土の変形問題の意義と解明への考察

講　演　者
村　山　朔　郎
正会員 工博 京都大学名誉教授・摂南大学教授 工学部土木工学科

担当：中部支部

1. 土の変形問題の意義

一般に，土質力学といわれているものを内容からみると，土自身の力学特性を解明する，いわば土の材料力学と，土からなる構造体の力学を扱う構造力学の二分野に大別することができよう．土の材料力学では，土を形成する土粒子の集合体，すなわち土粒子骨格の強度特性や応力・ひずみ・時間関係などが主要な課題となり，一方土の構造力学は，土の材料力学で与えられた特性をもとにしてその boundary value problem を扱うものである．

土質力学は歴史が浅いにもかかわらず，多くの研究によってめざましい発展をとげ，地盤や土構造物として最も恐れられていた破壊による災害は，ほとんど防げるようになってきた．これはせん断強度に関する土の力学特性の研究や地盤，土構造物のせん断破壊を防ぐための理論や設計法が，いろいろと発展してきたためである．

しかし土や地盤に関する問題の中には，土のせん断強度やそれに基づく地盤の塑性つり合いなど，強度を主体とする解明だけでは不十分なものがなお残されている．例えば土圧分布の問題などは，構造力学でいういわゆる不静定問題に属するものであるから，従来のように土の塑性つり合いの関係だけでは解明できず，これを解くにはさらに土の応力・ひずみの関係を知らねばならない．また今日つくられる建造物は，それに接する地盤の破壊を防げばよいというほど単純なものではなく，地盤の変形や不同沈下についても厳しい要求がつけられることが多い．また斜面の安定やトンネル掘削については，破壊時刻の予知などの時間要素に関する情報も要望されるであろう．しかし，今までの材料力学には土の応力・ひずみや時間関係の理論的解明がほとんどされていなかったので，これらの構造力学上の要望を解析的に解くには困難が多い．もっとも従来までの理論の中には，圧密理論のように，土の変形・時間関係を扱ったものもある．しかしこの理論は，間げき水が絞り出されて粒子骨格が収縮していく経時過程を，粒子骨格を弾性体とみなして解いたものであるから，二次圧密などを十分に説明することができず，粘土のレオロジー特性の解明が必要となっている．

上述のように，今までの土質力学の研究は地盤や土構造物として最も警戒されていた破壊を防ぐことにその主力が傾けられていたとみられよう．その功績は決して少なくないが，これからの構造力学に関する実際的問題を解決するためにも，また土質力学をいっそう一貫した力学体系につくり上げていくためにも，土の材料力学としては応力・ひずみ・時間を破壊と同時に論ぜられるよう

な広範かつ普遍的な土の力学特性を解明していく必要があると考えられる．

2．土の構成式の意義

土の材料力学の今後の課題はいろいろあろうが，それらの中でも前述のように，土の変形特性は，今後，土質力学のより広い適用のためにいっそう究明せねばならない重要課題のひとつである．

地盤中の応力・ひずみを解析的に求めるには，応力やひずみの場のつり合い式や適合条件式とそれらの境界条件だけでは解に必要な方程式の数が不足するので，ほかに土の物質定数あるいは物質関数を含んだ場の量の関係式が必要となる．土の応力・ひずみ特性式は，ここで必要としている上記の関係式に該当するものであるから，この特性式は所要の場の量を含み，かつ解を得るのに必要なだけの数の関係式から成り立たねばならない．

地盤の応力・ひずみの場に対する解析の計算には，通常の解析的な方法のほかにも種々の方法があるであろうが，最近はコンピューターの発達によって面倒な計算もかなり遂行できるようになり，そのソフトウェアとして有限要素法は有力なもののひとつであろう．この際，土の応力・ひずみ特性式は，コンピューターの in put となるものであるから，地中に起こる土の種々の状態に十分適合できるような普遍性の高いものでなければならない．普遍性を高めるためには，土の特性式は，ある特定条件下の関係であったり，土のもつ履歴依存性を無視したようなものであってはならない．

土の骨格すなわち粒子骨格は，いずれも不規則な形状・寸法の鉱物粒子の集まりからできている．このような粒子骨格の変形特性は，骨格が例えば同様の寸法・組成のガラス片の粒子からできていてもやはり同様の特性が現われる．ゆえに，土のような微粒子からなる材料の変形特性は，粒子骨格をつくる粒子自身の物性によるよりも，むしろ粒子の構成状態や外圧をうけたときの粒子の挙動に起因する性質が多いことがうかがわれる．このような微視的な内部構成によって支配される外作用とその応答との関係を構成特性（constitutive property）といい，その量的関係式を構成式(constitutive equation)といっている．土に与えられる外作用は，種々の温度のもとで与えられる外力や変形，またはその時間的変量であることが通常であるから，土の構成式は一般には stress-strain-time-temperature の関係式となり，そのパラメーターに土の物質定数や物質関数が用いられるものとなる．ゆえに土の構成式という言葉は，単に土の力学特性式を表わすだけでなく，微視的な内部構成を意識してその考察のうえに立ったものである含みをもつときに限って使われる言葉といえよう．

土の構成式は，これを種々の立場から解明しようとする試みが最近ようやくみられるようになってきたが，まだ応力・ひずみの広い範囲にわたって統一的に示されるほどにはなっていないようである．現状では，土の構成式を解明するための方法論としては，次の二つに大別されるようである．

① 第一の方法は，土内部の粒子の構造や挙動にはあまり深く立ち入らず，土の巨視的な応力・ひずみ現象の中から普遍的な関係を，土の構成状態を考慮しながら抽出し，それを合成して土の構成式を求めようとする，いわば現象論的な方法である．

② 第二の方法は，土の粒子レベルの微視的な内部機構を解析して，それに基づいた micro な局所特性を求め，その累積として土の macro な特性を誘導して，土の構成式を求めようとする，いわば物性論的な方法である．

第一の方法では，巨視的な現象を扱う関係上，弾性体や塑性体の理論またはエネルギー理論など，すでに体系化された既成理論を導入する余地が多く，また普遍性のある実験結果をその一部に入れることもできる利点がある．この方法に属する研究の代表的なものは Cambridge 学派または Cambridge Original Energy Theory といわれる 1963 年に Roscoe や Schofield らの研究[1]によって原形が提案されたものである．この研究は，e-p-q 空間上（e：間げき比，p：平均有効主応力，q：偏差応力）で土の構成特性を示そうとするものであり，e-log p 関係に対しては粘土の圧密における実験的関係を用いまた p-q 関係にはエネルギー理論において消散エネルギーをある条件に仮定するとともにさらに Drucker により提案された associate flow rule における normality の考え方を導入して土の構成式を導いたものである．

第二の方法では，今までに土のような不規則な形状・寸法の摩擦性固体の微粒子からなる材料の構成式を求める力学体系がなかったので，土の構成式を求めようとすると，まず土に適した力学体系を作るための手法から新たに案出せねばならない困難がある．しかし，もしこの困難をのり切れれば，粒子レベルの微視的考察を基本とするものだけに，粒子骨格の内部機構によりいっそう近づきうる可能性があるように思われる．そこで筆者はこの方法を試みることとし，粒子の挙動を物性論的な考察のもとに統計力学的な手法で解くことを考えた．この方針に基づく最初の考え方は，1962 年に日本材料試験協会の講演会で述べたが，発展に伴い 1964 年の Grenoble のレオロジーシンポジウムや 1969 年の Mexico City の国際会議に報告した[2]．その後も改良や拡張を試みて

いるが，その体系化した一部として砂の変形特性を次に述べる．

3．砂の応力・ひずみ特性の解析

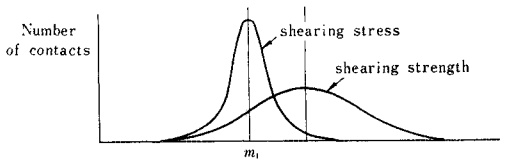
砂を，「不規則な形状，寸法の摩擦法則に従う固体粒子の random assembly」で表わし，これを前提条件として，砂の偏差応力を受けたときのひずみ特性を理論的に解こうとするものである．間げき水圧が砂の変形に影響しない場合を想定して，排水状態の飽和砂または乾燥砂を対象とした．力学条件は水平両軸の側圧が等しい三軸圧縮を想定するが，ひずみ特性の中に平均有効主応力 σ_m の影響が入らないよう σ_m は常に一定とする．

この解析では，粒子状態を求めるのに統計力学的手法を導入するが，そのために重要であり最も考慮を要した点は，粒子状態を評価する基準面と評価を表示する確率変量の選定および粒子構造の機構に対する概念の設定であった．前者に対し，本解析では以下に定義するような砂中にできる粒子の最大稼動面を基準面とし，この面に対して測った粒子間力の方向角と粒子の滑動抵抗角の二つを確率変量に用いることとした[2]．

砂が有効主応力 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$（ここでは $\sigma_2=\sigma_3$ かつ $\sigma_m=$一定）を受けたとき，せん断応力による粒子の稼働（相対移動，mobilization）が最も活発化する方向の面は，その面への有効垂直応力 σ とその面のせん断応力 τ とが，$\tan^{-1}(\tau/\sigma)$ したがって (τ/σ) を最大にする方向の面である．この面にそっては砂のもつ内部摩擦角の稼働も最大となる．ゆえにこの面をさきに紹介した最大稼働面（plane of maximum mobilization）または $(\tau/\sigma)_{max}$ -面，$\phi(=\tan^{-1}(\tau/\sigma))$ を稼働内部摩擦角と称することにする．$(\tau/\sigma)_{max}$ -面にそって存在する粒子群に対して各粒子に作用する粒子間力の $(\tau/\sigma)_{max}$ -面の法線からの角を粒子間力の方向角 β_i，この群の粒子が粒子間力によって隣接粒子表面を滑動する場合，粒子の滑動面の $(\tau/\sigma)_{max}$ -面に対する角を粒子の接点方向角 θ_i と称する．β_i, θ_i は粒子ごとにまちまちであって，一定ではない．粒子間摩擦角を δ とすると $(\theta_i+\delta)$ は滑動に対する抵抗角となり，これを粒子の滑動抵抗角という．$\beta_i=x_1$, $\theta_i+\delta=x_2$ と書きかえ，この x_1, x_2 を確率変量に採用する．x_1 -群は砂のせん断応力に相当するものであり，x_2 -群は上述のように砂の抵抗力に相当する．それぞれを確率分布曲線として曲線-1, -2 で示せば，図—1 のようになる．また粒子に滑動が生起する条件は

$$x_2-x_1=y\leq 0 \quad \cdots\cdots(1)$$

であるから，上記の二曲線を一組とする図は，単に砂の粒子状態を示すだけでなく，確率論的な考察を加えることにより，粒子の滑動やひいては砂の変形特性を誘導することができる．ゆえに図—1 のような x_1, x_2 の両群の分布図は砂の統計力学モデルということができる．



図—1

弾性状態：砂に載荷と除荷の1サイクルを与えたとき残留ひずみが生じない砂の状態を弾性状態という．弾性状態では曲線-1, -2 はそれぞれ独立で互いに相関がない．また曲線-1 は粒子の分布や配列構造が均質，等方であれば，対称分布となりその平均値 m_1 は $(\tau/\sigma)_{max}$-面上の力のつり合いから $\tan^{-1}(\tau/\sigma)$ に等しい．このような弾性状態は，砂に一定の応力の繰り返し載荷を，残留ひずみが消失するまで与えることによっても求められる．このようにして得られた粒子の接点方向角分布は，一定載荷の粒子間力の方向角分布に一致するから対称分布となる．そこで曲線-1, -2 をそれぞれ次式のような正規確率関数で近似する．

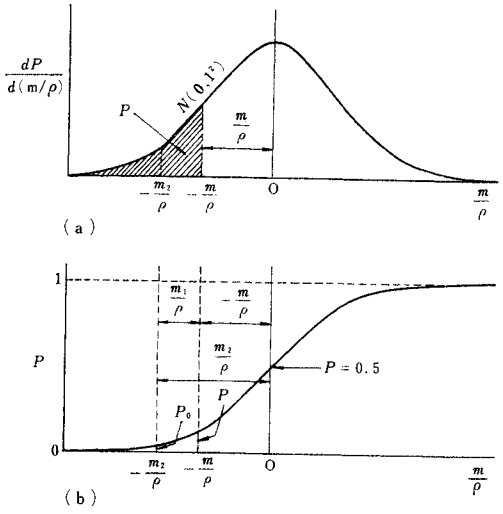
$$\left.\begin{aligned} f(x_1)&=N(m_1,\ \rho_1{}^2)\\ \varphi(x_2)&=N(m_2,\ \rho_2{}^2)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(2)$$

ここに $m_1=\tan^{-1}(\tau/\sigma)(=\phi)$

$f(x_1)$, $\varphi(x_2)$ はそれぞれ曲線-1, -2 を示し，m_1, m_2 は平均値，ρ_1, ρ_2 は標準偏差である．上式と式 (1) を用いて全粒子のうち滑動粒子の生起確率（これを滑動確率という）を求め，これを P とすると，P は

$$\left.\begin{aligned} P&=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{-m/\rho}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{m}{\rho}\right)^2\right\}\\ &\quad\cdot d\left(\frac{m}{\rho}\right)\equiv F\left(-\frac{m}{\rho}\right)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(3)$$

ここに $m=m_2-m_1$, $\rho=\sqrt{\rho_1{}^2+\rho_2{}^2}$

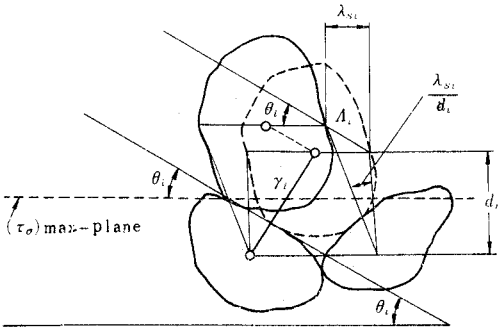


図—2

これを図示すれば図—2となる．なお弾性状態が $N(m_1, \rho_1^2)$ の繰り返し載荷によって作られているときは前述のように $N(m_2, \rho_2^2)$ は $N(m_1, \rho_1^2)$ と同形となる．また m_1 が m_2 に達するとき弾性状態の極限となるので，そのときの (τ/σ) を s_{el} で示して弾性限界ということにする．ゆえにこの場合では

$$\rho_2=\rho_1,\ s_{el}=\tan m_2 \quad \cdots\cdots(4)$$

弾性状態では滑動した粒子は図—3のように，隣接粒子表面にそって Λ_i だけ滑動すると，この斜面の途中で周囲にある粒子構造の壁に阻止されて停止する．このような粒子構造の壁を，ここでは potential 障壁と仮称する．通常，potential 障壁とは，粒子の移動経路にある potential の場の極値をいう用語であるが，ここでは砂粒子の挙動の現象上の類似性を説明する便宜上この用語を用いた．砂粒子の場合の potential 障壁の内容は，周囲に拘束圧をもつ粒子群を，粒子の性状とそれら粒子の構成状態を変量とする状態確率をもつ体系とみたとき，その体系すなわちその粒子群が，そのとき保有している構成状態を不可逆な状態に分解 (disintegrate) させようとする外力に抵抗する体系の構造的強度を示している．ゆえに各粒子に対する potential 障壁の高さ（強さ）の平均値は弾性限界値となる．



図—3

粒子の静止位置から potential 障壁までの粒子表面にそう滑動距離を Λ_i，粒子間距離を r_i とし，Λ_i, r_i の全粒子に対する平均値をそれぞれ Λ, r とする．Λ_i, r_i は粒子ごとにまちまちであるが，それらの比 Λ_i/r_i は Λ/r のまわりにある分布をするとみられる．そこで $\Lambda_i/r_i=c_i\cdot\Lambda/r$ とおくと，砂の粒子諸元と粒子配列が定まれば，Λ, r は一定であるからその比 Λ/r は定数となり，また係数 c_i の確率分布も一定となる．$(\tau/\sigma)_{max}$-面に生ずる砂の巨視的なせん断ひずみ γ_β は，上述の粒子の相対移動に起因するから，せん断面は厚さのない面ではなく，ある厚さをもつ層となる．砂全体に対してこの層の平均的な厚さを b とすると，b は砂の平均粒子間隔 r に比例するとみられるので，$b\fallingdotseq k\cdot r$ と近似する．比例係数 k は，せん断の機構からみてせん断応力の大きさやせん断面の方向には無関係である．ゆえに上記の γ_β は，粒子の滑動距離 Λ_i の累積として生じるが，Λ_i の大きさや方向に影響されるからこの影響を考慮し，すべての Λ_i の滑動が γ_β に寄与するとすれば，

$$\begin{aligned}\Delta\gamma_\beta&=\frac{1}{k\cdot r}\sum_{PN}^{(P+\Delta P)N}\Lambda_i\cdot\cos\theta_i\\&=\frac{\Lambda\cdot\cos\theta_e}{k\cdot r}\sum_{PN}^{(P+\Delta P)N}\left(\frac{c_i\cdot r_i}{r}\cdot\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_e}\right)\\&=\frac{\Lambda\cdot N\cdot\cos\theta_e}{k\cdot r}\Delta P\int_{w_1}\int_{w_2}w_1\cdot w_2\\&\quad\cdot f(w_1, w_2)\,dw_1\cdot dw_2\end{aligned}$$

ここに N は砂単位面積中の粒子数，角 θ_e は滑動した粒子群に対する θ_i の平均値，確率変数 w_1, w_2 は $w_1=c_i\cdot r_i/r$, $w_2=\cos\theta_i/\cos\theta_e$ で示され，w_1, w_2 は互いに独立である．また $f(w_1, w_2)$ は w_1, w_2 の同時確率分布関数であって，外力 m_1 の大きさに無関係であるから，砂が一定であれば一定となる．ゆえに，この砂に与えられた一定の $c_i\cdot r_i$ の分布と θ_i の分布に対して上式の w_1, w_2 域内の二重積分はこの砂の w_1, w_2 の積に対する期待値であって一定値となり，これを c_s と記す．

一方 m_1 を m_1+dm_1 に増大したときの θ_e は，後述の式 (7) で与えられる．ゆえに通常の砂粒子の m_2, δ の値の範囲では，$\cos\theta_e$ の値は近似的に $\cos\theta_e\fallingdotseq\cos\delta\cdot\cos m_1$ とおける．上述した諸関係を上式に代入して，$\Delta\gamma_\beta$, ΔP を微分形で書くと，

$$\left.\begin{aligned}&\partial\gamma_\beta/\partial P=A\cdot\cos m_1\\&\text{ここに}\quad A=c\cdot\Lambda\cdot N/r,\ c=c_s\cdot\cos\delta/k\end{aligned}\right\}\quad\cdots\cdots(5)$$

A を変位係数，c を寄与係数という．

一方，粒子は滑動すると $(\tau/\sigma)_{max}$ -面からその粒子の接点方向角 θ_i だけ上方にそれるために，粒子間隔が拡大し，いわゆるダイラタンシーによる体積膨張が生じる．ゆえに P が dP 増加することによる (τ/σ_{max})-面の体積膨張を $-d\varepsilon_n$ (ε_n は圧縮を正とする）とすると

$$-d\varepsilon_n=\tan\theta_e\cdot d\gamma_\beta \quad\cdots\cdots(6)$$

角 θ_e は前述のように滑動粒子に対する θ_i の平均値であり，式 (1), (2) を用いて計算すると

$$\theta_e+\delta=\frac{m_1\rho_2^2+m_2\rho_1^2+y\rho_2^2}{\rho_1^2+\rho_2^2}\quad\cdots\cdots(7)$$

dP に対する式 (1) の y は $y=0$ であるから，式 (7) にこの関係を入れたのち式 (6) に代入すると

$$\left.\begin{aligned}&\lambda\left(-\frac{d\varepsilon_n}{d\gamma_\beta}\right)+\tan\delta=\tan\left\{\frac{m_1\rho_2^2+m_2\rho_1^2}{\rho_1^2+\rho_2^2}\right\}\\&\text{ここに}\quad\lambda\fallingdotseq1+\tan^2\delta\end{aligned}\right\}\quad\cdots\cdots(8)$$

上に求めた式 (5), (8) は $N(m_1, \rho_1^2)$ の外圧が $N(m_2, \rho_2^2)$ で示される砂に載荷されているとき，さらに dm_1 の偏差応力の増加に対して生ずる $(\tau/\sigma)_{max}$ -面のせん断ひずみの増分 $d\gamma_\beta$ とダイラタンシーによる体積

増分（$-d\varepsilon_n$）の関係を与える式である．これらの式を積分するために必要な式（3）の P は，その値は確率積分表から求められるが簡単に式示できない．そのため P を次の正切の関数で近似する．

$$P \fallingdotseq \frac{1}{2}\tan\left(\frac{\pi}{4}-\frac{m}{2\rho}\right),\quad m=m_2-m_1 \cdots\cdots\cdots (9)$$

上式を式（5）に代入して積分し，初期条件 $m_1=0$（ただし σ_m=一定）に対する P を P_0 と記し，さらに解の過程にいくらかの近似を用いると

$$\left.\begin{aligned} &\tau_\beta = A\cdot P_e/\sqrt{1+z^2} \\ &\text{ここに}\quad P_e = P-P_0 = W_e\cdot z \\ &\qquad W_e = (1/2)^{\nu}\tan\{(\tan^{-1}s_{el})/(2\rho)\}/s_{el} \\ &\qquad z = \tan m_1 = (1/2)(\sqrt{\sigma_1/\sigma_3}-\sqrt{\sigma_3/\sigma_1}) \end{aligned}\right\} \cdots (10)$$

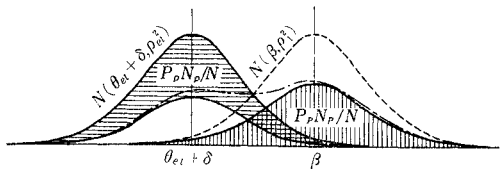
また式（4）のように $\rho_1=\rho_2$ の砂の場合は ε_n と z の関係は式（10）を式（8）に代入して

$$\left.\begin{aligned} &\lambda\left(-\frac{d\varepsilon_n}{d\tau_\beta}\right)+\tan\delta = \frac{s_{el}-\alpha_0}{2}+\frac{s_{el}+\alpha_0}{2\,s_{el}}z \\ &\lambda\left(-\frac{\varepsilon_n}{\tau_\beta}\right)+\tan\delta = \frac{s_{el}-\alpha_0}{2}+\frac{s_{el}+\alpha_0}{4\,s_{el}}z \end{aligned}\right\} \cdots\cdots (11)$$

ここに α_0 は s_{el} の関数で示した補正項であるが，その値は非常に小さいから無視しても大差がない．式（10），（11）は $(\tau/\sigma)_{\max}$ -面上のひずみの値であるから，主応力と主ひずみ増分の方向が一致するという条件を用いれば，三軸方向の主応力・主ひずみ関係をただちに求めることができる．

塑性状態：前述のように弾性状態にある砂では，粒子は隣接粒子斜面を滑動すると potential 障壁にあたりそこで停止するから，偏差応力だけを除荷すれば同一斜面を下降して原位置に復帰する．そのため弾性状態の砂を載荷後除荷したときには残留ひずみは生じない．

外圧が大きくなり粒子間力が大きくなると，滑動粒子は potential 障壁を越えて障壁内に押し入る．この現象を活性化（activation）という．活性化は粒子構造の局部的な降伏であるから活性化粒子に作用していた粒子間力の一部は活性化しなかった粒子（弾性挙動粒子という）に転嫁され，さらに弾性挙動粒子に二次的な滑動と活性化が発生する．弾性挙動粒子に続いて持続性の活性化が発生しなければ，その砂はそこで安定する．砂のこのようなの状態を塑性状態という．二次的な滑動があると，活性化した粒子はさらに移動するが，その過程の間により安定な接点方向角をとるように配向（orientation）が促進される．図—4 は砂が安定した時点で活性化した N_p 個の粒子のうち $P_p\cdot N_p$ 個（P_p：活性化粒子の安定化確率）が載荷応力の粒子間力に耐える方向に配向している状態を示す．粒子はこのように配向するとそれだけ強固な構造になるから，砂のひずみ硬化の理由を上述の機構によって説明することができよう．また一定の偏差応



図—4

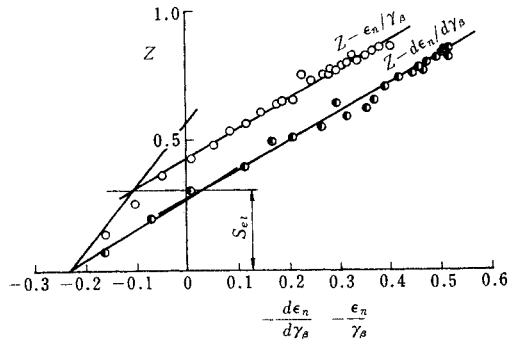
力を繰り返し載荷すれば，ついに全粒子がその応力に耐える方向に配向するので，一定応力の繰り返し載荷により弾性限界の高い砂の状態が得られることになる．上記の粒子構造と粒子挙動は，砂を摩擦性粒子の random assembly とする前提のもとに，物性論的考察により演繹的に求めた粒子機構に対する概念であり，さらにこの機構を背景にし，粒子挙動に弾性状態にある砂で用いたのと同様に統計力学的な取扱いを導入して数量的に解析すると，$(\tau/\sigma)_{\max}$-面上のせん断ひずみ τ_β と，この面におけるダイラタンシーによる体積ひずみ $(-\varepsilon_n)$（ε_n：圧縮ひずみ）が次式のように求められる．

$$\tau_\beta = \frac{A\cdot W_e}{\sqrt{1+z^2}}\left\{s_{el}+\frac{s_\infty-s_{el}}{s_\infty-z}(z-s_{el})\right\} \cdots\cdots (12)$$

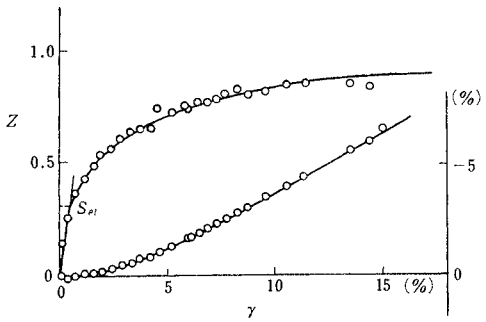
$$\left.\begin{aligned} &\lambda\left(-\frac{d\varepsilon_n}{d\tau_\beta}\right) = z-\tan\delta,\quad \lambda \fallingdotseq 1+\tan^2\delta \\ &\lambda\left(-\frac{\varepsilon_n}{\tau_\beta}\right) = z-s_{el}+\lambda\left(-\frac{\varepsilon_n}{\tau_\beta}\right)_{el} \\ &\qquad (el：\text{弾性限界における値}) \end{aligned}\right\} \cdots (13)$$

ここに s_∞ は式（9）の P が $P=1$ となるような $\tan m_1$ である．上式で得られた塑性状態に対する理論結果と前述の弾性状態の結果を 図—5～7 の実線で示し，実験結果（○および◐印）（松岡　元：Soils and Foundations, Vol. 14, No. 2, 1974[3]），の結果を借用）と対比すれば，この理論の妥当性が検証される．

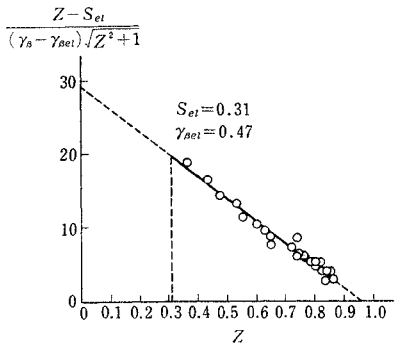
破壊状態：外圧がさらに大きくなると，粒子の活性化はその外圧が存在する限り際限なく続いて発生する．このような状態が発生しはじめるときの外圧を破壊強度といい z_f と記し，この状態を砂の破壊状態という．そのときの破壊状態を進行させないようにするためには載荷している偏差応力の大きさをさらに低い応力比 z に減少



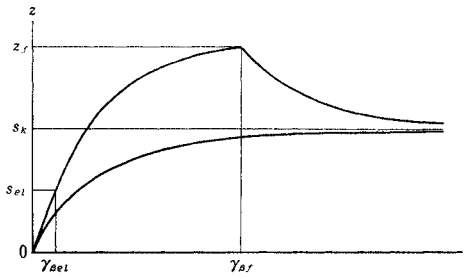
図—5



図—6



図—7



図—8

することが必要となる．破壊強度 z_f と z_f における $(\tau/\sigma)_{max}$-面上のせん断ひずみ $\gamma_{\beta f}$ および破壊状態において strain control test で求められる応力・ひずみ関係を解析すると次式のように求められる（図—8 参照）．

$$z_f=s_k+\frac{s_m-s_k}{s_m}\cdot s_{el} \quad \cdots\cdots(14)$$

$$\left.\begin{aligned}\gamma_{\beta f}&=\frac{A\cdot W_e}{\sqrt{1+z_f{}^2}}\left\{s_{el}+\frac{s_m-s_k}{z_f-s_k}(z_f-s_{el})\right.\\ \gamma_\beta-\gamma_{\beta f}&=\frac{A\cdot B\cdot W_e}{\sqrt{1+z^2}}\cdot\frac{z_f-z}{z-s_k},\\ B&=\frac{(s_m-s_k)\cdot(s_k-s_{el})}{z_f-s_k}\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(15)$$

ここに s_m, s_k は，それぞれ同一荷重のくり返し載荷で得られる最も密な砂，および最もゆるい状態の砂のせん断強度を応力比で示したものである．

砂は上記のように一般に弾性，塑性，破壊の三状態をもっており，それらの状態における偏差応力に対する構成式，すなわちこのときの応力・ひずみ特性は上述の各式によって求めることが可能となった．

参考文献

1) K.H. Roscoe, A.N. Schofield and A. Thurairajah : Yielding of Clays in States Wetter than Critical, Geotechnique, Vol.13, pp. 210-240, 1963.
2) 村山朔郎 ： 土質力学における最近の諸問題，とくに砂質土について，日本材料試験協会編，土質材料の力学と試験法，pp. 109-131, 1962.
S. Murayama : A Theoretical Consideration on a Behaviour of Sand, Proc. IUTAM Symp. on Rheology and Soil Mech., Grenoble, 1964, Springer-Verlag, pp. 146-159, 1966.
S. Murayama : Stress-Strain-Time Behavior of Soils Subjected to Deviatoric Stress, Proc. 7th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Vol. 1, pp. 297-306, 1969.
3) H. Matsuoka : Stress-Strain Relationships of Sands, Soils and Foundations, Vol. 14, No. 2, p. 53 and p. 55, 1974.

マークは語る

大日本土木株式会社

当社の社章は，会社創立に先立って，役員一同が協議の結果，一般より懸賞募集することになり，当時の建築雑誌（建築学会発行，昭和 19 年 5 月号）に社章図案懸広告がなされ，応募された作品の中から選ばれたものであります．審査委員には，早大教授・今和次郎，東大教授・岸田日出刀，画家・金島桂華，工芸家・高村豊周の各氏ほか計 10 名の方々にお願いし，同年 10 月 15 日に発表されました．

ねらいとするところは，白地に黒色の丸い線は大日本を示し，その中に土と木を組み合わせて土木を表わしており，高尚で雄大なデザインとの評をいただいております．

この社章は，職員用バッジ，社旗，作業所看板，帽章，作業服，会社発行の印刷物等にはほとんどこの社章が利用されております．

（藤吉克豪・記）