

盛土材としての土の1次元圧密方程式について

井上 宗 治
三重大学生物資源学部

One dimensional consolidation equation of soils for the embankment material.

Sohji INOUE
Faculty of Bioresources, Mie University

Summary

In consolidation tests on compacted soils as embankment materials, the curve representing the time versus settlement relationship has a characteristic shape, due partly to the great amount of immediate settlement. On the basis of this phenomenon, the author derived a consolidation equation for unsaturation using a stress-strain relation employing a viscoelastic (Voigt's) model. In order to approximate experimental values to the equation for the degree of consolidation, the author developed a method for determining several parameters of consolidation, which govern the behavior of compacted soils consolidation.

It was concluded that the application of this method gave satisfactory agreement for the time versus consolidation settlement relationships in case of both sudden settlement just after consolidation loading and without such immediate settlement.

For the application of this method, the computed parameters indicated are Young's modulus, the coefficient of viscosity, the compressibility of the pore fluid, the unsaturated permeability and so on, for an example consolidation of pressure $p=6.4 \text{ kgf/cm}^2$. It is noteworthy that the values obtained here are appropriate.

Key words: consolidation, consolidation test, compaction, settlement, viscoelasticity

I ま え が き

盛土材料としての土、いわゆる締固め土の圧密あるいは圧縮性状は乱さない飽和した土のそれとは大いに異なる。飽和土では土粒子と水の二相系材料に対して構築される熱伝導型の圧密方程式 (Terzaghi の圧密理論¹⁾) は一次圧密の範囲内である程度有用な圧密性状を知ることができるのに対して、不飽和な締固め土では土粒子と水

の他に空気成分が存在する複雑さのゆえにその性状には解明されていない点が多々ある。

不飽和土に対する圧密理論としては古典的な Biot²⁾ の研究に端を発し、その後数多くの理論が発表されている。中でも Barden³⁾ は飽和度が0から100%までの各々の場合について詳細に検討した不飽和圧密方程式を提示している。しかし、いずれの場合についても土中の気泡の存在を力学的に処理しなければならない難問に遭遇するため、方程式自体が多くの係数を含んでいたり、非線形になったりして極めて複雑な姿になることは避けられない。

研究成果としては評価できるが、現在の測定技術をもってしても得られる情報には限界があり、厳密に理論式に依拠しようとするほど実用性とはかけ離れるという結果になる。

一般に、圧密沈下特性は大きく即時沈下部分、圧密沈下部分、二次圧密部分に分けられる^{4),5)}。室内実験ではこのうち即時沈下部分が比較的多くの割合を占めることが締固め土の特徴である⁶⁾。現場盛土過程を考えれば載荷直後の即時沈下は無視できる⁷⁾かもしれないが実験データによっては全沈下量に対してこの部分の沈下が量的に無視できないほどに現れることがある。とくに、供試体厚さ 2 cm の標準圧密試験では顕著に認められない場合でも供試体厚さ 10 cm 程度の大型圧密試験⁸⁾では増幅された相当大きな沈下量として測定される。このような傾向は締固め土の粘弾性的性質と考えられており、Terzaghi の圧密理論では対処できない性状である。

以上の問題点を鑑み本論文では比較的簡明な不飽和圧密方程式を導くために締固め土の応力～ひずみ関係に Voigt Model を採用した。そこから得られる圧密方程式の解に圧密沈下部分はもちろんのこと即時沈下、二次圧密部分をあてはめ、締固め土の圧密沈下に関する諸定数を求める方法を提案するものである。

圧密問題に Voigt Model を適用する試みは従来からもなされているが、それらは主として圧密沈下後に生じる二次圧密部分を説明するために用いられてきた^{9),10),11)}。しかし、ここでは二次圧密部分に限らず、不飽和な締固め土の全沈下量を表現することを目的としている。

II 圧密方程式の誘導

締固め土は土粒子骨格構造と間隙流体で構成され、間隙流体は水と空気からなるものとする。

位置に関する座標を z 、時間のそれを t で表す。 z 軸方向の間隙流体のみかけの流速を v_p 、その質量を ρ 、間隙率を n とすると、連続の式は

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_p)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho \cdot n)}{\partial t} = 0 \quad \dots(1)$$

となり、二次以上の微小項を無視すると(2)式が得られる。

$$\rho \frac{\partial v_p}{\partial z} + \rho \frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \dots(2)$$

いま、間隙流体の圧縮率を β とし、 ρ を間隙圧 u の関数と考えたと

$$\frac{\partial \rho}{\partial u} = \beta \cdot \rho$$

すなわち、

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial u} = \beta \cdot \frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots(3)$$

が成り立つ¹²⁾。

(2)、(3)式より $\partial \rho / \partial t$ の項を消去して(4)式が得られる。

$$\frac{\partial v_p}{\partial z} + \frac{\partial n}{\partial t} + n\beta \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad \dots(4)$$

一方、土粒子骨格構造の変位速度を v_s 、その密度を ρ_s とすると先と同様に連続の式が得られる。

$$\frac{\partial(\rho_s \cdot v_s)}{\partial z} + \frac{\partial[\rho_s(1-n)]}{\partial t} = 0 \quad \dots(5)$$

ここで、計算を簡単化するため ρ_s の位置的、時間的変化は間隙流体のそれに比べて極めて小さいものと仮定して取扱う。そうすると、(5)式は以下ようになる。

$$\frac{\partial v_s}{\partial z} + \frac{\partial(1-n)}{\partial t} = 0 \quad \dots(6)$$

土中の水の流れに対しては Darcy の法則を用いる。ただし、この法則は基本的には剛な媒体中の水の運動を表すものである。土粒子骨格構造の変形と結びつけるためには骨格構造に対する間隙流体の相対的な流れについて本法則を適用しなければならない。土の間隙比を e 、不飽和透水係数を k 、水の単位重量を γ_w とすると

$$v_p - e \cdot v_s = -\frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \quad \dots(7)$$

で表わされる^{13),14)}。

(4)、(6)、(7)式より

$$\begin{aligned} -\frac{\partial n}{\partial t} - n\beta \frac{\partial u}{\partial t} + v_s \frac{\partial e}{\partial z} + e \frac{\partial(1-n)}{\partial t} \\ = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

が得られる。上式に $e=n/(1-n)$ の関係を与え、 $v_s \cdot \partial e / \partial z$ は二次の微小項として無視すると上式は次のようになる。

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \beta e \frac{\partial u}{\partial z} = (1+e) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \dots(8)$$

$k=\text{const.}$ と仮定し、また上式中の左辺第二項および右辺の e をその平均値 \bar{e} にとり線形化すると、いまの場合の基本式として次式が得られる。

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \beta \cdot \bar{e} \frac{\partial u}{\partial z} = (1+\bar{e}) \frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \dots(9)$$

次に、締固め土の応力～ひずみ関係としてバネとダッシュポットを並列につないだ2要素レオロジーモデル、すなわち、Voigt (or Kelvin) model を採用する (Fig. 1 参照)。その理由は圧密現象が Voigt model と同様なひずみ遅延現象であること、Voigt model とバネ要素を直列につないだ3要素モデルもよく使われるが今の場合圧密支配方程式を誘導する上で差異がない反面、係数が増える分だけ式形が複雑になることなどである。

土粒子間に作用する有効応力を σ' 、それによって生じるひずみを ε とすると両者の間は周知の次式で表わされる。

$$\sigma' = E \cdot \varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \dots(10)$$

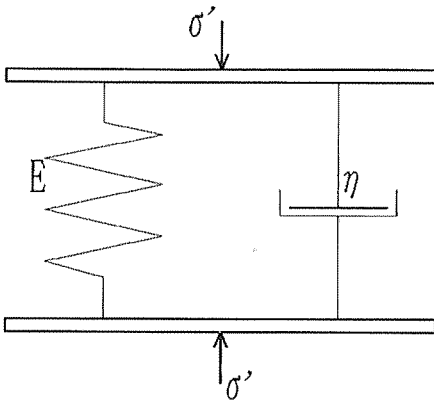


Fig. 1. Voigt model for response of soil structure.

ここに、 E, η : それぞれ土のヤング率, 粘性係数。
 $\sigma' = \text{const.}$ ($=p_0$ とおく) の下で上式は

$$\varepsilon = \frac{p_0}{E} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) \right\} \quad \dots(11)$$

となるが、 σ' が const. でなく時間と共に変化 (増加) するならば(10)式の解は

$$\varepsilon = \frac{1}{\eta} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau \quad \dots(12)$$

で表わされる¹⁵⁾。

さて、全圧密沈下を即時沈下、圧密沈下、二次圧密沈下に分けて考えると、圧密荷重 p の荷重直後に生じる即時沈下部分は p_0 が一定状態の下で起るものとみなされる。その時の沈下量、ひいてはひずみ量は(11)式で表わされるであろう。次いで、 p_0 が徐々に有効応力 σ' に転化していく段階が圧密沈下および二次圧密沈下部分に相当するとするとそれらは(12)式で表わされることになる。

したがって、圧密開始時点から終了までの全圧密状態に対応する応力～ひずみ関係は(11)式と(12)式を重ね合わせることによって得られると考え、次式で表す。

$$\varepsilon = \frac{p_0}{E} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) \right\} + \frac{1}{\eta} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau \quad \dots(13)$$

(9)式に(13)式を適用することにより以下に締固め土の圧密方程式を誘導する。

(13)式の両辺を t で微分して

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p_0}{\eta} \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) - \frac{E}{\eta^2} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \times \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau + \frac{1}{\eta} \sigma'(t, z)$$

ここで、間隙比 e とひずみ ε との関係式

$$\Delta\varepsilon = -\Delta e / (1+\bar{e})$$

を用いて、上式を(9)式に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned}
& -\frac{\rho_0}{\eta} \exp\left(-\frac{E}{\eta}t\right) + \frac{E}{\eta^2} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \cdot \\
& \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau - \frac{1}{\eta} \sigma'(t) \\
& + \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{k}{\gamma_w} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \dots(14) \\
& = \frac{k}{\gamma_w} \cdot \left(\frac{E}{\eta} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial t \cdot \partial z^2} \right) \quad \dots(19)
\end{aligned}$$

微分公式

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \cdot \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau \\
& = -\frac{1}{\eta} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \cdot \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau + \sigma'(t, z)
\end{aligned}$$

を用いて(14)式の両辺を t で微分すると

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_0 \cdot E}{\eta^2} \exp\left(-\frac{E}{\eta}t\right) - \frac{E^2}{\eta^3} \int_0^t \sigma'(\tau, z) \cdot \\
& \exp\left[-\frac{E}{\eta}(t-\tau)\right] d\tau + \frac{E}{\eta^2} \sigma'(t, z) - \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial \sigma'}{\partial t} \\
& + \frac{\beta - \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial^3 u}{\partial t \cdot \partial z^2} \quad \dots(15)
\end{aligned}$$

となる。

(14)式の両辺に E/η を乗じたものと(15)式とを辺々相加え合わせると、

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{\eta} \frac{\partial \sigma'}{\partial t} + \frac{E}{\eta} \cdot \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\
& = \frac{k}{\gamma_w} \left(\frac{E}{\eta} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial t \cdot \partial z^2} \right) \quad \dots(16)
\end{aligned}$$

が得られる。

土塊全体に作用する応力、すなわち全応力は有効応力と間隙圧との和に等しいという有効応力の概念はここでも成り立つと仮定する。そうすると、圧密荷重 p は

$$p = \sigma' + u \quad \dots(17)$$

と表わされるから次の関係式が得られる。

$$\frac{\partial \sigma'}{\partial t} = -\frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots(18)$$

(18)式を用いて(16)式を従属変数 u だけで整理すると

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{E}{\eta} \cdot \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

となる。

この式が盛土材としての土、すなわち締め固められた土に対する次元圧密方程式である。従来の飽和理論の式に比べると係数、項の数が少し増えているが、複雑な締め固め土の圧密特性を現象的にとらえ、単純化、簡素化した結果である。

III 基礎式の解法

基礎式(19)において

$$\frac{1}{\eta} = b_1, \quad \frac{E}{\eta} = b_2, \quad \frac{\beta \cdot \bar{e}}{1+\bar{e}} = b_3, \quad \frac{k}{\gamma_w} = c_1$$

の記号を使い書き直すと次式となる。

$$b_3 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (b_1 + b_2 \cdot b_3) \frac{\partial u}{\partial t} = c_1 \left(b_2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial t \cdot \partial z^2} \right) \quad \dots(20)$$

上式は t と z に関する2階偏微分方程式であるから通常の変数分離法を用いて容易に解くことができる。しかし、ここでは(20)式の解を求めることはもちろんであるが最終的に得られる圧密度に関する式に実験、実測値をあてはめ、 b_1, b_2, b_3, c_1 の定数を定め、それによって実盛土の圧密沈下特性を予測することを主眼とする。そのためには最後の間隙圧分布の式に至る誘導過程が諸定数算定上必要となるので以下に解法の要点を記しておく。

$u(t, z) = T(t) \cdot Z(z)$ とおき(20)式に代入する。 t と z に関する項を分離してそれらを

$$\frac{b_3 \cdot \ddot{T} + (b_1 + b_2 \cdot b_3) \dot{T}}{c_1 \cdot b_2 T + c_1 \cdot \dot{T}} = \frac{Z''}{Z} = -\lambda_n^2 \text{ (定数)}$$

とおく。ただし、 $\cdot, \ddot{\cdot}$ はそれぞれ t と z に関する微分を表す。

したがって、

$$Z'' + \lambda_n^2 \cdot Z = 0$$

より、 $Z(z) = A_n \cdot \sin(\lambda_n \cdot z) + B_n \cdot \cos(\lambda_n \cdot z)$

が得られる。ただし、 A_n, B_n は定数。

また、

$$b_3 \cdot \ddot{T} + (b_1 + b_2 \cdot b_3 + \lambda_n^2 \cdot c_1) \dot{T} + \lambda_n^2 \cdot c_1 \cdot b_2 \cdot T = 0$$

に対して、 $T = e^{rt}$ とおき、上式の特徴方程式を求めると、

$$b_3 \cdot r^2 + (b_1 + b_2 \cdot b_3 + \lambda_n^2 \cdot c_1) \cdot r + \lambda_n^2 \cdot c_1 \cdot b_2 = 0$$

となるから

$$r = \frac{-(b_1 + b_2 \cdot b_3 + \lambda_n^2 \cdot c_1) \pm \sqrt{D}}{2b_3}$$

となる。ここに、

$$D = (b_1 + b_2 \cdot b_3 + \lambda_n^2 \cdot c_1)^2 - 4\lambda_n^2 \cdot c_1 \cdot b_2 \cdot b_3$$

いま、

$$\left. \begin{aligned} Q_n &= \frac{1}{2} \left(\frac{b_1}{b_3} + b_2 + \lambda_n^2 \frac{c_1}{b_3} \right) \\ R_n &= \lambda_n^2 \cdot b_2 \cdot \frac{c_1}{b_3} \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

とおくと

$$T(t) = C_n \cdot \exp(-\mu_n \cdot t) + D_n \cdot \exp(-\nu_n \cdot t) \dots (22)$$

がえられる。ここに、 C_n, D_n は定数、

$$\mu_n = Q_n - \sqrt{Q_n^2 - R_n}, \nu_n = Q_n + \sqrt{Q_n^2 - R_n} \dots (23)$$

とおいた。

したがって、(20)式の一般解は次式となる。

$$u(z, t) = (A_n \cdot \sin \lambda_n z + B_n \cdot \cos \lambda_n z) \times \{ C_n \cdot \exp(-\mu_n \cdot t) + D_n \cdot \exp(-\nu_n \cdot t) \} \dots (24)$$

圧密土層の厚さ $2H$ の両面排水として

$$t=0, 0 \leq z \leq 2H \text{ で } u(0, z) = \rho_0 \dots (25a)$$

$$-\frac{1}{\eta} \sigma'(0, z) + b_3 \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = c_1 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \dots (25b)$$

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq t \leq \infty, z=0 \text{ で } u(t, 0) &= 0 \\ 0 \leq t \leq \infty, z=2H \text{ で } u(t, 2H) &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (25c)$$

の条件の下で積分定数 A_n, B_n, C_n, D_n を定めると結局(20)式の解は次式ようになる。

$$u(z, t) = 2\rho_0 \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ W_m \cdot \exp(-\nu_m \cdot t) - V_m \cdot \exp(-\mu_m \cdot t) \right\} \cdot \sin\left(\frac{M}{H} z\right) \dots (26)$$

ここに、

$$V_m = \frac{1}{M(\nu_m - \mu_m)} \left(\frac{c_1}{b_3} \lambda_m^2 - \nu_m \right)$$

$$W_m = \frac{1}{M(\nu_m - \mu_m)} \left(\frac{c_1}{b_3} \cdot \lambda_m^2 - \mu_m \right)$$

$$M = \frac{1}{2}(2m+1)\pi, (m=0, 1, 2, \dots)$$

とおいた。また、 λ_m, ν_m 等の添字は(21), (23)式で $n \rightarrow m$ としたものである。

(17)式の $p = \sigma' + u$ 及び(26)式を(13)式に用い、 $p \neq p_0$ と考えて圧密沈下量 $S(t)$ を計算すると、

$$\begin{aligned} S(t) &= \int_0^{2H} \varepsilon(t, z) dz \\ &= \int_0^{2H} \left[\frac{p}{E} \{ 1 - \exp(-b_2 \cdot t) \} \right. \\ &\quad \left. + b_1 \int_0^t \{ p - u(\tau, z) \} \exp[-b_2(t-\tau)] d\tau \right] dz \\ &= \int_0^{2H} \left[\frac{p}{E} \{ 1 - \exp(-b_2 \cdot t) \} + \frac{p}{b_2} \right. \\ &\quad \left. - 2\rho \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{V_m}{\mu_m - b_2} \exp(-\mu_m \cdot t) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \exp(-\nu_m \cdot t) \right\} \sin\left(\frac{M}{H} z\right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{p}{b_2} \cdot \exp(-b_2 \cdot t) \right. \\ &\quad \left. + 2\rho \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{V_m}{\mu_m - b_2} - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \exp(-b_2 \cdot t) \cdot \sin\left(\frac{M}{H} z\right) \right] dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \therefore S(t) &= 2H\rho b_1 \left[\frac{1}{b_2} \{ 1 - \exp(-b_2 \cdot t) \} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{b_2} - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left\{ \frac{V_m}{\mu_m - b_2} \exp(-\mu_m \cdot t) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \exp(-\nu_m \cdot t) \right\} \right] \end{aligned}$$

$$-\exp(-b_2 \cdot t) \left\{ \frac{1}{b_2} - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left(\frac{V_m}{\mu_m - b_2} - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \right) \right\}$$

となるが上式の右変最後の項は若干の計算ののち、

$$\frac{1}{b_2} = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left(\frac{V_m}{\mu_m - b_2} - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \right)$$

となる結果、 $S(t)$ は

$$S(t) = 2Hp \cdot b_1 \left[\frac{1}{b_2} \{ 1 - \exp(-b_2 \cdot t) \} + \frac{1}{b_2} - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left\{ \frac{V_m}{\mu_m - b_2} \exp(-\mu_m \cdot t) - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \exp(-\nu_m \cdot t) \right\} \right] \quad \dots(27)$$

と得られる。

上式で

$t \rightarrow \infty$ のとき $S(\infty) = 4Hp \cdot b_1 / b_2$

であるので圧密度 $U(t)$ は

$$U(t) = 2 - \exp(-b_2 \cdot t) - 2b_2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left\{ \frac{V_m}{\mu_m - b_2} \exp(-\mu_m \cdot t) - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \exp(-\nu_m \cdot t) \right\} \quad \dots(28)$$

となる。

もし即時沈下部分が顕著でなく無視できる場合は上式で第3項が支配的となり圧密度は次式で表わされることとなる。

$$U(t) = 1 - 2b_2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{M} \left\{ \frac{V_m}{\mu_m - b_2} \exp(-\mu_m \cdot t) - \frac{W_m}{\nu_m - b_2} \exp(-\nu_m \cdot t) \right\} \quad \dots(29)$$

IV 数値計算例と考察

実験から得られる時間～圧密沈下量のデータに(28)式をあてはめ、 b_1 、 b_2 、 b_3 、 c_1 の係数値を定める。

Table. 1 に示した土について、その最大乾燥密度の90%の密度に締固めた供試体(試料名: D90)の実験結

Table 1. Identification properties of the soil tested

Specific Gravity G_s	2.662
Liquid Limit W_L	34.4%
Plastic Limit W_p	18.9%
Plasticity Index I_p	15.5
Opt. Moisture Content W_{opt}	17.1%
Max. Dry Density ρ_{dmax}	1.763 gf/cm ³
Coarse Sand (2~0.42 mm)	9.58%
Fine Sand (0.42~0.074 mm)	33.01%
Silt (0.074~0.005 mm)	37.34%
Clay (Smaller than 0.005 mm)	20.07%
Uniformity Coefficient U_c	196.0
Unified Classification in Japan	CL

果と数値計算例を Fig. 2 から Fig. 5 に示す。各々の理論曲線算定に用いた諸係数値は図中に掲げられている。また、同じく図中の d_0 、 d_{100} はそれぞれ $t=0$ 、 ∞ の時の圧密度を表す。

これらは数多くの実験結果のうちの代表例であるが、全体的な傾向は即時沈下部分があまりはっきりとは現れない場合 (Fig. 2 から Fig. 3) と、载荷直後およそ1分までの間に急激な即時沈下を起こす場合 (Fig. 4 から Fig. 5) とに大きく分けられる。したがって、前者には(29)式が適用され、比較的ゆっくりと始まる圧密曲線があてはめられるのに対し、後者には(28)式が適用され、即時沈下に続く圧密沈下をあわせてあてはめることになる。いずれも締固め土特有の性状であり、圧密荷重 p が低い時に前者、 p が増加するにつれて後者の曲線パターンとなるようである。この違いは土中に介在する気泡の排出性、圧縮性の度合いに関連するとともに、理論式の誘導過程では考慮しなかった負の間隙圧、すなわち、サクシオンによる影響が多分に含まれているものと推察される。

p の増加に対する曲線形状の変化は漸变的な場合によっては計算曲線と実験値とが若干離れることもある (Fig. 3 の立ち上がり部分)。しかし、全体的には(28)式あるいは(29)式が比較的良好に実験値を表し得ていることがこれらの図からわかるであろう。従来の飽和土の一次元圧密理論では理論に従う部分は一次圧密領域だけで、二次圧密部分は理論外とされている。それは飽和土でも一つの圧密荷重のもとで得られる時間～圧密沈下量関係は強い非線形性を示すからに他ならない。そのことを考

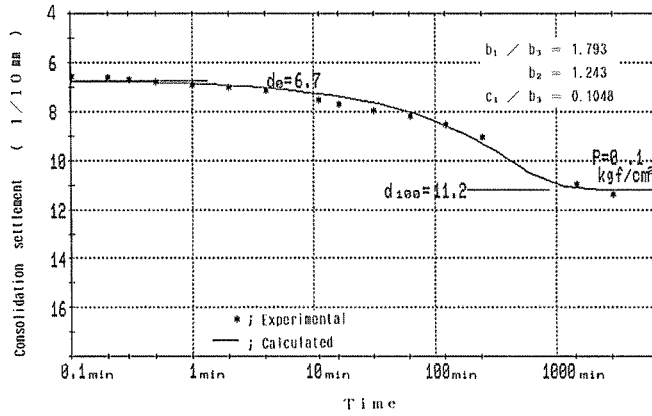


Fig. 2. Correlation of experimental values and curve fit in the case of consolidation pressure $p=0.1 \text{ kgf/cm}^2$

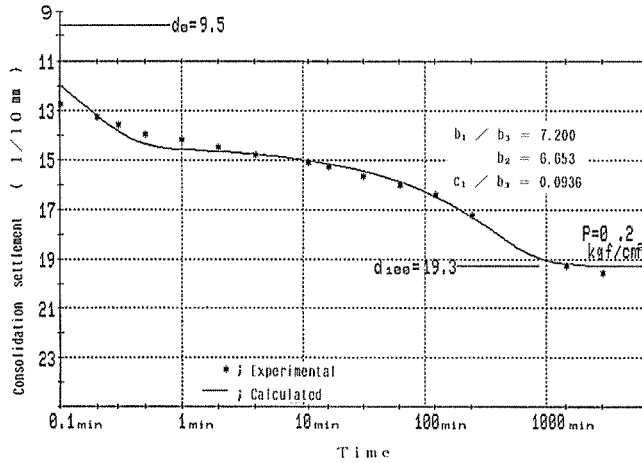


Fig. 3. Correlation of experimental values and curve fit in the case of consolidation pressure $p=0.2 \text{ kgf/cm}^2$

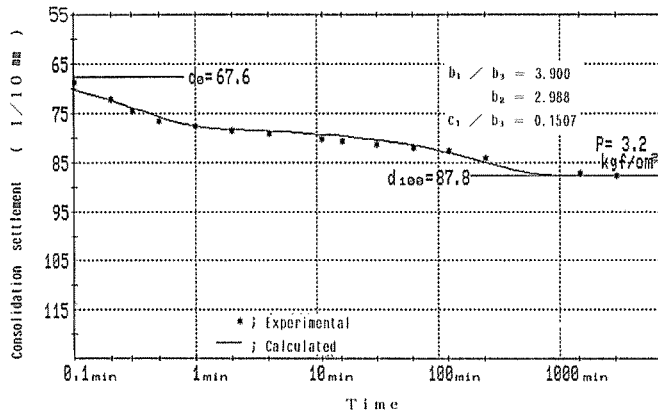


Fig. 4. Correlation of experimental values and curve fit in the case of consolidation pressure $p=3.2 \text{ kgf/cm}^2$

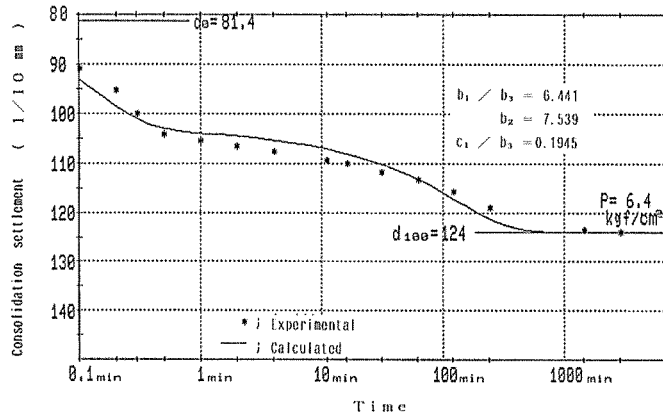


Fig. 5. Correlation of experimental values and curve fit in the case of consolidation pressure $p=6.4 \text{ kgf/cm}^2$

えるとより複雑な性状を有する（不飽和）締固め土に対して二次圧密部分をも含めた全沈下量を本提案式で好便に近似できるということは締固め土の圧密特性において粘弾性的性質が支配的であることを物語っていると思われる。

最後に圧密に関する各定数を $p=6.4 \text{ kgf/cm}^2$ (Fig. 5) を例にとって求めてみると以下のようである。

供試体の初期高さは12.5 cm, 前段階 $p=3.2 \text{ kgf/cm}^2$ での最終沈下量は0.874 cm. したがって,

圧密荷重 p kgf/cm ²	荷重増分 Δp kgf/cm ²	ひずみ増分 $\Delta \epsilon$ %	間隙比 e	平均間隙比 \bar{e}
3.2			0.521	
6.4	3.2	3.17	0.474	0.4975

となる。これより,

体積圧縮係数 $m_v = \Delta \epsilon / \Delta p = 0.991 \times 10^{-2} \text{ kgf/cm}^2$ が求まる。 E は m_v の逆数に相当するから,

$$E = 1/m_v = 100.9 \text{ kgf/cm}^2$$

$$\therefore E/\eta = b_2 \text{ より } \eta = 13.38 \text{ kgf} \cdot \text{min/cm}^2$$

$$b_1 = 1/\eta = 7.473 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{kgf} \cdot \text{min}$$

$$b_1/b_3 = 6.441 \text{ より}$$

$$b_3 = 1.160 \times 10^{-2}$$

$$\therefore \beta = b_3(1 + \bar{e})/\bar{e} = 3.493 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{kgf}$$

さらに,

$$c_1/b_3 = 0.194 \text{ より}$$

$$k = \gamma_w \cdot c_1 = 2.26 \times 10^{-6} \text{ cm/min}$$

のように各定数が算出される。これらは締固め土に対する物理定数として妥当なものと判断される^{16), 17)}。

V ま と め

盛土材としての締固め土の圧密試験において、その時間～圧密沈下量関係は即時沈下部分が卓越した特異な形状を呈する。そのため、本研究では粘弾性モデル (Voigt model) の応力～ひずみ関係を用いた不飽和圧密方程式 ((19)式) を誘導した。そして、そこから得られる圧密度に関する式 ((28)式) および, (29)式) に実験値をあてはめ、締固め土の圧密性状を支配する諸定数を求める方法を提案した。その結果、圧密荷重増分直後の急激な即時沈下を含む時間～圧密沈下量関係に対しては(28)式が、大きな即時沈下を示さないものに対しては(29)式が良好に測定値を近似することができることを明らかにした (Fig. 2～Fig. 5)。また、圧密荷重 $p=6.4 \text{ kgf/cm}^2$ の場合を例にとって算出したヤング係数 E , 粘性係数 η , 間隙流体の圧縮率 β , 不飽和透水係数 k などの値は妥当なものであることを示した。

一般に時間～圧密沈下量関係は非線形である¹⁸⁾。しかし、ここでは線形理論の下での圧密方程式から得られた圧密度の式を用い、比較的良好に実測値を表現することができたことは評価に値すると思われる。ただ、締固め土と一口に言ってもその力学的性質は多様であり、ここで使った試料による結果が普遍的であるとも思えない。

今後他種の土、試料状態について本研究で提示した手法を多角的に検証する必要がある。

なお、紙面の都合上、基礎式を実験値にあてはめる段階での数値計算法の詳細には触れなかったがこの点については別の機会を得て発表したいと考えている。さらに、盛土の圧密性状は一次元よりも二次元的取扱いの方が有効な場合もある。土中間隙流体の異方性を考慮した二次元性状に関しても別稿で改めて検討したいと考えている次第である。

引用文献

- 1) Terzaghi, K., Theoretical soil mechanics, John Wiley & Sons, Inc., p. 265-296 (1965).
- 2) Biot, M. A., General theory of three-dimensional consolidation, Journal of applied physics, Vol. 12, p. 155-164 (1941).
- 3) Barden, L., Consolidation of compacted and unsaturated clays, Geotechnique, Vol. 15, p. 267-286 (1965).
- 4) Holtz, P. D. and W. D. Kovacs, An introduction to geotechnical engineering, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, p. 283-289 (1981).
- 5) 土質工学会編, 土質基礎工学ライブラリー18, 土と基礎の沈下と変形の実態と予測, p. 3-24 (1979).
- 6) Inoue, S., Consolidation behaviors of a compacted soil using a large scale oedometer, the bulletin of the faculty of bioresource, Mie univ., No. 1, p. 51-62 (1988).
- 7) 鳥山 暁司, 締固め不飽和土の二, 三の圧密特性について, 農業土木学会論文集, 第132号, p. 63-70 (1987).
- 8) 井上 宗治, 大型圧密試験機の試作, 農業土木学会大会講演要旨集, p. 444-445 (1985).
- 9) Taylor, D. W. and W. Merchant, A theory of clay consolidation accounting for secondary compression, Journal of Mathematics and Physics, 19 : 3, p. 167-185 (1940).
- 10) Ishii, Y., General discussion. Symposium on Consolidation Testing of soils, A. S. T. M. Special Technical Publication, No. 126, p. 103-109 (1951).
- 11) Christie, I. F., A re-appraisal of Merchant's contribution to the theory of consolidation, Geotechnique, Vol. 14, p. 309-320 (1964).
- 12) Mei, C. C. and M. A. Foda, Boundary layer theory of waves in a poroelastic sea bed, International symposium on soils under cyclic and transient loading, p. 609-618 (1980).
- 13) 赤井浩一監修, 大草重康訳編, フローリンの土質力学第Ⅱ巻, 森北出版, p. 86-91 (1971).
- 14) 山上 拓男, 変形し得る多孔体中の流れの支配式に関する考察, 土木学会論文報告集, 第304号, p. 95-104 (1980).
- 15) 赤井浩一, 大草重康訳編, フローリンの土質力学第Ⅲ巻, 森北出版, p. 273-280 (1971).
- 16) 石本巳四雄, 飯田汲事, 土の粘弾性と剪断抵抗, 地震研究所彙報13, p. 534-542 (1935).
- 17) 畑野 正, 渡辺啓行, 粘土, 砂, 碎石の動的, 静的粘弾性定数ならびにポアソン比について, 土木学会論文報告集, No. 164, p. 33-50 (1969).
- 18) Berry, P. L. and W. B. Wilkinson, The radial consolidation of clay soils, Geotechnique, Vol. 19, p. 253-284 (1969).