

び粘性係数によつて変り、粘性が増すにつれ遅れ時間が増し最大変位はへる。また衝撃が大きくなるにつれ遅れの程度は増し最大変位は小さくなる。なお Voigt 型では見られぬが Maxwell 型では残留変形が生じ、これは衝撃に逆比例する。

まだここで述べた以外の多くの問題（有限な層、斜めの層の問題、不均一な場合への拡張、内部応力の考察等）があるが、これ等はすべて別の機会に譲る。

本研究に関して終始重要な御示唆を賜りかつ懇切な御指導を頂いている東京大学教授最上博士に対し深く感謝の意を表する。

### 参考文献

- 1) 最上武雄：東大理工研報告 第1巻第5.6号 (1947) または Proc. 2nd Int. Conf. Soil Mech. & Found. Eng. vol. I, 1948.
- 2) 石本巳四雄・飯田汲事：東大震研彙報第14巻、第15巻
- 3) 宮部直巳：同上第14巻 p. 543
- 4) 石井靖丸：最新土質工学 (昭和25年)
- 5) 篠田仁吉：土木学会誌第38巻第5号
- 6) 最新金属学大系：第1巻 p. 246
- 7) A. Casagrande & W.L. Shannon : Proc. 2nd Int. Conf. Soil Mech. and Found. Eng. vol. V, 1948. (昭.28.11.9)

## 層状軟弱地盤の圧密沈下の近似計算法

准員 梶原光久\*

### ON AN APPROXIMATE CALCULATION METHOD OF THE CONSOLIDATION SETTLEMENT OF A STRATIFIED SOFT FOUNDATION

(JSCE April 1954)

Mitsuhsa Kajiwara, C.E. Member

**Synopsis** We cannot use the approximate calculation method of the consolidation settlement of a uniformly soft foundation when the coefficient of consolidation is different in each layer. The author has found that the pore water pressure curve approximately forms a parabola in each layer of a soft specimen that has two layers and equal stress at every depth. So he proposes an approximate method by which the consolidation settlement can be calculated drawing parabolas to satisfy the initial and boundary conditions.

**要旨** 各層で圧密係数が異なる軟弱地盤の圧密沈下を計算する場合には、単一層の近似計算法をそのまま適用することはできない。本文は二層の場合間隙水圧曲線が各層で近似的に抛物線を形成することを利用して、これらが初期及び境界条件を満足するよう適当に修正して圧密沈下を計算する方法を述べたものである。

#### 1. 緒言

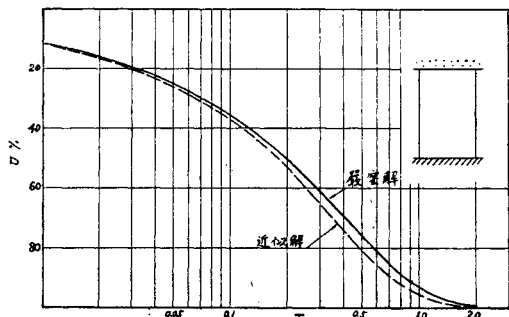
K. Terzaghi によつて単一層の圧密に関する巧妙な理論が発表されてより、この方面の研究が活発となり、この理論の三次元拡張<sup>1)</sup>や、二次圧密のような粘土の本質に関する研究<sup>2)</sup>にまで発展してきた。しかし実際の構造物による地盤の沈下は弾性沈下、塑性流動による沈下等を含めたもので、これらを計算して実測値と比較検討することは相当面倒であるが、最も根本的な障害の一つは軟弱地盤が層状で各層の状態が異なることであろう。このため単一層の近似解は適用さ

れず、やむをえず各層の諸常数の平均値を採用し単一層として沈下を計算している。筆者は九州土質基礎工学会の一員として有明海中の人工島<sup>3)</sup>の沈下の問題に関係したが、以下に述べることは当時の報告を再検討して取りまとめたものである。

#### 2. 単一層圧密の厳密解と近似解の比較

単一層圧密の厳密解は次の基本方程式を、初期及び境界条件を満足するよう解いて得られる。

図-1 矩形荷重面、単一層の  $\log T-U$



\* 徳島大学講師，工学部土木工学教室

$$c \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial u}{\partial t} \dots\dots\dots(1)$$

について考えれば、圧密度の時間的変化  $T-U$  関係は表-1 及び 図-1 の実線のとおりとなる。

最も簡単な一例として、圧密試験のような矩形荷重面

表-1 矩形荷重面、単一層の  $T-U$  関係<sup>1)</sup>

$T$	$U$	Error (%)	$T$	$U$	Error (%)	$T$	$U$	Error (%)	$T$	$U$	Error (%)
0.012	0.1248*	(0.1)	0.100	0.3562	(1.0)	0.250	0.5622	(3.3)	0.700	0.8559	(3.9)
	1.264☆	0.9		3.658	2.7		5.956	5.9		8.952	4.6
0.020	0.1598	(0.4)	0.125	0.3989	(1.3)	0.300	0.6132	(3.9)	0.800	0.8874	(3.5)
	1.633	2.2		4.116	3.2		6.519	6.3		9.223	3.9
0.028	0.1889	(0.4)	0.150	0.4370	(1.7)	0.350	0.6582	(4.2)	0.900	0.9119	(3.1)
	1.932	2.3		4.541	3.9		7.005	6.4		9.425	3.4
0.036	0.2141	(0.5)	0.167	0.4610	(2.0)	0.400	0.6973	(4.5)	1.000	0.9313	(2.6)
	2.190	2.3		4.808	4.3		7.422	6.4		9.574	2.8
0.048	0.2464	(0.7)	0.175	0.4718	(2.2)	0.500	0.7640	(4.5)	2.000	0.9942	
	2.530	2.7		4.936	4.6		8.090	7.2			
0.072	0.3028	(0.7)	0.200	0.5041	(2.6)	0.600	0.8156	(4.3)	∞	1.0000	0
	3.098	2.3		5.302	5.2		8.585	5.3		1.0000	0

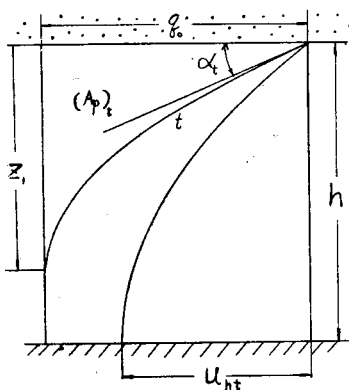
$T=ct/h^2$ , \*印; 厳密解, ☆印; 近似解, Error の欄の ( ) 内は全圧密度に対する値である

上記の場合の  $T-U$  関係式は多少複雑である。ところが、(1) を解いて得られた間隙水圧曲線は大体拋物線を形成しているから、この性質を利用して圧密度を計算しようとする試みがなされた。関係式を結果だけ記せば次のとおりである。

$$\Delta t = \frac{1}{c} \Delta(Ap)_t \tan \alpha_t^s, \quad c = \frac{k(1+e_0)}{r_0 a} \dots\dots(2)$$

$\Delta t$  は時間の微小変化,  $c$  は圧密係数,  $(Ap)_t$  は時間  $t$  において土粒子が負担する荷重面積,  $\alpha_t$  は間隙水圧曲線の軟弱層上面における切線が水平線となす角でいずれも 図-2 に示されている。

図-2 単一層の間隙水圧曲線



拋物線の性質を用い (2) によつて  $T-U$  関係を計算すれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq z_1 \leq h, \quad T = \frac{1}{12} \left( \frac{z_1}{h} \right)^2, \quad U = \frac{1}{3} \left( \frac{z_1}{h} \right) \\ 0 \leq u_{ht} \leq q_0, \quad T = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{4} + \log \frac{q_0}{u_{ht}} \right), \end{aligned} \right\} (3)$$

$$U = 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{u_{ht}}{q_0} \right)$$

(3) により得られた値が表-1 ☆であり、図-1 の点線で示されている。表-1 または 図-1 でわかるように、 $T$  の増加とともに誤差は増大し  $T=0.5$  において最大で約 7%、その後次第に減少しているが、近似解による  $T-U$  関係は厳密解と大体一致している。このことは単一層の圧密を論ずる場合、実用的には拋物線が間隙水圧曲線の役目を果し得るといことができる。

3. 二層圧密の厳密解と近似解

図-3 各層の諸常数

表-2 境界条件

初期, 境界条件	
$z=0$	$\partial u_2 / \partial z = 0$
$z=h_1+h_2$	$u_1=0$
$z=h_2$	$u_1=u_2$
$z=h_2$	$k_1 \partial u_1 / \partial z = k_2 \partial u_2 / \partial z$
$t=0$	$u = q_0(\text{const.})$

上下層をそれぞれ I, II とし各層の諸常数には添字をつけて区別すれば、各層における圧密の基本方程式は次のとおりである。

$$c_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = \frac{\partial u_1}{\partial t}, \quad c_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} = \frac{\partial u_2}{\partial t} \dots\dots(4)$$

そこで  $\mu=c_2/c_1$ ,  $\sigma=k_2/\mu k_1$ ,  $\nu=h_1/h_2$ ,  $T=c_2 t/h_2^2$  とおけば、表-2 を満足する (4) の解は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 u_1 &= \sum_1^{\infty} C_n e^{-TN_n} \cos A_n \sin \mu A_n \left(1 + \nu - \frac{z}{h_2}\right) \\
 u_2 &= \sum_1^{\infty} C_n e^{-TN_n} \cos A_n \frac{z}{h_2} \sin \mu \nu A_n
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに  $A_n$  は

$$\left. \begin{aligned}
 F(A) &= \sigma \sin A \sin \mu \nu A \\
 &\quad - \cos A \cos \mu \nu A = 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

の根であり、

$$\begin{aligned}
 C_n &= 2 q_0 \frac{\cos A_n}{\sigma A_n \sin^2 \mu \nu A_n + \mu \nu \cos^2 A_n}, \\
 N_n &= A_n^2
 \end{aligned}$$

である。また各層の圧密度を求めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= 1 - \frac{2}{\mu \nu} \sum_1^{\infty} \frac{\cos^2 A_n (1 - \cos \mu \nu A_n)}{A_n^2 (\sigma \sin^2 \mu \nu A_n + \mu \nu \cos^2 A_n)} \\
 &\quad \times e^{-TN_n} \\
 U_2 &= 1 - 2 \sum_1^{\infty} \frac{\sin A_n \cos A_n \sin \mu \nu A_n}{A_n^2 (\sigma \sin^2 \mu \nu A_n + \mu \nu \cos^2 A_n)} \\
 &\quad \times e^{-TN_n}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

全層厚に対する圧密度は次式によつて計算する。

$$U_r = \frac{U_1 h_1 + U_2 h_2}{h_1 + h_2} \dots\dots\dots (8)$$

さて、上記の厳密解によつて  $u, U$  を計算することはかなり面倒なことである。そこで Gray は Terzaghi により提案された各層の諸常数の平均値を採用し、単一層として圧密沈下を計算すれば誤差が比較的小さいことを計算例によつて示している。この場合の諸常数の平均値は次式によつて求めることができる。

$$\left. \begin{aligned}
 a_{av} &= \frac{a_1 \nu + a_2}{\nu + 1}, \quad k_{av} = \frac{\nu + 1}{\nu/k_1 + 1/k_2} \\
 e_{av} &= \frac{e_1 \nu / 1 + e_1 + e_2 / 1 + e_2}{\nu / 1 + e_1 + 1 / 1 + e_2} \\
 c_{av} &= k_{av} (1 + e_{av}) / \gamma_0 a_{av}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

4. 計算例

例 1

$$\nu = h_1/h_2 = 1, \quad k_2/k_1 = 4, \quad a_2/a_1 = 4/9, \quad e_1 = e_2$$

の場合について、厳密解、平均値法によつて計算する。

i) 厳密解:  $\mu = 3, \sigma = 4/3, \mu \nu = 3$  となるから (6) の上式に代入して  $A$  を求めると、 $20^\circ 58' 1/2'', 66^\circ 7' 1/3'', 113^\circ 52' 2/3'', 159^\circ 1' 1/2'', 200^\circ 58' 1/2'', 246^\circ 7' 1/3'', 293^\circ 52' 2/3'', \dots$  を得る。(5) の  $T=0$  における収斂性を調べるに、20 項までとれば  $z/h_2 = 0$  において誤差最大で約 1.4%, 7 項までとれば約 4% となり、 $z/h_2$  の増大にともなつて誤差は小さくなる。 $T$  がきわめて小さくなければ

収斂は早い。次に  $A$  の値を用いて  $u, U_r$  を計算した結果が 図-4、図-5 の実線で示されている。

図-4 二層の場合の間隙水圧曲線 (例 1)

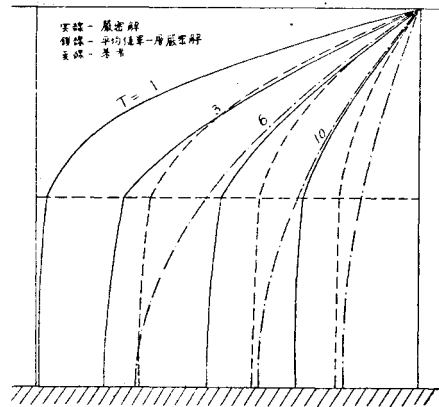
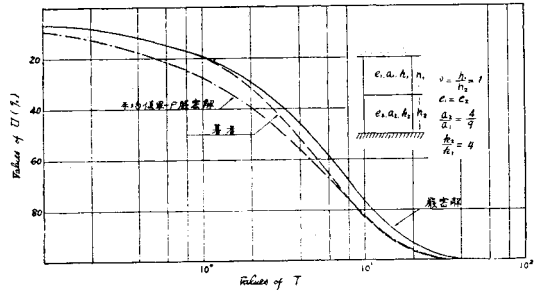


図-5 二層の場合の log T-U (例 1)



ii) 平均値単一層法: (9) によつて各層の諸常数の平均値として次の値を得る。

$$a_{av} = 13/8 a_2, \quad k_{av} = 2/5 k_2, \quad e_{av} = e_1 = e_2, \\
 \therefore c_{av} = 16/65 c_2$$

次に、 $T_{av} = c_{av} t / (h_1 + h_2)^2$  として単一層の  $T$  と  $T_{av}$  との関係を求めると次式のようになる。

$$\frac{T}{T_{av}} = \frac{c_2}{c_{av}} (\nu + 1)^2 \dots\dots\dots (10)$$

この例では、 $T = 16.25 T_{av}$  となるがこれは表-1 の  $T$  を 16.25 倍しさえすれば、その  $U$  の値をそのまま用いられることを意味している。このようにして得られたのが 図-5 の鎖線である。図よりわかるように、圧密の初期においては相当の誤差が現われ次第に厳密解に接近している。これは、圧密が上下層の接触面に到達する前では、上層の透水係数よりも大きい全体の平均値を採用している関係上、圧密進行速度が実際より大きくなり、したがつて圧密度も大きく現われることになる。平均値法によつて計算した場合の誤差の最大は約 48% で近似計算法としては適当ではないように思われる。

例 2

$$\nu = h_1/h_2 = 2, \quad k_2/k_1 = 1/2, \quad a_2/a_1 = 2, \quad e_1 = e_2$$

の場合について、同様な計算を進めよう。

i) 厳密解:  $\mu = 1/2, \sigma = 1, \mu\nu = 1$ , となるから (6) の上式に代入して  $A$  を求めると,  $A_n = n\pi/4$  を得るが,  $u, U$  の収斂性は良好である。例 1 と同様にして得られた曲線が 図-6, 図-7 の実線である。

図-6 二層の場合の間隙水圧曲線 (例 2)

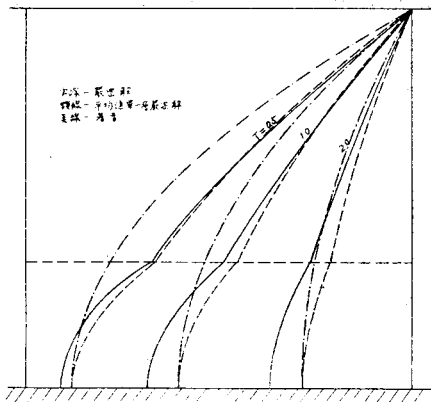
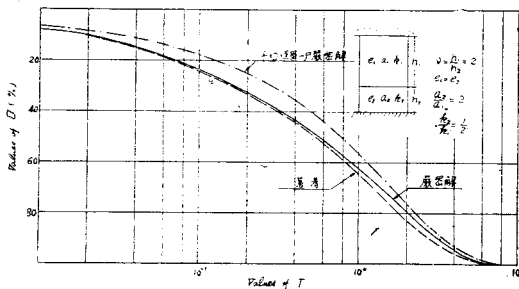


図-7 二層の場合の log T-U (例 2)



ii) 平均値単一層法: 例 1 と同様にして各層の諸常数の平均値を計算すれば次のとおりとなる。

$$a_{av} = 2/3 a_2, \quad k_{av} = 3/2 k_2,$$

$$e_{av} = e_1 = e_2, \quad \therefore c_{av} = 9/4 c_2$$

(10) によれば  $T = 4 T_{av}$  となるから  $T-U$  関係として 図-7 の鎖線で示す曲線が得られる。上下層の透水係数の比が例 1 とは逆になつているから 圧密進行速度は実際より小さくなり、したがつて 圧密度は厳密解によるより小さく現われている。この場合の最大誤差は約 25% で例 1 より小さい。これは近似解より大きい厳密解に対する比で表わされているからであつて、厳密解よりのかけ離れ

が例 1 よりも小さいことを意味するものではない。

なお、図-4, 図-6 の鎖線は平均値単一層と考えた場合の間隙水圧曲線である。もちろん、この曲線は接触面における境界条件を全然考慮せずに得られたものである。

5. 著者の提案する近似計算法

1. で述べたように 実際の軟弱地盤は多層にわたることが多く、また地盤内の応力状態は矩形荷重面のような簡単な形で表わすことができないから (4) のごとき圧密方程式を初期及び境界条件を満足するように解き地盤沈下を厳密に解析することはほとんど不可能である。ところが、2. で述べたように 矩形荷重面でない一般の場合でも間隙水圧曲線は拋物線をなすものと考え、初期及び境界条件を満足するように作図して数値計算または図式計算を行えば、比較的簡単に圧密沈下を求めることができる。

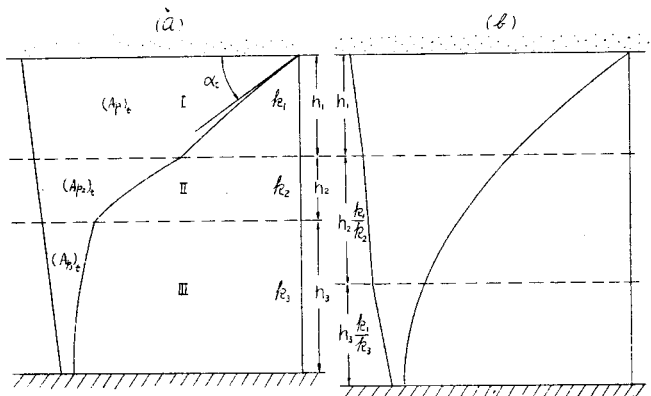
そこで、いま 図-4, 図-6 の二層の場合の間隙水圧曲線を観察するに、曲線は全層にわたる拋物線ではないが各層においてはほぼ拋物線の一部を形成していることがわかる。しかも、これら上下層の拋物線はそれらの接触面で境界条件を満足している。このような拋物線は次に述べる方法によつて画くことができる。

いま 図-8 のような上面透水、下面不透水の地盤について考えれば、透水面では間隙水圧は常に 0、不透水面においては  $\partial u/\partial z = 0$  が常に成立せねばならないから、ここでは曲線の切線は不透水面に垂直となる。また上下層の接触面では各層の間隙水圧はそれぞれ相等しく、かつ両層における曲線の勾配は次式を満足しなければならない。

$$k_1 \frac{\partial u}{\partial z} = k_2 \frac{\partial u_2}{\partial z}, \quad k_2 \frac{\partial u_2}{\partial z} = k_3 \frac{\partial u_3}{\partial z}$$

そのためには、まず (a) 図のような層厚と透水係数をもつ地盤に対して (b) 図のごとき層厚置換を行う。

図-8 多層の場合の間隙水圧曲線の引き方



この場合荷重面の圧力強度の大きさはその深さに対応する大きさをを用いる。したがって荷重面の形は層厚置換によつて変化する。このようにして得られた置換層に関し、ある時間の間隙水圧曲線として単一層としての拋物線を画く。この拋物線を層厚だけもともどせば (a) 図に示すような接触面で切線の勾配が異なる間隙水圧曲線が得られる。これは明らかに前述の境界条件を完全に満足しており、しかも各層においてはそれぞれ拋物線の一部を形成している。

さて、多層の場合 (2) に相当する式は

$$At = \frac{1}{c_1} d(Ap_1)_t \tan \alpha_t + \frac{1}{\frac{k_1}{k_2} c_2} d(Ap_2)_t \tan \alpha_t + \dots \dots \dots (11)$$

である。1, 2, ... の添字はそれぞれ I, II, ... 層に属している値であることを示している。(Ap)<sub>t</sub> の値は前に作図した 図-8 (a) より求める。したがって、ある間隙水圧曲線に到達するまでの時間は (11) の右辺を数値積分して得られる。また、その時間における圧密度は各層の圧密度を計算し (8) に相当する式に代入すれば簡単に求めることができる。

次に、図解による場合には (11) の各項べつべつに t<sub>i</sub>-U<sub>i</sub> 関係を求めて合計する必要がある\*。いま、

$$t_1 = \frac{1}{c_1} \Sigma d(Ap_1)_t \tan \alpha_t,$$

$$t_2 = \frac{1}{\frac{k_1}{k_2} c_2} \Sigma d(Ap_2)_t \tan \alpha_t, \dots \dots$$

とおけば、t = t<sub>1</sub> + t<sub>2</sub> + ... における圧密度 U = U<sub>1</sub> + U<sub>2</sub> + ... (ただし、U<sub>1}, U<sub>2}, ... は全荷重面に対する割合) となる。この場合、時間の縮尺を一定にしておけば便利である。例えば、I 層を規準にとれば、ある層の荷重面積 Ap の縮尺 N<sub>i</sub> は単位長さ当り</sub></sub>

$$N_i = \frac{k_1 c_1}{k_i c_i} N_i^{**}$$

に選べば I 層の時間の縮尺と等しくなる。このようにして作図された t<sub>i</sub>-U<sub>i</sub> 曲線は各層の時間の位相差を考慮する必要がある。

上記の方法にしたがつて矩形荷重面、二層の場合の圧密について考察しよう。

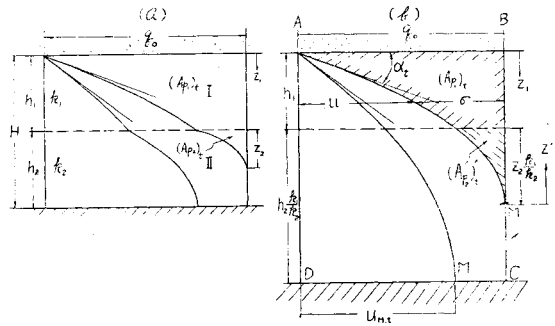
図-9 において、到達深度が z<sub>1</sub> ≤ h<sub>1</sub> の範囲では

$$T = \frac{(\mu\nu)^2}{12} \left( \frac{z_1}{h_1} \right), \text{ここに } T = \frac{c_2 t}{h_2^2} \dots \dots \dots (12)$$

\* 単一層の場合の図解法については、Kryniine: Soil Mechanics p.p. 169~172 に詳しく書いてある。

\*\* この場合、層厚、圧力強度の縮尺は各層とも等しいものとする。

図-9 二層、矩形荷重面の著者の近似計



したがって上下層の接触面においては

$$T_{h1} = \frac{(\mu\nu)^2}{12}$$

次に H ≥ z ≥ h<sub>1</sub> における T-z<sub>2</sub> 関係として次式を得る。

$$T = \frac{(\mu\nu)^2}{12} \left[ \frac{2\xi + r\xi^2}{cr} + 2 \left( 1 - \frac{1}{cr^2} \right) \left\{ 3 \log(1 + r\xi) + \frac{2}{1 + r\xi} \right\} + \frac{4}{cr^2} - 3 \right], c = \mu^2, r = \frac{k_1}{k_2}, \xi = \frac{z_2}{h_1} \dots \dots \dots (13)$$

圧密が不透水面に到達するに要する T を T<sub>H</sub> とすれば

$$T_H = \frac{(\mu\nu)^2}{12} \left[ \frac{2n + rn^2}{cr} + 2 \left( 1 - \frac{1}{cr^2} \right) \left\{ 3 \log(1 + rn) + \frac{2}{1 + rn} \right\} + \frac{4}{cr^2} - 3 \right], n = \frac{1}{\nu}$$

T ≥ T<sub>H</sub> に対する T-U<sub>H,t</sub> 関係式として

$$T = \frac{(\mu\nu)^2}{12} \left[ \frac{2n + rn^2}{cr} + 2 \left( 1 - \frac{1}{cr^2} \right) \left\{ 3 \log(1 + rn) + \frac{2}{1 + rn} \right\} + \frac{4}{cr^2} - 3 + 2 \left\{ \frac{2 + 3rn}{1 + rn} + \frac{n}{cr} \frac{3(1 + rn)^2 - (rn)^2}{1 + rn} \log \frac{q_0}{U_{H,t}} \right\} \dots (14)$$

を得る。また、圧密度は曲線の性質から容易に求めることができる。

$$0 \leq T \leq T_{h1}, U_1 = \frac{1}{3} \left( \frac{z_1}{h_1} \right), U_2 = 0 \dots \dots \dots (15)$$

$$T_{h1} \leq T \leq T_H, U_1 = \frac{1}{3} \frac{1 + 3r\xi + 3(r\xi)^2}{(1 + r\xi)^2}, U_2 = \frac{\xi}{3n} \frac{(r\xi)^2}{(1 + r\xi)^2} \dots \dots \dots (16)$$

$$T_H \leq T, U_1 = 1 - \frac{U_{H,t}}{3q_0} \frac{2 + 3rn}{(1 + rn)^2}, U_2 = 1 - \frac{U_{H,t}}{3q_0} \times \frac{3(1 + rn)^2 - (rn)^2}{(1 + rn)^2} \dots \dots \dots (17)$$

(12)~(17) によつて  $T-U$  関係が完全に求められる。

#### 6. 著者の近似解と厳密解との比較検討

厳密解と比較するために、前述の例 1, 例 2, に対し著者の計算法を適用してみよう。

##### 例 1

$$c = \mu^2 = 9, \quad r = 1/4, \quad \nu = 1, \quad n = 1, \quad (\mu\nu)^2 = 9, \\ \therefore T_{H1} = 0.75, \quad T_H = 1.186$$

$T = 0.2 \sim 40$  に対する  $U_1, U_2$  を計算し  $T-U$  関係を図示すれば 図-5 の点線のようになる。また、図-4 の点線は著者の計算法による間隙水圧曲線である。著者の提案する近似解の最大誤差は約 13% で、平均値法による最大誤差約 50% に比較して非常に小さい。特に圧密の初期すなわち圧密が上下層の接触面に到達するまでは、圧密度はほとんど厳密解に一致している。このことは、圧密の初期における間隙水圧曲線が近似的に拋物線をなすものと考えて差支えないことを示している。しかし、接触面到達後の間隙水圧曲線は下層の存在に影響されて幾分歪められ圧密度の誤差が現われてくる。

##### 例 2

$$c = 0.25, \quad r = 2, \quad \nu = 2, \quad n = 0.5, \quad (\mu\nu)^2 = 1 \\ \therefore T_{H1} = 0.083, \quad T_H = 0.333$$

同様にして 図-6, 図-7 の点線が得られる。この場合は例 1 の最大誤差約 13% に対してわずかに約 5% である。これは例 1 では上下層厚が等しいが、例 2 では上層が下層の 2 倍であるから、例 1 のところで述べた理由によるものと思われる。平均値法による最大誤差約 25% に比較すればほとんど無視できる程度である。また、例 1, 例 2 のいずれの場合においても著者の近似解は厳密解よりも常に圧密度が大きくなることに注意すべきである。

#### 7. 結 言

二つの計算例によつて著者の提案する計算法の近似

度と平均値法による値とを比較検討したが、要約すれば次のようになる。すなわち

1) 上下層の厚さが等しい場合には、上層の厚い場合よりも誤差が早く現われ、下層だけの圧密度の誤差が全圧密度にかなり影響する。

2) いずれの場合にも、著者の計算法が平均値法より誤差はきわめて小さく、近似計算法として用いることができよう。

3) また、境界条件を十分に考慮しているから合理的である。しかし、単一層の近似計算法と同様に圧密度は厳密解より大きくなる傾向がある。

実際の層状軟弱地盤の圧密沈下をどのように計算するかは非常に困難な問題であるが、二層矩形荷重面の場合に対しては初期の目的を達成することができた。そこで、比較的簡単でしかも理論的な著者の計算法を実際の軟弱地盤に適用すれば平均値法によるより妥当であると考え

最後に、本論文は人工島の構築中九州土質基礎工学研究会地盤沈下分科会の方々に御検討して戴いた。また、徳島大学久保田教授に御指導を仰ぎ、図面作製に当つては学生楠川君に尽力して戴いた。ここに、厚く感謝の意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) Maurice A. Biot : General theory of three-dimensional consolidation, Journal of Applied Physics, Vol 12, 1941, No. 2, p. 155
- 2) 石井靖丸 : 大阪の地盤沈下に関する研究, 昭和 24 年大阪港湾技術協会
- 3) 森田定市 : 三池炭鉱における人工島の沈下について, 土木学会誌, 37 卷 8 号, p. 21
- 4) テルツァギー・フレリッヒ : 粘土層の沈下 (堀武男訳)
- 5) P. Kynine : Soil Mechanics, 1947, p. 168
- 6) Hamilton Gray : Simultaneous consolidation of contiguous layers of unlike compressible soils, Proceedings A.S.C.E. Vol 70, 1944, No. 2, p. 149 (昭.28.11.2)

#### 別 刷 論 文 集 在 庫 一 覧

第 9 号	一般節節構造物の解法、及びその極限状態附近における性状について	工博 小西 一郎	B. 5 p. 9 20円(〒10円)
第10号	昭和 24 年 12 月 26 日今市地震による土木施設の被害について	工博 岡本 舜三 久保 慶三郎	B. 5 p. 18 40円(〒10円)
第11号	Mathematical Study of the Motion of Intumescences in Open Channels of Uniform Slope	工博 林 泰 造	B. 5 p. 11 50円(〒10円)
第15号	On the Backling Strength of an Imperfect Elastic Column	工博 結城 朝恭	B. 5 p. 9 60円(〒10円)
第17号	プレストレスト コンクリート桁に関する研究	猪股 俊 司	B. 5 p. 90 250円(〒30円)