

注1)

予測子・修正子法による 自重圧密方程式の差分解析

酒井信介¹・山上拓男²¹正会員 工修 (株)阪神コンサルタンツ (〒550大阪府大阪市西区西本町2-5-24)²正会員 工博 徳島大学教授 工学部建設工学科 (〒770徳島県徳島市南常三島町2-1)

本論文は、三笠やGibsonらの自重圧密方程式の一差分解析法を提案するものである。この手法は、DouglasとJonesが提案した非線形放物型偏微分方程式の予測子・修正子法による差分解析法を応用したものであり、陰解法の範疇に属している。本文では、両面排水と片面排水の両排水条件に対する差分展開式及び解析方法を示したのち、2、3の自重圧密問題の解析をとおして、本差分解析法が自重圧密挙動を予測するのに極めて有用であることを確認している。

Key Words : self-weight consolidation, finite difference method, explicit technique, implicit technique

1. はじめに

浚渫土のような高含水状態の泥土で埋め立てられた地盤の圧密挙動を精度よく把握する方法として、三笠⁴⁾やGibsonら⁵⁾の自重圧密方程式がしばしば採用される。その際、これらの支配式は著しく非線形であることから、理論解(厳密解)を求めることは非常に困難であり、差分法などの数値解析に基づいた近似解を得なければならない。

従来、自重圧密方程式の差分解析法にはもっぱら陽解法^{4)・6)}が用いられてきた。そして例えば高田⁷⁾は、陽解法による解が、遠心場の挙動を精度良く表すことを確かめている。しかし一方、粘土地盤の初期状態がある限度以上軟弱になると、この解法では解が不安定となり、事実上計算不可能となることも指摘されている⁷⁾。それ故、例えばポンプ船による高含水比の浚渫土の圧密挙動を直接計算することが出来ず、こうした状況に対しては、埋め立て後ある程度自重圧密した時点でサンプリングを行い、その

含水比分布を初期状態として計算する方法や、遠心力載荷装置を用いた実験^{7)・8)}、などが推奨されてきた。しかしながら、これら2つの方法は時間的あるいは経済的制約のある場合、必ずしも実行可能な方策とは言い難い。換言すると、可能ならば超軟弱領域においても安定かつそれなりに精度を保った数値解法の開発が望まれるところである。

このような観点から、筆者らは、DouglasとJones⁹⁾が提案した非線形放物型偏微分方程式の差分解析法である予測子・修正子法を、自重圧密方程式に適用することを試みた^{1)・2)・3)}。DouglasとJonesの予測子・修正子法は、地下水浸透問題の分野において効果的に用いられている解法である¹⁰⁾。

2. 予測子・修正子法の要約

時間 t と空間 x を独立変数とするある任意の関数 $u(x, t)$ に関して、次式でその一般形が与えられる微分方程式を考える：

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = g_1 \left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial t} + g_2 \left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (1)$$

ここに、 g_1 、 g_2 は共にかつこ内に示された引数を変数とする任意の関数である。このとき、Douglas

注1) 本論文は、参考文献1)～3)で個別に取り扱った内容を修正・整理・統括し、さらに新たな考察を加えたものである。

らの差分解析法における予測子と修正子はそれぞれ次のように与えられている：

予測子

$$\frac{u_{i+1,j+1/2} - 2u_{i,j+1/2} + u_{i-1,j+1/2}}{\Delta x^2} = g_1 \left(x_i, t_{j+1/2}, u_{i,j}, \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta x} \right) \frac{u_{i,j+1/2} - u_{i,j}}{\Delta t/2} + g_2 \left(x_i, t_{j+1/2}, u_{i,j}, \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta x} \right) \quad (2)$$

修正子

$$\frac{(u_{i+1,j+1} - 2u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1}) + (u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j})}{2\Delta x^2} = g_1 \left(x_i, t_{j+1/2}, u_{i,j+1/2}, \frac{u_{i+1,j+1/2} - u_{i-1,j+1/2}}{2\Delta x} \right) \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{\Delta t} + g_2 \left(x_i, t_{j+1/2}, u_{i,j+1/2}, \frac{u_{i+1,j+1/2} - u_{i-1,j+1/2}}{2\Delta x} \right) \quad (3)$$

ここに、 Δx 、 Δt はそれぞれ x 、 t 軸方向の差分間隔、添字 (i, j) などは差分格子点を表す。上式(2)の意味するところは、時刻 $t = j \cdot \Delta t$ における x 軸上のすべての格子点 i において u の値が既知であるとき、この式から時刻 $t = (j+1/2) \cdot \Delta t$ での u の値を求めるといものである。そして、こうして求められた時刻 $(j+1/2) \cdot \Delta t$ での u の値： $u_{i,j+1/2}$ など、を式(3)に用いると、これから時刻 $(j+1) \cdot \Delta t$ の解 $u_{i,j+1}$ が定められる。すなわちこの解法は1つのタイムステップを2段階に分けて計算することにより、解の安定性と精度の向上が計られているのである。しかもこの差分近似は、Crank-Nicolson形の陰解法である点を強調しておきたい。

3. 自重圧密方程式への適用

(1) 支配方程式

三笠の導いた自重圧密方程式の一般形は次式で与えられる：

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \zeta^2 \left[c_v \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z_0^2} + \frac{dc_v}{d\zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \right)^2 - \frac{d(c_v m_v r')}{d\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \right] \quad (4)$$

ここに、 ζ は圧密比で $\zeta = f_0/f$ と定義される。 f_0 は初期体積比、 f は任意時刻の体積比。ただし、体積比とは $1+e$ (e : 間隙比) である。 z_0 は原始座標と呼ばれ、粘土が最初全層一様な体積比 f_0 にあるとした固定座標で、鉛直下向きを正とする。 t は時刻、 c_v は圧密係数、 m_v は体積圧縮係数、そして r' は浮力を考慮した粘土の水中単位重量である。

を考慮した粘土の水中単位重量である。

一方、Gibsonらの支配式は次のようである：

$$\left(\frac{\rho_s}{\rho_w} - 1 \right) \frac{d}{de} \left(\frac{k}{1+e} \right) \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{k}{\rho_w(1+e)} \frac{d\sigma'}{de} \frac{\partial e}{\partial z} \right] + \frac{\partial e}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

ここに、 z は物質座標と呼ばれ、粘土層中に含まれる土粒子部分の厚さに対して表される固定座標で、鉛直上向きを正とする。 k は透水係数、 σ' は有効応力、 ρ_s は土粒子の密度、そして ρ_w は液体の密度。

三笠及びGibsonらの理論式は、共に予測子・修正子法で展開可能であるが、以下では、主に三笠の支配式を中心として、予測子・修正子法による展開過程を説明する。

(2) 差分展開式

式(4)は次のように変形することが出来る：

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial z_0^2} = \frac{1}{c_v \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{c_v} \left[\frac{d(c_v m_v r')}{d\zeta} - \frac{dc_v}{d\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \quad (6)$$

式(1)と式(6)を対照し、 $u \rightarrow \zeta$ 、 $x \rightarrow z_0$ と読み換えれば明らかなように、式(6)は式(1)の一般形に包含されている。したがって前記した予測子・修正子法がそのまま適用し得ることになる。このとき、

$$g_1 = \frac{1}{c_v \zeta^2} \quad (7a)$$

$$g_2 = \frac{1}{c_v} \left[\frac{d(c_v m_v r')}{d\zeta} - \frac{dc_v}{d\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z_0} \quad (7b)$$

式(2)及び式(3)を式(6)に適用すると、次式が得られる：

予測子

$$-\zeta_{i+1,j+1/2} + \left(2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \right) \zeta_{i,j+1/2} - \zeta_{i-1,j+1/2} = \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \zeta_{i,j} - \Delta z_0^2 \cdot g_{2,p} \quad (8)$$

ここに、

$$g_{1,p} = \frac{1}{c_v (\zeta_{i,j}) \cdot \zeta_{i,j}^2} \quad (8a)$$

$$g_{2,p} = \frac{1}{c_v (\zeta_{i,j})} \left[\frac{d(c_v m_v r')}{d\zeta} - \frac{dc_v}{d\zeta} \right] \times \frac{(\zeta_{i+1,j} - \zeta_{i-1,j})}{2\Delta z_0} \left[\frac{(\zeta_{i+1,j} - \zeta_{i-1,j})}{2\Delta z_0} \right] \quad (8b)$$

修正子

$$\begin{aligned}
 & -\zeta_{i+1,j+1} + \left(2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,c} \right) \zeta_{i,j+1} - \zeta_{i-1,j+1} \\
 & = \zeta_{i+1,j} - \left(2 - \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,c} \right) \zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j} - 2\Delta z_0^2 \cdot g_{2,c}
 \end{aligned} \tag{9}$$

ここに、

$$g_{1,c} = \frac{1}{c_v(\zeta_{i,j+1/2}) \cdot \zeta_{i,j+1/2}} \tag{9a}$$

$$\begin{aligned}
 g_{2,c} = & \frac{1}{c_v(\zeta_{i,j+1/2})} \left\{ \frac{d(c_v m_v \gamma')}{d\zeta} - \frac{dc_v}{d\zeta} \right. \\
 & \times \left. \frac{(\zeta_{i+1,j+1/2} - \zeta_{i-1,j+1/2})}{2\Delta z_0} \right\} \frac{(\zeta_{i+1,j+1/2} - \zeta_{i-1,j+1/2})}{2\Delta z_0}
 \end{aligned} \tag{9b}$$

式(8a), (8b)において, $c_v(\zeta_{i,j})$, $d(c_v m_v \gamma')/d\zeta$ 及び $dc_v/d\zeta$ は, それぞれ $\zeta = \zeta_{i,j}$ における c_v , $d(c_v m_v \gamma')/d\zeta$ 及び $dc_v/d\zeta$ の値を意味する. 同様に, 式(9a), (9b)中の $c_v(\zeta_{i,j+1/2})$, $d(c_v m_v \gamma')/d\zeta$ と $dc_v/d\zeta$ の値も $\zeta = \zeta_{i,j+1/2}$ におけるそれを探らねばならない.

Gibsonらの支配式に付いても, 三笠の場合と同様な展開を行えば, 次のような一般形に到達する:

予測子

$$\begin{aligned}
 & -e_{i+1,j+1/2} + \left(2 + \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,p} \right) e_{i,j+1/2} - e_{i-1,j+1/2} \\
 & = \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,p} \cdot e_{i,j} - \Delta z^2 \cdot g_{2,p}
 \end{aligned} \tag{10}$$

ここに、

$$g_{1,p} = \frac{\rho_c}{\alpha(e_{i,j})} \tag{10a}$$

$$\begin{aligned}
 g_{2,p} = & \frac{1}{\alpha(e_{i,j})} \left\{ \rho_c \cdot \beta(e_{i,j}) + \frac{d}{de} [\alpha(e_{i,j})] \right. \\
 & \times \left. \frac{(e_{i+1,j} - e_{i-1,j})}{2\Delta z} \right\} \frac{(e_{i+1,j} - e_{i-1,j})}{2\Delta z}
 \end{aligned} \tag{10b}$$

修正子

$$\begin{aligned}
 & -e_{i+1,j+1} + \left(2 + \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,c} \right) e_{i,j+1} - e_{i-1,j+1} \\
 & = e_{i+1,j} - \left(2 - \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,c} \right) e_{i,j} + e_{i-1,j} - 2\Delta z^2 \cdot g_{2,c}
 \end{aligned} \tag{11}$$

ここに、

$$g_{1,c} = \frac{\rho_c}{\alpha(e_{i,j+1/2})} \tag{11a}$$

$$\begin{aligned}
 g_{2,c} = & \frac{1}{\alpha(e_{i,j+1/2})} \left\{ \rho_c \cdot \beta(e_{i,j+1/2}) + \frac{d}{de} [\alpha(e_{i,j+1/2})] \right. \\
 & \times \left. \frac{(e_{i+1,j+1/2} - e_{i-1,j+1/2})}{2\Delta z} \right\} \frac{(e_{i+1,j+1/2} - e_{i-1,j+1/2})}{2\Delta z}
 \end{aligned} \tag{11b}$$

ただし、

$$\alpha(e) = \frac{k}{1+e} \frac{d\sigma'}{de} \tag{12a}$$

$$\beta(e) = \frac{d}{de} \left(\frac{k}{1+e} \right) \tag{12b}$$

$$\rho_c = \rho_s - \rho_v \tag{12c}$$

式(10)中の, $\alpha(e_{i,j})$, $\beta(e_{i,j})$ 及び $d[\alpha(e_{i,j})]/de$ は $e=e_{i,j}$ におけるそれらを探らねばならない. 同様に, 式(11)中の $\alpha(e_{i,j+1/2})$, $\beta(e_{i,j+1/2})$ 及び $d[\alpha(e_{i,j+1/2})]/de$ は, $e=e_{i,j+1/2}$ で計算された値を用いなければならない.

(3)境界条件

考えている面が排水層に接している場合の境界条件は, その面における全応力から間隙水圧を差し引いて求まる有効応力によって与えられる. すなわち, この有効応力がわかると, 与えられた間隙比 e あるいは体積比 f と有効応力 σ' の関係を用いて, 三笠の理論では $\sigma' \rightarrow f \rightarrow \zeta$, またGibsonらのそれでは $\sigma' \rightarrow e$ の手順により, 透水面の境界値を直接求めることが出来る.

一方, 不透水境界の場合は少々複雑である. 不透水面の境界条件は, 三笠⁴⁾の理論では以下のように与えられている:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial z_0} - m_v \gamma' = 0 \tag{13}$$

Gibsonら¹¹⁾の理論に関しては次のようである:

$$\frac{\partial e}{\partial z} + \rho_c \cdot \frac{de}{d\sigma'} = 0 \tag{14}$$

この境界条件に対して, 図-1に示すように不透水境界面の外側に架空の差分点を導入し, 次のように差分展開を行う. 式(13)に付いては:

$$\zeta_{n+1,j} = \zeta_{n,j} + 2\Delta z_0 \cdot (m_v \gamma') \zeta_{n,j} \tag{15}$$

同様に式(14)については:

$$e_{0,j} = e_{2,j} + 2\Delta z \cdot \rho_c \cdot \left(\frac{de}{d\sigma'} \right)_{e_{1,j}} \tag{16}$$

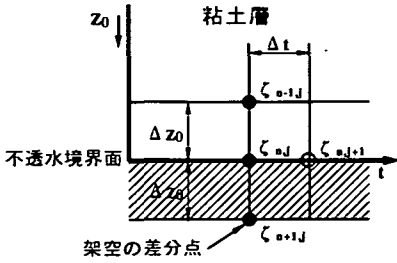


図-1 不透水境界条件の取り扱い

●: 既知量 ○: 未知量

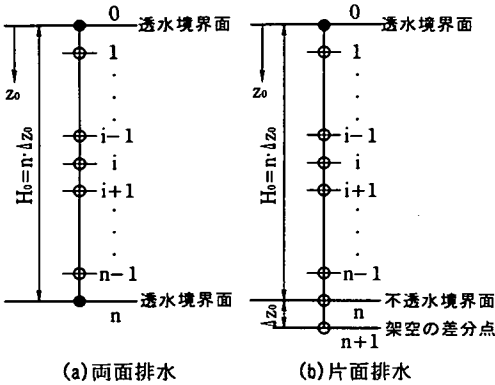


図-2 z_0 軸上の未知量

ここに、 n は空間差分分割数をあらわしており、差分点 n は不透水境界面上を、 $n+1$ は導入された架空の差分点をそれぞれ意味する。ただし、Gibsonらの理論では物質座標が鉛直上向きを正とすることから、不透水面上の差分点は 1 、また架空の差分点は 0 と表現している。これらの展開式の右辺第二項に示す $(m_v \gamma')$ ($\zeta_{n,j}$ 及び $(de/d\sigma')$ $e_{1,j}$) は、それぞれ $\zeta_{n,j}$ 、 $e_{1,j}$ を用いて評価する。

予測子・修正子法で展開された自重圧密方程式に対して、式(15)で表される境界条件を以下のように取り扱う。ただし、ここでは予測子による展開式を取り上げて説明する。修正子についても同様な操作を行えばよいので、その具体的な説明は割愛する。

不透水境界上の差分点 n について、式(8)を適用すれば：

$$-\zeta_{n-1,j+1/2} + \left[2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \right] \zeta_{n,j+1/2} - \zeta_{n-1,j+1/2} = \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \cdot \zeta_{n,j} - \Delta z_0^2 \cdot g_{2,p} \quad (17)$$

一方、式(13)を差分点 $n, j+1/2$ において展開すると：

$$\zeta_{n-1,j+1/2} - \zeta_{n-1,j+1/2} = 2\Delta z_0 \cdot (m_v \gamma') \zeta_{n,j+1/2} \quad (18)$$

$\zeta_{n+1,j+1/2}$ を消去するために、上式を式(17)の両辺に足し合わせると：

$$-2\zeta_{n-1,j+1/2} + \left[2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \right] \zeta_{n,j+1/2} = \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \cdot \zeta_{n,j} - \Delta z_0^2 \cdot g_{2,p} + 2\Delta z_0 \cdot (m_v \gamma') \zeta_{n,j+1/2} \quad (19)$$

これが、三笠の理論式の不透水境界面に関する、予測子における差分展開式となる。Gibsonらの理論に付いても同様な操作を行えば、式(20)に示す予測子に対する展開式が得られる：

$$-2e_{2,j+1/2} + \left[2 + \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,p} \right] e_{1,j+1/2} = \frac{2\Delta z^2}{\Delta t} g_{1,p} \cdot e_{1,j} - \Delta z^2 \cdot g_{2,p} + 2\Delta z \cdot \rho_c \left(\frac{de}{d\sigma'} \right)_{e_{1,j+1/2}} \quad (20)$$

式(8)及び式(19)あるいは式(10)及び式(20)により解析を行う場合、三項行列方程式を解くことになる。しかしながら、式(19)及び式(20)の右辺にはそれぞれ未知量である $\zeta_{n,j+1/2}$ 及び $e_{1,j+1/2}$ が含まれているため、連立方程式を解く際反復計算が必要となる。この反復計算方法については次章で説明する。

4. 差分展開式の行列表示

粘土層が上下両面排水の場合、三笠理論では、図-2(a)に示すように z_0 軸上の両端差分点 $0, n$ における圧密比 ζ の値が境界条件から既知となるので、未知量は差分点 $1 \sim n-1$ における合計 $n-1$ 個の ζ である。

一方、片面排水の場合は、図-2(b)のように不透水面上の ζ が未知であるため、未知量の合計は n 個となる。また前述したように、不透水面上の未知量を求める際反復計算が必要となり、連立方程式を解くのが複雑になってくる。このように、両面排水と片面排水ではその取り扱いが大幅に異なるため、以下においてはこれらを区別して議論を進める。

(1) 両面排水の場合

まず初めに、式(8)及び(9)における各係数を次のように変換する：

予測子

$$\left. \begin{aligned} a_{1,i} &= 2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p}, & a_{2,i} &= \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,p} \\ a_{3,i} &= -\Delta z_0^2 \cdot g_{2,p} \end{aligned} \right\} (21)$$

修正子

$$\left. \begin{aligned} b_{1,i} &= 2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,c}, & b_{2,i} &= -2 + \frac{2\Delta z_0^2}{\Delta t} g_{1,c} \\ b_{3,i} &= -2\Delta z_0^2 \cdot g_{2,c} \end{aligned} \right\} (22)$$

そして、式(8)と(9)を*i*=1~*n*-1に関して逐次適用し、得られる連立方程式をマトリックス形で表示するならば、以下のような実対称形の3項行列方程式に到達する：

予測子

$$\left(\begin{array}{ccc} a_{1,i} & -1 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ -1 & a_{1,i} & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & -1 & a_{1,n-1} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \zeta_{i,j+1/2} \\ \cdot \\ \zeta_{i,j+1/2} \\ \cdot \\ \zeta_{n-1,j+1/2} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} a_{2,i} \zeta_{i,j} + a_{3,i} + \zeta_{0,j+1/2} \\ \cdot \\ a_{2,i} \zeta_{i,j} + a_{3,i} \\ \cdot \\ a_{2,n-1} \zeta_{n-1,j} + a_{3,n-1} + \zeta_{n,j+1/2} \end{array} \right) \quad (23)$$

修正子

$$\left(\begin{array}{ccc} b_{1,i} & -1 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ -1 & b_{1,i} & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & -1 & b_{1,n-1} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \zeta_{i,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{i,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{n-1,j+1} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \zeta_{2,j} + b_{2,i} \zeta_{i,j} + \zeta_{0,j} + b_{3,i} + \zeta_{0,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{i+1,j} + b_{2,i} \zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j} + b_{3,i} \\ \cdot \\ \zeta_{n,j} + b_{2,n-1} \zeta_{n-1,j} + \zeta_{n-2,j} + b_{3,n-1} + \zeta_{n,j+1} \end{array} \right) \quad (24)$$

ここに、式(23)中の $\zeta_{0,j+1/2}$ と $\zeta_{n,j+1/2}$ 及び式(24)中の $\zeta_{0,j+1}$ と $\zeta_{n,j+1}$ はいずれも境界条件から定まる既知量である。したがって、我々は与えられた初期条件の基に上記方程式を直接解くことが出来る。

(2) 片面排水の場合

式(8)及び(9)を*i*=1~*n*-1に関して、また式(19)を*i*=*n*に関して適用すると、次のような非対称三項行列方程式が得られる：

予測子

$$\left(\begin{array}{ccc} a_{1,i} & -1 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ -1 & a_{1,i} & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & -2 & a_{1,n} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \zeta_{i,j+1/2} \\ \cdot \\ \zeta_{i,j+1/2} \\ \cdot \\ \zeta_{n,j+1/2} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} a_{2,i} \zeta_{i,j} + a_{3,i} + \zeta_{0,j+1/2} \\ \cdot \\ a_{2,i} \zeta_{i,j} + a_{3,i} \\ \cdot \\ a_{2,n} \zeta_{n,j} + a_{3,n} + q(\zeta_{n,j+1/2}) \end{array} \right) \quad (25)$$

修正子

$$\left(\begin{array}{ccc} b_{1,i} & -1 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ -1 & b_{1,i} & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & -2 & b_{1,n} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \zeta_{i,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{i,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{n,j+1} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \zeta_{2,j} + b_{2,i} \zeta_{i,j} + \zeta_{0,j} + b_{3,i} + \zeta_{0,j+1} \\ \cdot \\ \zeta_{i+1,j} + b_{2,i} \zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j} + b_{3,i} \\ \cdot \\ \zeta_{n+1,j} + b_{2,n} \zeta_{n,j} + \zeta_{n-1,j} + b_{3,n} + q(\zeta_{n,j+1}) \end{array} \right) \quad (26)$$

ここに、*q*()は式(19)の右辺第3項を意味する；例えば

$$q(\zeta_{n,j+1/2}) = 2\Delta z_0 \cdot (m \gamma r') \zeta_{n,j+1/2}$$

式(25)および(26)は、Gaussの消去法により解くことができる。そこでまず前進消去を行うと、その結果、行列式の第*n*行目に位置する方程式の未知量は、予測子であれば $\zeta_{n,j+1/2}$ 、また修正子中では $\zeta_{n,j+1}$ のみとなる。予測子について、この式を一般形で表せばつぎのようである：

$$\overline{a_{1,n}} \cdot \zeta_{n,j+1/2} = R + q(\zeta_{n,j+1/2}) \quad (27)$$

ここに、 $\overline{a_{1,n}}$ は前進消去後の係数*a*_{1,*n*}を表す。また*R*は、前進消去により得られた式(25)右辺第*n*行目の既知量を意味する。

未知量 $\zeta_{n,j+1/2}$ の値は、式(27)を解いて求めるのであるが、この式の右辺に $\zeta_{n,j+1/2}$ を変数とする関数*q*($\zeta_{n,j+1/2}$)が含まれているため、 $\zeta_{n,j+1/2}$ を直接求めることは出来ない。したがって、式(27)を解くために反復計算が必要となる。この事実が、両面排水の場合と大きく異なる点である。

$\zeta_{n,j+1/2}$ が得られたならば、ただちに後退代入を行い、すべての未知量 $\zeta_{i,j+1/2}$ を決定する。修正子についても同様な操作を行えばよい。ここで、

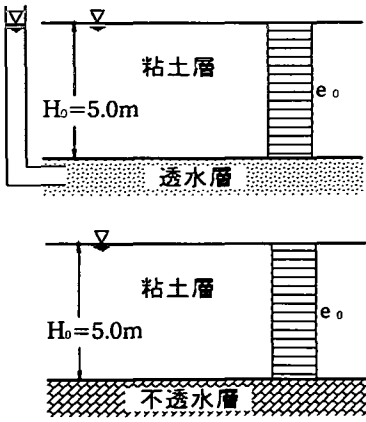


図-3 解析モデル

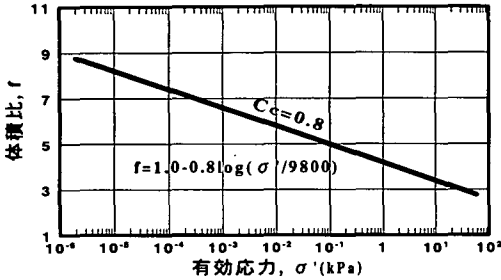


図-4 f - $\log \sigma'$ 関係

式(25)の右辺第 n 行目に現れる $a_{s,n}$ 及び式(26)の右辺第 n 行目には、架空の差分点 $n+1$ における圧密比 $\epsilon_{n+1,j}$ が含まれている。一方、式(26)右辺第 n 行目の $b_{s,n}$ には $\epsilon_{n+1,j+1/2}$ が含まれている。このため、次のタイムステップで利用する $\epsilon_{n+1,j}$ 及び $\epsilon_{n+1,j+1/2}$ をあらかじめ計算しておかなければならない。そこで、式(26)を解いて得られた $\epsilon_{n,j+1}$ と $\epsilon_{n-1,j+1}$ を式(15)に代入して $\epsilon_{n+1,j+1}$ を求め、これを次のタイムステップにおける予測子及び修正子に用いる。また $\epsilon_{n+1,j+1/2}$ は、式(25)を解いた後、 $\epsilon_{n,j+1/2}$ と $\epsilon_{n-1,j+1/2}$ を式(15)に用いて求める。こうして得られた $\epsilon_{n+1,j+1/2}$ を基に修正子中の $b_{s,n}$ を評価し、これを式(26)に用いる。Gibsonらの理論に対しても同様な操作を行えばよい。

5. 適用例と考察

適用例として、図-3に示す2種類の地盤の自重圧密問題を想定した。両地盤とも粘土層の初期層厚 H_0 は5.0m、初期間隙比 e_0 の分布は一定とした。また、粘土層底面が透水層に接している地盤では、定常状態の浸透流は存在しないものとおいた。粘土層の体

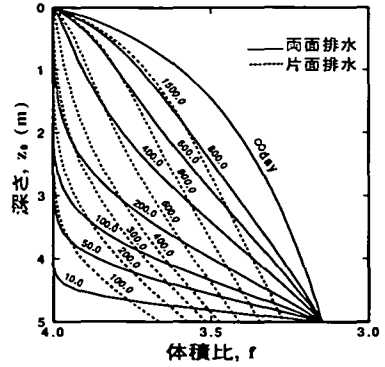


図-5 体積比の時間推移 (三笠理論)

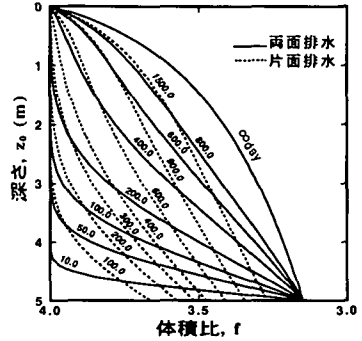


図-6 体積比の時間推移 (Gibsonらの理論)

積比 f と有効応力 σ' の関係は、図-4に示すように片対数紙上で線形関係にある。この特性は、三笠⁴⁾により大阪南港標準圧密曲線と呼ばれているものである。圧密係数 C_v は一定とし、 $0.003\text{m}^2/\text{day}$ を用いた。そして、計算は全て倍精度で行った。なお、ここでは粘土の初期層厚が一定の場合を取り扱うが、筆者らの開発している計算プログラムは、粘土層厚が段階的に増大していく逐次盛り立て過程も解析可能である。

(1) 三笠理論とGibsonらの理論の比較

三笠の理論式とGibsonらのそれは、数学的な観点において等価なことが証明されている^{1,2), 1,3)}。ところが、三笠の支配方程式は圧密比 ϵ に、Gibsonらのそれは間隙比 e に着目した理論式であって、両式で表現している物理量は異なっている。そこで、予測子・修正子法により展開された両理論式を用い、数値解析の過程をとおして三笠理論とGibsonらの理論の比較を試みた。

図-5及び図-6は、初期体積比 f_0 が4.0 ($e_0=3.0$)の場合の三笠理論とGibsonらの理論における体積比 f の時間推移を表したもので、縦軸に深さ z_0 、横

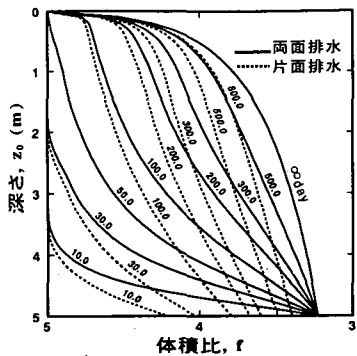


図-7 体積比の時間推移
(予測子・修正子法, $f_0=5.0$)

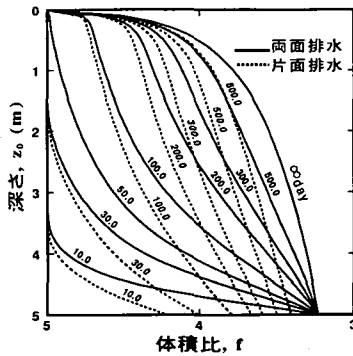


図-8 体積比の時間推移
(陽解法, $f_0=5.0$)

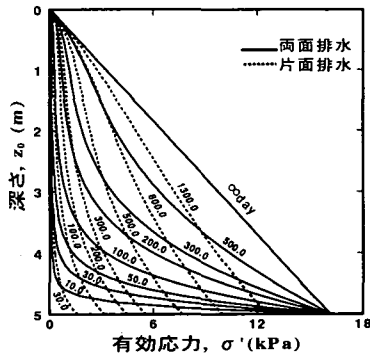


図-9 有効応力の時間推移
(予測子・修正子法, $f_0=5.0$)

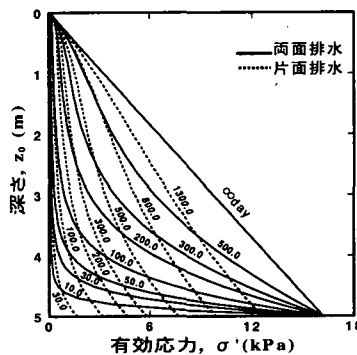
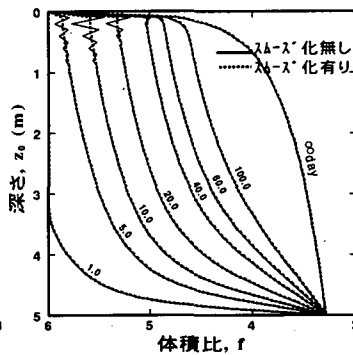
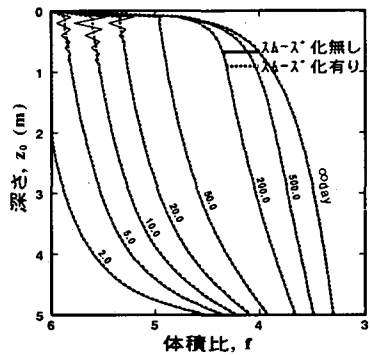


図-10 有効応力の時間推移
(陽解法, $f_0=5.0$)



(a) 両面排水



(b) 片面排水

図-11 体積比の時間推移 (予測子・修正子法, $f_0=6.0$)

軸に体積比 f をとっている。図中の実線は上下両面排水条件の場合を、破線は片面排水条件の場合の解析結果を示している。また、等時曲線上の値は経過時間 (日数) をあらわす。図において、三笠理論とGibsonらの理論による解析値の分布は、いずれの排水条件でも全く一致する結果となった。このとき、パーソナルコンピュータ (CPU: i486DX2) による演算時間は、両面排水と片面排水とでそれぞれ、三笠理論の場合1.1~1.2秒、Gibsonらの場合1.4~1.5秒と両者でほとんど差はない。

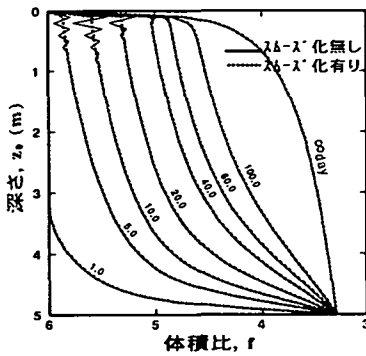
(2) 陽解法との比較

ここでは、予測子・修正子法により得られた解析結果と陽解法のそれとの比較を行う。支配式には、三笠理論を用いた。また、陽解法としてCargill⁶⁾が示している方法を採用した。

図-7及び図-8は、初期体積比 f_0 が5.0の場合の予測子・修正子法と陽解法における体積比の時間推移を示したものである。図中の実線は両面排水条件を、また破線は片面排水条件における結果を示している。同様に、図-9と図-10は有効応力の時間推移を表し

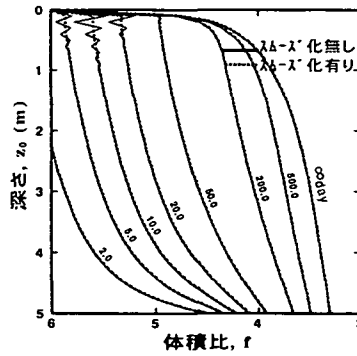
たものである。これらの図が示すように、 $f_0=5.0$ の場合は、予測子・修正子法と陽解法は全く同一かつ安定な解を与えた。これに対し、 f_0 が6.0の場合は、両解法とも圧密の初期の段階で解の分布に振動現象が見られた (図-11、図-12の実線分布参照)。 f_0 が10.0と初期状態がさらに軟弱な場合は、図-13、図-14の実線分布が示すように、振動している領域が広範囲に及んでいる。また陽解法では、片面排水問題において、非排水面近傍で解の飛び出しが生じた (図-14(b))。このような不安定現象が生じる原因としては、粘土層表面付近、あるいは非排水面近傍において等時曲線の勾配が急激に変化するため、微分方程式を差分近似しきれなくなることが考えられる。これについて、空間差分分割数 n を大きくしたり、時間差分間隔 Δt を細かくするなどの検討を試みたが、振動領域及び非排水面付近での飛び出しの程度が減少するだけで、完全にこれを取り除くことは出来なかった。加えて、差分間隔を細かくすると、解くべき方程式数が増え、その結果演算時間が長くなり、経済的な方策とは言い難い。

一方、図-11~図-14で生じている振動現象は、時



(a) 両面排水

図-12 体積比の時間推移(陽解法, $f_0=6.0$)



(b) 片面排水

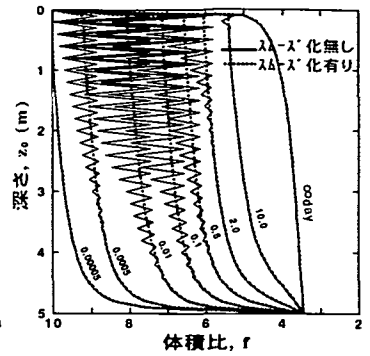
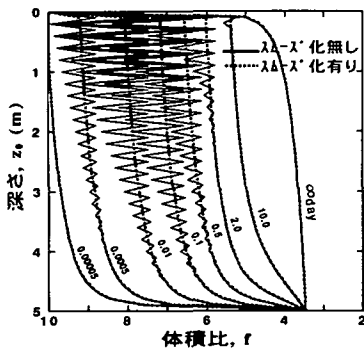
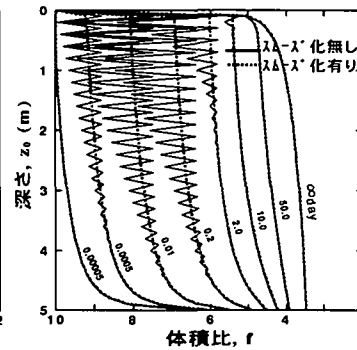


図-14(a) 体積比の時間推移(陽解法, $f_0=10.0$, 両面排水)



(a) 両面排水

図-13 体積比の時間推移(予測子・修正子法, $f_0=10.0$)



(b) 片面排水

図-14(b) 体積比の時間推移(陽解法, $f_0=10.0$, 片面排水)

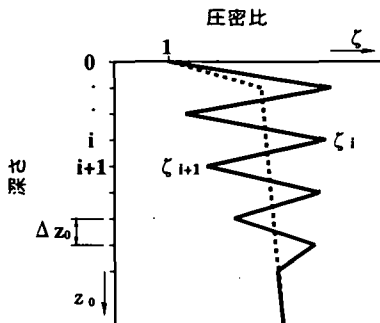


図-15 スムーズ化の模式図

間と共に収束して行き、やがては安定した解となっている。しかもこの振動の様相には、極めて単調かつ十分な規則性が見受けられる。そこで、等時曲線を滑らかにすべく、振動部分のスムーズ化を試みた。図-15は、スムーズ化の様相を模式的に表したものである。ただし、図では体積比 r の代わりに圧密比 ζ が用いられている。スムーズ化の狙いは、図中の

振動領域中を通る破線のような滑らかな解の分布を得ることにある。その原理を図中の記号を用いて示すれば、次のようである：

$$\zeta_i = (\zeta_i + \zeta_{i+1})/2 \quad (28)$$

上式中の i は空間差分点を表して。ここに、深さ方向に向かって差分点番号を $0, 1, 2, \dots, n-1, n$ と付す。また、スムーズ化を行うか否かの判定は式(29)による：

$$\zeta_i \leq \zeta_{i+1} \quad (1 \leq i \leq n-1) \quad (29)$$

すなわち、圧密比の深さ方向の分布が、今の場合、単調増加関数になるべきであるから、差分点 i における圧密比 ζ_i が、 i 点より Δz_0 離れた点 $i+1$ の圧密比 ζ_{i+1} より小か等しければスムーズ化は行わない。したがって、式(29)を満足しない場合に限りスムーズ化を行う。この場合、各タイムステップにおいて、式(29)の条件が全ての差分点に対して満たされるまでスムーズ化を繰り返す。

図-11、図-12中の破線は、 $f_0=6.0$ の問題に対してタイムステップ毎にスムーズ化を行いながら解析した結果である。実線と破線の分布を比較すると、等時曲線の振動していた部分を除いて両者はよく一致

し、なおかつ振動していた部分が非常に滑らかになっている。同様に、 f_0 が10.0の場合もスムーズ化により図-13、図-14中の破線で示すような滑らかな解の分布が得られた。ただし、陽解法による片面排水問題の解析で生じている不透水境界面近傍での飛び出しに対しては、何ら方策を講じていないことから、スムーズ化を行った場合でも依然として飛び出し現象は生じている。なお、沈下曲線はスムーズ化を行った場合と行わなかった場合とで同じ分布となった(図-16参照)。厳密解(理論解)が不明であるため、スムーズ化により得られた解の精度を直接論じることが出来ないが、例えば目下の問題においては、初期層厚が同じであるならば、 f_0 が大きい地盤程早く圧密が終了しなければならない事実が満たされていること(図-16参照)、また原始状態が等しければ、片面排水よりも両面排水の方が先に定常状態に達すること(図-16参照)、そして、等時曲線の変化が非常に滑らかであること(図-11~図-13及び図-14(a)参照)、更に、片面排水問題において、不透水面上における任意時刻での体積比等時曲線の勾配が、同じ体積比に対する定常状態の等時曲線の勾配と等しくなければならない条件⁴⁾が満たされていること(図-11(b)、図-12(b)及び図-13(b)参照)等により、陽解法による、 $f_0=10.0$ 、片面排水問題を除く解析結果は精度的に十分満足し得るものと判断している。

ここで、計算に要した演算時間について簡単に触れておく。周知のように陽解法には差分間隔選定における制約条件がある⁵⁾。そして、ある大きさの空間差分間隔 Δz_0 に対して、採り得る時間差分間隔の最大値 Δt_{max} はこの制約条件より決まってくる。したがってその値を解析に用いればよい。ところが、解の分布に不安定現象が生じた問題、すなわち f_0 が6.0と10.0ではそのようにして選定された Δt_{max} を用いた場合スムーズ化の段階で収束解が得られなかった。これは、ある程度小さな Δt を用いないと、解が規則性のある振動分布とならないからである(ただしこの理由についてはよく分からない)。そこで、 f_0 が6.0及び10.0の問題では、まず圧密初期の段階においてスムーズ化が可能となる Δt を試行錯誤的に求めた。そして、圧密進行にともない Δt を段階的に大きくした。一方、予測子・修正子法は、Crank-Nicolson形の陰解法なので差分間隔選定に対する明確な制約条件は存在しない。そこで、この場合も陽解法と同様に、試行錯誤的に初期の Δt を決定し、段階的にこれを大きくしていった。なお、いずれの問題に対しても可能な限り大きな差分間隔を選定した。

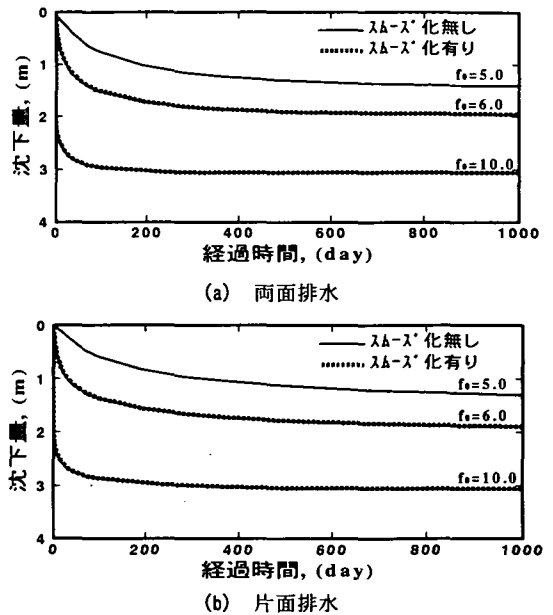


図-16 沈下量の経時変化(予測子・修正子法)

表-1 演算時間の比較

初期体積比 f_0		5.0	6.0	10.0
両面排水	予測子・修正子法	1.3	4.1	342.9
	陽解法	8.5	11.0	12526.0
片面排水	予測子・修正子法	1.4	4.2	360.1
	陽解法	8.7	11.3	12905.1

(単位: 秒)

表-2 解析に用いた時間差分間隔

f_0	予測子・修正子法		陽解法	
	経過時間 (日)	Δt (日)	経過時間 (日)	Δt (日)
5.0	$0.0 \sim 10^{-2}$	1.0×10^{-3}	$0.0 \sim 10^{-1}$	9.0×10^{-3}
	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	1.0×10^{-2}	$10^{-1} \sim 10^0$	9.0×10^{-2}
	$10^{-1} \sim 10^0$	1.0×10^{-1}	$10^0 \sim 10^1$	1.0×10^{-1}
	$10^0 \sim 10^1$	4.5×10^{-1}	$10^1 \sim$	5.0×10^{-1}
	$10^1 \sim 10^2$	4.5×10^0		
	$10^2 \sim 10^3$	4.5×10^1		
	$10^3 \sim$	1.0×10^2		
6.0	$0.0 \sim 10^{-2}$	5.0×10^{-4}	$0.0 \sim 10^{-2}$	1.0×10^{-4}
	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	5.0×10^{-3}	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	1.0×10^{-3}
	$10^{-1} \sim 10^0$	5.0×10^{-2}	$10^{-1} \sim 10^0$	1.0×10^{-2}
	$10^0 \sim 10^1$	1.0×10^{-1}	$10^0 \sim 10^1$	5.0×10^{-2}
	$10^1 \sim 10^2$	5.0×10^{-1}	$10^1 \sim 10^2$	1.0×10^{-1}
	$10^2 \sim 10^3$	2.0×10^0	$10^2 \sim 10^3$	2.0×10^{-1}
	$10^3 \sim$	5.0×10^0	$10^3 \sim$	5.0×10^{-1}
10.0	$0.0 \sim 10^{-5}$	1.0×10^{-9}	$0.0 \sim 10^{-3}$	1.0×10^{-9}
	$10^{-5} \sim 10^{-4}$	1.0×10^{-8}	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	1.0×10^{-8}
	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	1.0×10^{-7}	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	1.0×10^{-7}
	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	1.0×10^{-6}	$10^{-1} \sim 10^0$	1.0×10^{-6}
	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	1.0×10^{-5}	$10^0 \sim 10^1$	1.0×10^{-5}
	$10^{-1} \sim 10^0$	1.0×10^{-4}	$10^1 \sim 10^2$	5.0×10^{-5}
	$10^0 \sim 10^1$	1.0×10^{-3}	$10^2 \sim$	5.0×10^{-4}
	$10^1 \sim 10^2$	1.0×10^{-2}		
	$10^2 \sim$	5.0×10^{-2}		

表-1はパーソナルコンピュータ(CPU:i486DX2)による、両解法における演算時間を示したものである。ただし、 f_0 が6.0と10.0の問題は、スムーズ化を行いながら解析した場合の結果を呈示した。また、表-2に、解析に用いた時間差分間隔 Δt を示した。ここでは、両面排水問題と片面排水問題で同じ Δt を用いた。なお、空間差分間隔は全ての問題に対して $\Delta z_0=0.1m$ とした。これより、いずれの初期状態においても予測子・修正子法の演算時間が圧倒的に短くなっていることが知られる。これは、採用可能な Δt の値が、陽解法よりも予測子・修正子法の方がはるかに大きいためである(表-2参照)。

(3)沈降過程考慮への提言

粘土地盤の初期状態がある限度以上軟弱になると、一般に自重圧密に先行して沈降現象が生じることは自明である。本文適用例で言えば、 f_0 が6.0と10.0の場合、実現象としては沈降過程を伴う可能性があり、とり分け $f_0=10.0$ においてそれが卓越すると推察される。本論文では、これらの問題に対しても全層で自重圧密過程のみが生じると仮定した解析を行っているが、より正確な圧密挙動を把握する意味において、 f_0 が大きい場合には沈降過程を考慮すべきと考える。これについて筆者らは、ここで提案した予測子・修正子法による解析方法を、沈降過程を含む場合へと拡張し、その有用性を確認している³⁾。

筆者らはまた、全層で自重圧密過程のみが生じると仮定した解析で不安定現象が現れる問題に対して、沈降過程を考慮すればそのような現象が現れなくなることを幾つも経験している。図-17、図-18に示す間隙比の時間推移はその一例であって、それぞれ図-17が沈降過程を考慮した場合、図-18が沈降過程を考慮することなく、全層で自重圧密過程のみが生じるとした場合の解析結果である。これらの解析は、下記の式(30)~式(32)で表される圧密特性に基づき、初期含水比 $w_0=2000\%$ ($f_0=54.5$)、初期層厚 $H_0=1.8m$ 、底面非排水の場合を対象としたものである：

$$\begin{aligned} & e-\sigma' \text{ 関係} \\ & e=8.3\sigma'^{-0.22} \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} & e-k \text{ 関係} \\ & e=20.0k^{0.18}, \quad e \leq e_s (=25.0) \end{aligned} \quad (31)$$

$$e=8.0k^{0.36}, \quad e > e_s (=25.0) \quad (32)$$

これらの圧密特性は、図-19に示す小林ら¹⁴⁾の実験結果をべき乗関数形で表現したもので、同図中の実線がそれぞれ式(30)、(31)及び(32)を表している。この時、沈降過程を考慮した解析では、沈降領域の $e-k$ 関係(式(32))と自重圧密領域のそれ(式(31))

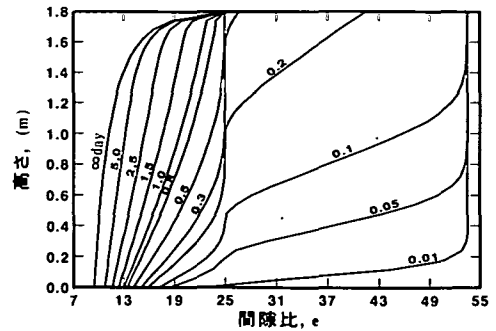


図-17 間隙比の時間推移(沈降過程を考慮した解析)

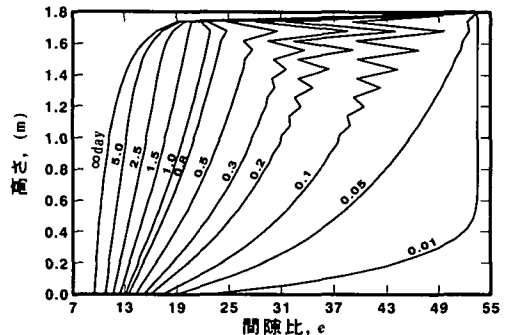


図-18 間隙比の時間推移(沈降過程を考慮しない解析)

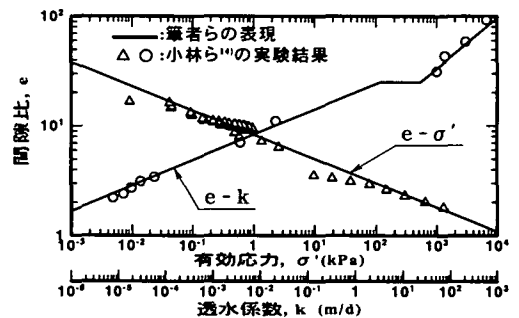


図-19 $e-\sigma'$, $e-k$ 関係

が異なるとした。その結果、沈降と自重圧密の境界となる間隙比 e_m において透水係数が急激に変化することとなる。一方、沈降過程を考慮しない解析では、いたるところで式(31)が成り立つとしている。なお、両解析とも予測子・修正子法に基づくものであり、また空間及び時間差分間隔は両者同じ値を用いている。以上の条件において、沈降過程を考慮しない解析では圧密開始後0.01日から1.5日の間で不安定現象が生じているのに対し(図-18)、沈降過程を考慮した解析では圧密の全過程で滑らかな解と

なっている(図-17)。

こうした背景から、前述の f_0 が6.0及び10.0の問題に対しても、仮に沈降過程を考慮するならば、安定な解の得られる可能性は十分にあると思われる。ただし、目下の問題については肝心の沈降特性が不明であるため、このことを検証することは出来ない。いずれにせよ、本質的にはやはり f_0 の大きい問題は、沈降過程を考慮すべきことを提言したい。そうすることによって、沈降過程を伴う実験において現れる特有の時間-沈下曲線の表現も可能となる。こうしたことも含め、予測子・修正子法による沈降過程を考慮した解析に関しては、今後別の機会に詳細な報告を行う予定である。

6. まとめ

Douglas・Jonesの予測子・修正子法による、三笠及びGibsonらの自重圧密方程式の差分展開式と解析方法を示した。そして、これを基に計算プログラムを開発し、パーソナルコンピュータを用いて2、3の自重圧密問題を解析した。得られた結果ならびに本文中で議論した事項を要約すれば以下のとおりである。

(1) 予測子・修正子法で展開された三笠の支配式とGibsonらのそれは同じ解析結果を与え、また演算時間もほぼ等しい。

(2) 予測子・修正子法による演算時間は、Cargillが示した陽解法による解析方法のそれよりもはるかに短い。演算時間の差は、粘土の初期状態が軟弱になるほど大きい。

(3) 両面排水問題において、粘土の初期状態がある限度以上に軟弱な場合、予測子・修正子法及び陽解法共に解析結果に振動・発散現象が生じる。しかしながら、簡単なスムーズ化手法を用いることで、両解法とも滑らかな解の分布を得ることが出来る。

(4) 片面排水問題においても、粘土地盤がある限度以上に軟弱になると両面排水問題と同様、両解法共に不安定現象が生じる。この問題において、予測子・修正子法ではスムーズ化により妥当な解が得られる。これに対し、陽解法では、ある程度の初期状態まではスムーズ化により滑らかな解の分布を得ることが出来るが、それ以上軟弱な場合は、非排水面付近で解が発散し妥当な解を得ることが出来ない。

(5) 初期含水比が大きく、沈降過程を伴う場合に対しても、得られる解の精度・厳密性を要求しないのであれば、三笠やGibsonらの自重圧密方程式を適用することが出来る。ただし、そのような解析では、不安定現象の生じる可能性が非常に高い。不安定現象を回避するには、沈降過程を考慮することが効果

的であり、その実例を示した。ただし、紙面の都合上、本文では沈降過程を考慮した解析の詳細は説明出来なかった。そこで、これに付いては、既に述べたとおり、今後別の機会に詳しく報告する予定である。

参考文献

- 1) 山上拓男, 仁田宏忠, 安富英樹: 三笠の自重圧密方程式の一差分解法, 日本科学技術連盟第1回計算力学シンポジウム講演概要集, pp.205-212, 1987.
- 2) Yamagami,T., Ueta,Y. and Sakai,S.: A finite difference solution to self-weight consolidation equations, *Proc. 7th Inter. Con. on Com. Meth. and Advances in Geome.*, (Ed. by Beer,G., Booker,J.R. and Carter,J.P.C.), Cairns, pp.1255-1260, 1991.
- 3) Sakai,S. and Yamagami,T.: A finite difference solution to self-weight consolidation equations using a predictor-corrector method, *Proc. Inter. Sympo. on Compression and Consolidation of Clayey Soils-IS-Hiroshima'95*, (Ed. by Yoshikuni,H. and Kusakabe,O.), Hiroshima, pp.783-788, 1995.
- 4) 三笠正人: 軟弱粘土の圧密-新圧密理論とその応用-, 鹿島出版会, 126p., 1963.
- 5) Gibson,R.E., England,G.L. and Hussey,M.J.L.: The theory of one-dimensional consolidation of saturated clays, I. Finite non-linear consolidation of thin homogeneous layers, *Geotechnique*, Vol.17, pp.261-273, 1967.
- 6) Cargill,K.W.: Consolidation of soft layers by finite strain analysis, *Geotechnical Laboratory, U.S.Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Mississippi*, 1982.
- 7) 高田直俊: 軟弱粘土の自重圧密過程の数値解析, 土木学会論文報告集, 第334号/III-6, pp.113-121, 1983.
- 8) 三笠正人, 高田直俊, 望月秋利: 遠心力を利用した土構造物の模型実験, 土と基礎, Vol.28, No.5, pp.15-23, 1980.
- 9) Douglas,J. and Jones,B.F.: On predictor-corrector methods for nonlinear parabolic differential equations, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, Vol.11, No.1, pp.195-204, 1963.
- 10) Remson,I., Hornberger,G.M. and Molz,F.J.: Numerical methods in subsurface hydrology, *Wiley-Interscience*, Chapter 3, 1971.
- 11) Gibson,R.E. Schiffman,R.L. and Cargill,K.W.: The theory of one-dimensional consolidation of saturated clays, II. Finite nonlinear consolidation of thick homogeneous

- layers, *Can. Geotech. J.*, Vol.18, pp.280-293, 1981.
- 12) 今井五郎: 粘性土の圧密機構-原論-, わかりやすい土質力学原論, 土質工学会, pp. 45-91, 1987.
- 13) Pane, V. and Schiffman, R.L.: A comparison between two theories of finite strain consolidation, *Soils and Foundations*, Vol.21, No.4, pp.81-84, 1981.
- 14) 小林正樹, 山川匠, 小川富美子: 沈降過程を考慮した超軟弱粘土の自重圧密解析, 港湾技研資料, No. 680, pp. 1-21, 1990.

(1996. 5. 21 受付)

A FINITE DIFFERENCE SOLUTION TO SELF-WEIGHT CONSOLIDATION EQUATIONS USING A PREDICTOR-CORRECTOR METHOD

Shinsuke SAKAI and Takuo YAMAGAMI

This paper presents a finite difference method for solving problems of self-weight, large strain consolidation. Douglas-Jones' predictor-corrector approach for nonlinear parabolic differential equations, which is an implicit finite difference technique, has been incorporated with Mikasa's and/or Gibson et al.'s governing equations. Tridiagonal matrix equations and its solution procedure are derived for both double and single drainage conditions. Applications of the computer program developed have shown that the proposed method may be a promising tool for predicting large strain consolidation behavior.