

## 二重空隙モデルを用いた地盤挙動に関する考察

### A STUDY ON THE ANALYSIS OF GROUND WITH DOUBLE POROSITY MODEL

大西有三\*・小林 晃\*\*・塩田卓央\*\*\*

By Yuzo OHNISHI, Akira KOBAYASHI and Takuo SHIOTA

An idealized double porosity model is developed for the purpose of studying the coupled effects of flow in porous blocks and fractures as well as solid displacement in saturated-unsaturated medium.

Subsequently, Galerkin formulation is used for the finite element method to develop a new technique to investigate coupled hydraulic-mechanical behavior in the double porosity model reservoir.

The verifications are performed in comparison with an analytical solution of one-dimensional consolidation problem and experimental results of unsteady flow in the sand box. Finally, a secondary compression is examined with this model, the environment of rock mass in Lugeon test is simulated, and two-dimensional consolidation problems in a saturated and saturated-unsaturated media are investigated with comparison with the single porosity model.

*Keywords* : rock hydraulics, FEM, saturated-unsaturated flow, consolidation analysis

#### 1. はじめに

土質ならびに岩盤工学の分野において、構造物の設計・施工に浸透水の影響を考慮することは常識となっている。しかし、浸透水を単独でなく、地盤の変形や破壊とからめて相互作用を考慮のうえ、総合的に検討を進めるという手順は最近になって本格化してきたものである。

土質地盤に対するこのような解析的研究は、Christian や Sandhu による圧密に対する研究をはじめ<sup>1),2)</sup>、多くの成果が発表されており、近年では土の構成則に塑性や粘性を考慮したモデルも開発されている。

一方、対象を岩盤に移すと、その浸透挙動・変形挙動については、ともに研究の歴史が浅く、岩盤のモデル化も含め百花繚乱の様相を呈しているのが現状である。

岩盤内の浸透は、亀裂の存在の仕方に大きく依存しており、複雑に連結した亀裂に沿って流れたり、あるいは淀み域に拘束されつつ流れたり、その解析手法としては多孔質連続体モデル、亀裂ネットワークモデルなどが

考えられる。

多孔質連続体モデルは、対象となる亀裂性岩盤を等価な多孔質の連続体で置き換えるもので、亀裂内の流れが支配的な岩盤中の浸透挙動をいかに連続場の流れとして評価するかが課題である。このような研究には、小田らによるクラックテンソル<sup>3)</sup>あるいは Long ら<sup>4)</sup>による透水係数テンソルの評価手法などの研究がある。

亀裂ネットワークモデルは、有限要素解析において、亀裂の性状および幾何形状について十分な情報量があるときに、亀裂部分に岩体とは異なる特性をもつジョイント要素を用いて行うものである。このような手法には Noorishad ら<sup>5)</sup>や大西ら<sup>6)</sup>による研究がある。

さらに、上記の2つを組み合わせ、明確な大きな亀裂をジョイント要素で、細かい亀裂群を等価多孔体としてハイブリッド的に解析を行う手法も提案されている<sup>7)</sup>。

岩盤の変形挙動に関する研究も上記の浸透流に関するものと同様の手法が取られているが、その他に不連続部を岩盤の挙動の支配的要因と考えた RBSM<sup>8)</sup> や個別要素法<sup>9)</sup>のような極限解析的なものも多く発表されている。

本研究では亀裂のある岩盤内の浸透流を評価するために、二重空隙モデル (Double Porosity Model) を適用した。これは1960年に Barenblatt<sup>10)</sup> によって紹介され

\* 正会員 Ph.D. 京都大学助教授 工学部交通土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\* 正会員 間組技術研究所 (〒338 与野市本町西 4-17-23)

\*\*\* 工修 地域振興整備公団 (〒105 千代田区霞ヶ関 3-8-1 虎ノ門三井ビル)

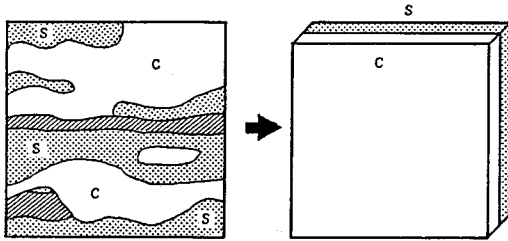


Fig. 1 Double porosity modeling.

たモデルであり、統計平均・体積平均を用いて亀裂性岩盤を2つの重なった仮想の連続体で表わすものである。

二重空隙モデルによる岩盤内の浸透についての研究は、先述の Barenblatt らのほか、Huyakorn ら<sup>11)</sup>や Warren ら<sup>12)</sup>によって行われており、このモデルを用いた現場データの検討の多くは石油工学者によって行われてきた。また、佐藤ら<sup>13)</sup>は、二重空隙モデルを割れ目系をもつ透水性ブロックの集合により模擬し、二重空隙性を考慮した岩盤浸透流の抵抗則について実験を行い、割れ目幅が小さくなると、岩盤全体の透水性における岩体自体の透水性の影響が大きくなることを示した。

また、変形を考慮した二重空隙モデルに関する研究は、Dugid ら<sup>14)</sup>や Aifantis ら<sup>15)</sup>によるものがある。Dugid らは、飽和領域を対象とした方程式を導いたが、応力のつり合いは片方の空隙場でのみ考えている。Aifantis らによる研究は、同様に飽和領域を対象とした方程式を用いており、地下水の流れと応力のつり合いの連成項の定数の決定を Nur ら<sup>16)</sup>が行った有効応力の定義を応用して力学的な面から検討している。

本論では不飽和領域を表わすパラメータを用いることにより、解析領域を不飽和領域に拡張した。また、応力場については、流れのように岩体と亀裂に分けずに、両方の空隙場を含めた連続場のつり合いを考えた。そして地下水の流れと応力-ひずみ関係の間の相互作用を考慮するため、地下水流れの連続の式と応力のつり合い式を連成した形で誘導した。

二重空隙モデルは先述のように、貯油層岩盤を対象として発展してきたモデルであるが、見方を変えれば応用範囲がいろいろあり土質地盤にも適用できる。たとえば砂層と粘土層の互層で各層が薄く三次元的にからみ合っており、解析領域が広い場合には、有限要素で細かく不均一性を考慮する代わりに、砂層と粘土層が重なった二重空隙モデルとして解析することも可能である (Fig. 1)。

本論では、新たに開発した飽和-不飽和領域における変形を考慮した二重空隙モデルを用いて、種々の地盤の挙動について考察した。

## 2. 二重空隙モデルの概念

二重空隙モデルはその名前のとおり、重なった2つの空隙場で流れ場を考える。すなわち、空間の同一時点に2つの水圧を設定し、それぞれについて連続の式を作る。この2つの水圧を  $p_1$ ,  $p_2$  とすると、たとえば対象が亀裂性岩盤の場合、Fig. 2 のように  $p_1$  を岩体内の水圧、 $p_2$  を亀裂内の水圧とみなすことができる。そして、前節で述べたハイブリッド法に対して、細かい亀裂集合体内の水圧と、大きな亀裂内の水圧を分離して取り扱うことができる。この2つの流れ場の透水性が異なるため同一地点で水圧差が生じ、一方から他方への流体の移動が発生する。たとえば、岩体と亀裂で透水性を比べれば、亀裂の方がかなり高い。したがって、排水時の非定常の段階では岩体内の水圧  $p_1$  は亀裂内の水圧  $p_2$  より大きくなり、岩体から亀裂へと流体の移動が起こる。

このように、二重空隙モデルは解析対象場を2つの流れ場に分けて方程式を立て、その方程式を互いに連成させたものである。むしろ、流れ場を2つ以上の多重空隙モデルに設定することも可能である。

ここで明らかなように、二重空隙モデルは各空隙場の相互作用を考慮することで、不均一場を表現しているので、このモデルによる解析は非定常過程において意味をもつことになる。

また二重空隙モデルでは同一時点に複数の水圧が存在するが、このようなことは実際にはあり得ない。二重空隙モデルが数学モデルだといわれる由縁はここにある。したがって、このモデルでは実際現象との比較が難しいという欠点をもつ。しかしながら、水圧の測定結果がしばしば連続にならないときがあることを考えると、実測により得られた水圧の意味を改めて認識する必要性が、逆にこのモデルから起こってくる。

さらに二重空隙モデルを適用する際、注意を要する点がある。それは等価連続体モデルにもいえることである

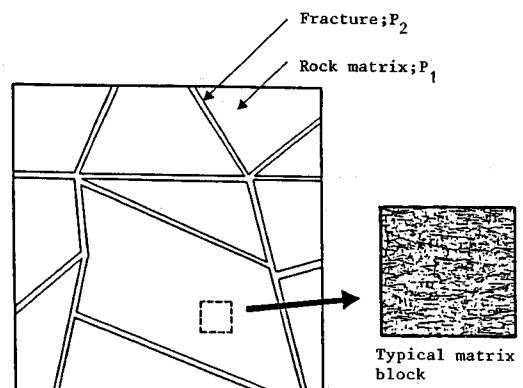


Fig. 2 Double porosity model of fractured rock mass.

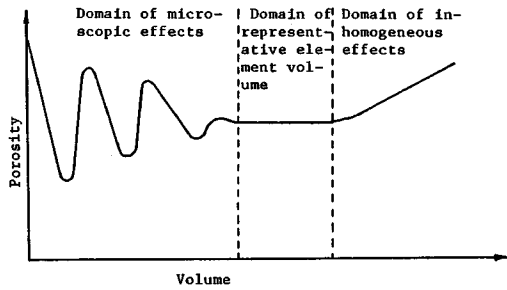


Fig. 3 Representative elementary volume.

が、要素の大きさを決定する場合に適正規模、すなわち代表的基準体積 (Representative Elementary Volume) を的確に決める必要があることである。たとえば亀裂性岩盤の挙動を解析する場合、要素内は一樣であると考えられるが、要素が大きすぎる場合は一樣性の仮定がくずれ、小さすぎる場合もその部分の偏った性質しか表わさなくなる (Fig. 3)。一樣性仮定の成立は連続体の解析では当然必要なこととして受け止められてきたが、二重空隙モデルを用いて、亀裂性岩盤のように不均一性と異方性の卓越した場を解析するときには特に重要となる。

### 3. 基本方程式

本研究の基本方程式を導くにあたって、用いた主な仮定を以下に示す。

- 1) 地盤は等方弾性多孔質体とする。
- 2) 土水中の流れは飽和-不飽和領域を対象とし、両空隙においてもダルシー則に従うものとする。
- 3) 二次元平面問題とする。
- 4) 流体はやや圧縮性、地盤構成粒子 (固相) は非圧縮性とする。
- 5) 変形については地盤全体で考え、変形に影響を及ぼす水圧は、それぞれ第1と第2空隙の水圧に空隙率と飽和度で重み付けしたもので表わせるものとする。
- 6) 不飽和領域においては第1空隙部分 (たとえば岩体部分) は土質地盤で用いられるような不飽和透水特性曲線を用いて決定されるものとし、第2空隙部分 (たとえば亀裂部分) の流れは、不飽和領域では存在しないものとする。

#### (1) つり合い式

応力のつり合いは、先述のように第1・第2空隙場の両方を含めた解析対象場全体で考える。等方弾性体の全応力に対するつり合い式は、すでに多くの研究によって述べられているものとはほぼ同じであり、引張を正とし、微小変形を仮定すると、以下ようになる。

$$\frac{\partial \sigma_{ij}^0}{\partial x_j} + F_i + G \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + (\lambda + G) \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \alpha' \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0$$

$$\dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\sigma_{ij}^0$  は初期有効応力テンソル、 $u_i$  は地盤骨格の変位成分、 $F$  は物体力、 $\lambda$ 、 $G$  は Lamé の定数である。この  $\lambda$ 、 $G$  は異なる弾性定数をもつ第1空隙場と第2空隙場の両方を含めた場の挙動を表わすものであることに注意を要する。 $\alpha'$  は水圧の有効応力への寄与率であり、飽和土質地盤の場合には1となり有効応力の原理が成り立つ。また  $p$  は、第1空隙内の水圧  $p_1$  と第2空隙内の水圧  $p_2$  によって、

$$p = (S_{r1} n_1 p_1 + S_{r2} n_2 p_2) / (n_1 + n_2) \dots\dots\dots (2)$$

と表わせるものと仮定する。ここで、 $S_r$ 、 $n$  はそれぞれ飽和度、空隙率を表わし、添字1, 2 はそれぞれ第1, 第2空隙場を示す。この水圧の分配の仕方については、Aifantis ら<sup>15)</sup> のように有効応力の定義から検討する方法もあるが、その場合の  $p_1$ 、 $p_2$  の係数の値は今回の方法による値とさほど変わらない結果となる。

また空隙率の定義は、 $n_1$  を第1・第2空隙場を含めた全体積中に占める第1空隙の体積、 $n_2$  を同様に全体積中に占める第2空隙の体積とする。

#### ・(2) 連続式

変形を考慮した二重空隙モデルを用いた地下水の連続式を以下に説明する。

地盤の固相部分の質量保存式は以下のように書ける。

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} [(1 - n_1 - n_2) \rho_s v_{is}] = \frac{\partial}{\partial t} [(1 - n_1 - n_2) \rho_s] \dots\dots (3)$$

ここに、 $\rho_s$  は固相部分の密度、 $v_{is}$  は固相部分の変位速度である。ここで、次の物質導関数を導入して、

$$D/Dt = \partial/\partial t + v_{is} \partial/\partial x_i \dots\dots\dots (4)$$

また、 $D\rho_s/Dt = 0$  と仮定すると、式 (3) は次式のようになる。

$$Dn_1/Dt + Dn_2/Dt = (1 - n_1 - n_2) \partial v_{is} / \partial x_i \dots\dots (5)$$

次に、地盤の第1空隙内の流体の連続式を考える。 $V_{i1}$  を第1空隙中のダルシー流速とする。ダルシー流速は、静止した地盤中の水の流れに対して成り立つので、 $V_{i1} = n_1 S_{r1} (V_{i1r} - v_{is})$  と表わせる。ここで、 $V_{i1r}$  は第1空隙内の流体の実流速を示す。よって第1空隙内の流れの連続式は次のようになる。

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} (n_1 S_{r1} v_{i1r} \rho_f) - \Gamma = \frac{\partial}{\partial t} (n_1 S_{r1} \rho_f) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\Gamma$  は、単位体積当たりの第1空隙から第2空隙へ移動する流体流量である。物質導関数の定義と上述のダルシー流速  $V_i$  を導入すると式 (6) は以下となる。

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_f v_{i1}) = n_1 S_{r1} \frac{D\rho_f}{Dt} + \rho_f n_1 \frac{DS_{r1}}{Dt} + \rho_f S_{r1} \frac{Dn_1}{Dt} + \rho_f n_1 S_{r1} \frac{\partial v_{is}}{\partial x_i} + \Gamma \dots\dots\dots (7)$$

式 (5) と式 (7) を組み合わせて、式 (7) の右辺

第1項に流体の圧縮性の関係式  $d\rho_f = \rho_{r0}\beta dp$  を用いると以下を得る。

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_f v_{i1}) = n_1 S_{r1} \rho_{r0} \beta \frac{Dp_1}{Dt} + \rho_f n_1 \frac{DS_{r1}}{Dt} + \rho_f S_{r1} (1-n_2) \frac{\partial v_{is}}{\partial x_i} - \rho_f S_{r1} \frac{Dn_2}{Dt} + \Gamma \dots \dots \dots (8)$$

ただし、 $\rho_f$  は流体の密度、 $\rho_{r0}$  は標準状態での流体の密度、 $\beta$  は流体の圧縮率を表す。一方、 $n_2$  の定義は次のように書ける。

$$n_2 = V_2/V \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 $V_2$  は第2空隙の体積、 $V$  は領域全体の体積である。式(9)を時間で微分すると、以下となる。

$$Dn_2/Dt = (DV_2/Dt - n_2 DV/Dt)/V \dots \dots \dots (10)$$

ここで、

$$V = V_1 + V_2 + V_s \dots \dots \dots (11)$$

$V_1$  は第1空隙の体積、 $V_s$  は固相部分の体積である。固相部分是非圧縮性であると仮定すると上式より以下を得る。

$$DV/Dt = DV_1/Dt + DV_2/Dt \dots \dots \dots (12)$$

式(10)に式(12)を代入することで次式が得られる。

$$Dn_2/Dt = (1-n_2)DV_2/Dt - n_2 DV_1/Dt / V \dots \dots (13)$$

また、流体の圧縮性の定義

$$\left. \begin{aligned} -\beta n_1 S_{r1} VDp_1/Dt &= DV_1/Dt \\ -\beta n_2 S_{r2} VDp_2/Dt &= DV_2/Dt \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

を式(13)に導入すると次式が得られる。

$$Dn_2/Dt = -(1-n_2)\beta n_2 S_{r2} Dp_2/Dt + n_2 \beta n_1 S_{r1} Dp_1/Dt \dots \dots \dots (15)$$

式(15)を式(8)の右辺第4項に代入することで次式が求められる。

$$-\frac{\partial v_{i1}}{\partial x_i} = n_1 S_{r1} \beta (1-n_2 S_{r1}) \frac{\partial p_1}{\partial t} + n_2 (1-n_2) S_{r1} S_{r2} \beta \frac{\partial p_2}{\partial t} + n_1 \frac{\partial S_{r1}}{\partial t} + (1-n_2) S_{r1} \frac{\partial v_{is}}{\partial x_i} + \frac{\Gamma}{\rho_f} \dots \dots \dots (16)$$

ここに、流体はやや圧縮性で  $Dp_1/Dt \approx \partial p_1/\partial t$ 、 $Dp_2/Dt \approx \partial p_2/\partial t$  とし  $\rho_{r0} = \rho_f$ 、 $DS_{r1}/Dt \approx \partial S_{r1}/\partial t$  と仮定した。

次に、次式が成り立つと仮定する。

$$n_1 \partial S_{r1}/\partial t \approx \partial n_1 S_{r1}/\partial t = \partial \theta_1/\partial t = \partial \theta_1/\partial p_1 \cdot \partial p_1/\partial t \dots \dots \dots (17)$$

ここで  $\theta_1$  は第1空隙場の体積含水率である。

第2空隙に対する流体の連続式は同様の方法を使って導かれ、結果は以下で与えられる。

$$-\frac{\partial v_{i2}}{\partial x_i} = n_1 (1-n_1) S_{r1} S_{r2} \beta \frac{\partial p_1}{\partial t}$$

$$+ n_2 S_{r2} \beta (1-n_1 S_{r2}) \frac{\partial p_2}{\partial t} + \frac{\partial \theta_1}{\partial p_1} \frac{\partial p_1}{\partial t} + (1-n_1) S_{r2} \frac{\partial v_{is}}{\partial x_i} - \frac{\Gamma}{\rho_f} \dots \dots \dots (18)$$

2つの流れの方程式の最終の形を得るために、次のダルシー則を用いる。

$$\left. \begin{aligned} v_{i1} &= -\frac{k_{1ij}}{\mu} \left( \frac{\partial p_1}{\partial x_j} + \rho_f g_j \right) \\ v_{i2} &= -\frac{k_{2ij}}{\mu} \left( \frac{\partial p_2}{\partial x_j} + \rho_f g_j \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

ここで、 $k_{1ij}$ 、 $k_{2ij}$  はそれぞれ、第1空隙場と第2空隙場の固有透水係数テンソル、 $\mu$  は動粘性係数、 $g$  は重力加速度ベクトルである。よって、求める流れの方程式は以下のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{k_{mij}}{\mu} \left( \frac{\partial p_m}{\partial x_j} + \rho_f g_j \right) \right] = n_m S_{rm} \beta (1-n_m S_{rm}) \frac{\partial p_m}{\partial t} + n_m (1-n_m) S_{rm} S_{rm} \beta \frac{\partial p_m}{\partial t} + \frac{\partial \theta_m}{\partial p_m} \frac{\partial p_m}{\partial t} + (1-n_m) S_{rm} \frac{\partial v_{is}}{\partial x_i} \pm \frac{\Gamma}{\rho_s} \left\{ \begin{array}{l} \text{if } m=1, \hat{m}=2 \\ \text{if } m=2, \hat{m}=1 \end{array} \right. \dots \dots \dots (20)$$

### (3) 漏出項 $\Gamma$

Barenbratt<sup>10)</sup> のモデルでは、第1空隙から第2空隙への漏出量  $\Gamma$  を求めるための定数を次元解析により求めており、その物理的意味は明確ではない。また彼らのモデルでは定常状態の漏出ししか表わせない。

Barenbratt らの手法に代わるものとして、非定常な流体の移動量を決める手法が Huyakorn ら<sup>11)</sup> によって開発されている。この手法では、第1空隙場を直方体あるいはそれと同じ大きさの球として理想化する。そして第1空隙場から第2空隙場への流れは、一次元の非定常流れ方程式を用いて差分法によって求められる。

また、Dugid ら<sup>12)</sup> は非定常な漏出項を一次元の熱伝導方程式の解析解を用いて表すことを試みている。彼らは非定常な挙動を考慮した場合と定常な漏出のみを扱った場合の違いについて検討し、その結果、両者の違いはわずかであり、定常状態のモデルを用いても精度は十分に確保されることを示した。

彼らによる非定常項を省略した定常状態の漏出項は以下のようなである。

$$\Gamma = \frac{k_l}{\mu} \frac{4 n_2 \rho_f}{\pi C l} (p_1 - p_2) \dots \dots \dots (21)$$

ここで、 $l$  は第1空隙場の亀裂長さの半分 (Matrix characteristic length)、 $C$  は第1空隙場の亀裂断面の短軸の半分 (Void aperture) である。

本研究においてはこの式を漏出項  $\Gamma$  に用いることにした。

### (4) 初期・境界条件

上述の方程式を解くには次の初期条件, 境界条件が必要である。

初期条件;

$$\left. \begin{aligned} u_i(x_1, x_2, t) &= u_i^0(x_1, x_2, 0) \\ p_1(x_1, x_2, t) &= p_1^0(x_1, x_2, 0) \\ p_2(x_1, x_2, t) &= p_2^0(x_1, x_2, 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(22)$$

境界条件;

$$\left. \begin{aligned} u_i(x_1, x_2, t) &= \hat{u}_i(x_1, x_2, t) \\ \tau_{ij}(x_1, x_2, t) n_j &= \hat{S}_i(x_1, x_2, t) \\ p_m(x_1, x_2, t) &= \hat{p}_m(x_1, x_2, t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(23)$$

$$\left\{ \frac{k_{mij}}{\mu} \left( \frac{\partial p_m}{\partial x_j} + \rho_r g_j \right) \right\} n_j = -\hat{Q}(x_1, x_2, t)$$

$m=1, 2$

4. 有限要素定式化

以上の方程式を Galerkin 法を用いて離散化した。本研究では要素として 4 節点 4 角形要素を用いた。時間微分の項に加速係数  $\alpha$  を用いて差分表示し, 変位を増分表示した結果を以下に示す。

$$\begin{bmatrix} K_{ij}^x & L_{ij}^x & C_{ij}^x & G_{ij}^x \\ L_{ij}^y & K_{ij}^y & C_{ij}^y & G_{ij}^y \\ E_{ij}^1 & E_{ij}^2 & \alpha A_{ij}^1 + B_{ij}^1 & \alpha F_{ij}^1 + D_{ij}^1 \\ E_{ij}^2 & E_{ij}^1 & \alpha F_{ij}^2 + D_{ij}^2 & \alpha A_{ij}^2 + B_{ij}^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta u_x \\ \Delta u_y \\ p_1 \\ p_2 \end{Bmatrix}$$

$$= \begin{Bmatrix} \Delta F^x + C_{ij}^x p_1^i + G_{ij}^x p_2^i \\ \Delta F^y + C_{ij}^y p_1^i + G_{ij}^y p_2^i \\ Q_1 + (\alpha - 1) A_{ij}^1 + B_{ij}^1 p_1^i + (\alpha - 1) F_{ij}^1 + D_{ij}^1 p_2^i \\ Q_2 + (\alpha - 1) F_{ij}^2 + D_{ij}^2 p_1^i + (\alpha - 1) A_{ij}^2 + B_{ij}^2 p_2^i \end{Bmatrix}$$

$$K_{ij}^x = \int_{V_e} (\lambda + 2G) N_{i,t} N_{j,t} + G N_{i,z} N_{j,z} dV_e$$

$$L_{ij}^x = \int_{V_e} \lambda N_{i,t} N_{j,z} + G N_{i,z} N_{j,t} dV_e$$

$$C_{ij}^x = - \int_{V_e} \alpha' S_{r1} n_1 / (n_1 + n_2) \cdot N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$G_{ij}^x = - \int_{V_e} \alpha' S_{r2} n_2 / (n_1 + n_2) \cdot N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$E_{ij}^m = \int_{V_e} (1 - n_{\hat{m}}) S_{rm} N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$A_{ij}^m = \int_{V_e} \Delta t \left\{ \frac{k_{mij}}{\mu} N_{i,t} N_{j,t} + \frac{\Gamma}{\rho_f} N_{i,t} N_{j,t} \right\} dV_e$$

$$B_{ij}^m = \int_{V_e} \left\{ n_m S_{rm} \beta (1 - n_{\hat{m}} S_{rm}) + \frac{\partial \theta_m}{\partial p_m} \right\} N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$F_{ij}^m = (-1)^{m-1} \int_{V_e} \Delta t \frac{\Gamma}{\rho_f} N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$D_{ij}^m = \int_{V_e} n_{\hat{m}} (1 - n_{\hat{m}}) S_{rm} S_{r\hat{m}} \beta N_{i,t} N_{j,t} dV_e$$

$$\left\{ \begin{aligned} \hat{m} &= 2, \text{ if } m=1 \\ \hat{m} &= 1, \text{ if } m=2 \end{aligned} \right. \quad \left\{ \begin{aligned} \hat{i} &= x, \text{ if } i=y \\ \hat{i} &= y, \text{ if } i=x \end{aligned} \right. \dots\dots\dots(24)$$

式 (24) を初期条件式 (22), および境界条件式 (23) のもとで, 未知数 ( $\Delta u_i^{t+\Delta t}$ ,  $P_1^{t+\Delta t}$ ,  $P_2^{t+\Delta t}$ ) について解くこ

とにより, 応力, 浸透の相互作用を知ることができる。変位は, 初期条件に各時間ステップで計算される変位増分を足し合わせていくことで, その時刻までの変位  $u_i^t$  を計算する。解析の初期においては初期条件, 境界条件から式 (24) の右辺のベクトルが定められる。それ以降は常に直前の時間ステップの ( $u_i^t$ ,  $P_1^t$ ,  $P_2^t$ ) を用いて右辺のベクトルを作り, 式 (24) の行列方程式を解く。

また, 透水係数のサクシヨンの依存性が含まれているため, 問題は非線形となるので, 各時間ステップにおいて繰り返し計算をする。

5. 解析例

以上の手法により開発したプログラムを用いていくつかの例題を解析した。また, 今回の解析では便宜上, 有効応力の原理が成り立つものと仮定し,  $\alpha' = 1$  とした。

(1) 検証例題

まず, 検証例題として一次元圧密問題を解析し, Terzaghi の理論解と比較した (Fig. 4)。その結果, 経時変化および最終沈下量ともきわめてよい一致を示した。その際, 第 2 空隙内の流体および第 1 空隙から第 2 空隙へ漏出する流体は流れないようにした。そして載荷直後は第 1 空隙内の流体のみで荷重を受け持ち, 有効応力の増加は第 1 空隙内の流体の流れによって起こるものとして解析を行った。また飽和-不飽和浸透流問題も第 2 空隙の水圧と変位を拘束して解析し, 赤井ら<sup>17)</sup>の行った実験結果と比較した結果, よい一致をみた (Fig. 5)。以上に

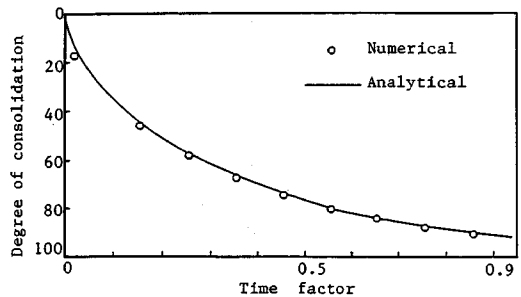


Fig. 4 Comparison of analytical solution with numerical one.

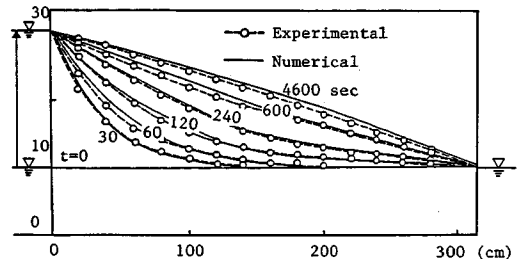


Fig. 5 Comparison of experimental results with numerical ones.

より本コードの応力-浸透連成問題に対する基本機能は信頼できるものと思われる。

(2) 二次圧密問題

検証例題では Terzaghi の圧密理論と比較したが、実際現象では Terzaghi の圧密理論による最終沈下量に至っても、なお圧密が継続する場合がある。このような二次圧密現象の解析には、粘弾性解析を用いてクリープ挙動として扱う場合が多い。しかし、粘土粒子中の小孔をマイクロポア、粒子間の空隙部分をマクロポアとして区別し、Fig. 6 のように一次圧密中の変形は主にマクロポアの排水に、二次圧密域の変形はマイクロポアの排水に依存して起こるとする説がある<sup>18)</sup>。ここでは、二重空隙モデルを用いて、このマイクロ・マクロポア排水説による二次圧密現象の説明を試みた。

つまり、第1空隙をマイクロポアとみなし、第2空隙をマクロポアと考えてそれぞれ異なる透水性を設定した。

Fig. 7 に示す一次元有限要素メッシュと境界条件を用い、均質な飽和粘土を対象として、上端面に荷重が作用した場合について解析を行った。解析に用いた材料定数を Table 1 に示す。

Fig. 8 に、圧密沈下の経時変化を示す。マイクロポアからの排水を考えないモデルを一重空隙モデル、マイクロポアからの排水もマクロポアからの排水も両方考慮するモデルを二重空隙モデルとよんで区別する。二重空隙モデルの計算結果(点線)と一重空隙モデルの計算結果(実線)を比較すると、第1空隙部(マイクロポア)から第2空隙部(マクロポア)への流体の流入による圧密沈下の時間遅れが二重空隙モデルを用いた解析で起こっている。しかし、最終沈下量は両モデルとも同じである。これは、弾性定数が両モデルとも同じであり、二重空隙モデルのマイクロポアを構成する第1空隙場の弾性定数についての考慮が全くないためである。ここで Fig. 9 のように、マイクロポアを構成する第1空隙部の変形とマクロポアを構成する第2空隙部の変形を考慮して、次式のような地盤全体の応力のつり合いを考える。

$$\{C_1 C_2 / (C_1 + C_2) \cdot \epsilon - (C_1^{-1} + C_2^{-1}) (C_1^{-1} p_1 + C_2^{-1} p_2)\} = \sigma \quad \dots \dots \dots (25)$$

ここで、 $C_1$  は第1空隙場の弾性定数、 $C_2$  は第2空隙場の弾性定数である。 $C_2$  は土の骨格構造により決まる弾性定数であり、これは Terzaghi の理論同様、一定と仮定する。 $C_1$  はマイクロポアからの排水が進むにつれ、固くなるのが予想されるので、ここでは、指数関数的に第1空隙場のヤング率が次式のように増加するものと仮定した。

$$E_1 = E_{10} \cdot \exp(\Delta p_1^0 - \Delta p_1) \dots \dots \dots (26)$$

ここで  $\Delta p_1^0$  は載荷直後の間隙水圧で、この場合 5 tf/m<sup>2</sup> である。 $\Delta p_1$  は第1空隙部のその時点における過剰間

Table 1 Data used in secondary compression analysis.

Properties	Values
Permeability of micro pore	$1.0 \times 10^{-12}$ m/s
Porosity of micro pore	0.2
Permeability of macro pore	$1.0 \times 10^{-9}$ m/s
Porosity of macro pore	0.5
Young's modulus	100 tf/m <sup>2</sup>
Poisson's ratio	0.3
Void aperture	0.025 m
Matrix characteristic length	0.015 m

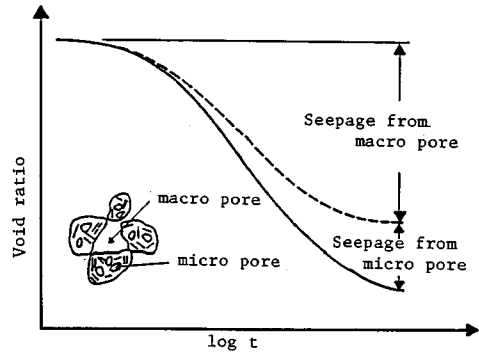


Fig. 6 Schematic compression-time curve.

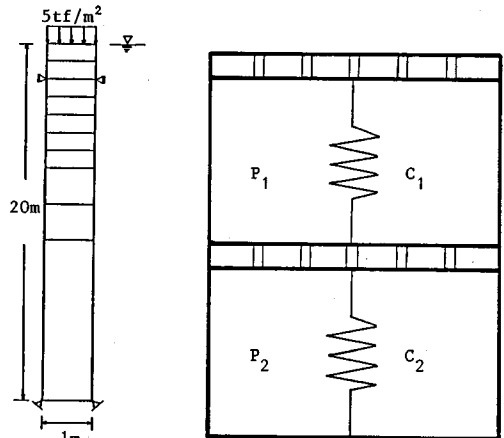


Fig. 7 Finite element model.

Fig. 9 Mechanical analogue.

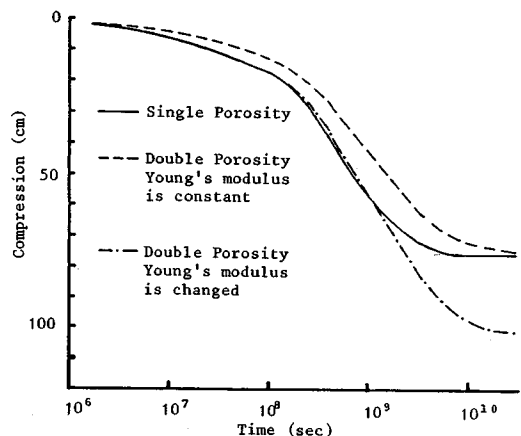


Fig. 8 Compression-time curve.

隙水圧である。そして、式 (25) より全体のヤング率を  $E = E_1 E_2 / (E_1 + E_2)$  として計算を行った。

第1, 第2空隙場とも初期のヤング率  $E_0$  を  $100 \text{ tf/m}^2$  として計算した結果を Fig. 8 に一点鎖線で示す。これによると、上記のような仮定を用いた結果は、二次圧密を定性的に表現しているといえる。また、圧密の進行とともに、マイクロポアの空隙率が低下するので、それを考慮した透水性の変化も考慮すると、Fig. 8 の結果 (一点鎖線) は終端での沈下速度が遅くなり、さらに実状と一致する傾向を示すものと思われる。

このように、二次圧密をマイクロポアからの排水によるという説を用いて説明するためには、マイクロポアをもつベッド部分の変形も考慮した力学的定数を設定する必要がある。このような定数の設定法については、今回は式 (26) のような非線形性を用いたが、これは実証されておらず、今後の検討が必要である。

(3) ルジオンテスト

前節では、二重空隙モデルを間隙水場と土粒子集合体 (ベッド) 内の流体場の2つの重なった連続体を用いて二次圧密の解析を行った。しかし、二重空隙モデルは元来岩盤を対象にして発展してきたものである。ここでは従来のように亀裂場と岩体場の2つの連続体を用いてルジオンテストのシミュレーションを行い岩盤内の水圧伝播挙動について考察する。

有限要素メッシュは Fig. 10 のように設定した。解析に用いた材料定数を Table 2 に示す。境界条件は、変位

境界として上下端は  $x$  方向の変位のみ、左端は  $y$  方向の変位のみスライドとし、右端については変位固定とした。そして水理境界として左端中央部に注入圧  $p_1 = p_2 = 10 \text{ kgf/cm}^2$  を作用させ、残りの端部は不透水とした。地下水面上端に設定し、全領域で飽和となるようにした。

Table 2 Data used for analysis of Lugeon test.

Properties	Values
Permeability of rock matrix	$1.0 \times 10^{-11} \text{ m/s}$
Porosity of rock matrix	0.2
Permeability of fracture	$1.0 \times 10^{-4} \text{ m/s}$
Porosity of fracture	0.05
Young's modulus	$1.0 \times 10^4 \text{ tf/m}^2$
Poisson's ratio	0.3
Fracture aperture	0.001 m
Matrix characteristic length	0.5 m

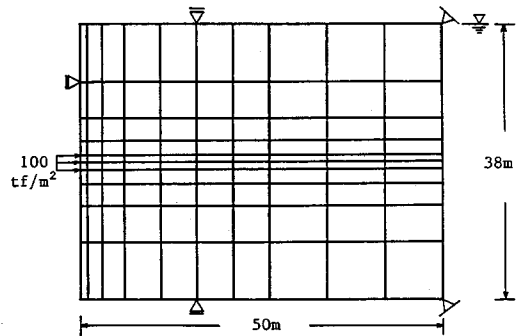


Fig. 10 Finite element model.

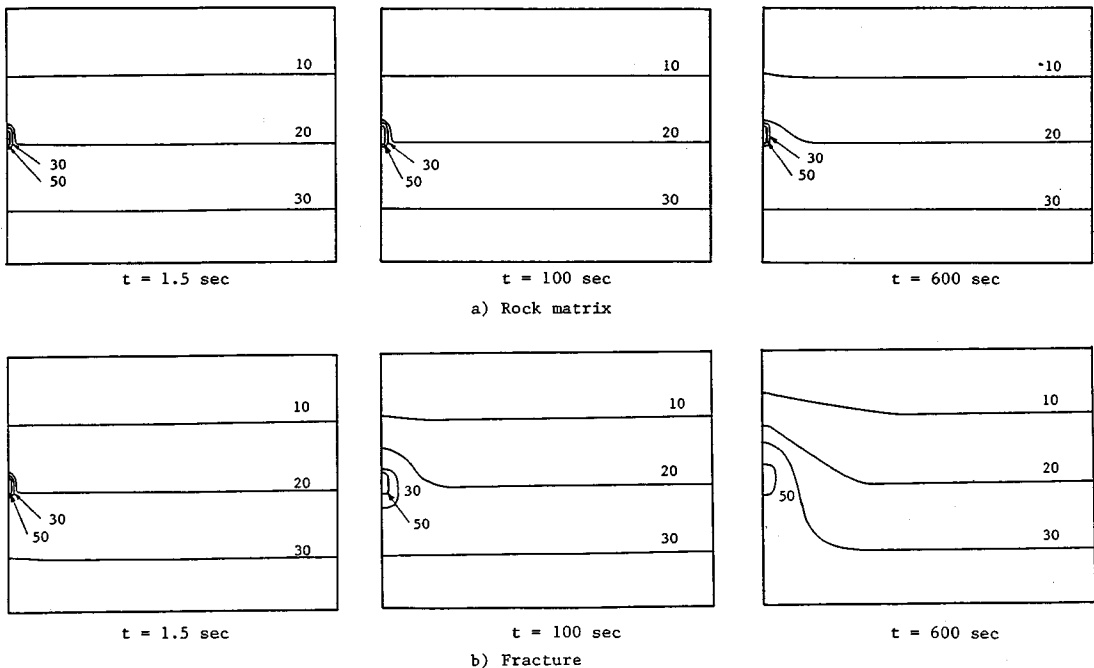


Fig. 11 Distribution of pressure head as a function of time ( $\text{tf/m}^2$ ).

圧力伝播経過を Fig. 11 a), b) に示す。亀裂の透水係数が  $1.0 \times 10^{-4}$  m/s, 岩体の透水係数が  $1.0 \times 10^{-11}$  m/s と岩体の透水性が亀裂の透水性に比べてかなり小さいために、岩体中は圧力が非常に伝播しにくいことがよく表現されている。一方、亀裂の方は圧力が速く伝播していく様子がわかる。

このように、亀裂内と岩体内の水圧が不連続な状況がシミュレーションできており、これは既往の連続体やジョイント要素を用いた解析では不可能なことであった。

実際現象においても亀裂性岩盤でのルジオンテストでは、注入水は亀裂を主に流れるため、同じような圧力伝播過程を取るものと想像される。

また、今回は透水係数の異方性を考慮していないが、亀裂場の異方性を考慮した解析を行えば、さらに実現象に近いシミュレーションが可能であろう。

(4) 二次元圧密浸透問題

次に、Fig. 12 に示すモデルを用い、自由水面が存在する場合の検討として二次元圧密の問題の解析を行った。解析ケースは地下水面が地表面に一致した飽和状態と地表面から 5 m の位置にある飽和-不飽和状態の 2 ケースで、それぞれ図のような外荷重が作用した場合について解析を行った。解析に用いた材料定数を Table 3 に示す。ここでは 5.(2) の二次圧密の解析のような弾性定数の変化は考慮せず、一定とする。したがって、応力・変形挙動は線形弾性的であり、二次圧密現象は現われない。この二重空隙モデルによる解析では、第 1 空隙内の水の流れと、第 2 空隙場への漏水の影響による有効応力の変化の仕方が従来の圧密モデルと異なる。

変位境界は、下端は  $x$  方向のみ、左右端は  $y$  方向のみ変位を許し、水理境界として左右端、下端は不透水とし、飽和-不飽和解析の場合は地表面も不透水とした。

比較のために、間隙水圧には 1 次、変位には 2 次のアイソパラメトリック要素を用いた Sandhu 型の圧密モデル (一重空隙モデル)<sup>19)</sup> による解析結果を合わせ示した。

Fig. 13 は A 点における地表面の沈下量経時変化を示している。二重空隙モデルを用いた計算結果は 5.(2) の解析例 (点線) と同様に一重空隙モデルに比べて時間

的な遅れがみられる。また不飽和部が存在する場合、載荷初期の沈下量は飽和領域のみの結果よりも大きいが、

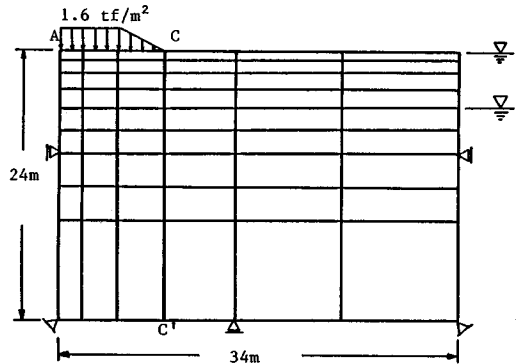


Fig. 12 Finite element model.

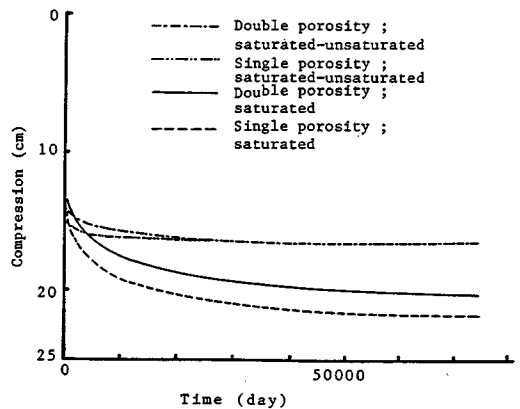


Fig. 13 Compression-time curve at point A.

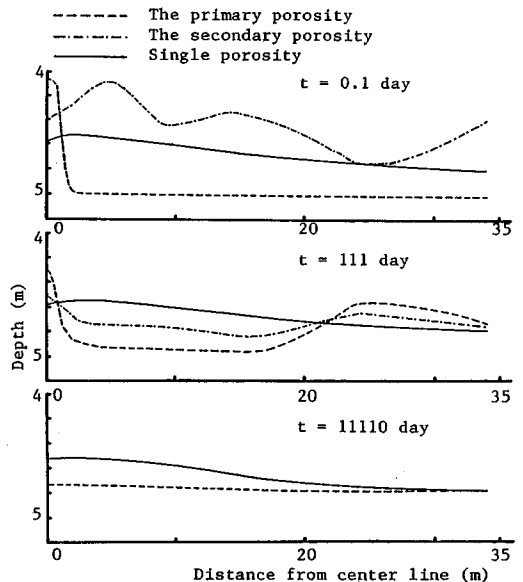


Fig. 14 Ground water tables as a function of time.

Table 3 Data used for two-dimensional consolidation problem.

Properties	Values
Permeability of primary porosity	$1.0 \times 10^{-12}$ m/s
Porosity of primary porosity	0.2
Permeability of secondary porosity	$1.0 \times 10^{-9}$ m/s
Porosity of secondary porosity	0.5
Young's modulus	100 tf/m <sup>2</sup>
Poisson's ratio	0.33
Void aperture	0.02 m
Matrix characteristic length	0.05 m



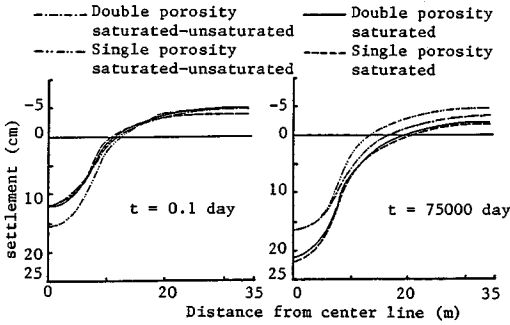


Fig. 15 Settlement as a function of distance from center line.

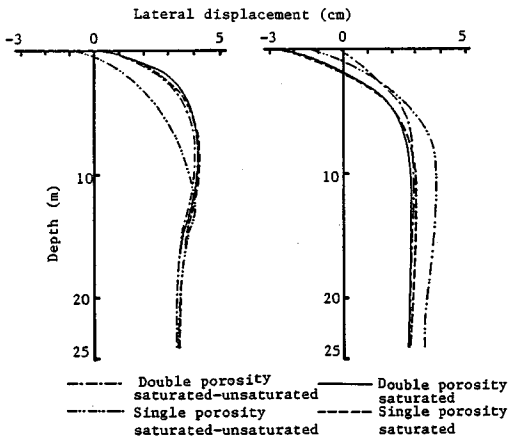


Fig. 16 Lateral displacement as a function of depth.

圧密による沈下は早めに終了し最終沈下量は小さくなる傾向がみられる。これは載荷部が不飽和であるため圧密による沈下は少なく、瞬時に起こる弾性的な沈下の影響が大きいためであろう。

Fig. 14 は飽和-不飽和状態の地下水面分布の経時変化図である。一重空隙モデルでは解析時間を通じてあまり変化はしないが、二重空隙モデルでは載荷初期では透水係数の小さいベッド部（第1空隙）の水圧が載荷中央部で高くなり、それ以外の所では透水性の大きい間隙水場（第2空隙）の方が大きい水圧を示している。そして、しだいに第2空隙から第1空隙へと水が移動し、最終的には一重空隙モデルの結果より少し低い水圧で平衡状態になっている。

Fig. 15 は地表面沈下の水平方向分布であるが、載荷直後では Fig. 14 にみられるように、一重空隙モデルの水圧の方が、二重空隙モデルの変形への寄与が大きい第2空隙の水圧よりも小さいために、沈下量は一重空隙モデルの方が大きくなっている。逆に圧密終了時には二重空隙モデルの方が低い水圧をもっているため沈下量は二重空隙モデルの方が大きくなっている。

Fig. 16 は c-c' 断面での側方変位の深さ方向の分布図

である。不飽和部が存在する場合には飽和状態の解析の結果に比べ、載荷直後の側方変位は小さくなり、圧密終了時には逆に大きくなる傾向がみられる。

また二重空隙モデルと一重空隙モデルの差は飽和解析ではほとんどみられないが、飽和-不飽和状態の解析では載荷直後で、浅部において二重空隙モデルの方が変位が大きくなっており、圧密終了時には深部になるほど二重空隙モデルの方が小さい変位を示している。これは二重空隙モデルの方が、不飽和部と飽和部での挙動の差をより顕著に表現できることを示している。

以上のように二重空隙モデルと従来の一重空隙モデルとは、変位の経時変化、およびその変形形状が若干異なったものになり、その差は飽和-不飽和状態の方が飽和状態よりも大きい傾向を示した。特に載荷重が不飽和部の存在によって深部にまで影響を及ぼさないという、従来の連続体の解析では表現しにくかった現象が表わされたことは地盤の変形挙動の考察のための一助となるものと思われる。

## 6. 結 論

飽和-不飽和両領域からなる地盤の挙動を把握するために二重空隙モデルを用いた応力・変形を考慮した浸透流解析コードを開発し、種々の現象をシミュレートすることにより、本手法の有効性について検討した。本研究で得られた知見および結果は以下のように要約できる。

- (1) 変形を考慮した飽和-不飽和地盤の二重空隙モデルの支配方程式を誘導した。その結果得られた有限要素方程式は非対称なマトリックスとなる。
- (2) 本手法による圧密および飽和-不飽和浸透の数値計算手法は一次元弾性モデルならびに砂模型実験との結果の比較から、ほぼ十分な精度でその基本的機能が満足できるものであることが確認された。
- (3) 本手法を用いて、二次圧密挙動を説明するためには、ベッド部分からの排水による変形量を考慮した弾性定数を設定する必要がある。このような定数の設定により二次圧密をクリープ挙動として扱う既往の研究以外の解析手法が提案されることになり、現象解明の手がかりが得られるものと期待される。
- (4) 本手法は岩盤中のように水圧分布が不連続となるような場合にも適応でき、通常の連続体モデルでは表現できない現象も再現できる可能性を有している。
- (5) 従来の圧密解析手法との差は不飽和部が存在するときに大きくなり、不飽和部の全体の変形に与える影響がより顕著に表わされ、これについても今後実測との比較や検証を重ねることにより、地盤挙動の解明の一助となることが期待できる。

## 7. おわりに

本研究を遂行するにあたり始終適切なるご指導を頂いた京都大学 足立紀尚教授，ならびに有効なご意見を頂いた福井大学 荒井克彦助教授と岡山大学 西垣 誠助教授に対し深甚の感謝の意をここに表します。

## 参 考 文 献

- 1) Sandu, R. S. and Wilson, E. L. : Finite element analysis of seepage in elastic media, J. Eng. Mech. Div. ASCE, EM3, pp. 641~652, 1969.
- 2) Christian, J. T. and Boehmer, J. W. : Plane strain consolidation by finite elements, J. Soil Mech. and Foundation Div. ASCE, SM4, pp. 1435~1457, 1970.
- 3) Oda, M. and Hatsuyama, M. : Permeability tensor for jointed rock masses, Proc. of the Int. Symp. on Fundamentals of Rock Joints, pp. 303~312, Bjorkiden, 1985.
- 4) Long, J. C. S., Remer, J. S., Wilson, C. R. and Witherspoon, P. A. : Porous media equivalents for networks of discontinuous fractures, Water Resources Research 18, No. 3, pp. 645~658, 1982.
- 5) Noorishad, T. N., Witherspoon, P. A. and Brekke, T. L. : A method for coupled stress and flow analysis of fractured rock masses, Geotechnical Engineering publication No. 71-6, University of California, Berkeley, 1971.
- 6) 大西有三・大津宏康：有限要素法による不連続性体の応力・変形・浸透流解析，土木学会論文報告集，No. 322, pp. 111~120, 1982.
- 7) 大西有三・鍵本広之・西野賢治：岩盤節理情報の処理とその浸透流解析への適用について，土木学会論文報告集，No. 376, pp. 241~248, 1986.
- 8) Kawai, T. : New element models in discrete structural analysis, J. Soc. Naval Arch. Japan, Vol. 141, pp. 174~180.
- 9) Cundall, P. A. : A computer model for simulating progressive, large scale movement in block rock systems, Proc. Int. Symp. Rock Fracture, ISRM, Nancy, 1971.
- 10) Barenblatt, G. I., Zheltov, Iu. P. and Kochika, I. N. : Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks (strata), PMM, Vol. 24, 852, pp. 1286~1303, 1960.
- 11) Huyakorn, P. S., Lester, B. H. and Faust, C. R. : Finite element techniques for modeling groundwater flow in fractured aquifers, Water Resources Research, Vol. 19, No. 1019~1035, 1983.
- 12) Warren, J. E. and Root, P. J. : The behavior of naturally fractured reservoirs, Soc. of Petroleum Engineers Journal, pp. 245~255, 1963.
- 13) Sato, K., Shimizu, T. and Itou, Y. : Fundamental study on permeability and dispersion in double porosity rock masses, Fifth International Conference on Numerical Methods in Geomechanics, Nagoya, pp. 657~664, 1985.
- 14) Duguid, J. O. and Lee, P. C. Y. : Flow in fractured porous media, Research Report No. 73-WR-1, Princeton University, 1973.
- 15) Wilson, R. K. and Aifantis, E. C. : On the Theory of Consolidation with Double Porosity, Int. J. Engng. Sci. Vol. 20, No. 9, pp. 1009~1035, 1982.
- 16) Nur, A. and Byerlee, J. D. : An exact effective stress law for elastic deformation of rock with fluids, J. G. R., Vol. 76, No. 26, pp. 6414~6419, 1971.
- 17) 赤井浩一・宇野尚雄：土中の準一次元非定常浸透流に関する研究，土木学会論文報告集，No. 127, pp. 14~22, 1966.
- 18) 嘉門雅史：土の物理学—土質工学の基礎—，pp. 84~86, 森北出版，1979.
- 19) 荒井克彦・渡辺知幸・田行啓一：多次元圧密数値解析手法の比較，土質工学会論文報告集，Vol. 23, No. 3, pp. 189~195, 1983.

(1987.7.24・受付)