水位回復時の岩盤亀裂系における水と空気の流動の 数値シミュレーション*

川谷 健**・中北佳男***・高本英邦****

Numerical simulation of two-phase (water and air) flow in fractures of rock mass during groundwater recovery

Kawatani Takeshi**, Nakakita Yoshio***, Takamoto Hidekuni****

Abstract

Groundwater in fractured rock mass (fissure water) which was drained during excavation work recovers its level after pumping is stopped. In the recovery process, it is expected that water goes up much faster in large fissure than in small fissure because the velocity of a laminar flow in an interstice is proportional to the square of the width of the interstice. In result, air is entrapped in smaller fissures while water goes up through larger fissures. As water seeps into smaller fissures in process of time, the entrapped air is compressed and moves slowly through paths of complex structure forming bubbles at the junction of fissures. Thus, it is expected that a mass of the entrapped air is separated into smaller masses or two bubbles are united into a larger mass. Such behavior of air in fissures may affect the storage efficiency, the leakage mechanism and the dispersive convection process of the matter such as oil, gas or nuclear wastes stored in tunnels built in fractured rock mass.

A numerical analysis is carried out to simulate the movement of the air entrapped in fissures in process of groundwater recovery. The model employed for this simulation is a fissure which branches off into two fissures of different width and joins again. This study

* 平成4・5年度文部省科学研究費一般研究(B)
(研究課題番号 04452227)

** 神戸大学工学部附属土地造成工学研究施設

Reclamation Engineering Research Institute, Faculty of Engineering, Kobe University

*** 東京電力(株)

Tokyo Electric Power Company

**** 神戸大学大学院

Graduate School, Kobe University

aims to develop a numerical technique to simulate the process in which air is entrapped in a smaller fissure and bubbles flow out of the smaller fissure into a larger fissure at the junction of two fissures. The process is treated as the moving-boundary problem. The validity of the simulation technique is confirmed by an experiment.

Key words: two-phase (water and air) flow, fractured rock mass, moving-boundary problem, numerical simulation, entrapped air, bubbles

1. はじめに

亀裂性岩盤内で大規模な空洞掘削などが行われるとき、周辺の亀裂内の地下水(裂か水)は、施工中は排除され、完工後に再び亀裂系を上昇し、水位が回復する。いま亀裂内の流れを微小間隙内の層流と考えれば、その流速は亀裂開口幅の2乗に比例するので、亀裂系を地下水が上昇するとき、相対的に大きな亀裂で水位上昇が速く、そのため小さな亀裂には空気が一時的に閉じ込められると考えられる。時間の経過とともに小さな亀裂内でも地下水が徐々に上昇すると、封入された空気塊は、その圧力が高まり、それにつながる他の亀裂に流出する。この過程で、複雑に交差する亀裂の交点などを通して、空気塊はさらに小さな塊に分かれたり、結合して大きな塊に成長したりすると考えられる。このような空気塊の挙動を把握することは、空洞に貯蔵される石油、ガス、廃棄物などの封入効率、それらの亀裂への漏出量の多寡や移流・分散を考えるうえで重要である。

本研究では、水位回復時に小さな亀裂に封入された空気塊の挙動を理解するため、1つの亀裂が間隙幅の異なる2つの亀裂に分岐したのち再び合流して1つの亀裂となる亀裂系モデルを設定した。この系において、地下水が大きな亀裂を上昇する一方、空気が小さな亀裂内に封入される過程、さらに封入された空気が気泡となって小さな亀裂から流出する過程の数値シミュレーションを試みた。シミュレーションでは、亀裂内で空気と水は明確な界面で分離しているものとし、移動境界問題としての解析を実行した。また同様の亀裂系モデルを製作して実験を行い、シミュレーション手法とその結果の妥当性を検討した。

2. 岩盤亀裂における水と空気の流れの数値シミュレーション方法

岩盤亀裂系内の流れを解析するために、平行板モデル(Snow、1969)のほか、さまざまなモデル化が行われている(Kovacs、1981)。本研究では、移動境界問題の数値解析的取り扱いについて検討するとともに、水位回復時に亀裂系内に取り残された空気の挙動を把握することを目的としているので、簡単のため、亀裂を平滑な平行板間の微小間隙として解析を実行する。

亀裂内の流れを平行板の層流とすれば、鉛直の亀裂内では、水の平均流速 u_w は

$$u_w = -\frac{b^2}{12\mu_w} \left(\frac{\partial P_w}{\partial z} - \rho_w g \right) \quad (1)$$

空気の平均流速 u_a は、空気の重さを無視すれば

$$u_a = -\frac{b^2}{12\mu_a} \frac{\partial P_a}{\partial z} \quad (2)$$

である(たとえばBear、1972)。ここに、 P は圧力、 μ は粘性係数であり、添字 w と a はそれぞれ水と空気の値を表す。また ρ_w は水の密度、 b は亀裂の間隙幅、 g は重力の加速度、 z は鉛直座標であり、下向きを正とする。

水についての連続の式は、水が非圧縮性であるとして

$$\frac{\partial u_w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

であり、式(1)を考慮すれば

$$\frac{\partial^2 P_w}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

が得られる。一方、空気についての連続の式は、水位回復過程での水面上昇が緩やかであり、その結果生じる空気の流れでは空気密度の時間変化が無視できると考えると、

$$\frac{\partial(\rho_a u_a)}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

である。さらに、空気の状態方程式として理想気体に対する式がよい近似で成り立つので(椿、1973)、それを採用すれば、密度が等温変化であるとき、密度と空気圧は比例する。それゆえ式(2)と式(5)より

$$\frac{\partial^2 P_a z^2}{\partial z^2} = 0 \quad (6)$$

が得られる。

亀裂内の水圧および空気圧の分布は、それぞれ式(4)および式(6)で与えられ、間隙幅が一定の亀裂内では、水圧 P_w は z の線形関数であり、空気圧はその2乗 P_a^2 が z の線形関数であることがわかる。

ここでは前述のとおり、亀裂内で空気と水の間には明確な界面(水面)が存在するものとし、界面の移動を解析する。界面で満たされるべき条件は、表面張力を無視すれば、水圧と空気圧が等しいこと、および水の流速と空気の流速が等しいこと、である。また亀裂の分岐点と合流点では、水あるいは空気についての質量保存の条件が満たされねばならない。

水位回復過程のシミュレーションのための亀裂系モデルを図-1に示す。亀裂は、図に示すように間隙幅の異なる2つの亀裂に分岐し、再び合流して1つの亀裂となる。水面上昇過程を、図-2に示すように、水面の位置によって3ステップに分ける。ステップ1は水面が L_4 区間にあり、亀裂の分岐点($z=z_2$)に達するまでである。ステップ2は、水面が亀裂の分岐区間(L_2 および L_3 区間)にあるときである。ステップ3は、水が大きい亀裂(L_2 区間)を通して亀裂合流点($z=z_1$)の上方に達し、その結果、空気が小さい亀裂(L_3 区間)に封入された状態になる場合である。そしてこの場合、封入された空気塊は、その圧力が上昇すると、一部が気泡となって L_1 区間に流出する。以下で

は各ステップで満たされるべき方程式を導く。

I. ステップ1

この場合、亀裂の分岐点および合流点で空気についての質量保存を考え、 L_4 区間内の水面では空気と水の流速が一致することを考慮する。

(1)合流点($z=z_1$)における空気の連続の式は

$$b_1(\rho_a u_a)|_{z_1^-} = b_2(\rho_a u_a)|_{z_1^+} + b_3(\rho_a u_a)|_{z_1^+}$$

である。ここに z_1^- および z_1^+ はそれぞれ亀裂合流点の直前および直後の座標を表す。上式の流速に式(2)を用い、また空気密度が等温変化とすれば、上式は

$$\begin{aligned} b_1^3 \left(P_a \frac{\partial P_a}{\partial z} \right) \Big|_{z_1^-} \\ = b_2^3 \left(P_a \frac{\partial P_a}{\partial z} \right) \Big|_{z_1^+} + b_3^3 \left(P_a \frac{\partial P_a}{\partial z} \right) \Big|_{z_1^+} \end{aligned} \quad (7)$$

図-1 数値シミュレーションの亀裂系モデル
Fig. 1 Model of fissure network for numerical simulation.

図-2 水面上昇過程と空気封入の3ステップ

Fig. 2 Three stages of groundwater recovery in the fissure network.

すなわち

$$b_1^3 \frac{\partial P_a^2}{\partial z} \Big|_{z_1^-} = b_2^3 \frac{\partial P_a^2}{\partial z} \Big|_{z_1^+} + b_3^3 \frac{\partial P_a^2}{\partial z} \Big|_{z_1^+} \quad (8)$$

となる。ここで式(6)のように空気の圧力分布については、空気圧の2乗 P_a^2 が z の線形関数であることにより、式(8)は

$$b_1^3 \frac{P_1^2 - P_0^2}{z_1 - z_0} = (b_2^3 + b_3^3) \frac{P_2^2 - P_1^2}{z_2 - z_1}$$

すなわち

$$\left\{ \frac{b_1^3}{z_1 - z_0} + \frac{b_2^3 + b_3^3}{z_2 - z_1} \right\} P_1^2 - \frac{b_2^3 + b_3^3}{z_2 - z_1} P_2^2 - b_1^3 \frac{P_0}{z_1 - z_0} = 0 \quad (9)$$

となる。ここに、 P_0 、 P_1 、および P_2 はそれぞれ z_0 、 z_1 、および z_2 における圧力である。

(2)分岐点($z=z_2$)における空気の連続の式は、

合流点での場合と同様にして

$$b_4^3 \frac{P_x^2 - P_2^2}{x(t) - z_2} = (b_2^3 + b_3^3) \left(\frac{P_2^2 - P_1^2}{z_2 - z_1} \right)$$

すなわち

$$\begin{aligned} & -\frac{b_2^3 + b_3^3}{z_2 - z_1} P_1^2 + \left\{ \frac{b_4^3}{x(t) - z_2} + \frac{b_2^3 + b_3^3}{z_2 - z_1} \right\} P_2^2 \\ & - \frac{b_4^3}{x(t) - z_2} P_x^2 = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

と書ける。ここに $x(t)$ は時刻 t における水面の位置であり、 P_x は水面での圧力を表す。

(3)水面($z=x(t)$)では水と空気の流速が等しい、すなわち

$$u_a \Big|_{x^-} = u_w \Big|_{x^+}$$

である。したがって式(1)と(2)より

$$\frac{1}{\mu_a} \frac{\partial P_a}{\partial z} \Big|_{x^-} = \frac{1}{\mu_w} \left(\frac{\partial P_w}{\partial z} \Big|_{x^+} - \rho_w g \right)$$

すなわち

$$\frac{1}{\mu_a} \frac{1}{2P_a} \frac{\partial P_a^2}{\partial z} \Big|_{x^-} = \frac{1}{\mu_w} \left(\frac{\partial P_w}{\partial z} \Big|_{x^+} - \rho_w g \right)$$

である。水と空気の圧力分布がそれぞれ式(4)と(6)で与えられるので、上式は

$$\frac{1}{2\mu_a P_x} \left\{ \frac{P_x^2 - P_2^2}{x(t) - z_2} \right\} = \frac{1}{\mu_w} \left\{ \frac{P_L - P_x}{z_L - x(t)} - \rho_w g \right\}$$

となり、これは

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2\mu_a[x(t) - z_2]} P_2^2 \\ & + \left\{ \frac{1}{2\mu_a[x(t) - z_2]} + \frac{1}{\mu_w[z_L - x(t)]} \right\} P_x^2 \\ & + \left\{ \frac{\rho_w g}{\mu_w} - \frac{P_L}{\mu_w[z_L - x(t)]} \right\} P_x = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

と書ける。ここに、 z_L は初期の水面の位置であり、 P_L はそこでの圧力である。

式(9)、(10)および(11)を連立させ、圧力 P_0 と P_L は所与の境界値として、時刻 t のときの圧力 P_1 、 P_2 および P_x を求める。連立方程式の解は、Newton-Raphson法(たとえば赤坂、1967)などを適用して数値計算で求める。そして、水面の上昇速度 $V_x(t)$ は

$$\begin{aligned} V_x(t) &= -\frac{b_4^2}{24\mu_a} \frac{P_x^2 - P_2^2}{P_x[x(t) - z_2]} \\ &= -\frac{b_4^2}{12\mu_w} \left\{ \frac{P_L - P_x}{z_L - x(t)} - \rho_w g \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

によって算定し、また Δt 時間後の水面の位置は

$$x(t + \Delta t) = x(t) + V_x(t) \cdot \Delta t$$

で算定する。

II. ステップ2

この場合は、亀裂合流点では空気の連続の式、分岐点では水の連続の式を考える。水面での水と空気の流速一致の条件は L_2 および L_3 区間の両方

で考慮する。

(1)合流点($z=z_1$)における空気の連続の式より、ステップ1と同様にして

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{b_1^3}{z_1 - z_0} + \frac{b_2^3}{y(t) - z_1} + \frac{b_3^3}{r(t) - z_1} \right\} P_1^2 \\ & - \frac{b_2^3}{y(t) - z_1} P_y^2 - \frac{b_3^3}{r(t) - z_1} P_r^2 \\ & - \frac{b_1^3}{z_1 - z_0} P_0^2 = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

が得られる。ここに、 $y(t)$ と $r(t)$ はそれぞれ L_2 と L_3 区間内の時刻 t の水面位置であり、水面での圧力が P_y と P_r である。

(2)分岐点($z=z_2$)での水の連続の式は

$$b_2 u_w \Big|_{z_2^-} + b_3 u_w \Big|_{z_2^-} = b_4 u_w \Big|_{z_2^+}$$

である。流速が式(1)、水圧分布が式(4)で与えられるので

$$\begin{aligned} & b_2^3 \left\{ \frac{P_2 - P_y}{z_2 - y(t)} - \rho_w g \right\} + b_3^3 \left\{ \frac{P_2 - P_r}{z_2 - r(t)} - \rho_w g \right\} \\ & = b_4^3 \left\{ \frac{P_L - P_2}{z_L - z_2} - \rho_w g \right\} \end{aligned}$$

すなわち

$$\begin{aligned} & -\frac{b_2^3}{z_2 - y(t)} P_y - \frac{b_3^3}{z_2 - r(t)} P_r \\ & + \left\{ \frac{b_4^3}{z_L - z_2} + \frac{b_2^3}{z_2 - y(t)} + \frac{b_3^3}{z_2 - r(t)} \right\} P_2 \\ & + \rho_w g (b_4^3 - b_2^3 - b_3^3) - \frac{P_L}{z_L - z_2} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

が導かれる。

(3) L_2 区間の水面($z=y(t)$)で、水と空気の流速は等しいので、ステップ1と同様にして

$$\frac{1}{2\mu_a P_y} \left\{ \frac{P_y^2 - P_1^2}{y(t) - z_1} \right\} = \frac{1}{\mu_w} \left\{ \frac{P_2 - P_y}{z_2 - y(t)} - \rho_w g \right\}$$

すなわち

$$-\frac{1}{2\mu_a[y(t) - z_1]} P_1^2$$

$$+ \left\{ \frac{1}{2\mu_a[y(t)-z_1]} + \frac{1}{\mu_w[z_2-y(t)]} \right\} P_y^2 - \frac{1}{\mu_w[z_2-y(t)]} P_2 P_y + \frac{\rho_w g}{\mu_w} P_y = 0 \quad (15)$$

が導かれる。

(4) L₃区間の水面($z=r(t)$)でも、同様に

$$- \frac{1}{2\mu_a[r(t)-z_1]} P_1^2 + \left\{ \frac{1}{2\mu_a[r(t)-z_1]} + \frac{1}{\mu_w[z_2-r(t)]} \right\} P_r^2 - \frac{1}{\mu_w[z_2-r(t)]} P_2 P_r + \frac{\rho_w g}{\mu_w} P_r = 0 \quad (16)$$

が導かれる。

式(13)、(14)、(15)および(16)を連立させ、圧力 P_0 と P_L を既知の境界値とし、圧力 P_1 、 P_2 、 P_y および P_r を数値計算で求める。水面の上昇速度 $V_y(t)$ と $V_r(t)$ は

$$V_y(t) = - \frac{b_2^2}{24\mu_a} \frac{P_y - P_1^2}{P_y[y(t)-z_1]} = - \frac{b_2^2}{12\mu_w} \left\{ \frac{P_2 - P_y}{z_2 - y(t)} - \rho_w g \right\} \quad (17)$$

$$V_r(t) = - \frac{b_3^2}{24\mu_a} \frac{P_r - P_1^2}{P_r[r(t)-z_1]} = - \frac{b_3^2}{12\mu_w} \left\{ \frac{P_2 - P_r}{z_2 - r(t)} - \rho_w g \right\} \quad (18)$$

によって算定する。また Δt 時間後の水面の位置は

$$y(t+\Delta t) = y(t) + V_y(t) \cdot \Delta t \\ r(t+\Delta t) = y(t) + V_r(t) \cdot \Delta t$$

で算定する。

Ⅲ. ステップ3

ここでは、亀裂の合流点および分岐点で水の連続の式、L₁およびL₃区間内の水面で水と空気の流速の一致、を考える。またここでは、L₃区間に封入された空気が気泡となってL₁区間に流出する過程の解析方法についても考える。

(1) 合流点($z=z_1$)における水の連続の式より、

$$b_1^3 \left\{ \frac{P_1 - P_y}{z_1 - y(t)} - \rho_w g \right\} = b_2^3 \left\{ \frac{P_2 - P_1}{z_2 - z_1} - \rho_w g \right\}$$

すなわち

$$\left\{ \frac{b_1^3}{z_1 - y(t)} + \frac{b_2^3}{z_2 - z_1} \right\} P_1 - \frac{b_1^3}{z_1 - y(t)} P_y - \frac{b_2^3}{z_2 - z_1} P_2 - \rho_w g (b_1^3 - b_2^3) = 0 \quad (19)$$

が導かれる。

(2) 分岐点($z=z_2$)での水の連続の式より、

$$b_2^3 \left\{ \frac{P_2 - P_1}{z_2 - z_1} - \rho_w g \right\} + b_3^3 \left\{ \frac{P_2 - P_r}{z_2 - r(t)} - \rho_w g \right\} = b_4^3 \left\{ \frac{P_L - P_2}{z_L - z_2} - \rho_w g \right\}$$

すなわち

$$- \frac{b_2^3}{z_2 - z_1} P_1 - \frac{b_3^3}{z_2 - r(t)} P_r + \left\{ \frac{b_4^3}{z_L - z_2} + \frac{b_2^3}{z_2 - z_1} + \frac{b_3^3}{z_2 - r(t)} \right\} P_2 - \frac{b_4^3}{z_L - z_2} P_L + \rho_w g (b_4^3 - b_2^3 - b_3^3) = 0 \quad (20)$$

が得られる。

(3) L₁区間内の水面($z=y(t)$)で水と空気の流速が等しいことより

$$\frac{1}{2\mu_a P_y} \left\{ \frac{P_y^2 - P_0^2}{y(t) - z_0} \right\} = \frac{1}{\mu_w} \left\{ \frac{P_1 - P_y}{z_1 - y(t)} - \rho_w g \right\}$$

すなわち

$$- \frac{1}{\mu_w[z_1 - y(t)]} P_1 P_y + \left\{ \frac{1}{2\mu_a[y(t) - z_0]} + \frac{1}{\mu_w[z_1 - y(t)]} \right\} P_y^2 + \frac{\rho_w g}{\mu_w} P_y - \frac{P_0^2}{2\mu_a[y(t) - z_0]} = 0 \quad (21)$$

が導かれる。

(4) L₃区間内の水面($z=r(t)$)でも、水と空気の流速が等しいことから、

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2\mu_a[r(t)-z_1]}P_1^2 \\
& + \left\{ \frac{1}{2\mu_a[r(t)-z_1]} + \frac{1}{\mu_w[z_2-r(t)]} \right\} P_r^2 \\
& - \frac{1}{\mu_w[z_2-r(t)]} P_2 P_r + \frac{\rho_w g}{\mu_w} P_r = 0 \quad (22)
\end{aligned}$$

が導かれる。

式(19)、(20)、(21)および(22)を連立させ、圧力 P_0 と P_L は既知の境界値とし、圧力 P_1 、 P_2 、 P_y および P_r を求める。水面の上昇速度 $V_y(t)$ と $V_r(t)$ は

$$\begin{aligned}
V_y(t) &= -\frac{b_1^2}{24\mu_a} \frac{P_y^2 - P_0^2}{P_y[y(t)-z_0]} \\
&= -\frac{b_1^2}{12\mu_w} \left\{ \frac{P_1 - P_y}{z_1 - y(t)} - \rho_w g \right\} \quad (23)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_r(t) &= -\frac{b_3^2}{24\mu_a} \frac{P_r^2 - P_1^2}{P_r[r(t)-z_1]} \\
&= -\frac{b_3^2}{12\mu_w} \left\{ \frac{P_2 - P_r}{z_2 - r(t)} - \rho_w g \right\} \quad (24)
\end{aligned}$$

によって算定する。 Δt 時間後の水面の位置 $y(t+\Delta t)$ と $r(t+\Delta t)$ はステップ2と同様にして算定する。

(5) L_3 区間に封入された空気が気泡となって L_1 区間に流出する過程はつぎのようにして解析する。 L_3 区間の封入空気の圧力は、下方の水面($z=r$)が上昇するとともに高くなる。いま封入空気の圧力を ϕ 、 L_3 区間の毛管圧を P_c 、 $z=z_1$ における水压を P_1 で表せば、 $\phi - P_1 > P_c$ のとき、封入空気の一部が気泡となって L_1 区間に流出すると考えられる。毛管圧 P_c は、表面張力を σ 、接触角を θ で表せば

$$P_c = \frac{2\sigma \cos \theta}{b_3}$$

で与えられる。

いま封入空気圧が亀裂合流点の水压 P_1 と等しいときを時刻 $t=0$ とし、そのときの封入空気の体積を $U(0)$ 、空気密度を $\rho_a(0)$ とすれば、時刻 t の体積 $U(t)$ と密度 $\rho_a(t)$ は

$$\rho(t)\{U(t)+U_m(t)\} = \rho_a(0)U(0)$$

を満足する。ここに、 $U_m(t)$ は L_3 区間の上端に形成されるメニスカス部分の体積である。封入空気の温度が一定であれば、封入空気の密度 ρ_a と圧力 ϕ は比例するので、上式は

$$\{U(t)+U_m(t)\}\phi(t) = U(0)P_1(0)$$

と書ける。さらに L_3 区間内の封入空気の長さを $h(t)$ 、メニスカスの長さを $h_m(t)$ で表し、 $U_m(t) = h_m(t) \times b_3$ を仮定すれば

$$\{h(t)+h_m(t)\}\phi(t) = h(0)P_1(0)$$

であり、したがって封入空気圧 $\phi(t)$ は

$$\phi(t) = \frac{h(0)P_1(0)}{h(t)+h_m(t)}$$

である。封入空気の下端の水面が上昇して空気圧が高まり、ついに気泡が L_1 区間に流出する時刻を t_b と表せば、この瞬間には

$$\phi(t_b) - P_1(t_b) = P_c$$

である。そして気泡流出後、 L_3 区間に残った空気の圧力は $P_1(t_b)$ になる。流出する気泡の体積を U_b とすると、気泡の内圧は $\phi(t_b)$ と考えられるので、質量保存の関係により

$$U_b\phi(t_b) + b_3h(t_b)P_1(t_b) = b_3h(0)P_1(0)$$

である。したがって L_3 区間から L_1 区間に流出する気泡の体積は

$$U_b = b_3\{\phi(t_b)h_m(t_b) + h(t_b)P_c\}/\phi(t_b)$$

で与えられる。

3. 実験と数値シミュレーションの条件

実験と数値シミュレーションは、図-1に示す

亀裂系の諸元をつぎのように設定して実行した。亀裂区間の全長は174cmである。実験では、壁面に透明アクリル板を用い、間隙幅は2枚のアクリル板の間にアルミ箔を挟み込んだうえ、ビスで固定して確保した。亀裂の分岐区間は、両端に十分に長いテーパ区間のある厚さ1mmのアクリル板を挟み込んで、その両面に間隙幅の異なる間隙を作った。亀裂の横幅は1cmである。

L₁区間：長さ $L_1=83\text{cm}(z=0\sim83\text{cm})$

間隙幅 $b_1=0.3\text{mm}$

L₂およびL₃区間：

長さ $L_2=L_3$
 $=80\text{cm}(z=83\sim163\text{cm})$

間隙幅 $b_2=0.3\text{mm}$
 および $b_3=0.1\text{mm}$

L₄区間：長さ $L_4=11\text{cm}(z=163\sim174\text{cm})$

間隙幅 $b_4=0.4\text{mm}$

境界条件は、下端($z=174\text{cm}$)の水頭が430cm、上端は開放であり、そこまで水位が上がれば溢水する。

数値シミュレーションで、粘性係数は、水が $\mu_w=1010.0\times10^{-6}\text{Pa}\cdot\text{s}$ 、空気が $\mu_a=18.65\times10^{-6}\text{Pa}\cdot\text{s}$ とした。空気に接する水の表面張力として $\sigma=7.35\times10^{-4}\text{N/cm}$ を採用し、接触角 $\theta=0$ とすれば、毛管圧 $P_c=1470\text{Pa}$ である。計算の時間間隔 Δt は、ステップ1のとき 4.79×10^{-5} 秒、ステップ2のとき 2.66×10^{-3} 秒とした。ステップ3での Δt は、水面がL₁区間にある間は 5.01×10^{-5} 秒、上端から溢水が始まった後は

7.95×10^{-5} 秒とした。初期条件として、水面は亀裂の下端より1cm上方($z=173\text{cm}$)にあるものとした。

4. 実験結果

実験は2回行った。1つの実験では、大きな間隙区間(L₂区間)を通して水面が合流点($z=83\text{cm}$)に達したとき、小さな間隙区間(L₃区間)内の水面は $z=135\text{cm}$ にあり、したがって封入空気の高さはおよそ52cmであった。また実験区間の上端で溢水が始まったとき、L₃区間内の水面は $z=114\text{cm}$ にあり、封入空気の高さは約31cmであった。封入された空気はおよそ10秒間に16個の気泡となってL₁区間に流出した。図-3は、L₃区間の封入空気が気泡となってL₁区間に流出するとき、連続する2つの気泡が流出する時間間隔である。この実験の結果を図-3(a)に示す。最初の6個の気泡は水面がまだL₁区間を上昇中であり、その流出間隔は0.4~0.45秒である。7番目以後の気泡の流出は、上端で溢水が始まったために合流点の水圧が一定になった後であるが、このとき気泡の流出間隔は徐々に長くなってゆく。図-3(b)はもう1つの実験結果である。L₃区間の空気は約10秒間に計20個の気泡となってL₁区間に流出した。最初の3個はほぼ0.2秒間隔で流出し、その後、気泡は0.4~0.6秒の間隔で流出している。この場合も、気泡の流出間隔は、全般的には時間の経過とともに徐々に長くなる傾向がみられる。

図-3 気泡流出の時間間隔(実験)

Fig. 3 Interval of outflow of bubbles from the smaller fissure (experiment).

5. 数値シミュレーションの結果

まずメニスカス部分の体積を無視した場合、すなわち $h_m(t) = 0$ のときの結果について述べる。図-4に、亀裂分岐点より上方での水面上昇過程を示す。水面が分岐点にあるときの時刻を $t = 0$ とすると、大きな亀裂 (L_2 区間) 内の水面はほぼ $t = 1.45$ 秒で亀裂の合流点に達する。そのとき、小さな亀裂 (L_2 区間) 内の水面は分岐点の上方 27 cm にあり、したがって封入空気の高さは約 53 cm である。実験では、このときの L_3 区間内の水面は分岐点の上方 28 cm にあり、封入空気の高さはおよそ 52 cm である。 L_2 区間を通して L_1 区間を上昇した水面は $t = 5.9$ 秒に上端 ($z = 0$ cm) に達し、溢水が始まる。このとき、小さな亀裂内の水面は分岐点の上方ほぼ 49 cm にあり、封入空気の高さは 31 cm である。この結果は実験結果と一致している。このように、上端から溢水が始まるまでの水面の移動に関しては、シミュレーション結果は実験結果とよく一致している。シミュレーションでは、 L_3 区間の封入空気は、約 19 秒間で、気泡となって L_2 区間に流出してしまい、 L_3 区間は水で満たされる。封入空気の流れに関するシミュレーション結果については、メニスカスの体積を考慮した場合を含めて後述する。

図-5は、小さな亀裂 (L_3 区間) 内の水面での圧力 (P_r) と合流点での圧力 (P_1) の経時変化である。水面が大きな亀裂を上昇して合流点に達するまで ($t \leq 1.45$ 秒)、 P_r と P_1 の差、すなわち小さな亀裂内の空気の高さはかなり大きい。そして大きな亀裂が水で満たされ、小さな亀裂に空気が封入されると ($t \geq 1.45$ 秒)、 P_r と P_1 の差は小さくなる。上端で溢水が始まった後 ($t \geq 5.9$ 秒)、 P_r と P_1 の差はほとんどなくなるが、さらに封入空気が気泡となって流出するにつれて差がなくなってゆく。

図-6は、 L_3 区間の封入空気が気泡となって L_3 区間に流出するとき、連続する2つの気泡が流出する時間間隔である。この図には、亀裂合流点 (L_3 区間の上端) でのメニスカスの存在を無視した場合と考慮した場合の両方の結果が示してある。

まずメニスカスの存在を無視した場合 (図-6 (a))、封入空気は約 180 個の気泡となって流出している。水面が L_1 区間を上昇中のとき ($t \leq 5.9$ 秒)、

気泡の流出間隔は長くなっている。そして上端からの溢水が始まり亀裂合流点の水圧 (P_1) が一定になると ($t \geq 5.9$ 秒)、気泡の流出間隔は短くなってゆく。このように封入空気が多数の小さな気泡となって短い時間間隔で流出するという結果、およ

図-4 ステップ2およびステップ3の水面上昇過程 (数値シミュレーション)

Fig. 4 Water tables at the stages 2 and 3 in the recovery process (simulation).

図-5 ステップ2およびステップ3のときの小さな亀裂 (L_3 区間) 内の水面での圧力 (P_r) と亀裂合流点での圧力 (P_1) の経時変化 (数値シミュレーション)

Fig. 5 Pressure (P_r) at the water table in the smaller fissure and pressure (P_1) at the junction of two fissures at the stages 2 and 3 in the recovery process (simulation).

図－6 気泡流出の時間間隔(数値シミュレーション)

Fig. 6 Interval of outflow of bubbles from the smaller fissure (simulation).

び流出の時間間隔が短くなってゆくという結果は、実験結果と全く違ったものとなっている。

つぎにメニスカスの存在を考慮した場合の結果について述べる。

メニスカスの長さは、それを設定する理論的根拠が不明であるので、実験結果を参考に設定した。実験で観察する限り、気泡の大きさはほぼ一定で、約1 cmである。そこでメニスカスの長さを一定として、 $h_m = 1 \text{ cm}$ 、 1.5 cm 、 2 cm とした場合のシミュレーションを実行した。各々の場合について、連続する2つの気泡が流出する時間間隔を図－6 (b)、(c)、(d)に示す。どの場合も、気泡の流出間隔は後になるほど長くなってゆき、流出の様相は定性的には実験結果とよく似ている。なかでも $h_m = 1.5 \text{ cm}$ としたときの結果が実験結果にもっとも近いものになっている。発生する気泡の

数は、当然メニスカスの長さを短くするほど多くなっており、 $h_m = 1 \text{ cm}$ のとき30個、 1.5 cm のとき20個、 2 cm のとき16個である。

図－7は、メニスカスの長さを1 cm、 1.5 cm 、 2 cm とした場合について、気泡流出の時間間隔を、はじめて気泡が流出してからの経過時間との関係で示したものである。また図－8は、同じ関係について、メニスカスの長さを 1.5 cm とした場合の結果と実験結果とを比較したものである。図－7に示すように、気泡の流出は17秒前後づいており、気泡流出の時間間隔は、メニスカスを長く設定するほど大きくなっている。気泡流出の継続時間は、図－8のように、実験では約9秒間であり、シミュレーションでは実験のほぼ2倍になっている。また気泡流出の時間間隔についても、 $h_m = 1.5 \text{ cm}$ としたシミュレーション結果は、実験

図-7 気泡流出の時間間隔の経時変化(数値シミュレーション)

Fig. 7 Interval of outflow of bubbles from the smaller fissure with respect to the time elapsed from the outflow of a first bubble (simulation).

図-8 気泡流出の時間間隔の経時変化(実験と $h_m = 1.5\text{cm}$ のときの数値シミュレーション)

Fig. 8 Interval of outflow of bubbles from the smaller fissure with respect to the time elapsed from the outflow of a first bubble (experiment and simulation for the case of $h_m = 1.5\text{cm}$).

結果より平均して0.2ないし0.3秒長くなっている。したがって、小さな亀裂に封入された空気が気泡となって流出する過程については、シミュレーション結果は実験結果と定量的に一致しているとは言えず、小さな亀裂内の水面上昇がよく再現できているとは言えない。この過程の再現には、メニスカスの形成とその安定条件についてさらに検討することが必要と考える。

6. 結論

岩盤亀裂系における地下水回復過程のシミュレーションを、亀裂内で空気と水は明確な界面で分離しているものとして、移動境界問題として実行した。このシミュレーションでは、間隙幅の小さな亀裂に封入された空気が気泡となって大きな亀裂に流出する過程も再現することを試みた。

水面上昇過程の各ステップで、大きな亀裂を通っての水面上昇および封入空気の長さに関しては、シミュレーションと実験の結果はよく一致した。

封入空気が気泡となって小さな亀裂から大きな亀裂に流出する過程については、封入空気の上端に形成されるメニスカスの体積を無視した場合、シミュレーションと実験で全く違った結果となった。すなわち、シミュレーションでは、気泡はその体積が実験値よりはるかに小さく、短い時間間隔で流出してゆくことになった。また気泡流出の時間間隔は、実験では封入空気量(封入空気の長さ)が減るにつれて徐々に長くなってゆくのに対し、シミュレーションでは短くなってゆく結果となった。一方、メニスカスの存在を考慮すると、発生する気泡の数は実験と一致し、気泡流出の時間間隔と封入空気量の関係についても、シミュレーション結果は定性的に実験と一致した。しかし、小さな亀裂から封入空気が流出する過程、したがって、そのときの小さな亀裂内での水面上昇過程については、シミュレーションと実験が定量的に一致しているとは言えない結果となった。

シミュレーションでメニスカスを考慮することは重要であるが、シミュレーションの精度をあげるには、メニスカスの形成とその安定条件について今後さらに検討することが必要と考える。とく

に、亀裂壁面の粗さや亀裂交点の構造とメニスカの大きさとの関係を明らかにすることが重要と考えている。

参 考 文 献

赤坂 隆(1967)：『数値計算』コロナ社、223～225.

椿東一郎(1973)：『水理学Ⅰ』森北出版、2～3.

Bear J. (1972) : Dynamics of Fluids in Porous Media. American Elsever, 690～693.

Kovacs G. (1981) : Seepage Hydraulics. Elsevier Scientific Publishing Company, 437～472.

Snow. D.T. (1969) : Anisotropic Permeability of Fractured Media. Water Resources Research, 5-6, 1273～1289.

(受付：1994年3月31日、受理1994年9月13日)