

積分方程式法による地下ダム周辺の淡—塩地 下水流れの3次元解析*

福原輝幸**・野村益生***

3次元ラプラス方程式の積分方程式を解析的に積分し、2次元的な地下水流れの計算と類似のアルゴリズムで境界の移動および流速に関する3次元計算手法を確立した。本解析の精度はダクト流れ、淡—塩地下水流れを対象として、理論解との比較でもって検討した。解析の適用例として地下ダム設置に伴う淡—塩地下水流れの計算を実行し、ダム周辺の流れの3次元性は著しく、かつ境界条件の違いによって、塩水の遡上・後退および自由水面の形状が複雑に変わる様子を示すことができた。これより、本解析手法の3次元地下水流計算への有効性が示唆される。

Keywords : integral equation method, groundwater flow, sea water intrusion

1. 緒 論

近年、地下空間利用が様々な分野で取りざたされるようになり¹⁾、地下構造物の建設はこれからますます増えると予想される。と同時に、それに関わる環境保全が重要になってくることも事実である。通常の構造物とは違って地下構造物の場合、建設後の環境変化に対する敏感な対応は容易でないから、前以って慎重な環境影響評価が大切となる。動植物の生態系、地盤沈下、水文学的観点から地下構造物による地下水流れの変化を予測することが重要となる。しかしながら、構造物の形状や場所によって流れの3次元性および影響範囲は違ってくるために、その解析は決して容易ではない。地下水流の3次元解析は例えば藤崎ら²⁾、河野・西垣³⁾、百田・佐藤⁴⁾、らによる有限要素法を用いた解析がなされている。数値計算手法にはそれぞれ長所・短所があるから臨機応変に使い分けて、最も適した方法を採用すれば良い。境界要素法(BEM)を用いた地下水流れの解析は多くの研究者によりなされており、移動境界を持つ飽和地下水流れの計算に適していることがいくつもの論文で紹介されている^{5)~14)}。筆者等の経験によれば、一般に地下水流れの計算では分割要素をできるだけ短くあるいは小さくとれば、要素内でポテンシャルおよびその法線方向微分係数を一定としても精度上は問題ない^{13),14)}。また、同方法により、大変形を伴う碎波現象の水面解析も可能である¹⁵⁾。

BEMによる地下水計算はほとんどが2次元問題を扱っており、これらの解析に関する文献は国内外を問わず多く目にする事ができる(上述した研究も全て2次

元解析)。しかしながら、3次元解析になると文献の数は僅かであり、Lennon et al.¹⁶⁾による先駆的研究がある。彼らは数値積分により積分方程式を解き、局所的な地下水涵養による3次元水面形を求めている。積分方法としては2次元解析の場合、数値積分よりも解析積分を用いて積分方程式を解く方法が一般的である。これは主に計算効率の違いによると考えられる。従って、同じことが3次元解析でも言えると思われる。

以上の点を鑑みて本論文では、解析積分を用いた3次元地下水流解析のアルゴリズムを紹介し、その妥当性を示すと共に、一適用例として地下ダム周辺の淡—塩地下水流れの解析結果を報告する。

2. 積分方程式の解析積分

(1) 境界ポテンシャルおよびフラックス

境界積分方程式法の基礎式は発散定理に基づくGreenの公式から導かれる。3次元連続方程式(ピエゾ水頭(ポテンシャル): ϕ に関するラプラス方程式)の積分方程式は次のようになる。

$$a\phi(P) = \int_{S_p} \left[-\phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) + \left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] dS_p \dots \dots \dots (1)$$

$$a = \{4\pi \text{ for } (P \in \Omega), 2\pi \text{ for } (P \in S_p), 0 \text{ for } (P \in \Omega_0)\}$$

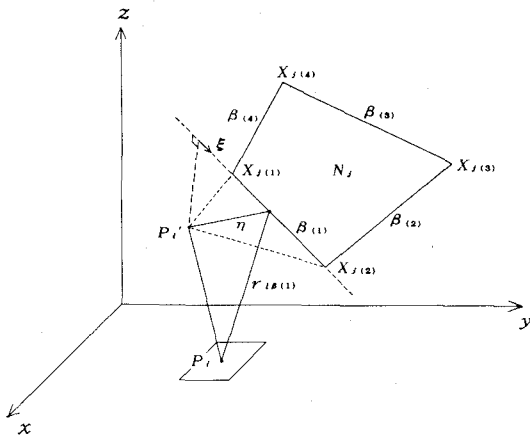
ここに、 S_p :境界、 Ω : S_p 内部の解析領域、 Ω_0 :解析領域外、 n :単位外向き法線、を表す。 r は境界上の任意点 $E(x_E, y_E, z_E)$ と特異点 $P(x_P, y_P, z_P)$ との距離、すなわち、 $r = [(x_P - x_E)^2 + (y_P - y_E)^2 + (z_P - z_E)^2]^{1/2}$ であり、 $1/r$ は3次元ラプラス方程式の基本特異解、と呼ばれる。

解析に当たり境界 S_p をM個の面要素に分割する。面要素 N_j は図—1(a)のような K_n 個の頂点 $X_{j(\alpha)}$ (α :面要素の頂点番号)から成る境界面(通常は3角形あるいは4角形)である。全境界にわたり式(1)の積分を実行すると、式(1)は次のように離散化される。

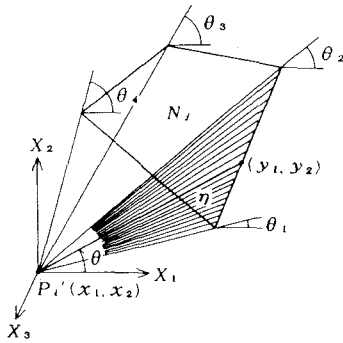
* 本論文の内容の一部は既発表¹⁹⁾であるが、本編はその後の研究成果を加えて取りまとめたものである。

** 正会員 工博 福井大学助教授 工学部環境設計工学科 (〒910 福井市文京3-9-1)

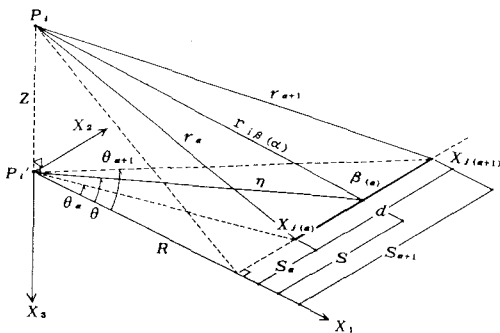
*** 工修 野村建設



(a) 全体座標系



(b) 局所座標系



(c) 局所座標系

図-1 解析積分の座標系

$$\begin{aligned}
 a\phi(P) = & \sum_{j=1}^M \left[\sum_{\alpha=1}^{K_n} \int_{X_j(\alpha)}^{X_j(\alpha+1)} -\phi_j \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_{i\beta(\alpha)}} \right) d\xi \right. \\
 & \left. + \sum_{\alpha=1}^{K_n} \int_{X_j(\alpha)}^{X_j(\alpha+1)} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right) \frac{1}{r_{i\beta(\alpha)}} d\xi \right] \dots \dots \dots (2) \\
 & (i=1, 2, \dots, M)
 \end{aligned}$$

ここに、 ξ ：特異点 P が面要素 N_j を含む平面と直交する点 P_i' から辺 $X_j(\alpha)X_j(\alpha+1)$ 、すなわち辺 $\beta(\alpha)$ に沿った長さ、 $r_{i\beta(\alpha)}$ ：特異点 P と辺 $\beta(\alpha)$ 上の任意点との距離を表す。添字 i および j は面要素番号を意味する。各面要素内において ϕ および $\partial\phi/\partial n$ を一定とすれば、式 (2)

の右辺第 1 項および 2 項の実質的な積分は、

$$K_{ij} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \int_{X_j(\alpha)}^{X_j(\alpha+1)} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_{i\beta(\alpha)}} \right) d\xi, \dots \dots \dots (3)$$

$$J_{ij} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \int_{X_j(\alpha)}^{X_j(\alpha+1)} \frac{1}{r_{i\beta(\alpha)}} d\xi \dots \dots \dots (4)$$

となり、 K_{ij} および J_{ij} がそれぞれ二重層ポテンシャル、一重層ポテンシャルの離散化表現に相当する。結局、境界積分方程式として式 (2) を離散化すれば、 ϕ あるいは $\partial\phi/\partial n$ を未知数とする M 個の代数方程式が得られる。

$$\sum_{j=1}^M H_{ij}\phi_j = \sum_{j=1}^M G_{ij} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right) \dots \dots \dots (5)$$

ここに、

$$\begin{aligned}
 H_{ij} = & K_{ij} + 2\pi\delta_{ij}, & \delta_{ij} = & \begin{cases} 0 (i \neq j) \\ 1 (i = j) \end{cases} \dots \dots \dots (5') \\
 G_{ij} = & J_{ij}
 \end{aligned}$$

K_{ij} , J_{ij} は丹羽ら¹⁷⁾と同じ積分方法を用いれば解析的に積分ができ、図-1 (b) および (c) の記号に従うと、それぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned}
 K_{ij} = & - \sum_{\alpha=1}^{K_n} \left[\tan^{-1} \left\{ \frac{ZR(r_{\alpha}S_{\alpha+1} - r_{\alpha+1}S_{\alpha})}{R^2r_{\alpha}r_{\alpha+1} + Z^2S_{\alpha}S_{\alpha+1}} \right\} \right] \\
 & + \text{sign}(Z)\Delta\theta \dots \dots \dots (6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 J_{ij} = & \sum_{\alpha=1}^{K_n} \left[R \cdot \log \frac{r_{\alpha} + r_{\alpha+1} + d}{r_{\alpha} + r_{\alpha+1} - d} \right. \\
 & \left. + |Z| \tan^{-1} \left\{ \frac{ZR(r_{\alpha}S_{\alpha+1} - r_{\alpha+1}S_{\alpha})}{R^2r_{\alpha}r_{\alpha+1} + Z^2S_{\alpha}S_{\alpha+1}} \right\} \right] - |Z|\Delta\theta \\
 & \dots \dots \dots (7)
 \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned}
 \Delta\theta = & (2\pi \text{ for } (P_i \in S_j), \pi \text{ for } (P_i \in \beta), \\
 & 0 \text{ for } (P_i \notin S_j) \text{ and } (P_i \notin \beta)) \dots \dots \dots (7')
 \end{aligned}$$

ここで、図-1 (b) は面要素 N_j を含む面内に X_1, X_2 軸を、外向き法線方向に X_3 軸を持つような局所座標系を表す。座標系の原点 P_i' は特異点 P_i が面要素 N_j を含む平面と直交する点に相当する。(P_i は P_i' を通り紙面に直交する線上に位置する。) 図-1 (c) は点 P_i, P_i' と辺 $\beta(\alpha)$ との間の諸長さや角度で表現される座標系を示す。同図中において、 $r_{\alpha}(r_{\alpha+1})$ ：点 P_i から辺 $\beta(\alpha)$ の端点までの距離、 S ：点 P_i' を通り辺 $\beta(\alpha)$ と直交する点 (距離 R) から両端点までの距離、 d ：辺 $\beta(\alpha)$ の長さ、 Z ：点 P を基準に点 P_i' までの垂直距離、をそれぞれ表す。

(2) 内部ポテンシャルおよびフラックス

境界同様、解析領域内部の ϕ および $\partial\phi/\partial x_i (i=1, 2, 3: x, y, z \text{ 方向に対応})$ も解析的に計算できる。

式 (1) より内部点 P のポテンシャル $\phi(P)$ の面要素 N_j に関する x_i 方向微分は次のようになる。

$$\frac{\partial \phi(P)}{\partial x_i} = \frac{1}{a} \sum_{\alpha=1}^{K_n} \left[\frac{\partial \phi(Q_j)}{\partial n} \frac{\partial f}{\partial x_i} - \phi(Q_j) \frac{\partial K_j}{\partial x_i} \right] \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $a=4\pi$, Q_j ：境界面 j の重心点、である。ただ

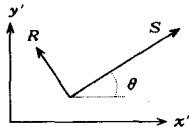


図-2 局所座標系

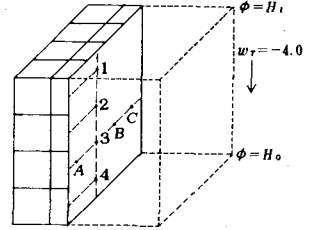
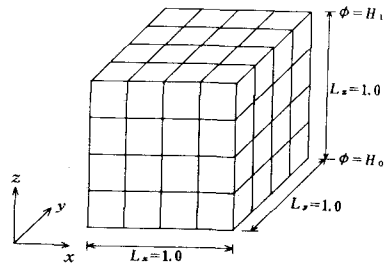


図-3 ダクト流モデル

し、 J および K に付随する添字 α 、 $\alpha+1$ は省略されている。ここで、式(8)中の $\partial J/\partial x_i$ 、 $\partial K/\partial x_i$ を局所座標系 (x'_i) で書き改めると、

$$\frac{\partial J}{\partial x'_i} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \frac{\partial J}{\partial x'_i} \frac{\partial x'_i}{\partial x_i} \quad \frac{\partial K}{\partial x'_i} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \frac{\partial K}{\partial x'_i} \frac{\partial x'_i}{\partial x_i} \dots\dots\dots (9)$$

となり、 $\partial x'_i/\partial x_i$ は方向余弦である。この (x'_i) 座標系は図-1(c)の (X_i) 座標系に対応する。さらに、 (x'_i) 座標系を図-2に示すような (S, R) 座標系に変換すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial x'_i} &= \sum_{\alpha=1}^{K_n} \left(\cos\theta \frac{\partial J}{\partial S} - \sin\theta \frac{\partial J}{\partial R} \right) \\ \frac{\partial J}{\partial y'_i} &= \sum_{\alpha=1}^{K_n} \left(\sin\theta \frac{\partial J}{\partial S} + \cos\theta \frac{\partial J}{\partial R} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

となる。 $\partial K/\partial x'_i$ および $\partial K/\partial y'_i$ も式(10)と同じ座標変換係数が使える。

一方、 $\partial J/\partial S$ 、 $\partial J/\partial R$ 、 $\partial K/\partial S$ 、 $\partial K/\partial R$ の計算は式(6)および(7)より(面要素 N_j の頂点番号 α と $\alpha+1$ の辺に対して)、以下の式を得る。

$$\frac{\partial J}{\partial S} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} R \left(\frac{r_{\alpha+1}}{r_{\alpha+1}^2 - Z^2} - \frac{r_{\alpha}}{r_{\alpha}^2 - Z^2} \right) \dots\dots\dots (11.1)$$

$$\frac{\partial J}{\partial R} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \log \frac{r_{\alpha} + r_{\alpha+1} + d}{r_{\alpha} + r_{\alpha+1} - d} \frac{r_{\alpha+1} S_{\alpha+1}}{R^2 + S_{\alpha+1}^2} + \frac{r_{\alpha} S_{\alpha}}{R^2 + S_{\alpha}^2} \dots\dots\dots (11.2)$$

$$\frac{\partial K}{\partial S} = - \sum_{\alpha=1}^{K_n} R Z \left[\frac{1}{r_{\alpha+1}(R^2 + S_{\alpha+1}^2)} - \frac{1}{r_{\alpha}(R^2 + S_{\alpha}^2)} \right] \dots\dots\dots (11.3)$$

$$\frac{\partial K}{\partial R} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \frac{Z}{R^2 + Z^2} \left(\frac{S_{\alpha+1}}{r_{\alpha+1}} - \frac{S_{\alpha}}{r_{\alpha}} \right) + Z \left[\frac{S_{\alpha+1}}{r_{\alpha+1}(R^2 + S_{\alpha+1}^2)} - \frac{S_{\alpha}}{r_{\alpha}(R^2 + S_{\alpha}^2)} \right] \dots\dots (11.4)$$

次に、 $\partial J/\partial z'$ 、および $\partial K/\partial z'$ の計算を行う。 $\partial/\partial z' = \partial/\partial Z$ より式(6)と(7)を Z で偏微分すると、次式となる。

$$\frac{\partial J}{\partial Z} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \tan^{-1} \left\{ \frac{ZR(r_{\alpha} S_{\alpha+1} - r_{\alpha+1} S_{\alpha})}{R^2 r_{\alpha} r_{\alpha+1} + Z^2 S_{\alpha} S_{\alpha+1}} \right\} - \text{sign}(Z) \Delta\theta \dots\dots\dots (12.1)$$

$$\frac{\partial K}{\partial Z} = \sum_{\alpha=1}^{K_n} \frac{R}{R^2 + Z^2} \left(\frac{S_{\alpha+1}}{r_{\alpha+1}} - \frac{S_{\alpha}}{r_{\alpha}} \right) \dots\dots\dots (12.2)$$

以上、式(10)~(12)を式(9)に代入した後、それを式(8)に代入すれば $\partial\phi/\partial x_i$ が求まる。このように、内部点の位置はFEMのように内部分割のメッシュに拘束されることなく、自由に決定できる。

(3) 境界面の移動

移動境界の運動学的条件式は2次元問題と同じ取り扱い(境界面は物質面であるという考え)に従って、

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -(k/\varepsilon) (1 + |\nabla_2 \xi|^2)^{1/2} \frac{\partial \phi}{\partial n} \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。ここに、 ξ : 移動境界の高さ、 k : 透水係数、 ε : 空隙率、 t : 時間、 ∇_2 : 平面 $(x-y)$ 内の微分演算子、である。式(13)の差分形は次式で与えられる。

$$\xi^{m+1} = \xi^m - (k/\varepsilon) \Delta t \left[1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \left[\theta \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^{m+1} + (1-\theta) \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^m \right] \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 Δt は時間ステップ $(m+1)$ と (m) の間の時間間隔、 θ は重み係数を表す。本計算では $\theta=0.5$ を採用している。なお、淡-塩水境界面端部の位置は隣接する要素の座標を基に、外挿法によって与えられる。

面の移動は $\partial\phi/\partial n$ の精度で決まるから、直接的かつ解析的に $\partial\phi/\partial n$ が求まる本手法は3次元問題になるほど他の計算手法に比べて有効と言える。

なお、地下水流れの境界条件および淡-塩水境界面での連続・力学的条件式に関する詳細は、参考文献(13)および(14)を参照されたい。また、境界面の偏微分方程式の安定性については参考文献(12)を参照されたい。

3. 計算の妥当性

(1) ダクト流れへの適用

本アルゴリズムによる計算結果およびその妥当性は図-3のダクトモデルで検証される。ダクト上下面にポテンシャル $\phi=H_1=4$ 、 $\phi=H_0=0$ 、透水係数 $k=1$ を与え、

表-1 解析結果と理論値の比較

Node point	1	2	3	4	A	B	C	$(\partial \phi / \partial n)_T$
ϕ_C	3.5039	2.5028	1.4967	0.4958	1.4941	1.4967	1.4941	—
ϕ_T	3.5	2.5	1.5	0.5	1.5	1.5	1.5	—
u_C	0.0137	0.0049	-0.0049	-0.0137	-0.0041	-0.0049	-0.0041	0.0
v_C	-0.0137	-0.0049	0.0049	0.0137	-0.0170	0.0049	0.0170	0.0
w_C	-3.9836	-4.0201	-4.0201	-3.9832	-3.8742	-4.0201	-3.8742	-4.0

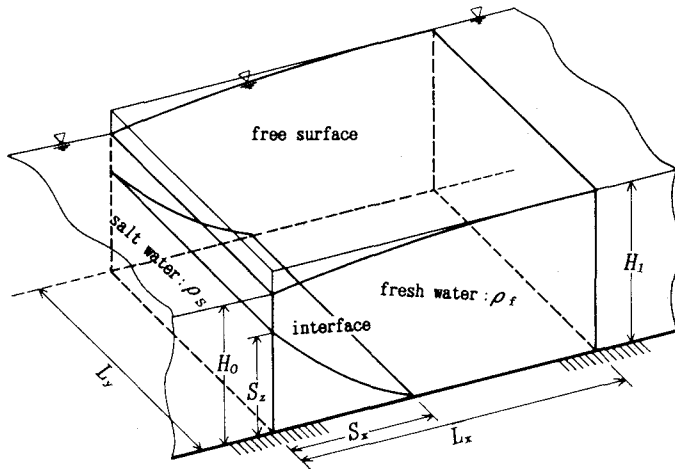


図-4 地下密度流解析モデル

ダクト周面は全て不浸透とする。計算結果は表-1に示すように、全域にわたり理論値(添字 T で示す値)と一致する。しかしながら、境界隅角部に近いところで計算精度、特に $\partial \phi / \partial n$ のそれは若干低下する。従って、3次元解析でも境界隅角部および境界縁部の面要素はできるだけ小さくする必要がある。

(2) 地下密度流への適用

ここでの目的は離散化された運動学的条件式(14)に従って境界(自由水面・淡一塩水境界面)が適切に移動しているかを検証することにある。モデルは図-4のごとくであり、淡一塩水境界の側面は3角形要素を含み、その他の境界は4角形要素から成る。このモデルは厳密には3次元流れとは言えないが、Dupuit近似による自由水面、淡一塩水境界面形状および淡水流量 Q に関する理論解と比較するために使用された。

淡一塩水境界面形状は次式で与えられる。

$$h^2 = h_0^2 + 2\delta^2 Qx / k(1 + \delta) \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 $\delta = \rho_f / (\rho_s - \rho_f)$ 、 x : 淡水域下流端からの水平距離、 h : 海水面から淡一塩水境界までの鉛直距離、 h_0 : $x=0$ における h 、 ρ_s : 塩水密度、 ρ_f : 淡水密度、である。自由水面形状は以下の式で計算される。

$$h_f = h / \delta \dots\dots\dots (16)$$

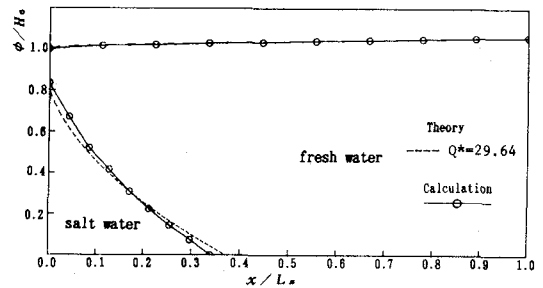


図-5 自由水面および淡一塩水境界面形状に関する理論値と計算値の比較

ここに、 h_f : 海水面から自由水面までの距離、である。なお、流量 Q は Henry の式に従う。すなわち、

$$Q = h_0 k / 0.741 \delta \dots\dots\dots (17)$$

定常に達したと思われる時点での計算結果を図-5に示す。計算された淡一塩水境界面は海側では理論値よりも少し上側に、陸側では少し下側に位置するものの、自由水面形状および計算された無次元流量 $Q^* (= Q / h_0 k) = 30.01$ とも理論値である $Q^* = 29.64$ (図中に併示) と良好に一致する。その時の淡水域内部の流速ベクトル群が図-6である。境界に近い部分でベクトルは少し変動している。この主たる原因は3.(1)で述べたように、境界縁部および境界隅角部(例えば、自由水面と淡水域

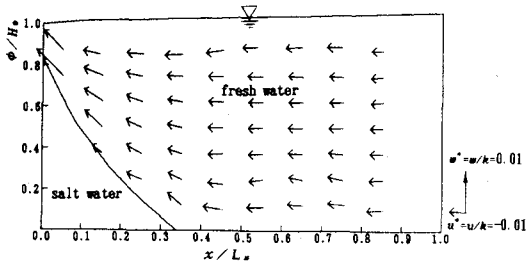
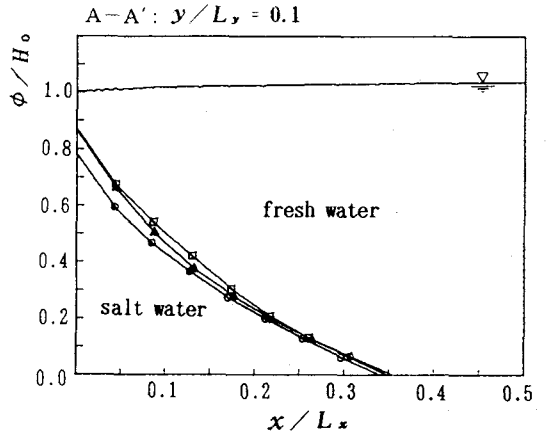


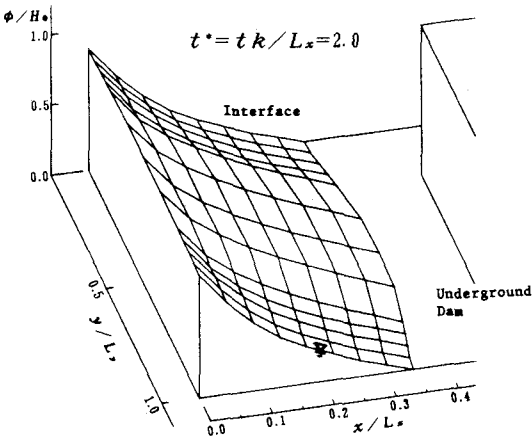
図-6 淡水域内部の流速ベクトル

表-2 計算条件

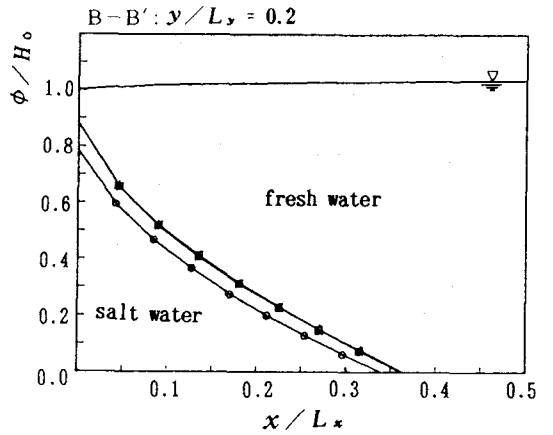
CASE	k^*	H_1^*	D_y^*	D_w^*
1	0.025	1.06	0.5	0.6
2	0.0125	1.15	0.5	0.6



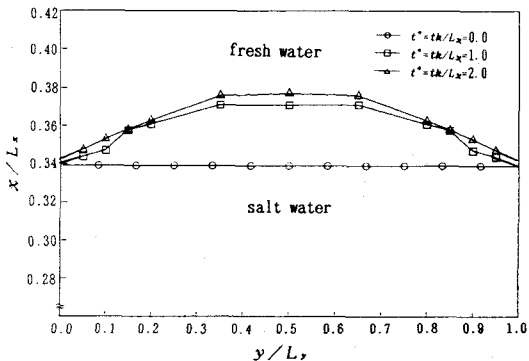
(c) 塩水くさびの鉛直面内形状



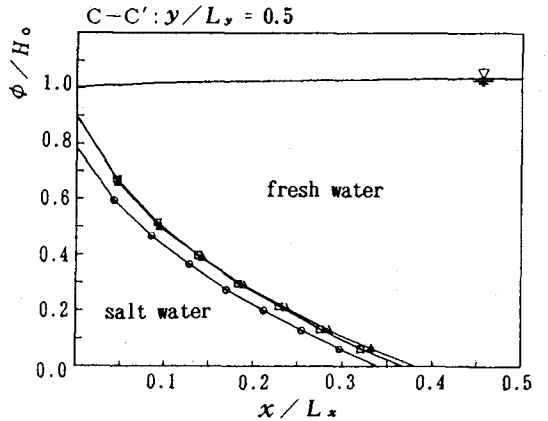
(a) 塩水くさびの3次元形状



(c) 塩水くさびの鉛直面内形状



(b) 塩水くさび先端の横断形状



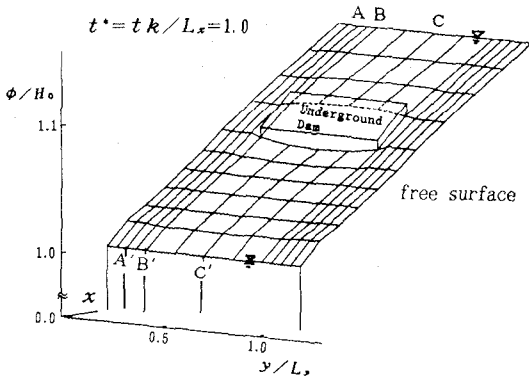
(c) 塩水くさびの鉛直面内形状

図-7 地下密度流解析結果 (CASE 1)

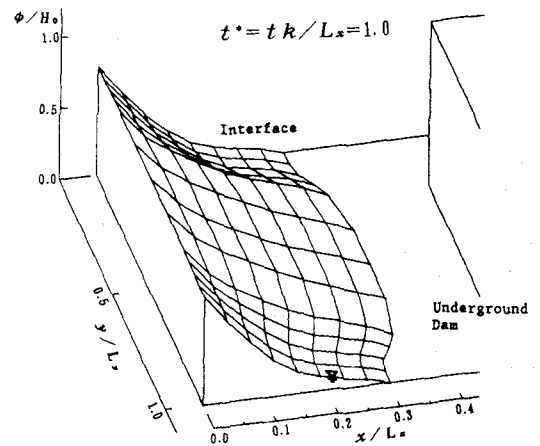
の下流面の接合部あるいは塩水くさびの先端と底面の接合部)の要素における ϕ と $\partial\phi/\partial n$ の誤差に起因する。

次に、内部流速の値の妥当性を検証するために淡水域各流下断面 ($y-z$ 面)での流量, $\int_A u dA$ ($u: y-z$ 面に垂直な速度成分)を調べた。ここに、 A は流水断面面積で

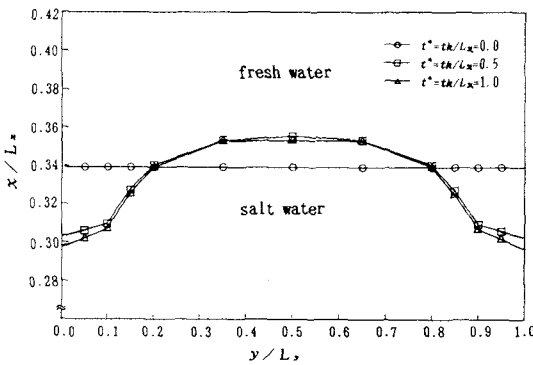
ある。内部流量はいずれの断面でも淡水域の上・下流面を通過する流量に等しく、連続条件は満たされている。なお、計算に使用した数値は $\rho_s/\rho_f=1.025$, $k\Delta t/L_x=k\Delta t/L_y=0.025$, $k\Delta t/H_0=0.125$, $H_1/H_0=1.06$ の関係にある。また要素数=692, 節点数=695となる。



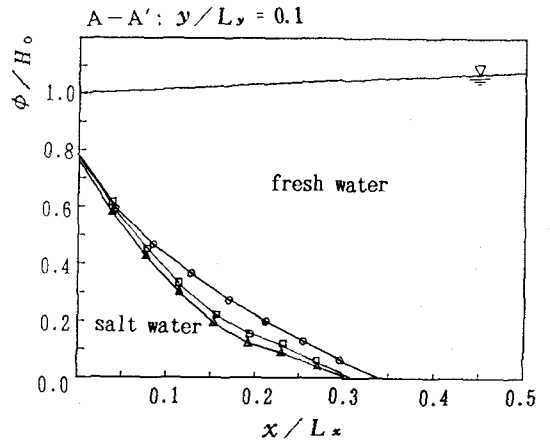
(a) 自由水面形状



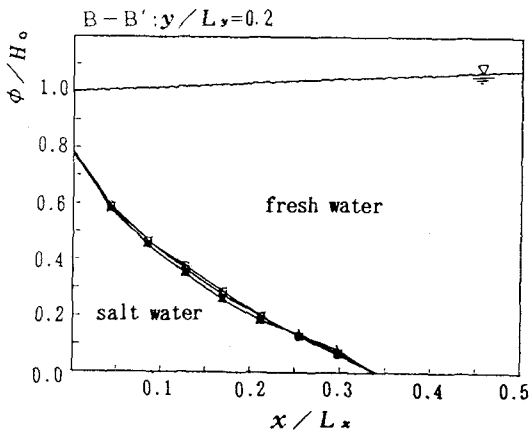
(b) 塩水くさびの3次元形状



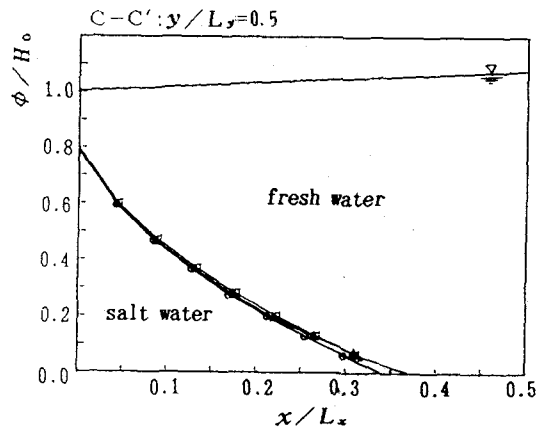
(c) 塩水くさび先端の横断形状



(d) 塩水くさびの鉛直面内形状



(d) 塩水くさびの鉛直面内形状



(d) 塩水くさびの鉛直面内形状

図-8 地下密度流解析結果 (CASE 2)

4. 地下ダム周辺の地下密度流解析

今まで説明してきた解析方法によってどの程度の3次元問題が解析可能かを示す一例として、地下ダム建設に伴う淡-塩水流れの変化を追跡してみる。

計算条件は表-2の2ケースである。なお、同表中の数値は全て無次元量であり、 $k^* \equiv k\Delta t/L_x$ 、 $H_1^* \equiv H_1/H_0$ 、 $D_x^* \equiv D_x/L_x$ 、 $D_w^* \equiv D_w/L_w$ 、 D_x : x 方向のダムの位置、 D_w : ダム幅、である。

図-7にCASE 1の結果を示す。(a)は $t^*(\equiv tk/L_x)$

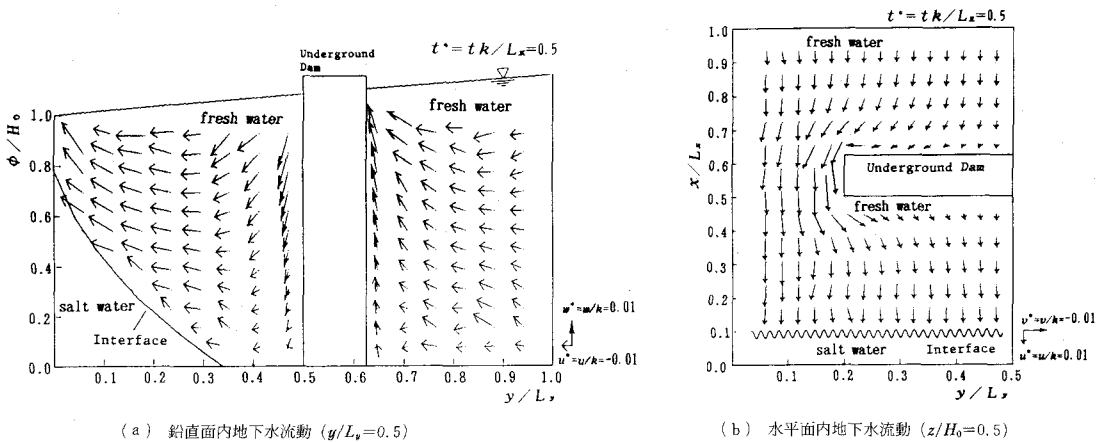


図-9 地下ダム周辺の地下水流動

=2での塩水くさび形状を、(b)は $t^*=0, 1.0, 2.0$ におけるくさび先端の平面形状を、(c)は同時刻における横断方向、 $y/L_y (=0.1, 0.2, 0.5)$ での鉛直面内くさび形状の経時変化を表す。この3つの y/L_y は図-8(a)中のA-A', B-B', C-C'断面に相当する。計算は地下ダムの無い定常流れに近い状態から出発する。図-8はCASE2の場合であり、(a)には自由水面形状を追加して示す。これより、ダムの前面(上流側)での水面上昇、背面での水面低下が明白となる。淡-塩水流れに注目すると、CASE1は塩水が全体的に陸側に遡上する様子を、CASE2はダム背後で塩水が遡上し、ダム外側で後退する(海側へ向かう)様子を表す。自由水面、淡-塩水境界面の時間変化に着目すると、ダム建設後は急激に変化するものの、時間と共に移動は緩慢となる。さらに塩水くさびの3次元性はCASE1ではダム背後の塩水の遡上により、CASE2では主として地下ダム外側での塩水の後退により、生じていることが判る。

淡水域の地下水流動(CASE2の場合)を示したものが図-9であり、(a)はダム中央($y/L_y=0.5$)における鉛直面内の流れを、(b)は $z/H_0=0.5$ での水平的な流れを、それぞれ示す。前者より、ダム前面で上向き流れ($w>0$)が、背面で下向き流れ($w<0$)が支配的であることが判る。この結果は図-8(a)の自由水面形状からも容易に理解できる。ただし、ダムの下流側では海へ向かうにつれて塩水くさびの影響を受けて流れは再び上向きとなる。またこのような特徴的な流れはダムの外側に向かうにつれて消失するが、 D_w^* の大きさによって状態を異にする(これは本論文中には示さなかったその他の計算結果に基づく¹⁸⁾)。一方、水平的に観れば、当然ながら淡水は地下ダム周辺に沿うように流れており、極めて3次元性が強く、 w と同様に横方向流速成分 v も流下(x)方向成分 u と同程度の大きさを有する。この特性は高さ z に無関係に観察される。ただし、3次

元性の強い流れはダム周辺に集中している。

5. 結 論

解析積分を利用した積分方程式法を用いて地下密度流計算を行い、同解析アルゴリズムの妥当性および有効性を示した。具体的な解析例として地下ダム建設後の地下水流れの変化を取り挙げて、地下水面、淡-塩水境界面の形状およびダム周辺の淡水域の流れ特性を調べた。

以上の計算結果は限られた条件下の結果であり、地下ダムの水理機能を説明するまでには至っていないが、地下ダム周辺の流れは上下流の境界条件によって変化し、塩水くさびの遡上・後退も複雑になる様子が明らかになった。さらに、流れはダムの位置と大きさ、透水係数によっても変わるから、今後の3次元地下水流計算に対しても本解析手法の有効性が期待できる。

おわりに、本計算には古市俊和氏(現、福井市)、小島高志氏(現、福井県)の協力を得たと共に、福井大学講師、福井卓雄先生には計算を進めるにあたり適切な助言を頂いた。ここに、謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 土木学会編：ニューフロンティア地下空間，技報堂出版，1990。
- 2) 藤崎克博・岡秀行・鎌田烈：準3次元多層および3次元有限要素モデルによる非定常被圧地下水流の解析，地球科学，33巻，2号，pp.73~84，1979。
- 3) 河野伊一郎・西垣誠：有限要素法による広域地下水の準3次元解析，岡山大学工学部土木工学教室Report，No.82-1，1982。
- 4) 百田博宣・佐藤邦明：割れ目系地山のトンネル・空洞を対象とした地下水の3次元挙動の解析，土木学会論文集，第364号/III-4，pp.41~50，1985。
- 5) Liggett, J.A.: Location of free surface in porous media, J. of Hydraulic Div., ASCE, Vol.103, HY4, pp.353~365, 1977.

- 6) Liu, P.L-F. and Ligget, J.A. : Boundary solution to two problems in porous media, J. of Hydraulic Div., ASCE, Vol.105, HY3, pp.171~183, 1979.
- 7) Lennon, G.P. et al. : Boundary integral equation solution to axisymmetric potential flows, 2. Recharge and well problems in porous media, Water Resour. Res., Vol.15, No.5, pp.1107~1115, 1979.
- 8) 渡辺忠・吉武美孝：境界要素法によるコア・フィルター系の浸透流解析，農業土木学会論文集，第90号，pp.55~62，1980.
- 9) Liu, P.L-F. et al. : Boundary integral solutions to moving interface between two fluids in porous media, Water Resour. Res., Vol.17, No.5, pp.1445~1452, 1981.
- 10) 山上拓男・岡田洋志：非定常自由水面問題への境界要素法の一適用例，土木学会論文報告集，第336号，pp.113~119，1983.
- 11) Taigbenu, A.E. and Ligget J.A. : Boundary integral solution to seawater intrusion into coastal aquifers, Water Resour. Res., Vol.20, No.8, pp.1150~1158, 1984.
- 12) 藤野和徳：境界要素法による地下密度流の数値解析及び遮水壁の塩水侵入効果について，日本地下水学会誌，第27巻，第2号，pp.51~60，1985.
- 13) 佐藤邦明・福原輝幸：境界積分方程式法による自由水面および海岸地下淡塩境界の非定常解析とその応用，日本地下水学会誌，第28巻，第4号，pp.135~151，1986.
- 14) 佐藤邦明・福原輝幸・伊藤洋：境界積分方程式法による地下空洞への海水侵入予測，土木学会論文集，第387号，II-8，pp.57~66，1987.
- 15) 例えば，杉野隆三郎・登坂宣好：自由水面を有する非線形水波運動の境界要素解析，境界要素法論文集，第7巻，pp.177~182，1990.
- 16) Lennon, G.P. et al. : Boundary integral solutions to three dimensional unconfined Darcy's flow, Water Resour. Res., Vol.16, No.4, pp.651~658, 1980.
- 17) 丹羽義次・小林昭一・福井卓雄：積分方程式法による空洞周辺の3次元応力解析，土木学会論文報告集，第266号，pp.25~37，1977.
- 18) 野村益生：境界積分方程式法による地下ダム周辺の自由水面および淡一塩水境界面挙動の3次元解析，福井大学卒業論文，1991.
- 19) 福原輝幸・福井卓雄・小島高志・野村益生：境界積分方程式法による不圧地下水流れの3次元解析，水工学論文集，第35巻，pp.667~670，1991.

(1991.7.8 受付)

THREE DIMENSIONAL ANALYSIS FOR FRESH-SALT GROUNDWATER FLOWS AROUND UNDERGROUND DAM BY INTEGRAL EQUATION METHOD

Teruyuki FUKUHARA and Masuo NOMURA

Three dimensional computation scheme for groundwater flows by Integral Equation Method has been developed. A validity of the computation scheme was confirmed through the comparison between theoretical and numerical results on a duct flow and fresh-salt water flow in an unconfined aquifer. The integral equation of three dimension Laplacian equation was integrated analytically by using the local coordinate systems. The proposed computation method was applied to the fresh-salt groundwater flow around an underground dam. The time change of velocity profiles and shapes of the groundwater table and interface between fresh and salt groundwater were computed and three dimensional characteristics of groundwater flows around an underground dam became clear.