

河口感潮域の流れと拡散の数値シミュレーション

岩佐 義朗・井上 和也・田中 靖

HYDRAULIC ANALYSIS OF FLOW AND DISPERSION BEHAVIOURS IN TIDAL ESTUARIES BY MEANS OF NUMERICAL METHOD

By *Yoshiaki IWASA, Kazuya INOUE and Yasushi TANAKA*

Synopsis

The objective of the paper is to develop a numerical simulation model which deals with the transition behaviours of intrusion type of salinity in tidal estuaries.

The equations which express the flows and the dispersion of salinity are simultaneously solved by introducing the relation that the vertical eddy diffusivity is a function of Richardson number.

Numerical results applied to a simplified estuary model shows that the model obtained here can realize three intrusion types, namely well mixed, partially mixed and two-layered ones with the cyclic change of tidal amplitude.

1. 緒 言

河口感潮域において塩水が河川（淡水）へ遡上し混合する形態には、よく知られているように弱混合型、緩混合型および強混合型の3つがある。この分類は Stommel¹⁾ にはじまるものであるが、現在にいたるまでこれらの混合型を区別する明瞭な指標は見い出されていないようであり、観測された塩分の等濃度線が水平に近いものほど弱混合型であるとし、逆にそれが垂直に近ければ強混合型であるとする程度である。

このような塩水の遡上に関しては、従来弱混合型を理想的にモデル化した二成層流モデルあるいは塩水楔モデルによる研究²⁾ およびこれとは全く逆に塩分の濃度分布が水深方向に一様で流れ方向のみに変化するとした強混合型を理想化したモデルによる研究³⁾ が主であった。しかし、実際の河口感潮域では塩分の混合形態は潮汐、河川の流量、地形などによって時間的にも場所的にも複雑に変化しており、混合型としては中間型である緩混合型の出現が圧倒的に多いとされている。したがってこのような事実を考えれば、上記の理想化されたモデルの現地への適用性そのものは、それほど広いとはいえないことになる。

この問題点に対して、最近二成層流モデルを発展させた多層流モデルによる研究が進められている^{4,5)}。これらはいずれも明らかに弱混合型を基礎として、これからの変化を考えようとしているとみなされる。しかし、後述の例で示されるように、実際の感潮域では強混合型から弱混合型までのすべてが現われうると考えるのが一般的であることはいうまでもなく、弱混合型の改良だけでは解析できない場合の生ずることが考えられる。このことを念頭において、本研究では上記のような弱混合型にもとづいた方法を採らずに、流れと塩分の拡散を支配する方程式を同時に並行して解くことによって、混合型の変遷を追跡しうるモデルの構成を目指すことにした。すなわち、まず観測事実にもとづいて混合型の変遷の基本的な機構を想定し、これを表現するため、流れに関する連続式および運動方程式さらに塩分に関する拡散方程式を状態方程式とともに並行して解くモデルを構成した。またその解析法として数値計算法によることにし、その方法を提示するとともに、計算のための諸条件に関して検討を行い、最後に数値シミュレーションの結果について若干の考察を加えることにする。

2. 混合形態の変遷

感潮域の混合形態を決定する因子として、平均海面高、潮汐（振幅および周期）、河川の流量、河川の形状（平面、縦・横断形状）、海水の塩分濃度、気象要因（風向、風速、気圧など）、波浪および沿岸潮流、人工的な取排水、河床変動、水温、地球の自転の影響などが列挙されている。さらにこれらの因子の大部分はその履歴も混合形態に複雑な影響を及ぼしている⁶⁾。これらの多くの因子を扱う方法として、適当な無次元量を構成し、それらによって混合形態を予測したりその特徴を分類することが考えられるが、現段階ではまだ成功していないようである。

観測によれば、平水あるいは渇水程度の河川流量の場合、混合形態は潮汐の振幅の変化の原因となっている月齢とともに周期的に変遷していることが認められている。すなわち、弱混合型である塩水楔は上、下弦時よりやや遅れて形成され、3～4日継続した後破壊され緩混合型となり、さらに朔望時をはさんで5～6日間強混合状態となる。つぎに次第に緩混合型に移行し、つぎの上、下弦時よりやや遅れて再び弱混合型の塩水楔となる⁶⁾。この観測結果から、流量が比較的少なくなるとその変化が小さい場合、満月あるいは新月時の潮汐の振幅が比較的大きいときには強混合型に、また上、下弦時の潮汐の振幅が小さいときには弱混合型になりやすく、これに履歴の効果による時間的な遅れが重なるという混合形態の変遷過程が浮び上ってくる。

本研究では、混合形態の変遷をこのように考え、その過程の最も基本的な因子として、上述の諸因子のうち河川の流量および潮汐の変化を取上げることにした。また上の観測事実から混合形態の変遷の機構として、潮汐の変化が大きいき感潮域の流れの空間的变化も大きくなり、その結果成層の安定性が低下し（Richardson 数が小さくなり）、鉛直方向の混合が進み——それはまたさらに Richardson 数を減少させ、鉛直方向の混合を一層促進させる——強混合型となるのであり、また逆の場合安定性の増大（Richardson 数の増加）により鉛直方向の混合が抑制され、弱混合型になると考えることにした。そしてこの機構の表現である Richardson 数と、鉛直方向の混合の速さを規定する塩分の渦動拡散係数との関係を用いて、とくに河川流量が一定の場合に潮汐の振幅の変化に伴って混合形態がどのように変遷するかをみることにする。

3. 解析モデルの構成と計算手法

上述のように本研究では、潮汐の変化による混合形態の変遷のみに焦点を絞っている。したがってここで複雑な地形などを考慮することは適切ではなく、むしろ単純化が必要である。ここでは河川の横断方向には流れおよび塩分濃度が一様であるとみなし、水深方向および流れ方向（縦断方向）の変化だけを鉛直二次元の平面内で考えることにする。

3.1 流れおよび拡散の基礎式

x 軸を流れ方向の上流向きに水平に、 z 軸を鉛直上向きにとる。流れの基礎式に関してつぎの仮定を設ける。

- (i) 鉛直方向の加速度は重力のそれに比して十分小さいとする。すなわち圧力は静水圧分布とする。
- (ii) 流体に作用する物体力には重力のみを考える。
- (iii) せん断応力には z 軸に垂直な平面内で作用するもの (τ) だけを考える。
- (iv) 水は非圧縮性であり、密度は塩分の濃度のみによって変化する。
- (v) Boussinesq の近似が成立する。

これらの仮定のもとで、流れの基礎式はつぎのように表わされる（記号は慣用のとおりである。ただし、 u は上流向が正である）。

運動方程式

$$x\text{-方向} \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$z\text{-方向} \quad -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(2)$$

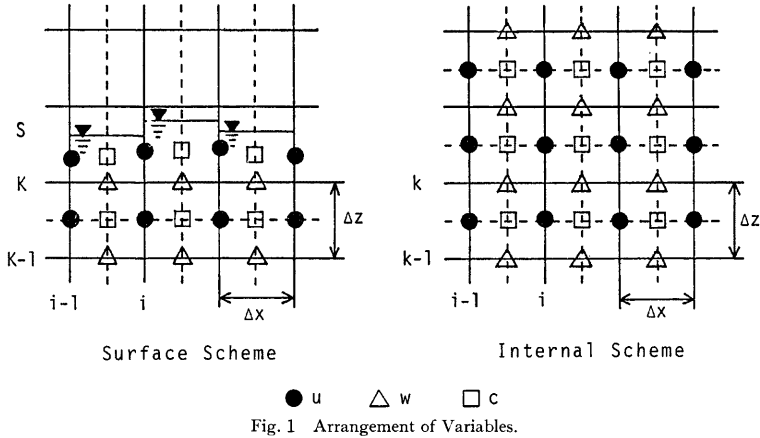


Fig. 1 Arrangement of Variables.

連続式
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

一方、塩分の拡散に関しては次式（拡散方程式）が成立するとする。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + w \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここに、 c ：塩分の濃度、 D_x および D_z ：それぞれ x および z 方向の渦動拡散係数である。

以上の4式に、密度と濃度の関係（状態方程式）および渦動拡散係数と流れの場の特性を結びつける関係を加えて、モデルを表現する基礎方程式系が構成される。

3.2 離散式

(1)~(4)式を解くには数値計算によらねばならない。その方法としては、堀江のレベルモデル⁷⁾、岩佐らによる貯水池モデル⁸⁾、J.J. Leenderste によるモデル⁹⁾ などがあげられる。しかし、堀江のレベルモデルや Leenderste によるモデルでは水位変化の小さい場合だけが考慮されており、したがって鉛直方向の差分の大きさ（離散化の大きさ）より大きい水位変化のある場には適用できない。それに対して岩佐らのモデルでは水位変化が大きくても水位に応じて表層と内部とを区別して、数値解析ができるように工夫されているが、水面こう配が比較的緩やかな貯水池を対象として開発されており、周辺と比較して水位の高い場所では計算値が円滑化されすぎる。本研究では、水位の時間的空間的变化が比較的大きい河口部の流れを対象とするから以上の解析法では不十分であり、水位変化の大きいことを考慮したモデルとしなければならない。ここでは以上の事実を考慮し、かつ基礎式を離散化した後も拡散物質の質量が保存されるような離散式を Gentry ら¹⁰⁾のドナー・セル法（第2次風上差分法）に従って導くことにする。未知数の定義位置を Fig. 1 のようにとり、(1)~(4)式を control volume および control surface について積分し、基礎式の離散化をはかった結果は以下のとおりである¹¹⁾ (Fig. 2 参照)。

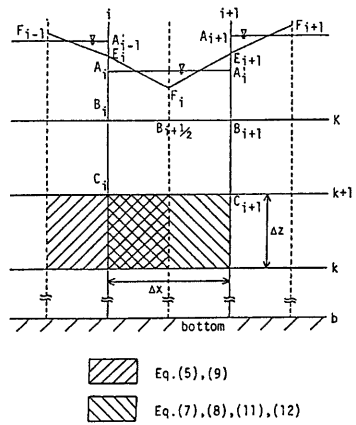


Fig. 2 Control Volume.

(1) 自由表面を含まない control volume について

運動方程式

$$\begin{aligned}
 x\text{-方向} \quad & \frac{u_{i,k+1/2}^{n+3} - u_{i,k+1/2}^{n+1}}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \{ \bar{u}_{i+1/2,k+1/2}^{n+1} u_{i+a,k+1/2}^{n+1} - \bar{u}_{i-1/2,k+1/2}^{n+1} u_{i-1+b,k+1/2}^{n+1} \} \\
 & + \frac{1}{\Delta z} \{ \bar{w}_{i,k+1}^{n+1} u_{i,k+1/2+c}^{n+1} - \bar{w}_{i,k}^{n+1} u_{i,k-1/2+d}^{n+1} \} \\
 & + \frac{1}{\Delta x} \frac{1}{\rho_{i,k+1/2}^{n+2}} \{ \rho_{i+1/2,k+1/2}^{n+2} - \rho_{i-1/2,k+1/2}^{n+2} \} \\
 & - \frac{1}{\Delta z} \frac{1}{\rho_{i,k+1/2}^{n+2}} (\tau_{i,k+1}^{n+1} - \tau_{i,k}^{n+1}) = 0 \quad \dots\dots\dots(5)
 \end{aligned}$$

$$z\text{-方向} \quad \rho_{i+1/2,k+1/2}^{n+2} = g \left\{ \sum_{i=k}^{K-1} \Delta z \rho_{i+1/2,i+1/2}^{n+2} - \frac{1}{2} \Delta z \rho_{i+1/2,k+1/2}^{n+2} \right\} + 2\rho_{i+1/2,S}^{n+2} \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\text{連続式} \quad \frac{u_{i+1,k+1/2}^{n+3} - u_{i,k+1/2}^{n+3}}{\Delta x} + \frac{w_{i+1/2,k+1}^{n+3} - w_{i+1/2,k}^{n+3}}{\Delta z} = 0 \quad \dots\dots\dots(7)$$

拡散方程式

$$\begin{aligned}
 & \frac{c_{i+1/2,k+1/2}^{n+4} - c_{i+1/2,k+1/2}^{n+2}}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \{ u_{i+1,k+1/2}^{n+3} c_{i+1/2+a,k+1/2}^{n+2} - u_{i,k+1/2}^{n+3} c_{i-1/2+b,k+1/2}^{n+2} \} \\
 & + \frac{1}{\Delta z} \{ w_{i+1/2,k+1}^{n+3} c_{i+1/2,k+1/2+c}^{n+2} - w_{i+1/2,k}^{n+3} c_{i+1/2,k-1/2+d}^{n+2} \} \\
 & - \frac{1}{(\Delta x)^2} D_x \{ c_{i+3/2,k+1/2}^{n+2} - 2c_{i+1/2,k+1/2}^{n+2} + c_{i-1/2,k+1/2}^{n+2} \} \\
 & - \frac{1}{(\Delta z)^2} D_z \{ c_{i+1/2,k+3/2}^{n+2} - 2c_{i+1/2,k+1/2}^{n+2} + c_{i+1/2,k-1/2}^{n+2} \} = 0 \quad \dots\dots\dots(8)
 \end{aligned}$$

(2) 自由表面を含む control volume について

運動方程式

$$\begin{aligned}
 x\text{-方向} \quad & \zeta_{i,S}^{n+2} \frac{u_{i,S}^{n+3} - u_{i,S}^{n+1}}{2\Delta t} + u_{i,S}^{n+1} \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{v}_{i+1/2}^{n+2} - \bar{\zeta}_{i+1/2}^n}{2\Delta t} + \frac{\bar{v}_{i-1/2}^{n+2} - \bar{\zeta}_{i-1/2}^n}{2\Delta t} \right\} \\
 & + \frac{1}{\Delta x} \{ \zeta_{i+1/2}^{n+2} u_{i+1/2,S}^{n+1} u_{i+a,S}^{n+1} - \zeta_{i-1/2}^{n+2} u_{i-1/2,S}^{n+1} u_{i-1+b,S}^{n+1} \} - w_{i,K}^{n+1} u_{i,K-1/2+d}^{n+1} \\
 & + \frac{1}{\Delta x} \frac{1}{\rho_{i,S}^{n+2}} \{ \zeta_{i+1/2}^{n+2} \rho_{i+1/2,S}^{n+2} - \zeta_{i-1/2}^{n+2} \rho_{i-1/2,S}^{n+2} \} + \frac{1}{\rho_{i,S}^{n+2}} \tau_{i,K}^{n+1} = 0 \quad \dots\dots\dots(9)
 \end{aligned}$$

$$z\text{-方向} \quad \rho_{i+1/2,S}^{n+2} = \frac{1}{2} \rho_{i+1/2,S}^{n+2} g \{ \bar{H}_{i+1/2} - z_{i+1/2,K} \} \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$\text{連続式} \quad \frac{\bar{\zeta}_{i+1/2}^{n+4} - \bar{\zeta}_{i+1/2}^{n+2}}{2\Delta t} + \frac{M_{i+1}^{n+3} - M_i^{n+3}}{\Delta x} = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

拡散方程式

$$\begin{aligned}
 \bar{\zeta}_{i+1/2}^{n+2} \frac{c_{i+1/2,S}^{n+4} - c_{i+1/2,S}^{n+2}}{2\Delta t} + c_{i+1/2,S}^{n+2} \frac{\bar{\zeta}_{i+1/2}^{n+2} - \bar{\zeta}_{i+1/2}^n}{2\Delta t} \\
 + \frac{1}{\Delta x} \{ \zeta_{i+1/2}^{n+2} u_{i+1,S}^{n+3} c_{i+1/2+a,S}^{n+2} - \zeta_{i-1/2}^{n+2} u_{i-1,S}^{n+3} c_{i-1/2+b,S}^{n+2} \} \\
 - w_{i+1/2,K}^{n+2} c_{i+1/2,K-1/2+d}^{n+2} \\
 - \frac{1}{\Delta x} D_x \left\{ \zeta_{i+1}^{n+2} \frac{c_{i+3/2,S}^{n+2} - c_{i+1/2,S}^{n+2}}{\Delta x} - \zeta_i^{n+2} \frac{c_{i+1/2,S}^{n+2} - c_{i-1/2,S}^{n+2}}{\Delta x} \right\} \\
 + D_z \frac{c_{i+1/2,S}^{n+2} - c_{i+1/2,K-1/2}^{n+2}}{\Delta z} = 0 \quad \dots\dots\dots(12)
 \end{aligned}$$

ここに、 $\zeta_{i+1/2}^{n+2}$ ：点 $(i+1/2)$ における表層の厚さ、 $\bar{\zeta}_{i+1/2}^{n+2}$ ：連続式において考えている control volume の平均厚さ、 $\zeta_{V_i}^{n+2}$ ：運動方程式において考えている control volume の平均厚さ、 $\bar{H}_{i+1/2}$ ：水位、 $z_{i,k}$ ：格子点 (i, k) の基準面からの高さ、 $M_{i+1}^{n+3} = \sum \int_{S_{i+1}} u^{n+3} ds$ である。 u および c の添字に現われている a, b, c および d はすぐ前の流速の正負により 0 または 1 の値をとる。たとえば、(5) 式の a はつぎのように定義される。

$$\begin{cases} \bar{u}_{i+1/2, k+1/2}^{n+1} \equiv \frac{u_{i+1, k+1/2}^{n+1} + u_{i, k+1/2}^{n+1}}{2} \geq 0 & \text{のとき } a=0 \\ \bar{u}_{i+1/2, k+1/2}^{n+1} < 0 & \text{のとき } a=1 \end{cases}$$

また、 $\bar{w}_{i,k}^{n+1} = (w_{i-1/2, k}^{n+1} + w_{i+1/2, k}^{n+1})/2$ 、 K ：表層と内部の境界（後述）である。

3.3 計算法の構成

(1) 自由表面の取扱い

(11)式から求められる $\zeta_{i+1/2}$ は、前に示した Fig. 2 では水面 $A_i A_i'$ を表わす。いま、この水面の水位を $\bar{H}_{i+1/2}$ と表わし、 $H_i = (\bar{H}_{i+1/2} + \bar{H}_{i-1/2})/2$ で $x=i\Delta x$ での水位を定義する（図の A_i と A_{i-1}' の中点 E_i ）。つぎに、四角形 $A_i B_i B_{i+1} A_i'$ と図形 $E_i B_i B_{i+1} E_{i+1} F_i$ の面積が等しくなるように F_i を求める。この点の水位を $H_{i+1/2}$ とするとき、 $H_{i+1/2} = (6\bar{H}_{i+1/2} - \bar{H}_{i+3/2} - \bar{H}_{i-1/2})/4$ である。このようにして決定された水位 $H_i, H_{i+1/2}, H_{i+1}, \dots$ が水面形を表わすものとする（図中の実線）。

計算にあたって、自由表面を含まない(5)~(7)式を適用する control volume と、自由表面を含む(9)~(12)式を適用する control volume の境界線はつぎのようにして定めた。まず、 $H_{min} = \min(H_{i-1/2}, H_i, H_{i+1/2}, H_{i+1}, H_{i+3/2})$ 、すなわち Fig. 2 の $F_{i-1}, E_i, F_i, E_{i+1}, F_{i+1}$ のうちの最も低い点を求める。いま Fig. 2 のように、たとえば $H_{min} = H_{i+1/2}$ とするとき (F_i が最低)、 $HV_{i+1/2} = \overline{F_i B_{i+1}}$ が自由表面を含む計算式の control volume の厚さの代表値となる。この厚さがあまり小さいときには、他の計算格子との大きさが極端に異なることによる計算の不安定が発生するおそれがあるので、ここでは計算上の工夫として $HV_{i+1/2} < 0.3\Delta z$ ならば、自由表面を含む計算式の control volume を、 $C_i C_{i+1}$ にまで 1 格子の高さ分だけ下げることにした。つまり、上記の境界線は $HV_{i+1/2} \geq 0.3\Delta z$ のときには $B_i B_{i+1}$ 、 $HV_{i+1/2} < 0.3\Delta z$ のときには $C_i C_{i+1}$ ということになる。

(2) せん断応力

混合距離理論からの相似によって

$$\tau = \rho \kappa^2 \varepsilon^2 \left(\frac{\Delta u}{\Delta z} \right)^2 \tag{13}$$

と表わすことにし、 Δz に計算格子高さ、 ε として水深 h_i の 1/2 を仮定すれば

$$\frac{\tau_{i,k}}{\rho_i, 1/2} = f_i (u_{i, k+1/2} - u_{i, k+3/2})^2 \tag{14}$$

となる。ただし $f_i = 0.04(h_i/\Delta z)^2$ である ($\kappa=0.4$ とする)。また河床でのせん断応力は、河床での流速が零になるように、河床より下に仮想的に $u_{i, b-1/2} = -\frac{1}{2}u_{i, b+1/2}$ を考え、(14)式を適用すれば

$$\frac{\tau_b}{\rho_{i, b+1/2}} = 2.25 f_i (u_{i, b+1/2})^2 \tag{15}$$

となる ($k=b$ は河床を表わす水平線に相当する)。

従来の研究ではせん断応力は渦動粘性係数 E_x を用いて、 $\tau/\rho = E_x \partial u/\partial z$ と表わされることが多いようである。この表現と(14)式の関係について目安程度の検討をしておこう。上式は $\tau/\rho = E_x \Delta u/\Delta z$ とでき、また(14)式では $\tau/\rho = f_i (\Delta u)^2$ としているから、結局 $f_i = E_x/\Delta u \cdot \Delta z$ ということになる。いま、 $E_x \approx 0.01 \text{m}^2/\text{s}$ 、 $\Delta u \approx 0.05 \text{m/s}$ 、および $\Delta z = 1.0 \text{m}$ とすれば、 $f_i \approx 0.2$ と見積られる。一方、(14)式では $f_i = 0.04(h_i/\Delta z)^2$

としており $h_i=5.0\text{m}$, $d_z=1.0\text{m}$ とすると, $f_i=1.0$ であって, 上のような条件のもとでは両者の数値の程度は合っていることになる。つまり, (14)式によって従来の方法によるのと大差のないせん断応力が計算されると予想できる。

(3) 塩分の濃度と密度 (状態方程式)

これについては種々の研究が行われているが, ここでは表現の比較的単純な Eckart の式¹²⁾を用いることにする。すなわち

$$\rho = \frac{\rho_0}{\lambda + \alpha_0 \rho_0} \dots\dots\dots (16)$$

$$\lambda = 1779.5 + 11.25T - 0.0745T^2 - (3.80 + 0.01T)c$$

$$\alpha_0 = 0.6980, \rho_0 = 5890 + 38T - 0.375T^2 + 3c$$

ここに, ρ : 密度 (g/cm^3), T : 水温 ($^{\circ}\text{C}$), c : 塩分の濃度 (g/kg) である。ただし, 本研究では水温による影響は考えないことにし, 一定値 $T=20^{\circ}\text{C}$ を与えた。

(4) 渦動拡散係数

まず, 成層のない中立状態の場合の渦動拡散係数 D_{z0}, D_{z0} について述べる。堀江は土砂拡散についてのレベルモデル³⁾を水深 20m の海域に適用するにあたって, 土砂の沈降速度を 0.5 cm/s とした場合には, 鉛直方向の渦動拡散係数を $5 \times 10^2 \text{cm}^2/\text{s}$, 土砂の沈降速度を 0.1 cm/s とした場合には $10^2 \text{cm}^2/\text{s}$ としている。また, Wilbert は Erie 湖の流速分布の数値シミュレーションにおいて鉛直方向の渦動粘性係数を $25 \text{cm}^2/\text{s}$

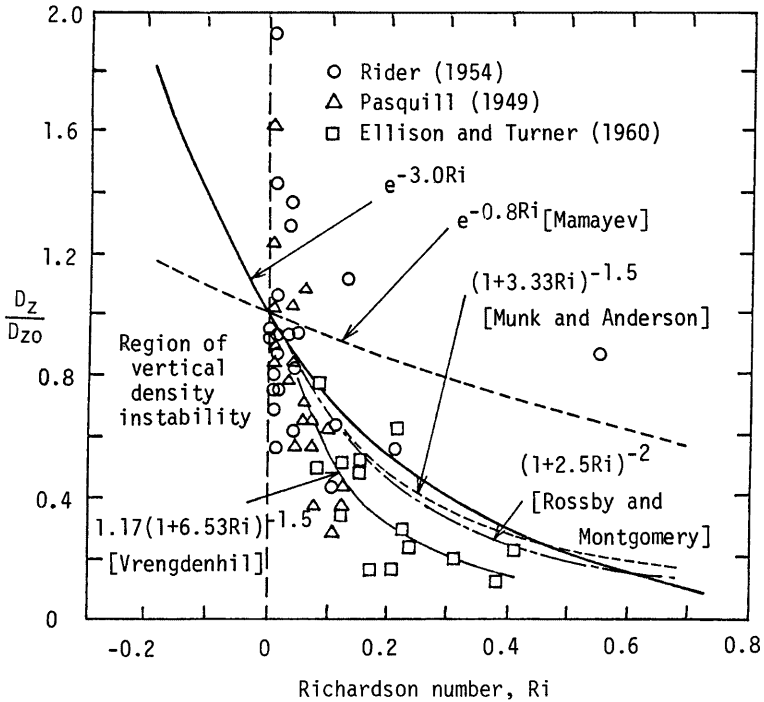


Fig. 3 Diffusivity in Stratified Flow as a Function of the Richardson Number⁹⁾.

と 40cm²/s の二通りを用いて行い、温度の渦動拡散係数 K_V は $K_V = K_{V0} - 200 \partial T / \partial z$ とおいて、 $K_{V0} = 50$ cm²/s としている¹³⁾。以上のような従来の数値シミュレーションにおいて用いられている値を参考に、本研究においては中立状態の鉛直方向の渦動拡散係数 D_{z0} として 50 cm²/s を採用することにする。一方、流れの方向の渦動拡散係数 D_{x0} には、比較的多くの研究者によって採用されている 10⁴ cm²/s を用いることにする。

成層が発達している場合の鉛直方向の渦動拡散係数に関してはきわめて多くの研究が行われており、それぞれについて半経験式が提案されている。それらをまとめたのが Fig. 3⁹⁾ であって、いずれも成層の安定性を表わす Richardson 数の関数で与えられている。先に述べたように、本研究では混合型の変遷の機構が、鉛直方向の渦動拡散係数と Richardson 数との関係にあると考えているので、この関係をどのように仮定するかが重要である。しかし、Fig. 3 の各種の式の優劣については何ら定説がないので、ここでは比較的簡単な表示である次式を適用することにした。

$$D_z / D_{z0} = e^{-3R_i}, (R_i \geq 0), \quad D_z = D_{z0}, (R_i < 0) \quad \dots\dots\dots(17)$$

ここで R_i は Richardson 数で、計算においては overall Richardson 数を用いた。すなわち、表面の control volume の流速および密度をそれぞれ $u_{i,s}$ および $\rho_{i,s}$ とし、河床に接した control volume でのそれらを $u_{i,b}$ および $\rho_{i,b}$ とすると

$$R_i = -\frac{g}{\bar{\rho}_i} \frac{(\rho_{i,s} - \rho_{i,b}) / h_i}{\{(u_{i,s} - u_{i,b}) / h_i\}^2} \quad \dots\dots\dots(18)$$

とした。ここで h_i は水深、 $\bar{\rho}_i$ は密度の水深方向の平均値である。鉛直方向の渦動拡散係数はしたがって水深方向には一定である。なお縦断方向の渦動拡散係数は成層状態に無関係であるとして、中立状態のときの値 10⁴ cm²/s を採った。

(5) 計算手順

計算対象領域のすべての i, k に対して u^n, w^n, c^{n+1} および ζ^{n+1} の値は初期値あるいは前回の計算結果より既知であるので、 p^n, r^n および p^{n+1} を計算し、それらの値を (5)式および (9)式に代入すれば u^{n+2} が求まる。さらに、 u^{n+2} を (7), (8) 式および (11), (12)式に代入すれば、 ζ^{n+3}, w^{n+2} , および c^{n+3} が求まる。以下、上の計算手順を計算時間の範囲内でくりかえし行う。

上記の計算過程から明らかなように、 u および w が求められる時刻と c および ζ が求められる時刻とは Δt だけずれている。しかし、実際の計算においては Δt は非常に小さくとられているので、 n ステップの u, w と $(n+1)$ ステップの ζ, c が同時刻での計算結果を表わすものとする。

4. シミュレーションの結果と考察

4.1 計算条件

(1) 対象域と格子分割

シミュレーションにあたっては、こう配 1/6000 の河口の下流端より 30 km 上流までを対象とし、この区間を Fig. 4 のように $\Delta x = 1000.0$ m, $\Delta z = 1.0$ m の格子に分割した。

(2) 上流端境界条件

河川の上流端としては、潮汐の影響をうけない点をとるのが好ましいことはいうまでもない。しかし、潮汐の影響が消滅するほど上流までを鉛直二次元として扱うことは、計算時間および記憶容量の点からみて困難であり、またあまり意義も認められない。ここでは、鉛直二次元として計

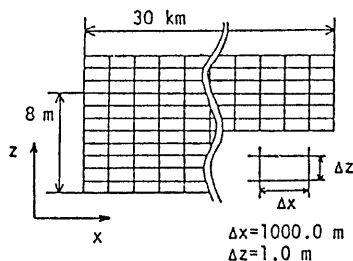


Fig. 4 Cell Division of Computation Area.

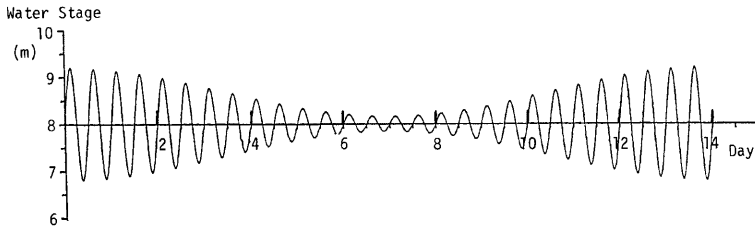


Fig. 5 Boundary Condition at Downstream Section

算する対象領域の上流端よりさらに上流に、潮汐の影響が実質的に現われなくなる長さまで河川を延長し、シミュレーションではこの延長された区間には通常の一次元解析法を適用することにした。そして、その最上流端に河川の流量を与えることにし、それに $1.0 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ (単位幅流量) の一定値を設定した。

(3) 下流端塩分濃度

河口における塩分濃度分布は水深方向に一定と仮定し、NaCl 濃度で20%とした。

(4) 下流端の水位

下流端の水位には、月齢によって振幅が変化する潮位を与えた。すなわち、平均水位(基準面は下流端の河床をとる)を8m、潮汐の周期を12時間、大潮からつぎの大潮までを14日間とし、さらに大潮時の潮汐の振幅を2.4m、小潮時のそれを30cmとした。このようにして与えられた下流端の水位一時間曲線は Fig. 5 のようである。

4.2 計算結果と考察

(1) 混合形態の変遷

Fig. 6 は潮汐の振幅の変化による流れの場の変化および混合形態の変遷をみたもので、(a) は振幅の大きい大潮時(計算開始後約1日)、(c) は振幅が最小となっている小潮時(7日目)、また (b) は中間時(4日目)の結果である。Fig. 6 (a) の濃度分布では等濃度線はかなり急であり、とくに満潮時(1日3時)には垂直に近くなっており、強混合型に分類できる。また、下げ潮時(1日6時~9時)に河口の塩分の1/2程度である5%~10%の等濃度線の傾きが緩やかになっている。これは実際の河川で観測される特徴⁹⁾と定性的に一致する結果である。Fig. 6 (b) では、上げ潮の等濃度線のこう配が緩く、下げ潮時のそれが急になる傾向がうかがえるが、全体的にみれば(a)よりかなり緩いこう配の等濃度線となっており、緩混合型に分類される。Fig. 6 (c) では等濃度線のこう配はさらに緩く、濃度が10%~20%の領域は塩水楔として侵入しているとみられ、この場合は弱混合型に分類できよう。ただ、濃度が1%程度の領域は塩水楔よりさらに上層および上流にまで及んでおり、二成層流のように上、下層に明瞭に分かれた形態とはなっていない。(c)にみられる楔の先端は干潮時では満潮時より約2km後退しているように、潮汐の干満による塩水楔の移動が現われていること、また上げ潮時(7日0時)には河口付近に鉛直面内で循環する流れがみられることは観測⁹⁾と一致する結果である。

なお、図には示されていないが、小潮から大潮に戻る途中の10日目前後では(b)と同様の緩混合型とみられる結果、またつぎの大潮時の13日目には(a)と同様の強混合型とみられる結果がそれぞれ得られている。これらをまとめると、ここでの計算法により、時間的な履歴の効果は必ずしも明瞭でないが、潮汐の振幅の変化に伴って3つの混合型が順次出現し、実際の河川で観測される混合形態の変遷と少なくとも定性的に一致する結果が得られるということができよう。モデル化の経過より明らかなように、ここで現われた混合形態の変遷は、Richardson 数による鉛直方向の渦動拡散係数の変化によってもたらされている。実際の感潮域でこのような単純な考え方が成立するかどうかについては現地に即した検証が必要であることはもちろんであるが、以上の結果は混合型の変遷を考える際に一つの示唆となろう。

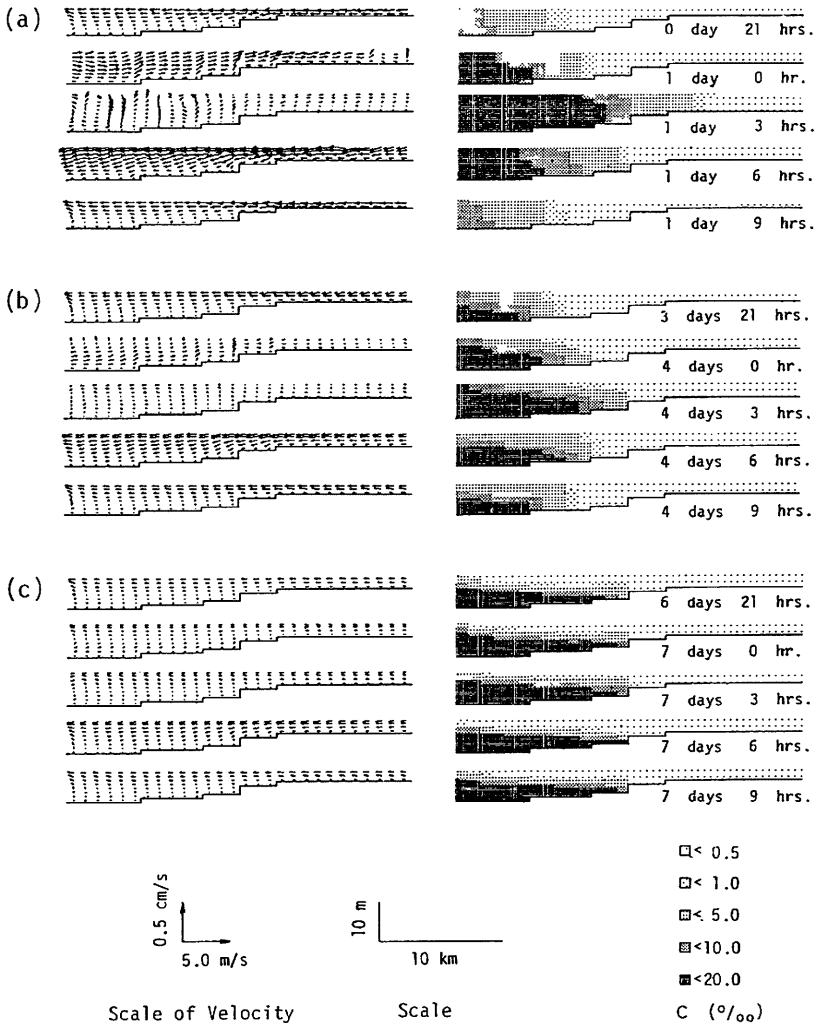


Fig. 6 Transition of Velocity Distribution and Salinity Intrusion.

(2) 塩水楔

Fig. 7 は、塩水楔が現われている 7 日目の計算結果より、河口より 4 km および 9 km 地点の流速および塩分の濃度の一潮汐 (12時間) にわたる平均値の分布を求めたものである (U_R は十分上流の流速で、この場合 68 cm/s である)。定常状態での結果ではないので、定常として扱われている従来の塩水楔に関する研究との直接的な対比はできないが、下流に向う上層流によって下層の塩水も下流へ引かれる一方、それを補償するためそれよりさらに下層に上流向きの逆流域が生ずるといふ塩水楔の特徴がよく現われている。た

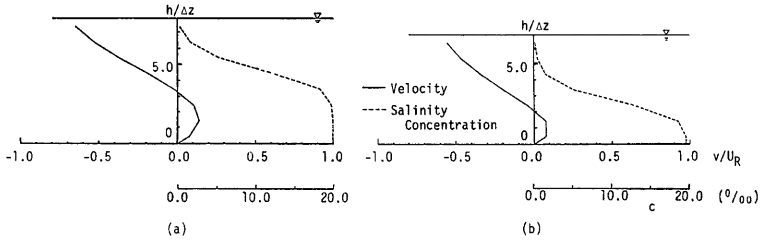


Fig. 7 Velocity and Salinity Distribution in Two-Layered Type.

だ、上層の流速分布のこう配がかなり急になっている点は、一般に認められている傾向と一致していない。別に行った定常状態を想定した計算¹¹⁾でも同様の結果となっているので、抵抗係数 ((14)および(15)式の係数)のとり方に問題が残されているようである。

9 km 地点附近での上と同様の平均値の分布より得られる上層の塩分フラックスから、連行係数 $E/|\bar{u}_1 - \bar{u}_2|$ (E : 境界面単位面積・単位時間あたりの連行量, \bar{u}_1 および \bar{u}_2 : それぞれ上層および下層の平均流速, ただし上, 下層の境界面には濃度分布の変化率の最大の点をとった)を求めると, 1.0×10^{-4} となり, また上流端の単位幅流量を $0.5 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ としたときの同様の計算結果では 6.3×10^{-5} となった。連行係数に関しては須賀⁴⁾が, $E/|\bar{u}_1 - \bar{u}_2| = 2 \times 10^{-3} R_i^{-1.5}$ を提案しているので, この須賀の式を用いて上のそれぞれの場合について連行係数を求めると, 8.9×10^{-5} ($1.0 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ の場合) および 5.8×10^{-5} ($0.5 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ の場合) となる。これらは上の計算の結果より求めた連行係数とはほぼ一致している。ここでは流量に関して2ケースし

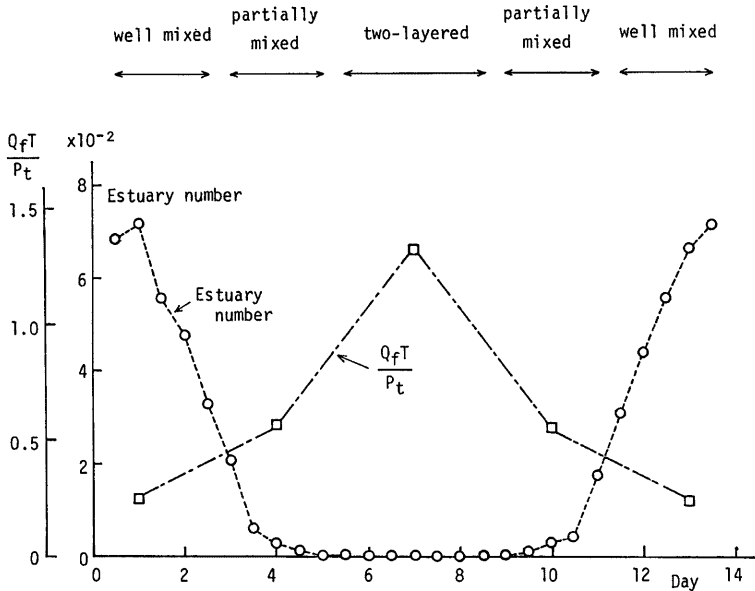


Fig. 8 Tidal Prism and Estuary Number (Q_f : Fresh Water Discharge, T : Tidal Period, P_t : Tidal Prism).

か計算されていない上、非定常な計算の平均値を用いており、また一方連行係数に関する他の提案式との比較も行っていないので、今後さらに広汎な検討が必要であるが、上に得られた結果はここでの計算法の妥当性を裏づける一つの資料とみられよう。

(3) 混合形態の分類

Simmons と Brown¹⁴⁾ は、潮汐の1周期 (T) の間に流れ込む河川流量 (Q_f) の容量 ($Q_f T$) と tidal prism P_t (上げ潮間に河口から流入する海水の容量) との比 $Q_f T/P_t$ が 0.7 以上のとき弱混合型, 0.2~0.6 で緩混合型, 0.1 以下のとき強混合型になるとしている。Fig. 8 はこの計算よりいくつかの代表日の $Q_f T/P_t$ を求め、その変化を示したもので、図中には計算で求められた濃度分布より判定された混合型も記入されている。この図から、Simmons と Brown の分類と計算結果とは、混合型を区分する $Q_f T/P_t$ の値そのものには少し差があるが、全体としてはほぼ一致しているとみられる。さらに、同図には estuary 数³⁾ $E_s = F_r^2 P_t / Q_f T$ (ただし F_r には満潮時の河口での Froude 数をとった) の変化も示されている。先の結果とあわせれば、 E_s が 4×10^{-2} 程度より大きければ強混合型, $4 \times 10^{-2} \sim 1 \times 10^{-2}$ 程度で緩混合型, 1×10^{-2} 程度以下では弱混合型ということになる。以上の結果をみれば、これらの無次元量による混合型の分類の可能性がうかがわれるが、ここでの計算のように潮汐の振幅を変化させただけの単純な場合でも各種の混合型が現われるから、そうした分類法を特定の感潮域へ適用するにあたっては、上のような無次元量の一程度程度の瞬間値だけではなく、たとえば潮汐や河川の流量の履歴に対する注意も必要とならう。

5. 結 言

本研究は、河口感潮域における塩分の週上現象に関して、従来の観測資料などで同じ河口でもつねに塩分の混合形態が同一であるとは限らずさまざまな要因によって変化することに注目して、その変遷を追跡するモデルの開発を目的としたものである。まず、混合形態の変遷が、流れの安定性 (Richardson 数) によって鉛直方向の渦動拡散係数が変化することから生ずると仮定的に考え、これを表現する数学モデルを構成するとともに、数値計算法による解析のための離散式を導いた。つぎにこのモデルを用いて、一定の河川流量のもとで月齢とともに振幅が変化する潮汐を下流端の境界条件として与えたときに、どのような混合形態が現われ、また変遷してゆくかに重点を置いたシミュレーションを行った。計算によれば、潮汐の振幅の大きい月齢では強混合型、振幅の小さい月齢では弱混合型、その中間で緩混合型の混合形態がそれぞれ現われ、従来の観測において指摘されている混合型の出現の傾向と一致する結果が得られた。

以上のように、本研究によるモデルによって、潮汐の変化 (月齢) に伴って変遷してゆく河口感潮域の塩分の混合形態を追跡することが分った。ただ、実際の河口では3つの混合形態がつねに現われるのでもなく、地形、流量あるいは取排水の方法などによって、さらに複雑な変化を示すものと考えられる。また特定の河口に限っても混合形態を的確に示す一般的な方法は見い出されていないようである。しかし、本研究のモデルによって河口感潮域の流れと塩分濃度の挙動についての基本的な解析は実行可能になったと考えられるので、今後は実際への適用を図りつつ、混合形態の変遷の予測へ研究を進めたい。

最後に本研究での計算ならびに作図に多大の援助をいただいた大学院学生青木学氏に感謝の意を表します。

なお本研究の一部は、昭和55年および56年度文部省科学研究費補助金 (一般研究B, 代表者 岩佐義朗) によって行われたものであり、また計算は京都大学大型計算機センターによったことを附記する。

参 考 文 献

- 1) 土木学会編水理公式集, 昭和46年度改訂版, 1971, p. 581.
- 2) 玉井信行: 密度流の水理, 新体系土木工学22, 技報堂, 1980, pp. 127~145.
- 3) Thatcher, M. L. and D. R. F. Harleman: A Mathematical Model for the Prediction of Unsteady Salinity Intrusion in Estuaries, M. I. T. Report, No. 144, Ralph M. Parsons Laboratory for Water Resources and Hydrodynamics, 1972.

- 4) 須賀堯三：感潮河川における塩水くさびの水理に関する基礎的研究，建設省土木研究所資料 1537, 1979, pp. 17~32 および pp. 190~197.
- 5) 玉井信行，菅和利：密度，運動量の分散を考慮した塩水くさびの解析法について，第26回水理講演会論文集，土木学会水理委員会，1982, pp. 519~525.
- 6) 建設省中部地方建設局木曾川下流工事事務所：干塩害調査報告書（総括編），1978, pp. 67~160.
- 7) 堀江毅：沿岸海域の水の流れと物質の拡散に関する水理学的研究，京都大学学位論文，1981, pp. 102~162 および pp. 209~217.
- 8) 岩佐義朗，松尾直規，俞朝夫：貯水池水理の数値解析法とその適用について，京都大学防災研究所年報，第22号B-2，1979, pp. 341~354.
- 9) Leendertse, J. J. and S. K. Liu: A Three-dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas: Vol. II, Aspect of Computation, Prepared for the Office of Water Research and Technology, Dept. of Interior, RAND, Santa Monica, 1975, pp. 1~29.
- 10) Roache, P. J.: コンピュータによる流体力学（上），高橋亮一他訳，構造計画研究所，1978, pp. 107~108.
- 11) 田中靖：鉛直二次元流れとその場における物質拡散の解析法に関する基礎的研究，京都大学修士論文，1982.
- 12) Eckart, C.: The Equation of State of Water and Sea Water at Low Temperatures and Pressures, American Jour. of Science, Vol. 256, 1958, pp. 225~240.
- 13) Wilbert, W.: Numerical Models of Lake Currents, EPA-600/3-76-020, Environmental Research Laboratory, U.S. Environmental Protection Agency, Duluth, 1976.
- 14) Simmons, H. B. and F. R. Brown: Salinity Effects on Estuarine Hydraulics and Sedimentation, Proc. 13th Congress of I.A.H.R., Vol. 3, 1969. pp. 311~325.