

河 口 密 度 流 論

1. 概 説

海水の密度が淡水の密度より大きいために河口では海水が川の下にはいり込み川水はその上を流れて海上に出る。このように密度差に基因して海水と淡水が力学的平衡に達しようとして生ずる河口附近の流れを河口密度流と称する¹⁾。この場合海水と淡水の混合を促すような働きの少ない場合は2者は鉛直方向に2層に分離されて海水はいわゆる塩水くさびを生ずる。この混合を促進する直接の働きの2層の接触面に発生する内部波が主体となっており、さらに内部波を促進する原因には潮汐、低気圧の通過、強風の吹送、淡水流量の減少、川巾の増大、水深の減少、河床粗度の増加等があるが、潮汐の影響が最も大きいと考えられている。したがって潮差の小さい日本海側の河口では、はっきりした塩水くさびが観測され、太平洋側では混合が発達していわゆる緩混合または強混合型の密度流の型式が多く見られる(図-1)。欧米における研究には対象が大河川であって、フョルドをなす河口が多いので強混合、緩混合の型式のものについての取扱いが多いが、わが国では比較的延長距離の短い河川が対象となる関係上ほとんど混合のない弱混合とかあるいは緩混合についての報告が多い。

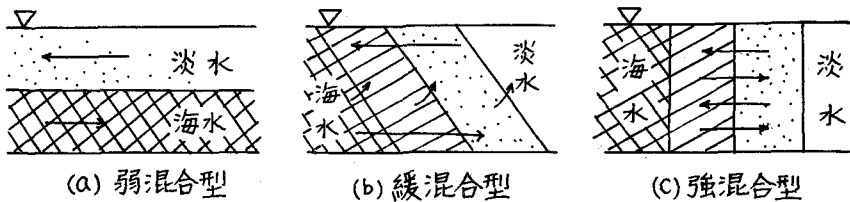


図-1 河口密度流の3型式

2. 二層流の諸問題

2-1. 基礎方程式

海水と淡水の混合が顕著でなく塩水くさびを生じている場合に、両者の流れを河口二層流と称するがここではこのような弱混合型について述べる。基礎方程式は淡水、塩水別に立てるのが取扱い上便利であるが添字1, 2をもって淡水、塩水を区別すれば下記の如くなる²⁾。(図-2) 参照。

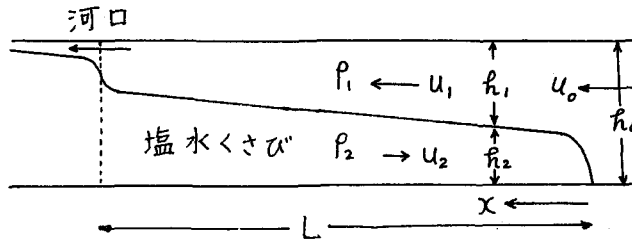


図-2 塩水くさびの形状

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} + g I_b + \frac{\tau}{\rho_1 h_1} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \gamma g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} + g I_b - \frac{\tau}{\rho_2 h_2} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + h_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + h_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

ただし $\gamma = \rho_1/\rho_2$ (密度比)

(1), (2)式は淡水, 海水の運動方程式, (3), (4)式は淡水, 海水の連続方程式である。この式を導くに当たって, x 軸は河口から上流に向かっての距離であり, u_1, u_2 は x 方向の各層内の平均流速(各層内では流速の鉛直分布は一様と仮定), h_1, h_2 は各層の厚さを表わし, I_b は x 方向の河床のこう配, τ は2層間の shear stress を表わしている。水面では空気との shear は小さいとして無視し, 河床では海水の動きが通常非常に小さいことのためにこれまた shear を無視している。 τ はつぎのようにおくのが一般的である。

$$\tau = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} k(u_1 - u_2)|u_1 - u_2| \quad (5)$$

$$k > 0$$

k は抵抗係数である。ただし潮差が大きい場合には淡水が逆流することもありうるが通常は淡水が常に河口を向いており, また海水は淡水の流速に比較してほとんど静止同様の流速であることが多いので(5)式の代りにつぎのようにおくことができる。

$$\tau = -\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} k u_1^2 \quad (6)$$

2-2. 河口の水利条件

いま, τ を無視し, $k=0$ とおき流れの定常状態を考えると, (1)~(4)式は次式の如くなる。

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

$$u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \gamma g \frac{\partial h_1}{\partial x} + g \frac{\partial h_2}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$u_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + h_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

$$u_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + h_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

河口附近でももちろんこれらの式はなりたつ。 h_1, h_2, u_1, u_2 が一定の場合はこれらの式が満足されるが, 河口では川中の急激な変化が存在するために h_1, h_2, u_1, u_2 等はいずれも同じく急激に変化するはずであり, したがって $\frac{\partial u_1}{\partial x}, \frac{\partial u_2}{\partial x}, \frac{\partial h_1}{\partial x}, \frac{\partial h_2}{\partial x}$ は0ではありえない。故に(7)~(10)式を同時に満足するその他の自明の解はこれら微係数の係数からなる行列式を0として導かれる²⁾。すなわち

$$\begin{vmatrix} u_1 & 0 & g & g \\ 0 & u_2 & \gamma g & g \\ h_1 & 0 & u_1 & 0 \\ 0 & h_2 & 0 & u_2 \end{vmatrix} = 0 \quad (11)$$

これから

$$F_2^2(F_1^2 - 1) = F_1^2 - (1 - \gamma) \quad (12)$$

$$\text{ただし } F_1^2 = u_1^2/gh_1, F_2^2 = u_2^2/gh_2$$

をうる³⁾。この関係は河口の水利条件となる。ただし通常 $F_1^2 \ll 1$ であり, また u_2^2 がきわめて小さいことを考慮すれば(12)式は近似的に

$$F_1^2 \div 1 \quad \text{ただし } F_1^2 = u_1^2/(1 - \gamma)gh_1 \quad (13)$$

がなりたつ^{2), 3)}。 F_1 は内部フルード数と呼ばれるが河口では内部フルード数がほぼ1に保たれるように流れが制御される。

この式を利用すれば塩水くさびの存在可能な限界流量が求められる^{9), 5)}。くさびの先端が河口にある状態を考えればよいのであるから、

$$\frac{q_0^2/A^2}{(1-\gamma)gH} = 1 \quad (14)$$

ただし、 q_0 は限界淡水流量、 A, H は河口断面積と同じく水深を表わす。

2-3. 塩水くさびの形状

定常流で (1) 式から (2) 式をひいて得る式に $u_2 \div 0$ を入れると

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + (1-\gamma)g \frac{\partial h_1}{\partial x} + \left(\frac{1}{\rho_1 h_1} + \frac{1}{\rho_2 h_2} \right) \tau = 0 \quad (15)$$

をうる。連続の式 (3) 式を代入して積分すれば

$$\frac{h_1}{h_0} \left[\frac{1}{5F_{t0}^2} \left(\frac{h_1}{h_0} \right)^4 - \frac{1}{4F_{t0}^2} \left(\frac{h_1}{h_0} \right)^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{h_1}{h_0} \right) + 1 \right] + 3F_{t0}^{2/3} \left[\frac{1}{10} F_{t0}^{2/3} - \frac{1}{4} \right] = \frac{\bar{k}}{h_0} x \quad (16)$$

をうる^{9), 7)}。これはくさびの形状を表わす式である。ここに h_0 は全水深で一様とし、 F_{t0} はくさびの先端における F_t を表わす。また $\bar{k}$ は平均の抵抗係数を表わす。くさびの全長を L とすると、(16) 式で $x=L, h=h_0$ とすることにより L を表わす式

$$L = \frac{1}{4\bar{k}} h_0 \left(\frac{1}{5F_{t0}^2} - 2 + 3F_{t0}^{2/3} - \frac{6}{5} F_{t0}^{4/3} \right) \quad (17)$$

をうる⁹⁾。

2-4. 2層間抵抗係数

2層間の抵抗係数 k は (5) 式で定義されるものである。 k の代りに f_t または C_t で表わされることがあるが、それらの関係は次式で与えられる⁹⁾。

$$k = \frac{f_t}{8} = \frac{g}{4C_t^2} \quad (18)$$

塩水くさびの状態が判っていると k を算出することができる⁹⁾。

$$k = \frac{-\left\{ 1 - \frac{u_1^2}{(1-\gamma)gh_1} \right\}}{\frac{u_1^2}{h_0} \frac{dh_1}{dx}} \quad (19)$$

あるいはくさび全長の長さ L とくさび先端の内部フルード数 F_{t0} が判っていれば、(17) 式から逆に平均の抵抗係数 $\bar{k}$ を求めることもできる⁹⁾。

$$\bar{k} = \frac{2h_0}{L} \left(\frac{1}{5F_{t0}^2} - 2 + 3F_{t0}^{2/3} - \frac{6}{5} F_{t0}^{4/3} \right) \quad (20)$$

実際の河川では例えば石狩川では $k=10^{-3} \sim 10^{-4}$ の程度がえられている。ついでに2層間の shear τ は信濃川、北上川で $1 \sim 6 \text{ dyne/cm}^2$ 、石狩川で $0.2 \sim 1.0 \text{ dyne/cm}^2$ 等の値が求められている。

抵抗係数 k が判ると2層境界面こう配 I_t や水面こう配 I_s が定まってくるが、定常状態の方程式から k を消去すれば近似的に

$$I_s = -(1-\gamma)I_t \quad (21)$$

を求めることもできる⁹⁾。

2-5. 内部波と2層の安定性

(1)~(4) の方程式で τ を無視して u_1, u_2, h_1, h_2 等の周期的変動に対する解を求めると、内部波の伝播速度 c_i がつぎのように求められる^{9), 7), 9), 10)}。

$$c_t = \frac{u_1 \tanh \sigma h_2 + u_2 \tanh \sigma h_1}{\tanh \sigma h_2 + \tanh \sigma h_1} \pm \sqrt{\frac{(1-\gamma)g}{\sigma} \frac{\tanh \sigma h_1 \tanh \sigma h_2}{\tanh \sigma h_1 + \tanh \sigma h_2} - \frac{(u_2 - u_1)^2 \tanh \sigma h_1 \tanh \sigma h_2}{(\tanh \sigma h_1 + \tanh \sigma h_2)^2}} \quad (22)$$

ここに $\sigma = 2\pi/L_t$ であって L_t は内部波の波長である。もし L_t がかなり大きくて長波の性質を持つときは(22)式は次の形に簡単化することができる。

$$c_t = \frac{u_1 h_2 + u_2 h_1}{h_1 + h_2} \pm \sqrt{(1-\gamma)g \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2} - \frac{(u_2 - u_1)^2 h_1 h_2}{(h_1 + h_2)^2}} \quad (23)$$

±はそれぞれ川の上流に向かうとき、下流に向かうときに対応する。極端な場合として $h_2 \gg h_1$ で $u_2 \div 0$ とすれば

$$c_t \div u_1 \pm \sqrt{(1-\gamma)g h_1} \quad (24)$$

で表わすことができる²⁾。内部波の他にももちろん淡水表面の水位変動、すなわち外部波が現われるが、その伝播速度は長波の場合

$$c_e = \frac{u_1 h_1 + u_2 h_2}{h_1 + h_2} \pm \sqrt{g(h_1 + h_2)} \quad (25)$$

で与えられる。通常第1項は第2項に較べて僅少である場合が多いので

$$c_e \div \pm \sqrt{g h_0} \quad (h_0 = h_1 + h_2) \quad (26)$$

としてよい。

内部波が発生するとそれに伴って(25)式の外部波とは異なる水面の微小変化が現われるがそれは内部波と同じ伝播速度で進行する。しかしその振幅が外部波の振幅に較べて微小な場合が多く通常の観測ではほとんど認めることはできない。

表面水位の変動の伝播は、例えば河口の潮位変化が川の上流に伝わる場合などでは速度は外部波の進行速度と一致するのは当然であるが、それに伴って生ずる表面淡水の流速の変動は主として内部波に支配され、内部波の伝播速度で上流に及んでいく¹¹⁾。外部波の速度は内部波の速度に較べて非常に速いのが普通であるから、上流での表面流速の変動は水位の変動に較べて位相がかなりおくれるのが通常である。

(22)および(23)式の右辺の平方根の内部が負になると内部波はもう波形を保つことが不可能となり^{7), 12)}、波頂はくずれて塩水が上層の淡水中に混入するようになり次第に2層境界面は不明瞭になる。

内部波の振幅があまり大きくなる場合にも同様の現象が現われる。したがって潮差の大きい海に面して河口を持つ川では2層が保たれなくなり緩混合型、強混合型の密度流に型式が移行するのである¹³⁾。さて上述のように(22)および(23)式の平方根の内部が負になることは境界が不安定になる条件であるからこれを求めると、

$$\frac{|u_2 - u_1|}{\sqrt{(1-\gamma)g h_2 (L_t/\pi h_2)}} \geq \left\{ \frac{1}{2} (\tanh \sigma h_2 + \tanh \sigma h_1) \right\}^{1/2} \quad (27)$$

である。とくに波長が短かくて $\sigma(h_1 + h_2) \geq 2$ のときは

$$\frac{|u_2 - u_1|}{\sqrt{(1-\gamma)g h_2 (L_t/\pi h_2)}} \geq 1 \quad (28)$$

また波長が十分長いときは

$$\frac{|u_2 - u_1|}{\sqrt{(1-\gamma)g (h_1 + h_2)}} \geq 1 \quad (29)$$

となる。

実際の河川では粘性の影響はほとんど現われないが、模型実験ではしばしば2層の安定性には内部フルード数の他にレイノルズ数が関係してくる。内部フルード数とレイノルズ数とを組み合わせで作られた新しい無次元量 θ について

$$\theta = \frac{(v_2 \varepsilon g)^{1/3}}{|u_2 - u_1|} \quad (30)$$

とすると¹⁴⁾、次のような条件のときに2層境界面が不安定となって混合が発達することが認められている^{14), 15), 16)}。

$$\left. \begin{aligned} \theta < 0.178 & \quad R_e > 450 \text{ のとき} \\ \theta < \frac{1}{\sqrt[3]{R_e}} & \quad R_e < 450 \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

ただし $R_e = |u_2 - u_1| h_2 / \nu_2$
 ν_2 : 海水の動粘性係数。

模型実験では上層への塩分の混入速度について次式のような実験式がある¹⁴⁾。

$$U_m = K(U - 1.15 U_e) \quad (32)$$

U_m は塩水の上層への混入速度、 U は2層の相対速度、 U_e は混合の始まるときの2層相対速度で、 K は実験室の値として 3.5×10^{-4} が得られている。ただし、実際の河川では K に相当する量を逆算すると、はるかに小さくて1/20程度であり、流量や距離によって変化することがたしかめられている^{4), 5)}。

一度混合した後はつぎのリチャードソン数 R_i の大きさによって再び安定に戻ることもあればさらに乱れを発生せしめて混合を促す場合もある^{17), 18)}。

$$R_i = \frac{g \left| \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|}{\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \quad (33)$$

において、

$$\left. \begin{aligned} R_i > 1: \text{乱れは発達しない} \\ R_i < 1: \text{乱れが発達する} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

リチャードソン数の物理的意味は混合によって生ずるポテンシャルエネルギーの変化の割合と、渦動粘性によって運動エネルギーが失われていく割合との比である。

2-6. 河口流出

河口を出た淡水流の拡がり方はしばしば密度差を無視して平面噴流の理論から取り扱われている^{19), 20), 21)}。その表面流の拡がり方を与える外縁形状は放物線であるとの議論がある²⁰⁾。

密度流の場合にも淡水流量が増加していくと、放物線の形状に近いものがよく観察されているが、流量があまり多くない場合は密度流の傾向をはっきりと表わし、淡水は密度差に基づいて塩水の上に乗って四方に拡がるようになる。そのひろがり方について双曲線をなすという理論結果がある²²⁾。

$$y^2 - x^2 = \frac{B_0^2}{4} \quad (35)$$

y は河口中心から左右海岸線に平行に測った距離であり、 B_0 は河口幅である。また実測的にはさらに拡がり方が大きい指数関数的な結果も得られている²³⁾。

$$l = l_0 e^{kx} \quad (36)$$

l は表面流の流線の中であり、 l_0 は河口における l を表わす。 k は流量が大きいと小さくなっていく量である。

2-7. 二層流の現地測定

塩水くさびの現地の観測は従来塩分計を用いて行なわれその調査は長い時間と労力を要するものであるが、最近超音波を用いた音響測深機の感度を高めることにより、2層の境界面が河床の地形と全く同様に明瞭にチャート上に描かれることが見出された^{24), 25), 26)}。これを用いれば、塩水くさびの形状や、2層の境界面での混合の状況などを極めて短時間のうちに記録することができる。河口密度流研究上きわめて有力な武器になっているのでここに附記する。

3. 混合型密度流

混合型密度流の系統だった理論的研究は現在まだ不十分のようであるので、ここでは従来この問題に関して現

われた 2, 3 の手法について述べることにする。

3-1. 直接計算による方法

強混合型の密度流で川の断面積や平均流速あるいは塩分の連続測定が可能である場合にはつぎの式を用いて淡水の流量を計算することができる²⁷⁾。

$$Q_f = AV \frac{S - S_s}{S_f - S_s} \quad (37)$$

ここに Q_f は淡水の流量, A は河川の断面積, V はその平均流速, S は求める地点の塩分濃度, S_f, S_s は供給される淡水中の塩分濃度と海水中の塩分濃度を表わしている。

つぎに上流からはいり込む淡水流量 (潮汐の 1 周期の間にはいる量) とか河道の地形あるいは潮位が測定可能である場合に任意の地点の淡水の濃度を求めたい時には次式によればよい²⁸⁾。

$$Q_n = \frac{R}{r_n} \quad (38)$$

ここに $r_n = P_n/(P_n + V_n)$ (強混合), $r_n = \{P_n/(P_n + V_n)\} (H/H_1)$ (緩混合),

河口から潮位変化の認められなくなる上流までの距離を, 各区間の間隔が潮汐により水分子が移動する水平振幅に等しく取り上端の区間から 0, 1, 2...と河口に向かって番号をつけたとき第 n 番目の区間中の干潮時の水量を V_n , 満潮時の水量を $V_n + P_n$ とするとその区間の淡水量は (38) 式で与えられるのである。これは河道をこのようにプリズムに分けて考えるとところからタイダルプリズムの方法と呼ばれている。

3-2. 拡散を考慮した理論的方法

3-1 の直接計算による方法を理論的に取り扱い, 塩分拡散の方程式

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial S}{\partial x} \right) \quad (39)$$

ここに, S は塩分, A は拡散係数

を用い, さらに A として

$$A = 2B\xi_0^2 wx^2/H^2 \quad (40)$$

ここに B : 常数, ξ_0 : 潮差半振幅, w : 潮汐角周波数, H : 水深

と仮定して塩分分布の式をたてることができる。 x は淡水の流れ込む上流端を $x = 0$ とし, 海水に接する末端を $x = L$ とすれば, A の代りに無次元化されたフラッシング数 F

$$F = aH^2/2B\xi_0^2 wL \quad (41)$$

ここに a : 断面平均流速

を用いることによって

$$\frac{S}{S_0} = e^{F'(1-\lambda/L)} \quad (42)$$

をうる。 S_0 は海水の塩分, λ は $\lambda = x/L$ を表わす²⁹⁾。

全く同様の考えであるがやや厳密な取り扱いをすることによって

$$\frac{S}{S_0} = \frac{e^{F'/\lambda} - 1}{e^{F'} - 1} \quad (43)$$

とすることもできる³⁰⁾。 $F' = 2TVL/\kappa\xi_0^2$ は新しいフラッシング数に相当し, T は潮汐周期, V は平均流速, κ は常数, ξ_0 は潮差を表わしている。

参 考 文 献

- 1) 水理公式集: 昭和38年増補改定版, 土木学会編 p. 566.
- 2) 柏村正和: 河口における二重水層 (2), 一河口二重水層の力学的特性に関する研究, 北大工学部研究報告 Vol. 28, 昭37.

- 3) Stommel, H. and H.G. Farmer: Abrupt change in width in two-layer open channel flow, Jour. Mar. Res., Vol. 11, No. 2, 1952.
- 4) 大坪喜久太郎, 岸 力: 河口における海水の侵入, 技術資料15号, 昭34.
- 5) 大坪喜久太郎, 福島久雄: Density currents in a river mouth with a small tidal range, IAHR, 8th Congr., 1959, および北大工学部紀要 Vol.11, No.1, 昭35.
- 6) Schijf, J.B. and J.C. Schönfeld: Theoretical considerations on the motion of salt and fresh water, Proc. Minn. Intern. Hydr. Conv. IAHR, 1953.
- 7) Harleman, D.R.F.: Stratified flow, Sect. 26 in "Handbook of fluid dynamics", edited by V.L. Streeter, 1st ed. McGraw-Hill, 1961, pp. 26-1~26-21.
- 8) 浜田徳一, 堀口孝男: 塩水くさびの性質について, 第7回海岸工学講演会講演集, 昭35.
- 9) Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th ed. Dover, 1932, p. 370.
- 10) Long, R.R.: Some aspects of the flow of stratified fluids, Tellus, Vol. 6, No. 2, 1954.
- 11) 柏村正和: Variation of surface-velocity in a tidal river, Jour. Oceanogr. Soc., Japan, Vol. 19, No. 1, Mar., 1963.
- 12) Taylor, G.I.: Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluid, Proc. Roy. Soc., A132, 1931.
- 13) Stommel, H.: The role of density currents in estuaries, Proc. Minn. Intern. Hydr. Conv., IAHR, 1953.
- 14) Keulegan, G.H.: Interfacial instability and mixing in stratified flows, Jour. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 43, 1949.
- 15) Ippen, A.T. and D.R.F. Harleman: Steady state characteristics of subsurface flow, Cir. 521, NBS, 1952.
- 16) Lofquist, K.: Flow and stress near an interface between stratified liquids, Phys. Fluids, Vol. 3, No. 2, 1960.
- 17) Richardson, L.F.: The supply of energy from and to atmospheric eddies, Proc. Roy. Soc., A97, 1920.
- 18) Goldstein, S.: On the stability of superposed streams of fluids of different densities, Proc. Roy. Soc., A132, 1931.
- 19) Schlichting, H.: Boundary layer theory, Pergamon Press, 1955, p. 483.
- 20) Bates, C.C. and J.C. Freeman, Jr.: Inter-relations between jet behavior and hydraulic processes observed at deltaic mouths and tidal inlets, Proc. 3rd Conf. on Coast. Eng., 1952.
- 21) Albertson, M.L., Y.B. Dai, R.A. Jensen and H. Rouse: Diffusion of submerged jets, Proc. ASCE, Pap. No. 2409, 1948.
- 22) 高野健三: On the salinity and the velocity distributions off the mouth of a river, Jour. Oceanogr. Soc., Japan, Vol. 10, No. 3, 1954.
- 23) 福島久雄, 柏村正和, 八鍬 功, 高橋 将: 石狩川の河口構造, 第8回海岸工学講演会講演集, 昭36.
- 24) 福島, 柏村, 八鍬, 高橋: 超音波による河口二重水層の研究, 第8回水理講演会講演集, 昭38.
- 25) 福島, 柏村, 八鍬, 高橋: 石狩川河口について, 第11回海岸工学講演会講演集, 昭39.
- 26) 福島, 柏村, 八鍬, 高橋: A study on the salt water wedge at a river mouth by the ultrasonic method, Coast. Engr. in Japan, Vol. 7, 1964.
- 27) Todd, D.K. and L.K. Lau: On the estimating streamflow into a tidal estuary, Trans. A.G.U., Vol. 37, No. 4, 1956.
- 28) Ketchum, B.H.: The exchange of fresh and salt waters in tidal estuaries, Jour. Mar. Res., Vol. 10, No.1, 1951.

- 29) Arons, A.B. and H. Stommel: A mixing theory of tidal flushing, Trans. A. G. U., Vol. 32, No. 3, 1951.
- 30) 室田 明: Some hydraulic studies on estuaries, 大阪大学工学研究報告, Vol. 5, No. 175, 昭30.