

九州大学工学部 正 員 格 東一郎
 “ “ 洪 村 実
 “ 大学院 学生員 古 本 勝弘

まづ塩水楔の境界面における抵抗係数は、楔の長さがそれにほぼ逆比例するため、塩分侵入限界の計算に支配的な役割をもっている。従つてかなり多くの実験的、解析的研究が行なわれて水理條件に基づく体系化が試みられているが現在なお疑問の点が少ない。例えば推貝は境界面抵抗は内部波の発生による造波抵抗が支配的であるとして半理論的実験式を提案し、最近 Keulegan は Estuary and Coastline Hydrodynamics の1章 The mechanics of arrested saline wedge に於て特に下層の運動に注目して解析した結果、層流状態の境界面摩擦抵抗と下層塩水の逆流による乱流状態の底面摩擦が支配的であるとし とくに Reynolds 数が大きくなると後者の影響が卓越すると述べているなど抵抗係数に関する解釈はかなり混乱した状態にある。このことは抵抗係数に因する物理的要因が多様であり、その一面を捕捉、強調されていることに起因すると考えられるので、我々の実施した塩水楔実験について、諸抵抗をその要因によつて分離することを試みた。また大野川の塩分侵入は緩混合型であるが、引き潮時にはかなり明瞭な塩水楔状を呈するので、その資料について若干の考察を加え、室内実験では cover 出来ない高 Reynolds 数の領域をうめることにする。

[1] 基礎式

図-1のように幅Bの水路に深さ h_2 の塩水が侵入しているときの流れの基礎式は、慣用されている記号を用いて

$$\text{上 層} \quad \frac{\alpha}{2g} \frac{dU^2}{dx} = -\frac{dH}{dx} - 2 \frac{\tau_w}{\rho g B} - \frac{\tau_i}{\rho g h_1} \quad (1)$$

$$\text{下 層} \quad \frac{\beta}{h_2} \frac{d}{dx} \left(\frac{u_i^2 h_2}{g} \right) = -\frac{dH}{dx} + \epsilon \frac{dh_1}{dx} + \frac{\tau_i}{\rho g h_2} + \frac{\tau_b}{\rho g h_2} \quad (2)$$

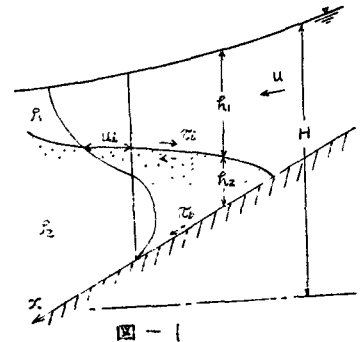


図-1

である。ここに τ_i , τ_b , τ_w はそれぞれ境界面、底面、及び

側壁の摩擦抵抗、 u_i は境界面における流速、 $-dH/dx$ は水面勾配、 $\epsilon = \frac{\Delta \rho}{\rho}$ である。

塩水楔の実験から τ_i 及び τ_b を求めるためには、Keulegan が試みているように、 τ_w を適当に推定し、(1) 式より τ_i 、(2) 式より τ_b を逆算すればよいが水面勾配 $-dH/dx$ がきわめて小さく ($10^{-4} \sim 10^{-5}$) 精度のよい算定は望めない。従つて以下では τ_i 及び τ_b を

$$\tau_i/\rho = f_i u_i^2 \quad \tau_b/\rho = f_b u_b^2$$

で定義し $-dH/dx$ を消去した次式

$$\left(1 + \frac{h_1}{h_2}\right) \frac{\tau_i/\rho}{u_i^2} + \frac{\tau_b/\rho}{u_b^2} = F' \equiv -\frac{2g h_2}{u_i^2} \left[\left(1 - \alpha \frac{dh_1}{dx}\right) \frac{dh_1}{dx} - \frac{\beta}{h_2} \frac{d}{dx} \left(\frac{u_i^2 h_2}{g} \right) - \lambda' \frac{u_i^4}{2g B} \right] \quad (3)$$

を用いることにする。

(2) 層流における境界面及び底面の抵抗

2層流における流速分布をmodel的に示すと図-2のようであつて、上層部の厚さ δ なる境界層、及び下層部水層の流速分布を簡単に境界条件を満足する2次式で仮定する。

$$\frac{u_1}{U_i} = \lambda + 2(1-\lambda)\eta_1 - (1-\lambda)\eta_1^2$$

$$\frac{u_2}{U_i} = \lambda(1 - 4\eta_2 + 3\eta_2^2)$$

$$\text{ここに } \lambda = U_i/\bar{U} \quad \eta_1 = y/\delta, \quad \eta_2 = y/h_2$$

なおこの流速分布では速度のzero点は $\frac{2}{3}h_2$ の位置に、逆流流速の最大値は $\frac{U_{i,max}}{U_i} = \frac{1}{3}$ 、その位置は $\frac{1}{3}h_2$ の位置にあるが、これらは実験の結果とほぼ一致している。

この速度分布より層流を仮定して τ_i を求めると

$$\tau_i/\rho = 4\left(\frac{\nu}{U_i h_2}\right)U_i^2 \quad \tau_b/\rho = 2\left(\frac{\nu}{U_i h_2}\right)U_i^2$$

となり

$$\left(1 + \frac{h_2}{h_1}\right)\frac{\tau_i/\rho}{U_i^2} + \frac{\tau_b/\rho}{U_i^2} = F' = (6 + 4\frac{h_2}{h_1})\left(\frac{U_i h_2}{\nu}\right)^{-1} \quad (4)$$

となる。なお流速の補正係数 α, β の値は、 α は実用上1.0とみなされ、 $\beta = \frac{\int u^2 dA}{U_i^2 A}$ は上の速度分布を用いて $\beta = 0.133$ となる。また最大逆流流速点以下の流れについて層流から乱流に遷移する限界Reynolds数を $\frac{(\frac{2}{3}U_{i,max})\frac{1}{3}h_2}{\nu} = 580$ とすると、この値に対応する $\frac{U_i h_2}{\nu} = 7.85 \times 10^3$ となる。従つてこの実験における下層流はすべて層流の範囲にあるものと思われる。

楔の形状測定、境界流速 U_i の測定結果、及び側壁の抵抗係数 λ' とReynolds数 $\frac{U_i B}{\nu}$ との実験曲線とかう(3)式の F' を計算してReynolds数 $\frac{U_i h_2}{\nu}$ に対してプロットしたものが図-3である。図には $h_2/h_1 = 0, 0.5, 1.0$ のときの理論値も記されている。つぎに境界面の抵抗のみを取出すために(3)式における $\frac{\tau_b/\rho}{U_i^2}$ として理論値を代入して、境界抵抗 $\frac{\tau_i/\rho}{U_i^2}$ を逆算し、層流としての摩擦抵抗 $\frac{\tau_{i,p}/\rho}{U_i^2} = 4\left(\frac{U_i h_2}{\nu}\right)^{-1}$ との比をKeuleganが提案した境界面の不安定parameter $U' = \left(\frac{U_i h_2}{\nu}\right) \left(\frac{U_i^2}{\tau_{i,p}/\rho}\right)$ で整理したものが

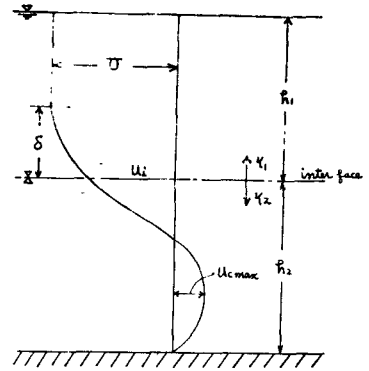


図-2

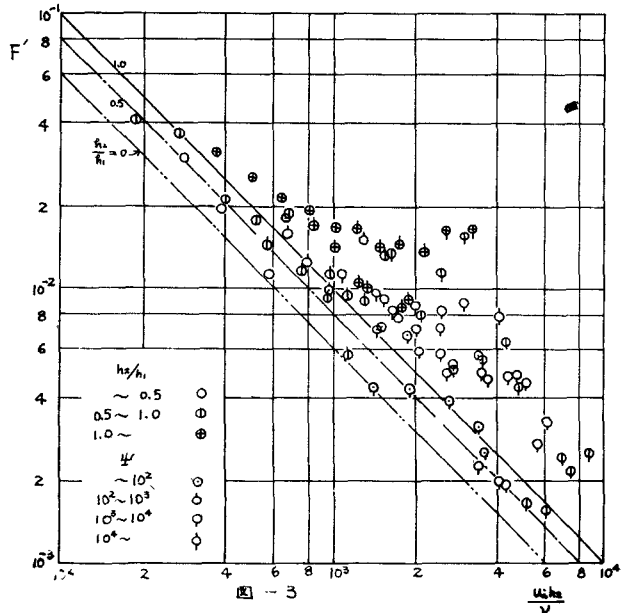


図-3

図 - 4

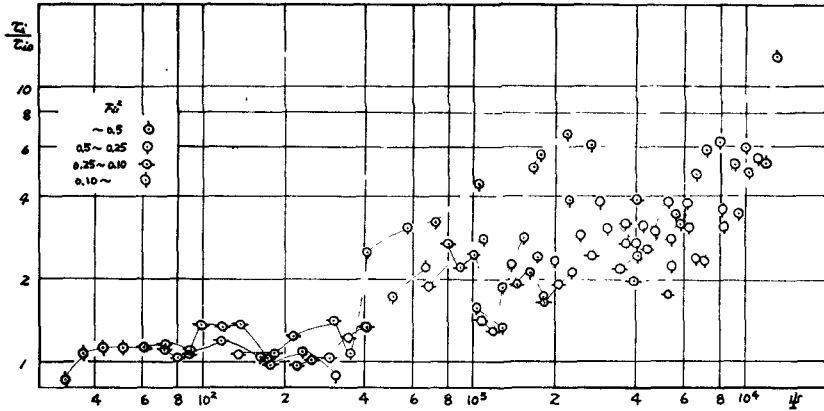


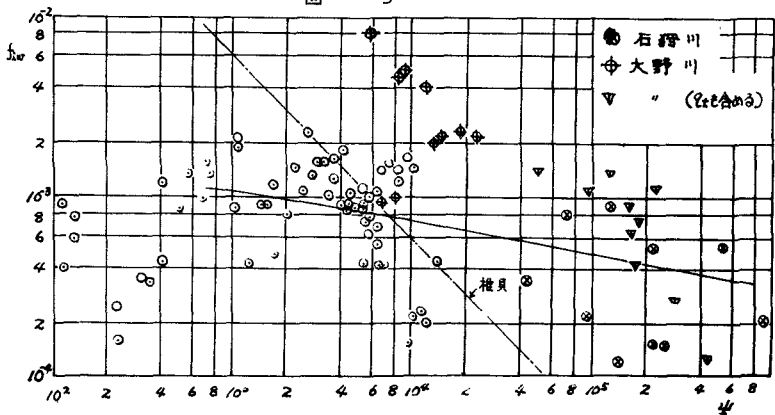
図-4である。これらの図から

- (1) y が 400 附近以下では τ_c/σ_0 はほぼ等しい。すなわち境界面は純粋な摩擦抵抗のみが作用している。
- (2) Kenulegan によると内部波の碎波による下層塩分のまき上げ開始時の y_c は 370 程度であるが、この値は τ_c/σ_0 の値が増加し始める境界とほぼ一致している。
- (3) y がほぼ 400 を越えれば τ_c/σ_0 の値は y と共に増大する。これは y の発達と共に内部波が発生、発達し、これとともに造波抵抗が増大し、さらに内部波の碎波による上下両層間の混合現象に基づき、かけ上の摩擦抵抗が附加されるためと思われる。一つの例についての τ_c/σ_0 の値は河口附近が最大で上流に行くに従って相対的に減少する。

[3] 造波抵抗

成層密度流から混合型密度流に移行する過程で境界面に内部波が発生する。塩水楔の場合、境界面附近の密度勾配が大きいため内部波の発生によるエネルギー散逸は境界面附近に集中すると思われる。

図 - 5



内部波の造波抵抗を $\alpha \rho g = \frac{1}{2} \rho U^2$ で定義し下から層流粘性による境界面及び底面の摩擦抵抗を除いた値をなめる

$$f_{iw} = \frac{1}{(1 + \frac{g}{g_c})} \left(\frac{U}{c} \right)^2 \left[F' - (6 + 4 \frac{g}{g_c}) \left(\frac{U}{c} \right)^{-1} \right] \quad (5)$$

を基についてまとめたものが図-5である。この図には大坪他によって測定された石狩川のデータから計算した抵抗係数及び大野川における測定結果(後述)も記してある。点のばらつきは著しいが内部波の造波抵抗 f_{iw} は $\alpha = 400 \sim 100'$ の範囲と平均的には $100 \sim 200$ の値から $100'$ の値をばらばらめとするやかに減少する傾向がみられる。点のばらつきの原因は境界面に内部波が荒生するため平均的な模の形状を知ることが困難であるという実験的な制約に加えて(5)式において境界面及び底面の全抵抗を考慮した下の値と層流粘性のみの抵抗による $(6 + 4 \frac{g}{g_c}) (\frac{U}{c})^{-1}$ の値がほぼ同じオーダーであることによる。

[4] 塩水楔としての大野川の塩分侵入。

大野川では別にのべたように、下げ潮時には顕著な躍層が形成され、特に躍層の位置と幅が速度勾配の大きい位置、幅とほぼ一致して、躍層下流流速は上流流速にくらべてかなり小さく、才1近似としては無視出来る程度である。従って河川流量 Q_0 と下げ潮平均流量 $\frac{2}{\pi} |Q_1|$ に係数をつけた $\frac{2}{\pi} \alpha |Q_1|$ が躍層上部を流れ下層水はほぼ静止しているものとする。ただし上層水は淡水ではなく ε が若干減少するものとして1潮汐について平均した躍層勾配を $\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial x}$ とすると、塩水楔の式

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial x} = \frac{f_{iw} \frac{(Q_0 + \alpha \frac{2}{\pi} |Q_1|)^2}{\varepsilon g h_c A^2} (1 + \frac{g}{g_c})}{1 - \frac{(Q_0 + \alpha \frac{2}{\pi} |Q_1|)^2}{\varepsilon g h_c A^2}}$$

が近似的に成立するであろう。躍層曲線として 1×10^4 ppm の等濃度曲線を用い、 $\alpha = 1.0$ 、 $\varepsilon = 0.016$ として $\bar{\sigma} \sim x$ 曲線より α を逆算した結果を図-5にプロットしてある。なお換軸の σ も Q_0 ではなく $(Q_0 + \alpha \frac{2}{\pi} |Q_1|)$ を用いている。オーダーとして同程度であること、河口附近で限界条件 $1 = \frac{(Q_0 + \alpha \frac{2}{\pi} |Q_1|)^2}{\varepsilon g h_c A^2}$ をかなり満足することなどかなり尤もらしい結果が得られる。

しかしながらあまりにも単純化しすぎたモデルであり、検討、修正の必要があることは言うまでもない。