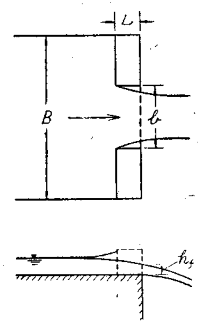
(4—5) 絞られた水通し巾をもつ段落水流の実験

正員 東北大学工学部 岩 崎 敏 夫

図—1 のように水通し巾 b が，接近水路の巾 B よりも小さい段落水流の場合に，堰の長さ L，落水点の水深 h_f，流速 V_f，河床粗度 k，水の密度 ρ，単位重量 ω，水路の底勾配 i としたときに，これらの変数の間に π 定理を適用すると，流量係数 $C=\dfrac{V_f}{\sqrt{2gh_f}}$ は次の関係

図—1



$$C=\varphi\left(\frac{b}{B},\ \frac{h_f}{b},\ \frac{L}{b},\ \frac{h_f}{k},\ i\right)\cdots\cdots(1)$$

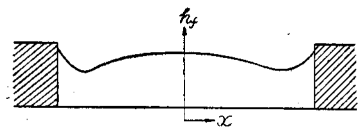
できだまる。2次元流れのときは，

$$C=\varphi_1\left(\frac{h_f}{k},\ i\right)\cdots\cdots(2)$$

であつて，このときは C は i にはほとんど影響をうけないが，$\dfrac{h_f}{k}$ にはやや影響されることはすでにのべたところであるが，粗度係数 $n=0.011$ 場合の $C=1.150$ として差支えない（ただしこの n は実験水路 $h\doteqdot 10$ cm 程度の場合であるから，自然河川の場合の相対粗度は大体同じような状態であると考えられる)。

そこで2次元流れのときの $C=C_0(=\text{const})$ とすると，**図—1** の場合の C との比 C/C_0 はやはり式（1）の形であるから，今回は一応 h_f/k，i の影響は微弱なものと仮定して，C/C_0 に対する b/B，h_f/b，L/b の影響について実験的にしらべた。その結果現在二，三の結果がえられているが，なお補足実験を行つているので，詳細については講演時に発表する。なお**図—2** は落水点における横断面形である。

図—2



本実験は昭和 28 年度文部省綜合科学研究費による研究の一部であつて，東京大学本間仁教授，東北大学鷲尾蟄龍教授の御指導のもとに東北大学学生，遠藤泰志，高橋彦人両君および江間昭君と共同して実験を行つた結果である。ここに記して厚く感謝の意を表する次第である。

(4—6) 2次元矩形粗度の流体抵抗について

准員 山口大学工学部 椿 東 一 郎

2次元粗度の最も基礎的な場合である人工矩形粗度については，J. W. Johnson が多くの人びとの実験結果をまとめている。その結果は桟の巾を t，ピッチ s，桟の高さを k とすると，相当粗度の無次元表示 k_s/k は s/k，t/k の函数となり，k_s/k は s/k とともに大きくなり $s/k=10-18$ で極大値をへて減少してゆくことを示している。

著者は底面における平衡の条件と矩形桟によつて作られる後流の性質とを考慮して，底面附近の流れの模様や桟に働らく力等を推定して上述のいちじるしい特性を説明しようと試みた。

まず底面附近では粗度に起因する流れ及び乱れの場を生じているが，少しく壁面から離れるとその影響はきえて，流れの大半部においては滑らかな管と同様に流速は対数分布をなす。従つて両層の境界の高さを αk，その高さの流速を u_0，摩擦速度を u_* とすると上層部の流れは

$$u/u_*=\frac{1}{K}\log\frac{z}{\alpha k}+\frac{u_0}{u_*}\cdots\cdots(1)$$

となり，相当粗度 k_s は次式で規定される。

$$\log_{10}\frac{k_s}{k}=\frac{1}{5.75}\left(8.5-\frac{u_0}{u_*}\right)+\log_{10}\alpha\cdots\cdots(2)$$

次に流れ全体の平衡条件からきめられる壁面の剪断応力 τ は桟の圧力抵抗，桟の巾 t における摩擦抵抗，及び底面 $s-t$ にそつて発達する境界層の摩擦抵抗よりなる。従つて圧力抵抗を支配する桟直前の流れの代表速度を

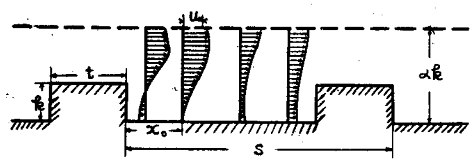
u_e，棧の巾及び底面の境界層外側の代表速度をそれぞれ u_0, u_b とすると抵抗係数 c_w を導入して，

$$u_0/u_* = \sqrt{1\Big/\left[\frac{1}{2}c_{w1}\left(\frac{u_e}{u_0}\right)^2\frac{k}{s}+\frac{1}{2}c_{w2}\frac{t}{s}+\frac{1}{2}c_{w3}\left(\frac{u_b}{u_0}\right)^2\left(1-\frac{t}{s}\right)\right]} \quad \cdots\cdots(3)$$

が得られる。

粗度附近の流れの基本的な性質は自由な流れのなかにおかれた2次元物体の後流を中心線で分割した半平面の流れと似かよつたものと考えられる。従つて逆流領域の長さ（x_0）等の補正を加えて，後流の発達の模様，速度分布を $\xi=x/c_{w1}k$ の函数として求め，（3）式の u_b/u_0，u_b/u_0 を $(s-t)/c_{w1}k$，$\xi_0=x_0/c_{w1}k$ の函数として推定することができる。抵抗係数 c_w や ξ_0 に今までの知識からわかつている合理的な値を代入し，さらに $\alpha=2.35$ とおくと計算の結果は測定結果の性質を大体において説明することができる。このことは現在の理論がきわめて粗雑であるもかかわらず，一つの棧の圧力抵抗は棧の有効間隔 $(s-t)/c_{w1}k$とともに大きくなり，一方圧力抵抗を起す棧の数はピッチ s/k が小さいほど多く，両者の合成作用として相当粗度の極大が起ることを示すもので，2次元粗度に関する上述の取扱いがほぼ妥当であることを裏づけるものと思われる。

図—1 底面の形と粗度附近の流れの模様



(4—7) 濁 流 の 理 論（第1報）

准員 大阪大学工学部 室 田 明

諸量の流水断面積についての平均値を用いて，浮砂等を含む流れの運動方程式，および連続方程式を導き，それについて二，三の考察を加えたものである。

連続方程式 純水に対して：$UA=Q_0$：const. Sediment に対して：$\alpha_1 Q_0 \dfrac{dM}{dx} \equiv Vf_E(M)$

ここに，U：平均流速，A：流水断面積，Q_0：流量，$Vf_E(M)$：実質的に流水中に entrain される浮砂量，

M：断面の平均浮砂濃度，$UMA=\alpha_1\int_A umdA$

運動方程式 流体密度，すなわち浮砂濃度の変化のほかに，拡散に要するエネルギー（浮砂を保持するために要する仕事量）を考える。これは断面の平均値として次式で与えられた。

$$\alpha_1 k\eta\rho_0 gUAM$$

ここに $k\fallingdotseq 0.2$ $\eta=\gamma-2$ （γ：浮砂比重）

運動方程式は

$$(\alpha_2+\alpha_3\eta M)\frac{d}{dx}\left(\frac{U^2}{2g}\right)+(1+\alpha_1\eta M)\frac{dh}{dx}\cos\theta+\eta\left(\alpha_3\frac{U^2}{2g}+\alpha_1 h\cos\theta\right)\frac{dM}{dx}+\alpha_4\eta\frac{dhM}{dx}=\sin\theta-\frac{U^2}{C_M{}^2R}$$

ここに

$$\alpha_2=\int_A\left(\frac{u}{U}\right)^3\frac{dA}{A} \qquad \alpha_3=\int_A\left(\frac{mu^3}{MU^3}\right)\frac{dA}{A} \qquad \alpha_4=\alpha_3 k$$

簡単のために，

$$\alpha_1\fallingdotseq 1,\ \alpha_2\fallingdotseq 1,\ \alpha_3\fallingdotseq 1,\ \alpha_4\fallingdotseq k,\ \cos\theta\fallingdotseq 1,\ \sin\theta\equiv I$$

とし，かつ M^2 の項を省略すると，

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{U^2}{2g}\right)+\frac{dh}{dx}-I+\frac{U^2}{C_M{}^2R}+\eta\left(\frac{U^2}{2g}+\beta h\right)\frac{dM}{dx}=0$$

ただし，$\beta\equiv 1+k$

矩形断面の場合

$$h_c{}^3\equiv q_0{}^2/g \quad h_0{}^3\equiv(q_0{}^2/C_0{}^2I)^2 \text{ とすると，}$$

$$\frac{dh}{dx}=I\frac{h^3-\left(\dfrac{C_0}{C_M}\right)^2h_0{}^3-(\beta h^3+0.5\,h_c{}^3)\dfrac{\eta\, hVf_E(M)}{Iq_0}}{h^3-h_c{}^3}$$

上の基本式に，二，三の考察を加える。
