

山口大学工学部 正員 斎藤 隆
西日本工業大学 正員 赤司 信義

越流水口の流量係数は従来より数多くの人々によつて、実験的に又理論的に検討され、各種の公式が提案されている。周知のように理論的研究の多くは流線の軌道を同心円とする仮定に基づいた二次元ポテンシャル流理論によるものであり、そうした解析によれば流量係数は過大に評価されることになる。特に越流水頭が設計水頭より大きいとき、その傾向は顕著であり、同心円流れとする解析法では十分流れを説明できない。本文はこうした観点から、堤頂付近の流線についての実験結果^{*)}を検討し、流線曲率分佈より流線勾配を実験式で表し、同心円流れの仮定をとりはずして誘導された速度分佈関数に代入して、精度よく標準型越流水口の流量係数を把握しようとしたものである。

越流水頭が大きいときの流れの概略を Fig. 1 に示した。底面に垂直な法線軸上 (y 軸) では流線勾配が異なるため遠心力作用方向は一定でなく、y 軸方向の遠心力成分は図中に示すように、水表面勾配 $\tan \phi_0$ に対して $V^2/r \cdot \cos \phi_0$ となる。今、y 軸上の流線勾配を曲率半径 r 、 $\tan \phi_y$ で表わすと、y 軸方向の力の釣り合いは次式となる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{V^2}{r_y} \cos \phi_y - g \cos \theta \quad \text{----- (1)}$$

上式にベルヌーイの定理より圧力項を消去すると次式が導かれる。

$$\frac{V^2}{r_y} \cos \phi_y + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad \text{----- (2)}$$

堤頂付近の流線についての実験結果^{*)}によれば、水表面曲率半径を r_0 、底面曲率半径を r_b とすると、y 軸上の曲率半径の分佈は (3) 式で示され、又流線勾配は (4) 式で示される。

$$\frac{r_0 - r_b}{r_s - r_b} = 0.71 \left(\frac{y}{h} \right)^2 + 0.29 \left(\frac{y}{h} \right) \quad \text{--- (3)} \quad \tan \phi_y = \tan \phi_0 \cdot \left(\frac{y}{h} \right) \quad \text{--- (4)}$$

この時、底面接線方向の速度分佈は上式 (2) 式に代入して導かれる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{V_s} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi_0 \cdot \eta^2}} \cdot \exp \left(2 \cdot \frac{h}{E_0} \cdot f_1 \cdot P_1 \right) \\ P_1 &= \frac{f_2}{2a} \ln \left| \frac{a + b + c}{a\eta^2 + b\eta + c} \right| + \frac{2af_3 - bf_2}{af_6} \cdot \tan^{-1} \frac{2af_6 \cdot (1 - \eta)}{f_6^2 + (2a + b)(2a\eta + b)} \\ &\quad + \frac{f_4}{2d} \ln \frac{z + d}{2 + d\eta^2} + \frac{f_5}{\sqrt{2d}} \cdot \tan^{-1} \frac{\sqrt{2d} \cdot (1 - \eta)}{z + d\eta} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (5)}$$

ここに、 $a = 0.71 \cdot (r_0 - r_b) / E_0$ 、 $b = 0.29 \cdot (r_0 - r_b) / E_0$ 、 $c = r_b / E_0$ 、 $d = \tan^2 \phi_0$
 $f_1 = 1 / \{ 2b^2d + (2a - cd)^2 \}$ 、 $f_2 = a - b$ 、 $f_3 = b^2d + a(2a - cd)$
 $f_4 = -bd^2$ 、 $f_5 = cd^2 - 2ad$ 、 $f_6 = \sqrt{4ac - b^2}$

又、 $\eta = y/h$ 、 E_0 は設計水頭であり、 Q は流量は上式を数値的に積分することによって求められる。 $Q/\sqrt{2gE_0^3} = V_s/\sqrt{2gE_0} \cdot h/E_0 \cdot \int_0^1 u/V_s d\eta$ ----- (6)

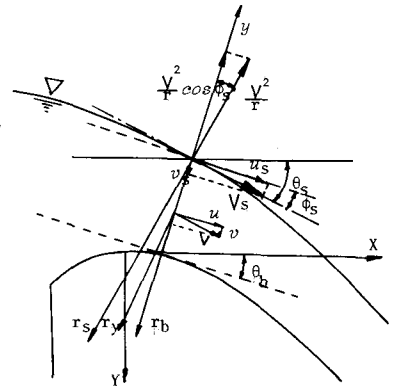


Fig. 1 Derivation of velocity profiles of overflow spillways

Notation: (Fig. 2, 3, 4, 5)

- : from Araki's experimental results
- : from fujimoto's experimental results
- △ : author's experimental results
- : (RANDOLF-CURVE)
- : (HARROLD-CURVE)

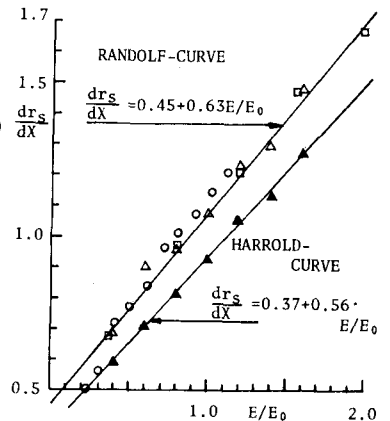


Fig. 2 Relation between dr_s/dX and E/E_0

流線についての実験結果^{*)}を導入して前述の流量係数式を適用するため、ダム頂での γ_0 , θ_0 をFig. 3, 5に、又ダム頂よりダム頂下流($X/E_0=0.2$)の区間での γ_0 , θ_0 の X 方向の変化を直線変化とみなしてその変化率をFig. 2, 4に示し、それぞれを実験式化した。なお、図中には水面形状に関する、荒木の実験結果(土木研究所報告No. 93, 1955)及び藤本の実験結果(土木研究所報告No. 128, 1966)を使用して算出した γ_0 , θ_0 等の値とも示した。両者ともラウンドルフ形状について実験を行ったもので著者のラウンドルフ形状に関する実験値と非常によく一致している。

標準型越流水口の底面曲率半径はダム頂で0となるため、直接形状より与えられる値を適用して解析計算を行うことはできない。著者の実験によれば、底面曲率半径は近似的に次式として与えられた。

$$\frac{\gamma_0}{E_0} = 2.47 \left(\frac{X}{E_0} \right)^2 - 0.27 \left(\frac{X}{E_0} \right) + 1.07 \quad \text{--- (7)}$$

ハロルド及びラウンドルフ形状について特に明確な差異は認められなかったことから、上式によって標準形状の底面曲率半径を近似して大差ないと考ええる。

こうした実験式を適用して

(6)式に代入することで、交互断面の位置及び流量係数を算出することになる。〔計算手順〕： γ_0 , θ_0 , γ_0 を(6)式に代入し、 Q が最大となる限界水深 h_0 及びその時の限界流量 Q_0 を場所的に求め、最小の限界流量を与える断面を交互断面として、又その断面の限界流量を与えられた越流水深での流量として決定する。図6はラウンドルフ、ハロルド両形状についての計算結果と他の流量係数規定式と共に示した。又図中のデータは前述の荒木、藤本の文献より転記したものである。流量係数計算形状とも大差なく藤本の規定式とよく一致している。交互断面は両形状ともダム頂として与えられた。流線となる曲率半径も流線勾配を精度よく定めることができれば、他の越流形状についても、本文に示した解析法で十分に流量係数を検討することができよう。

*) 昭和四年講義標準型越流水口近上流線について

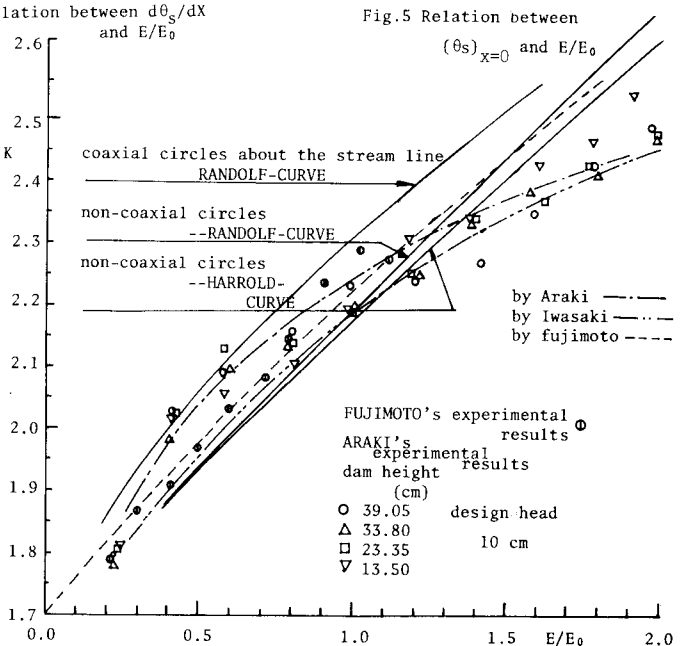
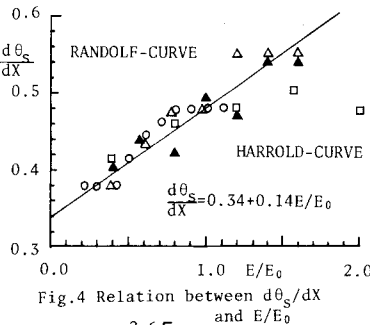
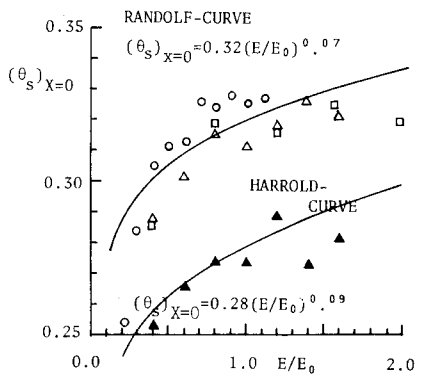
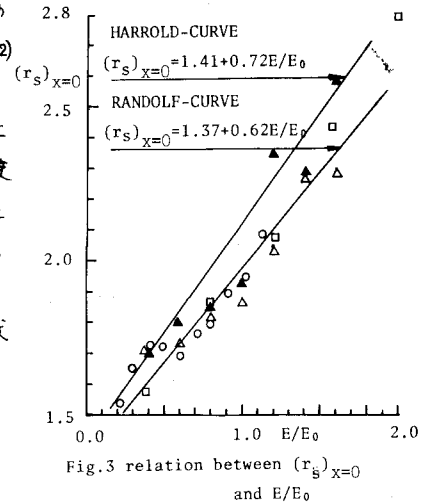


Fig. 6 Coefficient of discharge