

- 2) B.S. Barnes : Structure of Discharge Recession Curves, Trans. Am. Geophys. Union. Vol.20, pp.721-725, 1939.
- 3) R.K. Linsley and W.C. Ackermann : A Method of Predicting the Runoff from Rainfall, Trans. ASCE, Vol.107, pp.825-835, 1942.
- 4) R.E. Horton : The Role of Infiltration in the Hydrologic Cycle, Trans. Am. Geophys. Union, Vol.14, pp.446-460, 1933 ; and etc.
- 5) H.L. Cook : The Infiltration Approach to the Calculation of Surface Runoff, Trans. Am. Geophys. Union, Vol.27, pp.726-747, 1946.
- 6) 中安米蔵 : “雨量より洪水量の推定について” p.16, 昭和 25 年。R.K. Linsley, Jr., M.A. Kohler and J.L.H. Paulhus : “Applied Hydrology”, 1st ed., pp.445, McGraw, Hill, New York, 1949.
- 7) 石原藤次郎・上山惟康 : 単位図に関する研究, 石狩川本流洪水調査書, pp.37-38, 昭和 26 年。
- 8) 立神弘洋 : “洪水流出の新解析法”, p.46, 昭和 30 年。
- 9) 立神弘洋 : “木曾川洪水の水文学的研究”, 建設省中部地方建設局, 昭和 29 年。

(昭.30.7.22)

スリット管の水理に関する一考察

正 員 荒 木 正 夫*

SOME HYDRAULIC PROBLEMS OF SLIT CONDUITS

(JSCE March 1956)

Masao Araki, C.E. Member

Synopsis In order to relieve the defects of ordinary sand-drain conduits, sand-draining areas of which are restricted in the neighborhood of their entrance, we devised “the slit conduits”. The slit conduits are special conduits having narrow slits along conduit walls. Gravels and sands are sucked through these slits into the conduits, and discharged out of them. Hydraulics of these slit conduits are described in this paper, to clarify their functions.

要 旨 従来の排砂管による排砂域が入口付近に局限される欠点を改良するため、筆者等(村 幸雄・荒木正夫・加藤鉄義)はスリット管を考案した。ここにいるスリット管とは、管の一部に狭いスリットを切つた特殊な管水路であつて、このスリットを通して管内に転石・砂礫を吸引し管外に排出するものである。本論はこのようなスリット管の機能を解明するために、その理論について記述する。

1. 総 論

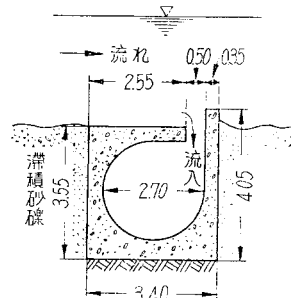
従来、排砂管により堆積土砂を十分に排出させるのははなはだ困難とされているが、これは管入口より少しく離れると接近流速が急速に落ちるため、排砂される区域は入口付近に局限され、遠くの砂礫を管入口まで運搬することができないからである。すなわち端的に表現するならば、従来の排砂法は点排砂と呼ぶことができよう。

筆者等はこの点排砂の欠点を改良するために、種々研究の結果、上部にスリットを切つた特殊な構造の管、すなわちスリット管を考案することができたが、このスリット管の着想点としては、スリット幅を適当に

設計することにより、管入口部まで管内に転石を流送するに足る相当大きな流速を保たせるとともに、転石・砂礫をこのスリットを通して管内に吸引し、管水路流れにのせて管外に排出するものである。このスリット管を前と対応する表現法を用いて呼べば、線排砂と称してさしつかえなく、例えば次のごとき場合には従来の排砂法に比して格段の進歩であると信じている。

(1) 流下土砂による貯水池の埋没を防止する目的等のために、ダム上流の適当な地点において河川を横断してスリット管を設置し、河川上流から流送される

図-1 排砂スリット管
(藤井川防災ダム)



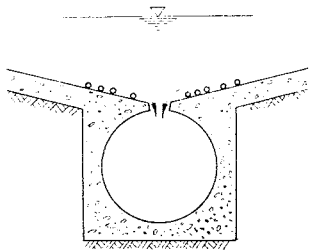
掃流物質を、このスリットを通して適当な場所に排除する。この種の実例としては、筆者等の設計により茨城県藤井川防災ダムにおいて、ダム近傍の堆砂防止のために設置した¹⁾(図-1)。

* 建設技官，建設省土木研究所

(2) 発電・灌漑用水等の沈砂池の埋没を防ぐために、図-2 に示すごとく、スリット管を沈砂池の最低部に設けてときどき水門をあけ、水とともに堆砂を排出することができる。この場合沈砂池の堆砂を排除するのに、その機能を一時的にせよとめる必要がないから好都合である。この種の応用例はまだないが、将来用いられる場合があると思つている。

なお、その他にもスリット管は各種の応用ケースがあると考えられるが、その設計に当つて最も急所となるものは明らかにスリットの幅と管断面形である。本小論は、このようなスリット管の設計を可能ならしめるために、その水理理論を明らかにするものである。

図-2 沈砂池用排砂スリット管

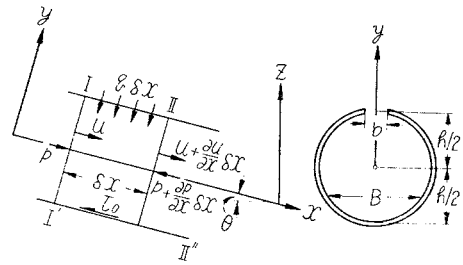


2. スリット管の定常流の基礎方程式

スリット管については、従来その基礎方程式が求められないから、まずここに運動量の関係から基礎方程式を誘導する。ここでスリット幅は管直径に比して小さく、かつまたスリット軸は管軸に平行であるとする。筆者等による実験の結果によれば、このような狭いスリットを通つて流入する流れは、管軸(スリット軸)に直角であること、および管内圧力分布はほぼ直線分布(静圧分布)をなすことが確かめられた。

(1) 基礎方程式 図-3,4 に示すように、管断面の上下の二等分点(中心軸)を通り、管軸に沿つて下流側に向つて x 軸をとり、これと直角に上方に y 軸をとり、出口中心より鉛直上方に z 軸をとる。微小距離 δx 離れた $I I'$ 、 $II II'$ 両断面間について、運動量方程式を立てることにする。ここで x 方向の速度成分を u 、断面平均流速を V 、管内流量を Q 、管の単位長さ当りスリットからの流入量を q (流出の場合には負にとればよい)、流入速度を v 、管断面積を A 、潤辺を P 、動水半径を R 、管断面の任意高さにおける管幅を B 、管の高さを h 、スリット幅を b 、壁面にはたらく摩擦力を τ_0 、中心軸における圧力を p 、流体密度を ρ 、流体の単位体積の重量を $w (= \rho g)$ 、 x 軸の切線が水平線となす角を θ とし流れの方向に向つて切線が水平線の下側にくるときを正とする。

図-3



連続の方程式は明らかに次式で与えられる。

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = q \dots\dots\dots (1)$$

断面 $I I'$ を通して単位時間に $I I' II II'$ の内部に流れこむ流体の有する運動量は $\int_{A \rho} u^2 dA$ 、これに対して $II II'$ から流れ出る流体の有する運動量は $\int_{A \rho} u'^2 dA + \partial(\int_{A \rho} u^2 dA) / \partial x \cdot \delta x$ であるから、出てゆく流体の方向が

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{A \rho} u^2 dA \cdot \delta x = \rho \frac{\partial}{\partial x} (\alpha V^2 A) \cdot \delta x \dots\dots (2)$$

だけ余分にもち去ることになる。ここに α は流速分布補正係数であつて、次式で定義される。

$$\alpha = \int_{A} u^2 dA / V^2 A \dots\dots\dots (3)$$

スリットからの流入水は x 方向には運動量を有しない。次に、この流体部分にはたらく力の x 方向の分力を調べる。まず壁面に沿つての摩擦力は

$$-\tau_0 \cdot P \cdot \delta x \dots\dots\dots (4)$$

$I I' II II'$ 内の水の自重による x 方向の力は

$$\rho g A \sin \theta \cdot \delta x = -\rho g A \frac{\partial z}{\partial x} \delta x \dots\dots\dots (5)$$

また、圧力による力の変化を考えるに、まず $I I'$ 、 $II II'$ 両断面における圧力変化は、 y 方向の加速度を無視すれば、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial x} \int_{A \rho} g(p/w - y \cos \theta) dA \cdot \delta x \\ & = -\frac{\partial p}{\partial x} A \cdot \delta x - \int_{-h/2}^{h/2} \rho g(p/w - y \cos \theta) \frac{\partial B}{\partial x} dy \cdot \delta x \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

一方、 $I I'$ 、 $II II'$ の両断面間の管周辺にはたらく圧力の x 方向の分力は、次式であらわされることが証明される。

$$\int_{-h/2}^{h/2} \rho g(p/w - y \cos \theta) \frac{\partial B}{\partial x} dy \cdot \delta x \dots\dots\dots (7)$$

従つて運動量の法則により、(2)、(4)、(5)、(6)、(7) 式を用いて

$$\rho \frac{\partial}{\partial x} (\alpha V^2 A) = -\tau_0 P - \rho g A \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} A \dots\dots (8)$$

τ_0 は λ を摩擦抵抗係数とするととき、次式であらわ

されるものとする。

$$\tau_0/\rho gR = \lambda V^2/2gR \dots\dots\dots(9)$$

スリットを有しない通常の管水路においては、(9)式の λ は少くとも円管の場合には、Nikuradse の実験以来ほぼ究明つくされているが、スリット管の場合が、流れの Reynolds 数、スリット幅と管径との比、等のいかなる函数であるかは現在全く不明であり、今後の実験的研究によらなければならぬ。

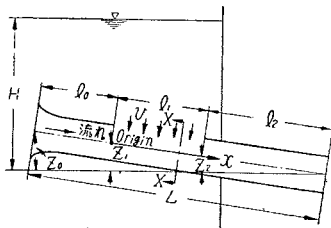
(8) 式を (1)、(9) 式を用いて変形すれば、結局次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{w} + z + \alpha \frac{V^2}{2g} \right) + \frac{\alpha Vq}{gA} + \frac{\lambda V^2}{2gR} = 0 \dots\dots\dots(10)$$

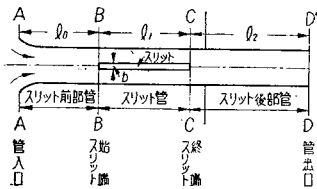
(10) 式が求める基礎方程式であつて、通常の管水路の基礎方程式に対して $\alpha Vq/gA$ なる項が付加されている。

(2) 流量方程式 (10) 式よりスリット管内の流量 Q について微分方程式を誘導する。図-4 において、全長 L なる管水路はスリット前部管 (AB)、スリット管 (BC)、スリット後部管 (CD) なる三区間に区分される。そのうちスリットはスリット管長 l_1 の区間に設けられ、その幅 b は一定にして、かつ小さいものとするが、スリットの位置は図-4 のように管の上部にかきることなく、側面でも底面でも以下の解

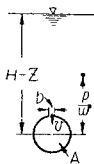
図-4 スリット管全体図



縦断面圖



平面圖



断面 X-X

はそのまま成立する。管断面積 A は管全長 L にわたり一定とするが管中心線は別段直線的である必要はない。出口中心から水面までの高さを H 、出口中心から入口中心までの高さを z_0 、スリット始端中心までの高さを z_1 、スリット末端中心までの長さを z_2 とする。スリットからの流入速度を v とすると明らかに次式が成立する。

$$H - p/w - z = \eta \frac{v^2}{2g} \dots\dots\dots(11)$$

η は 1 より大きい係数であつて、スリットの形状によつて多少異なるはずであり、実験的に定めるべきものである。

$$q = bv = b \sqrt{\frac{2g(H - p/w - z)}{\eta}} \dots\dots\dots(12)$$

(1) 式と (12) 式より

$$p/w = H - z - \frac{\eta}{2gb^2} \left(\frac{dQ}{dx} \right)^2 \dots\dots\dots(13)$$

(1)、(13) 式を (10) 式に代入して、 Q について微分方程式を誘導すると

$$\frac{dQ}{dx} \frac{d^2Q}{dx^2} - \frac{2\alpha b^2}{\eta A^2} Q \frac{dQ}{dx} - \frac{\lambda b^2}{2\eta RA^2} Q^2 = 0 \dots\dots\dots(14)$$

(14) 式が等断面積で、かつ一定幅の狭いスリットを有するスリット管内流量の微分方程式である。

(3) 境界条件 (14) 式を解くのに必要な 2 つの境界条件を求める。

a) スリット始端条件 ($x=0$) : 図-4 においてスリット前部管 AB の長さを l_0 、入口損失係数を f_e 、彎曲等各種損失係数の和を f_b 、摩擦抵抗係数を λ_1 とすると

$$H - p/w - z_1 = \left(\alpha + f_e + f_b + \lambda_1 \frac{l_0}{R} \right) \frac{1}{2gA^2} [Q^2]_{x=0} \dots\dots\dots(15)$$

(13)、(15) 式より

$$\left[\frac{dQ}{dx} \right]_{x=0} = \frac{b}{A} \sqrt{\frac{\alpha + f_1}{\eta}} [Q]_{x=0} \dots\dots\dots(16)$$

ここに

$$f_1 = f_e + f_b + \lambda_1 \frac{l_0}{R} \dots\dots\dots(17)$$

b) スリット終端条件 ($x=l_1$) : スリット後部管 CD の長さを l_2 、彎曲等各種損失係数の和を f_b' 、摩擦抵抗係数を λ_2 とすると

$$p/w + z_2 = \left(f_b' + \lambda_2 \frac{l_2}{R} \right) \frac{1}{2gA^2} [Q^2]_{x=l_1} \dots\dots\dots(18)$$

(13)、(18) 式より

$$\left[\left(\frac{dQ}{dx} \right)^2 \right]_{x=l_1} = \frac{2gb^2}{\eta} \left\{ H - \frac{f_2}{2gA^2} [Q^2]_{x=l_1} \right\} \dots\dots\dots(19)$$

ここに

$$f_2 = f_b' + \lambda_2 \frac{l_2}{R} \dots\dots\dots(20)$$

(16), (19)式の両境界条件のもとに(14)式を解けばよいが, (14)式は後に述べる特解のほかは, 一般解を直接求めることができないから, 次に逐次近似解を求めることにする。

3. 流量方程式の逐次近似解法

(1) 流量方程式 (14)の各項のオーダーを吟味するに, 一般に摩擦抵抗係数 λ を含む第3項(摩擦項)は, 通常考えられる形状のスリット管においては, 他の2項に比して小さいのであるから, Q を λ について展開し次の形にあらわすものとする。

$$Q = Q_0 + \lambda Q_1 + \lambda^2 Q_2 + \dots\dots\dots(21)$$

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{dQ_0}{dx} + \lambda \frac{dQ_1}{dx} + \lambda^2 \frac{dQ_2}{dx} + \dots\dots\dots(22)$$

(21), (22)式等を(14)式に代入して λ の同次項を分離すれば, $dQ/dx \neq 0$ であるから

λ の零次項:

$$\frac{d^2 Q_0}{dx^2} - \beta^2 Q_0 = 0 \dots\dots\dots(23)$$

λ の一次項:

$$\left\{ \frac{d^2 Q_1}{dx^2} - \beta^2 Q_1 \right\} \frac{dQ_0}{dx} = \frac{b^2}{2\eta RA^2} Q_0^3 \dots\dots\dots(24)$$

ここに

$$\beta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\eta}} \frac{b}{A} \dots\dots\dots(25)$$

(2) 境界条件

1) スリット始端条件 ($x=0$): (21), (22)式を(16)式に代入して, λ の同次項を分離すれば

λ の零次項:

$$\left[\frac{dQ_0}{dx} \right]_{x=0} = \frac{b}{A} \sqrt{\frac{\alpha+f_1}{\eta}} [Q_0]_{x=0} \dots\dots\dots(26)$$

λ の一次項:

$$\left[\frac{dQ_1}{dx} \right]_{x=0} = \frac{b}{A} \sqrt{\frac{\alpha+f_1}{\eta}} [Q_1]_{x=0} \dots\dots\dots(27)$$

2) スリット終端条件 ($x=l_1$): (21), (22)式を(19)式に代入して

λ の零次項:

$$\left[\left(\frac{dQ_0}{dx} \right)^2 \right]_{x=l_1} = \frac{2gb^2}{\eta} \left\{ H - \frac{f_2}{2gA^2} [Q_0^2]_{x=l_1} \right\} \dots\dots\dots(28)$$

λ の一次項:

$$\left[\frac{dQ_1}{dx} \right]_{x=l_1} \left[\frac{dQ_0}{dx} \right]_{x=l_1} + \frac{f_2 b^2}{\eta A^2} \times [Q_1]_{x=l_1} [Q_0]_{x=l_1} = 0 \dots\dots\dots(29)$$

従つて(23)式を(26), (28)式の境界条件のもとに解けば第1次近似解が求まり, この第1次近似解を

基礎として, (24)式を(27), (29)式の境界条件のもとに解けば第2次近似解が求められる。以下同様にして, 第3次近似解を解くことができるが, 本解は通常のスリット管については収斂がきわめて早く, $\lambda^2 Q_2$ 項以下は微小項となるから, 煩雑をさけるため, 本論では実用上第2次近似解をもつて求める最終解とする。

(3) 圧力とスリットからの流入量 (p, q)

1) 圧力: 圧力 p は(13), (22)式より

$$p/w = H - z - \frac{\eta}{2gb^2} \left(\frac{dQ_0}{dx} \right)^2 - \lambda \frac{\eta}{gb^2} \frac{dQ_0}{dx} \frac{dQ_1}{dx} \dots\dots\dots(30)$$

となるから, 圧力の第1次近似解を p_0 とすると

$$p_0/w = H - z - \frac{\eta}{2gb^2} \left(\frac{dQ_0}{dx} \right)^2 \dots\dots\dots(31)$$

従つて, 第2次近似解は次式となる。

$$p/w = p_0/w - \lambda \frac{\eta}{gb^2} \frac{dQ_1}{dx} \frac{dQ_0}{dx} \dots\dots\dots(32)$$

2) 流入量: 流入量は(1)式で与えられるから, (22)式を代入して第1次近似解を q_0 とすると

$$q_0 = \frac{dQ_0}{dx} \dots\dots\dots(33)$$

となり, 第2次近似解は次式で与えられる。

$$q = q_0 + \lambda \frac{dQ_1}{dx} \dots\dots\dots(34)$$

4. 第1次近似解の誘導 (Q_0, p_0, q_0)

(23)式を解いて, C, D を積分常数とすれば

$$Q_0 = C e^{\beta x} + D e^{-\beta x} \dots\dots\dots(35)$$

$$\frac{dQ_0}{dx} = \beta [C e^{\beta x} - D e^{-\beta x}] \dots\dots\dots(36)$$

(35), (36)式を(26)式に代入して D を求めれば

$$D = aC \dots\dots\dots(37)$$

ここに

$$a = \frac{\sqrt{2\alpha} - \sqrt{\alpha+f_1}}{\sqrt{2\alpha} + \sqrt{\alpha+f_1}} \dots\dots\dots(38)$$

従つて(37)式を(35), (36)式に代入して

$$Q_0 = CE(x) \dots\dots\dots(39)$$

$$\frac{dQ_0}{dx} = \beta CF(x) \dots\dots\dots(40)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= e^{\beta x} + a e^{-\beta x} \\ F(x) &= e^{\beta x} - a e^{-\beta x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(41)$$

(39), (40)式を(28)式に代入すれば, C が定まり, 従つて求める第1次近似解は次の各式となる。

$$Q_0 = A\sqrt{2gH} \Phi E(x) \dots\dots\dots(42)$$

$$q_0 = \beta A\sqrt{2gH} \Phi F(x) \dots\dots\dots(43)$$

$$p_0/w = H - z - 2\alpha H \Phi^2 F(x)^2 \dots\dots\dots(44)$$

ここに

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2\alpha F(I_1)^2 + f_2 E(I_1)^2}} \dots\dots\dots (45)$$

ϕ, β, a は管水路の形状のみによつて定まる函数であつて、水位 H , 位置 x にはともに無関係である。

5. 第2次近似解の誘導 (Q, p, q)

(42), (43) 式を (24) 式に代入すれば, Q_1 の微分方程式として次式が得られる。

$$\frac{d^2 Q_1}{dx^2} - \beta^2 Q_1 = 4\sqrt{2gHA} \beta^2 \psi \frac{E(x)^2}{F(x)} \dots\dots\dots (46)$$

ここに

$$\psi = \frac{\phi}{16 R a \beta} \dots\dots\dots (47)$$

(46) 式を解いて, C_1, D_1 を新たな積分常数とする

$$Q_1 = C_1 e^{\beta x} + D_1 e^{-\beta x} - 2 A \sqrt{2gH} \psi [\beta x E(x) - 2 F(x) \log F(x)] \dots\dots\dots (48)$$

$$\frac{dQ_1}{dx} = \beta [C_1 e^{\beta x} - D_1 e^{-\beta x} + 2 A \sqrt{2gH} \psi \{E(x) - \beta x F(x) + 2 E(x) \log F(x)\}] \dots\dots\dots (49)$$

(48), (49) 式を (27) 式に代入して D_1 を定めれば

$$D_1 = a C_1 + A \sqrt{2gH} \psi K \dots\dots\dots (50)$$

ここに

$$K = \frac{8\{\alpha + (\alpha - f_1) \log(1-a)\}}{\{\sqrt{2\alpha} + \sqrt{\alpha + f_1}\}^2} \dots\dots\dots (51)$$

(42), (43), (48), (49), (50) 式を (29) 式に代入して, C_1 を求めれば

$$C_1 = A \sqrt{2gH} \psi M \dots\dots\dots (52)$$

ここに

$$M = \{2\alpha F(I_1) [Ke^{-\beta I_1} - 2E(I_1) + 2\beta I_1 F(I_1) - 4E(I_1) \log F(I_1)] - f_2 E(I_1) [Ke^{-\beta I_1} - 2\beta I_1 E(I_1) + 4F(I_1) \log F(I_1)]\} / \{2\alpha F(I_1)^2 + f_2 E(I_1)^2\} \dots\dots\dots (53)$$

本章に定義した ψ, K, M は ϕ と同様、管水路形状のみの函数である。(50), (52) 式を (48), (49) 式に代入して

$$Q_1 = A \sqrt{2gH} \psi \{ME(x) + Ke^{-\beta x} - 2\beta x E(x) + 4F(x) \log F(x)\} \dots\dots\dots (54)$$

$$\frac{dQ_1}{dx} = \beta A \sqrt{2gH} \psi \{MF(x) - Ke^{-\beta x} + 2E(x) - 2\beta x F(x) + 4E(x) \log F(x)\} \dots\dots\dots (55)$$

こうして求める第2次近似解は次のごとくあらわされる。(21), (42), (54) 式より

$$Q = A \sqrt{2gH} \{\phi E(x) + \lambda \psi [ME(x) + Ke^{-\beta x} - 2\beta x E(x) + 4F(x) \log F(x)]\} \dots\dots\dots (56)$$

(32), (43), (44), (55) 式より

$$p/w = H - z - 2\alpha H \phi F(x) \{\phi F(x) + 2\lambda \psi [MF(x) - Ke^{-\beta x} + 2E(x) - 2\beta x F(x) + 4E(x) \log F(x)]\} \dots\dots\dots (57)$$

(34), (43), (55) 式より

$$q = \beta A \sqrt{2gH} \{\phi F(x) + \lambda \psi [MF(x) - Ke^{-\beta x} + 2E(x) - 2\beta x F(x) + 4E(x) \log F(x)]\} \dots\dots\dots (58)$$

6. 特別な場合の解

最後に、以上の一般解のほか、重要な二、三の特別な場合の解を求めることにする。

(1) 管入口からスリットがついている場合 これは図-4において, $l_0 = 0$ となつた場合に相当する。従つて (17) 式において

$$f_1 = f_e$$

とおけば以上の解はすべてそのまま成立する。

(2) 管入口断面が閉塞されている場合 この場合は、入口からの流入がなくなるのであるから、スリット前部管の長さは解に影響をおよぼさなくなる。(38) 式において $f_e \rightarrow \infty$ すなわち $f_1 \rightarrow \infty$ とおき、

$$[a]_{f_1 \rightarrow \infty} = -1 \dots\dots\dots (59)$$

$a = -1$ とすれば、前章までの解はすべてそのまま成立する。

(3) スリット管長 l_1 がきわめて長い場合 この場合には (14) 式の特解より、次のごとく厳密解をうる事ができる。 C_2 を積分常数とすると

$$Q = C_2 e^{r x} \dots\dots\dots (60)$$

ここに r は次式の3次代数方程式を満足する根である。

$$r^3 - \beta^2 r - \frac{\lambda b^2}{2 \eta R A^2} = 0 \dots\dots\dots (61)$$

(60)式は明らかに (14) 式の特解であつて、積分常数を一つ有するのみであるから、一般には両境界条件を同時に満足させることはできない。さて、(61)式より r は、 $r > \beta$ なる正根を一つと、 $-\beta < r < 0$ なる負根2つまたは虚根2つを有するが、これらの根のうちここでは物意的意味より、 r は正根のみをとる。(19)式と(60)式より C_2 を定めれば、次の各式をうる。

$$Q = \frac{A \sqrt{2gH}}{\sqrt{\eta r^2 A^2 / b^2 + f_2}} e^{-\tau(l_1 - x)} \dots\dots\dots (62)$$

$$q = \frac{dQ}{dx} = \frac{r A \sqrt{2gH}}{\sqrt{\eta r^2 A^2 / b^2 + f_2}} e^{-\tau(l_1 - x)} \dots\dots\dots (63)$$

(62), (63) 式は当然 (19) 式のスリット終端条件を満足するが、(16) 式のスリット始端条件は一般に満足しない。しかしスリット管長 l_1 がきわめて長い場合には、 $l_1 \rightarrow \infty$ となるから (62), (63) 式より

$$[Q]_{x=0} \rightarrow 0, \left[\frac{dQ}{dx} \right]_{x=0} \rightarrow 0$$

となり、(16)式の境界条件も満足される。すなわち、(62)、(63)式はスリット管長がきわめて長く、入口からの流入がなくなる場合の厳密解である。(13)式と(63)式より

$$p/w = H - z - \frac{H}{1 + f_2 b^2 / \eta r^2 A^2} e^{-2\tau(l_1 - x)} \dots\dots (64)$$

なお、この場合には当然スリット終端近くのみを論ずることになるから、 l_1, x ともにはなほ大きく、従つて $\exp(-\beta x), \exp(-\beta l_1)$ は $\exp(\beta x), \exp(\beta l_1)$ に比して省略しうるとの考えのもとに、前述の第2次近似解(56)~(58)はいちじるしく簡単化することができる。例えば Q のみを示すと

$$Q = A \sqrt{\frac{2gH}{2\alpha + f_2}} \left\{ 1 - \frac{\lambda}{8R\alpha\beta} \left[\beta(l_1 - x) + \frac{2\alpha}{2\alpha + f_2} \right] \right\} \cdot e^{-\beta(l_1 - x)} \dots\dots (65)$$

(62)式と(65)式を比較吟味すれば、前述の近似解の誤差率を一応知ることができる。検算の結果によれば、実用スリット管の範囲内では第2次近似解で十分であることがわかつた。

5. 結 語

以上をもつて一定幅の狭いスリットを有する等断面管の解を終ることとする。終りに、本研究に当り、終始御懇切なる御指導を頂いた土木研究所 村 幸雄先生に深謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 村 幸雄・荒木正夫：排砂機能を有する放水管の一設計について、土木学会第11回年次学術講演会，昭30.5。

(昭.30.8.18)

西条大橋の応力、タワミ、振動測定結果について

正 員 工学博士 小 西 一 郎*
 准 員 山 田 善 一**
 准 員 大 橋 昭 光***

ON THE RESULTS OF MEASUREMENTS OF STRESS, DEFLECTION AND VIBRATION OF THE SAIJŌ-ŌHASHI BRIDGE

(JSCE March 1956)

Dr. Eng. Ichirō Konishi, C.E. Member, Yoshikazu Yamada, C.E. Assoc. Member Masamitsu Ōhashi, C.E. Assoc. Member.

Synopsis This paper is concerned with the experimental results on Saijō-ōhashi bridge which was taken notice of as the first bridge of composite box girder in our country, by applying the statical and dynamical loads. For statical measurements, the stress and deflection were measured, while for dynamical ones, the deflection was measured by using two trucks at still or in moving states. Moreover, other vibrational quantities such as periods and damping constants, were measured. They have especially clarified the rate of load distribution to each box girder, concerning the measurement of the statical deflection, since this has been the essential point to the box girder which has two main beams.

Theoretical considerations are also presented in this paper, regarding the experimental results.

要 旨 本文は、わが国最初の合成箱桁橋梁として注目された西条大橋において、静的、動的測定を行つた結果の概要を報告するものである。実験には試験荷重としてトラック2台を用い、橋梁上静止の状態では、応力、タワミを、走行の状態ではタワミを測定し、さら

に人力による加振で振動諸量を測定した。とくに2箱桁橋の設計では、偏心荷重の作用による各桁の荷重分担の割合が問題となるので、タワミの測定ではこの点の解明を主眼とした。さらに実験結果に対しては簡単な考察を加えた。

1. 緒 言

本橋は、わが国最初の箱桁橋として、大阪府長野市

* 京都大学教授，工学部土木工学教室兼工学研究所
 ** “ 講師，工学部土木工学教室
 *** “ 助手，同 上