


自由表面を有する急勾配流れ

—鉛直曲率による補正を含む—

准員 井田 至  春*

FREE STEADY FLOW WITH A STEEP SLOPE AND VERTICAL CURVATURE

(JSCE March 1955)

Yoshiharu Ida, C.E. Assoc. Member

Synopsis In this paper, the author developed a general equation of free steady flow with a steep slope, considering the effect of vertical curvature, as

$$\frac{dH}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) (D) + \frac{n^2 V^2}{R^{2m}} = 0$$

Next, to make its' numerical calculations, he introduced the "sectional specific functions"

$$\begin{cases} \phi = H + \frac{\alpha Q^2}{2g} \frac{D}{A^2} + \frac{\Delta x \phi}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \\ \psi = H + \frac{\alpha Q^2}{2g} \frac{D}{A^2} - \frac{\Delta x \psi}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \end{cases}$$

similarly to that he had past developed for the usual free steady flow of a straight channel with a loose slope. Numerical example is also attached to indicate the method of calculations, at the last part.

要旨 本論文は急勾配開水路で、水路床の垂直方向に流速及び水圧の分布が無視できない程度にひずみを受けるような曲率が存在する場合に適用できる普遍的な運動方程式を誘導し、次にこれを数値計算するために筆者が先に緩勾配開水路の運動方程式に対し提案したもの**と類似の特性函数を誘導し、一般開水路定常流計算に関する基本理論を提供しようとするものである。なお目下計画設計中の鳴子アーチダム、トンネル余水吐(案)について数値計算例を述べ、計算の方法を示すものである。

1. 自由表面を有する、普遍的定常流運動方程式の誘導

緩勾配開水路に対して従来用いられている定常流運動方程式は

$$-i + \frac{dh}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) + \frac{n^2 V^2}{R^{2m}} = 0 \quad \dots (1)$$

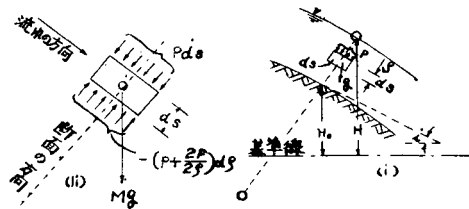
ここに i : 水路の底勾配, h : 水深, x : 流れの方向に測られる距離, V : 断面平均流速, α : 係数, g : 重力加速度, n : 粗度係数, m : マニング平均流速公式の常数,

で表わされ、流れに沿って測られる距離 x を水平距離としてもさしつかえない程度の水路、厳密には $i = \tan i = \sin i$ と置ける程度の水路または河川の流れは本式

* 建設省東北地建, 鳴子工事事務所

**東北地方建設局: 第2回技術研究会論文集(昭26.1) p. 130

図-1 曲線急勾配水路



を用いて解かれるが、重力ダムの越流余水吐自由表面を有する急勾配トンネル水路等のごとく、急勾配にかつ鉛直曲率を有する流れを議論するには、根本的に運動方程式を誘導しなすなければならない。

図-1 のように鉛直面内に曲率を有する急勾配水路の流れにおいて、Lauffer***の方法に従って流れに沿い ds , これに垂直 $d\zeta$ なる微小流体部分を取り、この微小部分の ζ 方向の平衡を考えると

微小部分の上面に働く力 $p ds$

“ 下面 ” $-\left(p + \frac{\partial p}{\partial \zeta} d\zeta\right) ds$

重力の成分 $(Mg ds \cdot d\zeta) \cos i$

遠心力 $\frac{M ds \cdot d\zeta}{\rho} v^2$
(曲率中心と逆方向に働く)

ここに ρ : 深さ ζ を通る流線の曲率半径, v : 深さ ζ における流速

よつて、

***本間仁: 水理学(技術者の為の流体の力学) p.166

$$p ds - \left(p + \frac{\partial p}{\partial \zeta} \right) d\zeta \cdot ds + (Mg \cdot d \zeta \cdot ds) \cos i - \frac{M d \zeta ds}{\rho} v^2 = 0$$

これを整理すれば

$$\frac{\partial p}{\partial \zeta} = Mg \cos i - \frac{Mv^2}{\rho} \dots\dots\dots(2)$$

ここに { -は曲率が上方に凸の場合
 { +は " 下方 "

(2) 式において $\rho = \infty$ の場合は $\frac{\partial p}{\partial \zeta} = Mg \cos i$ となり直線水路に対応する。

次に深くを通る流線にベルヌーイの式を適用すれば、

$$\frac{p}{Mg} + \{H_0 + (d - \zeta) \cos i\} + \frac{v^2}{2g} = \text{const.}$$

ζ で微分して

$$\frac{1}{Mg} \frac{\partial p}{\partial \zeta} - \cos i + \frac{v}{g} \frac{\partial v}{\partial \zeta} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

(2), (3) 両微分方程式を連立に解けば、 v 及び p の分布が求められる。すなわちまず両式より p を消去すれば

$$\frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{v}{\rho} = 0 \dots\dots\dots(4)$$

ここに { -は上に凸
 { +は下に凸

また 図-2 に示すとおり水路床の曲率半径を ρ_0 とし、任意の垂直断面を通る、流線はすべて同一の曲率中心を持つものと仮定すれば、任意深さの流線の曲率半径は次のように表わしうる。

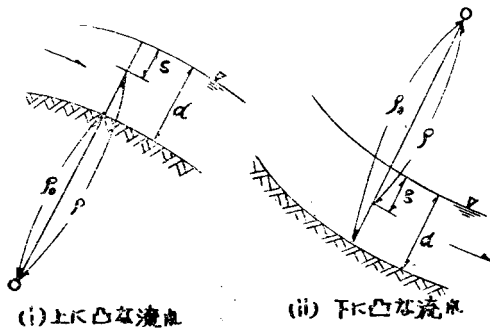
$$\begin{aligned} \text{曲率が上に凸なる場合 } \rho &= \rho_0 + d - \zeta \\ \text{" 下 " } \rho &= \rho_0 - d + \zeta \end{aligned} \dots\dots\dots(5)$$

(5) 式を (4) 式に代入して積分すれば

$$\begin{aligned} \text{上に凸の場合 } \log v(\rho_0 + d - \zeta) &= \text{const.} \\ \text{下に凸の場合 } \log v(\rho_0 - d + \zeta) &= \text{const.} \end{aligned} \dots\dots\dots(6)$$

一方、広矩形断面を仮定すれば

図-2 鉛直曲率を有する流れ



$$d \cdot V = Q = \int_0^d v d\zeta \dots\dots\dots(7)$$

ここに V : 断面平均流速, Q : 単位巾流量
 が成立するから、この条件を用いて解を求めると

$$\begin{aligned} \text{上に凸なる場合 } v &= \frac{d}{\rho_0 + d - \zeta} \frac{V}{\log \frac{\rho_0 + d}{\rho_0}} \\ \text{下に凸なる場合 } v &= \frac{d}{\rho_0 - d + \zeta} \frac{V}{\log \frac{\rho_0}{\rho_0 - d}} \end{aligned} \dots\dots\dots(8)$$

(8) 式は求める曲線流れの流速分布を与える。

次に (8) 式を (2) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} \text{上に凸なる場合} \\ \frac{\partial p}{\partial \zeta} &= Mg \cos i - \frac{Md^2 V^2}{\left(\log \frac{\rho_0 + d}{\rho_0}\right)^2 (\rho_0 + d - \zeta)^2} \\ \text{下に凸なる場合} \\ \frac{\partial p}{\partial \zeta} &= Mg \cos i + \frac{Md^2 V^2}{\left(\log \frac{\rho_0}{\rho_0 - d}\right)^2 (\rho_0 - d + \zeta)^2} \end{aligned} \dots\dots\dots(9)$$

これを $\zeta = 0$ で $p = 0$ なる自由表面を有する流れとしての条件をもつて解けば、

$$\begin{aligned} \text{上に凸なる場合} \\ p &= Mg \cos i \zeta - \frac{M}{2} \left(\frac{dV}{\log \frac{\rho_0 + d}{\rho_0}} \right)^2 \left\{ \frac{1}{(\rho_0 + d - \zeta)^2} - \frac{1}{(\rho_0 + d)^2} \right\} \\ \text{下に凸なる場合} \\ p &= Mg \cos i \zeta + \frac{M}{2} \left(\frac{dV}{\log \frac{\rho_0}{\rho_0 - d}} \right)^2 \left\{ \frac{1}{(\rho_0 - d)^2} - \frac{1}{(\rho_0 - d + \zeta)^2} \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots(10)$$

これが求める圧力分布を与える。ここで (10) 式の圧力分布は、(8) 式の速度分布と異なつて、その分布形が深さ d , 平均流速の絶対値によつて変化し、 ζ/d に関して相似形にはならぬことに注意しなければならない。

(8), (10) 両式で与えられる任意垂直断面 (鉛直断面ではない) の流速並びに圧力の分布形を用いて任意断面の持つ総エネルギーを求めると、

$$\begin{aligned} \text{上に凸の場合} \\ E &= d \cos i + H_0 + \left(\frac{V^2}{2g} \right) \left\{ \frac{1}{\left(\log \frac{\rho_0 + d}{\rho_0}\right)^2} \left(\frac{d}{\rho_0 + d} \right)^2 \right\} \\ \text{下に凸の場合} \\ E &= d \cos i + H_0 + \left(\frac{V^2}{2g} \right) \left\{ \frac{1}{\left(\log \frac{\rho_0}{\rho_0 - d}\right)^2} \left(\frac{d}{\rho_0 - d} \right)^2 \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots(11)$$

よつて、鉛直曲率を有する急勾配開水路に適用しうる。

一般普遍的運動方程式は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \text{上に凸} \quad \frac{dH}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left[\left(\frac{V^2}{2g} \right) \right. \\ \left. \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0+d}{\rho_0}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0+d} \right) \right\}^2 \right] + \frac{u^2 V^2}{R^{2m}} = 0 \\ \text{下に凸} \quad \frac{dH}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left[\left(\frac{V^2}{2g} \right) \right. \\ \left. \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0}{\rho_0-d}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0-d} \right) \right\}^2 \right] + \frac{u^2 V^2}{R^{2m}} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

または

$$\frac{dH}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) (D) + \frac{n^2 V^2}{R^{2m}} = 0 \dots\dots (13)$$

ここに

$$D = \left\{ \begin{aligned} \text{上に凸} \quad & \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0+d}{\rho_0}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0+d} \right) \right\}^2 \\ & = \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_s}{\rho_0}} \right) \left(\frac{d}{\rho_s} \right) \right\}^2 \\ \text{下に凸} \quad & \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0}{\rho_0-d}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0-d} \right) \right\}^2 \\ & = \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0}{\rho_s}} \right) \left(\frac{d}{\rho_s} \right) \right\}^2 \end{aligned} \right.$$

$H = d \cos i + H_0$: 任意垂直断面における水面の基準面よりの高さ、 ρ_s : 任意垂直断面における水面の曲率半径。

2. 誘導された運動方程式の検討

(12) または (13) 式を従来の一般開水路運動方程式と比較すれば、

第1項 $\frac{dH}{dx} = \frac{d}{dx} (d \cos i + H_0)$;

従来の式の対応項 $\frac{dH}{dx}$ と一致するが、 $-i + \frac{dh}{dx}$ で表現されない。

第2項 $\alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) (D)$;

従来の式の対応項の流速水頭に要素 (D) を乗じた形である。

第3項 $\frac{n^2 V^2}{R^{2m}}$;

従来の運動方程式の誘導過程における摩擦損失の考え方をそのまま用いている以上、当然一致している。

いま (12) または (13) 式において ρ_0 (または ρ_s) を無限大にすれば、第2項は

$$\begin{aligned} \text{上に凸} \quad \lim_{\rho_0 \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{\log \left(1 + \frac{d}{\rho_0} \right)^{1 + \frac{\rho_0}{d}}} \right\}^2 \\ = \lim_{x \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{\log \left(1 + \frac{1}{x} \right)^x} \right\}^2 = 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D = \text{下に凸} \quad \lim_{\rho_0 \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{\log \left(\frac{\rho_0}{\rho_0-d} \right)^{\frac{\rho_0-d}{d}}} \right\}^2 \\ = \lim_{x \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{\log \left(1 + \frac{1}{x} \right)^x} \right\}^2 = 1 \end{aligned}$$

$$\left(\because \lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{x} \right)^x = e \right)$$

となり、直線水路における運動方程式

$$\frac{dH}{dx} + \alpha \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) + \frac{n^2 V^2}{R^{2m}} = 0$$

に一致する。これは、誘導式の検照を与えるものである。

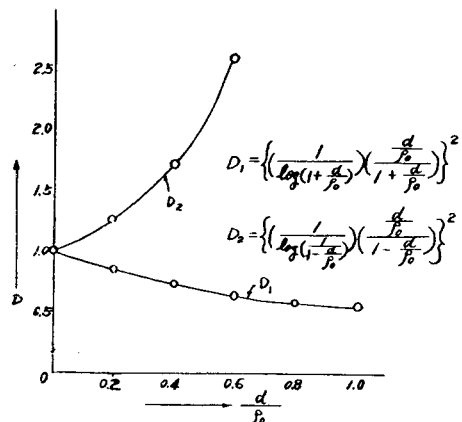
次に D は $\left(\frac{d}{\rho_0} \right)$ の関数であるから

$$D = \left\{ \begin{aligned} \text{上に凸} \quad D_1 &= \left\{ \left(\frac{1}{\log \left(1 + \frac{d}{\rho_0} \right)} \right) \left(\frac{\frac{d}{\rho_0}}{1 + \frac{d}{\rho_0}} \right) \right\}^2 \\ \text{下に凸} \quad D_2 &= \left\{ \left(\frac{1}{\log \left(\frac{1}{1 - \frac{d}{\rho_0}} \right)} \right) \left(\frac{\frac{d}{\rho_0}}{1 - \frac{d}{\rho_0}} \right) \right\}^2 \end{aligned} \right.$$

として、その値を $\frac{d}{\rho_0}$ に対し図示すれば、図-3 のとおりである。

すなわち、図より $\frac{d}{\rho_0}$ が増大すれば、 D_1 は減少し、 D_2 は増大する。 $\frac{d}{\rho_0}$ すなわち直線水路では、両者はともに 1 に一致する。また曲率の増大にともなう D 項の

図-3 曲率に対する D の値



変化は、曲率が下に凸なる場合の方が大きいことがわかる。(13)式において第2項の変動は第1項の変動を示すものであるから、 $\frac{1}{\rho_0}$ すなわち曲率の増大にともない、上に凸なる場合は $\frac{dH}{dx}$ すなわち水面勾配が増大し下に凸なる場合は逆に減少する。従つて(13)式を用いて得られる水面形は、曲率を考慮しない従来の運動方程式によつて得られる水面形にくらべて、曲率が上に凸の場合は、下廻り、曲率が下に凸ならば上廻ることを示すものである。しかしこの傾向は下に凸なる流れの方が、同じ曲率に対していちじるしい。

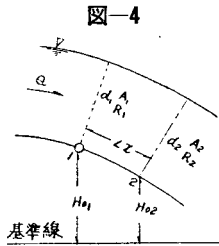
3. 特性函数の誘導

(13)式を数値積分すれば、急勾配、鉛直曲率を有する一般開水路定常流の水面形が求められるわけであるが、これを簡易にかつ機械的に遂行するため、筆者が先に従来の開水路運動方程式(1)式に対して誘導した特性函数*と類似の特性函数をこの場合に対しても誘導できる。すなわち、(13)式を変形すれば

$$(d_2 \cos i_2 + H_{02} - d_1 \cos i_1 - H_{01}) + \frac{\alpha}{2g} \left(\frac{Q^2}{A_2^2} D_2 - \frac{Q^2}{A_1^2} D_1 \right) + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{n^2 Q^2}{R_1^{2m} A_1^2} + \frac{n^2 Q^2}{R_2^{2m} A_2^2} \right) = 0 \dots (14)$$

(14)式の各付号は、**図-4**において水路底に垂直なる接近せる断面を考えた場合、

尾字1: 断面1に関することを示す、尾字2: 断面2に関することを示す、 Q : 流量、 A : 断面積、 Δx : 2断面間の距離



1,2 両断面に関する項をそれぞれ左右両辺に整頓すると

$$d_1 \cos i_1 + H_{01} + \frac{\alpha Q^2 D_1}{2g A_1^2} - \frac{\Delta x}{2} \frac{n^2 Q^2}{R_1^{2m} A_1^2} = d_2 \cos i_2 + H_{02} + \frac{\alpha Q^2 D_2}{2g A_2^2} + \frac{\Delta x}{2} \frac{n^2 Q^2}{R_2^{2m} A_2^2} \dots (15)$$

よつて、(13)式で表わされる開水路運動方程式において、任意垂直断面に対し、次のような特性函数 ϕ , ψ を定義できる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= H_0 + d \cos i + \frac{\alpha Q^2 D}{2g A^2} + \frac{\Delta x_{\phi}}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \\ \psi &= H_0 + d \cos i + \frac{\alpha Q^2 D}{2g A^2} - \frac{\Delta x_{\psi}}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \end{aligned} \right\}$$

または

* 東北地建第2回技術研究会論文集 p. 130 参照

$$\left. \begin{aligned} \phi &= H + \frac{\alpha Q^2 D}{2g A^2} + \frac{\Delta x_{\phi}}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \\ \psi &= H - \frac{\alpha Q^2 D}{2g A^2} - \frac{\Delta x_{\psi}}{2} \frac{n^2 Q^2}{R^{2m} A^2} \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

ここに、 H_0 : 任意垂直断面の底の高さ、 d : 任意垂直断面における水深、 i : 任意垂直断面における底勾配

$$D = \begin{cases} \text{流れが上に凸} & \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0 + d}{\rho_0}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0 + d} \right) \right\}^2 \\ \text{" 下 " } & \left\{ \left(\frac{1}{\log \frac{\rho_0}{\rho_0 - d}} \right) \left(\frac{d}{\rho_0 - d} \right) \right\}^2 \end{cases}$$

ρ_0 : 任意垂直断面の底の曲率半径、 A : 任意垂直断面の断面積、 R : 任意垂直断面の径深、 n : アンニング平均流公式における粗度係数、 Q : 流量、 α : 係数 (≈ 1.1)、 Δx_{ϕ} : 任意垂直断面に近接して相隣る上流側任意断面までの距離、 Δx_{ψ} : 任意垂直断面に近接して相隣る下流側任意断面までの距離、 H : 任意垂直断面における水面の基準面よりの高さ。

(16)式を用いれば、曲率を考慮しない場合と全く同様にして

断面	ϕ	ψ	解
1	ϕ_1	ψ_1	$\psi_1 = \phi_2$
2	ϕ_2	ψ_2	
3	ϕ_3	ψ_3	
...	
n	ϕ_n	ψ_n	

の関係より水面形を求めることができる。

4. 数値計算例

以上述べたところを用いて、鳴子ダム、トンネル余水吐(案)に対する数値計算例を示す。

与えられるトンネル余水吐の形状寸法は、**図-5**に示すとおりであつて、まず**図**に示すとおり曲率、勾配等の変化を考慮して適当区間距離に全長を17断面に分割し、各断面ごとに、特性函数 ϕ , ψ を水深 d に対して(間隔は0.5m程度が適当)計算する。この場合、流量 $Q=1000 \text{ m}^3/\text{sec}$ 、粗度 $n=0, 0.01, 0.02$ の三通り、 $\alpha=1.1$ を用いれば、一例として断面における特性函数は表-1のように計算される。表-1を**図**示すれば**図-6**に示す特性函数曲線を求めることができる。

こうして求められた各17断面に対する特性函数曲線を用い、越流頂部における限界水深を境界条件として、上流から上流に向い水深を決定すれば、**図-5**のとおりである。

図-5(水深表)には計算仮定の影響を考慮するため、つぎの六通りの場合について計算を行つている。

図-5 鳴子アーチダム・トンネル余水吐(案) 水面曲線 ($Q=1000 \text{ m}^3/\text{sec}$)

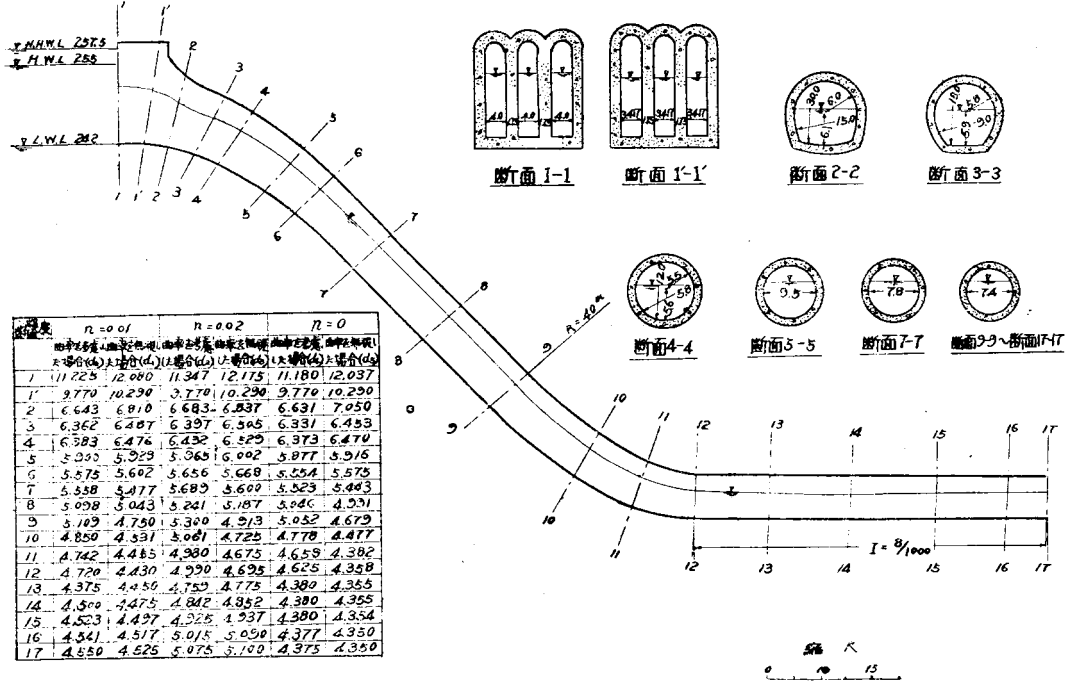


表-1 鳴子アーチダム・トンネル余水吐(案)

(断面 10 における特性函数計算例)

$\Delta x_\phi = 13963$ $n=0.01$ $\Delta x_\psi = 10844$ $H_0 = 176359$ $\rho_0 = 40$ $\cos i = 0.86603$

d	d cos i	A	D	$\frac{Q^2 \alpha D}{2gA^2}$	R	$\frac{\Delta x_\phi n^2 Q^2}{2 R^{4/3} A^2}$	$\frac{\Delta x_\psi n^2 Q^2}{2 R^{4/3} A^2}$	ϕ	ψ
						∞	∞		
0	0	0	1	∞	0	∞	∞	∞	∞
0.5	0.433	1.22	1.0064	47911.3	0.319	217.35	16.881	50261.6	46400
1.0	0.866	3.40	1.028	4944.2	0.630	111.82	86.841	5233.2	5034.6
1.5	1.299	6.20	1.037	1513.9	0.906	20.716	16.089	1712.2	1675.4
2.0	1.732	9.40	1.054	669.58	1.155	6.5151	5.0598	854.186	842.611
2.5	2.165	12.75	1.066	368.06	1.391	2.7661	2.1482	549.346	544.432
3.0	2.598	16.36	1.081	226.69	1.602	1.3914	1.0806	407.041	404.569
3.5	3.030	20.14	1.096	151.69	1.784	1.2050	0.9358	332.281	330.140
4.0	3.464	23.80	1.111	110.69	1.940	0.5131	0.3985	290.023	289.112
4.5	3.897	27.40	1.127	84.308	2.069	0.3526	0.2738	264.916	264.290
5.0	4.333	30.80	1.144	67.686	2.168	0.2625	0.2039	248.638	248.172
5.5	4.763	34.22	1.161	55.667	2.230	0.2046	0.1589	236.994	236.630
6.0	5.196	37.40	1.177	47.333	2.250	0.1690	0.1312	229.057	228.757
6.5	5.629	40.0	1.197	41.997	2.228	0.1501	0.1166	224.136	223.869
7.0	6.062	42.10	1.215	38.482	2.135	0.1431	0.1112	221.046	220.792
7.4	6.408	43.01	1.230	37.344	1.850	0.1662	0.1290	220.278	219.983

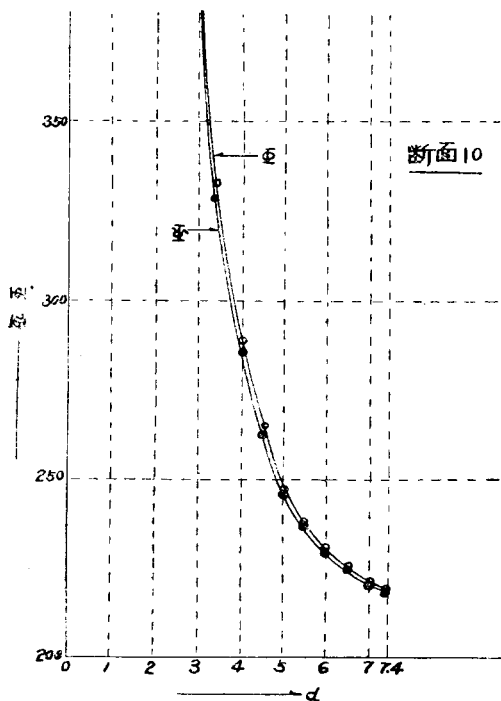
すなわち

- $d_0 = n=0.01$ にして曲率を考慮した場合
- $d_1 = n=0.01$ " しない "
- $d_2 = n=0.02$ " した "
- $d_3 = n=0.02$ " しない "

$d_4 = n=0$ にして曲率を考慮した場合
 $d_5 = n=0$ " しない "

図-5 の水深表より、局部的には粗度の影響がいちじるしくないから、この場合の現象は、重力の影響を支配的とするフルードの相似率を用いることを知る。

図-6 鳴子アーチダムトンネル余水吐(案)
断面-10の特性函数曲線



5. あとがき

本論文に示す定常流開水路運動方程式は、さきに述べたとおり、従来開いられている一般開水路の定常流の運動方程式を特定の場合として包含する普遍的なものである。しかしここでは底と流体並びに流体相互間の摩擦によつて生ずる垂直方向の流速分布は、従来の方法に従つて係数 α をもつて考慮するにとどめている。また諸式は、前述の仮定のとおり矩形断面に対して誘導したもので、数値計算例で述べた断面形等に対しては多少の修正を要することは当然で、研究の上後日稿をあらためて論述したい。しかし本論文に誘導した運動方程式を用いれば、従来明確な理論解法を持たなかつた重力ダムを越流する流れ等、多勾配かつ鉛直曲率を有する流れに対する系統的な数値計算が一応可能になる。数値計算例に述べたトンネル余水吐については、近く土木研究所において水理模型実験を行う予定であるから、計算の検照ができることと思う。

終りに、本論文取りまとめに当り、東北大学岩崎助教授の御助言に負うところが大きかつたことを申し述べ、厚く感謝するとともに、数値計算にあたり東北地建、鳴子工事事務所 金子、林田両技術員の払われた御努力に対し、深甚なる敬意を表するものである。

(昭.29.8.5)

コンクリートダム

W. Creager, J. Justin 共著
Julian Hinds

建設省土木研究所 村 幸 雄 訳
河川構造物研究室長
A5判 約400頁 予価850円

ダム工学の世界的名著“Engineering for Dams. Vol. II Concrete Dams”の翻訳である。コンクリートダムの細部設計および施工法はもとより、多くの設計理論の実験的研究と再検討によつてダム建設の技術および科学に根本的な改良を行った。電源開発が叫ばれ、洪水対策が切望されている現在、現代アメリカのダム工学の精髓を明らかにした本書は、ダム工事関係への必備の好参考資料である。

主要目次

- 1章 ダムに作用する外力 2章 重力ダム安定の必要条件 3章 重力ダムの一般的方法 4章 非溢流重力ダムの設計 5章 溢流重力式ダムの設計 6章 重力ダムの内部応力と応力集中 7章 アーチ・ダム 8章 扶壁式コンクリートダム 9章 コンクリートダム用のコンクリート

円筒シャールの設計

米国土木学会編 横尾義貫・岡本 剛 共訳 A5判 184頁
千原大五郎・鮑 瑞 民 定価 380円

東京・日本橋

丸 善

塑性学

W. Prager, P.Hodge 著 A5判 248頁
阿倍浩二・宮本 博 訳 定価 550円