

土石流の調節制御に関する研究(2)

——流路彎曲部における土石流の流動——

芦田 和男・高橋 保・新井 宗之

STUDY ON DEBRIS FLOW CONTROL(2)

——Debris Flow in Bends of Rectangular Section——

By Kazuo ASHIDA, Tamotsu TAKAHASHI and Muneyuki ARAI

Synopsis

Characteristics of supercritical flows around curved sections of open channels are discussed in this paper. Laboratory experiments on 45° bend of clear water flow and high concentration flow are accomplished and the applicability of the theories so far is checked. Lenau's analysis which is based on the energy, continuity, and irrotational equations better fits than Knapp's wave concept which is based on the momentum, continuity, and the wave angle equations. There are no evident differences in the characteristics of the flow between clear water and highly concentrated water. Amplification of the roll waves along the outer wall is rather well estimated by applying Lenau's formula. Among some available methods for the reduction of superelevation in curves and in the downstream tangents, the method of multiple vertical curved vanes across the channel are discussed.

1. 緒 言

扇状地の流路を固定し、流路侵食による住空間の流亡を防ぐとともに、侵食土砂が下流河川へ悪影響を及ぼすことを防ぐために、砂防工法のうちの重要なものとして、流路工が施工されてきた。従来、流路工は土石流のような大量の土砂を流下させるものとしては設計されず、砂防ダム等で流出土砂を扞止した後に施工されるのを原則としていたが、必ずしも砂防ダムで扞止できるとは限らず、例えば、最近の桜島の野尻川のように、流路工が頻繁な土石流の流下・堆積路になっている例が見られる。また、岐阜県栃尾の洞谷のように、砂防ダムで貯砂しきれない土石流を流路工内に閉じこめ、この部分の堆積容量で対処しようという考え方もなされている。さらに積極的には、流路工によって土石流を無害地域へ導流しようという考え方があり得る。流路工に土石流を流す場合、そこから土石流を氾濫させないことが原則であり、流路工内の疎通能力を明らかにするとともに、とくに土石流では流路彎曲部外岸における水位上昇が顕著であるから、この部分の護岸高さをどのように設計すればよいのかを明確にしなければならない。疎通能力についてはすでにある程度研究もなされているので¹⁾、本論文では流路彎曲部外岸の水位上昇に焦点をあてて研究を進める。なお、流路彎曲部における土石流の挙動を明確にすることは、人工の流路工の設計の問題にとどまらず、自然流路彎曲部での溪岸崩壊の防止のための護岸高さ、および施工延長の決定など、砂防工学の基本的な問題であることは論をまたない。

土石流が堆積を生じずに流動しているときには、射流状態であると考えてよく、従来の流路彎曲部における射流の流動特性に関する研究が参考になる。従来の取扱いとしては、流線の曲りに基づく衝撃波の概念を用いて、特性曲線²⁾の方法がよく用いられ、とくに外岸沿いの水位変化に対しては、これに基づく von

Kármán や Knapp の式³⁾がよく用いられてきた。また、最近、台形断面および長方形断面に対して、自由渦仮定を用いて弯曲水路内の任意地点の水位を解析的に解く Lenau の式⁴⁾が提案された。しかし、これらの式の適用性については、まだ十分に検討されていない状態である。とくに、射流の場合には、流れの条件によっては顕著な転波列が発生するが、これが弯曲部に至ってどのようなになるのかは全く不明である。また、従来の研究はいずれも清水の流動を対象としたものであって、はたしてこのような理論が土石流のように高濃度の流れに対しても適用性をもっているのかも不明である。

そこで、本研究においては、流路弯曲部における清水から高濃度に砂礫を含む流れまでの実験を行い、Knapp の式および Lenau の式の適用性の検討を行うとともに、転波列の弯曲部における増幅特性について考察する。また、弯曲部外壁水位の低下法についても言及する。

2. 流路弯曲部の射流に関する理論

von Kármán は流れの側壁が曲っていると、それまで真直に流れて来た水流に側壁が圧力を及ぼし、衝撃波が発生するという概念に基づいて、衝撃波の上、下流に対して、連続式、運動量保存の式を適用して、比エネルギーが一定であるという仮定のもとに、つぎのような外壁沿いの水位変化に関する関係式を得た³⁾。

$$\theta = \sqrt{3} \tan^{-1} \sqrt{\frac{h}{\frac{2H}{3}}} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{h}{\frac{2H}{3}}} - \theta_1 \dots\dots\dots (1a)$$

この式は、また流れのフルード数を用いると、

$$\theta = \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{F^2-1}} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{F^2-1}} - \theta_1 \dots\dots\dots (1b)$$

のようにも表わされる。ここに、 θ : 側壁に沿う角変化量、 h : 水深、 H : 比エネルギー、 F : フルード数、 θ_1 : 積分定数で、 $\theta=0$ における h/H または F によって求められる。

Knapp は (1a) 式あるいは (1b) 式が水深 h から角変化量 θ を求める式になっていて不便であるとし、衝撃波の概念と同様の基本式から次式を得た³⁾。

$$h = \frac{V^2}{g} \sin^2 \left(\beta_1 + \frac{\theta}{2} \right) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 V : $\theta=0$ における流速、 g : 重力加速度、 β_1 : 弯曲入口における衝撃波の角度で、弯曲入り口におけるフルード数を F_1 とすると、 $\sin \beta_1 = (1/F_1)$ である。

(2) 式は最大水位の現われる位置に関する情報は何も与えていないが、外壁沿いの水位は、弯曲入口の内壁側から発する負の衝撃波が到達する地点までは θ とともに増大して行き、そこで最大水位が現われてから減少して行く。したがって、(2) 式の適用限界は、この最大水位の生ずる角変化量 θ_0 までで、 θ_0 は近似的に

$$\theta_0 = \tan^{-1} \frac{b}{(r+b/2) \tan \beta_1} \dots\dots\dots (3)$$

で表わされる。ここに、 θ_0 : 限界角変化量、 b : 水路幅、 r : 水路の中心曲率半径である。

一方、Lenau は台形断面水路および長方形断面水路の弯曲部の水面形に対する解析解を与えている⁴⁾。彼の理論は最近発表されたもので、まだあまり一般的にもなっていないと思われる、また、後述するように、かなり良い適合性をもっている、少し詳細に述べることにする。彼はエネルギー式、連続式、および、自由渦の条件式を円筒座標系で次のように表わした。

$$\frac{v_r^2 + v_\theta^2}{2g} + e + h = \frac{U^2}{2g} + h_0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(h v_r) + \frac{\partial}{\partial \theta}(h v_\theta) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r}(r v_\theta) \dots\dots\dots (6)$$

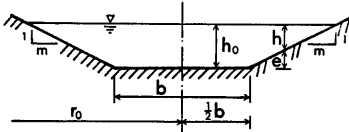


Fig. 1. Trapezoidal cross section of undisturbed flow.

ここに、 v_r, v_θ, r, θ 方向の速度成分、 e : 河床の上昇分 (Fig. 1 参照)、 h : 水深、 U, h_0 : 彎曲部に入る前の流速および水深、 r_0 : 水路中心の曲率半径である。

(4)~(6) 式を、 $x = r_0 \theta / h_0, y = (r - r_0) / h_0, e^* = h / h_0, h^* = h / h_0, v_r^* = v_r / \sqrt{g h_0}, v_\theta^* = v_\theta / \sqrt{g h_0}, F_0 = U / \sqrt{g h_0}, \epsilon = h_0 / r_0$ のようにして無次元化すると、

$$\frac{(v_r^*)^2 + (v_\theta^*)^2}{2} + e^* + h^* = 1 + \frac{1}{2} F_0^2 \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}[h^* v_r^* (1 + \epsilon y)] + \frac{\partial}{\partial x}[h^* v_\theta^*] = 0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial v_r^*}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y}[(1 + \epsilon y) v_\theta^*] \dots\dots\dots (9)$$

となる。

ϵ が微小であるとして、 $h^*, v_\theta^*,$ および、 v_r^* を以下のように展開し、 ϵ に関する摂動解を求める。

$$h^* + e^* = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n h_n \dots\dots\dots (10)$$

$$v_\theta^* = F_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n v_{\theta,n} \dots\dots\dots (11)$$

$$v_r^* = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n v_{r,n} \dots\dots\dots (12)$$

(10)~(12) 式を (7)~(9) 式に代入し、 ϵ の 1 乗の項について整理すると、それぞれ、

$$h_1 + F_0 v_{\theta,1} = 0 \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}[(1 - e^*) v_{r,1}] + \frac{\partial}{\partial x}[h_1 F_0 + (1 - e^*) v_{\theta,1}] = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial x} = \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial y} + F_0 \dots\dots\dots (15)$$

となる。

Lenau は合形断面の場合を解くことを主目的とし、断面を中央部と両側の斜面部分の三つの部分に分割して、それぞれの領域で(13)~(15)式の解を求め、さらに領域の接続部での両者の解が一致するという条件から、全体の解を求めている。当然のことながら、この解において、斜面勾配を示す m を 0 と置けば長方形断面の場合の解が得られる。

長方形断面を対象とすれば、このような手続は必要ではなく、Lenau 自身も述べているように、 $y = \pm(p/2)$ で $v_{r,1} = 0$ の条件のもとに直接解くことが可能である。ただし、 $p = b/h_0$ である。Lenau はこのような条件下での解法については詳細に述べていないので、ここで説明を加えることにする。

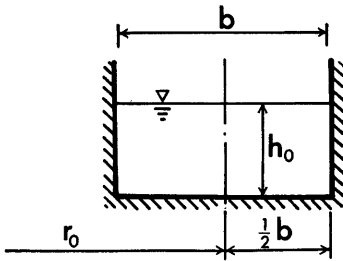


Fig. 2. Rectangular cross section of undisturbed flow.

(13)式を(14)式に代入し, Fig. 2 に示したように, $e^* = 0$ を代入すると, (14), (15)式は

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial y} + (1 - F_0^2) \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial x} = \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial y} + F_0 \quad (17)$$

となる。

$x=0$ で $v_{r,1} = v_{\theta,1} = 0$ という境界条件を用い, ラプラス変換, $V_{\theta}(y, \alpha) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} v_{\theta,1}(y, x) dx$, $V_r(y, \alpha) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} v_{r,1}(y, x) dx$ を使って, (16), (17) 式を変換すると,

$$\frac{\partial V_r}{\partial y} + (1 - F_0^2) V_{\theta} \alpha = 0 \quad (18)$$

$$\alpha V_r = \frac{\partial V_{\theta}}{\partial y} + \frac{F_0}{\alpha} \quad (19)$$

となる。

(19)式を(18)式に代入し, V_{θ} について解くと,

$$V_{\theta} = A \exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) + B \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) \quad (20)$$

となる。(20)式を(19)式に入れたら,

$$V_r = \frac{F_0}{\alpha^2} + \sqrt{F_0^2 - 1} \{ A \exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) - B \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) \} \quad (21)$$

である。

ここで, 境界条件,

$$\begin{aligned} y = p/2 & \text{ で } V_r = 0 \\ y = -p/2 & \text{ で } V_r = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

から, (21)式の係数 A, B を求めると,

$$\begin{aligned} A &= -\frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2}) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2})}{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \\ B &= \frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2}) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2})}{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \end{aligned} \quad (23)$$

となる。したがって, V_{θ}, V_r は

$$V_{\theta} = -\frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\sinh(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y)}{\cosh(\frac{1}{2} \alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \quad (24)$$

$$V_r = \frac{F_0}{\alpha^2} - \frac{F_0}{\alpha^2} \frac{\cosh(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y)}{\sinh(\frac{1}{2} \alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \quad (25)$$

のようになる。

正の実数 α に対して、(24)、(25)式を逆変換すると、

$$v_{\theta,1} = -\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p - y \right) \right] - \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p + y \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(26)$$

$$v_{r,1} = F_0 x - F_0 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p - y \right) \right] + \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p + y \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(27)$$

である。

したがって (10)式および(13)式から ϵ^2 以上の項を無視すると、弯曲部における水面形の式として次式が得られる。

$$h = h_0 + E \dots\dots\dots(28)$$

$$E = \frac{U h_0^2}{\sqrt{g} h_0 r_0} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p - y \right) \right] - \delta \left[x - \sqrt{F_0^2 - 1} \left(kp + \frac{1}{2}p + y \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(29)$$

ただし、関数 $\delta(X)$ は

$$\left. \begin{array}{l} \delta(X) = 0, \quad X < 0 \\ \delta(X) = X, \quad X > 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots(30)$$

を与える関数である。

外壁沿いでは、 $y = p/2$ であるから、 E の最大値は $x = \sqrt{F_0^2 - 1} p$, $3\sqrt{F_0^2 - 1} p$, $5\sqrt{F_0^2 - 1} p$,で生じ、その値は、 $F_0 \gg 1$ のとき、

$$E_{\max} = \frac{U^2 b}{g r_0} \dots\dots\dots(31)$$

となって、衝撃波が生じないと仮定した場合に、遠心力と横断水面勾配とが均合うとして導いた式と同じである。ただし、 $E_{\max}$ を生じる弯曲角、 $\theta = b\sqrt{F_0^2 - 1}/r_0$ が、流路弯曲部の全弯曲角よりも大きい場合には、その流路外壁に沿う最大水位は(31)式と等しくならないことは言うまでもない。

流路弯曲部における半径方向の水面形については4.2で述べるが、(28)式および(29)式によって半径方向に水深を計算すると、中央部では水路床に平行な水面形が得られるが、外岸に近づくとき急激に水深が大きくなる部分が出てくる。この部分を流下方向に連ねた線は、弯曲部入口から $(p\sqrt{F_0^2 - 1}/2)$ の距離で外壁から水路中心線に至る。外壁から水路中心線までの距離は $(p/2)$ であるから、この線が弯曲部入口において、水路壁となす角は

$$\tan \beta = \frac{p/2}{p\sqrt{F_0^2 - 1}/2} = \frac{1}{F_0} \dots\dots\dots(32)$$

となって、これは衝撃波のマッハ角に等しい。すなわち Lenau の式で計算される水面形の不連続線は衝撃波による不連続線とはほぼ一致し、外壁沿いの水位最大値も Knapp のものとはほぼ一致しており³⁾、両者の計算結果も極端な相異を生じないことが予想される。

3. 実 験

3.1 実験装置の概要

実験水路は長さ17mの直線部とその下流に続く全弯曲角 45°の弯曲部の水路とからなっている。直線部の

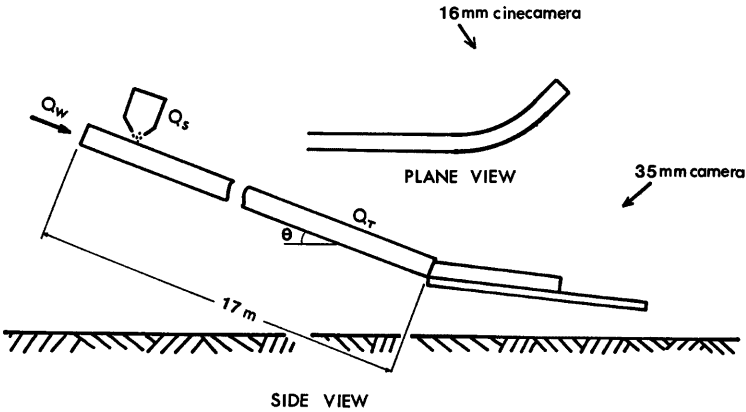


Fig. 3. Experimental flume.

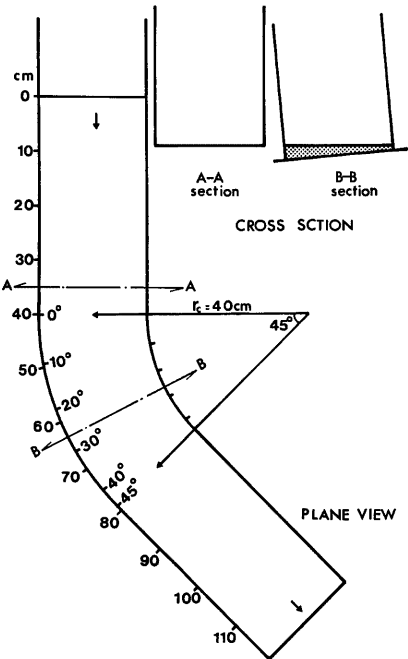


Fig. 4. Detail of the bending channel.

Table 1. Experimental conditions.

Run.No	Q(l/s)	C	r_c (cm)	Channel Up	Slope Down
1	1	0	40	17°	10°
2	2	"	"	"	"
3	3	"	"	"	"
4	1	0.2	"	20	"
5	2	"	"	"	"
6	3	"	"	"	"
7	1	0.4	"	"	"
8	2	"	"	"	"
9	3	"	"	"	"
10	1	0	60	"	"
11	2	"	"	"	"
12	3	"	"	"	"
13	1	0.2	"	"	"
14	2	"	"	"	"
15	3	"	"	"	"
16	1	0.4	"	"	"
17	2	"	"	"	"
18	3	"	"	"	"
19	1	0	100	"	"
20	2	"	"	"	"
21	3	"	"	"	"
22	1	0.2	"	"	"
23	2	"	"	"	"
24	3	"	"	"	"
25	1	0.4	"	"	"
26	2	"	"	"	"
27	3	"	"	"	"

水路は片面ガラス張りの鋼製水路であり、勾配が $0^{\circ}\sim 30^{\circ}$ で任意に設定可能である。水路幅は20cmで、水路床には粗度として、5mmの礫が貼付してある。弯曲部はアクリル製の透明水路で、上流の鋼製水路に接続して、さらに40cmの直線部分と 45° の曲がりを持つ部分、およびさらに40cmの直線部を持った水路である（Fig. 3）。直線部の水路は $17^{\circ}\sim 20^{\circ}$ に、弯曲部の水路は水路中心線に沿って 10° になるように設定した。また、半径方向には水平になるように水路床が整形してある（Fig. 4）。

給水装置は電磁流量計と速度可変ポンプの組合わせによる自動制御装置により、 $0\sim 5\text{ l/s}$ の範囲で 0.1 l/s の間隔で任意の定値制御ならびにプログラム制御が可能である。給砂装置は $0\sim 1.4\text{ l/s}$ の範囲で任意の給砂量に設定できる。

3.2 実験条件および実験方法

実験材料としては、3mmの粒状大理石と、0.15mmの珪砂7号とを重量比で1:1に混合したものをを用いた。粒子の比重はいずれも2.65である。

実験の種類はTable 1に示したように、全流量を1, 2, 3 l/s、固体分の容積濃度を0, 0.2, 0.4、弯曲部の中心曲率半径を40, 60, 100cmとしたものの組合わせ、合計27通りのものである。

弯曲部外壁の水深は、通水時間が限られているので、16ミリシネカメラで撮影記録し、解析した。ただし、清水（ $c=0$ ）の場合はポイントゲージによる水面の測定も行った。また、弯曲部内部の平面的な流れの様子は、斜め上方から35ミリモータードライブカメラによって撮影記録し、衝撃波やはく離の解析に供した。

4. 実験結果とその考察

4.1 弯曲部の外壁水深

まず最初に、濃度の差によって外壁水位に差が現われるかどうかを検討した結果の一例がFig. 5である。実験を行った範囲（ $d=3\text{ mm}$ の礫の濃度は最大でも0.2であるので決して高濃度とは言えないが）では、濃

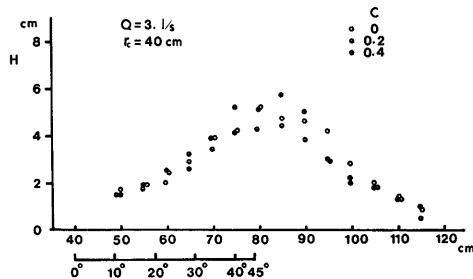


Fig. 5. Difference of depths along the outer wall due to the difference of concentration

度の違いによる系統立った差はなく、清水とほとんど同様の取扱いが可能であることがわかる。ただし、図に示した水深は、激しく変動する転波列の部分を除いた基底流に相当するような部分である。

Fig. 6(a)～(h)は上記基底流に相当する平均水深の実験結果とKnappの式およびLenauの式とを比較したものである。Knappの式による計算値は実験値よりも大きな値を示す傾向があり、とくに、角変化量が大いほど差が大きくなる。一方、Lenauの式による計算値は全般的に実測値と比較的よく一致している。とくにLenau式による計算値の場合、 $E_{\max}$ が角変化量の小さい位置で生ずるとき、周期的に水深が変化し、実験値ともよい一致を示している。Knappも周期的に最大水位が現われることを指摘しているが、最初の最大水位が生じた位置から下流での水位変化については論じておらず、この位置までが彼の理論の適用範囲である点がLenauのものとの大きい相異点である。Fig. 6(e)～(h)において、Knappの式の計算

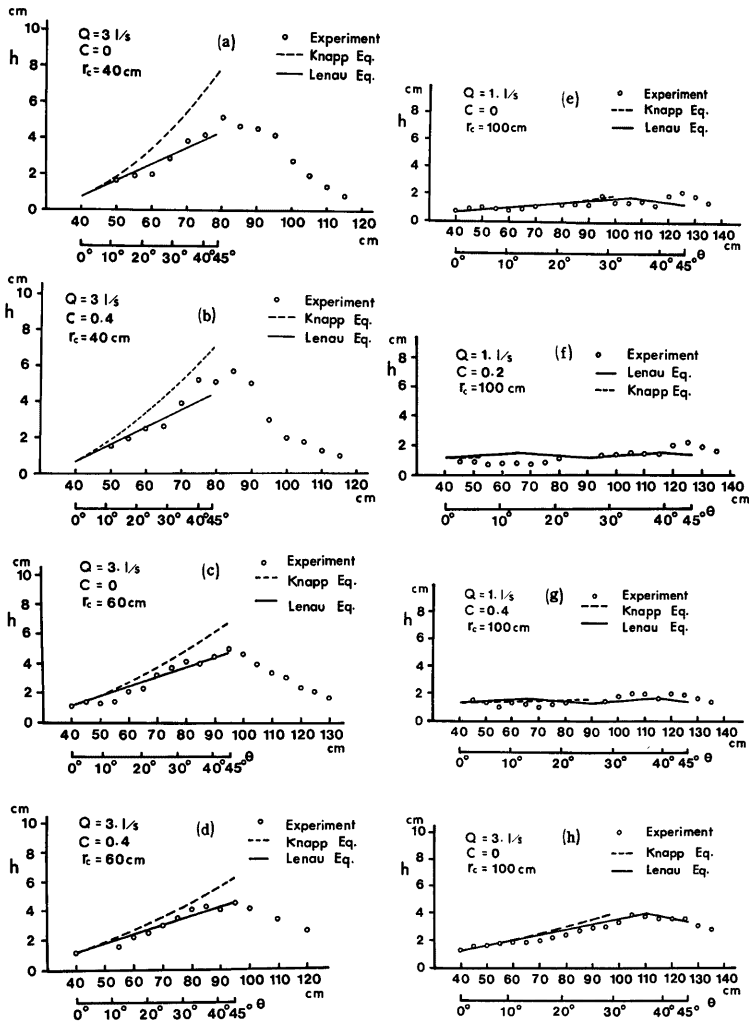


Fig. 6. (a)~(h) Comparison of experimental and calculated values of outer wall surface profile.

値を示す破線が短い範囲で終わっているのは、この適用限界のためである。

さらに、これらの図を見ても、濃度による差はとくに出ておらず、 $c=0.4$ の場合に対しても、Lenau の式がよく適用されることもわかる。

4.2 半径方向の水面形

Fig. 7 は Lenau 式によって弯曲角が $\theta=10^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ の位置での半径方向の水面形を計算し、実験値

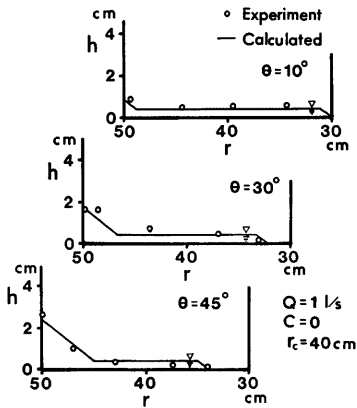


Fig. 7. Radial water surface profile

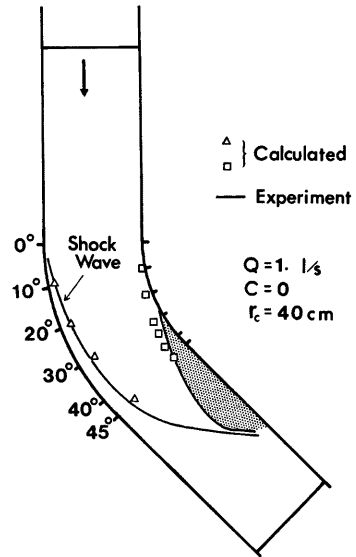


Fig. 8. Shock wave and separation of the flow in the bending channel.

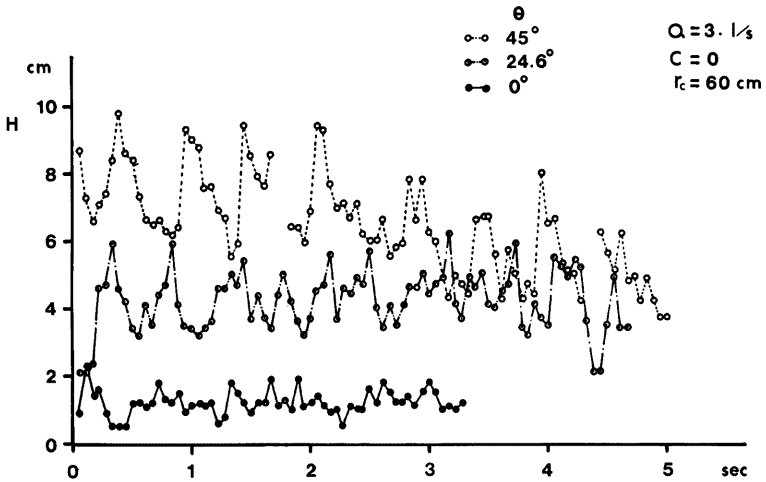


Fig. 9. Oscillation of the water surface at the positions along the outer wall.

と比較したものである。よく一致している。ただし、実験値は格子状にポイントゲージで測定したもののから内挿によって求めたものであり、砂礫を含んだ場合については測定されていない。

4.3 衝撃波とはく離

Fig.7 の計算水面形において、水面が不連続に上昇する点がある。このような点の平面的な位置を Fig.8 に三角形の点で示す。図中の実線は35ミリカメラの記録から得た衝撃波の位置を示す線であり、両者はよく一致している。なお、この衝撃波の線は濃度が0.4程度に高くなると顕著ではなくなる。

一方、Fig.7 の計算水面が河床面と一致する点が示されているが、その平面的な位置を Fig.8 に四角で示す。それに対応する実験値が実線で示されており、この線より内側のスクリーン・トーンをほどこしている所は河床が露出している部分である。これも比較的よく一致していると言える。

衝撃波やはく離の線はそれほど安定なものではなく、転波列の通過によって水面が変動する結果、これらも変動する。したがって、流れの濃度が高い場合には、はく離域に土砂が堆積しやすくなる。

4.4 弯曲部における転波列の増幅

フルード数の大きい射流では、一般に転波列が発生し、その最大波高は例えばフルード数が5の場合、等

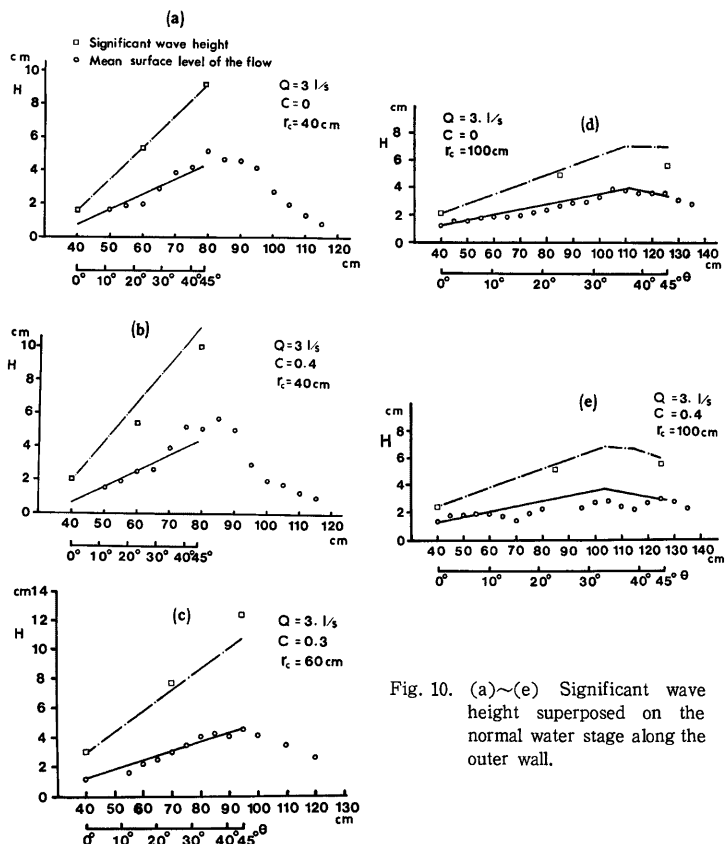


Fig. 10. (a)~(e) Significant wave height superposed on the normal water stage along the outer wall.

流水深の3倍程度にも達する⁵⁾。したがって、等流水深に対して、Lenau の式がよく適合するとしても、転波が頻繁に水路から飛び出すようでは不都合であるから、これが彎曲部でどのようなことになるのかを予測できないければならない。Fig. 9 は彎曲部外部における各偏角において水位変動を測定した例であり、振幅が偏角の増大とともに大きくなる傾向のあることを示している。

Lenau の式でもわかるように、外岸の水位上昇には遠心力が重要な役割を演じているから、転波列に対して遠心力が作用して水位が上昇すると考え、外壁の全水深 H が転波列部分を除いた水深 h と転波列の水深 h_w との和で示されるとし、

$$H = h + h_w \dots\dots\dots (33)$$

とする。そして、 h_w にも Lenau 式を適用する。その際、彎曲部入口における速度としては、等流に対する流速を用いることにする。

Fig. 10(a)~(e) は彎曲部入口における h_w として、Fig. 9 中の $\theta=0^\circ$ の波系列で示されているような波系列を実測値から作り、その波高の大きい方から 1/3 の平均値をとった、いわゆる有義波高を採用して、これが偏角の増大とともに増大して行く様子を Lenau 式によって計算し、各地点で測定された有義波高と比較したものである。転波列に対して等流と同じ流速を考えるなど、理論的にはあいまいな点が残されているが、このような方法によって比較的正確に波の到達高さが予測できることがわかる。なお、これらの図から、転波列による到達水位がいかに高いかがわかり、転波列の重要性が理解できる。

5. 外壁水位低下法

上述のように、彎曲部外壁の水位上昇は非常に大きく、水路設計上困難な問題を与えている。したがって、何らかの方法によって、この水位を低下させることができれば好都合である。従来、このような観点から、1)河床の半径方向にカントをつける方法、2)水路を同心円状の隔壁によって仕切る方法、3)彎曲部入口および出口に曲率半径の異なる彎曲部を接続する方法、4)斜めシルを設置する方法、等が考案されている⁵⁾。ここでは、水路を同心円状の隔壁によって仕切る方法について検討してみよう。

いま、Fig. 11 のように、彎曲部の流路を $(n-1)$ 個の仕切り板によって n 分割したとする。流路の内壁の曲率半径を r_i とし、内壁から i 番目の仕切りまでの距離を b_i とする。それぞれの仕切られた水路外壁に生ずる最大水位は

$$E_{i \max} = \frac{U^2 B_i}{g r_i} \dots\dots\dots (34)$$

によって計算される。ただし、水路幅 B_i 、曲率半径 r_i は Fig. 11 を参照して、

$$B_i = b_i - b_{i-1} \dots\dots\dots (35)$$

$$r_i = r_1 + (b_i + b_{i-1})/2 \dots\dots\dots (36)$$

となる。 $E_{i \max}$ がすべて等しくなるように隔壁の位置を決めるものとする、

$$\frac{b_i}{b} = n \sqrt{\left(\frac{r_i}{b}\right)^n + \left(\frac{r_1}{b}\right)^{n-1} - \frac{r_1}{b}} \quad |$$

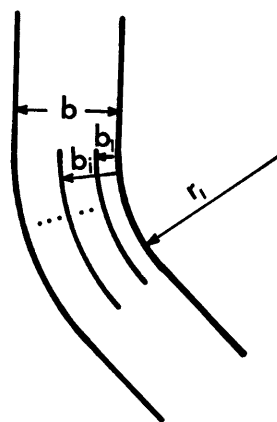


Fig. 11. Multiple curved vanes in the bending channel.

$$\left. \begin{aligned} \frac{b_i}{b} &= \frac{\left(\frac{b_{i+1}}{b}\right) - \left(\frac{b_1}{b}\right)}{\frac{r_i}{b} + \frac{b_1}{b}} \cdot \frac{r_i}{b} \\ \frac{b_n}{b} &= 1, \quad \text{ただし, } 2 \leq i \leq n-1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

となり、Fig. 12 に $n=2\sim 5$ の b_i/b と r_i/b の関係が示されている。 r_i/b が大きくなると b_i/b は $1/n$ の値に漸近する。すなわち、 $r_i/b > 10$ では、水路をほぼ n 等分すれば、それぞれの外壁の最大水位が等しくなる。

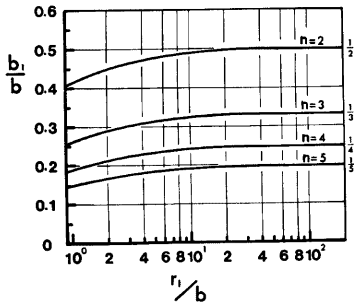


Fig. 12. Relationship between b_i/b and r_i/b

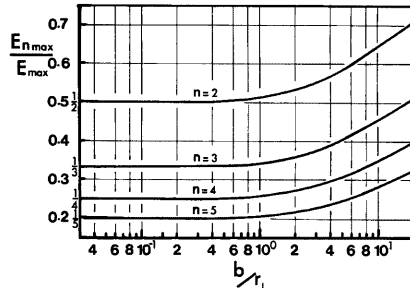


Fig. 13. Relationship between $E_{n\max}/E_{\max}$ and b/r_i .

$E_{i\max}$ が等しくなるように水路を n 分割した場合、その $E_{n\max}$ と分割しない $E_{\max}$ との比は

$$\frac{E_{n\max}}{E_{\max}} = \frac{\left(n\sqrt{1+\frac{b}{r_i}}-1\right)/\left(n\sqrt{1+\frac{b}{r_i}}+1\right)}{\left(\frac{b}{r_i}\right)/(2+\frac{b}{r_i})} \dots\dots\dots (38)$$

である。Fig. 13 は $E_{n\max}/E_{\max}$ と b/r_i の関係を示している。図より、 $b/r_i < 1$ では $E_{n\max}/E_{\max}$ はほぼ $1/n$ に漸近することがわかる。すなわち、 b/r_i の流路を(37)式のように n 分割すれば、 $E_{n\max}$ はほぼ $1/n$ になることを示している。

つぎに、一定流量 Q のもとに、弯曲部の最大水深を軽減させる有利な水路幅について考えてみよう。水流および土石流は等流に対して、それぞれ、

$$U = \frac{1}{n} h_0^{2/3} I^{1/2} \dots\dots\dots (39)$$

$$\left. \begin{aligned} U &= K h_0^{3/2} I^{1/2} \\ K &= \frac{2}{5d} \left\{ \frac{g}{a_i \sin \alpha} [c_d + (1-c_d) \frac{\rho}{\sigma}] \right\}^{1/2} \left[\left(\frac{c_*}{c_d} \right)^{1/3} - 1 \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (40)^{5)}$$

のように表わされる。したがって、流路弯曲部の最大水深 $h_{\max}$ は、水流および土石流に対して、それぞれ、

$$\text{水 流 : } h_{\max} = h_0 + E_{\max} = b^{-3/5} \left(\frac{nQ}{I^{1/2}} \right)^{3/5} + b^{1/5} \left(\frac{I^{5/2} Q^4}{n^6} \right)^{1/5} \frac{1}{gr_0} \dots\dots\dots (41)$$

$$\text{土石流 : } h_{\max} = h_0 + E_{\max} = b^{-2/5} \left(\frac{Q}{KI^{1/2}} \right)^{2/5} + b^{-1/5} \left(\frac{Q}{KI^{1/2}} \right)^{6/5} \frac{K^2 I}{gr_0} \dots\dots\dots (42)$$

となる。これより、土石流の場合には $h_{\max}$ は水路幅 b に対して減少関数であって、水路幅を大きくするとほど小さくなる事がわかる。ただし、実際上は弯曲部で急激に水路幅を広げても、土石流は急激には拡がらない性質をもち、また、弯曲部流路の延長が長い場合には流水の幅は徐々に拡がって行くが、土石流中に含まれている大礫が停止するほど浅い流れになれば、堆積が生ずるであろうから、このような面からの水路幅の制限が加わり、最適の幅が存在するものと考えられる。しかしながら、その幅がどのようなものかは今のところよくわからない。一方、水流の場合には、

$$r_0 < \frac{16}{243} \frac{I^4 Q}{g^3 n^9} \dots\dots\dots (43)$$

の条件のもとに、 $h_{\max}$ を最小にする b が存在することがわかる。

6. 結 語

水流および土石流の流路弯曲部における流動特性について述べて来たが、本研究で明らかにされたことがらを列挙して結語とする。

(1) 流路弯曲部における外壁沿いの水位変化は、衝撃波の概念を用いた Knapp の式よりも、自由渦を仮定して解析的に求めた Lenau の式によって、より良く予測される。

(2) Lenau の式によれば、従来のような特性曲線法による数値計算法によらなくても、横断方向の水面形も計算することができる。

(3) 射流流れでは一般に転波列を生ずるが、弯曲部において転波列の波高は増幅する。

(4) 転波列の波高の増幅も Lenau の式によって説明され、最大水位は定常部分の水位と転波列部分の波高とを重ね合わせる事によって求められる。

(5) 水路内に隔壁を設けて分割することが可能であれば、これによって水位上昇をかなり軽減することができる。

(6) 一定流量に対して、土石流では流動が続けられる範囲内で流路幅を広げるほど最大水位が小さくなるが、水流では条件によって最大水位を最小とする水路幅が存在する。

(7) $c=0.4$ までの濃度で行った実験では、弯曲部での流れの挙動は濃度の相異による違いは顕著ではなかった。

最後に本研究は文部省科学研究費災害科学特別研究「扇状地における洪水・土砂災害の防止・軽減に関する研究」の一環として行ったものであり、関係各位に謝意を表する。また、実験および資料の整理には吉田義則、八木秀樹の両君に大変お世話になった。あわせて感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 高橋保・吉田等：土石流の停止、堆積機構に関する研究(2)、京都大学防災研究所年報、22号 B-2、1979, pp. 315-328.
- 2) Ippen, A. T. : Mechanics of Supercritical Flow, Trans, ASCE, Vol. 116, Paper 2434, 1951, pp. 268-295.
- 3) Knapp, R. T. : Design of Channel Curves for Supercritical Flow, Trans, ASCE, Vol. 116, Paper 2435, 1951, pp. 296-325.
- 4) Lenau, C. W. : Supercritical Flow in Bends of Trapezoidal Section, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 105, No. EMI 1979, pp. 43-54.
- 5) 高橋保：土石流の力学的機構、水工学シリーズ80-A-1、土木学会水理委員会、1980, pp. A-1-1~A-1-10.