

土石流の停止・堆積機構に関する研究(3)

——土石流扇状地の二次侵食——

高 橋 保

STUDY ON THE DEPOSITION OF DEBRIS FLOWS (3)

——Erosion of Debris Fan——

By *Tamotsu* TAKAHASHI

Synopsis

Many disasters have happened due to occurrence of so-called sediment flow, which is in many times originated from erosion of the debris flow deposit upstream. To understand the phenomena of sediment flows, the author hydraulically defines the sediment flow and studies the mechanics of it. He proposes the formulae of sediment discharge, resistance to flow, and sediment concentration suitable for the sediment flow. Application of these formulae for erosion of a debris cone and re-deposit as an alluvial fan necessitates a simplified method to analyse the process. The author gives the method and calculates the initial process successfully. The process of armour coating and the characteristics of rhythmic spacing of pools and riffles are also investigated.

1. 緒 論

土石流災害地を調査してみると、家屋の倒壊や埋没が生じているのは、土石流の直撃を受けた地域とは限らない。流出土石流が停止して、土石流扇状地を形成した後、後続流あるいは土石流後に発生する洪水流によって、扇状地が二次的に侵食を受け、その土砂がさらに下流部で扇状に堆積した結果被災するものもかなり多い。このような場合、土砂礫の粒径は比較的細かいが、量が多く、堆積範囲も広くて、災害原因としての破壊力は土石流と同様に強大である。したがって、土石流堆積物の二次侵食による災害の危険範囲や危険度を予測することは、土石流に対するそれと同様に重要である。このような土砂の流出形態あるいは災害の形態はしばしば土砂流と呼ばれ、土石流および掃流とは区別されている。

本論文は、まず第一に、いわゆる土砂流の土砂水理学的意義を明確にし、土砂流における流砂量式、抵抗則等を提示する。次いで、一様幅に拘束された土石流堆積物の侵食および再堆積の過程をここで示した流砂量式等を用いて解析する手法について考察し、さらに、これを土石流扇状地の侵食と土砂流扇状地の形成の過程に適用して、土砂流危険範囲予測のための手がかりを得ることとする。また、土石流扇状地はしばしば大礫を含んでいるから、比較的小規模の洪水流では、全粒子は移動できず、侵食流路にはアーマーコートが形成されることが多いので、このような場合のアーマーコートの解析法や形成されたアーマーコートの特性についても言及する。

2. 土 砂 流

2.1 土砂流の土砂水理学的意義

著者はすでに水と土砂の共存系における各種の土砂移動形態の発生領域を明らかにしている¹⁾。それによれば、非粘性材料による流動の場合の領域区分図は Fig. 1 のようである。ここにおいて、縦軸に含まれ

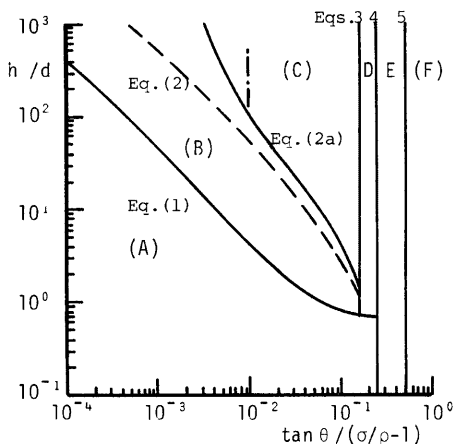


Fig. 1 Criteria for occurrence of various types of sediment transportation.

ている d は材料の代表粒径, h は水深, θ は堆積層の勾配, σ および ρ はそれぞれ砂礫および水の密度である。また, 各領域を区分する曲線は, それぞれ,

$$\frac{\rho u_{*c}^2}{(\sigma-\rho)gd} = 0.034 \cos \theta \left[\tan \phi - \frac{\sigma}{(\sigma-\rho)} \tan \theta \right] \times 10^{0.32(d/hc)} \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\tan \theta = \frac{c_* (\sigma-\rho)}{c_* (\sigma-\rho) + \rho(1+h/d)} \tan \phi \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\tan \theta = \frac{c_* (\sigma-\rho)}{c_* (\sigma-\rho) + \rho(1+\kappa^{-1})} \tan \phi \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\tan \theta = \frac{c_* (\sigma-\rho)}{c_* (\sigma-\rho) + \rho} \tan \phi \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\theta = \phi \quad \dots\dots\dots(5)$$

で与えられる。ここに, C_* : 砂礫堆積層の固体分の容積濃度, u_{*c} : 移動限界摩擦速度, h_c : 移動限界水深, ϕ : 砂礫内部摩擦角, g : 重力加速度, κ : 実験定数 ($\approx 1 \sim 0.7$) である。

ところで, (2) 式は掃流砂の存在を無視して求められている。掃流から掃流状集合流動へ遷移するような領域では掃流砂の影響も無視できないことが推察されるので, ここで従来の領域区分図を多少修正する。河床面上に濃度 C_b , 厚さ h_b の掃流層が存在すると, これが河床面をおさえる働きをし, それだけ河床面粒子の集合的な流動の開始をさまたげるような作用をする。この効果を考慮に入れて, (2) 式や (3) 式を導いたのと同様の考察を行えば, 掃流状集合流動の発生限界式として,

$$\tan \theta \geq \frac{(c_* + c_b h_b / d)(\sigma-\rho)}{(c_* + c_b h_b / d)(\sigma-\rho) + \rho(1+h/d)} \tan \phi \quad \dots\dots\dots(2a)$$

という式が得られる。(2) 式と (2a) 式とは後者では c_* の項に $c_b h_b / d$ が加わっているところのみが異なっている。 $c_b h_b \bar{v}_b$ (\bar{v}_b : 掃流砂の移動速度) は掃流砂量に他ならないから, $\bar{v}_b = f u_{*c}$ とおき, f が平滑河床の粗度高さにおける流速を与える係数であるとして, $f=8.5$ とおけば, 掃流砂量式を用いて (2a) 式を計算することができる。**Fig. 1** の (2a) 式を示す曲線は芦田・高橋・水山式²⁾を用いて計算した結果である。ただし, その他の諸物理定数は後述の実験材料のものを用いている。

ここで着目するのは (C) の掃流状集合流動の領域である。(2) 式はこれ以上の水深あるいは勾配では, 表

面流の水の重量の流下方向成分が表面粒子のその方向への移動に対する抵抗力を上まわり、流速の如何にかかわらず、砂礫が移動を始める限界を意味している。このような領域では勾配が急になるほど、同一水深で移動を開始する粒子層の厚さが大きくなり、全流動層中に占める粒子移動層の厚さの割合が増加していき、ついに (3) 式が満足されるような勾配に至ると粒子が全流動層に分散して土石流となる。したがって、領域 (C) では粒子は土石流と同様に、主として、静的な力の不均衡にもとづいて移動しており、集合流動であると言えるが、粒子移動層は全流動層には分散せず、掃流の場合と類似の様相を呈している。掃流でも土石流でもない土砂流という流砂形態を土砂水理学的に定義するものとするれば、まさに掃流状集合流動がそれであると言えよう。ただし、土石流扇状地が侵食を受け、その下流に新たに扇状地を形成して災害の原因となるといった一般に言われる土砂流の発生場は、 $\theta \geq 1^\circ$ 程度であるとみなされる。したがって、土砂流というのは、掃流状集合流動のうち、 $\theta \geq 1^\circ$ 程度で生ずる流砂形態であると定義することができよう。

2.2 実験

(1) 実験水路

上流側に土石流発生および流下用の水路、下流側に堆積用水路を持つ鋼製水路の下流水路部を用いて実験を行った。この部分は幅 10cm、深さ 30cm で両側面ガラス張りになっており、全長 6m で、勾配は $0^\circ \sim 12^\circ$ まで可変である。

(2) 実験材料

中央粒径 $d_{50} = 1.14\text{mm}$ 、 $\sigma = 2.61\text{g/cm}^3$ のほぼ一樣な砂を用いた。

(3) 実験方法および実験結果の概要

水路を所定の勾配に設置し、下流端から 4m に亘って厚さ 10cm の一樣な河床を形成した。下流端には高さ 10cm の床止め用の板を設置して、水流は自由落下させた。このような状態のところへ所定の流量で水流を与え、定常状態になったと見られる時間と区間にかぎって、水深 h 、粒子移動層厚 h_d 、流砂量 q_s および流速分布の測定を行った。給砂はしていない。水深および粒子移動層厚は主として側面からビデオカメラによって撮影したが、Run 3, 4, 10, 16, 22 の 5 種類の実験では 16 ミリ高速度カメラでも撮影し、流速分布の解析に供した。流速分布は、粒子移動層では砂粒子の移動速度を求め、上層の水流の部分では、比重が 1 よりもわずかに大きい直径 3.5mm のポリスチレン粒子を流してその移動速度に等しいと求めた。流砂量は水路下流端で所定時間内の全流砂を探ることによって求めた。河床波はほとんどのケースで発生せず平坦であった。

実験ケースおよび測定結果を **Table 1** に示す。ただし、 h および h_d は以下のようにして求めたものである。粒子移動層の下部には、とくに粒子移動層が厚い場合に顕著なのであるが、数粒径の厚さで極めてゆっくりと動いている部分があり、流動層の底面を流速が 0 の位置であると定義すると、これがどこにあるのか判断するのが難しい。このような層は流動層とみなすよりも、上部の流動層から伝達されるせん断力によって二次的にクリープ状にひきずられていると考えた方が妥当なようである。なぜなら、この層より上には下に凸の流速分布を持つ速い流れがあり、この層が上に凸の流速分布をもっていて、変曲点を境界にして、上下で流れの機構が異なっていることを示しているのみならず、固定床上ではこのような部分が現れないからである。そこで、流動の底面はこの変曲点の位置であるとした。このようにしても、変曲点以下の流速は極めて小さいから、流砂量を算定するなどの実用的な見地からは不都合はない。なお、**Table 1** の h および h_d はビデオテープによって読みとったもので、高速度カメラによるものとは値が少し異なっている場合もある。

2.3 理論的考察

(1) 流動機構

上述のように、土砂流は粒子流動層と水流層とからなり、粒子流動層は土石流と同様の集合流動となっているものである。したがって、粒子流動層内では、土石流の場合がそうであるように、粒子同士の接触による応力伝播が流動機構中に重要な役割を演ずるものと予想される。いま、土砂流の流動形態を **Fig. 2** のよ

Table 1. Experiments of sediment flow.

Run No.	$\theta(^{\circ})$	$Q(l/s)$	$h(cm)$	$h_d(cm)$	$q_B(cm^2/s)$
1	10	0.5	1.12	0.75	10.4
2	//	1.0	1.30	0.97	22.5
3	//	2.0	2.07	—	40.7
4	//	3.0	1.89	1.13	50.0
5	//	4.0	2.77	1.55	60.4
6	//	4.7	2.97	1.28	59.4
7	8	0.5	1.08	—	6.9
8	//	1.0	1.28	0.75	15.1
9	//	2.0	2.18	1.15	23.8
10	//	3.0	2.20	1.16	31.7
11	//	4.0	2.75	1.28	41.4
12	//	4.7	3.27	1.69	38.9
13	6	0.5	1.20	0.44	3.7
14	//	1.0	1.51	0.85	8.4
15	//	2.0	2.13	1.01	16.2
16	//	3.0	2.65	1.07	21.5
17	//	4.0	3.07	1.35	26.1
18	//	4.7	3.43	1.21	26.1
19	4	0.5	1.07	0.45	1.7
20	//	1.0	1.51	0.74	4.4
21	//	2.0	2.06	0.91	9.8
22	//	3.0	3.18	0.76	13.4
23	//	4.0	3.40	1.01	15.2
24	//	4.7	3.53	1.08	17.6

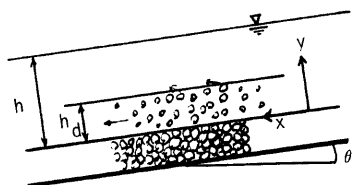


Fig. 2 Conceptual diagram of sediment flow.

うに表わすと、河床面に作用するせん断力 τ_0 は

$$\tau_0 = (\sigma - \rho) c_d h_d g \sin \theta + \rho g h \sin \theta \dots\dots\dots (6)$$

である。ここに、 c_d は粒子流動層内の平均容積土砂濃度である。

河床の洗掘も堆積も生じない平衡状態を考えると、作用せん断力 τ_0 は、粒子流動層内の粒子同士の接触によって受けもたれるせん断力と、流動している粒子の間に存在する流体によって受けもたれるせん断力の和と均衡し

ている。河床の粒子は洗掘も堆積もしない状態を考えているのであるから、このとき流体によって受けもたれるせん断力は河床粒子の限界掃流力 τ_c に等しいはずである²⁾。したがって

$$\tau_0 = (\sigma - \rho) c_d h_d g \cos \theta \tan \alpha + \tau_c \dots\dots\dots (7)$$

が成立する。ここに、 $\tan \alpha$ は衝突によって流下方向へ伝達されるせん断力を与える係数であり、動摩擦係数に相当するものである。

土石流では、 $h = h_d$ 、 $\tau_c \neq 0$ が成立し、(6) 式および (7) 式から、

$$c_d (= c_{d\infty}) = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\tan \alpha - \tan \theta)} \dots\dots\dots (8)$$

が成立する。ただし、実験によれば、(8) 式中の $\tan \alpha$ はむしろ $\tan \phi$ に等しいとした方がよく合うことがわかっている¹⁾。

(8) 式によれば、 θ が小さくなると c_d は小さくなるが、 c_d があまり小さくなると粒子が水深全体に分散することが難しくなり、ある厚さ h_d にのみ集中して流れるようになって土砂流となる。したがって、土砂流の粒子流動層内の砂礫濃度は土砂流発生限界勾配における砂礫濃度 c_{dc} に等しく保持され、勾配が緩くなっても粒子流動層内の濃度は変化せずに h_d が小さくなると考えることができるであろう。(8) 式の $\tan \alpha$ を $\tan \phi$ に入れ換え、 $\tan \theta$ に (3) 式を入れると、

$$c_{dc} = \frac{c_*}{1 + \kappa^{-1}} \quad \dots\dots\dots(9)$$

を得る。以上の考え方に従えば、(6)、(7) および (8) 式から、

$$\frac{h_d}{h} = \frac{c_{d\infty}}{c_{dc}} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right) \quad \dots\dots\dots(10)$$

が得られる。

Fig. 3 は $c_* = 0.65$, $\kappa = 0.7$, $\tan \phi = 0.8$, $\tau_{*c} = 0.05$ として、(10) 式から得られる h_d/h の値と実験値とを比較したものである。ほぼ上記の考え方が正しいことを示している。

(2) 流速分布

a) $y \leq h_d$ における流速分布

粒子流動層内においてはダイラタント流体モデルが適用できるものとする、力の均合条件から、

$$\alpha_i \sigma (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \sin \alpha + \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \{ (\sigma - \rho) c_{dc} (h_d - y) + \rho (h - y) \} g \sin \theta \quad \dots\dots\dots(11)$$

が得られる。ただし、 $\alpha_i \sin \alpha$ は従来の土石流に関する実験によればほぼ 0.02 の一定値をとる。また、 λ は

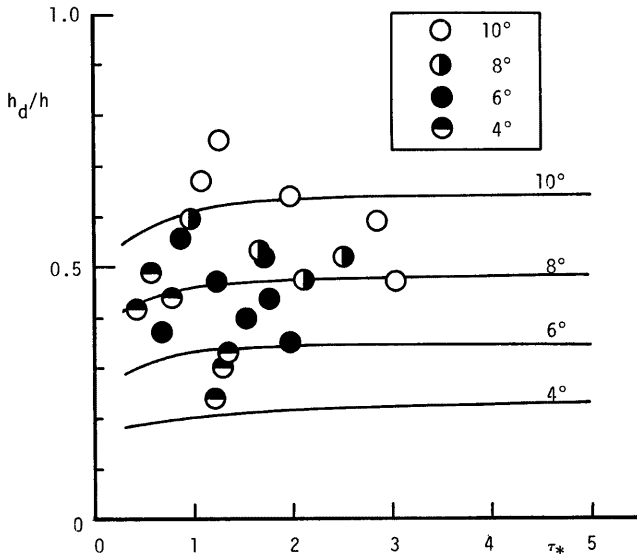


Fig. 3 The ratio of the thickness of grain flow layer to the total layer versus shearing stress and the bed slope.

線濃度であり、 $\lambda = \{(c_*/c_{dc})^{1/3} - 1\}^{-1}$ 、 l は粒子間の空隙における流体の乱れの混合距離である。

粒子流動層内では、流体の混合距離はほぼ空隙の大きさ程度であると推定されるので、 $l = Kd/\lambda$ (K : 定数) と仮定して (11) 式を積分すると、

$$u_{*} = \frac{2}{3} \frac{h}{d} \left(\frac{\sigma}{\rho} \lambda^2 a_i \sin \alpha + \frac{K^2}{\lambda^2} \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} + 1 \right) \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} \frac{hd}{h} + 1 \right)^{3/2} - \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} \frac{hd}{h} + 1 \right) - \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} + 1 \right) \frac{y}{h} \right\}^{3/2} \right] \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。ただし、 $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$ である。また、 $y = hd$ における流速 u_d は、(12) 式から、

$$\frac{u_d}{u_*} = \frac{2}{3} \frac{h}{d} \left(\frac{\sigma}{\rho} \lambda^2 a_i \sin \alpha + \frac{K^2}{\lambda^2} \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} + 1 \right) \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_{dc} \frac{hd}{h} + 1 \right)^{3/2} - \left(1 - \frac{hd}{h} \right)^{3/2} \right] \quad \dots\dots\dots(13)$$

である。

b) $y > hd$ における流速分布
この部分は水流のみであるから、

$$\rho l'^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \rho g (h - y) \sin \theta \quad \dots\dots\dots(14)$$

が成立する。ここに、 l' は $y > hd$ における混合距離である。 κ' をカルマン定数として、

$$l' = \frac{K}{\lambda} d + \kappa' (y - hd) \quad \dots\dots\dots(15)$$

を仮定して、(14) 式を積分すると、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_d}{u_*} + \frac{2}{\kappa'} \left\{ \left(1 - \frac{y}{h} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \right\} - \frac{1}{\kappa'} \left(\frac{d}{\kappa' h} \frac{K}{\lambda} + 1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \ln \left| \frac{\left\{ \left(1 - \frac{y}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{d}{\kappa' h} \frac{K}{\lambda} + 1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \right\} \left\{ \left(1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} - \left(\frac{d}{\kappa' h} \frac{K}{\lambda} + 1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \right\}}{\left\{ \left(1 - \frac{y}{h} \right)^{1/2} - \left(\frac{d}{\kappa' h} \frac{K}{\lambda} + 1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \right\} \left\{ \left(1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{d}{\kappa' h} \frac{K}{\lambda} + 1 - \frac{hd}{h} \right)^{1/2} \right\}} \right| \quad \dots\dots\dots(16)$$

となる。

Fig. 4 は (10) 式の妥当性を検証したときに用いた諸定数値の他に、 $K=3$ 、 $\kappa'=0.4$ として、(12) 式および (16) 式を用いて流速分布を計算し、実験値と比較した結果である。ただし、 h および hd は高速カメラによる記録から直接読みとったものである。とくに水流の層におけるばらつきが大きくなっているが、

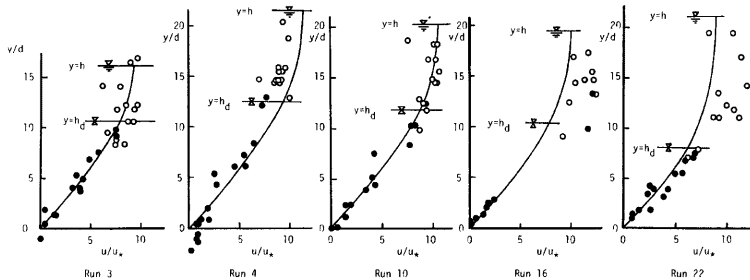


Fig. 4 Vertical velocity distribution in the sediment flow. Open circles show the velocities of the polystyrene particles and the closed ones show those of sand particles.

ここで用いた考え方が妥当であることを示している。なお、 $K=3$ は、この場合 $\lambda=2.954$ であるので、粒子流動層中の流体の混合距離がほぼ粒径程度であることを示している。

(3) 流砂量式

(12) 式から $y \leq h_d$ における平均流速 U_d を求めると、

$$\begin{aligned} \frac{U_d}{u_*} = & \frac{2}{3} \frac{h}{d} \frac{1}{\left(\frac{\sigma}{\rho} \lambda^2 a_i \sin \alpha + \frac{K^2}{\lambda^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} + 1\right)} \left[\left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} \frac{h_d}{h} + 1\right)^{3/2} \right. \\ & \left. + \frac{2}{5} \frac{h}{h_d} \frac{1}{\left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} + 1\right)} \left\{ \left(1 - \frac{h_d}{h}\right)^{5/2} - \left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} \frac{h_d}{h} + 1\right)^{5/2} \right\} \right] \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

となる。単位幅当り流砂量 q_s は

$$q_s = U_d h d c_{dc} \dots\dots\dots(18)$$

であるから、(10)、(17) および (18) 式から、

$$\begin{aligned} q_{s*} = & \frac{q_s}{u_* d} = \frac{2}{3} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \frac{c_{d\infty}}{\left(\frac{\sigma}{\rho} \lambda^2 a_i \sin \alpha + \frac{K^2}{\lambda^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} + 1\right)} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right) \\ & \left[\left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} \frac{h_d}{h} + 1\right)^{3/2} + \frac{2}{5} \frac{h_d}{h} \frac{1}{\left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} + 1\right)} \left\{ \left(1 - \frac{h_d}{h}\right)^{5/2} - \left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} \frac{h_d}{h} + 1\right)^{5/2} \right\} \right] \dots\dots\dots(19) \end{aligned}$$

が得られる。この式はかなり複雑な形をしているが、 h_d/h の変化範囲が 0~1 であること、現実の土砂流では、 $\{(\sigma-\rho)/\rho\} c_{dc}$ の変化範囲が 0.25~0.55 程度であることを考慮して、右辺大カッコ中の値の変化の様子を調べると Fig. 5 のようになる。これより、(19)式は十分の精度で、

$$\begin{aligned} q_{s*} = & \frac{2}{3} \left(\frac{h}{d}\right)^2 c_{d\infty}^2 \\ & \left\{ \frac{0.6 + \frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc}}{\left(\frac{\sigma}{\rho} \lambda^2 a_i \sin \alpha + \frac{K^2}{\lambda^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\sigma-\rho}{\rho} c_{dc} + 1\right)} c_{dc} \right\} \\ & \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right)^2 \dots\dots\dots(20) \end{aligned}$$

のように書き変えることができる。さらに、(20)式の中カッコ内の式は現実の土砂流で σ/ρ がとり得る値の範囲では、主として c_{dc} の値によって変化し、実験によって得られた $a_i \sin \alpha = 0.02$, $K=3$, $\kappa=0.7$ を用いると、 $0.2 < c_{dc} < 0.33$ の範囲ではほぼ $(4.2 - 0.75c_{dc})$ のように書ける。したがって、流砂量式は最終的に

$$q_{s*} = \frac{2}{3} \frac{(4.2 - 0.75c_{dc})}{\cos^2 \theta (\tan \phi - \tan \theta)^2} \tau_*^2 \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right)^2 \dots\dots\dots(21)$$

となる。

Fig. 6 は著者および水山⁴⁾の実験データと (21) 式との比較を示している。ただし、 $c_{dc} = 0.271$, $\tan \phi = 0.8$, $\tau_{*c} = 0.05$ としている。実験値には勾配による変化傾向が顕著にあらわれていないが、全体的に (21) 式との一致の程度はかなり良好である。なお、図には著者ら²⁾が先に示した急勾配水路における掃流砂量を示す

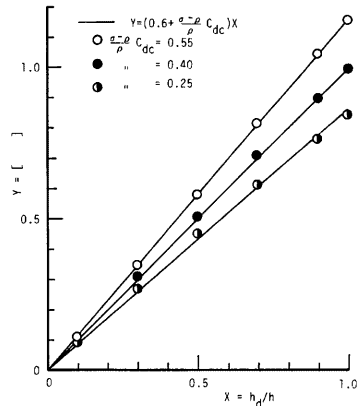


Fig. 5 Relationship between X and Y , in which Y is the value of the formula in the parenthesis [] in Eq. (19).

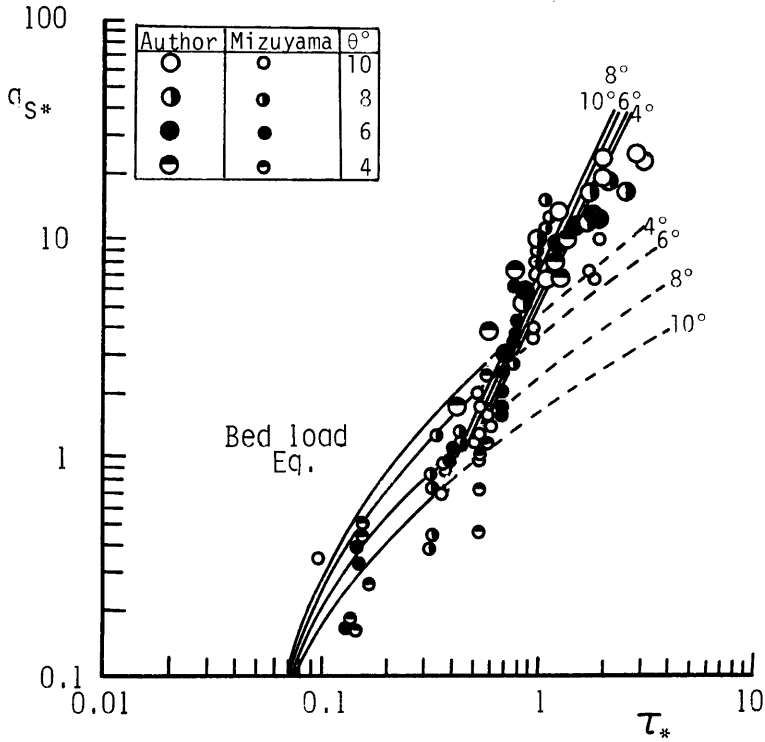


Fig. 6 Conformability of the formula for sediment discharge in sediment flow.

曲線も描かれている。ところで、上砂流となるのは河床勾配が (2a) 式で示される勾配よりも急な場合にかぎる。 h/d を τ_* を用いて書きなおすと、掃流状集合流動となる条件は

$$\tau_* \geq \cos \theta \left\{ (c_* + \frac{q_{B*}}{f}) (\tan \phi - \tan \theta) - \frac{(\sigma - \rho)}{\rho} \tan \theta \right\} \dots\dots\dots (22)$$

である。ただし、 $q_{B*}(=q_B/u_*d)$ は無次元掃流砂量である。実験材料について (22) 式を計算すると、 $\theta=4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ および 10° に対して、それぞれ $\tau_*=0.56, 0.52, 0.47$ および 0.43 以上のときに掃流状集合流動となり、それ以下では掃流になるとみなすことができる。Fig. 6 では掃流範囲に対して掃流砂量式を実線で示し、(21)式は掃流状集合流動となる掃流力以上に対して描いている。両者の式ではその誘導過程における考え方が異なっているので、限界の τ_* に対して一致していないが、大きくない違いも生じていない。実際には両者の遷移はある τ_* の幅にわたって徐々に生ずるものと推察されるが、このような不連続な遷移を考えても実用上の問題は生じないと判断される。

(4) 抵抗則

上層の水流の部分の平均流速 U_u は (16) 式を積分して、

$$\frac{U_u}{u_*} = \frac{u_d}{u_*} - \frac{1}{\kappa'} \left[\frac{2 \left(\frac{\kappa'}{\lambda} \frac{1}{\kappa'} \frac{d}{h} + 1 - \frac{h_d}{h} \right)}{(1 - h_d/h)^{1/2}} + \frac{2 \left(1 - \frac{h_d}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{\kappa'}{\lambda} \frac{1}{\kappa'} \frac{d}{h} + 1 - \frac{h_d}{h} \right)^{1/2}}{3} \right]$$

$$\left\{ 1 + \frac{K}{\lambda} \frac{1}{\kappa'} \frac{d}{h} \frac{1}{\left(1 - \frac{hd}{h}\right)} \right\} \ln \left[\frac{\left(1 - \frac{hd}{h}\right)^{1/2} - \left(\frac{K}{\lambda} \frac{1}{\kappa'} \frac{d}{h} + 1 - \frac{hd}{h}\right)^{1/2}}{\left(1 - \frac{hd}{h}\right)^{1/2} + \left(\frac{K}{\lambda} \frac{1}{\kappa'} \frac{d}{h} + 1 - \frac{hd}{h}\right)^{1/2}} \right] \dots\dots\dots(22)$$

のように与えられる。

全流動層の平均流速 U は

$$\frac{U}{u_*} = \frac{hd}{h} \frac{U_d}{u_*} + \left(1 - \frac{hd}{h}\right) \frac{U_u}{u_*} \dots\dots\dots(23)$$

によって計算されるから、(10)、(17) および (22) 式を用いることによって、 h/d に対して U/u_* の値を計算することができる。Fig. 7 はこのようにして計算した結果（実線）と実験値とを示したものである。 h/d の小さいところで実験による流速係数の方が少し大きくなる傾向が出ているが、 h/d による変化の傾向はほぼ正しく説明されているようである。理論値の傾向を近似的に表わす式を示せば、 h/d が5から50程度の範囲で、

$$\frac{U}{u_*} = (0.23 + 0.65 \tan \theta) \frac{h}{d} \dots\dots\dots(24)$$

のようになる。

Fig. 7 中には破線で upper regime の掃流砂に対する抵抗則

$$\frac{U}{u_*} = 6.0 + 5.75 \log \frac{h}{d(1+2\tau_*)} \dots\dots\dots(25)$$

の関係⁹⁾も示されている。掃流砂の場合とは傾向が異なっていることが判る。

(5) 流砂濃度

流砂濃度 C は (21) 式および (24) 式を用いて、

$$C = \frac{2.66 c_d \infty^2}{0.23 + 0.65 \tan \theta} \left\{ 1 - \frac{0.05(\sigma/\rho - 1)}{\sin \theta} \frac{d}{h} \right\}^2 \dots\dots\dots(26)$$

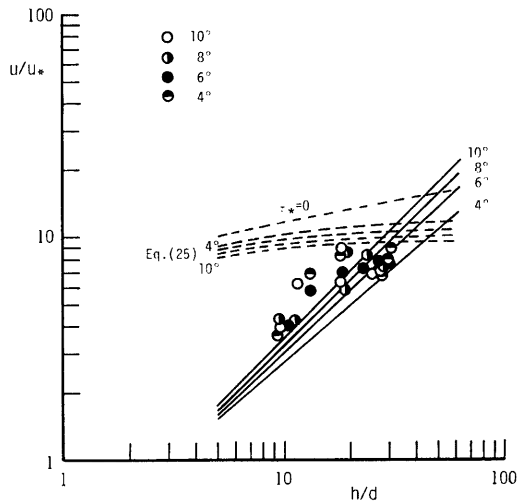


Fig. 7 Resistance to flow in case of sediment flow.

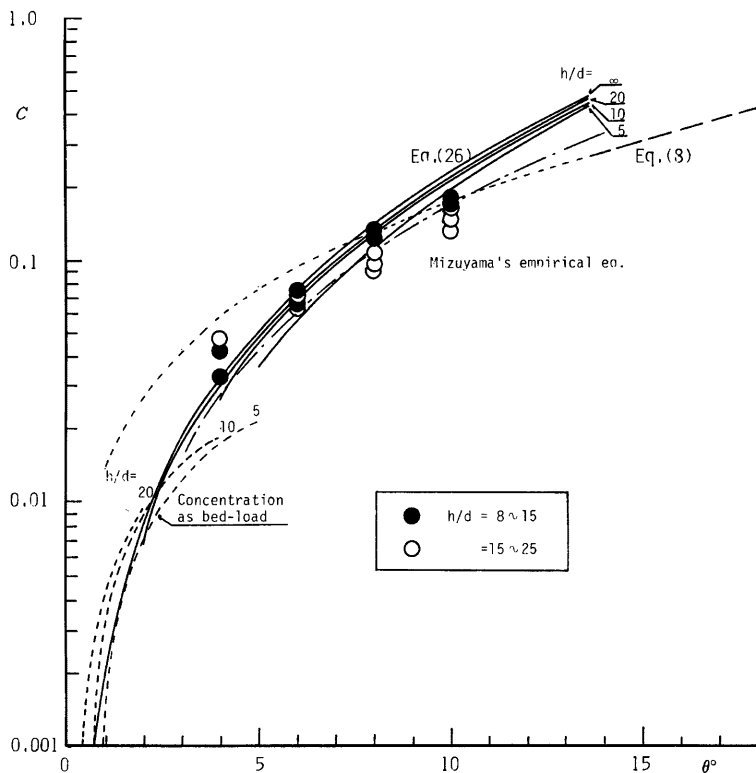


Fig. 8 Sediment concentration in sediment flow.

のように与えられる。

Fig. 8 には (26) 式を (22) 式から決まる適用可能勾配範囲にかぎって実線で示し、実験値と比較している。(26) 式では勾配の大きい範囲で土石流で流動する濃度よりも大きく計算される結果があらわれているが、もちろんこのようなことは物理的には起り得ないと考えられ、近似化や定数見積り上の誤差による結果であると思われる。事実、実験値は勾配の大きい部分で $c_{d\infty}$ に近づく傾向がみられる。勾配の小さい範囲では実験値と (26) 式の一一致の程度は良好である。図にはさらに掃流砂量式⁹⁾による濃度計算の結果も示しているが、同一の相対水深に対して、勾配が緩くなって掃流状集合流動から掃流へ遷移して行く場合の流砂濃度がほぼ連続的に変化して行く様子を読みとれる。なお、一点鎖線は水山⁹⁾によって与えられた実験式であるが、 h/d による濃度変化が小さいことから、 h/d の値の如何にかかわらずこのような一本の曲線で近似することもほぼ妥当であることを示している。

3. 一様幅堆積物の土砂流による侵食および再堆積

3.1 実験

(1) 実験水路および実験材料

前章の実験に用いたのと同じ水路を用いた。上流水路は 18° 、下流水路は 2° に固定した。実験材料は前章

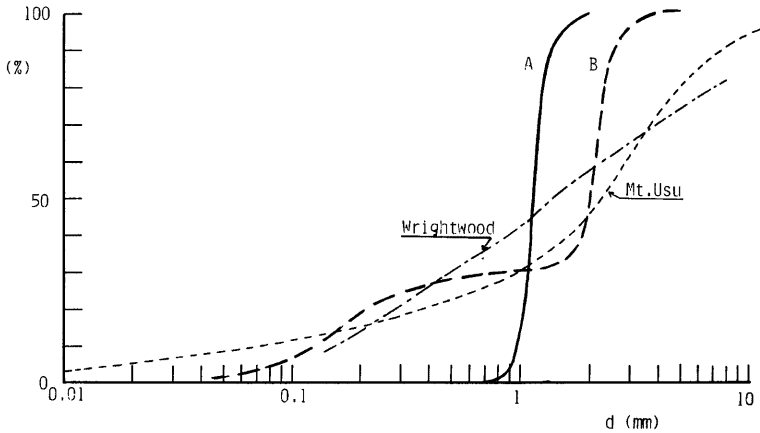


Fig. 9 Size distributions of experimental materials.

で用いたのと同じもの (A) と、 $d_{50}=2.03\text{mm}$ の混合砂 (B) を用いた。粒度分布を Fig. 9 に示す。図中には Wrightwood[®] と有珠山[®] における土石流材料の粒度分布も示しており、現実の土石流にも材料 B とよく似た粒度分布をもったものがあることを示している。

(2) 実験方法

上流側の 10cm 幅の土石流発生水路内の下流端から 2m~5m の区間 (材料 A の場合には 2m~6m の区間) に厚さ 10cm に実験材料を敷きつめ、予め堆積層表面にまで達する飽和浸透流を与えておく。そこへ所定の流量の水を急激に加えて土石流を発生させ、下流側の 10cm 幅の水路内に堆積させた。通水時間は材料 A、B を用いた実験それぞれについて堆積量がほぼ一定になるように調節した。

堆積層表面はほぼ直線的となるが、下流側の水路勾配が小さいため、激しい遡上堆積が生じ、その影響によって堆積表面勾配はかなり急なものとなった。

Table 2. Experiments of erosion of debris pile. Q_1 is the water discharge used for the generation of debris flow and Q_2 is the discharge used for erosion.

Run No.	Material	$Q_1(\text{l/s})$	$Q_2(\text{l/s})$
1	A	1.0	2.0
2	//	//	1.0
3	//	//	0.5
4	//	0.5	2.0
5	//	//	1.0
6	//	//	0.5
7	B	1.0	2.0
8	//	//	1.0
9	//	//	0.5
10	//	0.5	2.0
11	//	//	1.0
12	//	//	0.5

次いで、このようにして作成された土石堆積物上に、所定の流量で水流を与え、洗掘によって堆積形状が変化する過程を水路側面からビデオカメラおよび35ミリモータードライブカメラによって記録し、解析に供した。

行った実験ケースは Table 2 に示すように、材料A, Bについてそれぞれ6ケースである。

3.2 堆積物の変形過程の解析

河床変動の解析法としては、従来多くの方法が提案されているが、ここでも従来の方法を踏襲した拡散近似の方法と、さらに簡便化した方法について適用性を検討してみることにする。

(1) 拡散近似法による解析

(21) 式, (24) 式および流砂の連続式

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \frac{\partial q_B}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots(27)$$

において、河床勾配の変化が初期勾配に比して大きくないものとし、さらに擬似等流になっているものとして、

$$\left(\tan \theta - \frac{\partial z}{\partial x}\right) = \frac{u_*^2}{gh} \quad \dots\dots\dots(28)$$

の成立を仮定すれば、

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{1}{1-n} \frac{2gh^2 q_B (0.23 + 0.65 \tan \theta)^2}{g^2 d^2} \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \quad \left(\equiv K_0 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}\right) \quad \dots\dots\dots(29)$$

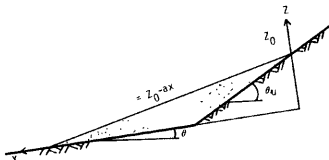


Fig. 10. Definition of the coordinate.

のような河床変動の基礎方程式が得られる。

いま考えているケースのように、上流からの給砂がなく、侵食が一方的に進んで行くような過程に対しては、上流端境界条件は河床高 z よりもむしろ河床勾配 $\partial z/\partial x$ で与えられるとする方がよいであろう。そこで、Fig. 10 のように x 軸を下流水路底にとって、(29) 式を x で微分した、

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = K_0 \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots(30)$$

($Y = \partial z/\partial x$) を解き、しかる後、 z を求めることにする。

堆積表面の初期状態は Fig. 10 を参照して、 $z = (z_0 - ax)$ で与えられるから、(30) 式を解くべき境界・初期条件は

$$\left. \begin{aligned} Y(0, t) &= c_1 \\ Y(x, 0) &= -a, \quad \left(0 \leq x \leq \frac{z_0}{a}\right) \\ &= 0, \quad \left(x \geq \frac{z_0}{a}\right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(31)$$

である。

(30) 式の (31) 式のもとにおける解は

$$Y = (c_1 + a) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{k_0 t}} \right) - \frac{a}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \frac{z_0}{a}}{2\sqrt{k_0 t}} \right) - \frac{a}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x - \frac{z_0}{a}}{2\sqrt{k_0 t}} \right) \quad \dots\dots\dots(32)$$

である。したがって、

$$z = \int_{-\infty}^x Y dx = -(c_1 + a) \operatorname{ierfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{k_0 t}} \right) + \frac{a}{2} \operatorname{ierfc} \left(\frac{x + \frac{z_0}{a}}{2\sqrt{k_0 t}} \right) + \frac{a}{2} \operatorname{ierfc} \left(\frac{x - \frac{z_0}{a}}{2\sqrt{k_0 t}} \right) \quad \dots\dots\dots(33)$$

で与えられる。

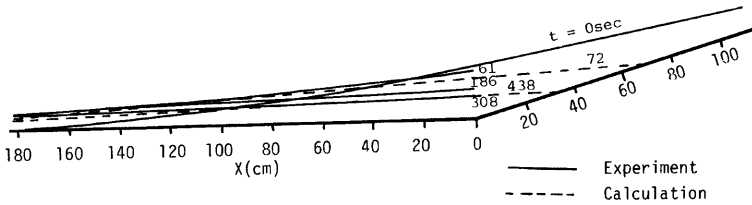


Fig. 11 Applicability of the method of diffusion analogy. Run 5.

ここで問題となるのは、上流端境界条件 c_1 の値である。実験によれば流水は堆積土砂の上流端と激しく衝突し、その部分に渦による洗掘孔が形成される。洗掘孔からは土砂が激しく巻き上げられ堆積の上流部へ供給されるので、 $x=0$ の地点ではすでにかなりの流砂が存在すると思えるのが妥当である。このことから、 c_1 の値は掃流状集合流動の発生限界勾配になっているとする。なお、実際に計算を進める場合には、上流端の侵食が進むと固定床が現われ、堆積上流端が下流方向へ移動することになるので、固定点で境界条件を与えることができないから、比較的短時間間隔ごとに初期条件、境界条件を与えなおして計算を行う必要がある。Fig. 11 はこのようにして計算を行った結果と実験結果とを比較した一例である。比較的よく合っていると云えよう。しかしながら、このような方法はかなり煩雑であり、境界条件にもあいまいな点が残されているので、次に述べる簡便法よりも優れているとは言えないであろう。

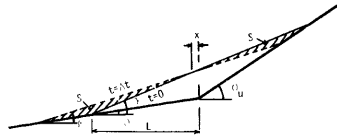


Fig. 12 Conceptual diagram of the deformation of the debris pile.

(2) 直線近似による解析

実験によれば、堆積形状は表面の継断形がほぼ直線を保持しながら変形して行く。したがって、いま、 $t=0$ で γ の表面勾配をもっていた堆積物が Δt 後に β の表面勾配になり、Fig. 12 のように変形したものとすれば、水路勾配変化点から x の位置を境界として、ハッチを施した上流側の三角形と下流側の三角形の面積は等しくなる。幾何学的考察によれば、上流側三角形の面積 s は

$$s = \frac{1}{2} \frac{\sin(\theta_u - \gamma) \sin(\gamma - \beta)}{\sin(\theta_u - \beta)} \frac{1}{\cos^2 \gamma} \left\{ \frac{\tan \theta_u - \tan \theta}{\tan \theta_u - \tan \gamma} L - (L - x)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (34)$$

であり、下流側三角形の面積 s は

$$s = \frac{1}{2} \frac{(L - x)^2}{\cos^2 \gamma} \frac{\sin(\gamma - \beta)}{\sin(\beta - \theta)} \sin(\gamma - \theta) \quad \dots\dots\dots (35)$$

である。また、 s は勾配変化点から x の位置（インターセクション・ポイント）を通過する流砂量に他ならないから、

$$s = \frac{q_B}{1 - \alpha} \Delta t \quad \dots\dots\dots (36)$$

である。 q_B は勾配および流量が与えられると (21) 式および (24) 式から求められるから、(34)、(35) および (36) 式から未知数である β と x が求まるはずである。しかしながら、式がかなり複雑であるから、実際には、ある β の値を与え、 s と x とを求めて、しかる後に勾配を $(\gamma + \beta)/2$ として流砂量を計算し、 s に等しい土砂量が移動するのに必要な時間を求めるという手順をとるのが便利である。

(34) および (35) 式から

$$\frac{L}{x} = \frac{\frac{\sin(\gamma-\theta)}{\sin(\beta-\theta)} + \frac{\sin(\theta_u-\gamma)}{\sin(\theta_u-\beta)} \frac{\tan \gamma - \tan \theta}{\tan \theta_u - \tan \gamma} - \frac{\tan \theta_u - \tan \theta}{\tan \theta_u - \tan \gamma} \sqrt{\frac{\sin(\gamma-\theta) \sin(\theta_u-\gamma)}{\sin(\beta-\theta) \sin(\theta_u-\beta)}}}{\frac{\sin(\gamma-\theta)}{\sin(\beta-\theta)} - \frac{\sin(\theta_u-\gamma)}{\sin(\theta_u-\beta)}} \dots\dots\dots(37)$$

が得られ、また、

$$\frac{q_B \cdot \Delta t}{1-n} = \frac{1}{2} \frac{\sin(\gamma-\beta)}{\cos^2 \gamma} \frac{\sin(\gamma-\theta)}{\sin(\beta-\theta)} \frac{\tan \theta_u - \tan \theta}{\tan \theta_u - \tan \gamma} \left\{ \sqrt{\frac{\sin(\gamma-\theta) \sin(\theta_u-\gamma)}{\sin(\beta-\theta) \sin(\theta_u-\beta)}} - \frac{\sin(\theta_u-\gamma)}{\sin(\theta_u-\beta)} \right\} \dots\dots\dots(38)$$

が得られる。

Fig. 13 はこのようにして計算した縦断形状の変化と実験結果とを比較したものである。実験値の読みとりと計算とはそれぞれ独立に行ったため、同一時刻の縦断形を比較することができておらず、また、勾配変化点よりも上流については実験結果をうまく読みとることができなかったが、計算と実験はほぼ満足できる程度に一致していると判断される。

4. 土石流扇状地の侵食と再堆積

4.1 実験

(1) 実験水路および実験材料

上述の各実験に用いたのと同じ水路の下流側の水路幅を 180cm に広げ、底面に発泡スチロールを敷きつめたものを用いた。実験材料は前章の実験の材料Bである。

(2) 実験方法および実験ケース

上流水路を 18°, 下流水路を 2° に設定し、前章と同様にして土石流を発生させ、下流水路上に土石流扇状地を形成させた。土石流発生に用いられた供給水の流量は Run 1, 2 ともに 1.0l/s である。形成された土石流扇状地へ、上流水路から清澄な水を Run 1 では 0.5l/s, Run2 では 1.0l/s の流量で供給して自由に侵食を起させ、侵食水路幅の変化、流路底の縦断形状、扇状地の変形の様子を斜め上方からビデオカメラで記録するとともに、1分毎に給水をストップさせてレベルによる計測を行った。

4.2 実験結果とその考察

Figs. 14, 15 はそれぞれ, Run 1, 2 における 1分毎の地形変化を 2cm 毎の等高線によって示したものである。ただし、破線は砂礫堆積部の縁を示している。図からも明らかなように、流路出口から直線的な水み

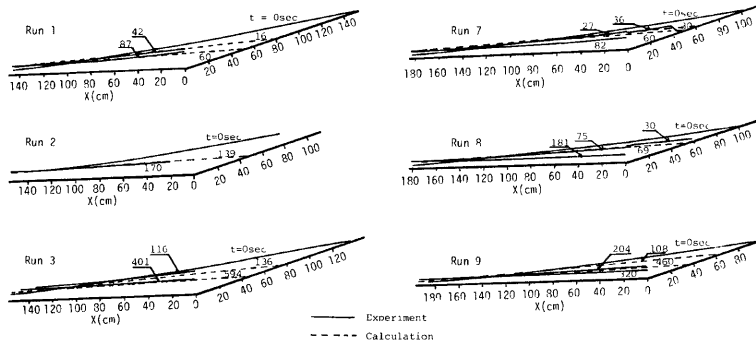


Fig. 13 Applicability of the concept of linear deformation.

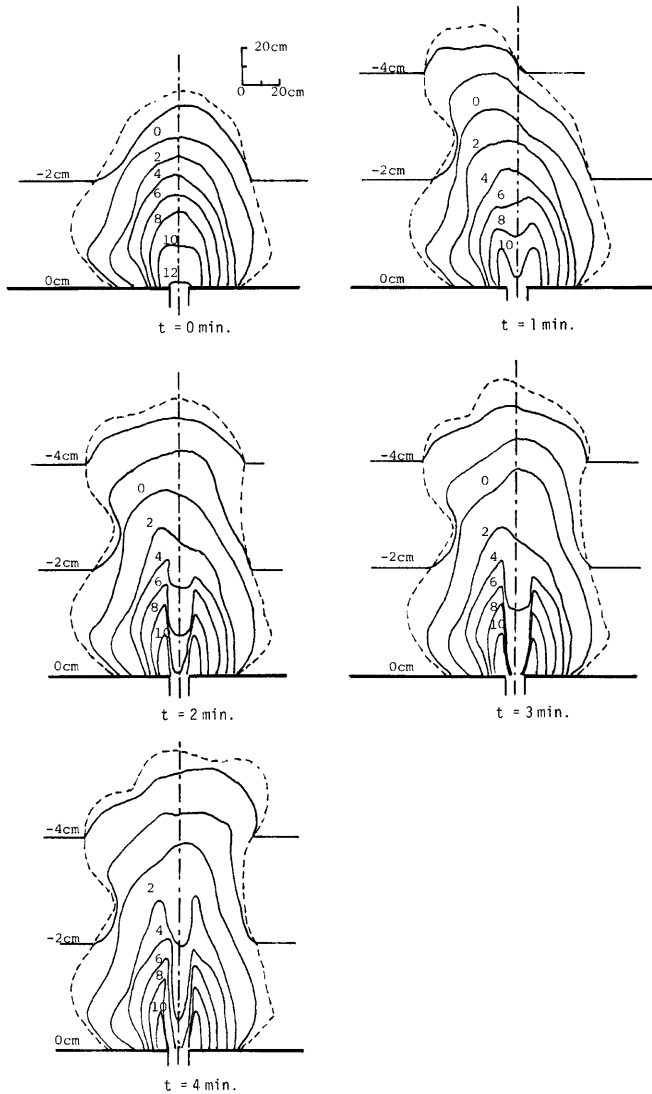


Fig. 14 Processes of erosion and redeposition of debris fan (Run 1).

ちが形成され、さしたる拡幅もなく縦侵食が進んでいる。そして、下流側ある程度の距離の位置に、侵食から堆積へ遷移するいわゆるインターセクションポイントが形成され、それより下流に、新たに土石流扇状地よりも緩勾配の土砂流あるいは掃流による扇状地が形成されて行く。侵食によって形成される流路の幅は、ほぼレジームの関係

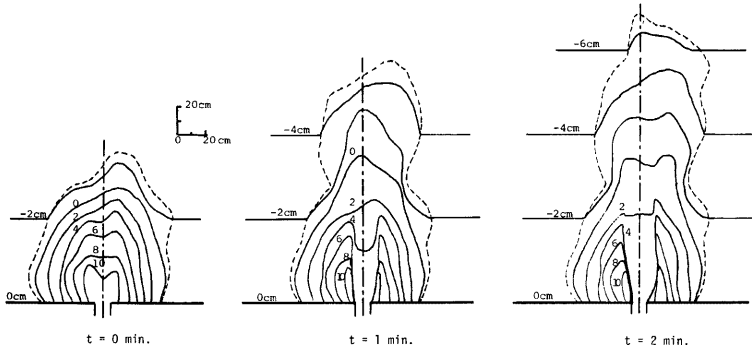


Fig. 15 Processes of erosion and redeposition of debris fan (Run 2).

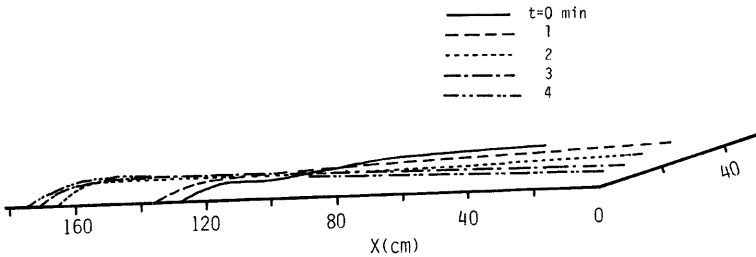


Fig. 16 Variation of longitudinal profile along the direction of upstream channel axis (Run 1).

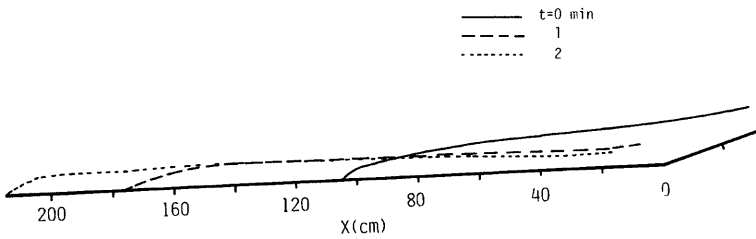


Fig. 17 Variation of longitudinal profile along the direction of upstream channel axis (Run 2).

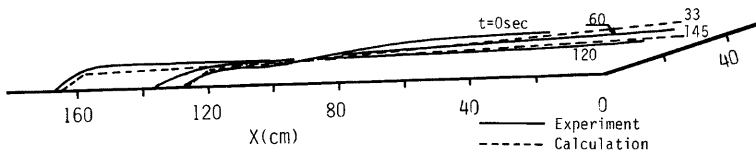


Fig. 18 Application of the concept of linear deformation to the case of debris fan erosion.

$$B=5 Q^{1/2} \text{ (} m \cdot \text{sec 単位)} \quad \dots\dots\dots(39)$$

が成立している。

一方、扇状地の中央部に形成された水みちの方向における縦断形状の変化は、それぞれ **Fig. 16** および **17** に示されるようになっていいる。これらからもわかるように、侵食は前章で述べた一様幅の場合と同様に、縦断勾配がほぼ直線形を保持しながら生じている。ただし、侵食上砂が再び堆積した部分の先端部の厚さは土石流扇状地の場合とほぼ同じ厚さとなっており、その部分の堆積勾配は 20° 前後である。そして表面勾配が緩くなって前方への土砂輸送が少なくなると、流れは横方向へ分散するようになり、堆積前線は水路軸方向へはほとんど前進しなくなり、扇状地が形成されて行く。

以上の実験事実から、Run1 について、(39) 式による水みち幅を用いて、前章の直線近似の解析法によって縦断形状の変化を計算してみた結果が **Fig. 18** に示されている。先端部の形状などあいまいな点はあるが、少なくとも土石流扇状地の侵食とそれによる再堆積過程の初期の状態はこのようにして解析できるものと考えられる。

5. アーマーコート

5.1 実験

(1) 実験水路および実験材料

上述の諸実験に用いた実験水路の下流側水路（幅 10cm，長さ 6m）を用い、**Fig. 19** に示した粒度分布を持つ実験材料を厚さ 10cm に敷きならして実験を行った。

(2) 実験方法および実験ケース

所定の勾配に設定した水路に所定の流量で給水し、アーマーコートを形成させた。下流端では流出してく

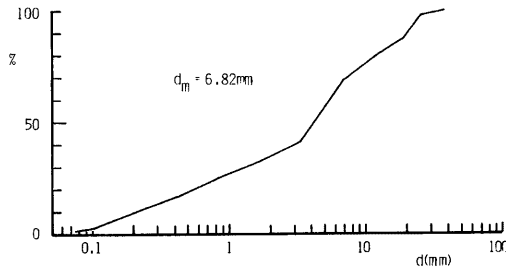


Fig. 19 Particle size distribution in the material used for the experiments for armour coating.

Table 3. Experiments of armour coating.

Run No.	$\theta(^{\circ})$	$Q(l/s)$	Experiment Time (min)	Sediment Runoff (kg)
1	6	0.15	27	0.6
2	//	0.3	30	6.3
3	//	0.5	30	17.3
4	//	0.8	33	41.6
5	10	0.15	22	4.2
6	//	0.4	21	11.5
7	//	0.6	22	—
8	12	0.5	20	—

る土砂を適宜採取し、流砂量および流出土砂の粒度分布を計測した。通水中には水路側面からビデオカメラで撮影し、アーマーコートの形成過程と、形成されたプールと滝の形状を記録した。

実験ケースは Table 3 に示すとおりである。

5.2 実験結果およびその考察

観察によれば、Run 1 のように勾配と流量が比較的小さい場合には交互砂州が顕著にあらわれたが、流量が多い場合、あるいは勾配が急な場合には、河床低下量も大きく、最大粒径程度の粒子も多少移動して他の大粒子とかみ合わせが生ずる位置で停止し、その場に小規模な滝を形成する。滝の下流部は洗掘を受けてプールとなる。滝のプール底からの高さは最大粒径の2倍以上に達する。このような滝とプールとは比較的規則的な分布をしているのが特徴である。

滝とプールが形成される流量よりもさらに流量を多くすると、すべての粒子が土砂流として流動するようになる。実験は土砂流が生ずるぎりぎりの流量付近までで止めている。

滝とプールが階段状に連なった河床形態は溪流のような急勾配の河川で一般的に見られるものであり⁸⁾、本実験の結果は、このような河床形態は土石流や土砂流のような集散的な輸送形態によって運ばれて堆積した粒度範囲の広い急勾配の堆積物が、比較的小規模な洪水によって侵食されて形成されるアーマーコートであることを示唆している。

階段状の滝とプールが顕著に形成された Run4, 7 および 8 について、最低河床に沿って 10cm 毎に測った縦断形状およびプールの位置を示せば Fig. 20 のようである。プールの平均間隔は Run 4, 7, 8 それぞれについて、50, 50, 44cm となっている。河床勾配が 1/100~1/1000 程度の本実験よりもはるかに勾配の緩い多くの河川について、プールからプールへの間隔と河幅との関係を調べて、Keller と Melhorn⁹⁾ は、前者が後者のほぼ5.4倍になっているとしている。これは蛇行波長の半分に相当しているが、今回の実験結果においても、水路幅は 10cm であるのではほこの関係が成立していることは興味深い。なお、Fig. 20 では元河床勾配から勾配が多少変化している様子が読みとれる。これは水路下流端では固定板によって河床高が固定されている一方、流量が大きくて、最大粒径も多少移動し、通水初期において rotational degradation の傾向が少し出たためである。とくに、Run8 では初期設定勾配が 12° であるにもかかわらず、最終平均勾配はほぼ 11° となっている。したがって、Run8 はむしろ、 $\theta=11^\circ$ 、 $Q=0.5l/s$ の条件下で形成されたアーマーコートであるとするのが適当であろう。

上述のような比較的顕著な河床変動を伴うアーマーコートについては従来あまり研究がなされていないようであるので、つぎに、その終局粒度分布を簡便に求める方法を提示する。いま、 $f^0(d_i)$ という粒度分布を持つ河床の1単位深さまでが水流の影響によって粒度分布を変化させるものとする。ある流量の水流の作用によって粒径 d^0_{max} までの粒子がすべて運び去られるものとし、残りの粒子はさらに下層の深さ x 単位の粒子と空隙率を変化させずに混合するものとするれば、 x は $f^0(d_{max})$ に等しい。この段階で新たに形成された表面から1単位深さの河床の粒度分布 $f^1(d_i)$ は

$$\begin{aligned} f^1(d_i) &= f^0(d^0_{max}) \cdot f^0(d_i) && ; d_i \leq d^0_{max} \\ &= f^0(d_i) - f^0(d^0_{max}) + f^0(d^0_{max}) \cdot f^0(d_i); d_i > d^0_{max} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(40)$$

のようになる。同様に、つぎのステップでは

$$\begin{aligned} f^2(d_i) &= f^1(d^1_{max}) \cdot f^0(d_i) && ; d_i \leq d^1_{max} \\ &= f^1(d_i) - f^1(d^1_{max}) + f^1(d^1_{max}) \cdot f^0(d_i); d_i > d^1_{max} \end{aligned}$$

となり、一般に、

$$\begin{aligned} f^{J+1}(d_i) &= f^J(d^J_{max}) \cdot f^0(d_i) && ; d_i \leq d^J_{max} \\ &= f^J(d_i) - f^J(d^J_{max}) [1 - f^0(d_i)]; d_i > d^J_{max} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(41)$$

($J=0, 1, 2, \dots, n$)

のようになる。

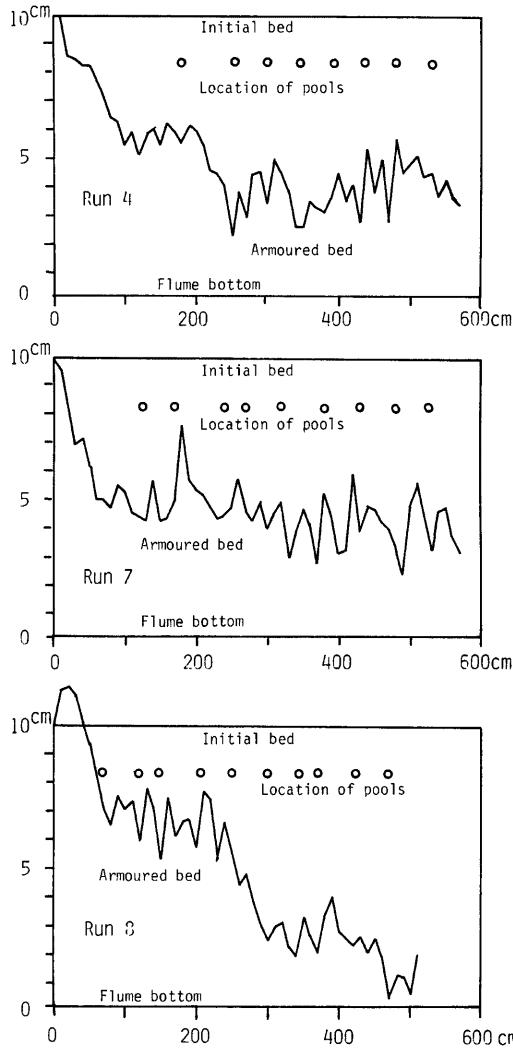


Fig. 20 Longitudinal profiles of the armoured beds and the location of pools.

(41) 式においては、各ステップごとに d_{max} 以下の粒子はすべて抜け去ってしまうものと仮定している。すなわち、粒径ごとの流砂量あるいは pick up rate は考慮していない。このことは armour coat の流下方向への伝播過程を議論する際には不適当となるが、ここで対象としている終局的な粒度分布の議論の場合には、さして重要な影響を与えないであろう。しかしながら他の仮定、すなわち、 $f(d_{max})$ の部分が水流によって持ち去られると、その下の $f(d_{max})$ 単位の厚さの部分と完全に混合して 1 単位厚さにわたって

新しい粒度分布 $f^{j+1}(d_i)$ が形成されるというのは、実際には表面近傍により粗い成分が残されて行く傾向があるので適切でない点がある。表面に凸出して残る大粒径の粒子はその遮へい効果によって、他の粒子の限界掃流力を大きくするように作用すると考えられる。このような大粒子の残存効果によって、平均粒径粒子の限界掃流力 τ_{*cm} が完全に混合する場合の ϵ 倍になるものとすれば、 ϵ の値は J が大きいほど大きくなることが予想される。この値をどのようにとるのが最も適当かは不明であるが、ここではかりに、

$$\epsilon = (1 + 0.05J) \quad \dots\dots\dots(42)$$

のようにして計算を進め、実験結果と比較することにした。

以下、Run 2 を例にとって計算手順を示す。Run 2 においては初期の水深は 1.14cm ($u_* = 10.8\text{cm/s}$) であり、終局的な状態に対する平均水深は 1.59cm ($u_* = 12.8\text{cm/s}$) であった。1 ステップの厚さを平均粒径に等しいと考え、2 層程度低下するものとして、一層目表面に対しては $u_* = 10.8\text{cm/s}$ 、二層目表面には 11.8 cm/s、三層目表面には 12.8cm/s の摩擦速度が作用するものと仮定する。一層目表面の河床材料は平均粒径 $d_m = 6.82\text{mm}$ 、 $\sqrt{d_{84}/d_{16}} = 6.3$ 、 $\sigma/\rho = 2.65$ であるので、急勾配・混合粒径材料に対する芦田・高橋・水山の限界掃流力式¹⁰⁾により、

$$\begin{aligned} \tau_{*cm}/\tau_{*co} &= 1.5 \\ \tau_{*co} &= 0.04 \times 10^{1.721 \tan \theta} = 0.061 \end{aligned}$$

から、 $\tau_{*cm} = 0.091$ となり、 $u_{*cm} = 100.35$ を得る。ただし、 τ_{*cm} および τ_{*co} はそれぞれ平均粒径および平均粒径に等しい粒径の均一粒径材料に対する無次元限界掃流力である。作用している掃流力が粒径 d_i の粒子の限界掃流力に等しいとすれば、 $u_{*ci}^2/u_{*cm}^2 = 10.8^2/100.35 = 1.16$ から Egiazaroff 式を用いて、 $d_i/d_m = 1.4$ 、すなわち、第一層目からは $d_i = 0.95\text{cm}$ ($= d^{0.75}$) までの粒子が抜けることになる。したがって、二層目の粒度分布は (41) 式を用いることにより、Fig. 21 の $J=1$ の曲線のように計算される。つぎに二層目の粗粒化過程が始まるが、上述の ϵ を考慮することにより、 $\tau_{*cm}/\tau_{*co} = 1.5\epsilon = 1.575$ となり、 $\tau_{*cm} = 0.096$ を得る。 $f^j(d_i)$ の平均粒径は $d_m = 9.12\text{mm}$ であるから、前記と同様の手続きにより、 $d_i = 8.66\text{mm}$ までが移動可能ということになる。この結果 $J=2$ の曲線が得られる。これに対する平均粒径は 12mm であり、同様の計算を行うと、作用している摩擦速度のもとではすべての粒子は移動しないことになる。すなわち、終局粒度分布は $J=2$ の曲線であると結論される。Fig. 21 には終局的なアーマコートからブルと滝の一周期分についてサンプリングした試料の粒度分布を示しているが、計算値との一致の粒度は良好である。また、 $J=1$ の河床材料に対して、そこから流出する土砂の粒度分布を計算し、通水開始後 1分30秒から30秒間にわたって

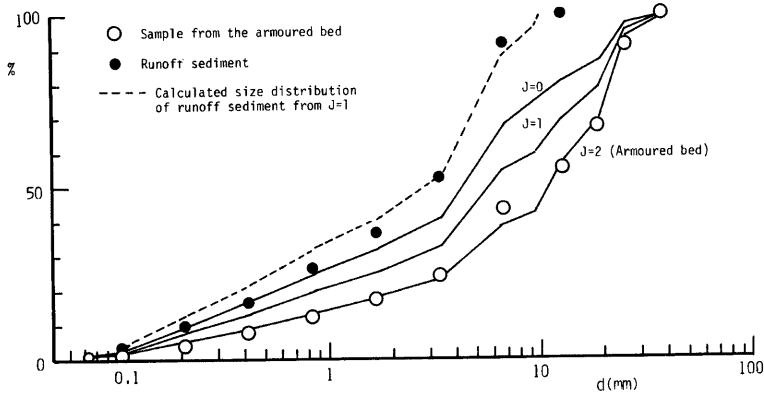


Fig. 21 Calculation of the particle size distribution in the armored bed. Run 2.

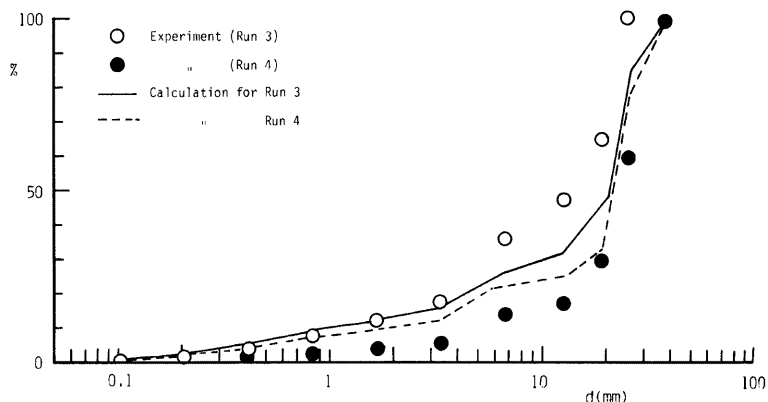


Fig. 22 Comparison between the experimental and calculated particle size distribution in the armoured bed. Run 3 and Run 4.

採取した試料の粒度分布との比較も示している。これもかなりよく適合していることがわかる。さらに、実測によれば、河床の低下量は約 1.3cm であり、これは初期河床の平均粒径 $d_m=0.68\text{cm}$ の 1.9 粒径分に相当しており、2 ステップの低下は正しいことを示している。

Run3 および Run4 についても同様の計算をした結果を Fig. 22 に示す。

6. 結 論

本研究で得られた成果を列挙して結論とする。

- 1) 谷の埋塞や人家の埋没等、大量の比較的細かい土砂の流出現象は一般に土砂流と呼ばれているが、その土砂水理学的な意義は土石流と掃流との中間の掃流状集合流動であることができる。
- 2) 掃流状集合流動は、下層の粒子流動層では粒子同士の接触の効果が重要なダイラタント流体モデルが適用され、上層の水流の部分では通常の乱流モデルが適用される。
- 3) 粒子流動層内の粒子濃度は静止堆積層のその半分程度のほぼ一定濃度を保持する。このような性質を用いることにより、粒子流動層と全流動層の厚さの比を求めることができる。
- 4) 掃流状集合流動の流砂量式を新たに提示した。この式は掃流砂の式とそれぞれの適用限界に対する掃流力ではほぼ連続的に接続する。
- 5) 掃流状集合流動の抵抗則を示した。
- 6) 掃流状集合流動の流砂濃度を与える式を示し、水山の実験式に対する理論的な根拠を与えた。
- 7) 急勾配一様幅の堆積物が侵食されて変形する過程を解析する方法について考察し、直線近似の簡便法を提示した。
- 8) 上記簡便法による解析法を土石流扇状地の侵食過程に適用し、侵食の初期過程をうまく説明することができた。
- 9) 堆積物が大礫を含む場合には、通常アーマールコートが形成されるが、掃流状集合流動が発生する限界付近の掃流力で形成されるアーマールコートは滝とプールが階段状に連続したものとなる。そしてその周期は水路幅の約 5 倍となっている。
- 10) 滝とプールが生ずるような大礫からなるアーマールコートの粒度分布を求める方法を提示した。

本研究では、土石流扇状地の下流に形成される土砂流扇状地の形成過程やその堆積範囲を予測するまでには至らなかった。今後はこの点を明らかにして行く必要がある。

本研究に際しては、吉田義則技官、八木秀樹君および杠浩史君の協力を得た。また、本研究は文部省科学研究費自然災害特別研究「扇状地における洪水・土砂災害の防止軽減に関する研究」研究代表者芦田和男教授、および一般研究(B)の「山地河道の変動と流砂機構に関する研究」研究代表者芦田和男教授の一環としてなされた。記して感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 高橋 保：土石流の力学的機構，1980年度工学に関する夏期研修会講義集Aコース，土木学会水理委員会，1980，pp. 1-17.
- 2) 芦田和男，高橋 保・水山高久：山地河川の掃流砂量に関する研究，新砂防，107，1978，pp. 9-17.
- 3) Bagnold, R. A.: The Flow of Cohesionless Grains in Fluid, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol. 249, 1957, pp. 235-297.
- 4) 水山高久：土石流から掃流に変化する勾配での流砂量，新砂防，116，1980，pp. 1-6.
- 5) 芦田和男・道上正規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究，土木学会論文集，206，1972，pp. 59-69.
- 6) Sharp, R. P. and L. H. Nobles: Mudflow of 1941 at Wrightwood, Southern California, Bull. Geol. Soc. Am. Vol. 64, 1953, pp. 547-560.
- 7) 山岡 勲(研究代表者)：1978年10月24日有珠山泥流災害調査，昭和53年度文部省科学研究費自然災害特別研究報告書，1979，pp. 1-76.
- 8) Ashida, K., Takahashi, T. and T. Sawada: Sediment Yield and Transport on a Mountainous Small Watershed, Bull. of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Vol. 26, 1976, pp. 119-144.
- 9) Keller, E. A. and W. N. Melhorn: Rhythmic Spacing and Origin of Pools and Riffles, Geol. Soc. of Am. Bull., Vol. 89, 1978, pp. 723-730.
- 10) 芦田和男・高橋 保・水山高久：急勾配水路における混合砂礫の移動限界掃流力に関する研究，新砂防，103，1977，pp. 6-13.