

混合粒径材料からなる土石流扇状地の形成とその侵食

高橋 保・中川 一・山敷 庸亮

FORMATION AND EROSION OF DEBRIS FAN THAT IS COMPOSED OF SEDIMENT MIXTURES

By *Tamotsu* TAKAHASHI, *Hajime* NAKAGAWA and *Yosuke* YAMASHIKI

Synopsis

A numerical simulation method which is consisted of the predictions of the debris flow development, the debris fan formation and the erosion of the debris fan by a flood flow is presented. The subsystem for the debris flow development renders possible to predict the hydrograph, the temporal variations in the solids concentration and the mean particle diameters of the debris flow that is induced by the appearance of the surface water flow on the gully bed composed of a well graded sediment mixture. This subsystem is verified by laboratory experiments and the effect of the accumulation of the largest particles in the forefront part is discussed. The subsystem for the debris fan formation process not only predicts the limit of deposition and the topography of the fan but also predicts the three-dimensional spatial distribution of the particle sizes in the debris fan. This particle size distributions are considered in the subsystem for the erosion of the fan and the re-deposition processes.

1. 緒 論

土石流災害を対象としたハザードマップあるいはリスクマップを作成する一般的な手法は、1) 任意の状態の流域に、任意の降雨が与えられた際に発生する可能性のある土石流のハイドログラフや土砂濃度の時間的変化などの特性量の把握法、2) それが保全対象物の立地する扇状地部に流出して堆積する範囲や堆積厚さ等の予測法、および、3) 一旦堆積した土石流が後続の洪水によって侵食された結果、さらに下流部に形成される土砂流堆積物の範囲や堆積厚さの予測法を含んでいなければならない。著者らはこのような一般的な予測手法の確立を目標として、土石流の発生規模予測、堆積過程および再侵食と堆積に関する研究を行ってきた。その結果、土石流構成材料がほぼ一様であるとみなせる場合の予測理論は、精度的な面でお洗練の余地を残してはいるが、すでに実用にも供されている方法を提案できた。しかしながら、わが国の多くの土石流で見られるように、先端部に巨礫を集めて流下してくるタイプのものでは、そのような特性自体が流下土石流の発達規模や流下・堆積過程で引き起こす災害の規模を左右するものと予想されるので、このような特性の定量的予測を含めた予測理論の確立が急がなければならない。

このような観点から、既に前報¹⁾において、広い粒度分布を持つ混合粒径材料の堆積床上に表面流が与えられて発生する土石流を対象として、粒子間の間隙流体中に浮遊して流体の見かけ密度を増大させ、土石流の流動性を大きくすることに寄与する粒径成分とそれ以上の粒径成分とを区分する方法、土石流が溪床堆積物を侵食しながら発達して行く過程で、土石流先端部へ大粒子が集中していくことの効果を加味し

た土石流ハイドログラフの予測法などを提案した。さらに、先年、その構成平均粒径が時間的に大から小へと変化していく土石流が比較的平坦な場に流出した際に形成される土石流扇状地の形状・規模のみならず、扇状地内部の粒径分布をも予測できる理論モデルを提案した²⁾。

本報は上記の研究成果に多少の修正を加えるとともに、土石流の発生、発達、堆積、および再侵食とそれに続く堆積の過程を、粒度分布の効果を取入れながら一貫して取り扱う方法を示し、実験によってその妥当性を検証するものである。

2. 理論ならびに数値計算法

2.1 流路における土石流の発達、減衰および粒径選別過程

本過程の解析の大筋は Takahashi ら³⁾および前報¹⁾で述べているとおりであるが、考え方および修正点を明確にするために再記する。

運動方程式:

一次元の運動を次の等流の式で近似する。

$$q_T = Ch^{5/3} \sin^{1/2} \theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 q_T は流れの単位幅流量、 h は流動深、 θ は流路の勾配、 C は係数である。石礫型土石流の場合、Bagnold 型のダイラタント流体モデルを用いることにすれば、

$$C = \frac{2}{5d_L} \left[\frac{g}{0.02} \left\{ c_L + (1 - c_L) \frac{\rho_m}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_{*DL}}{c_L} \right)^{1/3} - 1 \right\} h^{5/6} \quad \dots\dots\dots (2)$$

のようになる。ここに、 d_L : 粗粒子の平均粒径、 g : 重力加速度、 c_L : 土石流中の粗粒子の容積濃度、 c_{*DL} : 土石流が新たに堆積する際の粗粒子の容積濃度、 ρ_m : 微細砂を浮かべて重くなった間隙流体の密度、 σ : 砂礫の密度である。

土石流発生のごく初期あるいは流路勾配が土石流を発生できるほど急ではない場合には、掃流状集合流動が発生する⁴⁾。その時には、

$$C = 0.7 \sqrt{gh^{5/6}} / d_L \quad \dots\dots\dots (3)$$

を用いる。掃流状集合流動では c_L は $0.4 c_{*L}$ より小さい。ただし、 c_{*L} は流路床堆積物中の粗粒子の容積濃度である。

もし、 c_L が 0.01 以下であれば、流れは通常的水流であると見なし、マンニングの抵抗則を用いる。すなわち、

$$C = 1/n \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 n はマンニングの粗度係数である。

水および固体分を含めた全容積の連続式:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q_T}{\partial x} = i \{ c_* + (1 - c_*) s_b \} + r \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 s_b は流路床の飽和度であるが、式(5)の右辺第1項の形は侵食が生じる際にのみ用いられ、堆積の時には、 $s_b = 1$ として、右辺第1項は i とする。また、 i : 侵食($i > 0$)、堆積($i < 0$)速度、 c_* : 流路床の固体分濃度、 r : 流路単位長さ当りの側岸からの供給水量、 t : 時間、 x : 流下方向距離である。

砂粒の連続式:

粒子同士の衝突効果によって支えられている粗粒子と間隙流体中に浮遊している細粒子について別々に連続式を考える。粗粒子については、

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + \frac{\partial(c_L q_T)}{\partial x} = \begin{cases} ic_{*L} & ; i \geq 0 \\ ic_{*DL} & ; i < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 V_L ：流動層中の高さ h ，底面積 1 の柱状の部分に含まれている粗粒成分の容積である。

微細粒子については、

$$\frac{\partial V_F}{\partial t} + \frac{\partial\{(1-c_L)c_F q_T\}}{\partial x} = \begin{cases} ic_{*F} & ; i \geq 0 \\ i(1-c_{*DL})c_F & ; i < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 V_F ： V_L が定義されたのと同じ柱状の部分に含まれている微細成分の容積， c_F ：間隙流体中の微細砂の容積濃度， c_{*F} ：原堆積層中の細粒子の容積濃度である。

侵食速度式：

堆積層が水で飽和されているか不飽和であるかによって異なった侵食速度式を用いる。すなわち、堆積層が不飽和であれば、通常の掃流砂と同じく、堆積層表面に露出している粒子のみが、表面流の粒子間隙流体によるせん断応力によって流れに取り込まれるものとする。このような底面侵食は、取り込まれた粒子濃度が平衡値に達するまで継続するが、侵食速度は粒子濃度の上昇とともに小さくなって行くものと考えられる。このような考察より、

$$i = K(\tau_{*f} - \tau_{*fe})\sqrt{\tau_f/\rho_m} \dots\dots\dots (8)$$

のように書けるものとする。ここに、 K ：定数， τ_f ：間隙流体によって底面に作用するせん断応力， τ_{*f} ：同左無次元せん断応力， τ_{*fe} ：同左平衡濃度時の無次元せん断応力である。粒子同士の衝突によって分担される底面せん断応力は、ダイラタント流体モデルにおいては、衝突に関わる等価動摩擦係数を堆積層中の内部摩擦係数 $\tan\phi$ で近似して、 $c_L(\sigma - \rho_m)gh\cos\theta\tan\phi$ で与えられる。全底面せん断応力は、 $\{c_L(\sigma - \rho_m) + \rho_m\}gh\sin\theta$ であるから、全せん断応力が粒子の衝突による応力と間隙流体による応力の和で与えられるものと仮定すれば、 τ_f は次式によって近似される。

$$\tau_f = \rho_m gh\sin\theta \left\{ 1 - \frac{\sigma - \rho_m}{\rho_m} c_L \left(\frac{\tan\phi}{\tan\theta} - 1 \right) \right\} \dots\dots\dots (9)$$

従来の多くの実験結果によれば、一定勾配の流路における平衡濃度 $c_{L\infty}$ は、

$$c_{L\infty} = \frac{\rho_m \tan\theta}{(\sigma - \rho_m)(\tan\phi - \tan\theta)} \dots\dots\dots (10)$$

によって与えられるので、この時、 τ_f は平衡時の値 τ_{fe} になっているとするのが妥当であろう（文献1）、3）では τ_{fe} に対応する濃度は後出の $c_{T\infty}$ であるとしたが、このように修正する。その結果、侵食速度の最終的な形である式(11)も異なっている。 $c_{L\infty}$ は、式(9)の τ_f に 0 を代入しても得られるが、このことは必ずしも $\tau_{fe} = 0$ を意味するものではない。なぜならば、式(9)では等価動摩擦係数が、実際よりも大きいと考えられる、静的な内部摩擦係数で置き換えられているからである。結局、 $c_L \leq c_{L\infty}$ であり、流路勾配が十分に土石流を発生できるほど急であれば、式(8)は次のように書き換えられる。

$$\frac{i}{\sqrt{gh}} = K \sin^{3/2}\theta \left\{ 1 - \frac{\sigma - \rho_m}{\rho_m} c_L \left(\frac{\tan\phi}{\tan\theta} - 1 \right) \right\}^{1/2} \left(\frac{\tan\phi}{\tan\theta} - 1 \right) (c_{L\infty} - c_L) \frac{h}{d_L} \dots\dots\dots (11)$$

従来の実験の結果によれば、掃流状集合流動における平衡濃度 $c_{LS\infty}$ は、

$$c_{LS\infty} = 6.7 c_{L\infty}^2 \dots\dots\dots (12)$$

で与えられる。ただし、本式は $c_{LS\infty}$ の値が $c_{L\infty}$ よりも小さく計算される領域においてのみ適用できるも

のである。したがって、流路の勾配が土石流を発生できるほど急ではないが、掃流状集合流動の発生が可能であれば、式(11)の $c_{L\infty}$ は $c_{LS\infty}$ に置き換えられなければならない。

路床勾配が次式

$$\tan\theta = \frac{c_*(\sigma - \rho_m)}{c_*(\sigma - \rho_m) + \rho_m} \tan\phi \dots\dots\dots (13)$$

を満足するよりも急であれば、式(10)による $c_{L\infty}$ が c_* を越え、場合によっては最密充填濃度さえも越える値を持つように計算される。しかしながら、このような高濃度では、流動は不可能である。従来の実験によれば、このような急勾配路床上では、およそ $0.9c_*$ 程度で流れる。その際、 $i=0$ である。

渓床堆積物が水で飽和している場合、堆積物上に表面流が現われると、堆積層内に作用せん断力と抵抗力の間の不均衡が生まれる。作用せん断力が抵抗力を上回っているような層が堆積層表面からある深さにわたって生じると、その層は不安定であり、容易に表面流に取り込まれて流動を始める可能性がある。ただし、この議論は式(13)を満足するよりも緩勾配の堆積物に対して成立する。これより急勾配の堆積層では、降雨の継続等によって次第に堆積層内部の浸透流水深が上昇してきて、それがある限界高さを越えた際に、堆積層の上部ではまだ安定であっても、下部で作用せん断力が抵抗力を上回るようになり、堆積層全体が不安定となって崩壊を発生するにいたる。

深さ h の様な表面流の作用下で、無限長様な堆積層中の作用せん断力が抵抗力を上回るようになる厚さ a_L は

$$a_L = \frac{c_{T\infty}}{c_* - c_{T\infty}} \left\{ 1 - \frac{c_L}{c_{L\infty}} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\tan\phi - (c_T/c_{T\infty})(c_{L\infty}/c_L)(\rho/\rho_m)\tan\theta}{\tan\phi - \tan\theta} \right\} h \dots\dots\dots (14)$$

である。ここに、 c_T は表面流中の全固体分の容積濃度で、 $c_{T\infty}$ は

$$c_{T\infty} = \frac{\rho \tan\theta}{(\sigma - \rho)(\tan\phi - \tan\theta)} \dots\dots\dots (15)$$

で定義される。しかしながら、表面流が段波状に供給されるものとすれば、この厚さ a_L の層は、段波の到達と同時に、不安定化して流れに取り込まれることにはならない。なぜなら、段波先端部よりも下流側では堆積層全体が安定であるから、その部分に妨げられて段波下の a_L よりも薄いある層厚の部分のみが不安定になり得るだけであるからである。すなわち、 a_L の層の侵食が完了するまでには、段波先端はもっと下流へ進んでいる必要があり、多少の遅れ時間を必要とする。この遅れ時間は粒径と流速に依存するものとして、 $(d_L/U)/\delta_e$ のように書くことにすれば、侵食速度は式(14)から

$$i = \delta_e \frac{c_{T\infty}}{c_* - c_{T\infty}} \left\{ 1 - \frac{c_L}{c_{L\infty}} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\tan\phi - (c_T/c_{T\infty})(c_{L\infty}/c_L)(\rho/\rho_m)\tan\theta}{\tan\phi - \tan\theta} \right\} \frac{q_T}{d_L} \dots\dots\dots (16)$$

のように書くことができるであろう。ここに、 δ_e は一定値と仮定する。

ここで想定しているダイラタント流体モデルでは、土石流中の粗粒子成分は速度勾配の2乗に比例する反発力によって支えられている。したがって、もし、ある地点へ到達した土石流がその地点において式(10)で計算される $c_{L\infty}$ よりも大きい c_L の値をもっていたとしても、その流速が c_L の濃度を支えるのに十分であるうちは、そのまま流下できる。しかし、この場合、流れは減速運動であるので、やがて c_L の濃度のままでは流下できなくなり、堆積を生じるようになる。実験によれば、堆積は平衡速度を下回ったときに直ちに生じるのではなく、ある程度慣性的な運動をした後に始まるようである。その際の土石流中の余分の粗粒子成分は、単位面積当たり、 $h(c_L - c_{L\infty})$ であるから、その分を堆積させるのに必要な時間を $(h/U)/\delta_d$ のように書くことにすれば、そのままの濃度で慣性的に流下する距離を考慮するために流速が pU_e になって初めて堆積を始めると仮定することにより、次の堆積速度式が得られる。

$$i = \delta_d \left(1 - \frac{U}{pU_e} \right) \frac{c_{L\infty} - c_L}{c_{*DL}} U \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 δ_d は定数、 U は土石流の平均流速、 U_e は堆積も侵食もなしに流下を続けることのできる平衡流速であり、 p は 1 よりも小さい定数である。平衡流速 U_e は次の式で与えられる。

$$U_e = \frac{2}{5d_L} \left[\frac{g \sin \theta_e}{0.02} \left\{ c_L + (1 - c_L) \frac{\rho_m}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_{*DL}}{c_L} \right)^{1/3} - 1 \right\} h^{3/2} \quad \dots\dots\dots (18)$$

上式において $\tan \theta_e$ は流下してきた土石流の濃度 c_L を平衡濃度とする勾配であり、式(10) から

$$\tan \theta_e = \frac{c_L(\sigma - \rho_m) \tan \phi}{c_L(\sigma - \rho_m) + \rho_m} \quad \dots\dots\dots (19)$$

である。 $U > pU_e$ の領域では、式(17) で $U = pU_e$ とする。

著者らは先に、慣性的な流動を無視した堆積速度式³⁾や、これを考慮に入れるけれども、堆積に必要な時間を粒径と流速を用いて表わす⁵⁾など、少し異なった形で与えてきたが、ここで提案しているような堆積速度式の方がより良いようである。なお、掃流状集合流動の場合には、慣性的流動は無視して、

$$i = \delta'_d \frac{c_{LS\infty} - c_L}{c_{*DL}} U \quad \dots\dots\dots (20)$$

を用いる。ここに、 δ'_d は定数である。

河床変動式：

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + i = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 z_b は河床の層厚である。

河床勾配式：

$$\theta = \theta_0 - \tan^{-1}(\partial z_b / \partial x) \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 θ_0 は原河床勾配である。

上記、運動方程式、全体積の連続式、粗粒成分及び細粒成分の連続式、侵食あるいは堆積速度式、河床変動式および河床勾配式を連立に、流れ方向に Δz の区間に区分した一次元差分計算をすることによって、土石流の発達・減衰過程および河床変動を求めることができるが、さらに、下記のような粒径選別過程を記述できる方程式系を水深方向にも区分した二次元差分の下で解く段階を付加することにより、土石流先端部への大礫の集中とそれによる土石流流量や流速等の性質への影響をも求めることができる¹⁾。土石流中での粒径選別の原因についても各種の考え方があがるが、ここでは、ある計算格子に着目した場合、その内部の平均粒径よりも大きい粒子は、粒子同士の衝突による分散圧力による上方への輸送によって、平均粒径よりも小さい粒子は、大きい粒子が上方へ移動した後の空隙を埋めるように、動的篩の効果等によって、下方へ輸送されるとする先に高橋⁶⁾が提案した機構を仮定している。

土石流中の高さ z における流下速度 u は、簡単のために、水深方向の濃度分布および粒径分布を無視して、

$$u = \frac{2}{3d_L} \left[\frac{g \sin \theta}{0.02} \left\{ c_L + (1 - c_L) \frac{\rho_m}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_{*}}{c_L} \right)^{1/3} - 1 \right\} \left\{ h^{3/2} - (h - z)^{3/2} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

で与えられるものと仮定する。ここに、 d_L は流動深全体にわたる平均粒径である。

高橋による平均粒径よりも大きい k 粒子の上方への移動速度 v は

$$\frac{v^2}{gd_m} = \frac{4}{3} \frac{1}{C_D} \frac{(\sigma - \rho_m) \cos \theta}{\{(\sigma - \rho_m) c_L + \rho_m\}} |V_d| \quad \dots\dots\dots (24a)$$

$$|V_d| = r_d^{1/3} \left| \frac{2}{1+r_d} \frac{(0.5r_d^{1/3} + 0.5 + \lambda^{-1})^2 (r_d^{1/3} + \lambda^{-1})^3}{(1 + \lambda^{-1})^5} - 1 \right| \quad \dots\dots\dots (24b)$$

である。ここに、 d_m は着目格子内の平均粒径、 C_D は粒子の上方への移動に対する見かけ上の抗力係数で、実験から $C_D = 2000$ が求められている。 $r_d = (d_k/d_m)^3$ であり、 d_k は k 粒子の粒径である。また、 $\lambda (= \{(c_{*L}/c_L)^{1/3} - 1\}^{-1})$ は線濃度である。

格子 (i, j) における各粒径階の粒子群の濃度 $c_k(i, j)$ は次の連続式によって求められる。

$$\frac{\partial c_k}{\partial t} + \frac{\partial(c_k u)}{\partial x} + \frac{\partial(c_k v)}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (25)$$

また、各粒子内の平均粒径 d_m は

$$d_m = \frac{\sum c_k d_k}{\sum c_k} \quad \dots\dots\dots (26)$$

で与えられる。

土石流先端部での取り扱いや、一次元の計算と二次元の計算の実際の進め方等については、文献1)を参照願いたい。

2.2 土石流扇状地の形成過程および扇状地内の粒径分布

石礫型土石流は停止の直前まで一種の連続流体としての取り扱いが許されるものと仮定する。谷の出口に展開する平坦部での氾濫流は、平面スケールに対して水深スケールが小さいから、次の二次元浅水流に関する方程式系で記述できるであろう。

x 方向運動量方程式:

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \beta' \frac{\partial(UM)}{\partial x} + \beta' \frac{\partial(VM)}{\partial y} = g h \sin \theta_{bxo} - g h \cos \theta_{bxo} \frac{\partial(z_b + h)}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_T} \quad \dots\dots\dots (27)$$

y 方向運動量方程式:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \beta' \frac{\partial(UN)}{\partial x} + \beta' \frac{\partial(VN)}{\partial y} = g h \sin \theta_{byo} - g h \cos \theta_{byo} \frac{\partial(z_b + h)}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_T} \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここに、 $M = Uh$ および $N = Vh$ は、それぞれ、フラックスの x および y 方向成分、 U および V は流下速度の x および y 方向成分、 z_b は堆積厚さ、 θ_{bxo} および θ_{byo} は原地面の x および y 方向への傾斜角、 $\rho_T (= \sigma c_L + (1 - c_L) \rho_m)$ は土石流の見かけ密度、 β' は運動量補正係数で石礫型土石流の場合 1.25、 τ_{bx} および τ_{by} は x および y 方向への流れに対する底面の抵抗である。

石礫型土石流では、流れの底面における抵抗はダイラタント流体のそれで記述できるであろう。すなわち、式(1)と式(2)を用いて、

$$\tau_{bx} = \frac{0.5 \rho_T}{4} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 \frac{1}{\{c_L + (1 - c_L) \rho_m / \sigma\} \{(c_{*DL}/c_L)^{1/3} - 1\}^2} U \sqrt{U^2 + V^2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$\tau_{by} = \frac{0.5\rho_T}{4} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 \frac{1}{\{c_L + (1-c_L)\rho_m/\sigma\} \{(c_{*DL}/c_L)^{1/3} - 1\}^2} V \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (30)$$

のように書く。著者らは以前から抵抗に関して、クーロン型⁷⁾、あるいは、クーロン型の抵抗と間隙流体による抵抗との和⁵⁾の形で表現してきた。これらの表現と式(29) および (30) の表現とは、ダイラント流体モデルにおいては、流動が継続している限り、等価であるが、ここでは上述の上流流路内の一次元の計算や、掃流状集合流動を対象とする場合との整合性を重視して、上のような流体抵抗型の表現を用いることにする。なお、このような表現を用いる方が数値計算が安定に進め易いことも判明した。

掃流状集合流動の場合は、

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_T}{0.49} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 U \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (31)$$

$$\tau_{by} = \frac{\rho_T}{0.49} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 V \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (32)$$

を用いる。

全体積の連続式：

式(5) の二次元表示であるが、堆積の場合のみを対象とし、 r も無視すれば、

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = i \dots\dots\dots (33)$$

となる。

素粒子成分の連続式：

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + \frac{\partial (c_L M)}{\partial x} + \frac{\partial (c_L N)}{\partial y} = i c_{*DL} \dots\dots\dots (34)$$

細粒成分の連続式：

$$\frac{\partial V_F}{\partial t} + \frac{\partial \{c_F(1-c_L)M\}}{\partial x} + \frac{\partial \{c_F(1-c_L)N\}}{\partial y} = i(1-c_{*DL})c_F \dots\dots\dots (35)$$

堆積速度式：

式(17) の二次元表示であり、

$$i = \delta_d \left(1 - \frac{\sqrt{U^2 + V^2}}{pU_e} \right) \frac{c_{L\infty} - c_L}{c_{*DL}} \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (36)$$

となる。掃流状集合流動の場合は、

$$i = \delta'_d \frac{c_{LS\infty} - c_L}{c_{*DL}} \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (37)$$

である。

$c_{L\infty}$ あるいは $c_{LS\infty}$ は、式(10) あるいは (12) から求めるが、その際の勾配としては、速度ベクトルの方向の流れの表面の勾配を用いることとし、

$$\tan\theta = \frac{(U \sin\theta'_{bx} + V \sin\theta'_{by})}{\sqrt{U^2 \cos^2\theta'_{bx} + V^2 \cos^2\theta'_{by}}} \dots\dots\dots (38)$$

とする。ただし、 $\tan\theta'_{bx} = \tan(\theta_{bx0} + \theta_{bzbx})$, $\tan\theta'_{by} = \tan(\theta_{by0} + \theta_{bzy})$, $\tan\theta_{bzbx} = -\partial(z_b + h)/\partial x$, $\tan\theta_{bzy} = -\partial(z_b + h)/\partial y$ である。

河床変動式:

式(21) である。

上述の方程式系を、上流流路から流出する土石流を境界条件として、数値計算すれば、形成される土石流扇状地の地形を求めることができるが、形成される土石流扇状地内の粒径分布までを知りたいときには、さらに工夫を要する。もし、谷の出口から下流で生じる堆積過程においては、粒径の選別は考えないものとし、土石流扇状地のある微少部分での平均粒径が知り得ればよいものとすれば、谷出口から流出する土石流内の時々刻々の平均粒径の変化を境界条件として、次の粒子個数に関する連続条件を付加して計算すればよいことになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V_L}{k_s d^3} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_{Lx}}{k_s d^3} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_{Ly}}{k_s d^3} \right) = \frac{ic_{*DL}}{k_s d^3} \dots\dots\dots (39)$$

ここに、 $Q_{Lx}(=Mc_L)$ および $Q_{Ly}(=Nc_L)$ は x および y 方向への粗粒成分の流量であり、 k_s は粒子の体積を計算するための係数、 d は微少部分での平均粒径である。

二次元堆積過程の数値計算には、風上差分法を用いたリープフロッグ法⁸⁾を用いることができ、上流端境界条件は堆積の遡上の影響が及ばないような上流流路内で与える²⁾。流動前縁の移動境界は、その時の平均粒径を閾値とし、閾値を上回る流動深が計算されたときのみ、前方の格子へ進むことができるものとする。ただし、堆積が進んで流れの中の粒子濃度が 0.01 以下となった場合には水流であると見なし、1 mm を閾値とする。

2.3 土石流扇状地の侵食と再堆積

一旦形成された土石流扇状地は後続流あるいはその後の洪水流によって水みち侵食を受ける。その際、侵食土砂が土石流扇状地の下流部で再堆積して土砂流扇状地を形成する。このような過程は、扇状地内の粒径分布が問題とならない場合には、二次元場における、流水の運動方程式、連続式、流砂量式、流路拡幅式、および、河床変動式を連立に解くことによって求められるはずである。著者らは、既に、文献 2) において、侵食流路の拡幅を無視した場合の計算法を与え、実験との比較検討も行っている。

ここでは、土石流扇状地が三次元的な平均粒径分布を持っている場合に対する計算法を提案する。ただし、水みちの拡幅は無視することにする。

流水の運動方程式:

浅水流に対する式(27) および (28) が用いられるが、抵抗則としては Manning 型の

$$\tau_{bx} = \frac{\rho g n^2 U \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{1/3}} \dots\dots\dots (40)$$

$$\tau_{by} = \frac{\rho g n^2 V \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{1/3}} \dots\dots\dots (41)$$

を用いる。

流水の連続式:

式(33) より

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (42)$$

河床変動式:

掃流砂による河床変動式として次式を用いる。

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \left(\frac{\partial q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{by}}{\partial y} \right) \frac{1}{c_{*DL}} = 0 \quad (43)$$

ここに、 q_{bx} および q_{by} は、それぞれ、 x および y 方向の掃流砂量である。

掃流砂量式：

急勾配の掃流状集合流動をも含んだ領域で成立する次式を用いる⁴⁾。

$$\frac{q_b}{\sqrt{(\sigma/\rho-1)gd_L^3}} = \frac{1+5\tan\theta}{\cos\theta} \sqrt{\frac{8}{f}} \tau_*^{3/2} \left(1 - \alpha^2 \frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right) \left(1 - \alpha \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{\tau_*}} \right) \quad (44)$$

ただし、上式は一次元のものであるので、これを以下のように流速成分の比で x 成分と y 成分とに配分する。

$$q_{bx} = \frac{U}{\sqrt{U^2 + V^2}} q_b \quad q_{by} = \frac{V}{\sqrt{U^2 + V^2}} q_b \quad (45)$$

ここに、 τ_* は無次元掃流力であり、 τ_{*c} は無次元限界掃流力であって、

$$\tau_{*c} = 0.04 \times 10^{1.72I_e} \quad (46)$$

で与えられる。また、 I_e はエネルギー勾配で、 $I_e = n^2(U^2 + V^2)/h^{4/3}$ である。さらに、 f は抵抗係数で、 $\tau_* \geq 0.2$ のとき、

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = A + 5.75 \log \frac{(\sigma/\rho-1)\tau_*}{I_e(1+2\tau_*)} \quad (47a)$$

$\tau_* < 0.2$ のとき、

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = A + 5.75 \log \frac{0.2(\sigma/\rho-1)}{1.4 I_e} \quad (47b)$$

である。ただし、 $A = 0.04 I_e^{-2} (I_e \geq 0.08 \text{ のとき})$ 、 $A = 6.0 (I_e < 0.08 \text{ のとき})$ である。また、式(44)中の α は

$$\alpha^2 = \frac{2\{0.425 - \sigma/(\sigma-\rho)\tan\theta\}}{1 - \sigma/(\sigma-\rho)\tan\theta} \quad (48)$$

である。なお、水流の計算に式(40) および (41) のような Manning 則を使い、流砂の計算では式(46) のような抵抗則を二重に使っていることになり、矛盾であるが、 f のみを用いるような計算では試行錯誤計算を必要として複雑になるので、ここでは簡単のために、水流の計算を予め一定の n を仮定して行い、それから求まる I_e や τ_* を用いて f を計算して、流砂量を求めることにしている。

河床変動に伴う粒径変化の式：

水みち表層のある地点には、土石流扇状地形成過程での粒径分布を反映して、ある平均粒径粒子が露出している。水みちに水流が作用すると流砂が発生するが、着目地点へは上流から別の平均粒径の土砂が供給され、さらにこの地点からも下流へ土砂が運ばれて行く。このような訳で着目地点表層の平均粒径が変化して行く。このような過程は一次元の場合、粒子の交換を無視すれば、次のように定式化されるであろう。

$$\text{侵食の場合：} f_i q_i = f_{i-1} q_{i-1} + d(q_i - q_{i-1}) \quad (49a)$$

$$\text{堆積の場合：} f_i = f_{i-1} \quad (49b)$$

ここに、 f_i ：格子から出る土砂の粒径、 f_{i-1} ：格子に流入する土砂の粒径、 q_i ：格子から出て行く流砂量、 q_{i-1} ：格子に流入する流砂量、 d ：格子内の表層の粒径である。

上式の二次元場への拡張は流砂の方向による場合分けを必要とし、複雑であるので、ここでは省略するが、もちろん実際の計算は二次元場で行う。

ここで示したような平均粒径を用いた計算では、各地点の粒度分布や粒径毎の流砂量が不明であるから、流砂の選択流出によるアーマールコートのような問題に対する答えを与えることができないが、堆積物内の空間的な平均粒径が顕著な偏りを持っているような場では、ある地点の侵食が粗大な粒子群の露出によって止められると言ったような、水みち侵食と再堆積の状況は明らかにできるものと考えられる。このような堆積層内の平均的な粒径の変化による侵食への影響の解析は、土石流扇状地の侵食と再堆積の問題以外にも、砂防ダムによる土石流の貯留、およびその後のダムの調節能力の回復の検討を行う等の際にも重要であろう。

3. 実験による数値モデルの検証ならびに考察

3.1 土石流の発達過程

ここで用いる実験データは、文献1)の実験2のシリーズのものであり、幅10 cm、勾配18°の長方形断面水路の下流端から、5.5 mから8.5 mにかけての3 mの区間に、厚さ10 cmで実験材料を敷ならし、あらかじめできるだけ水で飽和した状態にしたところへ、上流から600 cc/secの給水を20秒間行って、土石流を発生させたものである。飽和度のばらつき、堆積物の密度のばらつき、堆積物全体で粒度分布が一樣でない、等の曖昧性が実験結果にかなりの影響を及ぼすので、見かけ上同じ実験条件下で6回の実験を繰り返している。実験材料は、平均粒径3.04 mm、最大粒径11 mm、 $\sqrt{d_{84}/d_{16}}=6.12$ の混合砂である。計算に用いられた諸パラメーター値は、 $d_L=3.04$ mm、 $c_*=c_{*L}=c_{*DL}=0.65$ 、 $\rho_m=\rho=1.0$ g/cm³、 $\sigma=2.65$ g/cm³、 $\tan\phi=0.70$ 、 $s_b=1.0$ 、 $\delta_e=0.0007$ である。計算は $\Delta x=10$ cm、 $\Delta t=0.01$ secで行い、粒径選別過程の計算は流動深が $5d_L$ 以上になった時に、流動深を5層に分けて行った。

Fig. 1は実験水路下流端で計測された土石流流量と計算結果とを比較したものである。実験結果は繰り返し回数毎のばらつきが大きい、それぞれでは、先端部付近で最大値を取り、以後次第に変動はしているが低減して行く傾向が認められる。計算値は実験の平均的な値を取りながら、やはり実験と同様の低減傾向を示している。すなわち、本計算によって、ほぼ妥当な結果が得られている。なお、文献1)では、計算に際して $\delta_e=0.003$ を用いたが、本計算では従来他の実験や実際の土石流に対して用いてきた $\delta_e=0.0007$ を用いた。これは粒径選別の結果を土石流発達過程の計算によりうまく導入できるように改良した

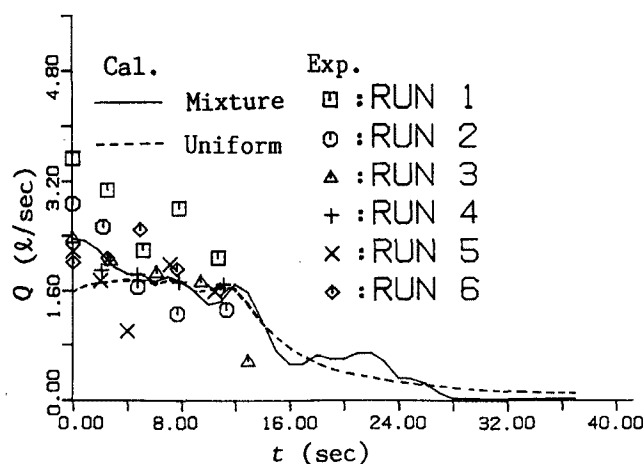


Fig. 1. Experimental discharges at the outlet of the channel and that obtained by the calculations.

ことによっている。図中に破線で示したのは、実験材料の平均粒径と同じ粒径の均一砂を仮定した場合のハイドログラフである。混合砂では先端部へ大礫が集中する結果、流量が均一砂の場合に比べて大きくなることが分かる。また、混合砂の場合、最大流量は供給水量の約4倍に達し、均一砂の場合には約2.7倍に達している。高橋⁹⁾が均一粒径を対象として先に示した定常土石流の理論式

$$\frac{Q_T}{Q_w} = \frac{c_*}{c_* - c_{L\infty}} \quad \dots\dots\dots (50)$$

によれば、5.2倍にまで達することができるので、本実験のような敷長3 mでは、まだ十分に発達するところまで到達していないことが推測される。ただし、上式において、 Q_T ：土石流の流量、 Q_w ：上流からの供給水流量である。

Fig. 2 は水路下流端での、土石流中の砂礫濃度の時間的変化である。この場合には、実験値のばらつきは小さく、時間的変化も小さい。計算値もほぼ満足すべき結果を与えている。

Fig. 3 は水路下流端での、土石流中の粒子の平均粒径の時間的変化である。先端部には平均で実験材料の85%粒径に相当するような大礫群が集中し、その後次第に小さくなって行く。実験ではあまり明確

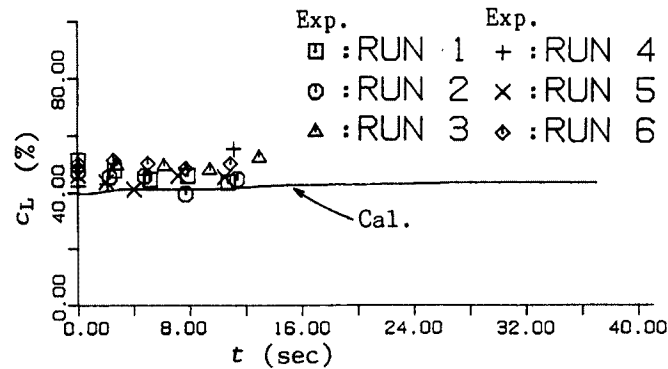


Fig. 2. Experimental solids concentrations and that obtained by the calculation.

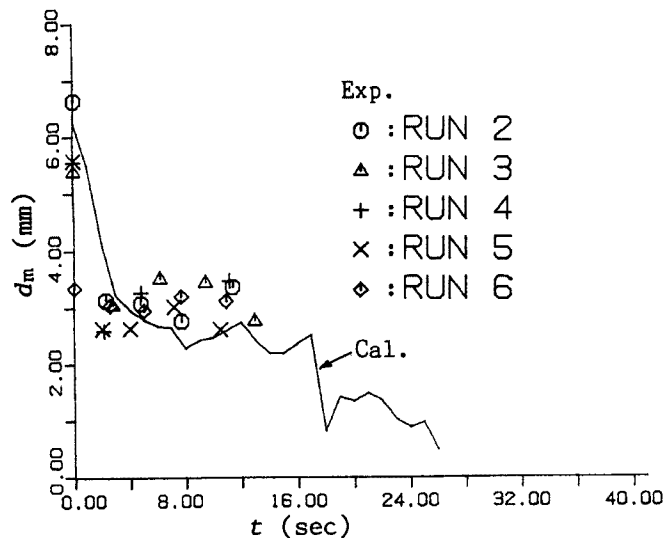


Fig. 3. Temporal change in the mean particle diameters in the debris flows at the outlet of the channel.

ではないが、土石流構成材料の平均径は、一旦実験材料の平均径よりも小さくなってから再び大きくなり、しばらくは実験材料の平均径に近い粒径となって流出している。実験値はこの段階以後には測定されていないが、計算によればその後急激に粒径は小さくなっている。このような特性は次のような理由で生じているものと推察される。すなわち、比較的顕著な段波状を呈して土石流が水路内を流下している段階では、もともと実験材料と同じ粒度構成を持っていた、先端から堆積層上流端まで続く土石流の全区間で、上下方向の粒径選別の結果として、縦断的な粒径選別が起こり、先端に近い部分ほど平均粒径が大きくなるので、後方には実験材料の平均粒径よりも小さい粒径の粒子群が遅れて流下して来ることになる。しかしながら、先端部が水路下流端から流出し、さらに、実験材料の平均粒径よりも細かくなった部分が流出してしまった後にも、堆積層の侵食が継続するものとすれば、水深方向の粒径選別は起こって、より大きい粒子が速く輸送されているものの、そのような粒子は次々と新たな堆積層の侵食によって補給されるので、上流端から下流端まで、流動深全体でみれば、ほぼ堆積層の粒度構成と同様の粒度構成を持った一様な土石流が形成されて流出する。やがて、上流端からの給水の停止、あるいは、堆積層が枯渇して水路床が露出すれば、上流部の土石流では、より大きい粒子が平均流下速度よりも速く輸送されて行くために、より細かい粒子が残されて行き、水路下流端で観察すれば、最終的に流出するのは小さい粒子のみとなるのである。

ここで想定しているような土石流の発達過程をよりよく理解するために、水路長 8.5 m の全長にわたって、水で飽和された実験材料が 10 cm の厚さに敷ならされている場合に、60 秒間 600 cc/sec の給水が上流端から行われるものとして、数値実験を行ってみた。Fig. 4 は各地点での土石流ハイドログラフである。この場合には、上流から順に水路床が露出し、各地点の流量はある時刻以後は給水流量に等しくなっている。ピーク流量は先端通過時点付近で生じ、その値は流下に従って増大している。また、ピーク通過後の流量低減状況は下流ほど急激になっている。実験材料の敷長 8.5 m においても、このような条件下では土石流はまだ発達段階となっているが、ここで注目されるのは、土石流先端の移動速度が流量（流動深）の増大にも関わらず、ほぼ一定値を保持していることである。ダイラタント流体モデルにおいては、固相分濃度の増大および粒径の増大は流下速度を減少させる効果があり、ここではこのような効果と流動深増による加速効果とがバランスして、このような結果になったと考えられる。なお、土石流発達段階でも流下速度がほぼ一定に近いことは実験によっても確かめられている⁹⁾。

Fig. 5 は各地点での土石流構成材料の平均粒径の時間変化である。1.5 m 地点では、まだ全体にほぼ堆

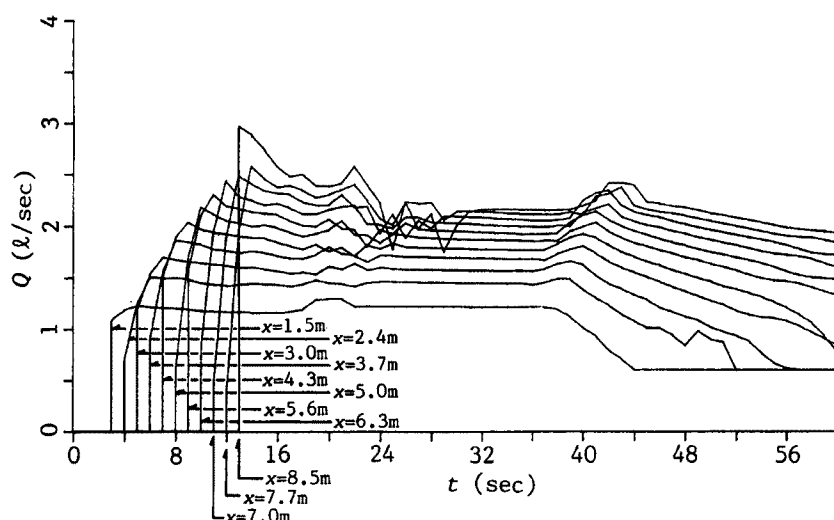


Fig. 4. Calculated hydrographs at the various points along the channel.

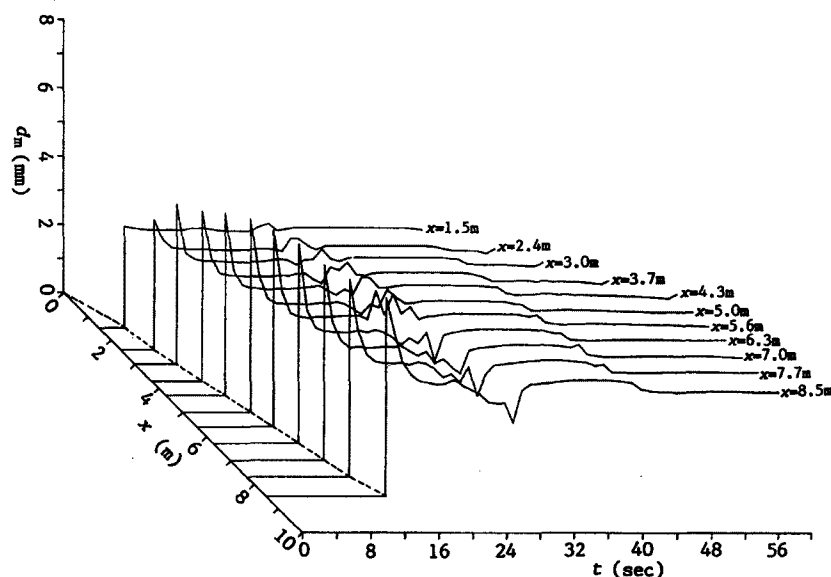


Fig. 5. Variations in the mean particle diameters at the various points along the channel.

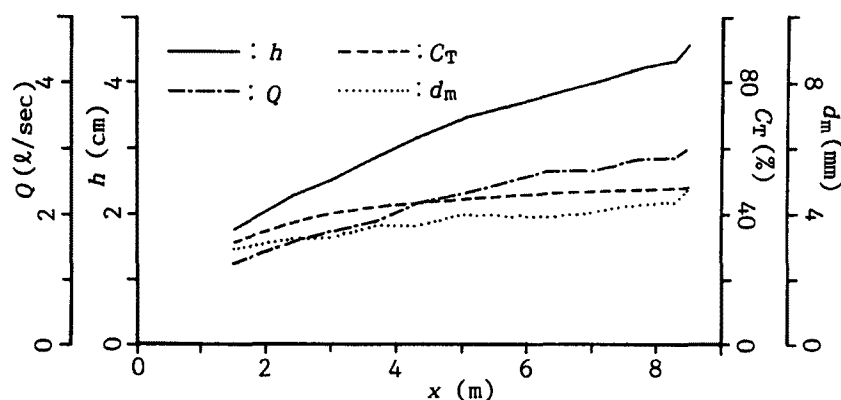


Fig. 6. Longitudinal developments of the peak discharge, the flow depth, the solids concentration and the mean particle diameter.

積層の平均粒径に等しいが、下流に行くにつれ、先端部の平均粒径が大きくなっている。先端部の平均粒径は5.6 m地点で約6 mm（堆積層の85% 粒径）に達しているが、それより下流では粒径の増大傾向はあまり顕著ではない。しかしながら、先端から後方にかけての粒径選別は下流ほど顕著であり、堆積層の平均粒径よりも小さい粒径によって土石流が構成されている部分が顕著に現われるようになる。

Fig. 6 はピーク流量が発生したときの各地点での流量、流動深、固体分濃度および粒径を示している。上流から下流へかけていずれも増大しており、土石流がなお発達段階にあることを示している。

3.2 土石流扇状地の形成過程

上述の実験水路の下流端に、土石流氾濫・堆積用の平坦な台を取り付け、その縦断勾配を 5° に設定した。台の表面には混合粒径の実験材料が糊付けされて粗度となっている。実験は前節の発達過程に関するものと見かけ上同一の条件で土石流を発生させ、氾濫台上に氾濫・堆積させて、土石流扇状地が形成される過程を調べた。土石流の流動・堆積の範囲ならびに台の表面から流動あるいは堆積の表面までの厚さの

各地点での変化をビデオ撮影によって計測した。また、実験終了後、Fig. 7に示した9地点で、厚さ1 cm毎の試料を採取し、粒度分布を計測した。実験はやはりばらつきの大きいことを勘案して、6回繰り返した。

時間の経過に伴う流動範囲の変化ならびにその表面の氾濫台表面から測った高さの等高線の変化をFig. 8に示す。ただし、右端の図は最終状況に対するもので、堆積厚さを示している。図において t は土石流先端が上流の水路出口に到達した時点を0としている。堆積過程の計算を上述の二次元の基礎方程式系により、 $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ cm}$, $\Delta t = 0.0025 \text{ sec}$, $\delta_d = \delta'_d = 1.0$, $p = 2/3$ として行った。上流側境界条件としては、水路出口から1 m上流の位置で、Fig. 1, Fig. 2およびFig. 3で示した水路下流端での計算によるハイドログラフ、固体分濃度の時間変化、土石流構成材料の平均粒径の時間変化を与えた。計算の実験への適合性は概ね良好である。とくに、最終形状に見られる流路出口から少し下流に形成されるマウンドは、実験と位置が多少食い違っているものの、従来の計算法では再現できなかったもので、今回の流体抵抗型の抵抗則を用いることの利点の一つであると解釈される。

土石流扇状地内の9つの試料採取地点での、平均粒径の鉛直方向分布をFig. 9に示している。実験結果に関して、上流水路軸の延長上にある点1, 2および3を比較すれば、とくに堆積厚さの下半分辺りにおいて、水路出口からより遠方に、より大きい粒子が堆積している傾向が読み取れる。また、水路軸から横に、例えば、点2, 5および8の堆積粒径を比較すれば、やはり下半分辺りにおいて、中央から横へ遠ざかるほど大きくなっている。すなわち、堆積の下部では既に指摘されているように¹⁰⁾、大礫を集めて流下してきた土石流先端部は、谷出口に至って一部流心から横へ押し出し、また、ある程度遠方にまで流動を続けた後停止する。これによって形成された三日月形の堤防状高まりの内部に、後続のより細かい粒径成分が堆積している。堆積の上半分辺りではいずれの点においても、上部へ向けて実験材料の平均粒径あるいはそれを少し上回る程度の粒径まで大きくなって行く傾向が認められる。

計算結果は同図中に実線で示しているように、点1, 2および3で比較すれば、とくに堆積下部におい

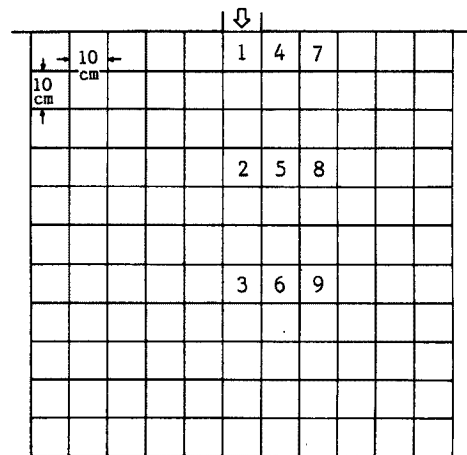


Fig. 7. Sediment sampling positions.

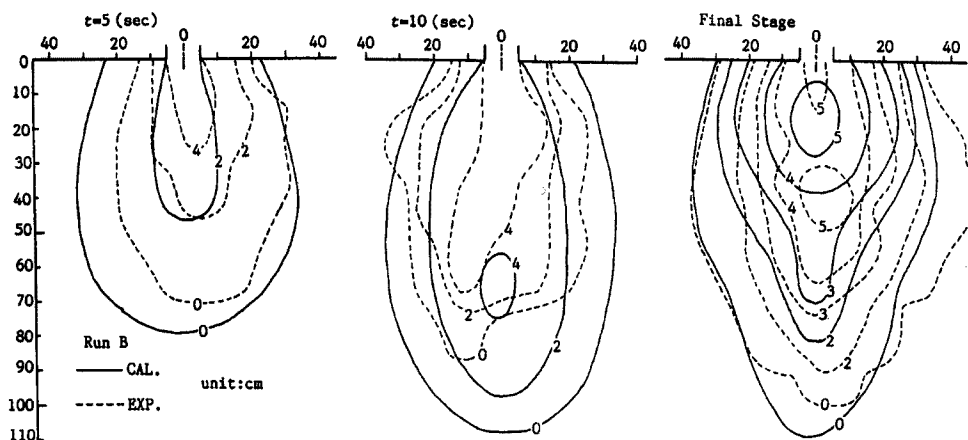


Fig. 8. Temporal variations in the limits and the thicknesses of the deposit plus flow and the topography of the finally formed debris fan.

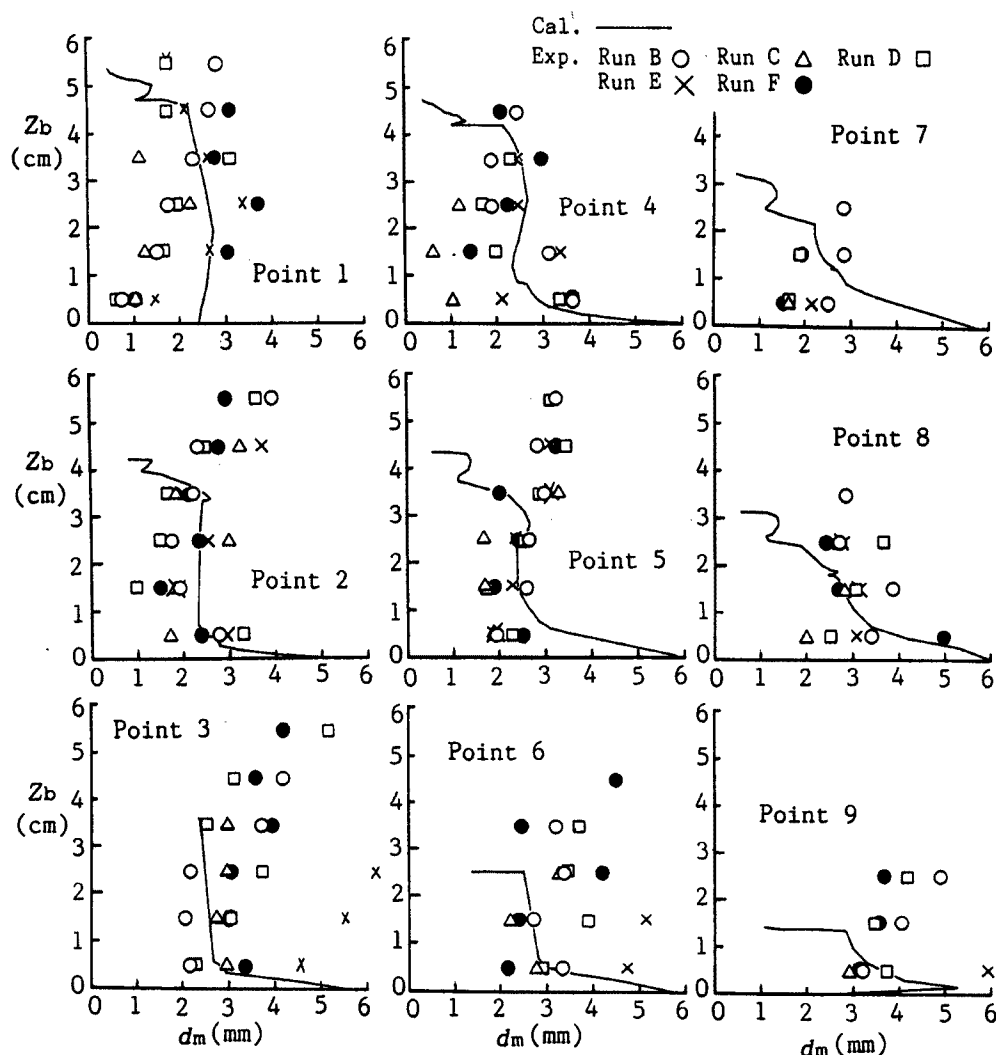


Fig. 9. Vertical distributions of the mean diameters of the deposit at the nine positions designated in Fig. 7.

て、点3での上流水路内の土石流先端部に集まっていた6 mm程度の粒子群から、点2, 1と上流に向かって、粒径が小さくなっている。先端部の粗粒の集まっている部分の量が少ないため、1 cmの厚さに採取された試料では、実験結果との一致の程度が良くないように見えてはいるが、実験においてもこのような傾向は観察されている。ただし、実験では、点1での堆積下部の平均粒径は1 mm程度と非常に小さい。上流の水路部で計算され、堆積計算の境界条件として用いられている平均粒径の時間的変化によれば、この地点で堆積が始まる時点では2 mmを下回ることにはないので、本計算モデルによっては実験のような小さい粒子群の堆積を説明することはできない。また、横断方向に点2, 5および8で比較すると、水路軸の外側で土石流先端部を構成していた粗粒子群が厚く堆積している。鉛直方向の粒径変化について見れば、点4および5では下部の粗いものから一旦上流水路内の堆積層の平均粒径を下回り、その上部に再び上流から供給される材料が大きくなって行く傾向に対応して、やや大きい粒子が堆積している傾向がある程度説明されている。しかしながら、Fig. 3で明らかなように、計算の場合に流出している粒径は、一旦小さくなってからの回復の傾向は認められるものの、上流水路内の堆積層の平均粒径までは回復しておらず、また、回復した粒径で流出する土石流の継続時間が短くて、その後急激に構成粒子が小さくなって行くため、

上部に平均粒径程度の粒子が堆積する傾向を顕著に説明できていない。このこと、および実験の方が計算に比べて堆積厚さが大きくなっている地点の多いことから、実験の場合、計算よりももう少し土石流継続時間が長かったことが推察される。

実験では、堆積の表層近傍で上流水路内の堆積層の平均粒径よりもかなり大きい粒子が堆積している地点がある。このことは、本計算モデルでは再現不可能であり、谷出口付近での堆積下部の小さい粒子の堆積とを勘案すれば、堆積初期における粗粒子のより下流への選択運搬、堆積終了期の細粒子の堆積物から絞り出された水による堆積域外への運搬など、本計算モデルでは省略した堆積過程での粒径選別作用を考慮に入れる必要性を示唆している。

3.3 土石流扇状地の侵食および再堆積

土石流扇状地の形成実験と同じ条件で土石流を発生させ、また、堆積させた後、上流水路から 300 cc/sec の流量で清水を 10 分間供給して、土石流扇状地の侵食と再堆積を生じさせた。最初の十数秒間は、上流水路内に遡上堆積していた土砂が流水に伴って流出し、扇状地上を覆いかぶさるように流れ、その後水みちが形成された。遡上部から流出した土砂は谷口付近で堆積するため、その後の流れの方向に大きく影響を与える。その結果、水みちが左右に大きく振れてどちらかに偏ってしまうことが多い。ここでは同じ条件下での実験を数回繰り返し、比較的水みちの偏りが少なかったケースを取りあげる。時間的経過をおっての水みちと地形の変化の状況を Fig. 10 に示す。この場合、中央部に形成された水みちは、比較的粒径の粗い材料から構成されているマウンド部にさしかかって左右に振れ、中央部に島が形成された。水は主として左岸側の水みちを流れた。通水後 6 分程度で中央部の島が明確でなくなり、その後は中央部全体で緩やかな侵食が進んだ。谷出口付近では明確な側岸が形成され、ある程度拡幅したが 6 分以後は殆ど目立った形状の変化は見られなかった。

侵食および再堆積の過程の数値計算モデルの検討を行うために、まず、前述の場合と同じ条件によって土石流扇状地を形成し、その堆積域において、10 cm × 10 cm の全ての格子点で、深さ 1 cm 毎に試料を採取して粒度分布を計測した。これより各平均粒径を求め、これらを記憶して、300 cc/sec の流水による粒径の変化を考慮した河床変動計算を行った。ただし、計算においては土石流扇状地の初期形状は、粒径分布測定用に行ったものを用いており、Fig. 10 のものとは同じではない。また、初期の水みち形成をうまく行うために、谷出口付近の堆積層厚の大きい部分から遡上部にかけて、土砂を幅 10 cm、堆積厚さ 4 cm になるように予め水みちが形成されたものとして、計算を始めている。

Fig. 11 は、計算による侵食と再堆積の時間的経過である。Fig. 10 の実験結果とは、初期形状が異なり、各格子点での粒径も違っている可能性があるため、厳密な議論はできないが、水みち幅の谷出口

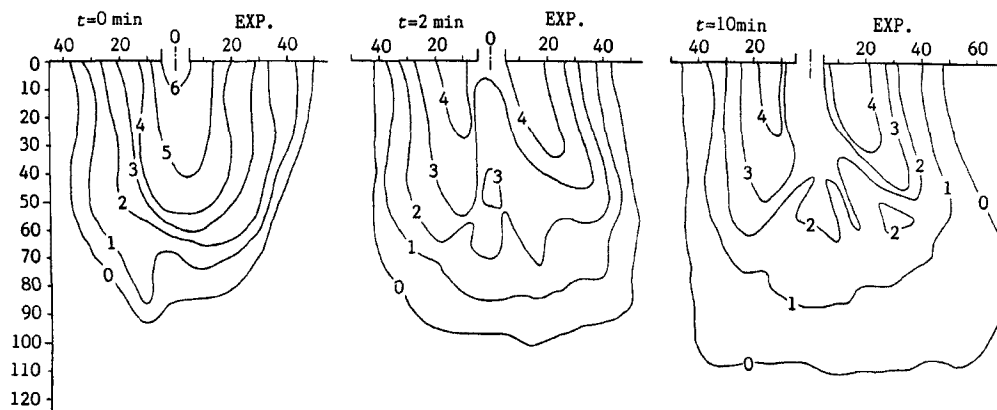


Fig. 10. Topographical change in the process of erosion and re-deposition.

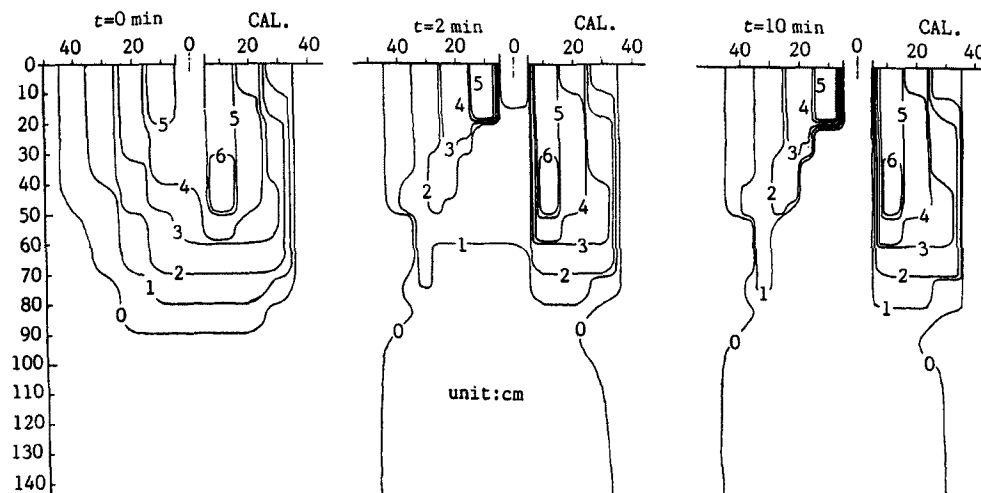


Fig. 11. Topographical change in the calculation.

から下流への変化の傾向はある程度計算で再現されているようである。なお、水みちの拡幅過程を考慮していないのに下流部で水みちが広がっているのは、予め作成しておいた水みちの下流端付近での氾濫・堆積・侵食の進行によっている。計算と実験との目立った相違点は、計算において水みちの縦侵食が激しく、殆ど基盤が露出するほどになっていることである。これは計算において各格子点の粒径として試料の平均粒径を使用しているため、基盤面勾配程度でも流砂が生じることになるのに反して、実際には混合粒径効果によって侵食が抑えられることによっているものと推察される。このことは、仮に土石流扇状地が実験材料の平均粒径に等しい均一粒径で構成されていたものとして計算した結果がほとんど同じであったことから理解される。

4. 結 論

広い混合粒径材料からなる溪床堆積物が表面流の発生にともなって侵食され、石礫型の土石流となる場合を想定し、堆積物の粒度分布、流路の形状・勾配といった条件、および表流水の流量が与えられるものとして、形成される土石流のハイドログラフ、土砂濃度および平均粒径の時間的变化を予測し、その土石流が谷から流出して形成する土石流扇状地の大きさ、堆積厚さおよび粒径の空間分布を求め、さらに、それが後続の洪水流によって侵食・再堆積する場合の地形変化を予測するまでの、土石流災害の理論的予測手法の基礎を与えた。その他の主な成果と今後の課題を挙げて結論とする。

1) 溪床堆積土砂の侵食によって発生・発達する土石流の予測理論に用いるべき基礎方程式系について考察し、従来著者らによって提案されていたものに改良を加えた。これによる予測結果は実験結果をよく再現するが、理論式中に含まれている諸係数についてはさらに実際現象への適用例を増やして検討して行かねばならない。

2) 土石流先端部への巨礫群の集中過程をうまく表現できるようになった結果、混合粒径材料からなる土石流では、先端部付近に現われるピーク流量が、均一粒径材料の場合に比べて大きくなることが分かった。

3) 土石流先端部から後続部にかけての構成材料の濃度および平均粒径の変化の特性が明らかにされた。

4) 土石流扇状地の形成に関して、運動方程式の抵抗項や堆積速度式に改良を加えた結果、従来よりも安定で、地形再現精度のより高い計算が可能となった。諸係数の値については今後さらに検討を加える必要がある。

5) 土石流扇状地構成粒子径の空間分布の再現性については、とくに堆積の下層部で良好であったが、上層部では必ずしも十分に実験結果を説明することができなかった。扇状地形成過程での粒径選別効果も考慮していく必要があるようである。

6) 土石流扇状地の後続流による侵食と再堆積に関して、粒径の三次元的空間分布を考慮して計算することが可能となり、総じて良好な結果が得られたが、まだ、各点での粒度分布までを考慮できるようにはなっていないので、アーマールコート形成による侵食の抑制等を表現できていない。水みちの拡幅、首振り、分岐・合流問題の考慮を含めて今後の研究課題である。

最後に、本研究は文部省科学研究費（一般研究(C)01550406 代表者：高橋 保）「広い混合粒径材料からなる土石流の流動機構」の一環としてなされたことを記して感謝する。

参 考 文 献

- 1) 高橋 保・中川 一・原田達夫：混合粒径材料からなる溪床侵食型土石流の予測，京都大学防災研究所年報，第33号B-2，1990，pp.443-456.
- 2) 高橋 保・中川 一・佐藤広章：扇状地における土砂氾濫災害危険度の評価，京都大学防災研究所年報，第31号B-2，1988，pp.655-676.
- 3) Takahashi, T., Nakagawa, H. and Kuang, S.: Estimation of Debris Flow Hydrograph on Varied Slope Bed, Proc. of the Symposium on Erosion and Sedimentation in the Pacific Rim, 1987, pp.167-177.
- 4) Takahashi, T.: High Velocity Flow in Steep Erodible Channels, Proc. of 22nd Congress, IAHR, Lausanne, 1987, pp.42-53.
- 5) Takahashi, T. and Nakagawa, H.: Debris Flow Hazard Zone Mapping, Proc. of the Japan-China(Taipei) Joint Seminar on Natural Hazard Mitigation, Kyoto, 1989, pp.363-372.
- 6) Takahashi, T.: Debris Flow on Prismatic Open Channel, Journal of Hydraulics Division, ASCE, 106(HY3), 1980, pp.381-396.
- 7) Takahashi, T.: Debris Flow and Debris Flow Deposition, Advances in the Mechanics of Granular Materials, Shahinpoor eds., Trans Tech Publication, Vol.2, 1987, pp.699-718.
- 8) Takahashi, T. and Nakagawa, H.: Hazard Zone Mapping in Respect to the Damages to Wooden Houses Due to Breaking of Levee, Bulletin, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Vol.37-2, 1987, pp.59-90.
- 9) 高橋 保：土石流の発生と流動に関する研究，京都大学防災研究所年報，第20号B-2，1977，pp.405-435.
- 10) 高橋 保：土石流の停止・堆積機構に関する研究（2）—土石流扇状地の形成過程—，京都大学防災研究所年報，第23号B-2，1980，pp.443-456.