

土石流のフロント部で生じる間欠的流動に関する研究

宮沢直季

正会員 工修 山梨大学助手 工学部土木環境工学科 (〒400-8511 山梨県甲府市武田 4-3-11)

土石流の流動特性の一つに流れの間欠性がある。本研究は、土石流フロントで生じる間欠的な流動のメカニズムを明らかにするために、モデル解析と室内実験を行った。その結果、フロントの運動の間欠性は、後続部からフロント部へ輸送された砂礫粒子の堆積過程と堆積した砂礫粒子の崩壊・流動化過程の繰り返しによって引き起こされることがわかった。また、本モデルを実際に滑川で発生した土石流に適用し、フロント部の波高や移動速度の変動を説明できることを示した。

Key Words: debris flow, front, intermittency, jamming of particles, failure and remobilization of jammed particles

1. はじめに

毎年、豪雨期には土石流が各地で発生し、人命や財産に多大な被害をもたらす。土石流災害の軽減のために、ハード、ソフトの両面から対策が講じられている。適切な対策を行うためには、土石流の流動特性を理解することが必要である。

土石流の流動特性のひとつとして、流れの間欠性がある。土石流の間欠性が多くの論文で報告されている^{1),2),3),4),5),6)}。なぜ土石流は間欠的に流動するのか、ひとつの要因は、土石流の発生源がいくつもあり、それがある時間間隔で流下することによる。小規模な土石流の場合、現地観測^{1),2),5),6)}によると、斜面崩壊の土砂が流路に流入し、一時的なダムを形成し、その後水位の上昇によってダム材料が流動化し、段波となって下流へ伝播する。しかし、幅の広い流路をせき止めるには多くの土砂を必要とすることから、このメカニズムは規模の大きな土石流の間欠性を説明できない。大規模な土石流の間欠性は、開水路における流れの不安定性によるとする説がある。Niyazov and Degovets³⁾は、単一の波として発生した土石流が下流の観測所で複数の波として観測されたことから、間欠性は流動過程で生じることを主張している。Devies⁷⁾は、開水路流れの不安定性、すなわち、土石流の微小擾乱が発達し、転波列になることによって間欠性を説明している。また、Li ら⁴⁾は間

欠性の別の説明をしている。すなわち、もし流動深がある限界値よりも小さくなると、土石流はそのせん断強度のために停止し、十分な物質が停止したフロントの背後に堆積したとき、土石流は流動化する。流動化したフロントは下流へ動き、背後の流動深が再び限界値まで減少し、土石流は再び停止する。彼らは、このメカニズムを中国雲南省の蔣家溝で発生した土石流に適用している。Engelund and Wan⁸⁾は中国の黄河で生じる clogging 現象を説明するために、Li らが示したメカニズムと同様な考えに基づいて hyperconcentrated flow の不安定性を論じている。

本研究は、土石流のフロント部で生じる間欠的な流動は、フロント部での砂礫の堆積とその後の堆積の崩壊・流動化によって引き起こされると考え、土石流フロントの間欠的流動を説明するためのモデルを提案する。そのモデルを実験結果と比較し、モデルの妥当性を調べる。さらに、実現象へのモデルの適用性を調べるために、滑川で発生した土石流に適用する。

2. モデル

(1) 基本的な考え方

1) 河床は固定床であると仮定する。その理由は、フロント部における河床の侵食・堆積による質量の輸

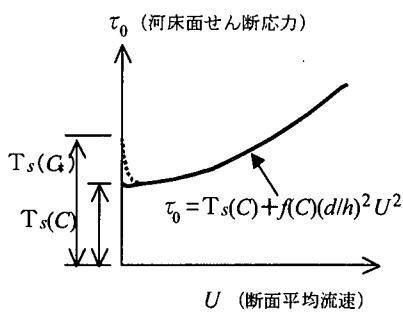


図-1 土石流に対する河床面せん断応力と断面平均流速の関係。 $T_s(C)$ は動摩擦係数 μ と関係し、 $T_s(C_s)$ は静止摩擦係数 μ_s と関係する。

送は、後続部からフロント部への質量の輸送よりも小さいと考えられるからである。

- 2) 1次元非定常流の基礎方程式を用いる。
- 3) 後続部は等流とする。
- 4) フロント部は変形する。
- 5) 土石流に対する河床面せん断応力と断面平均流速の関係は江頭ら^{9),10)}によって提案された式を用いる。

$$\tau_0 = T_s(C) + f(C) \frac{d^2}{h^2} U^2 \quad (1)$$

ただし、

$$T_s(C) = (\sigma - \rho) C g h \cos \theta \mu \quad (2)$$

$$f(C) = \frac{25}{4} \left(\sigma k_g (1 - e^2) C^{1/3} + \rho k_f \frac{(1-C)^{5/3}}{C^{2/3}} \right) \quad (3)$$

ここで、 τ_0 は河床面せん断応力、 $T_s(C)$ は降伏応力、 σ は砂礫粒子の密度、 ρ は水の密度、 C は砂礫粒子の体積濃度、 g は重力加速度、 h は流動深、 θ は河床勾配、 μ は動摩擦係数、 d は粒径、 U は断面平均流速、 e は砂礫粒子の反発係数、 k_g 、 k_f は実験定数で $k_g = 0.0828$ 、 $k_f = 0.16 \sim 0.25$ である。式(1)の右辺第1項は降伏応力で固体摩擦を表し、第2項は流体抵抗を表す(図-1)。一方、土石流が停止しているとき、断面平均流速 U はゼロであり、砂礫粒子の体積濃度 C は砂礫粒子の最密充填濃度 C_s となる。従って、式(1)は次式となる。

$$\tau_0 = T_s(C_s) \quad (4)$$

ただし、

$$T_s(C_s) = (\sigma - \rho) C_s g h \cos \theta \mu_s \quad (5)$$

ここで、 μ_s は静止摩擦係数である。従って、河床に作用する応力 τ_0 が降伏応力 $T_s(C_s)$ よりも小さいときは、土石流は停止状態を維持するが、作用応力 τ_0 が降伏応力 $T_s(C_s)$ に等しくなると土石流は動き始め、

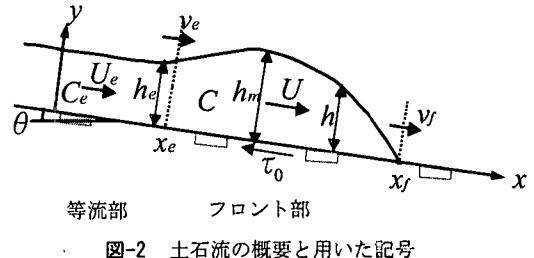


図-2 土石流の概要と用いた記号

C は C_s となる。土石流が流動し、作用応力 τ_0 がある応力の限界値よりも小さくなると、土石流は停止する。土石流フロントはこのようなメカニズムによって停止と流動を繰り返しながら間欠的に移動すると考える。

一般に「侵食」や「堆積」の用語は河床や河岸との砂礫の出入りに関連して使われる。しかし、本論文では固定床上の流れとして扱っていることから、後続部からフロント部へ流入した砂礫が堆積することを表現するのに「堆積」、英語で「jamming」という言葉を使っていることに注意する必要がある。

(2) 土石流の基礎方程式

固定床における土石流の1次元非定常流の基礎方程式は次式で表される。

- ・土石流の質量保存式

$$\frac{\partial \rho_r h}{\partial t} + \frac{\partial \rho_r U h}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

- ・砂礫の体積保存式

$$\frac{\partial C h}{\partial t} + \frac{\partial C U h}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

- ・運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_r h U) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_r U^2 h) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \rho_r g h^2 \cos \theta \right) \\ - \rho_r g h \sin \theta + \tau_0 = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

ここに、 t は時間、 ρ_r は土石流の密度、 x は流れの主流方向の座標軸、その他の記号は(1)節で説明したとおりであり、河床面せん断応力 τ_0 は式(1)である。 ρ_r は次式で表される。

$$\rho_r = \sigma C + (1 - C) \rho \quad (9)$$

(3) 土石流フロントの基礎方程式

図-2 のように土石流を等流部とフロント部に分ける。図において $x_e(t)$ はフロント最先端の位置、 $x_o(t)$ はフロント後端の位置で、時間によって変化する。式(6)の土石流の質量保存式を $x = x_e(t)$ から $x = x_o(t)$ まで積分する。

$$\int_{x_e}^{x_o} \frac{\partial \rho_r h}{\partial t} dx + \int_{x_e}^{x_o} \frac{\partial \rho_r U h}{\partial x} dx$$

$$= \frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h dx + \frac{dx_e}{dt} \rho_{Te} h_e - \rho_{Te} h_e U_e = 0 \quad (10)$$

ここで、 ρ_{Te} 、 h_e 、 U_e 、 C_e はそれぞれ等流部の密度、流動深、断面平均流速、砂礫粒子の体積濃度であり、

$$\rho_{Te} = \sigma C_e + (1 - C_e) \rho \quad (11)$$

である。また、

$$\frac{dx_f}{dt} = v_f \quad (12)$$

$$\frac{dx_e}{dt} = v_e \quad (13)$$

ここで、 v_f はフロント最先端の移動速度、 v_e はフロント後端の移動速度である。従って、式(10)は次式となる。

$$\frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h dx = \rho_{Te} h_e (U_e - v_e) \quad (14)$$

同様に、式(7)の砂礫の体積保存式を $x = x_e(t)$ から $x = x_f(t)$ まで積分する。

$$\begin{aligned} & \int_{x_e}^{x_f} \frac{\partial Ch}{\partial t} dx + \int_{x_e}^{x_f} \frac{\partial CUh}{\partial x} dx \\ &= \frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} Ch dx + \frac{dx_e}{dt} C_e h_e - C_e h_e U_e = 0 \quad (15) \end{aligned}$$

従って、式(13)を用いて、上式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} Ch dx = C_e h_e (U_e - v_e) \quad (16)$$

同様に、式(8)の運動方程式を $x = x_e(t)$ から $x = x_f(t)$ まで積分する。

$$\begin{aligned} & \int_{x_e}^{x_f} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_T h U) dx + \int_{x_e}^{x_f} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_T U^2 h) dx + \int_{x_e}^{x_f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \rho_T g h^2 \cos \theta \right) dx \\ & - \int_{x_e}^{x_f} \rho_T g h \sin \theta dx + \int_{x_e}^{x_f} \tau_0 dx = \frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h U dx \\ & + \frac{dx_e}{dt} \rho_{Te} h_e U_e - \rho_{Te} h_e U_e^2 - \frac{1}{2} \rho_{Te} g h_e^2 \cos \theta \\ & - g \sin \theta \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h dx + F = 0 \quad (17) \end{aligned}$$

ただし、 F は河床せん断力である。従って、式(13)を用いて、上式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h U dx = \rho_{Te} U_e h_e (U_e - v_e) + \frac{1}{2} \rho_{Te} g h_e^2 \cos \theta \\ & + g \sin \theta \int_{x_e}^{x_f} \rho_T h dx - F \quad (18) \end{aligned}$$

ここで、河床せん断応力 τ_0 に式(1)を用いると、河床せん断力は次式となる。

$$F = (\sigma - \rho) g \cos \theta \mu \int_{x_e}^{x_f} Ch dx + d^2 \int_{x_e}^{x_f} f(C) \frac{U^2}{h^2} dx \quad (19)$$

ここで、フロント内で C 、 U が一定であると仮定し、フロントの面積 A を次式で定義すると、

$$A = \int_{x_e}^{x_f} h dx \quad (20)$$

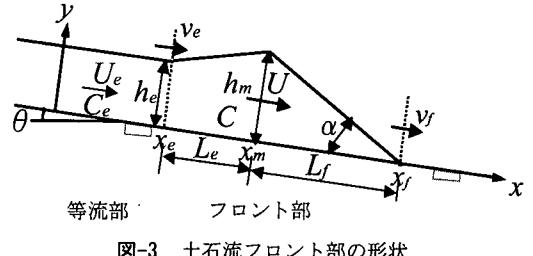


図-3 土石流フロント部の形状

土石流フロントの質量保存式、砂礫の体積保存式、運動方程式は次式となる。

$$\frac{d\rho_{Te} A}{dt} = \rho_{Te} h_e (U_e - v_e) \quad (21)$$

$$\frac{dCA}{dt} = C_e h_e (U_e - v_e) \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{Te} UA}{dt} &= \rho_{Te} U_e h_e (U_e - v_e) + \frac{1}{2} \rho_{Te} g h_e^2 \cos \theta + \rho_{Te} g \sin \theta A \\ & - (\sigma - \rho) C g A \cos \theta \mu - f(C) d^2 U^2 \int_{x_e}^{x_f} \frac{dx}{h^2} \quad (23) \end{aligned}$$

(4) フロント部の変形

図-3 に示すようにフロント部の形状を次式とする。

$$h = H_e = \frac{h_m - h_e}{x_m - x_e} x + \frac{h_e x_m - h_m x_e}{x_m - x_e} \quad (x_e \leq x \leq x_m) \quad (24.a)$$

$$h = H_f = \frac{h_m x_f}{x_f - x_m} - \frac{h_m}{x_f - x_m} x \quad (x_m \leq x \leq x_f) \quad (24.b)$$

ここで、 h_m はフロント部の最大流動深、 x_m は最大流動深の位置である。式(24)を式(20)に代入すると、フロント部の面積 A は次式となる。

$$A = \frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \quad (25)$$

また、式(23)の流体抵抗項の積分値は

$$\int_{x_e}^{x_f} \frac{dx}{h^2} = \int_{x_e}^{x_m} \frac{dx}{H_e^2} + \int_{x_m}^{x_f} \frac{dx}{H_f^2} = \frac{L_e}{h_m h_e} + \frac{L_f}{h_f h_m} \quad (26)$$

となる。式(26)の中式の第2項に式(24.b)の H_f を代入して積分すると積分値は無限大となってしまう。ここでは、 $x=x_f$ で $h=h_f$ として式(24.b)の代わりに次式を用いて計算した。実際の計算では、 h_f に小さな値を与えた。

$$h = H_f = \frac{h_f - h_m}{x_f - x_m} x + \frac{h_m x_f - h_f x_m}{x_f - x_m} \quad (27)$$

別の考え方として、図-2において $x=x_f$ で $h=h_f$ として土石流フロントの質量保存式、砂礫の体積保存式、運動方程式を導くことが考えられる。そうすると、式(10)、式(15)、式(17)に $dx/dt \cdot \rho_{Te} h_f$ 等の項を考える必要がある。しかし、最大流動深 h_m を数値計算す

るとき、 h_f の他に U_f と C_f の値を与える必要がある。 U_f と C_f にどのような値を与えるべきか不明であることから、本研究では上記の考え方に基づいてモデル式を導いた。

式(25)と式(26)を式(21)、式(22)、式(23)に代入すると、土石流フロントの質量保存式、砂礫の体積保存式、運動方程式は次式となる。

$$\frac{d}{dt} \rho_T \left(\frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \right) = \rho_{Te} h_e (U_e - v_e) \quad (28)$$

$$\frac{d}{dt} C \left(\frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \right) = C_e h_e (U_e - v_e) \quad (29)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_T U \left(\frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \right) = \rho_{Te} U_e h_e (U_e - v_e)$$

$$+ \frac{1}{2} \rho_{Te} g h_e^2 \cos \theta + \rho_T g \sin \theta \left(\frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \right) \\ - (\sigma - \rho) C g \cos \theta \mu \left(\frac{1}{2} (h_e + h_m) L_e + \frac{1}{2} h_m L_f \right)$$

$$- f(C) d^2 U^2 \left(\frac{L_e}{h_m h_e} + \frac{L_f}{h_f h_m} \right) \quad (30)$$

ここで、

$$\frac{dx_m}{dt} = U \quad (31)$$

とすると、次式が成り立つ。

$$v_f = U + \frac{dL_f}{dt} \quad (32)$$

$$v_e = U - \frac{dL_e}{dt} \quad (33)$$

次に、 x_m よりも上流側の斜面を水平と仮定し、次式とする。

$$L_e = \frac{h_m - h_e}{\tan \theta} \geq 0 \quad (34)$$

次に、式(6)の質量保存式を $x = x_m(t)$ から $x = x_f(t)$ まで積分する。

$$\int_{x_m}^{x_f} \frac{\partial \rho_T h}{\partial t} dx + \int_{x_m}^{x_f} \frac{\partial \rho_T U h}{\partial x} dx \\ = \frac{d}{dt} \int_{x_m}^{x_f} \rho_T h dx + \frac{dx_m}{dt} \rho_T h_m - \rho_T h_m U = 0 \quad (35)$$

式(31)の関係より、上の式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt} (\rho_T h_m L_f) = 0 \quad (36)$$

従って、基礎式は式(28)、式(29)、式(30)、式(33)、式(34)、式(36)で、未知量は C 、 h_m 、 L_e 、 L_f 、 v_e 、 U である。

(5) 等流部

上流から一定の流量で流入するものとし、単位幅流量 q_e と等流部の流動深 h_e を与える。等流部の断面

平均流速 U_e は $U_e = q_e/h_e$ から求める。また、河床は堆積も侵食もしないので、等流部の砂礫粒子の体積濃度 C_e は平衡濃度 C_∞ ¹¹⁾ に等しい。すなわち、

$$C_e = C_\infty = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\tan \phi_s - \tan \theta)} \quad (37)$$

ここで、 ϕ_s は砂礫粒子の内部摩擦角である。砂礫の体積濃度 C_e は式(37)から求める。

(6) フロント部の崩壊過程と堆積過程

フロント部の崩壊過程と堆積過程について考察する。崩壊時では、断面平均流速 U はほとんどゼロであり、砂礫粒子の体積濃度 C は最密充填濃度 C に近い（図-4 の(a)）。最大流動深 h_m は最大であり、先端斜面の傾斜角 α は最も大きい。後述するように、フロント後部では堆積は安定で、前部では堆積は不安定である。堆積が崩壊すると、堆積塊は滑り面に沿って滑動する（図-4 の(b)）。その滑動過程において堆積塊は流動化する。砂礫の体積濃度 C は減少し、最大流動深 h_m は減少する。断面平均流速 U は最も速い速度をもつ。最大流動深 h_m が最小になったとき、フロント部は流動から堆積に転じる（図-4 の(c)）。このとき、フロント部の断面平均流速 U はほぼ等流部の断面平均流速 U_e と等しくなる。砂礫の体積濃度 C は等流部の体積濃度 C_e に近づき、先端斜面の傾斜角 α は最小となる。フロント部が堆積すると、フロント部の断面平均流速 U は減少する（図-4 の(d)）。上流から一定の流量で土石流が流入してくるため、フロント部の堆積は発達する。最大流動深 h_m は増加し、それとともに堆積は上流へ遡上する。フロント部の砂礫の体積濃度 C は増加する。そして、最大流動深 h_m が限界の流動深になると（図-4 の(e)）、堆積塊は再び崩壊する。フロント部はこのような一連の挙動をしながら下流へ流下する。

流動中の土石流の体積濃度 C は一定とする。基礎式は式(28)、式(30)、式(33)、式(34)、式(36)より、次式である。

$$U = U_e - A_1 h_m \frac{dh_m}{dt} + \frac{1}{\tan \theta} \frac{dh_m}{dt} \quad (38)$$

$$B_1 \frac{dU}{dt} = \frac{h_m}{\tan \theta} \frac{dh_m}{dt} (U_e - U) + B_2 - g \cos \theta B_1 B_3 - B_4 U^2 \quad (39)$$

ここで、上式の各係数は以下の通りである。 L_{f0} と h_{m0} は $t=0$ のときの L_f と h_m の値である。

$$A_1 = \frac{\rho_T}{\rho_{Te} h_e \tan \theta} \quad (40)$$

$$B_1 = \frac{h_m^2 - h_e^2}{2 \tan \theta} + \frac{1}{2} h_{m0} L_{f0} \quad (41)$$

$$B_2 = \frac{1}{2} \frac{\rho_{Te}}{\rho_T} g h_e^2 \cos \theta \quad (42)$$

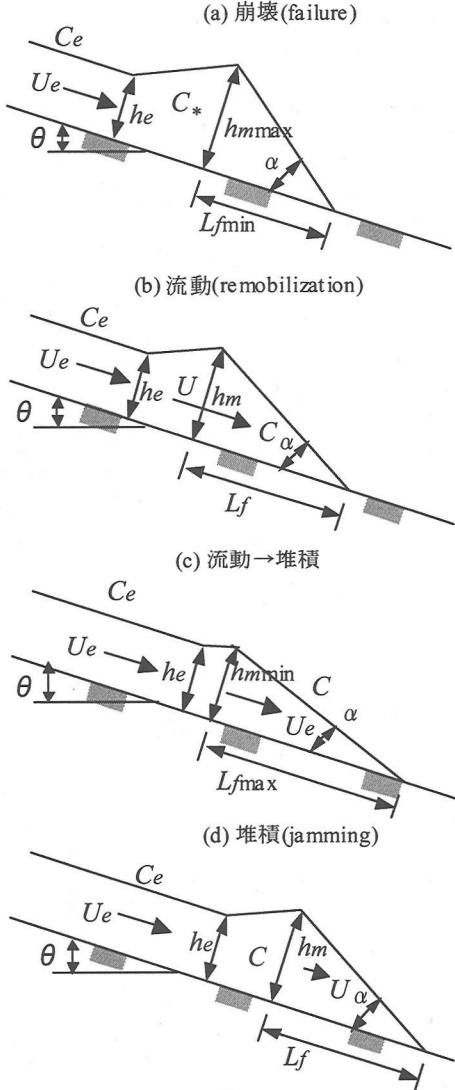


図-4 フロント部の崩壊過程と堆積過程の模式図

$$B_3 = \frac{(\sigma - \rho)C}{\rho_T} \mu - \tan \theta \quad (43)$$

$$B_4 = \frac{f(C)d^2}{\rho_T} \left(\frac{1}{h_e \tan \theta} - \frac{1}{h_m \tan \theta} + \frac{h_{m0}L_{f0}}{h_f h_m^2} \right) \quad (44)$$

次に、式(38)の U を式(39)に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 h_m}{dt^2} &= \frac{C_5 h_m^2 + C_6 h_m + C_7 + C_8/h_m + C_9/h_m^2}{C_1 h_m^3 + C_2 h_m^2 + C_3 h_m + C_4} \left(\frac{dh_m}{dt} \right)^2 \\ &\quad - \frac{C_{10} h_m + C_{11} + C_{12}/h_m + C_{13}/h_m^2}{C_1 h_m^3 + C_2 h_m^2 + C_3 h_m + C_4} \frac{dh_m}{dt} \\ &\quad + \frac{C_{14} h_m^2 + C_{15} + C_{16}/h_m + C_{17}/h_m^2}{C_1 h_m^3 + C_2 h_m^2 + C_3 h_m + C_4} \end{aligned} \quad (45)$$

ただし、式中の各係数は以下の通りである。

$$C_1 = -\frac{\rho_T}{2\rho_{Te}h_e \tan^2 \theta} \quad (46)$$

$$C_2 = \frac{1}{2 \tan^2 \theta} \quad (47)$$

$$C_3 = -\frac{\rho_T}{2\rho_{Te}h_e \tan \theta} \left(h_{m0}L_{f0} - \frac{h_e^2}{\tan \theta} \right) \quad (48)$$

$$C_4 = \frac{1}{2 \tan \theta} \left(h_{m0}L_{f0} - \frac{h_e^2}{\tan \theta} \right) \quad (49)$$

$$C_5 = \frac{\rho_T}{\rho_{Te}h_e \tan^2 \theta} \left(\frac{3}{2} - \frac{f(C)d^2}{\rho_{Te}h_e^2 \tan \theta} \right) \quad (50)$$

$$C_6 = \frac{f(C)d^2}{\rho_{Te}h_e^2 \tan^3 \theta} \left(2 + \frac{\rho_T}{\rho_{Te}} \right) - \frac{1}{\tan^2 \theta} \quad (51)$$

$$C_7 = \frac{\rho_T}{2\rho_{Te}h_e \tan \theta} \left(h_{m0}L_{f0} - \frac{h_e^2}{\tan \theta} \right) \quad (52)$$

$$-\frac{f(C)d^2}{\rho_T \tan^2 \theta} \left(\frac{1}{h_e \tan \theta} + \frac{2\rho_T}{\rho_{Te}h_e \tan \theta} + \frac{\rho_T^2 h_{m0} L_{f0}}{h_f \rho_{Te}^2 h_e^2} \right) \quad (53)$$

$$C_9 = -\frac{f(C)d^2 h_{m0} L_{f0}}{\rho_T h_f \tan^2 \theta} \quad (54)$$

$$C_{10} = -\frac{2U_e f(C)d^2}{\rho_{Te}h_e^2 \tan^2 \theta} \quad (55)$$

$$C_{11} = \frac{2U_e f(C)d^2}{\rho_T h_e \tan^2 \theta} \left(1 + \frac{\rho_T}{\rho_{Te}} \right) \quad (56)$$

$$C_{12} = -\frac{2U_e f(C)d^2}{\rho_T \tan \theta} \left(\frac{1}{\tan \theta} + \frac{\rho_T h_{m0} L_{f0}}{\rho_{Te}h_e h_f} \right) \quad (57)$$

$$C_{13} = \frac{2U_e f(C)d^2 h_{m0} L_{f0}}{\rho_T h_f \tan \theta} \quad (58)$$

$$C_{14} = -\frac{g \cos \theta B_3}{2 \tan \theta} \quad (59)$$

$$C_{15} = B_2 - \frac{1}{2} g \cos \theta B_3 \left(h_{m0}L_{f0} - \frac{h_e^2}{\tan \theta} \right) - \frac{f(C)d^2 U_e^2}{\rho_T h_e \tan \theta} \quad (60)$$

$$C_{16} = \frac{f(C)d^2 U_e^2}{\rho_T \tan \theta} \quad (61)$$

$$C_{17} = -\frac{f(C)d^2 U_e^2 h_{m0} L_{f0}}{\rho_T h_f} \quad (62)$$

式(45)は、最大流動深 h_m に対する非線形の常微分方

程式であり、この式を次の初期条件

$$t=0 \text{ で } h_m=h_{m0}, dh_m/dt|_{t=0}=v_{h0} \quad (63)$$

のもとで Runge-Kutta-Gill 法を用いて数値計算する。最大流動深 h_m が求められると、 U , L_f , L_e , v_e が求められる。

(7) 崩壊条件

式(8)の運動方程式において $U=0$, $C=C_*$ とおくと、河床面に作用するせん断応力 τ_0 は次式となる。

$$\tau_0 = \rho_{T*} g h \sin \theta - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2} \{(\sigma - \rho) C_* \kappa + \rho\} g h^2 \cos \theta \right] \quad (64)$$

ここで、 κ は主働土圧係数に相当する係数、 ρ_{T*} は次式で表される。

$$\rho_{T*} = (\sigma - \rho) C_* + \rho \quad (65)$$

フロント部で土砂は静止している状態であるから、式(64)の右辺第 2 項は静水圧と土圧に相当する力の合計を意味する。本研究では $\kappa=1$ とした。一方、河床面での降伏応力 $T_s(C_*)$ は次式で表される。

$$T_s(C_*) = (\sigma - \rho) C_* g h \cos \theta \mu_s \quad (66)$$

ここで、 $\mu_s = \tan \phi_s$ は静止摩擦係数である。 τ_0 が T_s よりも小さいとき、フロント部の堆積は安定であるが、 τ_0 が T_s に等しくなると、堆積は不安定となり、堆積塊は崩壊する。式(64)と式(66)を等しいとおくと、

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \tan \theta - \frac{(\sigma - \rho) C_*}{\rho_{T*}} \mu_s \leq 0 \quad (67)$$

となり、このとき、堆積塊は崩壊する。

$$\frac{\partial h}{\partial x} > \tan \theta - \frac{(\sigma - \rho) C_*}{\rho_{T*}} \mu_s \quad (68)$$

のとき、堆積塊は安定である。

一方、式(24.b)より、 x_m より下流側の $\partial h / \partial x$ は次式で表される。

$$\frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{h_m}{x_f - x_m} = -\frac{h_m}{L_f} \quad (69)$$

従って、

$$\frac{h_m}{L_f} = \frac{(\sigma - \rho) C_*}{\rho_{T*}} \mu_s - \tan \theta \quad (70)$$

が成り立つとき、堆積塊は崩壊する。この式が崩壊条件である。

フロントの後部では $\partial h / \partial x > 0$ であるから、式(68)より河床面に作用するせん断応力が降伏応力よりも小さく、堆積塊は安定である。また、フロントの前部では式(70)が成り立つまではせん断応力が降伏応力よりも小さく、堆積塊は安定である。

(8) 定常解

$dh_m/dt=0$ の解は定常解である。ここで、定常解の

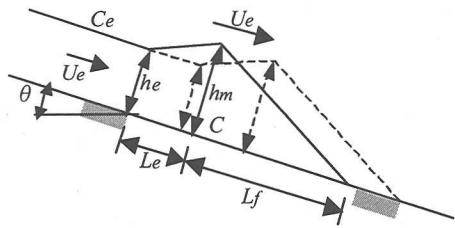


図-5 定常状態の模式図

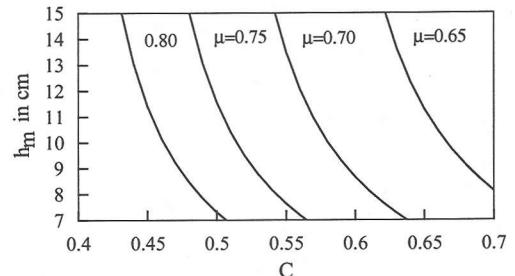


図-6 定常解

表-1 計算条件

$\theta(^{\circ})$	17.2	C_*	0.7	$\sigma(g/cm^3)$	2.62
$\rho(g/cm^3)$	1.0	μ_s	0.81	$h_e(cm)$	7.0
$U_e(cm/s)$	18.0	C_e	0.38	$d(cm)$	0.3
e	0.85	k_f	0.25	k_g	0.0828

性質について調べる。式(32), 式(33), 式(34), 式(36)より $L_e=L_f$ 一定, $v_e=v_f=U$ となる。また、式(28)より $v_e=U_e$ となる。従って、フロント部は形を変えないで等流部の断面平均流速 U_e と等しい速度で移動することがわかる。このことを模式的に示したのが図-5 である。式(30)は次のように表される。

$$D_1 h_m^3 + D_2 h_m^2 + D_3 h_m + D_4 = 0 \quad (71)$$

ここで、

$$D_1 = \frac{g \cos \theta}{\tan \theta} \left(\tan \theta - \frac{(\sigma - \rho) C}{\rho_{T*}} \mu \right) \quad (72)$$

$$D_2 = g \cos \theta L_f \left(\tan \theta - \frac{(\sigma - \rho) C}{\rho_{T*}} \mu \right) \quad (73)$$

$$D_3 = \frac{\rho_{T*}}{\rho_{T*}} g h_e^2 \cos \theta - \frac{g \cos \theta h_e^2}{\tan \theta} \left(\tan \theta - \frac{(\sigma - \rho) C}{\rho_{T*}} \mu \right) - \frac{2f(C)d^2 U_e^2}{\rho_{T*} h_e \tan \theta} \quad (74)$$

$$D_4 = \frac{2f(C)d^2 U_e^2}{\rho_{T*}} \left(\frac{1}{\tan \theta} - \frac{L_f}{h_f} \right) \quad (75)$$

従って、定常状態の h_m の解は式(71)の 3 次方程式を解くことによって求められる。図-6 は動摩擦係数 μ

をパラメータとしたときの砂礫の体積濃度 C とフロント部の最大流動深 h_m の関係を図に示したものである。計算条件は表-1 の通りである。 $h_f=1.0\text{cm}$, $L_f=120\text{cm}$ とした。定常解の範囲は $7.0\text{cm} < h_m < 14.5\text{cm}$ である。この図から、動摩擦係数が $\mu=0.75$ の場合、砂礫の体積濃度 C が $0.56 \sim 0.60$ の範囲で定常解となることがわかる。

(9) 式(45)の数値解

図-7(a)はフロント部の砂礫粒子の体積濃度 C をパラメータとした場合の最大流動深 h_m の時間変化を示したものである。これは、式(45)の非線形常微分方程式を Runge-Kutta-Gill 法で数値計算した結果である。動摩擦係数 $\mu=0.75$ 、フロント最先端の流動深 $h_f=1.0\text{cm}$ (等流部流動深の $1/7$) とし、刻み幅を 0.01秒 とした。計算条件は表-1 の通りである。初期条件は、 $t=0$ で $h_m=11.0\text{cm}$, $dh_m/dt=-4.5\text{cm/s}$, $L_f=91.09\text{cm}$ である。ここでは、 $t=0$ でフロント部が崩壊すると考え、式(70)の崩壊条件を与えており、この図より、 $C>0.56$ の場合、 h_m は時間とともに減少し、ある流動深で最小となり、それから増加することがわかる。すなわち、フロント部が崩壊すると、最大流動深は減少し、最小値に達した後、砂礫の堆積により流動深が増加することを示している。

図-7(b)はフロント部の断面平均流速 U の時間変化を示したものである。 U は時間とともに単調に減少することがわかる。崩壊時で断面平均流速は最大である。

図-7(c)は $h_m/L_f=\tan\alpha$ の時間変化を示したものである。 α は河床面を基準としたときの先端斜面の傾斜角を表している ($\alpha+\theta$ は水平面を基準としたときの先端斜面の傾斜角を表す)。 $h_m/L_f=h_m^2/h_{m0}L_f$ の関係より、 h_m と同様な傾向を示す。すなわち、フロント部が崩壊すると先端の斜面勾配は減少し、最小値に達し、堆積時には、先端の斜面勾配は増加する。しかし、先端の斜面勾配が崩壊時の先端斜面勾配 ($h_m/L_f=0.12$) になると、フロント部は再び崩壊する。

図-8(a)は動摩擦係数 μ をパラメータとした場合の最大流動深 h_m の時間変化を示す。フロント部の砂礫粒子の体積濃度 $C=0.58$ 、フロント最先端の流動深 $h_f=1.0\text{cm}$ とした。計算条件、初期条件は図-7(a)の場合と同様である。この図より、 $\mu > 0.74$ の場合、図-7(a)の場合と同様に最大流動深は減少し、最小値に達した後増加することがわかる。図-8(b)にフロント部の断面平均流速 U の時間変化、図-8(c)に $h_m/L_f=\tan\alpha$ の時間変化を示す。図-7(b)、図-7(c)と同様な傾向を示すことがわかる。

フロント最先端の流動深 h_f が最大流動深 h_m の数値

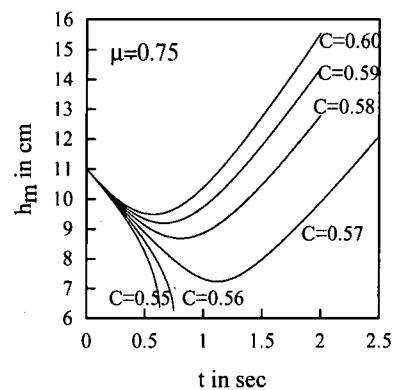


図-7(a) 最大流動深の時間変化 (式(45)の数値解)

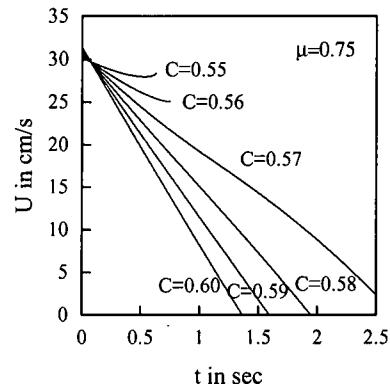


図-7(b) フロント部の断面平均流速の時間変化

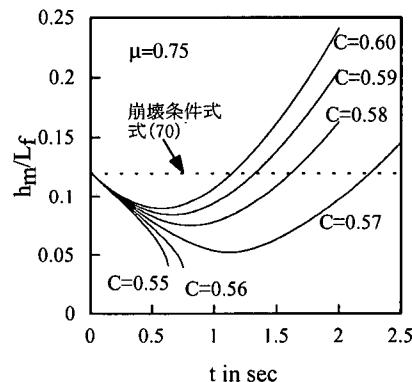


図-7(c) $h_m/L_f=\tan\alpha$ の時間変化 (モデル、 α は河床面を基準とした先端斜面の傾斜角)

解に与える感度はどの程度であるかを示したのが図-9 である。動摩擦係数 $\mu=0.75$ 、フロント部の砂礫粒子の体積濃度 $C=0.58$ とした。計算条件、初期条件は図-7(a)、図-8(a)の場合と同様である。この図より、 $h_f=2\text{cm} \sim 0.3\text{cm}$ の範囲で h_m の値はほとんど変わらないが、 $h_f=0.3\text{cm}$ よりも小さくなると h_m の値は大きくなることがわかる。実験で測定した土石流フロント

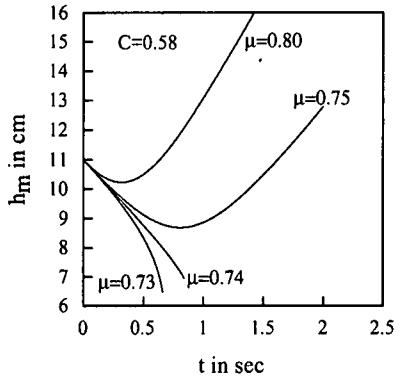


図-8(a) 最大流動深の時間変化 (式(45)の数値解)

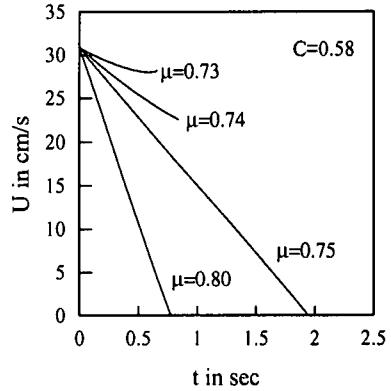


図-8(b) フロント部の断面平均流速の時間変化

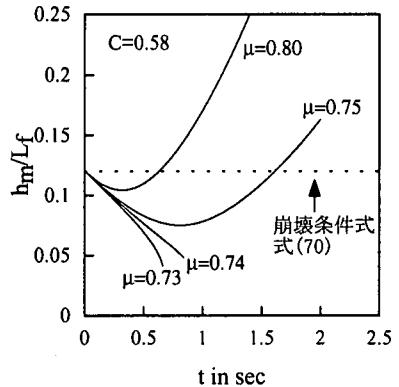


図-8(c) $h_m/L_f \tan \alpha$ の時間変化 (モデル, α は河床面を基準とした先端斜面の傾斜角)

の縦断形状によると、フロント最先端の流動深は概ね 1cm 程度であり、図-9 の感度分析とともに考えると数値計算で $h_f=1\text{cm}$ を与えることはほぼ妥当であると考えられる。

以上より、土石流フロントが間欠的に運動するためには、最大流動深 h_m が最小値を持たなければならない。すなわち、 $dh_m/dt=0$ より、式(45)の右辺第 3 項の分子、

$$C_{14}h_m^4 + C_{15}h_m^2 + C_{16}h_m + C_{17} = 0 \quad (76)$$

が正の実根 (h_e 以上) をもたなければならぬ。

3. 実験

(1) 実験概要

以上のモデル式を検討するために、土石流フロントの実験を行った。実験では、一様な材料で構成された不飽和河床に一定流量の水を上流端より供給して土石流を発生させた。長さ 6m、幅 0.1m × 高さ 0.22m

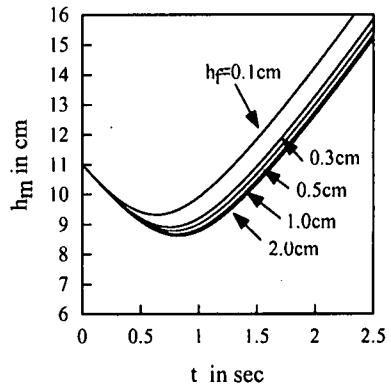
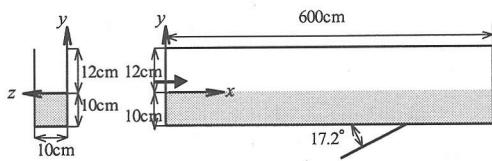


図-9 最大流動深の時間変化 (式(45)の数値解)

の断面の可変勾配水路を使った。土石流フロントの平均移動速度と同じ速度で CCD ビデオカメラを移動させて、土石流フロントを連続撮影した(図-11)。CCD ビデオカメラを台車に固定し、その台車をモーターで牽引した。撮影区間は水路上流端から 1~6m の間とした。表-2 に示すケースに対して実験を行った。 θ は河床勾配、 d は粒径、 s は粒子の比重、 Q_0 は水路上流端からの水の供給流量、 S_b は河床の飽和度、 U_c はビデオカメラの移動速度である。座標系は図-10 に示す通りである。すなわち、 x 座標軸の原点を水路上流端に取り、 y 座標軸の原点を水路底より上へ 10cm (元河床) の位置に取った。

1/30 秒の時間間隔で撮影された各ビデオ画像に対して、エッジを検出するための Prewitt オペレータ¹²⁾ を適用することによって土石流フロントの縦断形状の時系列を測定した。その縦断形状から、フロント部の最大流動深やフロント先端の移動速度の時系列を求めた。

砂礫粒子の体積濃度の時間変化を測定することは極めて困難であることから、本研究では体積濃度を測定していない。



Sectional view Side view

図-10 実験水路の諸元と座標系の定義, x 座標軸の原点は水路上流端, y 座標軸の原点は水路底から 10cm (元河床).

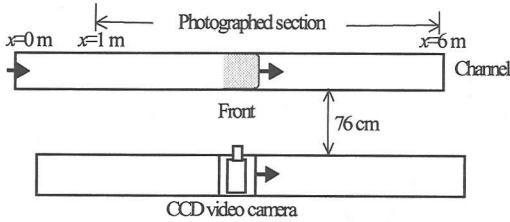


図-11 CCD ビデオカメラの移動, フロントの平均移動速度と同じ速度でカメラを移動.

表-2 実験条件

CASE	θ (°)	d (mm)	s	Q_0 (L/s)	S_b	U_c (cm/s)
RUN1-1	17.2	5-10	2.64	0.80	0.12	18.0
RUN2-7	17.2	5-10	2.64	1.50	0.11	30.0
RUN4-8	17.2	2-5	2.62	0.95	0.12	18.0
RUN6-3	17.2	2-5	2.62	1.35	0.21	24.0

(2) 実験結果

a) フロント部の最大流動深の変動

図-12 に RUN4-8 の場合のフロント部の最大流動深の時間変動を示す。最大流動深は周期的に変動することがわかる。変動の振幅と周期はほとんど一定であり、振幅は約 3.5cm、周期は約 1.5 秒であった。変動の原因は前述のように砂礫粒子の堆積とその後の滑動である。

b) フロント先端の移動速度の変動

図-13 に RUN4-8 の場合のフロント先端の移動速度の時間変動を示す。ここでは、 $y=2\text{cm}$ の場所の時間変動を示す。フロント部は加速と減速を繰り返しながら移動する。移動速度は平均的に見ると一定である。変動の振幅と周期はほとんど一定であり、振幅は約 31cm/s で周期は約 1.5 秒である。フロント部の最大流動深とフロント先端の移動速度は周期は一致するが位相がずれている。その遅れ時間は変動周期 ($T=1.5$ 秒) の約 1/4 である。

モデルではフロント部の砂礫粒子の体積濃度 C を一定と仮定している。実験での観察によると、最大

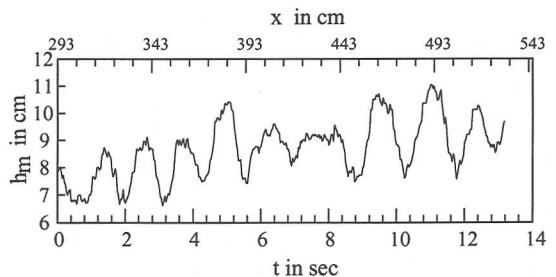


図-12 フロント部の最大流動深の時間変化 (RUN4-8)

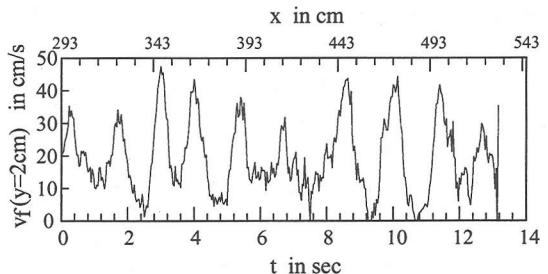


図-13 フロント先端の移動速度の時間変動($y=2\text{cm}$, RUN4-8), 生データに移動平均 (5 個の連続データを平均) を施した.

流動深やフロント先端の移動速度の実験値と同様に C は砂礫粒子の最密充填濃度 C_s と等流部の濃度 C_e の間を周期的に変動していると考えられる。すなわち、砂礫粒子が堆積するとき、 C は C_s に近づき、その後滑動すると、 C は C_e に近づく。実際の現象をより正確に再現するには、 C が時間的に変動するとして数値計算を行う必要がある。この点については今後の課題としたい。また、モデルではフロント前部で質量が時間的に変化しない（式(36)）と仮定しているが、実験での観察によると、崩壊した砂礫はほぼ容積を維持したまま前方へ移動したことから、この仮定は概略妥当であると考えられる。

本論文では、モデルを説明するために、不飽和堆積層上に土石流を流下させる実験を行った。実験での観察によると、土石流フロントが流下するとき、フロント内の水分が堆積層内に失われていることが確認された。フロントで水分が失われることで砂礫粒子の体積濃度が増加する。そのことがフロント部の減速が発生することの一つの原因であると考えられる。しかし、本質的には土石流フロントの間欠的流動は、フロント部で砂礫が堆積すること、堆積した砂礫が崩壊することで生じると考えている。

また、実験での観察によると、フロント部において河床との砂礫のやりとりはほとんど認められなかった。このことから、現象のモデル化のときに用い

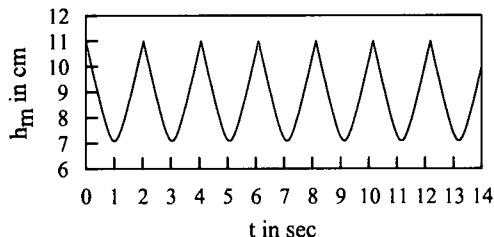


図-14(a) フロント部の最大流動深の時間変化(モデル、RUN4-8 のケースに対応)

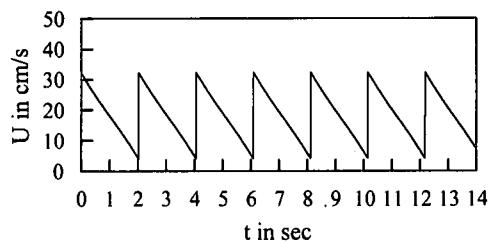


図-14(b) フロント部の断面平均流速の時間変化(モデル、RUN4-8 のケースに対応)

た固定床上の流れの仮定はほぼ妥当であると考えられる。次に、モデルと実験結果との比較を行う。

4. モデルと実験結果との比較

本論文で提案したモデルの妥当性を検討するため、実験結果と比較した。図-14(a)にフロント部の最大流動深のモデル値を示す。計算条件は表-1と同じである。動摩擦係数 $\mu=0.75$ 、フロント部の砂礫粒子の体積濃度 $C=0.58$ 、フロント最先端の流動深 $h_f=1.0\text{cm}$ とした。初期条件は $t=0$ で $h_m=11.0\text{cm}$, $dh_m/dt=-5.0\text{cm/s}$, $L_f=91.09\text{cm}$ とした。なお、 L_f は式(70)の崩壊条件式から計算した。図-12 の実験結果(RUN4-8)と比較すると、周期、振幅のモデル値(周期 2 秒、振幅 4cm)はともに実験値と良く一致している。

図-14(b)にフロント部の断面平均流速のモデル値を示す。図-13 の実験結果(RUN4-8)と比較すると、波形の形状は異なるが、振幅、周期(振幅 32cm/s、周期 2 秒)は実験結果とほぼ一致することがわかる。

以上より、本研究で提案したモデルは実験結果を説明できると言える。

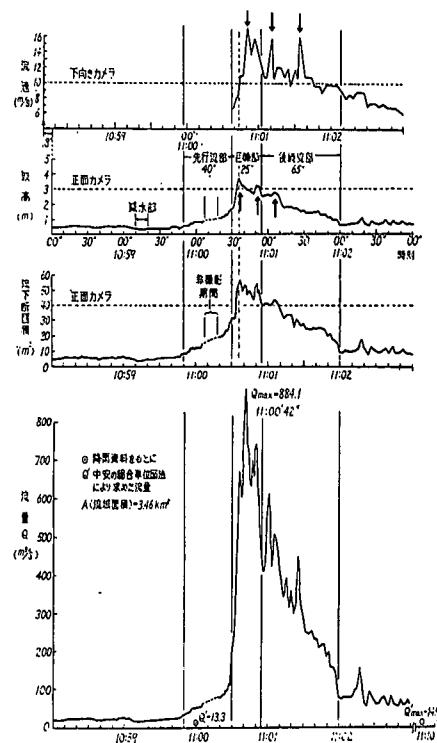


図-15 滑川で発生した土石流における諸量の時間変化、上から流速、波高、流下断面積、流量を示す。

表-3 計算条件

$\theta(^{\circ})$	11	C_s	0.7	$\sigma(\text{g/cm}^3)$	2.65
$\rho(\text{g/cm}^3)$	1.0	μ_s	0.81	$h_e(\text{m})$	3.5
$U_e(\text{m/s})$	10.0	C_e	0.19	$d(\text{m})$	0.1
e	0.85	k_f	0.25	k_g	0.0828

5. 実現象への適用

次に、第 2 章のモデルを実現象へ適用する。図-15 は昭和 58 年 7 月 17 日に滑川で発生した土石流における諸量の時間変化の観測値¹³⁾を示したものである。観測地点は平均河床勾配 1/5.6 (10.1°) であった。この図において土石流フロント(図中の土石流の巨礫部)付近の流速、波高の時間変化に約 20 秒の変動が見られる。また、波高のピークの後に流速のピークが現れていることがわかる。この土石流に対して本研究のモデルを適用する。表-3 に計算条件を示す。初期条件は $t=0$ で $h_m=7.0\text{m}$, $L_f=29.21\text{m}$, $dh_m/dt=-0.5\text{m/s}$ で刻み幅は 0.1 秒とした。動摩擦係数 $\mu=0.73$ 、フロント部の砂礫粒子の体積濃度 $C=0.40$ 、フロント最先端の流動深 $h_f=0.5\text{m}$ (等流部流動深の 1/7)とした。

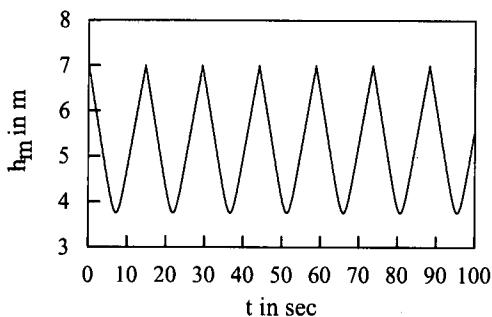


図-16(a) 最大流動深の時間変化 (モデル)

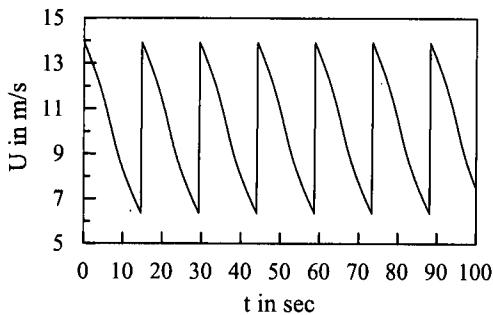


図-16(b) 断面平均流速の時間変化 (モデル)

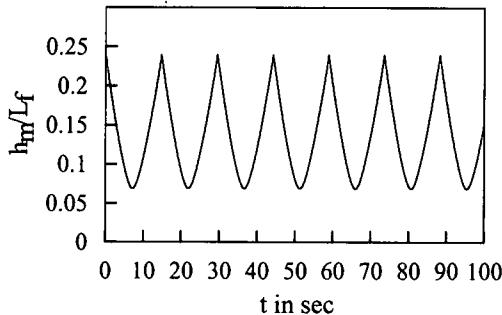


図-16(c) h_m/L_f の時間変化 (モデル)

図-16(a)はフロント部の最大流動深の時間変化を示す。周期のモデル値は15秒であり、観測結果とほぼ対応する。振幅は約3.3mである。図-16(b)はフロント部の断面平均流速の時間変化を示す。振幅は約7.6m/sであり、観測値の変動振幅と対応する。図-16(c)は $h_m/L_f = \tan \alpha$ (α は河床面を基準としたときの先端斜面の傾斜角)の時間変化を示す。モデルより、フロント部が崩壊するときの先端斜面の傾斜角 α は 13° 、水平面からの傾斜角は $\alpha + \theta = 24^\circ$ である。

以上より、本研究で提案したモデルは実現象を説明できると言える。

6. 結論

本研究では、土石流のフロント部で生じる間欠的な流動に関するモデルを構築し、室内実験及び実スケールの土石流に適用した。以下に得られた結果を述べる。

- 1) 土石流のフロント部で生じる間欠的流動を説明するためのモデルを提案した。このモデルは、フロント部で生じる間欠的な流動は、フロント部での砂礫粒子の堆積とその後の堆積の崩壊・流動化によって生じると考えてモデルを導いている。土石流に関する1次元非定常流の基礎方程式をフロント部で積分してフロント部の質量保存式、砂礫の体積保存式、運動方程式を誘導し、フロント部の変形を考慮して最大流動深、断面平均流速、砂礫粒子の体積濃度に関する方程式を導いた。
- 2) フロント部の砂礫の体積濃度 C を一定と仮定し、式(45)の最大流動深 h_m に関する非線形常微分方程式の数値計算を行い、解の性質を調べた。
- 3) モデルの数値解と実験結果との比較を行った。その結果、モデルと実験結果は良く一致し、モデルが十分に妥当であることが示された。
- 4) 得られたモデルを滑川で発生した土石流に適用した。モデルが実際の土石流フロントで生じる速度、流動深の変動を説明できることが示された。
- 5) 本論文では、砂礫粒子の体積濃度を一定と仮定しているが、実際は変動すると考えられる。この点については今後の課題である。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、東京工業大学教授池田駿介先生に貴重な助言を頂いた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Pierson, T. C.: Erosion and deposition by debris flows at Mt Thomas, North Canterbury, New Zealand, *Earth Surface Processes*, Vol.5, pp.227-247, 1980.
- 2) Johnson, A. M.: *Physical processes in geology*, Freeman Cooper and Co., p.577, 1970.
- 3) Niyazov, B. S. and Degovets, A. S.: Estimation of the parameters of catastrophic mudflows in the basins of the lesser and greater Almatinka Rivers, *Soviet Hydrology*, No.2, pp.75-80, 1975.
- 4) Li Jian, Yuan Jianmo, Bi Cheng and Luo Defu: The main features of the mudflow in Jiang-Jia Ravine, *Zeit. Geomorph. N. F.*, Vol. 27, No.3, pp.325-341, 1983.
- 5) Broscoe, A. J. and Thompson, S.: Observations on an alpine mudflow, Steele Creek, Yukon, *Can. J. Earth*

- Sc., Vol.6, pp.219-229, 1969.
- 6) Sharp, R. P. and Nobles, L. H.: Mudflow of 1941 at Wrightwood, Southern California, *Bull. Geol. Soc. Amer.*, Vol.64, pp.547-560, 1953.
 - 7) Davies, T. R. H.: Large debris flows: a macro-viscous phenomenon, *Acta Mechanica*, Vol.63, pp.161-178, 1986.
 - 8) Engelund, F. and Wan Zhaohui: Instability of hyper-concentrated flow, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.110, No.3, pp.219-233, 1984.
 - 9) 江頭進治, 芦田和男, 矢島啓, 高濱淳一郎: 土石流の構成則に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第32号 B-2, pp.487-501, 1989.
 - 10) 江頭進治, 宮本邦明, 伊藤隆郭: 掃流砂丘に関する力学的解釈, 水工学論文集, 第41卷, pp.789-794, 1997.
 - 11) 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, pp.405-435, 1977.
 - 12) 高木幹雄, 下田陽久: 画像解析ハンドブック, 東京大学出版会, pp.550-575, 1991.
 - 13) 石川芳治: 滑川に発生した土石流, 新砂防, Vol.37, No.5, pp.24-29, 1985.

(1999. 10. 20 受付)

ON INTERMITTENT FLOW OCCURRED AT DEBRIS FLOW FRONT

Naoki MIYAZAWA

One of the most significant characteristics of debris flow is its intermittent nature. The intermittent flow occurred at debris flow front is caused by the jamming of particles and subsequent failure and remobilization of the jammed particles in the front. The present study proposed the model incorporated this mechanism into one-dimensional fundamental equations of unsteady debris flow. The numerical calculations of the model were compared with the experimental results. The agreement between the calculation results and experimental values was fairly well. The model was also applied to the debris flow occurred at Name River.