

## 慣性土石流の統一モデル

高橋 保・里深好文

### 要 旨

流れの全流動深にわたって高濃度に石礫が分散して流れている石礫型土石流、石礫が流れているのは全流動深の内の下層部に限られ、上層部は微細砂を浮遊しているだけの掃流状集合流動、構成粒子が比較的細かく、下層部は掃流状集合流動の場合と同様に粒子群が互いにほぼ平行に層流状に移動しているが、上層部では水流の乱れによって粒子が高濃度で浮遊している中間型土石流、さらには、中間型土石流の内、下層部の厚さが非常に薄く、ほぼ全体が乱流状態である泥流状土石流（泥流）では、粒子および水の運動に対して慣性の影響が強く働いており、総括して慣性土石流と分類できる。本論文は、粒状体の慣性流動に関する構成則と乱れによる粒子浮遊の式を基本として、慣性土石流に関する統一モデルを提案するものである。モデルは実験によって検証されている。また、以前に高橋によって、各土石流のタイプに対して個別に与えられている理論が、今回の理論と同様に適合性のよいものであることも示されている。

キーワード：土石流、慣性、構成則、速度、平衡濃度

### 1. 結 言

土石流中の間隙流体が高濃度にシルトや粘土を含んでおれば、土石流の流動層全体に作用しているせん断力が間隙流体の変形応力とバランスできる場合がある。このような土石流は粘性土石流と呼ばれ、中国の雲南省の蒋家溝でその典型的なものが見られる。このような土石流の機構について、著者らはすでにいくつかの論文で取り扱ってきた（高橋・小林, 1993; 高橋ら, 1997; 高橋ら, 1998）。

一方、間隙流体中に粘着性の微細粒子をほとんど含んでいない土石流では、間隙流体の変形は内部応力としては僅かな効果しか及ぼすことができず、替わって、粗粒子同士の瞬間的な非弾性衝突の繰り返しによって、あるいは砂礫濃度が非常に大きい場合には、粒子同士の持続的な接触摩擦によって、作用せん断力にバランスできる応力が生まれる。また、構成粒子径が小さい場合には、粒子衝突によって受け持つことのできるせん断力は小さく、作用せん断力にバランスするためには、間隙流体の乱れが粒子を高濃度の状態で浮遊させるほど強くなり、大きな

レイノルズ応力を生じるようにならなければならない。粒子衝突や大規模乱れが主要な役割を果たすタイプの土石流は慣性土石流と分類することができ、粘性土石流の対極をなす。慣性土石流としては、さらに、内部応力の中で粒子衝突によるものが卓越する石礫型土石流および掃流状集合流動と呼ばれるものと、レイノルズ応力が重要となる中間型土石流および泥流型土石流に細分が可能である。これらの土石流に関して、著者らは従来数多くの研究を行ってきており、それぞれの個別の取り扱いについては Takahashi (1991) にとりまとめられている。

著者らは、すでに、慣性領域での土石流を統一的に取り扱う試みも行った（高橋ら, 1996）が、そこでは石礫型土石流の基本となる構成則に Bagnold (1954) による半経験的なものを用いた。本論文では、最近、高橋・辻本 (1997) によって導かれた粒状体流れの構成則を用いて、新たな議論を試みる。そして、その議論に先立って、流れの内部応力について整理し、含有砂礫濃度及び粒径に着目して、水流から固体までの変化の中で土石流の存在範囲を捉え、土石流の分類についての考察を加える。

## 2. 卓越応力および土石流の分類

高濃度に土砂を含むせん断流れの中で、せん断応力および圧力が下記のようなものとの和で与えられると考える。

$$T = \tau_y + \tau_\mu + \tau_c + \tau_k + \tau_s + \tau_m \quad (1)$$

$$p = p_c + p_o \quad (2)$$

ここに、 $\tau_y$ : 間隙流体の降伏応力、 $\tau_\mu$ : 間隙流体の変形に基づく粘性応力、 $\tau_c$ : 粒子の非弾性衝突による応力、 $\tau_k$ : 粒子が元存在していた層から、他の層へ移動することによって生じる運動応力、 $\tau_s$ : 隣り合う層に存在する粒子が、接触を保ちながら相対運動をする場合に生じる摩擦応力、 $\tau_m$ : 乱流混合応力、 $p_c$ : 粒子衝突に基づく圧力、 $p_o$ : 粒子濃度が限界値 $C_3$ 以上の時に、粒子間に直接作用する静的圧力（粒子骨格応力）である。

Bagnold(1966)によれば、自然の海岸砂に対して、 $C_3 \approx 0.51$ である。粒度の分布範囲が広く、配合がよい場合には、限界濃度はさらに大きくなり得るであろう。粒子とニュートン流体との混合物が $C_3$ 以下の粒子濃度を持っている場合には、平均的には粒子は分散した状態であり、混合物をせん断した時、骨格が消滅してニュートン流体的な挙動をするようになる。このような場合、もはや $p_o$ および $\tau_s$ は存在しない。砂礫堆積層の上を流れる土石流では、少なくとも流れの底面近傍で、粒子濃度は $C_3$ を越えているはずであり、上層では濃度は $C_3$ よりも小さくなり得る。すなわち、下層では $p_o$ および $\tau_s$ が卓越しているとしても、上層ではこのような応力は消滅する。同様に、流れの粒子濃度や水理条件に応じて、式(1)および(2)の中の卓越項は変化し、全ての項が同程度に重要な場合は希であろう。

ここで、 $\tau_y + \tau_\mu \equiv \tau_v$ 、 $\tau_c + \tau_o \equiv \tau_g$ 、 $\tau_k + \tau_m \equiv \tau_t$ と書く。そうすると、 $\tau_v$ は材料の粘・塑性によって分担されるせん断応力、 $\tau_g$ は粒子同士の衝突および接触によって分担されるせん断応力、 $\tau_t$ は材料中の粗粒子の乱流混合および移動層交換によって受け持たれるせん断応力であると解釈される。したがって、一定の粒子濃度下で、 $\tau_v/T$ 、 $\tau_g/T$ 、 $\tau_t/T$ のどれが大きいかによって流れの挙動が支配されることが理解できる。さらに、粒子濃度の変化をも考慮すると、土石流の分類および土石流となる粒子濃度の範囲がFig. 1に示すような、三次元的な座標の上で表現できることになる。図において、縦軸は平均の粒子濃度を示している。もし、粗粒子が全然含まれていない場合（縦軸の下端）、清水あるいはスラリーの流れである。水流では作用せん断力はほとんどレイノルズ応力と均衡し、高濃度のスラリー流れでは作用

せん断力は粘性応力と均衡する。すなわち、流れの構造は図の下端に太い実線で示した横軸に沿って変化する。この軸の両端に示した変数の比 $\tau_v/\tau_t$ はレイノルズ数に他ならない。レイノルズ数がこの横軸に沿って変化するわけである。

粗粒子濃度が少し高くなるが、まだ約0.02より小さい場合には、流れの乱れの程度と粘性の大きさに応じて、掃流砂あるいは浮遊砂が生じる。粒子衝突応力も生じるが、それは小さい値である。

粗粒子の平均濃度がさらに高くなるが、 $C_3$ よりも小さい間は土石流が生じる。この場合、準静的応力 $\tau_s$ は大きくなり得ないから、卓越応力は条件によって、粒子衝突応力、乱流混合応力、および粘性応力である。したがって、図のような三角座標の内部で土石流の分類ができる。それぞれの領域の大きさや形状は今のところよく分からないので、ここでは取りあえず細い破線で領域の境界を示している。図中の境界線の位置や形状にはとくに意味はない。ただ、粗粒子の平均濃度が小さいほど（三角座標が縦軸の小さい部分に接しているものほど）、immatureと示した領域が相対的に大きくなる。

細粒子のみからなる高濃度流れは、時に、hyper-concentrated flow と呼ばれている。この流れでは衝突応力は小さいので、流れは縦軸と直交している横軸の近傍の領域に存在しており、粘性流から乱流の激しい泥流まで、その挙動は主としてレイノルズ数に応じて変化する。

衝突応力および乱流応力の表現については後述するが、 $\tau_t/\tau_c$ は近似的に $fn(C, e)(H/d_p)^2$ のように示される。ただし、 $fn(C, e)$ は粗粒子濃度 $C$ と粒子の反発係数 $e$ の関数を意味し、 $H$ は流動深、 $d_p$ は粗粒子の粒径である。すなわち、 $\tau_t/T$ が100%の頂点と $\tau_c/T$ が100%の頂点を結ぶ座標軸は相対水深を代表する軸である。本論文で対象としている慣性土石流はこの座標軸の近傍の領域に属するものであり、相対水深が大きい場合には乱流が卓越する泥流型土石流となり、逆に相対水深が小さい場合には衝突応力が卓越する石礫型土石流が生じることになる。

比 $\tau_c/\tau_\mu$ はBagnold数と呼ばれているものに等しい。Bagnoldはこの値の大小によって流れが慣性領域から粘性領域まで変化することを明らかにした(Bagnold, 1954)。この比の値は $\tau_v/T$ が100%の頂点と $\tau_c/T$ が100%の頂点を結ぶ座標軸の上で変化する。

以上のことから、土石流の特性はレイノルズ数、バグノルド数、および相対水深の大きさによって変化するということもできる。

さらに粒子濃度が大きくなり $C_3$ を越えると、衝突応力、乱流応力、および粘性応力のいずれもが小さ

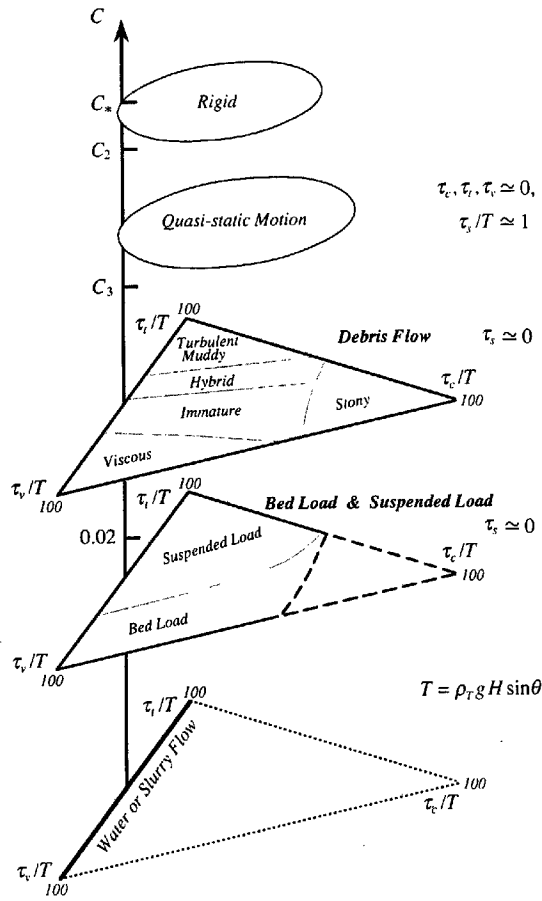


Fig. 1 Criteria for existence of various sediment motions

くなり、代わって準静的なクーロン摩擦応力が卓越するようになり、流れは準静的な運動へ遷移する。そして、さらに濃度がもう一つの限界値  $C_2$  を越えると、粒子同士の相対的な位置の交換が不可能となり、材料は固体となる。

### 3. 慣性土石流に関する構成方程式

Fig. 2は慣性土石流の概念図である。一般に、慣性土石流は粒子同士の衝突・接触効果によって粒子が支えられて輸送されている下層部と粒子が乱流によって浮遊している上層部から成り立っている。これら二つの層の相対的な厚さは粒子径と粒子濃度に依存する。構成粒子が大きく、全流動層が粒子衝突層によって占められている流れは石礫型土石流(stony debris flow)で、上層にほとんど浮遊砂を含んでいない流れは掃流状集合流動(immature debris flow)である。また、構成粒子径が小さく、流れの構造が丁度図の様に、明瞭な二層に分かれているものが中間型土石流(hybrid debris flow)で、その中で、下層の厚さが薄く、ほとんど浮遊砂層だけからなっている流れ

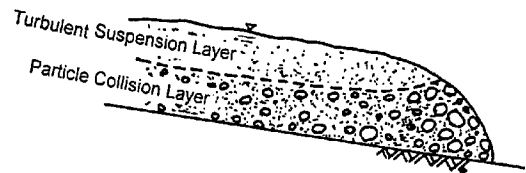


Fig. 2 An illustration of general inertial debris flow

を泥流型土石流(muddy debris flow)と呼んでいる。

さて、Fig.2で示された慣性土石流の内部構造はFig. 3のようであろう。高さ  $h_2$  よりも上の上層部では粒子が乱れによって浮遊しており、高さ  $h_2$  の下層内では、個々の粒子は他の粒子と頻繁な衝突を繰り返しながらほぼ流動底面に平行に移動している。したがって、下層内での内部応力と作用外力の均衡式は、主流方向およびそれに直角方向に、それぞれ

$$\tau_c + \tau_k + \tau_s + \tau_m = p' \tan \theta + \rho g (h - z) \sin \theta \quad (3)$$

$$p_c + p_s = \int_z^{h_2} (\sigma - \rho) C g \cos \theta \equiv p'' \quad (4)$$

のようになる。ここで、 $\sigma$ : 粒子密度、 $\rho$ : 水の密度、

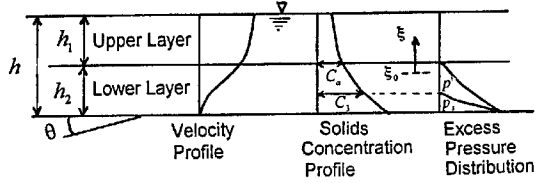


Fig. 3 Structure of the general inertial debris flow

$\theta$ : 流路勾配,  $C$ : 粒子濃度,  $g$ : 重力加速度,  $h$ : 全流動深,  $h_2$ : 下層の厚さ,  $z$ : 底面からの高さ,  $p'$ : 静水圧を差し引いた粒子荷重による圧力であり,

$$p' = (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_z^h C dz \quad (5)$$

で定義される。また,  $p''$  は下層内で底面に直角方向に作用する粒子水中荷重である。

もし, 底面での粒子濃度が充填濃度  $C_*$  に等しいとすれば, 底面での流速は0である。なぜなら, このような高濃度では粒子は互いの位置を交換することができず, 流動は不可能となるからである。したがって, 底面では, 粒子衝突に基づく圧力  $p_c$  は0である。この時, 式(4)より,  $p''$  は全て  $p_s$  によって担われなければならない。もし, 粒子濃度が上方に向かって減少して行くなれば,  $C$  が  $C_3$  になる高さで  $p_s$  は消滅する。 $p_s$  の分布形は不明であるが, ここでは単純に以下の分布を仮定する。

$$p_s = \begin{cases} \frac{C - C_3}{C_* - C_3} p'' & ; C > C_3 \\ 0 & ; C \leq C_3 \end{cases} \quad (6)$$

静的な接触圧力  $p_s$  と摩擦応力  $\tau_s$  の関係には

$$\tau_s = p_s \tan \phi \quad (7)$$

のようなクーロン摩擦の式を仮定する。ここに,  $\phi$  は材料の内部摩擦角である。

上層部における釣り合い式は式(3)から

$$\tau_c + \tau_t = \int_z^h \rho_T g \sin \theta dz \quad (8)$$

で与えられる。ただし,  $\rho_T$  は土石流の見かけ密度であり,  $\rho_T = (\sigma - \rho)C + \rho$  で定義される。上層では全粒子が浮遊しているから粒子荷重は水圧として伝えられ, 粒子を介して直接底面まで伝えられる圧力は存在しない。

以上によって,  $\tau_c$ ,  $\tau_k$ ,  $\tau_m$  に関する構成則が与えられれば, 濃度分布, 流速分布等が求められる。乾燥粒子流に関して, 高橋・辻本(1997)は以下のような式を得ている。

$$\tau_c = \frac{4}{5} C^2 g_0 \sigma d_p (1 + e) \sqrt{\frac{T_e}{\pi}} \left( \frac{du}{dz} \right) \quad (9)$$

$$\tau_k = \frac{\sigma d_p}{3g_0} \sqrt{\frac{T_e}{\pi}} \left( \frac{du}{dz} \right) \quad (10)$$

$$p_c = 2\sigma C^2 g_0 (1 + e) T_e \quad (11)$$

$$T_e = \frac{d_p^2}{15} \frac{1}{1 - e} \left( \frac{du}{dz} \right)^2 \quad (12)$$

ここに,  $d_p$ : 粒子径,  $e$ : 粒子の反発係数,  $T_e$ : 粒子温度と呼ばれ, 粒子の持っている振動エネルギーを意味している。また,  $g_0$  は radial distribution function と呼ばれる関数で,

$$g_0 = \left\{ \left( \frac{C_*}{C} \right)^{1/3} - 1 \right\}^{-1} + 1 \equiv \lambda + 1 \quad (13)$$

である。ここに,  $\lambda$  は Bagnold の定義した線濃度である。

したがって, 動的せん断応力  $\tau_d = (\tau_c + \tau_k)$  は

$$\tau_d = \left\{ \frac{4}{5} C^2 g_0 (1 + e) + \frac{1}{3g_0} \right\} \frac{1}{\sqrt{15\pi(1 - e)}} \sigma d_p^2 \left( \frac{du}{dz} \right)^2 \quad (14)$$

で与えられる。従来から, 多くの研究によって  $\tau_d$  は  $(du/dz)^2$  に比例することが明らかにされている。しかし, 係数は研究によってそれぞれ違っている。いくつかのものを比較するために

$$\tau_d = f_i \sigma d_p^2 \left( \frac{du}{dz} \right)^2 \tan \phi \quad (15)$$

のように書いて,  $f_i$  の濃度による変化の様子を示すと Fig. 4 のようである。これより, 式(14)は他の代表的な研究結果と同様の傾向と大きさを与えていることがわかる。ただし, 式(14)が濃度の小さい領域で大きい値を示す傾向が認められるが, これは濃度の小さい範囲では  $\tau_k$  が大きくなるため,  $\tau_c$  のみを考慮するときにはこのような傾向は現れない。

乱流混合による応力  $\tau_t$  に関しては

$$\tau_t = \rho l^2 \left( \frac{du}{dz} \right)^2 \quad (16)$$

と書けるものとする。ここに,  $l$ : 混合距離 ( $l = \kappa z$ ;  $\kappa$ : カルマン定数) である。

#### 4. 流速および粒子濃度の分布

力の釣り合い式(3)および(4)において, 下層の中で  $C > C_3$  の領域では,  $\tau_k$  および  $\tau_t$  が小さいので省略し,  $\tau_c$ ,  $p_c$ ,  $\tau_s$ ,  $p_s$  にそれぞれ, 式(9), (11), (7), (8) の関係を用いると以下のような濃度分布および流速分布を与える式が得られる。

$$\frac{dC}{dz} = \frac{sB^2C}{K_2(1 - Z + s\bar{C})} - B \quad (17)$$

$$\left( \frac{du'}{dz} \right)^2 = K_3 \frac{1}{C^2 g_0} \{1 - f(C)\} \frac{1}{B} (1 - Z + s\bar{C}) \quad (18)$$

ここに,

$$Z = \frac{z}{h}, \quad u' = \frac{u}{\sqrt{gh}}, \quad s = \frac{\sigma - \rho}{\rho}, \quad K_1 = 6\sqrt{\frac{1 - e}{15\pi}},$$

$$K_2 = \frac{\tan \phi - K_1}{C_* - C_3}, \quad \bar{C} = \int_{h_2/h}^1 C dz, \quad f(C) = \frac{C - C_3}{C_* - C_3},$$

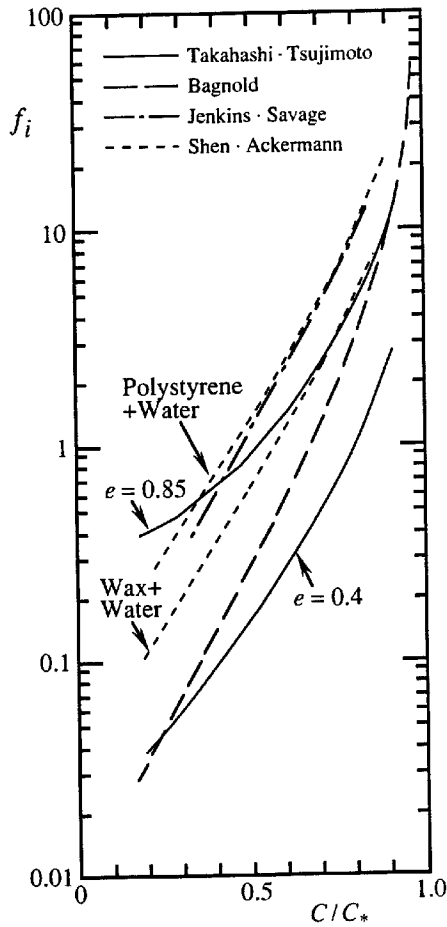


Fig. 4 Coefficients of proportion in various constitutive relations

$$B = f(C) \tan \phi + K_1 \{1 - f(C)\} - \tan \theta,$$

$$K_3 = \left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{h}{d_p}\right)^2 \left(\frac{15}{2} \frac{1-e}{1+e}\right) \sin \theta$$

である。

また、下層の中で  $C < C_3$  の領域では、 $\tau_s = 0$ ，すなわち、 $f(C) = 0$  である。さらに、この領域では  $\tau_k$  も考慮すると次のような濃度分布および流速分布式が得られる。

$$\frac{dC}{dZ} = \frac{\left(\frac{sB'^2C}{\tan \theta} - B'\right) C^3 g_0^2}{K_4(g_0 + 2)(1 - Z + s\bar{C})} \quad (19)$$

$$\left(\frac{du'}{dZ}\right)^2 = K_3 \frac{1}{C^2 g_0} \frac{1}{B'} (1 - Z + s\bar{C}) \quad (20)$$

ここに、

$$K_4 = -\frac{5}{3} \sqrt{\frac{1-e}{15\pi}} \frac{1}{1+e},$$

$$B' = 6 \sqrt{\frac{1-e}{15\pi}} \left\{ 1 + \frac{5}{12} \frac{1-e}{1+e} \frac{1}{C^2 g_0^2} \right\} - \tan \theta$$

である。

上層の速度分布は次のように与えられる。

$$\left(\frac{du'}{dZ}\right)^2 = \frac{\int_z^1 (sC + 1) \sin \theta dZ}{\frac{4}{5} C^2 g_0 \frac{1+e}{\sqrt{15\pi(1-e)}} \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{d_p}{h}\right)^2 + (sC + 1) l'^2} \quad (21)$$

ここに、 $l' = \kappa Z$  とする。

上層では粒子は乱れによって浮遊しているから、通常の浮遊砂の場合と同様に、以下のような濃度分布式を仮定する。

$$\frac{C}{C_a} = \left\{ \frac{\xi_0}{z + \xi_0 - (h - h_1)} \right\}^{\frac{w_0}{\kappa u_{*1}}} \quad (22)$$

ここで、 $u_{*1} = \sqrt{gh_1 \sin \theta}$ ， $w_0$ : 粒子の沈降速度， $\xi_0 = -w_0 C_a / \{\kappa u_{*1} (dC/dz)_{z=h_2}\}$ ， $C_a$ : 高さ  $\xi = \xi_0$  での  $C$  の値である。

上層と下層の境界面は以下の条件を考慮して決定する。

1) もし、 $w_0/u_* > 0$  であれば、浮遊砂は存在しない。この時  $h_2 = h$  である。ただし、 $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$ 。

2)  $\tau_t \geq \tau_c$  が満足されるようになる限界高さを  $z = h_2$  とする。

3)  $z \geq h_2$  の領域では、 $C \leq C_3$  である。

$h_2$  は条件 2) および 3) を同時に満足する最小の  $z$  とする。なお、 $C \leq C_3$  となる境界、および下層と上層の境界では、流速および濃度が連続的に変化するものとする。

## 5. 実験データによる検証

Fig. 5 は単位幅当たりの流量が一定の条件下で濃度分布と流速分布を計算した結果である。ただし、計算に用いた諸パラメーターは、 $\tan \phi = 0.7$ ， $C_* = 0.6$ ， $C_3 = 0.5$ ， $e = 0.3$ ， $\kappa = 0.4$ ， $\sigma = 2.65 \text{g/cm}^3$ ， $\rho = 1.0 \text{g/cm}^3$  としている。粒子径が大きいとき ( $d = 0.201 \text{cm}$  のとき)、流路の勾配が非常に急 ( $\theta = 17.5^\circ$  および  $\theta = 15^\circ$ ) であれば、流れの表面まで高濃度に粒子が分散している。これは石礫型土石流の場合である。 $\theta = 17.5^\circ$  の場合の流速分布曲線、および  $\theta = 15^\circ$  の濃度分布曲線に折れ曲がりの点が認められるが、これはこの点より下の部分では濃度が  $C_3$  よりも大きいために静的な摩擦応力が寄与している領域になっていることを意味している。流路勾配が緩い場合には ( $\theta = 12.5^\circ$  以下)、粒子濃度がある高さから急激に小さくなっている。これは掃流状集合流動になっていることを示している。 $\theta = 12.5^\circ$  の場合、流速分布の折れ曲がり点が水面の極近傍に現れている。これはこの勾配をほぼ限界として、これより急勾配の場合には石礫型土石流となり、これより緩い勾配で掃流状集合流動となっていることを意味している。

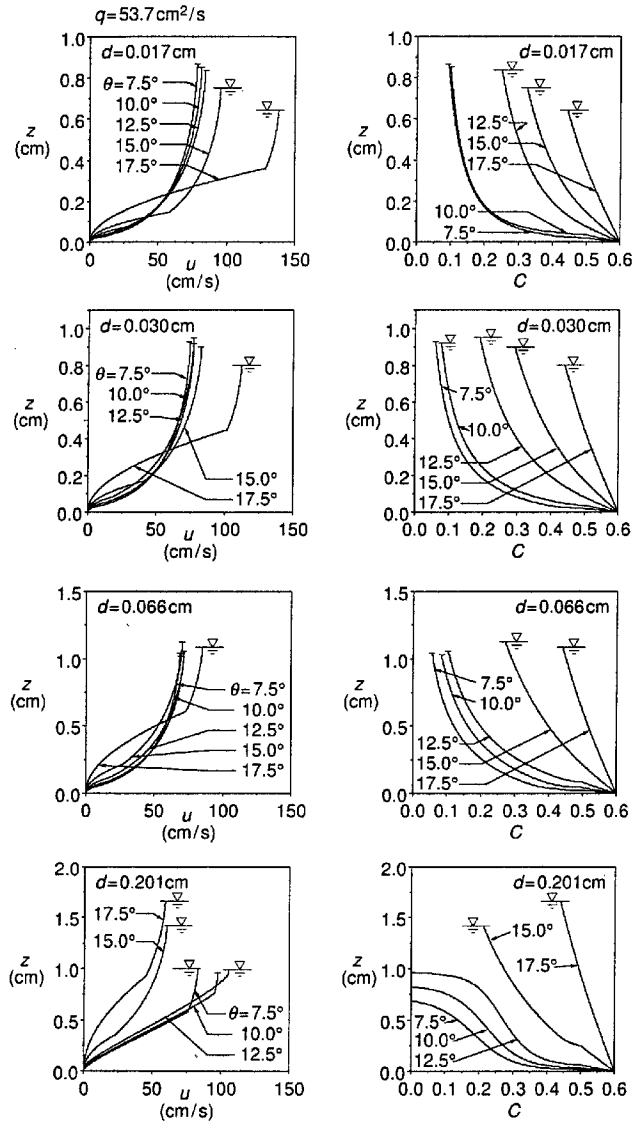


Fig. 5 Solids and velocity distributions under different particle size and channel slope

一方、粒子径が小さい場合（例えば  $d = 0.017\text{cm}$  の場合）には、高濃度の浮遊砂が表面まで分布していることを意味している。これは中間型または泥流型土石流が生じていることを意味している。この場合、 $\theta = 17.5^\circ$  の流速分布曲線に顕著な折れ曲がり点が認められる。この点は、やはり、 $C$  が  $C_3$  になる位置を示しており、それより上では直ちに粒子が浮遊状態になる上層が生じている。

Fig. 6は流速分布の計算値と平野ら(1992)の実験結果とを比較している。粒径が大きい場合計算値は実験とすし離れているが、粒径が小さい場合の実験と計算の一致の程度は良好である。ただし、計算

においては粒子の反発係数を0.3としている。水流による粒子のサルテーションの解析などでは空気中とほぼ同様の0.8程度の値を用いている場合が多いが、土石流の場合そのような大きな値では実験の傾向がうまく説明できない。このことはおそらく、高濃度に粒子が存在しているため、粒子の衝突に際して、粒子周辺の水の排除がスムーズに行われないう一種の緩衝効果が生まれるためであろう。

Fig. 7は水と土砂を含めた全流量一定の下で著者が行った実験における輸送濃度と計算結果との比較である。ここに、輸送濃度  $C_{tr}$  とは、流砂量の水と土砂の合計の流量で割った値を意味している。

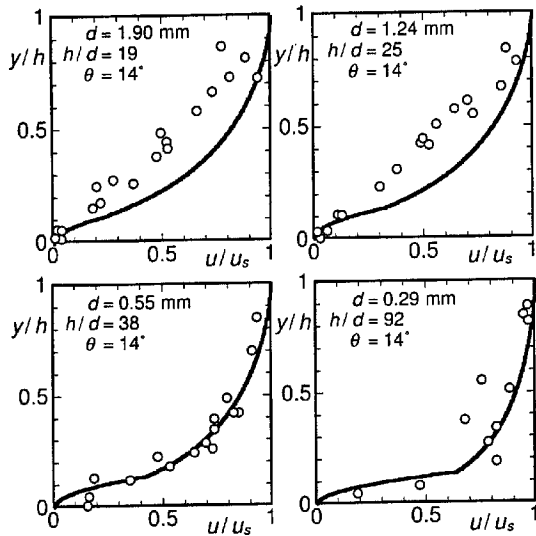


Fig. 6 Comparison of the velocity profiles by the present theory with the experimental results

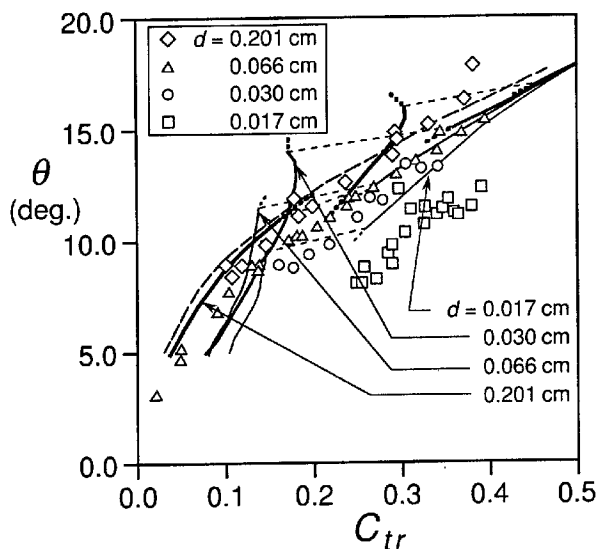


Fig. 7 Transport concentration versus channel slope for various particle diameters

実験によれば粒径が細かく浮遊砂が多い場合には、輸送濃度が、同一勾配に対して、粒径の大きい場合に比べて大きくなる傾向があるが、このことが計算においても表現されている。ただし、計算においては勾配と輸送濃度の関係を一本の曲線で表現することができない。例えば、 $d = 0.201\text{cm}$ に対しては、計算値は最も太い実線で描かれているが、それらは三つの短い曲線に分かれて示されている。 $d = 0.201\text{cm}$ と書いた矢印が指し示している曲線部分はFig.5でも見たように、掃流状集合流動が現れる領域に対して求められた解である。この線に乗る解は $\theta = 12.5^\circ$ までは

求めることができるが、それ以上の勾配に対しては解は輸送濃度に関して不連続に遷移し、 $C_{tr} = 0.2$  0.3付近に描いた曲線部分となる。これはこのような濃度範囲では $\tau_k$ の効果が大きくなって異なった解が得られているものと理解される。さらに勾配が大きくなると、第2の曲線部分から細かい破線をつないでいる濃度0.4付近から始まる第3の曲線へと遷移する。これは高濃度になって $\tau_c$ が卓越する石礫型土石流に対する解の領域を示している。なお、実線で示した各曲線部分の延長上に同じ太さで示した点々の部分があるが、これらは、それぞれの曲線部分での流れの特性が保持されるとして求めた解を示しており、他の曲線部分の延長の部分で示される解と併せて、二つの解が存在する範囲を示している。実際の流れがどちらの解を取るのかよく分からない部分なので、ここでは便宜的に一つの解が決まる実線部分の端を細かい破線をつないでいる。このような解の多価性は、小さいとして省略した応力成分があるために生じたのかも知れないので、今後の検討が必要である。このような三つの部分に分かれた計算値に対して、菱形の記号で示されている実験値はほぼ計算値の周りにプロットされており、実験結果が説明できていると判定できる。

$d = 0.066\text{cm}$ の場合には、勾配の小さい範囲で、濃度と勾配の関係曲線の傾向が $d = 0.201\text{cm}$ の場合と異なっている。このような粒径では、Fig.5の濃度分布曲線で分かるように、 $\theta = 12.5^\circ$ より緩勾配で、濃度分布曲線がほとんど浮遊砂の拡散による分布になっており、掃流状集合流動となっていないためであると思われる。

$d = 0.066\text{cm}$ 以下の粒径の場合には、何れも中間型あるいは泥流型の土石流となっており、勾配と輸送濃度の関係は、緩勾配の浮遊砂型のものから、中間型あるいは泥流型のものへと不連続に遷移している。しかし、この場合、理論値は実験値に比べて低濃度になっている。このことは、理論計算に際して $\kappa = 0.4$ とするなど、浮遊砂部分の濃度を小さく見積もり過ぎていることを示唆しており、さらに検討が必要である。

図中の長い破線は浮遊がほとんど生じない石礫型土石流および掃流状集合流動に対する高橋(1991)の式であり、 $d = 0.201\text{cm}$ の場合の実験値はこの曲線とよく一致している。すなわち、このような場合には、従来の各領域の流れを別個に取り扱った簡便な方法もよく適合することを示している。それらは、石礫型土石流および掃流状集合流動のそれぞれに対して以下のように与えられている。

$$C_\infty = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\tan \phi - \tan \theta)} \quad (23)$$

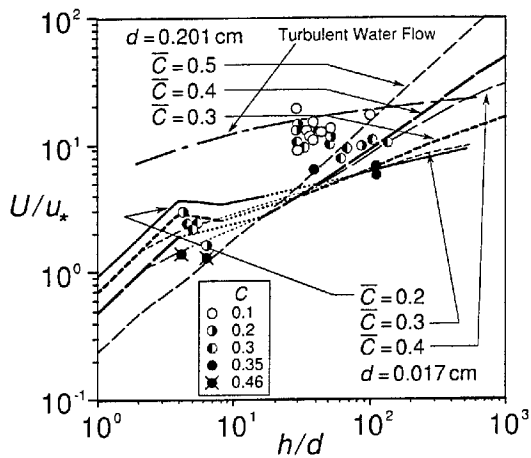


Fig. 8 Theoretical velocity coefficient versus relative depth under different solids concentrations

$$C_{tr} = 6.7C_{\infty}^2 \quad (24)$$

Fig. 8は流速係数 $U/u_*$  ( $U$ : 断面平均流速)の相対水深 $h/d_p$ に対する変化を計算した結果である。勾配と輸送濃度の関係を求める場合と同様に、不連続に遷移する部分は点線で繋いでいる。従来から観測データおよび実験データについて、平均砂礫濃度をパラメーターとして同じ座標上にプロットされている例がいくつか存在する。図中には著者らの実験結果(高橋1991)を示している。ここで得られた理論結果は実験結果と同様の傾向を示している。 $h/d$ が小さい範囲では図の平面上で $45^\circ$ の直線となっている。これは石礫型土石流の領域である。理論の傾向を見る限り、 $C = 0.5$ や $0.4$ の高濃度で、 $h/d$ が100以上の大きい領域で抵抗が清水のそれよりも小さくなっている。粒径が大きい場合に対して、 $h/d$ がこのように大きい範囲での実験が無いので早急な結論は出せないが、 $h/d$ の大きい範囲、すなわち、乱れによる浮遊が重要となる範囲に対しては、高濃度の場合の応力に対する考え方や濃度分布の考え方など、より深い検討が必要である。

## 6. 結論

土石流中で発生する応力について考察することにより、土石流は慣性土石流と粘性土石流に大別でき、さらに、前者は石礫型土石流、掃流状集合流動、中間型土石流および泥流型土石流に分類できることが明らかになった。そして、砂礫濃度の変化に応じて、清水あるいはスラリーの流れから固体までの広いスペクトルを持った特性変化がある中で、土石流の存在範囲を規定し、各種に分類される土石流のそれぞれの存在領域が粘性応力、衝突応力、乱流混合応力を3頂点とする三角座標の内部で示されることを明

らかにした。

ついで、慣性土石流の一般理論を粒状体流れと浮遊砂流れの構成則に基づいて展開し、実験結果がよく説明できることを示した。すなわち、移動床上の流れでは、構成粒子径が大きく浮遊砂が存在しない場合には、勾配に応じて石礫型土石流または掃流状集合流動が生じ、構成粒子径が小さくて粒子が浮遊するような場合には、勾配に応じて中間型または泥流型土石流が生じること、それぞれの場合の流速分布および濃度分布が求められること、土石流による粒子の輸送濃度が同一勾配の下で構成粒子径が小さいほど大きくなること、およびそれらの値が理論的に求められること、石礫型土石流と掃流状集合流動に関しては高橋によって従来提案されている式がよい結果を与えること、流速係数と相対水深の関係が理論的に求められ、実験や現地観測の結果を説明することなどが明らかになった。

しかしながら、理論に用いられた諸パラメーターの数値、内部応力の評価などに関して、さらなる検討が必要であることも判明した。

## 参考文献

- 高橋 保・小林幸一郎(1993):粘性土石流の流動機構に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第36号 B-2, pp.433-449.
- 高橋 保・里深好文・千代啓三(1996):土石流の慣性領域での流動則, 京都大学防災研究所年報, 第39号 B-2, pp.333-346.
- 高橋 保・辻本浩史(1997):斜面上の粒状体流れの流動機構, 土木学会論文集, No.565/II-39, pp.57-71.
- 高橋 保・中川 一・里深好文・富田貴敏(1997):粘性土石流の流動機構に関する研究(2) - 広い粒度分布を持った材料による水路実験, 京都大学防災研究所年報, 第40号 IDNDR特別号, pp.173-181.
- 高橋 保・中川 一・里深好文・緒方正隆(1998):粘性土石流の流動機構に関する研究(3) - 土石流サージの形成と伝播 - , 京都大学防災研究所年報, 第41号 B-2, pp.265-276.
- 平野宗夫・橋本晴行・福富 章・田熊幸二・パルー・ムハマド・サレー(1992):開水路における高濃度流の無次元パラメーター, 水工学論文集, 第36巻, pp.221-226.
- Bagnold, R. A.(1954): Experiments on a gravity-free dispersion of large solid sheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 225, pp.49-63.
- Bagnold, R. A.(1966): The shearing and dilatation of dry sand and the 'singing' mechanism, Proc. Roy. Soc. London, A, 295, pp.219-232.



Takahashi, T. (1991): Debris flow, Monograph Ser.

IAHR, Balkema, pp.1-165.

## Unified Model for the Inertial Debris Flows

Tamotsu TAKAHASHI and Yoshifumi SATOFUKA

### Synopsis

This paper gives a unified theory of the inertial debris flows applicable for all the subclassifications; i.e., the stony, immature, hybrid and muddy debris flows. The stony debris flow is defined as the flow whose entire depth is composed of mixture of coarse particles. In the immature debris flow the coarse particle mixture layer occupies only a lower part of the depth and beyond that virtually no coarse particle are contained. In contrast to the stony and immature debris flows, the hybrid debris flow appears when the comprising particles are small and it is composed of lower particle colliding and jostling layer and the upper particle suspension layer. Of the hybrid flows that has only a thin particle colliding layer is called as the muddy debris flow. The unified theory is based on the constitutive equations for an inertial granular flow and the turbulent suspension equation. The experimental data confirm the theory. The theory also revealed that the previous Takahashi's simplified theory can predict the solids concentrations in the stony and in the immature debris flows equally well.

**Keywords :** *debris flow, inertial, constitutive equations, velocity, solids concentration*