

第 部門 **土石流の相変化に関する実験的研究**

立命館大学大学院 学生員 磯部 智彦
立命館大学工学部 正会員 伊藤 隆郭

立命館大学工学部 フェロー 江頭 進治
日本建設コンサルタント(株) 正会員 衛藤 祐介

はじめに St. Helens の火山噴火による斜面崩壊および長野県西部地震による御嶽の大崩壊などの大規模崩壊において、崩土は流動性が高く、通常の剛体・連続体の運動法則に基づく解析による到達距離よりもはるかに大きいことが報告されている^{1),2)}。これは、固相の一部が液相に変化（相変化）したものと推測される。本研究においては、大規模な流動に伴う相変化現象の解明の一端として、固液混相流として土石流を対象とし、実験データおよびその解析によって検討する。

水路実験 実験には幅 5.0cm，長さ 12.0m の可変勾配式矩形断面水路を用いている。砂と水を十分に混合させ、上流端から定常的に供給し、水路内に移動床を形成させている。使用した一様砂の材料特性値は、粒子径 $d = 0.029\text{cm}$ ，粒子比重 $\sigma/\rho = 2.65$ ，内部摩擦角 $\phi_s = 38.3^\circ$ ，静止堆積濃度 $c_* = 0.537$ である。実験では、混合物の流量を変化させ、流れの規模の影響に着目している。移動床形成区間は、粒子の沈降速度や摩擦速度に着目して、十分に長く形成させている。なお、流れが平衡状態に達した時に、平衡勾配 θ_e ，水深 h_t ，流速分布 $u(z)$ ，流量 q_m ，流砂量 q_s を測定している。

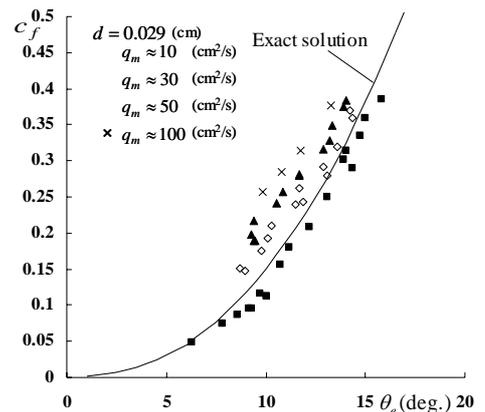


図 - 1 平衡勾配と輸送濃度

図 - 1 は平衡勾配と輸送濃度の関係、図 - 2 はほぼ同一の平衡勾配における流速分布である。同図には、実験値および粒子が層流流動することを想定した土石流の構成則を用いて得られた計算値³⁾（以下、厳密解とよぶ）を載せている。図 - 1 と図 - 2 を見ると、単位幅流量が $10(\text{cm}^2/\text{s})$ 程度においては実験値と厳密解はほぼ一致しており、粒子は層流流動するようである。しかし、流量の増加に伴って両者のズレは大きくなっている。また、図 - 2 (b), (c), (d) の流速分布を見ると、河床近傍においては上に凸の分布形であるが、流量の増加に伴い自由水面近傍における流速の変動が大きくなっている。これらの結果は、流れの規模の増加に伴って、粒子が層流流動する流れから層流と乱流の両面を持つ流れに変化することを示唆している。

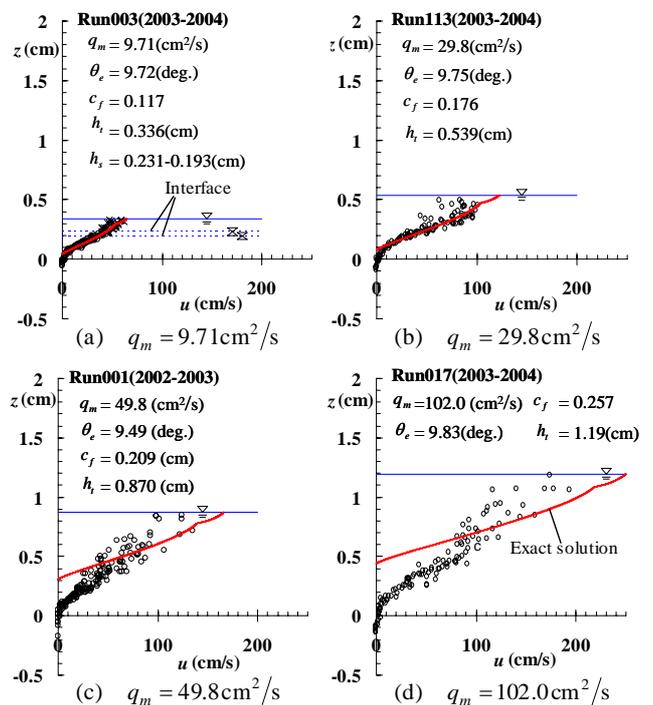


図 - 2 流速分布

二層モデルと平衡勾配比 層流と乱流の両面を持つ流れに対して、図 - 3 に示す二層モデル⁴⁾を適用する。

これは、下層では粒子が層流流動し、上層では乱流拡散が卓越する流れのモデルである。これを用いて平衡勾配比 $\tan \theta_e / \tan \theta_{e0}$ を定義する。移動床の理論河床における外力と降伏応力の釣り合いより、平衡勾配 θ_e は次式のようにになる。

$$\tan \theta_e = \{(\sigma/\rho - 1)\bar{c} \tan \phi_s / ((\sigma/\rho - 1)\bar{c} + 1)\}(h_t/h_i) \tag{1}$$

ここに、 h_t は全流動層、 h_l は層流流動層の厚さ、 \bar{c} は粒子の断面平均濃度である。また、粒子が層流流動する場合の平衡勾配を θ_{e0} とすると、平衡勾配 θ_{e0} は次式ようになる³⁾。

$$\tan \theta_{e0} = \left\{ \frac{(\sigma/\rho - 1)\bar{c} \tan \phi_s}{(\sigma/\rho - 1)\bar{c} + 1} \right\} \quad (2)$$

平衡勾配比を同一濃度における式(1)と式(2)の比であると定義すると、 $\tan \theta_e / \tan \theta_{e0} = h_l / h_t$ のようになり、平衡勾配比は移動層厚比 h_l / h_t を表している。

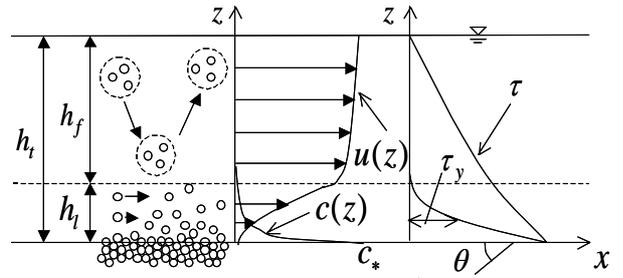


図 - 3 二層モデル

流れの無次元パラメータ 無次元パラメータを定義し、それと平衡勾配比を用いて、相変化について解析を行う。江頭らの構成則によると、せん断応力は降伏応力と流動応力の和として、次式のように表される。

$$\tau = p_s \tan \phi_s + \rho (f_d + f_f) d^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad f_d = k_d (\sigma/\rho) (1 - e^2) c^{1/3}, \quad f_f = k_f (1 - c)^{5/3} / c^{-2/3} \quad (3)$$

ここに、 p_s は静的な骨格圧力、 u は局所平均流速、 d は粒子径、 c は粒子の体積濃度、 e は反発係数、 $k_f = 0.16$ 、 $k_d = 0.0828$ である。

粒子スケールのレイノルズ応力に対する水深スケールの大きさの度合いを見るために、無次元パラメータを定義する。式(3)における流動応力を用いると、粒子スケールのレイノルズ応力 τ_D は次式のようになる。

$$\tau_D = \rho (f_d + f_f) d^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (4)$$

一方、水深スケールのレイノルズ応力 τ_T は、混合距離 l を用いると次式のように表される。

$$\tau_T = \rho_m l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad l \sim h_t \quad (5)$$

式(5)と式(4)の比をとると、次式の無次元パラメータが定義される。

$$R_D = \rho_m h_t^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) / \rho (f_d + f_f) d^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (6)$$

ここで、 R_D の大小は流れにおいて水深スケールの乱れが卓越すること、及び粒子スケールの乱れが卓越することを示している。また、式(6)において $c \sim \bar{c}$ 、 $\partial u / \partial z \sim \bar{u} / h_t$ のように断面平均値を用いると、次式の無次元パラメータ \bar{R}_D が求められる。

$$\bar{R}_D = (h_t / d)^2 (\bar{\rho}_m / \rho) \{ f_d(\bar{c}) + f_f(\bar{c}) \}, \quad \bar{\rho}_m = (\sigma - \rho) \bar{c} + \rho \quad (7)$$

図 - 4 は無次元パラメータ \bar{R}_D と平衡勾配比の関係である。同図には本研究により得られたデータのうちほぼ同一濃度における実験値を載せている。比較のために粒子が層流流動する粗粒子 ($d = 0.218 \text{ cm}$) の実験データも載せている。これによると、 \bar{R}_D の値が 4000 ~ 5000 を越えると平衡勾配比の値が 1 より小さくなり、流れにおいて二層構造が形成されることを示唆している。

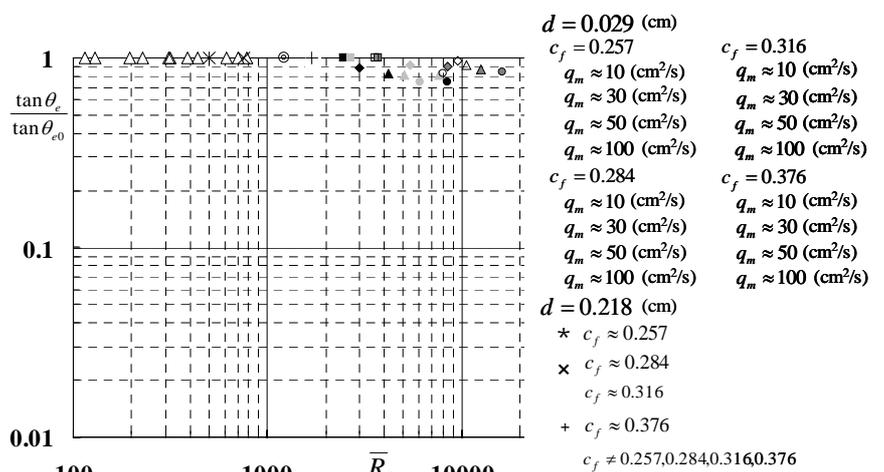


図 - 4 無次元パラメータと平衡勾配比の関係

5. おわりに 流れの規模の増加に伴う相変化について検討を行った。流れの規模が増加し、無次元パラメータ \bar{R}_D の値が 4000 ~ 5000 を越えると、粒子が層流流動する流れの構造から乱流と層流の両面を持つ二層構造に相変化することが示された。

参考文献 1) 芦田ら：京大防災研年報，28B-2，263-281，1985，2) 高橋：京大防災研年報，24A，15-34，1981，3) 伊藤：立命館大学学位論文，2000，4) 江頭ら：京大防災研年報，37B-2，359-369，1994