

粘性土石流の流動機構に関する研究

高橋 保・小林幸一郎

MECHANICS OF THE VISCOUS TYPE DEBRIS FLOW

By *Tamotsu* TAKAHASHI and *Koichiro* KOBAYASHI

Synopsis

The equations for describing the particle sustaining pressure and the shearing stress in a viscous debris flow are proposed under the assumption that the micro-flow structure of the interstitial fluid induced by approaching and receding of the lined up particles in the adjacent upper and lower layers plays major role. The two such fundamental equations give the vertical particle concentration distribution and the equilibrium particle concentration with which the flow continues to run down neither deposition nor erosion. The viscous debris flows on a rigid bed are classified into five categories by the relationship among the supplied particle concentration, the equilibrium particle concentration and the critical particle concentration to guarantee the particle sustainment by the action of micro-flow structure of the interstitial fluid. The vertical distribution of the first approximation of the mean velocity is obtained by assuming uniform particle concentration in the particle mixture layer which appears in the lower part or in the entire depth depending on the flow category it belongs.

The theoretical considerations are proved valid by the laboratory experiments and the parameters included in the discussion are assessed. In general, the apparent viscosity of the debris flow is far larger than that of the interstitial fluid by both the effects of decrease in the shearing area and micro flow structure in the interstitial fluid. The experiments revealed that the ratio of the two effects is different depending on the viscosity of the interstitial fluid.

The equilibrium concentration of the particle in the experiments is not much different from that of the stony type debris flow. Therefore, the mechanism of the viscous debris flow freighting much more particles than the experimental debris flow and still flows on gentle slope with fantastic speed that mainly appears in China needs further discussions and experiments using nonuniform materials.

1. 緒 論

Photos 1, 2 は高橋が中国の雲南省の小江支流の蔣家溝で観察した土石流である。本土石流の外観上の最も顕著な特徴は写真で見えるような間欠性にある。一つの流れの塊が通過すると、その後流れは中断し、また次の流れがやって来るといった形態が何十回、ときには何百回と繰り返される。流れの中断時間は不規則であるが、本土石流の場合、1分～2分程度の場合が多かった。中国ではこのような特性を持った土石流を陣性泥石流と名付けている。このような土石流の典型的な時間的経過は次のようである。すなわち、強い降雨があると最初に多量の流砂を含む水流、次に見かけ密度が 1.5 ton/m^3 以上の乱流状の土石流（これを中国では稀性泥石流と呼んでいる。）が続き、その後陣性泥石流段階が長時間継続する。そして稀性泥石流、洪水流となって終了する。しかし、ある場合には、流量の変動はあるものの、流れの中断がない連続型になる

こともあるし、連続流の後で陣流型になったり、その逆の順序になったりする複合型の場合もある。粘性土石流の連続型と陣流型は共に見かけ流体密度が 2.0 ton/m^3 以上で、顕著な密度差によって流動状況に差が出るわけではなく、むしろ降雨形態による供給条件の差によっているようである。陣流（間欠）型土石流の一陣の流れは、慣用的に前部が竜頭、その後方が順次、竜身、竜尾と名づけられているが、竜頭部分で流量が最大、竜尾で最小である。観測区間（長さ約 300 m、幅約 40 m、深さ約 10 m、勾配約 3 度の箱型断面）での一陣の長さは一般に 150~250 m 程度であるが、さらに長い場合もある。竜尾では流量は 0 に漸近するが、河床高さは元の河床位に戻るのではなく、1 m 内外高い状態で停止する。しかし、各陣毎にその高さは積み重なって行くのではなく、初期には比較的薄い状態から急激に積み重なって行くものの、1 m 内外に達すると以後はこの高さが保持される。一般に、竜頭の 3~5 m 区間は **Photo 2** に示されているように、非常に強い乱流状態で、大きな石が衝突して大きな音を出している。この部分で流動深お

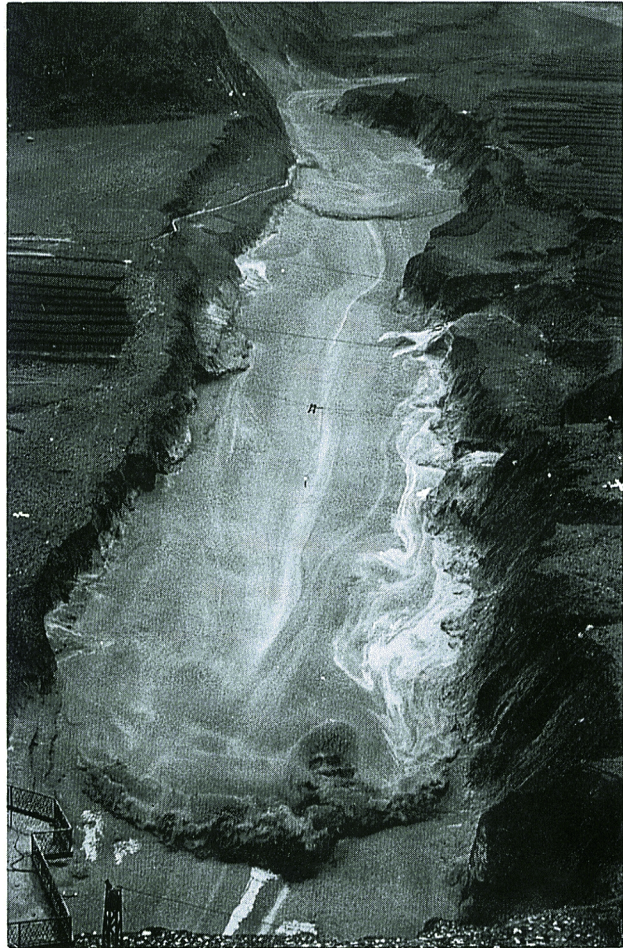


Photo 1. Intermittent type viscous debris flow.



Photo 2. Turbulence in the front of the debris flow.

よび流速が共に最大であり、それぞれ1~2m、および2~10m/secである。強い乱流状の竜頭の後ろには10~20m区間にわたって乱流強度が減衰し、粒度が小さくなって行くものの流速は先端部とほとんど変わらないような部分が続く、その後ろ30~50mは表面が波状になってその波および流速が減衰して行く部分、その後ろ50~80mは流れが層流状になり、さらにその後ろは流れの幅が小さくなって側岸から中央部へ向かう流れが生じ、流速も明らかに小さくなってついに停止するに至る。陣性流時には流れの状態の上述のような変化に関わらず、見かけ流体密度はほとんど不変で、 $2.0\sim 2.2\text{ ton/m}^3$ である。

ここで述べたような土石流の流動状況はわが国で主として観測研究がなされてきた石礫を多量に含んだ土石流（単位体積重量 $1.5\sim 2\text{ ton/m}^3$ ）の流動特性と明らかに異なっている。この違いが何によってもたらされているのかを究明することが先ず必要であるが、蔣家溝における従来の資料によって求められた粘性土石流の一般的な粒度分布を見てみると Fig. 1 のようである¹⁾。流れの構成粒子の最大径は64mm程度で、8mm付近に中央値を持つ粗粒成分と0.05mm以下の微細成分との bi-modal な分布を持つ材料からなっている。構成粒子の代表径を8mmとみなせば、一陣の大部分で流動深と粒径の比が40を越えおり、流れの中に含まれている粘性性が問題となるような微細粒子の効果や、観測区間の勾配が6%程度の緩勾配であるので、これまで著者らが対象としてきたような泥流がはたしてこのような高濃度で流れることができるかと言った点を無視して従来の研究成果を適用すると、乱流状の泥流で流れる範囲に属している²⁾。構成粒子の代表径をもう少し大きく評価しても竜頭での激しい乱流状態の流れは従来の著者らの理論の延長上で理解できるのではないかとも思われるが、少なくとも、竜身、竜尾の層流状の流れに関しては微細成分の効果が重要であると思われる。

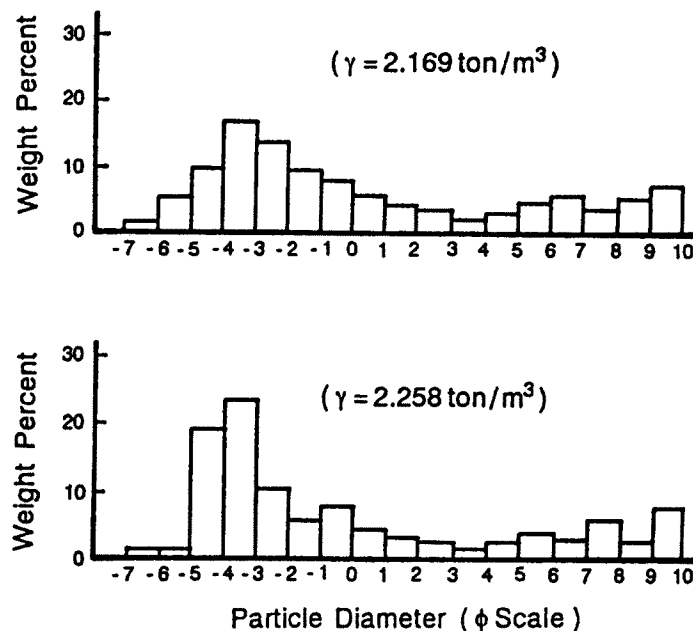


Fig. 1. Particle size distributions in the Chinese viscous debris flow.

このような粘性土石流において0.05mm以上の粒子を粗粒子、それ以下を細粒子とみなすことにすれば、粗粒子間の間隙流体中の細粒子の容積濃度は20~30%である（流体密度にして $1.3\sim 1.5\text{ g/cm}^3$ ）。このような高濃度に微細粒子を含む流体をビンガム流体であるとする、実際の土石流として流れている場合に生じ得る程度の歪速度の範囲内での試験結果によれば、降伏応力として $10\sim 100\text{ dyne/cm}^2$ のオーダーの値が、粘性係数として1~10ポアーズの値が期待される³⁾。したがって、問題はこのような粘性流体に粗粒子

を容積濃度で 50 % 程度以上もの高濃度（間隙流体密度を $1.3 \sim 1.5 \text{ ton/m}^3$ とし、粗粒子の容積濃度を $0.5 \sim 0.6$ とすると、土石流の単位体積重量は $2 \sim 2.2 \text{ ton/m}^3$ となる）で含んだ混合物が如何にして 6 % 程度といった緩勾配の河道区間を流れることができるのかその機構を解明することにある。

ただし、中国では、間隙流体には 2 mm 以下の粒径の粒子が取り込まれ、間隙流体はもっと高密度であり、もっと大きな降伏応力と粘性係数を持っているとし、それだけ粗粒子が運ばれ易くなっているとする取扱いが一般的なようである。2 mm を限界粒径と考える根拠はその程度の粒径の粒子までが粘土粒子を 20 ~ 30 % 程度含むビンガム流体の強度によって支えられると考えることによっているようである⁴⁾。しかしながら、間隙流体は土石流中では、流れの表面近傍にあるかも知れない栓流（プラグ）の部分を除けば、せん断変形を受ける状態にあり、ビンガム強度がそのまま作用するかどうか疑問が残る。また、2 mm 以下の粒径成分を含む泥漿体のレオロジー特性が調べられているが、そのせん断降伏値や粘性係数は通常土石流で生じているよりもはるかに大きいせん断歪速度の領域での試験結果に基づいている場合が大部分である¹⁾。歪速度の小さい範囲ではこのような場合よりも相当小さい降伏値や粘性係数をとることが知られており、この点に関してもさらに厳密な議論が必要である。

本論文では、複雑な粘性土石流の機構解明の手始めとして、粘土を高濃度に含む粘性流体を間隙流体とし、比較的均一な粗粒子とこの間隙流体との混合物から成る土石流の流動機構について考察を進める。高橋ら⁵⁾はすでに吸水剤と水との混合物による高粘性流体と粗粒子の混合物による土石流の実験を行い、層流の範囲における流れ全体に関する見かけの粘性係数の議論を行ったが、ここではそれとは違った考察を加えている。

2. 粘性層流土石流中での粗粒子の支持機構並びにせん断応力

静止した粘性の大きいニュートン流体中にその流体よりも比重の大きい粒子を混入すると、当然、粒子は沈降して底面に沈積する。流体がビンガム流体であれば、流体固有の強度によって支えることの出来る粒径の粒子までは浮遊状態で保持されるが、それ以上の粒径の粒子は沈降する。流体が勾配を持った開水路内でせん断流れとなっている場合、それがビンガム流体であっても、流れの表面近傍のプラグ部分を除いたせん断層では、粒子を支えるような骨格構造が破壊されているので、ニュートン流体であるかビンガム流体であるかを問わず、もし、粒子群が流体中で互いに離れた状態で分散して、ある濃度分布を保存しながら定常的な流動をしているものとすれば、粒子群には、せん断に伴って生じるなんらかの支持圧力が作用していなければならない。ここでは、この粒子分散圧力は、上下 2 層をほぼ平行に移動している粒子が接近し、遠ざかるという一連の過程で生じる粒子の運動方向に直行する上下方向の間隙流体の運動の結果としてもたらされるものと仮定し、

$$p = g(\lambda) \mu_f \frac{du}{dz} \dots\dots\dots (1)$$

が成立するものとする。ここに、 p : 高さ z の粒子層の粒子に作用する浮力以外の支持圧力、 μ_f : 間隙流体の粘性係数、 u : 高さ z での主流方向の平均流速、 λ : 粒子の線濃度であり、 $g(\lambda)$ は λ の関数であることを意味している。なお、

$$\lambda = \left\{ \left(\frac{c_{*0}}{c} \right)^{1/3} - 1 \right\}^{-1} \dots\dots\dots (2)$$

で定義される。ただし、 c : 粒子の容積濃度、 c_{*0} : 粒子の最密充填濃度である。均一な球形の粒子群の静止した堆積層を想定すれば、その粒子濃度 c_* は、正方系の最も空疎な充填の場合、 $c_* = 0.523 (\lambda \approx 8)$ 、六方系の最も空疎な充填の場合、 $c_* = 0.605 (\lambda \approx 14)$ で、最密充填濃度は、 $c_* = c_{*0} = 0.741 (\lambda = \infty)$ である。

Bagnold⁶⁾によれば、均一な球の場合、 $\lambda < \lambda_2 \approx 17$ になって初めてせん断が可能になるが、この場合、せ

せん断変形なしの状態でもせん断に対する抵抗（降伏応力）が存在しており、せん断変形が生じている場合には、せん断面における粒子はおそらく常に他の粒子と接触を続けながら摩擦運動をしている。 $\lambda < \lambda_3 \approx 14$ になれば、せん断変形なしの状態での残留せん断抵抗力が消滅して、ニュートン流体的挙動を示すようになる。この時の粒子はおそらく、衝突から衝突までの間では粒子同士が離れた状態になっている。また、0.318～0.414 mm の比較的均一な自然の海岸砂を用いた計測では、 $c_{*0} = 0.644$ ($\lambda = \infty$)、せん断後の静止状態で $c_{*1} = 0.604$ ($\lambda_1 = 48$)、せん断が可能になる濃度 $c_{*2} = 0.555$ ($\lambda_2 = 19$)、およびニュートン流体的挙動を示すようになる濃度 $c_{*3} = 0.51$ ($\lambda_3 = 12.4$) である。本論文では、 $c < c_{*3}$ の範囲を対象としている。分布範囲の広い混合粒径の場合についてはよく分からないが、粗い粒子間の空隙に細かい粒子がはまりこむことが可能となるので、限界濃度は均一粒径の場合に比べて大きい方へずれるものと推察される。ちなみに、中国蔣家溝での粘性土石流の観測によれば、 $c_{*0} = 0.61 \sim 0.73$ に対して、流動時の c も $0.61 \sim 0.72$ であり、そのようなサンプルを最も空隙に充填した場合の c_* は $0.54 \sim 0.56$ であると言われている¹⁾。

粘性土石流のせん断応力は、間隙流体の降伏応力を無視すれば、主流方向に平行な面で間隙流体をせん断することに対応する粘性応力と粒子支持応力の発生に係わるせん断面と交差する流れに起因するせん断応力の和であると考え、以下のように書くことが出来るものとする。

$$\tau = f(\lambda) \mu_f \frac{du}{dz} + \Phi g(\lambda) \mu_f \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $f(\lambda)$ は粒子が高濃度に分布していることによって有効空隙が減少するために見かけ上粘性係数が増大する効果を表現するための係数であり、 Φ は粒子支持圧力（分散圧力）とそれに対応するせん断応力とを結びつける係数である。

$f(\lambda)$ に関しては、粗粒子を含む場合と含まない場合の単位体積当りのエネルギー損失を同じであるとするれば、

$$f(\lambda) = 1 + \lambda \quad \dots\dots\dots (4)$$

となることが予想される。

$g(\lambda)$ に関しては、今のところ関数形は不明であるが、ここでは

$$g(\lambda) = k\lambda^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

のように仮定する。ただし、 k は一定値をとるものとする。

以上より、

$$\frac{\tau}{\dot{\gamma}} = \frac{1 + \lambda + \Phi k \lambda^2}{k \lambda^2} (\equiv \Psi) \quad \dots\dots\dots (6)$$

である。

なお、Bagnold⁷⁾ は回転二重円筒内の空間に流体と中立浮遊粒子とを封入してせん断する実験と半理論的な考察から、

$$g(\lambda) = 1.3(1 + \lambda)(1 + 0.5\lambda) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\Psi = 0.77 \quad \dots\dots\dots (8)$$

を与えている。また、高橋・藤井⁵⁾ は彼らの開水路実験に基づき、間隙流体の粘性係数が増大すると、粗粒子を混合したことによる見かけ粘性の増大効果が相対的に小さくなることを見出し、流れ全体の見かけ粘性係数 μ_T を

$$\mu_T = \mu_f + \frac{\mu_c}{(1/c - 1/c_*)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

のように与えている。ここに、 μ_c は一定値 (≈ 10 ポアーズ) である。さらに、彼らは長さ 3 m の移動床水路実験によって、水路下流端での粗粒子濃度を測定して、水路が短いので濃度がまだ十分発達していない可能性があるものの、 Ψ が 1～2 の間の値をとったことを報告している。

3. 濃度分布および流動パターン

流動層内の力の釣合式を上述の仮説をもとに記述すれば、深さ方向に関して、

$$k\lambda^2\mu_f \frac{du}{dz} = (\sigma - \rho) g \cos \theta \int_z^h cdz \quad \dots\dots\dots (10)$$

であり、流れ方向に関しては、側壁にも底面同様のせん断力が作用しているものとすれば、

$$(1 + \lambda + \Phi k\lambda^2) \mu_f \frac{du}{dz} = \frac{R}{h} \left\{ (\sigma - \rho) g \sin \theta \int_z^h cdz + \rho g \sin \theta (h - z) \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。ただし、 σ : 粒子密度、 ρ : 間隙流体の密度、 θ : 流路の勾配、 R : 径深である。

式 (10) および (11) から du/dz を消去し、式 (6) を用いると、

$$\int_z^h cdz = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) \{(h/R) \Psi - \tan \theta\}} (h - z) \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。この式の両辺を z で微分して式を整理した後、 $(c_*/c)^{1/3} \simeq 1$ とし、さらに、 Ψ を一定値であると見なして、 $z=0$ で $c=c_b$ を境界条件とする解を求めると、

$$\left| \frac{c - c_\infty}{c} \right| = \left| \frac{c_b - c_\infty}{c_b} \right| \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{\frac{3k\{(h/R)\Psi - \tan \theta\}}{h}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

を得る。ただし、

$$c_\infty = \frac{\rho \tan \theta}{\{(h/R) \sigma - \rho\} (\Psi - \tan \theta)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

である。

底面濃度 c_b がどのようにして決定されるのかはしばらくおくとして、式 (13) は、もし $c_b = c_\infty$ であれば、 c は z に関わらず c_∞ の一定値を取ることを意味している。また、 $c_b > c_\infty$ であれば、 c の深さ方向の分布は上方に向かうにつれて c が小さくなり、流動の表面で $c = c_\infty$ となるような形をとる。逆に、 $c_b < c_\infty$ であれば、式の上からは下層の濃度が上層に比べて小さく、流動の表面で最大濃度 c_∞ をとることになる。しかし、後述の実験結果でも明らかなように、特に c_∞ がある程度よりも小さい場合には、粒子は全層に分散して流れるのではなく、全流動深の内の下層の一部を占めるだけになる。このことは、粒子混合層のせん断によって生じる分散圧力が式 (1) および (4) で表わされるためには、ある程度以上の粒子濃度になっていなければならないことを意味している。このような限界の局所濃度 c_c はおそらくせん断速度、粒径、比重等によっても異なると予想されるが、ここでは一応一定値であると仮定する。

以上の考察を踏まえて、固定床の流路上での流動形態を分類すれば以下になるであろう。ただし、 c_s は流路の上流端から供給される土石流中の粗粒子の流量と全流量との比で定義される供給粗粒子の平均容積濃度、 c_T は土石流中の粗粒子の平均輸送濃度である。なお、ある瞬間での流れの断面内の平均粗粒子容積濃度と流量比で定義される平均粗粒子容積濃度とは、濃度分布および流速分布が存在する場では一般に等しくはないが、ここでは近似的に等しいとしている。

A) $c_\infty \geq c_c$ のとき (急勾配で起きる) ;

1) $c_s > c_\infty$ であれば、堆積が生じるので定常流とはならないが、粗粒子は全流動層に分散して流れ、ほぼ、 $c_T = c_\infty$ となる。

2) $c_\infty \geq c_s \geq c_c$ であれば、堆積は生ぜず、粗粒子は全流動層に分散して流れる。 $c_T = c_s$ である。

3) $c_s < c_c$ であれば、堆積は生ぜず、粗粒子は流動の下方に粒子流動層を形成して流れる。 $c_T = c_s$ である。

B) $c_c > c_\infty$ のとき (緩勾配で起きる) ;

1) $c_s \geq c_\infty$ であれば、堆積が生じるので定常流とはならない。堆積の上部の流れの下方に粒子流動層が生じる。ほぼ、 $c_T = c_\infty$ となる。

- 2) $c_s < c_\infty$ であれば、堆積は生ぜず、流動層の下方に粒子流動層があり、 $c_T = c_s$ で流れる。

4. 流速分布

上記の流れの分類で明らかなように、固定床の流路上で堆積を生じることなく定常的に流れることができるのは、供給粗粒子濃度 c_s が c_∞ 以下の場合で、さらに、 c_s が c_c 以下であれば、全流動層の一部分に粒子流動層が生じる。このうち、粒子流動層が全流動深にわたる場合、底面における濃度 c_b は先の濃度分布式に関する考察から c_∞ 以下でなければならず、 c_b を未知数として式 (13) を用いて計算した断面平均濃度が c_s に等しいという条件によって求めることができる。しかしこれは煩雑であるので、このような場合第 1 近似として、断面一様に濃度 c_s で流れるものと仮定する。また、下方の粒子流動層と上方の粘性流体のみの流動層に分かれて流動する場合には、第 1 近似として、粒子流動層内の濃度が一定値 c_c を取るものと仮定する。

4.1 粒子が全層に分散して流れている場合の流速の第 1 近似

流れ方向の力の釣合式 (11) より、

$$\frac{du}{dz} = \frac{g \sin \theta}{(1 + \lambda_s + \Phi k \lambda_s^2) \mu_f} \{(\sigma - \rho) c_s + \rho\} \left(\frac{R}{h} \right) (h - z) \dots\dots\dots (15)$$

であるから、これを $z = 0$ で $u = 0$ の境界条件の下に積分して

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* h}{(1 + \lambda_s + \Phi k \lambda_s^2) \mu_f} \{(\sigma - \rho) c_s + \rho\} \left\{ \frac{z}{h} - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (16)$$

を得る。ただし、 λ_s は c_s に対応する線濃度、 $u_* (= \sqrt{g R \sin \theta})$ は摩擦速度である。

4.2 粒子流動層と流体のみの流動層に分かれて流れている場合の流速の第 1 近似

粒子流動層の厚さを D とすれば、粒子流動層内の流れ方向の力の釣合式は、 D に対応する径深を D' とすると、

$$(1 + \lambda_c + \Phi k \lambda_c^2) \mu_f \frac{du}{dz} = \frac{D'}{D} (\sigma - \rho) g \sin \theta \int_z^D c_c dz + \frac{R}{h} \rho g \sin \theta (h - z) \dots\dots\dots (17)$$

である。いま、 $D'/D \cong R/h$ が成立するものとして、式 (17) を $z = 0$ で $u = 0$ の境界条件の下に積分すれば、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* \rho h}{(1 + \lambda_c + \Phi k \lambda_c^2) \mu_f} \left[\left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) c_c \frac{D}{h} + 1 \right\} \frac{z}{h} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) c_c + 1 \right\} \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right] \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 λ_c は c_c に対応する線濃度である。

$z = D$ における流速 u_D は、式 (18) から

$$\frac{u_D}{u_*} = \frac{u_* \rho D}{(1 + \lambda_c + \Phi k \lambda_c^2) \mu_f} \left[1 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) c_c - 1 \right\} \frac{D}{h} \right] \dots\dots\dots (19)$$

となる。

流体のみの流動層の流速分布は、力の釣合式

$$\mu_f \frac{du}{dz} = \frac{R}{h} \rho g \sin \theta (h - z) \dots\dots\dots (20)$$

を $z = D$ で $u = u_D$ の下に積分して

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_D}{u_*} + \frac{\rho u_* h}{\mu_f} \left[\left(\frac{z}{h} - \frac{D}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{z}{h} \right)^2 - \left(\frac{D}{h} \right)^2 \right\} \right] \dots\dots\dots (21)$$

となる。

粒子流動層の平均流速 U_m は

$$\frac{U_m}{u_*} = \frac{\rho D u_*}{6(1 + \lambda_c + \Phi k \lambda_c^2) \mu_f} \left[\left\{ 2 \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) c_c - 1 \right\} \frac{D}{h} + 3 \right] \quad (22)$$

で与えられ、流体のみの流動層の平均流速 U_f は

$$\frac{U_f}{u_*} = \frac{u_D}{u_*} + \frac{\rho u_* h}{3 \mu_f} \left(1 - \frac{D}{h} \right)^2 \quad (23)$$

で与えられるので、粒子流動層の厚さ D は

$$\{U_m D + U_f (h - D)\} c_s = U_m D c_c \quad (24)$$

の関係から、

$$D = \frac{U_f c_s}{U_m (c_c - c_s) + U_f c_s} h \quad (25)$$

が成立する。

式 (19), (22), (23) を式 (25) に用いることにより、少なくとも数値的には D/h を求めることができる。

5. 実験

以上の考察を検証するために水路実験を行った。水路は Fig. 2 に概念図を示したような、全長 17 m の鋼製片面ガラス張りの可変勾配水路であるが、その下流側 10 m 区間を幅 10 cm、深さ 35 cm に仕切った部分を用いている。水路底面は粗粒子実験材料を密に張り付けてある。

実験の要領は以下のようなものである。まず、所定の粘性係数をもったスラリーを水にカオリン粘土を混合してタンク内で作成し、高粘性流体を輸送できるポンプによって一定流量で水路へ供給する。タンク容量の制限から実験の供給流量では最大 7 分程度の通水時間となるが、その間は十分に定常的な流れとなっている。

スラリーを水路へ供給するのとほぼ同時に、給砂装置から所定の供給量によって粗粒子を供給し、粘土スラリーと砂粒子との混合体からなる土石流を流下させる。カオリンの平均粒径は約 $2 \mu\text{m}$ 、砂粒子はほぼ $2 \text{ mm} \sim 4 \text{ mm}$ の範囲に入る 50% 粒径 3.25 mm のものである。

実験ケースおよび測定結果を Table 1 に示す。表中の c_F はスラリー中のカオリンの容積濃度、 γ は土石流の単位体積重量、 Q は土石流流量、 c_s は水路下流端でサンプリングした試料中の粗粒子の容積濃度、 z_0 は流動層の底面の水路床からの高さであり、スラリーの粘性係数 μ_f は水路へスラリーだけを流したときの水深を測定し、それが層流の運動方程式に適合するものとして、

$$\mu_f = \frac{B h \rho g R^2 \sin \theta}{3 Q} \quad (26)$$

から求めた値である。ただし、 μ_f を求めるための実験は $c_F = 0.225, 0.25, 0.27$ に対して、それぞれ $\theta = 6, 8, 10, 12, 16^\circ$ について行った。勾配が緩い場合の方が急な場合に比べて μ_f が多少大きめに出る傾向が

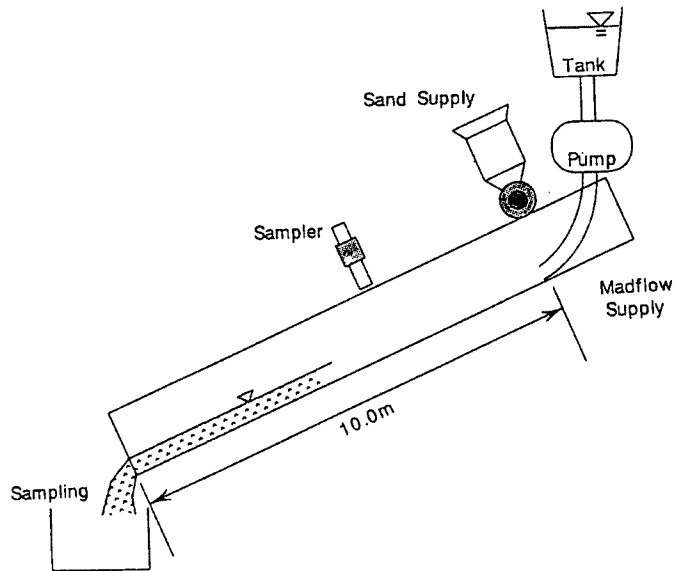


Fig. 2. Experimental flume.

Table 1. Experimental conditions

Run	θ (°)	C_F	(g/cm^3)	μ_f (cps)	C_s	C_s'	(g/cm^3)	h (cm)	Z_o (cm)	Q (cm ³ /sec)	Category
16-1	16	0.206	1.330	35	0.266	0.292	1.672	2.0	0	1061	No Deposition
16-2	16	0.206	1.330	35	0.306	—	1.724	2.1	0	1173	〃
16-3	16	0.210	1.336	40	0.366	0.381	1.806	3.1	0	857	〃
16-4	16	0.241	1.386	150	0.242	0.271	1.684	2.1	0	1027	〃
16-5	16	0.241	1.386	150	0.266	0.291	1.713	2.4	0	1061	〃
16-6	16	0.241	1.386	150	0.287	0.276	1.740	2.8	0	1093	〃
16-7	16	0.241	1.386	150	0.316	0.330	1.775	3.1	0	1138	〃
16-8	16	0.231	1.370	100	0.343	0.376	1.799	3.5	0	1239	〃
16-9	16	0.241	1.386	150	0.243	0.211	1.685	3.0	0	1027	〃
16-10	16	0.316	1.506	4000	0.287	0.326	1.826	4.1	0	1093	〃
16-11	16	0.316	1.506	4000	0.353	0.378	1.899	5.0	0	1204	〃
12-1	12	0.206	1.330	35	0.266	0.253	1.672	3.6	0	1061	No Deposition
12-2	12	0.206	1.330	35	0.316	0.318	1.737	4.5	0	1138	〃
12-3	12	0.241	1.386	150	0.242	0.250	1.684	4.0	0	1027	〃
12-4	12	0.241	1.386	150	0.266	0.267	1.713	5.0	0	1061	〃
12-5	12	0.241	1.386	150	0.287	0.296	1.740	4.8	0	1093	〃
12-6	12	0.241	1.386	150	0.328	0.334	1.790	5.6	0	1159	〃
12-7	12	0.241	1.386	150	0.353	0.339	1.821	5.2	1.8	1204	Deposition
12-8	12	0.241	1.386	150	0.243	0.278	1.685	5.0	0	1027	No Deposition
12-9	12	0.257	1.411	340	0.266	0.283	1.732	5.8	0	1061	〃
12-10	12	0.257	1.411	340	0.316	0.318	1.793	6.4	0	1138	〃
10-1	10	0.231	1.370	100	0.121	0.093	1.521	4.5	0	926	No Deposition
10-2	10	0.231	1.370	100	0.177	0.149	1.591	4.1	0.9	986	Deposition
10-3	10	0.231	1.370	100	0.224	—	1.650	5.0	1.5	1046	〃
8-1	8	0.206	1.330	35	0.126	0.049	1.492	1.7	2.5	891	Deposition
8-2	8	0.206	1.330	35	0.209	0.042	1.599	3.3	4.6	979	〃
8-3	8	0.241	1.386	150	0.121	0.022	1.541	4.8	1.0	891	〃
8-4	8	0.241	1.386	150	0.209	0.046	1.643	—	—	979	〃
8-5	8	0.316	1.506	4000	0.126	0.062	1.646	—	—	891	〃
8-6	8	0.241	1.386	150	0.243	0.110	1.685	5.0	1.2	1027	〃
4-1	4	0.206	1.386	150	0.054	0.010	1.453	—	—	824	Deposition
4-2	4	0.241	1.386	150	0.243	—	1.685	—	—	953	〃

あったので、勾配 $10^\circ \sim 16^\circ$ の範囲を重視して各濃度に対して平均をとったところ、Fig. 3 の実線のような関係が成立することが分かったので、これより求めた値が表中に示されている。ただし、 μ_f はセンチポアーズ (cps) 単位である。なお、表中の横線は欠測を意味している。

水と粘土の混合体よりなるスラリーの粘性係数に関して、従来、大同⁸⁾の式

$$\mu_f = 1 + \frac{3}{\{1/(2C_F) - 1/0.52\}} \dots\dots\dots (27)$$

や芦田⁹⁾の式

$$\mu_f = 1 + \lambda \frac{1 + 2\delta/d}{1 - 2\lambda\delta/d} \dots\dots\dots (28)$$

等が提案されている。ただし、 d は粒径、 δ は粒子周りの吸着水層の厚さである。これらの式が示す傾向も Fig. 3 中に示されている。

土石流の流速分布の測定は上流端から 450 cm の位置で側面より毎秒 200 コマの高速ビデオカメラによって、側壁から見える砂粒子の動きを撮影して行った。この方法では側壁の近傍の流速分布しか測定できないので、別途に、流速分布測定断面の表面流速の横断分布もいくつか測定した。それによれば、中央と側壁近傍で流速に 3 倍程度の差のある場合もあったが、殆ど差のない場合もあり、その特性がよく分からないので今回はとりあえず流速分布の測定値にはなんら修正を加えないことにした。また、このような流速分布測定法では、流れの上方に流体のみからなる流動層が生じた場合、その部分の流速分布を求めることができないので、その部分の流速は不明である。

上下流端開放の箱を梯子状に積み重ね、その上下流の開放口が瞬時に閉ざせるような器具を水路中に設置して、濃度分布を測定する試みを行った。しかしながら、これを設置したことによる流れへの影響は大きく、堰上げ状態となって堆積が生じ、下方のサンプルの濃度が非常に大きくなることが判明したので、ここではこの測定結果は用いないことにした。

6. 実験結果の考察

6.1 流れのパターンおよび平衡濃度

実験での観察によれば、水路勾配 16° のケースでは、 c_s が 30 % 以上の場合には粒子が全流動層に分布して流れており、24 % 程度でも流動層の 80 % 程度に分布している。そして全てのケースで堆積が生じていない。すなわち、勾配 16° のケースは全て $c_s < c_\infty$ の範囲で実験が行われており、 c_c は 30 % と 24 % との間にあったと判断される。

勾配が 12° のケースでは、唯一、Run 12-7 で堆積が生じた。この場合、 c_s は 35.3 %、 c'_s は 33.9 % である。一方、この場合と同じ ρ の下での Run 12-6 では c_s は 32.8 %、 c'_s は 33.4 % であるので、このような勾配と ρ の組み合わせでの c_∞ は 34 % 程度であると考えられる。そこで、Run 12-6 の流動深を用いて式 (14) の c_∞ を 0.34 に等しいものとして Ψ を逆算すると、約 0.42 を得る。また、勾配 12° では、 c_s が 30 % 以上のケースではほぼ全層に粒子が分散して流れており、24 % 程度でも全流動深の 80 % 程度に分布して流れている。すなわち、この勾配においても、 c_c は 30 % と 24 % との間にあるものと考えられる。

水路勾配 10° の Run 10-1 では堆積を生じていない。 $\Psi = 0.42$ としてこのケースに対応する c_∞ を式 (14) から計算すると、0.30 となる。この場合、 c_s は 0.12 であったから、当然堆積なしで流れたと解釈できるが、Run 10-2 では c_s が 0.177 とやはり 0.30 よりも小さいにもかかわらず堆積している。このことは、こ

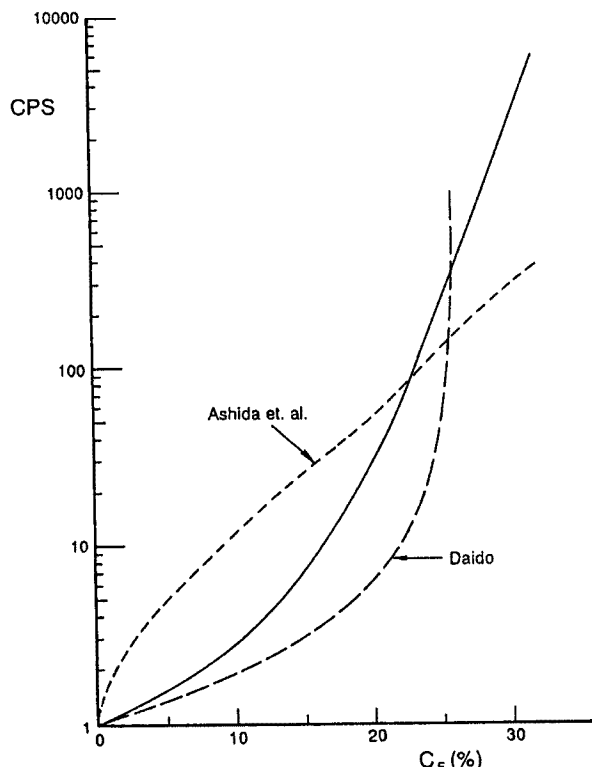


Fig. 3. Viscosity of the interstitial fluid.

のような実験ケースに対しては $\Psi = 0.42$ は過小な値を与えていることになる。ちなみに、Run 10-2 に対する $c_s' = 0.149$ を c_∞ に等しいとして Ψ を逆算すると 0.79 を得る。このような Ψ を用いると、勾配 10° の場合の全ての実験ケースの堆積と堆積無しの状況が説明できる。また、 $c_c = 0.3$ とすれば、 $c_s < c_c$ であり、粒子流動層が全流動層の一部として流れた事実も説明できる。

勾配 8° および 4° のケースでは全て堆積し、流動中の粒子層を測定することが困難であった。

6.2 流速分布形

実際上ほとんど全層にわたって粒子が分散して流動していたとみなしたケース (Run 16-1～16-11 及び 12-1, 12-2, 12-6, 12-10。Run 16 において必ずしも全層に粒子が分散していない場合があるが、ここでは一応全層に分散しているとして取り扱った。) について式 (16) を適用し、各ケースの表面流速を最も的確に与えることができる Φk の値を逆算した結果が Table 2 中に示されている。ただし、 $c_* = 0.644$ とされている。勾配 16° のケースについて見れば、スラリーの粘性係数が極端に大きく見積もられている Run 16-10 および 16-11 の場合を除けば、 Φk のケース毎の変動値はさほど大きくはなく、Run 16-1 から 16-9 までの場合に対する平均は $\Phi k = 4.6$ となっている。Run 16-10 および 16-11 に対する粘性係数の値は水路で確かめられた見かけの粘性係数と粘土粒子の容積濃度との関係の外挿値であり、従来提案されて

Table 2. Parameters obtained by the experiments

Run	μ_r (ps)	Φk	κ	Ψ
16-1	23.4	7.38	8.0	0.98
16-2	23.5	4.97	6.1	0.87
16-3	48.4	4.94	7.8	0.67
16-4	35.5	2.99	3.2	1.10
16-5	69.2	4.95	3.5	1.55
16-6	59.2	3.38	4.4	0.86
16-7	71.4	3.08	3.9	0.88
16-8	70.5	3.56	5.5	0.70
16-9	64.2	5.85	6.4	1.0
16-10	104	-0.16	0.28	0.88
16-11	161	-0.07	0.30	0.67
12-1	51.8	16.9	29.4	0.59
12-2	95.0	19.17	41.4	0.47
12-6	97.5	3.81	9.5	0.43
12-10	164	3.13	8.1	0.43

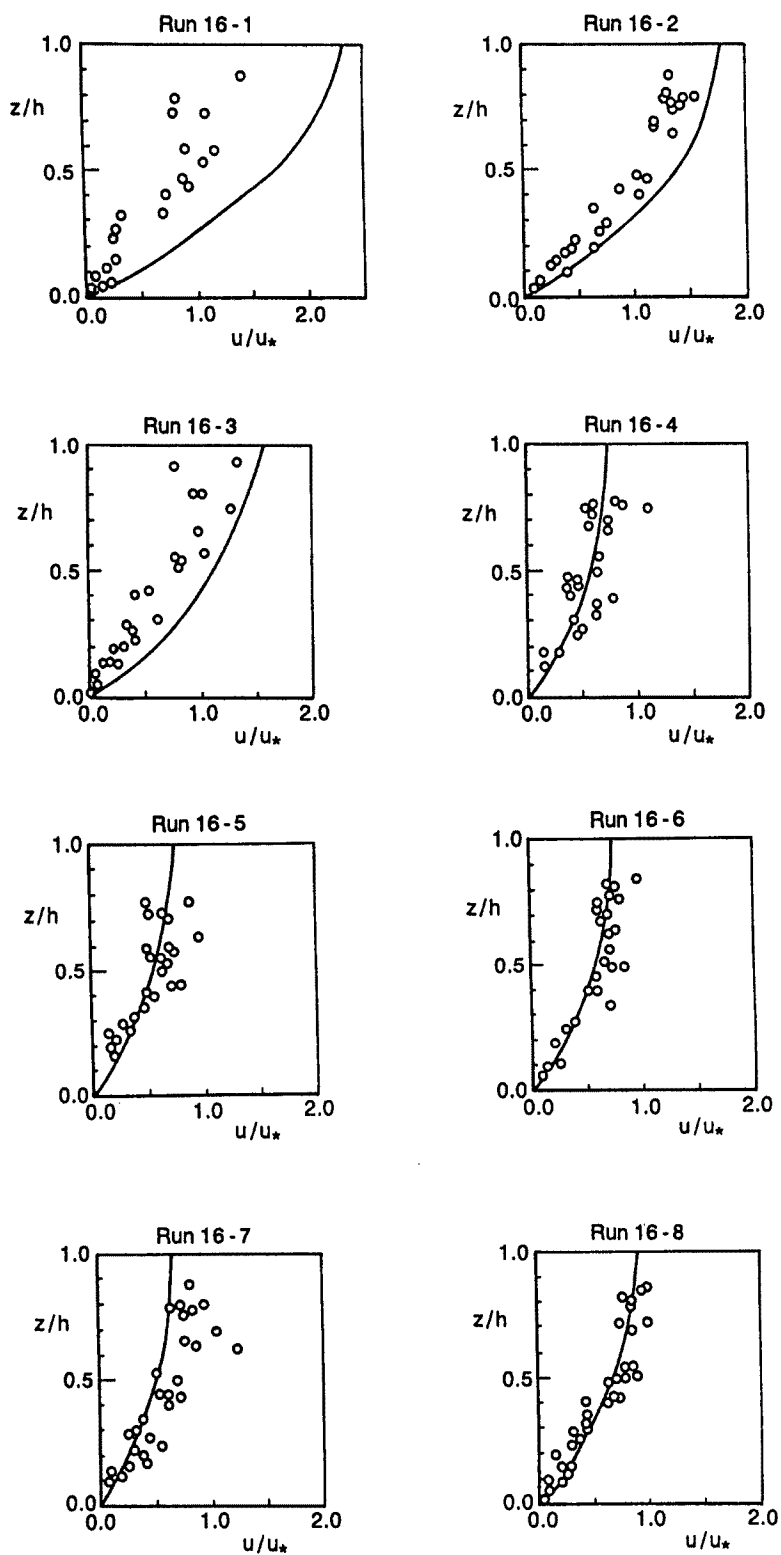
いる式を適用しても結果が大きく異なる領域であるので、さらに検討を必要としている。勾配が 12° の場合には全層に粒子が分散しているとみなされたケースの数が少なく、確かなことを言うことができないが、Run 12-1 および Run 12-2 で Φk は大きくなっているが、他の 2 ケースでは勾配 16° の場合と大差がないと見るができるようである。

Fig. 4 は Run 16-10, 16-11, 12-1, 12-2 以外に対しては、 $\Phi k = 4.6$ として、Run 16-10, 16-11 に対しては $\Phi k = -0.12$, Run 12-1, 12-2 に対しては $\Phi k = 18$ として、各ケースの流速分布形を式 (16) から計算した結果と実験結果とを比較したものである。ケース毎のばらつきはあるが、ほぼこのような層流の流速分布形が適用できることが分かる。なお、特に勾配 12° の場合に、流速分布形がわずかに逆 S 字形を呈しているのが認められる。このような特性は移動床上の石礫型土石流でも認められ、流動の下方の砂礫濃度が上方よりも大きい場合に特徴的である¹⁰⁾。勾配 12° の各実験ケースでは供給土砂濃度 c_s が c_∞ に近く、堆積と流動の限界付近の状態で流れていたと解釈できよう。

このような流速分布形は式 (10) によっても説明されなければならない。この式から求められる流速分布形は

$$\frac{u}{u_*} = \frac{(\sigma - \rho) u_* c_s h^2}{k \lambda_s^2 \mu_f R} \frac{1}{\tan \theta} \left\{ \frac{z}{h} - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \dots \dots \dots (29)$$

である。これより Φk を求めたのと同様にして k を求めることができる。各実験ケースについて求めた k が Table 2 に示されている。これより、式 (6) によって Ψ が求められ、その結果も表中に示されている。勾配 16° の実験ケースでは、平衡濃度よりも小さい供給濃度で実験がなされたと考えられるが、それに対す



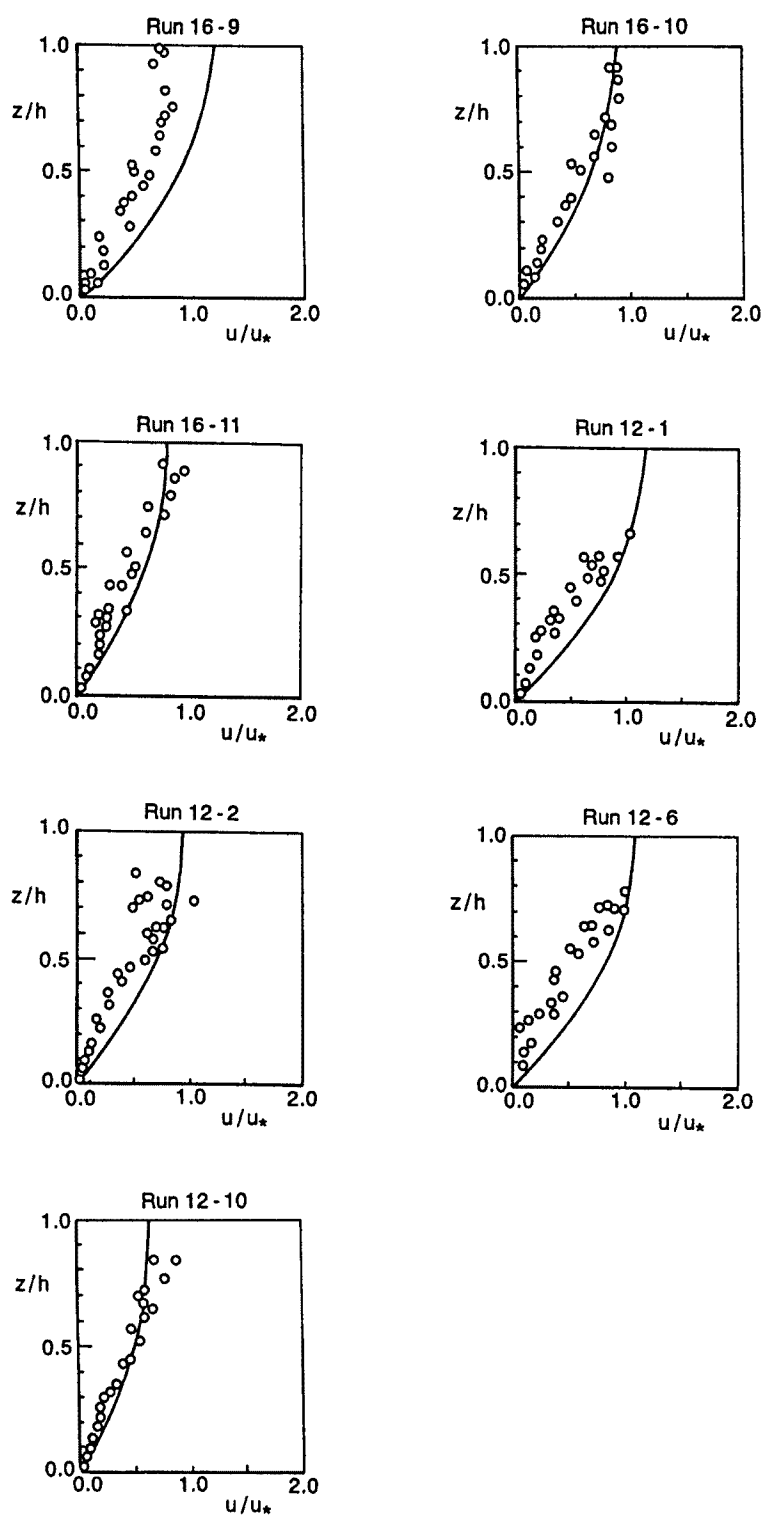


Fig. 4. Experimental and theoretical velocity distributions (Particles are dispersing in the entire depth).

る Ψ の平均値は 0.92 となっており、勾配 12° のものは平衡濃度に近い条件下であったと考えられ、 Ψ の平均値は 0.48 となっている。この値は 6.1 の平衡濃度の考察で求められた Ψ の値に近いことが注目される。

また、Table 2 によれば、 Φk および k は水路勾配やスラリーの粘性係数、とくに後者の大きい変動に対してはかなり大きく変動し、ここで導入した見かけ粘性係数の表示式に関してはさらに検討が必要なことが明らかであるが、せん断力と粒子支持圧力との比の値を示す Ψ の変動は小さく、しかもその値が石礫型土石流の平衡濃度における値 ($\Psi \approx \tan \phi$; ϕ は粒子層の内部摩擦角) に近いことは興味深い。すなわち、本実験のような粘性の高いスラリーと比較的均一な砂礫粒子からなる土石流 (実験範囲内の単位体積重量では、中国の分類で言う稀性泥石流となっている。) に関する限り、粒子輸送濃度は石礫型土石流と比較して大幅に大きくはなり得ない。冒頭に示した中国の土石流 (粘性泥石流) は緩勾配の河道を本実験で得られたよりもはるかに高濃度の c_{∞} のもとに流れていると言われており、混合粒径であればそのようなことが可能になるのか興味深い点である。さらに、ここで導入した見かけ粘性係数の決定機構に関する仮説に従えば、スラ

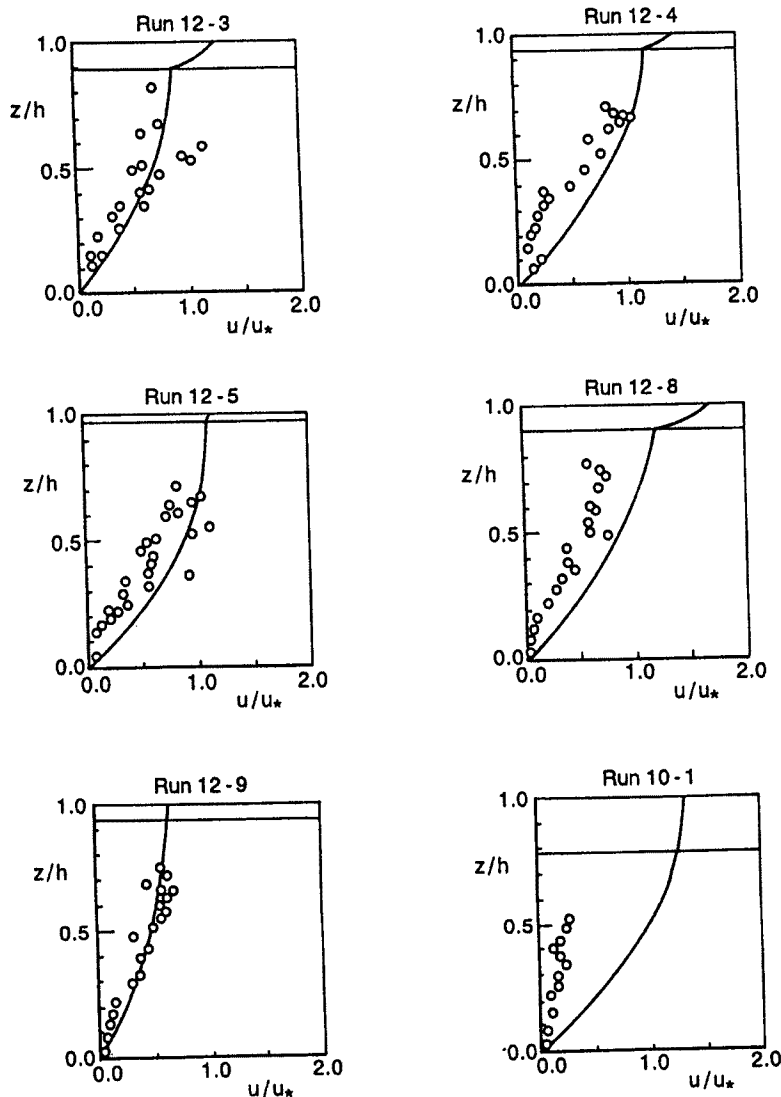


Fig. 5. Experimental and theoretical velocity distributions (Particle mixture layer and fluid layer are separated).

リーの粘性係数が1ポアーズのオーダーのとき、見かけ粘性係数を支配するのは粒子間の空隙が小さくなってせん断面積が減少する効果よりも、粒子の相対運動によって引き起こされる空隙内の流れの効果が圧倒的に大きく、スラリーの粘性係数が数十ポアーズのオーダーになれば、両者の効果が拮抗することになる。さらに、スラリーの粘性係数が大きくなればどうなるかは実験範囲外となっていて現在のところ不明である。いずれにしても、このような点の解明には粒子周りの微細な流れの解析が必要である。

粒子の流動層とその上の流体の流動層とに分離して流れるケースであると見なした場合について、 $c_c = 0.3$, $\phi k = 4.6$ として、式(19), (22), (23), および(25)から D/h を求め、しかる後、式(18)および(21)によって流速分布を求めた結果をFig. 5に示す。このような方法ではほぼ実験結果が説明できている。ただし、上方の流体のみの流れの流速は測定されていないので、検討できない。

6.3 土石流の見かけ粘性係数について

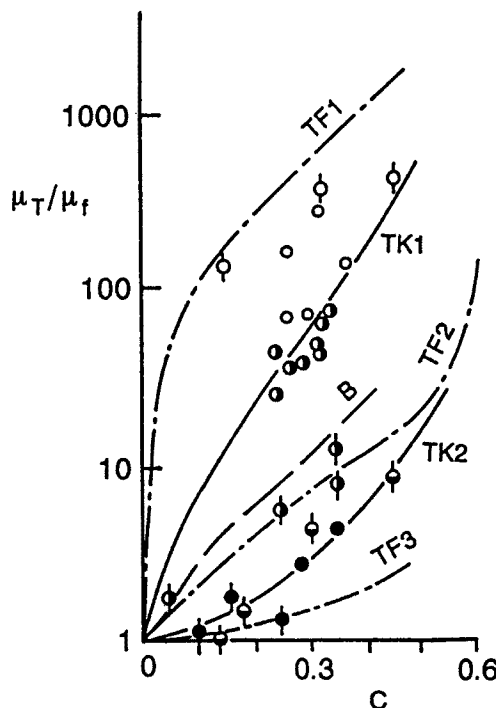
高粘性流体を間隙流体とする土石流の見かけ粘性係数については、すでに上記の部分で述べてきたところであるが、Fig. 6に今回の実験による結果と、高橋・藤井の実験結果とを示し、今回の議論での粘性係数の評価式

$$\mu_T = (1 + \lambda + \phi k \lambda^2) \mu_f \quad (30)$$

高橋・藤井の式(9), および, Bagnold の式

$$\mu_T = (1 + \lambda)(1 + \lambda/2) \mu_f \quad (31)$$

との比較を示している。式(30)や式(9)では、まだ一般的な形の予測式とはなっていないが、Bagnoldの式と前2式の大きな相違点は、Bagnoldの式では間隙流体の粘性係数がどのような値であっても、粗粒子濃度が増大すれば土石流の粘性係数が単調に増大する形になっているのに対して、前2者では間隙流体の粘性係数が一定であれば土石流の粘性係数が粗粒子の濃度の増大につれて増大するが、間隙流体の粘性係数の大きさによってその増大傾向が大いに変化することにある。しかしながら、実験値にはかなりのばらつきがあ



	d (mm)	μ_f (Poise)	Source
○	3.25	<1	Takahashi
○	3.25	1~3.5	&
●	3.25	40	Kobayashi
φ	1.6	1.2×10^{-2}	Takahashi
φ	1.6	1.2~1.5	&
φ	2.7	2.5	Fujii
φ	1.6	11.2~12.4	

TK1: Eq (30), $\phi k = 4.6$
 TK2: Eq (30), $\phi k = -0.12$
 TF1: Eq (9), $\mu_1 = 1 \text{ cps}$
 TF2: Eq (9), $\mu_1 = 1 \text{ ps}$
 TF3: Eq (9), $\mu_1 = 11 \text{ ps}$
 B: Eq (31)

Fig. 6. Viscosity of the debris flow versus particle concentration.

り、高橋・藤井の結果と今回の結果の相違も材料の違いだけに帰することができるかどうか不明であり、さらに詳細な実験を必要としている。

7. 結 論

粘性土石流の一般的な流動機構を明らかにするための第一歩として、高粘性の粘土スラリーと比較的一様な粒径分布を持つ砂礫との混合物からなる土石流を取り扱った。まず、流れの中で粒子が平均的に離れた状態で輸送されるためには、粒子周りに発生する流れによって粒子が支えられる必要があるとの考察から、粒子の支持機構ならびにその反映として生じる見かけ粘性係数の増大機構に関する仮説を導入し、粒子支持圧力およびせん断力の表示式を提示した。次いで、これらの式に基づく深さ方向と流れ方向の力の釣合式を導き、それらから濃度分布、および固定床水路内を堆積なしで流れることのできる限界の平衡濃度を求め、平衡濃度と供給濃度との関係によって、堆積する場合、堆積せずに粒子が全流動層内に分散して流れる場合、および粒子流動層と流体の層が分離して流れる場合のパターン分けが出来ることを示した。さらに、力の釣合式から、堆積を生じずに定常的に流れる場合の流速分布形を求めた。

上記のような理論的な考察がほぼ妥当であることを水路実験で検証し、粒子支持圧力およびせん断力の表示式中の定数の評価を行った。ここで導入した仮説の式形の一般性については、まだ今後の詳細な検討が必要であるが、スラリーの粘性係数の範囲によって、粒子周りの流れが見かけ粘性係数に与える寄与の程度が変化するなど興味深い結果が得られた。今後、粒子周りの流れと粒子支持機構の直接の解明が必要である。また、本研究によって得られた一つの重要な結果として、スラリーと比較的均等な粒径の砂礫とからなる粘性土石流の平衡濃度は石礫型土石流のそれと大差のない値を持つことが見出された。したがって、このままの議論では、中国で言われているような高度の砂礫輸送性を説明することが出来ないの、さらに混合粒径の場合について詳細に検討して行くことの重要性が判明した。なお、本研究ではスラリーの降伏強度の効果は考慮に入れていない。これが従来言われているように 100 dyne/cm^2 程度であるとすれば、実験での流れの表面近傍にはプラグ部分があったとも考えられるが、詳細な測定が出来なかったの、その効果に関しても今後の課題である。ただし、流れの中で 3 mm 程度の粒子は、低濃度、低流速では、明らかに沈降するので、そのような粒子を支えることができるほどの強度がなかったことは事実である。

最後に、本研究の実験およびそのデータ解析に貢献された田中利行君（現建設省）に感謝するとともに、本研究の経費の一部が文部省科学研究費一般研究 c 「土石流流動モデルの体系化」（代表：高橋 保）、ならびに同国際学術研究共同研究「土石流災害の防止に関する日・中共同研究」（代表：高橋 保）によっていることを記して感謝するものである。

参 考 文 献

- 1) 中国科学院成都山地灾害环境研究所中国・科学院東川泥石流観測研究站：雲南蔣家溝泥石流観測研究，科学出版社，1990，pp. 1-251.
- 2) 新井宗之・高橋 保：泥流型土石流の流動機構，土木学会論文集，第375号，II-6，1986，pp. 69-77.
- 3) O'Brien, J. S. and Julien, P. Y.: Laboratory analysis of mudflow properties, J. Hydraulics Engineering, ASCE, Vol. 114, No. 8, 1988, pp. 877-887.
- 4) Ning, Q. and Wan, Z.: A critical review of the research on the hyperconcentrated flow in China, International Research and Training Centre on Erosion and Sedimentation, 1986, pp. 1-43.
- 5) 高橋 保・藤井由之：流下域における土石流の制御法に関する研究，京都大学防災研究所年報，第31号B-2，1988，pp. 633-654.
- 6) Bagnold, R. A.: The shearing and dilatation of dry sand and the 'singing' mechanism, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 295, 1966, pp. 219-232.

- 7) Bagnold, R. A.: Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 225, 1954, pp. 49-63.
- 8) 大同淳之：土石流に関する基礎的研究，京都大学学位論文，pp. 1-198, 1970.
- 9) 芦田和男・山野邦明・神田昌幸：高濃度流れに関する研究(1)―粘性係数と沈降速度―，京都大学防災研究所年報，第28号 B-2, 1985, pp. 367-377.
- 10) Takahashi, T.: Debris flow, Balkema, 1991, pp. 1-165.