

京都大学農学部 中島 武居有恒 小橋澄治

はじめに

土石流の内部の粒子の動きについては、現地観測、実験のどちらにおいても断片的な報告はあるものの、全体の動きについて詳しく述べたものは稀である。前報では、ガラスビーズを使用した土石流実験の先端部の速度及び縦断形状についての定性的な結果を報告したが、今回はその結果をもとに内部の粒子の動きを詳しく調べ、その挙動を明らかにすると同時に、土石流の運動を定量的にとらえるための解析方法を考え、その方法によって得られた2,3の結果を報告する。

1. 実験方法

実験水路は図1に示すような長さ7m、巾15cm、深さ15cmの鋼製で側面がアクリル板張りの水路で水路床には使用した試料と同じものが張りつけてある。試料はガラスビーズ、5mmφ、密度2.50(9/cm³)のほぼ球形のもので、容積濃度 $C_v = 0.6$ において内部摩擦角 $\phi = 30^\circ$ である。実験は水路勾

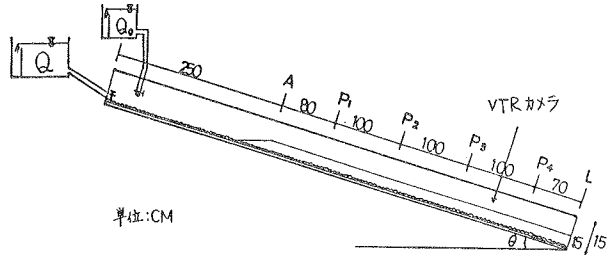


図1 実験水路

配 $\theta = 19^\circ$ 、堆積層の飽和度 $S = 0\%$ と $\theta = 16^\circ$ 、 $S = 100\%$ の2つの条件について行なったが、0%の場合には $Q(760\text{ml/s})$ のみを、100%の場合には $Q_0(190\text{ml/s})$ で予め堆積層を完全に飽和させた後 $Q(760\text{ml/s})$ を給水装置の定水位タンクから与えた。測定にはハイスピードビデオ(200 f.p.s.)を用いて P_3 の中間で側方から撮影し、その画像から粒子の動きを読み取り解析した。

2. 解析方法及び結果

2.1 後続流部の流速分布

$\theta = 19^\circ$ 、 $S = 0\%$ の実験の先端から50~70cmの部分を平行流とみなして堆積層より上の粒子の動きから流速分布形を描いたものが図2である。ダイラタント流体の分布形よりも下に凸な形を示しているが、堆積層の表面でも U_s に対して10%ほどの流速をもっており、堆積層も動いていることがわかる。今回の実験では堆積層部の動きはとらえられていないが、堆積層まで流動深に加えれば、高橋や橋本らの実験結果に近い傾向を示すものと考えられる。

2.2 移動座標系と格子点の速度ベクトルの補間

前報で本実験方法による土石流の先端部の速度及び縦断形状は変化しないことを報告した。そこで、図3のような移動

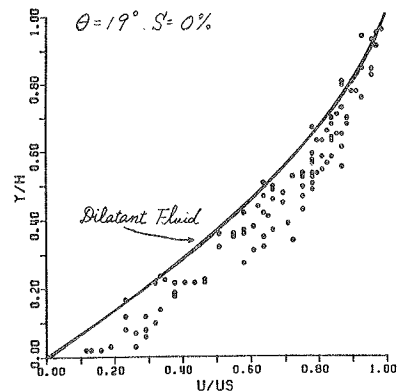


図2 $\theta = 19^\circ$ 、 $S = 0\%$ 先端から50cm~70cmの部分におけるx方向の流速分布 (固定座標系)
H: 流動深 Y: 深さ
U_s: 表面流速 U: 流速

座標系によって各々の粒子の速度を示すと図4のようになる。この図より土石流内部の粒子の動きがかなり具体的にわかるが、ここで流れの傾向をより明瞭にするために次のような補間を行なった。つまり、土石流の先端を原点として、水路の上流方向

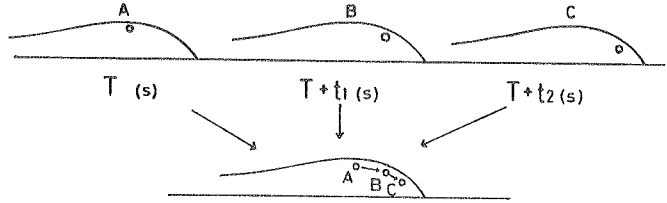
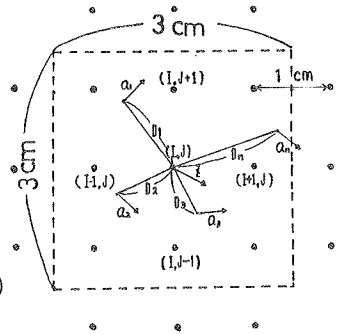


図3 移動座標系による表示

にx軸、水路に垂直上向きにy軸をとり、x, y方向にそれぞれ1cm間隔の格子点を考える。図5に示すように1つの格子点を中心とする一辺が3cmの正方形の領域に始点が含まれているすべての速度ベクトルを用いて、格子点から各速度ベクトルの始点までの距離の二乗に反比例するように重みづけをして格子点の速度ベクトルを求めた。(式(1))

$$\bar{z} = \left(\frac{a_1}{D_1^2} + \frac{a_2}{D_2^2} + \dots + \frac{a_n}{D_n^2} \right) / \left(\frac{1}{D_1^2} + \frac{1}{D_2^2} + \dots + \frac{1}{D_n^2} \right) \quad (1)$$



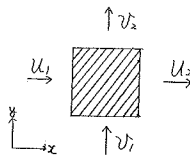
式(1)により得られた結果が図6である。図6-1より、先端から10cmまでの部分は流下方向の速度ベクトルで占められ、その後方の部分には40cm(浸潤線が現われ)あたりまでは回転している流れがみられ、それより後方では平行流に近い流れになっている。図6-2

では先端から6cmあたりに上向き速度ベクトルが存在しているが、これは堆積層から押しだされてきた粒子が先端部に取り込まれ、後方から送られてきた粒子と衝突してヘッドを形成していることを示している。このヘッドの形成され方の違いは色つきガラスビーズを混入してその移動状況を見ることによっても観察されている。

2.3 連続式, 変形量, 回転量

流体中に微小な矩形を考えれば、連続式, 変形量, 回転量はそれぞれ図7, 図8, 図9に示したようになる。つまり、流体を小さなメッシュに分割し、それぞれメッシュについての $\frac{\partial u}{\partial x}$, $\frac{\partial v}{\partial x}$, $\frac{\partial u}{\partial y}$, $\frac{\partial v}{\partial y}$ が求められれば各メッシュの ϵ , ζ が求められることになる。

そこで、図10のように格子点 (I, J), (I, J+1), (I+1, J), (I+1, J+1) の4点を頂点とする1cmのメッシュを考えると、各格子点の u , v から



$$l = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

- $l=0$; 出てく量と入ってくる量が釣り合っている。
- $l>0$; 出てく量が多い \rightarrow 湧き出し
- $l<0$; 入ってくる量が多い \rightarrow 吸い込み

図7 連続式

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} = A$$

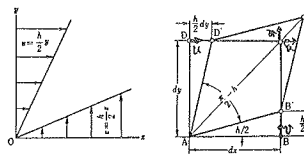


図8 変形

$$l = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

$l > 0$ 右45°への変形

$l < 0$ 左45°への変形

変形量は $\frac{l}{2}$
(1辺を1とみなし比率)

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$$

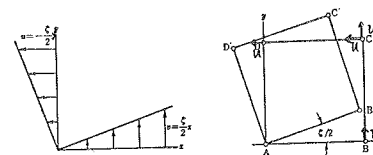


図9 回転

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

$\zeta = 0$ 左回り

$\zeta < 0$ 右回り

回転角は $\frac{\zeta}{2}$ (rad)

このメッシュの u_m, v_m 及び $\frac{\partial u_m}{\partial x}, \frac{\partial v_m}{\partial x}, \frac{\partial u_m}{\partial y}, \frac{\partial v_m}{\partial y}$ が求められる。

2.4 運動方程式

図11に示すように非圧縮性の粘性流体で二次元流れの場合について考える。任意の流れの中 dx, dy を辺にもつ微小流体 ABCD を仮想する。

この微小流体 ABCD に働く力

を考えると、 x 軸方向については外力 $P dx dy X$ 、流体の圧力 $-\frac{\partial P_x}{\partial x} dx dy$ 、粘性による力 $\frac{\partial \tau_x}{\partial y} dx dy$ の力の和である。これが微小流体 ABCD の質量 $\rho dx dy$ と x 軸方向の加速度 $\frac{du}{dt}$ の積に等しくなるから

$$\rho dx dy \cdot \frac{du}{dt} = \rho dx dy X - \frac{\partial P_x}{\partial x} dx dy + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} dx dy$$

両辺を $\rho dx dy$ で割り、左辺を書きかえると

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \quad \dots (2)$$

y 軸方向についても同様に

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial x} \quad \dots (3)$$

ここで移動座標系で考えれば $\frac{\partial u}{\partial t}, \frac{\partial v}{\partial t}$ は 0 となり、(2), (3) 式の左辺を ALX, ALY とおくと、加速度の項 $ALX = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}$ 、 $ALY = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}$ は前述のメッシュのデータを用いれば算出できることになる。

2.5 スプライン関数によるデータの平滑化

補間された格子点のデータをそのまま使用してメッシュのデータを図10の方法で計算すると、局所的な傾向が大きく表われて全体の傾向がつかめない。そこで、隣接するデータが互いに微分可能になるようにスプライン関数によって近似し、平滑化した。その値を用いて 2.3, 2.4 の l, n, c, ALX, ALY の値を計算すれば土石流内部の各点の動きが顕著になってくる。それぞれの結果については講演時に述べる。

3. まとめ

以上のような方法により、土石流の内部の粒子の動きが明らかに分ってきた。

引用・参考文献 原田幸夫：流体の力学、積書店、市田・吉本：スプライン関数とその応用、教育出版、高橋保：土石流の発生と流動に関する研究、京大防災研年報 No. 20 B-2、橋本晴行：土石流の流動に関する研究、加藤謙

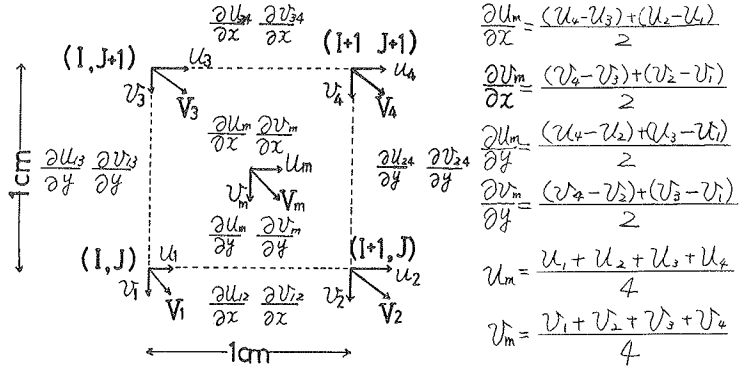


図10 各メッシュのデータの求め方

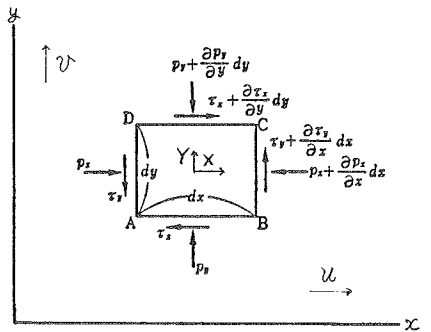


図11 微小流体 ABCD に作用する力
 X, Y : 流体の単位質量に作用する外力の x, y 方向の分力
 τ_x, τ_y : x, y 方向の剪断応力(摩擦応力)
 P_x, P_y : x, y 方向の垂直応力(圧力)
 ρ : 流体の密度
 u, v : x, y 方向の速度

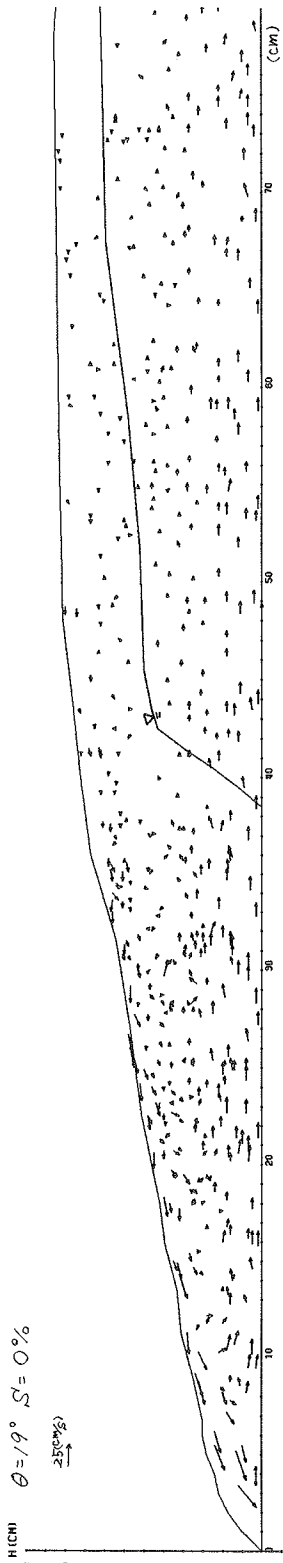


图4 土石流の内部粒子の動き (移動座標系)

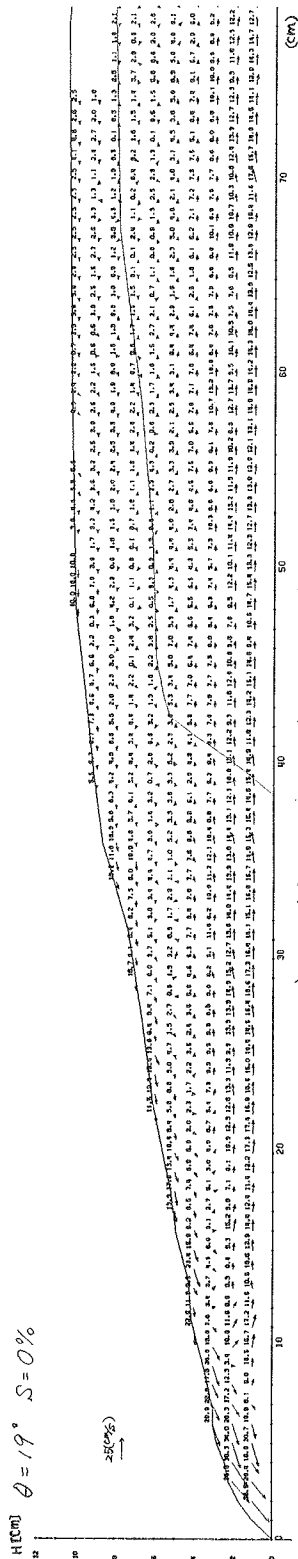


图6-1 土石流内部の格子点の速度ベクトル ($\theta = 19^\circ$, $S = 0\%$)

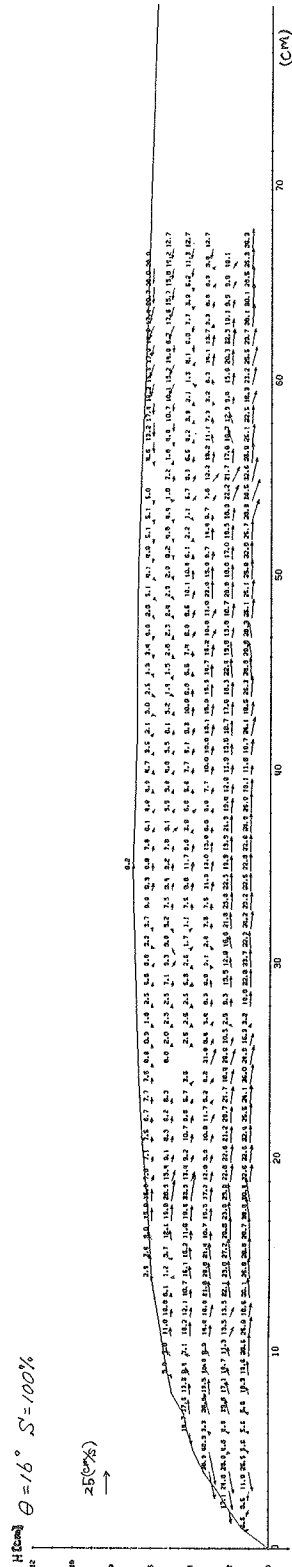


图6-2 土石流内部の格子点の速度ベクトル ($\theta = 16^\circ$, $S = 100\%$)