

京大工業教員養成所 正員 大同淳之

はしがき 土石流と呼ばれる流れは、巨石を運搬するといわれており、たしかに土石流の流動したあとには、巨石が河床に散在するのが観察される。しかしわれわれが土石流といわれた流動をしらべると、その発生源における粒度組成は意外に細い。したがってさきの巨石は、泥流の流路から洗堀または発生源で細泥中に介在していたものが運ばれてきたものと解釈される。泥動中におかれた礫の移動の機構は、従来取扱われている清水中における礫の移動と本質的に異なるところはないと考えられる。しかし現在の知識でこれと予測せんとすると、なお細部については不明なところが少なくない。この研究は、流れがビンガム流動にしたがうとき、その中におかれた礫の移動限界と、岩垣博士の理論にしたがって考察したものである。

層流層内におかれた礫の移動限界 流れの中の粒子の移動限界については、岩垣、土屋両博士の詳細な研究があり、その平衡理論にしたがうと、粒子が層流層内におかれたとき、つぎの関係が成立する。¹⁾

$$\{(\sigma - \rho)g(\pi/6)d^3\} \tan \varphi = (\rho/8)C_0 U^2 \pi d^2 \quad (1)$$

ここに σ は礫の密度、 ρ は流体の密度、 g は重力の加速度、 d は礫の直径、 φ は礫の摩擦角、 C_0 は礫の抵抗係数である。

さて、この平衡条件は流れがビンガム流体であってもそのまま成立する。ビンガム流体として考慮すべきものは、流速 U と抵抗係数 C_0 である。

流速 U は、ビンガム流体の層流の流速分布より、粒径 d の上端における次のようになる。²⁾

$$U = \frac{h\tau_y}{M_0} \left\{ \frac{\gamma(\alpha' - \frac{\tau_y}{2})}{1 - \alpha'} \right\} \doteq \frac{U_*^2 d}{\nu_B} \alpha' \quad (2)$$

ここに U_* は摩擦速度、 τ_y はせん断降伏値、 M_0 は塑性粘度、 $\gamma = z/h$ 、 $\alpha' = z_y/h$ 、 z_y はせん断降伏値の生じる河床からの高さ、 h は流れの深さである。(1)式に(2)式を代入すると

$$\frac{U_*^2}{\frac{\sigma - \rho}{\rho} g d \tan \varphi} = \frac{1}{\frac{3}{4} C_0 \left(\frac{U_* d}{\nu_B} \right)^2 \alpha'^2} = \frac{1}{4 \left(\frac{U_* d}{\nu_B} \cdot \alpha' \right)^2} \quad (3)$$

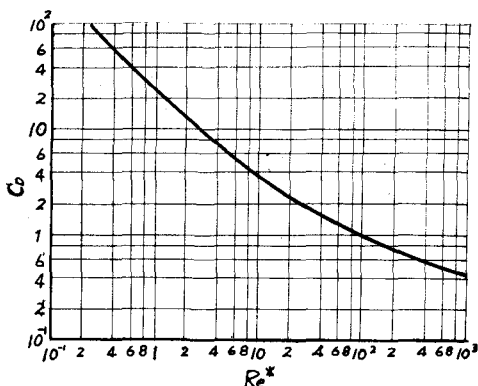
ビンガム流体中の粒子に働く抵抗係数 C_0 は図1の関係で与えられるものとする。³⁾ C_0 の表示に用いられた Reynolds 数 Re^* は次式で表される。

$$Re^* = Re / (1 + N_y \cdot I) \quad (4)$$

ここに $Re = U d / \nu_B$ 、 $N_y = \tau_y d / M_0 U$ 、 $I = I_A / I_B$

$$I_A = \iiint \frac{1}{\lambda^2} dx dy dz, \quad I_B = \iiint \frac{1}{\lambda} dx dy dz$$

$1/\lambda = \sqrt{2(E_{xx}^2 + E_{yy}^2 + E_{zz}^2) + E_{yz}^2 + E_{xz}^2 + E_{xy}^2}$ でこれらはいずれも無次元で、 x, y, z は座標成分、 x, y, z 、 E_{xx}, E_{yy} は変形速度 $e_{xx} = \partial u / \partial x$ 、 e_{xy}



図・1 ビンガム流体における抵抗係数(伊藤)

$= \partial u / \partial x + \partial u / \partial y$ 等は無次元したものである。ただし I は現在では計算できないので、実験的に図2に与えられる。

$$Re = \frac{U d}{\nu_B} = \frac{U_{scd}}{\nu_B} \frac{U}{U_{sc}} = \left(\frac{U_{scd}}{\nu} \right)^2 a'$$

$$N_y = \frac{\tau_y d}{\mu U} = \frac{\tau_y d \rho U_{sc}}{\tau_0 U} = a' \cdot \frac{d U_{sc}}{\nu_B U} = \frac{1}{a'} - 1$$

とおけるので、

$$Re^* = \frac{\left(\frac{U_{scd}}{\nu_B} \right)^2 a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I}$$

と変形される。 a' と U_{scd} / ν_B を与えて、 Re^* から G_0 と求め、(2)式を計算すると図3に示す結果が得られる。

以上の関係の成立する範囲は図4に示す層流層の範囲内とする⁴⁾。

粒子が層流層を突き出て、乱れの領域に入ったときの取扱いは、現在ビンガム流体の乱れの現象が全く不明であるから、計算できない。しかし従来の非ニュートン流体の取扱いにおいては、層流の領域でニュートン流体と同じ方法で取扱うことが許される場合には、乱流の領域でもニュートン流体と同様に扱って工学的には十分なことが多いから、この問題においても、層流の領域で以上の関係が成立することが実証されたとき、乱れの領域での移動限界も、実験的に予測できるものと考えられる。ことにこの課題に対して要求されるのは、できるだけ濃度の高い、すなわち粘性の大きい流れでの現象であるから、みかけの粘性の低い層流域での現象が重要であらう。

以上の関係を実証するために、実験を行、たが、泥流中の粒子の移動開始の判定が目で見えぬために、実験の手法上いろいろ問題と生じ、まだ十分な資料は得ていない。

参考文献 1) 岩垣雄一；限界掃流力に関する基礎的研究，土木学会論文集 第41号 昭31. 12月

2) Yano, K. Raido, A.; Fundamental Study on the mud-flow, Bull. Disaster Prevention Research Institute 1965

3) 伊藤四郎；塑性流体の流れ，第93回講習会教材，日刊工業，昭32

4) 大同洋行，BTF部重幸；非ニュートン流体の乱流特性，土木学会年次学術講演会講演概要 昭40 5月

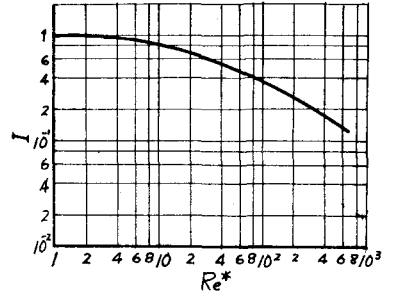


図2 I と Re^* の関係 (伊藤)

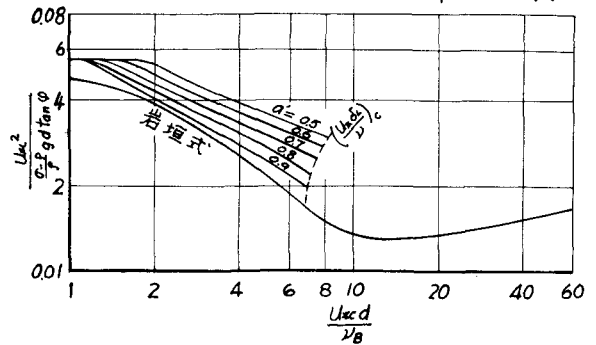


図3 限界掃流力の無次元表示

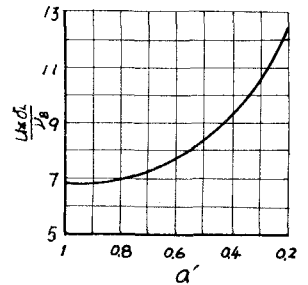


図4 $\frac{U_{scd}}{\nu_B}$ と a' の関係