

要旨: (1): 異径, 異露出比を有する球に関する離脱限界実験を行い, 前に行った同径, 異露出比の球に関する実験結果と比較する. (2): 実際の砂れき層露出れきの離脱限界を検討し, 前に提案した掃流砂量計算法による比較計算値と浅田・石川らの実験値とと比較する.

[1]. 離脱限界実験

前に, 密に配置・固定された 6.6mm 径のガラス球の中, 数個を種々の高さで自由状態にして, 離脱限界実験を行った. 結果 (数個の平均値) は図-1 に示す. 式で表わすと $Sc_i = \tau_{ci}/K_m = 0.0172 \times \mu^{-0.2362} \dots \dots (1)$ となる. (第19回および第20回水理講演文集).

今回は密に配置された直径 $d = 25\text{mm}$ のガラス球の上に, $d = 2.450, 1.745, 1.665, 1.501, 1.260$ および 1.184cm 直径のガラス球を $\odot$ の状態にのせ, 流量を徐々に増加させて, 離脱限界を定めた. 結果は図-1 の Δ 印で示す. マッツ係数 μ が大きい (露出比 $\gamma_0 = \text{露出高}/d$ が小) 範囲で, 同じ μ に對して, τ_{ci}/K_m の値が同径 ($d/d_m = 1$) の場合に比して小さくなっている. これは離脱粒子・氷路床粒子間の空隙程度と氷路床粒子上部の起伏程度に基づく流況の相違に起因すると考えられる.

[2]. 実際のれきの離脱限界と掃流砂れき量の比較計算

実際のれき層表面における露出粒子の離脱条件には遮へい効果を考慮する必要がある. 式で表わすと

$$\mu_a = K \tau_{ca}, \quad K = K_E / Sc_i \quad \dots \dots (2)$$

のようになる. K_E は遮へい係数. γ_0 従って μ の変化に伴う K_E の変化関係式は不明であるが, かりに Sc_i と同じ減少率をもつと假定すれば K は定数となる. $K=40$ とすれば $K_E = 0.688 \times \mu^{-0.2362} \dots \dots (3)$ となる.

頂高最高の粒子 (隣接三球上にのせた球) に對する τ_{ca} と τ_{ci} とすれば $\gamma_{0c} = 0.816$, $\mu_c = 0.355$ 従って $K_E = 0.88$ となり, 1 に近い数値である. $K=40$, $\mu_c = 0.355$ を (2) に入れると $\tau_{cc} = 0.0088$ を得る. また $K=30, 50$ とすれば, τ_{cc} はそれぞれ $0.0112, 0.0071$ となる. 他方 Paintal の流砂量実験 (Jour. Hyd. Research, Vol. 9, No. 1, 1971) では $\tau_c \approx 0.008$ とも掃動量があることを考慮して, 実際のれき層表面れきの離脱限界は $\tau_{cc} \approx 0.01$ 程度と推測される. 前に提案した掃流砂量式 (第20回水理講演, 1976)

$$\Phi_i = \frac{\pi}{6} P_i' A' [(1-\gamma_i') \sqrt{\tau_{cai}}]^{B'} \quad \dots \dots (4)$$

こに, $P_i' = \int_{\mu_{ci}}^{\mu_{ai}} f(\mu) d\mu / (1-P_i') = (P_{ai}' - P_{ci}') / (1-P_{ci}')$, $P_{ai}' = \int_0^{\mu_{ai}} f(\mu) d\mu$, $P_{ci}' = \int_0^{\mu_{ci}} f(\mu) d\mu$, $f(\mu) = \lambda' (\lambda' \mu)^{k'-1} e^{-\lambda' \mu} / \Gamma(k')$, $\gamma_i' = F_i' / P_{ai}' \sqrt{\mu_{ai}}$, $F_i' = \int_{\mu_{ci}}^{\mu_{ai}} f(\mu) \sqrt{\mu} d\mu / (1-P_{ci}') = (F_{ai}' - F_{ci}') / (1-P_{ci}')$, $F_{ai}' = \int_0^{\mu_{ai}} f(\mu) \sqrt{\mu} d\mu$, $F_{ci}' = \int_0^{\mu_{ci}} f(\mu) \sqrt{\mu} d\mu$, $\mu_{ai} = K_i \tau_{cai}$, $\mu_{ci} = K_i \tau_{cci}$, $\mu_{ci} = \mu_{cm} = \mu_c$, A' と B' は実験係数; 一樣粒径の場合は添字 (i) をとる.

の係数 A' , B' を Einstein の節田・道上らの式を基準式として, $k'=3$, $\lambda'=0.92$, $K=40$, $\tau_{cc}=0.01$ として決定すれば ($d/d_m = 1$ に限る) $0.02 < \tau_{ca} < 0.05$ に對し, $A' = 1.866 \times 10^{16}$, $B' = 11.664 \dots \dots (5-a)$

$$0.05 < \tau_{ca} < 0.40 \text{ に對し, } A' = 4.977 \times 10^4, \quad B' = 2.337 \quad \dots \dots (5-b)$$

$$0.40 < \tau_{ca} < 10 \text{ に對し, } A' = 6.281 \times 10^4, \quad B' = 2.562 \quad \dots \dots (5-c)$$

を得る. 式 (5) と $K_i/K_m = (d_i/d_m)^{0.85} \dots \dots (6)$ (第20回水理講演, 1976) を用いて Φ_i を計算すると図-2 のようになる. 実線は浅田・石川の實驗値曲線である.

低圧域では $T_{xc}=0$ と $T_{xc}=0.03$ と
 して計算した結果(第20回水理講,
 図-2と図-4)に比して, かなりよく
 実験値の傾向を再現していることが
 わかる。

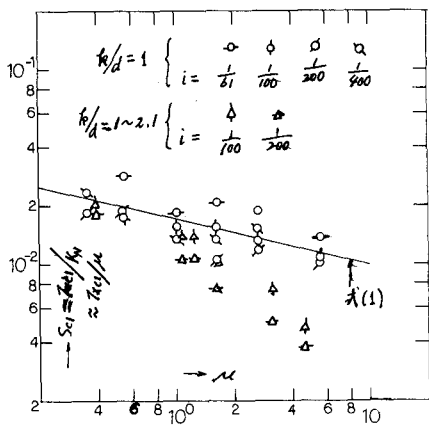


図 - 1

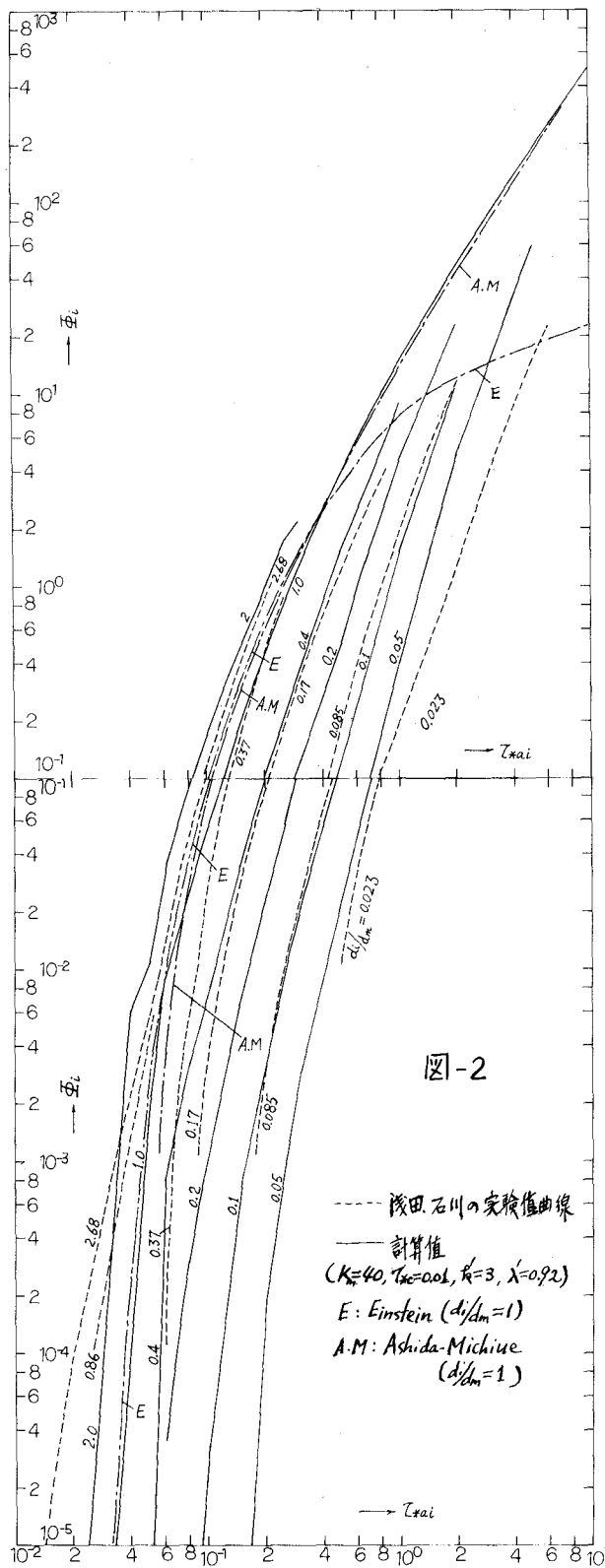


図 - 2

----- 浅田・石川の实验値曲线
 ——— 計算値
 ($K=40, T_{xc}=0.01, k=3, \lambda=0.92$)
 E: Einstein ($d/d_m=1$)
 A.M: Ashida-Michiue
 ($d/d_m=1$)