

急勾配粗面乱流中の限界掃流力について

京都大学 農学部 久保田 哲也 武居 有恒

1 はじめに 山地河川では、ほとんどの場合、急勾配粗面乱流がある。従って、このような水路における移動限界は乱流特性に左右されるので、従来のデータを整理し再検討した結果、抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L を一定とし、限界掃流力を評価するのは各々別の事実を報告する。

2 実験データ 水路の等流区間粗度床上に20個の同径ガラス球を配置し、そのうち最初の球が移動する水力条件を移動限界としたものを、著者のデータもあり、他者のデータは極端に実験条件の異なるものや $d/\delta < 1$ (δ ; 水深, d ; 平均粒径), 砂粒 Reynolds 数 $Re_* < 70$ のものを省いた。なお、これらのデータ砂礫の比重は2.5~2.7, 摩擦角 $\tan \phi \approx 1$ である。

3 結果 まず、従来の研究と同様に勾配補正無次元掃流力 τ_{*sc} を相対水深 h/δ で整理したのが図1にある。図中の曲線は式(1)であらわされる。 $\tau_* = C_D/C_0$, $K \approx \delta/3$, $\varepsilon C_0(1+\tau_* \tan \phi) \approx 1$ とし、 $\tau_{*sc} = K \{ \varepsilon (\bar{u}_*/u_*^2) C_0(1+\tau_* \tan \phi) \}^{-1} \dots (1)$, ε ; 遮蔽係数, $\bar{u}_*$; 代表流速, u_* ; 摩擦速度, K ; 形状係数。図1の曲線は C_0 , C_L を一定とし、 δ/δ である。この曲線とデータ間には、かなり good agreement があり、それは d の小さい程激しい。このバラツキの原因を以下に検討したい。

最初に、研究者間の実験手順や限界掃流力の定義の差による影響の有無につき見ると図2の様になる。これには、著者別に有意な差は見られない。次に、 τ_{*sc} と h/δ , $\tan \theta$, $Re_* = \frac{u_* \delta}{\nu}$ (ν ; 動粘性係数, θ ; 水路傾斜角) の関係を図3~5に掲げた。これらの図から、 $h/\delta = 1$ のものは Re_* の増加に伴い τ_{*sc} は減少するようであり、 $\tan \theta$ の増加に伴うものは全データにわたって増大する傾向が見られる。 h/δ に関し、明確なことは言えない。

4 考察 上記の様なズレは、主として C_0 や C_L を一定とし、 δ/δ に起因しており、Clamen¹⁾らの述べたように C_0 が、古典的研究で一定なレンジにないもの、レイノルズ数 Re と乱流強度 $\bar{u}_*/u_*$ に影響されることを無視したために生じているのかもしれない。また、著者²⁾の実験を整理し、 τ_* と h/δ , $\tan \theta$ との関係を見ると、図6となり、 $h/\delta \geq 1$ は、 $\tau_* \approx 1$ と仮定できるが、 h/δ , $\tan \theta$, Re_* と τ_{*sc} 、特に、

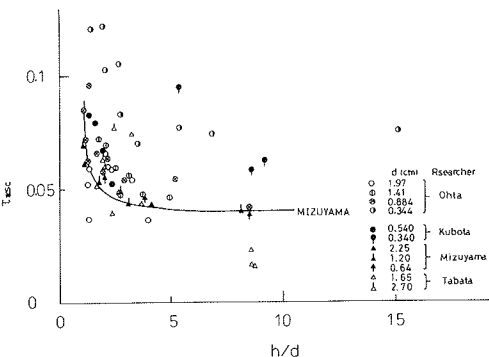


図1 τ_{*sc} と h/δ の関係 ($h/\delta \geq 1$)

$\tan \theta$, Re_* との関係に注目すると、 $\frac{\partial \tau_{*sc}}{\partial (\tan \theta)} = \frac{-K(\partial C_0 / \partial (\tan \theta))}{\varepsilon (\bar{u}_*/u_*^2) C_0(1+\tau_* \tan \phi)} \dots (2)$
 $\frac{\partial \tau_{*sc}}{\partial Re_*} = \frac{-K(\partial C_0 / \partial Re_*)}{\varepsilon (\bar{u}_*/u_*^2) C_0(1+\tau_* \tan \phi)} \dots (3)$ となる。また、 $h/\delta \geq 1$, Clamen¹⁾により、 $C_0 = f(\delta x, Re)$
 $\delta x = \sqrt{\tau_*} / \bar{u}_* = f_{\delta x}(\bar{u}_*/u_*)$, $Re = \frac{u_* \delta}{\nu} = \frac{\bar{u}_* \delta}{\nu} Re_*$, Bayazit³⁾により、 $\bar{u}_*/u_* \propto h/\delta$, $f_{\delta x} = b(\frac{b}{\delta} - \ln Re - \ln C)$
高橋⁴⁾から、 $b > 0 \propto (Fr/\delta)^{-1}$ 。 $\therefore \delta x = \phi(\tan \theta, h/\delta)$, $Re = \psi(h/\delta, Re_*)$ となる。 Fr は フルード数。 h/δ と τ_{*sc} の関係は今回のデータから何も言えないので省く。更に、 $Fr/\delta = Fr + 1$ とし、
 $\frac{\partial C_0}{\partial (\tan \theta)} = \frac{\partial C_0}{\partial \delta x} \frac{\partial \delta x}{\partial (\tan \theta)} = \frac{\partial C_0}{\partial \delta x} \frac{\partial f_{\delta x}}{\partial Fr} \frac{\partial Fr}{\partial (\tan \theta)} \frac{\partial \bar{u}_*}{\partial u_*} \dots (4)$
 $\frac{\partial C_0}{\partial Re_*} = \frac{\partial C_0}{\partial \delta x} \frac{\partial \delta x}{\partial Re_*} + \frac{\partial C_0}{\partial Re} \frac{\partial Re}{\partial Re_*} = \frac{\partial C_0}{\partial \delta x} \frac{\partial f_{\delta x}}{\partial Re_*} \frac{\partial Re_*}{\partial Re} + \frac{\partial C_0}{\partial Re} \frac{\partial Re}{\partial Re_*} \dots (5)$
 $\frac{\partial f_{\delta x}}{\partial Re_*} < 0$, $\frac{\partial Fr}{\partial (\tan \theta)} = \frac{1}{2} \frac{u_m}{u_*} / (\frac{\delta}{u_*} \sqrt{\tan \theta}) > 0$ ($\frac{b}{\delta} \approx 20$, c は代表位置に関する定数) 約

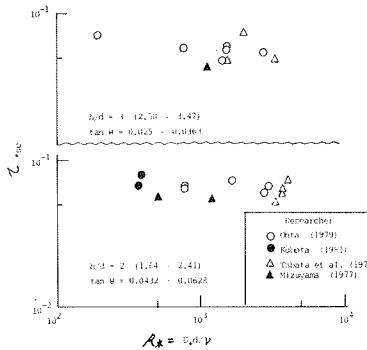


図2 研究者間のデータ比較

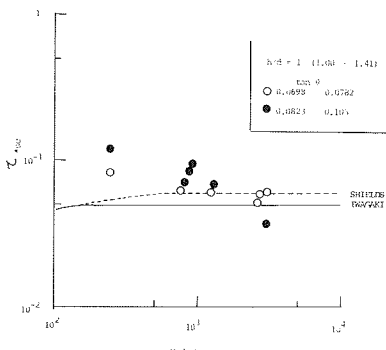


図3 Re^* と τ_{sc} の関係 ($h/d=1$)

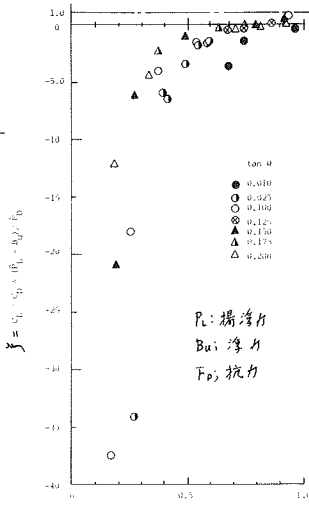


図4 Re^* と τ_{sc} の関係 ($h/d=2, 3$)

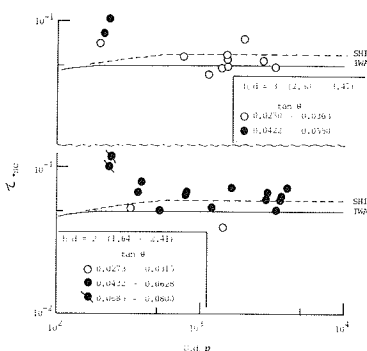


図5 Re^* と τ_{sc} の関係 ($h/d=4, 5, 8.5$)

Regime	$\frac{\partial C_D}{\partial Re}$	$\frac{\partial C_D}{\partial Re^*}$	$\frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re^*}$
I	-	-	+
II ^{注1)}	+	-	+
III	+	+	-

表1. Re^* と τ_{sc} の関係

0.25, $\bar{u}_m$: 平均流速。)又、図7より、今回のデータに対し1は、ほぼ $\frac{\partial C_D}{\partial Re} > 0$ とみなせるの、 $\frac{\partial C_D}{\partial (\tan \theta)} < 0$ 。(2)式より、結局、 $\frac{\partial \tau_{sc}}{\partial (\tan \theta)} > 0 \dots (6)$ 。(6)式の結果は、図3~5の傾向と一致する。更に、 Re^* と τ_{sc} の関係を表1に与えるが、こゝで、 $\frac{\partial C_D}{\partial Re} > 0$ 、かつ、 $\frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re^*} = -\frac{\partial C_D}{\partial Re^*} < 0$ がある。図7の様に、 $\frac{\partial C_D}{\partial Re} > 0$ と $\frac{\partial C_D}{\partial Re} < 0$ の部分があり、前者は Re の小さいレンジに生じるの、 h/d や Re^* の小さい部分では、 $\frac{\partial C_D}{\partial Re} > 0$ (が、表1 Regime III となる可能性も強い。従、1、図3 ($h/d=1$) は、 $\frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re^*} < 0$ とする傾向や、 h/d 大となるにつれ、 $\frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re^*} \approx 0$ とするマと一致する。

5 おわりに 以上の様に、 τ_{sc} は少くとも h/d , $\tan \theta$, Re^* の関数であり、勾配補正の観点から C_D に対する乱流強度や Re の影響を考慮すべきであると言えよう。

参考文献

- 1) A. Clamen et al. : Effects of turbulence on the drag coefficients of spheres in a supercritical flow regime ; AIChE Journal, Vol.15, 1969. (No.2)
- 2) 久保田, 水原, 武居: 新砂防 114, 1980 (p-27).
- 3) M. Bayazit : Journal of Hydraulic Research, 14, No2, 1976, (p-115).
- 4) 高橋, 木村: 土木学会第32回年講概要, 1977. (p-275)

注1) $\left| \frac{\partial C_D}{\partial Re} \right|$: 絶対値は、Regime II < III である。

注2) $\odot$: $\frac{\partial C_D}{\partial Re} > \frac{\partial C_D}{\partial Re} \frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re}$, $\ominus$: $\frac{\partial C_D}{\partial Re} < \frac{\partial C_D}{\partial Re} \frac{\partial \tau_{sc}}{\partial Re}$.

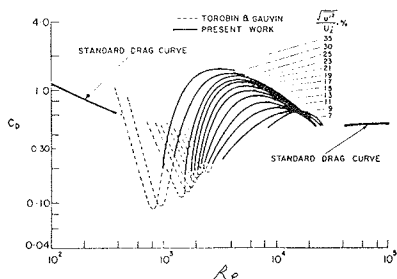


Fig.7 Effect of relative intensity on the drag coefficients of spheres.

図7 Re , $\frac{U_{rms}}{U_\infty}$ と C_D の関係¹⁾