

徳島大学 正員 岡部 健士
同 正員 杉尾 裕三郎
同 学生員 加藤 佳夫

くまえばき。 Lower Regime にある移動床の抵抗予測の一段階として、河床波形が与えられた場合の抵抗を評価する試みがいくつかなされている (Yalin, Vanoni-Hwang, Simons-Richardson, Alam-Kennedy, 芦田一田中)。各研究では、河床波が存在するために付加されたと思し得る Energy Loss や水深の増加量の見積り方が考究されている。これらとは別に、著者は、2次元河床波上の流れの一つの断面における流速分布を推定し、それを積分して抵抗式を導き、Guy-Simons らの実験資料の一部を利用して有用性を示した (第30回年議)。本報告では著者の式をより多くの実験資料を用いて検討すると共に、精度の向上および式の修正を目的とした2, 3の考察を紹介する。

2. 抵抗式の検討 著者が提案した式を(1)式として再記する (記号は図-1)。本式は、砂面近傍およびその上方の流れをそれぞれ自由乱流および剪断乱流と仮定して得られた流速分布式を積分して導かれたものであり、剥離の長さ、自由乱流の到達高さ、形状抗力に関する係数 α , β , C_0 が導入されている。ただし、表面抵抗の評価は、従来の手法と同様に、相当粗度 R_s を利用してなされている。

$$\frac{V_m}{u_{*0}} = \left[(1 - \alpha \Delta / \lambda) / \phi^2 + \frac{C_0 \Delta}{2 \lambda} \left(\frac{h_m}{h'} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{f_2(\eta) h'}{\phi_0 \cdot h_m} \right\}^2 \right]^{-1/2} \quad (1)$$

ここに、 $u_{*0} = \sqrt{g R_m I}$, $\phi_0 = 6.0 + 5.75 \log (h_m / R_s)$,

$$\eta = \frac{\beta \Delta}{h_m + \Delta/2 - z} \approx \frac{\beta \Delta}{h_m + \Delta/2},$$

$$f_1(\eta) = (1 - \eta) + \frac{\eta - (2/5) \{ 1 - (1 - \eta)^{5/2} \}}{1 - (1 - \eta)^{3/2}},$$

$$f_2(\eta) = \sqrt{1 - \eta} \{ 5.75 \log (1/\eta) - 2.5(1 - \eta) \}$$

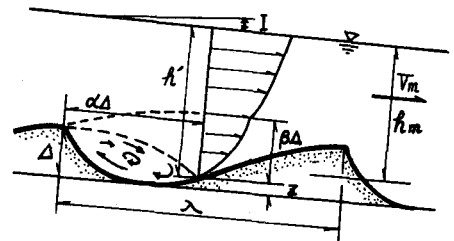


図-1 河床波上の流れの模式図

計算には、表-1に掲げた実験資料を用いた。まず、 h_m を岩垣公式で算出し、 α および β を、それぞれ4~10および1~2の範囲で変化させながら C_0 を逆算し、そのバラツキが最小になるような α , β の組合せを探して、

$\alpha = 6.0$, $\beta = 1.5$, C_0 の平均値 = 0.38 を得た。

つぎに、これらの数値を用いて計算された流速と実験値とを比較したのが図-2 である。

AUTHOR	GRAIN SIZE (mm)	WIDTH (cm)	RIPPLES	DUNES
GUY SIMONS et	0.19-0.93	243.84 60.90	49	109
VANONI	0.13-0.19	26.67 110	13	0
ACKER	0.16-0.39	80-300	16	0
土木研究所	0.30-2.00	30, 80 90	9	33
TANAKA	0.73	50	0	14

表-1 実験資料 (総計 243 個)

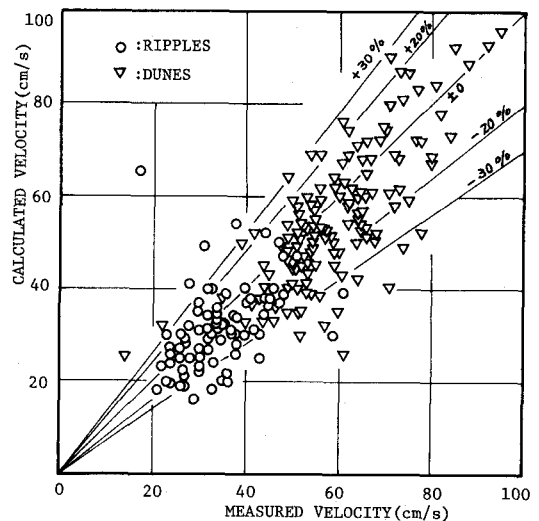


図-2 (1)式による計算値と実験値との比較

本図に描かれた描点の約90%が誤差±30%以内に、また約70%が誤差±20%以内にあり、(1)式は、これまでに記したような取扱いをする場合でも、かなり有用性を持つのがわかる。ところで、式の誘導過程における諸仮定が妥当であるとするれば、描点群のバラツキの主な原因は、①河床波の波長と波高を平均値で代表させたこと、② C_0 を岩垣式で算定したこと、③流れを2次元とみなしたこと、④ α 、 β を定数とみなしたこと、⑤ C_0 を定数とみなしたこと——なる5点にあると考えられる。しかし、これらの問題は、いずれも極めて難解なものであるから、全てを考慮しながら議論を進めることは不可能である。そこで、著者らは①、②、④については考察せず、上記の値の α および β に対して逆算された C_0 を利用して若干の考察を加えることにした。

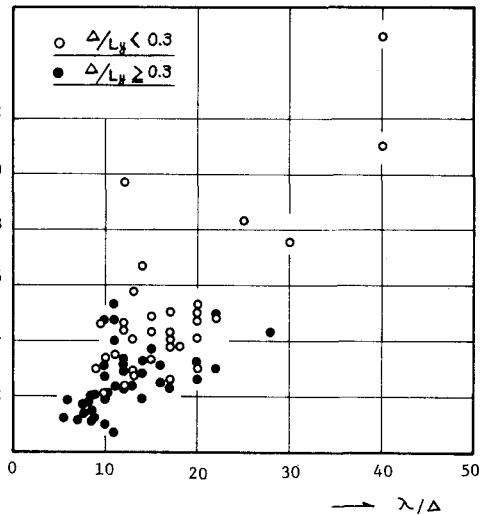


図-3 $C_0 \sim \lambda/\Delta$ 図 (Ripples)

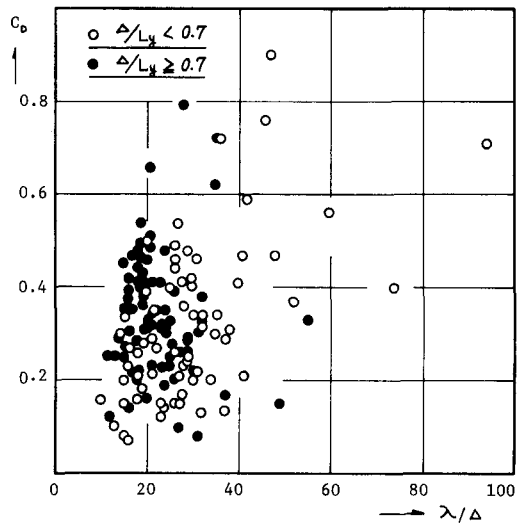


図-4 $C_0 \sim \lambda/\Delta$ 図 (Dunes)

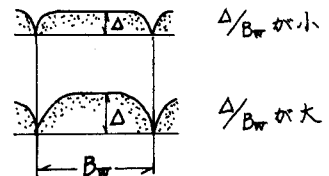


図-5 河床波の3次元性

さて、完全に2次元的な河床波が形成されることはまれである。とくに、幅の広い水路に生じた比較的大きいスケールの河床波は、3次元的な形状を呈する傾向が強いようである。また、連続する河床波の形状抗力には、相互遮蔽の影響が現れるであろう。この2点をまったく考慮することなく逆算された C_0 は、当然これらの影響を受けているはずである。以上のような考えのもとに C_0 の値を調べたのが図-3 (Ripples) および図-4 (Dunes) である。このとき、3次元性の尺度には、上野が三角形断面の粗度を用いて得た“渦運動の横方向の代表スケール L_y ”と波高との比 Δ/L_y をあてるとにした。

$$\langle \text{上野の実験式} \rangle \quad L_y/H = 56.4 Re^{-0.375} (\Delta/H)^{0.5}$$

ここに、 H = 水深、 Re = Reynolds 数

すなわち、河床波の幅 B_w が L_y に比例し、かつ、 Δ/B_w が3次元性の一尺度だとみなしたのである(図-5参)。ただし、3次元性をこのような無次元量で表現することの可否については、確たる裏付けがないので、両図の描点は Δ/L_y が比較的大なる場合(●)と、 Δ/L_y が比較的小なる場合(○)との2種の区別しかされていない。

Ripples に対する C_0 は、 λ/Δ とかなり強い相関をもち、しかも、 Δ/L_y の大小が $C_0 \sim \lambda/\Delta$ 関係にわずかな相違を生じさせているようである。一方、

Dunes の C_0 と λ/Δ あるいは Δ/L_y の間には、有意な相関を見出せない。

3. あとがき 著者が提案した抵抗式を数多くの実験資料を用いて検討し、有用性を確かめた。さらに、 C_0 の変化がいかなる水理量に支配されているかを調べた結果、Ripples に対する C_0 の性質の一部が明らかにされた。今後は、とくに Dunes が形成された流れの諸特性を詳細に考察し、抵抗式の精度向上の一助としたい。

(参考文献) 1) 杉尾・岡部：河床波上の流れの水理学的特性について；第30回年講，II-202，昭50。

2) 上野：浪状路床上の流れの路床近傍の流況特性について；第30回年講，II-190，昭50。