

北工学部 正員 森 明 巨

岸 力

1. 緒言 前回の報告では、河床波のスペクトラムが universal な形で与えられるとしたが、その後新たな資料を加えて検討した結果、水理条件により形状が異なることがわかった。また流速変動のスペクトラムは kh ($k=1/\text{波長}$, h : 水深) < 0.5 では potential flow で近似できるが $kh > 0.5 \sim 1$ では河床波と流速の関係が異なった Mechanism に支配されていることがわかった。

2. 河床波のスペクトラム スペクトル⁽¹⁾の形状の相違を表わすパラメーターとして L_1/L_2 を導入した。ここで、 $L_1 = \sigma_y^2/M_1$, $L_2 = \sigma_y^2/M_2$, σ_y^2 : 河床変動の分散, $M_1 = \int_0^\infty k^2 S_y(k) dk$, $S_y(k)$: 河床波のスペクトラム。河床形状と L_1/L_2 の関係とみるために、図-1 に岸、黒木タイプスラムと L_1/L_2 の実測値とともに示した。図によれば、 L_1/L_2 は dune から transition に移行するとともに増大する傾向がみられる。transition では浮遊砂量が増大し、浮遊砂量は U_b/w_0 (U_b : 摩擦速度, w_0 : 砂粒の沈降速度) と関係があるので両者の関係を調べたのが図-2 である。図によれば $U_b/w_0 < 1$ では $L_1/L_2 \approx 1.4$ であり $U_b/w_0 > 1$ では L_1/L_2 は U_b/w_0 とともに増加する傾向がみられる。

河床波のスペクトラムは図-3 からわかる通り (1) 式で近似された。

$$\frac{F_n(k)}{\sigma_y^2 L_2} = \frac{4}{\pi} \frac{\cos \theta/2}{1 + 2 \cos \theta (L_1 k)^2 + (L_1 k)^4}, \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{\pi \sin \theta/2}{\theta} \quad (1)$$

3. 流速のスペクトラム 著者らは流速の低波数域におけるスペクトラムが (2) 式で近似できることを示した。ここで、 U_m : 平均流速、

$$S_u(k, f) = \left[\frac{2\pi U_m h (\cosh 2\pi k h + 2\pi F^2 k h \sinh 2\pi k h)}{\sinh 2\pi k h - 2\pi F^2 \cosh 2\pi k h} \right]^2 S_y(k) \quad (2)$$

F : フルート数。いま、 $S_y(k)$ に (1) 式を用い、河床波の移動速度が同波数 f に依存しないものとした場合の (2) 式の計算値が実測値とともに図-4 に示されている。図からわかる通り $kh < 0.5$ で両者は良く一致している。

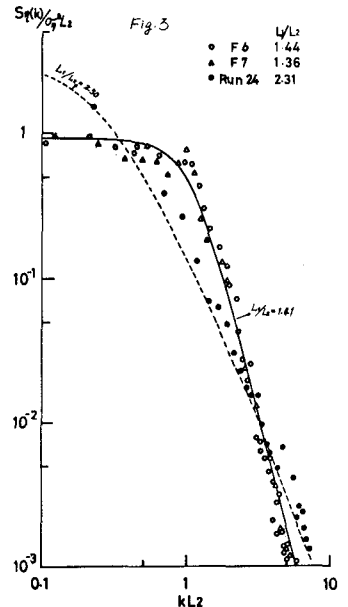
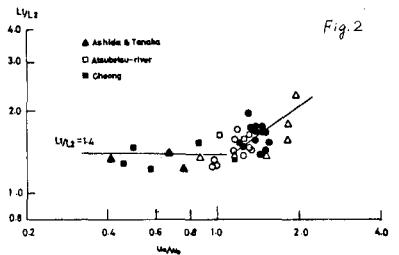
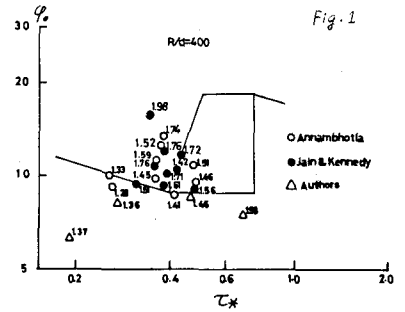
一方、乱流域では、流速記録と河床波が大きく変動しはる程度の時間々隔で区切った場合、各区間におけるスペクトラムが (3) 式で近似できることを示した。ここで、 W^2 : 乱流強度、 T_E : time scale。このことから、全区

$$S_{ui}(f) = \frac{4W^2 T_E}{1 + (2\pi f T_E)^2} \quad i: \text{区間の番号} \quad (3)$$

$$S_u(f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{ui}(f) \quad N: \text{区間数} \quad (4)$$

間で計算されたスペクトラムが (4) 式で近似されることが予想される。図中の実線は (4) 式の計算値で実測値と良く一致しているのかわかる。

両者の中間領域 $f = 0.002 \sim 0.05 \text{ Herz}$ では、(2), (4) 式では説明ができず、河床波と流れの関係がこれらとは異なった Mechanism に支配されていると考えられる。図-5 は上述の流速記録の各区間における $\bar{u}$ (平均流速), W^2 , S_k (歪度) の変化をみたものであるが、 $\bar{u}$ は W^2 , S_k と逆位相となる傾向があ



る。図-6は波数による u' と S_d 間の位相差 θ の変化をみたものであるが、波数によらずほぼ $\theta \approx \pi$ である。図-6もは流速の小さい部分では乱流強度が大きい、時々流速の大きい流体塊が混入し、流速の大きい部分ではこの逆となっていることを示している。このことから中間領域では、前者は上昇流により、後者は下降流より形成されているものと推定される。Allen⁽⁴⁾によれば図7の様に流れに対して斜めにcrestがある場合、crestより剥離し、reattach 後逆流する流体は矢印の様な軌跡にそって流下する。従って、図における①の部分では流速の小さい上昇流、②の部分では流速の大きい下降流が発生し、両者の流速差はかなり大きくなるであろう。著者らの実験では波長が水深程度の河床波は、横断方向に不規則に変化しており図の様な流れが発生しているものと予想される。木下は、モデル河床波上の流れを詳細に測定し、河床形状及び波長—水深比が適当な条件にあれば上述の流れの影響が水面にまで及ぶことを示した。著者らの実験では木下のモデルと河床波の形状がかなり異なるが、水深の相当部分まで影響するものとし、両者の流速差が u_{rms} に、混合の程度が kR に支配されるものとする。中間領域のスペクトラムは(6)式で与えられる。

$$S_d(k)/u_{rms}^2 = \Phi(kR) \quad (5)$$

図-8はこの関係を調べたものであるが比較的に散らばりが小さいのがわかる。図のスペクトラムは(4)式から計算される乱流成分を除いてある。

4. おわりに 本研究で用いた資料は砂粒の平均粒径が $0.2 \sim 0.3 \text{ mm}$ のものが主であり、更に大きい粒径の砂粒での検討が必要であるが、以上の結果から次のことが推察される。 1. 河床波のスペクトラムは dune ではほぼ相似な形をしている。 2. transition のスペクトラムは、低波数域が卓越してくることから、dune 河床は短波長のものから崩壊するように思える。 3. 河床波上の流れの平均流速の振中は、potential flow によるものと剥離域からの流速の小さい流体の上昇流からなり、 $\gamma R > 2$ では前者が卓越し、 $\gamma R < 2$ では、後者と河床波が相互に干渉し potential flow による流速差よりも大きい流速差を生じさせる。

参考文献 1) 森 岸、藤田：土木学会第31回年講工180, 2) 岸、森：土木学会第30回年講 II-14, 3) Allen: Current Ripple, 4) 木下：昭和51年度北海道開発局委託調査

