

底質浮遊による波浪エネルギーの消散機構に関する考察

京都大学工学部 正員 浅野 敏之 電源開発(株) 正員 河田 暢亮 大阪市 正員 寺川 孝

1.はじめに 従来、波動による底面摩擦力は固定床を対象とした実験や理論に基づいて評価されているが、移動床の上では底質の移動によって底面摩擦力は固定床上のそれから変化することが予想される。しかし、この方面の研究は極めて少なく、底質移動が顕著な場合の波高減衰や、底質粒子への作用力の見積については信頼できる知見がない。本研究は浮遊の効果を考慮した振動流境界層の解析を行ってエネルギー消散機構を考察することにより、この課題を検討しようとしたものである。

2. Carstensらの実験の概要 Carstensら(1969)は振動流水槽を用いて平坦床上及び砂漣上におけるエネルギー減衰を調べた。平坦床上と砂漣上のエネルギー減衰は、振動流の振幅を一定に保つために必要な仕事量から逆算されるが、その値には側壁や振動流の鉛直部分での摩擦損失等が含まれることになる。そこで滑らかなアルミニウム板で被ったときのエネルギー減衰量を測定し、これを差し引くことによって、平坦床及び砂漣上のエネルギー減衰を純粹に取り出そうとした。本研究では彼らの実験結果に基づき、移動床上のエネルギー消散について以下のように考察した。

3. 移動床上でのエネルギー消散の理論解析 浮遊砂を含む振動流流れの1周期当りのエネルギー消散量は、開水路流れにおける板倉・岸(1980)の研究にならうと次式で計算される。

$$\frac{1}{T} \int_0^T \int_0^R (g\rho'w' + D_G + D_F) dt dz \quad (1)$$

ここに、 T は周期、 ρ' は濁水密度の変動成分、 w' は鉛直方向速度の変動成分である。第一項は重力に逆らって砂粒子を浮遊させるために消散されるエネルギー、第二項は浮遊砂粒子の回転や衝突、水粒子との相対速度などによって消散されるエネルギー、第三項は流体粘性によって消散されるエネルギーである。まず、第一項は次式のように変形される。

$$\frac{1}{T} \int_0^T \int_0^R g\rho'w' dt dz = g\rho(s-1)w_0 \int_0^R \bar{c} dz \quad (2)$$

ここに、 ρ は濁水密度、 s は砂粒子の比重、 w_0 は沈降速度、 $\bar{c}$ は浮遊砂濃度の1周期平均値である。次に、第二項においては、Bagnold(1954)によって示された dispersive stress を用いて、この時の応力を次式で表す。

$$F_s = 2.2 \lambda_b^{\frac{2}{3}} \mu \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \frac{\partial u}{\partial z} < \frac{40\mu}{\lambda_b^{\frac{2}{3}} \rho_s D^2} \quad (3)$$

ここに、 μ は粘性係数、 D は粒径、 ρ_s は砂粒子の密度、 λ_b は linear concentration である。 σ を角周波数、 $\hat{u}_0$ を境界層外縁の水粒子速度振幅として境界層内の流速勾配を $\partial u / \partial z = \zeta \hat{u}_0 \cdot \cos(\sigma t) / \delta_w$ で近似し $z = \delta_w$ まで積分すると第二項は次式のように得られる。

$$\frac{1}{T} \iint D_s dt dz = \frac{1}{T} \iint F_s \frac{\partial u}{\partial z} dt dz = 1.1 \lambda_b^{\frac{2}{3}} \mu \zeta^2 \frac{\hat{u}_0^2}{\delta_w} \delta_s \quad (4)$$

ここに、 ζ は補正係数である。 δ_w は境界層厚さであり、Jonsson(1980)が乱流境界層厚について従来の実験結果を整理・解析して得た次式を用いる。

$$\delta_w = 0.072 (a^2 k_b)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

ここに、 a は水粒子軌道振幅、 k_b は粗度高さである。また、 δ_s は saltation 層厚さであり、Grant-Madsen(1982)の取り扱いにならうと次式で評価する。

$$\delta_s = 160 (s+0.5) D \theta_c \left\{ \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^{\frac{1}{2}} - 0.7 \right\}^2 \quad (6)$$

Toshiyuki ASANO, Nobuaki KAWATA, Takashi TERAKAWA

ここに、 θ 、 θ_c は各々Shields数、限界Shields数である。最後に、第三項は次式で表される。

$$\frac{1}{\tau} \iint D_f dt dz = \frac{1}{\tau} \iint \tau_b \hat{u}_p \cos \theta t dt dz = \frac{2}{3\pi} \rho f_0 \hat{u}_p^3 \quad (7)$$

ただし f_0 は、固定床上の摩擦係数であり Swart(1976) により得られた次式を用いる。

$$f_0 = \exp \left\{ 5.21 \left(\frac{2D}{\hat{u}_p \sigma} \right)^{0.194} - 5.98 \right\} \quad (8)$$

以上より (1) 式は、(2) 式、(4) 式、(7) 式により次式のように表される。

$$\frac{1}{\tau} \iint (g \bar{p} \bar{w} + D_a + D_f) dt dz = g \rho (s-1) w_0 \int \bar{c} dz + 1.15^2 \lambda_b^{\frac{3}{2}} \mu \frac{\hat{u}_p^2}{\sigma^2} \delta_s + \frac{2}{3\pi} \rho f_0 \hat{u}_p^3 \quad (9)$$

上式より移動床上的エネルギー逸散係数 f^* は次式のように得られる。

$$f^* = f_v + f_a + f_0 = \frac{1.5\pi g \rho (s-1) w_0 \int \bar{c} dz}{\hat{u}_p^3} + 1.65\pi \zeta^2 \lambda_b^{\frac{3}{2}} \mu \frac{\delta_s}{\sigma^2 \hat{u}_p} + f_0 \quad (10)$$

第一項の $\int \bar{c} dz$ の評価において、浮遊砂濃度分布は Skafel-Krishnappan(1984) の拡散係数が水粒子軌道振幅と摩擦速度の積に比例するとして得た拡散方程式の解析解を用い、基準面濃度は定常流での Engelund-Fredsoe (1976) の方法を準用した。

4. 実験結果と計算結果の比較

図-1、図-2はそれぞれ平坦床上、砂澱上のエネルギー逸散量の実験値と計算値を比較したものである。これらの図から掃流力が大きい時に実験値と計算値の良好一致が見られる。本研究は掃流力が大きく砂が十分に浮遊している状態を対象としており、そうした状態での (9) 式の妥当性を示すものである。

図-3、図-4はそれぞれ砂澱上の摩擦係数の実験値 f_{exp} と固定床上の摩擦係数の計算値 f_0 、砂移動の効果を考慮した移動床上的摩擦係数の計算値 f^* とを比較したものである。これらの図から f_0 だけでは実験値よりかなり小さい値となり、砂移動の効果を考慮した f^* の結果は実験値と良く一致することがわかる。

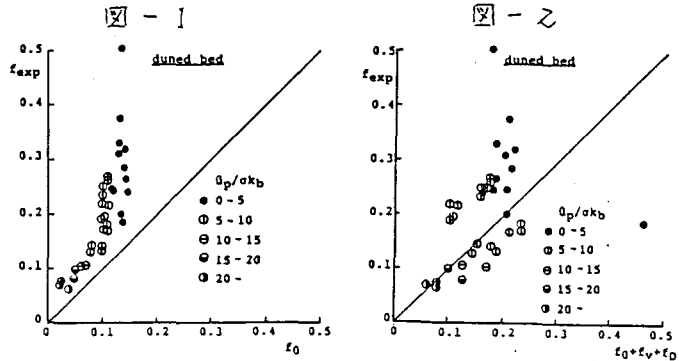
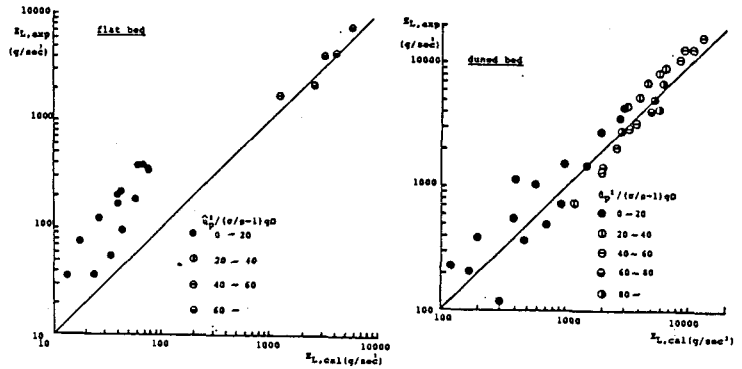


図-3

図-4

ただし、図-1、2、4で掃流力が小さいと実験値と計算値に差異が見られるが、これは主として掃流力が小さいとエネルギー逸散量も小さくなり、こうした時の Carstens らの実験値の測定精度の問題が考えられる。

5. まとめ 以上述べたように、移動床上的エネルギー逸散係数として (10) 式を提案し、その計算結果は Carstens らの実験結果とかなり良い一致を見ることがわかった。しかし、現時点での取り扱いにはいくつかの問題点も残されており、今後さらに、移動床近傍での水粒子速度や応力場等について信頼できる実験結果を集積し、それらの問題点を解決していくことが本課題の解明に向けて必要となろう。