

群馬工業高等専門学校 正会員 ○山本好克
東京都立大学大学院 学生員 余湖由紀夫

1.まえがき;本研究は,海浜変形と乗砂に関する基礎資料を得るために,波による底質のふるい分けを主眼とし, Eagleson の砂粒の運動に関する理論¹⁾の不満足点を補正し,底質として“メサライト”を用い,大小の粒径が一様に分布するように配合して,二次元海浜模型について実験を行い,理論との比較検討を試みた。

2.砂粒の運動;微小振幅波における波の速度ポテンシャルを, $\Phi = A \cosh k(z+h) \sin(kx - \sigma t)$ ---- (1) とおき,水粒子の水平速度 u を求めると次式のごとくなる。 $u = kA \cosh k(\bar{z}+h) \cos(k\bar{z} - \sigma t) + \frac{k^3 A^2}{2\sigma} \{ \cosh 2k(\bar{z}+h) - \cos(k\bar{z} - \sigma t) \}$ ---- (2)

i) 砂粒の初期運動: 図-1 において, 砂粒の支点 A (又は A') に関する釣合式を考えんと,

$$\beta_s \frac{\pi D^3}{16} u_s^2 \left[C_0 (1 + \cos \phi_s) + C_L \sin \phi_s \right] = \beta_s \left(\frac{\bar{z}_s}{S_s} - 1 \right) g \frac{\pi D^3}{12} \sin(\phi_s \pm \alpha) \text{ ---- (3)}$$

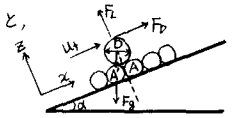


図-1

ここに α : 砂粒面勾配, ϕ_s : 砂の水中安息角, S_s, S_f : 砂粒と流体の比重

ここで $C_0 = 19.24 / u_s D$, $C_L = 0.85 C_0$, $\cos \alpha \approx 1$ とおき, (2) 式において, $\bar{z} = -h$ で波の峰 ($k\bar{z} - \sigma t = 0^\circ$) が通過する時の移動限界の粒径 D_{t1} は, 深海波高 H_0 , 波長 L_0 を用いて表わすと (4) 式に, また波の谷 ($k\bar{z} - \sigma t = 180^\circ$) が通過する時の移動限界の粒径 D_{t2} は, (5) 式となる。

$$D_{t1} = \left\{ 26.9 \mu T \frac{S_f}{S_s - S_f} \left(\frac{H_0}{L_0} \right) \frac{f_2(\eta/L_0)}{\tan \phi_s + \sin \alpha} \right\}^{1/2} \text{ ---- (4)}, \quad D_{t2} = \left\{ 26.9 \mu T \frac{S_f}{S_s - S_f} \left(\frac{H_0}{L_0} \right) \frac{f_2(\eta/L_0)}{\tan \phi_s - \sin \alpha} \right\}^{1/2} \text{ ---- (5)}$$

ここに $f_2(\eta/L_0) = \{ (\sinh kh)^2 \tanh kh + kh (\tanh kh)^2 \}^{1/2}$

ii) 砂粒の確定移動: 砂粒子の運動の速度 U_s が, 水粒子の速度 u に比べ非常に小さいと仮定すると, 斜面上岸向きに砂粒が動く場合の運動方程式は次式のごとくなる。

$$M_s \frac{du_s}{dt} = M_f \frac{du}{dt} + C_M M_f \left(\frac{du}{dt} - \frac{du_s}{dt} \right) + C_D \beta_s \frac{\pi D^3}{8} |u - u_s| u - g(M_s - M_f) \sin \alpha - E \left\{ g(M_s - M_f) \cos \alpha - C_L \beta_s \frac{\pi D^3}{8} u \right\} \frac{u_s}{|u_s|} \text{ ---- (6)}$$

ここに M_s, M_f : 砂粒と流体の質量, C_0, C_L : 抗力と揚力係数, C_M : 質量力係数, E : 摩擦係数

ここで $G = C_D \beta_s \frac{\pi D^3}{8} |u - u_s|$, $G' = C_L \beta_s \frac{\pi D^3}{8} |u|$, $\frac{M_f(1+C_M)}{M_s+C_M M_f} = N_1$, $\frac{G+EG'}{M_s+C_M M_f} = N_2$, $\frac{g(M_s-M_f)}{M_s+C_M M_f} (\sin \alpha + E \cos \alpha) = N_3$

とあくと, (6) 式は次式になる。 $\frac{du_s}{dt} = N_1 \frac{du}{dt} + N_2 u - N_3$ ---- (7)

(2) 式に, $\bar{z} = -h$ において (7) 式に代入し, 砂粒の移動距離として, 波の峰が通過 ($u > 0$) する $t_1 = T/4$ から $t_2 = T/4$ までの $T/2$ 時間積分し, t_1 での積分定数を求めてやると, 移動距離 l_{s1} は次式のごとくなる。(但し $\bar{z} = 0$ と仮定)

$$l_{s1} = 2 \frac{N_3 A}{g} + \frac{N_2 k A^2}{20 T} - \frac{N_1 k A^2}{40 T} + \frac{N_2 k A^2}{160 T} T^2 - \frac{N_3}{8} T^2 \text{ ---- (8)}$$

波の谷が通過することによる砂粒の移動については, その基本式は (7) 式において, N_3 の代わりに $N_3' (= \frac{g(M_s-M_f)}{M_s+C_M M_f} \times (\sin \alpha - E \cos \alpha))$ を入れ, $t_1 = T/4$ から $t_2 = 3T/4$ まで積分し, t_1 での積分定数を求めてやると, 移動距離 l_{s2} は,

$$l_{s2} = -2 \frac{N_3' A}{g} - \frac{N_2 k A^2}{20 T} + \frac{N_1 k A^2}{40 T} + \frac{N_2 k A^2}{160 T} T^2 - \frac{N_3'}{8} T^2 \text{ ---- (9)}$$

よって, 一周期丁度には砂粒が移動する距離 l_s は, 次式になる。

$$l_s = l_{s1} + l_{s2} = \frac{N_3 k A^2}{80 T} T^2 - \frac{N_1 k A^2}{20 T} T^2 - \frac{1}{8} (N_3 + N_3') T^2 \text{ ---- (10)}$$

波に砂粒の平均移動速度 $\bar{u}_s$ は, $\bar{u}_s = \frac{l_s}{T} = \frac{g+EG'}{M_s+C_M M_f} \frac{k A^2}{20 T} - \frac{M_f(1+C_M) k A^2}{M_s+C_M M_f} \frac{1}{24} - \frac{g(M_s-M_f)}{4(M_s+C_M M_f)} \sin \alpha$ ---- (11)

ここで $C_M = 0.6$, $\bar{u}_s = \frac{k A^2}{24 T} = \frac{g+EG'}{8(\sinh kh)^2}$ とおき, $\bar{u}_s = 0$, すなわち砂粒が移動のない往復運動をする粒径 D_c を H_0 , L_0 を用いて求めると次式のごとくなる。

$$D_c = \left\{ \frac{0.225 \pi T \cdot \mu \cdot f_2(\eta/L_0)^2}{(S_s - S_f) \sin \alpha + 0.2 \pi \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^2 f_2(\eta/L_0)} \right\}^{1/2} \text{ ---- (12)}, \quad \text{ここに } f_2(\eta/L_0) = \frac{(\cosh kh)^2}{(\sinh kh)^2 + \cosh kh}$$

iii) 底質の粒径分布: (12) 式は, 勾配 α の水深 h での確定移動のない粒径を与え, この D_c より大きい砂は重力の作用で沖方向に移動し, 小さい砂は波の流体力によって, 岸方向に移動する。また (4) 式の D_{t1} より大きい砂は波の峰の通過による水粒子運動によっても岸方向には移動しないし, (5) 式の D_{t2} より大きい砂は波の谷の通過によっても

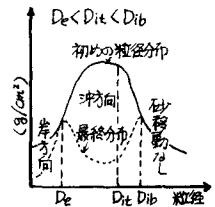


図-2. 粒径分布

も砂方向に移動には移動しない。したがって、図-2 に示すように、長時間の波の作用の後、粒径の大きさに
 より、二つの山形の分布が形成されることにはなる。

3. 実験装置及び方法と実験結果；

図-3 に示すように、長さ 27m、幅 50cm、深さ 80cm の鋼板両面ガラス張りの二次元造波水槽内に、
 図-4 に示す粒径分布の“メサライト”を用い、1/10 の
 一様勾配で高さ 70cm までは盛り上げ、その水以後を水
 平とした模型海床を構築し、水深を 50cm として、
 表-1 に示す実験条件のもとに、永井等の研究から、
 3 層波であることにより、海床は平衡状態に達した
 と判断し、冲波波高 H_0 、碎波位置、碎波水深、碎波
 波高、波のはいり高さはとろ眼（側面ガラス面
 上に作製）及びスケールを用いて測定した。また平

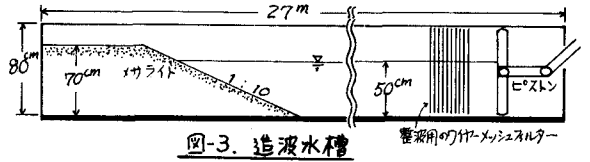


図-3. 造波水槽

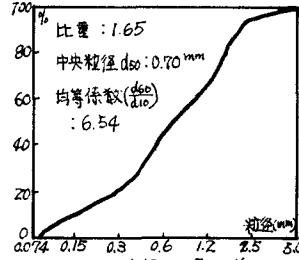


図-4. 粒径加積曲線

Case	周期 T(sec)	沖波波高 H ₀ (cm)	Case	周期 T(sec)	沖波波高 H ₀ (cm)
1-1	1.0	5.0	2-2	1.4	9.9
2	1.2	5.3	3	1.7	9.8
3	1.4	5.3	4	2.0	9.8
4	1.6	5.1	5	2.3	9.5
5	2.0	4.8	3-1	1.4	2.8
6	2.4	4.5	2	1.4	8.0
7	2.8	4.5	3	1.4	12.7
2-1	1.1	10.0	4	1.4	13.0

表-1. 実験条件

衡勾配の特徴的な位置数ヶ所を選んで調査点とし、各調査点を中央として、5mm/10cm 程度の幅で、表面約 3mm²
 の砂を採取して粒度分析を行なった。実験結果と、水温 10°C での動粘性係数 $\nu = 0.0131 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、メサライトの水中
 安息角 $\tan \phi_{\text{ps}} = 0.64$ を用いた D_e , D_t , D_b の計算値及び Eagleson による D_e , $D_i^{(1)}$ と比較すると、図-5 のこ
 とである。

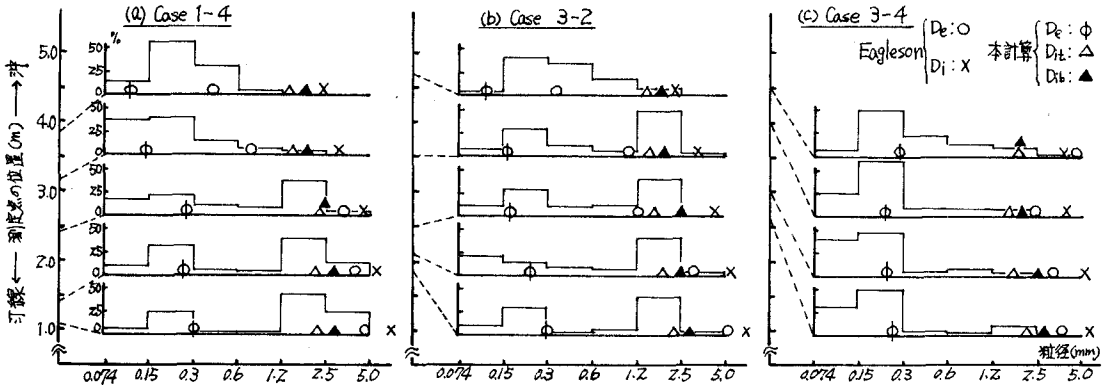


図-5. 実測値と計算値との比較

4. 結論；2-iii) で述べたように、平衡状態での粒径分布は、二つの山形を形成することにはなるが、実験結果の
 例図-5-(c) に於て、一つの山形が形成された。このことを浮遊砂力によるものと考えたと、(a), (b) 及び (c) 式によ
 る計算値と実験結果とは能率的に良い一致を示しているが、Eagleson の式による計算値は、やや実験値とは異
 なる。これは、本研究では、波の作用は 1 サイクルだけあるとした点、及び波の 1 サイクルに波の峰と谷の通
 過による水粒子運動を区別した点とによるものと考えられる。又、(c) 式での仮定は適切であったと思われる。

今後、初期勾配、破砕勾配等を幅広く変えて実験を行ない、本計算法の検討を加えていきた...と考える。

最後に、本研究に関し、終始御指導下さった東京都立大学の丸井信雄先生、及び適切な助言を下された環因新
 太郎先生に対し、感謝する次第を。す。

[参考文献]

- (1) Eagleson, P.S., R.G. Dean and L.A. Peralta: "The Mechanics of the Motion of Discrete Spherical and Bottom Sediment Particles due to Shallowing Waves" Tech. Memo., No. 104 (1958), B.E.B. (2) N. Marui, S. Hotta and T. Aizawa: "Experimental Study of the Two Dimensional Equilibrium Profiles of Beaches with the Sweep Initial Slopes" Tech. Memo., No. 21 (1971), Tokyo Metropolitan Univ. (3) 井島武士: "海岸水理学" 水工学便覧