

波による底質の変形について

松 梨 順 三 郎*・大 味 啓 介**

1. 緒 論

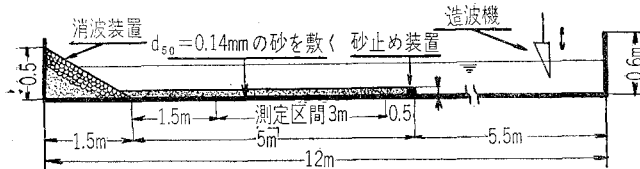
一般に砂れんの発生する契機または原因は、第1に流れが与えられ、その流れの状態が特定の条件をみたす場合、第2に局所的洗掘が与えられた場合、第3に波動が与えられた場合などが考えられる。波動が与えられると常に砂れんは発生するのか、それとも流れの場合のように砂れん発生のための特定の限界条件が存在するのか、流れと波動が同時に与えられた場合はどのような現象がおこるのかなどの諸問題は、流れにおける砂れんの発生機構との関連において非常に興味のある課題である。これらの問題は従来工学上の問題としては、直接的にはそれほど重要でないと考えられ、さらに問題の解明の困難性のために、等閑に付せられていたきらいがあるように思われる。いっぽう洪水流による河道の変動、流砂量の推定、海底摩擦による波高の減衰、および沿岸漂砂の特性などの諸課題は工学上きわめて重要な問題である。この工学上の重要問題の解明に当たって、上述の流れおよび波動による砂れんの問題は、まず第1に解明しておかねばならない最も基礎的な課題の一つであり、砂の移動そのものの基本的特性を表わしていると思われる。著者らの1人はここ数年来、流れによる砂れんの特性について研究してきたが、ここでは、それによって得た知識をもとにし、砂れんと波動との関連性に注目してなされた実験の概要をのべるとともに、若干の理論的考察結果についてのべることとする。

2. 実 験

(1) 実験装置

図-1 は実験装置の概要を示す。すなわち、長さ 12 m、幅 0.5 m、深さ 0.6 m の鋼製一部透明アクリライト板張りの水路で、その一端にプランジャー式造波機（周期 3~0.5 秒、float の上下動は 20 cm まで調節可能）をとりつけ、他端に 1/3 勾配をもつ消波装置を設置した。

図-1 実験装置



底質としては中央粒径 $d_{50}=0.14\text{ mm}$ の比較的一様な砂を用いた。消波装置端から 5 m の区間に厚 7 cm に一様に砂を敷き、その先端に木製の砂止め装置を設置した。

(2) 現象の観察

造波機の機械的特性と水位が与えられると、造波機の造波特性の範囲は規定される。いっぽう底質の特性が与えられると、これらの造成波によって水平床に砂れんが形成されるような波浪特性の範囲はさらに規制をうける。したがって、本実験にさきだち予備実験によって上述の特性範囲を検討した。底質が波によって比較的活発に運動していても、その移動量がある特定の大きさ以上にならないかぎり、同一波動を 5~7 時間継続しても砂れんは形成されないようである。すなわち波動による砂れんの形成についても、流れによる砂れんと同様、砂れんの発生に関する限界の波動条件が存在するようである。砂れんが発生していないと考えられる状態における砂の移動についてのべると、波の一周期の間について、砂は波の頂が通過するとき岸向きに、波の頂が通過してしまっただのちは沖向きに移動する。すなわちこのような周期運動をくり返しているようである。しかしこのような状態では、砂の移動による底質の変形がたとえあったとしても、非常に微小で、それらが時々刻々増大していく状態はみられなかった。波浪の条件が砂れんの発生に関して十分である場合には、砂の敷きならしの不全による微小凹凸の箇所により砂れん生成の遅速は認められるが、水路一様に砂れんが形成されるようである。ときたま何んらかの原因で局所的に砂れんが大きく形成されると、水路一様に同時に砂れんが発生するというより、その局所的砂れんの伝播によって全水路が砂れんでおおわれるような現象もみられた。その場合砂れんの伝播方向は水路の長さ方向で、岸向きのもの、沖向きのもの、両者が同時に行なわれるものなどがあるようである。一般に岸向きへの伸びのほうが沖向きへのそれよりも大きく、波によっては沖向きに少しも伸びをみせぬものもあった。つ

ぎに十分に発達した砂れんにつき、その伝播方向および伝播速度の大きさという点に注目して、砂れんの特性をのべる。実験結果は表-1 に示すように、一般に底質が完全に水平面であるとき、砂れんの伝播方向は水波のそれと同一方向をとるようである。しかし、

砂の敷きならし不全による図-2 のような大きいスケー

* 正会員 神戸大学工学部

** 正会員 KK新井組

表-1 測定結果

番号	水深 h (cm)	水温 (°C)	造波機スト ローク目盛	Motor回 転数目盛	波の周期 T (sec)	波の波高 H (cm)	波の伝播速度 c (cm/sec)	波の波長 L (cm)	砂れんの波高 H_s (cm)	砂れんの波長 λ_s (cm)	砂れんの 伝播速度 C_s (cm/sec) $\times 10^{-3}$
1	15	9	1.5	L 0.175	1.53	5.14	125.00	191.25	0.797	5.660	-0.50
2	"	"	"	L 0.20	1.33	6.01	129.03	171.61	0.897	5.606	4.17
3	"	"	"	L 0.25	1.07	7.14	121.21	129.69	0.843	4.440	9.12
4	"	"	"	H 0.30	0.87	9.43	121.21	105.45	0.520	3.554	2.83
5	"	"	"	H 0.23	1.13	6.57	125.00	141.25	0.787	5.100	3.67
6	"	11	2.5	H 0.23	1.13	6.29	121.21	136.97	0.733	4.314	0.55
7	"	"	"	H 0.30	0.87	9.72	114.29	99.43	0.527	3.834	3.72
8	"	9	"	L 0.175	1.53	6.01	125.00	191.25	0.667	5.000	-7.33
9	"	"	"	L 0.20	1.33	5.71	121.21	161.21	0.680	4.560	2.55
10	"	"	"	L 0.25	1.07	6.86	121.21	129.69	0.597	4.426	3.55
11	"	"	3.5	L 0.25	1.07	5.71	114.29	122.29	0.723	3.994	1.83
12	"	"	"	H 0.30	0.87	8.87	114.29	99.43	0.633	3.734	3.22
13	"	"	"	H 0.23	1.13	5.71	125.00	141.25	0.670	4.020	0.72
14	"	"	"	L 0.175	1.53	5.71	123.84	189.48	0.833	5.800	5.45
15	"	"	"	L 0.20	1.33	4.29	129.03	171.61	0.677	3.766	0
16	20	12	1.5	L 0.20	1.33	9.15	173.91	231.30	0.867	5.234	-0.17
17	"	10	"	H 0.23	1.13	9.15	168.78	190.72	0.710	4.634	2.22
18	"	"	"	H 0.30	0.87	10.00	149.81	130.33	0.467	3.900	3.62
19	"	"	"	L 0.25	1.07	8.58	170.94	182.91	0.663	4.334	-1.45
20	"	"	"	L 0.175	1.53	9.43	142.86	218.58	0.923	6.086	5.00
21	"	"	2.5	L 0.20	1.33	9.15	148.15	197.06	0.800	4.920	-0.28
22	"	"	"	H 0.23	1.13	7.71	121.21	136.97	0.570	4.566	3.88
23	"	9	"	H 0.30	0.87	11.43	120.12	104.50	0.610	3.600	5.00
24	"	"	"	L 0.25	1.07	9.72	123.84	132.51	0.720	4.234	2.78
25	"	"	"	L 0.175	1.53	9.15	161.94	247.77	0.980	6.134	6.12
26	"	11	3.5	L 0.20	1.33	8.86	141.34	187.98	0.770	4.500	0
27	"	"	"	H 0.23	1.13	6.00	144.40	163.17	0.650	4.366	0.28
28	"	"	"	H 0.30	0.87	10.86	142.86	124.29	0.477	3.480	2.78
29	"	"	"	L 0.25	1.07	8.58	160.00	171.20	0.607	4.734	3.62
30	"	"	"	L 0.175	1.53	8.00	129.03	197.42	0.937	5.346	1.50
31	25	"	"	L 0.175	1.53	7.09	146.52	224.18	0.576	4.400	0
32	"	"	"	L 0.25	1.07	6.55	137.93	147.59	0.513	3.054	0.62
33	"	"	"	H 0.30	0.87	9.27	129.03	112.26	0.527	2.940	0.72
34	"	"	"	L 0.20	1.33	6.00	148.15	197.06	0.717	4.406	4.45
35	"	"	"	H 0.23	1.13	6.82	148.15	167.41	—	—	—
36	"	12	2.5	H 0.23	1.13	9.55	146.52	165.57	0.603	4.100	0.78
37	"	"	"	L 0.20	1.33	6.55	160.00	212.80	0.807	5.074	5.45
38	"	9	"	L 0.175	1.53	5.46	155.64	238.13	0.900	5.006	0
39	"	"	"	L 0.25	1.07	6.82	137.93	147.59	0.643	3.666	0.78
40	"	"	"	H 0.30	0.87	8.73	129.03	112.26	0.427	3.226	3.00
41	"	"	1.5	H 0.30	0.87	9.55	129.03	112.26	0.527	3.480	2.22
42	"	"	"	H 0.23	1.13	8.73	148.15	167.41	0.753	4.300	2.88
43	"	"	"	L 0.25	1.07	7.64	148.15	158.52	0.677	3.926	2.55
44	"	"	"	L 0.20	1.33	7.36	160.00	212.80	0.777	5.320	6.95
45	"	"	"	L 0.175	1.53	7.64	168.78	258.23	0.993	5.854	4.17

注: Motor 回転数目盛の欄の L および H はおのの Low Speed, High Speed の略号である。砂れんの伝播速度の欄中 (—) 符号は沖向きに伝播することを示す。

図-2 砂れんの伝播速度 (その 1)

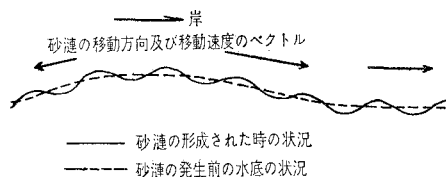
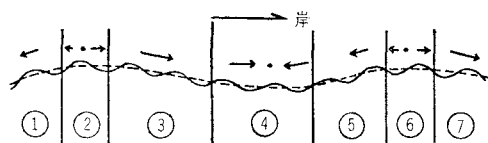


図-3 砂れんの伝播速度 (その 2)



ルの凹凸があり、その上に砂れんができたときのその伝播方向および伝播速度の大きさはつぎのようになる。図-2 のように岸に向かって昇りが急勾配であればあるほどその沖への伝播速度は大きい。いっぽう岸に向かって

降り勾配である底質の部分では、その伝播方向は岸向きで、その速度は勾配が急であるほど大きい。また 図-3 のように、大きいスケールの凹凸の連続がある場合、砂れんの伝播速度の速度ベクトルは一般に図のようになる。②, ④, ⑥ の領域では砂れんの伝播速度が 0 になるところがあるようである。②, ⑥ の領域の中央部ではちやうど砂れんが岸および沖の両方向へ分離していこうとする場所であるから、砂れんのピッチは長くなる傾向をもち、また④の領域の中央部では砂れんがより集まろうとする現象を呈するので、砂れんの波長は縮まる傾向をもつようである。

(3) 実験方法およびその結果

実験に用いた水深は 15, 20, 25 cm の 3 とおりで、おのの水深につき float のストロークを 3 とおり、周期を 5 とおり変えることによって得られる 45 種類の波について実験を行なった。波高および周期はペン書きオシロで測り、伝播速度はストップウォッチで水波が 4 m 進むに要する時間を測って求めた。周期 0.87~1.53 秒の

波を 30 分～5 時間継続することにより、測定区間 (図-1) が 75～100% 砂れんでおおわれる状態になったとき、造波を停止して砂れんの形状を測定した。砂れんの波長は測定区間にある砂れんの任意の 5 波長間の距離を測定することにより、これを求め、砂れんの波高はポイントゲージによった。砂れんの伝播速度は測定区間に砂れんが 80% 程度存在している状態のとき、測定区間の透明アクリライト板を通して、10 分間砂れんの頂部が進行する長さを測定することによって求めた。表-1 に示す水波および砂れんについての測定値は、上述の方法によって得た 5 個の実測値のうち最高および最小を無視して中間の 3 個の値の平均をとったものである。

3. 実験結果の考察

ここでは現象の概要をつかむため、上記の実験結果を次元解析的に考察することにした。従属変数として砂れんの波長 λ_s 、その波高 H_s 、水平底より $H_s/2$ だけ上位の位置における最大流速 u_b 、水平底における水分子の軌道径 a_0 をとりあげ、独立変数として、水波の波長 λ 、その波高 H 、水深 h 、水および砂の密度としてそれぞれ ρ および σ 、水の粘性係数 μ 、重力の加速度 g 、砂の中央粒径 d_{50} をとると、本実験の対象としている現象は、

$$\lambda_s, H_s, u_b, a_0 = f_i(\lambda, H, h, \rho, \mu, g, \sigma, d_{50}) \quad \dots\dots(1)$$

によって規定されると考えてよい。ただし $i=1, 2, 3, 4$ とする。 π 定理によって無次元化し、二、三の省略を仮定すると、式 (1) は

$$\frac{a_0}{h} = \phi\left\{\frac{H}{\lambda}, \frac{u_b^2}{hg}\right\} \quad \dots\dots(2)$$

図-4 a_0/h と u_b^2/hg との関係

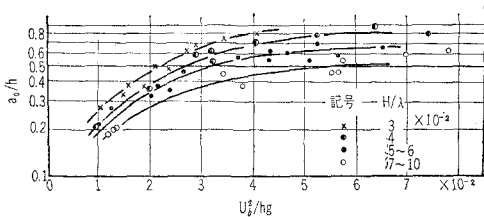


図-5 λ_s/h と a_0/h との関係

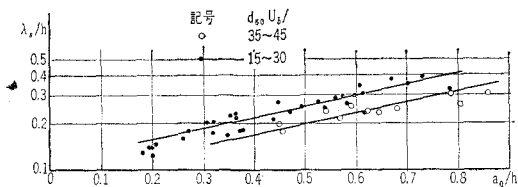


図-6 H_s/h と a_0/h との関係

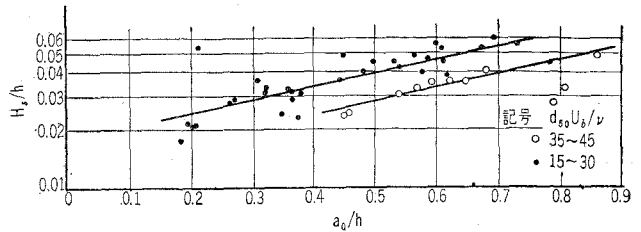


図-7 H_s/λ_s と d_0/h との関係

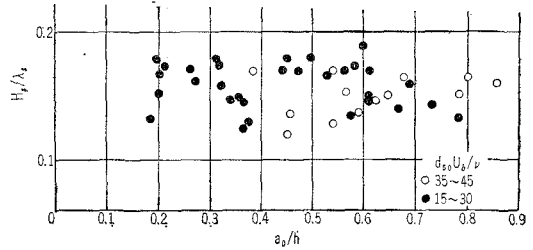
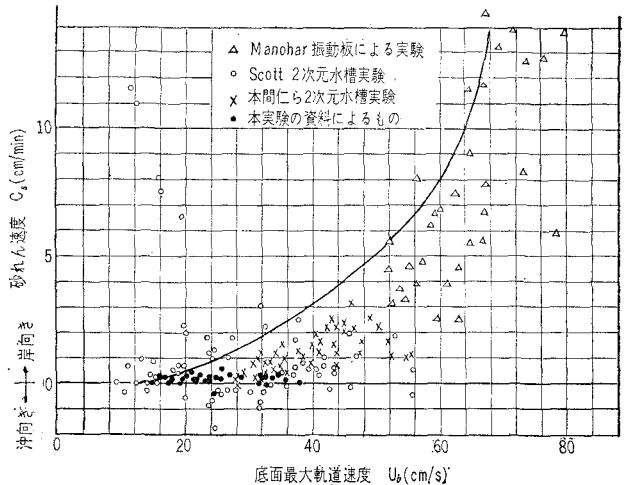


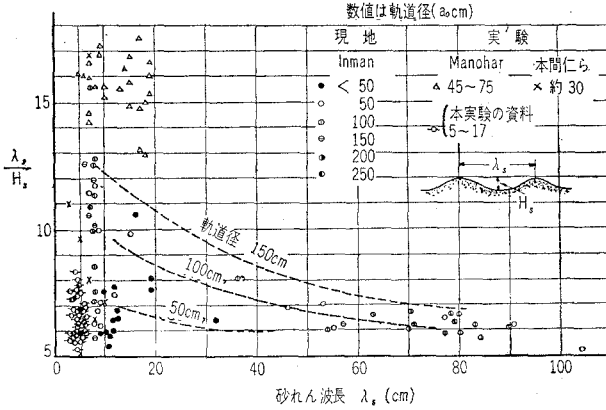
図-8 C_s と u_b との関係



$$\frac{\lambda_s}{h}, \frac{H_s}{h} = \phi_j\left\{\frac{d_{50}u_b}{\nu}, \frac{a_0}{h}\right\} \quad \dots\dots(3)$$

の関係と同等である。ただし $j=1, 2$ とする。 u_b は式 (5') において $u_b=[u]_{y=H_s/2, \max}$ として求め、 a_0 は、 $a_0=H/\sinh(2\pi h/\lambda)$ として計算した。図-4 は式 (2) の関係を調べたもので、 H/λ をパラメーターとして a_0/h と u_b^2/hg との関係を示したものである。 a_0/h は u_b^2/hg の増大および H/λ の減小によって増大していくことがわかる。図-5, 6 および 7 はいずれも $d_{50}u_b/\nu$ をパラメーターとし、それぞれ λ_s/h 、 H_s/h および H_s/λ_s が a_0/h によってどのように変化するかを示す。図-5 および 6 によると、 λ_s/h および H_s/h はともに a_0/h が増加するほど、 $d_{50}u_b/\nu$ が小さいほど増加することがわかる。図-4 の結果を総合すると、 λ_s/h および H_s/h はともに、 u_b^2/hg が増加するほど、 H/λ および $d_{50}u_b/\nu$ が

図-9 λ_s/H_s と λ_s との関係



減少するほど増加することがわかる。いっぽう図-7によると、 H_s/λ_s は u_b^2/hg , H/λ , $d_{50}u_b/\nu$ のいずれによってもあまり影響を受けないことがわかる。図-8 および図-9 は従来の研究結果との比較を示す。図-8 は砂れんの伝播速度 C_s と底面最大軌道速度 u_b との関係を表わし、図-9 は λ_s/H_s と λ_s との関係を表わす。

4. 砂れんの波形に関する理論的一考察

(1) まえがき

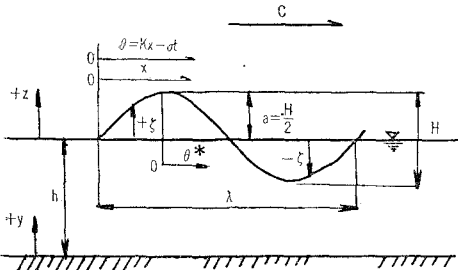
波によって底質は周期的に移動し、その周期的変動によって底質は砂れん状の変形をうける。ここではその変形の模様が水深および波の大きさに比較してあまり大きくない場合に注目し、その場合の波形について考察することにする。

(2) 波による砂の移動限界

底質の移動および変形を考える場合まず底質の移動限界について考察する必要がある。移動限界の条件としては、従来いろいろの研究がなされているが、一般に限界掃流力で与える方法³⁾、水底付近の流速に着目し、その限界流速によって与える方法³⁾、および移動限界水深によって与える方法⁴⁾などが提案されている。ここでは第1の方法によって砂の移動限界を与えることにする。S.S. Hough によると、図-10 のように、水平底で、水深 h の静水面上に波高 H の単弦波

$$\zeta = a \cos \theta^* \dots\dots\dots (4)$$

図-10 波形概念図



が与えられた場合の流速分布は

$$u = \frac{f}{\sigma} \left\{ \cos \theta^* \cdot \cosh ky - e^{-\beta y} \cos(\theta^* + \beta y) \right. \\ \left. + \frac{k}{2\beta} \sinh ky (\sin \theta^* - \cos \theta^*) \right\} \dots\dots (5)$$

$$v = \frac{f}{\sigma} \left[\sinh ky \cdot \sin \theta^* \right. \\ \left. - \frac{k}{2\beta} \{ \cos ky (\sin \theta^* + \cos \theta^*) \right. \\ \left. - e^{-\beta y} \cos(\theta^* + \beta y) - e^{-\beta y} \sin(\theta^* + \beta y) \} \right] \\ \dots\dots (6)$$

となる⁵⁾。式 (5), (6) は波動を非圧縮性粘性流体の層流運動とし、Navier-Stokes の運動方程式から誘導されたものである。ここに u, v はそれぞれ x および y 方向の流速成分であり、 $k=2\pi/\lambda$, $\sigma=2\pi/T$, $\theta^*=kx-\sigma t$, $\beta=\sqrt{\sigma/2\nu}$, $f\sigma=kCH/2 \sinh kh$, $c=\lambda/T$ とする。 ky および k/β が小さい場合、 $v \approx 0$ であり、式 (4) および式 (5) は

$$\zeta = a \sin \theta \dots\dots\dots (4')$$

$$u = (f/\sigma) \{ \sin \theta - e^{-\beta y} \sin(\theta + \beta y) \} \dots\dots (5')$$

となる⁶⁾。ただし、 $\theta = \theta^* + \pi/2$ とする。

いま水平底上にとっている中央粒径 d_{50} の砂粒に注目し、この砂粒の水平方向の移動限界状態におけるつり合いについて考察する。岩垣・榎木両博士の研究²⁾を参照すると、この場合のつり合い条件式は

$$\left\{ (\sigma/\rho - 1)gd_{50}^3 \frac{\pi}{6} \tan \varphi \right\} = \frac{\varepsilon \pi}{8} [C_{Du}]_c u_{dc}^2 d_{50}^2 \\ \dots\dots (7)$$

となる。ここに φ は底質の水中内部摩擦角、 ε はその砂のしゃへい係数、 C_{Du} は波動の場合の抵抗係数で一般に Reynolds 数 $u_d d_{50}/\nu$ の関数と考えられる。 $[C_{Du}]_c$, u_{dc} はそれぞれこれらの値の限界状態における値を示すものであるが、 C_{Du} の変化は微小であると考えられるので、ここでは $[C_{Du}]_c$ は定数としてあつかうことにする。式 (5') によると、

$$u_d = [u]_{y=d_{50}} = \frac{f}{\sigma} \{ \sin \theta - e^{-\beta d} \sin(\theta + \beta d) \} \\ \dots\dots (8)$$

よって、 u_{dc} は

$$u_{dc} = \frac{f}{\sigma} \{ \sin \theta_c - e^{-\beta d} \sin(\theta_c + \beta d) \} \dots\dots (9)$$

で与えられる。ここに θ_c は限界状態における θ を与える。式 (9) を式 (7) に代入すると、

$$\frac{4}{3} \left(\frac{\sigma}{f} \right)^2 \frac{(\sigma/\rho - 1)gd \tan \varphi}{\varepsilon [C_{Du}]_c} \\ = \{ \sin \theta_c - e^{-\beta d} \sin(\theta_c + \beta d) \}^2 \dots\dots (10)$$

式 (10) を変形すれば

$$\sin(\theta_c - \vartheta) = \pm M \dots\dots\dots (11)$$

となる。ただし

$$\frac{4}{3} \left(\frac{\sigma}{f} \right)^2 \frac{(\sigma/\rho-1)g d \tan \varphi}{\epsilon [C_{Du}]_c} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} M &= \sqrt{(1-e^{-\beta d} \cos \beta d)^2 + (e^{-\beta d} \sin \beta d)^2} \\ \cos \vartheta &= \frac{1-e^{-\beta d} \cos \beta d}{\sqrt{(1-e^{-\beta d} \cos \beta d)^2 + (e^{-\beta d} \sin \beta d)^2}} \\ \sin \vartheta &= \frac{e^{-\beta d} \sin \beta d}{\sqrt{(1-e^{-\beta d} \cos \beta d)^2 + (e^{-\beta d} \sin \beta d)^2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

とする。式 (11) より、

$$\theta_{c+} = \vartheta + \sin^{-1}(+M), \theta_{c-} = \pi + \vartheta - \sin^{-1}(-M) \dots\dots\dots (14)$$

を得る。いっぽう式(5')によると、水底摩擦応力 τ_b は、

$$\tau_b = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{f \beta \mu}{\sigma} \sqrt{2} \sin \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right) \dots\dots\dots (15)$$

となる。式 (14) および式 (15) によって、限界状態における水底摩擦応力を求めると、

$$\left. \begin{aligned} \tau_{c+} &= \frac{f \beta \mu}{\sigma} \sqrt{2} \sin \left(\theta_{c+} - \frac{\pi}{4} \right) \\ \tau_{c-} &= \frac{f \beta \mu}{\sigma} \sqrt{2} \sin \left(\theta_{c-} - \frac{\pi}{4} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

となる。ここに τ_{c+} 、 τ_{c-} はそれぞれ砂粒が x の正方向および負の方向へ移動する場合の限界掃流力を表わす。

また τ_b の最大および最小は、

$$\tau_{b, \max} = \frac{\sqrt{2} f \beta \mu}{\sigma}, \tau_{b, \min} = -\frac{\sqrt{2} f \beta \mu}{\sigma} \dots\dots\dots (17)$$

となる。

(3) 流砂量の一般的表示式

流砂量 q_B が河川の流れと同様、一方向の流れに対して、

$$q_B = f(\tau_b, \eta_x), \tau_b > \tau_c \dots\dots\dots (18)$$

で与えられるとすると、波動による場合、ある任意の位置における時間的变化は 図-11 のようになる。ただし $\eta_x = \partial \eta / \partial x$ とする。簡単のために η_x を省略し、

$$\left. \begin{aligned} q_B &= B(\tau_b - \tau_{c-})^2, & \tau_{\min} < \tau_b < \tau_{c-} \\ q_B &= 0, & \tau_{c-} < \tau_b < \tau_{c+} \\ q_B &= A(\tau_b - \tau_{c+})^2, & \tau_{c+} < \tau_b < \tau_{\max} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

図-11 流砂量概念図

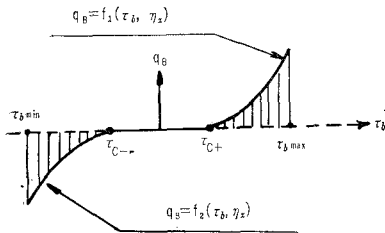
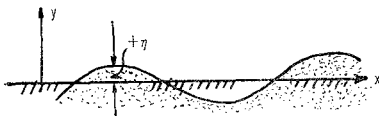


図-12 底質変形模型図



とし、級数の収束性を考慮して、 q_B を余弦の Fourier 級数で表示すると、

$$q_B(\tau_b) = \frac{B}{3P} (|\tau_{\min}| + \tau_{c-})^3 + \frac{A}{3P} (\tau_{\max} - \tau_{c+})^3 + \frac{2}{P} \sum_{s=1}^{\infty} \cos \frac{S\pi(\tau_b + |\tau_{\min}|)}{P} \cdot N_s \dots\dots\dots (20)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} P &= |\tau_{\min}| + \tau_{\max} \\ N_s &= 2 \left(\frac{P}{S\pi} \right)^2 \left\{ B(|\tau_{\min}| + \tau_{c-}) + A(\tau_{\max} - \tau_{c+}) \right. \\ &\quad \cdot \cos S\pi \left. + 2 \left(\frac{P}{S\pi} \right)^3 \left\{ -B \sin \frac{S\pi(|\tau_{\min}| + \tau_{c-})}{P} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A \sin \frac{S\pi(|\tau_{\min}| + \tau_{c+})}{P} \right\} \right\} \dots\dots\dots (21) \end{aligned} \right\}$$

となる。簡単のために、 $A = -B$, $\tau_{\max} = -\tau_{\min} = \tau_m$, $\tau_{c+} = -\tau_{c-} = \tau_c$ とすると、式 (20) および式 (21) は

$$q_B(\tau_b) = \frac{2A}{\tau_m} \sum_{s=1}^{\infty} \tau_s \cos \frac{S\pi(\tau_b + \tau_m)}{2} \dots\dots\dots (20')$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_s &= \left(\frac{P}{S\pi} \right)^2 (\tau_m - \tau_c) (-1 + \cos S\pi) \\ &\quad + 2 \left(\frac{P}{S\pi} \right)^2 \sin \frac{S\pi}{2} \cos \frac{S\pi\tau_c}{2\tau_m} \dots\dots\dots (21') \end{aligned} \right\}$$

となる。

(4) 砂れん波形の一般式

河川流の場合の流砂の連続式がそのまま適用できるものとする。図-12 を参照し、この場合は $(\partial q_B / \partial x) / (\partial q_B / \partial t) = -k/\sigma$ であるから、

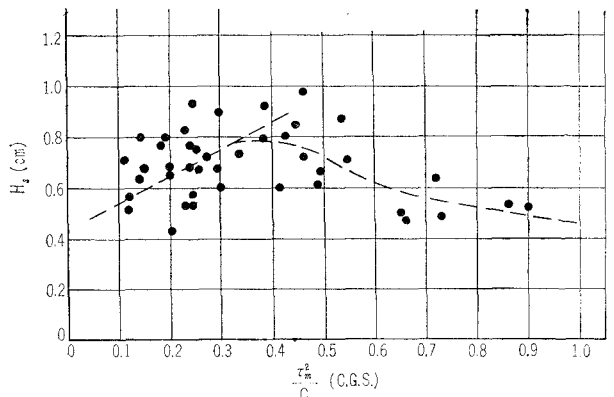
$$\eta = \frac{\alpha k}{\sigma} q_B + c(x) \dots\dots\dots (22)$$

となる。ここに α は底質の空けき率に関係した係数であり $c(x)$ は x の任意関数である。 $[\eta]_{t=0} = 0$ で $c(x)$ を決定すると、

$$\eta = \frac{\alpha k}{\sigma} \frac{2A}{\tau_m} \sum_{s=1}^{\infty} \tau_s \left\{ \cos \frac{S\pi(\tau_b + \tau_m)}{2\tau_m} - \cos \frac{S\pi(\tau_{b, t=0} + \tau_m)}{2\tau_m} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

となる。これより

図-13 H_s と τ_{*c}^2/c との関係



$$|\eta|_{\max} \leq \frac{32\alpha A}{\pi^2} \frac{\tau_m}{c} \left\{ (\tau_m - \tau_c) \zeta(2) + 2 \frac{\tau_m}{\pi} \zeta(3) \right\} \dots\dots (24)$$

したがって、 $\tau_m \ll \tau_c$ の場合、砂れんの波高 H_s は τ_m^2/c に比例することになる。図—13 は実験値によって、これを検討した結果である。 τ_m^2/c の小さい領域では、このような傾向を認めることができるが、 τ_m^2/c が大きくなると、かえって H_s が減少し、上述の特性から大きく離反するようである。

終わりに、神戸大学教授田中茂博士のご高配ならびにご指導に対して深く謝意を表わす。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・鮮 干澈：碎波および海浜地形の変動について，第7回海岸工学講演会講演集，Nov. 1960.
- 2) 岩垣雄一・樫木 了：波動による砂の移動限界について，第6回海岸工学講演会講演集，Oct. 1959.
- 3) 佐藤清一：波動による海底剪断力と底質の移動，建設省土木研究所報告，85号，p. 142.
- 4) 2) と同文献.
- 5) Hough, S.S.: On the Influence of Viscosity on Waves and Currents, Proceedings, London Math. Soc., Vol. 28, No. 1, 1896~1897.
- 6) Eagleson, Peter S.: Laminar Damping of Oscillatory Waves, Proceedings, A.S.C.E. Journal of Hydraulics Division, May, 1962.