

水平床における波による砂移動について

佐藤 昭二*・田中 則男*

1. 概 要

一般に砂浜海岸においては、沿岸砂洲の沖側、すなわち沖浜帯の海底勾配は 1/100 程度以下で砂の移動を論ずるとき、この部分は水平床とみなしても大差はない。このために、Manohar¹⁾、Vincent²⁾、Goddet³⁾ など多くの人が水平床で実験を行ない、沖浜帯における砂移動の特性のいくつかを明らかにして来た。しかし、底質の移動の機構は複雑なために、なお、未解決の問題も多くある。したがって、著者らも、この未解決な問題を多少なりとも明らかにするために 2 次元水路を用いて水平床における実験を行なった。

一般に、波の水底に作用する力がある値以下の場合には、底質は静止したままであるが、この値が増加するにつれて次のような限界をとって砂は移動する。

- 1) 水底の表面に比較的突出した粒子がいくつか動き出す。これを、Manohar は initial movement と名づけた。
- 2) 水底の表面の第一層の砂がほとんど動き出す。これを Manohar は general movement と名づけた。
- 3) ripple の形成
- 4) ripple の消失

Manohar は、これらの各限界についての実験式を示した。石原・樫木両博士⁴⁾ は、層流境界層における砂移動について、明確な理論的考察と非定常流の実験を行ない、第一限界における Manohar の実験値を参照して移動限界水深を示す式を示した。一方、Goddet は、10 分後には弱いリッジが形成されるような弱い移動が砂表面に現われたときを初期移動限界として、そのような限界を示す実験式を求めた。著者らの実験では、砂の粒径が 2~1 mm のときには、第 2 と第 3 の限界は区別ができたが、0.71~0.35 mm と、0.25~0.125 mm のときは、ほとんど区別することができなかった。したがって、著者は、Manohar と著者らの general movement の実験結果から Goddet の実験値を参照して第 2 の限界を示す式を全面移動限界として求めた。次に、ripple が形成されて、砂の移動が顕著になるがこのときの砂の移動方向は、Manohar の実験では、常に ripple の移動方向と同じで岸向きであったが、著者らの実験では、ripple の移動方向は常に岸向きであり、砂の移動方向は岸向きと冲向きの場合があった。このような移動方向の変化の限界を示す式を実験から求めた。しかし、移動量について

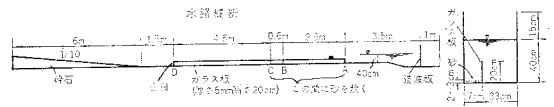
は、明確な量的考察をすることはできなかった。

最後に、ripple の一つを着色砂およびアイソトープ砂で置き換えて、ripple の移動と砂粒子の移動機構について実験的考察をした。

2. 波による砂の移動限界

実験方法 水底の第一層の砂が、表面全体に伝わって動き出す限界を求める実験には、幅 50 cm、深さ 65 cm、長さ 20 cm の木製ガラス張りフラッター式造波水路を用いた。しかし、観測を容易にするために、図-1 に示

図-1 実験方法



すように、水路中央 8 m の部分を厚さ 5 mm、高さ 20 cm のガラス板で仕切り、その中央部約 3 m の間に砂を 2~3 cm の厚さに敷いて、波を当てた。反射波を消すためには、水路の一端に水路幅一杯に 1/10 の勾配で下層は径 5 cm、上層は 2 cm 程度の砕石を入れた。これによって反射波は 1 割以下にすることができた。実験に用いた砂は、0.2~0.1 cm (0.2 cm のフルイ目を通過して 0.1 cm に止まるもの、以下同じ)、0.071~0.035 cm、および 0.025~0.0125 cm で、水深は 40 cm であった。

実験は、造波板の振幅を一定にし、その周期を次第に短かくしてゆき、砂表面が全体にわたって動き始めたときの波高と周期および底層流速を測定した。しかし、この限界は明確には区別しにくく、多少の個人的誤差はまぬがれない。波高は物指、周期は stop watch で測り、底層流速は trichloroethylene, benzol および塗料を混合して水より多少重めの 1~3 mm の粒子を砂表面に投入して、その動きを毎秒 32 コマの写真撮影をして波による最大流速を求めた。

結果と考察 石原・樫木両博士は明確なる理論的考察を行なって、波高に比して砂粒が非常に小さい海岸底質の初期限界を論ずる場合には揚力を無視してよいことを示した。したがって砂粒の自重による摩擦力和波による drage force の比がある値以上になると、砂層の表面における砂が動くと考え、移動始めにおいては、石原・樫木両博士が示しているように次式が成り立つ。

$$\left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d^3 \frac{\pi}{6} \tan \varphi \right\} = K \frac{\pi}{8} C_D u_b^2 d^2 \dots \dots (1)$$

ここで、 σ は砂粒の比重、 ρ は水または海水の比重、 g は重力の加速度、 d は砂の粒径、 φ は摩擦角、 C_D は

* 正員 運輸省港湾技術研究所

抵抗係数, u_b は波による砂粒頭部における最大流速, K は比例係数である。浅海波理論を用いると, 層流境界層内の底より z 上における波による最大流速は, Lamb⁶⁾ によって次のように与えられる。

$$u_z = U \{1 - e^{-0.706 \sqrt{\omega/\nu} z} \cos (0.706 \sqrt{\omega/\nu} z)\} \dots (2)$$

$$\text{ただし, } U = \frac{\pi H}{T} \left/ \sinh \frac{2\pi h}{L} \right., \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

ここで, U は境界層の外側の最大流速, T は周期, H は波高, h は水深である。

また, 砂粒頭部における最大流速 u_b は式(2)における z の値として粒径に比例する値すなわち mb をとることにする。すなわち, 粒径が大きければ大きいほど底から突出する高さが高くなるからである。さらに, 抵抗係数 C_D は一般に Reynolds 数 Ud/ν の関数であり, 定常流で物質が球の場合 Reynolds 数が $10 \sim 10^3$ の間のとき (表-1) に示すように実験値の Reynolds 数は 10

表-1 $\sqrt{\omega/\nu} d$ と $U^2 / \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) dg \sqrt{\frac{Ud}{\nu}}$ の計算 (全面移動限界)

d mm	$\left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right)$	T sec	H cm	U cm/sec	$\frac{Ud}{\nu}$	$\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \cdot d$	$\frac{U^2}{\left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) dg \sqrt{\frac{Ud}{\nu}}}$
1.5 (2~1)	1.65	2.1 3.4	12.5 13.0	33.0 42.0	253 483	2.27 1.75	0.23 0.33
0.53 (0.71~ 0.35)	1.65	1.8 3.05	8.0 10.0	21.5 29.5	83 37	0.819 0.629	0.628 0.99
0.187 (0.25~ 0.125)	1.65	1.7 2.0 2.5	7.2 8.4 9.0	15.3 18.9 22.0	27 22 32	0.315 0.291 0.260	1.65 2.27 2.84

$\sim 10^3$ の間にある), C_D は大体 $(Ud/\nu)^{-1/2}$ に比例すると考えてよいから, この場合にもこれが適用し得るものと考えたと, 式(1)は

$$\left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gd \frac{\pi}{6} \tan \phi \right\} = K \frac{\pi}{8} \frac{1}{\sqrt{Ud/\nu}}$$

$$\times U^2 \{1 - e^{-0.706 \sqrt{\omega/\nu} md} \cos (0.706 \sqrt{\omega/\nu} md)\}^2 d^2$$

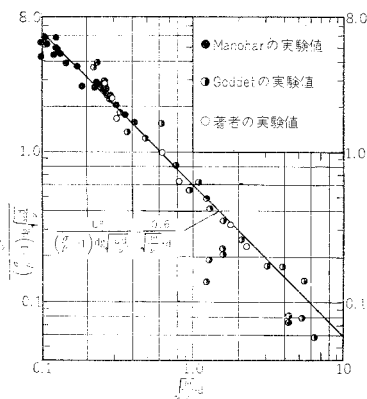
ここで, $\tan \phi \approx 1$ とし, 整理すると,

$$\frac{U^2}{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gd \sqrt{\frac{Ud}{\nu}}} = \frac{4}{3} K' \left[1 - e^{-0.706 \sqrt{\omega/\nu} md} \cos (0.706 \sqrt{\omega/\nu} md) \right]^{-2} \dots (3)$$

ここで K' は比例常数である。この式を導入するに当たって, Reynolds 数が $10 \sim 10^3$ の遷移領域に層流境界内で成立する式(2)を用いたこと, 定常流力に適用されるべき抵抗係数を非定常流に用いたことなどの理論的なあいまいさがあることをつけ加えておく。

さて, 左辺は $\sqrt{\omega/\nu} d$ の関数であるから, Manohar の general movement と上記の実験値および Goddet の実験結果 (これらの実験値の Reynolds 数 Ud/ν は 500 から 10 の間にある) から, $U^2 / (\sigma/\rho - 1) gd \sqrt{Ud/\nu}$ および $\sqrt{\omega/\nu} d$ を計算し, 図示すると 図-2 のようになる。Goddet の実験値が他 2 者の実験値とともに一つの直線上にはばならぶこと, および実験に用いた底質の性

図-2 全面移動限界



質から考えて, Goddet の実験値の大部分が general movement の限界をほぼ示すものと考えてよいであろう。さて, この図から, 全面移動始めを示す限界として次のような関係が得られる。

$$\frac{U^2}{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gd \sqrt{Ud/\nu}} = \frac{0.6}{\sqrt{\omega/\nu} d} \dots (4)$$

石原・樫木両博士にならってこの式に,

$$U = \frac{\pi}{T} \frac{H}{\sinh \frac{2\pi h}{L}}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}, \quad T^2 = \frac{2\pi}{g} L_0 \quad \text{を代入し}$$

て整理すると

$$\frac{H}{L_0} = \left\{ 0.424 \cdot 3 \frac{2}{\pi} \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \right\}^{2/3} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L}$$

さらに $H/L_0 = (H_0/L_0) \cdot (H/H_0)$, $\sigma = 2.65$, $\rho = 1.03$ を代入すると,

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.565 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L} \cdot \frac{H_0}{H} \dots (5)$$

すなわち, この式は先に示したように, 砂層の第一層の砂が一樣に動き出す全面的移動限界を示すもので, 石原・樫木両博士が示した第一層の中に特に突出化した粒子が動き始める初期移動限界を示す次式とは異なる。

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.171 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/4} \sinh \frac{2\pi h}{L} \cdot \frac{H_0}{H} \quad (\text{石原・樫木の式}) \dots (6)$$

また, 佐藤・岸面博士は⁹⁾ 移動の限界を示す式として

$$\sinh \frac{2\pi h}{L} = \left(\frac{2.5}{d} \right)^{1/2} \frac{\pi H}{2T} \quad (\text{佐藤・岸の式}) \quad (7)$$

なる式を示し, 岩船における底質の粒径分布と, 波の諸元との関係がこの式で示されることを観測から示している。この式で $2.5 = 0.039/(\sigma - 1)g$ を考慮し, 同様に浅海波理論を適用すると

$$\frac{H_0}{L_0} = 10.2 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/2} \sinh \frac{2\pi h}{L} \frac{H_0}{H} \dots (8)$$

となる。式(5), (6), (8) は同じ形の式で, 異なるのは, 右辺の常数と, d/L_0 のべき数だけである。

また, 井島・佐藤等⁷⁾ は第8回海岸工学講演会でアイソトープ砂の移動観測結果から顕著な移動を示す限界を H_0/L_0 , h/L_0 および粒径を用いて示した。ここでは上述の考察から, 同じ資料と, 鹿島港での観測資料から,

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} \text{ と } d/L_0 \text{ の関係を示すと}$$

図-3 になる。図中の記号は表-2 に示すとおりである。この図から全カウント線が波向と一致して広がる場合と等カウント線の一部が波向と一致して多少広がる場合の限界すなわち工学的な見地から底質の移動が問題となる集団的移動を示す限界として次式が得られる。

$$\frac{H_0}{L_0} = 1.35 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L} \left(\frac{H_0}{H} \right) \cdots (9)$$

図-3 放射性ガラス砂の移動分布の種類に対する d/L_0 と $\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h}{L} \right)^{-1}$, $\left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1}$ の関係

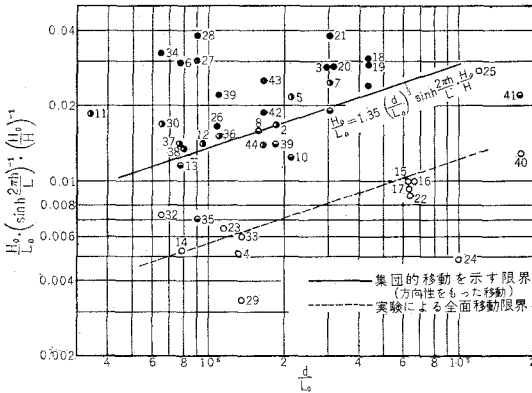


表-2 放射性ガラス砂の移動分布区分

記号	最高カウントの位置	主計的な等カウント線の広がりの方	備 考
●	波の方向に移動	波の方向に広がる	潮流の方向に広がるだけの場合は○とする。
○	波の方向に移動せず	同上	等カウント線の広がりが全く変らず全体的にカウント値が下がる場合も●とする。
◐	同上	一部の等カウント線が波の方向に多少広がる	
○	同上	広がらない	

また、図には実験による式 (5) も示してあるが、アイソトープ砂による観測結果ともほぼ一致しているようである。最後に以上の諸式を比較したのが図-4 である。

3. 砂移動の方向

実験方法、波向に直角な断面を通して単位時間に移動する砂の量すなわち砂移動量を測定するために、移動限界に関する実験と同じように、図-1 に示したガラス板と水路のガラス面の間、幅 17 cm の部分に砂を敷き、砂の増減を測定した。また、消波勾配から少し沖側の所には水路を横切って仕切り断面いっぱい金網を張り、この点から岸側には砂が動いていかないようにした。実験はまず図-1 の AC 部分に砂を敷き、一定の波を作用させて、表面の小さい凹凸がなくなったとき、あるいは、ripple ができるときはそれが十分に発達し規則正しい形になったとき、波を止め、CD 間にこぼれた砂を取りのぞいた。次に、CB の間の砂面の高さを 5 mm 間隔でポイントゲージで測定して得た断面に幅 17 cm を掛けて、最初の砂の量とした。次に 15 分～2 時間波を当てたのち、BD 間の砂の量を測定し、波を作用させる以前

の砂の量と比較した。B から BC の中間までの間の ripple が AB 間における ripple と比較して、形状が変わったり、ripple の谷における砂層の厚さがうすくなった

りして、B 点をとる砂移動が測定開始時と異なると思われたときはただちに波の作用を止めた。このときの波高および周期は、抵抗線式波高計により電磁オシロに記録して測定し、底層流速は、直径 2 cm のプロペラ形流速計を、ripple の山の上下 1.5 cm のところに取りつけて測定した。測定点はいずれも B 点とした。

結果と考察 波高をパラメーターとして単位時間、単位幅当りの移動量と周期との関係を実験結果から示したものが、図-5 である。岸向きの移動を+、沖向きを-とした。測定方法に難点があるために正確な移動量は把握できず点は相当乱れているが、砂の粒径が波高に対して十分小さいとき、砂移動の様相はモデル的に図-6 の上方に示したようなものと推定される。すなわち、一定の波高のとき周期が減少するにつれて、移動開始(砂粒が動き始めるということではなく、岸向きの漂砂量が現われるという意味である)、岸向きに移動する①の領域、沖向きに移動する②の領域、岸向きに移動する③の領域、そして停止ということになる。実験中②と③の領域では常に ripple が形成された。実験では粒径が波高に比してきほど小さくない 0.2～0.1 cm の粒径の場合には①の領域のみであった。このことは、自然海岸で、砂利のような粒径の大きい底質は、一般に岸近くにのみ存在し、沖浜には見られないことを説明することができる。しかし、0.2～0.1 cm のものでも十分に大きい波高の作用によっては②および③の領域も現われるものと思われる。そうして、いずれの領域でも一定の波高に対して移動量が極大になるある周期が存在するように思われる。次に、 H_0/L_0 と d/L_0 の関係を図示したものが図-6 である。そのそばの数字は移動量 ($\text{cm}^3/\text{min} \cdot \text{cm}$) である。この図を見ると、①の領域と②の領域に対する限界は区別することができるが②と③はできない。図には、Rector²⁾ が、平衡勾配に関する実験を行なったとき、沖側の水平なる部分の砂の増減から、傾斜部分の砂の堆積と欠損の限界を決定した式も同時に示してある。Rector の実験は水深 1.2～0.7 m、砂の粒径は 3.4～0.2 mm で

図-4 各移動限界式の比較

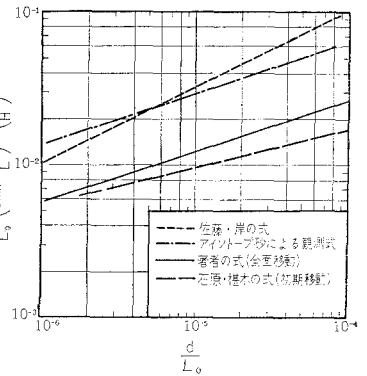
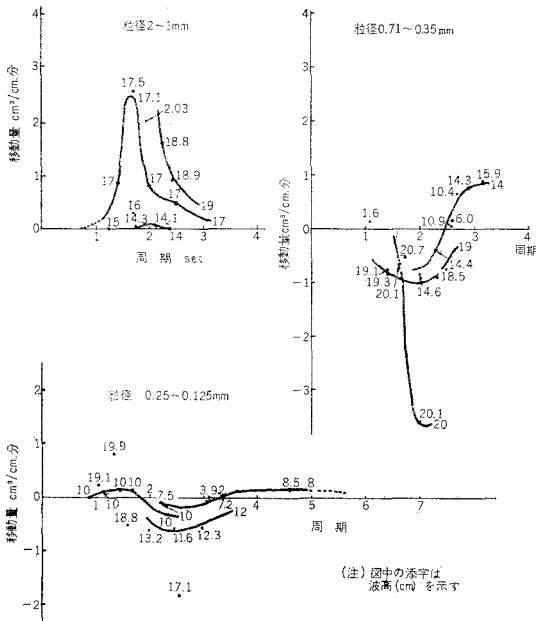
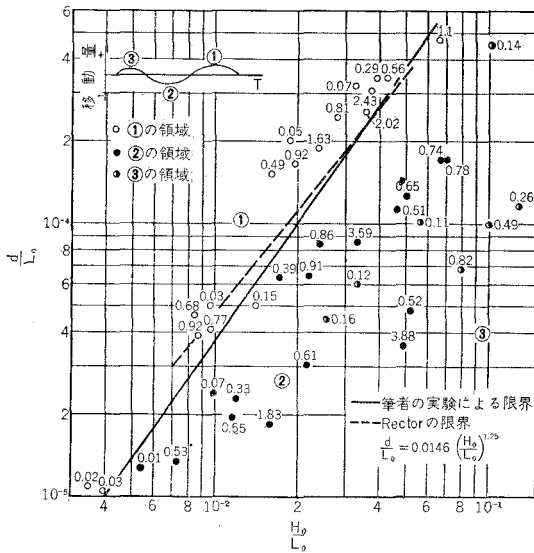


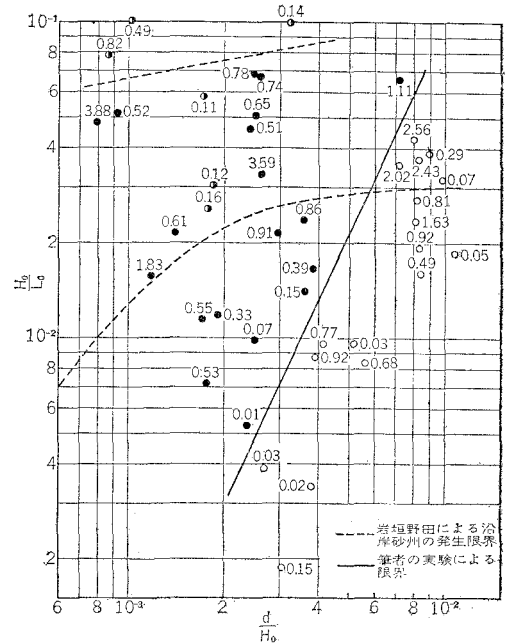
図-5 移動量と波との関係

図-6 砂移動の各領域に対する d/L_0 と H_0/L_0 の関係

行なわれたが、限界を示す線は水深 0.4 m で行なった著者の実験とほぼ一致している。

次に、岩垣・野田の両氏⁹⁾が第8回海岸工学講演会で示した沿岸砂洲の発生限界と、著者の沖向きと岸向きの限界の関係を見るために d/H_0 に対して H_0/L_0 をプロットしたものが図-7である。これを見ると、沿岸砂洲が発生するときは、必ずしも沖浜における砂が沖向きになるとはかぎらない。一般に沿岸砂洲が発生するときは、前浜の砂は沖向きであり、発生しないときは岸向きであるといわれているが、沖浜における砂移動は少なくともわれわれや、Rector の実験の範囲内では、沿岸砂洲の発

図-7 沿岸砂洲発生限界と砂移動の各領域との関係



生とは直接関係がないようである。次に 図-6 や 図-7 の表示では水深の影響を示すことができないので、Lhermitte¹⁰⁾が、ripple の発生限界を示すときに用いた水底における変動圧力を導入して見る。すなわち、図-6 における H_0/L_0 の代わりに、水底における圧力振幅の水平方向の微分値をとり、 d/L_0 なる粒径の特性を示すものとして Reynolds 数を考える。

浅海波理論によると、水深が h のとき、水面から z の深さにおける水中の圧力は、

$$p = \frac{\rho g H}{2} \frac{\cosh k(h-z)}{\cosh kh} \sin\left(kx - \frac{2\pi}{T}t\right) + \omega z$$

これを x で微分し、 $k = \frac{2\pi}{L}$ 、 $z = h$ とすると、

$$\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{H}{L} \frac{\pi}{\cosh(2\pi h/L)} \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right)$$

したがって、 $\frac{1}{\rho g} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$ の振幅は $\frac{H}{L} \frac{\pi}{\cosh(2\pi h/L)}$

となる。この振幅は、 H_0/L_0 と同じような意味を示す無次元パラメーターである。すなわち、水底における圧力振幅勾配である。したがって、水底における砂移動を論ずる場合には、波形勾配の代りとして圧力振幅勾配を用いた方が水深の影響をよく表わすことができると思われる。次に Reynolds 数としては、 Ud/ν をとって、

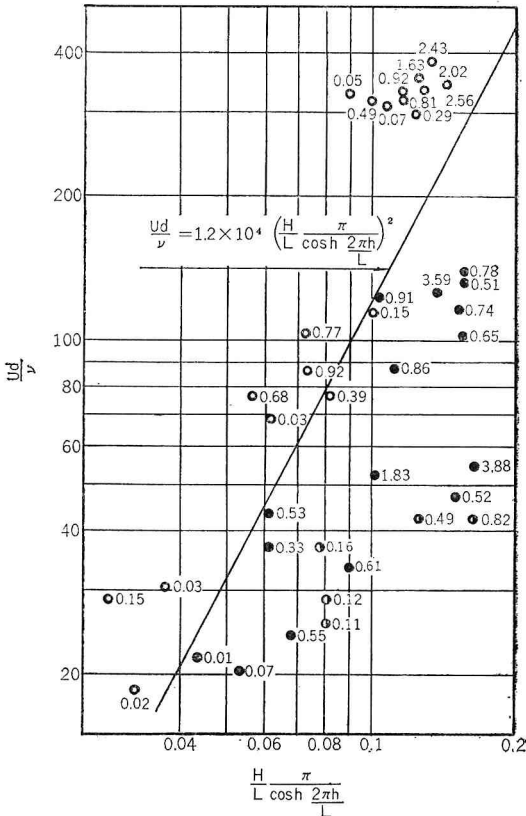
$$\frac{H}{L} \frac{\pi}{\cosh \frac{2\pi h}{L}}$$

この図から岸向きから沖向きに変わる限界を示す線を

求めると、次のようになる。

$$Ud/\nu = 1.2 \times 10^4 \left(\frac{H}{L} \frac{\pi}{\cosh \frac{2\pi h}{L}} \right)^2$$

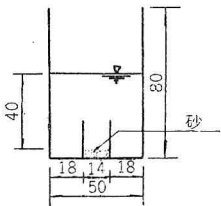
図一8 砂移動の岸向きから沖向きに変わる境界



4. 砂移動の形式

実験方法 この実験には、幅 50 cm、高さ 80 cm、長さ 37 m の鋼製ガラス張りフラッター式造波水路を用いた。この水路の造波板から 8 m と 14 m の間を 図一9 に示すようにガラスで仕切り、砂を 5 cm の厚さに敷き、

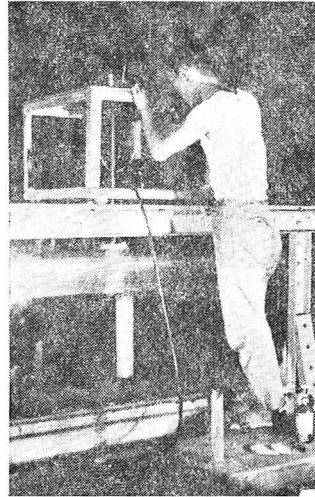
図一9 水路横断
(単位 cm)



水面を砂面から 40 cm にして、一定の波を当て、ripple が形成されたのち、ripple の一つを Cr-51 をふくむ放射性ガラス砂または着色砂で置き換え、その移動を調べた。Cr-51 は 27 日の半減期を持ち、0.3 MeV の弱い γ 線のみを放出する。

ガラス砂は 2.65 の比重を持ち、粒径は実験の砂と同じにした。着色砂は、実験砂を十分に洗浄乾燥したのち市販のマジックインキで着色した。実験に当たって ripple のみを置き換えたのは、最初に砂層の深さいっぱいガラス面に接して着色砂を置き換えて、波を作用させた結

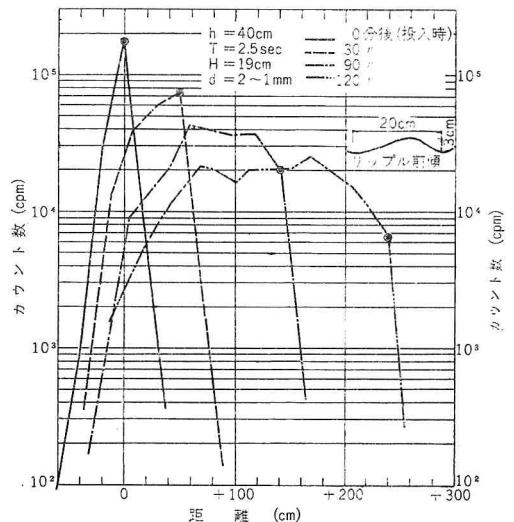
写真一1 水密性シンチレーション検知器



果、いったん ripple が形成されれば移動する部分は ripple の厚さのみであることがわかったからである。着色砂の移動は目で、ガラス砂の移動の測定は 写真一1 に示すように、台車に水密性の円筒に入ったシンチレーションヘッドを取りつけその先端を砂層の上 5 cm になるようにして放射能を測定する方法をとった。

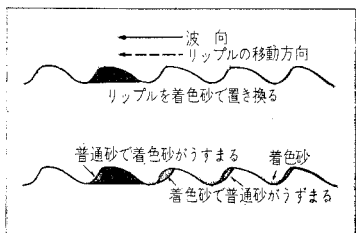
実験結果と考察 この実験は、図一8 の上方に示した各領域における砂移動の形態を調べることを目的としたものである。①の領域すなわち砂の移動量が岸向きであるとき、ripple の一つをガラス砂で置き換え、それに波を当てたときの放射能の分布すなわち、毎分当りのカウント数と水路の長さ方向の関係を 図一10 に示す。横軸の 0 点は最初にガラス砂で置き換えられた ripple の山の位置である。この ripple の各時間における位置は 2 重丸で示してある。また、横軸の+は岸向き、-は沖向きである。放射能の測定は常に ripple のの上で行なった。この図から最初にガラス砂で置き換えられた ripple に先行してガラス砂が岸側に移動することはないが、それよりおくれ一部ガラス砂は進む。これは、これまでの多くの実験で知られているように、浅海では、波の山が来たとき ripple の岸側にうずがで、このうずによって浮遊された砂は、波の谷のとき、それより沖側のい

図一10 砂移動領域①に対するガラス砂の分布の一例



くつかの ripple の上に分散されるが、一度ある ripple 上に浮遊分散された砂は、次の波の山によってその ripple の岸側面に集まり、その部分を越えて一つ前の ripple 上に達することはないためである。この状態は ripple の一つを着色砂で置き換えたときの分布状況を示す 図-11 によっても明瞭である。すなわち、着色砂で置き換えられた ripple は、それより前方の ripple から来た砂によって岸側面からうすめられてゆき、同時にその後方の ripple は岸側面から次第に着色されてゆく。したがって ripple の沖側面に対する砂の供給はほとんどなく、ripple は常に前進するわけ

図-11 ripple 移動にともなう着色砂の分布



であるが、①の領域では、浮遊して沖側にもどされる砂の量は ripple の岸側面にそって掃流される砂の量より少ないので全体として砂は岸側に向かうことになる。これに反し、②の領域では、浮遊して沖側にもどされる砂の量が岸方向に動く砂より多くなるために、全体として砂の移動は沖向きになる。そのときのガラス砂の分布状況を 図-12 に示す。この②の領域のとき ripple が後退する場合もあったが、それは水路の一端にもうけた波浪装置が、1/10 勾配の木製であったので、反射波の影響が現われ、ripple が不規則になったためと思われる。これは、消波を比較的考慮した前述の砂移動の方向の実験では、常に ripple は岸向きであったことからもうなずけることである。

次に③の領域の実験の例は 図-13 に示される。この場合は、ripple は小さかったので、放射能の測定は、ripple の位置に関係なく等間隔で行なった。この場合は、

図-12 砂移動領域②に対するガラス砂の分布の一例

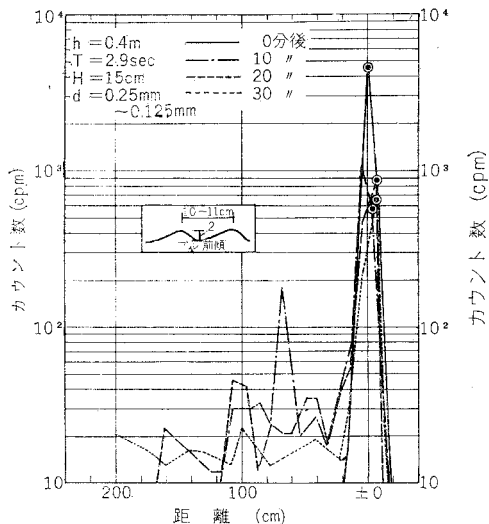
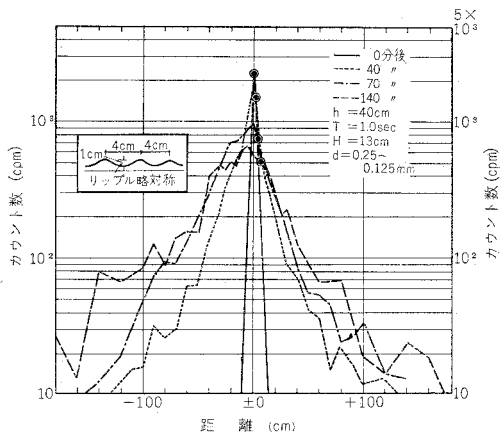


図-13 砂移動領域②に対するガラス砂の分布の一例



ガラス砂は、それが置き換えられた ripple を越して、岸側にも分散した。このときの ripple の形は、前者のように、前傾することなくほぼ対称で、ripple の上に波の山が来たときばかりでなく、谷が来たときにもうずができる。すなわち、ripple を越えて、岸側にも浮遊されるようになる。この図では、波高が小さかったためか、全体としての砂移動はほとんど0であるが、少し波高が大きくなれば、岸向きの浮遊砂が多くなり、砂は全体として岸向きになるものと推定される。

5. むすび

本研究は、実験方法に多少の問題はあるが、沖浜における砂移動について、ある程度の特性を明らかにすることができた。今後は、砕波帯における砂移動の特性を調べてゆく予定である。

最後に、本研究を進めてゆくに当たり、多くの御指示を頂いた井島博士に感謝の意を表す次第である。特に、アイソトープ砂の実験による集団的な移動限界を示す式は、井島博士の御指導のもとにできたものである。

参考文献

- 1) Madhav Manohar : Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 2) Vincent, G.E. : Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Coastal Eng. No. 6, 1958.
- 3) Goddet, J. : Étude Du Début D'entraînement Des Matériaux Mobiles sous l'Action de la Houle, la Houille Blanche No. 2 Mars-Avril 1960
- 4) 石原藤次郎・榎木 亨 : 漂砂の移動限界流速, 限界水深及び移動量について, 第7回海岸工学講演会講演集, 1960年11月
- 5) Lamb, H. : Hydrodynamics
- 6) 佐藤清一・岸 力 : 漂砂に関する研究(7), 波による海底剪断力と底質の移動; 建設省土木研究所報告第85号-6昭和27
- 7) 井島・佐藤・青野・鶴川 : 茨城県磯浜海岸の漂砂について, 第8回海岸工学講演会講演集, 1961年9月
- 8) 岩垣雄一・野田英明 : 海浜変形の実験に於ける縮尺効果の研究, 第8回海岸工学講演会講演集, 1961年9月
- 9) Rector, R.L. : Laboratory Study of Equilibrium Profiles of Beaches, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 41, 1954.
- 10) Lhermitte, P. : Mouvements des Matériaux de Fond sous l'Action de la Houle, Proc. of 7th Coastal Engineering, 1960.