

# 漂 砂

工博 運輸省港湾技術研究所漂砂研究室長 佐 藤 昭 二

## は し が き

一般に、波や流れによって海浜を移動する海浜構成物質及び、その移動現象を漂砂という。特に移動現象を強調して漂砂移動又は、漂砂現象という言葉もしばしば用いられる。

漂砂の抱括する範囲は、境界条件として海岸及び海底の地理学的特性、外力条件としての風、波、流れの漂砂に対する影響、その影響の下での海浜物質の移動、その移動の結果としての海浜地形の変化、更に人為的海浜構造物と漂砂の相互作用など非常に広い。前年度の本研修会で、堀川助教授<sup>1)</sup>がその全般に亘り、又、福島教授<sup>2)</sup>が浮遊漂砂の調査法を中心として測定法について述べておられるので、ここでは、底質の移動そのものを中心として述べることにする。

## 1. 波による砂礫の移動

### 1-1 海浜各部の呼称

波による砂礫の移動は、海浜各部によってその移動形態が異なるので、先ず海浜各部の呼称を明らかにしておこう。図1-1は、典型的な海浜断面形状である。<sup>3)</sup>

多少の説明を加えると：

沖浜（Offshore）砕波帯の外側の部分で、ここは比較的平坦で、ここでは波は砕けない。

外浜（Inshore）沖浜の陸側端から通常の干潮汀線までの部分で、この間に沿岸砂洲や段が発生する。

前浜（Foresnore）通常の干潮汀線から通常の波が遡上する範囲で最も変化の激しい部分である。

後浜（Backsnore）前浜の陸側端から砂丘あるいは崖などの根本までの部分で、時化時波が高潮をとまって遡上する部分である。

沿岸砂洲は波形勾配の大きい波、段は波形勾配の小さい波で形成され同一の波が長く続いた後では一般に

両者が同時に存在することはまれである。比較的波形勾配の小さい波によって堆積が起ると、前浜と後浜の境に、小さい砂丘すなわち、バームリッジ（Berm Ridge）が形成されることがあり、波形

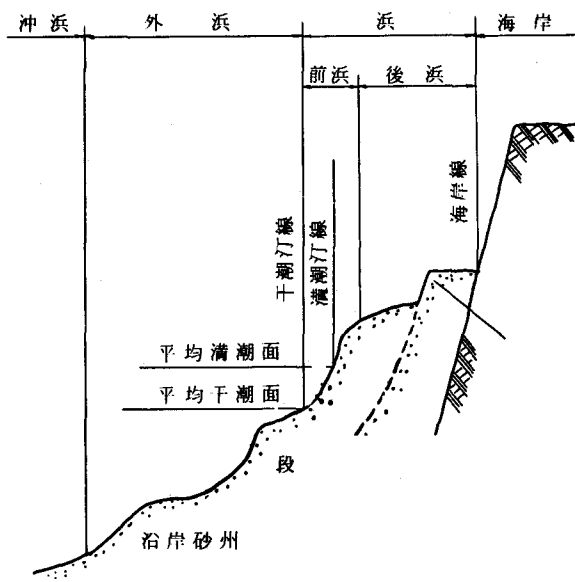


図1-1 海浜各部の呼称

勾配の大きい波による侵蝕の結果として浜がけが出来ることもある。又、海岸線 (Coastline) という言葉は一般には海と陸との境界を指すが、海岸工学上は、後浜の陸側端すなわち、波や潮位的作用の及ぶ限界線をさす。従って、この海岸線より陸側の海に近い部分を海岸、その海側を (Shore) という。一方、汀線 (Shore line) は、海水面と海浜との境界線に対する言葉で、干潮汀線、満潮汀線のように用いられる。又、米国では、浜 (Shore) の中、砂礫などの移動しやすい物質で構成されているものを特にビーチ (Beach) と定義している。我が国では、このような区別をしていないが、砂浜という言葉がこのビーチに相当するようである。

## 1-2 波による境界層内の流れ

砂移動を論ずる前に波による境界層内の流れについて述べよう。

### (1) 層流の場合

境界層の厚さ  $\delta$  は数 mm 程度の大きさであるので外力を無視し、又、底面に垂直方向の圧力も殆んど変化がなく、それは境界層外のポテンシャル運動から定まる圧力に等しいと考えることが出来るので Navier-Stokes の運動方程式の高次の微小項を無視して、運動方程式は水底に座標の原点をとって次のようになる。<sup>4)</sup>

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

これに連続の方程式を加えて

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

一方、境界層外縁の流速を  $u_b$  とすると微小振巾波理論により

$$u_b = \frac{H}{2} w \operatorname{cosech} kh \sin(kx - wt) = a_w \sin(kx - wt) = u_o \sin(kx - wt) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_b}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

ここで、 $h$  は水深、 $H$  は波高、 $w$  は  $2\pi/T$ 、 $k$  は  $2\pi/L$  ( $L$  は波長) である。

(4) 式を (1) に代入して

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u_b}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (5)$$

Lin<sup>4)</sup> は、次のように (4) 式の高次の微小項をのぞいて境界層内の流速を求めた。

境界層内部においては  $\frac{\partial}{\partial y}$  は  $\frac{1}{\delta}$ 、 $\frac{\partial}{\partial x}$  は  $k$  の order であるから式 (2) により

$$v \sim \delta k u_b$$

又、第 1 近似として  $|u| \sim |u_b|$  と考えることが出来るから (5) 式の各項の大きさは、

$$\frac{\partial u}{\partial t} \div \frac{\partial u_\infty}{\partial t} \sim aw^2 \quad u \frac{\partial u}{\partial x} \sim ka(aw^2)$$

$$v \frac{\partial u}{\partial y} \sim ka(aw^2) \quad \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \sim aw^2$$

そして  $ka \ll 1$  と考えると、(5) 式は高次の微小項を省略して次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u_b}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (6)$$

$u(y, t)$  に対する境界条件として

$$u(0, t) = 0, \quad u(b, t) = u_0 \sin \omega t \quad (7)$$

を用いて(6)式を解くと

$$u(y, t) = u_0 \{ \sin \omega t - e^{-\beta y} \sin(\omega t - \beta y) \} \quad (8)$$

$$\text{ここで } \omega = 2\pi/T, \quad u_0 = \frac{\pi H}{T} \sin \frac{2\pi h}{L}, \quad \beta = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \quad (9)$$

この(8)式が一般に波による層流境界層内の流速の近似式として用いられているもので、Longuet-Higgins<sup>6)</sup>のもともめたものと同じである。

(III) 乱流の場合

乱流の場合に対する一般的な理論式はまだ見出されていない。ここでは、Kalkanis<sup>7)</sup>の考え方を述べよう。

$x, y$  方向の乱れの流速成分をそれぞれ  $u', v'$  とすると、乱流境界層内の流速は、

$$u = \bar{u} + u' \quad v = v' \quad (10)$$

$\bar{u}$  は時間と空間に対する simple harmonic function であり、(8)式と同じ型式になると考える  
と次のように表わされる。

$$\bar{u}(y, t) = u_0 \{ \sin \omega t - f_1(y) \sin[\omega t - f_2(y)] \} \quad (11)$$

$f_1(y), f_2(y)$  は実験的に求めるべき  $y$  のみの函数である。

しかし、実験的と云っても境界層は数mmの厚さであるので進行波を用いた模型水路内で層内流速を測ることは困難である。一方、式(8)の第2項は、水底を、 $u(b, t) = 0, u(0, t) = u_0 \sin \omega t$  の境界条件で振動させたときの拡散方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (12)$$

の解と同じである。従って、波は水槽内で水平床をこの条件で振動させれば水底の砂粒に対する外力の条件は(6)に近似すると考え、その実験によって層内流速を測定し、次のような実験式を求めた。

$$\frac{\bar{u}}{u_0} = [1 + f_1^2(y) - 2f_1(y) \cos f_2(y)]^{\frac{1}{2}} \sin(\omega t + \theta) \quad (13)$$

$$\text{ここで } \theta = \tan^{-1} \frac{f_1(y) \sin f_2(y)}{1 - f_1(y) \cos f_2(y)}$$

$$\begin{aligned} \text{滑面に対して } f_1(y) &= 0.3 e^{-7.5 \frac{y}{a}} \\ f_2(y) &= 1.55 (\beta y)^{1/3} \end{aligned}$$

粗面に対して  $f_1(y) = 0.5e^{-1.33\frac{y}{a\beta d}}$

$f_2(y) = 0.5(\beta y)^{2/3}$

( $d$  : 表面砂の粒径)

⑬式は、残念ながら境界条件を満足していないが、彼の実験が現地と同じ大きさの流速でなされたものであるので、上式は、現地の水底近くの平均的流速分布をほぼ表わすものであると云っている。

### Ⅲ) 層流と乱流の境界

Li<sup>8)</sup>は、水路内で水平単振動をしている粗面板上に水面より過マンガン酸カリの粒子を投入し、それが水底で水に溶解して出す赤色流線が乱れてその上層水と混合するとき乱流であるとして層流と乱流の境界を求めた。2次元粗面は、鋼棒や半円形の木棒を板にエス付けし、3次元粗面は、砂や砂利を同様にに取り付けて作った。Manohar<sup>a)</sup>も、同じような実験を行ない、Liの結果と一致した。その結果は図1-2に実線で示されている。

図中の2重丸は Kalkanis<sup>5)</sup>によるもので、2つとも明らかに乱流を示す点であると云っている。彼は、同じ装置ではあるが、その先端を水底より数mm上(ここでは水は静止している。)になるようにした細い真鍮チューブを通して染料を投入し、その乱れを調べた。彼は Liらの方法では粗度が大きくなると、過マンガン酸カリの粒子とそれから出る濃い流線が、理論的な水底下の振動板と共に動く水の中に閉じ込められる可能性がありその結果、境界線が折線をしたのであり、点線のようにすべての粗度に対し Reynolds 数  $u_0 \epsilon / \nu$

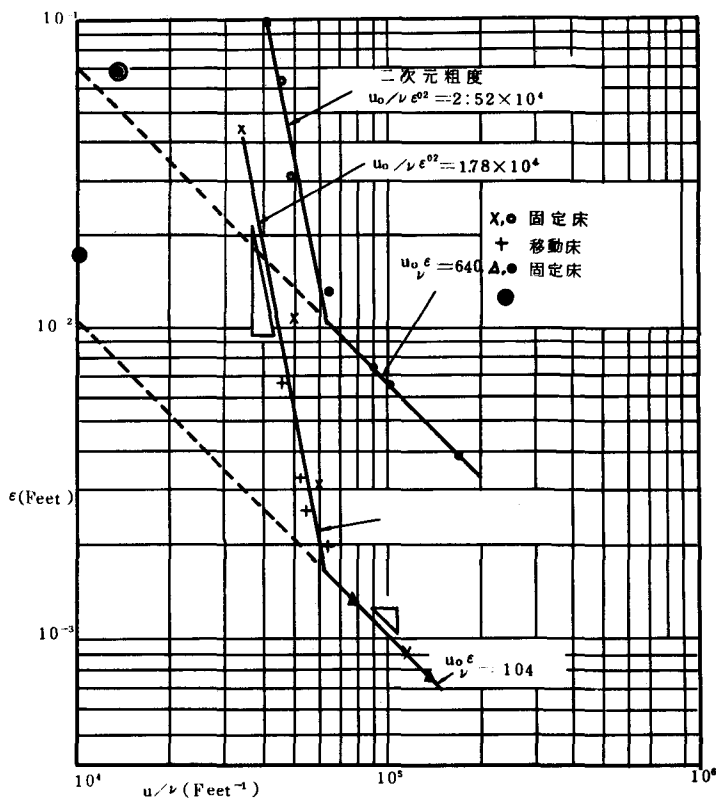


図1-2 単振動水平運動に於ける層流から混流への遷移限界 (Kalkanis 1964, 図中の  $\epsilon$  は粗度で粒径を示す)

( $\varepsilon$  はここでは粒径にとってある。) の大きさに境界が定まるべきであろうと云っている。しかし、この点については、彼も認めているように更に多くの研究と実証が必要であろう。しかし、いずれにしても、上述の実験から通常の沖浜帯を構成している細砂に対する遷移境界は Reynolds 数が 100 より少し大きい附近にあると考えられる。

### 1-3 初期及び全面移動限界

水底に作用する波の力がある大きになると先ず、比較的表面に突出したいくつかの砂が動き出す。これを一般に初期移動という。更に、その力が大きくなると表面全体にわたって第一層の砂がほとんど動き出す。これを一般に全面移動という。

図 1-3 における球粒子がまさに動き出そうとする瞬間における力の平衡関係は、

$$R_T = \left\{ (\sigma - \rho) g d^3 \frac{\pi}{6} - R_L \right\} \tan \varphi \quad (14)$$

ここで  $\sigma$  および  $\rho$  はそれぞれ砂および水の密度、 $g$  は重力の加速度、 $d$  は砂の粒径、 $\varphi$  は水中における砂の静止摩擦角である。 $R_L$  は波による鉛直力で、鉛直方向の流速  $v$  及び加速度  $\frac{\partial v}{\partial t}$  にもとづくものであるが、それらは前節でのべたように微小であるから無視することが出来又  $\tan \varphi \div 1$  とおくことが出来るから (14) 式は次のようになる。

$$(\sigma - \rho) g d^3 \frac{\pi}{6} = \rho \frac{\pi}{8} C_D d^2 u_d^2 + \rho \frac{\pi}{6} C_M d^3 \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_d \quad (15)$$

ここで  $C_D$  は抵抗係数、 $C_M$  は仮想質量係数であり、 $u_d$  及び  $\left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_d$  はそれぞれ波による砂粒頂部流速で (8) 式により次のように表わされる。

$$u_d = u_o \left\{ \sin \omega t - e^{-\beta d} \sin (\omega t - \beta d) \right\} \quad (16)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_d = u_o \omega \left\{ \cos \omega t - e^{-\beta d} \cos (\omega t - \beta d) \right\} \quad (17)$$

石原、樫木は、理論的展開と数値計算を行ない  $d/H$  が小さいときは (15) 式における加速度の項を無視し得ることを示すと共に、実験水路で一方向の流れを徐々に変化させて砂が動き出すときの限界摩擦速度  $u_c^{**}$  を求めた。その  $u_c^{**2} / \left\{ \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d \right\}$  と  $u_c^{**} d / \nu$  の関係をプロットしたものが図 1-4 である。図の  $\varepsilon$  は砂粒の全体積が完全に他の砂から突出していないことによる効果即ち遮蔽係数で、0.35 ~ 0.4 に相当する曲線内に実験値が並んでいる。

実験値を用いて、遮蔽係数を 0.35 に定め  $u_c^{**} d / \nu < 10$  の範囲内で次のような関係を得た。

$$\frac{u_c^{**2}}{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d} = 0.114 \left( \frac{u_c^{**} d}{\nu} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (18)$$

更に、底部の剪断応力  $\tau$  は、 $\mu = \nu / \rho$  とし、(8)、(9) 式により

$$\tau = -\mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \rho \nu^{\frac{1}{2}} \omega^{\frac{1}{2}} u_o \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \quad (19)$$

従って、境界層外縁の流速  $u_d$  と摩擦速度  $u_c^{**} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$  との関係は、(3) を用いて

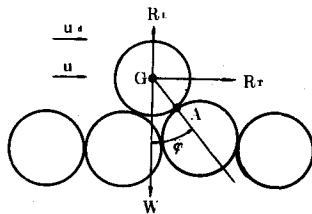


図 1-3 粗面上に突出した粒子に作用する力

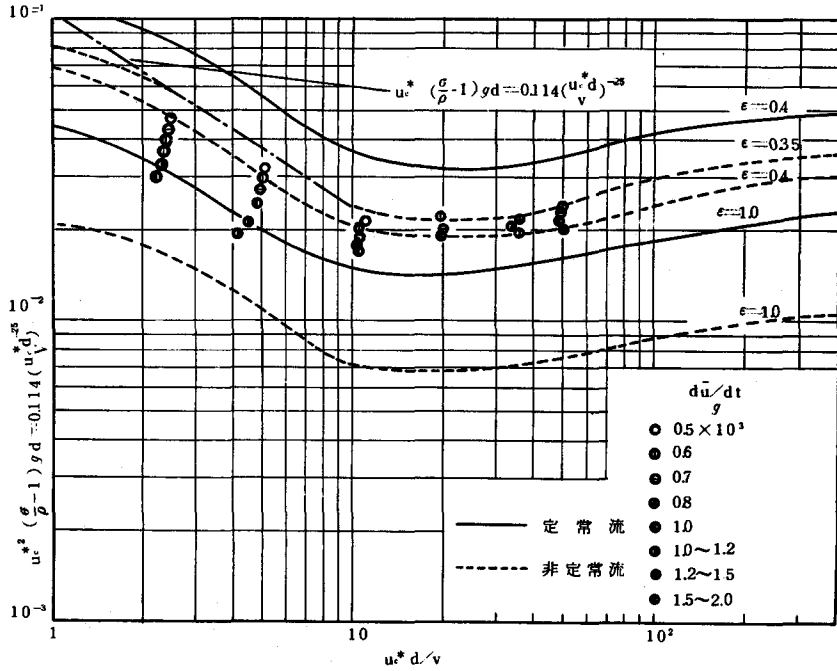


図 1-4 限界摩擦速度の無次元表示 (石原・楳木 昭和 35 年)

$$\left( \frac{u_b}{u_c^*} \right)^2 = \sqrt{\frac{w}{\nu}} \cdot a \cdot \sin^2 wt / \sin \left( wt + \frac{\pi}{4} \right) \quad (20)$$

従って,  $u_b$  の最大即ち  $u_o$  と限界摩擦速度  $u_c^*$  との関係は  $wt = \frac{\pi}{2}$  として

$$\left( \frac{u_o}{u_c^*} \right)^2 = \sqrt{2} \sqrt{\frac{w}{L}} \cdot a \quad (21)$$

この式を(20)に代入し, (9)式と  $T = \frac{2\pi L_o}{g}$  及び  $H/L_o = (H_o/L_o)(H/H_o)$  の関係, 更に  $\sigma/\rho = 2.65$  として, 次のような初期移動限界式を求めた。

$$\frac{H_o}{L_o} = 0.171 \left( \frac{d}{L_o} \right)^{1/4} \sinh \frac{2\pi h}{L} \frac{H_o}{H} \quad (22)$$

佐藤・田中<sup>(11)</sup>は(21)式における加速度の項を省略し, 抵抗係数  $C_D$  の値は定常流の場合と同様に Reynolds 数  $u_o d / \nu$  の  $\frac{1}{2}$  乗に比例する ( $u_o d / \nu$  が  $10 \sim 10^3$  の間で) と仮定し,  $u_d$  の最大値として(20)式における  $wt$  を  $\frac{\pi}{2}$  にとり,  $\beta = \sqrt{\frac{w}{2\nu}} = 0.706 \sqrt{\frac{w}{\nu}}$  を用いて

$$\frac{u_o^2}{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d \sqrt{\frac{u_o d}{\nu}}} = \frac{4}{3} k' \left( 1 - e^{-0.706 \sqrt{\frac{w}{\nu}} d} \cos 0.706 \sqrt{\frac{w}{\nu}} d \right)^{-2}$$

とした。ここで  $k'$  は比例常数である。

上式の右辺は $\sqrt{w/\nu} d$ の函数であることから進行波による全面移動に関する実験値を図1-5のようにプロットし、次のような関係を得た。

$$\frac{u_o^2}{\left(\frac{\sigma}{\rho}-1\right)gd\sqrt{u_o d/\nu}} = \frac{0.6}{\sqrt{w/\nu} d} \quad (23)$$

この式を22と同様な変形を行ない、全面移動限界として次のような式を得た。

$$\frac{H_o}{L_o} = 0.565 \left(\frac{d}{L_o}\right)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L} \cdot \frac{H_o}{H} \quad (24)$$

野田、井保<sup>12)</sup>は19式から16, 17, 20式を用いて移動限界式が $u_o^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ ,  $u_o^{*d}/\nu$ および $u_o^*/u_o$  (ただし,  $u_o^{*2}=u_o(\nu w)^{1/2}$ )で表わされることを示しているが、やはり $u_o^{*d}/\nu$ が10より大きい値に対しては理論式と一致していない。石原、樫木による22は $u_o^{*d}/\nu < 10$ に対するものであり、図1-4からわかるように、それより大きい値に対しては、別な関係で示される。一方、図1-5をみると $\sqrt{w/\nu} \cdot d$ が1より大きい値即ち実験値<sup>10)</sup>から $u_o d/\nu$ が100附近より大きい値に対しては、実験値の散乱が大きい。野田、井保や石原、樫木の実験値の $u_o d/\nu$ はわからないが、図中に用いられたManohar その他実験値から考えて理論式と一致している範囲は、同様に $u_o d/\nu$ が100附近より小さい部分であろうと思

われる。1-2の冊)でのべたようにKalkanis等の実験では $u_o d/\nu$ が100より少し大きい附近に乱流と層流の境界があることを考えると、上述のようなずれは、抵抗係数のとり方や、速度項の省略よりも乱流領域にまで層流の考え方をそのまま延長したことによるのではないと思われる。しかし、現実において通常の沖浜帯における底質粒径は0.3~0.1mm程度でこれを移動せしめる限界、Rynolds数 $u_o d/\nu$ は、図1-5に用いた実験値<sup>10)</sup>(現地と同じ程度の振動を与えたManoharの実験も含む)ではほぼ100以下であることを考えると、22及び23式は十分な信頼をもって現地に適応出来ると云える。

#### 1-4 移動の程度を表わす限界式

佐藤、岸<sup>14)</sup>は定常流による水路の実験を行なって砂粒の移動開始に対する限界流速 $u_1$ を求め、それが平均粒径 $d$ と次のような関係で表わされことを示した。

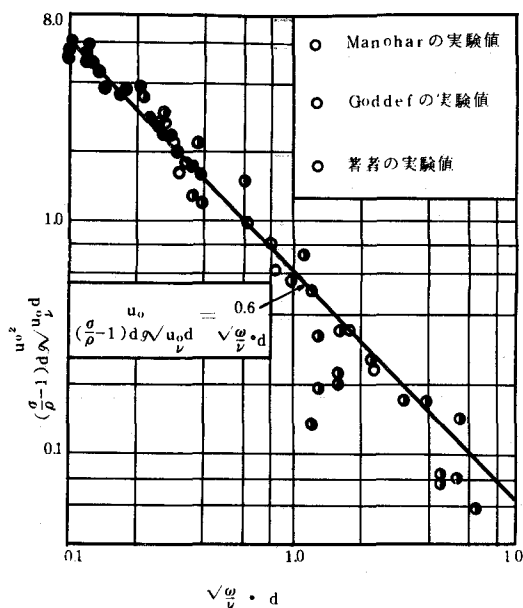


図1-5 全面移動限界 (佐藤・田中 昭和37年)

$$d = 0.039 \frac{u_1^2}{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1\right) g}$$

$$= 2.5 u_1^2 \quad (25)$$

ここで  $d$  と  $u_1$  はそれぞれ  $\text{cm}$  と  $\text{m/sec}$  の単位で、 $\frac{\sigma}{\rho} = 2.6$ 、 $g = 980 \text{ cm/sec}^2$  にとってある。

$u_1$  に対する値として波による水底流速の平均値をとるべきとし、単純に(3)式における  $u_0$  の半分を(25)式に代入し、次のような式を得た。

$$\sinh \frac{2\pi h}{L} = \left(\frac{2.5}{d}\right)^{1/2} \frac{\pi H}{2T}$$

この式に(25)を考慮し、前と同様な変形を行なうと次のようになる。

$$\frac{H_0}{L_0} = 10.2 \left(d/L_0\right)^{1/2} \sinh \frac{2\pi h}{L} \frac{H_0}{H} \quad (26)$$

この式は、その誘導方法に誤間がもたれるが、境界層内流速が今日ほどまでには不明であった時代の唯一の式であった。この式に対する意味付けは本節の終りですることとする。

佐藤<sup>13)</sup> は数年来、放射性ガラス砂を現地海岸に投入しその移動分布を測定して来たが、その沖浜帯に投入されたガラス砂のカウン線線の広がり方を、その移動の激しさから図1-6のように分類した。すなわち

(1) 第1群、すべての等カウン線線が波の進行方向に広がるばかりでなく最高カウンの位置も波の進行方向に移動するかあるいは非常に大きな波が来た後に見られるようにカウン値が急激に減少した場合である。これをここでは完全移動となづける。

(2) 第2群、すべての等カウン線線の広がりの方角が波の進行方向と一致するが、最高カウンの位置は変化せず、その附近のカウン値が急激には減少しない場合である。これをここでは表層移動とする。

(3) 第3群 高カウン線線は波向きに広がるが低カウン線線は潮流の方向に広がる場合である。投入してから相当月日が経過してから見られることがあるように、等カウン線線の広がり方が全く変らず全体的にカウン値が下がる場合も含める。

(4) 第4群 カウン線線の広がりも変らず、カウン値の減少もほとんどない場合である。投入直後などにおいてほとんど同心円に広がるとか、潮流の方向にのみカウン線線が広がる場合もこの群に入れる。

以上の分類は、入江の口や海峡近くの潮流の激しい所や、防波堤などの海岸構造物の影響を強くうける所には適用されない。又、上述したカウン分布の変化は、ある測定時から次の測定時に対するものであり、投入直後の測定時に対する他の測定時の変化についてはではない。

以上の分類に従って伊良湖、大洗、新潟、鹿島、仙台の各港海岸のガラス砂分布を分類し、各々に

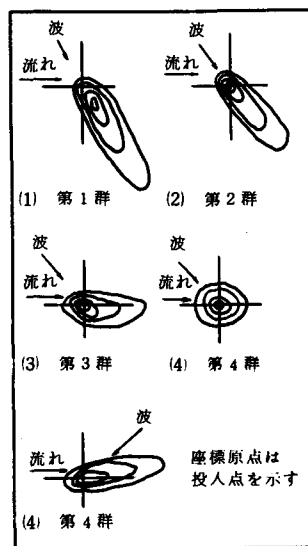


図1-6 放射性ガラス砂の分布の分類

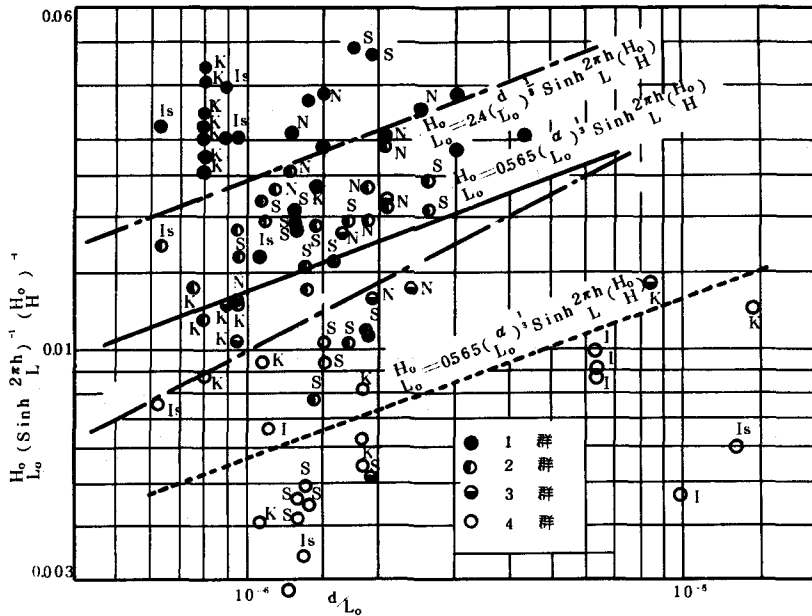


図 1-7 放射性ガラス砂分布に於ける底質と波の諸元の関係

K…鹿島港, S…仙台湾, N…新潟東港,  
I…伊良湖港, Is…大洗港

対する  $H_o/L_o \cdot (\sinh \frac{2\pi h}{L})^{-1} \cdot (\frac{H_o}{H})^{-1}$  と  $d/L_o$  を計算してプロットしたものが図 1-7 である。なお計算に用いた波の諸元はあるガラス砂分布測定時から次の測定時までの期間の最大有義波に対する値である。

この図を見ると、すべての点が第 1 群である限界及び第 2 群と第 3 群の境界はそれぞれ次のようになる。

$$\text{完全移動限界 } H_o/L_o = 2.4(d/L_o)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L} \frac{H_o}{H} \quad (27)$$

$$\text{表層移動限界 } H_o/L_o = 1.35(d/L_o)^{1/3} \sinh \frac{2\pi h}{L} \frac{H_o}{H} \quad (28)$$

図には模型実験による全面移動限界式も示してあるが、その下方は第 4 群のみであり上方の近くには第 3 群と第 4 群が存在することから見て放射性ガラス砂分布と全面移動の実験とほぼ一致している。式及び図式は乱流領域に対し層流領域で得られた表示を用いたこと及びそれらに対する砂粒の移動現象そのものを明確に定義することは出来ないというあいまいさはあるが、工学的には十分意義があるものである。すなわち、式式は海底における表層の砂が波向きの方に集団的に掃流される場合の限界を示すもので工学的には底質移動が問題となる限界と考えられ、式式は水深変化が明瞭に現われるほどに顕著な移動を示す限界と考えられる。

又、図から佐藤，岸による28式が，28式に近いものであることを考え，平均波高が0.9 m のときに岩船における水深-8.5 m の底質がこの式で表わされたということを考えると，この式は工学的に28式より少し弱い移動を示すものと考えられる。尚，27，28式を  $h/L_0$  をパラメーターとして  $d/L_0$  と  $H_0/L_0$  で図示したものが図1-8及び9である。

以上のことから，砂浜海岸における港口先端水深は底質移動の眼点からのみ考えれば年に数%の出現率を示す波に対しては表層移動限界28式による水深を用い，年に1度起る時化程度の波に対しては完全移動限界式を用いることが望まれるが或程度の維持浚渫も予想してそれよりも幾分浅い水深とするのが経済的であろう。

#### 1-5 底質の移動形式と移動方向

模型造波水路内で完全移動限界よりすこし大きい波を作用させると海底には砂れんが形成される。その砂れんの一つを着色砂で置き換えると図1-10のように分散する。すなわち，着色砂で置き換えられた砂れんは，岸側面から次第にうすめられて行き，一方それより沖側の砂れんは岸側面から次第に着色されて行くが，岸側の砂れんは着色されない。このことは，多くの人々の実験で知られているように，浅海では，それぞれの砂れんの上に波の峯が来た

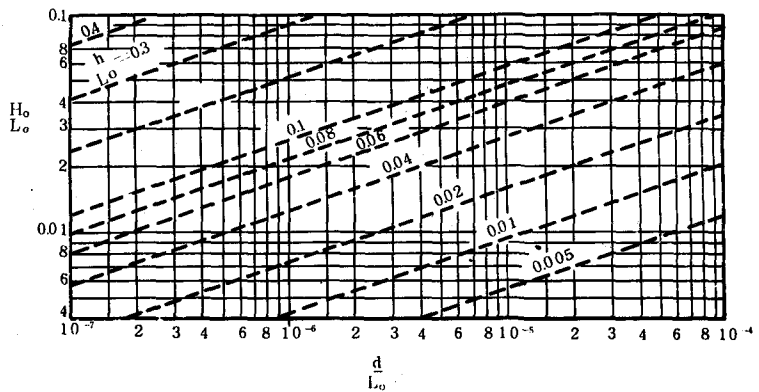


図1-8 完全移動限界の計算（佐藤 昭和38年）

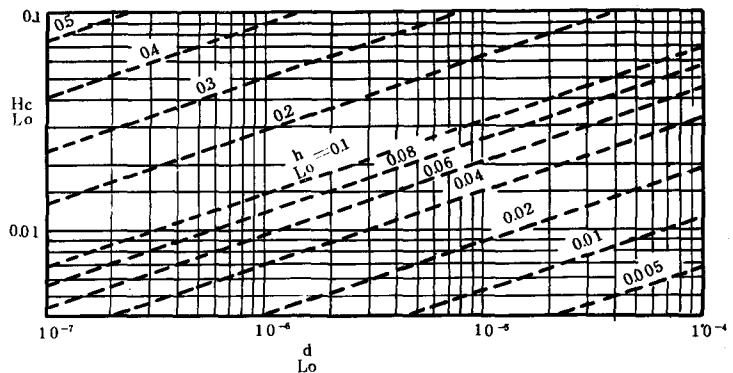


図1-9 表層移動限界の計算（佐藤 昭和38年）

とき砂れんの岸側にうずが出来、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くつかの砂れん上に分散し、この砂れん上に分散された砂は次の波峯によってそれぞれの岸側面に集まるのみで、それ以上に前進することはないからである。従って、砂れんのみに着目すれば、それは見掛け上常に前進することになる。

以上のような砂粒の移動は、通常の沖浜帯における水底近くの様相を示すものであり、波の渦動作用に比較して粒径が大きい場合には、浮遊状態で動くこと

はなく、波の峯が来たときのみ掃流形式で砂れんの沖側面の砂がその前面に集まるだけであろうし、渦動作用に比して粒径が小さい程、水底より相当な高さまで砂粒が上り、波の全サイクルを通じて水中に浮遊するものもあり、それは、全体として波による水粒子の質量移送に合ったよう移動を示すものと考えられる。

しかしながら、例えば図1-11<sup>16)</sup> (この図の(a)の設置期間中の有義波の波高は0.7~0.9 mで周期は7~9 secであり、(b)の有義波高は0.5~1 m未満が37% 1~1.5 m未満が33%, 1.5~2 m未満が22%, 2~3 mが9%で周期は7~12 secであった。)に示すように沖浜帯における浮遊砂の大部分は水底近くに集中し、波の全サイクルを通じて完全に水中に浮遊する量は底質粒径が小さく波高が相当に大きいときを除いて全体から見ればわずかであるから、底質の実質的な移動方向は通常上述のごと

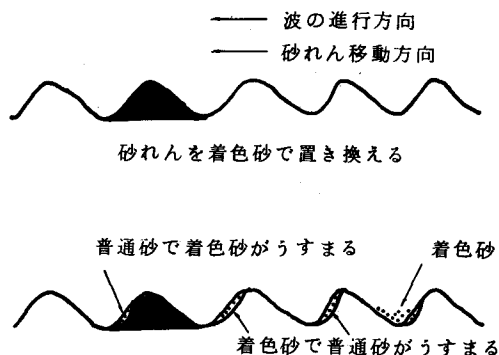


図1-10 砂れんの一つを着色砂でおき換えた時の状態

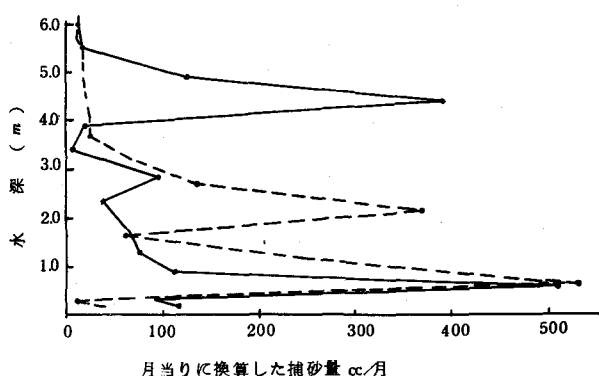
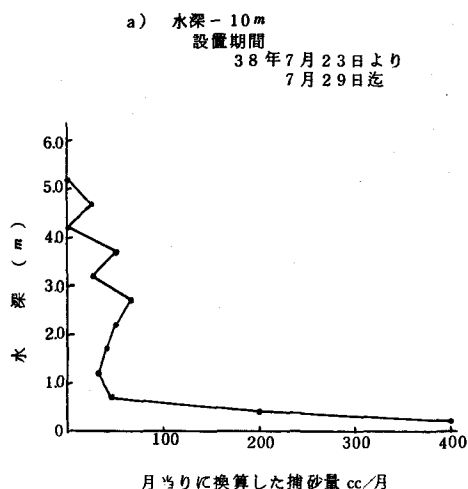


図1-11 鹿島港における捕砂竹による浮遊砂分布の一例(鹿島港昭和38年)  
(浮遊砂平均粒径0.12 mm)

く掃流形式で波の進行方向に運ばれる量と、浮遊形式で冲向きに運ばれる量の大小によって決定されることになる。そうして、同一の波によっては粒径の小さいものほど浮遊形式で冲向きに運ばれる量が多いので、海底砂は水深が深くなるにつれて粒径が小さくなるべきであるが、現実の海岸でそのような傾向が明瞭に見られるのは沿岸砂洲より或る限られた沖側の範囲までか、海底勾配が $1/100$ 以内の比較的急な部分までであり、それ以深はほとんど一定の粒径であるのが普通である。又、波のある通常の海岸では平均粒径が $0.1\text{ mm}$ 以下になることはほとんどない。なお、上述の浮遊砂に対する考えは、外海に面した粒径に比して波高の大きい鹿島港などの観測結果から得られたものであり、浮遊砂全般に対しては本間、堀川<sup>15)</sup>らの研究を参照されたい。

## 2. 海浜各部における底質移動形態

ここでは、主として放射性ガラス砂による現地観測結果から総合的に各部底質移動形態をのべる。

### 2-1 沖浜帯における底質移動

沖浜帯に放射性ガラス砂を投入すると、投入当日のその移動は一般に波向とは無関係に主として潮流或いは底層流の方向に拡がる。これは、投入は一般に波が小さいとき行なわれるので、主として投入時の攪乱によって浮遊されたガラス砂を潮流に打勝って波による海底面にそう水粒速度の方向に動かすことが出来なためと思われる。次に、波が或程度大きくなっても、波による力がさほど大きくなく、水底にそう波による水粒子の岸向きの流速と冲向きの流速の差が大きくなれば、海底砂は前後進するのみである。したがって、このような時は振動する板の上に砂をのせた時のようにガラス砂は冲向きと岸向きにほぼ同じ程度に拡がる。筆者らの模型実験<sup>11)</sup>でこのような拡がりをするのは、粒径が小さい時のみに現われ砂れんはほとんど前後対象（通常は前傾している）な形をし、砂れんの移動はほとんどなく、波の峯と谷の両者で共に弱い渦が出来て弱い浮遊砂の前後移動のみが見られる。さて、このような移動の実例は、37年7月15日新潟東港海岸の水深-7mに投入されたガラス砂の分布図2-1の7月23日<sup>13)</sup>の測定に見られる。これは、ガラス砂投入後海上は静穏であり、22日と23日に波高50~90cm、周期8~6sec程度の波があった後の測定結果である。しかしながら、この様な同心円の分布をするのは少なく、通常はこのような波の時でも潮流の方向に流された分布をする。

これより更に波による水底の水粒子速度が強くなり、その岸向きの流速が冲向きより或程度強い場合は、ガラス砂は波向きの方向に広がると共に潮流の方向にも或程度分布する。この一例は図2-2に示した鹿島港海岸での観測に見られる。ガラス砂は37年11月7日に投入され、その5日後の観測であるが、この間波高60~80cm、周期6~8secの波がNE方向から来ていた。水深-15mと-12mのものは主として海岸と平行に潮流の方向に流れているが、-9mと-6mでは波高と潮流の方向への移動が見られる。

次に、波の作用が更に大きくなると、ガラス砂は主として波の進行方向に向ってすべて移動する。この例は比較的水深の浅い場合、或いは、波高の大きい時によく見られ、その一例として大洗港の水深-4.5mに投入されたガラス砂の分布を図2-3<sup>17)</sup>に示す。投入後、波は主としてESE方向から来ており、11月23日から28日の間には、波高1~2m、周期10~15secの波があり、29日の観測では波向と一致した広がりを見せると同時に、岸から沖に向う離岸流の影響を受けてカウント

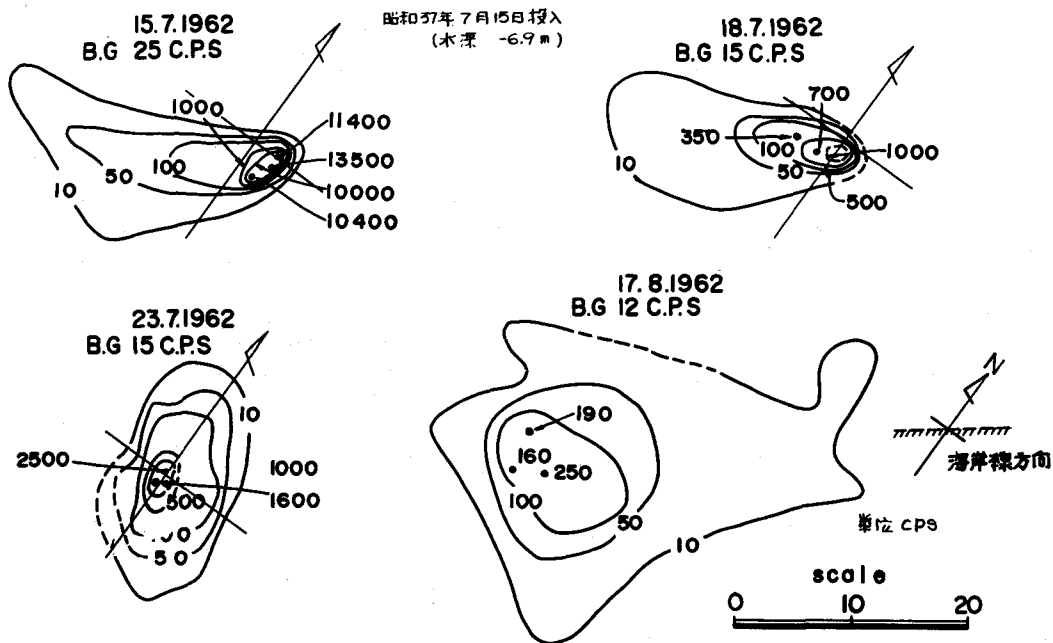


図2-1 新潟東港海岸水深-7 mにおけるガラス砂の分布  
(ガラス砂平均径0.19 mm, 10 mc)

分布の岸よりは密になっている。その後、12月5日～7日に波高2.6 m, 周期12 secに達した波をうけた後の9日の測定では投入点の直ぐ近く以外にガラス砂の存在を見出すことは出来なかった。

大洗港の9日測定のような高度な分散をした他の例を図2-4に示す。これは先に示した図2-2よりほぼ40日後の同じ地点のもので12月5日から15日まで波高4.5 m, 周期12秒に達した波高2 m以上の波があった後の測定である。この-15と-12 mのガラス砂の分布図を図3-2と比較すると海岸に沿う移動の外に沖向きの移動が卓越し、又カウント値が急激に減少しており、-6 m点のものはその存在を見出すことが出来なかった。以上のことは、波による海底の渦動作用が非常に大きくなると、海底砂は掃流移動よりも浮遊移動がはるかに卓越することを意味するものであろう。前節で述べたように、海底砂は波の谷のとき沖向きに浮遊移動するときは広い範囲に分散するに反し、波の峯のとき岸向きに掃流移動するときは砂れんと共に移動する。従って、現地に於ける放射性ガラス砂の分布図には砂れんと共にかたまつて移動する比較的濃度の高い部分すなわち、岸向きの移動が強調されて現われる傾向がある。しかし、非常に大きな波によってはその強調を打消す程に波の全サイクルを通じての完全移動も加わって浮遊移動が掃流移動よりはるかに卓越する結果(前述した図1-11で波の小さい(a)と波の大きい(b)における海底面近くの最大浮遊砂濃度値には大きい相違はない)上述の様なカウント数の急激な減少となって現われると思われる。

実質的な移動の沖向きと岸向きの限界は、我々のアイソトープによる現地観測結果からは明らかに

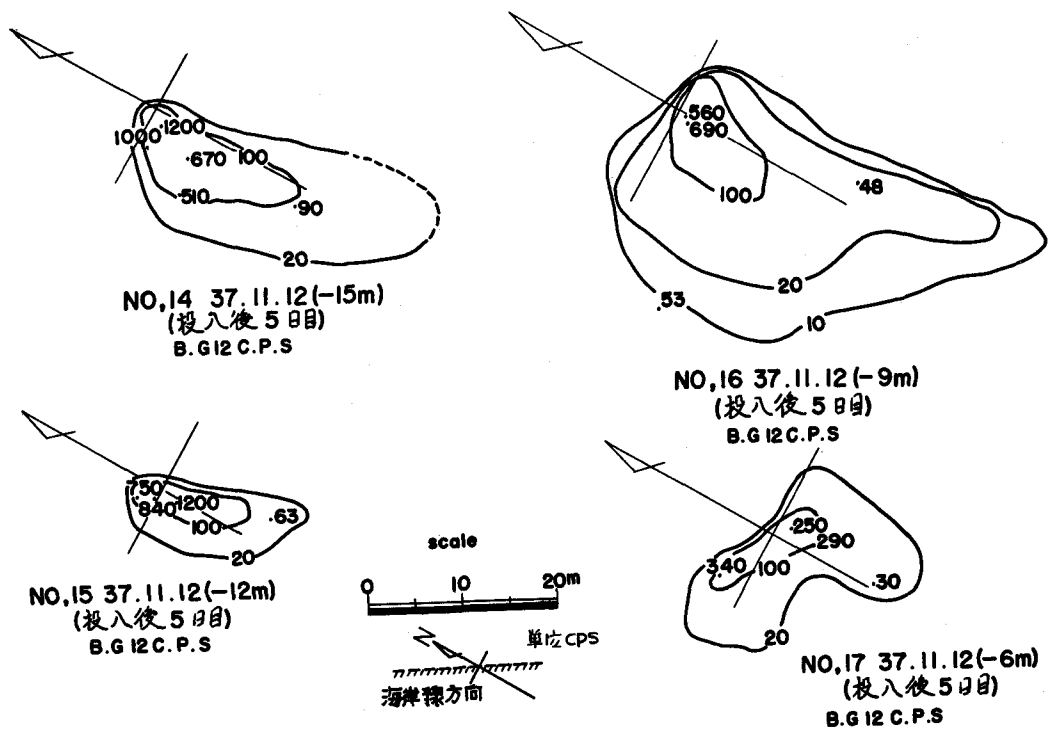


図 2-2 鹿島港海岸の水深 -15, -12, -9, -6 m におけるガラス砂分布 (その 1)  
(ガラス砂粒径 0.18 mm, 各点  $C_{80}^0$  0 mc)

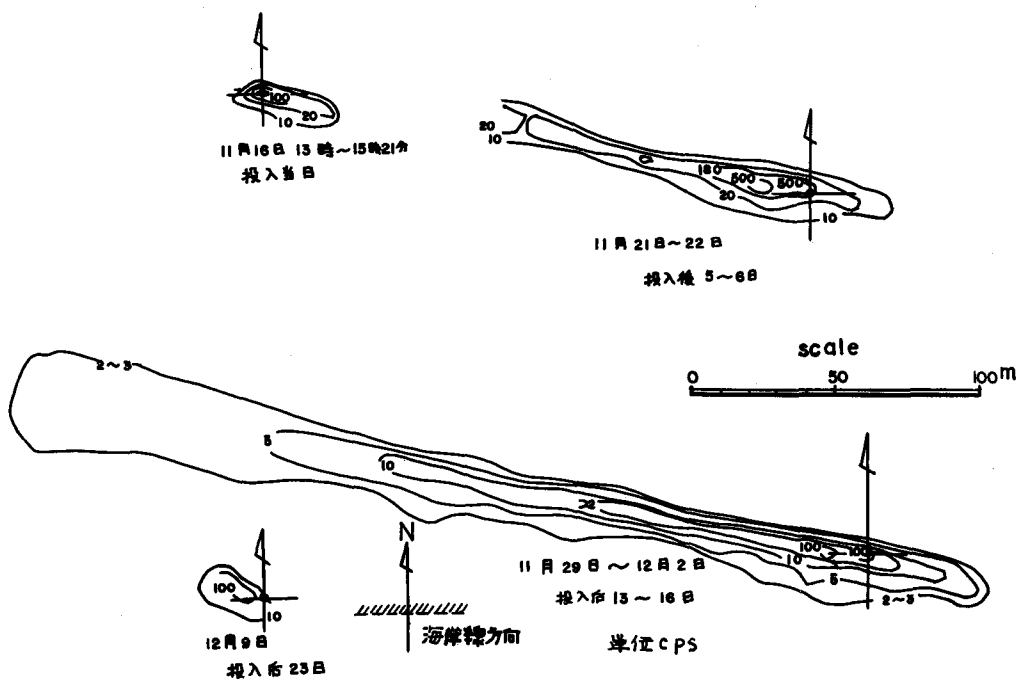


図 2-3 大洗港海岸の水深 -4.5 m におけるガラス砂分布  
(ガラス砂平均径 0.17 mm,  $C_{80}^0$  35 mc)

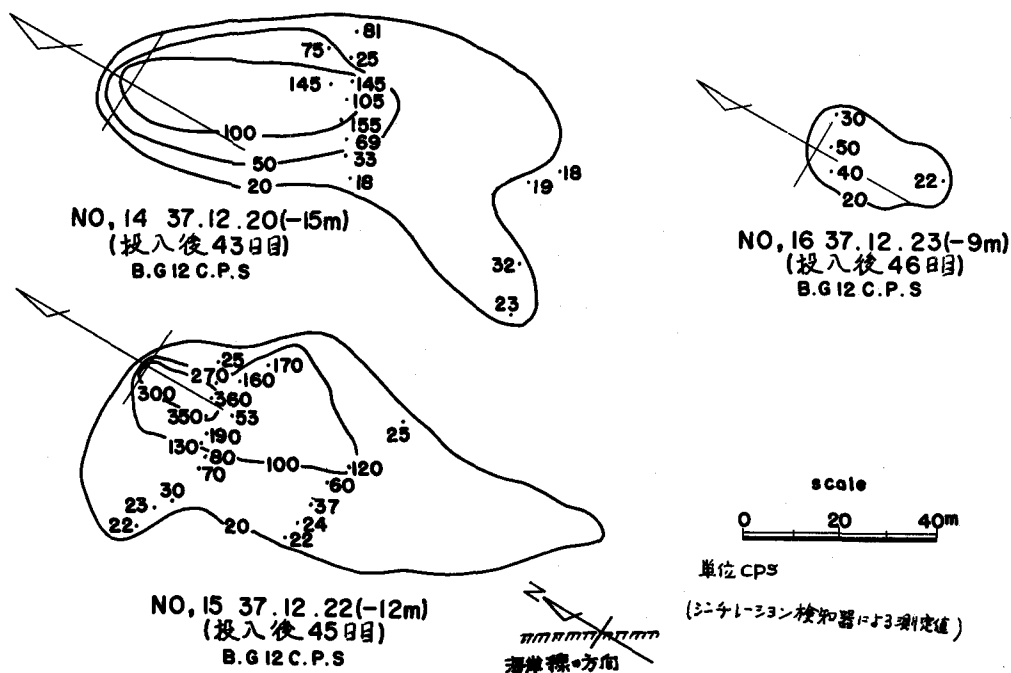


図 2-4 鹿島港海岸 -15, -12, -9, -6 m におけるガラス砂分布 (その 2)

する事は出来なかった。しかし、模型実験の結果<sup>11)</sup>を考慮すると現地においても実質的な沖向きの移動となるのは、底質粒径が比較的小さく波形勾配も大きく、波高も相当大きい時であろうと想像される。

以上、外海に面した防波堤等の影響のない沖浜帯における底質の移動特性を要約すると、

(1) 通常の波によっては、波の進行方向と一致する。しかし、波の水底に作用する力がさほど大きくない時は、波によって底質が浮遊された瞬間に潮流の方向に流される。海底にその波による水粒子速度は水深が大きい程弱く、通常海岸と平行に流れる潮流は水深が大きい程大きいので、水深が大きい程底質は海岸と平行に流れる傾向が強い。

(2) 波形勾配が大きく、波高の大きい波によっては、底質移動の実質的方向は波の進行方向と反対になることもある。この傾向は、水深が浅い程又、粒径が小さい程強い。

(3) 海底に作用する波の力が大きい程又、粒径が小さい程浮遊移動が卓越する。

## 2-2 砕波帯における底質移動

砕波帯での放射性ガラス砂による底質移動の調査は、大部分波高が 1 m 以下の時であった。従って十分に砕波帯における特性を明らかにすることは出来ないが、この観測結果の範囲内で考察をして見る。

図 2-5 は渥美湾福江港海岸<sup>18)</sup>の前浜 +1.23 m に投入されたガラス砂の分布で、その投入 1 日後

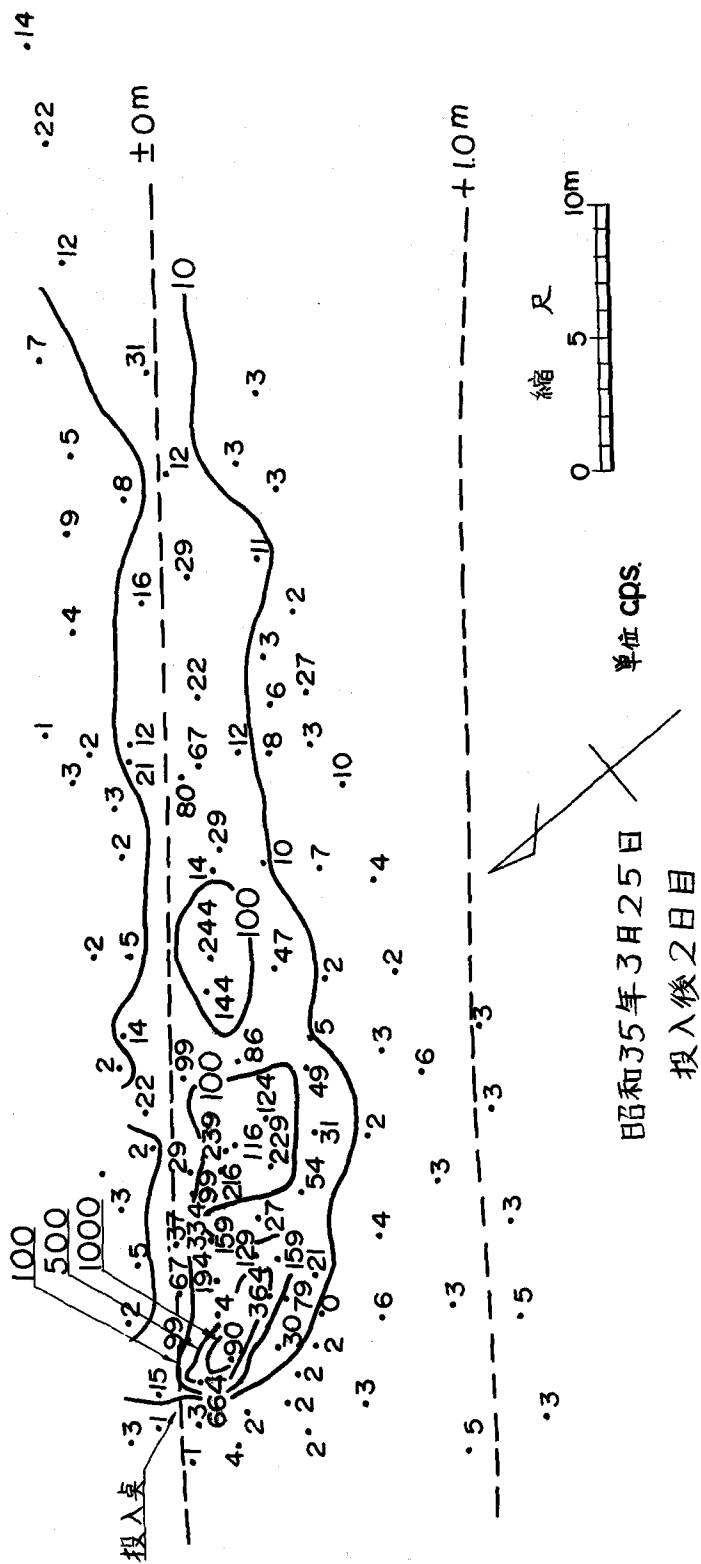


図2-5 福江港海岸の前浜におけるガラス砂の分布  
(ガラス砂平均径2.2mm,  $C_{90}^{60}$  6mc)

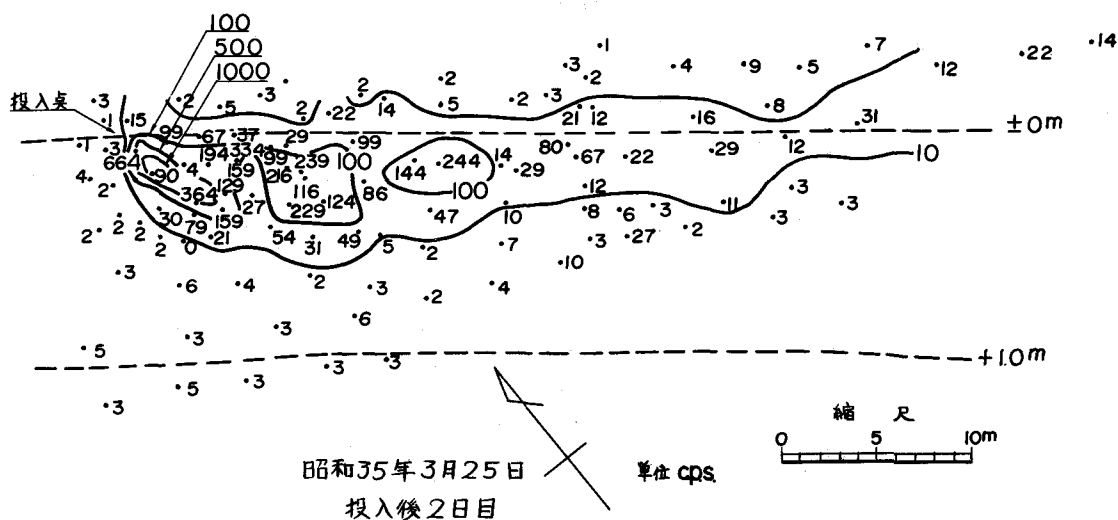


図2-6 福江港海岸の砕波帯におけるガラス砂の分布  
(ガラス砂平均径 2.2 mm,  $C_0^0$  6 mc)

の分布を見ると、全体として前浜に沿って細長く分布しているが、その所々に Zig-Zag 運動の結果として放射能の高い所が見られる。尚、このときの波は、波高 10 cm 程度、周期 3～2 秒、潮位は基準面上 0.5～1.5 m であったが、一昼夜で投入点から 100 m 以上も移動していることは注目に値する。次に図 2-6 は同じく福江港海岸の水深 ±0 m 上に投入されたガラス砂の投入 2 日後の結果である。この間潮位は +0.5～+2.0 m であり、波高は 1.2 m、周期 4.6 秒で、投入点は観測期間中常に水面下にあった。ガラス砂は、砕波及び砕波後に生ずる砕けながら進む波によって波向と一致して岸向きに動かされると同時に攪乱浮遊せしめられた砂の大部分が沿岸流に沿って海岸と平行に運ばれた事は明らかである。この様な性質は鹿島港海岸の砕波帯におけるガラス砂の分布図 2-7 からもうなづける。この時の波は、周期 6～8 sec、波高 0.6～0.8 m であった。しかし、この場合はガラス砂が海岸と平行に流される外に、冲向きにも流されることもあった。これは離岸流の影響によるものと思われる。以上 2 つの例は波の小さい時のものであるが大部分は海岸に平行即ち、浮遊形式で動いたことが知れる。そうして、その分散速度も沖浜帯と比して非常に大きい。

以上、砕波帯における底質移動の特性をまとめると、

(1) 前浜での底質移動は、波の前浜上の Zig-Zag 運動に主として支配され、全体として汀線に平行に移動する。その移動の厚さは瞬間的には表層に限られ、波高が小さくても、その移動速度は沖浜帯と比較にならない程大きい。

(2) 沿岸砂洲と前浜の中間では、砕波後の波と沿岸流が底質移動に対する支配的な外力である。底質は、砕波及び砕波後の波によってその方向に或程度掃流されると共に、大部分は浮遊形式で沿岸流によって海岸に平行に動く。そうして、離岸流が存在する所では冲向きにも移動する。その移動分散速度は

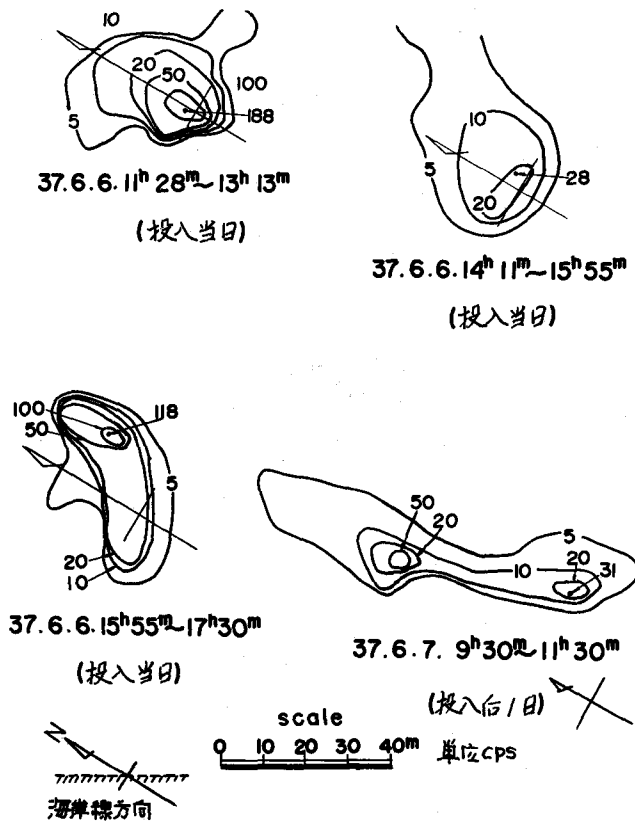


図 2-7 鹿島港海岸砕波帯内のガラス砂分布  
(ガラス砂平均径 0.18mm,  $^{46}\text{Sc}$  28mc)

沖浜帯に比して非常に大きい。

### 3. 外浜における流れ

#### 3-1 流れの構成

海岸附近の流れはモデル的に図 3-1 に示すようになっていいると云われている。<sup>19)</sup> 沿岸海流、潮流などから構成されたその主方向が一般に海岸と平行な海岸流は別として、海岸流系統は次のものからなっている。

向岸流、砕波帯の外側における波自身による質量移送、砕波帯内では、砕波によって波の直角方向のエネルギー成分が流れに変わったもの及び、砕波後に生ずる二次的な砕け波自身による質量移送等からなる。

離岸流、前浜における水位の上昇のために起ると考えられる。一般には、海底にそえ、その流速は小さいが、或間隔で表面から海底まで狭い巾で砕波帯を横切る強い流れが存在する。これを特に Rip Current という。

沿岸流、一般に波が海岸に角度をもって砕けることによって砕波帯内に生ずる汀線に平行な流である。

Rip Current は、砕波帯を横切ると急速に流速が落ち附近に拡散してしまうが、その海岸線方向の

間隔は、波の諸元や海浜形状等によって異なる。Shepard, Inman<sup>20)</sup> は、南カリフォルニア海岸で砕波高約 1.5 m, 周期 12 sec, 海岸線と砕波線とのなす角 3° のとき Rip Current の間隔は 600 m, Larras は平均 500 m であったと云っている。鹿島海岸で波高 1 m, 周期 10 sec 前後のときの観測結果<sup>21)</sup> でも、数 100 m であった。沿岸流は、全体として一定方向の流れをもつが Rip Current の近くでは、その Rip Current の方向に集まる様な流れとなる。

### 3-2 波による質量移送

Longuet-Higgins<sup>22)</sup> は、水底における粘性の影響を考慮し、座標の原点を水面にとり、波高は境界層の厚さより十分小さいとし、進行波に対する次の様な質量移送速度  $\bar{U}$  を得た。

$$\bar{U} = \frac{1}{4} \left( \frac{\pi H}{T} \right) \left( \frac{\pi H}{L} \right) \cdot \frac{1}{\sinh^2 \frac{2\pi h}{L}} \left\{ 2 \cosh \left[ \frac{4\pi h}{L} \left( -\frac{y}{h} - 1 \right) \right] + 3 + \frac{2\pi h}{L} \left( 3 \frac{y^2}{h^2} + 4 \frac{y}{h} + 1 \right) \sinh \frac{4\pi h}{L} \right. \\ \left. + 3 \left( \frac{\sinh \frac{4\pi h}{L}}{4\pi h/L} + \frac{3}{2} \right) \left( \frac{y^2}{h^2} - 1 \right) \right\} \quad (29)$$

Russell, Osorio<sup>23)</sup> は、造波水路での実験を行ない図式は、 $2\pi h/L > 2.1$  に対しては測定値より非常に大きい値を与えるが、 $0.7 < 2\pi h/L < 15$  に対しては図 3-2 の様に比較的良好な値を与えることを示した。

一方、Miller, Zeigler<sup>24)</sup> は、超音波流速計を用いて、砕け波の水粒子の水平流速分布の現地観測を行ない、波形の対称なものと、前傾したもの及び非常に前傾したものについて水平流速分布の特徴を示しているが、対称的なものについての分布を図 3-3 に示す。この図から、水面近くにおける岸向の質量移送、中層における質量移送は顕著でない。前傾したものについては、その分布は複雑

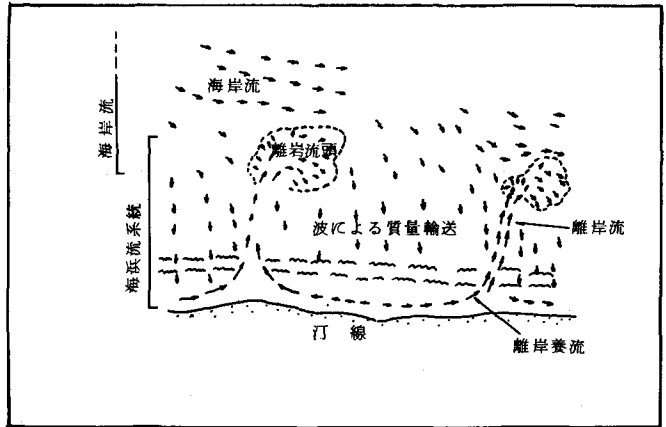


図 3-1 海岸附近の流れ

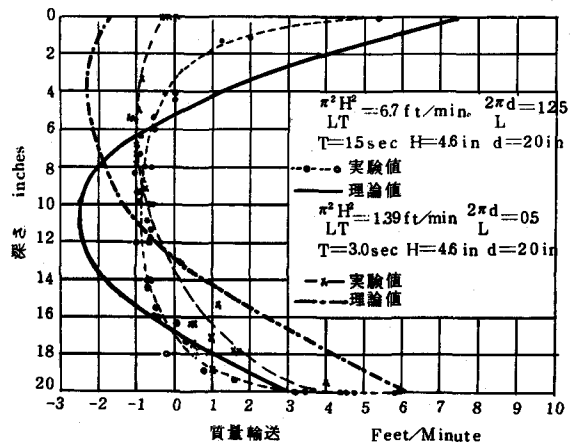


図 3-2 Longuet-Higgins による波の質量輸送速度と実験値との関係 (Russell and Osorios 1958)

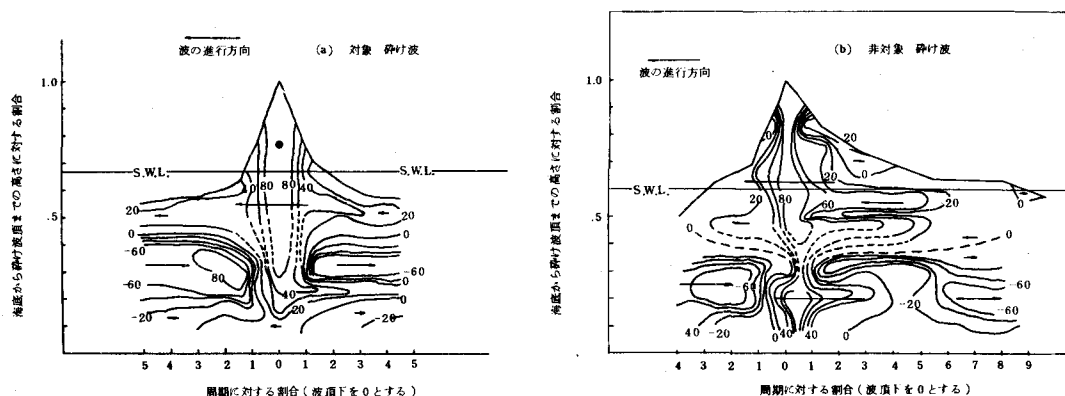


図 3-3 砕け波の水平流速分布 ( Miller and Zeigler 1964 )

であるが、底層流速が強くなっている。しかし、対称的砕け波の流速分布から考えて、砕波線より少し沖側の流速分布における上層の比較的大きい岸向き、中層の沖向き、そして底層における弱い岸向きの質量移送は十分に考えられる。

### 3-3 沿岸流

沿岸流の算定公式としては、Inman, Quinn が Putnam-Munk-Traylor の提案した運動量による式を改良した次の式が一般に用いられている。

$$\left. \begin{aligned} V &= \left[ \left( \frac{1}{4x^2} + y \right)^{1/2} - \frac{1}{2x} \right] \\ x &= \frac{646 H_b i \cos \alpha_b}{T}, \quad y = C \sin \alpha_b \\ C &= \sqrt{228 g H_b} \quad (\text{m-sec 単位}) \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

ここで  $V$  は沿岸流速、 $i$  は砕波点から汀線までの平均海底勾配、 $\alpha_b$  は砕波線における波峰線と汀線とのなす角、 $H_b$  は砕波波高である。

この式を現地に適用するとき注意しなければならない点は、波高としては、有義波を用いるとしても流速  $V$  は平均流速  $V_m$  を表すもので、その変動係数  $C_v = 100 \sigma / V_m$  (ここで  $\sigma$  は標準偏差) は、Inman, Quinn によると、 $3 \text{ cm/sec}$  以上の現地観測値について全体の平均は 91% である。すなわち、30 式から得られた計算流速  $V$  が  $10 \text{ cm/sec}$  のとき実流速はその中の 68% のみが  $19.1 \text{ cm/sec}$  から  $0.9 \text{ cm/sec}$  の間にあるということがある。

一例として、筆者ら<sup>21)</sup>が鹿島港海岸で  $H_o = 0.9 \text{ m}$ ,  $T = 9.7 \text{ sec}$ ,  $\alpha_o$  (沖波と汀線とのなす角)  $= 35^\circ$  の時、海水を満杯した径 13.4 cm のビニールボールと空気を満杯した径 6.7 cm のテニスボールを長さ 3 m のテングスで連結したものを投入し、そのテニスボールを目印として測定した結果を示したものが図 3

-4である。点線は目測の砕波線を示し、各時間におけるボールの位置は中央に実線で示し、その沿岸方向は各測点を基準とした歩測で沖方向は目測によった。図の下方には、沿岸方向の流速を示し、これを沿岸方向10mごとに読みとったものの頻度分布を右方に示してある。このときの砕波角 $\alpha_b$ は計算によると $9^\circ$ となる。この図を見ると、測点17と16の間及び測点14の右側更に測点15附近にRip Currentらしきものが見られる。その間隔は300m前後である。ここに示した実例は比較的流速変動の少ない場合である。

一般に、現地に於て砕波角 $\alpha_b$ を測定することは困難であり、厳密に云えば $i$ も波の諸元によって変化する。従って或る海岸の沿岸流の特性を明らかにするには、沖波の諸元でその海岸に適した実験式を作っておいた方が便利である。この為筆者ら<sup>21)</sup>は、次の様に考えて鹿島港海岸の実験式を作っている。

先ず、等深線が海岸に平行と考えられる時は図3-5に於て、砕波帯内に流入するエネルギーの沿岸方向の或分は $C_o/C_b = \sin \alpha_o / \sin \alpha_b$ の関係を用いて

$$\begin{aligned} n_b C_b \cdot E_b \cdot \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b dx \\ = n_o C_o E_o \cos \alpha_o \sin \alpha_b dx \\ = n_o C_b E_o \sin \alpha_o \cos \alpha_o dx \end{aligned} \quad (31)$$

平衡状態に於て、沿岸流 $V$ によって砕波帯中でも消費されるエネルギーは $K \rho V^3 h_b dx / i$  (ここで $h_b$ は砕波水深)で表わされ、砕波帯に流入するエネルギーの中、沿岸流の形成に寄与するものの割合を $S$ とすると

$$\begin{aligned} n_o \cdot S \cdot C_b \cdot E_o \sin \alpha_b \cos \alpha_o dx = K \rho V^3 \frac{h_b}{i} dx \\ \therefore V = \left( \frac{n_o S}{K \rho} \frac{i C_b E_o}{h_b} \sin \alpha_o \cos \alpha_o \right)^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (32)$$

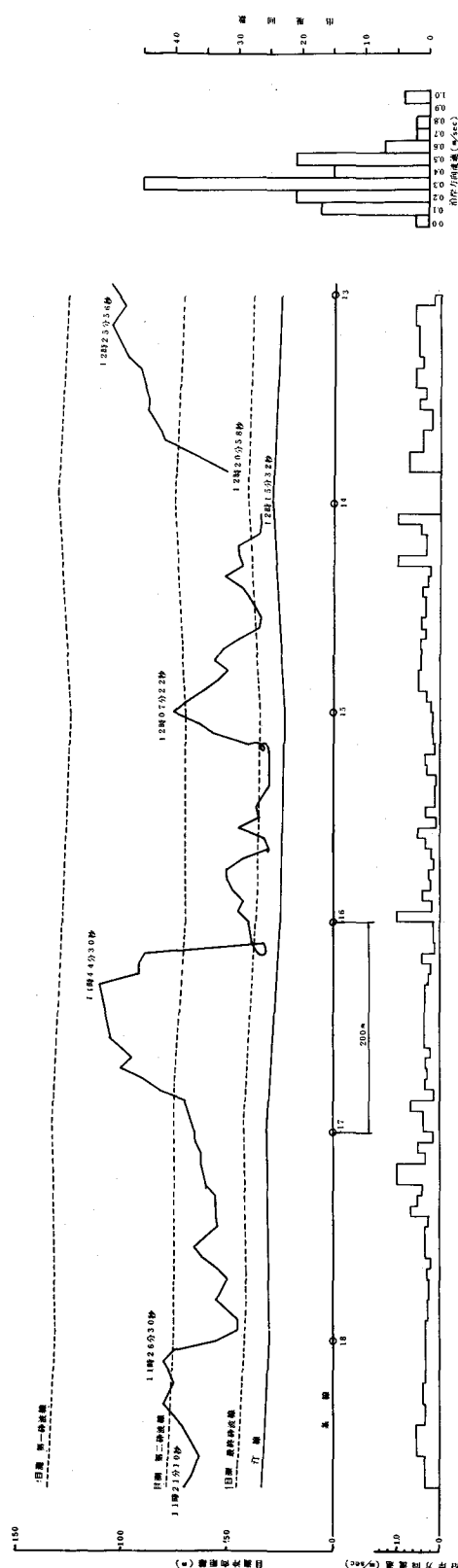


図3-4 鹿島港海岸の沿岸流分布の一例(41年2月17日の観測)

この式に孤立波理論の式

$$\left. \begin{aligned} C_b &= [g(h_b + H_b)]^{\frac{1}{2}} \\ H_b &= 0.78h_b \\ h_b &= 0.448 \left( \frac{H_o T}{K r} \right)^{\frac{2}{3}} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

(m, sec 単位)

及び  $E_o = \frac{1}{8} \rho g H_o^2$  を代入して ( $K_o$  は屈折係数)

$$\begin{aligned} V &= \left( \frac{n_o S}{K} \right)^{\frac{1}{3}} \left\{ \frac{(1.78g)^{\frac{1}{2}} g}{8 \times 2} \right\}^{\frac{1}{3}} \\ &\times \left\{ \frac{i H_o^2}{\left\{ 0.448 \left( \frac{H_o T}{K r} \right)^{\frac{2}{3}} \right\}^{\frac{1}{2}}} \sin 2\alpha_o \right\}^{\frac{1}{3}} \\ &= 1.562 K r^{\frac{1}{6}} \left( \frac{n_o S}{K} \right)^{\frac{1}{3}} i^{\frac{1}{3}} \\ &\times \left\{ \frac{H_o^{\frac{5}{3}}}{T^{\frac{1}{3}}} \sin 2\alpha_o \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (34) \end{aligned}$$

$K r^{\frac{1}{6}}$  は 1 に近い数値として、その効果を見れば、(34)式は、 $n_o = \frac{1}{2}$  も考慮して、

$$V = K_o \left\{ \frac{i H_o^{\frac{5}{3}}}{T^{\frac{1}{3}}} \sin 2\alpha_o \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (35)$$

(m, sec 単位)

となる。図 3-6 は、Putman, Munk, Trayler の実測値を (35) 式で表示した場合と鹿島港における筆者らの実測値を示している。鹿島港については、資料が十分でないので  $K_o$  の値を未だ決定するに至っていないが、この様にして、観測値を整理してそれぞれの海岸にあった  $K_o$  を決めるのが便利であると思われる。又、 $i$  は、海岸毎に決まるものであるが、波高と周期によっても多少変わるし、時化時に測定することは困難であるのでそれも  $K_o$  の中に含めてしまった方がよいであろう。

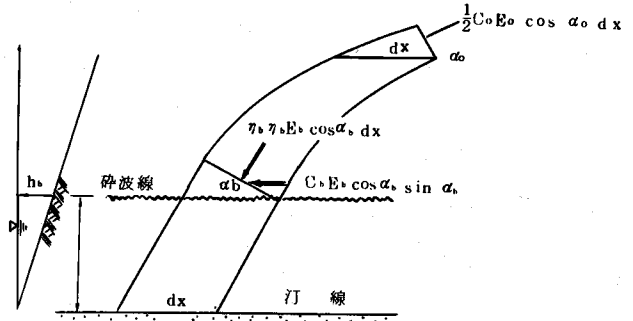


図 3-5 等深浅が平行な場合の輸送エネルギーの関係

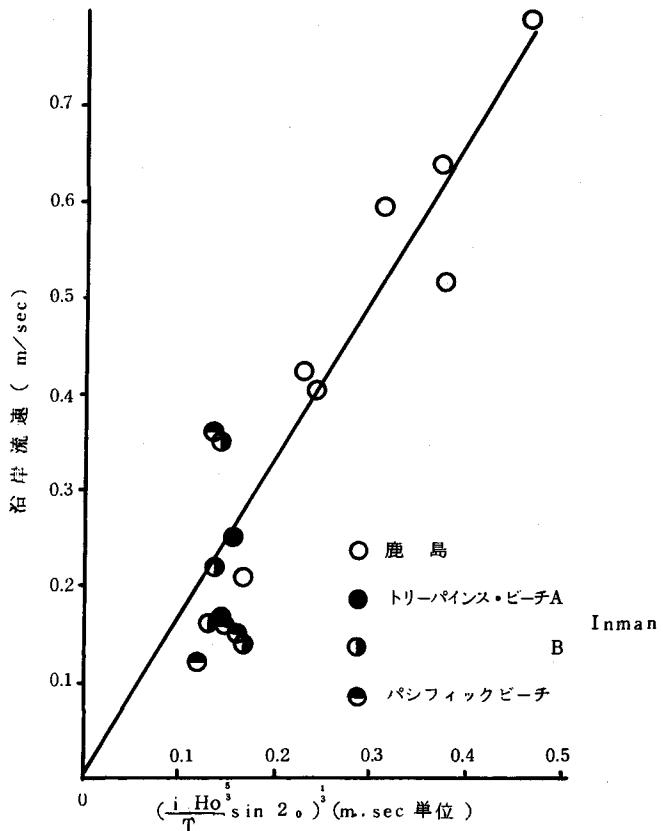


図 3-6 沖波の諸元で表わした沿岸流 (佐藤, 田中 1966)

#### 4. 沿岸漂砂量

##### 4-1 沿岸漂砂の方向の決定

沿岸漂砂の方向を決定するには次の様な方法が考えられる。

- (1) 海岸にそう波のエネルギーの統計的分布
- (2) 海浜にそう底質の変化
- (3) 沿岸流の統計的集計
- (4) 突出した岬、河口、入江附近の形状
- (5) 突堤や防波堤などの海岸構造物附近の形状
- (6) 螢光砂、アイソトープ砂などのトレーサーの追跡

海岸工学上は或単期間における漂砂の方向よりも、年間を通じた漂砂の方向が一般に問題となる。上述については、衆知のことと思われるので細部にはふれないが、ただ大切なことは、或海岸の漂砂の方向を決定するに当っては上述の一項目或いは一季節だけの観測によってその年間の方向を決定せず考えられるあらゆる方法や観測を年間を通じて行なって決定すべきであるということである。所によつては、年毎の変化もあるので出来れば2～3年の観測及び過去の天気図や波浪資料或いは河川の排出土砂なども考慮して決定することが望まれる。

##### 4-2 沿岸漂砂量

沿岸漂砂は、波形勾配が大きいときは主として前浜にそう移動すなわち浜漂砂が卓越し、波形勾配が大きいときは碎波線における漂砂が卓越すると云われているが、これは波による攪乱という点を考えれば当然のことと思われるが、現地における明確な実証はなされていない。

沿岸漂砂は、底質の外に波形勾配、波のエネルギー及び碎波角によって変化する。図3-7は、Johnson<sup>27)</sup>による平面実験結果で、 $\alpha_0$ は汀線と造波板とのなす角である。これによると、 $H_0/L_0 = 0.025$ のとき最大となっているがこれは又、模型実験における沿岸砂洲発生限界とも一致している。沿岸砂洲の限界は

砂粒径と波高の比によっても変ることが知られておるので、現地における漂砂量を最大ならしめる  $H_0/L_0$  の値も変る筈であるが、まだ実測値はない。漂砂量を最大ならしめる  $\alpha_0$  も、他の実験では  $30 \sim 53^\circ$  まで変っているが、これについても現地の実証はない。しかしながら、底質と波高が決まれば、現地でも、漂砂量を最大ならしめるある  $H_0/L_0$  及びある  $\alpha_0$  は存在しそうに思われる。

突堤や防波などの海岸構造物の附近の堆積、欠損と波のエネルギーを直接結びつけようという試

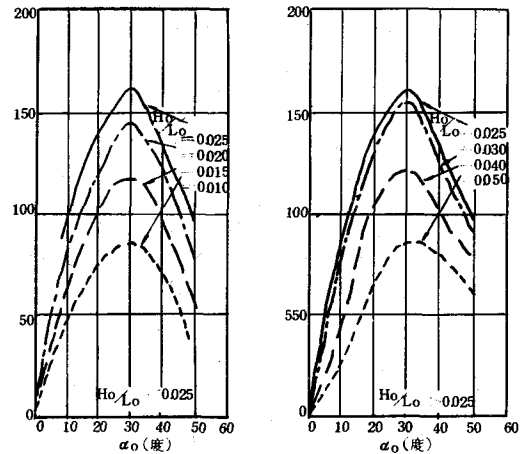


図3-7 沖波諸元と漂砂量に関する実験資料 (Johnson 1952)

みがCaldwell<sup>26)</sup>を始め多くの人々によってなされて来た。次に、そのいくつかを示そう。

井島、佐藤<sup>18)</sup>は、愛知県福江港海岸における2本の突堤に囲まれた領囲の土量変化とその前面水深-4mにおける水圧式波高計による観測値とから次の様な関係を得た。

$$Q_i = 0.62 E_i^{0.54} \quad (36)$$

ここで $Q_i$ は $m^3/month$ で表わした沿岸漂砂量、 $E_i$ は $10^{-2} \text{ ton}\cdot\text{m}/\text{m}\cdot\text{month}$  (文献(18)では、 $\text{ton}\cdot\text{m}/\text{m}\cdot\text{month}$ とあるがこれは誤り)で表わした水深-4mにおける海岸線方向の波のエネルギーである。尚、この海岸の前浜底質は1~2mmであり、波高はほとんど1m以下、周期は2~4secであり、漂砂は主として-2m以浅で起っている。

又、井島、佐藤、田中<sup>28)</sup>は、鹿島港海岸の試験突堤附近における土量変化から次の様な計算式を求めた。

$$Q_i = 0.06 E_i \quad (37)$$

ここで、 $Q_i$ は $m^3$ 、 $E_i$ は $\text{ton}\cdot\text{m}/\text{m}$ で、水深-6mにおける沿岸方向の波のエネルギー成分である。この海岸の碎波帯内平均粒径は0.2~0.15mm前後である。尚、この算定に当っては、試験堤がすべての波に対しては碎波線を越えていなかったため、その先端を越えて行く漂砂量の全漂砂量に対する割合を仮定しているが、その後の調査では、その割合は過少に見積りすぎたと思われ、(37)式の0.06という係数はその2倍以上になるべきであったようである。<sup>21)</sup>

岩垣、樫木<sup>29)</sup>は模型実験結果及び宮津及び明石海峡北岸における実測資料(波高はほとんど1m以下、前浜粒径は数mmと思われる。)及び理論的考察から次の様な式を得た。

$$\frac{Q_i}{\Psi} = 317 \left( \frac{E_i i^{2/3}}{\varphi} \right)^{3/2} \quad (38)$$

ここで  $\Psi = g^{1/2} (H_o'/L_o)^{1/6} H_o^{1/2} i^{1/3} d (\sin 2ab)^{1/3} \cos ab$

$$\varphi = (\sigma - \rho) g^{3/2} d H_o'^{1/2} L_b (H_o'/L_o)^{1/6} (\sin 2ab)^{1/3}$$

$$E_i = (1/16) \rho g (L_b H_b^2/T) \sin 2ab$$

であり、 $H_o'$ は相当沖波波高、 $d$ は底質の平均粒径である。

一方、Savage<sup>30)</sup>は、米国で行なわれた模型実験及び現地観測資料を両対数紙に $Q_i$ と $E_i$ の関係でプロットし、最適直線を引いた。それは次の様な式で表わされる。

$$Q_i = 0.217 E_i \quad (39)$$

ここで $Q_i$ は $m^3$ 、 $E_i$ は $\text{ton}\cdot\text{m}/\text{m}$ の単位である。このSavageと同じ資料を用い、砂の粒径と比重の効果を考慮に入れて、Monohar<sup>31)</sup>は、次の様に考えた。すなわち、砂粒の重量 $W$ に対する drag と lift の合力 $F$ の比を比例係数 $C_1$ を用いて

$$\frac{F}{W} = \frac{C_1 \rho E_i}{2g(\sigma - \rho)d} \quad (40)$$

で表わし、一方、単位面積当り単位時間に浜の単位長さあたりから流れの中に拾い上げられる砂粒と

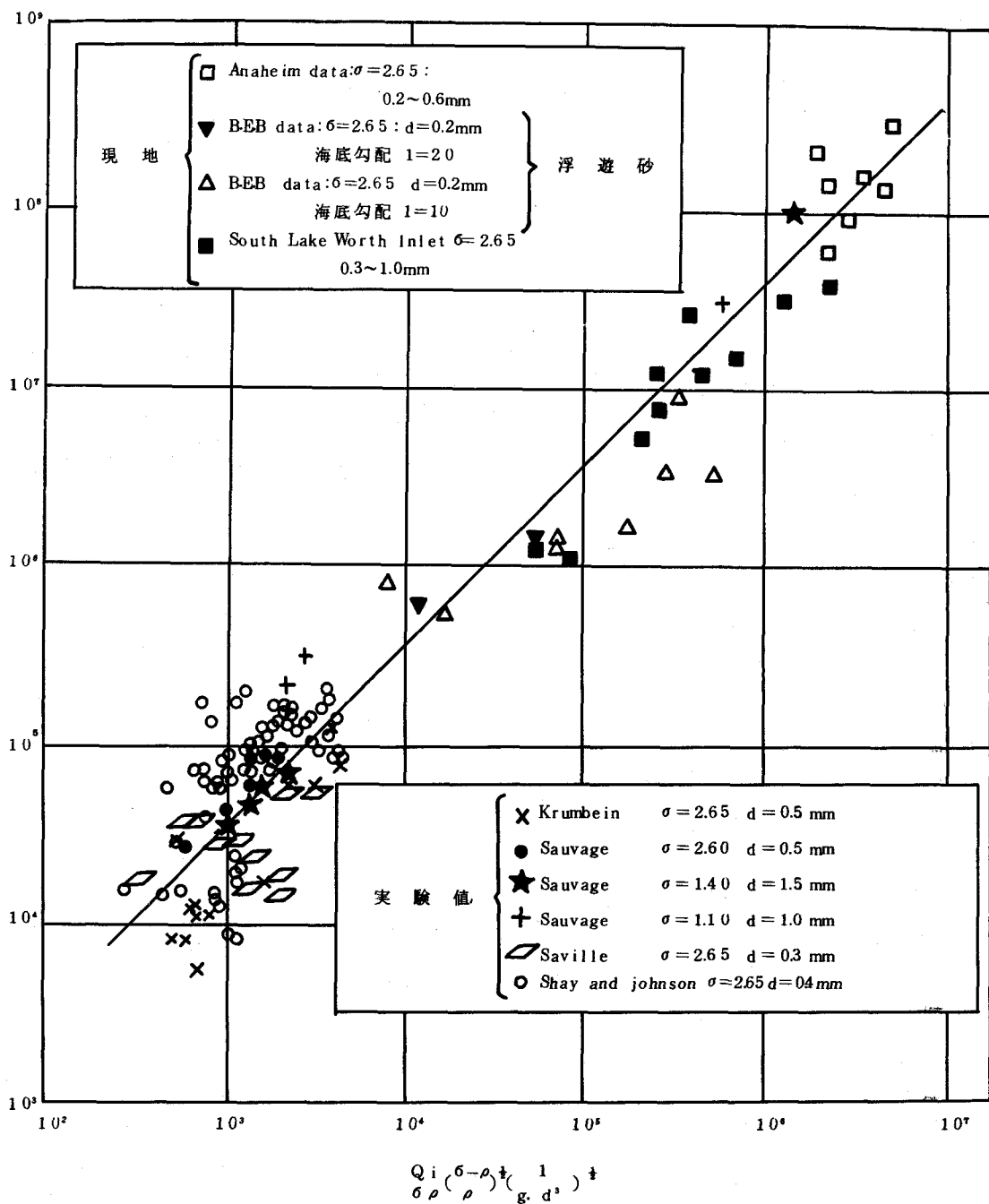


図3-8 Manoharによる海岸漂砂量と波のエネルギーの関係

そこに沈下堆積する砂粒の比を次の様に表わした。

$$\frac{\text{拾い上げられる砂粒}}{\text{堆積する砂粒}} = C_2 \left( \frac{q_i}{\sigma g} \right) \left( \frac{\rho}{\sigma - \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{g d^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (41)$$

この (40) と (41) 式の右辺を図 3-8 の様に計算し、その最適曲線として次の関係を得た。

$$\left( \frac{\rho}{\sigma - \rho} \right) \frac{E_i}{2gd} = 0.120 \left[ Q_i \left( \frac{\rho}{\sigma - \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{g d^3} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{1.1}$$

上式は、ft-day-lb 単位であるからこれを m 単位に直し、 $\sigma = 2.65$ 、 $\rho = 1.03$  とおくと

$$Q_i = 0.786 E_i^{0.91} d^{0.59} \quad (42)$$

となる。ここで、 $Q_i$  は  $\text{m}^3/\text{day}$ 、 $E_i$  は  $\text{ton} \cdot \text{m}/\text{m} \cdot \text{day}$  で  $d$  は mm 単位である。

以上がこれまでに発表された比較的一般的な沿岸漂砂量計算式であるが、それらを用いて、鹿島港水深-11m における水圧式波高計による昭和 37 年 7 月の有義波を用いて 1 ケ月当りの漂砂量を計算したもの及び福江港海岸の 35 年 1 月の波について計算したものを表 3-1 に示す。福江港の場合については、等深線が様でない為

表 3-1 1 月当りの沿岸漂砂量の各算定式の比較例

| 算定法                       | 計算地点                                                  |      | 福江港(35年1月)                                           |      |
|---------------------------|-------------------------------------------------------|------|------------------------------------------------------|------|
|                           | 鹿島港(37年7月)                                            |      | 漂砂量                                                  | 比    |
| Savage (39) 式             | 31,000 $\text{m}^3$                                   | 35   | 2,500 $\text{m}^3$                                   | 23   |
| Manohar (42)              | $d=0.15\text{mm}$ として<br>14,600                       | 16   | 5,100                                                | 46   |
| 井島・佐藤ら (36)               | 4,600                                                 | 0.52 | 1,100                                                | 1.0  |
| 井島・佐藤・田中 (37)             | 8,900*                                                | 1.0  | 620                                                  | 0.56 |
| 岩垣・樫木 (38)                | 5,400                                                 | 0.60 | —                                                    | —    |
| 1 ケ月当りの沿岸方向<br>の波の移送エネルギー | 水深-6m で<br>148,725 $\text{t} \cdot \text{m}/\text{m}$ |      | 水深-4m で<br>10,330 $\text{t} \cdot \text{m}/\text{m}$ |      |

その様な条件の変化をすべて考慮された式は漂砂の複雑性から

考えて、現在の段階に於ては望むべくもない。従って或海岸の

上記計算は、毎 4 時間ごとの波の諸元を用いて行なった。

\*は本文中で述べたように実際より少なめの値である。

漂砂量を決定するには、その海岸で観測を行なってその海岸に最も適した算定式を作ることである。その場合、波の海岸方向の輸送エネルギーは、その海岸で起り得る最も大きな波に対する第一碎波線に於て計算するのが实际的である。個々の波について碎波水深を求めることは、現状に於てははん雑であり不正確さをまぬがれないし、それ程の効果はないからである。しかし、観測をせずに、大体の order を見るのであれば、求めようとする海岸と同じ条件で得られた観測式を用いて計算すべきである。米国では、この場合、Savage の式を用いるのに当っては、水深-10m 以浅で測定した波の諸元があれば、それを碎波線に換算することなしに、直ちにその値から  $E_i$  を計算してよいといっている。<sup>32)</sup> なお、参考のために、1 ケ月当りの  $E_i$  の変化に対する各式の  $Q_i$  を図化したものが図 3-9 である。 $E_i$  が 1 日当りの単位になっている式については、1 ケ月当りのエネルギーの 30 分の 1 を用いて 1 日当りの漂砂量を計算した後 30 倍した値を示してある。

なお、G.M.Wattes<sup>33)</sup> は、米国海岸の現地資料から手間の沿岸漂砂量は数 10 万立米以下であり

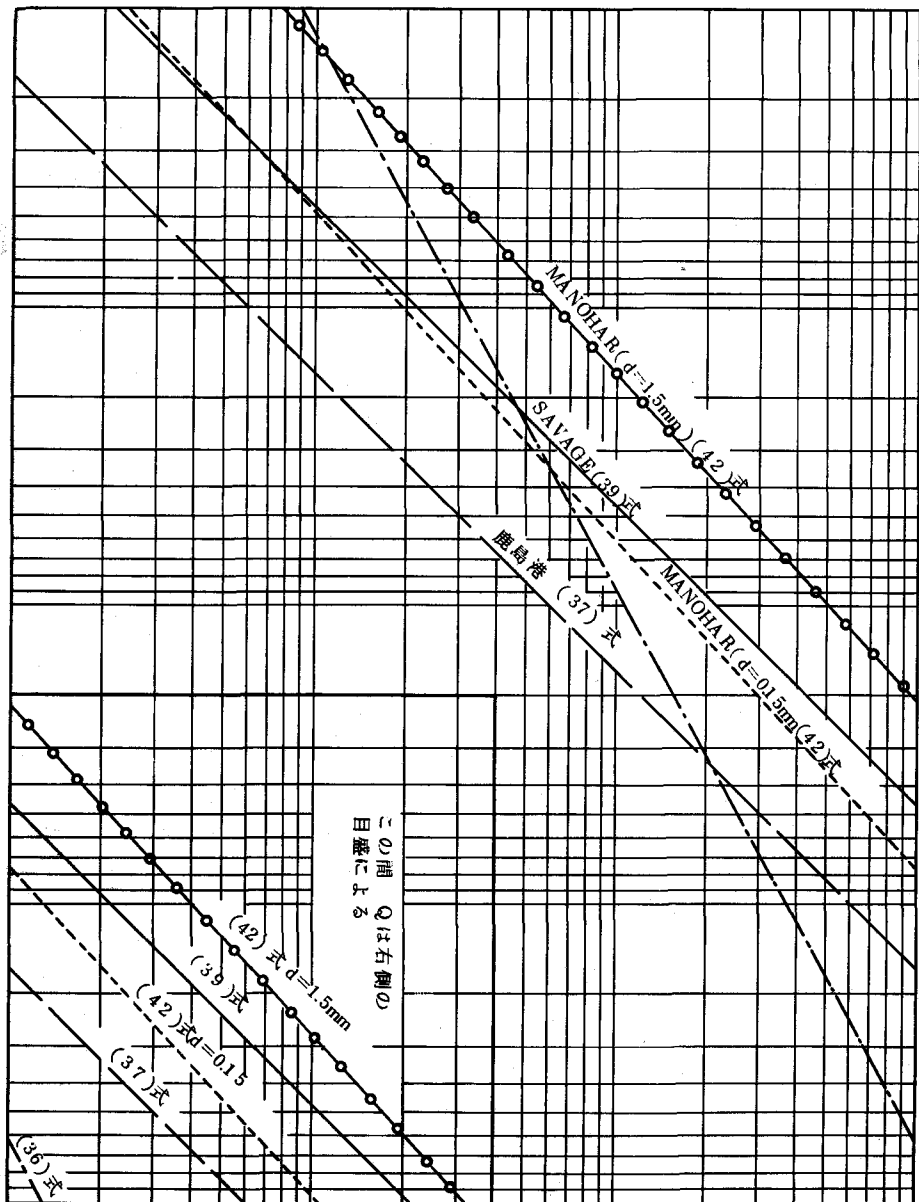


図3-9 1ヶ月当りの波の沿岸方向輸送エネルギーに対する沿岸漂砂量

100万立米近くになることはほとんどないと云っているが、筆者もこれまでの日本における経験からその程度と思われる。例えば、伊良湖港では15～20万立方、福江港では1万立米前後、大洗港では10万立米以下、鹿島港では、北向、南向共に20～40万立米であり、その差は数万立米である。

## む す び

以上、底質の移動を中心として述べたが、海岸構造物及び海浜地形と漂砂との関連や現地観測法などについては紙数の都合でふれることは出来なかった。それらについては、今後の機会をとらえて述べて行きたい。しかし、いずれにしても、漂砂に関する我々の知識を更に飛躍的に発展させる為には波に対する波高計の様な荒天時における漂砂観測機又は、観測法を開発する以外にはなさそうである。なお、鹿島港の沿岸流及び各沿岸漂砂量算定式の比較については、本研究所漂砂研究室田中則男技官の協力を得た。(昭和41年4月筆稿)

## 文 献

- 1) 堀川清司 漂砂論, 1965年度水工学に関する夏期研修会講義集(B) 1965年8月土木学会水理委員会
- 2) 福島久雄 漂砂測定法 同上
- 3) 土木学会論 水理公式集 昭和39年8月
- 4) 例えば、本間仁 水理学(技術者の為の流体の力学) 昭和29年
- 5) 例えば、George Kalkanis : Transportation of bed material due to wave action, Tech. Memo. No. 2, 1964 U.S. Army Coastal Engineering Research Center.
- 6) Longuet-Higgins, M.S : The mechanics of the boundary-layer near the bottom in a progressive wave, Proc. of Coastal Engineering. 1958, P326~354.
- 7) 5)に同じ
- 8) Li Huon : Stability of oscillatory laminar flow along a wall, B.E.B. Tech. Memo. No. 47
- 9) Manohar M. : Mechanics of bottom sediment movement due to wave action  
B.E.B. Tech Memo. No. 75
- 10) 石原藤次郎, 樺木享 : 漂砂の移動限界流速, 限界水深及び移動量について  
第7回海岸工学講演集 昭和35年11月
- 11) 佐藤昭二, 田中則男 : 水平床における波による砂移動について  
第9回海岸工学講演集 昭和37年10月
- 12) 野田英明, 井保武寿 : 波による海底砂の移動限界と砂れんの発生  
第11回海岸工学講演集 昭和39年11月
- 13) 佐藤昭二 : 港湾建設計画に関連した漂砂の研究, 港研技研資料 No. 5 運輸省港湾技術研究所 昭和38年10月
- 14) 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58号-6  
昭和27年
- 15) 例えば、本間仁, 堀川清司, 鹿島遼一 : 波による浮遊砂に関する研究  
第11回海岸工学講演集
- 16) 第二港湾建設局, 港湾技術研究所, 茨城県 : 鹿島工業港の自然条件について, 第3報 昭和38年10月
- 17) 井島武士, 佐藤昭二, 青野尚, 鶴川義郎 : 茨城県磯浜港海岸の漂砂について  
第8回海岸工学講演集 昭和36年

- 18) 井島武士, 佐藤昭二, 青野尚, 石井晃一 : 渥美港福江海岸の波と漂砂の特性  
第7回海岸工学講演集 昭和35年
- 19) 土木学会編 水理公式集 昭和38年8月 P534
- 20) Shepard and Inman : Nearshore water circulation related to bottom topography and wave refraction. *Trans. A.G.U.* Vol.31 No.2 1950
- 21) Shoji Sato and Norio Tanaka : Field investigation on sand drift at Kasima Harbor facing the Pacific Ocean.  
Engineering 掲載予定
- 22) Longuet-Higgins : Mass Transport in water waves *phil. Trans. Roy. Soc. London*,  
Series A, No.903 Vol.245 1953
- 23) R.C.H. Russell and J.D.C. Osorio : An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, *Proc. of 6th Conf. on Coastal Engineering* 1958
- 24) Robert L. Miller and John M. Zeigler : The internal velocity field in breaking waves, *Proc. of 9th Conf. on Coastal Engineering* 1964
- 25) Inman, D.L. and W.H. Quinn : Currents in the surf zone, *Proc. of 2nd Conf. on Coastal Engineering* 1951
- 27) Johnson J.W. : Sand transport by littoral currents, *Proc. of 5th Hyd. Conf. Iowa Inst., Hyd. Res.* 1953
- 28) 井島武士, 佐藤昭二, 田中則男 : 鹿島港海岸の漂砂について 第11回海岸工学講演集 昭和39年11月
- 29) 岩垣雄一, 橋本享 : 沿岸漂砂量の新算定法について 第7回海岸工学講演集 昭和35年
- 30) Savage R.P. : Laboratory determination of littoral-transport rates, *Proc. A.S.C.E.*,  
No. WW2 1962
- 31) Manohar M : 上記の Savage の論文に対する討議 *Proc. A.S.C.E.* No. WW 4 1962
- 32) Beach Erosion Board : Shore protection planning and design, *Tech. Rep.* No. 4, 1961.
- 33) George M. Watts : Mechanical bypassing of littoral drift at inlets, *Proc. of A.S.C.E.*  
Feb. 1962, WW1,