

# 漂砂の運動機構

榎木 亨

## 1. 緒 言

従来の漂砂の運動機構に関する研究といえば、砂粒1個に作用する流体力と重力の平衡条件式から導いた初期移動に関する研究<sup>1)~3)</sup>と砂粒の1個の流体力による移動に注目したCornagliaにはじまりIppen及びEaglesonらによって発展させられたnull pointの概念に基づく研究<sup>4),5)</sup>があげられる。前者は砂粒の移動限界水深の算定に、後者は海浜断面の平衡勾配の理論的考察に大きく貢献したが、いずれも砕波前の領域を対象としたものであり、また浮遊砂に対する考察が全くなかったため不十分といわざるを得ない。一方漂砂の大部分を占める砕波帯領域(surf zone, swash zone)における漂砂運動も多くの研究が行なわれているが砕波という極めて乱れの大きい現象によってひきおこされるため極めて不明な点が多い。

漂砂の移動形態に関する研究の流れとしては大きく別けて次の3つがあげられる。

(1) Einsteinらのstep lengthとpick up rateに基づく考え方<sup>6)</sup>：

これは元来開水路における掃流砂のstep lengthの考え方を振動流あるいは表面波にまで拡張したものであって、漂砂の移動をひき起す原因として $u^2$ に比例する揚力を考え、砂粒の飛び出し率(pick up rate)とstep lengthとから真の砂の輸送量を求めようとするものである。この考え方は浮遊砂にはstep lengthが定義できず掃流砂のstep lengthを用いていることから掃流砂しか求められないという欠点を有している。

(2) Bagnoldらのエネルギー勾配に基づく方法<sup>7)</sup>：

この方法もまた開水路を対象とした流砂の研究を発展させたもので、流体による底部摩擦応力が漂砂の移動を生ぜしめる力(これも一般的に $u^2$ に比例するとしている)となると考え、輸送量は(単位面積当りの動き得る砂の数)×(輸送速度)であらわされるものとしている。この場合は浮遊砂も掃流砂もともに含んだ形で求めることができる。

以上の二つの考え方を発展させたものに(1)の範疇にはNielsenらの研究<sup>8)</sup>(2)の研究の流れとしてはKomar,<sup>9)</sup> Thornton<sup>10)</sup>らの沿岸漂砂量モデル、Bowen,<sup>11)</sup> Madsen<sup>12)</sup>らの岸—沖方向漂砂量の研究があげられる。しかしいずれも問題を数学的に取扱うには現象を単純化しなければならないし、またその過程でいくつかの仮定を必要としている。

(3) 拡散物質として取扱う方法：

これは漂砂移動が浮遊漂砂によって左右されるものとして、それを拡散物質と考えて拡散方程式でもって求めていこうとするもので、Miller及びKomar<sup>13)</sup>の研究や拡散方程式を基にした浮遊砂の濃度分布に関する研究が多数行なわれている。しかしながら後述するように浮遊砂が漂砂移動の中でどれだけの割合を占めているかも明らかでない現在、砕波帯内の乱れの大きい領域に、この拡散モデルが適用できるとは考えられない。

このような漂砂の移動機構に関する研究以外に、漂砂に関連する研究としては、主として漂砂の運動機構を論議せずに、地形変動量から求めた漂砂移動量と波のエネルギーフラックスとの関係を経験的に求めた研究、海浜の断面変形に関する研究があげられるが、それらについては既に多くの人がこの水工学の夏

期研修会においてまとめられているので、それらを参照していただきたい。また漂砂の運動に関しては碎波後の流れが極めて重要な要素としてあげられるが、このような碎波帯内の流れに関する研究も本研修会で堀川<sup>14)</sup>、玉井<sup>15)</sup>らによって発表されているのでそれらを参照していただければ幸である。

以上の様に漂砂の運動機構は極めて多岐にわたる研究の総合として論じられなければならないが、本論文では紙面の関係から上述の研究の流れのうち(2)の立場から、沿岸漂砂移動、岸-沖方向漂砂移動別に論議を進めていくこととする。

## 2. 移動形態モデル

漂砂の移動機構を論議するに先だって、現在までに一般に考えられている移動形態モデルを説明し、碎波前及び碎波後の特性を論じておこう。

### 2-1. 非碎波領域のモデル

図-1は碎波点より沖側の砂漣が形成されている領域における底質の移動形態モデルをあらわしている。図において wash load modeの領域(I)は濃度が拡散方程式であらわされる領域であり、intermittent mode(間欠モード)の領域(II)とは水粒子の渦動運動により砂が間欠的に巻上げられる領域でその時間的変化も大きい。さらにその下の部分に掃流砂の領域(III)が存在する。

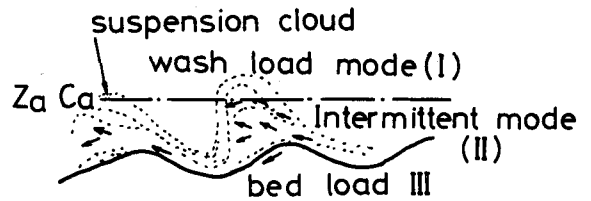


図-1 移動形態モデル

非碎波帯においては、浮遊砂濃度の論議が数多く行なわれているが、これは上述の wash load modeの領域に対してであり、この領域の浮遊砂濃度  $C_1$  は砂漣の規模及び図-1の基準点の高さ  $Z_a$ 、濃度  $C_a$  と拡散係数が決定すれば解析できる。砂漣の規模は本間・堀川<sup>16)</sup>が指摘しているように波浪条件、水深及び底質特性によって定まる。一方  $Z_a$ 、 $C_a$  は従来実験及び実測によって決定されていたが、研究者の主観によることが多く不明確であった。沢本・岡田<sup>17)</sup>は Inman 及び Tunstall の standing vortex の理論<sup>18)</sup>を拡張し、掃流状態で砂漣の一方の斜面を移動している砂が、水粒子の運動の位相が逆転したときに他方の砂漣の斜面に形成される渦にすべて取り込まれるという条件を用いて、比較的精度よく推定する方法を提案している。また拡散係数については従来多くのモデルが提案されているが、それらを大別すると次の2種類に別けられる。一つは拡散係数を水深の関数とするものであり、他の一つは全水深を一定とするものであって、前者の拡散係数を用いると  $C_1$  の鉛直分布は指数分布を示し、後者の場合は対数分布となることが知られている。しかし波動運動にともなう浮遊砂に対してはいずれの分布が適応するのか十分判っていない。一方 Intermittent mode の領域の濃度については砂村ら<sup>19)</sup>はその時間平均濃度を次式のように仮定して漂砂量を求めている。

$$\bar{C}_1 = k_2 \rho u' (u_m - u_c) t_v / \nu \quad (1)$$

ここに  $\bar{C}_1$  : 渦の中での砂の時間的平均濃度,  $u'$  : 渦の外縁での水粒子の平均速度,  $u_m$  : 底面付近の水粒子の最大速度  $= (\pi H/T)(\sinh 2\pi h/L)^{-1}$ ,  $u_c$  : 砂粒子の移動限界速度,  $t_v$  : 渦が形成されている時間,  $\rho$  : 水の密度,  $k_2$  : 常数である(4-2参照)。

## 2-2. 砕波帯内のモデル

砕波帯内の移動形態モデルについては、砕波による乱れが十分判明していない今日全く判っていない。しかし砕波の乱れが全水深にわたって影響するような plunging 砕波に対しては砕波帯内全域において全水深にわたって図-1の intermittent mode の領域といえるかも知れない。したがって図-1における  $C_a$  の様な基準点濃度をもって波浪特性、底質特性とを結びつけることは出来ない。しかし Kana 及び著者らの実測及び実験結果によると砕波帯内濃度分布は極めて急勾配であり、したがって水深で平均した平均濃度をもって十分代表濃度とすることができるようである。表-1は従来の研究者が実測及び実験で求めて

表-1 砕波帯前後における浮遊砂濃度の測定値

	現 地 観 測				実 験 値			
	測定者	濃度 (ppm)	測定高さ 水深	出 典	測定者	濃度 (ppm)	測定高さ 水深	出 典
砕 波 前	島田ら	1~100	0.04~0.1	21回海講	野田	500~1000	0.03~0.1	14回海講
	入江ら	10~1000	0.14~0.22	22回海講	本間・堀川	$10^3 \sim 10^4$	0.014~0.05	18回海講
	野田	1~10	0.07~0.1	14回海講	細井ら	$10^4$	0.017	20回海講
					Nakatoら	$10^4$	0.04	Proc. ASCE WW 1. Feb.
砕 波 後	田中	$10^3 \sim 10^4$	0.08	22回海講	栗原ら	$10^4$	0.3	3回海講
	Kana	$10^3 \sim 10^4$	0.08~0.33	16th ICCE	細井ら	$10^4$	0.1	20回海講
	Fairchild	$10^3 \sim 10^4$		13th ICCE	著者ら	$10^4$	0.1	17th ICCE

いる浮遊砂の最高濃度を比較したもので、測定地点及びその出典も同時に示してある。なお濃度は ppm で統一するために  $1 \text{ gr/cm}^3 = 1000 \text{ gr/l} = 10^6 \text{ ppm}$  として一部換算している。

表-1によると現地実測結果は実験結果に比較して 1 order 低い値をとっている。これについては本間・堀川ら<sup>16)</sup>が砂漣のスケールに対する縮尺効果を考慮することによって言及しているが、砂漣のない砕波帯内においても同様の傾向がみられることから現地観測の採水装置の効率もまた問題になるようである。

## 2-3. 浮遊砂と掃流砂の区別

次に砕波前、後の移動形態において大きな問題となるのは浮遊漂砂と掃流漂砂の区別である。この判断は研究者によって大きく異なっている。その判定の相違は浮遊漂砂の算定において、どの点までを積分するかということに関連する。すなわち図-1の様に wash load mode と intermittent mode の領域が明確であり、wash load mode 領域の漂砂量を浮遊砂と定義するならば水面から上述の  $Z_a$  までを積分すれば intermittent mode の領域は浮遊砂には含まれない。しかしながら、この様に定義するならば、殆んど全水深にわたって intermittent mode の領域となると考えられる砕波帯においては殆んど浮遊砂がないということになり、自然現象にみられる浮遊現象とは一致せず不合理といわざるをえない。Komar<sup>20)</sup>は浮遊砂を水柱の中で乱れによって底部上方に維持された状態で運ばれるものと定義し、掃流砂の中に躍動漂砂 (saltation) を含めて sheet bed load と称している。一方 Galvin, Dean, Kana, 砂村, 渡辺らは海浜変形に対して浮遊砂がより重要な割合を占めるとして躍動漂砂を浮遊砂の一部と考えているようである。

著者はここでは上述の砕波帯内が殆んど intermittent mode となることを考え、少くとも波の周期と同

じ周期で浮遊沈降を繰返すような漂砂も浮遊砂に含めて浮遊砂と定義しておく。

### 3. 沿岸漂砂の運動機構

沿岸漂砂に限らず、岸一沖方向漂砂においても、従来通り扱われてきた手法は、パワー・モデルと質量輸送モデルの二つに分けられる。このパワーモデルにおいてはエネルギーパラメーターと漂砂量との関係を経験的に求めたもので、そこには基本的には何らの砂輸送機構の考慮は払われていない。一方質量輸送モデルは一般的に次式であらわされる。

$$q = \frac{1}{t_0} \int_t^{t+t_0} \int_{-h}^{\eta} C(z, t) u_s(z, t) dz dt \quad (2)$$

ここに  $q$  は単位時間当りの漂砂量 (容積表示),  $h$  は水深,  $t_0$  は計測時間,  $C$  は漂砂濃度,  $u_s$  は漂砂の輸送速度,  $\eta$  は静水面から波面までの高さである。

しかし (2) 式において  $z = -h$  の掃流砂も含めて  $C$  及び  $u_s$  を決定することは容易ではない。このために従来は経験的に決定し易いパワー・モデルで漂砂量の算定が行なわれていることが多い。

#### 3-1. パワー・モデル

##### A. Inman-Bagnold の漂砂量算定式<sup>21)</sup>

1. の緒言においても述べた様に、このモデルの代表的なものに Bagnold<sup>7)</sup> の提案したものがある。彼は図-2 に示すような漂砂移動の概念で次の様な関係式を導いている。すなわち波の運動下で波のエネルギーが消費されたとすると砂は真の移動を生じなくても波の運動に応じて前進・後退の運動をする。したがってそこに  $u_\theta$  という一方向の流れが存在するとき漂砂はその方向に移動することになる。この場合  $u_\theta$  の流れは底部の砂を移動するだけの剪断力をもっておらなくても  $i_\theta$  という漂砂量は移動すると考えている。

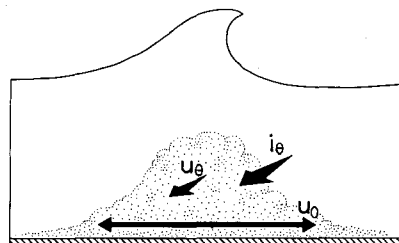


図-2 パワーモデルの概念図

$$i_\theta = K' W \frac{u_\theta}{u_0} \quad (3)$$

ここに  $i_\theta$  は一方向流  $u_\theta$  によって  $\theta$  方向に単位時間、単位幅当りに移動する漂砂量 (重量表示),  $u_0$  は波の運動に伴う水粒子速度,  $K'$  は無次元常数であり,  $W$  は波から与えられるパワーで  $W = \tau_F \cdot \bar{u}$  で一般的に表示されるものである。

また  $\tau_F$  は流体エネルギーの単位距離当りの減衰量で、波の進行に伴う伝達エネルギーの単位距離当りの変化と考えられ  $W$  は次式で与えられる。

$$W = \frac{1}{4} \rho g \frac{dH}{dx} cn \quad (4)$$

ここに  $H$  は波高,  $x$  は進行距離,  $c$  は波速,  $n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{4\pi h}{\sinh 4\pi h/L} \right)$  で  $nc$  でエネルギーの輸送速度を示す。

したがって (3) 式において  $W/u_0$  は波による剪断応力を表わし, (4) 式の  $W$  は  $W = C_r \cdot \rho u_*^3$  とも表示される。ここに  $u_*$  は摩擦速度,  $C_r$  は実験的に決定される常数であって、浮遊砂のない場合は一定の常数と考えられる値である。

Inman 及び Bagnold<sup>21)</sup> は沿岸方向の漂砂移動にこのモデルを適用し碎波帯内の沿岸漂砂量公式を導いている。すなわち沿岸方向の碎波のエネルギーフラックス  $(Ecn)_b \cos \alpha_b$  (ここに  $\alpha_b$  は碎波角,  $E$  は波のもつエネルギー, 添字  $b$  は碎波点の値を示す。) の一部が漂砂移動を生じるために費されると仮定し,  $u_0$  として碎波帯内の波の平均水粒子速度を選び, さらにこの速度が碎波点の最大水粒子速度  $u_m$  に比例するものと仮定した。そして (3) 式の  $u_\theta$  に平均沿岸流速  $\bar{v}$  を選び, 碎波帯内全域の沿岸漂砂量  $I_y$  (重量表示) を次式のように表わした。

$$I_y = 0.28 (Ecn)_b \cos \alpha_b \cdot \frac{\bar{v}}{u_m} \quad (5)$$

Inman 及び Bagnold らは (5) 式中の  $u_m$  に孤立波理論から導かれる (6) 式を, また  $\bar{v}$  に Longuet-Higgins によって導かれた碎波点での沿岸流速 (7) 式を用いて (5) 式から (8) 式を導いている。

$$u_m = (2 E_b / \rho h_b)^{1/2} \quad (6)$$

$$\bar{v} = (5 \pi / 8) (\tan \beta / C_f) u_m \sin \alpha_b \quad (7)$$

$$I_y = 0.55 (\tan \beta / C_f) (Ecn)_b \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \quad (8)$$

ここに  $\tan \beta$  は海浜勾配であり,  $C_f$  は海底の摩擦係数である。また  $I_y$  (重量表示) と  $Q_y$  (容積表示) の漂砂量の間には次式の関係が成立する。

$$I_y = (\rho_d - \rho) g \cdot \varepsilon \cdot Q_y \quad (9)$$

ここに  $\rho_d$ ,  $\rho$  は砂及び水の密度,  $\varepsilon$  は砂の空隙率で一般に 0.6 という値をとっている。

(8) 式において  $\tan \beta / C_f$  を一定値とするならば Komar<sup>22)</sup> が実測値によって求めた次式と同じ型の式となることが判る。

$$I_y = 0.77 P_L, P_L = (Ecn)_b \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \quad (10)$$

なお (10) 式は Komar が波高の rms 値を用いて算定したものであり, 有義波高を用いる場合には  $H_{1/3} = 1.41 H_{rms}$  の関係を用いて 0.77 という係数を補正しなければならない。

また (10) 式は (9) 式でもって  $Q_y$  に変換すると, 従来わが国においてもよく用いられてきた次式と一致する。

$$Q_y = \alpha_a E_a, E_a = (Ecn)_b \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b, \alpha_a: \text{常数} \quad (11)$$

しかしながら Komar は (5) 式は沿岸漂砂がジグザグ運動をして沿岸方向に移動する swash zone においては沿岸流が存在しないため適用できないが, 経験的にこの場合も (10) 式で表わされると述べている。

#### B. 樫木・出口の漂砂量算定式<sup>23)</sup>

一方, 樫木・出口<sup>23)</sup> もまた漂砂移動が剪断応力によって左右されるものと考え, 実験的に沿岸方向の最大底部剪断力  $\tau_{ym}$  と岸一沖方向の最大底部剪断力  $\tau_{xm}$  とを計測しこれらの海浜断面に沿う分布と沿岸流速分布及び沿岸漂砂量の分布とを比較した。その結果  $u_{*x}^2 = \tau_{xm} / \rho$ ,  $u_{*y}^2 = \tau_{ym} / \rho$  はそれぞれ次式であらわされることを確め, その摩擦係数  $f_x, f_y$  が Riedel<sup>24)</sup> の U 字管で求めた結果と 図-3 に示すようにほぼ一致することを見出した。

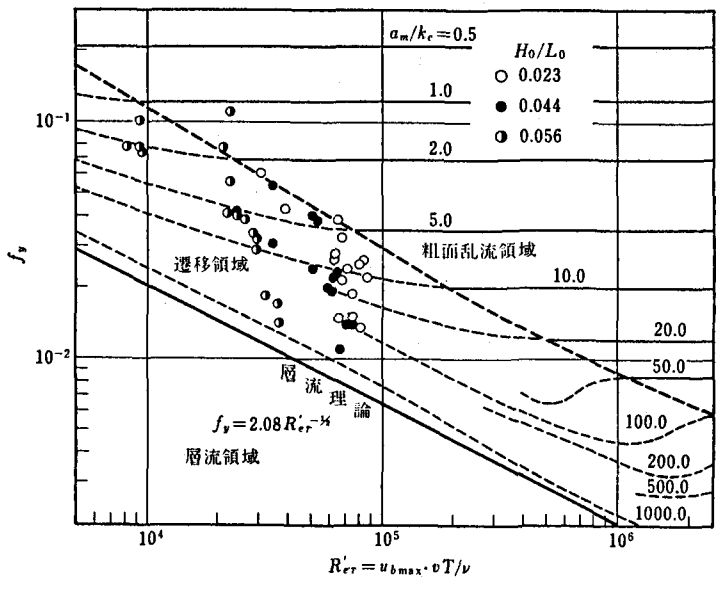
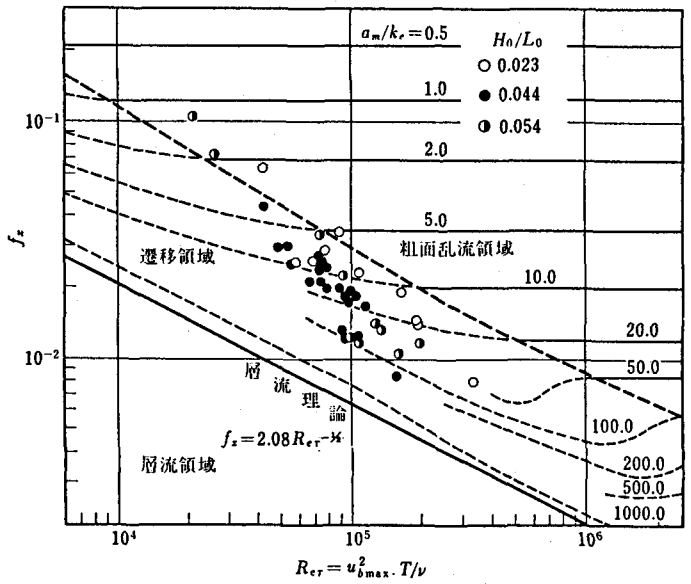


図-3  $f_x, f_y$  の変化(樁木・出口より)<sup>23)</sup>

$$\left. \begin{aligned} u_{*x}^2 &= f_x (u_{bmax})^2 \\ w_{*y}^2 &= f_y \cdot u_{bmax} \cdot v \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ここに  $u_{bmax}$  は碎波後の底面水粒子の最大速度で、 $u_{bmax} = \sqrt{g(h+H)} \frac{H}{2h}$  で与えられる値、 $v$  はその地点の沿岸流速である。また図-3中の  $a_m$  は底部水粒子速度の最大振幅で、 $a_m = (H/2)(\sinh 2\pi h/L)^{-1}$  であり、 $k_s$  は相当粗度で Jonsson によると砂漣の波高の3倍をとっている。

樁木・出口<sup>23)</sup>は沿岸漂砂は単に(12)式中の  $u_{*y}$  のみならず  $u_{*x}$  によっても影響されるものと考え、そ

の合成摩擦速度  $u_* = \sqrt{u_{*x}^2 + u_{*y}^2}$  と単位幅当りの沿岸漂砂量  $q_y$  の関係を求め次式で示す様な近似式を提案している。

$$\frac{q_y}{vd} = \left\{ \begin{array}{l} 86 \left[ \frac{u_*^2 - u_{*c}^2}{(\frac{\rho_d}{\rho} - 1)gd} \right]^{3.7}, \quad 0.7 \geq \frac{u_*^2 - u_{*c}^2}{(\frac{\rho_d}{\rho} - 1)gd} \geq 0.3 \\ 23 \left[ \frac{u_*^2 - u_{*c}^2}{(\frac{\rho_d}{\rho} - 1)gd} \right]^{4.5}, \quad 0.3 \geq \frac{u_*^2 - u_{*c}^2}{(\frac{\rho_d}{\rho} - 1)gd} \end{array} \right\} \quad (13)$$

ここに  $d$  は底質粒径,  $u_{*c}$  は砂粒の限界摩擦速度である。

### C. Thornton の漂砂量算定式<sup>25)</sup>

Thornton もまた (3) 式と全く同様の考え方, すなわち波動は単に底質を動き易くするだけの作用をするだけで, 移動し易くなった砂のうち沿岸漂砂は沿岸流のみによって運ばれるとして沿岸漂砂量  $q_y$  の汀線に直角方向の分布を次式のように与えている。

$$q_y(x) = \frac{1}{g(1-\rho/\rho_d)} \left( B_m \sqrt{\frac{v}{u_{b\max}}} \right) \frac{\partial(Ec_g)}{\partial x} \quad (14)$$

ここに  $x$  軸は汀線より沖向きを正とし鉛直方向は静水面より下方を正としている。また  $E$  は単位面積当りの波のエネルギー,  $B_m$  は比例常数,  $c_g$  は群速度  $= cn$  であり, 沿岸流速  $v$  及び底面最大水粒子速度  $u_{b\max}$  とともに次式で与えている。

$$\left. \begin{array}{l} c_g = cn = \sqrt{g(1+k')h} \\ v = \frac{5}{8} \frac{\pi k'}{f_W} \left\{ 1 - \frac{k'^2}{8(1+k')} \right\} c_b \cdot \sin \alpha_0 \cos \alpha_b \frac{h}{h_b} \frac{\partial h}{\partial x} \\ u_{b\max} = \sqrt{g(1+k')h} \frac{H}{2h} \\ H = k'h \\ \frac{1}{4\sqrt{f_W}} + \log \frac{1}{4\sqrt{f_W}} = -0.08 + \log \frac{a_m}{k_e} \end{array} \right\} \quad (15)$$

ここに  $k'$  は波高減衰に関する常数で一般に 0.6~1.2 という値をとる。また  $c_b$  は碎波点の波速,  $f_W$  は Jonsson の摩擦係数であり,  $a_m, k_e$  は図-3 の値と同じである。

(14) 式は比例常数  $B_m$  が次元をもった値で, 粒径によって異なるので完全な漂砂量とはいえないが,  $B_m$  を適当に選ぶと非常に良く沿岸漂砂量分布をあらわしていることは, 榎木・出口<sup>26)</sup> によって実験的に確かめられている。

### 3-2. 質量輸送モデル

本モデルは (2) 式をもって基本式とする考え方で沿岸漂砂量はその殆んどが浮遊状態で沿岸流によって運ばれるという立場をとるものである。

#### A. 土屋らの漂砂量算定式<sup>27)</sup>

土屋らは波による平均濃度  $\bar{C}$  は流砂量則を用いると近似的に次式のようにあらわすことができるとした。

$$\bar{C} = C_0 \left( \frac{\rho}{\rho_d} \right) \left( 1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right) \quad (16)$$

ここに  $C_0$  は定数でほぼ 0.2 程度の値を示す。また  $\tau_*$  は

$$\tau_* = (\tau/\rho)/(\rho_d/\rho - 1)gd \quad (17)$$

で  $\tau_{*c}$  は移動限界時の  $\tau_*$  である。いま  $\tau/\rho = \frac{1}{2}f_W u_{b\max}^2$  とし、波による底部最大水粒子速度が近似的に次式であらわされるものとする。

$$u_{b\max} = \left\{ \begin{array}{l} m\sqrt{gh}, \quad m = \frac{1}{2} \left( \frac{L}{T\sqrt{gh}} \right)_b \cdot \left( \frac{H_b}{h_b} \right), \quad 0 < x < \ell_b \\ \frac{1}{2} \left( \frac{H}{H_0} \right) \left( \frac{L}{L_0} \right) \left( \frac{H_0 L_0}{Th} \right), \quad \ell_b < x < \infty \end{array} \right\} \quad (18)$$

ここに  $\ell_b$  は汀線から碎波点までの距離である。

いま漂砂量  $q_y$  が (19) 式であらわされるものとする、(16) 式の  $\bar{C}$  及び Longuet-Higgins の沿岸流速<sup>28)</sup>  $v$  を用いて (20) 式のように導くことが出来る。

$$q_y = \bar{C} v h \quad (19)$$

$$\frac{q_y}{\sqrt{gh_b} \cdot d} = \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{5\pi}{16} \right) C_0 \left( \frac{m}{f} \right) \left( \frac{\rho}{\rho_d} \right) \left( \frac{h_b}{d} \right) \tan\beta \sin 2\alpha_b (1 - R^2 F_r^2 X^2) XV(X), \quad 0 < x < \ell_b \\ \left( \frac{5\pi}{16} \right) C_0 \left( \frac{m}{f} \right) \left( \frac{\rho}{\rho_d} \right) \left( \frac{h_b}{d} \right) \tan\beta \sin 2\alpha_b \left( 1 - \frac{F_r^2}{X} \right) XV(X), \quad \ell_b < x < \infty \end{array} \right\} \quad (20)$$

ここに  $f$  は Longuet-Higgins の沿岸流速を定義したときの摩擦係数であり、 $\tau = \frac{2}{\pi} f \rho u_{b\max} v$  で与えられる値である。また  $m$  は  $H = 2mh = k'h$  であらわされる値で  $m \approx 0.4$  という値である。さらに  $\tan\beta$  は海浜勾配であり、 $R, F_r, X, V(X)$  は次式で与えられる値である。

$$\left. \begin{array}{l} R = \frac{1}{2} \left( \frac{H_b}{H_0} \right) \left( \frac{L_b}{L_0} \right) \left( \frac{H_0}{H} \right) \left( \frac{L_0}{L} \right) \\ F_r^2 = 16\pi \left( \frac{h_b}{H_b} \right)^2 \left( \frac{L_0 h_b}{L_b^2} \right) \left( \frac{u_{*c}^2}{f_W g h_b} \right) \\ X = x/\ell_b, \quad V(X) = v/v_b \end{array} \right\} \quad (21)$$

またここに  $v_b$  は碎波点における沿岸流速で次式で与えられる値である。

$$v_b = \left( \frac{5\pi}{8} \right) (\tan\beta \cdot m/f) g h_b \cdot (\sin\alpha_b/c_b) \quad (22)$$

図-4 は (20) 式、(21) 式に基づいて求めた沿岸漂砂量の分布をあらわしたもので同図には同時に Longuet-Higgins によって求められた無次元沿岸流速分布 ( $V$ ) 及び実験値もプロットしてある。なおこの場合土屋らは Longuet-Higgins の沿岸流速に関連する水平混合を示す係数  $P = \left( \frac{\pi}{2} \right) (N \tan\beta/mf)$  を 0.2 とし  $R^2 = 0.5$  として計算している。これによると沿岸漂砂量は沿岸流速より若干沖側の碎波点に近いところで最大値をとることがわかり、この事実は樫木・出口<sup>26)</sup> の実験結果ともよく一致している。

さらに土屋らは (20) 式を積分して全沿岸漂砂量  $Q_y$  の算定式を次式のように導いている。



$$\begin{aligned}
 Q_y &= \bar{C}_0 \left( \frac{\rho}{\rho_d} \right) h_b^2 \sqrt{g h_b} \sin 2\alpha_b I(R, F_r) \\
 \bar{C}_0 &= \left( \frac{5\pi}{16} \right) C_0 \left( \frac{m}{T} \right) \\
 I(R, F_r) &= a_1 - b_1 F_r^2 - c_1 (R F_r)^{\alpha_1} + d_1 (R F_r)^2 \\
 a_1 &= 0.298, \quad b_1 = 0.124, \quad c_1 = 0.373, \quad d_1 = 0.207, \quad \alpha_1 = 1.11
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

なお土屋らによると現地海岸では  $F_r \approx 0$  で (23) 式が  $R$  によってあまり変化せず  $F_r \approx 0$  では  $I(R, F_r) \approx 0.3$  という一定値をとるので (23) 式は波のエネルギーフラックスの沿岸方向成分に比例することになり、従来よく用いられている 5-1 の (11) 式と同じ型式の漂砂量公式に帰着するとしている。

#### B. その他の漂砂量算定式

土屋は任意水深における単位幅当りの沿岸漂砂量  $q_y$  をとりあげたが、Galvin<sup>29)</sup>、Dean<sup>30)</sup>、Kana<sup>31)</sup> らは 図-5 に示すように碎波点より岸側の三角形断面を一樣な浮遊砂濃度で移動するものとして全沿岸漂砂量  $Q_y$  を次式で求めている。

$$Q_y = \bar{C} \bar{v} A \tag{24}$$

ここに  $\bar{C}$  は碎波帯内の平均浮遊砂濃度であり、 $\bar{v}$  は平均沿岸流速、 $A = 0.5 h_b \ell_b$ 、 $\ell_b$  は汀線から碎波点までの距離である。

(24) 式においては  $\bar{C}$  をどのように決定するか、また  $\bar{v}$  にかなる式を用いるかによって大きく異なる。2-2 で述べた表-1 においてもわかる様に測定者によって大きく  $\bar{C}$  は異なっているが表-2 は Komar<sup>20)</sup> がとりまとめた Watt, Fairchild, Kana の実測値を示している。しかしながら Kana<sup>32)</sup> は嵐の時の浮遊砂濃度と嵐の後の浮遊砂濃度が大きく異なることも指摘しており、(24) 式に基づく算定においては非常に問題点も多い。また Komar<sup>20)</sup> は (24) 式の  $\bar{C}$  に Watt, Fairchild, Kana の値を用い、 $\bar{v}$  に自分の提案した  $\bar{v} = 2.7(2E_b/\rho h_b)^{1/2} \cdot \sin \alpha_b \cos \alpha_b$  を用いて  $Q_y$  を算定し、パワーモデルから導いた自分の漂砂量公式 (10) 式と比較し浮遊砂による沿岸漂砂量の割合を論議しているが、これによると (24) 式の  $Q_y$  は (10) 式の  $Q_y$  の 10%~25% 程度にしかならない(表-2 最終欄)。これについては 5-1 で詳述する。

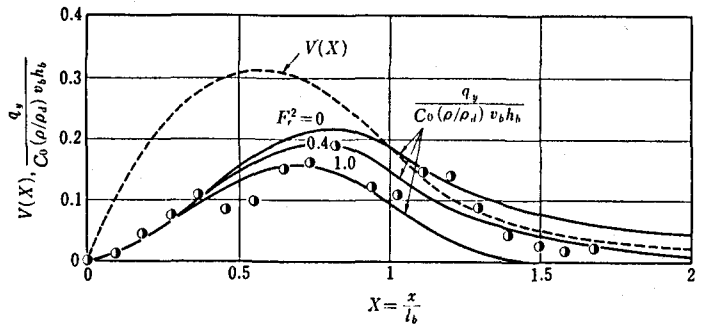


図-4 土屋の算定値と実験値の比較(土屋らより)<sup>27)</sup>

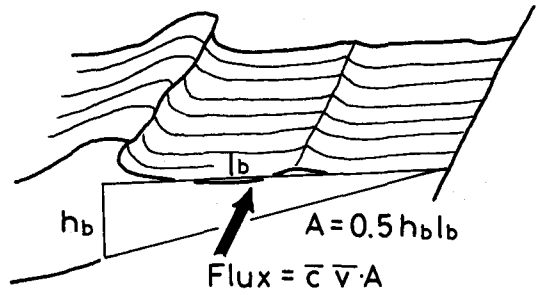


図-5 質量輸送モデルの概念図

表-2 沿岸漂砂の浮遊砂濃度 (Komar より)<sup>20)</sup>

測定者	測定場所	粒径 (mm)	海底勾配	平均濃度 (ppm)	$\frac{I_y (\text{susp})}{I_y (\text{total})}$
Watts (1953)	カリフォルニア	0.15 ~ 0.22	0.0157	$2.6 \times 10^2$	0.23
Fairchild (1973)	ニュージャージー	0.12 ~ 0.15	0.015	$2.0 \times 10^2$	0.19
Fairchild (1973)	ノースカロライナ	0.20	0.0162	$1.5 \times 10^2$	0.13
Kana (1976) (spilling w.)	サウスカロライナ	0.22	0.021	$0.97 \times 10^2$	0.066
Kana (1976) (plunging w.)	サウスカロライナ	0.22	0.021	$3.9 \times 10^2$	0.26

#### 4. 岸一沖方向漂砂の運動機構

従来沿岸漂砂は汀線の前進後退に、海浜断面の変動には岸一沖方向漂砂が大きく影響するといわれてきた。海浜地形の予測において従来の汀線の前進後退のみを論議してきた一次元モデルから、近年海浜断面の変化も考慮した二次元モデルの確立が望まれるようになってきているが、このような二次元モデルになると岸一沖方向漂砂の運動機構を明らかにしていかなるを得ない。しかしながら岸一沖方向漂砂(たて漂砂とも称する)はその移動の原因となる流れが時間変動を示すのは勿論のこと、場所によって net の方向をも異にし、またその強さも異なるため取扱いは沿岸漂砂よりもさらに厄介となる。したがって従来の研究も乱れの少ない碎波前の研究が殆んどであり碎波後になるとその運動機構に関しては全くといって良いほど研究が進められておらず、実験及び実測によって汀線の前進、後退の限界が提示されているにすぎない。したがって本論も主として碎波前のたて漂砂の運動機構について、沿岸漂砂の場合と同様にパワーモデル、質量輸送モデルについて解説していくこととする。

##### 4-1. パワー・モデル

###### A. Bowen の理論的考察<sup>11)</sup>

先にも述べたように、この種の研究は実験結果に基づくものが多いが、3と同様 Bagnold の提案したパワーモデルを拡張した Bowen の研究<sup>11)</sup>は極めて示唆に富んだものと思われるのでここに紹介しておきたい。しかしこの研究も多くの仮定を含んでおり、またそれらがいずれも碎波以前の波及び流れの仮定であることから碎波後の漂砂運動には直接適用できないことはあらかじめ断っておきたい。

Bowen は Bagnold の示した式<sup>7)</sup>に基づいて浮遊砂量  $i_s$ 、掃流砂量  $i_b$  及び全漂砂量  $i$  (いずれも重量表示) がそれぞれ次式であらわされるものと仮定した。

$$\text{浮遊砂量: } i_s = \frac{\epsilon_s C_D \rho |u|^3}{w_0 - u \tan \beta} \quad (25)$$

$$\text{掃流砂量: } i_b = \frac{\epsilon_b \cdot C_D \rho u^3}{\tan \phi - u \tan \beta / |u|} \quad (26)$$

$$\text{全漂砂量: } i_x = i_s + i_b$$

ここに  $\epsilon_s$ 、 $\epsilon_b$  は 1 より小さい常数であり、 $C_D$  は抗力係数、 $\rho$  は水の密度、 $w_0$  は砂粒子の沈降速度、 $\tan \beta$  は海底勾配、 $\tan \phi$  は砂粒の摩擦角を表す。尚この場合  $u$  は沖方向に正の値をとり、距離も沖方向

に正としている。さらに彼は上式中の  $u$  が二つの成分、すなわち対称的な速度変動をする  $U_0 = u_0 \cos \sigma t$  と非対称的な速度  $U_1$  の和として (27) 式のように表わした。ここに  $u_0 = u_{b \max}$  である。

$$u = U_0 + U_1, \quad \text{ただし } U_0 \gg U_1 \quad (27)$$

そして Bowen は (29) 式を (25), (26) 式に代入して  $i_s, i_b$  の時間的平均を求めるに当って  $u^n |u|$  に関する展開式を用いて次の様な結果を得ている。

$$\begin{aligned} \overline{i_s} = \frac{\epsilon_s \cdot C_D}{w_0} \rho \left[ \overline{U_0^3 |U_0|} + 4 \overline{U_1 U_0^2 |U_0|} + 6 \overline{U_1^2 |U_0| U_0} + 4 \overline{U_1^3 |U_0|} + \dots \right. \\ \left. + r (\overline{U_0^4 |U_0|} + 5 \overline{U_1 U_0^3 |U_0|} + \dots) + r^2 (\overline{U_0^5 |U_0|} + 6 \overline{U_1 U_0^4 |U_0|} + \dots) \right. \\ \left. + r^3 (\overline{U_0^6 |U_0|} + \dots) \right] \quad (28) \end{aligned}$$

ここに  $r = \tan \beta / w_0$  で—は時間的平均値をあらわす。

(28) 式において右辺の最初の 3 項は  $U_1$  なる乱れによつての岸—沖方向の移動量を表わし、 $r$  の各項は  $\tan \beta$  を含んでいるので一般には正となり沖向きの移動量を表わしている。

ここで Bowen は  $U_1$  として (i)  $U_1 = u_1 = \text{一定}$ , (ii)  $U_1 = u_m \cos (m \sigma t + \theta_m)$ , (iii)  $U_1 = u_t \cos \sigma_t t$  の三つの流れを想定してそれぞれについて検討している。すなわち、(i) は定常的な流れが存在する場合で、具体的には質量輸送速度で代表される流れであり、(ii) は入射波の高次周波数をもつ速度場であり、(iii) は入射波の周波数とは関係のない周波数  $\sigma_t$  をもつた乱れである。そしてこれらを (28) 式に代入して微少項を省略することによって、(i), (ii) に対応する式として次式を得た。

$$(i) U_1 = u_1 = \text{一定}: \overline{i_s} = \frac{\epsilon_s C_D \cdot \rho}{w_0} \left[ \frac{16}{3\pi} u_1 u_0^3 + \frac{16}{15\pi} r u_0^5 \right] \quad (29)$$

(ii)  $U_1 = u_m \cos (m \sigma t + \theta_m)$ : この場合は波の非対称性を導入したものであって、振動流の場合 (28) 式で  $n$  が奇数の場合  $\overline{U_0^3 |U_0|}$ ,  $\overline{6 U_1^2 U_0 |U_0|}$  の各項が消え、有義な項は  $\overline{4 U_1 U_0^2 |U_0|}$  のみが残る。また同様に  $U_1$  に関する有義な項も偶数の周波数成分となるので第 1 近似として  $n = 2$  の場合をとり、そのとき Stokes の近似解を用いて  $\overline{i_s}$  を次式の様に導いている。

$$\overline{i_s} = \frac{\epsilon_s C_D \rho}{w_0} \frac{16}{15\pi} u_0^3 \left[ 5 u_1 - 3 u_2 \cos \theta_2 + r u_0^2 \right] \quad (30)$$

(29) 式において  $u_1$  として最も一般的に考えられるのは、さきにも述べた様に底部境界層外縁における質量輸送速度であるから、 $u_1$  にオイラーの平均流速の第 2 次近似解  $-u_0^2/c$  をえらぶと、 $\overline{i_s} = 0$  となる平衡勾配をあらわす条件式は次式のようになる。

$$\tan \beta = \frac{5 w_0}{c} = \frac{5 w_0 \sigma}{g \tanh kh}, \quad (i) \text{ の場合} \quad (31)$$

すなわち (i) の場合には、浮遊砂のみによる平衡断面は、 $w_0 \sigma / g$  の項のみであらわされる。ここに  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$  をあらわす。この無次元量は Dean<sup>30)</sup> の平衡断面表示の無次元量と同じである。また Bowen は (29) 式に基づいて、大きい粒径の場合は  $w_0$  が大きくなり、 $\tan \beta$  を含む項が減少して岸方向への移動が増加すると述べている。すなわち、粗い粒子は岸方向に移動し、細かい粒子の場合は  $\tan \beta$  の重力項が卓越して沖方向へと移動することとなる。この結果 (29) 式は粗い粒子は峻しい平衡勾配を、細かい粒子は緩やか

な平衡勾配をとることを示している。

一方(30)式は(29)式と比較すると、(30)式右辺第2項が(29)式に加わった形となっている。そしてこの波の非対称性に基づく項は岸方向への砂の移動を生ぜしめていることが判る。このことから、波が浅海域に入って波形の非対称性が増してくると、この岸方向成分が大きくなりその重要性が増大することとなる。

(30)式において、 $u_0, u_1$ に前述の値をとり、 $u_2$ にStokesの級数解の第2項を選ぶと(31)式に対応する平衡勾配をあらわす式として次式が得られる。

$$\tan\beta = \frac{9}{4} \frac{w_0}{c} [2 + (\sinh kh)^{-2}] \quad , \quad (\text{ii}) \text{の場合} \quad (32)$$

(32)式は  $\sinh kh \doteq (2)^{1/2}$  より浅い領域では波の非対称性が $u_1$ 項(drift項)より重要となることを意味している。

つぎに(26)式に基づく掃流砂について、Bowenは同様の考察を行なっている。その結果前述の(ii)の非対称な波を考慮したときの掃流砂量は次式で与えている。

$$\left. \begin{aligned} \bar{i}_b &= \frac{\epsilon_b \cdot \rho C_D}{\tan\phi (1-p^2)} \frac{u_0^2}{4} [6u_1 - 3u_2 \cos\theta_2 + p \frac{16}{3\pi} u_0 + \dots] \\ p &= \tan\beta / \tan\phi \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

上式に浮遊砂の場合と同様  $\cos\theta_2 = 1$  における  $u_0, u_1$  及び  $u_2$  の値を代入して考察してみると、掃流砂においては非常に強い岸方向の砂の移動が存在することがわかる。

またこの掃流漂砂のみによる平衡断面は  $\bar{i}_b = 0$  の条件から(31),(32)式に対応する式として次式が得られる。

$$\tan\beta = \frac{27}{64} \pi \tan\phi \frac{ak}{\sinh kh} [2 + (\sinh kh)^{-2}] \quad (34)$$

ここに  $a$  は半波高を示す。

漂砂の全平均移動量  $\bar{i}_x$  は上述の  $\bar{i}_s$  及び  $\bar{i}_b$  の和として与えられるので、(30),(33)式を用いると次式のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \bar{i}_x &= C_D \rho u_0^2 \left[ \frac{16}{15\pi} \frac{\epsilon_s u_0}{w_0} (5u_1 - 3u_2 \cos\theta_2 + \frac{\tan\beta}{w_0} u_0^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3\epsilon_b}{4 \tan\phi} (2u_1 - u_2 \cos\theta_2 + \frac{16}{9\pi} \frac{\tan\beta u_0}{\tan\phi}) \right] \end{aligned} \quad (35)$$

(35)式に  $\cos\theta_2 = 1$  におけるStokesの第1,第2次級数解を代入し、 $\bar{i}_x = 0$  という条件から平衡断面の条件式を求めると次式ようになる。

$$\tan\beta \left[ \frac{4}{5} \epsilon_s \left(\frac{u_0}{w_0}\right)^2 + \frac{\epsilon_b}{\tan^2\phi} \right] = \frac{u_0}{c} [2 + (\sinh kh)^{-2}] \left[ \frac{9}{5} \epsilon_s \frac{u_0}{w_0} + \frac{27\pi}{64} \frac{\epsilon_b}{\tan\phi} \right] \quad (36)$$

(36)式に基づくと、ある与えられた粒径の砂粒に対しては平衡勾配  $\tan\beta$  は次の三つの無次元量で表わされることとなる。

$$\tan\beta = f\left(\frac{w_0 \sigma}{g}, ak_0, k_0 h\right) \quad (37)$$

ここに  $k_0 = \sigma^2/g$  である。

以上の Bowen の研究成果は彼自身も認めているように  $u_0, u_1, u_2$  に碎波前の浅海波理論を用いていることから直接碎波点近傍より碎波帯にかけては適用できない。しかしながらこのような考え方は碎波後の波について  $u_0, u_1, u_2$  などが的確に表示できるようになれば十分適用できるものと考えられ、単に実験室の資料を次元解析的手法で論議されてきた従来の研究を発展させるために大きな示唆を与えるものといえよう。

### B. 実験的研究

A. でも述べた様に岸-沖方向漂砂については沿岸漂砂に比べてその流速分布の実態が不明確なために解析的な研究は少ないが、パワーモデルに類似した実験的研究は数多く提案されている。しかしその実験的研究も多くは碎波前の漂砂量に関する論文である。

(i) 碎波前の漂砂量：碎波前のたて漂砂量に関しては古くは Manohar の研究<sup>33)</sup>がある。しかしながらこの式は両辺の次元が一致しないので、野田<sup>34)</sup>はこの式を若干変化させて両辺の次元を一致せしめ次の様な式を導いている。

$$\frac{q_x}{u_{b\max} d} = \alpha_m \left[ \frac{u_{b\max}^2}{\left(\frac{\rho_d}{\rho} - 1\right) g d} \right]^{2.76} \left( \frac{u_{b\max} d}{\nu} \right)^{0.38} \quad (38)$$

ここに  $q_x$  は単位幅、単位時間当りのたて漂砂量(容積表示)、 $u_{b\max}$  は底面の最大水粒子速度  $(\pi H/T) (\sinh 2\pi h/L)^{-1}$ 、 $d$  は砂粒の粒径、 $\alpha_m$  は常数である。野田は(38)式の両辺の無次元量の関係を Inman 及び野田の実験結果より求め

図-6 に示すように  $\alpha_m$  が離岸方向、向岸方向ともほぼ同じ  $\alpha_m$  の値で一定値をとることを示した。また野田は同時に漂砂の移動方向と波の質量輸送との関係を探るため(3)式の  $u_0$  が波の質量輸送速度に対応するかどうかを実験的に検証した。それによると、漂砂の方向と質量輸送の方向とは一致せず、(3)式の  $u_0$  に波の質量輸送速度を選ぶことは不合理となることを指摘している。同じ事実はまた砂村ら<sup>19)</sup>によっても同様の実験により報告されている。

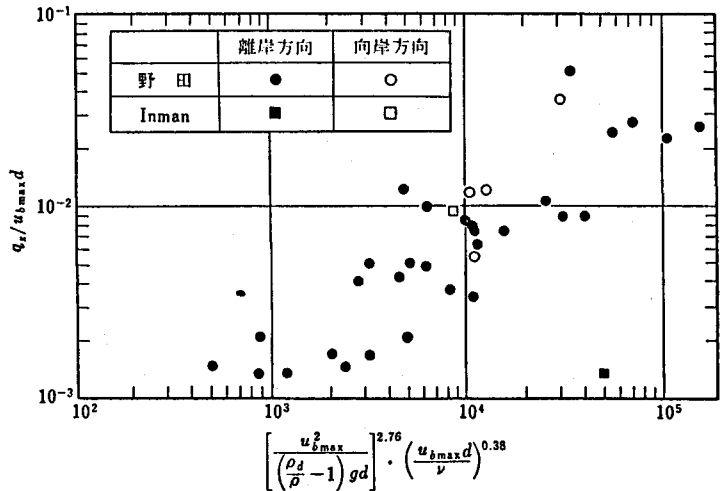


図-6 碎波前のたて漂砂量の変化(野田より)<sup>34)</sup>

また Madsen 及び Grant<sup>12)</sup>も Manohar の結果を再整理し、平均たて漂砂量  $\bar{q}_x$  が次式で示すように Shield パラメーターの関数であらわされることを示している。

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= 12.5 \Psi^3 \\ \Phi &= \bar{q}_x / w_0 T, \quad \Psi = \tau_{xm} / (\rho_d - \rho) g d \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

ここに  $w_0$  は砂粒の沈降速度,  $T$  は波の周期,  $\Psi$  はシールドパラメーターで,  $\tau_{xm}$  は  $\tau_{xm} = \left(\frac{f_W}{2}\right) \rho u_{b \max}^2$  で定義される底部最大摩擦応力,  $f_W$  は(15)式で与えられる Jonsson の摩擦係数である。

なお岸一沖方向漂砂の場合, さきに述べたように波による質量輸送の方向と一致しないため漂砂の卓越方向が問題となるが渡辺ら<sup>35)</sup>は実験結果を整理し図-7のような結果を得ている。ここに  $\lambda$  は砂漣の間隔,  $\eta_e$  は平均水面上の波の峯高をあらわす。また榎木・出口<sup>36)</sup>もこの漂砂の卓越方向について実験値を整理し次式のような結果を得ている。

$$N_{sr} \leq 10^3 \quad \left. \begin{array}{l} \text{離岸方向} \\ \text{向岸方向} \end{array} \right\} \quad (40)$$

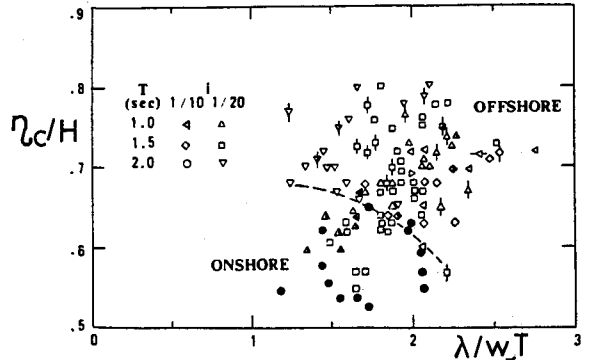


図-7 たて漂砂の卓越方向(渡辺らより)<sup>35)</sup>

$$\text{ここに, } N_{sr} = \left\{ \begin{array}{l} g T d / 2 \pi \nu \quad (\text{微小振幅波理論による}) \\ \frac{\sqrt{g}}{2 \pi \nu} \left(1 + \frac{H_b}{h_b}\right)^{0.5} \frac{L_b \cdot d}{\sqrt{h_b}} \quad (\text{砕波点の孤立波理論による}) \end{array} \right\} \quad (41)$$

(ii) 砕波後の漂砂量: 砕波後の岸一沖方向漂砂量については極めてその研究成果は少ない。榎木・出口<sup>36)</sup>らは漂砂の連続方程式を用いて実験で得られた地形変動量から真の (net) 最大漂砂移動量,  $q_{xm}$ , <sup>注)</sup> が次式で表わされることを明らかにした。

$$q_{xm} = q_{xm0} e^{-Bt/T} \quad (42)$$

ここに  $q_{xm0}$  は初期の最大漂砂量であり,  $B$  は時間的な減衰係数,  $t$  は波の作用継続時間である。この  $q_{xm}$  については前述の Madsen らの結果を参照して無次元量を書きなおすと次式がえられる。

$$q_{xm} / w_0 d = N_s^0 \cdot f'(N_{sr}, H_0/L_0, \tan \beta, t/T) \quad (43)$$

ここに  $N_s = (H_0/T) / \sqrt{gd(\rho_d/\rho - 1)}$  でシールド・パラメーターに代わる漂砂帯全域を代表する無次元掃流力であり,  $N_{sr}$  は(41)式であらわされる値である。

(42)式の  $q_{xm0}$  を(43)式にならって無次元し,  $N_s$  との関係を求めると, 図-8 のようになり, (43)式であらわしたように  $q_{xm0}^*$  は  $N_s$  の6乗に比例することがわかる。ここに

$$q_{xm0}^* = (q_{xm0} / w_0 d) (1 / (1 - \epsilon)) (1 / N_{sr}) (H_0 / L_0) \quad (44)$$

注) 地形変動量から求めるため, 岸一沖方向の漂砂量の差として真の漂砂量が得られる。

であって、 $\epsilon$  は砂の空隙率である。

#### 4-2 質量輸送モデル

沿岸漂砂とは異なり、岸一沖方向漂砂の場合、この質量輸送モデルで解析している例は少ない。それは(2)式における $u_s$ が沿岸漂砂の場合沿岸流速で代表されるのに対し、岸一沖方向漂砂の場合、如何なる量をもって代表させるかという問題があるからであろう。

砂村<sup>19)</sup>は碎波前の砂漣上の漂砂移動状況を詳細に観察して、netの漂砂量は砂漣背後に形成される渦の形成終了と同時に作られる浮遊砂雲の中に含まれる砂の量に等しいと考え、次式のように表わした。

$$(q_{xoff})T = A' C_m \quad (45)$$

ここに $(q_{xoff}) \cdot T$ は碎波前の領域におけるnetとして沖へ向う、一波当たり単位幅当りの浮遊砂量で、浮遊砂雲中の砂の全量、 $A'$ は渦の形成領域、 $C_m$ は渦の中での砂の時間平均濃度、 $T$ は波の周期である。

$A'$ は砂漣の規模と比例関係にあるものとする、次式であらわされる。

$$A' = k_1 u_{bmax}^{-0.578} d_0^{1.422} \nu^{0.578} \quad (46)$$

ここに $d_0$ は底面での水粒子の全振幅 $= u_{bmax} T / \pi$ で、 $k_1$ は常数であり、砂村によると $k_1 = 4.92$ という値を得ている。

つぎに $C_m$ については次式で表わせるものと仮定する。

$$C_m = k_2 \rho \frac{u' (u_{bmax} - u_c) \cdot t_V}{\nu} \quad (47)$$

ここに $u'$ は渦の外縁での水粒子の平均速度、 $u_c$ は砂移動の限界流速、 $t_V$ は渦が形成されている時間、 $k_2$ は常数である。すなわち、この式は余剰流速 $(u_{bmax} - u_c)$ によって運び込まれた砂が流速 $u'$ によって時間 $t_V$ の間渦を形成している時の濃度を表現している。いま $t_V$ が $T$ に、 $u'$ は $u_{bmax}$ に比例すると考えると(45)式は次式のように書きかえることができる。

$$(q_{xoff})T = 4.92 k_2 \rho \left( \frac{u_{bmax} \cdot d_0}{\nu} \right)^{0.422} (u_{bmax} - u_c) d_0 T \quad (48)$$

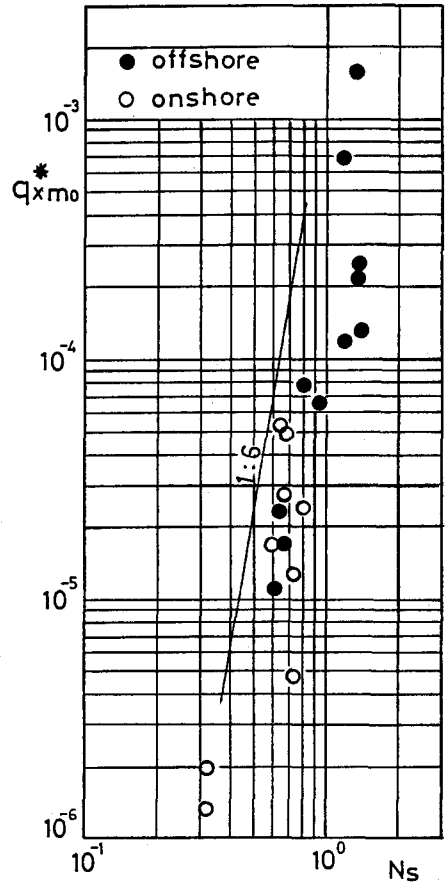


図-8  $q_{xmo}^*$  と  $N_s$  との関係(榎本・出口による)<sup>36)</sup>

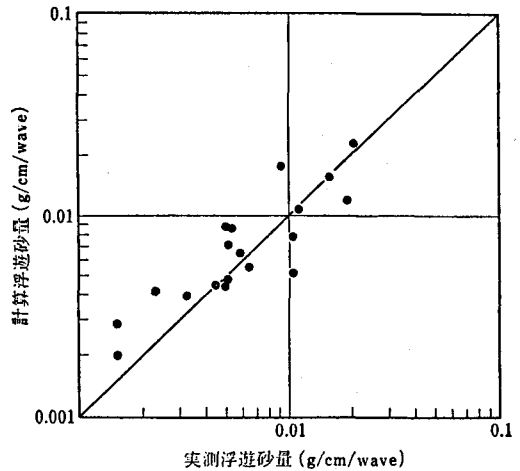


図-9 沖向き漂砂量の実測値と計算値の比較(砂村による)<sup>19)</sup>

砂村らは  $k'_2$  の値を実験から求め、 $k'_2 = 4.2 \times 10^{-7}$  という値を得ている。そして  $(g_{xoff}) \cdot T$  を実測して (48) 式と比較し 図-9 のような結果を得ている。しかしながら (48) 式は水平床で  $d = 0.2 \text{ mm}$  という限定された条件で導かれた式であるため、この結果を直ちに傾斜海浜の粒径の異なる場合に適用できるかどうかということは、4-1. で述べた Bowen の研究を参照しても疑問が残る。

## 5. 漂砂の運動機構における問題点

以上漂砂の運動機構を漂砂量の推定手法の面から論じてきたが、漂砂運動は極めて複雑で不明な点が多い。ここではその不明な点のうち、浮遊漂砂と掃流漂砂の割合及び各漂砂の地形変動に対する寄与率といった問題について簡単にふれておこう。

### 5-1. 浮遊漂砂と掃流漂砂の割合

浮遊漂砂と掃流漂砂の割合を論議するとき当然 2. で述べたそれぞれの定義が必要となる。しかしながら現在では各研究者によってその定義が十分明確でなく、特に碎波帯内においては不明確である。したがってこの割合を論議するに当っては既に述べてきた漂砂量の推定式に基づいた Komar<sup>20)</sup>、Bowen<sup>11)</sup> の論議を中心に述べていきたい。

#### A. Komar の研究<sup>20)</sup>

3-2.B. でも少し述べた様に Komar は (24) 式に基づいて沿岸漂砂の浮遊砂量の算定を行い、以前自分がパワーモデルから導いた全漂砂量公式 (10) 式との比をとって全漂砂量中の浮遊砂量の割合を次式で示している。

$$\frac{I_y(\text{susp})}{I_y(\text{total})} = \frac{7.0\bar{C}}{k' \tan\beta} \cdot \frac{\rho_d - \rho}{\rho} \quad (49)$$

ここに  $I_y$  はそれぞれ的水中重量表示の沿岸漂砂量、 $k'$  は碎波高と碎波水深の比で一般に  $k' = 0.8 \sim 1.2$  である。

Komar は  $\bar{C}$  に対して表-2 に示した Watt, Fairchild, Kana の値を用いて、(49) 式により計算を行い表-2 の様な  $I_y(\text{susp})/I_y(\text{total})$  の値を得た。この場合彼は  $k' = 0.8$ 、 $\rho_d = 2.65 \text{ (g/cm}^3\text{)}$  という値を用いている。

これによると Kana の結果は plunging wave に対して 26%、spilling wave に対して 6.6% という値をとり、Watt, Fairchild の  $\bar{C}$  を用いると 13%~23% という値がえられているが浮遊砂量は全漂砂量の 25% 程度以下であることがわかる。しかしさらに Komar はこの値は浮遊砂量を過剰に見積っているとしてその原因として  $\bar{C}$  の評価と (24) 式の  $\bar{v}$  による砂の移動に疑問を投げかけている。すなわち、彼の蛍光砂による実測によると、砂の移動速度  $u_s$  は決して  $\bar{v}$  とは一致せず、 $u_s \ll \bar{v}$  であることから (24) 式は、 $Q_y = \bar{C} \cdot u_s \cdot A$  で求めなければならないのではないかということである。

#### B. Bowen の研究<sup>11)</sup>

Bowen は岸一沖方向漂砂の全漂砂量式 (35) 式に基づいて浮遊漂砂と掃流漂砂の各項の比較を行なって次の様な結果をえている。なお Bowen はここで彼がえた  $\epsilon_s \approx 0.01$ 、 $\epsilon_b/\tan\phi \approx 0.15$  という値を用いている。

$$\text{第1項 (drift項)} : \frac{\bar{i}_s}{\bar{i}_b} = \frac{32}{9\pi} \frac{\epsilon_s u_0}{w_0} \frac{\tan\phi}{\epsilon_b} = \frac{1.13}{15} \left(\frac{u_0}{w_0}\right) \quad (50a)$$



$$\text{第2項(非対称項)} : \frac{\bar{v}_s}{\bar{v}_b} = \frac{64}{15\pi} \frac{\epsilon_s u_0}{w_0} \cdot \frac{\tan \phi}{\epsilon_b} = \frac{1.35}{15} \left( \frac{u_0}{w_0} \right) \quad (50b)$$

$$\text{第3項(重力項)} : \frac{\bar{v}_s}{\bar{v}_b} = \frac{4}{5} \frac{\epsilon_s u_0^2}{w_0} \cdot \frac{(\tan \phi)^2}{\epsilon_b} = \frac{0.8}{15} \tan \phi \left( \frac{u_0}{w_0} \right)^2 \quad (50c)$$

すなわち、浮遊砂と掃流砂の相対的な割合は  $u_0/w_0$  の関数として与えられることがわかる。浮遊砂が充分発達したときは  $w_0 < u_*$  (ここに  $u_*$  は摩擦速度) であり、波による一周期間の最大摩擦速度は  $u_*^2 = f_x u_0^2$  で与えられるので、浮遊砂の卓越条件は次式で与えられる。ここに  $f_x$  は摩擦係数を示す。

$$u_0/w_0 > f_x^{-1/2} \quad (51)$$

$f_x$  の値は一般に  $10^{-2}$  程度であるから(図-3参照)十分に発達した浮遊砂は  $u_0/w_0 > 10$  でなければならぬ。いま  $u_0/w_0 = 15$  とすると、(50a) 及び(50b) より drift 項及び非対称項においては浮遊砂と掃流砂はほぼ同程度の値をとるけれども(50c) の重力項においては浮遊砂は掃流砂の10倍程度の大きさとなり浮遊砂量が卓越することになる。以上の論議は  $w_0 < u_*$  の場合の論議であり、しかも(35)式は非砕波領域にしか適用できない式であるので、これをもって漂砂移動全域の浮遊砂と掃流砂の割合を論議することができないことはいままでもないが、今後この問題の検討をすすめていく上に重要な指針を与えている。

### C. 樫木・出口の研究<sup>23)</sup>

3-1. B においても述べた様に樫木・出口<sup>23)</sup> は実験によって砕波前、砕波後の底部摩擦応力を計測し、次式で与えられる Bijker<sup>37)</sup> や Engelund<sup>38)</sup> の与えた浮遊砂と掃流砂の卓越基準に基づいて、粒径と波高比別に図-10のような結果をえている。

$$\left. \begin{array}{l} u_*/w_0 < 1.0 \\ \text{掃流砂が卓越} \\ 1.0 < u_*/w_0 < 1.7 \\ \text{掃流砂と浮遊砂が共存} \\ 1.7 < u_*/w_0 \\ \text{浮遊砂が卓越} \end{array} \right\} (52)$$

なおこの場合は(12)式の  $u_{*x}$  及び  $u_{*y}$  の合成摩擦速度  $u_*$  を用いており、図中の一点鎖線、二点鎖線は(52)式のそれぞれの卓越領域を示している。

### 5-2. 浮遊砂、掃流砂の地形変動に対する寄与率

いままでは浮遊砂、掃流砂が直接

地形変動に対して寄与するものとして論議を進めてきたが、はたしてこの漂砂移動が直接地形変動に影響するかどうかに対しては疑問が生じる。すなわち、浮遊砂の場合、単に浮遊しているのみでは地形変動には寄与しないし、また離岸流などによって外洋にまで運ばれてしまう可能性も大きい。これを検証するため樫木・出口<sup>39)</sup> は地形変動量から漂砂の連続式を用いて求められる漂砂量  $q_{xnet}$  と直接計測によってえら

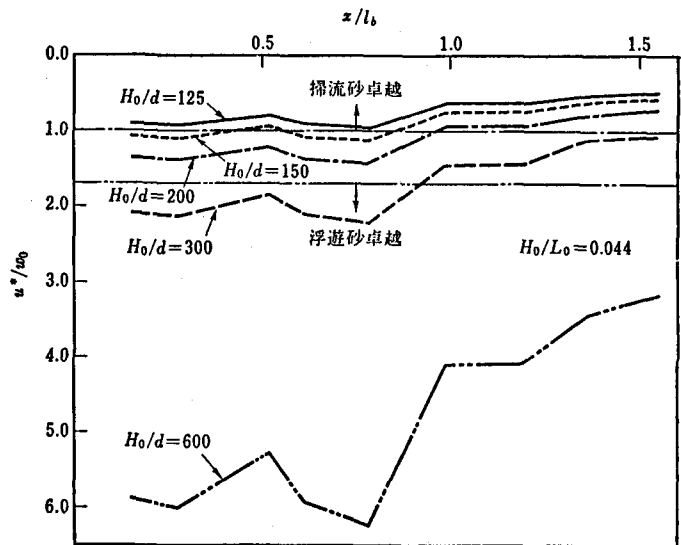


図-10 浮遊砂と掃流砂の卓越領域(樫木・出口より)<sup>23)</sup>

れる net の浮遊砂量  $q_{s,net}$  と net の掃流砂量  $q_{b,net}$  の比較を行なった。ここに net 漂砂量とは向岸漂砂と離岸漂砂の差をあらわしている。図-11 は全漂砂移動帯にわたって岸向きの漂砂が卓越する地形 (Type III) における  $q_{x,net}$ ,  $q_{b,net}$ ,  $q_{s,net}$  の分布を描いたものである。この場合漂砂量自体も掃流砂が卓越しているため  $q_{x,net}$  は  $q_{b,net}$  の分布とよく一致している。一方図-12 は最大漂砂移動量を示す地点付近で沖向きの漂砂が卓越しその前後で岸向きの漂砂が卓越するといわれている bar 型地形 (Type II-2) であるが、この場合  $q_{s,net}$  は  $q_{b,net}$  よりも大きな移動量を示しているにも拘らず、地形変動から求められた  $q_{x,net}$  は  $q_{b,net}$  によく似た分布形を示し、 $q_{s,net}$  とは一致していない。以上のことから地形変動に対する寄与率は

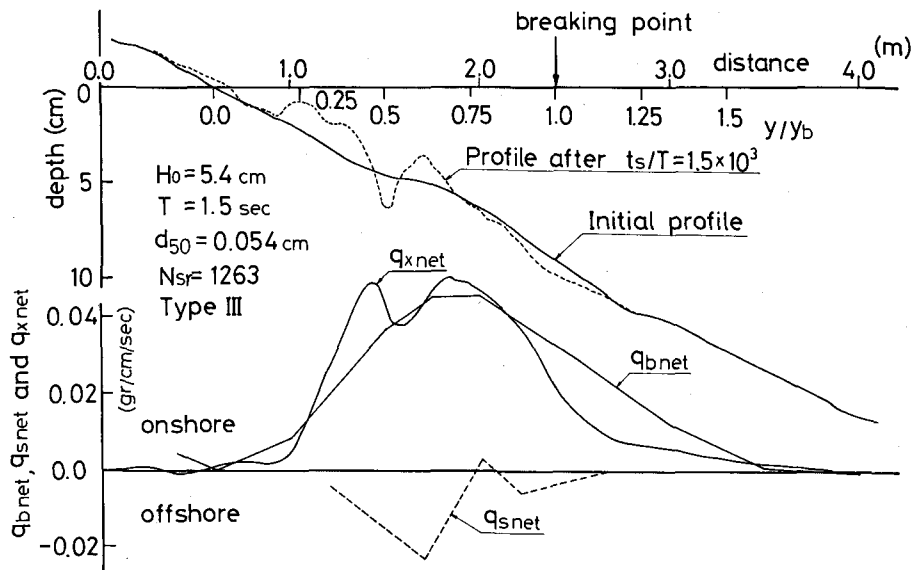


図-11  $q_{x,net}$ ,  $q_{b,net}$ ,  $q_{s,net}$  の比較 (堆積地形の場合) (樫木・出口による)<sup>39)</sup>

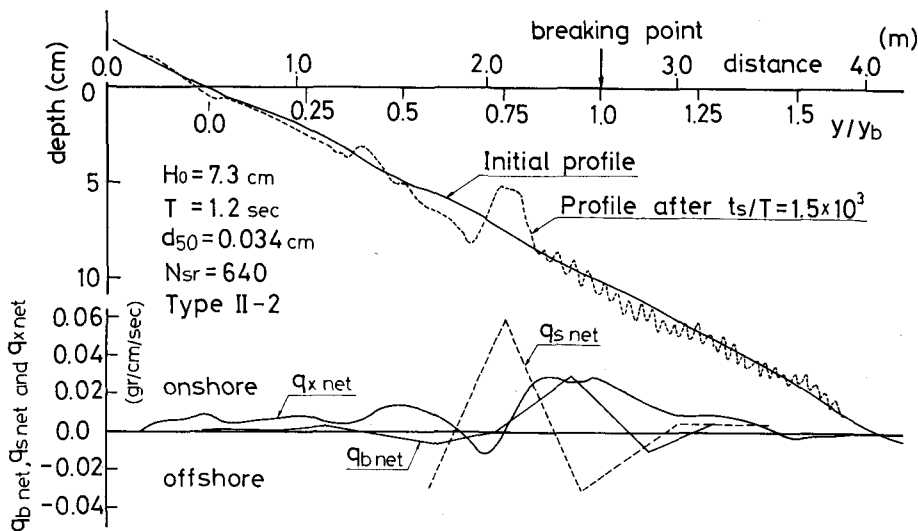


図-12  $q_{x,net}$ ,  $q_{b,net}$ ,  $q_{s,net}$  の比較 (bar 型地形の場合) (樫木・出口による)<sup>39)</sup>

比較的漂砂量が少くても掃流漂砂に依存する率が大きいと判定せざるを得ない。しかしこの研究例は数が少く今後さらに検討する必要がある。

## 6. 結 語

以上漂砂の運動機構とはいいながら、主として漂砂量そのものについて従来多くの研究者が行なってきた研究成果をモデル別に分けて論述してきた。しかしながら本文中にでも再三述べた様に漂砂量の最も多い碎波帯内については研究例が少く、またその流れの実態も明らかでないため直接地形変動の予知あるいは解析に役立つ解説とはならなかったのは残念であるが、海岸工学で最も重要な課題となっている海浜過程の研究の一助となれば幸である。なお本文の一部は大阪大学助手の出口一郎君が現在執筆中である同君の博士論文の一部を同君の了解を得て紹介させていただいたことを付記する次第である。

## 参 考 文 献

- 1) 堀川清司, 渡辺 晃: 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, 昭. 41, pp. 126~134.
- 2) 榎木 亨: 漂砂の移動限界流速および限界水深に関する再考, 第13回海岸工学講演会講演集, 昭. 41, pp. 142~145.
- 3) 野田英明: 波による海底砂の初期移動について, 第13回海岸工学講演会講演集, 昭. 41, pp. 135~141.
- 4) Ippen, A. T. and P. S. Eagleson: A study of sediment sorting by waves on a plane beach, Tech. Memo. No. 63, BEB. 1955.
- 5) Eagleson, P. S., R. G. Dean and L. A. Peralta: The mechanics of the motion of discrete spherical bottom sediment particles due to shoaling waves, Tech. Memo. No. 104, BEB. 1958.
- 6) Einstein, H. A.: A basic description of sediment transport on beaches, Waves on Beaches, Mayer, R. E. (ed), Academic Press, 1972, pp. 53~95.
- 7) Bagnold, R. A.: Sedimentation, The sea, III., Hill, M. N. (ed), Interscience, pp. 507~528.
- 8) Nielsen, P., I. A. Svendsen and C. Staub: Onshore-offshore sediment movement on beach, Proc. 16th Conf. on Coastal Eng. 1978, pp. 1475~1492.
- 9) Komar, P. D. and D. L. Inman: Longshore sand transport on beaches, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No. 30, 1970, pp. 5914~5927.
- 10) Thornton, E. B.: Distribution of sediment transport across the surf zone, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., 1973, pp. 1049~1068.
- 11) Bowen, A. J.: Simple model of nearshore sedimentation, beach profiles and longshore bars, Proc. Coastal line of Canada Conf., 1979.
- 12) Madsen, O. S. and W. D. Grant: Quantitative description of sediment transport by waves, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., 1976, pp. 1093~1112.
- 13) Miller, M. C. and P. D. Komar: Measurement of sand spreading rates under near-bottom wave orbital motions, Jour. Geophys. Res. (in press).

- 14) 堀川清司：沿岸付近の流れ，1971年度水工学に関する夏期研修会講義集，B，土木学会，1971.
- 15) 玉井佐一：海浜流と海浜地形，1977年度水工学に関する夏期研修会講義集，B，土木学会，1977.
- 16) 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回海岸工学講演会講演集，1964，pp. 159~168.
- 17) 沢本正樹，山口清一：進行波による砂漣上の境界層内の流れ及び浮遊砂に関する研究，東工大土木工学科研究報告 No. 23，1978，pp. 1~30.
- 18) Tunstall, E. B. and D. L. Inman: Vortex generation by oscillatory flow over rippled surfaces, *Jour. Geophys. Res.*, Vol. 80, No. 24, 1975, pp. 3475~3484.
- 19) 砂村継夫，阪東浩造，堀川清司：非対称砂漣上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究，第25回海岸工学講演会論文集，1978，pp. 250~254.
- 20) Komar, P. D.: Relative quantities of suspension versus bed-load transport on beaches, *Jour. of Sedimentary Petrology*, Vol. 48, No. 3, 1978, pp. 921~932.
- 21) Inman, D. L., and R. A. Bagnold: Littoral processes, *The sea*, Hill, M. N. (ed), Interscience, 1963, pp. 529~553.
- 22) Komar, P. D.: The mechanics of sand transport on beaches, *Jour. Geophys. Res.*, Vol. 76, No. 3, 1971, pp. 713~721.
- 23) Sawaragi, T. and I. Deguchi: Distribution of sand transport rate across surf zone, *Proc. 16th Conf. on Coastal Eng.*, 1978, pp. 1596~1613.
- 24) Riedel, H. P., J. W. Kamphuis and A. Brebner: Measurement of bed shear stress under waves, *Proc. 13th Conf. on Coastal Eng.*, 1972, pp. 587~604.
- 25) Thornton, E. B. : Distribution of sediment transport across surf zone, *Proc. 13th Conf. on Coastal Eng.*, 1972, pp. 1049~1068.
- 26) 榎木 亨，出口一郎：碎波帯内における掃流漂砂の挙動について，第24回海岸工学講演会論文集，1977，pp. 152~156.
- 27) 土屋義人，安田孝志：海浜変形の簡単なモデル，第25回海岸工学講演会論文集，1978，pp. 189~193.
- 28) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, *Jour. Geophys. Res.*, Vol. 75, No. 33, 1970, pp. 6790~6801.
- 29) Galvin, C. J.: A gross longshore transport rate formula, *Proc. 13th Conf. on Coastal Eng.*, 1972, pp. 953~970.
- 30) Dean, R. G.: Heuristic models of sand transport in the surf zone, *Conf. on Eng. Dyn. in Surf Zone*, Australia, 1973, p. 7.
- 31) Kana, T. W.: Sediment transport rates and littoral processes near Price Inlet, In *Guide book, Terrigenous clastic depositional environments*, M. O. Hayes and Kana (ed), Univ. South Carolina, 1976, pp. II-158-171.
- 32) Kana, T. W. and L. G. Ward: Nearshore suspended sediment load during storm and post-storm conditions, *Proc. 17th Conf. on Coastal Eng.*, 1980 (in press).
- 33) Manohar, M.: Mechanics of bottom sediments movement due to wave action, *Tech.*

Memo. No. 75, BEB, 1955.

- 34) 野田英明, 松原雄平: 汀線に直角方向の漂砂, 第25回海岸工学講演会論文集, 1978, pp.246~249.
- 35) 渡辺 晃, 利穂吉彦, 堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979, pp.172~176.
- 36) 榎木 亨, 出口一郎, 岡田 学: 二次元海浜の砕波帯における漂砂移動について, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979, pp.167~171.
- 37) Best, A. D., and E. W. Bijker: Scouring of a sand bed in front of a vertical breakwater, Proc. 1st Conf. on Port and Ocean Eng., 1971, pp.1077~1085.
- 38) Engelund, F.: Turbulent energy and suspended load, Coastal Eng. Lab., Technical Univ. of Denmark, Rep. No. 10, 1965.
- 39) Sawaragi, T. and I. Deguchi: On-offshore sediment transport rate in the surf zone, Proc. 17th Conf. on Coastal Eng., 1980 (in press).