

Title	漂砂移動と海浜変形に関する基礎的研究
Author(s)	出口,一郎
Citation	大阪大学, 1985, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1067
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

I.45 44 3541

漂砂移動と海浜変形に関する

基礎的研究

昭和59年10月

出口 一郎

漂砂移動と海浜変形に関する基礎的研究

昭和59年10月

出口 一郎

第1章	序論••••••
§ 1-1	研究目的・・・・・・・・・・・1
§ 1-2	本研究の概要・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
第2章	漂砂移動と海浜変形・・・・・5
§ 2-1	概説・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
§ 2-2	漂砂移動と海浜変形に対する基本的な考え方・・・・・・・・・・・・5
§ 2-3	漂砂の移動方向と地形変動パターンについて・・・・・・・・・・・10
§ 2-4	岸沖漂砂による海浜断面変形************************************
§ 2-5	沿岸漂砂による海浜変形・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・34
§2-6	結論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
第3章	従来の漂砂量算定法における問題点(特にflux modelについて)・・49
§ 3-1	概説・・・・・・・・・・
§ 3-2	従来の標砂量公式及びその問題点・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・50
§ 3-3	flux modelによる漂砂量の表現・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・61
§ 3-4	結論・・・・・.86
第4章	海浜変形過程における漂砂濃度の特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・92
§ 4-1	概説・・・・・・・・・
§ 4-2	二次元海浜変形過程における漂砂濃度測定に関する実験・・・・・・92
§ 4-3	海浜変形過程における漂砂濃度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・95
§ 4-4	結論・・・・・・120
第5章	漂砂輸送流れとしての海浜流の推定法・・・・・・・・・・・・・・・・123
§ 5-1	概説・・・・・・123

.

§ 5-2	浅海域における海浜流に対する基礎式・・・・・・・・・・・・・・・・125
§ 5-3	波向の異なる波動が重合する場におけるrediation 応力の表現について
	125
§ 5-4	底部せん断力の表現について・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・127
§ 5-5	数値計算による海浜流の再現性の検討・・・・・・・・・・・・・・・・133
§ 5-6	結論 ************************************
第6章	漂砂移動量の推定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・146
§ 6-1	概説 ••••••••••146
§ 6-2	岸沖漂砂量の算定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・146
§ 6-3	☆ # ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ●
§ 6-4	構造物周辺の沿岸標砂量・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
§6-5	地形変動数値予測への適用性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・170
§ 6-7	結論・・・・・・・・171
	1013
第7章	結論・・・・・174

謝辞

第1章 序論

§ 1-1 研究目的

海岸線近傍の波の力は恐ろしく強大であり、時には数百トンもある防波堤ケーソン を動かし、あるいは数十トンもある異型プロックを安々と防波堤の上に持ち上げたり する。こうした強大な波の力を受けて海浜地形も容易に変形し、一夜にして1m程度 の水深増加の生ずることがしばしば観測される。しかし、このような一時的に大きな 海浜変形をもたらす異常に大きな波浪は長くは続かず、減衰してやがては通常時の波 浪が来襲するようになる。このとき自然海浜においては、大きな波浪によって引きお こされた水深増加は、来襲波が減衰するにつれて埋戻され、最終的には元の海浜地形 が復元されることもよく知えられている。

一方、波浪は長年にわたり営々と土砂を輸送し続けることによって島と陸を継げた り、野付崎あるいは天の橋立のような平面的に大きな広がりをもつ半島状の海浜地形 を作り出す力も持っている。

海岸における漂砂の研究は、こうした漂砂移動の結果生ずる海岸侵食、河口閉塞等 の防止といった主として防災上の見地、あるいは海岸構造物を新に建設することによ って生ずる周辺海浜の変形予測、さらにはより良い海岸環境作りを目的とした環境問 題上の見地から、数多くの研究者によって古くから行なわれてきた。特に海岸侵食の 問題は20世紀始めにはすでにイギリスにおいて社会問題となっており、また George Washingtonも海岸侵食に関する調査を行ない、新しく建設される灯台の建設位置に対 して意見を述べている。¹⁾

このような海岸における標砂問題に対する研究の最終的な目的は、将来生ずるであ ろう海浜の変形を予測することであることはいうまでもない。最近は電子計算機の発 達に伴ない、漂砂移動の重要な外力となる複雑な波浪変形、あるいは海浜流の数値計 算が可能となり、それらの結果を用いた地形変動の数値simulationも行なわれるよう になってきた。しかし、現在の漂砂研究は海浜変形という現象を解析するにあたって のmaterial (漂砂量公式,地形変動モデル等)は古いままで、tool(電子計算機、計

測装置等)だけが新しくなったという感がある。

これらのうち、従来の標砂量公式については、まず経験的な公式があり、ついでそ の妥当性を検証する実験的、理論的な研究が行なわれてきた。しかしながら現在提案 されているほとんどの標砂量公式には、まだ実験あるいは実測結果に基づいて決定し なければならない定数が含まれている。また、たとえ詳細な標砂移動機構に基づいた 移動量の定式化を行なっても、大部分の標砂移動が集中して生ずる砕波帯内において は、その妥当性が検証できるほど精度の高い標砂量の測定は不可能であるというのも 1つの事実である。

以上で述べたような問題点は含んではいるとはいえ、今後海浜変形予測に対する数 値simulationの重要性は増々増加するものと考えられる。本論文はそうした事実を念 頭におき、海浜変形の数値simulationを行なうにあたってまず必要となる漂砂移動量 に対して実験的、理論的な検討を加え、漂砂移動機構に立脚し、かつ含まれる定数が なるべく少ない形でその定量化を行なうことを第一の目的としている。

§1-2 本研究の概要

先に述べたように本研究の第一の目的は、海浜変形の数値simulationを行なう場合 に必要となる局所標砂量をできるだけ簡便にかつ不確定要素の少ない形で定量化する ことである。この目的を達成するために本論文では以下に述べる各章で構成されてい る。

まず第2章では漂砂濃度の連続方程式に基づき、地形変動に直接寄与する漂砂移動 量に対する普遍的な表現方法及び漂砂移動によって生ずる地形変動機構について考察 した。ついで現実の海浜変形予測の対象となるいくつかの基本的な地形変動パターン を抽出し、そのような海浜変形パターンがいかなる漂砂移動によって、またどのよう な時間スケールで生ずるかということについて考察を加えた。

第3章では、従来提案されている種々の標砂量公式の比較、検討を行なうことによって、それらの公式が含んでいる問題点を明らかにし、ついで第2章で考察した結果 も考慮して、標砂の移動形態あるいは移動方向には拘束されない普遍性のある標砂量 を表現する方法として、fluxを用いた新しい漂砂輸送モデルを提案する。そして漂砂

量fluxを計算するために必要となる掃流及び浮遊状態で移動する漂砂移動速度、及び 漂砂濃度等に対する解析的な考察を行なった。

第4章では、2次元移動床実験における種々の海浜変形過程において、掃流,浮遊 漂砂濃度の測定を行ない、測定された結果に基づいて、漂砂量fluxを推定する場合に 必要となる漂砂濃度の時空間変動特性に対する詳細な検討を行なっている。

第5章では、漂砂の輸送の主要因となる波浪にともなって生ずる海浜流の数値計算 について検討し、まず計算に必要となる波と流れが共存する場の底部せん断力、及び 構造物周辺で波向の異なる複数の波浪が共存する場におけるradiation 応力に対する 実験的及び理論的な考察を加える。ついで得られた結果に基づいて自然海浜及び各種 海岸構造物周辺で生ずる漂砂輸送流れとしての海浜流の数値計算を行ない、実験結果 と比較することによって計算手法の妥当性の検討を行なう。

第6章では、まず第3章及び第5章で得られた漂砂濃度及び漂砂移動速度に基づい て漂砂量fluxを計算することにより、波浪のみによって生ずるnetの岸沖漂砂量の計 算を行なう。そして,その結果を地形変動から計算される漂砂量と比較することによ り、その妥当性の検討を行なう。このときnetの岸沖漂砂量における掃流漂砂量と浮 遊漂砂量を比較することによって、netの岸沖漂砂量の減衰機構に対する考察も加え ている。つぎに平均流による漂砂移動に対しては、浮遊漂砂にはflux model,掃流漂 砂に対してはWalton²⁾によって提案されているpower model を適用した混合モデルを 提案し、自然海浜、護岸前面及び突堤周辺で生ずる局所漂砂量の計算を行ない、従来 不可能と考えられてきた短時間の局所地形変動の予測手法の可能性を検討した。それ と同時に、平均流による漂砂移動にしめる掃流及び浮遊漂砂量の量的な割合について 考察を進め、地形変動に及ぼす浮遊砂運動の重要性についても論述する。

第7章においては本論文における総合的な結論を与えるとともに、今後に続く検討 課題について論じている。

以上で述べた本研究の概略の流れと各章間の相互関係を示したのが図1-1 である。

Back ground 漂砂移動と水深変化、海浜変形の 基本的なパターンとその無次元化...第2章 漂砂量に関する従来の表現方法の問題点指摘 fluxとしての漂砂量表現法の提案....第3章

			· ···· ···· ·	-+	
	位相の関数と	しての掃流、	 漂砂移	3動速度に対する解析	
	浮遊漂砂移動。	恵度の推定	1 1 1	(第3章)	
掃流刀	及び浮遊漂砂濃度の	時間平均浮進	步砂濃度	時間、空間平均された漂砂	
位相刻	変動特性の把握	┃ 鉛直分布の冠	2量化	輸送流れ(海浜流)の推定	
	(第4章)			(第5章)	
-		L			
	岸沖漂砂量		浮边	· 掃流漂砂量 掃流漂砂量	
		•	र्म	均流による(沿岸)漂砂量	
		第6章			

図1-1 本研究の流れ図

参考文献

- Bascom, W., Waves and Beaches, Anchor Books, Anchor Press, New Yorks, 366p, 1980
- 2) Walton,T.L.Jr., Littoral Sand Transport on Beaches, Thesis presented to the Univ. of Florida, Gainsville, in 1979 in partial fulfillment of the requirement for the Degree of Ph.D.

第2章 漂砂移動と海浜変形

§2-1 概説

現在海浜変形の予測は、種々の地形変動モデルに基づいた数値計算(numerical model)あるいは移動床を用いた水理模型実験(physical model)によって行なわれている。しかし、numerical modelには、その地形変動モデルが誘導される過程において、いくつかの仮定が設けられており、さらに計算の基礎となる種々のパラメータに対する普遍的な表現方法が確立されておらず、physical modelにおいても現地海岸の模型における再現性(相似則)という点において未解決の問題が残されており、現在のところいずれの方法によっても定量的な予測を行うには至っていない。

本章では、このような問題点を明確に捕え、普遍性を持った漂砂移動量の表示方法 及びそれに起因する地形変動機構に対する基本的な考え方について述べていく。つい で、現実に海浜変形予測を行なうにあたって、予測の対象となるいくつかの基本的な 海浜変形パターンを抽出し、そうした海浜変形パターンが、いかなる漂砂移動によっ て、またどのような時間スケールで生ずるかということについて考察を加えていくこ ととする。

§2-2 漂砂移動と海浜変形に対する基本的な考え方

ここでは、地形変動と直接かかわりをもつ漂砂移動に着目した漂砂輸送モデルを考 え、そのモデルに基づいて海浜の変形機構を考察していく。

いま、簡単のため図2-1 に示す静水面にx軸、鉛直上方にz軸をとった2次元の現 象を考えると、漂砂濃度の連続方程式は次式で表わされる。

 $\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (cu_s) + \frac{\partial}{\partial z} (cw_z) = 0$ (2.1)

ここに c は体積比で表示した漂砂濃度、 us(=(us,ws)) は漂砂移動速度ベクトルである。



図2-1 漂砂移動量の保存

つぎに地形変動量と漂砂移動量の関係を明らかにするために、(2.1) 式を水深方向 に漂砂移動の生じている範囲 ($z=\eta \sim -(h+\delta_0)$) で積分する。但し、 $z=\eta$ は自由表面 、 z=-h は掃流砂層最下端水深に対応するものとし、さらに掃流砂層厚を δ_0 、海底 (z=-h)から全く底質移動の生じない不動砂層までの距離を δ_0 とする。なお、このと き ($z=\eta \sim -(h+\delta_0)$) は以下に述べる水深変化量を定式化する際の基準線として定義 しておく。このとき、自由表面 $z=\eta$ からは漂砂が飛び出さないという境界条件、す なわち

 $z = \eta$ で · $\partial n/\partial t + u_s(\partial n/\partial x) - w_s = 0$ 及び不動砂層 $z = \eta \sim -(h + \delta_0)$ では漂砂の移動が生じないという境界条件

 $z=\eta \sim -(h+\delta_0)$ で u = w = 0 or $\partial(h+n)/\partial t = 0$ を用いると(2-1)式は次ように積分される。

 $\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h_{+}}^{n} c \, dz + \frac{\partial}{\partial t}\int_{-(h+\delta_{0})}^{-h_{-}} c \, dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_{-(h+\delta_{0})}^{n} (cu_{s})dz - (cw_{s})_{-h_{+}} + (cw_{s})_{-h_{-}} = 0$ (2.2)

ここで、z=-h_及び-h₊はそれぞれzー軸の負及び正の方から z=-h に近づいた極限 を示す。上式を図2-1 に示すx方向の単位長さ、単位幅をもつ水柱への漂砂の流入, 流出と対応させて考えると次のようになる。すなわち、第1項は移動状態にある全漂 砂濃度(掃流、浮遊を含めた)の時間変化、第2項は静止砂層中の砂数の時間変化、 第3項は水平方向に流入 . 流出する砂量の差を表わし、第4、 5項は静止砂層と移動 砂層間で交換される砂量を表わす。

ここで、特に(2.2) 式第2項の静止砂層中の砂量の時間変化に注目する。静止砂層 中の砂濃度は底質砂の特性、特に粒度分布に依存し、均一粒径の場合は最大0.75とい う値をとり¹⁾、通常漂砂の連続方程式においては、底質の空隙率 e を用いて1-e で表 わされる。一方、(2.2) 式第2項で示される静止砂層中の砂量の時間変化は、第4. 5項で示される静止砂層から移動し始める砂層とそこに沈降する砂層の差によって生 ずる。この項は水深の時間変化と直接次式で結びつけられる。

 $\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{-1}{1-\varepsilon} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^{-h_{-}}_{-(h+\delta_{0})} c dz - \left((cw_{s})_{-h_{+}} - (cw_{s})_{-h_{-}} \right) \right)$

上式を考慮して(2.2) 式を書き換えると、上述の時間変化は

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h_{+}}^{h} c \, dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-(h+\delta_{0})}^{h} (cu_{s}) dz \right)$$
(2.3)

と表わすことができる。(2.3)式は水平方向に流入、流出する漂砂の差の一部は移動 状態にある全漂砂濃度の時間変化となり、残りが静止砂層への沈降あるいは静止砂層 からの浮上という機構を介して水深変化をもたらすことを意味している。

つぎに(2.3) 式に基づいて水深変化に寄与する掃流漂砂と浮遊漂砂の役割をもう少し詳細に検討しておく。(2.3) 式の右辺に含まれる積分を $z \ge -(h - \delta_b)$ の浮遊砂層 $z \le -(h - \delta_b)$ の掃流砂層に分けて考えると次式が得られる。

z ≥-(h - δb)に対して

 $\frac{\partial}{\partial t} \int_{-(h-\delta_b)_+}^{n} c \, dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-(h-\delta_b)_+}^{n} (cu_s) \, dz - (q_u - q_d) = 0 \qquad (2.4.1)$

z ≦-(h - δb)に対して

$$(1-\varepsilon)\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_{-h_{+}}^{-(h-\delta_{b})_{-}} c \, dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_{-h_{+}}^{-(h-\delta_{b})_{-}} (cu_{s})dz - (q_{u}-q_{d}) \quad (2.4.2)$$

ここに qu , qd はそれぞれ掃流砂層から浮遊砂層へ浮上する砂量及び浮遊砂層から 掃流砂層へ沈降する砂量を表わす。 すなわち、浮遊状態での流入及び流出量の差異

((2.4.1)式第2項)は全浮遊砂量の時間変化((2.4.1)式第1項)及び浮遊砂層から掃 流砂層への沈降あるいは浮遊砂層への浮上(q_u-q_b)を生じさせ、後者を通じて間接 的に水深変化に寄与することになる。 一方、掃流状態での流入及び流出量の差((2. 4.2)式右辺第2項)の一部が掃流砂層と浮遊砂層間の交換量(q_u-q_b)及び掃流砂濃 度の時間変化((2.4.2)式右辺第1項)となり、残りが地形変化を引き起こすことがわ かる。

しかし、第6章で述べるように、一般に1つの海浜変化過程における全浮遊砂量の時間変化あるいは掃流漂砂濃度の時間変化は(2.4.1)式第2項あるいは(2.4.2)式右辺第2項に比べて無視できる程度に小さい。このとき(2.3)式と(2.4)式は全く等しくなり、両式を数波にわたり時間平均をとった後

$$\overline{q_{x}} = \int_{-h_{+}}^{h} (cu_{s}) dz$$
(2.5)

で定義される漂砂量を定義すると、(2.3)あるいは(2.4)式より次に示す通常用いられている漂砂連続方程式が得られる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial \overline{q_x}}{\partial x}$$
(2.6)

したがって、任意の来襲波及び底質特性に対する漂砂濃度 c 及び漂砂移動速度 u 。を 推定することができれば、(2.6)式に基づいて水深変化量を計算することができる。

一方、河川から浮遊状態での流入土砂のある海浜、あるいは土砂の海中投下が行な われる海岸における海浜変形においては、全浮遊砂量の時間変化を無視することはで きないと考えられることから、このような場合には(2.4.1)及び(2.4.2)式を連立さ せて水深変化を解析する必要がある。しかし、以下で行なう考察においては、漂砂移 動の連続方程式としてはとりあえず(2.6)式で表わされる通常用いられている表現に 基づいて行なうこととし、第3章において漂砂移動速度u。について、第4章におい て漂砂濃度cについての詳細な解析を行なう。

以上の考察は現象の把握を容易にするために2次元で行なったものであるが、平面 的な広がりをもつ通常の3次元の現象にも容易に拡張される。



図2-2 座標系

図2-2 に示す汀線方向に y 軸 、 y 軸から直角沖方向に x 軸、鉛直方向に z 軸をとった座標系における漂砂移動連続方程式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \left(\frac{\partial \overline{q_x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{q_y}}{\partial y} \right)$$
(2.7)

 $\overline{q_y} = \overline{\int_{-h+}^{n} (cv_s) dz}$

と表わされ、 $\overline{q_x}$ 、 $\overline{q_y}$ はそれぞれ岸沖及び沿岸漂砂量と呼ばれている。なお v_s は y 方向の漂砂移動速度である。

§2-3 漂砂の移動方向と地形変動パターンについて

ここではまず漂砂の連続式(2.7)式に基づいて沿岸漂砂及び岸沖漂砂によっていか なるパタ - ンの地形変動が生ずるかということについて説明しておく。

(2.7) 式の沿岸標砂及び岸沖標砂は第3及び6章で詳述するように波浪特性、底質 特性及び海岸特性などの複雑な関数で表わされる。このような標砂移動によって水深 変化が生ずると、それにともなってさらに波浪特性が変化し、その結果として標砂移 動量にも変化が生ずる。したがって、本来1つの海浜変形過程においては標砂移動量 と水深の変化量は単純な線型関係にないことは容易に理解できる。しかし、(2.7) 式 はみかけ上は線型であることから、左辺の水深変化量を沿岸標砂 qy によるものと岸 沖漂砂量 qx によるものに分離して以下のように表わす。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial h_x}{\partial x} + \frac{\partial h_y}{\partial y} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \left(\frac{\partial \overline{qx}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{qy}}{\partial y} \right)$$
(2.8)

ここに

 $\frac{\partial t}{\partial t} = \frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{\partial y}{\partial y}$

$$\frac{\partial h_{x}}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial \overline{q_{x}}}{\partial x}$$
(2.9.1)
$$\frac{\partial h_{y}}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial \overline{q_{y}}}{\partial x}$$
(2.9.2)

そこで図2-2 に模式的に示す海浜において上記の沿岸及び岸沖漂砂によってどのよう な地形変化が生ずるかを考えてみる。

汀線に直角の任意の鉛直断面 x = xにおける海浜断面では(2.9.1) 式で示される岸 沖標砂による地形変動と、同時に(2.9.2) 式で示される沿岸標砂による地形変動も生 ずる。後者の影響をより明確にするために(2.8) 式を、岸沖方向にxについて標砂移 動の生じている範囲 x。 $\leq x \leq x_{cr}$ で積分する。ここに x = x。及び x_{cr} は陸側及び 沖(海)側の標砂移動限界である。いま q_{x|x=xo} = q_{x|x=xcr} = 0 であることを考慮す ると(2.8) 式は次のように積分される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{X_0}^{X_{cr}} h \, dx - h_{X_{cr}} \frac{\partial x_{cr}}{\partial t} + h_{X_0} \frac{\partial x_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \int_{X_0}^{X_{cr}} \overline{q_y} \, dx - \overline{q_y}_{X_{cr}} \frac{\partial x_{cr}}{\partial y} + \overline{q_y}_{X_0} \frac{\partial x_0}{\partial y}$$
(2.10)

さらに同一波浪に対しては x₀, x_{cr} は時間的に変化せず、同時にそれらが打線方向に は一様であるとすると(2.10)式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{x_0}^{x_{cr}} h \, dx = \frac{\partial}{\partial y} \int_{x_0}^{x_{cr}} \frac{dy}{dy} \, dx$$
(2.11)

と変形することができる。上式左辺は汀線法線方向の鉛直断面の海底断面積Aの時間 変化を、右辺は漂砂帯全域にわたって積分された全沿岸漂砂量Qyの汀線方向の変化 率を表わす。すなわち、

 $A = \int_{x_0}^{x_{cr}} h \, dx \quad , \quad Qy = \int_{x_0}^{x_{cr}} \overline{q_y} \, dx \tag{2.12}$

とすると(2.6) 式は、

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \frac{\partial Qy}{\partial y}$$
(2.13)

と表わされる。したがって沿岸漂砂は主として海浜の断面積の変化に寄与することが わかる。

以下ではまず実験室での理想化された状態において、この岸沖及び沿岸漂砂によって、いかなる地形変化が生ずるかということを具体的な実験結果によって示すこととしよう。

§2-4 岸沖漂砂による海浜断面変化

岸沖漂砂に関しては古くは2次元水平移動床における底質移動限界、漂砂移動量、 さらには傾斜海浜の平衡断面形状といった問題に対して数多くの研究が行なわられて いる。ここではまず、岸沖漂砂によっていかなる2次元海浜断面の変形が、どのよう な時間スケールで生ずるかということ、及びその変形パターンの無次元化の試みにつ いて、主として既往の実験結果に基づいて考察する。ついで海岸護岸等の構造物を設 置した場合、それらが岸沖漂砂にいかなる影響を及ぼすかということについて検討を 加える。

§2-4-1 自然海浜の断面変形

i)海浜断面変形のパターンと岸沖方向漂砂量分布について

実験室スケールの二次元海浜断面変形に関する実験で形成される断面形状は岸沖漂

砂の移動方向によって図2-3 に示す堆積型 侵食型、遷移型の3つのパターンに分類さ れることが田中ら²⁾ あるいは堀川ら³⁾の研 究によって明らかにされている。図(a) に 示す断面変形パターンは、向岸方向のみの 漂砂移動によって時間の経過にともなって 汀線が前進するいわゆる堆積型の断面変形 であり、一方(d) は離岸方向のみの漂砂移 動によって汀線が後退するいわゆる侵食型 の断面変形である。また(b)(c)の断面変形 は一つの海浜変形過程において向岸及び離 岸方向の漂砂移動が同時に生ずる混合型の 断面変形である。なお、これらの地形は初 期勾配が一様勾配を存する海浜に長時間、 同一特性に波を作用させた場合に生ずる海 浜断面である。また図中には漂砂連続方程 式(2.9.1) 式より推定されるそれぞれの断 面を形成したとえられるnet の岸沖漂砂量 の汀線直角方向分布も点線で示してあ q,



図2-3 岸沖漂砂による

断面変形パターン

る。 ここにnet の岸沖漂砂量とは波動による木粒子の往復運動によって生ずる波の 進行(向岸)方向及び逆(離岸)方向に移動する漂砂量の一周期間の両者の差を意味 するものである。 たとえば図2-3(a)に示す堆積型の断面変形においては全断面で向 岸方向の漂砂移動が生じ(2.9.1)式より ∂h/∂t = 0 となる地点 x = xm において

 $\partial \overline{q_x} / \partial x = 0$ となることからこの地点で最大の向岸方向漂砂移動が生ずる。さらに 地形変動が最大となる地点 $x = x_e$ 及び x_a では $\partial(\partial h / \partial t) / \partial x = 0$, すなわち ∂(∂qx / ∂x)/∂x = 0 となることから、これらの地点でqx -分布の変曲点が現われる。

一方、(d) に示す侵食型の海浜変形においては全地点において離岸方向の漂砂移動 が生じ、 ∂h/∂x = 0 となる初期断面と変形後の断面の交点 x = xm で離岸方向の漂 砂量が最大となり、先と同様水深変化量が最大となる地点 x = x。及び x。で qx -分 布に変曲点が現われる。

また(b)(c)に示す混合型の断面変形においては向岸及び離岸方向の漂砂移動が同時 に生じ、初期海浜断面と変化後の断面の交点の数に対応して $\overline{q_x}$ -分布は複数の極値を もつ。すなわち、岸沖漂砂によって生ずる2次元海浜断面変形は断面変形の生ずる陸 上側及び沖側の限界水深h。及びh_{cr} ならびに最大岸沖漂砂移動量 $\overline{q_{xm}}$ の生ずる 地点 x = x_m に対応する水深h が与えられ、さらに最大漂砂量 $\overline{q_{xm}}$ 及びその時間 変化がわかれば概略の予測が可能となる。

そこでまず、ここでは上記の特性量が海浜特性、入射波浪特性といった外部パラメ ータとどのような関係があるかについて、著者が行なった実験及び従来の数多くの研 究成果(約90ケース)に基づいて求めてみた。以下でその結果について詳述する。

ii)特性量の時間変化

同一波浪の作用下における海浜 断面変形過程においては、波の作 用時間の増加にともなって岸沖漂 砂移動量は減少し、やがては海浜 断面の各地点で0となるいわゆる 平衡海浜に到達することはよく知 られている。したがって上記の特 性量も当然造波波数の関数となる ことが予測される。そこでまず 図2-3 に示す各断面変形パターン の特性量がいかなる時間変化を示 すかということについて検討を加



図2-4 堆積型海浜断面変形

えた。図2-4 及び図2-5 に典型的な堆積型及び侵食型の海浜断面の時間変化 及び水

深変化から計算される岸沖漂砂量 $\overline{q_x}$ の時間変化を示してある。 なお $\overline{q_x}$ は造波時間t = t_i から t_{i+1} の Δ t_i 時間にx = Δ x j (j=-x₀ / Δ x ~ x_{cr} / Δ x) において生じた水深変化量 Δ h_x (i,j)を用いて図2-6 に示すように配置された計算点に 対して



から求めた。

また図2-7 及び図2-8 は図2-4 及 び図2-5 に示されている q_{xm} の最 大値 q_{xm} 及び先に定義した地形 変化の陸上及び沖側限界水深

(h₀,h_{cr})ならびに q_{×m} の生ずる水深 hm の時間変化を示





図2-5 侵食型海浜変形



図2-6 計算点の配置

したものである。これらの図から岸沖漂砂によって生ずる海浜断面変化の時間変動性 について次のように要約することができる。

i) 侵食型海浜変形においては、離岸方向の岸沖漂砂の減衰度はにぶく、したがっ てt/T>10⁴ の範囲でも $-h_0$ 及び h_{cr} は増加する傾向にある。しかし 最大漂砂量 $\overline{q_{xm}}$ の生ずる水深 h_m はあまり時間的な変化は示さない。







図2-8 qxm , ho,hcr, hm の時間変化 (侵食型)

ii) 堆積型海浜変形においては、向岸方向の岸沖漂砂は前者に比べて早く減衰し、 それに対応して-ho 及びhcr も t/T=10³ 以後の時間変化は微弱となり 断面もほぼ平衡状態に達している。しかしhm は侵食型の場合同様、造波時間 にかかわらずほぼ一定値を保っている。

以上の事実より、堆積型海浜変形においては短時間において平衡海浜断面に到達す るが、侵食型海浜変形においては平衡断面には到達せず、変形を論じる時には造波波 数が重要なパラメータとなることがわかる。そこでつぎにh_o,h_m,h_{cr} あるい は q_{xm} といった特性量について考察する前に、まず q_x の時間減衰特性を明らかに し、それらの特性量が海浜変形過程の中のどのような状態におけるものを対象とする かを明らかにしておく必要がある。

一般に自然現象が平衡状態に達するまでの時間変動に対しては、通常指数関数的に 減衰する時間変化があてはめられることが多い。そこで q_{xm} に対しても

 $\overline{q_{XM}} = \overline{q_{X_0}} \exp(-A \pm / T)$ (2.15)

という形で滅衰すると仮定する。ここに $\overline{q_{x0}}$ はt = 0, すなわち造波開始直後の最 大岸沖漂砂量でAは滅衰係数である。また $\overline{q_{x0}}$ 及びAは(2.14)式によって地形変動 から計算された $\overline{q_{xm}}$ の時間変化に対して以下の方法で決定した。すなわち造波開始 後最初の断面が $t_1^* = t_1$ /T, 2回目の断面が $t_2^* = t_2$ /Tで測定されているものと するとき、0~ t_1 及び t_1 ~ t_2 の間に生ずる地形変化から計算される最大岸沖漂 砂量 $\overline{q_{xm1}}$ 及び $\overline{q_{xm2}}$ はそれぞれの時間における平均値と考えられることから、造波 時間と標砂量を1対1に対応させるため $t^* = t_1^*$ /2で $\overline{q_{xm1}}$, $t^* = (t_1^* + t_2^*)$ /2 で $\overline{q_{xm2}}$ をとるものとして(2.15)式からAと $\overline{q_{x0}}$ を決定した。たとえば図2-7 に おいてはA=2.0×10⁻³, $\overline{q_{x0}}$ /(1- ϵ)=0.737 cm³/cm/sec、図2-8 においては A= 4.8×10⁻⁵, $\overline{q_{x0}}$ /(1- ϵ)=0.081 cm³/cm/sec とした場合の(2.15)式をそれぞれ点線 で示してあるが、両者とも(2.15)式によって $\overline{q_{xm}}$ の造波時間の増加に伴なう滅衰の 様子が比較的よく近似されていることがわかる。そこで典型的な侵食型及び堆積型を 示した約30ケースの既往の実験結果から,上述した方法でA及び $\overline{q_{x0}}$ を計算し、 求められたAに基づいて地形変動の時間スケールについて考察を行なっていこう。 まず図2-9 は、AとNs = Ho/T/ $\sqrt{\sigma s}$ g d の関 係を示したものである。ここに σs は底質の水中比 重でNs は沖波波高を用いて表現したShields 数と 同様の値であり、海浜全体の変形し易さを示すパラ メータ⁵⁾ としてここでは用いている。図2-9 より明 A らかなように本研究で解析の対象とした0.3<Ns<2.0 の範囲においてはAは堆積型を示す向岸方向の漂砂 移動、侵食型を示す離岸方向の漂砂移動にかかわり なくNs が増加するにつれて増加する傾向を示して いるが、同じNs に対しては向岸方向漂砂移動のA の方が離岸方向漂砂のそれよりOne-order 大きい値 を示し、堆積型の漂砂移動の時間減衰の早いことが 明らかである。





(2.16)

つぎに漂砂の連続式(2.9.1)及び(2.15)式に基づいて地形変化の時間スケール、す なわち地形に変動速度について考察する。

まず海浜断面の任意の点 x = x における、任意の造波数 t^{*} = t / Tの岸沖漂砂量 q_x(x,t^{*}) も(2.15)式同様

 $\overline{q_{x}}(x,t^{*}) = \overline{q_{x_{0}}} \exp(-A t^{*})$ で表わされるものとする。ここに $\overline{q_{x_{0}}}(x)$ はx = xにおける $t^{*} = 0$ の岸沖漂砂量であ

る。(2.16)式を(2.9.1)式に代入すると地形変動速度 ∂h/∂t が次にように求まる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1 - \varepsilon} \frac{\partial \overline{q_{x_0}}}{\partial x} \exp(-A t^*)$$

t*=0 で h (x,0) = h o (x) (初期水深)という初期条件で上式を積分すると h (x,t*) は次式のようになる。

$$h(x,t^*) - h_0(x) = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial \overline{q_{X_0}}}{\partial x} (1 - \exp(-At^*))$$
(2.17)

さらに最終地形 (水深をhf(x)とする) は(2.17)式においてt* →∞として

$$h_{f}(x) - h(x) = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial \overline{q_{x_0}}}{\partial x}$$
(2.18)

したがって任意の造波時間における初期水深からの水深変化量h-ho は初期水深から最終地形までの水深変化量(hf-ho)を用いて次のように無次元化される。

$$(h - h_0)/(h_{f} - h_0) = 1 - \exp(-At^*)$$
 (2.19)

図2-10は(2.15)式及び(2.19)式中の減衰係数Aの種々の値に対する qx / qxo 及び (h - h o)/(h f - h o)の時間変化の様子を示したものである。



図2-10 岸沖漂砂及び水深の時間変化

通常の実験室スケールで生ずる堆積性の海浜変形においては図2-9 よりA=10⁻³~10⁻⁴ であることから、たとえばA=10⁻⁴とするとt^{*}=t /T=7000で初期岸沖漂砂が1/2 に 減衰し、最終地形に到達するまで50% 以上の水深変化が生じる。またt^{*}= 10⁵ では岸 沖漂砂はほとんど0にまで減衰してしまい、海浜断面もほぼ平衡状態に達しているも のと考えられる。

一方、侵食性の海浜過程においては図2-9 よりA=10⁻⁴~10⁻⁵となるがこの場合もた とえばA=10⁻⁵とすると初期地形から最終地形までの水深変化の50% 以上が生ずるま でには 7×10⁴ 以上の造波が、また90% 以上の地形変化が生ずるまでには 2×10⁵ 波 以上の造波が必要になることがわかる。

iii) 岸沖漂砂移動方向の決定について

H₀/L₀≶1.7 w₀π/qT

先に述べたような2次元海浜断面変形をもたらす主な岸沖漂砂については、波の作 用時間の増加にともなってその移動量は減衰はしても移動方向まで変化することはな い。そこで、つぎに与えられた来襲波特性、海底勾配あるいは底質特性等の外部パラ メータによって岸沖漂砂の移動方向、すなわち図2-3の海浜断面変形のパターンを決 定する方法について考察する。

2次元傾斜海浜で生ずる岸沖漂砂の移動方向の算定については古くから実験的な数 多くの研究が行なわれている。まずRector⁶⁾は初期海底勾配io=1/30,水平床部水深 0.7 ~1.2 m,底質粒径d=0.2 ~3.4 mmという海岸及び底質条件で行なった平衡海浜 断面形状に関する実験において、沖側水平床部の砂の増減から、次元解析によって向 岸及び離岸方向のnet の漂砂移動の発生限界が次式で表わされることを示した。

$d/1 \leq 0.14 c/11 (1-1) = 25$	向岸方向	I	(2 20)
$d/L_0 > 0.140(H_0/L_0)^{-23}$	離岸方向	;	(2.20)
~	<u>\</u>		

Dean ' は底質の移動特性を代表する物理量としてその沈降速度をとりあげ、岸沖漂 砂の移動方向を判別する基準として次式を提案している。

離岸方向

向岸方向

(2,21)

また堀川ら^{3/4/}はio=1/10~1/30,d=0.2 mm~0.7 mm,Ho=3.4 cm~7.6 cm及びT =1~2secの数多くの2次元海浜変形に関する実験を行ない、Rectorの限界式(2.20) 式にKempの提案したPhase-differenceを考慮した形で、海浜勾配の効果を考慮した次 式で示される判別式を提案した。

$C = \frac{H_0}{I_0} (\frac{d}{I_0})^{-0.67} i^{-0.27}$		(2	.22)
	2		

$C \geq 8$	侵?	食型(離岸	方向)
8 ≥ C⊇	≥3 遷	移型(向岸	、離岸混在
3 ≥ C	堆	 憤型(向岸	方向)

さらに尾崎ら⁸⁾はDeanと同様に、底質の沈降速度の影響を考慮した(2.23)式を提案

している。

$\left(\frac{H_{0}}{10}\right)^{0.96} \left(\sqrt{gH_{b}} d^{-1.8} i\right) \ge 64$	侵食型(離岸方向)	(2, 23)
	堆積型(向岸方向)	. (=+==)

ここにHb は砕波波高である。

この判別式によると、先述したRector,堀川らの一連の実験及び尾崎らが行なった io=1/50~1/90,Ho=2.9 ~14.4cm,T=0.86 ~2.492 sec ,d=0.22mm 及び0.49mm の範囲の実験結果、さらにはHo=168cm ,T=11.3 sec という現地波規模のSaville の大型実験結果も含めてうまく分類されている。

以上紹介した判別式はすべて次元解析的な方法で導びかれたものであり、決して漂 砂移動機構に立脚して定式化されたものではない。したがってそれぞれの実験条件に 対応した適用限界を持つことはいうまでもないことであって、これをそのまま現地の 条件に適用できるかどうかについては極めて疑問である。

一方、2次元水平床における移動床実験に基づいた、岸沖漂砂のnet の移動方向に 対する定性的な考察もまた数多く行なわれている。漂砂の移動機構の詳細についての 論議は第5章で行なうが、ここではまずこのようなnet の岸沖漂砂移動方向に対する 既往の研究成果のとりまとめを行ない。その結果に基づいて、本章で取扱う海浜変形 パターンの分類に際してのパラメータの整理を行っておく。

従来の研究成果を参照すると、岸沖漂砂の移動方向を決定する要因としてとして以 下のような項目を指摘することができる。すなわち、

i) 波動に伴う質量輸送等の定常な流れ

ii) 非対称砂れん

iii) 波形(波動による水粒子速度)の非対称性

iv) 重力(海底勾配)

である。

i)の波動に伴う質量輸送流れと岸沖漂砂の関係を、実験的にとらえようとした最 初の研究はVincent⁹⁾によるものである。しかし、彼の実験で注目すべきことは、波 高が増大するにつれて底部に砂れんが発生し、浮遊状態の漂砂移動が増加すると波の 進行方向すなわち質量輸送の方向とは逆方向の漂砂移動が生ずる可能性があることを

指摘したことである。この事実をさらに実験的に確認したのがInman とBowen¹⁰⁾であ る。彼らは2次元水平移動床実験において、波動のみの場合及び波動に一様流を付加 した場合の漂砂移動に関する比較実験において、一様流が必ずしも底質の輸送流れに はならないことを示した。同時に、一様流によって流れの下流側に非対称砂れんが形 成され、この砂れんの上下流両斜面上で発生する渦の強さの非対称性によって、一様 流の流向とは逆方向の漂砂移動が生ずることを観察している。

また佐藤。田中²⁾は波動のみによって発生する向岸(波の進行)方向にsteep な非対称砂れんによって浮遊形式の離岸方向の漂砂移動が生ずることを実験により確認して いる。さらにInman とTunstall¹¹⁾はこの事実に着目し、現地海岸に人工非対称砂れん を設置することによって漂砂移動方向の制御を試みている。

一方、iii)の水粒子速度の非対称性は、掃流漂砂に対してはより直接的にその移動 方向を決定する第一の要因になることは明らかである。したがって最近では水粒子速 度の非対称を表わすパラメータとして、その時間波形のskewnessと掃流漂砂の移動方 向を結びつけようとする試み¹²⁾も行なわれているが、浮遊砂が卓越する場合にも底部 に非対称な砂れんが形成されることから、間接的に時間波形のskewnessが浮遊漂砂の 移動方向の決定にかかわっているものと思われる。

最後に iv)の重力、すなわち海底勾配の岸沖漂砂移動方向に及ぼす影響について は、Bowen¹³⁾が指摘しているとうり、一様勾配の海浜を初期状態として実験を始める 場合は、海浜全体にわたって重力による離岸方向へ底質を移動させようとする力が作 用しており、この力はnetの岸沖漂砂移動方向を決定するあたっては、決して無視し 得ない。

以上で述べた岸沖漂砂の移動方向を決定する4つの要因のうち、定量的な移動方向 の判別式として与えられているのは、 ii)の比対称砂れんの発生限界と関係づけたと ころの佐藤 . 田中²⁾によって提案された次式だけである。

ここにH及びLは水深hにおける波高と波長、 $u fo = \pi H/(T sinhkh)$ である。 (2.24)式左辺は砂粒Reynolds数、右辺のパラメータは底部における波動のよる圧力勾

配を表わし、Lhermitteはこの2 つのパラメータを用いて砂れんの発生限界が表示で きることを報告している。なお、佐藤らが(2.24)式を導くにあたって用いた実験条件 は d =0.183mm, 0.53mm及び1.5 mm, H o/Lo=0.0035~0.12, d/Lo=10⁻⁵~5×10⁻⁴ の範囲にある。 そこで本章では解析の対象とした約40ケースの既往の実験結果に対

して(2.24)式の適用性について検討を加えた。 図2-11は変形限界水深h cr及び砕波水深hb に おける u fod / v 及びH/(cosh kh)の関係にお いて、net の漂砂移動方向が向岸方向か離岸方 向かを示したもので、〇印がh crに、口印がh。 に対応している。なお、この場合の砕波水深及 び砕波波高については、合田の新砕波指標¹⁴⁾ から求め。その他の水理量は微小振幅波の理論 によって求めた。 図中では侵食型及び堆積型の 海浜変形を区別してあるが、侵食型海浜変形に おいては全断面を通じて離岸方向、堆積型海浜 変形においては全断面を通じて向岸方向の隈砂 移動となることを考慮して移動方向の限界を決 めると、 図中に実線で示す(2.25)式で表わすこ とができる。



図2-11 岸対

岸沖漂砂の移動方向

$$\frac{u_{fo} d}{v} = 10^3 (\frac{\pi H}{L \cosh kh})$$

(2.25)

佐藤 · 田中の限界式(2.24)式と(2.25)式の差異の原因については、まず第一に図示さ れているデータはすべて傾斜海浜で得られたものであることから海底勾配が影響して いることが考えられるが、現在のところその影響を定量化するには至らない。(2.25) 式を微小振幅波理論を用いて変形すると、次式が得られる。

$N_{cm} = \frac{gTd}{2} \ge 10^3$	向岸方向	(2,26)
51 2π0 5	離岸方向	()

但し、(2.26)式においては、微小振幅波理論を用いたがために波高の効果が消えてし

まうことから、当然その適用限界があるものと考えられる。

以上で考察した種々の限界式は,それぞれ適用限界はあるものの底質特性あるいは 波浪特性と底質の移動方向の間には共通した定性的な傾向が示されている。すなわち 表2-1 に示すように底質粒径が大きく、波形勾配の小さい波(周期Tが長く、波高H が小さい波)ほど底質は向岸方向に移動しやすく、その逆の場合は離岸方向に移動し やすいという傾向は、どの限界式においても見出される。

支配パラメータ 移動方向	d	T	Н	Ho/Lo	i
向岸方向 離岸方向	大小	大小	小· · 大	小 大	小 : 大

表2-1 岸沖漂砂卓越移動方向

iv) 陸側変形限界高さho について 陸上側の変形限界高さho は、入射 波の遡上高さ及び底質の移動し易さに 依存していることは明らかである。 このうち遡上高さは、通常 surf similarity parameter $\xi = i / \sqrt{Ho/Lo}$ によって支配される¹⁵⁾といわれている。 そこで他の1つの要因である底質の移 動し易さと上記ho の関係を求めるた めに、この移動し易さを示す

Ns = Ho/T/√σs g d と無次元変 形限界高さho/Ho 及びξの関係を示 したのが図2-12である。



なお、図中には参考のため、Saville¹⁶⁾ 図2-12 陸側変形限界高さ,ho が実験的に求めた固定床一様勾配斜面上への遡上高さRo/Ho を、ξとの関係に着目 して再整理した結果を点線で示してある。図より明らかなように、Savilleの固定斜

面上への遡上高さRo/Ho はईの増加に伴なって単調に増加していく。一方ho/Ho も f が大きくなると、遡上高さRo/Ho が増加するのに対応して増大しているが、 Ns が小さい場合 (Ns <0.5) は ho とRo はほぼ一致しているのに対し、Ns が 大きくなるにつれて ho は Ro よりも大きくなり、Ns > 1 では Ro の約3倍程度の 値を示す。この原因については、移動のし易さ、すなわち掃流力Ns が大きい場合に は、当然地形変動量が大きくなること、及び堆積性、侵食性といった海浜変形のパタ ーンにかかわらず、造波時間の増加に伴なって海浜変形が進行するにつれて初期打線 付近の海浜勾配が増大する (図2-4,2-5 参照) ことから、 f (= i //Ho/Lo)も増加 し、それに対応して遡上高さRo 及び変形限界高さ ho も増大するという地形変化と 遡上高さの繰返し効果が考えられる。しかし、現在のところこの繰返し効果を定量的 に表現することはできない。

v)沖側の変形限界水深hcrについて

沖側変形限界水深hcrについても海浜変形の初期状態においては底質の移動限界水 深よりは深くはなり得ない。一般に底質の移動限界水深は底質に作用する流体力が、 その移動に対する抵抗力を上回る限界の水深として定義される。すなわち底質砂の水 中内部摩擦角を tan φ,底部摩擦係数をf,底部最大水粒子速度の振幅を ufoとする と、移動限界水深は次式の解として与えられる。

$$(\frac{\pi}{6})gd^{3}(\rho_{s}-\rho)\tan\phi = (\frac{\pi}{4})d^{2} fu_{fo}^{2}$$
(2.27)

さらに底部摩擦係数 f は、通常境界層レイノルズ数 \widehat{u} fo δ / ν あるいは \widehat{u} fo T/ ν 及 び a δ / z o の関数として表わされる。ここに $\delta = (\sqrt{\nu T/2\pi})$, a $\delta = \widehat{u}$ fo T/ π , z o は相当粗度高さで、たとえばKamphuis¹⁷⁾ は z o =2 doo(doo : 90% 通過粒径) と いう実験公式を提案している。しかし一般に、底質の移動限界に与えるレイノルズ数 の影響は小さく(たとえばKomar ら¹⁸⁾ 及び佐藤ら²⁾ によって検証されている)、さら に z o が d に比例 すると仮定すると、(2.27)式は次式のように書きかえることができ る。

 $\widehat{u_{f0}}^2/((\rho_s/\rho-1)gd) \propto 1/f \propto F(a_s/z_0)$

地形変形限界水深hcrに対しても上式の関係が成立するものと考え、海浜断面の時間変化から読みとった h = hcrにおける \hat{u} fo²/((ρ s/ ρ -1) g d)及び a δ /dの関係を示したのが図2-13である。但しU foと a δ の計算には微小振幅波理論を用いている。



図2-13 沖側変形限界水深,hcr

図2-13より h = h crにおける $\widehat{ufo}^2/((\rho s/\rho - 1) g d)$ と a δ / d の関係は図2-3 に示す海浜変形パターン別に次式で近似されることがわかる。

 $\widehat{u_{f0}}^2 / ((\rho_s / \rho - 1) = B(a_{\delta} / d)^n$ (2.28)

Ⅰ型,Ⅱ-1型(堆積型) B=0.18 , n=1.10
 Ⅲ型,Ⅱ-2型(侵食型) B=0.10 , n=0.75
 なお、従来hcrに対応する海浜変形限界水深に対しては、佐藤ら²⁾が水平床における

実験結果に基づいて半経験的に求めた完全移動限界水深(方向性を持つ漂砂移動の生 ずる水深)

 $\widehat{u_{f0}^2}/(\rho_s/\rho-1)gd = 0.42(a_\delta/d)^{1/2}$ が使用されることが多いが、 図2-13中にけらまれ

が使用されることが多いが、図2-13中には上式を次式のように変形した結果も示して ある。

H_O/L_O = 1.35(d/L_O)¹³sinh kh_{cr} (H_O/H)

(2.28)'

(2.28),式は水平床における実験値に基づいていること、さらには漂砂移動形態について考慮されていないこと、あるいは変形限界の定義に差異があること等にもかかわらず、(2.28)式とほぼ等しい値を与えていることは興味深い。しかし掃流漂砂が卓越していると考えられる堆積型の変形限界水深との差異は大きい。一方、Nsを用いて(2.28)式を再度書きなおすと次式のようになる。

$$(H/H_0)(1/\sinh kh_{cr})^{-1} = CN_S(d/L_0)^m$$
 (2.29)

I型,II-1型(堆積型) C=400 , m=0.6

Ⅲ型, II-2型(侵食型) C=20 , m=0.3

H/Ho はh/Lの関数で表されるのでHとしてhcrにおける波高をとると(2.29)式 の左辺はhcr/Lのみの関数である。した <u>hcr</u> O 侵食

がって、Ns及びd/Loが与えられれば (2.29)式よりhcr/Lが計算される。 (2-14は(2.29)式から計算されるhcr/L と海浜断面の時間変化から読み取られた hcr/Lの比較を行なったもので、この図⁰. より堆積型あるいは侵食型いずれの海浜に もかかわらず(2.29)式でほぼ十分な精度で hcrが推定できることがわかる。 vi)最大岸沖漂砂量が生ずる水深hmについて



先に hm は標砂量分布において最大の岸 図2-14 hcr/Lの推定値と実測値の比較 沖標砂移動が生ずる地点として定義した。図2-5 及び2-6 に一例を示したように hm

の時間的な変化は徽弱である。したがってhmは、 Ramanら¹⁹⁾の提案している " stable point"に対応していることは明らかであるが、特に侵食型の海浜変形にお けるhmは、Swart²⁰⁾が提案した"D-profile"の限界水深、あるいは Hallermeier²¹⁾ が定義した"cut-depth"にも対応するものと考えられる。しかし"D-profile"あ るいは"cut-depth"の概念は、その定義から図2-3(d)及び(b)に示す侵食型もし くは遷移型の海浜に対応するのに対し、ここで定義したhmは侵食型あるいは堆積型 といった海浜変形のタイプには関係なしに用いることができる。したがって、当然 hmは海浜変形のタイプ、すなわち netの漂砂移動方向あるいは移動モードによって その性質が異なること、及び砕波現象がこのような場合の漂砂移動に大きな影響をも つことが予想されるので、hmを砕波水深hbで無次元化し、hm/hbと海浜変形の タイプの分類に用いられるパラメータNsr=gTd/2πνの関係を求めてみた。

その結果が図2-15である。この図 より、侵食型あるいは遷移型の海 浜変形で生じている離岸方向の漂 砂移動は、1.0 < hm /hb <1.6 という砕波帯外で最大の移動を示 し、堆積型の海浜変形において生 じている向岸方向の漂砂移動は 0.3 < hm /hb <0.9 の砕波帯内 で最大の移動が生ずることがわかる。 なお遷移型海浜変形における向岸



方向の漂砂移動の最大値は 図2-15 最大岸沖漂砂量の生ずる水深,hm hm/hb < 0、すなわち初期汀線よりも陸上部で生じており、いわゆる berm はこの ような漂砂移動によって形成されるものと思われる。

§2-4-2 海岸構造物周辺で生ずる海浜の断面変形

i)海岸構造物が自然海浜における岸沖漂砂に及ぼす影響

海岸構造物周辺で岸沖漂砂によって生ずる海浜断面変形は大別して2種類ある。1 つはたとえば海岸線に護岸あるいは海岸堤防を設置したことによって生ずる局所洗掘 に代表される断面変形で、他の1つは離岸堤あるいは突堤等の構造物を建設した場合 に、構造物周辺で生ずる波浪特性の変化、あるいは局所的な海浜流によって発生する 岸沖漂砂による海浜断面変形である。このうち、後者の場合は沿岸漂砂による海浜変 形に付随して生ずるのに対して、前者の海浜変形は岸沖漂砂のみによって生ずる。し たがって、ここでは海岸構造物と岸沖漂砂のより直接的な相互作用の結果として生ず る海浜断面変形の典型的な例として、護岸前面で生ずる海浜断面変形をとりあげ、護 岸が自然海浜で生じている岸沖漂砂移動にいかなる影響を及ぼすかということについ て論じていくこととする。

護岸が岸沖漂砂に与える影響としては、次の2つが考えられる。すなわち、(a) 堤 体設置位置で向岸方向の漂砂移動を阻止し、 qx = 0 という境界条件を与えるという 影響、及び(b)自然海浜で生じている岸沖漂砂に重畳する形の付加的な離岸方向の漂 砂移動を発生させるという影響である。このうち、前者の影響による地形変動を模式 的に示したのが図2-16及び2-17である。



図2-16 護岸前面の漂砂移動と断面変形(堆積型) 図2-17 (侵食型)

図2-16は堆積型海浜に護岸を設置した場合、図2-17は侵食型海浜に護岸を設置した 場合を示し、それぞれ実線で自然海浜の断面変形及び岸沖漂砂量を、破線で護岸を設 置した場合の断面変形と岸沖漂砂量を示してある。これらの図から明らかなように、 堆積型、侵食型にかかわらず自然海浜に護岸を設置すると、その位置で qx = 0 と なることから、堤脚部近傍においては、 aqx /axが急増(堆積型の場合は設置位置 にかかわらず正、侵食型の場合は負)し、局所的な堆積(図2-16)あるいは侵食、す

なわち局所洗掘(図2-17)が生ずる。

一方、後者の堤体前面で生ずる付加的な漂砂移動としては、堤脚部の乱れあるいは 法面上のもどり流れ²³⁾²⁴⁾による局所的な離岸方向漂砂移動及び堤体前面で形成され る部分重複披の質量輸送に伴なって生ずる岸沖漂砂²⁵⁾²⁶⁾があげられる。これらの局 所的な漂砂移動によって生ずる特徴的な地形変動は、いうまでもなく堤脚部の局所洗 掘であり、堆積型海浜に護岸を設置した場合においても、こうした堤脚部で生ずる局 所的な離岸方向漂砂移動によって局所洗堀が発生する場合もある。²⁷⁾

この局所洗掘は、護岸倒壊の重要な原因にもあげられることから、以下にこの局所 洗掘形状、その時間変化、あるいは規模といった事項について明らかにしておく。 ii) 局所洗掘形状とその成因

護岸(海岸堤防)堤脚部に生ずる局所洗掘については、主として防災上の見地から 数多くの研究が行なわれている。従来の局所洗掘に関する研究においては、局所洗掘 を発生させる要因として堤脚部の乱れあるいは法面上のもどり流れ及び部分重複披の 質量輸送速度といった付加的な漂砂移動を引きおこす要因のみが考えられており、前 者は逆三角形型の局所洗掘孔を、後者はV字型洗掘孔を生じさせることが明らかにさ れている。²⁸⁾一方、著者らは、先に述べた(a)の原因、すなわち堤体設置位置で漂砂 移動が阻止されることによっても典型的な逆三角形型の洗掘孔が発生することを数値 計算によって明らかにしている。²²⁾そこで以上でのべた事実に基づき、堤体設置位置 の変化に伴なって局所洗堀の形状がどのように変化するかということを、その原因と ともに図2-18にまとめて示しておく。



図2-18 護岸設置位置と洗掘機構

なお、図中xi及びxb はそれぞれ初期汀線から沖側に測った堤体設置位置及び砕 波点までの距離である。すなわち、xi/xb <0.25の領域においては、法面上への波 の遡上、堤脚部の乱れあるいは堤体からの反射も小さいことから、x=xiでqx = 0となることが原因となって局所洗堀が発生する。0.25<xi/xb <0.75の領域にお いては堤脚部の乱れあるいは法面上のもどり流れによって引おこされる局所的な離岸 方向漂砂移動が主因となり、xi/xb >0.75の領域においては部分重複波が主因とな - る局所洗堀が発生する。

iii) 洗掘地形の時間変化

つぎにこうした局所洗掘は、どのような時間スケールで生ずるかということについ て考察する。

図2-19~2-22は d = 0.042cm, σ's = 1.65の川砂で作成した初期勾配1/15の模型海浜 の水深4 cmの位置に法面勾配30°及び60°の傾斜堤を設置しHo/Lo=0.03及び0.05(Ho =8cm,T=1.13sec及びHo=8cm,T=1.01sec)の波を入射させた場合に生ずる海浜断面変形²⁹ (図(a))、及び水深変化量から計算される岸沖漂砂量(図(b))を示したものである。 それぞれの図(a)から明らかなように、これらの実験ケースのおいてはすべて造波開 始直後から典型的な逆三角形型の局所洗掘孔が生じており、造波開始後5 分間で最終 の洗掘孔に近い地形が形成されている。図2-18と対応させて考えると、ここに示した 4 ケースの局所洗掘は主として堤脚部の乱れあるいはもどり流れによって発生したも のと考えられる。しかし、それぞれの図の(b)から明らかなように、造波開始後20~ 40分の間にはすでに局所的な離岸方向の漂砂移動はほぼ消滅していることがわかる。 このように局所洗掘地形が形成されるまでの経過時間は、§2-4-1 で述べた自然海浜 全体で生ずる海浜断面変形の場合より早く、その形成過程においては、洗掘孔の勾配 が重要な役割をはたしているようである。すなわち、洗掘孔の勾配が急になるに従っ て、重力の効果により本来は離岸方向に移動すべき漂砂が動的な平衡状態に達し、最 終的に平衡な洗掘孔が形成される。したがって、つぎに洗掘孔の勾配について若干の 考察を加えておこう。



局所洗掘地形の時間変化

ω
図2-23は、主として傾斜護岸前面(法面勾配をαとする)で形成される局所洗掘地 形に関する実験結果²⁹⁾から、洗掘孔の最大勾配θhを読み取り、護岸設置水深hi との関係を示したものであり、横軸に沖波波高に対する相対設置水深 hi/Hoをとって ある。



図2-23 局所洗掘孔の勾配

図2-23(a) に示すHo/Lo=0.03の場合は、hi/Ho の大きい部分重複波形成領域 (hi/Ho > 0.75) においては、法面勾配が緩やかな場合は局所洗掘は生じていない (θ h =0) しかし、その他の局所洗掘が生じた場合の θ h は、法面勾配あるいはhi/Ho にはよら ずほぼ20[~]30[°] の範囲となる。一方、図2-23(b) に示すHo/Lo=0.05の場合も、hi/Ho= 1.0, α =20[°] のケースを除いて局所洗掘が発生する。そしてその θ h は法面勾配あるい はhi/Ho にかかわらず10[~]20[°] の範囲の値をとる。これらの値は、通常の底質砂の水 中安息角 ($35^{~}40^{°}$) あるいは鉛直噴流による局所洗掘孔勾配 (約45[°])³⁰ よりは小 さく、水平噴流による局所洗掘孔勾配 (約45[°])³¹⁾ に近い値となる。

iv)局所洗堀の規模について

我国の既設の護岸あるいは海岸堤防は、通常45°以上の急勾配の法面を有している。 しかしながら、このような急傾斜堤の設置された海岸においては前浜の消失例が数 多く報告されており、同時に堤防自体の安定にかかわる局所洗掘も大きくなることか



図2-24 最大洗掘深

သ သ ら、もはや好ましい海岸線の防御工法とはいえなくなってきている。このため近年に おいては階段護岸あるいは緩傾斜護岸といった海浜に与える影響がより小さいと考え られる形式の護岸が建設されるようになってきた。そこで以下においてこの堤防法面 勾配の影響について洗掘深の面から検討を加えておく。

図2-24は図2-19~2-22に示した実験結果と同一の実験波及び模型海浜を用いて、種 々の法面勾配 α (20°,30°,45°,60°及び90°)の護岸を砕波帯内に設置した場 ²⁹⁾ 合に生じた最大の局所洗掘深の無次元量 h max /Ho と無次元設置水深hi/Lo (及び h i /Ho)との関係を示したものである。なお、図中には椹木ら³²⁾によってほぼ同じ実験 条件で行なわれた直立護岸前面での局所洗掘に関する実験結果も同時に示してある。

まず図2-24(a) に示すHo/Lo=0.03の場合は、先述したように傾斜堤を比較的深い領 域に設置した場合はほとんど局所洗掘が生ぜず、さらに設置水深にかかわらず法面勾 配が小さいほど h max/Hoが小さくなる傾向がうかがえる。また、 h max/Hoは法面勾配 にはかかわりなく h i/Ho=0.5(hi/Lo=0.015) 付近で最大となる。

図2-24(b) に示すHo/Lo=0.05の場合も法面勾配が減少するにつれてhmax/Hoが減少 する傾向を示し、またhi/Ho=0.5 ~0.75(hi/Lo=0.025~0.035)の間でhmax/Hoが最 大となる。

以上の結果より、局所洗掘に対して最も危険となる護岸設置水深は法面勾配にはか かわらずhi/Ho=0.5 ~0.75ということになる。この領域においては図2-18より明らか なように堤脚部の乱れあるいはもどり流れによる局所的な離岸方向漂砂移動が主因と なって局所洗掘が生ずる。

§2-5 沿岸漂砂による海浜変形

前節で述べたように新に建設された海岸構造物周辺においては沿岸漂砂のみによる 海浜変形だけが生ずることはほとんどなく、通常は岸沖漂砂による断面変形が同時に 附随して生ずる。しかし、たとえば実験室の平面木槽内においては、ある程度岸沖漂 砂が平衡に達した状態、すなわち断面形状は変化せず断面積だけが変化するという状 態を局所的に作り出すことができる。そこでつぎに、沿岸漂砂によって生ずる自然海 浜及び突堤等の構造物周辺の海浜変形パターンについて、移動床平面実験結果に基づ

いて考察を加えていく。

§2-5-1 沿岸漂砂による自然海浜の変形について

図2-25は長さ17m,幅10m,高さ60cmの平面水槽内にd=0.05 cmの川砂で作成した tan β=1/10 の平行等深線を持つ海浜に30°の角度をもって波を作用させた場合に生 ずる木深変化量を等高線で示したもの(以下等Δh線と呼ぶ)である³³⁾。但し波の入 射角は一様水深h=40cmにおける値で、入射波の換算神波波高はHo=5 cm,周期T =1.28 sec である。まず図(a) に示す造波開始 0~30分における海浜変形は、初期汀 線(図中点線)を境に沖側では侵食、陸上部で堆積地形を示し、明らかに沿岸漂砂よ りも向岸方向の漂砂移動が卓越していることを示している。一方、図(c) に示す造波 開始60~90分における地形変動はy=6m をもって侵食域(y<6 m)と堆積域(y> 6 m)にわかれ、たとえば図2-2 に示す沿岸漂砂による海浜変形が卓越していること がわかる。また図(b) に示す造波開始30~60分における海浜変形には両方の漂砂移動 による海浜変形が混在している。さらに図2-26,2-27 は図2-25(a)及び(c) に示す水 深変化量Δhを打線に直角方向(x方向)及び平行方向(y方向)の固有関数に展開 し³⁴⁾、固有値の大きい方から2つの固有ベクトルの打線に直角方向の分布形状 e1(x) 及び e2(x)を示したものである。以下でこれらの固有関数に基づき全水深変化にしめ る岸沖及び沿岸漂砂の割合に対する定量的な検討を加える。

まず図2-26(a) 示す造波開始 0~30分の e1 は打線より陸上部で正、沖側では負と なり、図2-25(a) に示す等 Δ h 線と明確な対応を示していることから、固有関数 e1 は岸沖方向の標砂移動による水深変化を表わしているものと推定される。また e1 に 対する相対的重要度 L I は45.7% となることから、全水深変化の約1/2 が岸沖漂砂移 動によって引きおこされていることになる。しかし、固有ベクトル e2 に対する物理 的な意味は明らかでない。一方、図2-27(a) に示す e1 は全断面を通じて正で、砕波 点より少し岸側でピークを示し、図2-25(c) と対応させて考えると明らかに沿岸漂砂 による水深変化を表わし、 e2 は岸側で正、沖側で負となることから岸沖漂砂による 水深変化に対応しているものと推定される。この場合の e1 及び e2 の相対的重要度 L I はそれぞれ53.5% 及び14.0% となっていることから、造波開始60分以上経過する と岸沖漂砂による水深変化は全水深変動量の14% 程度に減少していることになる。







図 2-26







図2-27 固有ベクトル e1 及 び @2 (60 ~90分)



38

έ.

したがって以下では造波開始80分以降の水深変化は主として沿岸漂砂によって生じて いるものとみなし造波開始30分、60分及び90分後における海浜断面を比較することに より、沿岸漂砂による海浜変形の特徴について考察する。図2-28は図2-25に示してあ る沿岸漂砂の上手側(y=1.2 mと4.8 m)及び下手側(y=7.2 mと8.8 m)測線の海浜断面の 時間変化を示したものである。これらの図より明らかなように造波開始30分後は沿岸 漂砂の上手側、下手側を問わず汀線より陸上部が堆積し、砕波点よりも少し岸側にバ ーが形成されるという同じパターンの断面変形を示している。しかしさらに造波時間 が経過すると沿岸漂砂の上手側(図(a))では特に汀線より陸上部の侵食が顕著となり

汀線が後退するのに対し、下手 側 (図(c),(d))では全漂砂帯に わたり平均した堆積がみられ、 汀線も前進している。これらに 結果より沿岸漂砂による海浜変 形の特徴的なことは(2.13)式に 示されるような海浜断面積の変 化に伴なう汀線の前進、後退が 生ずることである。図2-29はこ の事実をより明らかにするため に図2-25に示す各測線の汀線変 動量△1と断面積変化量△Aの 相関を示したものである。なお 図中では造波開始 0~30分間の 変動量と60~90分間の変動量を 区別して示してあり、さらに左 右両端及びその隣接した2測線 については水槽側壁の影響を大 きく受ていることから省略した。 同図より●で示してある造波開



図2-29 ΔΑとΔ1の関係(自然海浜)

始60~90分の海浜変形においては△1とAの間に明確な比例関係が存在しているのに 対し、〇で示した造波開始 0~30分の岸沖漂砂移動が卓越していると思われる海浜変 形においては、△1とAの間には明確な線型関係がみられない。

図2-30は2次元断面変形と3次元断面変形を比較したものである。すなわち実線及 び点線は図2-28に示す平面実験と同一海浜断面にHo = 5cm , T = 1.28 secの波浪を 2時間作用させた断面(2回の実験結果)で、・・・で示す断面は図2-28(b)に示す y=4.8 m における造波開始90分後の海浜断面である。なおこの3次元実験においては 波の入射角θ=30° で作用せしめている。



図2-30 2次元実験と平面実験で生ずる海浜断面の差異

まず実線と点線で示された断面を比較して明らかなように全く同一の実験条件で作 成した断面形状は汀線より沖側で若干の差異が見られるものの汀線より陸上部の断面 形状はほぼ一致している。したがって実線と点線の差異は実験的な誤差として認める として、それらの断面と平面実験で作成される断面とは明らかに有意な誤差が存在す る。特に顕著な差異は汀線より陸上部の堆積形状であり、汀線に平行方向の漂砂移動 が拘束された場合(2次元実験の場合)には極端な堆積地形が形成される。さらに図 中に示してある平面実験においては入射波が屈折することによる波高減衰により、砕 波点が2次元実験の場合より若干浅くなることが実験において認められたが、陸側及

び沖側の地形変形限界水深(ho及びher)は2次元実験と平面実験結果には大きな 差異は認められない。したがって、この変形限界水深については、2次元海浜断面変 形に関する実験結果に基づいて検討した図2-12あるいは(2.29)式が3次元の汀線方向 に広がりを持つ海浜変形にも適用できるものと推定できる。

§2-5-2 沿岸漂砂による構造物周辺の海浜変形

最後に構造物が沿岸漂砂にいかなる影響を与え、その結果どのような海浜変形が生 ずるかということについて考察しておこう。

先に述べたとおり、海岸構造物周辺においては沿岸標砂のみによる海浜変形が生ず ることはほとんどなく、岸沖漂砂による海浜断面変形が付随して生ずる。すなわち海 浜断面形状がほぼ平衡状態(岸沖漂砂の効果がほぼ無視できるような状態)にあり、 沿岸漂砂だけが一方向に生じている海浜に構造物を建設した場合においても次の3種 類の海浜変形が生ずる。

i)沿岸方向の漂砂移動が阻止される (qr =0となる境界が与えられる) ことによって 生ずる地形変動

ii)構造物による来襲波の強制的な変形に伴う沿岸漂砂の場所的不均一によって生ず る地形変動

iii)構造物周辺での来襲波浪特性変化及びあらたな海浜流系の形成に伴なって生ずる 岸沖漂砂による海浜断面変形

たとえば離岸堤背後の海浜においてはii)とiii)の地形変動が連成して生じ、突堤 周辺では3種類の海浜変形がすべて連成して生ずるものと考えられる。

図2-31は§2-5-1 で検討した平面実験においてほぼ平衡状態にある(岸沖漂砂によ る海浜変形がある程度減衰している状態)海浜に、図に示すような突堤を設置した場 合に生ずる水深変化量を、等Δh線で示したものである。 なお、突堤は厚さ12mmの 防水ベニア製で、y=5.4 m において砕波点(打線より50cm沖)まで延長した。また作 用波の特性は平衡海浜を形成した波浪と同じ波浪(Ho=5cm,T=1.28sec)である。この一 連の図によるとまず図2-31(a) に示す突堤設置直後(0~5分)においては、突堤の すぐ上手側の打線近傍及び突堤先端部に顕著な堆積が生じ、突堤のすぐ下手側打線近 傍では侵食域が生じている。すなわちこの突堤の上、下流側打線付近の堆積及び侵食

4.1







域は沿岸標砂が遮断されたことによって生じたものであることは明らかである。しか し、突堤先端部の堆積域は突堤上手側に生ずる強い離岸流によって汀線近くの底質が 沖方向に輸送され堆積したものと考えられる。つぎに図2-31(b) に示す造波開始 5~ 10分においては、突堤上手側堆積域は汀線近傍を中心に広範な領域に広がり、下手側 の侵食域も拡大している。しかし突堤のすぐ下手側の回折波領域においては突堤先端 部を回り込んだ標砂による堆積域が生じている。図2-32はこのような平衡状態にある 海岸線に突堤を設置した場合に生ずる各測線における断面積変化量ΔAと汀線の変動 量Δ1の関係を示したものである。図中、突堤から50cm以内にある4測線における変 動量をφ◆印で、他の測線の変動量を0,●印で区別して示してある。



図2-32 △Aと△1の関係(突堤周辺)

この図より、突堤からある程度離れたにおいてはΔAとΔ1の間には直線関係が認め られるのに対し、突堤近傍においては先に述べた離岸流(漂砂上手側)及び回折波(下手側)によって有意な岸沖漂砂が生ずることからΔAとΔ1の間には明確な比例関 係が存在しなくなることがわかる。したがってこの場合も構造物周辺で生ずる局所的 な岸沖漂砂移動の実態を明らかにする必要となる。 §2-6 結論

本章では、まず漂砂濃度連続方程式に基づいて地形変動と漂砂移動との関係につい て考察し、水平方向の漂砂の流入、流出量の差の一部が、静止砂層への沈降あるいは そこからの浮上という機構を介して、水深変化をもたらすこと、すなわち直接的に水 深変化とかかわりをもつ漂砂移動は掃流漂砂と鉛直方向の漂砂量fluxであることを明 らかにした。

ついで水平方向の漂砂量を、従来のように汀線に平行方向成分(沿岸漂砂)及び直 角方向成分(岸沖漂砂)に分離して考えた場合、それぞれの漂砂移動によって、いか なる海浜変形が生ずるかと問題について、実験結果に基づいて検討を加え以下の結論 が得られた。

a) 岸沖漂砂移動による海浜断面変形について

i)岸沖漂砂は海浜断面積の変化が生じないような断面変形を引きおこし、その変形パ ターンを大別すると堆積型、侵食型及び遷移型の3種類に分類できる。

ii) 堆積型海浜変形におけるnet の岸沖漂砂の移動方向は向岸方向であり、その最大 値は砕波帯内で生ずる。一方、侵食型海浜におけるnet の漂砂移動方向は離岸方向を 示し、その最大値は砕波点近傍あるいはそれより若干沖側で生ずる。遷移型海浜にお いては、両方の漂砂移動が生ずる。

iii)1つの海浜変形過程における断面変化量、すなわち岸沖漂砂量は、波の作用時間 (波数)に対してexponential に減衰し、その減衰係数は向岸方向の漂砂移動(実験 室スケールで10⁻³~10⁻⁴)の方が離岸方向の漂砂移動(同じく10⁻⁴~10⁻⁵)よりも one order 大きく、堆積型海浜の方が早く平衡状態になり易い。

iv)陸上側変形限界水深は侵食型、堆積型いずれの場合も一般に初期地形上への遡上 高さよりも大きい。そして surf similarity parameter ξ (=i/ $\sqrt{Ho/Lo}$)とShields 数 Ns(Ho/T/ $\sqrt{\sigma s g d}$)に対して単調増加する。一方沖側の変形限界水深についても 同様にNsの関数として十分な精度で推定できる。

v)net の岸沖漂砂移動方向をある程度の普遍性をもって判別するのは、現在のところ 困難である。しかし、一般的な傾向としては底質粒径が大きいほど、周期が長いほど

、波高が低いほど向岸方向の漂砂移動が生じ易い。

vi)構造物(護岸)が海浜断面変形に与える影響は大別すると2つある。1つは自然 海浜で生じている岸沖漂砂に対して境界条件を変化させる(護岸設置位置ですx =0と なる)ことによる影響である。他の1つは堤脚部の乱れ、あるいは法面上のもどり流 れによる堤脚部周辺の局所的な離岸方向の漂砂移動に伴なう影響である。したがって 侵食型海浜に護岸を設置した場合、あるいは堆積型海浜においても護岸を設置したこ とによって生ずる局所的な離岸方向漂砂移動量が多い場合には、堤脚部に顕著な局所 洗掘孔が生ずる。

vii)局所洗掘孔は海浜勾配とは逆勾配をもつことから、動的な平衡状態に達し易く、 自然海浜に断面変形よりも早く平衡状態になる。

viii) 護岸の設置水深 hi が沖波波高Ho よりも浅い領域においては、護岸法面勾配 あるいは波形勾配にかかわらず堤脚部の乱れあるいは法面上のもどり流れによる局所 的な離岸方向の漂砂移動が局所洗掘孔の形成に重要な役割をはたす。そしてその最大 洗掘深は hi / Ho = 0.5~0.75において生ずる。また洗掘孔の勾配は10°~30°の間 の値をとるが、これは水平噴流によって生ずる局所洗掘孔の勾配に近い値となる。

b) 沿岸漂砂による海浜変形に対して

i)岸沖漂砂による海浜断面変形がほぼ平衡状態にある海浜において、沿岸漂砂のみに よって生ずるΔ1と海浜断面積変化量ΔAは比例関係にある。

ii) 平面的な広がりをもつ海浜変形の岸側及び沖側の変形限界水深に対しても、2次 元海浜断面変形において得られた結果を準用することができる。

iii)海浜断面がほぼ平衡状態にあり、沿岸方向の漂砂移動だけが生じている海浜に構 造物を設置した場合は、沿岸方向の漂砂移動が阻止される(┳=0という境界条件が与 えられる)ことによる地形変動以外に、構造物周辺で来襲波が強制的に変形させられ る領域で局所的な岸沖漂砂が生じ、その結果沿岸漂砂と岸沖漂砂の連成による海浜断 面形状の変化が生ずる。したがって、このような領域においては自然海浜で成立して いるΔ1とΔAの比例関係は存在しなくなる。

参考文献

- Bagnold,R.A., The Flow of Cohesionless Grains in Fluids, Proc.Roy.Soc., Vol.249,A.964, pp235~297, 1956.
- 2) 佐藤昭二・田中則男、水平床における波による砂の移動について、第9回海岸工 学講演会講演集、pp95~100,1962
- 3) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三、波による海浜変形に関する一考察、第20回海岸 工学講演会論文集、pp357 ~363,1973
- 4) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右、波による二次元海浜変形に関する一考察、第21 回海岸工学講演会論文集、pp193~199,1974
- 5) Sawaragi, T. and I. Deguchi, On-offshore Sediment Transport Rate in the Surf Zone, Proc.17th ICCE., pp1195 ~1215, 1980.
- 6) Rector, R.L., Laboratory Study of Equilibrium Profiles of Beaches, BEB. Tech. Memo., No. 41, p38, 1954
- 7) Dean,R.G.,Heuristic Models of Sand Transport in the Surf Zone, Conf. on Eng. Dynamics in the Coastal Zone., 1973
- 8)尾崎晃・曳田信一、波による二次元打線変化の相似に関する実験的研究(続)、
 第 24 回海岸工学講演会論文集 、pp167 ~169,1977
- 9) Vincent.G.E., Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Proc.6th ICCE.,pp326 ~354, 1958.
- Inman, D.L. and Bowen, A, J., Flume Experiments on Sand Transport by Waves and Currents, Proc.8th ICCE., pp1155 ~1173, 1972
- Inman,D.L. and Tunstall,E.B., Phase Dependent Roughness Controll of Sand Movement, Proc. 13th ICCE, pp1155~1173, 1972
- 12) Wells, D.R., Beach Equilibrium and Second-order Wave Theory, Journal of Geophy. Res., Vol.72, No.2, pp497 ~ 504, 1967
- 13) Bowen, A. J., Simple Models of Nearshore Sedimentation, Beach Profiles and Longshore Bars, Proc. Coastalines of Canada Conf., 1981
- 14) 合田良実、砕波指標の整理について、土木学会論文報告集、第180 号、pp39~

49,1970

- 15) Hunt, I.A.J., Design of Sea Walls and Breakwaters, Proc. ASCE., www.3, pp123 ~ 159,1959
- 16) Savage, R.P., Laboratory Data on Wave Run-up on roughed permiable Slope, Proc.ASCE., Vol. 84, ww.3, 1958
- 17) Kamphuis, J.W., Determination of Sand Roughness for fixed Beds, Journal of Hydraulic Res. 12, No. 2, pp 193 ~ 203, 1973
- 18) Komar,P.D. and Miller,M.C., The Threshold Sediment Movement under Oscillatory Water Waves, J. Sedi. Petrol.,43,pp1101 ~1110,1973
- 19) Raman,H. and Earattupuzha,J.J., Equilibrium Conditions in Beach Wave Interaction, Proc.13th ICCE.,pp1237 ~1256,1972
- 20) Swart, D.H., Predictive Equations Regarding Coastal Transport, Proc.15th ICCE., pp884 ~900,1976
- 21) Hallermeier, R.J., Calculating a Yearly Limit Depth to the Active Beach Profile, CERC.Ft.BELVOIR, VA., Tech. Paper, 77-9, 1977
- 22) 椹木亨・出ロー郎、海岸護岸前面に生ずる局所洗堀地形の数値計算に関する一考 察、第19回自然災害科学総合シンポジウム講演要旨集,pp253~258,1981
- 23) 椹木亨・高畑市三、海岸護岸堤脚部の局所洗堀機構について、第18回海岸工学講 演会論文集、pp371 ~ 376,1971
- 24) 椹木亨・出ロー郎、堤防法面上のもどり流れの特性について、第28回土木学会年 次学術講演会講演概要集、1973
- 25) Herbich, J.B. and Ko, S.C., Scour of Sand Beaches in Front of Seawalls, Proc.11th ICCE., pp622 ~ 643,1968
- 26)野田英明・岩佐敏博、海岸堤防堤脚部の洗堀に関する研究、第19回海岸工学講演 会論文集,pp53~57,1772
- 27) 出ロー郎・椹木亨、緩傾斜護岸の前浜回復機能に関する研究、第38回土木学会年 次学術講演会講演概要集、1983
- 28) 佐藤昭二・田中則男・入江功、直立壁堤脚部の波動による二次元的洗堀実験、港

湾技研報告第5卷、11号、1966

- 29) 出ロー郎,海岸堤防堤脚部の局所洗堀の解析的研究、昭和46年度大阪大学修士論 文、1973
- 30)赤司信義・斉藤隆、鉛直噴流による洗堀に関する研究、土木学会論文報告集、
 No.298, pp53~62, 1980
- 31) 斉藤隆、鉛直噴流による洗堀に関する研究、土木学会論文報告集、No.282, pp53 ~64,1979
- 32) 椹木亨・川崎芳一、海岸堤防堤脚部の洗堀、京大防災研年報,第4 号、pp198 ~ 209,1961
- 33) 椹木亨・出ロー郎、突堤の沿岸漂砂捕捉機能に関する研究、第29回海岸工学講演 会論文集, pp279 ~283,1982
- 34) 橋本宏・宇多高明、経験的海浜変形モデルの移動床実験への適用、第27回海岸工 学講演会論文集, pp250 ~254,1980

第3章 従来の漂砂量算定法における問題点(特にflux modelついて)

§3-1 概説

従来、海岸における漂砂移動量は、汀線に直角方向に移動する漂砂量、すな わち岸沖漂砂量と、汀線に平行方向に移動する沿岸漂砂量とに完全に分離して 研究が行なわれてきた。このうち沿岸漂砂は突堤等の海岸構造物周辺における 汀線変動を引き起す主因として古くから移動量の定量化が行なわれている。一 方、海浜断面変形を引き起す岸沖漂砂については、先に述べたようにそのnet の移動方向が水深によって複雑に変化し、さらに波の一周期という短い時間ス ケールの中においてその移動形態及び移動方向が変化することから、沿岸漂砂 のように単純な定量化は極めて困難であった。したがって数年前までは傾斜海 浜におけるnet の漂砂量を直接定量化することよりも、むしろ漂砂の移動機構 を明らかにするという点に主眼をおいた水平床における実験的な研究が大部分 をしめており、海浜断面形状の変化については、岸沖漂砂に基づく論議ではな く、底質特性、波浪特性といった外部パラメ-タと直接関係づけるという観点 からの研究が主流をしめていた。最近、波動による漂砂移動機構をモデル化す ることによって岸沖漂砂量を定量化するいくつかの試みが行われてきている。 しかしながらそれらのモデルには多くの検証されていない仮定が含まれていた り、漂砂量公式にも実験的に決定しなければならない定数を含んでいるという 問題点がある。しかし先に述べたとうり、工学的な見地から予測の対象となる 海岸構造物の建設に伴って生ずる海浜変形においては、沿岸漂砂と岸沖漂砂は 同時に発生し、しかも必ずしも両者は独立ではない。したがって、構造物周辺 で生ずる地形変動を精度よく予測するためには、岸沖方向あるいは沿岸方向と いった移動方向とはかかわらない漂砂量を普遍的に表現する必要がある。

本章では、まず従来の漂砂量公式がいかなる漂砂輸送モデルに立脚し、どの ように表現されているかということを紹介し、その問題点について検討を加え る。ついで移動方向あるいは移動形態にはかかわらない漂砂量を普遍的に表現 するために、fluxを用いた新しい漂砂輸送モデルを提案する。一応ここではそ

のモデルのことをflux modelと呼んでおく。

§3-2 従来の漂砂量公式及びその問題点

まず従来提案されている代表的な沿岸及び岸沖漂砂量公式について、それら が誘導された経過及びそれらがいかなる問題点を含んでいるかということを考 察しておく。

§ 3-2-1 全沿岸漂砂量公式について

沿岸標砂量に対しては、沿岸流という卓越した方向をもつ輸送流れが存在す ることから、河川の流砂量モデルに基づいたいくつかの標砂量公式が提案され ている。しかし、現在最も広く用いられている沿岸標砂量公式はそうした流砂 量モデルとは独立に全く経験的に導びかれたものであり、その最初の形は全沿 岸標砂量Qyを次式のように表現したもの¹⁾である。

 $Qy = A_1 P_{\mathcal{L}}^n$ (3.1)

 $C \subset K$ $P_{l} = \frac{1}{8} \rho g H_{b}^{2} C g b sin \theta_{b} cos \theta_{b}$

でA₁、nは実験定数、Hb、Cgb、 θ b、はそれぞれ砕波波高及び砕波点に おける群速度(= \sqrt{ghb})、砕波角である。なおQyは〔移動砂量体積/時間〕の 次元で示されている。この全沿岸標砂量は、いわゆるる1-line-theory に基づ く汀線変動予測に用いられていることから、(3.1)式が提案されて以来、定数 Aとnを決定するために数多くの実験あるいは現地観測が行なわれてきた。し かし(3.1)式中のAは次元をもつこと、底質特性、海岸特性がexplicitな形で 表現されていないこと等の問題点を含んでおり、その後こうした問題点を改善 するための研究が続けられてきた。たとえば、Komar-Inman²⁾はBagnold の power model³⁾に基づき全沿岸標砂量を水中重量 I y で表わすことによってA を無次元化した次式で表現することを提案している。

$$Iy = A_2 P_{g} \tag{3.2}$$

ここに $I_V = (\rho_S - \rho)g \epsilon Q_V$

(3.3)

である。さらに彼らは底質及び海岸特性の異なる2つの海岸における全沿岸漂 砂量実測結果から(3.2)式中の定数A2 は底質特性あるいは海底勾配にはかか わらずほぼ0.77という値をとることを示した。

さらにKamphiusとBrebner⁴⁾ は移動床平面実験を行ない、次元解析によって (3.2) 式中の定数 A_2 がSurf Similarity Parameter $\xi = i / \sqrt{Hb/Lo} \geq (3.4)$ 式で関係づけられることを示している。

 $A_2 \cong 0.7 \, \xi_b$ $0.4 < \xi_b < 1.4$ (3.4) $\cong \text{ const.}$ $1.4 < \xi_b$

またDean は沿岸漂砂においては浮遊漂砂が卓越しているものと考え、底質の沈降速度woを用いた次式を提案している。

 $I_{y} = A_{3} \frac{1}{c_{f} w_{0}} \sqrt{g H_{b}} \tan \beta \cos \theta_{b} P_{1}$ Constraints and a state of the state of

一方、岩垣、椹木⁵⁾はKalinske-Brown 型の流砂量公式に Putnam らによっ

て提案されている沿岸流速を適用して次の全沿岸漂砂量公式を導いている。 $Q_v = A_4 \frac{i^{4/3}}{d^{1/2}} H_b^{11/3} L_0^{-2/3} (\sin 2\theta_b)^{4/3} \cos \theta_b$ (3.6)

Ozasa⁶らはBakkerの沿岸流速公式及びKomar らの全沿岸漂砂量公式から

I_y=0.385(ECg)_b(sin 20b-3.24 dH_b/dx cotβ cosθ_b) (3.7) を提案している。

以上が代表的な全沿岸標砂量公式であり、それぞれの公式中の係数Aはすべ て現地実測あるいは模型実験結果に基づいて決定されたものである。したがっ てそれぞれの公式には当然、適用限界が存在する。

図3-1,2,はこれらの諸公式を比較するためShore Protection Manual⁷⁾ に掲 載されている(3.2) 式に対してSurf Similarity Parameter の効果を考慮した (3.4) 式及び底質粒径と海底勾配の影響を考慮した(3.6) 式がどのような値を 与えるかということを比較したものである。なおIyの計算にあたってはi=1/10 ,1/30 θ b=10 とし、与えられた周期T、i及びHb/Loに対して砕波水深は合 田によって提案されている次に示す砕波指標⁸⁾によって計算した。

 $\frac{H_{b}}{L} = 0.17 (1 - \exp(-1.5 \frac{\pi h_{b}}{L_{0}} (1 + 15(\tan\beta)^{4/3})))$

図3-1 は i = 1/10 、図3-2 は i = 1/30 の場合を示し、それぞれの図(a)





ປ ເ





თ ა (b) (c) (d) は周期 2,4,6,8sec の場合を、また図の横軸はHb/Lo 、縦軸はIy
 (Kg/sec)を示している。

これらの図より、図中に比較してある3つの全沿岸漂砂量公式の、上限値と 下限値のオーダーの差異は周期あるいは海底勾配にはよらず同一のHb/Lo に対 しては10¹ 程度にばらついていることがわかる。

以上で考察した全沿岸標砂量公式はすべて実験(実測)による定数を含んで いる。一方、それらが基づく全沿岸標砂量の実測値には測定方法の特性(効率)、海浜特有の特性といったものがすべて含まれていることから、測定値自体 にも図3-1 あるいは3-2 に示される程度の誤差は十分生じ得る。したがって岩 垣、椹木の(3.6)式で底質粒径の効果が完全に表現し得ているかどうかという こと、あるいは(3.4)式にみられるように何故A₂ が Surf Similarity Parameter によって変化するのか、といった点については明らかではない。完 全な全沿岸標砂量の定式化は、次に述べる局所的沿岸標砂量が明らかにされて 後にそれを岸沖方向に積分することによって可能となるものと思われる。 § 3-2-2 局所沿岸標砂量公式について

§ 3-2-1 で述べた全沿岸漂砂量から予測できる海浜変形は、たかだか長期的 にみた汀線変動のみである。しかし、より詳細な海浜変形の様子を予測するた めには、沿岸漂砂が岸沖方向にいかなる分布を示すかということ、すなわち局 所的な沿岸漂砂量 qy (x,y)を知る必要がある。一方、従来提案されている沿岸 漂砂の岸沖方向分布においては、長い直線状の汀線をもつ海岸において定常な 沿岸流が発生し、汀線方向には現象が一様であるという状況における qy (x) に対するものである。さらにそれらのほとんどはBagnold の power model ある いは flux modelに基づくか河川の流砂量公式が準用されている。

i) power model に基づく局所沿岸漂砂量

Bagnold⁹⁾ は水流による土砂輸送量を定量化するにあたりdynamic ではなく エネルギー的な考察から次式を導いている。

 $i = i_b + i_s$

 $i_b = \epsilon_b W / (tan\phi - tan\beta)$

 $i_s = \varepsilon_s (1 - \varepsilon_b) W / (w_0/u_s - \tan\beta)$

(3.8)

ここにW:fluid power (= 底面単位面積・単位時間に流体が底部せん断抵抗に よって失う全エネルギー)、 φ: 底質の水中安息角、us: 浮遊物質の平均移 動速度、 εb 及び εs はそれぞれ掃流及び浮遊漂砂を輸送するために費やされ るエネルギーとWの比、すなわち効率である。

このpower model に基づいて提案された最初の局所沿岸漂砂量公式は、 Thornton⁹⁾ によるもので、彼は

$$q_{y} = \frac{-1}{g(1-\rho/\rho_{s})} \left(B_{s} \left(\frac{V}{u_{fo}} \right)^{1/2} + S_{s} \left(\frac{V}{w_{o}} \right) \right) \frac{\partial ECg}{\partial x}$$
(3.9)

を導いている。ここに qy (x) の次元は、〔移動砂量体積/時間/単位長さ〕 で、Bs, Ssはそれぞれ掃流及び浮遊漂砂に対する効率、 V は沿岸流速、u fo は 波動による底部流速である。(3.9) 式を導くにあたっては掃流砂の移動速度と して、波と沿岸流による底部せん断力 c の汀線平行方向成分 c y に基づく摩擦 速度を、浮遊漂砂の移動速度としては V を考えている。しかし、通常の power model とは異なり、沿岸方向の底質輸送に必要なエネルギーは流体が底部せん 断力に抗して沿岸方向になす仕事量ではなく、流体が底部せん断力に対してな す全仕事量(OECg / 0 x)に比例すると考えている。したがって(3.9) 式中の効 率は、通常の power model の効率よりは小さく見積らなければならないこと、 あるいは座標軸のとりかた(任意の海岸流が発生している状況において)によ ってそれらの値が異なってくることに注意を要する。

ついでKomar¹⁰⁾ は水中重量で表現した局所沿岸漂砂量 i y に対して次式を提 案している。

$$i_{y} = \frac{\pi K_{1}}{4} (0.5f) \rho g \gamma^{2} h V$$
(3.10)

あるいは

$$i_y = K_2(c_{fP}V^2 + 0.5\rho f(\gamma/2)^2 g h) V$$
 (3.10)'
where $\gamma = H/2h$

これらの式において底質を輸送するために消費されるエネルギーはrxVに比例

すると考えているが、(3.10)式においては r に対して波浪のみによる底部せん 断力が、(3.10)式においては Bijker が提案した波と流れによる底部せん断力 の振幅がそれぞれ用いられている。なお f及び c₁ はそれぞれ波のみ及び流れ のみに対するfriction factor であり、それぞれの式における効率にかかわる 係数K₁,K₂ は(3.10)式を岸沖方向に積分して得られる全沿岸漂砂量が(3.2) 式 に等しくなるように決定される。

最後にWalton¹¹⁾はiy(x)に対して、より忠実にBagnold の power model を適 用し、次式を導いている。

 $i_{y} = \frac{\epsilon b}{\tan \phi} \rho \frac{\gamma f C_{b}}{2 \pi} \overline{x}^{1/2} V^{2} + \frac{\epsilon_{s}}{w_{0}} (\frac{5}{16} \gamma^{2} \rho g C_{b} (h+\overline{n})_{b} (1-\gamma) \tan \beta \cos \theta) \overline{x}^{3/2} V \quad (3.11)$

ここにゆは底質の水中安息角でx-軸の原点はset-upによる汀線の後退量xsだけ 後退させた新たな座標系($\overline{x} = (xs + x)/(xs + xb)$)である。なお効率 ϵ_b に対しては、海底単位面積当りに必要なエネルギーの比として(3.12)式で与え ϵ_s に対してはBagnold の結果を引用して底質粒径と平均流速(この場合沿岸 流速)の関数で与えている。

$$\varepsilon_{\rm b} = \frac{\overline{c} \rho g (\rho_{\rm S} - 1) / \rho_{\rm S} W_0}{\partial (E_{\rm b} C_{\rm ab} \cos \theta_{\rm b}) / \partial x}$$
(3.12)

ここに ē: 時間断面平均浮遊砂濃度 なお εs のオーダーはほぼ 10⁻³、 εь は 0.1 ~ 0.15の値となる。 ii) 河川の流砂量公式を準用した局所沿岸漂砂量

代表的なものとしてBijkerによって提案されたモデルがある。Bijker¹²⁾ は Frilinkの河川における掃流漂砂量公式に彼の提案している沿岸流と波動によ る底部せん断力の汀線に平行方向成分((3.13) 式)を適用し、掃流沿岸漂砂量 qby(x) に対して(3.14)式を提案した。

$$\tau_{y} = (1 + (\lambda \hat{U}_{fo}/V)^{2}/2) \tau_{c}$$
(3.13)

$$q_{by} = 5d \frac{V}{C_e} g^{1/2} \exp(-0.27 \frac{(\rho_S - \rho)d}{\mu_r V^2} C_e((1 + (\xi \widehat{U_{f0}} / V)^2 / 2)))$$
(3.14)

ここに rc は流れのみによる底部せん断力、 ξ は波動と流れによる水粒子速度

鉛直分布の差異に起因する係数、CeはChezyの抵抗係数で μ rはripple factor であり、をは近似的に $\xi = 0.0575$ Ceで表わされる。なお、 qby (x)の単位 $dm^3/m/sec$ でその他の物理量の単位もすべてM.K.S 系が用いられている。 さらにBijkerはEinsteinにならい掃流砂層厚 δ b は底部粗度 (ripple の波高 η r の半分)に等しいと考え、(3.14)式から求まる q_{by} から掃流砂濃度を求め、 それを境界条件として1次元拡散方程式を解ことによって求まる浮遊砂濃度分 布に基づき、浮遊沿岸漂砂量 q_{5y} (x)に対して次式を導いた。

 $q_{sy} = q_{by} (I_1 \ln(33h/n_r) + I_2)$

(3.15)

 $I_{1} = 0.216 \frac{(a/h)^{kz-1}}{(1-a/h)^{kz}} \int_{a/h}^{1} (\frac{1-z/h}{z/h})^{kz} d(z/h)$ $I_{2} = 0.216 \frac{(a/h)^{kz-1}}{(1-a/h)^{kz}} \int_{a/h}^{1} (\frac{1-z/h}{z/h})^{kz} \ln \frac{y}{h} d(z/h)$

ここにkz(= wo/K//τc/Ce ,K : Karman定数)は浮遊砂拡散係数、a は基準点 高さ(=ηr , ηr : rippleの波高) である。

また Wills¹³⁾ は局所沿岸標砂量に対してAckersとWhite によって提案されている掃流及び浮遊砂を含む河川の流砂量公式の適用を試みている。 iii) fluxモデルに基づく局所標砂漂砂量

土屋ら¹⁴⁾は波による底質の時空間平均濃度 こに対し流砂飛砂量法則を適用し (3.16)式を与え、このこが沿岸流によって輸送されるというモデルに基づき局 所沿岸漂砂量 q_y(x)に対して(3.17)式を導いている。

 $\overline{c} \cong c_0(\rho/\rho_s)(1-\tau_c^*/\tau^*)$ (3.16)

$$\frac{q_{V}(\chi)}{\sqrt{gh_{b}-d}} = \begin{cases} \frac{5\pi}{16} c_{0}\left(\frac{\alpha}{f}\right)\left(\frac{\rho}{\rho s}\right)\left(\frac{hb}{d}\right) \tan\beta \sin2\theta_{b}\left(1-R^{2}F_{r}^{2}\chi\right)\chi V(\chi) \\ \frac{5\pi}{16} c_{0}\left(\frac{\alpha}{f}\right)\left(\frac{\rho}{\rho s}\right)\left(\frac{hb}{d}\right) \tan\beta \sin2\theta_{b}\left(1-F_{r}^{2}/\chi\right)\chi V(\chi) \end{cases}$$
(3.17)

ここに

$$\begin{split} &c_{0} = 0.2, \ \tau^{*} = (\tau/\rho)/(\rho_{S}/\rho-1) \text{gd}, \ F_{\Gamma}^{2} = 16\pi (\frac{h_{D}}{H_{D}})^{2} (\frac{L_{O}h_{D}}{L_{D}}) (\frac{u_{C}^{*2}}{fgh_{D}}) \\ &R = \frac{1}{2} (\frac{H_{D}}{h_{D}}) (\frac{L_{D}}{L_{O}}) (\frac{H_{O}}{L}) (\frac{L_{O}}{L}), \ X = x/x_{D}, \ \overline{V} = V/((5\pi/16)(\alpha/f) \ \text{gh}_{D} \tan\beta \sin2\theta_{D}) \\ &\alpha = \frac{1}{2} (\frac{L}{T \ gh})_{D} (\frac{H_{D}}{h_{D}}), \ u^{*} = \tau/\rho \end{split}$$

で添字c は移動限界時の値を示している。

以上が代表的な局所沿岸漂砂量公式であり、それぞれの問題点を列挙すると 以下の事項が挙げられる。

まずpower model を適用する場合の最大の問題点は、Bagnold が最初に定式 化した一方向流による漂砂移動と異なり、一次の流体運動(波動による水粒子 運動)と底質輸送流れ(海浜流)の方向が異なることである。したがって(3.8)式中の効率 eb, es は Wのとりかたに依存する。

平行等深線をもつ長い直線状海岸において、汀線方向にほぼ一様な沿岸流が 発生している沿岸漂砂に対しては、たとえば Thornton あるいは Walton らが 定義した eb 及び es を準用することができる。しかし任意形状の海浜、ある いは構造物周辺で複雑な海浜流が発生している状態における漂砂移動量に対す る効率を一般性のある形で決定するにはやはり底質移動に対するdynamic な考 察が必要となろう。

また河川の流砂量公式を適用する場合にも、やはり一次の流体運動の方向と 底質輸送流れの方向が異なるという点が大きな制約となるようである。したが って、波動によって任意の海浜流が発生している一般的な状況における任意方 向の漂砂量を表現するのに最も適しているのは、 flux model と結論づけられ る。

§ 3-2-3 岸沖漂砂量について

構造物周辺の海浜変形を予測する場合、特に構造物近傍においては波動ある いは局所的な流れによって生ずる岸沖漂砂による海浜断面変形を考慮しなけれ ばならないことは、先に述べたとおりである。しかし、たとえば規則波を用い た移動床の2次元海浜断面変形に関する実験で生ずる岸沖漂砂といった単純化 された状態に対しても、輸送流れの方向、さらには移動形態までも波動の一周 期内に変化する場合がある。

したがって岸沖漂砂量を定量化する場合は、沿岸方向(定常な流れの方向) への漂砂移動とは異なり前で述べた河川における種々の流砂輸送モデルを直接 適用あるいは準用することはできない。以上のような理由により、まず最初は

水平床における波動半周期における平均移動量に対して、主として実験的な検 討が加えられた。

たとえば Manohar¹⁵⁾は波動半周期の間に生ずる岸沖漂砂量 \overline{q}_x に対し、無次 元掃流力 $\psi = \widehat{u fo} / (\rho_s / \rho - 1)^{0.4} g^{0.4} d^{0.4} y^{0.2}$ の関数として

 $\overline{q_{Y}} = 1.41 \times 10^{-10} \,\psi^{6.9} \tag{3.18}$

という表現を与え、石原、椹木¹⁶⁾は Duboys の流砂量公式を適用して

$$\overline{q_X} \cong (\widehat{u_{f0}}/T)^2 (\pi - 2\sigma t_c + \sin 2\sigma t_c)$$

$$\sigma t_c = \sin^{-1}(u_c/u_{f0})$$
(3.19)

を提案している。

しかし、実際の海浜断面変形を引き起こすのは一周期にわたって平均された netの岸沖漂砂量 q_x であり、 q_x からは地形変動の説明はできない。したが って、(3.18)あるいは(3.19)式のように、掃流力の関数あるいは河川の流砂量 公式を準用した形で q_x を表現するためには掃流力あるいは水粒子速度を時間 (位相)の関数として表現する必要がある。

Madsen¹⁷⁾ らは Brown型の流砂量公式に位相の関数として表わした掃流力 $\psi(t)$ を用いて掃流砂が卓越する場合の時間変化する漂砂量を次式で表現して いる。

 $q_{X}(t)/w_{0}d = 40 \psi_{m}^{3} (|\cos\sigma t|\cos\sigma t)^{3}$ $\psi_{m}=\tau/(\rho_{s}-\rho)gd, \quad \tau=\rho f \hat{u}_{f0}^{2}, \quad u_{f0}=\hat{u}_{f0}\cos\sigma t \qquad (3.20)$

いま正弦波を仮定して水粒子速度の方向が同一である位相内で(3.20)式の半周 期平均をとると、(3.18),(3.19)式に対応する式として

 $\overline{q}_{x} = 12.5 \psi_{m}^{3}$ (3.21) が得られる。

さらに Sleath¹⁸⁾ は静水中を正弦的に振動する振動板上の掃流漂砂移動量に 関する詳細な実験を行ない qx(t)に対して次式を導き、実験的な検証を行なっ ている。

$$q_{x}(t) = \frac{8}{3} \overline{q}_{x} \cos^{3}(\sigma t + \theta_{d}) \cos(\sigma t + \theta_{d})$$

(3.22)

 $\bar{q}_{x}^{2} = \sigma d^{2} 47 (\psi - \psi_{c})^{3/2}$

これらの式においては、たとえば u = u cos σt で表わされる水粒子速度(あ るいは振動平板)に対して τ = ρ fu cos σt |cos σt| という形の底部せん断力 の時間変化が仮定されている。したがって、少なくとも掃流状態で移動する一 周期平均された netの岸沖漂砂量に対しては、(3.21)あるいは(3.22)式に位相 の任意の関数で与えられる水粒子速度 u(t) に対して

 $\tau(t) = \rho fu(t) |u(t)|$ or $\rho(f u(t))^2 sgn(u(t))$ (3.23) という形で定義されるところの、底部せん断力を用いた位相の関数としての Shields数 $\psi(t) = \tau(t)/(\rho_s - \rho)g$ dを用いることによって求めることは、妥 当であろう。すなわち、第2章で述べた netの岸沖漂砂を生じさせる4 つの機 構のうち、掃流漂砂量に対する水粒子運動の非対称性、あるいは一方向の定常 流の効果は考慮することができる。

さらに砂村¹⁹⁾らは netの岸沖漂砂量に対する比対称砂れんの影響を明らかに するため、砂れんの岸側(急勾配側)斜面上に形成される渦にとりこまれる砂 量が、浮遊状態で沖方向に輸送されると考え、その移動量 q_{xoff} を次式で表わ している。

 $q_{xoff} = 2.1 \times 10^{6} \rho (\frac{\hat{u}_{fo} d}{v})^{0.422} (\hat{u}_{fo} - u_c) d_0 T$ (3.24)

ここに d o= u fo T/ π で移動限界流速 u c は Komar らによって提案されている ρ u $c^{2/}(\rho_{s} - \rho)$ sd=0.21(d o/d)^{0.5 20)}からもとめている。ただし、砂れん岸側斜面で形成される渦の面積 A 及び渦にとりこまれた砂の濃度 Cm はそれぞれ実験的に次式で表わされている。

 $A = 4.92 \widehat{u}_{f0}^{-0.578} d_0^{1.422} v^{0.578}$ (3.25)

 $C_{\rm m} = 4.2 \times 10^{-7} \rho \hat{u}_{\rm fo} (\hat{u}_{\rm fo} - u_{\rm c}) T/\nu$ (3.26)

ここで求められた q_{xott} は離岸方向の漂砂移動が生ずる一つの機構の定量化を 試みたものである。

野田ら²¹⁾は Stokes 波(2次近似)を用いた Shields数の関数として表わされ

る掃流漂砂と、砂村らの(3.24)式で表わされる浮遊状態での離岸方向漂砂移動 量の2つを考慮した netの岸沖漂砂量公式を提案している。一方、 Bowen²²⁾は Bagnold の power modelに基づき Stokes 波(2次近似)を用いて netの岸沖 漂砂量に対する定式化を試みている。

また最近 Nielsen²³⁾ ら及び Bakker²⁴⁾は、漂砂移動はすべて浮遊状態で生 ずると仮定し、位相の関数として与えた基準点濃度に対して位相には無関係な 拡散係数を用いた一次元拡散方程式の解として求まる浮遊砂濃度の時空間分布 をflux modelに用いて net の岸沖漂砂量の計算を試みている。彼らの解析方 法は次節で詳しく考察するが、位相の関数としての基準点濃度の与え方、位相 に無関係な拡散係数を、1 次元拡散方程式に用いて非平衡状態の漂砂濃度を計 算することの問題点等、まだまだ未解決の問題を数多く含んでいる。

以上で考察したように岸沖漂砂量に対してはさらに現象が複雑になるため、 問題点も多く残されている。そのうち最も重要な問題点は netの岸沖漂砂を生 ずると考えられる第2章で述べた波形の非対称性、非対称砂れん、定常な流れ 及び海底勾配という4つの原因をすべて考慮するには、位相の関数としての瞬 間的な漂砂量を明らかにしなければならないという点である。この場合におい ても、一般に実験的に認められている、掃流漂砂と浮遊漂砂の移動方向が異な るという事実を無理なく説明できるのは、たとえば砂村ら、あるいは Nielsen らが岸沖漂砂にその適用を試みている flux model であると思われる。

§3-3 flux modelによる漂砂量の表現

前節で指摘したように、任意の海岸形状の海浜あるいは構造物周辺において 複雑な漂砂輸送流れが発生している状態における漂砂移動量に対して、その移 動方向あるいは移動形態にかかわらない表現をするためには flux model が優 れていると考えられる。一般に§2-1 あるいは§3-2 で述べたように、 flux model を用いた漂砂量は(漂砂濃度)×(漂砂移動速度)(たとえば(2.8)式)で求められる。したがって波及び海浜流が存在する場での漂砂移動に flux model を適用するには、そうした状態における掃流浮遊を含む漂砂濃度の時空

間変化及び漂砂移動速度を明らかにしなければならない。そこで本節ではまず 実際の海浜で生じていると推定される漂砂輸送モードについて考察を加え、つ いでそれぞれの輸送モードに対応した漂砂濃度及び漂砂移動速度について検討 を加える。

§3-3-1 海浜断面内の漂砂移動モードについて

簡単のため打線の法線方向における鉛直断面内の漂砂移動モードについて考 える。図3-3 にこの海浜断面内で生じていると推定される漂砂移動モードを模 式的に示してある。まず底質の移動限界水深以浅の全領域の海底面上で掃流漂 砂が生じている。砕波帯外の砂れん発生領域においては砂れんによって発生す る Standing Vortexによって掃流砂層から上層への底質のまき上げが生じ、そ れが境界条件となり浮遊砂層が形成される。通常この領域における掃流砂層か



図3-3 漂砂輸送モード

ら浮遊砂層への底質の供給は、波動の1周期の間に砂れん岸側と沖側に2個の Standing Vortexが形成されることから2回生ずる。さらに砕波点付近におい ては波峯通過時の乱れによって1周期に一度の底質のまき上げが生ずる。また 砕波帯内においては bore 状の進行波と back washの干渉により数周期に一度 という間欠的な底質のまき上げ²⁶⁾が生ずる。さらに汀線付近の swash zone に おいては、いわゆる sheet bed load²⁷⁾と呼ばれる高濃度の層状の掃流漂砂移 動が生ずる。 このように、Lagrange的に1つの底質粒子の運動を追跡していくと、その運動は砕波帯内外を問わず、静止→掃流→浮遊→沈降→静止というサイクルを繰返す。静止状態から掃流状態への移行は、波動による底部せん断力がある限界値を越えた時点で生じ、掃流から浮遊への遷移は、先に述べたように砂れんによって発生する規則的な渦、あるいは砕波、 bore-back wash の相互干渉等によって生ずる鉛直上方の速度成分を持った乱れがトリガーとなる。

したがって、波動に伴なって海底に発生する乱れ強度に比べて底質重量が大きい場合には、当然底質の浮遊は生ぜず、掃流漂砂が卓越した海浜変形となる。

以下では、まず掃流状態の漂砂濃度と移動速度及びそれが境界条件となって 生ずる浮遊砂濃度に対して個別に考察を加え、最後に掃流漂砂と浮遊漂砂の関 係について著者の考え方を述べていく。

§3-3-2 掃流漂砂濃度及び移動速度について

簡単のため図3-4 に示す2次元で考える。x-軸方向に長さdx、厚さ &b、単 位幅当りの掃流漂砂層における漂砂濃度の連続式は次式で表わされる。



図3-4 掃流漂砂の連続

$$\frac{\partial \widehat{c}_{b}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\underbrace{\widehat{c}_{b} u_{sb}}_{0} \right) + \frac{1}{\delta} \left(\underbrace{\widehat{c}_{b} w_{b} - q_{b1}}_{0} \right) + \frac{1}{\delta} \underbrace{\left(\underbrace{q_{1} - c_{0} w_{0}}_{3} \right)}_{3} = 0$$
(3.27)

ここに $\hat{c}_{b} = \frac{1}{\delta} \int_{-(h+\delta_{b})}^{-h} c_{b} dz$, cb :掃流標砂濃度、 co :掃流砂層上端(z=-h) における標砂濃度、 u sb :流砂移動速度、 w b, w o : z=-(h+\delta_{b}) 及び z=-hにお ける底質沈降速度で q_b 及び q_bl はそれぞれ図3-4 に示す静止砂層から掃流砂 層にとりこまれる砂量及び掃流砂層から浮遊砂層に供給される砂量を表わす。

したがって静止砂層と掃流砂層間及び掃流砂層と浮遊砂層間の底質交換は、 (3.27)式の②項及び③項で表現され、いわゆる掃流漂砂量は①で表わされる。

掃流漂砂濃度はこの掃流砂層内で静止砂層濃度 c b ~0.65(体積比)から浮 遊砂層最下端濃度(c o =10⁻³~10⁻²)まで急激に減少する。

一方、§3-3-1 で述べたように、掃流砂の存在状況は2通りある。すなわち (3.27)式の③項が0で掃流砂のみが存在する場合と、掃流砂層の上層に浮遊砂 層が存在する場合である。 しかし、後者の場合においても、先に述べたよう に掃流砂層から浮遊砂層への漂砂の供給は連続的には行なわれず、ほとんど point source的なもので間欠的に生ずることから、必ず掃流状態の漂砂移動の みが生ずる位相がある。以下では後者のような状態にある掃流漂砂も含めた論 議を行なう。

掃流漂砂に対する理論的な解析は従来2通りの方法で行なわれてきた。1つ は Einstein²⁸⁾によって行なわれた pick-up rate と step length に基づく stochasticな解析方法であり、もう1つはEaglesonら²⁹⁾に始まる砂層表面状の 一粒の砂粒に作用する流体力に基いて Lagrange 的に砂粒の運動を解析しよう とする方法である。

Einsteinの解析においては、地形が平衡状態にあるという仮定((3.27) 式の ①、③ 項=0)が必要となるが、 Eagleson らの方法では平衡状態を仮定す る必要はない。さらに、波動による掃流漂砂移動に対するpick-up rateあるい は step length等を正確に測定することはほとんど不可能に近いことから、最 近はもっぱら Eagleson らによって最初に提案された Lagrange 的な解析方法

をより現実的なものにするための理論的、実験的³⁰⁾な研究が行なわれてきて いる。

一方、掃流漂砂量を flux で表現すると(3.27)式①項、すなわち

$$q_{b} = \int_{-(h+\delta)}^{-h} c_{b} u_{sb} dz \qquad (3.28)$$

で表わされる。したがって(3.28)式によって qb を計算するためには c b, u sb あるいは δbといった諸量を知る必要がある。

i) Lagrange的にみた掃流砂移動の解析

られる。

まずここで Lagrange 的な方法で水粒子速度と砂粒移動速度の関係を調べておこう。

海底面上にある粒径 d 、密度 p s の一粒の砂粒に作用する波動による流体力 を考慮した滑動運動に対する運動方程式は次式であらわされる。

$$\frac{\pi}{6}d^{3}\rho_{S}\frac{du_{S}b}{dt} = \frac{1}{2}\rho|u_{f}-u_{S}b|(u_{f}-u_{S}b)Cd\frac{\pi d^{2}}{4} + \frac{\pi}{6}d^{3}\rho\frac{du_{f}}{dt} + \frac{1}{2}\frac{\pi}{6}d^{3}\rho(\frac{du_{f}}{dt} - \frac{du_{S}b}{dt}) + \alpha F(t) + \frac{\pi}{6}d^{3}(\rho_{S}-\rho)g\sin\beta$$
(3.29)

ここにuf は水粒子速度、Cdは抗力係数、αFは不規則に変動する外力 であ る。以下では(3.29)式の解析解を得るためにとりあえずαFは省略し、さらに Cd に対してEaglesonらが提案している Cd = 19.2ν/(uf-usb)を用いる。 但しこの場合 Reynolds 数の小さい時のみ適用可能である。 流体力は砂粒中心に集中して作用すると考えて(3.29)式を変形すると次式が得

$$\frac{du_{sb}}{dt} + B'u_{sb} = B'u_f + \frac{du_f}{dt} + C'$$
(3.30)

ここに $A = -\frac{2(\rho_{S}-\rho)}{2\rho_{S}+\rho}$, $B' = \frac{19.2\,\mu}{(2\rho_{S}+\rho)d^{2}}$, $C' = \frac{2(\rho_{S}-\rho)}{2\rho_{S}+\rho}gsin\beta$ uf に対しては、主流の水粒子速度の変動が \widehat{u} foであるような振動流の層流境 界層を仮定して求めると次式を得る。

 $u_f = \widehat{u_{fo}}(\cos \sigma t - \exp(-\beta d/2)\cos(\sigma t - \theta_1 - \beta d/2)), \beta = \sqrt{\sigma/2v}$ これを用いて(3.30)式を解き、 \widehat{u} foで無次元化すれば、定常状態に達した後の 掃流漂砂移動速度は次式のように求められる。

$$\frac{u_{Sb}}{u_{fo}} = G^{1/2}(\cos(\sigma t - \theta_1) - \exp(-\beta d/2)\cos(\sigma t - \theta_1 - \beta d/2))$$
(3.31)
$$\theta_1 = \tan^{-1}\left(\frac{B'\sigma(1-A)}{A\sigma^2 + B'^2}\right) , \quad G' = \frac{A^2\sigma^2 + B'^2}{\sigma^2 + B'^2}$$

図3-5 は(3.32)式に基づき \hat{u}_{sb} / \hat{u}_{to} (\hat{u}_{sb} は u_{sb} の振幅)すなわち砂粒 速度と境界層外縁水粒子速度の振幅 の比の β d による変化を示したもの である。通常の実験室スケールで用 いられる波長の周期T=1.0 ~2.0 sec, 底質粒径 d=0.02 ~0.07 cmに 対する β d は0.25~1.24の範囲にな るが図3-5 より、この領域における \hat{u}_{sb} / \hat{u}_{fo} は0.1 ~0.6 程度の値とな る。なお同図には日野ら³⁰⁾及び香取 ら²⁷⁾の実験結果もプロットしてある が、それらは比較的計算結果と一致 している。また図3-6 には(3.32)式 から求まる境界層外縁水粒子速度と 砂粒移動速度の位相差 θ_1 と砂粒径



から求まる境界層外縁水粒子速度と 図3-5 掃流砂移動速度の振幅(I) 砂粒移動速度の位相差 θ₁ と砂粒径 d の関係を周期 T のパラメーターで示して





図3-6 より砂粒の移動速度は外縁流速に対して最大45°,時間にして178 程度 の位相おくれが生ずるが、これは実用上はほぼ無視できるものである。しかし 、以上の解析においては砂層表面第一層の移動速度しか論議できない。そこで 海底面に可動境界の条件を導入することによって層状で移動する掃流漂砂の移 動速度と移動層厚についてEuler 座標上での解析を行なう。

ii) Euler 的にみた掃流漂砂移動速度と層厚について

ii-1) 基礎方程式

Bagnold³¹⁾ は種々の濃度の中立粒子を懸濁した流体のせん断特性に関する実 験を行ない、linear concentration λ が22以上ではペースト状のせん断特 性を示し、14で残留せん断力が消滅し、それ以下の濃度においてはNewton流体 とみなせることを明らかにしている。このlinear concentrationは、(粒子径 /粒子中心間距離)として定義されたものであるが、静止砂層の最大濃度Cmax を0.65とした場合の $\lambda = 14$ は、体積濃度cに換算するとc=0.53 となる。すな わち、砂層濃度cが0.53以下の場合は砂層自体をNewton流体と考えてもよいこ とになる。

そこで、掃流砂の運動を解析するに あたり、次の3 つの仮定を設けた。 (1)海底砂層はμs という仮想的な粘 性係数を持つNewton流体とする。 (2)砂層はその上部の流体運動による 境界せん断力及び圧力勾配によって運

動する。

(3)砂層上の流体運動は簡単のため層 流状態と考え、主流の運動に対して微 小振幅波理論を適用する。



このとき、砂層表面をz*=0とし、鉛 直上方にz*軸をとった図3-7 に示す座 図3-7 座標系 標系においてz*=∞ (主流)、z*>0 (境界層内流体部)及びz*<0 (砂層)に対

67 .
する運動方程式はそれぞれ

$$\frac{\partial u_{fo}}{\partial t} = -(\frac{\partial p}{\partial x})/\rho$$

$$\frac{\partial u_{f}}{\partial t} = -(\frac{\partial p}{\partial x})/\rho + \nu(\frac{\partial^2 u_f}{\partial z^{*2}})$$

$$\frac{\partial u_{sb}}{\partial t} = -(\frac{p_s}{\partial x})/\rho_s + \nu_s(\frac{\partial^2 u_{sb}}{\partial z^{*2}})$$

$$(3.32)$$

と表わされる。ここにρ、ρs'=(1-cb)ρ+ρs cb は水及び砂層の単位体積 質量、ρs は砂粒の単位体積質量、ν及びνs = μs/ρs'は水及び砂層の動粘 性係数、ufo,uf 及びusbはそれぞれ境界層外縁、境界層内及び砂層の速度 で、p及びps は流体及び砂層中の圧力である。

(3.32)式中の u foは、先に述べた仮定により

$$u_{fo} = \widehat{u_{fo}} \exp(i(kx - \sigma t)), \quad \widehat{u_{fo}} = \frac{\pi H}{T} \frac{1}{\sinh kh}$$
(3.33)

で表わされる。また、砂層中の圧力 ps に対しては、Sleath³²⁾ によって提案 されている次式を用いる。

$$p_{s} = p_{0} \frac{\cosh(k(\kappa_{Z}/\kappa_{X})(z^{*}+ds))}{\cosh(k(\kappa_{Z}/\kappa_{X})ds)} \exp(i(kx-\sigma t)), p_{0} = \frac{\rho g H}{2} \frac{1}{\cosh kh}$$
(3.34)

ここにdsは海底砂層厚、κx,κz は水平及び鉛直方向の砂層透水係数である。 したがって、(3.32)式はνs = μs/ρs 及び適当な境界条件が与えられれば解 くことができる。

このうち、µs に対してEinstein³³⁾ は漂砂濃度の関数となる

 $\mu_{\rm S}/\mu = 1 + (5/2)c$

(3.35)

を提案している。しかし、上式によると、先に述べたNewton流体と考えうる最大の濃度 c b=0.53に対する μs/μは2.3 程度にしかなり得ない。先に著者ら³⁴⁾ は、平均粒径0.02cmの豊浦標準砂を用いた移動床上の波高減衰を測定すること により、μs/μが5 ~6 という値をとることを明らかにしている。この結果を 参照すると、高濃度の領域に対して(3.35)式を用いるのは適当ではない。

一方、Eilers³⁵⁾は、高濃度層に対しても有効な次式を提案している。

μ_s/μ = (1+2.5c/(2(1-1.35c)))² (3.36) 上式によると、 c b=0.53に対しては、μs/μ=11 となる。 さらに先に述べた

μs/μ=5~6 は c b=0.42~0.45に対応し、従来考えられている掃流砂濃度と比較してほぼ妥当な値が得られる。したがって、以下の解析においては(3.36)式を用いる。

つぎに境界条件は次式で与える。

at z*=∞	u _f = ufo	(3.37)
at z*= 0	$u_f = u_{sb}$	(3.38)
	μ(∂uf/∂z*) = μ _S (∂u _{Sb} /∂z*)	(3.39)
at z*=-δb	u _{sb} ≐ 0	(3.40)

また、掃流砂移動層厚δbは、砂層間のせん断力が砂層内のせん断抵抗より も大きい領域の厚さと考え、

 $\mu_{s}(\partial u_{sb}/\partial z^{*}) \ge d(\rho_{s}' - \rho)gc_{b} \tan \phi N$ (3.41)

を満たす最大の整数Νを移動総数とし、δb = d Νから求めた。ここにφは水 中における底質砂の内部摩擦角である。

ii-2)移動速度及び層厚に対する計算

(3.32)式を(3.37)~(3.40)式の境界条件の基で解くと砂層速度及び移動層厚 が求まる。しかし、(3.40)及び(3.41)式から明らかなように、usbとδbは一 意的には決らないことから、δb に対してはds(砂層全厚)を初期値として与 え、(3.41)式を満足する最大のNが得られるまで繰返し計算を行なう必要があ る。さらにcb は一般には位相及びz*の関数となることが考えられ³¹⁾、したが って、cb の関数として表わされるμs も位相及びz*によって変化するものと 予想される。しかし、以下の計算においては、解析解が得られるようにcb の 位相及びz 方向の変化は無視して行なう。なお、(3.34)式中のκ x/κz に対し てはSleath³²⁾が実験的に求めた1.2 という値を用いる。

図3-8 に先に述べた方法で計算された境界層及び砂層内の流速分布の一例を 示す。計算条件は通常のスケールの 2次元移動床実験で現われる水深h=25cm, 波高 H=14cm,周期 T=1.18sec,底質粒径 d=0.02cm,砂層厚 ds=10cmであり、 cb=0.4 とした場合である。なお、図中には参考のため底部固定境界条件(z*=

0 でuf=0)を満足する解

 $u_f = \hat{u_{fo}}(\cos \sigma t - \exp(-\beta z^*)\cos(\sigma t - \beta z^*))$ も点線で示してある。ここに $\beta = \sqrt{\sigma/2\nu}$ である。図に示す実線と点線を比較して 明らかなように、砂層を粘性流体と仮定 した場合(実線)は、 $z^{*=0}$ で u f=0 と いう固定境界に対する解(点線)よりも 当然流速が増加するが、その範囲は $z^{*=}$ 0.2cm 以下($\beta z < 3.3$)のいわゆる境界 層と呼ばれる領域にとどまる。

さらに実線で示される流速分布において ubs=0となる深さ、すなわち移動砂層厚 id位相によつて変化し、その最大値は高<math>a0.06cm(砂層数は0.06/0.02=3)にとど totacccolored = 0 totaccolored = 0 totacccolored = 0 totaccolored = 0 totacccolored = 0 totaccolored = 0

• <u>5</u> • 16 Z⁽(cm) $\frac{8}{16}\frac{7}{16}$ 16 16 0.2016 16 $\overline{16}$ 0.18 0.16 0.140.1 0 10 .08 0.06 Usb/ Ufo -0.5 -1.0 0.5 1.0 H=14cm, h=25cmz=-δb で Usb=0 T=1.18 sec - Ž=0 ~ Uf =0 Cb=0.4, Φ=35° -0.06

(3.42)

図3-8 掃流漂砂移動速度

の鉛直分布

が、固定境界上での底部せん断力が0となる位相 t/T=2/18 よりは若干おくれ ている。このことは、床上の底部せん断力の位相変化と底質移動の位相変化と は必ずしも一致しないことを意味している。

つぎに、 $z^{*=0}$ における表層砂の移動速度について考察する。 図3-9 は c b=0.1 ~0.6 の範囲において計算された表層砂層移動速度の振幅と境界層外 縁流速の振幅の比 \hat{u} sb / \hat{u} foを、Reynolds数 Re= \hat{u} fo²T/ ν 及び ϕ をパラメー タに示したものである。ただし、(3.32)式中の po/ ρ gHは0.4,k ds は0.65と した場合の結果である。なお、(3.41)式から決定される移動層厚は粒径の整数 倍となるが、底質粒径が \hat{u} sb / \hat{u} foに及ぼす影響は、移動層厚(u sb=0を与え る境界の位置)が粒径以下のオーダーで変化することによる微弱な影響にとど まるため、図3-9 においては d=0.01cm の場合のみを示してある。図より明ら

かなように、 \hat{u} sb / \hat{u} foは c b の減少あるいは Re の増加に伴なって単調に増加する。しかし、 Re が 25×10⁴ 以上になると Re の増加に伴なう \hat{u} sb / \hat{u} fo の増加率は小さくなる。さらに、 Re=16×10⁴の場合については ϕ =35°及び45°の計算結果を示してあるが、 ϕ =35 の場合は ϕ =45 の場合に比べて最大30% 程度 u sbが大きくなる。

また図中には香取ら²⁷⁾ が振動流発生装置を 用い sheet flow 状の漂砂移動に対して測定 した平均的な c b と \hat{u} sb / \hat{u} foの値(このと きの Re は 5×10^5)も示してある。この値を波 動による漂砂移動を対象とした今回の計算結 果とは直接比較することはできないが、一応 Reが等しい計算結果と比較すると、計算され た \hat{u} sb / \hat{u} foは香取らの実測値に比べて少し 大きい値を推定している。

また、先に述べた $\mu s/\mu$ に対する著者らの 実験 は Re=5×10⁴ の領域で行なわれたもの である。したがって $\mu s/\mu$ =5~6, Re=5×10⁴ に対応する \hat{u} sb / \hat{u} foは図3-9 より 0.2~0.3



の振幅 (II)

となる。この実験範囲の β d は 0.3~0.35にあるが、この範囲の β d に対する Lagrange 的に求めた $\widehat{usb}/\widehat{ufo}$ は図3-5 より 0.22 ~0.24となり両者は一致 する。

以上の考察より、海底砂層に対して仮想的な粘性係数をもつ Newton 流体と 仮定して求められる砂層移動速度は妥当なものであると判断できる。しかし、 上述の方法で砂層の移動速度を求めるためには複雑な計算が必要となる。そこ でusb/ufoに対する近似的な表現方法について考える。

Bagnold³¹⁾ は先に述べた中立粒子を懸濁した流体のせん断特性に関する実 験結果に基づいて、 $f = \tau/(\rho u f^2/2)$ (τ :粒子に作用する抗力、u f:代 表流速) で定義される抗力係数 f が濃度 c の関数として次式で表わされること を明らかにしている。

 $f'/f \propto (1-c)^{-m}$, m = 3 - 4

ここに f 及び f' は静水中単一粒子に対する抗力係数と同じ Reynolds 数にお ける濃度 c の粒子に対する抗力係数である。ここで、濃度の有無にかかわらず 粒子に作用する流体力 τ o は変らないものとし、さらに静水中の単一粒子及び 濃度 c の粒子と流体粒子の相対速度を u s 及び u s'とすると、 τ o = p f u s²/2 = p f'u s' /2が得られるが、(3.43)式を考慮して上式を変形すると、後述する ように低濃度の粒子に対しては u s= u f とおけることから

 $u_{s}'/u_{f} = (1-c)^{m/2}$

(3.44)

と表わすことができる。さらに、一般には最大静止砂層濃度Cmax=0.65 では砂層の移動は生じない。したがって上式右辺の濃度 c はむしろCmaxに対する相対 濃度で表わした次式の方が妥当であろう。

 $u_{s}'/u_{f} = (1-c/Cmax)^{m/2}$ (3.45)

先の図3-9 には(3.45)式において m=4として求まる u s/u f(= \hat{u} sb / \hat{u} fo) の関係も、点線で示してある。図3-9 より明らかなように、(3.45)式は通常考 えられる掃流砂濃度 (c>0.3) の領域においては、 Re=4×10⁴, ϕ =45[°]の場合の (3.31)式の解に近い値を与えていることがわかる。しかし、先に述べたように (3.32)式の解は実際の \hat{u} sb / \hat{u} foを若干過大評価しているものと想像されるこ と(これは c b を z^* に対して減少関数としなかったことによる)及び濃度変 化に対する \hat{u} sb / \hat{u} foの変化の様子は(3.45)式でほぼ近似されること、等の理 由で次章以下においては、漂砂移動速度に対して(3.45)式を近似式として用い る。

つぎに移動層厚について考察する。図3-10は図3-9 と同じ計算条件で計算さ れた d=0.01cm の場合の最大移動層厚δbmを濃度 Cb に対してしたものである。 図より明らかなように、δbmも Re が増加し、 Cb が減少するにつれて増加 する。しかし、 Bagnoldが定常流による平均的な掃流砂濃度として提案してい る Cb=0.2 においても高々0.1cm 程度(砂層数にして10層)の移動層厚しかな いことがわかる。

(3,43)

なお図中の点線は c b>0.2 における δ bm を近似したもので、それらは次式で表わさ 0. れる。 (c

^{δbm} = 0.01863 ln Re - 0.2 cb -0.916 (3.46) また(3.46)式においてδbm≤0となる領域 においては、表層突出粒子のみが移動する 状態に対応する。

iii)掃流漂砂濃度について

先に述べたように、掃流砂濃度は大変薄 い層内で静止砂層濃度 Cmax (=0.65)から 浮遊砂層最下端濃度(10⁻² ~10⁻³)まで急 激に減少する。したがって、掃流砂層の濃 度としては、その中での鉛直分布を議論す るよりもむしろ層内の平均濃度 c b として 取扱う方が妥当と考えられる。 Bagnold³¹⁾



は掃流砂層の濃度分布に対し c b ~ Cmax exp(-z /d) という分布を仮定し、その平均濃度 c b がほぼ0.2 となることを示している。また Abou-Seida³⁶⁾ は、 移動床 2 次元実験で測定された波動による、半周期平均の岸沖漂砂量 $\overline{q_b}$ の算 定に当って次の様な c b を定義している。すなわち、砂の移動速度が波動によ る質料輸送速度 U (=1.376 \hat{ufo}^2 T/L)に等しいと考え、次式で示している。

 $\widehat{c_{h}} = \overline{q}_{xh}/(2dU)$

また同論文中で同じ に対してKalkanisが提案している

 $c_b = 0.618 \overline{q}_{xb} / (2dU_{z=d})$ との比較を行ない、表3-1 を得ている。ここに、 $U_{z=d}$ はz = dにおける境界 層内の水粒子速度である。

表3-1 より、これらの式より計算される \widehat{Cb} は、 Cmax が0.5 以上にあること、あるいは Bagnold³¹⁾の提案している \widehat{Cb} = 0.2 を考慮してもあまりにも小さい値を示しており、明らかに移動速度の表現が不適当であると判断される。

d(cm)	· · · 0	0.0145		
H(ft)	0.09	0.11	0.13	0.16
T(sec)	1.0	1.11	0.89	0.79
L(ft)	3.34	4.16	3.04	3.42
Abou-Seida c (%)	0.31	0.61	0.74	1.02
Kalkaris c (%)	0.11	0.24	0.25	0.24

表3-1 掃流漂砂濃度

このように、掃流漂砂濃度に関しては現在のところ信頼できる測定結果もな く、さらに理論的に解析する手段もないことから次章で実験的に詳細な検討を 加える。

§3-3-3 浮遊漂砂濃度及び移動速度について

第2章で述べたように漂砂濃度連続方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_{s}c) + \frac{\partial}{\partial y}(v_{s}c) + \frac{\partial}{\partial z}(w_{s}c) = 0$$
(3.47)

上式に、定常成分(⁻⁻⁻で示す)、位相平均された変動(波動)成分(添字p で示す)及び乱れ成分(' で示す)に分解した濃度 c 及び浮遊砂移動速度 u s (=(u s, v s, w s)) すなわち c = c + c p + c 及び u s = u s + u s p + u s' を代入 し、時間平均をとると(3.48)式が得られる。但し、ここでも簡単のため x-z平 面内の 2 次元で考えていく。

 $\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{c}\overline{u}_{s} + \overline{c_{p}}\overline{u}_{sp} + \overline{c'}\overline{u_{s'}}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{c}\overline{w}_{s} + \overline{c_{p}}\overline{w}_{sp} + \overline{c'}\overline{w_{s'}}) = 0$ (3.48)

(3.48)式において水平方向の浮遊漂砂量 q sxは第2項()内に示されるように浮遊砂濃度及び移動速度の定常成分、位相変動成分及び乱れ成分のそれぞ - れの積である3つの項で表現されている。

すなわち

$$q_{SX} = \overline{cu_S} + \overline{c_p u_{Sp}} + \overline{c' u_S}^{T}$$
(3.49)

i)浮遊漂砂移動速度について

まず、浮遊漂砂が水粒子運動の定常成分及び変動成分にどの程度追随するか

ということについて検討を加える。加速度をもつ流体中を浮遊する粒径 d、密度 p s の砂粒の運動方程式は Lagrange 座標系で次式で表わされる。³⁷⁾

$$\frac{\pi}{6} d^{3} \rho_{\rm S} \frac{du_{\rm S}}{dt} = \frac{1}{2} \rho |u_{\rm f} - u_{\rm S}| (u_{\rm f} - u_{\rm S}) C d \frac{\pi d^{2}}{4} + \frac{\pi}{6} d^{3} \rho \frac{du_{\rm f}}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^{3} \rho (\frac{du_{\rm f}}{dt} - \frac{du_{\rm S}}{dt}) -6(\pi \rho \mu)^{1/2} \frac{d^{2}}{4} \int_{0}^{t} (\frac{du_{\rm f}}{dt} - \frac{du_{\rm S}}{dt}) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} + \mathbf{f} + \alpha \mathbf{F}(t)$$
(3.50)

ここに $f = (0, -\pi d^3(\rho s - \rho)g) 、 \alpha F(t): 変動外力である。$

(3.50)式の右辺第4 項はいわゆる Basset 項であるが、林ら³⁸⁾は静水中を沈 降する粒子の運動に対して、Cd=24(wod₅₀/ν)^{1/2}+2.0 という Rudy 型の抗力 係数を仮定した解析を行ない、沈降粒子の運動に対する Basset 項の影響は、 ほぼ無視できることを示している。 したがって、以下の解析においてもまず Basset項を省略することとし、さらに解析解を得るために Stokes の抗力係数 Cd=24 |uf-us|/ν を用い、非線型項を省略すると

$$\frac{\partial us}{\partial t} + Bu_{s} = Bu_{f} + A \frac{\partial uf}{\partial t} + C \qquad (3.51)$$

 $A = 3\rho/(2\rho_S + \rho)$, $B = 36\mu/((2\rho_S + \rho)d^2)$, $C = (0, -2(\rho_S - \rho)g/(2\rho_S + \rho))$

という掃流漂砂移動速度と同じ形をした式が得られる。ただし,波動場での底 質浮遊に対しては、 Nakato ら³⁹⁾が指摘しているように cp usp>> c' us' と考 えられることから、(3.49)式中の α F(t)はここでも無視している。

ここで、 $u f = u f + u f_0 \cos \sigma t$ で表わされる定常流に正弦波が重合した流体 場における浮遊砂の運動について考える。t=0 でu s=0 という初期条件におけ る(3.51)式のx方向の速度成分us に対する解は

 $u_{s} = \overline{u_{f}}(1-\exp(-Bt)) + \widehat{u_{fo}}G^{12}(\cos(\sigma t + \theta_{2}) - \exp(-Bt)\cos\theta_{2})$ (3.52)

 $G = \frac{A^2 \sigma^2 + B^2}{\sigma^2 + B^2}$, $\theta_2 = \tan^{-1}(\frac{B\sigma(1-A)}{A\sigma^2 + B^2})$

となる。(3.52)式より明らかなように、tが大きくなるにしたがって、砂粒子 は時間的に定常な運動するようになる。しかし定常運動においても木粒子と砂 粒の運動には位相差があり、振幅比も異なっている。図3-11は p s/p =2.85 の 砂粒が定常な運動を始めるまでに必要な時間(図(a))、振幅比(図(b))及 び位相差(図(c))を示したものである。



(a)





図3-11 浮遊砂移動速度の (a)なじみ時間, (b)振幅比, (c)位相差

76

• •

図3-11(a)より明らかなように砂粒が周囲の流体によって加速され、定常状態に達するまでに必要な時間は、粒径によって異なり、粒径が小さい程短い。 しかし、通常の現地海岸において平均的な粒径と思われる d = 0.1cm 程度の砂 粒でも、ほぼ1/10秒という短時間で定常に達する。

図3-11(b) は(3.52)式のG^{1/2} で示される水粒子速度と砂粒速度の振幅比と砂 粒径の関係を周期をパラメーターに示したものである。図より周期が5秒以上 になると、図示した範囲の粒径の砂粒の振幅比は0.8 以上となっているのに対 し、周期が短くなるにしたがって振幅比も急激に減少する。しかし d = 0.07cm の砂粒に対する振幅比は周期にわかかわらず0.9 以上となっている。

したがって、通常浮遊砂量として有意な部分をしめる漂砂は d ≤ 0.07程度の 砂粒であると考えられることから、浮遊砂移動速度は周期にかかわらずほぼ水 粒子のそれと等しいと考えてよいであろう。

図3-11(c) は水粒子運動と砂粒運動の位相差を示したものである。同図より 同じ周期に対しては粒径が大きい程、また同じ粒径に対しては周期が短くなる 程位相差も大きくなるが、粒径、周期にかかわらず最大の位相差は28 、時間 にしてT/13程度であり、この場合も実用上は無視できるものと思われる。 ii) 浮遊漂砂濃度について

つぎに浮遊漂砂濃度について考察する。(3.49)式に示されるように浮遊漂砂 量に対する浮遊漂砂濃度の時間平均成分と位相変化成分の寄与は個別に評価す ることができる。このうち時間平均成分は特に時間的に定常な海浜流が形成さ れている場での浮遊漂砂量に、また位相変化成分は波動のみによる浮遊漂砂移 動により大きく寄与することは容易に想像される。そこで以下では時間平均濃 度 と位相変動濃度 について個別に考察する。

ii-1)時間平均濃度について

a)時間平均濃度の基礎式

従来、開水路の一様流における浮遊漂砂に対しては(3.48)式において c p=0. で、時間的には定常かつ x 方向には一様とし、さらには乱れによる鉛直方向フ ラックス - w'c'に対しては拡散係数 e'と平均濃度勾配でおきかえた

 $-\overline{w'c'} = \varepsilon'd\overline{c}/dz$

(3.53)

を用いた次に示す1次元拡散問題として取扱かわれてきた。

$$\frac{d}{dz}(\varepsilon_{z},\frac{d\overline{c}}{dz}) + \frac{d}{dz}(w_{0}\overline{c}) = 0$$
(3.54)

なお、上式においては、(3.48)式中の \overline{ws} に対して静水中の沈降速度-woで おきかえてある。(3.54)式を(3.27)式で示される掃流砂濃度を対応させて考え ると(3.27)式第③項の q l に ϵ_2 d \overline{c} / d z (= $-\overline{c'w'}$)が、 c o wo に \overline{c} wo が対 応している。すなわち(3.58)式においては、乱れによって掃流砂層から浮上す る flux と、重力によって沈降する flux が等しいという条件で、 \overline{c} の鉛直分 布を求めることになる。

Rouse⁴⁰は開水路の浮遊砂濃度分布に対して、 ε₂ を運動量交換係数 ε_m と 相似であると仮定し、さらに流速分布に対数則を仮定することによって求めら れる次式

 $\varepsilon_{Z'} = \alpha \varepsilon_{m} = \alpha (\kappa u^{*} z^{*} (1 - z^{*}/h))$ (3.55)

を用いて(3.54)式を解き、 c に対して(3.56)式で示される指数分布式を得ている。

$$\frac{\overline{c}}{c_a} = \left(\frac{h-z^*}{z^*} \cdot \frac{a}{h-a}\right)^A \qquad A = \frac{w_0}{\alpha_{\kappa} u^*}$$
(3.56)

ここにh: 水深、u*:摩擦速度、κ: Karman定数でca は z* = a において与え られる境界条件、すなわち基準点濃度である。開水路における定常状態の浮遊 砂濃度は、(3.56)式おいてα及び基準点濃度を適切に与えれば十分な精度で予 剤できることが多くの実験及び実測結果によって確認されており、一般にα= 1.2 ~1.4 程度の値をとることが報告されている。⁴¹⁾

波動による時間平均浮遊砂濃度に対しても、(3.54)式を導いたのと同様の手 法、すなわち定常かつx方向には一様と仮定して求まる次式

 $\frac{d}{dz^*}(\varepsilon_{z^*}\frac{d\overline{c}}{dz^*}) + \frac{d}{dz^*}(\overline{c}w_0) = 0$ (3.57)

に基づく数多くの研究が行なわれている。但し、(3.57)式における拡散項には

次に示すように波動にともなう浮遊砂の鉛直方向 flux も含まれている。

 $\varepsilon_{z} \frac{d\bar{c}}{d\tau^{*}} = -(\bar{c}_{pw_{sp}} + \bar{c}'_{w_{s}})$ (3.58)

従来行なわれてきた波動による浮遊砂に関する研究の大部分は、(3.57)式に 基づいてこを求めるにあたって必要となる拡散係数及び境界条件としての基準 点濃度に対して、主として実験的な検討を加えたものである。そこでつぎに、 従来はいかなる方法で浮遊砂濃度が測定され、その結果、時間平均濃度に対す る拡散係数に対していかなる知見が得られているかということについて述べて いこう。

b)波動による浮遊砂濃度の測定例

表3-2 に進行波による浮遊砂濃度に関する測定例の代表的なものを、測定装置、分布形状、測定された濃度の範囲及び実験条件とともに示してある。

測定者	装置	分布形状	測定範囲(PPM)	備考
42) 本間ら	光学式	直線	$2 \times 10 \sim 2 \times 10^4$	水平床
野田ら ⁴³⁾		逆くの字	$1 \sim 3 \times 10^3$	"
細井ら ⁴⁴⁾	"	"	$10^2 \sim 2 \times 10^4$	"
出口ら ^{34).}	"	直線逆くの字	$10 \sim 3 \times 10^3$	"
Nakato 5 ³⁹⁾	ISCMS	n'	$10^2 \sim 2 \times 10^4$	"
Keunedy 5 ⁴⁵⁾	· //	くの字	$10^2 \sim 3 \times 10^4$	傾斜海浜
出口ら ⁴⁶⁾	サイフォン	くの字・逆転	$4 \times 10 \sim 8 \times 10^4$	11
香取ら ²⁷⁾	抵抗式	·	$2 \times 10^3 \sim 2 \times 10^5$	水平床
26 Breunin kmeyer5	光学式	·	·	現地海岸
Kana ⁴⁸⁾	水中置换	くの字・逆転	$10^2 \sim 10^4$	11
Vincent 5 ⁴⁹⁾	超音波式			"
加藤ら ⁴⁷⁾	水中置換 光学式	くの字・逆転	$\sim 4 \times 10^4$	"

表3-2 浮遊漂砂濃度の測定例







(Kana⁴³⁾ KL3) (C)



表3-2 より、従来の浮遊砂濃度測定に関する実験は、主として水平床において砂れ んによって発生する渦に起因する浮遊砂を対象に、光学的な方法によって行なわれた ものである。この領域で測定される時間平均濃度の鉛直分布は、その代表例を図3-12 (a) に示すように、一般に片対数紙上でいわゆる逆くの字型、もしくは直線分布とな る。

一方、傾斜海浜における砕波帯外の砂れん発生領域において測定される浮遊砂濃度 は、図3-12(b) に一例を示すように、通常くの字型分布を示す。また砕波帯内におい てもいくつかの測定例はあるが、砕波によって流体内にもちこまれる気泡のため、光 学式あるいは抵抗式濃度計では測定精度が低下することから、通常はサイフォンもし くは水中置換による採水によって測定が行なわれている。砕波帯内の時間平均濃度の 鉛直分布は、その測定例を図3-12(c) に示すように下層濃度よりも上層濃度の方が高 いという濃度分布の逆転現象が生ずる場合がある。

以上の結果から、(3.57)式に基づく1次元拡散による解析の対象となるのは図3-12 (a) あるいは(b) に示されるような非砕波領域における時間平均濃度であり、時とし て濃度の鉛直分布に逆転が生ずる砕波帯内の濃度分布は(3.57)式では解析できないこ とがわかる。

一方、表3-2 に基づいて測定装置の特性について検討する。まず光学式濃度計の測 定範囲は10~10⁴ ppm,抵抗式濃度計では 10^2 ~ 10^5 ppm、サイフォンでは 10^3 ~ 10^5 ppm、水 中置換では 10^2 ~ 10^4 ppm、である。しかし後述する時間変動濃度を測定する場合にはサ イフォン等の採水による方法は明らかに不適当であり、低濃度の測定には光学式、高 濃度の測定には抵抗式濃度計が適しているように思われる。

c) 拡散係数について

先に述べたように(3.57)式に基づく1次元拡散の解析の対象となるのは非砕波領域 における時間平均濃度である。この領域における時間平均濃度の鉛直分布に対する拡 散係数 ez は(3.58)式で定義される。本間ら⁴²⁾ は微小振幅波理論から求まる水平方 向水粒子速度を Karman の混合長理論に適用した表現を提案し、岸ら⁴⁹⁾は直線せん断 力分布を仮定し(3.55)式に示す Rouseらの ez と同様の表現を提案している。さらに Kennedy ら⁴⁵⁾は一連の研究により、おおよそ考え得るあらゆる型の ez に対し(3.57)

式を解き、実測された濃度分布と比較することによってその妥当性を検討している。

一方、沢本ら⁵¹⁾ は砂れんによって発生する流体運動の水平方向の乱れ強度の定量 化を行ない、そこから求まる渦動粘性係数と ez は比例するという仮定の下に次式を 提案している。

 $\varepsilon_7 = \alpha B(\overline{u^{12}})^{1/2} \operatorname{Im}$

 $(\overline{u}^{*2})^{1/2} = \gamma \exp((-1/I_m)\sqrt{2A/3B}z^*)$

(3.59)

ここにA、Bは普遍定数でそれぞれ0.124、0.396、 \overline{u}^2 :一周期平均乱れ強度、 γ : 実験定数、lm:混合長で砂れん波高の1/2,αは Shmit数に対応する定数である。この ような非砕波領域における底質の浮遊に最も重要な役割を果たすのが砂れんにって発 生する Standing vortexであることから、(3.59)式はより直接的に砂れんのスケール をとりこんだ形の表現であり、現在まで種々提案されている拡散係数の中では最も現 実的なものと考えられる。

なお、(3.59)式中の $\vec{u'} \propto \vec{w'}$ と考えると $(\vec{u'}^2)^{1/2} \sim (\vec{u'} \ \vec{w'})^{1/2} \sim u^*$ となること から、沢本らの表現は、結局 Rouseらの e'z に砂れんスケールを考慮した型のものと なっている。一方、砕波帯内において濃度分布に逆転が生ずるような場合には(3.58) 式のような拡散係数は定義されない。このような状態に対しては、鉛直方向の浮遊砂 flux のつり合いだけを考慮する1次元拡散理論は適用することはできず、たとえば 砕波の乱れによって海底からまき上げられる砂粒一つ一つの運動に対して、漂速及び 吸引力を考慮した Orstein-Uhlenbeck過程と考え、それに対する Langevin 方程式⁵²⁾ を解くという Lagrange 的な解析方法が考えられる。このときの拡散係数は、揺動力 の強さ(流体運動の乱れ強度)をD とするとD/B²(Bは(3.51)式で与えられる。)で 表わされる。 Langevin 方程式に基く浮遊砂濃度の解析は次章で試みる。

ii-2) 浮遊砂濃度の時間変動について

非砕波領域の砂れんによる渦に起因する浮遊漂砂の時間変動については、砂れんに よる渦の発生及び波動の木粒子運動に伴なう渦の移流といった現象と結びつけた定性 ^{39) 42)} 的な説明がなされている。たとえば波動による木粒子の海底における1周期の水平方 向移動距離 do と砂れんの波長 lr の比 do/lrによって、浮遊砂濃度の位相変化の中 で生ずるピークの数は予測することができる⁴²⁾。

さらに、この領域の浮遊砂濃度の位相変化に対して Bakker²⁴⁾ 及び Nielsenら²³⁾ は、いわゆる基準点において与える境界条件を位相の関数として与え、1次元拡散理 論を適用することを試みている。そこで、以下でまず1次元拡散理論に基づいて浮遊 砂濃度の位相変化に対する解析方法について考察を加えておく。

1次元拡散理論は、鉛直方向の浮遊砂 flux の連続条件のみが考慮されていること から、水平方向の浮遊砂 flux が、水平方向に勾配をもつような場合には適用されな い。したがって、この理論を砂れんが形成されている場に適用する時には、水平方向 には少なくとも砂れんの数波長にわたって平均化した現象としてとらえなければなら ない。このとき(3.47)式から(3.48)式を導くときに時間平均をとる代りに位相平均を とると、∂/∂x=0とおけることから

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle \overline{c} + c_{p} \rangle + \frac{\partial}{\partial z^{*}} \langle \langle \overline{c} + c_{p} \rangle w_{sp} + c' w_{s'} \rangle - \frac{\partial}{\partial z^{*}} \langle \langle \overline{c} + c_{p} \rangle w_{0} \rangle = 0$$
(3.60)

が得られる。ここにく 〉は位相平均値を表わす。さらに、時間平均濃度と同様 に、z には無関係な拡散係数 e z が

 $\langle (\overline{c} + c_p) W_{sp} + c' W_{s'} \rangle = -\epsilon_z \frac{\partial}{\partial t} (\overline{c} + c_p)$ で定義されるとすると(3.60)式は次のように変形される。

こに扱いれるとうると(0,00)以は人のように変形される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{c} + c_p) - \frac{\partial}{\partial z^*} ((\overline{c} + c_p) w_0) = \frac{\partial}{\partial z^*} (\varepsilon_z \frac{\partial}{\partial z} (\overline{c} + c_p))$$
(3.61)

(3.61)式は、 c + c p が周期的に変化すると仮定すれば、 2 つの境界条件が与えられ れば解くことができる。この境界条件の1 つは自由表面で与えられ、 z*=(η + h) で c + c p=0 となる。他の1 つは、基準点 z*= z* において浮遊砂として拡散層に供 給される flux (Bakker)、あるいは z = z。における濃度(Nielsen) で与えられ る。

すなわち

$$Z = Z$$
 において
境界条件 I ……… $\overline{c} + c_p = F_1(t)$ (3.62)
境界条件 II ……… 〈($\overline{c} + c_p$) $w_{sp} + c'w_s'$ 〉= $-\varepsilon_Z \frac{\partial}{\partial Z^*}(\overline{c} + c_p) = F_{11}(t)$ (3.63)
これらの境界条件に対する解は、それぞれ以下のようになる。但し以下では簡単の

c + cp = c と し て 示 t

境界条件 I に対して

$$c(z^*,t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_{1n} \exp(-\frac{W_0}{2\epsilon_z} (1+An)\exp(i(-\frac{W_0}{2\epsilon_z}Bn z^4 ont))$$
 (3.64)
An = $(1+16\epsilon_z^2 \sigma n^2/w_0^4)^{1/4} \cos(\theta/2)$
Bn = $(1+16\epsilon_z^2 \sigma n^2/w_0^4)^{1/4} \sin(\theta/2)$
 $\theta = \tan^{-1}(4\epsilon_z \sigma n/w_0^2), \sigma n=2n\pi/T, f_1n=\int F_1(t)\exp(in\sigma t)dt$

$$c(z^{*};t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_{11}n \frac{2}{w_{0}(1+An+Bni)} \exp(-\frac{w_{0}}{2\varepsilon_{Z}} (1+An)z^{*}) \exp(i(-\frac{w_{0}}{2\varepsilon_{Z}} Bn z^{*}+ ont))$$
(3.65)

 $f_{11}n = \int F_{11}n(t) \exp(i\sigma nt)$

これらの解は、いずれの境界条件をとるにしても鉛直方向には指数関数で減衰し、 かつ位相がおくれていくような濃度分布の時間変化を与える。さらにこのような1次 元拡散問題として浮遊砂濃度の時間変動を解析する場合は,境界条件として与える濃 度、もしくは flux の時間変動をいかに決定するかということが問題となる。

一方、砕波帯内における浮遊砂濃度の時間変動に対しては、やはり、先に述べたような Lagrange 的な解析方法が最も適しているものと思われるが、(3.64)、(3.65)式 あるいはLagrange的な解析方法の妥当性については第4章で実験結果と対応させて検 討する。

§3-3-4 掃流砂濃度と浮遊砂濃度の関係…浮遊砂濃度の境界条件について

図3-4 より明らかなように層流砂層上縁と浮遊砂層下縁は、 c wo (=qd)と e zd c /d z (=q1)を通じて関係づけられている。したがって、掃流砂のみが存在するという 状態はあっても、浮遊砂のみが存在するという状態は水平方向の移流がある場合以外 は存在し得ない。すなわち、浮遊砂が存在するためには、掃流砂層内の底質が何らか の原因で浮上させられる必要がある。開水路においては sweep→ ejection に対応し た掃流砂層から浮遊砂層への底質のまき上げが考えられ、芦田ら⁵³⁾ はこの機構に基 づいて非平衡状態の濃度分布に対する境界条件を flux として与えている。

一方、波動による底質浮遊に対しては砂れん、あるいは砕波によって周期的に生ず る乱れがその第一の原因となることは明らかである。しかし従来の浮遊砂濃度に関す

る研究は、たとえば(3.57)式に示す1次元拡散理論が適用できる領域に限られ、掃流 標砂濃度と浮遊砂濃度という観点からではなく、直接基準点高さあるいは基準点濃度 と波浪あるいは底質特性と結びつけようとすることに主眼がおかれていた。たとえば 細井ら⁴⁴⁾ は、2次元水平床において砂れんが形成されている領域の浮遊砂濃度の測 定を行ない、基準点高さz⁴及び基準点濃度caと、波浪及び底質特性の関係を求め ている。

さらに、砂れん形成領域における掃流漂砂と浮遊漂砂の関係に対して、砂れんによって形成される standing Vortexが重要な役割を果たすことは古くから指摘されており、たとえば Inmanら⁵⁴⁾ はこの効果に着目して岸沖漂砂の移動方向を制御することを試み、砂村ら¹⁹⁾ は渦内にとりこまれる浮遊砂量を実験的に求めているが、両者とも掃流砂層と浮遊砂層の関係には言及していない。

沢本ら⁵¹⁾ は掃流砂層と浮遊砂層を結びつけるにあたって渦層を考え、渦層の高さ として基準点高さを、渦層内平均濃度として基準点濃度を定義し、 ca に対して次式。 を提案している。

$$c_{a} = \frac{2(\rho_{s}/\rho_{-1})}{1_{r}w_{0}T} \overline{q}_{b}$$
(3.66)

ここにlr: 砂れん波長、 qb: 半周期平均掃流漂砂量である。

また Vincentら⁴⁹⁾ は超音波濃度計を用いた浮遊砂濃度の現地観測を行ない先に述 べた掃流砂濃度 c b と基準点濃度 c a に次の関係を見出している。

 $c_a = 3.3 \times 10^2 c_b + 3.8$ (mg w/litter) (3.67)

しかし実質的な漂砂移動に大きく寄与する砕波帯内においては、既に述べたように 1次元拡散理論の適用が困難であることから、先に述べたように基準点高さあるいは 濃度といった量は定義できない。この領域では砕波による乱れがほぼ全水深に及ぶと 考えられることから、ほぼ全水深にわたって沢本らが提案している渦層になるものと 思われる。したがってこの領域においては、先に述べたように砕波による乱れを不規 則変動外力とした Lagrange 的な取扱いが有効になるがその詳細については次章で実 験結果と対応させて議論する。

§3-4 結論

本章では、まず現実の海岸で生じていると推定される標砂移動パターンを考慮する ことによって、現在まで数多く提案されている種々の型の標砂量公式の問題点につい て検討を加えた。その結果、岸沖あるいは沿岸標砂といった移動方向あるいは掃流、 浮遊といった移動形態には依存しない標砂量を表現するには、flux modelが適してい ることを明らかにした。すなわち、任意方向の標砂量 q は、その方向の標砂移動速度 us 及びその地点の標砂濃度 c を用いて q = c us と表現される。そこで次に flux model を用いて実際に標砂量を計算するときに必要となる、標砂濃度及びその移動速 度に対して、主として既往の研究に基づいて検討を加えた。その結果以下のことが明 らかになった。

1) 掃流砂移動速度と水粒子速度は、 $\beta d (= \sqrt{\pi / v T} d)$ あるいは掃流漂砂濃度の 関数として結びつけられ、両者の間の位相差は実用上ほぼ無視できる。

2) 掃流砂濃度 cb については、たとえば Abou-Seida が行なったような定義に基づ いて掃流漂砂量 qb 移動速度 u sb及び移動層厚 δb から求めることができるが、たと えば図3-8 に示すように u sbは cb の関数となることから、一意的に cb を決定する ことはできない。したがって、掃流漂砂濃度を直接測定することによって実験的にそ の特性を明らかにする必要がある。

3) 浮遊漂砂は、波浪特性、あるいは底質特性にかかわらずほぼ水粒子運動に追随する。

4) 時間平均された浮遊砂濃度は非砕波領域においては、1次元拡散理論に基づいて 定量的な予測が可能である。しかし、砕波帯内においては、浮遊砂濃度に対しては1 次元拡散理論が普遍的に適用できないことから、 Lagrange 的に浮遊粒子の存在確率 を求めることによって解析する方法が最も可能性の高い解析方法と考えられるが、そ の詳細な入力条件を得るためにも実験的に浮遊砂濃度の特性を明らかにする必要があ る。浮遊漂砂の時間変動特性、あるいは掃流砂と浮遊砂の関係についても、やはり実 験的な検討を加える必要がある。

参考文献

- Eaton, R.O., Littoral Processes on Sandy Coasts, Proc. 1st Conf. on Coastal Engineering, pp140 ~154, 1951.
- 2) Komar, P.D. and Inman.D.L., Longshore Sand Transport on Beaches. J.Geophys.Res, 75, pp5914~5927, 1970.
- 3) Inman,D.L.and Bagnold.R.A., Littoral Processes, in The Sea, M.N.Hill(ed) Inter Science Publ., pp529 ~ 553
- 4) Kamphuis, J.W. and Readshow, J.S., A Model Study of a Longshore Seliment Transport Rate., Proc. 16th ICCE, pp1656 ~1674, 1978.
- 5) Iwagaki,Y. and Sawaragi,T., A New Method for Estimation of the Rate of Littoral Sand Drift, Coastal Eng .in Japan, Vol.5, pp67~79, 1962.
- 6) Ozasa,H. and Brampton.A.H., Mathematical Modeling of Beaches backed by Seawall, Coastal Engineering, Vol.4, No.1, pp47 ~65, 1980.
- 7) C.E.R.C. Shore protection manual , Coastal Eng . Res. Center, U.S.Army Corp of Engineers , U.S.Gover. Printing office, Washington, D.C.1973
- 8) Goda,Y., Deformation of Irregular Waves due to Depth-Contorolled Wave Breaking, Report of the P.H.R.I. Ministry of Transport, Vol.14, No.3, pp59~106, 1975
- 9) Thornton, E.B., Distribution of Sediment Transport across the Surf Zone, Proc. 13th. ICCE, pp1049~1068, 1973.
- 10) Komar,P.D., Beach Sand Transport: Distribution and Total Drift, Jour. of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE, ww.2, pp225 ~ 239, 1977.
- 11) Walton, T.L.Jr, Littoral Sand Transport on Beaches, Thesis presented to the Univ. of Florida, Gainsville, in 1979 in partical fulfillment of the requirement for the Degree of Ph.D.
- 12) Bijker, E.W., Longshore Transport Computations, Jour. Waterways, Harbour and Coastal Engr. Div., ASCE, pp 687~701, 1971.

- 13) Willis, D.H., Sediment Load under Waves and Currents, Proc. 16th ICCE, pp1626~1637, 1978.
- 14) 土屋義人・芝野照夫・安田孝志、 沿岸流と漂砂、漂砂の動態と海岸浸食制御に
 関する研究、文部省科学研究費、自然災害特別研究成果、昭和53年3月.
 pp38~45
- 15) Manohar, M., Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, BEB, Tech.Memo., 75, 1955
- 16)石原藤二郎・椹木亨、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,pp47~57,1960.
- 17) Madsen, O.S.and Grant, W.D., Quantitative Description of Sediment Transport by Waves, Proc.15th ICCE, pp1093 ~1112, 1976.
- 18) Sleath, J.F.A., Measurements of Bed Load in Oscillatory Flow, Jour. of the Waterway Port Coastal and Ocean Div. ASCE, ww4, pp281 ~ 306, 1978.
- 19) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司、非対称砂れん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,pp250 ~254,1978.
- 20) Komar, P.D. and Miller, M.C., The Threshold of Sediment Movement under Oscillatory Water Waves, J.Sediment Petrol., 43, pp1101~110, 1973.
- 21)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、 pp246 ~ 249, 1978.
- 22) Bowen,A.J., Simple Models of Nearshore Sedimentation,Bench Profils and Longshore Bars, in the coastline of Canada,S.B.Mclann(ed) Geolog. Survey of Canada, pp1~11, 1980.
- 23) Nielsen, P., Svendsen, I.A. and Staub, C., Onshore -offshore Sediment Movement on Beaches, Proc. 16th ICCE, pp1475~1492, 1978.
- 24) Bakker, W.T., Sand Concentration in an Ocillatory Flow, Proc.14th ICCE, pp1129~1148, 1974.
- 25) Tunstall,E.B. and Inman,D.L., Vortex Generation by Oscillatory Flow over Rippled Surface, J.G.R., Vol.80, pp3475~3484, 1979.

- 26) Brenninkmeyer, M.B., Mode and Period of Sand Transport in the Surfzone, Proc. 14th ICCE, pp812 ~817, 1975
- 27) 香取完和・渡辺晃・堀川清司、シートフロー 状態の底質移動に関する研究、 第27回海岸工学講演会論文集, pp202 ~206, 1980.
- 28) Einstein,H.A., A Basic Description of Sediment Transport on Beaches, in Wave on Beaches and Resulting Sediment Transport. Mayer,R.E.(ed) Academic Press, pp53~95, 1972.
- 29) Eagleson,P.S., Dean,R.G.and Peralta,L.A., The Mechanics of Discrete Spherical Bottom Sediment Particles due to Shoaling Waves, Tech.Memo., No.104, BEB, 1958.
- 30) 日野幹雄・山下俊彦・米山晋、波による砂粒子の運動と掃流漂砂量に関する研 究、第29回海岸工学講演会論文集,pp213 ~217,1982.
- 31) Bagnold,R.A., The Flow of Cohesionless Grains in Fluids, Proc. Roy. Soc.
 A. 964, Vol.249, pp235~297, 1956.
- 32) Sleath, J.F.A., Wave-induced Pressures in Beds of Sand, Jour. Hydraulic Div., ASCE, pp367 ~378, 1970.
- 33) Einstein,H.A., The Bed-load Function for Sediment Transport in Open Channel Flows., U.S.Dept. of Agrculture,Soc ,Tech.Bulletin, No.1025 Sept, 1950
- 34) 出ロー郎・椹木亨・前田強、漂砂移動に伴なう波高の減衰について、第32回年次 学術講演会、講演概要集、昭和52年、pp778 ~779.
- 35) Dail, J.W., 粒子を懸濁した水の流れ、(日野幹雄訳)、土木学会誌6 月号, pp42 ~47, 1964.
- 36) Abou-Sedia, M.M., Bed Load Function due to Wave Action, Univ. of California, Berkeley, Calif., Hydraulic Engineering Lab, Tech. Rept. HEL, 2-11, 1965.
- 37) Hiuze, J.O., Turbulence, McGraw-Hill , pp353 ~361 , 1959.
- 38) 林泰造・大橋正和、流体中を沈降する粒子の乱流特性ついて、第24回水理講演会

論文集, pp7 ~12, 1980.

- 39) Nakato,T., Locher,F.A., Glover,J.R. and Kennedy,J.F., Wave Entrainment of Sediment from Rippled Bed, Jour.of Waterway Port Coastal and Ocean Div., WW.1, pp81~99, 1977.
- 40) Rouse,H., Advanced Mechanics of Fluids, John Wiley . 1959
- 41) 椿東一郎、水理学Ⅱ、基礎土木全集 7、森北出版、1974.
- 42)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,pp159 ~168,1964.
- 43)野田英明・岩佐敏博、波による底質の浮遊機構(I)、第18回海岸工学講演会論 文集,pp349 ~353,1971.
- 44) 細井延明・稲垣青生、波による浮遊砂の濃度分布について、第18回海岸工学講演 会論文集, pp325 ~ 328, 1971。
- 45) Kennedy, J.F. and Locher, F.A., Sediment Suspension by Water Waves, in Waves on beaches and resulting sediment Transport, Academic Press, pp249 ~296, 1972.
- 46) Sawaragi, T. and Deguchi, I., On-offshore Sediment Transport Rate in the Surf Zone, Proc. 17th ICCE, pp1194~1214, 1980.
- 47)加藤一正・田中則男、砕波帯内の浮遊砂に関する現地観測、18回海岸工学講演会 論文集。pp224 ~228,1983.
- 48) Kana, T.K., Suspended Sediment Transport at Price Inlet, S.C., 1977 Proc. Coastal Sediment 77, ASCE, 1977
- 49) Vincent,C.E., Yomg,R.A., and Swift,D.J.P., On the Relationship Between Bed Load and Suspended Sand Transport on the Inner Self, Long Island,New York, J.G.R , Vol.87, No.C6 , pp4163 ~4170, 1982.
- 50) 岸力・榎国夫・山崎貞元、波動による底質の浮遊、第21回年次学術講演会概要集 昭和41年, II-85。
- 51) 沢本正樹 山下俊彦 北村但, 砂れん上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布、第28 回海岸工学講演会論文集, pp.232~236, 1981

52) 堀淳一、ランジュバン方程式、応用数学叢書、岩波書店、 1977

- 53) 芦田和男・岡部健士、非平衡な浮遊砂濃度の算定法に関する研究、第26回水理講 演会論文集, pp153 ~158, 1982。
- 54) Inman,D.L.and Tunstall,E.B., Phase Dependent Control of Sand Movement. Proc.13th ICCE, pp1155~1171, 1972.

第4章 海浜変形過程における漂砂濃度の特性

§4-1 概説

先に述べたflux modelを用いて漂砂量を推定するためには、掃流及び浮遊を含めた 漂砂濃度の時空間変動特性を明らかにしておく必要がある。そこでまず2次元移動床 実験を行ない、種々の海浜断面変形過程における砕波帯内外における漂砂濃度の測定 に努めた。本章においては、まずその実験結果について述べ、ついで得られた結果に 基づいて、平均流による漂砂輸送量に寄与する時間平均濃度の鉛直分布特性、波動に よる漂砂移動量に寄与する漂砂濃度の時間変動特性に対して詳細に検討し、fluxによ り漂砂量を算定する基礎資料とする。

§4-2 2次元海浜変形過程における漂砂濃度測定に関する実験

§4-2-1 実験装置、方法及び諸元

実験に使用した水槽は長さ26.6m,幅1.5m,高さ1.9mの片面一部ガラス張大型2次元 水槽と長さ50m,幅0.6m,高さ0.9mの片面ガラス張小型2次元水槽の2つで、模型海浜 は、これらの水槽に設置した1/10及び1/20の一様勾配固定床上にd=0.05 cm あるいは 0.02 cmの川砂を厚さ10~20cmにしきつめて構成した。

漂砂濃度の測定は、静止砂層(Cb=0.65)から浮遊砂層までの間の広範な濃度を精度 よく測定する必要があるこ



(交流ホイートストーンブリッジ)を利用して図4-1 に示すセンサー間に存在する砂の割合、すなわち漂砂濃度を測定するものである。図4-2 に抵抗式濃度計に対する較

正曲線の一例を示してある。 図中の c o は静止砂層中の 濃度(=0.65) でVoは濃度=0 に対応する静水中の出力電 圧と静止砂層の出力電圧の 差である。図4-2 より、濃 度と出力の間には、極めて 良い線形性が認められる。



なおセンサーとしてはゆ=0.5 mm のエナメル被覆線を用いた。また実験における漂砂 濃度測定の際には図4-3 に示すように、濃度計センサーが鉛直方向8mm 間隔に5本並 ぶように重ね合わせたものを使用し、鉛直方向5点及び容量式波高計による表面波形 との同時測定を行なった。

	Ност	T sec	i	海浜断面形	水槽
Case 1	11	1.20	1/10	侵食型	小型*
Case 2	11	1.28	1/20	遷移型	11
Case 3	18	1.28	1/20	遷移型	大型**
Case 4	12	1.28	1/20	堆積型	"

* 小型水槽 : 長さ30m,高さ90cm,幅63cm ** 大型水槽 : 長さ27m,高さ1.9m,幅1.5m

表4-1 実験条件

実験条件は、表4-1 に示す海浜断面が侵食型(Case I),遷移型(Case II, III)及び 堆積型(Case IV)の4ケースで、それぞれの換算沖波波高Ho,周期T,模型底質粒径d, 初期海底勾配i,及び使用した水槽をそれぞれ表4-1 に示してある。漂砂濃度の測定 は、各ケースにつきそれぞれの海浜変形の砕波帯外2点、砕波点付近2点及び surf zone内2点で、静止時海底面下4 ~6 mmの砂層中からほぼ浮遊砂が存在しないと認め られる地点間の約20点で行なった。なお、各ケースの造波時間はCaseI,Ⅱについては 20時間、CaseⅢ,Ⅳについては5 時間で、その間各ケースにつき2 ~3 回、濃度、海 底断面形状及び波高分布の測定を行ない、測定されたデータはデータレコーダに収録 した。収録時間は90秒である。

§4-2-2 解析方法

データレコーダに収録された濃度及び表面波形の時系列データは、Degital Data Recorderによりサンプリング周波数fs=100Hz (Δt=1/100 sec)で離散化して収録し、 大阪大学大型計算機センターで解析処理を行なった。なおデータ解析の前処理として 2個の隣接するデータの移動平均を行なった後、4次の多項式によって最小2乗法で トレンドの除去を行なっている。解析項目は、濃度及び水位変動の定常成分(-を付 す)、位相平均値(添字pを付す)及び変動成分('を付す)、と周波数特性として のFFT スペクトルの4項目であり、それぞれ以下に示す方法で計算した。但し、測定 値M(濃度あるいは水位変動)の時系列をM(x,z;nΔt)(n=90/Δt,Δt=0.02 sec)と する。

i)時間平均値Mについて

Mは次式により計算した。

 $\overline{M}(x.z) = 1/m.q \sum_{k=1}^{m} \sum_{i=1}^{q} M(x.z,kT+i \Delta t)$

q:1周期の分割数 (= T/Δt)

m:測定した波数 (=60 波)

ii) 位相平均値Mp(x.z,i Δt), i=1…… q について

造波板の動きと同調して発生するパルスをトリガーとし、次式によって計算した。

 $M_p(x.z, i \Delta t) = 1/m \sum_{k=1}^{m} [M(x.z, kT + i \Delta t) - M(x.z)], i= 1.....q$ 但し、ここでmはパルス数に対応し、i=1 はパルスがはいった瞬間の値に対応する。 iii)乱れ成分 M(x.z, i \Delta t), i=1......qについて

ここではM として次式に示す、位相平均値からのずれとして定義した。

 $M'(x.z, i\Delta t) = 1/m \sum_{k=1}^{m} [M(x.z, kT + i\Delta t) - M(x.z) - Mp(x.z, i\Delta t)]$ iv) 漂砂濃度及び水位変動の周波数特性

4096個の離散化されたデータに基づきFFT スペクトルを計算した。得られた生スペクトルは三角形スペクトルウインドで平滑化し、さらにΣS(f)で除して正規化した。

また地形変動は海浜変形の2次元性を確保するために、1つの海浜変形につき水槽 をほぼ3等分する2測線について測定を行なったが、測定されたデータはパーソナル コンピュータに入力し、海浜断面形状、水深変化量及び岸沖方向漂砂量の計算と作図 を行なった。

§4-3 海浜変形過程における漂砂濃度

§4-3-1 海浜断面の時間変化及び波高分布について

漂砂濃度特性について論議するに当って、得られた漂砂濃度が、時間的に変動して いる海浜断面のいかなる位置で測定されたものであるか、ということを明らかにして おく必要があろう。したがって、ここではまず海浜断面の時間変化、地形変動量から 計算される岸沖漂砂量及び波高分布について明らかにし、それらと6ヶ所の漂砂濃度 測定点(S-1~S-6とする)の関係について述べておく。

図4-4 ~4-7 に 4 つの海浜変形過程における波高及び平均水位分布(図-a),海浜断面の時間変化(図-b)及び水深変化量から計算される岸沖漂砂量qxh (図-c)を示す。

図4-4 に示すCaseI は典型的な侵食型の海浜変形を示し、造波時間の経過につれて 汀線が後退し、全断面を通じて離岸方向の漂砂移動が生じている。また砕波点以深で は波長 6~8 cm,波高1.0 ~1.3cm の砂れんの形成がみられた。この場合の漂砂濃度 測定点は、図中に示してあるようにS-1,S-2 は砕波帯外の砂れん形成領域、S-3,S-4 は砕波点とまき込み点の間の最も乱れの大きい領域、S-5,S-6 は砕波帯内の漂砂移動 の激しい領域にあたる。なお砕波型は造波開始初期はspilling型であったが、造波開 始30分後にはplunging型に変化したことが観測された。

図4-5 に示すCase II の地形変動は、造波開始4時間後の地形を初期地形として示し てあるが、汀線付近及び1次砕波点(図中B.P.1 で示す)付近の2ケ所に堆積し、そ の間は侵食するという典型的な遷移型の海浜断面変形を示す。砕波型は、1次砕波は spilling型、2次砕波はplunging型という複雑な波浪変形を示し、2次砕波点(図中 B.P.2 と示す)以深においては波長10~16cm,波高1.0 ~1.4 cmの砂れんの形成がみ



9 G





られた。この場合の漂砂濃度測定点S-1,S-2 は1次砕波点よりも沖の砂れん形成領域 S-3,S-4 は1次砕波点と2次砕波点の間、S-5 は2次砕波のまき込点付近の侵食域、 S-6 はswash zoneに近い堆積域である。

図4-6 に示すCase II の場合の地形変動は汀線及び砕波点以深で侵食、その間で堆積 するというCase II とは全く逆の地形変動を示す遷移型の海浜変形であるが、図(c) よ り明らかなように造波時間の増大とともに向岸方向の漂砂移動が卓越してくる。また 砕波型はspilling-plunging の混合型で砕波点以深ではやはり波長10~15 cm, 波高 1.0 ~1.6 cmの砂れんの形成がみられた。この場合の漂砂濃度測定点S-1,S-2 は砕波 点より沖側の砂れん形成領域、S-3 ~S-5 は砕波帯内の堆積域、S-6 は侵食域にある。

最後に図4-7 に示すCase IV の場合は典型的な堆積型の地形変動を示し、全断面で向 岸方向の漂砂移動が生じている。また砕波型はCase II 同様まずspilling型の1次砕波 が生じた後plunging型の2次砕波が生ずるのが観測されたが、造波開始2時間以内で は砂れんの発生はみとめられなかった。この場合の測点S-1,S-2 は砕波帯外、S-3,S-4 は砕波点及び砕波のまき込点付近、S-5,S-6 は向岸方向の漂砂移動の激しい領域に あたる。

§4-3-2 海浜変形過程における時間平均漂砂濃度について

時間平均濃度 c は、沿岸流等の時間的に定常な海浜流による漂砂移動量を推定する 場合に極めて重要な量となることは既に述べた。そこでつぎに,各海浜変形過程にお ける c の鉛直分布特性について砕波帯外砕波点付近及び砕波帯内の3点を代表地点に 選んで検討を加える。但し、Case I ~ IVとも造波時間の差異による c - 分布の差は明 確には現われなっかたので、すべてのケースについて造波開始後比較的初期(Case II は造波開始 4 ~ 5 時間、その他は3時間以内)に測定された濃度について検討するも のとする。

図4-8 ~4-11の(a) に、各ケースの砕波帯外の測点S-1 で測定されたで一分布を、 (b)(c)にそれぞれ砕波点近く (S-3) 及び砕波帯内(S-6) で測定されたで一分布を示 してある。図中縦軸は静水面から鉛直上方にとった高さz,横軸は平均濃度と最大濃 度Cmax の比をもって示している。以下にこれらの図に基づいてで一分布の特性につ いて考察を進める。





〈侵食型海浜変形過程 Case I における時間平均濃度-図4-8-〉

図4-8(a)に示す砕波帯外のS-1 における \overline{c} - 分布は図中 z^* (=1.5 cm) で示す地点 において明確な勾配急変点をもち、 $z^* > z_1^*$ 及び $z^* < z_1^*$ の領域で \overline{c} は片対数紙上 で直線分布を示している。一方、図(b) に示す砕波まき込点近くのS-3 で測定された \overline{c} - 分布も、やはり z_1^* (=1.0 cm) に勾配急変点をもつが、 $z^* > z_1^*$ の領域における \overline{c} は下層よりも上層の方が高くなるという逆転現象が生じている。また、図(c) に示 すいそ波帯S-6 における \overline{c} - 分布も、やはり z_1^* (=1.0 cm) 付近に勾配急変点が存在 し、その上下における \overline{c} - 分布は片対数紙上でほぼ直線分布を示す。

〈遷移型海浜変形過程 Case Ⅱにおける時間平均濃度- 図4-9-〉

図(a) に示す砕波帯外S-1 においては、CaseI 同様 z_1^* (=0.5 cm) において \overline{c} -分 布に勾配急変点が存在し、片対数紙上で直線分布を示す。 図(b) に示すS-3 の場合 は図4-5 にその測定点を示してあるように、spilling砕波がplunging砕波に遷移する 過程で測定されたものであり、やはり z^* =1.0 cm に \overline{c} - 分布の勾配急変点をもつが、 CaseI の場合(図4-8(b))と異なり、 $z^* > z_1^*$ の領域においても \overline{c} - 分布は片対数 紙上で直線分布を示す。しかし、図(c) に示すまき込点近くで測定されたS-6 の \overline{c} -分布は CaseI(図4-8(b)) 同様の逆転現象が生じている。

〈遷移型海浜変形過程Case皿における時間平均濃度-図4-10- 〉

この場合も図(a) に示す砕波帯外S-1 における \overline{c} - 分布は、 $z_{1}^{*=0.5}$ cm で勾配急変 点をもち、 $z^{*} \ge z_{1}^{*}$ では片対数紙上で直線分布を示す。また図(b) に示すS-3 の \overline{c} - 分布は、この地点が図4-6(a)から明らかなように波高減衰の極めて大きい領域であ り、やはり \overline{c} - 分布に逆転が生じている。なお図(c) に示すS-6 においては図(a) 同 様の分布形を示すが $z^{*} > z_{1}^{*}$ における濃度勾配は他のケースに比べて大きくなって いる。

〈堆積型海浜変形過程 Case Ⅳにおける時間平均濃度- 図4-11- 〉

図4-11に示してある \overline{c} - 分布は、海底に砂れんが形成されておらず、したがって掃 流状態の向岸方向漂砂移動が明らかに卓越している状態で測定されたものである。図 (a) あるいは(b) に示す砕波帯外 (S-1)及び砕波点近傍 (S-3)における \overline{c} - 分布は、 やはり $z_1^* = 0.5$ cm に勾配急変点をもつが、 $z^* \ge z_1^*$ における水深変化に対する \overline{c}

1 0 1

の変化は先に述べた3ケースと比較して極めて大きくなっている。また x/ x b<0.5 の砕波帯内においては、浮遊砂漂砂がほとんど検出されなかったことから、図(c) に はまき込点付近のS-4 における c - 分布を示してあるが、この場合も先に述べた3ケ ースと異なり、まき込点付近にあるにもかかわらず測定された c は小さく、分布形状 も明確ではない。

以上述べたように、海浜変形過程における時間平均濃度の鉛直分布は、砕波帯内外 あるいは砂れんの有無にかかわらず z* = 0 の静止時砂層表面 (c̄ = 0.4~0.7)と z* $= z_1^*$ (<2 cm)の間 (\overline{c} < 10⁻²)で急激に c が減少するという共通の特徴を有して いる。この 0≤ z* ≤ z* の層は c - 分布からみればみかけ上は、 z*<0 の掃流砂層 と z* ≥ z* の浮遊砂層を接続させるいわゆる境界的な役割をはたしているようにみ える。一方、 z* ≥ z* の領域は掃流砂層からまき上げられた浮遊砂によって構成さ れるが、この領域の c - 分布形状は底質のまき上げられかたによって2つの特徴的な 形状に分類される。一つは砕波点以深あるいは砕波帯内の比較的砂れんの少ない領域 において、底部において発生する流体運動の乱れ(砂れんによって発生する渦等)に よって底質がまき上げられる場合ので一分布で、片対数紙上で直線分布を示す。した がって、この場合の時間平均濃度に対しては、みかけ上 z* には独立な拡散係数 ez をもつ定常1次元拡散過程とみなすことが可能であり、 z*= z* は一般に言われてい るようにその境界条件を与える基準点(z* = z* において掃流砂層と浮遊砂層が浮 上沈降するフラックスを通じて関係づけられる)に対応しているようにみえる。しか し、次節においては底質の浮遊沈降機構を考えた場合 z*= z* に対するこのような従 来の解釈は全く意味がないことを明らかにする。

さらにもう1つのご-分布は、砕波のまき込点近くで水深をスケールとする大規模 な乱れによって底質がまき上げられる場合のご-分布である。このときのこ-分布は 鉛直方向にはほぼ一様かあるいは場合によっては下層濃度より上層濃度の方が高いと いうご-分布の逆転が生ずる。

いずれにしろ、平均流による漂砂移動量を定量化するには時間平均掃流砂濃度 cb 及び水深方向に積分された浮遊砂濃度(すなわち∫cdz)が与えられなければならな い。 cb に対しては前章でその推定方法を示した。一方、∫cdzに対しては1次元拡

散が適用できる領域に対しては $z^* = z_1^*$ において $\overline{c} = \overline{c_1}$ とし、 ϵz , wo をそれぞれ拡散係数と底質沈降速度とすると

 $z^* - z_1^* = (\epsilon_z / w_0) \log(c_1 / c)$ (4.1) と表現されることから

 $\int_{\tau^{*}}^{\infty} \overline{c} dz^{*} = (\varepsilon_{z}/w_{0})\overline{c}_{1}$ (4.2)

すなわち、 e z/wo と c₁ の積で表わされる。また砕波帯内において水深方向に一様 な c - 分布を示す領域においては水深を h として

 $\int_{-*}^{\infty} \overline{c} dz^* = \overline{c}_1 h \tag{4.3}$

で近似される。(4.2)(4.3)式を比較して明らかなように、後者の場合は ∈ z/wo=h 。 すなわち水深をスケールとする浮遊砂の混合が生じているものとみなすことになる。 したがって、水深方向に積分された浮遊砂量を定量化するには、拡散係数あるいは基 準点濃度を明らかにしなければならない。そこで次節で漂砂濃度の時間変動特性につ いて詳細に検討することにより、そうした量がいかなる現象、水理量によって支配さ れているかということについて考察する。

最後に、これらのこー分布と前章で述べた既往の測定結果とを比較しておこう。従来の測定はほとんどが $z^* \ge z_1^*$ の領域におけるものであるが、まず非砕波領域においては図3-12(b) に 1 例を示してあるKenned $y^{2)}$ らによって傾斜海浜で測定された \overline{c} - 分布以外はすべて逆くの字型分布を示している。先に述べたように沢本ら³⁾ はこの逆くの字型 \overline{c} - 分布は渦層と拡散層から構成されているものと考え、掃流砂層と浮遊砂層の間の結びつけを行なっている。しかし、傾斜海浜で測定さらた今回の実験及びKennedy らの実験において測定された \overline{c} - 分布はいわゆるくの字型分布を示し、渦層の存在は明確には認められない。したがって、より直接的に浮遊砂層と掃流砂層を結びつける必要がある。また砕波帯内で \overline{c} - 分布に逆転が生ずることは、たとえば図3-12(c) に 1 例を示すように数多くの例が報告されている。
§4-3-3 漂砂濃度の時間変動特性について

i)砂れん発生領域における漂砂濃度

〈測定された漂砂濃度の時間変動特性について〉

図4-12は、侵食型海浜変形過程における砕波帯外の砂れん形成領域の砂れん頂部付 近で測定された漂砂濃度の時系列の一例を示したものであり、それぞれの図(a) は表 面波形、(b) は掃流砂濃度、(c) 及び(d) は浮遊砂濃度を示し、それぞれの測定点の 高さ z*を図中に示す。

図4-12より、この地点の掃流砂濃度(図b)は波峯通過時に低下し、波谷通過時に上 昇している。また図(a) に示す表面波形も波峯がsteep で波谷がflatになる強い非対 称性を示していることから、この地点における掃流漂砂は向岸方向に卓越しているこ とがわかる。一方、図(c) ~(d) に示す浮遊砂濃度は波峯及び波谷通過時にピークを もち、さらに各高さ z^{*}における浮遊砂濃度にピークが生ずる位相には全く差異が生じ ていない。

以上の直接的な濃度の測定結果及び16 mm シネカメラで高速撮影したフィルムを解 析した結果から、この領域における底質移動は以下のようにモデル化される。すなわ ち水粒子速度が向岸方向の位相の間(図(a),①)においてはまず砂れん沖側斜面が掃 流されると同時に砂れん岸側に生ずる渦に掃流された漂砂量 qv がとりこまれる。こ のとき砂れん頂部では掃流砂層濃度の低下が生ずる(図(b)の①点)。水粒子速度の 方向が逆転すると(図(a)②)、底質をtrapした渦もはき出され、底質の移流、拡散 が生じ、砂れん頂付近の浮遊砂濃度は上昇する(図(c),(d)の②点)。しかし、この ときの離岸方向の掃流砂量は微弱である。さらに水粒子速度の方向が向岸方向に変化 (図(a)③点)すると浮遊砂は向岸方向に移流し、砂れん頂部付近の浮遊砂濃度の第 2のピーク(図(c)(d)の③点)を作るが、この時点では沈降、拡散のためもはや第1 のピークよりもその大きさは小さくなっている。

通常、傾斜海浜の砕波帯外で発生する砂れんは、岸側で急勾配となる非対称形を示 す。このような場合は、砂れん沖側の緩勾配斜面上では顕著な渦は発生しない。すな わち、砂れん形成領域における漂砂移動は上に述べた掃流⇒渦によるとり込み⇒移流 拡散⇒沈降というサイクルをくり返していることになる。すなわち、渦によってとり



1 0 5

こまれる砂量 q v が水粒子の軌道長内で移流、拡散、沈降することによって浮遊砂濃 度が発生すると考えられる。したがって掃流砂層濃度と浮遊砂濃度は直接関係づけら れないことは明らかである。一方、前節で言及した \overline{c} - 分布の $0 \le z^* \le z_1^*$ の遷移層 とみなせる層についても、ただ $z^* = z_1^*$ で測定された浮遊砂層最下層濃度と、掃流砂層 として測定された掃流砂層最上端濃度の間での濃度の測定が行なわれなかったために 生じた空間であり、物理的な意味はもっていない。

なお、図4-8 ~11においては、掃流砂層に対応すると思われるこ>0.5 の高濃度が $z^* \ge 0$ の領域においても測定されているが、これはこを求める際に約90秒間の測定記 録を平均することによって求めているため、その間に生ずる砂れんの変形にともなっ て、測定前に設置した $z^* = 0$ の砂層表面位置が変化したためであり、少なくとも波の 一周期以内という短時間内でみた掃流砂の移動範囲はあくまでも $z^* \le 0$ の領域である と著者は考えている。そうすると、一般に漂砂移動量は $z^* \le 0$ における掃流砂量と、 $z^* \ge 0$ における浮遊砂量を独立に算定すればよいことになる。このとき、全浮遊砂量 を与える(4.2) 式中の積分の下限は当然 $z^* = 0$ となり、したがって $z^* = 0$ における時 間平均濃度 co 及び $\epsilon z/wo$ が与えられれば(4.2) 式は計算できる。一方、 $z^* = 0$ は 一応はcrest level にとっても一般性が失なわれないことから、以下 $z^* = 0$ をcrest level に対応する高さとして論議する。

〈浮遊砂濃度の時間変動に対する数値計算〉

以上で述べた漂砂移動 モデルの妥当性を検証す るため、また砂れんの crest level における浮 遊砂濃度がいかなる水理 量によって支配されるか ということを明らかにす



図4-13 砂れん波形及び座標系

るために簡単なシュミレーションを行なった。すなわち、まず海底砂れんを砂れん波 高 A、波数 kr(=2 π / l_r , lr: 砂れん波長)をもつ正弦波形と仮定する。すると 図4-13に示す座標系における砂れん形状は、 η r=(A/2)cos(krx)で表わされる。こ の砂れん上で、主流の流速振幅が u foの振動流(角振動数 σ)が作用する場合、砂れ ん上の x 及び z 方向の水粒子速度は第1次近似として次式で与えられる。⁴⁾

 $u f = \hat{u} f o \cos \sigma t (1 + k_r A \exp(-k_r z) \cos k_r x)$ $w_f = -k_r A \hat{u} f o \cos x \sigma t (\exp(-k_r z) \sin k_r x)$ (4.4)

そこで、(4.4) 式で表わされる流体運動中に放出された砂粒子の運動をLagrange的 に解析し、砂粒子の存在確率を求める方法で、砂れん上の浮遊砂濃度分布の解析を行 なう。このとき、砂粒の運動方程式は前章(3.4.3) 式で表わされるが、これをあらた めて(4.5) 式として表示しておく。

$$\frac{\partial u_{\rm S}}{\partial t} + B u_{\rm S} = B u_{\rm f} + A \frac{\partial u_{\rm f}}{\partial t} + C + F(t)$$
(4.5)

ここに、 A=3 ρ /(2 ρ_s + ρ), B= 3 σ μ / {(2 ρ_s + ρ)d }, C= (0,-2 (ρ_s - ρ)g /(2 ρ_s + ρ))で、F(t)は砂れんによって発生する渦によって誘起される乱れ外力であ る。(4.5)式を砂粒子の初速度が0、初期位置が γ =($\mathbf{x}_0, \mathbf{z}_0$)という条件で解くとt 時間後に砂粒が γ という位置にある存在確率W (γ ,t)が次式のように求まる.⁵⁾ 但 し x 及び z 方向のD'は等しいと考えている。ここで D'(=D/B,D: 乱れ強さ)は(長さ ×速度)の次元をもつLagrange的な拡散係数である。

$$W(\gamma,t) = \left[\frac{B^{2}}{2\pi D'(2Bt-3+4e^{-Bt}-e^{-2Bt})}\right] \exp\left[\frac{B^{2}|\gamma-\gamma_{0}(t)|^{2}}{2D'(2Bt-3+4e^{-Bt}-e^{-2Bt})}\right]$$
(4.6)

ここに、 γo(t)= (Δ x , Δ y) は、(4.5) 式において変動外力項 F(t) を無視した 場合の解として得られる平均的な t 時間後の砂粒子位置である。なお前章で述べたよ うに、粒子のいわゆるなじみ時間は、通常の海浜を構成する砂に対してはほぼ無視で きることから、(4.6) 式は次のように簡略化される。

$$W(\gamma,t) = \left[\frac{B^2}{4\pi D't}\right] \exp\left[\frac{B^2 |\gamma - \gamma_0(t)|^2}{4D't}\right]$$
(4.7)

したがって、(4.4)及び(4.5)式から粒子の平均的な変位γ(t)が計算されれば、 適当な拡散係数D'を仮定することにより、(4.7)式から砂れん上任意の位置における 粒子の存在確率、すなわち漂砂濃度が計算される。

図4-14(a) はこのような方法で計算された砂れん項部上の粒子の存在確率の鉛直分



図4-14 浮遊砂濃度鉛直分布の時間変化(砂れん上、計算値)



図4-14 浮遊砂濃度鉛直分布の時間変化(砂れん上、測定値)

市の位相変化を、また図(b) はその時間平均を示したものである。なお、計算におい ては砂れんによって形成される渦の中心に粒子の初期位置をとり初期濃度が 1 の point sourceと考え、砂れん波高 Aは7mm 、周期1.2sec, $ufo=30cm/sec, D'w_o =$ 7cm (wo = 2.6cm/sec, d=0.02cmに対応)という値を用いている。また砂れんによっ て形成される渦の中心位置に対してはInman 6^{61} の研究成果を参照し、砂れん谷上 0.6 A の位置におき、(4.4) 式の σ t=+ $\pi/2$ の位相から計算を始めている。 一方、 図4-14(c) は図(a) に示す計算結果と等しい水理条件の実験(侵食型、case I) にお いて、砂れん波頂上で測定された漂砂濃度鉛直分布の位相変化、図(d) はその時間平 均を示してある。図(a)(c)には σ t=1.13, すなわち砂れん頂部を渦が通過する位相、 (図(c) では最大濃度が記録された位相)をt=0 とし、 Δ t=0.27sec($\Delta \sigma$ t=0.63) 間 隔にとった 3位相を区別して示してある。

これらの図を比較し明らかなように時間平均濃度の分布形状については計算結果と 測定結果はよい一致を示している。また位相変化についても実験においては完全な正 弦波によって底質浮遊が生じたものではないことから、若干位相変化の様子に差異が 生じてはいるが、計算結果においても、実験結果(図4-14(a))でみられるように時間 経過にともなって濃度分布が鉛直に近づき、一様になろうとする傾向がよく表わされ ている。また1次元拡散と考えた場合の ez とD'はほぼ等しい値をとるものと考えら れる。

以上で考察した結果より砂れん上の浮遊砂濃度は、砂れんによってとり込まれた底 質が移流、沈降する過程で拡散することによって生ずると考えることが妥当であるこ とが明らかになった。したがって浮遊砂濃度は砂れんによって発生する渦にとりこま れる砂量qv(図4-14(a)に示す計算においては単位砂量qv=1.0としている)、拡散係 数 Dあるいは ez 及び沈降速度 wo によって決定されることがわかる。なお、浮遊砂 濃度の時間変動に対して、前章で述べた1次元拡散理論の適用も試みたが、基準点高 さ及び本来未知数であるところの基準点濃度の時間変動を与えねばならず、適切な方 法ではないことが判明した。

ii) 砕波帯内における漂砂濃度の時間変動

図4-15に、侵食型海浜変形過程の砕波帯内で測定された漂砂濃度の時間変化の1例



1 1·1

を示す。図(a) は表面波形、(b) は z^{*}<0の掃流砂層、(c) 及び(d) は浮遊砂層にお ける漂砂濃度である。この領域における底質の浮遊は、砕波によって流体内にもちこ まれる乱れ、あるいはbore状に伝播する進行波ともどり流れの干渉が生じた時に発生 する。上記いずれの場合も、底部の乱れが最も大きくなるのは波峯通過直後の位相で あり、この時まき上げられた底質は向岸方向の水粒子速度で向岸方向に移流した後、 水粒子速度の方向が逆転する波の谷の通過時に離岸方向へ移流する。

したがってこの領域の浮遊砂濃度の時間変動の様子は、底質のまき上げられる地点 とセンサー (測定点) との相対的な位置により異なり、測定点の岸側でまき上げられ た場合は波の谷通過後に (図(c) の①)、測定点の沖側でまき上げられた場合は波の 峯から波の谷の通過時にかけて (図(c) の②) ビークが生ずる。

しかし、図(d) に示す上層濃度はもはや表面波形とは明確な対応を示さず、white noise 的な時間変動を示している。この原因は、砕波帯内の浮遊砂濃度は、砂れん上 のそれとは異なり浮遊砂のsourseとなるまき上がり点及びまき上げられる砂量が時間 的(1波ごと)に大きく変化し、確率的なものとなることから、測定点が高くなるに つれて浮遊砂濃度の周期成分が減少していくためと考えられる。一方、図(b) に示す 海底表面近傍(z^{*}=0 cm)における掃流砂濃度は表面波形と明確な対応を示し、波の 峯の通過直前に濃度が低下し、激しい底質移動が生じていることを示している。

以上の結果より、砕波帯内における浮遊砂量も、砂れん上のqv に対応するまき上 げられる砂量と沈降速度によって決定されるものと推定される。しかし、現在のとこ ろ、砕波帯内の水粒子運動を定式化することができていないため、(4.5) 式を解くこ とはできず、したがって浮遊砂濃度の時間変動に対する数値計算は不可能といえる。 §4-3-4 時間平均掃流砂濃度、基準点濃度及び拡散係数について

前節において考察した結果に基づいて、まずflux modelによって平均流による漂砂 移動量を算定する場合に必要となる時間平均掃流砂濃度 cb 、基準点濃度 co 及び拡 散係数 ez の定量化について検討を加えていこう。

i) 時間平均掃流砂濃度 <u>cb</u> について

前章で掃流砂の移動速度 û sb及び移動層率 δb がそれぞれ次式で表わされることを 明らかにした。

$$\widehat{u_{sb}} = (1 - \overline{c_b} / \text{Cmax}) \ \widehat{u_{f0}}$$
(4.8)

 $\overline{q_{sb}} = 12.5\omega_0 d \psi_m, \ \psi_m = (1/2)\rho f u f o^2 / \rho (\rho_s / \rho - 1)g$ (3.21)

一方、(4.8),(4.9) 式から求まる半周期平均漂砂量 q sbは次式で表わされる。

 $\overline{q_{sb}} = 1/\pi u_{fo}^{2} c_{b}^{(1-\overline{c_{b}}/Cmax)} \delta_{b}$ 両辺の右辺を等置することにより \overline{c} b とShields 数 ψ m, u_{fo} , wo, 及びd の関係が次のように決定される。

$$\frac{12.5}{\text{Cmax}} \psi_m^3 \frac{\psi_0 d}{(t f o)} = \frac{c \overline{b}}{\text{Cmax}} \left(1 - \frac{c \overline{b}}{\text{Cmax}}\right)^2 \delta_b$$
(4.10)

(4.10)式は、cb に関して1 $\ge cb/Cmax \ge 0.2$ の領域においては一価関数となる。図 4-16は(4.10)式に基づいてReをパラメータとしcb と12.5 ψm^3 (wod/ub)の関係を 示したものである。



1 1 3

図中には今回の実験で得られた z^{*}≤0の領域における時間平均掃流砂濃度 c b のうち、計算結果として示してあるReに対応する結果もプロットしてある。両者を比較すると(4.10)式はほぼ妥当なCbの推定値を与えていることがわかる。

ii) 基準点濃度 <u>co</u> について

先に述べたように水探方向に積分された時間平均全浮遊砂量 $\int \operatorname{cd} z \operatorname{dt} z^{*} = 0$ における時間平均浮遊砂濃度 $\overline{\operatorname{co}} \ge \varepsilon z/wo$ の積で表現される。具体的には(4.2) あるいは(4.3) 式において $z_{1}^{*} = 0$, $\overline{\operatorname{c_{1}}} = \overline{\operatorname{co}}$ とおいて求められる。以下にこの $\overline{\operatorname{co}}$ の定量化について考察を進めていく。

co は渦あるいは乱れによってまき上げられた底質が、移流、沈降することによっ て生ずる浮遊砂濃度の z^{*}= 0 における時間平均値と定義できる。したがってまず浮遊 機構が明らかにされ、決定論的な論議ができる砂れん上の co について考える。この 場合は先に考察したようにまず第1 に渦にどれだけの砂量が補足されるかということ 及びそれがどの範囲にばらまかれるかということで co が決定される。したがってま ず渦に捕捉される砂量についてエネルギー的に考察する。

砂れんによって発生する渦 (energy containning eddy)がもつ運動エネルギー Ev 及び渦の半径 y v はInman ら⁶⁾によって次のように与えられている。

Ev = $2.26\rho(\Gamma/2\pi)^2$, $\Gamma/2\pi = 0.39 \ u_{fo}^2(2n_r)^2$, $\hat{n_r} = \Lambda/2$ (4.11) $\gamma_v = 0.6 \ (2n_r)$ (4.12)

一方、この1つの渦に半周期間に沈降速度woの底質が体積濃度cv で捕捉される ときに必要となる仕事量Wvは

 $Wv = \rho_{cv}(\rho_{s}/\rho-1) gw_{0}(T/2) Ar , Ar = \gamma_{r}^{2}$ となる。 このエネルギーがEvから供給され、Ev Wvとするとcv は次式で表わされ る。 $Cv \propto Nc = \frac{0.688 \, \widehat{uf_{0}^{2}}}{1.13(\rho_{r}/\rho-1)gw_{0}T}$ (4.14)

さらに \overline{co} は c v に比例すると考え、今回測定された \overline{co} (実測された \overline{c} - 分布から 砂れん波長高 z = 0 における値を外挿して求めた値),及び前田⁷⁾によって水平床上 で測定された浮遊砂濃度鉛直分布から求まる \overline{co} とNsの関係を示したのが図4-17であ る。なおNcには砂れんの大きさに関する情報は表面的には含まれていないことから、

砕波帯内の砂れんが発生していない領域における co も区別して図中に示してある。

図4-17より明らかなように砕波による まき込点付近における co 以外は砕波 帯の内外、あるいは水平床、傾斜海浜 を問わず co とNcの間には明確な直線 関係がみとめられる。そしてそれは図 中実線で示す。

 $\overline{c}_{0} = 0.347 \text{ Nc}^{1.77} ,$ $Nc = \frac{0.688 \text{ u}_{fo}^{2}}{1.13(\rho_{c}/\rho_{-}1)g_{W0}T}$ (4.15)

で近似的に表わすことができる。

砕波のまき込点付近の co が他の領 域における co と異なった傾向を示す のは、連行される気泡のため測定精度 が悪いこと、あるいは底質をまき上げ る木粒子運動(乱れ)の代表流速がも はやufoでは表現し得ないこと、等が 原因となつているものと考えられるが、 定結果に基づく解析が必要となる。



原因となつているものと考えられるが、さらに精度の高い漂砂濃度及び流体運動の測 定結果に基づく解析が必要となる。

一方、沢本らは砂れん斜面を掃流される砂量 q sbがすべて渦に捕捉されると考え、 基準点濃度の算定式を提案している。しかしその場合は、砂れん1 波長内で漂砂の連 続方程式が閉じてしまい、net の岸沖漂砂量が生じなくなってしまう。(4.15)式にお いては掃流砂量とは独立に co が決定できるため、時間平均値としての co を用いて もまだnet の岸沖漂砂量が議論できる可能性が残されている。すなわちCvAr> q sbで 離岸方向、CvAr< q sb c向岸方向の漂砂移動となる。

以上のことから、著者の co の算定法の方が沢本らの算定法より妥当なものといえ よう。 iii) 拡散係数について

前節で明らかにしたように、海浜変形過程における時間平均浮遊砂濃度の鉛直分布 形状は、砕波まき込点付近を除き片対数紙上で直線分布を示すことから、みかけ上は こには独特な拡散係数 ez をもつ定常1次元拡散理論が適用できる。さらにこのとき の拡散係数 ez は、より物理的な意味が明瞭なLagrange的な拡散係数 D[']とほぼ等しい とみなすことができる。

前章で述べたように、一般に e_2 は砂れん等によって底部において発生する乱れ及 び砂れんのスケールの関数として表現されている(たとえば(3.59)式)。しかし、砂 れんが発生していない砕波帯内においても1次元拡散理論が適用できるような場合が あることから、 e_2 の表現に砂れんのスケールをもちこむのは適当ではない。一方、 Murry ⁸⁾⁹⁾ はgridを振動させることによって発生する乱流中の浮遊粒子の運動を追跡 することによって求まるD'が、gridの速度Vd及び間隔2d で表わしたgrid Reynolds 数 Vd 2d / ν の関数となることを実験的に明らかにしている。しかし、この場合の D'も砂れん発生領域にしては対してはgrid間隔を砂れん波長に対応させることにより 波動場の底質浮遊現象に適用することが可能なように思われるが、砂れんが発生して、 いない領域においては、grid間隔に対応する長さスケールがなく適用できない。

そこでまず、以下では砂れん形成領域においては砂れん波長を、砂れんが発生して いない領域において、砂粒径を相当粗度高さと考えて、Jonsson によって提案されて いる抵抗則から求まる摩擦速度 u^{*}と e 2/wo の関係について検討する。

図4-18は e z/wo と u*の関係を示したものである。図中には前田⁷⁾ によって測定された水平床上の浮遊砂濃度から求まる e z/wo の値も記入してある。同図より砂れん 形成領域における e z/wo は u*と明確な対応を示し、両者は図中直線で示す。

ε_z/w₀ = 0.021×exp(0.5u*) (c.g.s. 単位系) (4.16) という関係で近似的に結びつけられる。しかし砕波帯内における14個のデータに対し ては(4.16)式はあてはまらない。

そこで、砕波帯内においては,混合のスケールが全水深に及ぶと考えられることから、14個のデータに対する e z/wo と水深の関係を示したのが図4-19である。なお、 c- 分布が水深方向に一様と考えられる場合(c- 分布に逆転が生じて e z/wo が計



算できない場合も含む、)は(4.2)(4.3)式を比較すると e z/wo = h とおけることか ら、図4-19においては、参考のためこれらの e z/wo が水深に等しいと考えて他のデ ータと区別して示してある。同図より先に述べた14ケースのうち砕波のまき込点付近 で測定されたデータを除く?ケースに対しては e z/wo = h とおけることがわかる。 しかし、砕波まき込点付近の?データ(これらは図4-1?においても特異点となってい る9 個のデータに含まれる)は極端に小さい e z/wo を示している。この原因につい ても先に述べたとうり砕波による気泡連行のための測定精度の低下が考えられ、気泡 の影響をうけない浮遊砂濃度測定法の開発が望まれる。

§4-3-5 水深方向に積分された全浮遊砂量について

前節で求めた Co 及び e z/wo に基づいて、平均流による漂砂移動量を算定する場合に重要となる水深方向に積分された全浮遊砂量 ∫ cdz*の計算を行ない、実測値と比較することによってその妥当性を検討する。

(4.2)、(4.3)式に(4.15)式で表わされる co 及び(4.16)式で表わされる e z/wo を代入すると、砕波帯内外における∫cdz に対してc.g.s.単位系でそれぞれ次の表現 が得られる。

砕波帯外に対して

∫cdz* = 0.0073e×p(0.5u*) Nc^{1.77} (4.17) 砕波帯内に対して

 $\int \bar{c} dz^* = 0.347 \text{ Nc}^{1.77} \text{ h}$

(4.18)

図4-20は図4-4,4-8 に地形変動の時間変化及び c- 分布の一部を示す侵食型海浜変形に対して、(4.17)及び(4.18)式に基づいて計算される∫ cdz*(図中〇印)と実測された c- 分布から計算される∫ cdz (図中●印)の比較を示したものである。

同図より明らかなように、(4.17)(4.18)式より推定される∫cdz は、砕波帯内外を 問わずほぼ満足のいく精度で実測された∫cdz*を近似している。なお、砕波まき込点 での両者がほぼ一致しているのは、(4.18)式では co が過小評価(図4-17参照)され ε z/wo が過大評価(図4-19参照)されているためである。

1 1 8



最後に図4-21は、前田によって行なわれた水平床上の実験結果を含む全データに対 して、(4.17)及び(4.18)式から計算される∫čdz*と,実測されたで-分布から求まる ∫čdz*を比較して示したものである。

同図よりやはり砕波まき込点を除けば、(4.17)及び(4.18)式によって十分な精度で 推定可能であることを示している。



§4-4 結論

本章で得られた主要な結論は以下のとおりである。

1) 海浜変形過程における漂砂移動モードは、静止時海底面(z^{*}=0とする)以下の 掃流砂層と、それ以上の浮遊砂層に完全に分離して考えることができる。

2) 掃流砂層の時間平均濃度は、前章で導いた掃流砂移動速度、移動層厚とMadsen-Grant の掃流砂量公式から予測できる。

3) 浮遊砂層の時間平均濃度鉛直分布は、砕波のまき込み点付近及びそれ以外の地点 で異なった形状を示し、後者に対してはみかけ上水深には無関係となる拡散係数 ϵz をもつ1次元拡散理論が適用できる。そのときの $\epsilon z/wo$ は、砂れん形成領域におい ては砂れんを相当粗度とみなした粗面乱流域における抵抗則から求まる底部摩擦速度 の関数として与えられ、また砕波帯内では $\epsilon z/wo = h$ と近似される。一方、 $z^{t} = 0$ における基準点濃度は、やはり砕波によるまき込み点以外の領域においては、底部に おける流体運動の乱れエネルギーに比例した底質のまき上げが生ずると考えることに より、N c=(0.668/1.13($\rho s/\rho$ -1)g)($\widehat{ufo}^{2}/gwoT$)の関数で表現することができる。

4) 水深方向に積分された時間平均浮遊砂量 ∫c dz* は、3)で述べた結果を用い て砕波まき込み点付近以外の領域で推定できることが明らかになった。

5) 砂れん形成領域における浮遊砂濃度の時間変動は、砂れんによって発生する渦に 捕捉された砂が、渦中心から point source として移流拡散すると考え、砂粒子の存 在確率を求める方法で十分な精度で解析できることが判明した。またその時の拡散係 数D'は ez に等しいとみなすことができる。しかし、粒子の存在確率を計算するため には、流体運動(水粒子速度)が定式化されていなければならないことから、砕波帯 内における浮遊砂濃度の時間変動に対しては現在のところ計算できない。

以上の結果より、平均流による標砂移動量を flux model によって算定する際に必要となる諸量は、砕波まき込み点以外の領域に対して与えられたことになるが、その妥当性については第6章で検証する。一方,波動自体による岸沖標砂量に対しては、砕波帯内における波動による木粒子運動及び標砂濃度の時間変化の様子が予測できないことから、現在のところ標砂帯全域にわたって定量化することは困難である。したがって、第6章で実測された水深変動から求まる木粒子速度及び実測された標砂濃度の時間変動を用いて flux model から計算される岸沖標砂量と地形変動量から計算される岸沖標砂量を比較することにより、岸沖標砂量に対して flux model を適用することの妥当性について検討し、第2章で述べた現実の海浜断面変形パターンと対応させて考えることによって全標砂帯にわたる岸沖標砂量に対して、 flux model による予測が可能かどうかということに対して検討を加えることとしよう。

参考文献

- 1) 香取完和・渡辺晃・堀川清司,シートフロー状態の底質移動に関する研究、第27 回海岸工学講演会論文集、pp202 ~206, 1980
- 2) Kennedy, J.F., Sediment Suspension by Water Waves, in Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport, R.E.Meyer(ed.), Academic Press, pp.249 ~ 295,1972
- 3) 沢本正樹・山下俊彦・北村但,砂れん上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布、第28 回海岸工学講演会論文集,pp.232~236,1981
- 4) Quick, M.C., Wave-induced Sand Ripples, Can. J.Civ.Eng., Vol.9, pp.285~295 1982
- 5) 掘淳一,"ランジュバン方程式"岩波叢書,1982
- 6) Inman,D.L. and Tunstall,D.L.,Vortex Generation by Oscillatory Flow over Rippled Surface,J.G.R.,Vol.80, No.24, pp.3475 ~3484, 1975
- 7)前田強,移動床上の波浪減衰に関する研究,昭和53年度近畿大学理工学部修士 論文
- 8) Murry,S.P., Simulation of Horizontal Turbulent Diffusion of Particles under Waves, Proc.11th ICCE, pp.446 ~466, 1969
- 9) Murry,S.P.,Settling Velocities and Vertical Doffusion of Particles in Turbulent Water, J.G.R., Vol.75, No.9, pp.1647~1654, 1979

第5章 漂砂輸送流れとしての海浜流の推定法

§ 5-1 概説

海岸に構造物を建設すると、その周辺で入射波が空間的に変化することにより、定 常な海浜流が発生する。こうした定常な流れは構造物周辺の局所標砂量及び地形変動 に大きな影響を与えると考えられることから、最近精力的に研究が進められ、数値計 算によって定常的な流況は推定できるようになってきている。しかし、このような流 れに対しては砕波という大きなエネルギー逸散をともなう非線型性の強い現象が原因 となっていることから、外力としてのradiation 応力、あるいは水平混合(Reynolds 応力)及び底部せん断力といった、現在のところまだ定量的に評価し得ない2つの量 に大きく依存していることから、数値計算によって流れの強さを定量的に予測するに はなお多くの問題点を残している。そこで本章においては波と流れが存在する場にお ける底部せん断力の表現、及び海岸構造物周辺で複数の波浪(回折、反射及び透過波 等)が重なり合った状態におけるradiation 応力の表現について検討を加え、得られ た結果を用いて海岸構造物周辺において発生する海岸流に対する数値simulationの可 能性について考察する。

§5-2 浅海域における海浜流に対する基礎式

海浜流の計算は、0.M.Phillips¹⁾ にならい、流体運動の連続式及びN-S 方程式を水 深方向に積分し、時間平均をとって得られる基礎式に基づいて行なう。静水面上汀線 方向に y 軸、汀線直角沖方向に x 軸、鉛直上方に z 軸をとった座標系(図5-1 参照) において、水深を h とすると、数波にわたって時間平均された平均水位変動量 ¬及び 海浜流の x 及び y 軸方向流速成分 U, V に対する基礎式は以下のように表わされる。

$$\frac{\partial \overline{n}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} U(h+\overline{n}) + \frac{\partial}{\partial y} V(h+\overline{n}) = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho(h+\overline{n})} \left(\frac{\partial}{\partial x} (S_{XX} + R_{XX}) + \frac{\partial}{\partial y} (S_{Xy} + R_{Xy}) \right)$$

$$= \frac{1}{\rho(h+\overline{n})} \left(\mu \nabla^2 U - g(h+\overline{n}) \frac{\partial \overline{n}}{\partial x} - \overline{\tau}_X \right)$$
(5.2)



図5-1 座標系

ここに は時間平均値、 τx , τy は、それぞれ時間平均された汀線に直角及び平行 方向の底部せん断力、 Sxx, Sxy, Syy はradiation 応力、 Rxx, Rxy, Ryy は Reynolds応力である。

従来の海浜流の計算においては、Reynolds応力に対しては(5.2)及び(5.3)式右辺 第1項も含めて渦動粘性係数を用いた拡散型の表現が行われ、radiation 応力にはそ の中の質量輸送に基づく項を省略し、Airy波(微小振幅波)理論から得られる水粒子 速度に基づいて計算される。Reynolds応力に対してこのような表現をすることに対す る矛盾⁽²⁾ あるいは微小振幅波理論に基づいてradiation応力を計算することの問題 点³⁾⁴⁾がすでにいくつか指摘されている。しかし、Reynolds応力に対しては他に適当 な表現方法がなく、さらに海浜流数値計算を行なう場合にはsmoothing 項としての拡

散項が必要となるため、ここではLonguet-Higgins⁵⁾ にならって水平混合係数 Lを N x $\sqrt{g h}$ (N = 0.01) とおいた拡散型の表現

$$\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \left(\frac{\partial}{\partial x} R_{XX} + \frac{\partial}{\partial y} R_{XY} \right) = L' \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)$$

$$\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})} \left(\frac{\partial}{\partial x} R_{XY} + \frac{\partial}{\partial y} R_{YY} \right) = L' \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)$$
(5.4)

を用いることにする。

一方、長い直線状の汀線をもつ海岸における沿岸流に対する従来の研究成果 を参 照すると、微小振幅波理論に基づくradiation 応力の表現を用いても底部せん断力項 を適当に推定すれば定性的にも定量的にも十分な精度で沿岸流の数値計算が可能であ る。したがって、本章においても微小振幅波理論に基づいてradiation応力を計算す るが、構造物周辺で複数の波向が異なる波動が重なり合う領域においては、それぞれ の波動の位相関係を考慮したradiation応力の表現を用いなければならない。そこで つぎに、このような領域におけるradiation応力を導いておく。

§5-3 波向の異なる波動が重合する場におけるradiation 応力の

表現について

海岸構造物に規則波が入射する場合においても、構造物周辺においては入射、反射 あるいは回折波が重なり合って、複雑な波動場が形成される。たとえば護岸前面では 入、反射波が、離岸堤背後では堤体両端からの回折波が、また潜堤背後においては回 折波及び透過波が重なりあう。単一構造物を考えた場合は、この潜堤背後で生ずる3 波以上の波の重合はほとんど生じないものと思われる。そこで、いま3つの波が重な り合った状態における radiation応力の表現について考えるにあたり、具体例として 図5.2(a)に示すような潜堤背後で生ずる2つの回折波及び透過波の重なりを考える。 堤体左右からのヵd1、ヵdr及び透過波ヵt はそれぞれ次式で表わされるものとする。

> $n_{d1} = a_{d1} \cos(k(\cos \theta_{d1}x + \sin \theta_{d1}y) - \sigma t - \delta_{1}k)$ $n_{dr} = a_{dr} \cos(k(\cos \theta_{dr}x + \sin \theta_{dr}y) - \sigma t - \delta_{r}k)$ (5.5) $n_{t} = a_{t} \cos(kx - \sigma t)$



このとき、堤体背後の合成波動ηc =ηdl+ηdr+ηt に対する radiation応力は k h→0という浅水近似を行なうと

$$\begin{aligned} & \mathsf{Sxx} = \mathsf{pg}\left((1+2\mathsf{cos}^2\theta_{d1})\mathsf{ad1}^2 + (1+2\mathsf{cos}^2\theta_{dr})\mathsf{adr}^2 + 3\mathsf{at}^2 \\ & +2(2\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{ad1}\mathsf{at}\mathsf{cos}(\mathsf{k}((1+\mathsf{cos}\theta_{d1})\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +2(2\mathsf{cos}\theta_{dr}+1)\mathsf{adr}\mathsf{at}\mathsf{cos}(\mathsf{k}((1+\mathsf{cos}\theta_{dr})\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{dr}\mathsf{y}+\delta_r)) \\ & +2(2\mathsf{cos}\theta_{dr}\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{ad1}\mathsf{adr}\mathsf{cos}(\mathsf{k}((\mathsf{cos}\theta_{d1}-\mathsf{cos}\theta_{dr})\mathsf{x} \\ & +(\mathsf{sin}\theta_{d1}+\mathsf{sin}\theta_{dr})\mathsf{y}+\delta_1-\delta_r))) \\ & \mathsf{Sxy} = \mathsf{pg}\left(\mathsf{ad1}^2\mathsf{cos}\theta_{d1}\mathsf{sin}\theta_{d1}+\mathsf{adr}^2\mathsf{cos}\theta_{dr}\mathsf{sin}\theta_{dr} \\ & +\mathsf{ad1}\mathsf{at}\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{cos}(\mathsf{k}(1+\mathsf{cos}\theta_{d1})\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +\mathsf{adr}\mathsf{at}\mathsf{sin}\theta_{dr}\mathsf{cos}(\mathsf{k}(1+\mathsf{cos}\theta_{dr})\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +\mathsf{adr}\mathsf{at}\mathsf{sin}\theta_{dr}\mathsf{cos}(\mathsf{k}((\mathsf{cos}\theta_{d1}-\mathsf{cos}\theta_{dr})\mathsf{x} \\ & +(\mathsf{sin}\theta_{d1}+\mathsf{sin}\theta_{dr})\mathsf{y}+\delta_1-\delta_r)))/2 \\ & \mathsf{Syy} = \mathsf{pg}\left((1+2\mathsf{sin}^2\theta_{d1})\mathsf{ad}_1^2 + (1+2\mathsf{sin}^2\theta_{dr})\mathsf{ad}_r^2 + \mathsf{at}^2 \\ & +2\mathsf{ad}\mathsf{j}\mathsf{a}\mathsf{t}\mathsf{cos}(\mathsf{k}(\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +2\mathsf{ad}\mathsf{r}\mathsf{a}\mathsf{tcos}(\mathsf{k}(\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +2\mathsf{ad}\mathsf{r}\mathsf{a}\mathsf{tcos}(\mathsf{k}(\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & +2\mathsf{ad}\mathsf{r}\mathsf{a}\mathsf{tcos}(\mathsf{k}(\mathsf{cos}\theta_{d1}+1)\mathsf{x}+\mathsf{sin}\theta_{d1}\mathsf{y}+\delta_1)) \\ & -2(2\mathsf{sin}\mathsf{ed}\mathsf{l}\mathsf{sin}\theta_{dr}+1)\mathsf{ad}\mathsf{l}\mathsf{ad}\mathsf{r}\mathsf{cos}(\mathsf{k}(\mathsf{cos}\theta_{d1}-\mathsf{cos}\theta_{dr})\mathsf{x} \\ & +(\mathsf{sin}\theta_{d1}+\mathsf{sin}\theta_{dr})\mathsf{y}+\delta_1-\delta_r)))/4 \end{aligned}$$

126

(5.6)

ここに(adl、 θ l, δ l)び(adr、 θ r, δ r)はそれぞれ図5-2に示す堤体の左右 両端からの回折波の振幅、波向及び位相角を、またatは堤体を通過する透過波の振 幅を示す。

つぎに図5-2(b)に示す護岸前面で入、反射波が重なり合う場合について考えてみよう。このとき入、反射波の振幅及び波向をそれぞれ(aI, θ I),(aR, θ R)とすると、入、反射波形 η_1 及び η_8 は

$$n_{I} = a_{I}\cos(k(\cos\theta_{I}x+\sin\theta_{I}y)-\sigma t)$$

$$n_{P} = a_{R}\cos(k(\cos\theta_{R}x+\sin\theta_{R}y)-\sigma t+\delta k)$$
(5.7)

と表わされるが、これは(5.5) 式において adr = aI , θ dr = θ I , δ r = 0, adl = aR, θ l = θ R - π , δ l = δ とおいた場合に一致する。したがって合成波動 η c = η_l + η_R に対する radiation応力は at = 0とおき

 $Sxx=\rho g((1+scos^2\theta_I)(a_I^2+a_R^2) +2(1-2cos^2\theta_I)a_Ia_Rcos(k(-2cos\theta_Ix+2sin\theta_Iy+\delta)))/4$

 $Sxy=\rho g((-aR^2+aI^2)cos\theta_Isin\theta_I)/2$

 $Syy=\rho g((1+2\sin^2\theta_1)(a_1^2+a_2^2))$

+2(1+2sin² θ_I)a₁a_Rcos(k(-2cos θ_I x+2sin θ_I y+ δ)))/4

(5.8)

で表わされる。但し、(5.8) においては $\theta I + \theta R = 3\pi$ という関係をいて θR を消去してある。

なお、(5.8) 式において aR = 0 とおけばLonguet-Higgins によって導びかれた radiation 応力の表現と一致することを付記しておく。

§ 5-4 底部せん弾力の表現について

波浪のみによる底部せん断力に関しては、従来浅海域における波浪滅衰の研究に関 連して数多くの理論的、実験的な研究が行なわれている。一方、砕波帯内において波 浪と沿岸流が存在する場合の底部せん断力に対しては、主として沿岸流を解析するに あたり摩擦係数を用いた慣用的な表現が行なわれており、Bijker⁶⁾及び首藤ら⁷⁾は波 と流れを独立に与えた場合の底部せん断力の解析を行なっているが、底部せん断力の 実測値に基づいた議論は行なわれていない。そこでつぎに固定床実験で直接測定され

た波と流れ(沿岸流)が共存する場の底部せん断力に基づき、底部せん断力に及ぼす 流れの効果について考察しておく。

§ 5-4-1 底部せん断力測定に関する固定床実験

実験に使用した水槽は、長さ15m,幅15m,高さ0.6 m の扇型平面水槽で、その中に一 様海底勾配1/20,長さ10.5 mの防水ベニア製の模型海浜を設置し、汀線に対する入射 角が30°(一様水深部,h=36 cm において)となるように波を造波せしめた。底部せん 断力は幅4 cm,長さ8 cm,厚さ2 mmのアルミ板を板バネで単純支持した shear meter (図5-3 参照)を2個用いて行ない、底部せん断力の汀線平行方向でy 及び直角方向 でg の同時測定を行なった。なお、shear plate 前、後端に作用する圧力差について は、shear plate 両端からとり出した圧力差を微差圧計で測定し、その補正を行なっ た。測定された底部せん断力はΔt=T/32 で離散化し、上記圧力補正を行なった後5 周期にわたる位相平均値として表わした。



図5-3 shear meter 図5-4 底部最大せん断力の時間変化 実験波はHo/Lo=0.023, 0.044及び0.054 の3種類(Ho= 6.9cm.T=1.39sec, Ho= 6.46 cm, T=0.97sec 及びHo= 5.5cm,T= 0.81sec) で、せん断力の測定点は、模型海浜の ほぼ中央に設けた汀線に直角方向の測線の水深1.9cm ~18cmの間の10点であり、せん 断力測定と同時に、容量式波高計による波高の測定を行なった。なお、沿岸流速と波向は、投入したトレーサー及び波峯を16mmシネカメラで撮影することによって測定した。

§5-4-2 底部せん断力の時間変化及び岸沖方向分布

図5-5 は図5-4 に一例を示した *τ* x,*τ* y の最大値 *τ*xm , *τ*ym を砕 波波高 H b を用いて無次元化した 無次元せん断力の岸沖方向分布を 示したものである。横軸は汀線か ら沖方向に測った距離 x を汀線と 砕波点の距離 x b で無次元化して 表わしてあり、せん断力は測定値 の平均とそのバラツキの範囲を矢 印で示してある。図に一例を示す



印で示してある。図に一例を示す 図5-5 底部最大せん断力の岸沖方向分布 ように τ xm / ρ g H b は沖波波形勾配には関係なく0.5 < x / x b <1.0 の間で最大 となり、その大きさ、あるいは分布形状は、岩垣ら¹⁰⁾が2次元水路の傾斜海浜上で測

定した結果と類似している。一方、 τ ym/ρg Hb は、 x/xb =0.2 で最大となる が、この地点は、図5-6 に示す沿岸流速が最大となる地点とほぼ一致する。このよう に、底部せん断力の汀線に平行方向成分は、より直接的に沿岸流の影響をうけること から、つぎにその影響について考察を進める。



図5-6 沿岸流速,波高の岸沖方向分布

§ 5-4-3 底部せん断力に及ぼす流れの効果

簡単のため長い直線状海岸に波が一様に斜 め入射し、定常な沿岸流が生じている状態を 想定する。図5-7 に示す波による水粒子速度 $\widehat{ufo} \cos\theta \cos\sigma t 及び沿岸流速 V による合$ $成流速 U c(t) に対して底部せん断力 <math>\tau(t)$ を次式で表わす。但し \widehat{ufo} は波動のみによる 水粒子速度の振幅を表わす。



 $\tau(t) = \rho f |u_c(t)|^2/2$

図5-7 水粒子速度と沿岸流速

 $u_{c}(t)^{2} = (\widehat{u_{fo}} \cos \theta \cos \sigma t)^{2} + (\widehat{u_{fo}} \sin \theta \cos \sigma t + V)^{2}$ (5.9) ここに f は波による底部摩擦係数である。このとき τx , τy はそれぞれ次のように 表わされるものとする。

$$\tau_{x}(t) = \tau(t)(\widehat{u}_{fo}\cos\theta\cos\sigma t)/|u_{c}(t)|$$

$$\tau_{v}(t) = \tau(t)(\widehat{u}_{fo}\sin\theta\cos\sigma t + V)/|u_{c}(t)|$$
(5.10)

なお、これらの式においては、水粒子速度と底部せん断力の間の位相差は一応無視している。(5.10)式より ry / rx は流れがない場合の比を (rx / ry)o =tan θ とすると

$$\left(\frac{\tau y(t)}{\tau_{x}(t)} - \left(\frac{\tau y(t)}{\tau_{x}(t)}\right)_{0}\right)\cos\theta\cos\sigma t = \frac{V}{\hat{u}_{fo}}$$
(5.11)

となる。(5.11)式において τ Σ 及び τ y の最大値を考えると

$$\left(\frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}} - \left(\frac{\tau_{ym}}{\tau_{xm}}\right)_{0}\right)\cos\theta = \frac{V}{u_{fo}}$$
(5.12)

このとき合成底部せん断力の方向 β は Tan⁻¹(τ ym/ τ xm) で与えら れる。この場合 $\tan \theta$ は一定 としていることから、沿岸流速 V の増加にともなって τ ym/ τ xmが 増加し、したがって作用方向 β も 増加し、合成せん断力の作用方向 は沿岸(汀線に平行)方向にひき つけられていく。そこで今回の実 験で測定された τ xm、 τ ymの平均 値、波高から計算される ufo 及び



V/úfo の関係

16mmシネカメラで撮影することによって測定されたθ及びVを用いて(5.12)式の右辺 と左辺の関係を調べたのが図5-8 である。この図より明らかなようにHo / Lo に拘 らずV/ foの増加にともない合成底部せん断力の作用方向βも増大し、波向からず れて沿岸流の方向にふれていく様子がわかるが、(5.12)式とは異なり

$$\frac{\tau_{\text{ym}}}{\tau_{\text{xm}}} - \left(\frac{\tau_{\text{ym}}}{\tau_{\text{xm}}}\right)_{0} \cos\theta \cong 0.5 \frac{V}{\hat{u}_{\text{fo}}}$$
(5.13)

という関係が得られる。(5.13)式は、波と流れが合成された場合の新しい境界層外縁 流速の振幅に対して、(\hat{u} fo $\cos\theta$, \hat{u} fo $\sin\theta$ + 0.5 V) とした場合の式であって (5.9) 式をみちびいた時の(\hat{u} fo $\cos\theta$, \hat{u} fo $\sin\theta$ + V) という仮定とは異なって いる。すなわち新しい境界層外縁流速に対しては波動による水粒子速度に対して沿岸 流は1/2 の寄与率しか示さないことになる。いいかえれば(5.9) 及び(5.10)式におい て、波と流れによる水粒子運動に対して同じ摩擦係数を用いて合成底部せん断力を表 わそうとするならば、平均流の流速を1/2 倍に見積らなければならないことを意味し ている。

さて、沿岸流の計算において必要となる底部せん断力は、(5.19)式の $\tau y(t)$ を時間 平均した $\tau y(t)$ であり、この $\tau y(t)$ に対してはすでにいくつかの近似式が提案されて いる。それらは大別すると2つに分類される。1つは波動のみの摩擦係数を用いて表 現する方法であり、他の1つは波動と流れに対して個別の摩擦係数を用いて表現する 方法である。前者の代表はLonguet-Higgins が微小入射角を仮定して求めた

 $\overline{\tau_y}(t) = \frac{2}{\pi} \rho f \hat{u_{f0}}^2 V/\hat{u_{f0}}$ (5.14) であり、後者に対しては、Bijker¹¹⁾ あるいはJonsson らによって提案された式がある

が2個の摩擦係数を推定しなければならないという欠点がある。

なお、次章で述べる掃流漂砂移動量にかかわる底部せん断力の時間平均値(時間平 均摩擦速度)としては(5.9)式を直接時間平均して求まる次式を用いる。

 $\overline{\tau}(t) = \frac{1}{2} \rho f |u_{c}(t)|^{2}$ $|u_{c}(t)| = \widehat{u_{fo}}^{2} (\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} (\frac{U}{\widehat{u_{fo}}} \cos\theta + \frac{V}{\widehat{u_{fo}}} \sin\theta + \frac{1}{4} (U^{2} + V^{2}))$ (5.15)

§5-5 数値計算による海浜流の再現性の検討

以上で述べたradiation 応力及び底部せん断力に基づいて、実験室の平面水槽内に 設置された種々の構造物周辺で生ずる海浜流の再現計算を行ない、実験値との比較に より計算方法の妥当性の検証を行なった。

§ 5-5-1 海浜流測定に関する実験

海浜流の測定は平面水槽に模型海浜を設置した自然海浜と、自然海浜上に護岸、突堤、突堤及び離岸堤の3種類の構造物を設置した場合について行なった。これらの実験に用いた水槽、構造物の諸元及び実験波特性等についてはまとめて表5-1 に示しておく。

表	5-1	実験及	び計	算諸	元
					~ ~

実験(計算)対象	Но ст	T sec	θ°	i	構造物諸元	実験水槽
自然海浜	5.5	1.28	150	1/10		А
"	11.0	1.28	150	1/10		А
護岸	5.5	1.28	150	1/10) 施設位置 x _i =0, x _b /2	. A
"	11.0	1.28	150	1/10	】 法面角度 α = 90°, 20°	A
突堤	5.5	1.28	150	1/10	堤長义 _j =x _b /2,x _b ,3x _b /2,2x _b	A
離岸堤	6.0	0.8	180	1/20	堤長 &o=Lo,設置位置 xi = xb	В

表5-1 実験·計算諸元

xb: 汀線から砕波点までの距離
 Lo: 沖波波長

A 水槽 : 長さ20 m,幅 10 m,高 さ 0.6 m

B 水槽 : 長さ15 m,幅 5 m,高 さ 0.6 m

それぞれのケースにおける海浜流及び波向は、木槽中に投下した中立トレーサ及び 波峯を16 mm シネカメラで撮影することによって測定し、波高の測定は、特に砕波帯 内及び構造物周辺を密にとった測点上で容量式波高計によって測定した。なお、特に 離岸堤背後の回折波パターンを明らかにするために、離岸堤と同一設置水深に半無限 堤を設置し、その背後における回折波のみの測定も行なっている。 § 5-5-2 海浜流の数値計算について

海浜流の数値計算は、(5.1) ~(5.3) 式をADI 法で差分化して行なった。ADI 法に よる差分スキーム、及び計算領域と構造物周辺の境界条件の与え方については、金子 ら¹⁵⁾が潮流計算に用いたものを参考にした。以下で表5-1 に示す各ケースの具体的な 計算例について述べる。

A) 自然海浜における海浜流の計算

計算領域は、図5-9 に示す汀線方向10m,岸沖方向10m の領域で差分格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 12.5$ cm,時間間隔 $\Delta t = 0.04$ 秒で計算を行なった。またこの場合の入射波浪は E.K.Noda¹⁶⁾によって提案された格子点法を用いて海浜流計算点と同一格子点上で計算 し、Miche の砕波条件¹⁷⁾で判定される砕波点以浅においては、Battjes¹⁸⁾によって提 案されているエネルーギー逸散量を付加している。但し、波と流れの干渉効果は考慮 していない。



計算手順は以下のようである。まず、静水深を初期条件として波浪変形計算を行な い、その結果を用いてradiation 応力を計算し、(5.1) ~(5.3) 式に基づいてU,V 及び可を計算する。このとき、汀線は変動するものとし、nΔt=2秒(50ステップ)後に計算される可から汀線変動量及び平均水深h+可を計算して波浪変形計算を行 なう。計算されるU,V及び可(汀線位置)がほぼ定常状態に達するまで上述の及び 海浜流計算を繰返した。

図5-10は計算領域の中央測線J = 67上,初期打線から沖へ 0cm(x=0cm),37.5cm(x= 37.5cm)及び62.5cm(x=62.5cm)の位置におけるU,V及びうの時間stepに対する収束 状況を示したものである。図より明らかなように、Uにおいては500 step 後も±3 cm/sec程度の振動が消えずに残っているが、V及びうはn Δ t = 16秒(400 step)後に はほぼ定常な値が計算されている。したがって以後の考察はn Δ t = 20秒後の計算結 果に基づいて行なう。

図5-11及び5-12は、計算領域の中央測線J = 67において計算された波高、及び摩擦 係数fを0.01とした場合の沿岸流速Vの岸沖方向分布と実測値との比較を示したもの である。図5-11はHo/Lo=0.022,図5-12はHo/Lo=0.043の場合を示したものである が、これらの図より明らかなように計算されたH及びVは波形勾配にかかわらず初期 汀線付近を除けば測定されたH及びVとより一致を示している。但し、今回行なった 数値計算においてはwave step-upにともなう汀線の後退量は $\Delta x = 12.5$ cm単位にしか 判定できないため、初期汀線より陸上部において計算されるHとVは実測値と若干の 相異を示している。

以上で考察したように本研究で採用した海浜流の数値計算法は初期汀線より陸上側 で若干問題が残されてはいるものの全体的にみると妥当な海浜流計算結果を与えるこ とがわかる。

1 3 5



図5-10 U,V及びうの収束状況



B) 護岸前面の海浜流の計算

護岸前面で生ずる海浜流を生じさせる外力となるradiation 応力は、(5.8) 式で示 されるように、護岸への入射波及び護岸からの反射波によって決定される。しかし、 先に述べた平面実験においては、護岸前面において形成される部分重複波から入,反 射波を完全に分離することができなかった。そこで(5.8) 式における入射波高及び波 向、HI=2aI,θI に対しては、A)で述べた自然海浜において計算されたH 及びθ を、反射波高HR=2 aR に対しては、砕波点より沖側でHealyの方法で測定された反 射率KR をもつ反射波(HR=KR Ho)が、護岸前面から波高を変えずに反射してい くと仮定して(5.8) 式の計算を行なった。

参考のため、表5-1 に示す各護岸前面 で上述の方法で測定された反射率KR を 図5-13に示しておく。また(5.14)式で表 わされる底部せん断力に含まれる û foに 対しては、(5.7) 式で表わされる入、反 射波の和として求まる部分重複波から、 線形長波理論を用いて求まる水粒子速度 の振幅 ûc を用いた。なお、砕波帯内に おいては θι~180 となることから一般に



 $\cos \theta | \gg \sin \theta |$ となる。したがって、図5-13護岸前面の反射率(斜め入射の場合) radiation 応力及び \widehat{ufo} に含まれる ksin $\theta |$ の項は、簡単のため無視すると、この 場合のradiation 応力と \widehat{uc} はそれぞれ次式で表わされる。

$$Sxx = \rho g((1+2\cos^{2}\theta_{I})(a_{I}^{2}+a_{R}^{2})+2(1-2\cos^{2}\theta_{I})a_{I}a_{R}\cos(2k\cos\theta_{I}x+\delta k))/4$$

$$Sxy = \rho g((-a_{R}^{2}+a_{I}^{2})\cos\theta_{I}\sin\theta_{I})/2$$
(5.16)

$$Syy = \rho g((1+2\sin^{2}\theta_{I})(a_{I}^{2}+a_{R}^{2})+2(1+2\sin^{2}\theta_{I})a_{I}a_{R}\cos(2k\cos\theta_{I}x+\delta k))/4$$

$$\widehat{u}_{c} = \sqrt{g/(h+\overline{n})} (a_{I}^{2}+a_{R}^{2}-2a_{I}a_{R}\cos(2k\cos\theta_{I}x+\delta k))$$
(5.17)

但し、x'=x-xi (xi:護岸設置位置)である。

図5-14及び5-15は、Ho/Lo=0.043の場合の汀線(xi=0)及びxi=xb/2(xb: 初期汀線から砕波点までの距離)に設置された鉛直堤前面で生ずる沿岸流流速、及び



図5-14 護岸前面の沿岸流速の岸沖方向分布(x;=0)

і З

G

図5-15 護岸前面の沿岸流速の岸沖方向分布(x; = x_b/2)
波高分布の計算値と実測値を比較したものである。

計算領域は図5-9 と同じで、図示した結果は計算領域の中央測線J=67におけるH 及びVを示してある。なお図中には比較のため、図5-12に示してある自然海浜におい て計算されたH及びVも一点鎖線で示してある。これらの図から明らかなようにまず 先に述べた大胆な仮定の下に計算される部分重複波の波高分布は、実測された波高分 布とより一致を示していることがわかる。一方、実測された沿岸流速は計算結果と比 較して護岸前面の局所的な領域で急激な増加を示すが、その他の領域においては計算 結果と実測値はほぼ一致している。今回の実験における沿岸流速は、トレーサーの動 きから読みとったものであるが、護岸前面においては、その向岸方向の移動が阻止さ れ、護岸前面に形成される斜め重複波の波速によって護岸法線方向に輸送されるとい う現象がみられた。したがって護岸前面近傍において測定された沿岸流流速は、必ず しも流体実質部の動きを反映したものではないことから、本計算に用いたradiation 応力の表現((5.16) 式)はほぼ妥当であると思われる。

C) 離岸堤背後で生ずる海浜流の数値計算

離岸堤背後におけるradiation 応力は、(5.6)式に示されるように離岸堤両端から の回折波を用いて表現される。したがって、まず離岸堤背後における堤体両端からの 回折波を決定しなけれはならない。しかしながら現在のところ砕波を含む傾斜海浜に おける回折、屈折浅水変形を数値的に予測するのは極めて難かしい。そこで著者らは 半無限堤背後の回折波を重ね合わせることによって、離岸堤背後の波高分布を表現す ることを試みた。

図5-16は、表5-1 に示したB水槽の半幅(2.5m)区間に半無限堤を設置した場合の堤 体背後の無次元波高分布H/Ho(Ho:沖波波高)を示したものである。なお、この時 の実験波の沖波波高は、表5-1 に示すように6cm,周期は0.8 秒,模型海浜勾配は1/20 で、堤体は砕波点(hb=8cm)に設置している。図5-17(a)は図5-16に示されている回 折波高を堤体背後で重ね合わせて得られる波高分布を示してある。図の(a)及び(b) を比較すると、離岸堤背後部に形成される島状の低波高部(H/Ho <0.4)の分布形 状には若干の差異がみられるものの、全体的な波高分布は、半無限堤背後の回折波を



図5-16 半無限堤背後の波高分布



0

¢

0.3

0,4

0.5

50_{cm}

(b)

/Ho

~ 0,7 ~ 0,6

0.5

0.2

.1

41

:`

重ね合わせることによって推定できることがわかる。

そこで(5.6) 式中の堤体両端からの回折波振幅adr及びadlには図5-16に示す半無限堤背後で測定された波高から求まる振幅を用い、 θ r及び θ l も半無限堤背後において16mmシネカメラで撮影された波峯線から決定した。また回折波の位相角 δ r及び δ 1 は、半無限堤背後で堤体の影響をうけない入射進行波との位相のずれとして読み取った。なお、x,y軸は図5-16に示すように汀線上にy軸、堤体中心線上にx軸をとってあり、この場合の差分間隔 Δ Sは10cm、時間間隔 Δ t は0.03秒で、f=0.01として計算を進めた。

図5-18に計算結果の一例を示す。図(a) はx = 120cm の断面を横切る流速Uの汀線 方向分布を、図(b) は y = -35cm の断面を横切る流速Vの岸沖方向分布を、計算結果 とトレーサーの動きから読み取った実測値を比較して示してある。



((a) Uの汀線方向分布, (b) Vの岸沖方向分布)

また図5-19は、離岸堤背後で測定さ れたトレーサーの軌道(●で示す)と 計算結果求められるトレーサーの軌道 (○で示す)をΔt=0.6 秒間隔でプ ロットして比較したものである。これ らの図から離岸堤背後で形成される海 浜循環流は今回行なった計算方法でほ ぼ完全に再現されることがわかる。



図5-19 離岸堤背後の海浜循環流

§5-6 結論

本章では漂砂輸送に重要な役割をはたす、波動に伴なって生ずる海浜流の数値計算 方法に対して検討を加えた。得られた主要な結論は以下のとおりである。

構造物が存在しない自然海浜における波浪変形は、Nodaらによって提案された格子点法に、砕波によるエネルギー逸散量を考慮することによって十分な精度で計算されることが明らかになった。

2) 波と流れが共存する場の底部せん断力に対しては、波動場に対して提案された摩擦係数を用いて表現する場合は、平均流の流速を約1/2 倍程度に見積る必要がある。
 3) 波向の異なる複数の波動が重なる領域に対するradiation 応力の表現を新しく提案し、それに基づいて、離岸堤背後において回折波が重合する領域、及び護岸前面で部分重複波が形成されている領域における海浜流の数値計算結果を行った。提案された方法に基づく計算結果は、実験結果と比較して、定量的にも定性的にもよい再現性のあることが確認された。なお、このとき離岸堤背後の波浪に対しては半無限堤背後での回折波を重ね合わせることでほぼ表現できることが明らかになった。

参考文献

- Phillips, O.M., The Dynamics of the upper Ocean, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 261p, 1969
- 2) 泉雄士,構造物周辺の海浜流変動に関する研究,大阪大学修士論文,昭和56年3
 月
- 3) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司,砕波による流速場に関する2次元実験,第26回 海岸工学講演会論文集,pp41~45,1979
- 4) 日野幹夫・相柳正元, Wave set-down, set-up及び水粒子速度の推定におけるDean の流関数の適用性,第26回海岸工学講演会論文集, pp18~22, 1978
- 5) Longuet-Higgins, M.S., Longshore Currents Genarated by Obliquely Incident Sea Waves, Jour. Geophy. Res., Vol.75, pp6778~6801, 1970
- 8) Bijker,E.W., The Increase ofBed Shear in a Current due to Wave Motion, Proc. 10th ICCE, pp746~765, 1967
- 7) 田中仁・首藤伸夫,波、流れ共存時の底面摩擦に関する実験,第27回海岸工学講 演会論文集,pp163 ~167,1980
- Jonsson, I.G., A new approach to oscillatory rough turburent boundary layers, Inst. Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Tech.Univ. of DenmarkSeries Paper 17, 1978
- 9) Kajiura,K., A Model of the Bottom Bowndary Layer in Water Waves., Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. Tokyo, Vol.46, Ch.5, pp75~123, 1968
- 10) 岩垣雄一・ 義光,波により水底斜面上に作用する摩擦力について,
 第24回海岸工学講演会論文集,pp137 ~141,1977
- Bijker,E.W., Littoral Drift as Function of Waves and Current, Delft Hydraulics Lab., Publication No.58, Delft, Netherlands, 1970
- Jonsson, I.G., Skovgaard, O. and Jacobsen, T.S., Computation of Longshore Currents, Proc. 14th ICCE, pp699~714, 1975
- 13)渡辺晃,海浜流と海浜変形の数値シミュレーション,第28回海岸工学講演会論文
 集,pp285 ~289,1981

- 14) Liu,P.L.F. and Dalrymple,R., Bottom Frictional Stresses and Longshore Currents due to Waves with Large Angles of Incidence, Jour. of Marine Res., Vol.36, No.2, pp357 ~375, 1978
- 15) 金子安夫・堀江 殺・村上和男, ADI 法による潮流と拡散の数値計算一大阪湾に適用した場合についてー,港湾技研報告, Vol.14, No.1, 61p, 1975
- 16) Noda, E.K., C.J. Sonu, V.C. Rupert and J.J. Collins, Nearshore Cerculations under Sea Breeze Conditions and Wave-Current Interactions in Surf Zone, Tech. Rep. No.4, Tetratech, No.TC-149-4 Feb., 1974
- 17) Mich,A., Movements andulatories de la mer en profonder constant ou decroissante, Formelimit de la houle lars de som deferlement, Application

aux digues martimes, Ann. Ponts. et Chausees, Tome 114, 1944

18) Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen, Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc.16th ICCE, pp569~587, 1978 第6章 漂砂移動量の推定

§6-1 概説

ここでは、前章までにおいて得られた実験結果及び理論的な解析結果に基づき、 flux modelを用いて岸沖漂砂量及び平均流(沿岸流)による漂砂量の推定を行なう。 ついで従来、さまざまな見地から議論が行なわれている漂砂移動量における掃流漂砂 と浮遊漂砂の量的な割合について検討を加える。

§6-2 岸沖漂砂量の算定

§ 6-2-1 岸沖漂砂量flux の鉛直分布

一周期にわたって時間平均されたnet の岸沖漂砂量 qx は次式で表わされることは すでに第2 章で述べた。

$$\overline{q_{X}} = \int_{-(h+\delta_{b})}^{\eta} c(z,t)u_{S}(z,t) dz$$
(6.1)

ここにc(z,t)は位相変化する標砂濃度の鉛直分布、 $u_s(z,t)$ は位相変化する標砂移動 速度であり、 $z=-(h + \delta b)$ は静止砂層の位置である。しかし、第4章で述べたように 砕波帯内においては、c(z,t)を波浪あるいは底質特性の関数として表現することがで きなかったため、本論文ではc(z,t)に対しては2次元海浜変形過程において測定され た標砂濃度(§4-3-3 参照)から得られる位相平均標砂濃度 $\overline{c}(z)+cp(z,t)$ を用いて q_x の計算を行なった。ここに $\overline{c(z)}$ は時間平均濃度、cp(z,t)は $\Delta t=0.02$ 秒でsampling された実測濃度の30波にわたる位相平均濃度である。また(6.1)式中のus について は、漂砂濃度を介して水粒子速度と結びつけられている(4.8)式が、水粒子速度の任 意の位相に対しても適用できると考え

u_s(z,t) = (1-(c(z)+c_p(z,t))/Cmax)²u_{fo}(z,t) (6.2) から計算し、さらに(6.2) 式におけるufo(z,t) に対しては、測定された表面波形か ら、線型長波理論を用いて求まる次式によって計算した。

 $u_{f_0}(z,t) = \sqrt{g/(h+\overline{\eta})} (\eta(t)-\overline{\eta})/2$ (6.3) ここにCmaxは静止砂層中で測定された最大濃度(0.65とする)である。

図6-1 ~ 6-3 は第4 章で述べた侵食型(Case I),遷移型(Case II)及び堆積型 (Case IV)の海浜変形過程における漂砂量flux $q_{t}(2)(=(C(2)+Cp(2^{*}t))\times Us(2^{*}t))$ の一周期平均值 $q_{t}(2)$ の鉛直分布を示したものである。また、それぞれの実験条件も 図中に示してある。まず図6-1 に示す侵食型の海浜変形においては、砕波帯内図(c)(d)及び(e))あるいは砕波帯外(図(a)及び(b))を問わず、浮遊状態の漂砂は離岸方向 に移動し、掃流漂砂も砕波帯内においては離岸方向に移動していることがわかる。な お、第4章においては $2^{*}>0$ を浮遊砂層、 $2^{*}<0$ の領域を掃流砂層と定義したが、こ こでは c p を求めるにあたり30波にわたる位相平均をとったため、この間に海底面の 高さが変化することから、図6-1 ~ 6-3 に示してある縦軸(2^{*} 軸)の原点は測定開始 時の砂層表面にとった。したがって、これらの図においては明確に浮遊砂層と掃流砂 層の境界を示すことはできない。しかし、図4-8 ~ 4-11に示した時間平均濃度の鉛直 分布と比較すると離岸方向の漂砂量fluxの最大値は完全な浮遊砂層内(図4-8 ~ 4-11 に示す $2^{*}>2^{*}$ の領域)で生じている。

一方、図6-2 に示す遷移型海浜変形(CaseII)においても、浮遊漂砂はCaseI 同様 砕波帯内外を問わず,すべて離岸方向に移動しているのに対し、z^{*}=0近傍で生ずる掃 流漂砂は砕波帯内外を問わず向岸方向の移動を示している。

最後に図6-3 に示す堆積型海浜変形における漂砂量fluxは、砕波帯内外を問わず z^{*}=0付近に集中しており、掃流状態の向岸方向の漂砂移動が明らかに卓越しているこ とを示している。

§ 6-2-2 flux modelから計算されるnet の岸沖漂砂量qfと地形変動量から計算されるnet の岸沖漂砂量qhの比較

図 $6-1 \sim 6-3$ に示すnet の標砂量flux $\overline{q_1}(z)$ を鉛直方向に積分することによって 求められる $\overline{q_1}$ と、地形変動量から計算される q_h の比較を図 $6-4 \sim 6-7$ に示す。但し、 $\overline{q_1}(z)$ の積分には図 $6-1 \sim 6-3$ 中の点線で示した値を用い、 q_h には図 $4-4 \sim 4-7$ に示 してある q_h のうち漂砂濃度が測定された造波時間に対応するものを図示してある。

図6-4 は侵食型(Case I),図6-5 及び6-6 は遷移型(Case II及びⅢ),図6-7 は 堆積型(Case IV)の場合を示したものである。これらの図より明らかなように(6.1) 式から計算されるnet の岸沖漂砂量可は、地形変動量から計算されるnet の漂砂移動

: 12



図6-1 漂砂量fluxの鉛直分布 (侵食型Casel)



図6-2 漂砂量fluxの鉛直分布 (遷移型Case2)



図6-3 漂砂量fluxの鉛直分布(堆積型Case4)







量とよく一致している。特に図6-4 及び6-5 に示す侵食型及び遷移型の海浜変形過程 におけるnet の岸沖漂砂量はほとんどが離岸方向にむいており、この事実は先に示し た図6-1 あるいは6-2 の鉛直分布図において向岸方向への掃流砂量より離岸方向への 浮遊砂量が大きくなっていることと一致している。

§6-2-3 岸沖方向の漂砂移動における掃流漂砂と浮遊漂砂

Euler 的にみたnet の岸沖漂砂量は、net の掃流漂砂量とnet の浮遊漂砂量の和と して表わされる。このとき先に述べたように、通常net の浮遊砂量は離岸方向に生じ 、net の掃流砂量は向岸方向に生ずる。したがって、顕著な浮遊砂が生じない状態に おいては、たとえば図6-3 あるいは6-7 に示すように堆積型の海浜変形が生ずるのに 対し、顕著な底質浮遊が生ずる場合は、浮遊状態でのnet の離岸方向の漂砂移動量が 卓越し、図6-1 あるいは図6-4 に示す侵食型の海浜変形が生ずる。一方、Lagrage 的 にみても後者の場合は、第4 章で考察したように、砂れんによって発生する渦、ある いは砕波によって発生する乱れを介して掃流漂砂と浮遊漂砂が関係づけられ、砂れん が非対称(通常は岸側斜面が沖側よりも急勾配になる)な場合、あるいは砕波によっ て発生する乱れが大きい場合は、向岸方向に移動してきた掃流漂砂が、波による水粒 子運動の方向が離岸方向に転じた時、浮遊状態で離岸方向に輸送され易いことから、 net の向岸方向の漂砂移動は生じにくくなる。したがって、任意の海浜における岸沖 方向の漂砂の移動方向を知るにはその地点で底質の浮遊が生ず得るかどうかというこ と、すなわち底質の浮遊限界を明らかにしておかなければならない。

開水路における底質の浮遊限界に対してはいくつかの理論的、実験的な研究が行な われている。たとえば芦田ら¹⁾ によるとd <0.42 mm 程度の粒径に対しては、全流砂 量にしめる浮遊砂量の割合が無視できなくなる限界の摩擦速度 u^{*}scは、その粒子の静 水中の沈降速度 wo にほぼ等しいことを実験的に明らかにしている。開水路の流砂現 象に対する、上述の結果の波動場への直接的な適用については問題はあるが、波動に よる底質浮遊限界に対しても、摩擦速度と沈降速度の比 u^{*}/wo が重要なパラメータ となることは確かであろう。

そこで先に述べた、侵食、遷移及び堆積型と変形過程のことなる 4つの海浜変形における u*/wo を計算した結果を図6-8 ~6-11に示す。











なおここで用いた u^{*}は、実測波高から線型長波理論を用いて求まる水粒子速度の振幅 Ω 及び Jonsson²⁾ によって提案されている摩擦係数を用い、相当粗度高さとして底 質粒径を選んで計算した値である(図中k=d で示す)。また侵食型及び遷移型の海浜 変形過程において砂れんが形成されている領域においては相当粗度高さとして砂れん 波高をとって計算した u^{*}の値も示してある(図中k= η で示す)。なお、図に示す 4ケ - スのすべての漂砂濃度測定点におけるレイノルズ数Re(= Ω fo²T/ ν) は 5×10⁴ ~ 4 ×10⁵ の領域、すなわち層流と滑面乱流の遷移域から滑面乱流(砂れん形成領域に おいては粗面乱流)の領域に存在する。

まず図6-8 に示す侵食型及び図6-9 に示す遷移型海浜変形過程においては、相当粗 度高さとして底質粒径をとっても、砂れん波高をとっても全断面を通じて u^{*}/wo>1 となっているのに対し、図6-10に示す遷移型においては、砕波帯内で u^{*}/wo<1 , 図6-11に示す堆積型においては全断面を通じて u^{*}/wo>1 となっている。

これらの図と、先に示した漂砂量fluxの鉛直分布(図6-1~6-3)を比較すると、 u*/wo<1 では掃流状態での向岸方向漂砂移動が卓越し、u*/wo>1 では掃流状態で の向岸方向漂砂移動よりも、浮遊状態の離岸方向漂砂移動が卓越してくることがわか る。しかし、u*/wo が 1より大きくなると、突如として底質の浮遊が始まるわけで はなく、掃流漂砂が卓越する状態から浮遊漂砂が卓越するまで連続的に変化する。

そこで、第4章で導いた浮遊漂砂の基準点濃度 co((4.15) 式)と、先に述べた浮 遊漂砂の卓越領域の整合性を検討するために、図6-8 ~6-11には(4.15)式から計算 される coの値も図中に●で示してある。これらの図においてu^{*}/wo及び coの値 を比較して明らかなように、u^{*}/wo>0.7 の領域においては coも2 ×10⁻³ 以上の値を もつのに対し、u^{*}/wo<0.5 ~0.6 の領域においては coはもはや10⁻⁴以下に低下し てしまうことから、(4.15)式と u^{*}/woの大小で判定される浮遊漂砂量の卓越限界 とは整合しているといえよう。

§6-2-4 net の岸沖漂砂量 qxの時間的な減衰機構について

第2 章で述べたように、同一波浪が長時間来襲する場合に生ずるnet の岸沖標砂移 動量 qx は、波の作用時間が長くなるにしたがって減衰していく。実験室で行なわれる

2 次元の海浜断面変形の実験における、波の作用時間に対するqxの滅衰の様子は、指 数関数で近似されることは第2 章ですでに述べたとおりである。このqxの滅衰に対し ては2 つの機構が考えられる。 1つは海底地形と入射波浪の相互干渉の結果、外力と しての波浪が滅衰することで、他の1 つは入射波の1 周期内に生ずる向岸方向の漂砂 移動量と、離岸方向の漂砂移動量、あるいは海底からの浮上量と沈降量がつり合う形 での滅衰である。

しかしながら、第4 章で述べたように1 つの海浜変形過程においては時間が経過し ても来襲波浪は顕著な変化を示さず、時間平均漂砂濃度もまた波の作用時間に伴なう 系統的な変化を示さない。したがって、まず掃流漂砂量が浮遊漂砂量よりも卓越する 堆積型の海浜変形においては、波の作用時間の増大に伴なって掃流状態での向岸方向 の移動量と離岸方向の移動量が等しくなることによるnet の移動量気の減衰が考えら れる。現象的にみると、たとえば図2-3 に模式的に断面の時間変化を示したように、 一般的に堆積型海浜変形の漂砂移動の激しい領域においては、波の作用時間の増加に 伴なって海浜勾配が急になる。したがって、掃流状態での向岸方向の漂砂移動が生じ にくくなり、逆に離岸方向の漂砂移動が生じ易くなることから、向岸方向と離岸方向 の差としてあらわれる cx の減衰機構は容易に推定できる。

一方、図6-12は、侵食型の海浜変形過程(CaseI)におけるnetの漂砂量fluxの鉛直 分布の時間的変化を示したものである。図中●は図6-1に示す造波開始後0.5~1.5 時間に測定された漂砂濃度から計算されたfluxで、〇は造波開始後20~21時間目に測 定された漂砂濃度から計算されたfluxである。図6-12(a)(b)に示す砕波帯外及び(c) に示す砕波帯内の漂砂量fluxは、波の作用時間の増加に伴なって、掃流状態の向岸方 向移動量も浮遊状態の離岸方向漂砂量も共に減少している。したがって、この場合は 掃流状態でのnetの向岸方向の漂砂移動量と、浮遊状態でのnetの離岸方向漂砂移動 量がつり合う形でqxが減衰するのではなく、掃流漂砂自体の向岸及び離岸方向の移動 量がつり合い、それにともない、浮遊漂砂もそれ自体で向岸及び離岸方向の移動量が つり合うという形でqxが減衰していくものと考えられる。すなわち、先に述べた堆積 型の海浜変形同様、netの岸沖漂砂量の減衰は波の作用時間の増大に伴なって各形態 の漂砂移動が岸向方向、離岸方向にバランスする(各水深での時間平均fluxが減衰す



図6-12 漂砂移動fluxの鉛直分布の時間変化(侵食型Case I) る)ことによって生ずる。

一方、図6-12(d) に示す漂砂量fluxは、 図6-12の他の地点のfluxと異なり、むし ろ各水深の時間平均fluxは増大し、海底付近の向岸方向fluxと上層の離岸方向fluxが つり合う(空間平均値がつり合う)形ですが減衰している。

以上で考察したようにqxの減衰は非常に複雑な機構で生ずることから、このような 減衰機構に立脚してqxを波の作用時間の関数として表現することは現在のところ不可 能といわざるをえない。

つぎに現地海岸で生ずるnet の岸沖漂砂量の変化について考えてみよう。現地海岸 への来襲波浪特性は絶えず変化する。このような場合のq_xの減衰には特定の波浪の入 射継続時間以外に、その波が来襲する以前の海浜の状態も、初期条件として考慮しな ければならない。すなわち、ある1 つの来襲波W₁がある時間継続し、その波浪に対応 した平衡海浜が形成されつつある海浜に、特性の異なる波浪W₂が来襲した場合を想定 する。このとき、W₁が堆積性の波浪か、侵食性の波浪かによってW₂の波によるq_xの減 衰特性、絶対値が異なってくる。さらに№1,№2共に堆積性(侵食性)の波浪であって
も、№1より№2の方がより堆積性(侵食性)の弱い波かどうかによってもqxの減衰特性
は異なる。例えば№1が№2よりもより堆積性の強い波浪の場合は№2によるqxの減衰は早
く、逆に№1よりも₩2の方が堆積性の強い波浪である場合は当然qxの減衰は遅くなる。
したがって現地海岸におけるqxの時間変化を考える場合には対象とする波浪の継続時
間以外に、その波浪が来襲する以前の波浪特性と海浜状態も変数として考慮しなけれ
ばならない。

以上で述べたように本研究においは、net の岸沖漂砂量の時間的な減衰に対してい くつかの考え得る機構に基づく定性的な論議しか行なえなかったが、時間的な減衰の 様子を定量化するには、海底付近の流体運動及び底質移動に対する精度の高い詳細な 実験結果の集積が必要となることはいうまでもない。しかし、それらの結果の現地海 岸への適用を考える場合には地形変動の履歴効果、すなわちWave Kinematology に対 する検討も必要となろう。

§6-3 沿岸漂砂量(平均流による漂砂移動量)の算定

§ 6-3-1 fluxで表現した平均流による漂砂量

つぎに、波動及び海浜流が存在する場における漂砂移動量について考える。 この とき、汀線に直角及び平行方向の漂砂移動量q_x及びq_yは一般に次式で表わされること は第2 章で述べた。

$$q_{x} = \int_{-(h+\delta b)}^{n} c(z,t)u_{s}(z,t) dz$$
(6.4)

$$q_y = \int_{-(h+\delta_b)}^{n} c(z,t) v_s(z,t) dz$$
 (6.5)

ここで、平均流による輸送量と波動による輸送量を分離するため、(6.4)及び(6.5) 式中の漂砂移動速度 us に対して、平均流 us と波動成分 usp(z,t) に分離し、さら に簡単のため正弦的な波動を考え、波向を θ とすると us 及び vs は、次式で表され る。

$$u_{s}(z,t) = \overline{u_{s}}(z) + \widehat{u_{s}}\cos\theta\cos\sigma t$$

$$v_{s}(z,t) = \overline{v_{s}}(z) + \widehat{u_{s}}\cos\theta\cos\sigma t$$
(6.6)

ここに ûs は、(3.35)及び(3.44)式によって、波動による水粒子速度の振幅 úfaと関 係づけられるところの波動による漂砂移動速度の振幅である。これらの式を (6.4)、 (8.5) 式に代入し、時間平均をとると次式が得られる。

$$\overline{q_{x}} = \int_{-(h+\delta_{b})}^{n} \overline{c(z)u_{s}(z)dz} + \int_{-(h+\delta_{b})}^{n} c(z,t)\widehat{u_{s}(z,t)}\cos\theta \cos\sigma t dz}$$
(6.7)

$$\overline{q_y} = \int_{-(h+\delta_b)}^{n} \overline{c}(z)\overline{v_s}(z) dz + \overline{\int_{-(h+\delta_b)}^{n} c(z,t)\widehat{u_s}(z,t)\sin\theta \cos\sigma t dz}$$
(6.8)

(6.7) 及び(6.8) 式において右辺第1 項が平均流によって輸送される標砂量、第2 項 が波動による輸送量を表しており、先に述べた波浪のみによる岸沖標砂量は(6.7) 式 において $\overline{us}(z)=0$, $\theta=\pi$ とおいた場合に相当する。

ここで、従来の沿岸漂砂量に関する研究がそうであったように、平行等深線を持つ 長い直線状海岸に、波が一様に斜め入射する場合について考える。このとき、(6.?) 及び(6.8)式は次のようになる。

$$\overline{q_X} = \int_{-(h+\delta b)}^{n} c(z,t) \widehat{u_S} \cos \sigma \cos t \, dz$$
(6.9)

$$\overline{q_y} = \int_{-(h+\delta b)}^{n} \overline{c}(z)\overline{v_s} dz + \int_{-(h+\delta b)}^{n} c(z,t)\overline{u_s} \sin\sigma \cos t dz$$
(6.10)

なお、通常、沿岸流を含む海浜流の流速は第5 章で述べたように断面平均流速とし て解析されることから、(6.1) 式中の vs(z)は vs と簡単に表してある。従って、平 面水槽において、一様勾配に整地した移動床模型海浜に波を斜め入射させた場合に生 ずる沿岸方向の漂砂移動には、(6.10)式より明らかなように、沿岸流による漂砂移動 と波動に伴う波の進行方向平面内で生ずるnet の漂砂移動の汀線に平行方向成分が含 まれている。この事実は椹木らによって着色砂をトレーサーとした移動床平面実験に よっても確認されている。³⁾ しかし先に述べたように、波動のみによって生ずるnet の漂砂移動は、波の作用時間の増加に伴って減衰する。

一方、(6.10)式の右辺第1項に表される沿岸流による輸送量も、波の作用時間が増加するにつれて生ずる海浜変形のために沿岸流流速が変化し、それに伴って時間的な変動を示す。しかしながら、第2章で述べたように一般的には沿岸漂砂による地形変

動よりも、岸沖漂砂による海浜断面変形の方が時間的に早く平衡状態に達する(§2-4 参照)。このとき、沿岸漂砂量の時間変化に対しては、海浜地形変動、波浪変形及 び流れの間の相互干渉を考慮することによって定量化することができる。してがって 従来の沿岸漂砂量に関する議論は、(6.10)式の右辺第2 項が省略した形で取り扱われ ていると解釈できよう。

本研究においても、従来提案されている種々の型の沿岸標砂量公式と比較、検討す るために、(6.10)式の右辺第2項は省略して、(すなわち、海浜断面形状が平衡状態 にある状態を仮定して)沿岸標砂量の定式化について考察を進める。

§6-3-2 沿岸漂砂量の岸沖方向分布

局所沿岸標砂量q,は、(6.10)式を計算することによって求めることができる。しか し、顕著な底質浮遊が生ずるような状態においては、浮遊標砂と掃流標砂の移動速度 及び標砂濃度が極端に異なること、さらには第2章で述べたように、浮遊標砂の地形 変動に対する寄与率が明確ではないことから、以下では掃流状態の標砂移動量qyと浮 遊状態の漂砂移動量qyに分離して考えていく。

第4章で述べたように、2次元海浜変形過程における鉛直方向に積分された浮遊砂 濃度は、(4.17)及び(4.18)式で求められる。沿岸流が存在する場合の底質浮遊に対し ても、その発生原因は波動による水粒子運動の非定常性(往復運動)が主と考えられ るが、その輸送速度は沿岸流速にほぼ等しいとおいて間違いない(図3-11参照)。

従って浮遊状態での沿岸漂砂量雪は次式で表される。

 $\overline{q_{SY}} = \begin{cases} 0.0073 \exp(0.5u^{-1.77} V) \\ 0.347 h N_c^{-1.77} V \end{cases}$ (6.11)

ここにNc=0.688 fp²/1.13(ps/p-1)gwol である。

一方、波動のみによって生ずる掃流漂砂移動速度及び層厚あるいは平均濃度等についても、第4章において解析を行なったが、そこでは平均濃度を決定するために Nadsonらの掃流砂量公式を用いている。しかしながら、Madsonらの漂砂量公式が、波 と流れが共存する場に適用できるかどうか、という点や、波と流れが共存する複雑な 流体運動場における掃流漂砂移動速度の決定法等の問題点が残されている。そこで、 すでに提案されている局所沿岸漂砂量公式を用いて、掃流状態による沿岸漂砂量 q_{by}

を表現することを考える。

従来の局所沿岸標砂量公式は、第3 章で考察したように、掃流及び浮遊標砂を含め た沿岸漂砂量を表現したものと、浮遊及び掃流漂砂量を個別に表現したものがある。 このうち、前者の漂砂量公式においても掃流力が小さい場合 (u^{*}/wo<1)には、当然 掃流漂砂のみによる沿岸漂砂量が表されていなければならない。前者の漂砂量公式を 代表する実用的な公式としては、Komar((3.10式))あるいは土屋ら((3.17式))によっ て提案されている公式があり、また掃流状態のみの沿岸漂砂量を表したものとして、 Thornton((3.9 式))あるいはWalton((3.11式))によって提案されている式が挙げられ る。このうち、Komar の公式は任意の海浜流が発生している場(U,V≠0)においては、 比例定数K が決定されず、Thorntonの公式においても実験的に決定しなければならな い定数を含んでいる。一方、土屋らによって提案されている公式においては、実験定 数を含まず、さらに底部せん断力の変化に伴なう漂砂濃度の変化の状況も巧みに表現 されているが、底質の移動限界せん断力のとりかたによっては汀線付近の漂砂移動量。 が極端に小さくなるという欠点を有している。さらに浮遊漂砂が卓越する状態におい ては、先に述べたように地形変動に及ぼす浮遊漂砂の影響が明らかでないことから、 この式を用いて地形変動を論議する場合には、(3.10)式及び(3.17)式から掃流砂量の みを抽出し別個にそれぞれの効果を検討しなければならない。したがって、ここでは 掃流状態における沿岸漂砂量を対象とし、さらに公式中に含まれる定数に対してある 程度理論的、実験的な考察が加えられているWaltonによって提案されている公式(あ らためて(6.12)式として以下に示す)の適用性について検討を進める。但し、(6.12) 式は(3.3)式の関係を用いて移動量を体積表示に変換して示してある。

 $\overline{q_{by}} = \frac{\varepsilon_b}{tan\phi} \overline{ryV}/(\rho_{s-\rho})g/(1-\varepsilon), \overline{ry}=(\rho/\pi)f\hat{u_{fo}V}$ (6.12) ここに $\overline{ry}=(\rho/\pi)f\hat{u}foV$ でtan ϕ は底質の水中安息角(=0.63), ε b は効率であ る。さらにWalton⁴⁾は ε b に対してBagnold の解析結果を引用し、d=0.03 mm ~1.0 mmの底質に対して水粒子速度が、0.1ft/sec ~10ft/sec(3cm/sec~330cm/sec)の範囲 で変動しても0.11~0.16程度の変化しか示さないことを明らかにしている。そこでこ れらの値を用いて、(6.12)式から計算される $\overline{q_{by}}$ と、移動床平面実験においてbed load trapを用いて測定された掃流状態での沿岸漂砂量の岸沖方向分布の比較を行ない、 (6.12)式の妥当性を検討する。

実験⁵⁾ は長さ30m,幅20m,高さ0.6mの平面水槽の中に設置されたd=0.068cm の均一な 川砂より成る海底勾配1/20の模型海浜を用いて行ない、掃流漂砂は内部を4分割した 円筒で作られたbed load trap を用いて測定した。なお実験波は沖波波高Ho=6~7cm, Ho/Lo =0.023,0.042及び0.063 の3 種類で、波の入射角は一様水深部h=40cmにおいて 汀線に対して30°(θ =150°)である。

図6-13に3 種類の実験波に対して測定された砕波帯内の波高及び沿岸流速の岸沖方向分布を、図6-14に測定された沿岸漂砂量(図中〇で示す)及び(6.12)式に図6-13に 示すH 及びV を用いて計算した可wの分布の比較を示してある。



図6-13 沿岸流速及び波高分布

なお、(6.12)式の計算を行なうにあたっては eb の平均的な値として0.12を用い、 底部せん断力の計算には f =0.02 を用いた。図8-14から明らかなようにHo/Lo=0.023 の場合には(6.12)式から計算される可は実測された分布形状と比較してビークの位置 が汀線側にずれてはいるが、その他の2 ケースは分布形状も絶対値もほぼ一致してお り、(6.12)式は妥当な掃流漂砂量の推定値を与えることがわかる。



図6-14 局所沿岸漂砂量分布(堆積型)

以上で考察したように、掃流及び浮遊漂砂を含めた局所沿岸漂砂量は、(6.11)及び (6.12)式の和として表される。このとき、一般的な海浜流が存在する場においては、 江線に直角方向の平均流Uによる掃流状態の移動量は(6.12)式と同様の形

 $\overline{q_{bx}} = \frac{\varepsilon_b}{\tan} \overline{\tau_x} U/(\rho_s - \rho)g/(1 - \varepsilon), \ \overline{\tau_x} = (\rho/\pi)f\widehat{u_{fo}}U$ (6.13)

で表されるものと考えられる。 §6-3-3 沿岸方向の漂砂移動における掃流漂砂と浮遊漂砂について

先に述べたように、従来は浮遊状態の漂砂移動量が卓越すると考えられる場合に対 しては主としてfluxモデルによる漂砂移動量の定式化が行なわれ(たとえば土屋ら、 Kanaら)、掃流漂砂が卓越すると考えられる場合に対しては主として powerモデル(たとえば Thornton,Sawragi et al,Walton)が用いられてきた。従って、古くから全 沿岸漂砂量に占める掃流漂砂量と浮遊漂砂量の割合に対して種々の議論が行なわれて

きた。

そこで(6.11)及び(6.12)式に基づいて、沿岸漂砂に占める掃流漂砂と浮遊漂砂の割 合について簡単な考察を加えておく。

(6.11)及び(6.12)式の量的な比較を行なうために、以下に示す掃流漂砂が卓越する と考えられる場合と、浮遊漂砂が卓越すると考えられる2 つのケースについて移動床 平面実験と数値計算を行なった。実験に用いた水槽は長さ20m,幅10m,高さ0.6mの平面 水槽で、その中に海底勾配1/10の平行等深線をもつd=0.05cmの川砂から成る模型海浜 を設置し、一様水深部(h=45cm)における入射角が、汀線に対して30°になるように堆 積性及び侵食性の波浪を入射させた。その結果生じた地形の時間変化率から、漂砂の 連続方程式(2.13)式を用いて岸沖方向に積分された全沿岸漂砂量の計算を行なった。

なお、堆積性(掃流漂砂が卓越する)の波浪としてHo=5.5cm,T=1.28secの波を、侵 食性(浮遊漂砂が卓越する)の波としてHo=11cm,T=1.28secの波を採用した。一方、 これらの波浪が入射した場合に生ずる、波浪変形及び海浜流の数値計算を行ない、得 られた結果を用いて(6.11)及び(6.12)式の $\overline{q_{sy}}$ 及び $\overline{q_{by}}$ の計算も行なった。波浪変形 及び海浜流の計算結果については、すでに§5-5(図5-11及び5-12)において述べたの でここでは省略する。

図6-15に木槽ほぼ中央の断面において計算された掃流及び浮遊状態で移動する沿岸 標砂の岸沖方向分布を示す。図6-15(a)はHo=5.5cmの堆積型海浜変形の場合、(b)は Ho=11cmの侵食型海浜変形の場合を示してある。但し、侵食型海浜変形の砕波帯外に おける e z/wo((4.16)式)中の u^{*} には、実験で測定された砂れんの平均的な波高 0.5cm を相当粗度として計算されるJonsson²⁰の摩擦係数f=0.05を用いて計算し、砕波 帯内においては以下に示す領域に分けて e z/wo を与えた。

> $\varepsilon_{Z}/w_{0} = (\varepsilon_{Z}/w_{0})_{b} \cdots h \ge (\varepsilon_{Z}/w_{0})_{b}$ $\varepsilon_{Z}/w_{0} = h \cdots h \le (\varepsilon_{Z}/w_{0})_{b}$

ここに添字b は砕波点における値を示す。また堆積型海浜変形においては砂れんが 形成されなかったことから、 d(=0.05cm)を相当粗度とする f =0.02 を用い、砕波帯 内での e z/wo に対しては侵食型と同様のあつかいを行なった。





まず図6-15(a) に示す堆積型海浜においては、 $\overline{q_{sy}}$ の最大値は 10^{-4} 程度の値となっ たことから図中には示していないが、 $\overline{q_{by}}$ は沿岸流速が最大となる地点で比較的する どいピークをもち、砕波帯外では急激に減衰する分布形状を示す。また図(b) に示す 侵食型の場合は、実線で示す $\overline{q_{by}}$ と $\overline{q_{sy}}$ は同程度の大きさを示しているが、 $\overline{q_{sy}}$ に比 べて $\overline{q_{by}}$ の方が汀線近くで最大値を示すような分布形状を示している。

なお、これらの分布形状を岸沖方向に積分して得られる全沿岸漂砂量Qy≒Qsy+Qby, (ここにQsy=∫ q̄_{sy} dx, Qby=∫ q̄_{by} dx)と実測された地形変動量から計算される全沿 岸漂砂量の汀線方向の平均値Qyh の比較を表8-1 に示しておく。

270-1 宇宙庄豪伊奥り13数	表6-1	全沿岸漂砂量の比較
------------------	------	-----------

Но сш	T sec	θ°	Qby	Qsy	Qy	Qyh	Qsy/Qby
5.5	1.28	30	· 0	803.3	803.3	900	0
11.0	1.28	30	1514.1	1256.7	2770.8	3000	0.83

Qの単位 cm³/min.

表6-1 より明らかなように、(6.11)及び(6.12)式から計算されるQyは地形変動から 求まるQyh とよい一致を示し、浮遊状態で移動する沿岸漂砂量も(6.11)式で十分に推 定し得ることが明らかである。

一方、表6-1 には、全浮遊漂砂量Qsy と全掃流漂砂量Qby の比も同時に示してある が、堆積型海浜においては当然Qsy/Qby=0 となることはいうまでもないが、今回実験 を行なった侵食型海浜においてはQsy/Qby=0.83となり、浮遊漂砂量と掃流漂砂量はほ ぼ等しいという結果が得られた。この結果はKomar⁶⁾が指摘しているQsy/Qby の最大値 1/3(Qsy/Qy =0.25)よりもはるかに大きい値を与えることになる。このQsy/Qy=0.25 という値は、現地海岸で測定された浮遊砂濃度から求めたものであり、したがって、 浮遊砂濃度の計測方法等の問題から浮遊砂量を過小評価していること、及びKomar の 全沿岸漂砂量公式は第3章で述べたように比較的大き目の漂砂量を与えることが等が このような結果を与えたものといえよう。

§6-4 構造物周辺の沿岸漂砂量

突堤等の海岸構造物周辺においては、構造物によって入射波浪が変形することによって複雑な海浜流が生ずることから、このような海浜流によって引き起こされる漂砂 移動も複雑なものとなる。第5章で述べた海浜流の数値計算と前章で提案した平均流 による漂砂量公式(6.11)~(6.13)式を用いればこのような構造物周辺で生ずる漂砂移 動量を推定することは可能である。そこで以下において護岸及び突堤周辺での局所漂 砂量の推定を行い、その計算結果に基づいて、このような構造物が全沿岸漂砂にいか なる影響を与えるかについて検討しておく。

A) 護岸前面で生ずる全沿岸漂砂量

まず護岸前面で生ずる全沿岸標砂量Qyに対して数値計算を行なった。計算条件は表 5-1 に示す海浜流測定に関する実験と全く同一の条件(但し、d=0.05cmとする)であ る。さらに計算結果の妥当性を検討するために移動床実験を行ない、精測された海浜 断面の時間変化量を(2.13)式に用いることによって全沿岸標砂量Qyhの測定値も求め ている。この際Qyの数値計算は以下の手順で行なった。

1.第5章で述べた方法で護岸前面で生ずる海浜流の計算を行なう。

2.ついで計算された海浜流流速を、(6.11)~(6.13)式に用いて掃流及び浮遊状態の局 局所漂砂量 qx 及び qy を計算する。

45

3.水槽ほぼ中央測線において計算された ā, を岸沖方向に積分し、全沿岸漂砂量を求める。

図6-16に上述の方法で計算される護岸前面の全沿岸漂砂量Qy及び実験で得られた全 沿岸漂砂量Qyh の護岸設置位置及び法面勾配による変化を示す。なお、図中の縦軸は 護岸を設置していない自然海浜で計算される全沿岸漂砂量をQyo 及びQyho(表6-1 に 示した値)とし、それで無次元化して示してある。この場合の計算及び測定値の算定 は水槽の中央測線を対象とした。また横軸は護岸の設置位置xi を砕波点までの距離 xb との相対的な値で示している。

まず図6-16(a) に示す堆積型海浜においては、計算値及び実測値共に護岸設値位置 あるいはその法面勾配にはかかわりなく、護岸前面では自然海浜で生じる全沿岸漂砂



図6-16 護岸前面の全沿岸漂砂量

量の80%以上の沿岸標砂が生じることを示している。また護岸設置位置の変化に伴な うQg/Qgoの変化は実測値Qgh/Qghoの変化をよく表している。つぎに図(b) に示す侵食 型海浜に鉛直堤を設置した場合(90°の場合)の実測値Qgh/Qghoはほぼ1に等しく、 この結果は計算されたQg/Qgoとよく一致する。しかしながら緩傾斜護岸を打線に設置 した場合の実測値Qgh/Qghoは0.7,xi/xb=0.5 に設置した場合は0.3 にまで減衰する のに対し、計算値Qg/Qgoは実測値に比して大きな値を示している。緩傾斜堤の場合に 生じたこの差異の原因については、本研究で提案した護岸前面の局所標砂量の算定方 法では、護岸設置水深及び反射率のみがパラメータとなり、堤脚部の乱れ等の水理特 性が考慮されないことも一因ではないかと考えられるがまだ十分明らかではない。 B) 突堤周辺の全沿岸標砂量……突堤の沿岸漂砂捕捉率について

つぎに沿岸方向漂砂移動に対して完全にその動きを阻止してしまう機能をもつと考 えられる突堤周辺における局所漂砂量に対する数値計算及び実験を行ない、突堤の沿 岸漂砂捕捉率について考察しておく。

まず、計算条件は、表5-1 に示す海浜流測定に関する実験条件と全く同一の条件(d =0.05cm)で行なった。ついで同一条件の移動床実験を行ない、測定された地形変動か ら(2.13)式に基づいて沿岸標砂量Qyh の打線方向分布を求め、それを全領域に積分し て実測値とした。この場合に測定された地形変動の結果の一部はさきに図2-31に示し てある。突堤周辺の全沿岸標砂量Qyの計算方法はi)で述べた護岸前面の全沿岸標砂量 と同じである。

また、突堤の沿岸漂砂捕捉率Tr は突堤のすぐ上手側測線における全沿岸漂砂量Qi 及び下手側測線Qi+1を用いて次式のように定義した。

 $T_r = (Q_i - Q_{i+1})/Q_i$

なお、実験における測線間隔は40cmである。

図6-17に捕捉率の計算結果(○印)と実測結果(●印)の比較を示す。なお、図中 には経験的固有関数法による解析結果から推定される沿岸漂砂量の岸沖方向分布を算 定し、その値を用いて突堤先端からの漂砂の回り込みを無視して計算される捕捉率も 実線で同時に示してある。(沿岸漂砂の岸沖方向分布に対応する固有ベクトルは図2-27(a)に示してある。)





図6-17より明らかなように、実測されたTr と固有関数に基づくTr はほぼ一致す る。このことから、突堤先端からの漂砂の回り込みは微弱といえよう。また数値計算 結果から求まるTr は、突堤長2が砕波点より内側しか延びていない場合(2 \leq xb) は実測値より若干小さく、突堤堤長が砕波点より沖側まで延びている場合、例えば 2 \geq 3xb/2 の場合は若干大き目の値を与えるようであるが、十分な精度で実験結果 が再現されており、この手法を用いれば突堤の漂砂捕捉率の算定が可能となる。

§6-5 地形変動の数値予測への適用性について

最後に、本研究で提案した局所漂砂量の計算方法に基づく地形変動数値予測法の現 地への適用の可能性について考察しておく。

前説で考察したように、自然海浜で生ずる局所沿岸標砂量、あるいは護岸、突堤等 の海岸構造物周辺で生ずる局所的な標砂移動量は、今回提案した海浜流及び局所標砂 量の計算方法でほぼ満足できる精度で計算されることが明らかになった。したがって (2.7)式に示した標砂連続方程式に、計算された局所標砂量を用いることによって、 このような構造物周辺の局所的、3次元的な数値予測も可能であると思われる。

しかし、構造物周辺で生ずる波浪変形予測法、あるいは地形が変化することに対す る波浪及び海浜流の応答性といった基本的な問題点が未解決であることから、現在の ところ地形、波浪及び海浜流の三者間の相互干渉効果が十分に評価されない。したが って上述の相互干渉効果が十分あらわれない短時間に生ずる地形変動のみが予測の対 象となろう。

さらに河川からの流出土砂がある海岸あるいは海中投棄された土砂による海浜変形 等においては、(6.11)式で表わされる局所浮遊砂量にpoint source的に与えられる浮 遊土砂による濃度を考慮しなければならない。こうした場合には、(6.11)~(6.13)式 で求まる局所漂砂量及び(2.17)式の漂砂連続方程式に基づいた地形変動予測よりも、 むしろ、(2.4)式を直接解いていく方法の方が適しているように思われる。このとき (4.15)式で表わされる基準点濃度を境界条件として解かれる(2.4.1)式から求まる浮 遊砂濃度と(4.17)及び(4.18)式で表わされる全浮遊砂量との整合性に対する検討も必 要となる。

しかし、いずれの場合も波浪の水粒子速度のみによって生ずる、いわゆる岸沖漂砂 量が考慮されないのが最大の問題点として残されている。

§6-6 結論

本章では、前章までにおいて提案した方法に基づいて、波動による水粒子速度のみ によって生ずるいわゆる岸沖漂砂、及び平均流によって生ずる局所岸沖及び局所沿岸 漂砂の計算を行ない、実験結果と比較することによって、その妥当性の検討を行なっ た。得られた主要な結論は次のとおりである。

2) 1)で述べたnet の漂砂量fluxの鉛直分布から次のことが明らかになった。

① 侵食型海浜変形過程においては、浮遊状態での離岸方向の漂砂移動が卓越する。
 ② 堆積型海浜変形過程においては、掃流状態の向岸方向の漂砂移動が卓越する。
 ③ 浮遊状態の離岸方向の漂砂移動量が掃流状態の向岸方向の漂砂移動量より卓越する領域は、底質粒径を相当粗度高さとして求められる摩擦係数を用いて算定した摩擦速度uと、底質の静水中における沈降速度 wo の比 u*/wo が1 より大きい領域である。
 3) 波動によるnet の岸沖漂砂量の時間的な減衰は2 つの機構によって生ずる。1つは掃流及び浮遊漂砂共にその向岸及び離岸方向の移動量が対称に近づくことによる減衰であり、他の1 つは掃流砂層と浮遊砂層間の浮上沈降が量的に等しくなることによる減衰である。

4) 掃流状態で移動する沿岸漂砂量(平均流による移動量)はWaltonによって提案された(8.13)式(powerモデル)によってよく表現される。このとき効率は0.11~0.15程度の値をとるものと考えてさしつかえない。

5) 全沿岸漂砂量にしめる浮遊砂の割合に対してはKomar の算定値より大きな値をとる。

6) (6.11)~(6.13)式によって表現される、局所沿岸漂砂及び局所岸沖漂砂量公式に 基づいて護岸前面で生ずる全沿岸漂砂量及び突堤の沿岸漂砂捕捉率等の計算は可能で あるが、なお緩傾斜堤護岸の場合には問題が残されている。

参考文献

- 1) 芦田和男・岡部健士・藤田正治、粒子の浮遊限界と浮遊砂量に関する研究,京大防災研年報第25号B-2,pp1~16,昭57.4
- 2) Jonsson, I.G.A New Approach to Oscillatory Rongh Turbulent Boundary Layer ISVA. series Paper No.17, Tech Dniv. of Denmark, 79p, 1978
- 3) 椹木亨、出ロー郎、海浜変形の予測に関する基礎的研究(第一報),第23回海岸工 学講演会論文集,pp212~217,1976
- 4) Walton, J.L, JR., Littoral sanel transpont on beaches, Thesis presented to the Uriv. of Florida, Gainsville, 1979, in partical fulfillment of the requirements for the Degree of Ph.D.
- 5) 椹木亨、出ロー郎、砕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,pp152~156,1977
- 6) Komar,P.D., The relative significance of suspension versus beel-load on beaches, Jour. Sed. Petorology,Vol.48,pp921 ~932,1978
- 7) 椹木亨、出ロ一郎、突堤の沿岸漂砂捕捉機能に関する研究,第29回海岸工学講演 会論文集,pp279~283,1982

第7章 結論

近年防災上あるいは環境保全上の見地から、精度の高い海浜変形予測手法の確立が 望まれていることはいうまでもない。しかしながら、海浜変形に対して有意な漂砂移 動の生ずる砕波点近傍の波動及び海浜流等の流体運動が極めて複雑なこと、さらには 漂砂移動機構に対する解析が不十分であったこと等の理由により、海浜変形を引き起 こす漂砂移動量が十分な精度で定量化し得ていないのが現状である。

本論文は、まず漂砂移動とそれに伴なって生ずる海浜変形機構に対して考察を加え た後、その結果に基づいて漂砂移動量の定量化に対する基礎的な研究を行なったもの であるが、得られた主要な結論を要約すると次にとおりである。

まず第1章では本論文を執筆するに当っての社会的背景並びに従来の研究における 問題点の概略を述べ、本研究の位置づけと目的を明らかにするとともに、論文の概略 の紹介を行なった。

第2章では、漂砂の連続方程式に基づいて漂砂移動と地形変形に対する詳細な検討 を加えた。その結果、漂砂濃度が時空間的に大きく変動する場合(例えば河川からの 流入土砂あるいは海中投棄された土砂がある場合)、とそうでない場合に対してそれ ぞれ異なった連続方程式を用いなければならないことを明らかにした。本研究は、主 として後者の場合を研究の対象とするが、このときは漂砂量の場所的勾配が水深の時 間的な変化率になるという通常の連続方程式が用いられる。この連続方程式及び移動 床実験結果に基づいて、汀線に直角方向に移動する岸沖漂砂による海浜断面変形の特 性、及び汀線に平行方向に移動する沿岸漂砂による地形変動特性について検討を加え ると同時に、海岸構造物が岸沖及び沿岸漂砂にいかなる影響を与えるかということに 対して考察を行なった。

すなわち、まず岸沖漂砂による海浜断面変形は、堀川らが分類したようにnet の岸 沖漂砂量が向岸方向となる堆積型(汀線が前進)、離岸方向となる侵食型(汀線が後 退)及びそれらの遷移(混合)型に大別されることを検証した後、海浜断面変形過程 におけるnet の岸沖漂砂量は波の作用時間が増加するにつれてexponential に減衰す ることを明らかにした。そしてその減衰係数はnet の向岸方向の漂砂移動の方が離岸 方向の漂砂移動よりも大きく、したがって堆積型海浜の方が、侵食型海浜よりも早く

平衡断面に達することを確認した。

さらに海浜断面変形の陸側限界高さは、surf similarity parameter 及び沖波特性 を用いて表現したShieids 数Ns(= Ho/T/ σs g d)の増加に伴なって単調に増加 し、沖側変形限界水深も同様にNs の関数として推定できることを示した。

一方、岸沖漂砂による海浜断面変形が平衡状態にある海岸においては、沿岸漂砂の みによって生ずる汀線変動量と断面積変化量は比例関係にあり、いわゆるA-2特性 が存在することを確認した。

また、海岸に構造物を設置した場合は、構造物の設置地点で構造物の法線方向の漂 砂移動量が0になるという境界条件の下で得られる地形変動と、構造物周辺で変化す る流体運動に伴なう局所的な漂砂移動による地形変動の重畳として取扱うことができ ることが明らかになった。

第3章では、第2章で考察した漂砂移動と地形変動の関係及び現実の海岸で生じて いる漂砂移動パターンに基づいて、現在まで数多く提案されている種々の形の漂砂量 公式の問題点について検討を加えた。その結果、漂砂の移動方向あるいは移動形態に 関係なく、普遍的に漂砂移動量を表現するためにはflux modelが適していることを指 摘した。そしてこのflux modelを用いて漂砂量を表現する場合に必要となる漂砂移動 速度及び漂砂濃度に対して検討を加えた。その結果、漂砂移動速度は近似的に漂砂濃 度の関数として波動による水粒子速度と関係づけられ、掃流漂砂の移動層厚もレイノ ルズ数及び掃流砂濃度の関数として表わされることを誘導した。

第4章においては、第3章で述べたflux modelを用いる際に重要な要素となる掃流 及び浮遊を含めた漂砂濃度の時空間変動特性に対して、実験的な検討を加えた。その 結果、まず2次元海浜変形過程における底質の浮遊は、波浪による水粒子運動によっ て間欠的かつpoint source的にまき上げられた掃流砂が移流、拡散することによって 生ずるものであることを確認した。したがって掃流砂濃度と浮遊砂濃度の関係は、底 質の浮上、移流、拡散及び沈降という複雑な機構に左右され、両者の間を単純な関係 で結びつけるのは困難であることから、浮遊砂、掃流砂をそれぞれ個別に考える方が 合理的であると結論づけられた。このうち、浮遊漂砂に対しては、流体運動が近似的 に定量化できる砕波帯外において、Lagrange的に粒子の存在確率を求めるという方法
で濃度の時空間変動特性が解析できることを示した。

しかし掃流漂砂に対しては、その移動層厚及び移動速度が共にその濃度の関数とし て表わされるが、濃度を一意的に決定するまでには至らなかった。

一方、時間平均された浮遊砂濃度鉛直分布に対しては、砕波のまき込点付近を除く 地点では、水深には無関係な拡散係数 ez をもつ1次元拡散理論が適用できることを 見出した。そしてそのときの拡散係数は、砂れん形成領域においては、砂粒径を相当 粗度高さとみなした粗面乱流域における抵抗則から求まる底部摩擦速度及び底質の沈 降速度 wo の関数として表わされることを検証し、砕波帯内においては ez/wo =水 深で近似されることを明らかにした。

また、基準点濃度(砂れんのcrest level あるいは静止時海底面を基準点とした濃度) co は、底部における水粒子速度の振幅、底質の沈降速度及び波浪の周期を用い て表示できることを示した。そしてこれらの結果を用いることによって、水深方向に 積分した時間平均全浮遊砂量は、砕波まき込点近傍を除いて十分な精度で推定できる ことを実験により検証した。

第5章においては、定常な漂砂輸送流れとなる海浜流を推算する場合に必要となる 波と流れによる底部せん断力の表現方法に対して、実測された底部せん断力に基づい て検討を加えた。さらに構造物周辺で波向の異なる複数の波浪が存在する場合に対す るradiation 応力の表現方法に対する提案を行なった。まず、波と流れが共存する場 の底部せん断力に対しては、波動場に対して提案されている摩擦係数を用いる場合、 平均流の流速を1/2倍程度に見積る必要があることを指摘した。また離岸堤背後に おいて回折波が重合する領域及び護岸前面で部分重複波が形成される領域における海 浜流に対しては、本研究で提案したradiation 応力及び底部せん断力の表現を用いて 計算可能となることを実験値との対比によって検証した。

最後に第6章においては前章までにおいて得られた結果に基づいて具体的な漂砂量 の計算を行ない、flux modelが適用できる範囲とその妥当性及び漂砂移動に占める掃 流漂砂と浮遊漂砂の割合等について詳細な検討を行なった。その結果net の岸沖漂砂 量は、測定された漂砂濃度及び水位変動から推算される漂砂移動速度を用いて計算し た漂砂量fluxによって十分な精度で表わされる事が確認された。そしてこの計算結果

176

より侵食型海浜変形過程においては、離岸方向への浮遊漂砂fluxが向岸方向への掃流 漂砂fluxより卓越し、堆積型海浜変形過程においては向岸方向への掃流漂砂fluxが卓 越している事実を証明することができた。また浮遊砂量fluxが掃流漂砂fluxより卓越 し始める限界については、摩擦速度 u と底質の沈降速度 wo の比 u /wo が1で与え られることを数値的に明らかにした。

一方、沿岸標砂量(平均流による輸送量)のうち、掃流標砂量に対しては先に述べ たようにその濃度が一意的に決定できなかったため、flux modelに基づいた定量化は 行なえなかったが、Waltonが power modelに基づいて提案した掃流標砂量公式が適用 できることを立証した。さらに浮遊標砂量に対しては、本研究で提案したflux model に基づいて算定可能となることを実証した。そしてこの標砂量公式を用いて護岸前面 及び突堤周辺で生ずる全沿岸標砂量の計算を行ない、この様な構造物がある場合にお いても、計算によって求められる全沿岸標砂量は地形変動量から求まる全沿岸標砂量 とより一致を示し、その適用性が検証された。

以上、標砂量公式の確立を目的として、岸沖標砂量、沿岸標砂量別に個々に論じて きたが、先に述べたように本論文においては、波動のみの水粒子運動によって生ずる 標砂移動に対しては、その移動機構あるいは減衰機構について主として実験事実に基 づいた定性的な議論しか行なえなかった。この波動のみによって生ずる標砂量あるい はその時間変化を定量化するためには、砕波帯の流体運動に対する詳細な理論的、実 験的な解析が必要となることはいうまでもない。また、本研究においては、規則波に よる標砂移動を対象とした解析を行なってきたが、ここで得られた結果を不規則な現 地波浪に適用する場合は、さらにいくつかの検討項目が残されている。しかし本論文 では平均流による標砂移動に対しては、比較的単純な型で移動量が推定できることを 示したことから、その結果を適当な標砂量連続式に用いることによって、不規則波に 対する水深変化量を定量的に予測することも可能となるものと思われる。

177

本研究をまとめるに当り、著者の漂砂研究の端緒より終始熱心に御指導を賜った大 阪大学椹木亨教授に深甚の謝意を表するとともに、終始貴重な御助言をいただいきま した大阪大学室田明教授、名古屋大学土木工学科岩田好一朗助教授に感謝の意を表し ます。

神戸商船大学久保雅義助教授、大阪大学中辻啓二講師、愛媛大学中村孝幸助教授に は公私にわたり御指導いただきました事を感謝致します。

また、本研究において、水理実験、数値計算に多大の御協力を頂いた当時大阪大学 院生北村雅敏、樽野次雄、岡田学、泉雄士、桜井秀憲、金子英俊氏を始め学部学生の 諸氏に御礼申し上げます。

最後に本論文の図面作成等に御協力を得た大阪大学工学部一宮孝信技官に御礼申し 上げます。

