The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| 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

目次

第１章　序論……1
§1-1　研究目的……1
§1-2　本研究の概要……2

第２章　漂砂移動と海浜変形……5
§2-1　概説……5
§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……１１
§2-5　沿岸漂砂による海浜変形……３４
§2-6　結論……４４

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……４９
§3-2　従来の漂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……９２
§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……143

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　沿岸漂砂量（平均流による漂砂移動量）の推定……158
§6-4　構造物周辺の沿岸漂砂量……167
§6-5　地形変動数値予測への適用性……170
§6-7　結論……171

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ブ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漂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、従来の漂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漂砂量公式には、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、たとえ詳細な漂砂移動機構に基づいた移動量の定式化を行なっても、大部分の漂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漂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漂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漂砂量公式の比較、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、漂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漂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Walton[2] 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

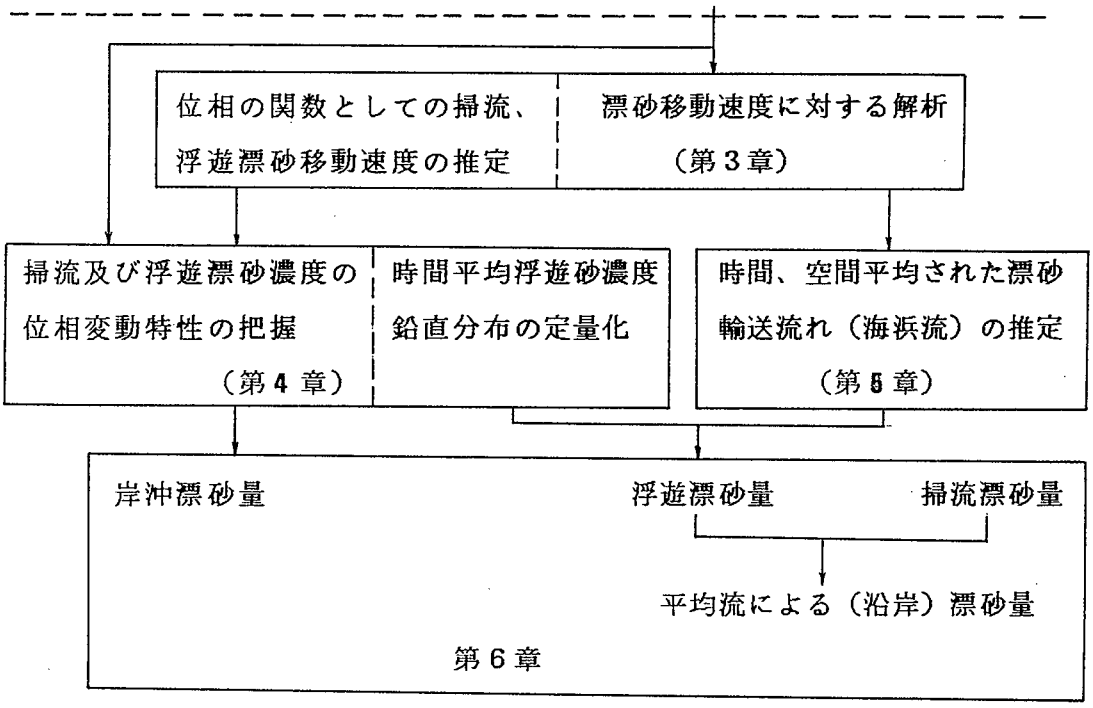



図1-1　本研究の流れ図

参考文献


1) 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。

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

ここにｃは体積比で表示した漂砂濃度、$\mathbf{u}_s$ (=( $u_s$ , $w_s$ )) は漂砂移動速度ベクトルである。

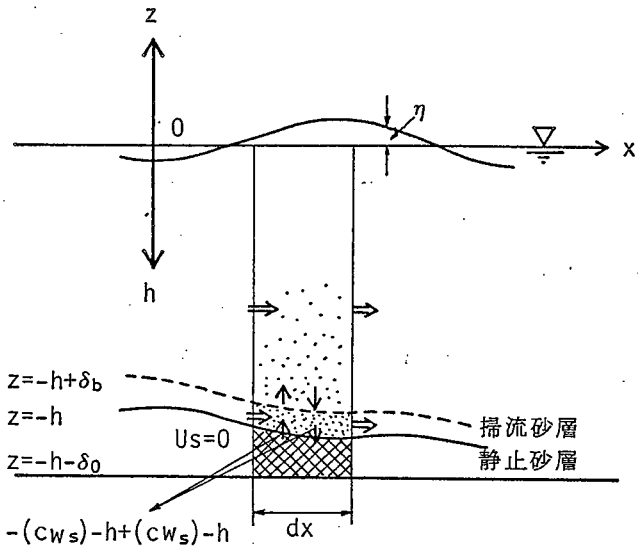



図2-1　漂砂移動量の保存

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 $\delta_0$ 、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 $\delta_0$ 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

$$z=\eta \quad で \quad \partial\eta/\partial t + u_s(\partial\eta/\partial x) - w_s = 0$$

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

$$z=\eta \sim -(h+\delta_0) \quad で \quad u = w = 0 \ \text{or} \ \partial(h+\eta)/\partial t = 0$$

を用いると (2.1) 式は次ように積分される。

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h_+}^{\eta} c\,dz + \frac{\partial}{\partial t}\int_{-(h+\delta_0)}^{-h_-} c\,dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_{-(h+\delta_0)}^{\eta} (cu_s)dz - (cw_s)_{-h_+} + (cw_s)_{-h_-} = 0 \tag{2.2}$$

ここで、$z=-h_-$ 及び $-h_+$ はそれぞれ z 一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 $\epsilon$ を用いて $1-\epsilon$ 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。

$$\frac{\partial h}{\partial t}=\frac{-1}{1-\varepsilon}\left(\frac{\partial}{\partial t}\int_{-(h+\delta_0)}^{-h_-} c\,dz - \left((cw_s)_{-h_+}-(cw_s)_{-h_-}\right)\right)$$

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

$$\frac{\partial h}{\partial t}=\frac{1}{1-\varepsilon}\left(\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h_+}^{\eta} c\,dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_{-(h+\delta_0)}^{\eta} (cu_s)dz\right) \qquad (2.3)$$

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 $z\geqq-(h-\delta_b)$ の浮遊砂層と $z\leqq-(h-\delta_b)$ の掃流砂層に分けて考えると次式が得られる。

$z\geqq-(h-\delta_b)$ に対して

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

$z\leqq-(h-\delta_b)$ に対して

$$(1-\varepsilon)\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_{-h_+}^{-(h-\delta_b)_-} c\,dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_{-h_+}^{-(h-\delta_b)_-} (cu_s)dz - (q_u-q_d) \qquad (2.4.2)$$

ここに $q_u$ ，$q_d$ 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

$$\overline{q_x} = \overline{\int_{-h_+}^{\eta} (cu_s)\, dz} \tag{2.5}$$

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。

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

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 $u_s$ 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 $u_s$ 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。

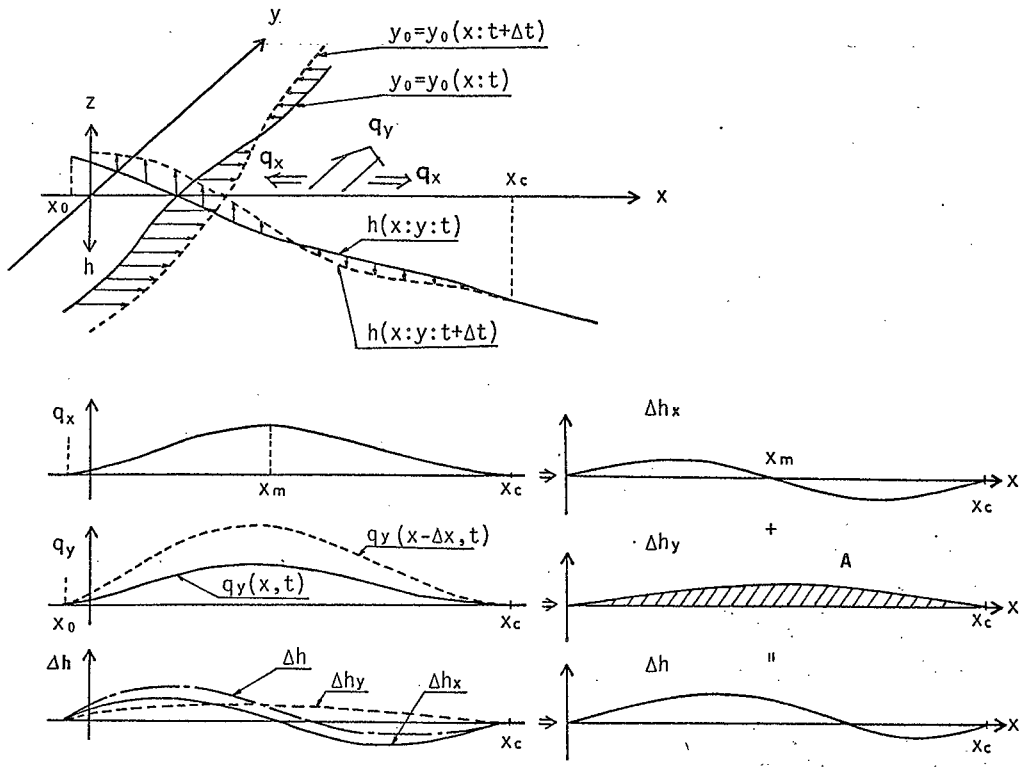



図2-2　座標系

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

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

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

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ー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) 式の沿岸漂砂及び岸沖漂砂は第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。このような漂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、その結果として漂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漂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漂砂 $\overline{q_y}$ によるものと岸沖漂砂量 $\overline{q_x}$ によるものに分離して以下のように表わす。

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

ここに

$$\frac{\partial h_x}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\partial \overline{q_x}}{\partial x} \tag{2.9.1}$$

$$\frac{\partial h_y}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\partial \overline{q_y}}{\partial y} \tag{2.9.2}$$

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) 式で示される岸沖漂砂による地形変動と、同時に(2.9.2) 式で示される沿岸漂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 $x$ について漂砂移動の生じている範囲 $x_0 \leqq x \leqq x_{cr}$ で積分する。ここに $x = x_0$ 及び $x_{cr}$ は陸側及び沖（海）側の漂砂移動限界である。いま $q_{x|x=x_0} = q_{x|x=x_{cr}} = 0$ 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。

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

さらに同一波浪に対しては $x_0$ , $x_{cr}$ は時間的に変化せず、同時にそれらが汀線方向には一様であるとすると(2.10)式は

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{x_0}^{x_{cr}} h\,dx = \frac{\partial}{\partial y}\int_{x_0}^{x_{cr}} \overline{q_y}\,dx \tag{2.11}$$

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 $Q_y$ 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、

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

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 $\overline{q_x}$ の汀線直角方向分布も点線で示してある。

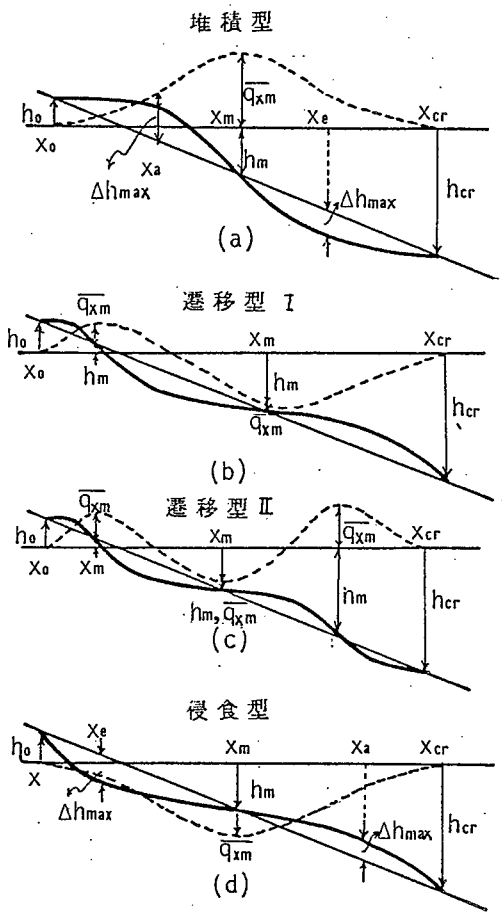



図2-3 岸沖漂砂による断面変形パターン

ここにnet の岸沖漂砂量とは波動による水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 $\partial h/\partial t = 0$ となる地点 $x = x_m$ 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

$\partial(\partial\overline{q_x}/\partial x)/\partial x = 0$ となることから、これらの地点で $\overline{q_x}$ -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、 $\partial h/\partial x = 0$ となる初期断面と変形後の断面の交点 $x = x_m$ 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 $x = x_e$ 及び $x_a$ で $\overline{q_x}$ -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 $h_0$ 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

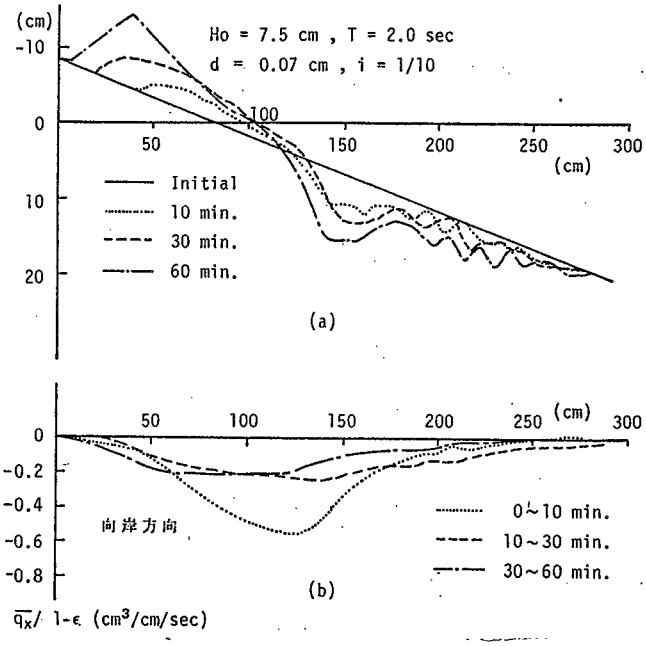



図2-4　堆積型海浜断面変形

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 $\Delta t_i$ 時間に $x = \Delta x\, j$ $(j = -x_0 / \Delta x \sim x_{cr} / \Delta x)$ において生じた水深変化量 $\Delta h_x\ (i,j)$ 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

$$\overline{q_x}(i+1,j) = \overline{q_x}(i,j) + \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\Delta x}{\Delta t_i}\Delta h_x(i,j)$$

$$\overline{q_x}(x_0,j) = 0 \quad \text{at} \quad x = x_0 \qquad (2.14)$$

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 $\overline{q_{xm}}$ の最大値 $\overline{q_{xm}}$ 及び先に定義した地形変化の陸上及び沖側限界水深 $(h_0, h_{cr})$ ならびに $\overline{q_{xm}}$ の生ずる水深 $h_m$ の時間変化を示したものである。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。

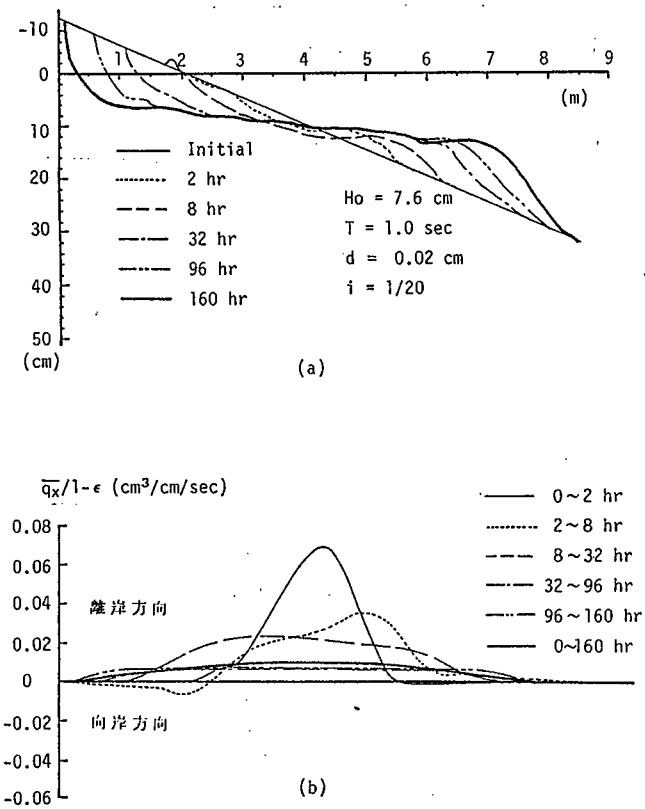



図2-5 侵食型海浜変形

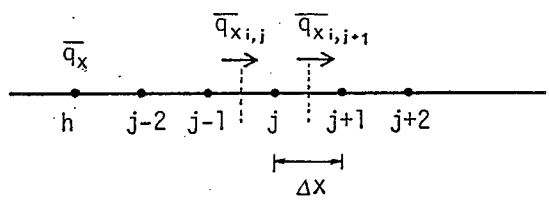



図2-6 計算点の配置

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 $t/T > 10^4$ 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。

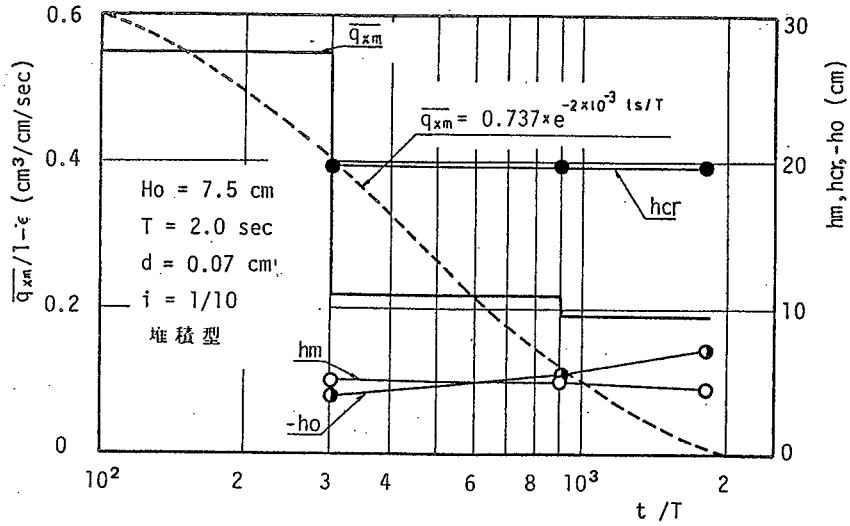



図2-7　$\overline{q_{xm}}$ , h o, h cr, h m の時間変化　（堆積型）

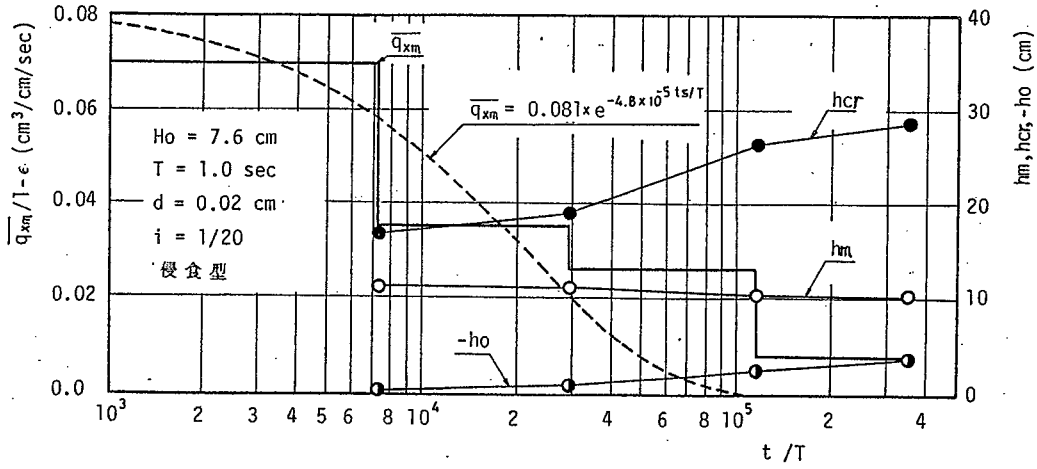



図2-8　$\overline{q_{xm}}$ , h o, h cr, h m の時間変化　（侵食型）

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－$h_0$ 及び $h_{cr}$ も $t/T=10^3$ 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 $h_m$ 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 $h_0$ , $h_m$ , $h_{cr}$ あるいは $\overline{q_{xm}}$ といった特性量について考察する前に、まず $\overline{q_x}$ 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 $\overline{q_{xm}}$ に対しても

$$\overline{q_{xm}} = \overline{q_{x_0}} \exp(-At/T) \tag{2.15}$$

という形で減衰すると仮定する。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は減衰係数である。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、造波時間と漂砂量を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 $A=2.0\times10^{-3}$ , $\overline{q_{x0}}/(1-\epsilon)=0.737$ cm³/cm/sec、図2-8 においては $A=4.8\times10^{-5}$ , $\overline{q_{x0}}/(1-\epsilon)=0.081$ 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減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。

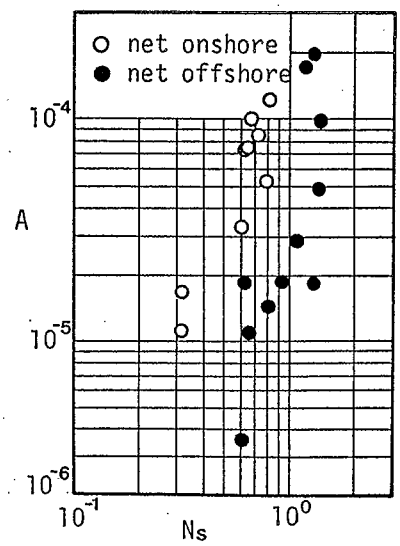



図2-9　岸沖漂砂減衰係数

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

$$\overline{q_x}(x,t^*) = \overline{q_{x_0}}\exp(-A\,t^*) \tag{2.16}$$

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$h(x,0) = h_0(x)$（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。

$$h(x,t^*) - h_0(x) = \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\partial \overline{q_{x_0}}}{\partial x}(1-\exp(-At^*)) \tag{2.17}$$

さらに最終地形（水深をhf(x)とする）は(2.17)式において$t^* \to \infty$として

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

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。

$$(h - h_0)/(h_f - h_0) = 1 - \exp(-At^*) \qquad (2.19)$$

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 $\overline{q_x}/\overline{q_{x0}}$ 及び (h − ho)/(hf-ho)の時間変化の様子を示したものである。

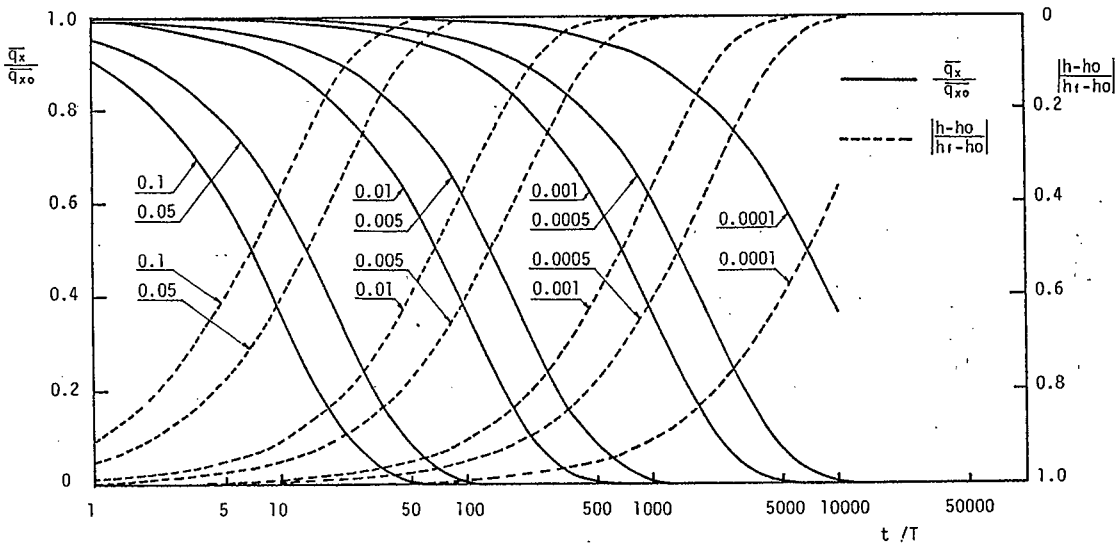



図2-10　岸沖漂砂及び水深の時間変化

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$t^* = 10^5$ 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 $7\times10^4$ 以上の造波が、また90% 以上の地形変化が生ずるまでには $2\times10^5$ 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

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Rector[6] は初期海底勾配 i o=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。

$$d/L_0 \lessgtr 0.146(H_0/L_0)^{1.25} \quad \begin{matrix}\text{向岸方向}\\ \text{離岸方向}\end{matrix} \qquad (2.20)$$

Dean[7] 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。

$$H_0/L_0 \lessgtr 1.7\, w_0\pi/gT \quad \begin{matrix}\text{離岸方向}\\ \text{向岸方向}\end{matrix} \qquad (2.21)$$

また堀川ら[3)4)] は i o=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。

$$C = \frac{H_0}{L_0}\left(\frac{d}{L_0}\right)^{-0.67} i^{0.27} \qquad (2.22)$$

| | |
|---|---|
| $C \geq 8$ | 侵食型（離岸方向） |
| $8 \geq C \geq 3$ | 遷移型（向岸、離岸混在） |
| $3 \geq C$ | 堆積型（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。

$$\left(\frac{H_o}{L_o}\right)^{0.96}\left(\sqrt{gH_b}\ d^{-1.8}\ i\right) \gtrless 64 \qquad \begin{matrix}\text{侵食型（離岸方向）}\\ \text{堆積型（向岸方向）}\end{matrix} \qquad (2.23)$$

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Vincent[9] 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Bowen[10] 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Tunstall[11] 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、Bowen[13] 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。

$$\widehat{u_{fo}}d/\nu \gtrless 1.2\,10^4\left(\frac{H}{L}\frac{1}{\cosh kh}\right)^2 \qquad \begin{matrix}\text{向岸方向}\\ \text{離岸方向}\end{matrix} \qquad (2.24)$$

ここにH及びLは水深hにおける波高と波長、$\widehat{u_{fo}} = \pi H/(T\sinh kh)$ 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, Ho/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hcr及び砕波水深hbにおける$\widehat{u_{fo}}d/\nu$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、○印がhcrに、□印が$h_b$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漂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。

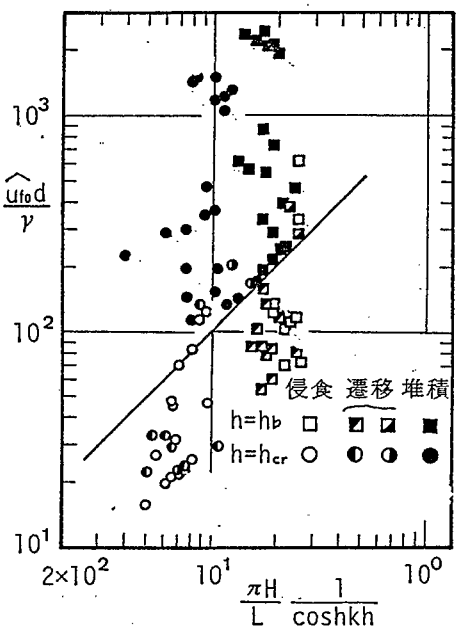



図2-11　岸沖漂砂の移動方向

$$\frac{\widehat{u_{fo}}d}{\nu}=10^3\left(\frac{\pi H}{L\cosh kh}\right) \qquad (2.25)$$

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。

$$N_{sr}=\frac{gTd}{2\pi\nu}\gtrless10^3 \qquad \begin{matrix}\text{向岸方向}\\ \text{離岸方向}\end{matrix} \qquad (2.26)$$

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。

表2-1　岸沖漂砂卓越移動方向

| 支配パラメータ<br>移動方向 | d | T | H | Ho/Lo | i |
|---|---|---|---|---|---|
| 向岸方向 | 大 | 大 | 小 | 小 | 小 |
| 離岸方向 | 小 | 小 | 大 | 大 | 大 |

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 $Ns = Ho/T/\sqrt{\sigma s\ g\ d}$ 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。

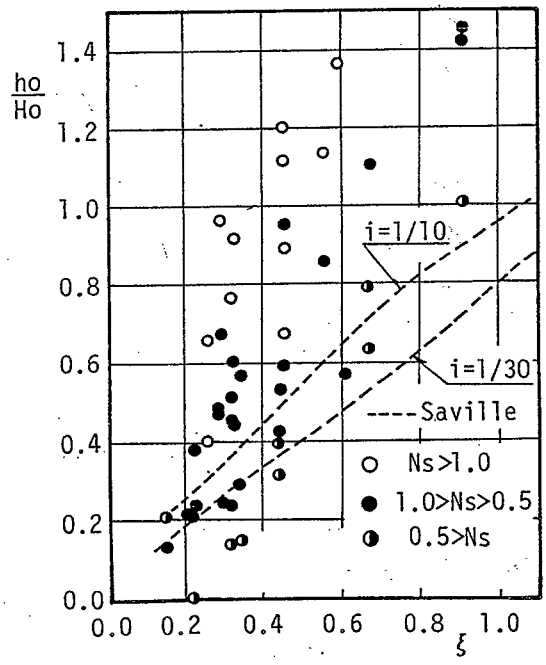



図2-12　陸側変形限界高さ，ho

なお、図中には参考のため、Saville[16] 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ξの増加に伴なって単調に増加していく。一方ho/Hoもξ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汀線付近の海浜勾配が増大する（図2-4,2-5 参照）ことから、ξ（$= i/\sqrt{Ho/Lo}$)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 tanφ，底部摩擦係数をf ，底部最大水粒子速度の振幅を$\widehat{u_{fo}}$とすると、移動限界水深は次式の解として与えられる。

$$\left(\frac{\pi}{6}\right) g d^3 (\rho_s-\rho)\tan\phi = \left(\frac{\pi}{4}\right) d^2 \, f \widehat{u_{fo}}^2 \qquad (2.27)$$

さらに底部摩擦係数fは、通常境界層レイノルズ数$\widehat{u_{fo}}\delta/\nu$あるいは$\widehat{u_{fo}}^2 T/\nu$及びaδ／zo の関数として表わされる。ここに$\delta=(\sqrt{\nu T/2\pi})$ ，$a_\delta=\widehat{u_{fo}}T/\pi$ ，zo は相当粗度高さで、たとえばKamphuis[17]はzo =2 $d_{90}$( $d_{90}$ ：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zo 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。

$$\widehat{u_{fo}}^2/((\rho_s/\rho-1)gd) \propto 1/f \propto F(a_\delta/z_o)$$

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$\widehat{u_{fo}}^2/((\rho_s/\rho-1)\ g\ d)$及びａδ／ｄの関係を示したのが図2-13である。但しＵfoとａδの計算には微小振幅波理論を用いている。

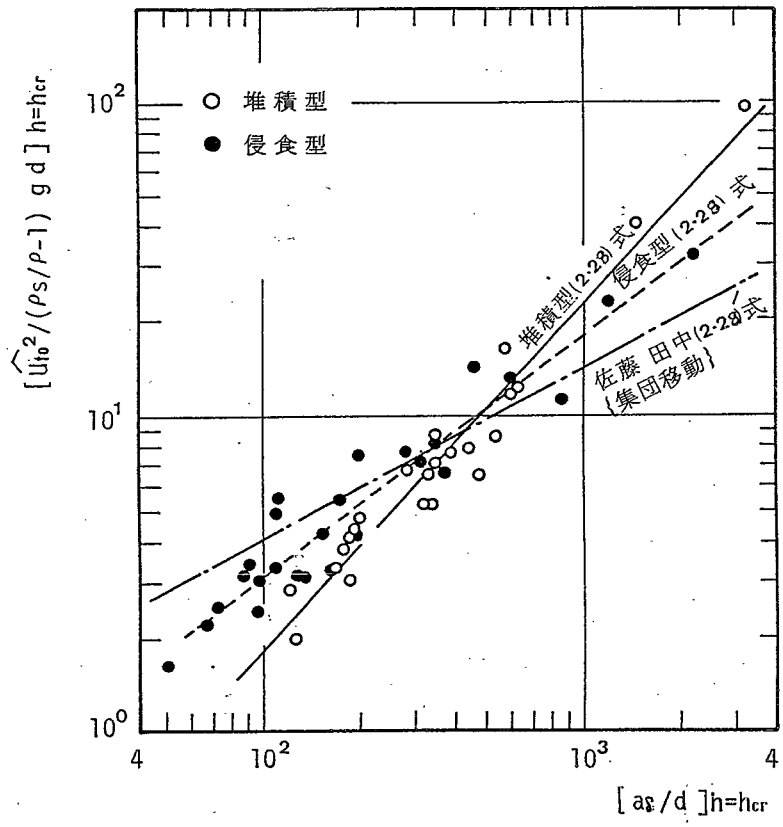



図2-13　沖側変形限界水深，ｈcr

図2-13よりｈ＝ｈcrにおける$\widehat{u_{fo}}^2/((\rho_s/\rho-1)\ g\ d)$とａδ／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。

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

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）

$$\widehat{u_{fo}}^2/(\rho_s/\rho-1)gd = 0.42(a_\delta/d)^{1/2}$$

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。

$$H_o/L_o = 1.35(d/L_o)^{13}\sinh kh_{cr}\,(H_o/H) \qquad (2.28)'$$

(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。

$$(H/H_o)(1/\sinh kh_{cr})^{-1} = CN_s(d/L_o)^m \qquad (2.29)$$

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。図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。

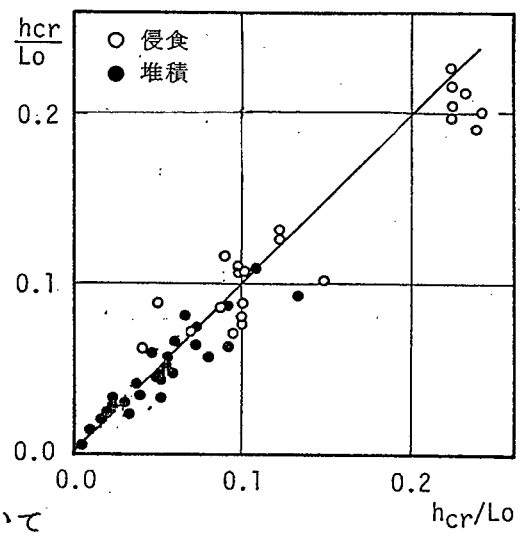



図2-14　hcr/Lの推定値と実測値の比較

vi）最大岸沖漂砂量が生ずる水深ｈm について

先にｈm は漂砂量分布において最大の岸沖漂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

の時間的な変化は微弱である。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、Swart[20]が提案した" D-profile " の限界水深、あるいは Hallermeier[21]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$N_{sr}=gTd/2\pi\nu$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

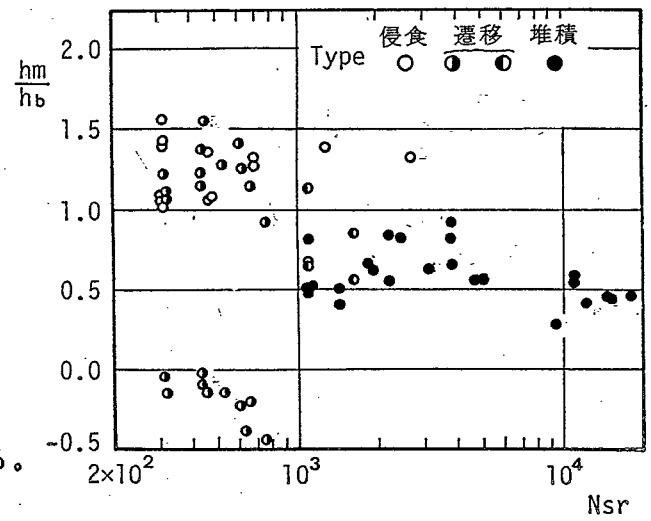



図2-15 最大岸沖漂砂量の生ずる水深，ｈｍ

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。

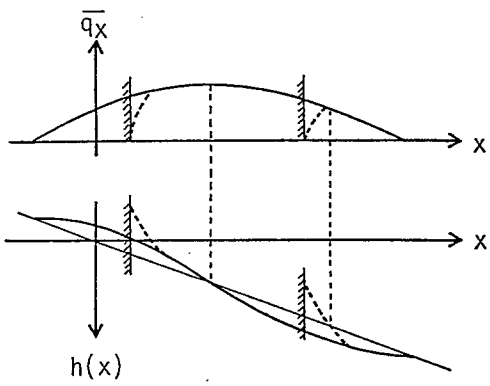
§2-4-2　海岸構造物周辺で生ずる海浜の断面変形

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、$\overline{q_x} = 0$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。



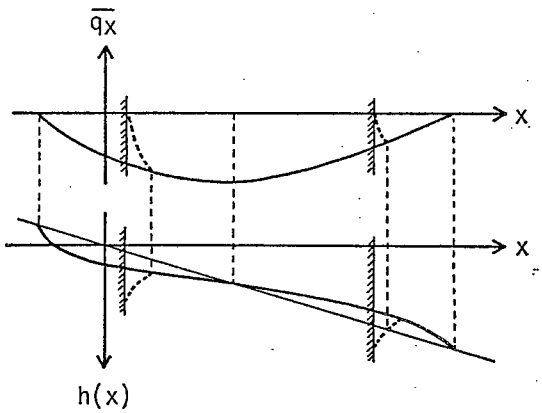




図2-16　護岸前面の漂砂移動と断面変形（堆積型）　図2-17　（侵食型）

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　$\overline{q_x} = 0$となることから、堤脚部近傍においては、　$\partial\overline{q_x}/\partial x$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波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波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。

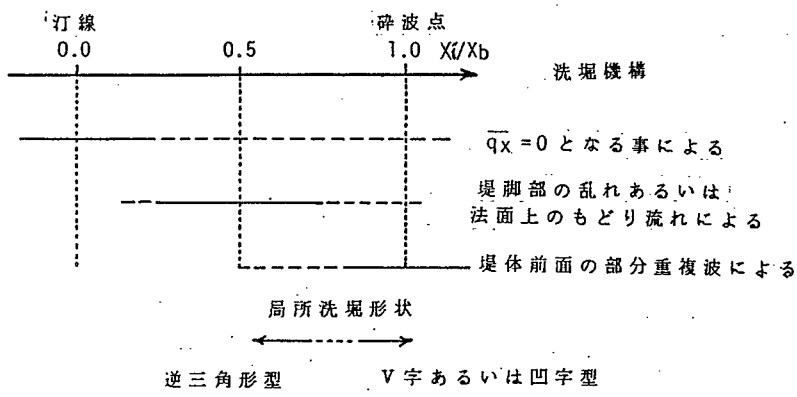



図2-18　護岸設置位置と洗掘機構

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) 洗堀地形の時間変化

つぎにこうした局所洗堀は、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, $\sigma_s'$ ＝1.65の川砂で作成した初期勾配1/15の模型海浜の水深４cm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堀孔が生じており、造波開始後5 分間で最終の洗堀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ケースの局所洗堀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。このように局所洗堀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、洗堀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、洗堀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、最終的に平衡な洗堀孔が形成される。したがって、つぎに洗堀孔の勾配について若干の考察を加えておこう。

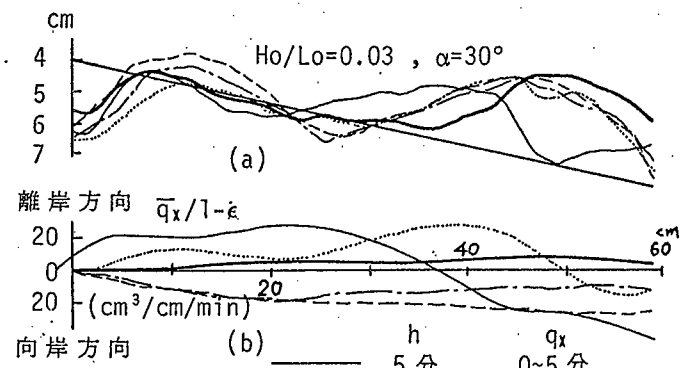



図2-19

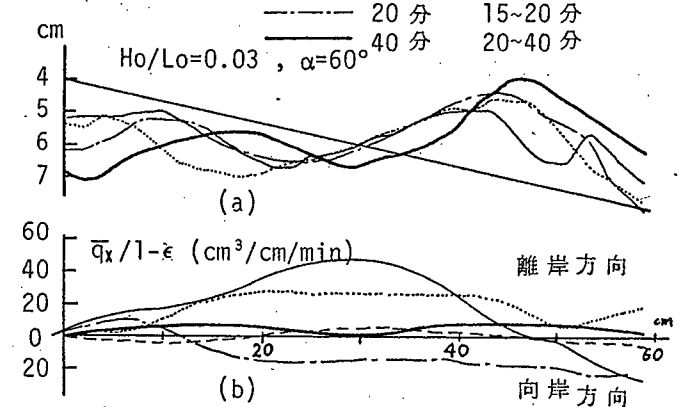



図2-20

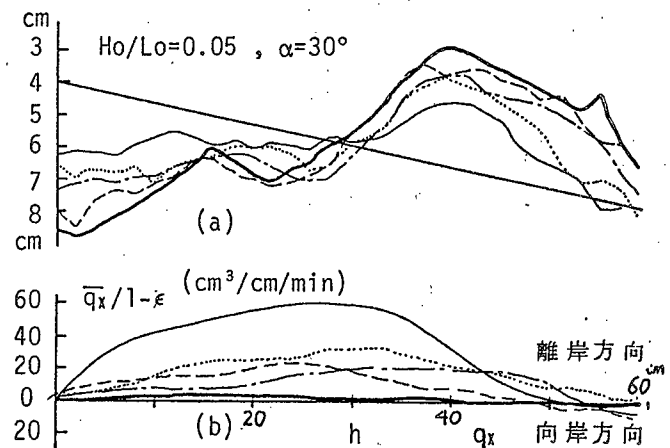



図2-21

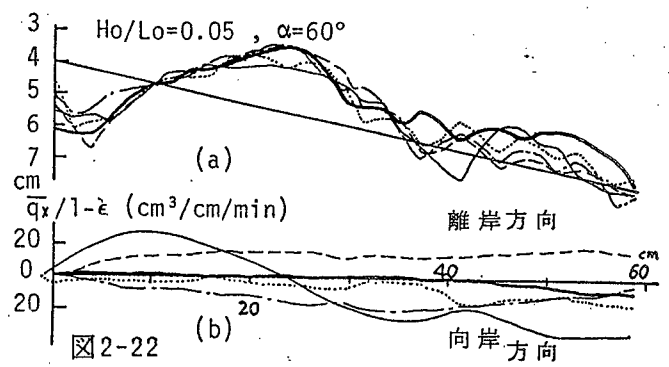



図2-22

局所洗掘地形の時間変化

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。

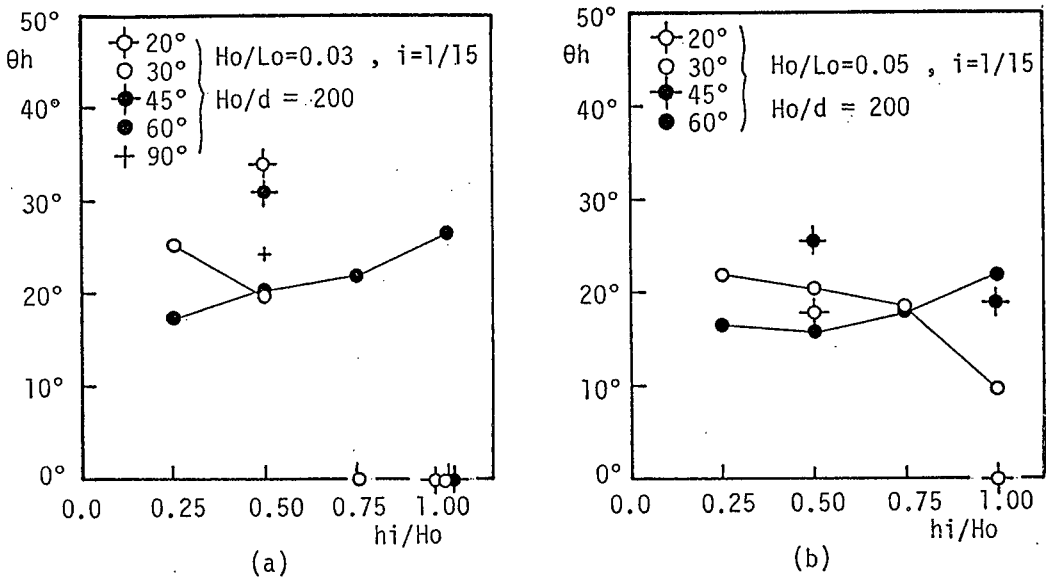



図2-23　局所洗掘孔の勾配

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（θh =0）しかし、その他の局所洗掘が生じた場合のθh 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θh 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

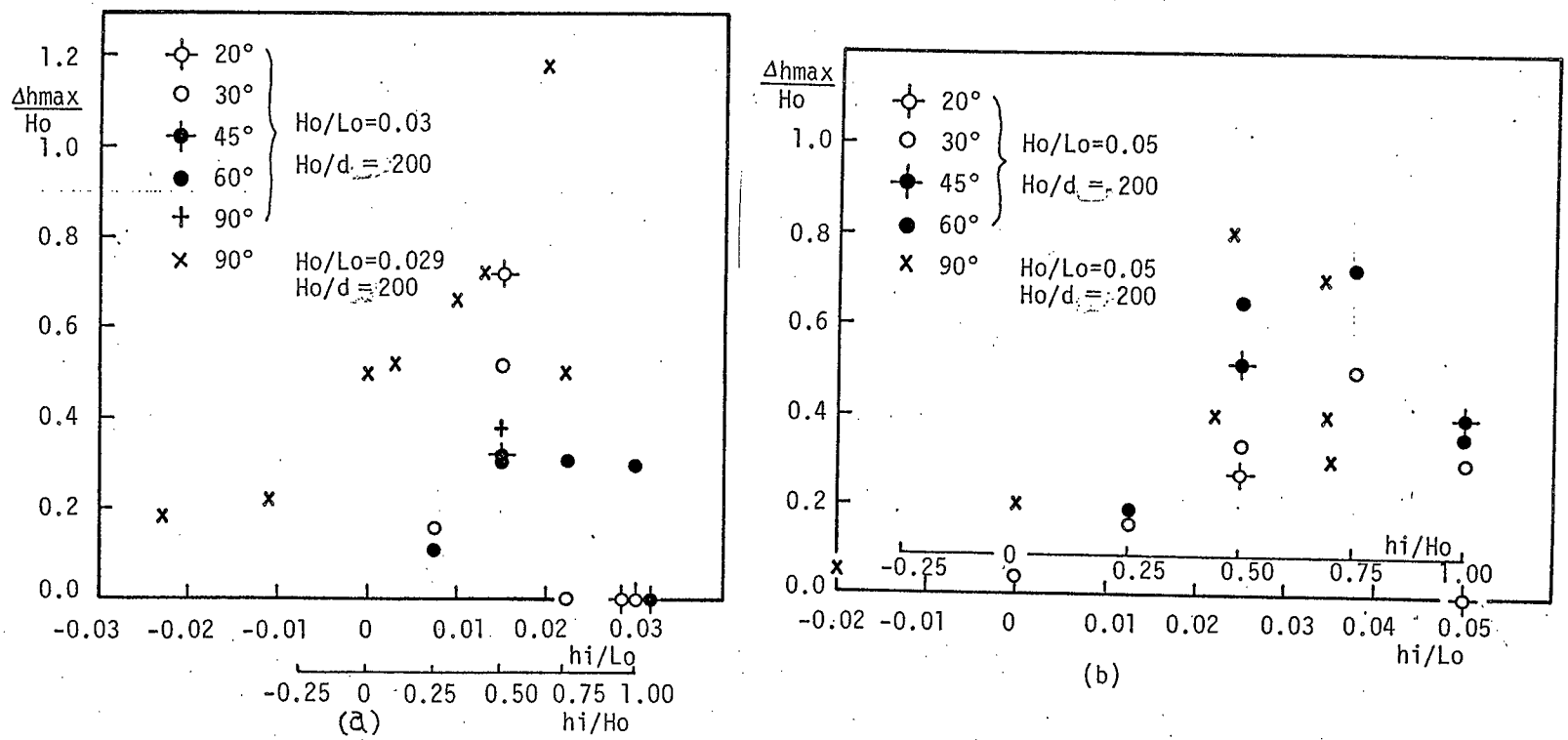

Δhmax/Ho
20°
30°
45°
60°
90°
90°
Ho/Lo=0.03
Ho/d = 200
Ho/Lo=0.029
Ho/d = 200
hi/Lo
hi/Ho
(a)
Ho/Lo=0.05
Ho/d = 200
Ho/Lo=0.05
Ho/d = 200
(b)

図2-24　最大洗掘深

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合に生じた最大の局所洗掘深[29]の無次元量hmax/Hoと無次元設置水深hi/Lo（及びhi/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hmax/Hoが小さくなる傾向がうかがえる。また、hmax/Hoは法面勾配にはかかわりなくhi/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

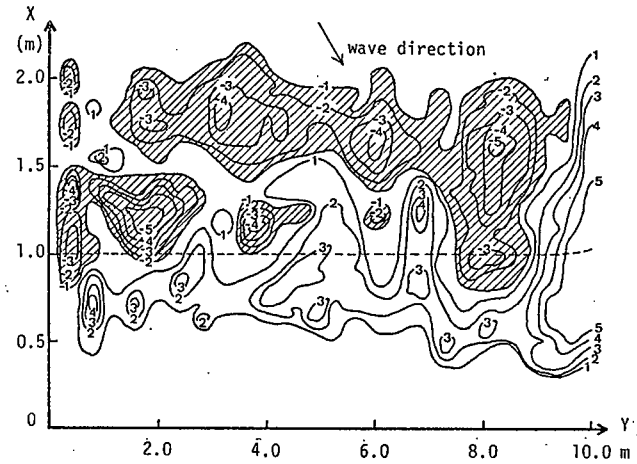
前節で述べたように新に建設された海岸構造物周辺においては沿岸漂砂のみによる海浜変形だけが生ずることはほとんどなく、通常は岸沖漂砂による断面変形が同時に附随して生ずる。しかし、たとえば実験室の平面水槽内においては、ある程度岸沖漂砂が平衡に達した状態、すなわち断面形状は変化せず断面積だけが変化するという状態を局所的に作り出すことができる。そこでつぎに、沿岸漂砂によって生ずる自然海浜及び突堤等の構造物周辺の海浜変形パターンについて、移動床平面実験結果に基づ

いて考察を加えていく。

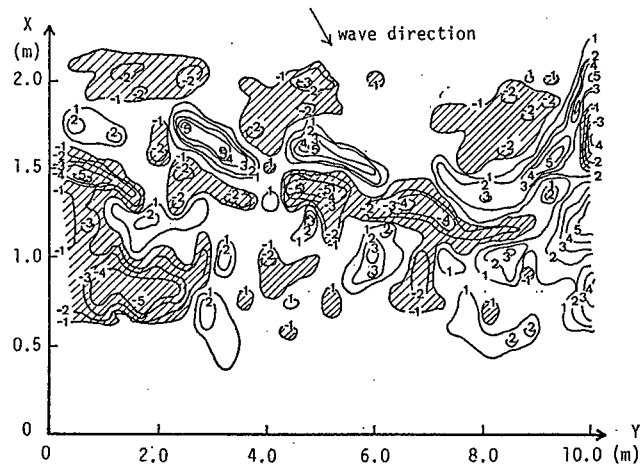
§2-5-1　沿岸漂砂による自然海浜の変形について

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 tanβ=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水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、入射波の換算沖波波高は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を汀線に直角方向（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汀線に直角方向の分布形状$e_1(x)$及び$e_2(x)$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。

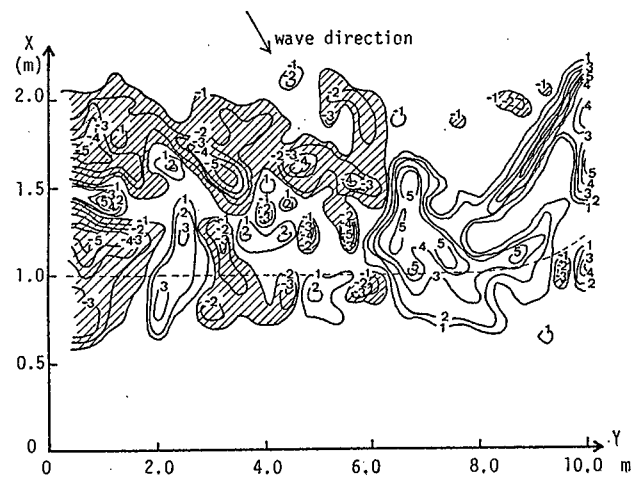
まず図2-26(a) 示す造波開始 0～30分の$e_1$ は汀線より陸上部で正、沖側では負となり、図2-25(a) に示す等Δh線と明確な対応を示していることから、固有関数$e_1$は岸沖方向の漂砂移動による水深変化を表わしているものと推定される。また$e_1$ に対する相対的重要度ＬＩは45.7% となることから、全水深変化の約1/2 が岸沖漂砂移動によって引きおこされていることになる。しかし、固有ベクトル$e_2$ に対する物理的な意味は明らかでない。一方、図2-27(a) に示す$e_1$ は全断面を通じて正で、砕波点より少し岸側でピークを示し、図2-25(c) と対応させて考えると明らかに沿岸漂砂による水深変化を表わし、$e_2$ 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$e_1$ 及び$e_2$ の相対的重要度ＬＩ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。




(a)



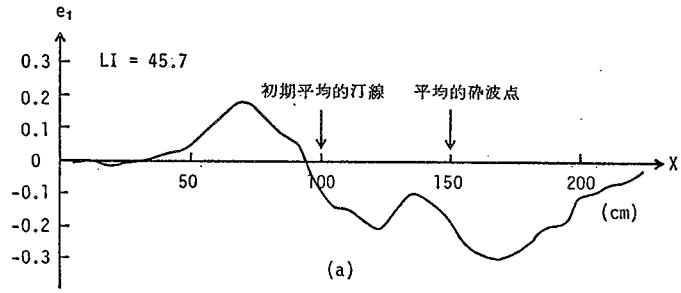

(b)




(c)

| | deposition | | | erosion | |
|---|---|---|---|---|---|
| 5 | | h -25mm | -5 | | h 25mm |
| 4 | -25mm | h -20mm | -4 | 25mm | h 20mm |
| 3 | -20mm | h -15mm | -3 | 20mm | h 15mm |
| 2 | -15mm | h -10mm | -2 | 15mm | h 10mm |
| 1 | -10mm | h -5mm | -1 | 10mm | h 5mm |

図2-25
斜め入射波による平面海浜変形



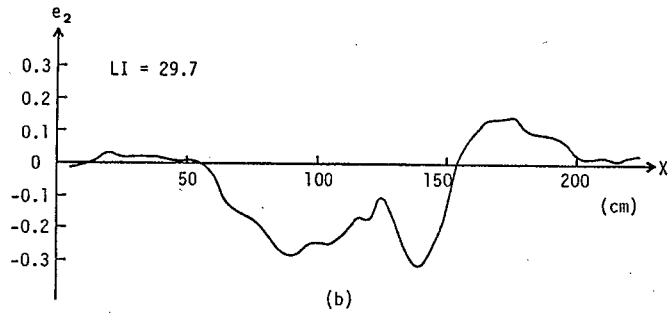
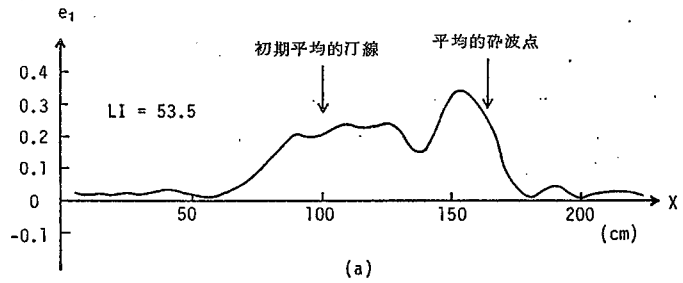




図2-26　固有ベクトル $e_1$ 及び $e_2$ （0～30分）



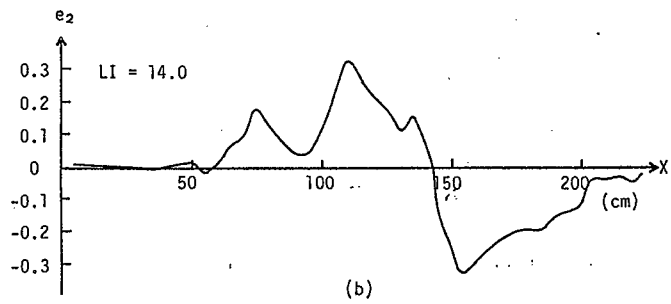




図2-27　固有ベクトル $e_1$ 及び $e_2$ （60～90分）

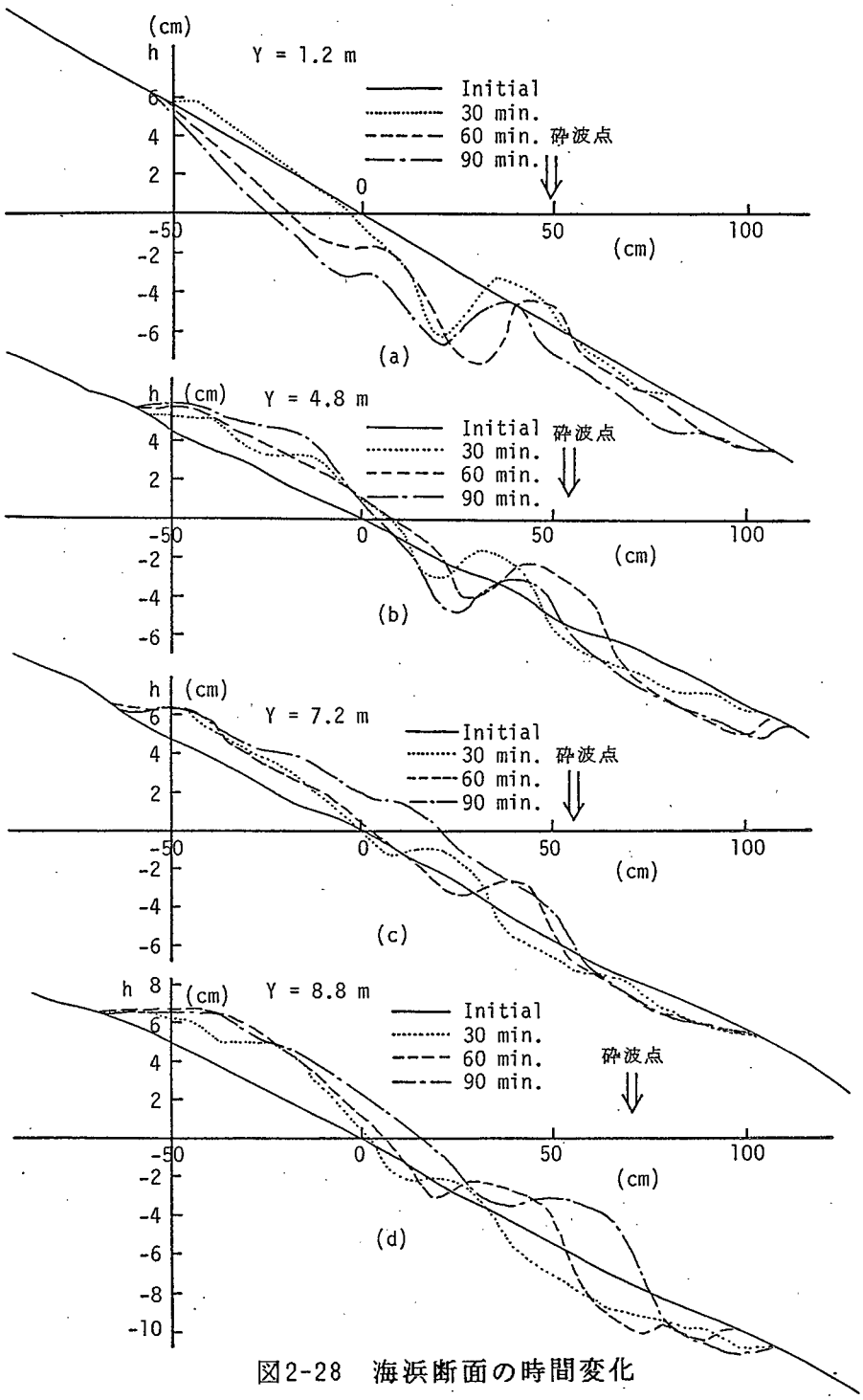



図2-28　海浜断面の時間変化

したがって以下では造波開始60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Δ1と断面積変化量ΔA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していることから省略した。同図より●で示してある造波開

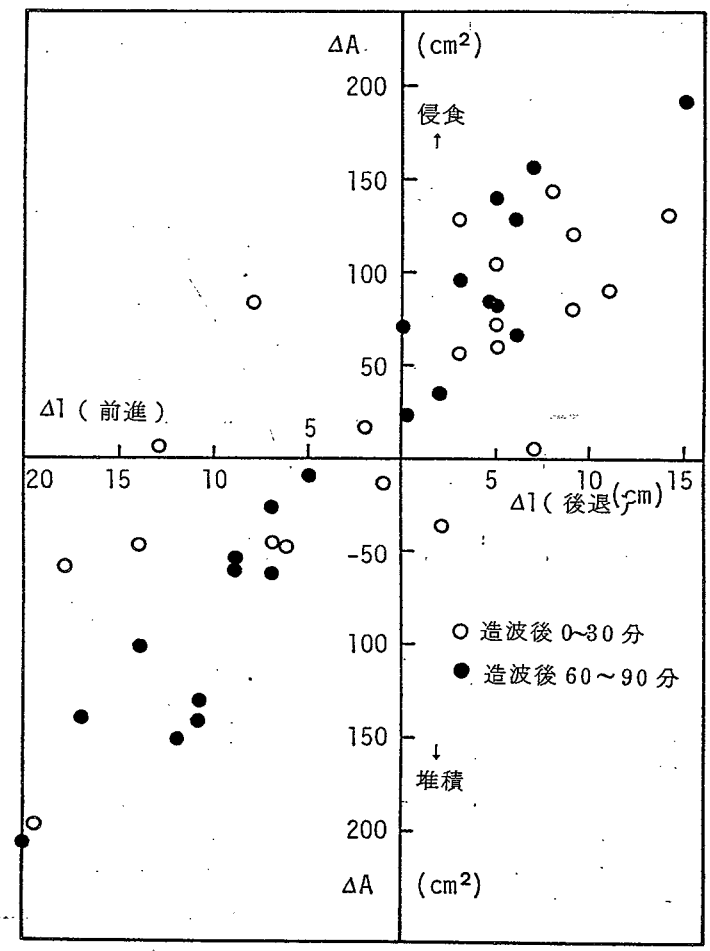



図2-29　ΔAとΔ1の関係（自然海浜）

始60～90分の海浜変形においてはΔ１とAの間に明確な比例関係が存在しているのに対し、○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、Δ１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。

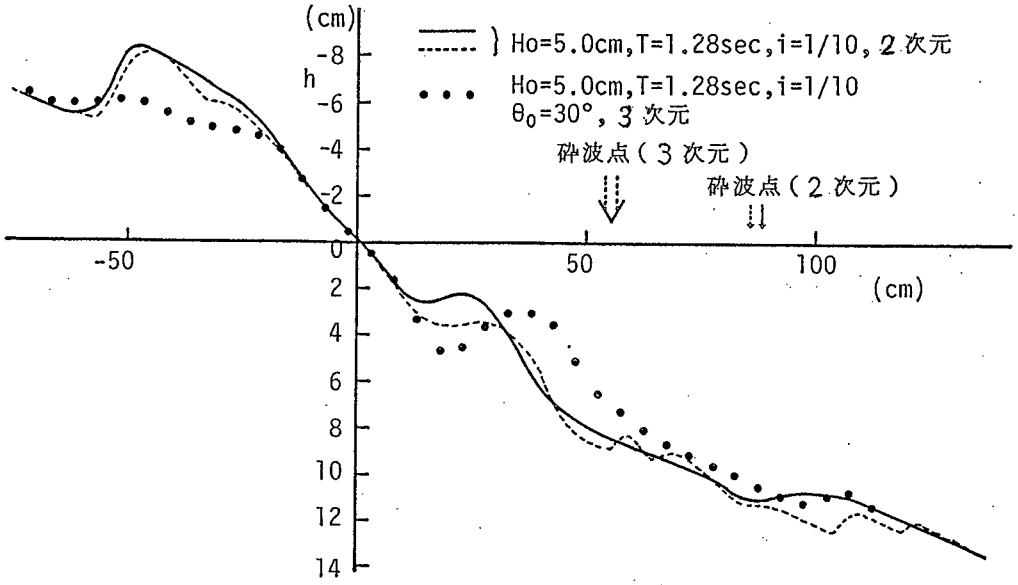



図2-30　２次元実験と平面実験で生ずる海浜断面の差異

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hcr）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漂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。

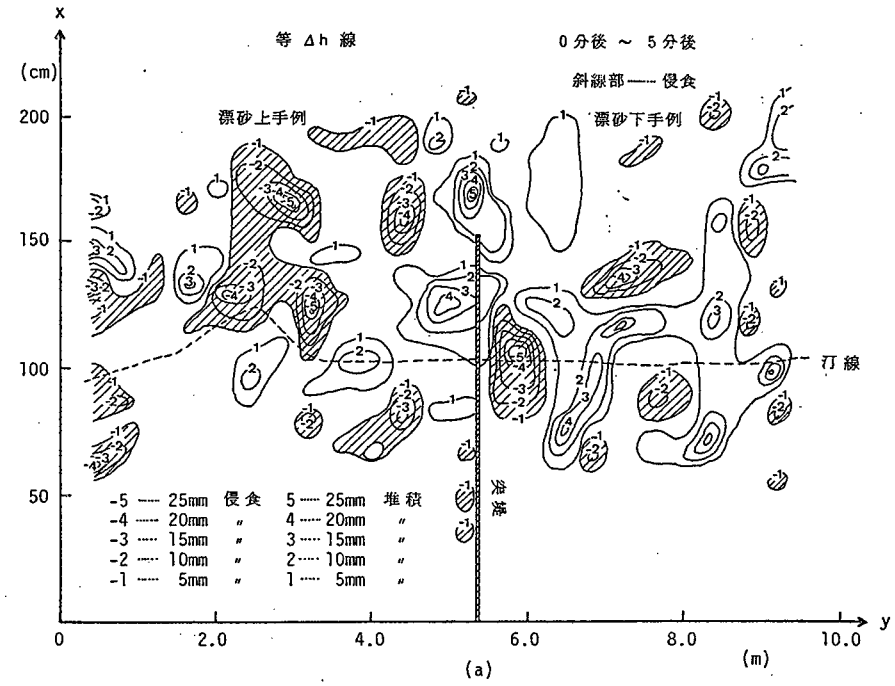
i)沿岸方向の漂砂移動が阻止される（$\overline{qy}$ =0となる境界が与えられる）ことによって生ずる地形変動

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（汀線より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汀線近傍及び突堤先端部に顕著な堆積が生じ、突堤のすぐ下手側汀線近傍では侵食域が生じている。すなわちこの突堤の上．下流側汀線付近の堆積及び侵食



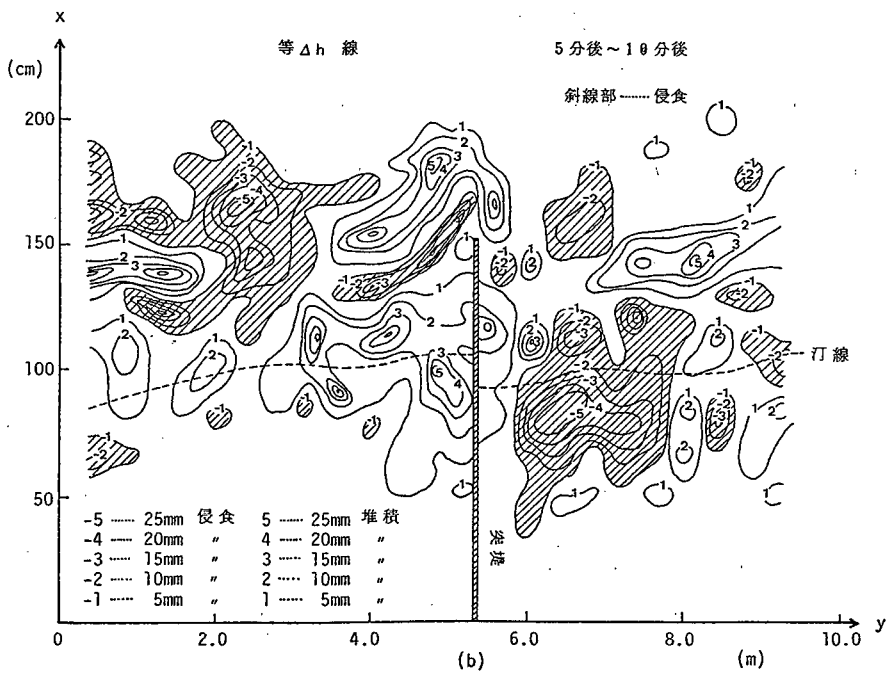




図2-31　突堤周辺の海浜変形

域は沿岸漂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漂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⊕,✚印で、他の測線の変動量を○,●印で区別して示してある。

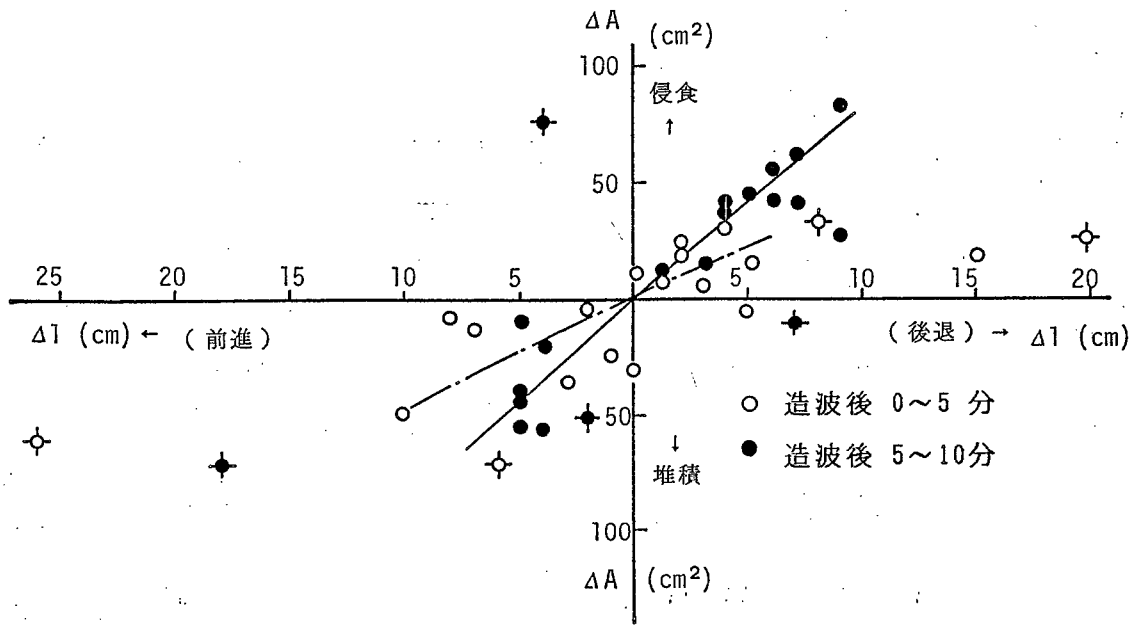



図2-32　ΔAとΔ1の関係（突堤周辺）

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 $\xi$ $(=i/\sqrt{Ho/Lo})$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$\overline{q}_x$ =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Δｌ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($\overline{q}_y$= 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ΔｌとΔＡの比例関係は存在しなくなる。

参考文献


1 ) 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、波による二次元汀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.

10) Inman,D.L. and Bowen,A,J., Flume Experiments on Sand Transport by Waves and Currents, Proc.8th ICCE.,pp1155 ～1173, 1972

11) 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.,ww.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,pp193 ～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・出口一郎、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・出口一郎、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) 出口一郎・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 巻、11号、1966
29) 出口一郎，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・出口一郎、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
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ー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

沿岸漂砂量に対しては、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漂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漂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漂砂量Qyを次式のように表現したもの[1]である。

$$Qy = A_1 P_\ell^n \tag{3.1}$$

ここに　$P_\ell = \frac{1}{8}\rho g H_b^2 Cgb \sin\theta_b \cos\theta_b$

で$A_1$、nは実験定数、Hb、Cgb、θb、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。この全沿岸漂砂量は、いわゆるl-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-Inman[2] はBagnold の power model[3] に基づき全沿岸漂砂量を水中重量Iy 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。

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

ここに　$I_y = (\rho_s - \rho) g \varepsilon Q_y$　(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$A_2$ 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Brebner[4] 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 $\xi = i/\sqrt{Hb/Lo}$と(3.4) 式で関係づけられることを示している。

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

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。

$$I_y = A_3 \frac{1}{c_f w_0} \sqrt{g H_b} \tan\beta \cos\theta_b P_l \qquad (3.5)$$

ここに $\tan\beta = i$ は海底勾配、$c_f$ は抗力係数である。

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。

$$Q_y = A_4 \frac{i^{4/3}}{d^{1/2}} H_b^{11/3} L_0^{-2/3} (\sin 2\theta_b)^{4/3} \cos\theta_b \qquad (3.6)$$

Ozasa[6] 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

$$I_y = 0.385 (E C_g)_b (\sin 2\theta b - 3.24\, dH_b/dx \cot\beta \cos\theta_b) \qquad (3.7)$$

を提案している。

以上が代表的な全沿岸漂砂量公式であり、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 Manual[7] 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 $\theta b=10$ 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。

$$\frac{H_b}{L} = 0.17 \left(1 - \exp\left(-1.5 \frac{\pi h_b}{L_0} \left(1 + 15 (\tan\beta)^{4/3}\right)\right)\right)$$

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)

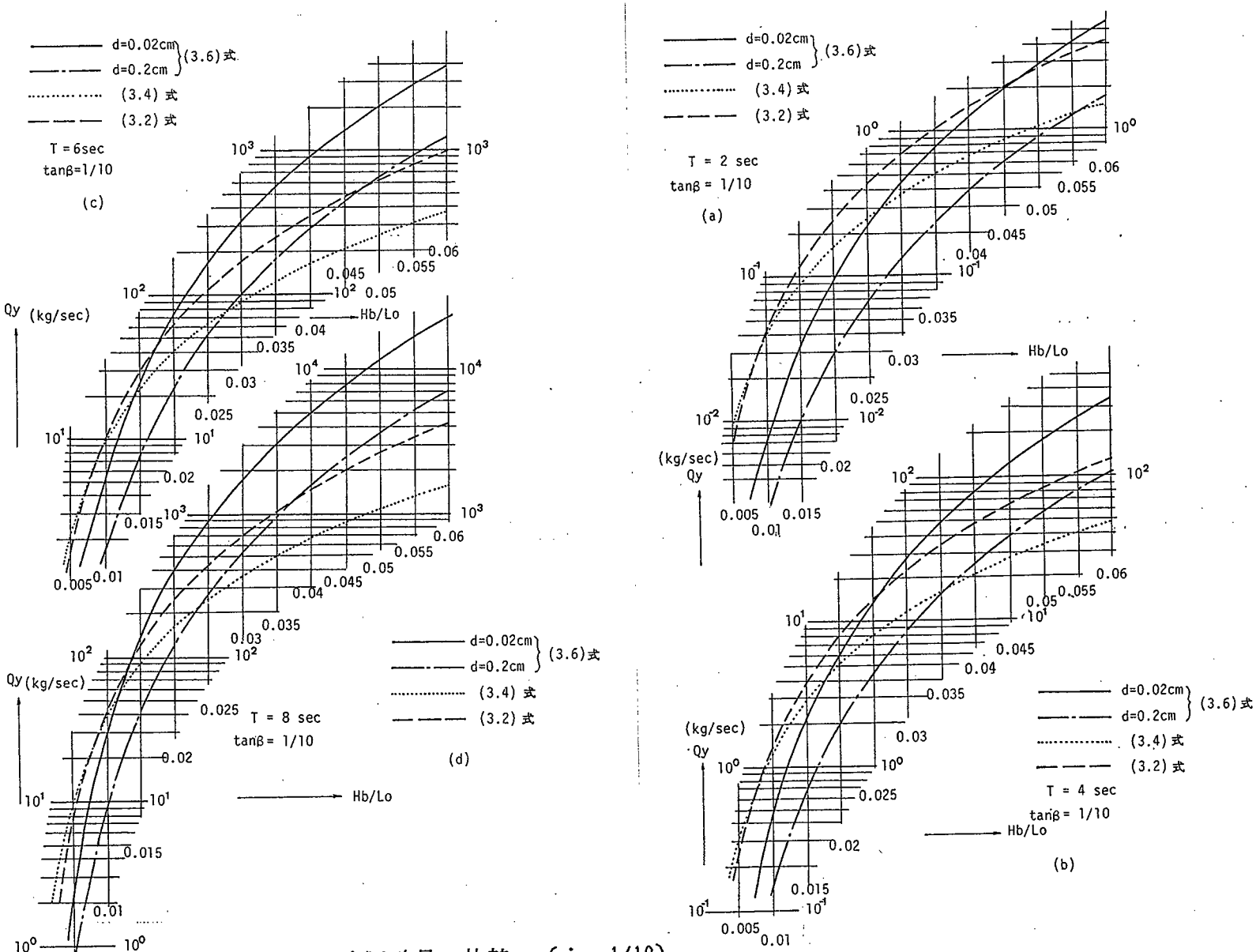



図3-1　全沿岸漂砂量の比較　（i = 1/10）

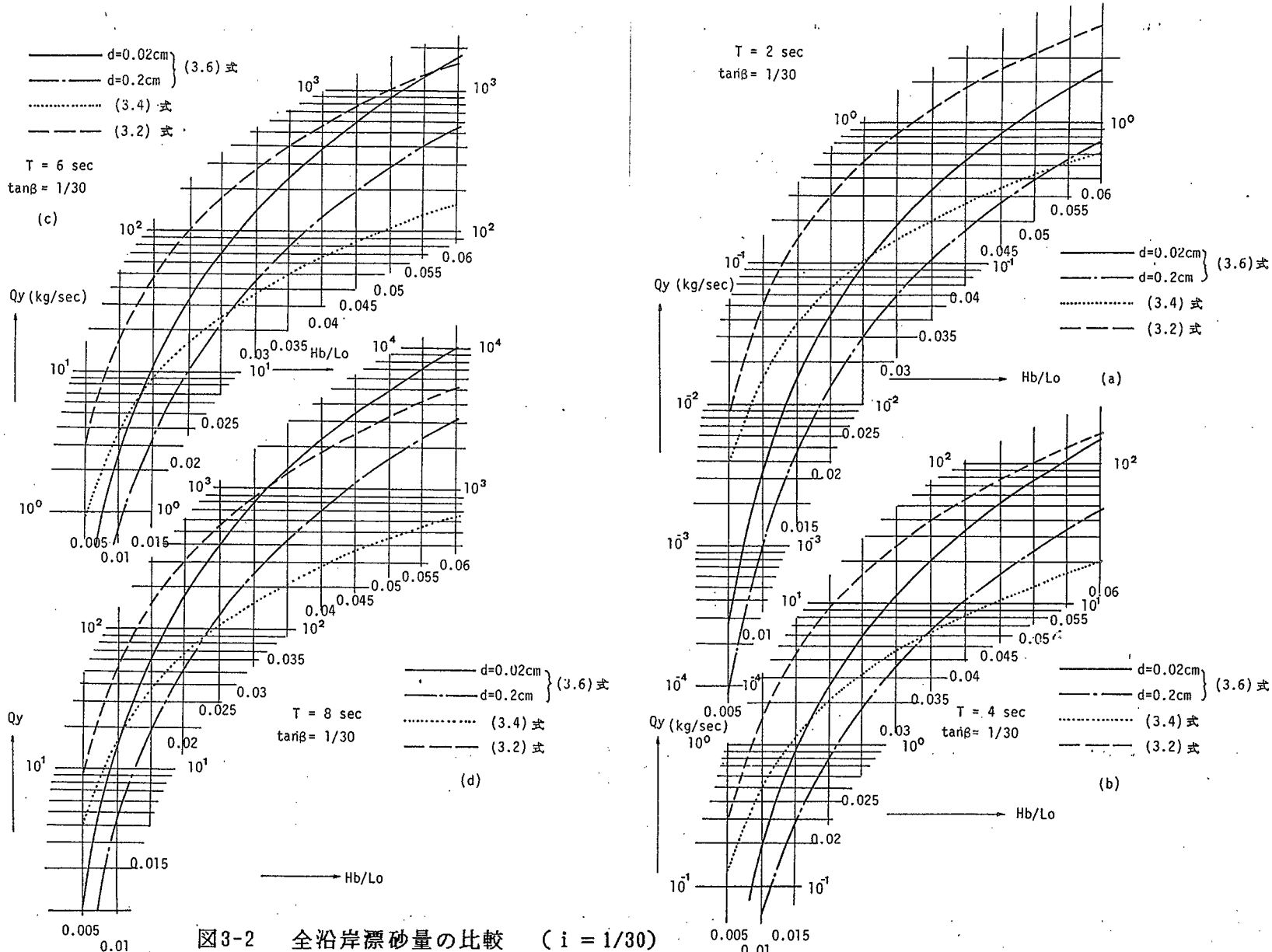



図3-2　全沿岸漂砂量の比較　（i ＝1/30）

(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$10^1$ 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漂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漂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$A_2$ 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。完全な全沿岸漂砂量の定式化は、次に述べる局所的沿岸漂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　局所沿岸漂砂量公式について

§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 $q_y$ (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 $q_y$ (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

Bagnold[9] 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。

$$i = i_b + i_s$$
$$i_b = \varepsilon_b W / (\tan\phi - \tan\beta) \qquad (3.8)$$
$$i_s = \varepsilon_s (1-\varepsilon_b) W / (w_0/u_s - \tan\beta)$$

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、Thornton[9] によるもので、彼は

$$q_y = \frac{-1}{g(1-\rho/\rho_s)}\left(B_s\left(\frac{V}{\widehat{u_{fo}}}\right)^{1/2} + S_s\left(\frac{V}{w_o}\right)\right)\frac{\partial ECg}{\partial x} \qquad (3.9)$$

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、$\widehat{u_{fo}}$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τの汀線平行方向成分τy 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(∂ECg ／∂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Komar[10] は水中重量で表現した局所沿岸漂砂量iy に対して次式を提案している。

$$i_y = \frac{\pi K_1}{4}(0.5f)\rho g\gamma^2 h V \qquad (3.10)$$

あるいは

$$i_y = K_2(c_f\rho V^2 + 0.5\rho f(\gamma/2)^2 g h)V \qquad (3.10)'$$

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τxVに比例

すると考えているが、(3.10)式においては$\tau$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 $c_f$ 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$K_1$,$K_2$ 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Walton[11]は $i_y(x)$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。

$$i_y=\frac{\epsilon b}{\tan\phi}\ \rho\frac{\gamma f C_b}{2\pi}\bar{x}^{1/2}\ V^2+\frac{\epsilon_s}{w_0}\left(\frac{5}{16}\gamma^2\rho g C_b\,(h+\bar{\eta})_b\,(1-\gamma)\tan\beta\cos\theta\right)\bar{x}^{3/2}V \qquad (3.11)$$

ここに$\phi$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( $\bar{x}$ = (xs + x)/(xs + xb ))である。なお効率 $\epsilon_b$ 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 $\epsilon_s$ 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。

$$\varepsilon_b=\frac{\bar{\bar{c}}\rho g(\rho_s-1)/\rho_s w_0}{\partial(E_b C_{gb}\cos\theta_b)/\partial x} \qquad (3.12)$$

ここに $\bar{\bar{c}}$: 時間断面平均浮遊砂濃度

なお $\epsilon_s$ のオーダーはほぼ$10^{-3}$、 $\epsilon_b$ 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。Bijker[12] 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 $q_{by}(x)$ に対して(3.14)式を提案した。

$$\tau_y=(1+(\lambda\widehat{U_{fo}}/V)^2/2)\,\tau_c \qquad (3.13)$$

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

ここに$\tau_c$ は流れのみによる底部せん断力、$\xi$ 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$\mu r$ はripple factor であり、$\xi$ は近似的に$\xi = 0.0575Ce$で表わされる。なお、$q_{by}$ (x) の単位は$m^3/m/sec$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$\delta b$ は底部粗度 (ripple の波高$\eta r$ 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$q_{sy}$ (x) に対して次式を導いた。

$$q_{sy} = q_{by}\left( I_1 \ln(33h/\eta r) + I_2 \right) \tag{3.15}$$

$$I_1 = 0.216 \frac{(a/h)^{kz-1}}{(1-a/h)^{kz}} \int_{a/h}^{1} \left(\frac{1-z/h}{z/h}\right)^{kz} d(z/h)$$

$$I_2 = 0.216 \frac{(a/h)^{kz-1}}{(1-a/h)^{kz}} \int_{a/h}^{1} \left(\frac{1-z/h}{z/h}\right)^{kz} \ln\frac{y}{h}\, d(z/h)$$

ここにkz( $= wo/K/\sqrt{\tau c/Ce}$ ,K : Karman定数 )は浮遊砂拡散係数、a は基準点高さ($=\eta r$ , $\eta r$ : rippleの波高) である。

また Wills[13] は局所沿岸漂砂量に対して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漂砂漂砂量

土屋ら[14]は波による底質の時空間平均濃度$\bar{\bar{c}}$に対し流砂飛砂量法則を適用し(3.16)式を与え、この$\bar{\bar{c}}$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。

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

$$\frac{q_y(X)}{\sqrt{gh_b d}} = \begin{cases} \frac{5\pi}{16} c_0 \left(\frac{\alpha}{f}\right)\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)\left(\frac{h_b}{d}\right) \tan\beta \sin 2\theta_b (1-R^2 F_r^2 X) X V(X) \\ \frac{5\pi}{16} c_0 \left(\frac{\alpha}{f}\right)\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)\left(\frac{h_b}{d}\right) \tan\beta \sin 2\theta_b (1-F_r^2/X) X V(X) \end{cases} \tag{3.17}$$

ここに $c_0 \fallingdotseq 0.2$, $\tau^* = (\tau/\rho)/(\rho_s/\rho - 1)gd$, $F_r^2 = 16\pi\left(\frac{h_b}{H_b}\right)^2\left(\frac{L_o h_b}{L_b}\right)\left(\frac{u_c^{*2}}{fgh_b}\right)$

$R = \frac{1}{2}\left(\frac{H_b}{h_b}\right)\left(\frac{L_b}{L_o}\right)\left(\frac{H_o}{H}\right)\left(\frac{L_o}{L}\right)$, $X = x/x_b$, $\bar{V} = V/((5\pi/16)(\alpha/f)\ gh_b \tan\beta \sin 2\theta_b$

$\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{L}{T\ gh}\right)_b\left(\frac{H_b}{h_b}\right)$, $u^* = \tau/\rho$

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 $\epsilon_b$ , $\epsilon_s$ 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 $\epsilon b$ 及び $\epsilon s$ 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ii)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 Manohar[15]は波動半周期の間に生ずる岸沖漂砂量 $\overline{\overline{q_x}}$ に対し、無次元掃流力 $\psi = \widehat{u_{fo}}/(\rho_s/\rho-1)^{0.4}\ g^{0.4}d^{0.4}\nu^{0.2}$ の関数として

$$\overline{\overline{q_x}} = 1.41\times10^{-10}\psi^{6.9} \tag{3.18}$$

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

$$\overline{\overline{q_x}} \cong (\widehat{u_{fo}}/T)^2(\pi-2\sigma t_c+\sin 2\sigma t_c)$$
$$\sigma t_c = \sin^{-1}(u_c/u_{fo}) \tag{3.19}$$

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 $\overline{q_x}$ であり、$\overline{\overline{q_x}}$ 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。

Madsen[17] 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。

$$q_x(t)/w_0d = 40\psi_m^3(|\cos\sigma t|\cos\sigma t)^3$$
$$\psi_m=\tau/(\rho_s-\rho)gd\ ,\quad \tau=\rho f\widehat{u_{fo}}^2\ ,\quad u_{fo}=\widehat{u_{fo}}\cos\sigma t \tag{3.20}$$

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

$$\overline{\overline{q_x}} = 12.5\psi_m^3 \tag{3.21}$$

が得られる。

さらに Sleath[18] 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 $\overline{q_x}(t)$に対して次式を導き、実験的な検証を行なっている。

$$q_x(t) = \frac{8}{3}\overline{q_x}\cos^3(\sigma t+\theta_d)\cos(\sigma t+\theta_d) \tag{3.22}$$

$$\overline{q_x}=\sigma d^2 47(\psi-\psi_c)^{3/2}$$

これらの式においては、たとえば $u = u\cos\sigma t$ で表わされる水粒子速度（あるいは振動平板）に対して $\tau = \rho f u\cos\sigma t\ |\cos\sigma t|$ 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

$$\tau(t) = \rho f u(t)|u(t)| \quad \text{or} \quad \rho(f\,u(t))^2\mathrm{sgn}(u(t)) \tag{3.23}$$

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 $\psi(t)=\tau(t)/(\rho_s-\rho)gd$ 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。

$$q_{xoff} = 2.1\times10^{-6}\rho\left(\frac{\widehat{u_{fo}}d}{\nu}\right)^{0.422}(\widehat{u_{fo}}-u_c)d_oT \tag{3.24}$$

ここに $d_o=u_{fo}T/\pi$ で移動限界流速 $u_c$ はKomar らによって提案されている $\rho u_c^2/(\rho_s-\rho)gd=0.21(d_o/d)^{0.5}$ [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 $C_m$ はそれぞれ実験的に次式で表わされている。

$$A = 4.92\widehat{u_{fo}}^{-0.578}d_o^{1.422}\nu^{0.578} \tag{3.25}$$

$$C_m = 4.2\times10^{-7}\rho\widehat{u_{fo}}(\widehat{u_{fo}}-u_c)T/\nu \tag{3.26}$$

ここで求められた $q_{xoff}$ 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、 Bowen[22]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 Nielsen[23] ら及び Bakker[24] 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

簡単のため汀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[25]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

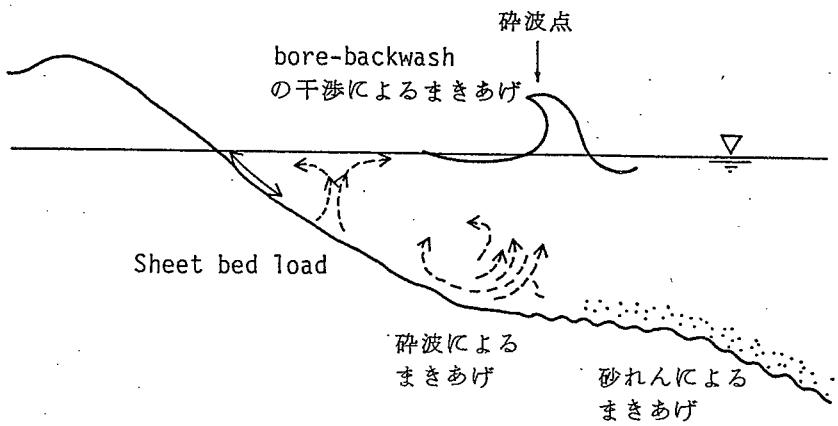



図3-3　漂砂輸送モード

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 load[27] 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 $\delta_b$、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。

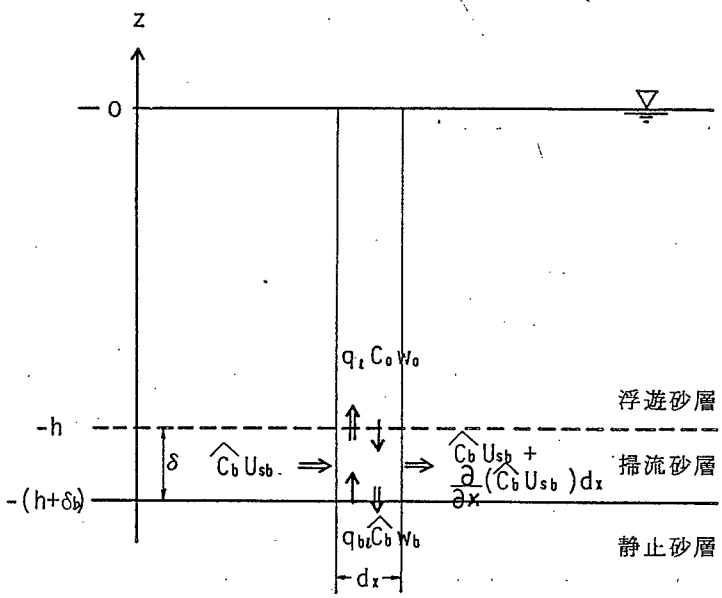



図3-4　掃流漂砂の連続

$$\frac{\partial \widehat{c_b}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\underbrace{(\widehat{c_b}u_{sb})}_{①}+\frac{1}{\delta}\underbrace{(\widehat{c_b}w_b-q_{bl})}_{②}+\frac{1}{\delta}\underbrace{(q_l-c_0w_0)}_{③}=0 \qquad (3.27)$$

ここに $\widehat{c_b}=\frac{1}{\delta}\int_{-(h+\delta_b)}^{-h} c_b dz$ , $c_b$ ：掃流漂砂濃度、$c_o$ ：掃流砂層上端($z=-h$)における漂砂濃度、$u_{sb}$ :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 Einstein[28] 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

$$q_b = \int_{-(h+\delta_b)}^{-h} c_b u_{sb}\, dz \tag{3.28}$$

で表わされる。したがって(3.28)式によって $q_b$ を計算するためには $c_b$, $u_{sb}$ あるいは $\delta_b$ 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

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 $\rho_s$ 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。

$$\frac{\pi}{6}d^3\rho_s\frac{du_{sb}}{dt} = \frac{1}{2}\rho|u_f-u_{sb}|(u_f-u_{sb})C_d\frac{\pi d^2}{4} + \frac{\pi}{6}d^3\rho\frac{du_f}{dt} + \frac{1}{2}\frac{\pi}{6}d^3\rho\left(\frac{du_f}{dt}-\frac{du_{sb}}{dt}\right) + \alpha F(t) + \frac{\pi}{6}d^3(\rho_s-\rho)g\sin\beta \tag{3.29}$$

ここに $u_f$ は水粒子速度、Cdは抗力係数、$\alpha F$ 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 $\alpha F$ は省略し、さらに Cd に対してEaglesonらが提案している $C_d = 19.2\nu/(u_f-u_{sb})$ 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られる。

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

ここに $A = -\frac{2(\rho_s-\rho)}{2\rho_s+\rho}$, $B' = \frac{19.2\mu}{(2\rho_s+\rho)d^2}$, $C' = \frac{2(\rho_s-\rho)}{2\rho_s+\rho}g\sin\beta$

$u_f$ に対しては、主流の水粒子速度の変動が $\hat{u}_{fo}$ 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。

$$u_f = \hat{u}_{fo}(\cos\sigma t - \exp(-\beta d/2)\cos(\sigma t - \theta_1 - \beta d/2)),\quad \beta = \sqrt{\sigma/2\nu}$$

これを用いて(3.30)式を解き、$\hat{u}_{fo}$ 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。

$$\frac{u_{sb}}{\hat{u}_{fo}} = G^{1/2}(\cos(\sigma t-\theta_1) - \exp(-\beta d/2)\cos(\sigma t-\theta_1-\beta d/2)) \qquad (3.31)$$

$$\theta_1=\tan^{-1}\left(\frac{B'\sigma(1-A)}{A\sigma^2+B'^2}\right) \quad , \quad G'=\frac{A^2\sigma^2+B'^2}{\sigma^2+B'^2}$$

図3-5 は(3.32)式に基づき$\hat{u}_{sb}/\hat{u}_{fo}$（$\hat{u}_{sb}$ 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$\beta d$ 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 ～0.07cmに対する$\beta d$ 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$\theta_1$ と砂粒径dの関係を周期Tのパラメーターで示してある。

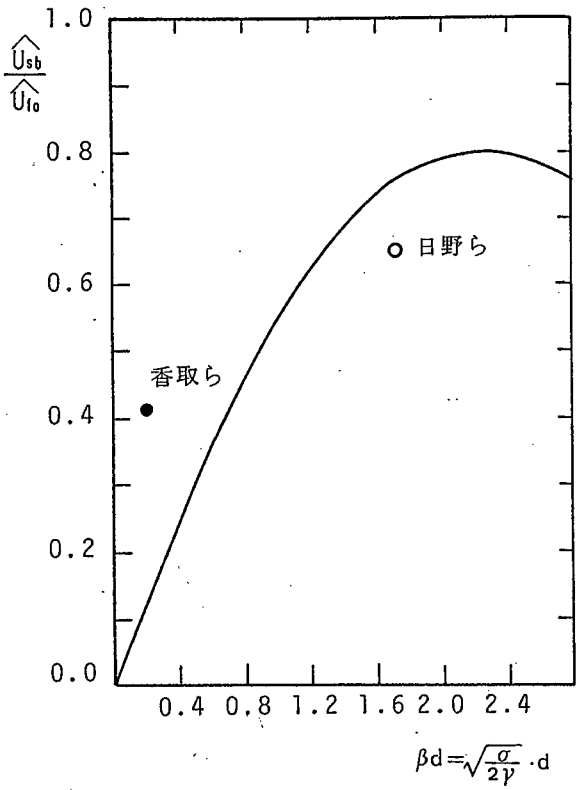



図3-5　掃流砂移動速度の振幅(I)

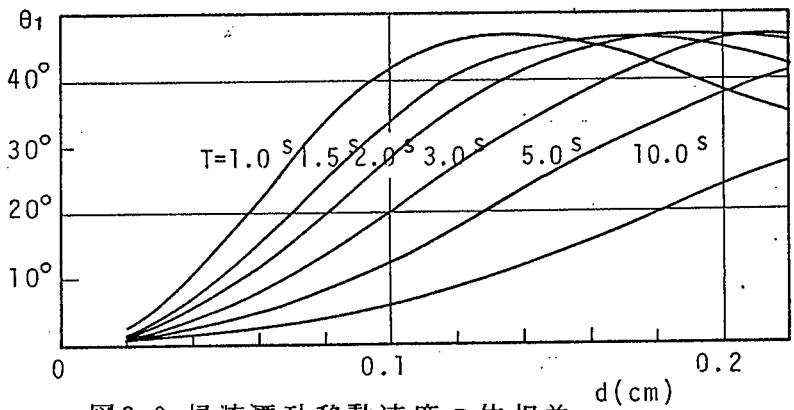



図3-6 掃流漂砂移動速度の位相差

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T/8 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

Bagnold[31] 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λ＝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$\mu s$ 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。

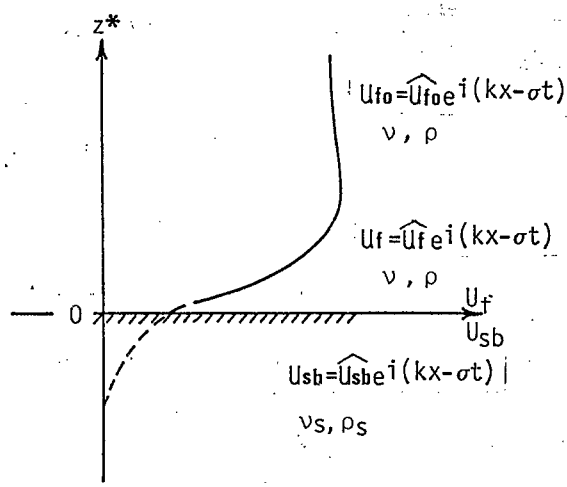



図3-7　座標系

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

する運動方程式はそれぞれ

$$\partial u_{fo}/\partial t = -(\partial p/\partial x)/\rho$$
$$\partial u_f/\partial t = -(\partial p/\partial x)/\rho + \nu(\partial^2 u_f/\partial z^{*2}) \qquad (3.32)$$
$$\partial u_{sb}/\partial t = -(p_s/\partial x)/\rho_s + \nu_s(\partial^2 u_{sb}/\partial z^{*2})$$

と表わされる。ここに$\rho$、$\rho s' = (1-cb)\rho + \rho s\ cb$ は水及び砂層の単位体積質量、$\rho s$ は砂粒の単位体積質量、$\nu$ 及び $\nu s = \mu s/\rho s'$ は水及び砂層の動粘性係数、$u_{fo}$, $u_f$ 及び $u_{sb}$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 $p_s$ 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

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

で表わされる。また、砂層中の圧力 $p_s$ に対しては、Sleath[32] によって提案されている次式を用いる。

$$p_s = p_o\frac{\cosh(k(\kappa_z/\kappa_x)(z^*+ds))}{\cosh(k(\kappa_z/\kappa_x)ds)}\exp(i(kx-\sigma t)),\quad p_o = \frac{\rho g H}{2}\frac{1}{\cosh kh} \qquad (3.34)$$

ここに$ds$は海底砂層厚、$\kappa x, \kappa z$ 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 $\nu s = \mu s/\rho s$ 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、$\mu s$ に対してEinstein[33] は漂砂濃度の関数となる

$$\mu_s/\mu = 1 + (5/2)c \qquad (3.35)$$

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 $cb=0.53$に対する $\mu s/\mu$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、$\mu s/\mu$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、Eilers[35]は、高濃度層に対しても有効な次式を提案している。

$$\mu_s/\mu = (1+2.5c/(2(1-1.35c)))^2 \qquad (3.36)$$

上式によると、$cb=0.53$に対しては、$\mu s/\mu = 11$ となる。　さらに先に述べた

$\mu s/\mu=5\sim6$ は $cb=0.42\sim0.45$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。

$$\text{at } z^*=\infty \quad u_f = u_{fo} \tag{3.37}$$

$$\text{at } z^*=0 \quad u_f = u_{sb} \tag{3.38}$$

$$\mu(\partial u_f/\partial z^*) = \mu_s(\partial u_{sb}/\partial z^*) \tag{3.39}$$

$$\text{at } z^*=-\delta_b \quad u_{sb}=0 \tag{3.40}$$

また、掃流砂移動層厚 $\delta b$ 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、

$$\mu_s(\partial u_{sb}/\partial z^*) \geq d(\rho_s' - \rho)gc_b \tan\phi\, N \tag{3.41}$$

を満たす最大の整数Nを移動総数とし、$\delta b = d\ N$から求めた。ここに$\phi$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、$u_{sb}$と$\delta b$ は一意的には決らないことから、$\delta b$ に対しては$d_s$( 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$c_b$ 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、$c_b$ の関数として表わされる$\mu_s$ 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$c_b$ 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$\kappa_x/\kappa_z$ に対してはSleath[32] 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 $d_s$=10cmであり、$c_b$=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 u f=0)を満足する解

$$u_f = \widehat{u_{fo}}(\cos\sigma t - \exp(-\beta z^*)\cos(\sigma t - \beta z^*)) \qquad (3.42)$$

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 $z^*=0.2$cm 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 u bs=0となる深さ、すなわち移動砂層厚は位相によつて変化し、その最大値は高々0.06cm(砂層数は0.06/0.02=3)にとどまっていることもわかる。また t/T=3/16 の位相においては $z^*=0$ で u sb=0となり、層状の移動は生じないことを示しているが、固定境界上での底部せん断力が0となる位相 t/T=2/16 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。

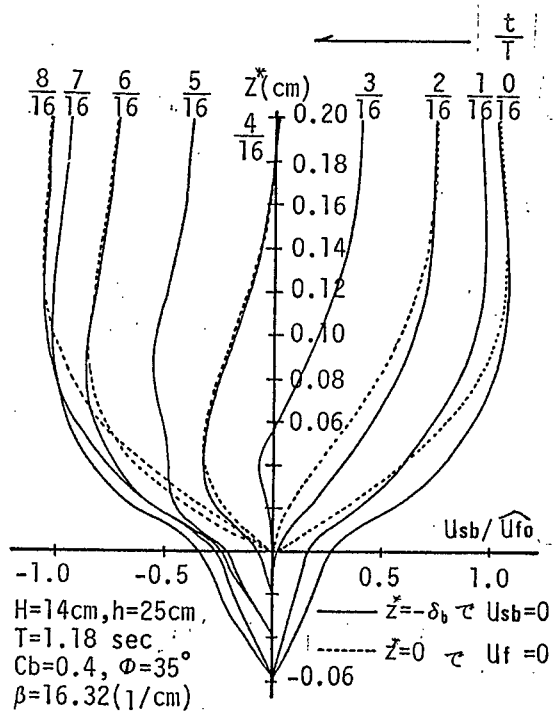



図3-8 掃流漂砂移動速度の鉛直分布

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 $\widehat{u_{sb}}/\widehat{u_{fo}}$を、Reynolds数 $Re=\widehat{u_{fo}}^2T/\nu$ 及び $\phi$ をパラメータに示したものである。ただし、(3.32)式中の $p_o/\rho gH$は0.4, k d s 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 $\widehat{u_{sb}}/\widehat{u_{fo}}$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ｃｂ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 $25\times10^4$ 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、$Re=16\times10^4$の場合については$\phi=35°$及び45°の計算結果を示してあるが、$\phi=35$ の場合は$\phi=45$ の場合に比べて最大30% 程度ｕsb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ｃｂと$\hat{u}_{sb}/\hat{u}_{fo}$の値（このときの Re は$5\times10^5$）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。

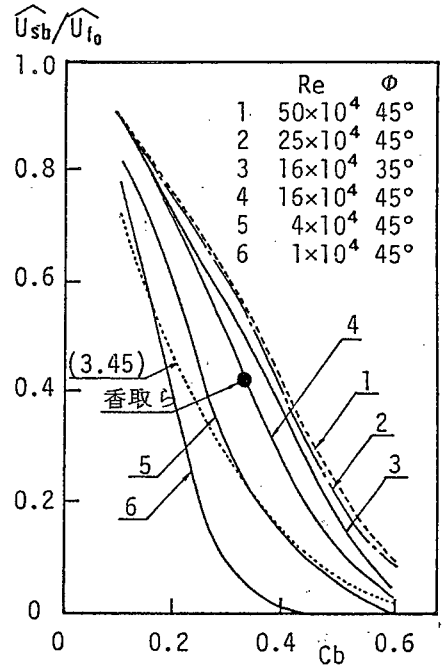


図3-9 掃流砂移動速度の振幅（II）

また、先に述べた$\mu_s/\mu$に対する著者らの実験 は $Re=5\times10^4$ の領域で行なわれたものである。したがって$\mu_s/\mu=5\sim6$, $Re=5\times10^4$に対応する$\hat{u}_{sb}/\hat{u}_{fo}$は図3-9 より 0.2～0.3となる。この実験範囲の$\beta d$ は 0.3～0.35にあるが、この範囲の$\beta d$ に対する Lagrange 的に求めた$\hat{u}_{sb}/\hat{u}_{fo}$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。

Bagnold[31] 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、$f=\tau/(\rho u_f^2/2)$（$\tau$：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。

$$f'/f \propto (1-c)^{-m}, \quad m=3\sim4 \tag{3.43}$$

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$\tau o$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us及びus′とすると、$\tau o=\rho f us^2/2=\rho f' us'/2$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us=ufとおけることから

$$u_s'/u_f = (1-c)^{m/2} \tag{3.44}$$

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。

$$u_s'/u_f = (1-c/Cmax)^{m/2} \tag{3.45}$$

先の図3-9には(3.45)式において m=4として求まる$us'/uf(=\widehat{u}sb/\widehat{u}fo)$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、$Re=4\times10^4, \phi=45°$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$\widehat{u}sb/\widehat{u}fo$を若干過大評価しているものと想像されること（これはcb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$\widehat{u}sb/\widehat{u}fo$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。

なお図中の点線は $c_b>0.2$ における $\delta_{bm}$ を近似したもので、それらは次式で表わされる。

$$\delta_{bm} = 0.01863 \ln Re - 0.2 c_b - 0.916 \quad (3.46)$$

また(3.46)式において $\delta_{bm} \leq 0$ 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。 Bagnold[31] は掃流砂層の濃度分布に対し $c_b \sim C_{max} \exp(-z/d)$ 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-Seida[36] 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 $\overline{\overline{q_b}}$ 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 $\hat{u}_{fo}^2$ T/L)に等しいと考え、次式で示している。

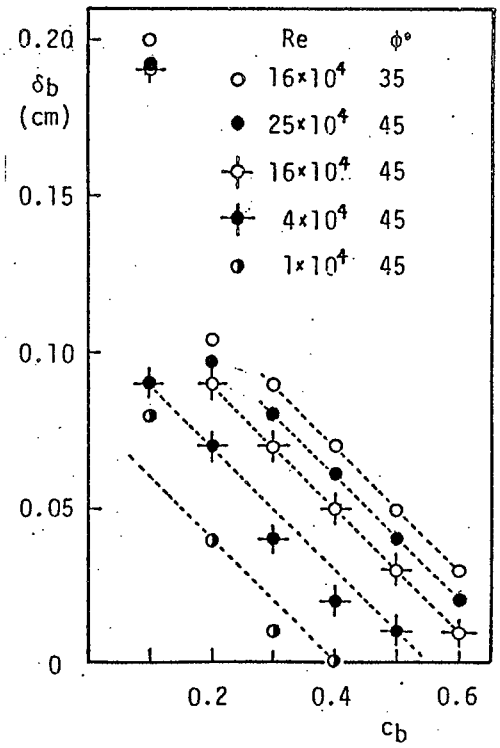



図3-10 掃流砂移動層厚

$$\widehat{c_b} = \overline{\overline{q}}_{xb}/(2dU)$$

また同論文中で同じ　に対してKalkanisが提案している

$$\widehat{c_b} = 0.618\overline{\overline{q}}_{xb}/(2dU_{z=d})$$

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 $\widehat{C_b}$ は、 Cmax が0.5 以上にあること、あるいは Bagnold[31]の提案している $\widehat{C_b} = 0.2$ 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。

表3-1　掃流漂砂濃度

| d(cm) | 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 |

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。

$$\frac{\partial c}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(u_s c)+\frac{\partial}{\partial y}(v_s c)+\frac{\partial}{\partial z}(w_s c)=0 \qquad (3.47)$$

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us(=(us, vs, ws))すなわち$c=\overline{c}+c_p+c$　及び$u_s=\overline{u_s}+u_{sp}+u_s'$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。

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\overline{c}\,\overline{u_s}+\overline{c_p u_{sp}}+\overline{c' u_s'})+\frac{\partial}{\partial z}(\overline{c}\,\overline{w_s}+\overline{c_p w_{sp}}+\overline{c' w_s'})=0 \qquad (3.48)$$

(3.48)式において水平方向の浮遊漂砂量qsx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

$$q_{sx}=\overline{c}\,\overline{u_s}+\overline{c_p u_{sp}}+\overline{c' u_s'} \qquad (3.49)$$

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 $\rho s$ の砂粒の運動方程式は Lagrange 座標系で次式で表わされる。[37]

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_s \frac{du_s}{dt} = \frac{1}{2} \rho |u_f - u_s| (u_f - u_s) Cd \frac{\pi d^2}{4} + \frac{\pi}{6} d^3 \rho \frac{du_f}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_s}{dt}\right)$$
$$-6(\pi\rho\mu)^{1/2} \frac{d^2}{4} \int_0^t \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_s}{dt}\right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + \mathbf{f} + \alpha \mathbf{F}(t) \qquad (3.50)$$

ここに　$\mathbf{f} = (0, -\pi d^3(\rho s - \rho) g)$ 、$\alpha \mathbf{F}(t)$：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、$Cd = 24(w_o d_{50}/\nu)^{1/2} + 2.0$ 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 $Cd = 24|u_f - u_s|/\nu$ を用い、非線型項を省略すると

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + B u_s = B u_f + A \frac{\partial u_f}{\partial t} + \mathbb{C} \qquad (3.51)$$

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

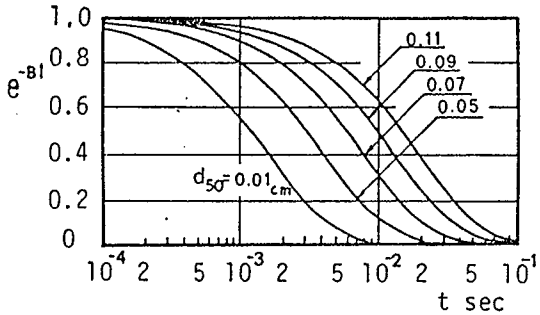
という掃流漂砂移動速度と同じ形をした式が得られる。ただし，波動場での底質浮遊に対しては、 Nakato ら[39]が指摘しているように $\overline{c_p u_{sp}} \gg \overline{c' u_s'}$ と考えられることから、(3.49)式中の $\alpha F(t)$はここでも無視している。

ここで、$u_f = \overline{u_f} + \widehat{u_{f_0}} \cos\sigma t$ 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 $u_s$ に対する解は

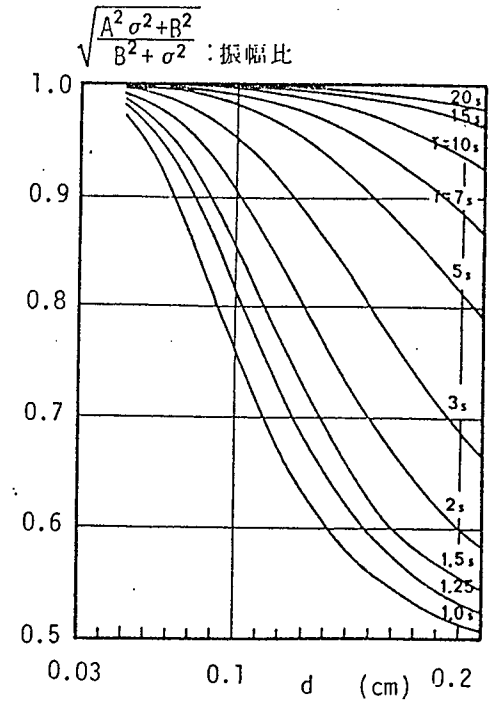
$$u_s = \overline{u_f}(1 - \exp(-Bt)) + \widehat{u_{f_0}} G^{1/2} (\cos(\sigma t + \theta_2) - \exp(-Bt)\cos\theta_2) \qquad (3.52)$$

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

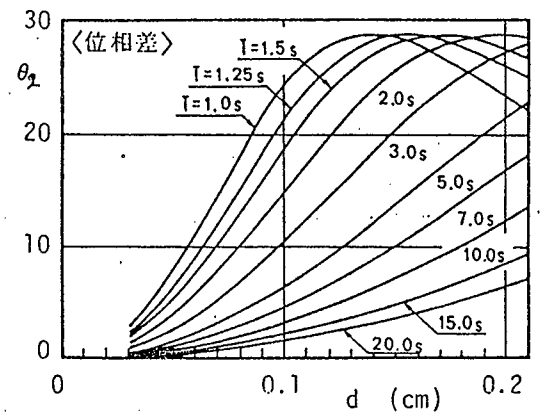
となる。(3.52)式より明らかなように、 t が大きくなるにしたがって、砂粒子は時間的に定常な運動するようになる。しかし定常運動においても水粒子と砂粒の運動には位相差があり、振幅比も異なっている。図3-11は $\rho s/\rho = 2.65$ の砂粒が定常な運動を始めるまでに必要な時間（図（a））、振幅比（ 図（b））及び位相差（図（c））を示したものである。




(a)




(b)




(c)

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

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 $-\overline{w'c'}$ に対しては拡散係数 $\epsilon'$ と平均濃度勾配でおきかえた

$$-\overline{w'c'} = \varepsilon' d\bar{c}/dz \tag{3.53}$$

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。

$$\frac{d}{dz}(\varepsilon_{z'}\frac{d\bar{c}}{dz}) + \frac{d}{dz}(w_0\bar{c}) = 0 \tag{3.54}$$

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 ql に $\epsilon_2 d\bar{c}/dz$ (= $-\overline{c'w'}$ )が、co wo に $\bar{c}$ 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、$\bar{c}$ の鉛直分布を求めることになる。

Rouse[40]は開水路の浮遊砂濃度分布に対して、$\epsilon_z'$ を運動量交換係数 $\epsilon_m$ 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

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

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

$$\frac{\bar{c}}{c_a} = (\frac{h-z^*}{z^*}\cdot\frac{a}{h-a})^A \qquad A = \frac{w_0}{\alpha\kappa u^*} \tag{3.56}$$

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測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

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

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。

$$\varepsilon_z \frac{d\bar{c}}{dz^*} = -(\overline{c_p w_{sp}} + \overline{c' w_s'}) \qquad (3.58)$$

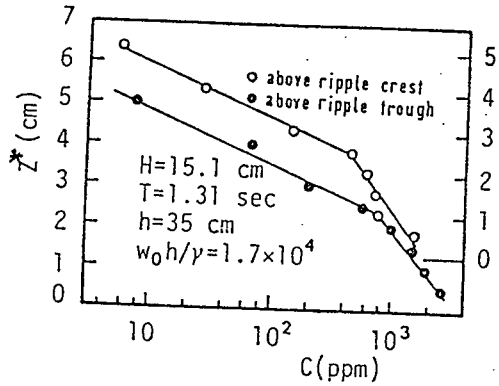
従来行なわれてきた波動による浮遊砂に関する研究の大部分は、(3.57)式に基づいてcを求めるにあたって必要となる拡散係数及び境界条件としての基準点濃度に対して、主として実験的な検討を加えたものである。そこでつぎに、従来はいかなる方法で浮遊砂濃度が測定され、その結果、時間平均濃度に対する拡散係数に対していかなる知見が得られているかということについて述べていこう。

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。

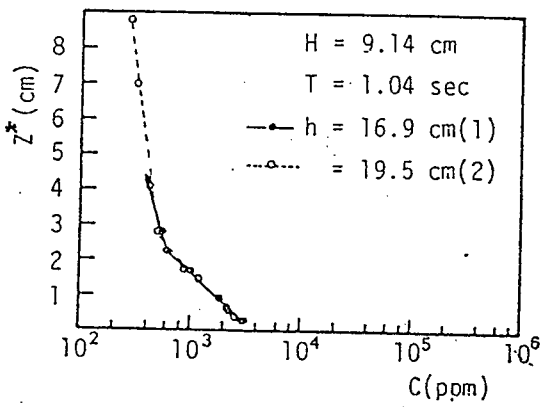
表3-2 浮遊漂砂濃度の測定例

| 測定者 | 装置 | 分布形状 | 測定範囲(PPM) | 備考 |
|---|---|---|---|---|
| 本間ら[42] | 光学式 | 直線 | $2\times10$ ～ $2\times10^4$ | 水平床 |
| 野田ら[43] | 〃 | 逆くの字 | 1 ～ $3\times10^3$ | 〃 |
| 細井ら[44] | 〃 | 〃 | $10^2$ ～ $2\times10^4$ | 〃 |
| 出口ら[34] | 〃 | 直線逆くの字 | 10 ～ $3\times10^3$ | 〃 |
| Nakatoら[39] | ISCMS | 〃 | $10^2$ ～ $2\times10^4$ | 〃 |
| Keunedy ら[45] | 〃 | くの字 | $10^2$ ～ $3\times10^4$ | 傾斜海浜 |
| 出口ら[46] | サイフォン | くの字・逆転 | $4\times10$ ～ $8\times10^4$ | 〃 |
| 香取ら[27] | 抵抗式 | ―― | $2\times10^3$ ～ $2\times10^5$ | 水平床 |
| Breunin kmeyerら[26] | 光学式 | ―― | ―― | 現地海岸 |
| Kana[48] | 水中置換 | くの字・逆転 | $10^2$ ～$10^4$ | 〃 |
| Vincent ら[49] | 超音波式 | ―― | ―― | 〃 |
| 加藤ら[47] | 水中置換<br>光学式 | くの字・逆転 | ～ $4\times10^4$ | 〃 |

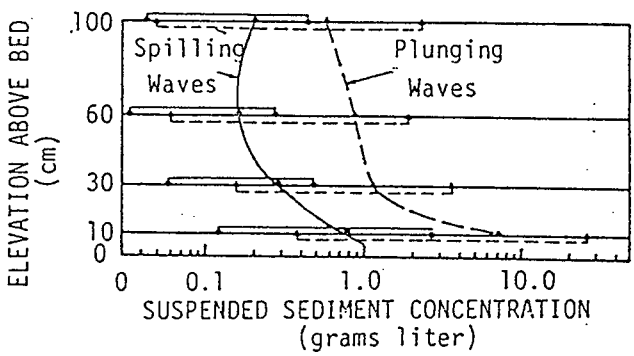



$i=1/10, d=0.048$ cm

（野田ら[43]による）(a)




（Kennedy ら[45]による）(b)




（Kana[43]による）(c)

図3-12　浮遊砂濃度鉛直分布の測定例

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$10 \sim 10^4$ppm，抵抗式濃度計では$10^2 \sim 10^5$ppm、サイフォンでは$10^3 \sim 10^5$ppm、水中置換では$10^2 \sim 10^4$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 $\epsilon z$ 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 $\epsilon z$ 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 $\epsilon z$ 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 $\epsilon z$ は比例するという仮定の下に次式を提案している。

$$\varepsilon_z = \alpha B(\overline{u'^2})^{1/2}\, l_m$$
$$(\overline{u'^2})^{1/2} = \gamma \exp((-1/l_m)\sqrt{2A/3B}\, z^*) \qquad (3.59)$$

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、$\gamma$: 実験定数、lm: 混合長で砂れん波高の1/2, $\alpha$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 $\overline{u'} \propto \overline{w'}$ と考えると $(\overline{u'^2})^{1/2} \sim (\overline{u'}\ \overline{w'})^{1/2} \sim u^*$ となることから、沢本らの表現は、結局 Rouseらの $\epsilon'z$ 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$D/B^2$( 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水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的な説明がなされている[39) 42)]。たとえば波動による水粒子の海底における1周期の水平方向移動距離 $d_0$ と砂れんの波長 $l_r$ の比 $d_0/l_r$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 Bakker[24] 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、$\partial/\partial x=0$とおけることから

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle \bar{c}+c_p\rangle+\frac{\partial}{\partial z^*}\langle(\bar{c}+c_p)w_{sp}+c'w_s'\rangle-\frac{\partial}{\partial z^*}\langle(\bar{c}+c_p)w_0\rangle=0 \qquad (3.60)$$

が得られる。ここに〈　　〉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 $\epsilon z$ が

$$\langle(\bar{c}+c_p)w_{sp}+c'w_s'\rangle=-\varepsilon_z\frac{\partial}{\partial t}(\bar{c}+c_p)$$

で定義されるとすると(3.60)式は次のように変形される。

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

(3.61)式は、c + cp 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、$z^*=(\eta+h)$ で c + cp=0 となる。他の1つは、基準点 $z^*=z_a^*$ 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 $z=z_a$ 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　……　$\bar{c}+c_p=F_1(t)$　(3.62)

境界条件　II　……　$\langle(\bar{c}+c_p)w_{sp}+c'w_s'\rangle=-\varepsilon_z\frac{\partial}{\partial z^*}(\bar{c}+c_p)=F_{11}(t)$　(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

ため $\bar{c} + cp = c$ として示す。

境界条件　I　に対して

$$c(z^*,t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_{1n} \exp\left(-\frac{w_0}{2\varepsilon_z}(1+A_n)\right)\exp\left(i\left(-\frac{w_0}{2\varepsilon_z}B_n z^* + \sigma_n t\right)\right) \tag{3.64}$$

$$A_n = (1+16\varepsilon_z^2\sigma_n^2/w_0^4)^{1/4}\cos(\theta/2)$$

$$B_n = (1+16\varepsilon_z^2\sigma_n^2/w_0^4)^{1/4}\sin(\theta/2)$$

$$\theta = \tan^{-1}(4\varepsilon_z\sigma_n/w_0^2),\quad \sigma_n=2n\pi/T,\quad f_{1n}=\int F_1(t)\exp(in\sigma t)dt$$

境界条件　II　に対して

$$c(z^*,t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_{11n}\frac{2}{w_0(1+A_n+B_n i)}\exp\left(-\frac{w_0}{2\varepsilon_z}(1+A_n)z^*\right)$$
$$\exp\left(i\left(-\frac{w_0}{2\varepsilon_z}B_n z^* + \sigma_n t\right)\right) \tag{3.65}$$

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

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、$\bar{c}\,w_0$ $(=qd)$と $\epsilon_z d\bar{c}/dz$ $(=ql)$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。開水路においでは 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、掃流漂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 $z_a^*$ 及び基準点濃度 $c_a$ 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、$c_a$ に対して次式を提案している。

$$c_a = \frac{2(\rho_s/\rho-1)}{l_r w_0 T}\,\overline{\overline{q_b}} \qquad (3.66)$$

ここに $l_r$: 砂れん波長、$\overline{\overline{q_b}}$ : 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。

$$c_a = 3.3\times10^2 c_b + 3.8 \quad (\mathrm{mg\,w/litter}) \qquad (3.67)$$

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漂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漂砂量公式の問題点について検討を加えた。その結果、岸沖あるいは沿岸漂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漂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、任意方向の漂砂量ｑは、その方向の漂砂移動速度ｕｓ及びその地点の漂砂濃度ｃを用いてｑ＝ｃｕｓと表現される。そこで次に flux model を用いて実際に漂砂量を計算するときに必要となる、漂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、$\beta d(=\sqrt{\pi/\nu T d})$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 $q_b$　移動速度ｕsb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ｕsb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


1 ) 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, pp1101～1110, 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) 出口一郎・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とから、表3-2 を参考にして香取ら[1] によって実用化されている抵抗式濃度計を制作して用いた。この濃度計の測定原理は、水と砂の電気抵抗の差に着目したもので、容液抵抗測定に適したコールラウシュブリッジ

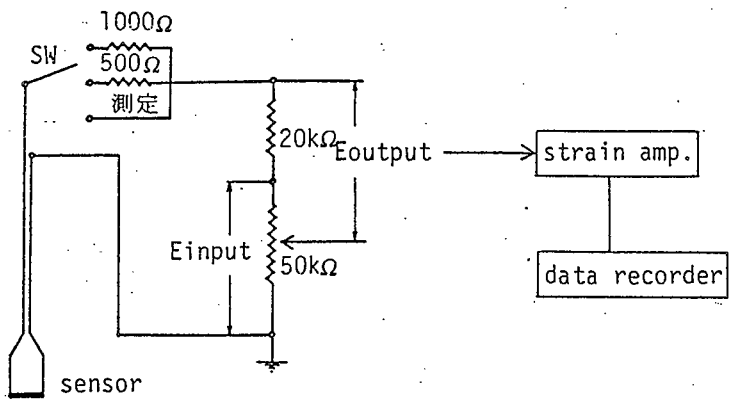



図4-1　抵抗式濃度計

（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ｃｏ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。

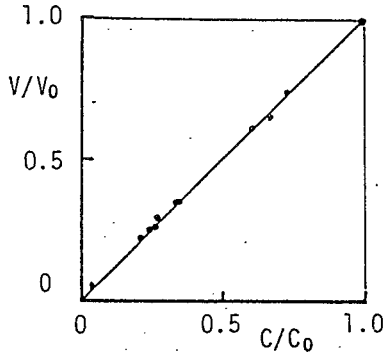



図4-2 キャリブレーション

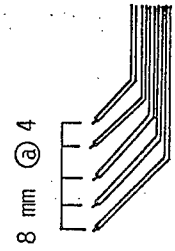



図4-3 センサー

なおセンサーとしてはφ=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。

| | Ho cm | 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 | 〃 |
| 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（$\Delta t$=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$M(x,z;n\Delta t)$($n=90/\Delta t, \Delta t=0.02$ sec) とする。

i)時間平均値$\overline{M}$について

$\overline{M}$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/ $\Delta t$)

m：測定した波数　(=60 波)

ii) 位相平均値$Mp(x.z,i\ \Delta t)$, 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。

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

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ケ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CaseⅡ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

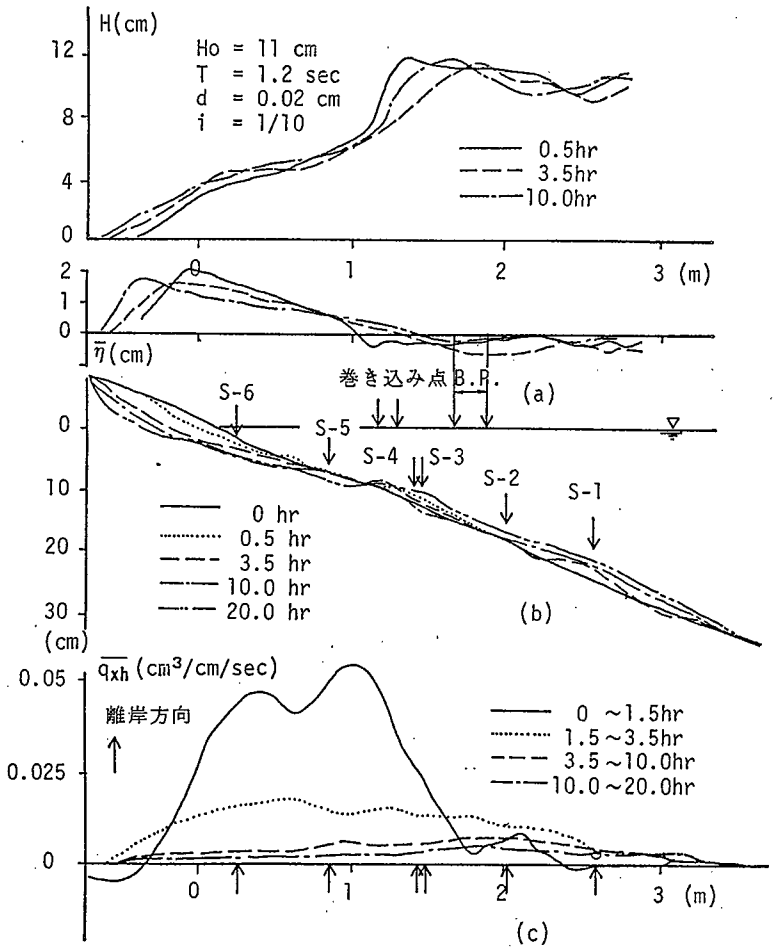



図4-4　侵食型海浜変形

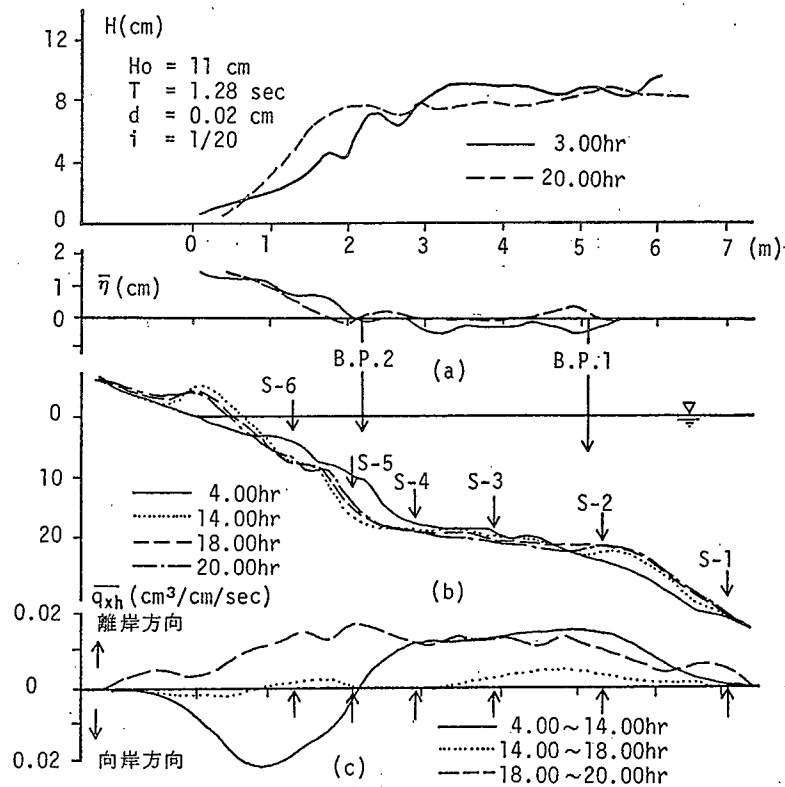



図4-5　遷移型海浜変形（I）

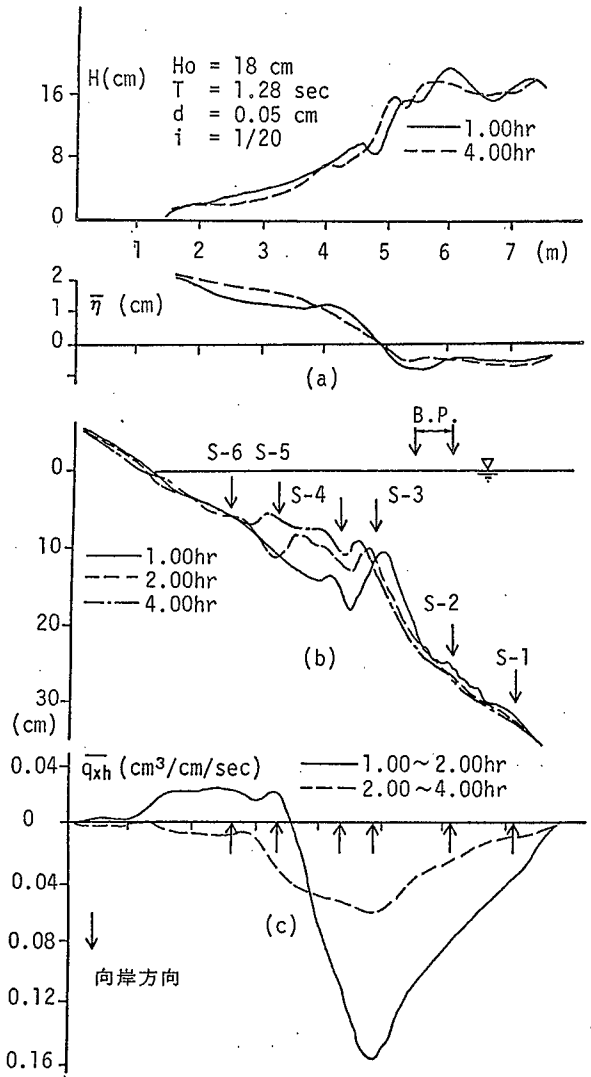



図4-6　遷移型海浜変形（II）

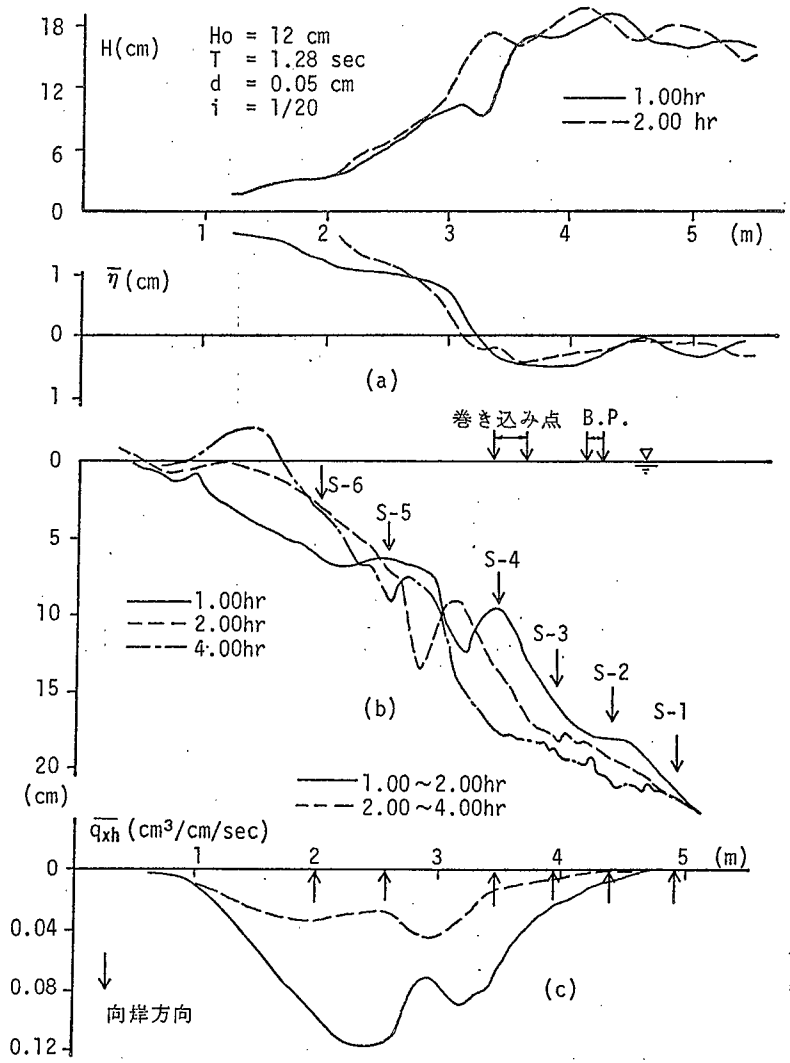



図4-7　堆積型海浜変形

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CaseⅢ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CaseⅡ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CaseⅣ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CaseⅡ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$\overline{c}$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$\overline{c}$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、CaseⅠ～Ⅳとも造波時間の差異による$\overline{c}$－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（CaseⅡ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$\overline{c}$－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$\overline{c}$－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$C_{max}$ の比をもって示している。以下にこれらの図に基づいて$\overline{c}$－分布の特性について考察を進める。

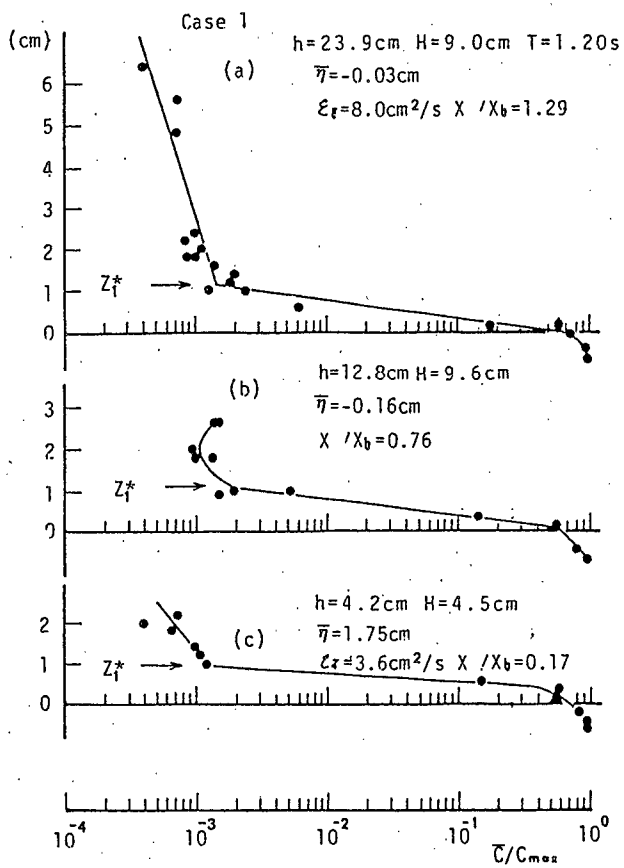



図4-8　時間平均濃度分布（侵食型）

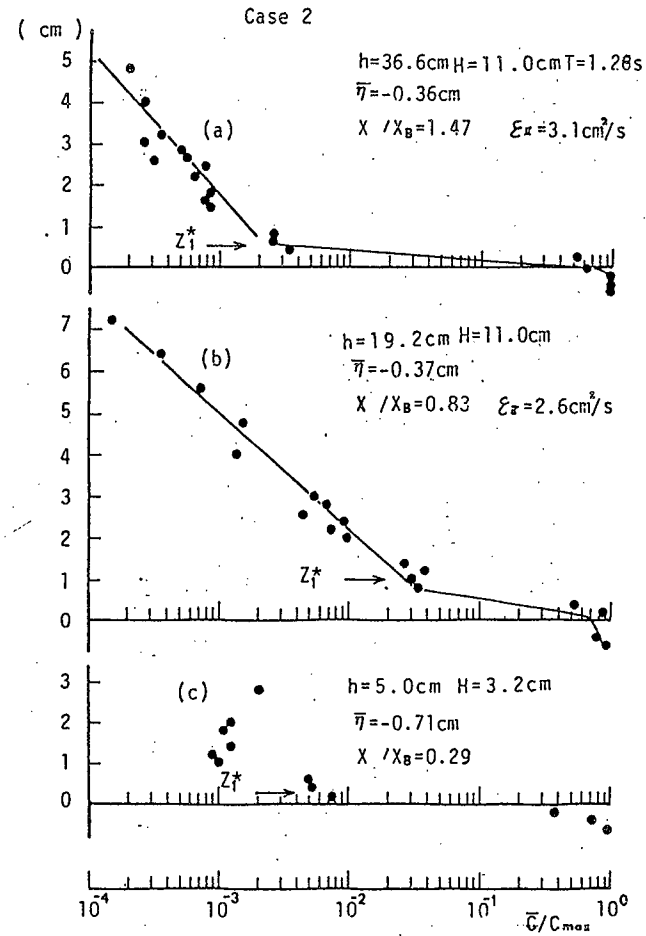



図4-9　時間平均濃度分布（遷移型（I））

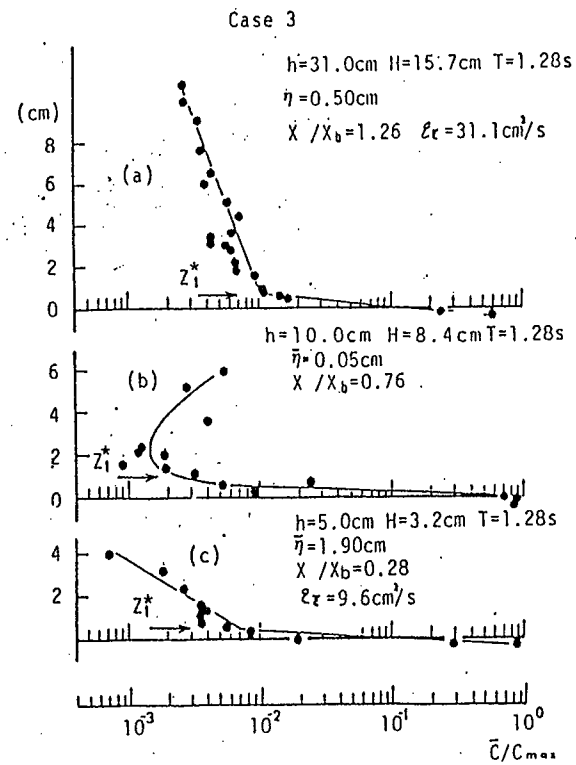



図4-10　時間平均濃度分布（遷移型（II））

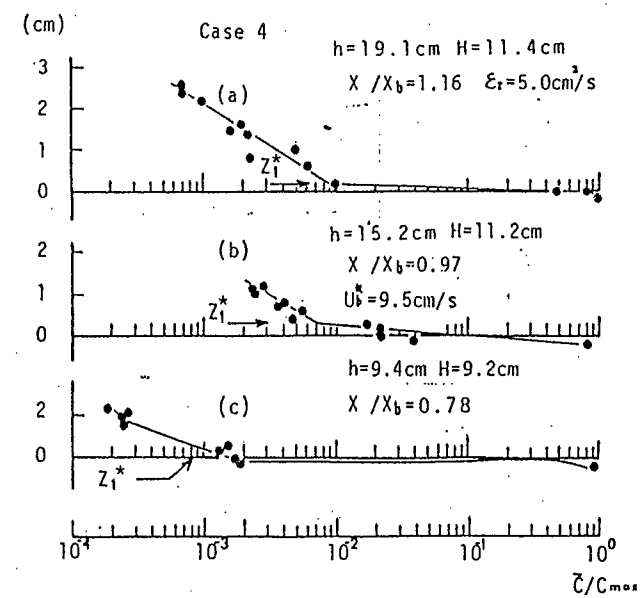



図4-11　時間平均濃度分布（堆積型）

〈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$z_1^*$（≒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CaseⅢ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、$z^* \geqq z_1^*$ 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、$z^* \geqq z_1^*$ における水深変化に対する$\overline{c}$

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$\bar{c}$－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$\bar{c}$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（$\bar{c}=0.4\sim0.7$）と$z^*=z_1^*$（<2 cm）の間（$\bar{c}<10^{-2}$）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$0\leqq z^*\leqq z_1^*$の層は$\bar{c}$－分布からみればみかけ上は、$z^*<0$の掃流砂層と$z^*\geqq z_1^*$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、$z^*\geqq z_1^*$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$\bar{c}$－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$\bar{c}$－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$\epsilon_z$をもつ定常１次元拡散過程とみなすことが可能であり、$z^*=z_1^*$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（$z^*=z_1^*$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$z^*=z_1^*$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$\bar{c}$－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$\bar{c}$－分布である。このときの$\bar{c}$－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$\bar{c}$－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$\overline{c_b}$及び水深方向に積分された浮遊砂濃度（すなわち$\int\bar{c}dz$）が与えられなければならない。$\overline{c_b}$に対しては前章でその推定方法を示した。一方、$\int\bar{c}dz$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、$\epsilon z, w_0$ をそれぞれ拡散係数と底質沈降速度とすると

$$z^* - z_1^* = (\varepsilon_z / w_0) \log(\overline{c_1} / \overline{c}) \tag{4.1}$$

と表現されることから

$$\int_{z_1^*}^{\infty} \overline{c}\, dz^* = (\varepsilon_z / w_0) \overline{c_1} \tag{4.2}$$

すなわち、$\epsilon z / w_0$ と $\overline{c_1}$ 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 $\overline{c}$ ー分布を示す領域においては水深を h として

$$\int_{z^*}^{\infty} \overline{c}\, dz^* = \overline{c_1} h \tag{4.3}$$

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 $\epsilon z / w_0 = h$ 、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 $\overline{c}$ 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 $z^* \geqq z_1^*$ 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Kennedy[2] らによって傾斜海浜で測定された $\overline{c}$ ー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 $\overline{c}$ ー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 $\overline{c}$ ー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 $\overline{c}$ ー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 $q_v$ 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

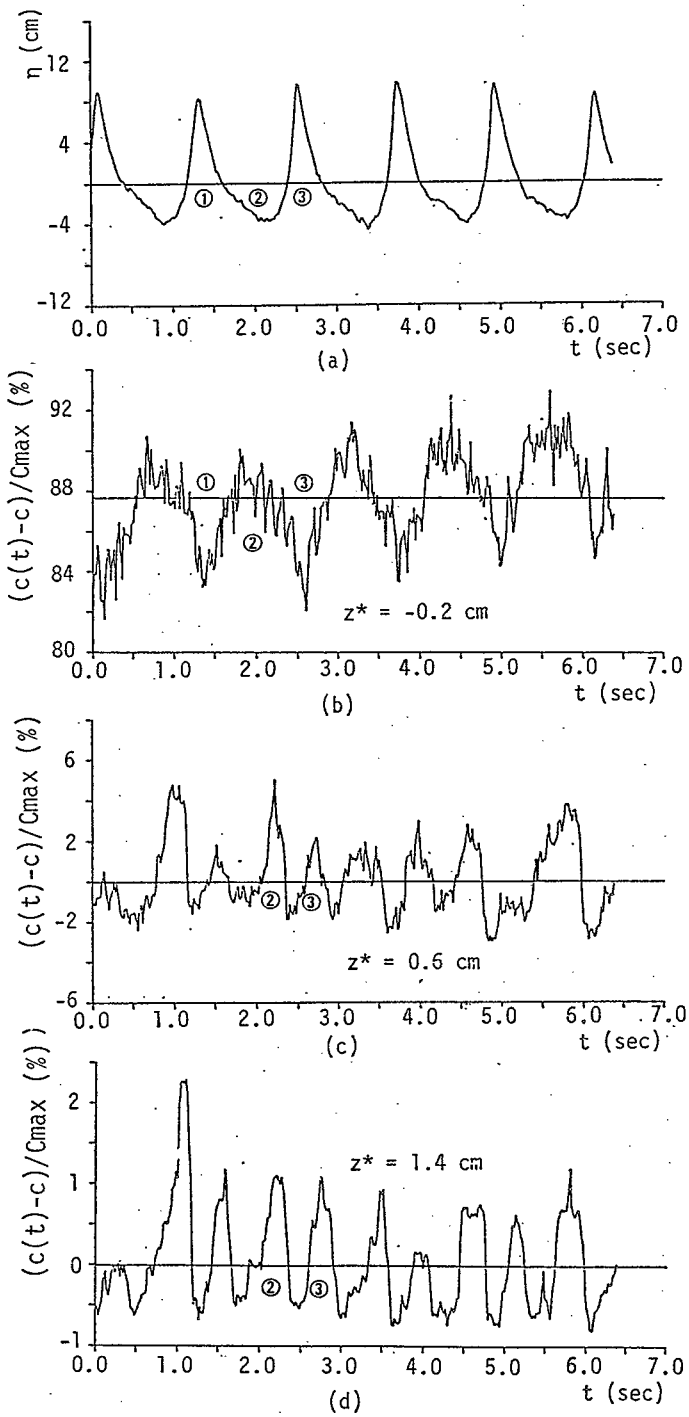



図4-12　漂砂濃度の時間変動（侵食型、砕波帯外）

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 $\bar{c}$ −分布の $0 \leqq z^* \leqq z_1^*$ 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 $\bar{c} > 0.5$ の高濃度が $z^* \geqq 0$ の領域においても測定されているが、これは $\bar{c}$ 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 $z^* \leqq 0$ 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 $z^* \leqq 0$ における掃流砂量と、$z^* \geqq 0$ 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 c o 及び $\epsilon z / w o$ 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 k r (=2 π/ ℓr, ℓ r ：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(kr x) で表わされる。こ

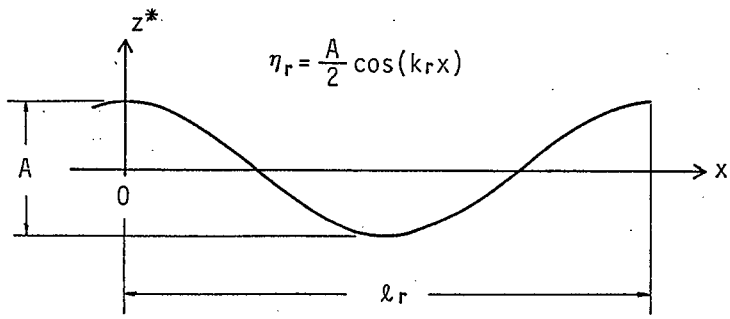


図4-13　砂れん波形及び座標系

の砂れん上で、主流の流速振幅が$\hat{u}_{fo}$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)]

$$u_f = \hat{u}_{fo}\cos\sigma t(1+k_r A\exp(-k_r z)\cos k_r x) \qquad (4.4)$$
$$w_f = -k_r A\,\hat{u}_{fo}\cos\times\sigma t(\exp(-k_r z)\sin k_r x)$$

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。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + Bu_s = Bu_f + A\frac{\partial u_f}{\partial t} + \mathbb{C} + \mathbb{F}(t) \qquad (4.5)$$

ここに、$A=3\rho/(2\rho_s+\rho)$，$B=3\sigma\mu/\{(2\rho_s+\rho)d\}$，$\mathbb{C}=(0,-2(\rho_s-\rho)g/(2\rho_s+\rho))$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$\gamma=(x_0,z_0)$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。

$$W(\gamma,t) = \left[\frac{B^2}{2\pi D'(2Bt-3+4e^{-Bt}-e^{-2Bt})}\right]\exp\left[-\frac{B^2|\gamma-\gamma_0(t)|^2}{2D'(2Bt-3+4e^{-Bt}-e^{-2Bt})}\right] \qquad (4.6)$$

ここに、$\gamma_0(t)=(\Delta x,\Delta y)$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。

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

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

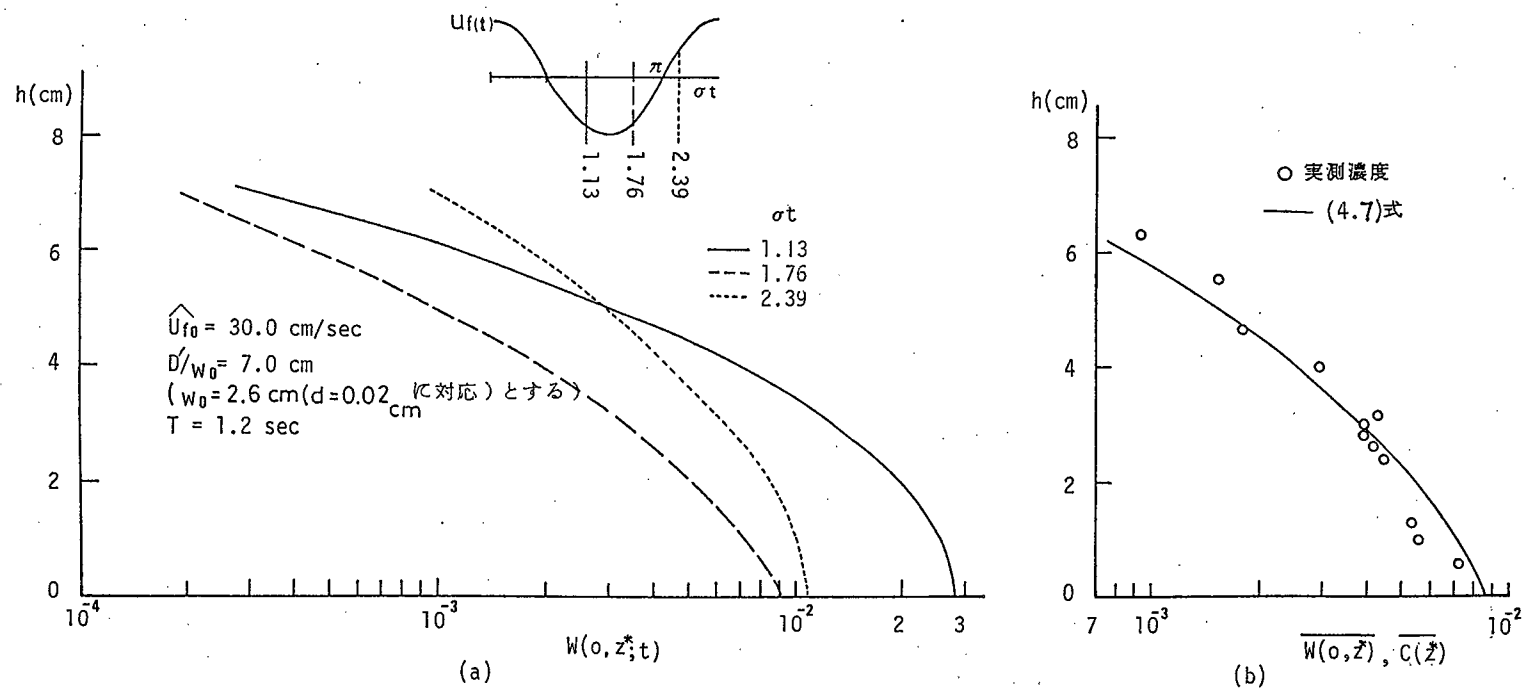



図4-14　浮遊砂濃度鉛直分布の時間変化（砂れん上、計算値）

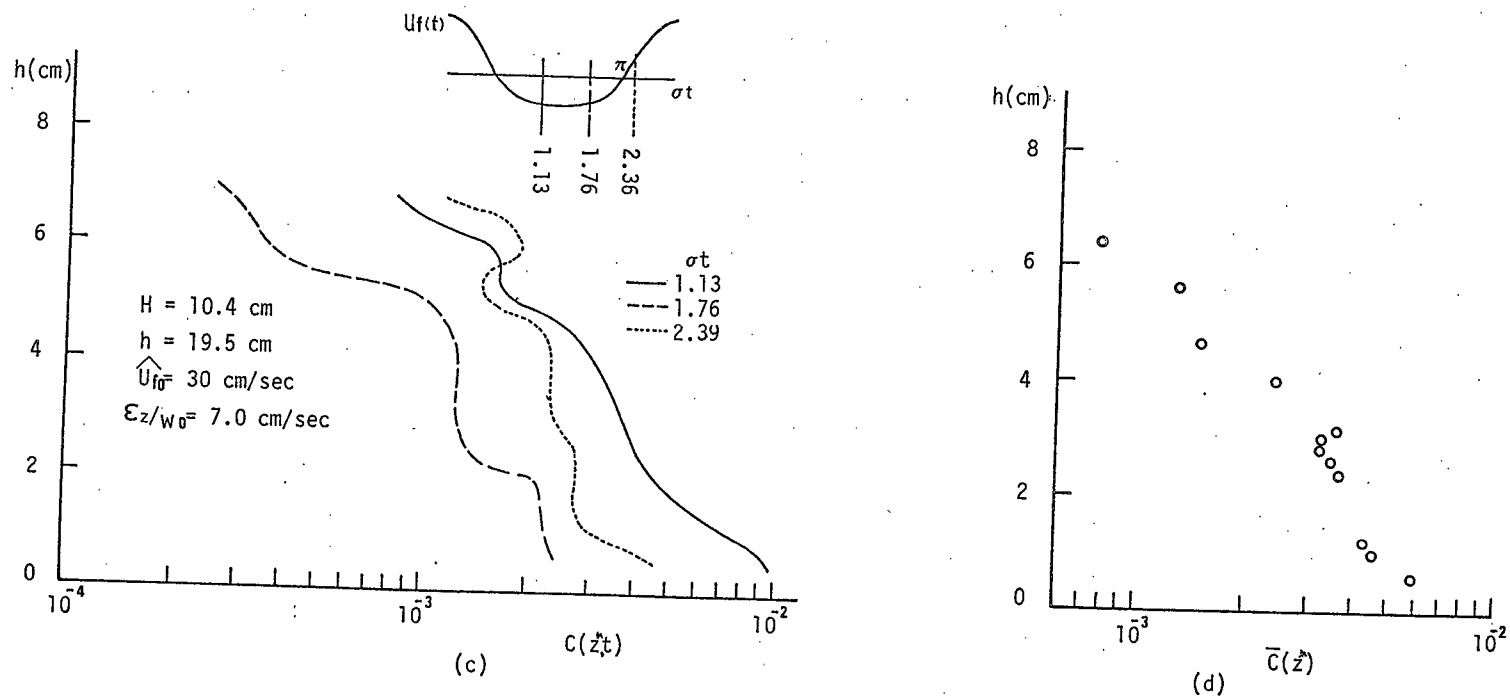



図4-14　浮遊砂濃度鉛直分布の時間変化（砂れん上、測定値）

布の位相変化を、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, $\hat{u}fo$=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 ら[6]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$\sigma t=+\pi/2$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$\sigma t=1.13$ , 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、$\Delta t=0.27$sec($\Delta\sigma t=0.63$) 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$\epsilon z$ 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$\epsilon z$ 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

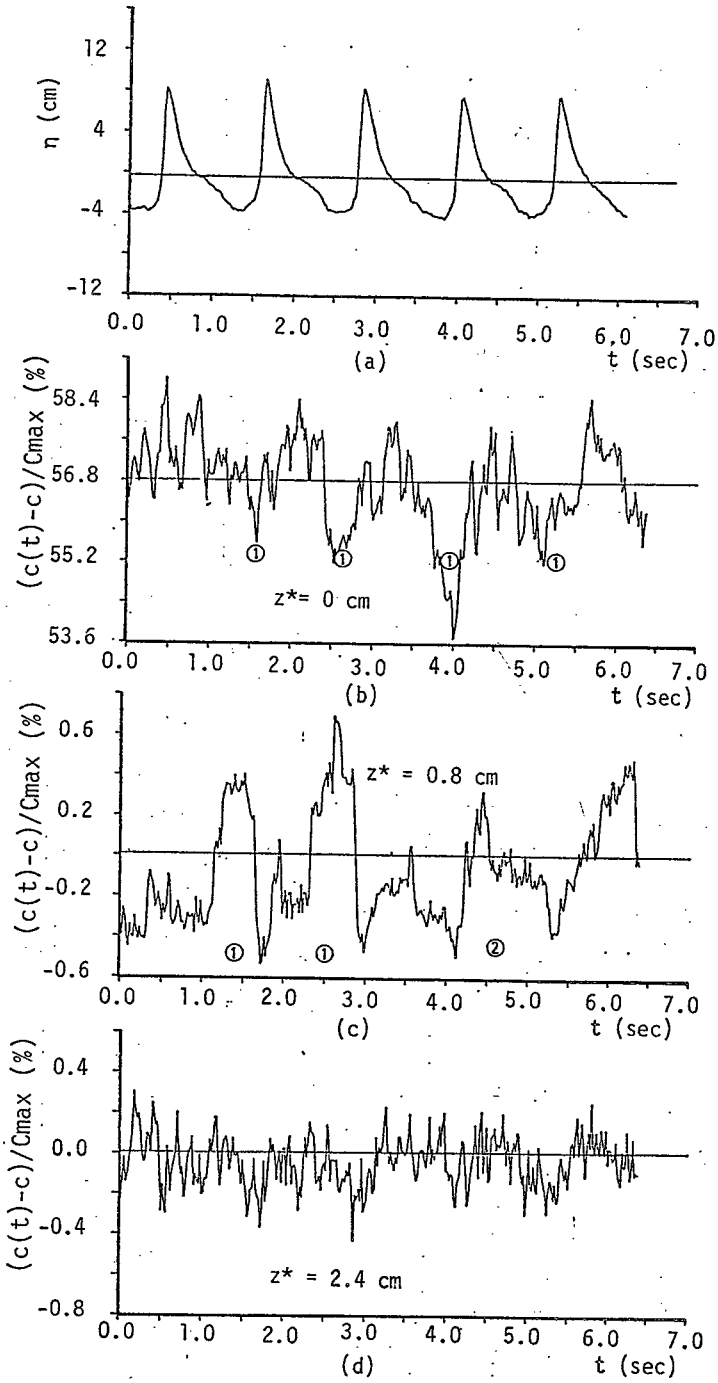



図4-15　漂砂濃度の時間変動（侵食型、砕波帯内）

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）ピークが生ずる。

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 $q_v$ 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 $\overline{c_b}$ 、基準点濃度 $\overline{c_o}$ 及び拡散係数 $\epsilon_z$ 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 $\overline{c_b}$ について

前章で掃流砂の移動速度 $\hat{u}_{sb}$ 及び移動層率 $\delta_b$ がそれぞれ次式で表わされることを明らかにした。

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

$$\delta bm = 0.01863\ell_n Re - 0.916 - 0.2\cdot\overline{c_b} \qquad (4.9)$$

ここに$\widehat{u_{sb}}$, $\widehat{u_{fo}}$はそれぞれ掃流砂及び水粒子速度の振幅、Re= $\widehat{u_{fo}}\ T^2/\nu$, Cmax: 静止砂層最大濃度である。 しかし、これらの関係からは$\overline{c_b}$ は求めることはできない。そこで(4.8) 及び(4.9) 式から求まる掃流砂量を従来の掃流砂量公式と等置することによって$\overline{c_b}$ を決定する。ここで用いる掃流砂量公式としてはすでに多くの研究者によってその妥当性が認められているMadsen-Grant式、(3.21)式を用いる。

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

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

$$\overline{q_{sb}} = 1/\pi\widehat{u_{fo}}c_b(1-\overline{c_b}/Cmax)\ \delta_b$$

両辺の右辺を等置することにより$\overline{c_b}$ とShields 数$\psi m$, $\widehat{u_{fo}}$, wo,及びd の関係が次のように決定される。

$$\frac{12.5}{Cmax}\psi_m^3\frac{w_0 d}{\widehat{u_{fo}}} = \frac{\overline{c_b}}{Cmax}(1-\frac{\overline{c_b}}{Cmax})^2\ \delta_b \qquad (4.10)$$

(4.10)式は、$\overline{c_b}$ に関して1 ≧ $\overline{c_b}$/Cmax≧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$\overline{c_b}$ と12.5$\psi m^3$( wo d/$\widehat{u_b}$)の関係を示したものである。

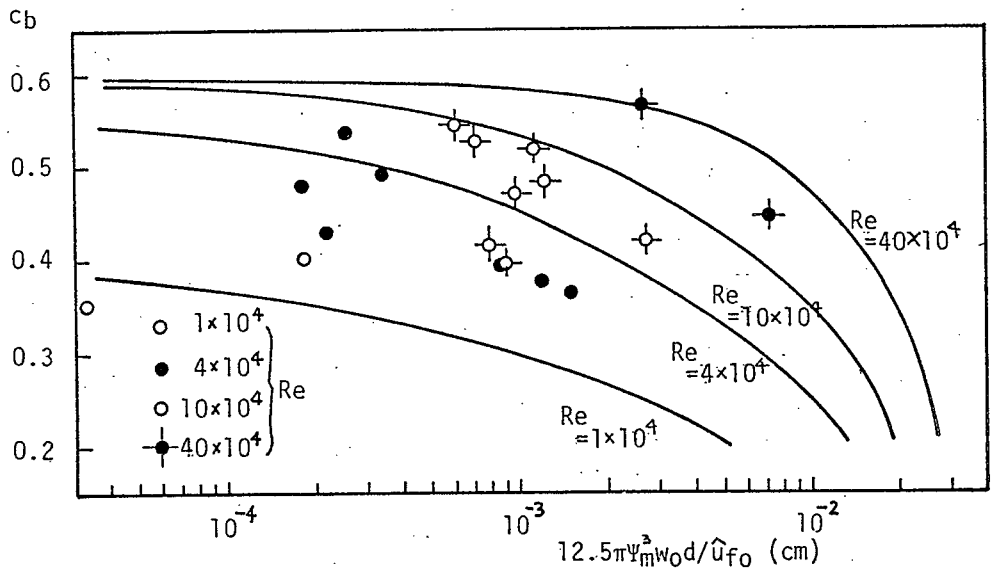



図4-16 掃流漂砂濃度

図中には今回の実験で得られた$z^* \leqq 0$の領域における時間平均掃流砂濃度$\overline{cb}$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$\overline{co}$について

先に述べたように水深方向に積分された時間平均全浮遊砂量$\int c\,dz$は$z^*=0$における時間平均浮遊砂濃度$\overline{co}$と$\epsilon z/wo$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$z_1^*=0$，$\overline{c_1}=\overline{co}$とおいて求められる。以下にこの$\overline{co}$の定量化について考察を進めていく。

$\overline{co}$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$\overline{co}$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$\overline{co}$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$\gamma v$はInman ら[6]によって次のように与えられている。

$$Ev = 2.26\rho(\Gamma/2\pi)^2,\ \Gamma/2\pi = 0.39\ \widehat{u_{fo}}^2(2\eta_r)^2\ ,\ \widehat{\eta_r} = \Lambda/2 \qquad (4.11)$$

$$\gamma_v = 0.6\ (2\widehat{\eta_r}) \qquad (4.12)$$

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

$$Wv = \rho_{cv}(\rho_s/\rho-1)\,gw_0(T/2)\ Ar\ ,\ Ar = \gamma_r^2 \qquad (4.13)$$

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。

$$Cv \propto Nc = \frac{0.688\ \widehat{u_{fo}}^2}{1.13(\rho_s/\rho-1)gw_0T} \qquad (4.14)$$

さらに$\overline{co}$はcv 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$\overline{c_0}$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$\overline{c_0}$以外は砕波帯の内外、あるいは水平床、傾斜海浜を問わず$\overline{c_0}$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。

$$\overline{c_0} = 0.347\ Nc^{1.77}\ ,$$

$$Nc = \frac{0.688\ \widehat{u_{fo}}^2}{1.13(\rho_s/\rho-1)g w_0 T} \qquad (4.15)$$

で近似的に表わすことができる。

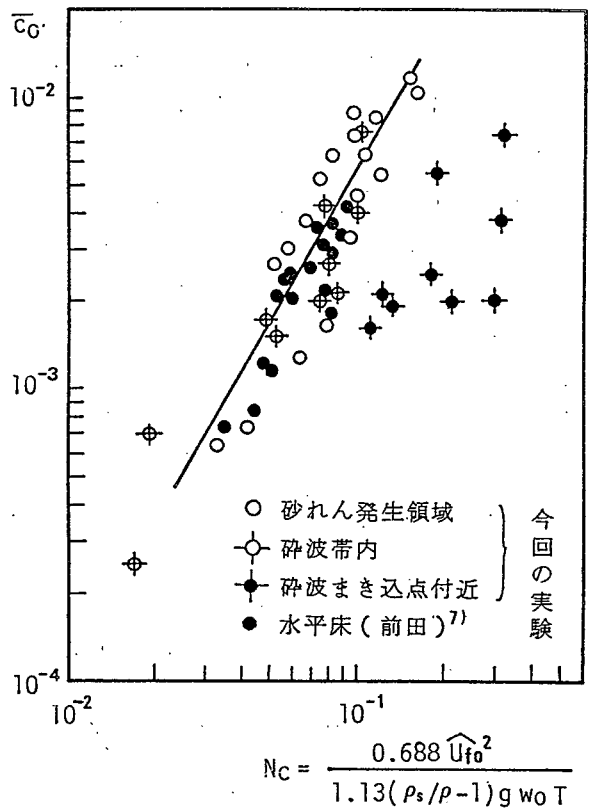



図4-17　$\overline{c_0}$と　Nc の関係

砕波のまき込点付近の$\overline{c_0}$が他の領域における$\overline{c_0}$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水粒子運動（乱れ）の代表流速がもはや$\widehat{u}_{fo}$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、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$\overline{\overline{q_{sb}}}$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$\overline{c_0}$が決定できるため、時間平均値としての$\overline{c_0}$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$CvAr > \overline{\overline{q_{sb}}}$で離岸方向、$CvAr < \overline{\overline{q_{sb}}}$で向岸方向の漂砂移動となる。

以上のことから、著者の$\overline{c_0}$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 z には独特な拡散係数 $\epsilon z$ 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 $\epsilon z$ 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 $\epsilon z$ 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、$\epsilon z$ 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$\ell d$ で表わしたgrid Reynolds数 $Vd\ \ell d / \nu$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 $\epsilon z/w_0$ の関係について検討する。

図4-18は $\epsilon z/w_0$ 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 $\epsilon z/w_0$ の値も記入してある。同図より砂れん形成領域における $\epsilon z/w_0$ は $u^*$と明確な対応を示し、両者は図中直線で示す。

$$\varepsilon_z/w_0 = 0.021\times\exp(0.5u^*) \qquad \text{(c.g.s. 単位系)} \qquad (4.16)$$

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 $\epsilon z/w_0$ と水深の関係を示したのが図4-19である。なお、$\overline{c}$- 分布が水深方向に一様と考えられる場合（$\overline{c}$- 分布に逆転が生じて $\epsilon z/w_0$ が計

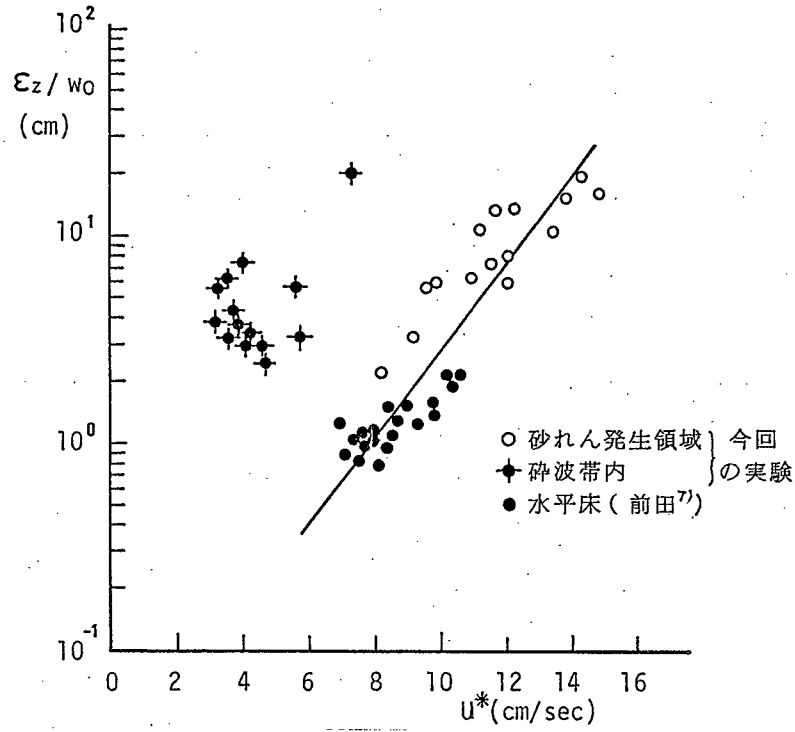



図4-18　拡散係数

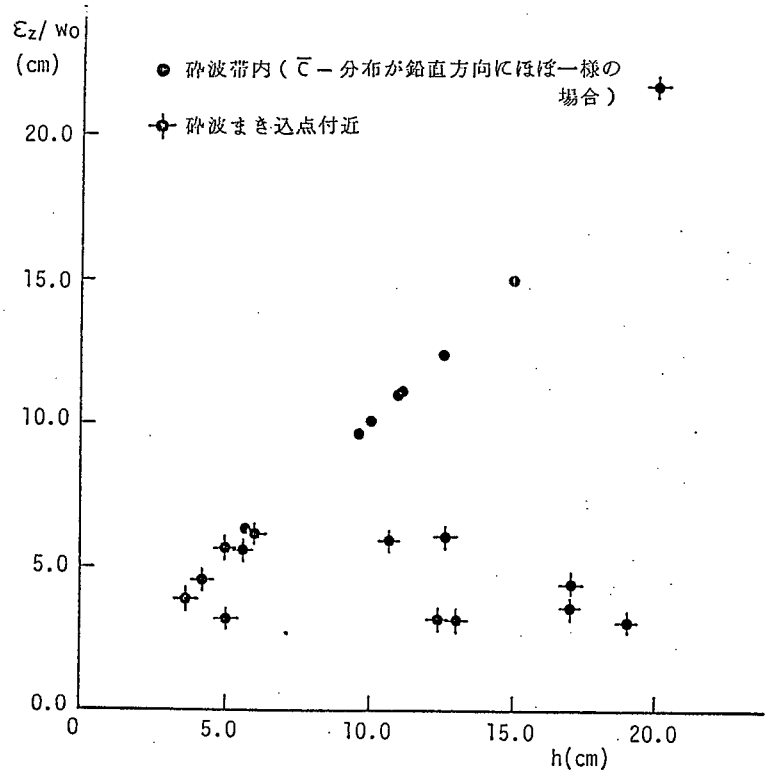



図4-19　拡散係数（砕波帯内）

算できない場合も含む、）は(4.2)(4.3)式を比較すると$\epsilon z/w_o = h$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$\epsilon z/w_o$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7ケースに対しては$\epsilon z/w_o = h$とおけることがわかる。しかし、砕波まき込点付近の7データ（これらは図4-17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$\epsilon z/w_o$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$\overline{c_o}$及び$\epsilon z/w_o$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$\int \bar{c}dz^*$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$\overline{c_o}$及び(4.16)式で表わされる$\epsilon z/w_o$を代入すると、砕波帯内外における$\int cdz$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

$$\int \bar{c}dz^* = 0.0073 \exp(0.5u^*)\ Nc^{1.77} \tag{4.17}$$

砕波帯内に対して

$$\int \bar{c}dz^* = 0.347\ Nc^{1.77}\ h \tag{4.18}$$

図4-20は図4-4,4-8に地形変動の時間変化及び$\bar{c}$-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$\int \bar{c}dz^*$（図中○印）と実測された$\bar{c}$-分布から計算される$\int \bar{c}dz$（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$\int \bar{c}dz$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$\int \bar{c}dz^*$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$\overline{c_o}$が過小評価（図4-17参照）され$\epsilon z/w_o$が過大評価（図4-19参照）されているためである。

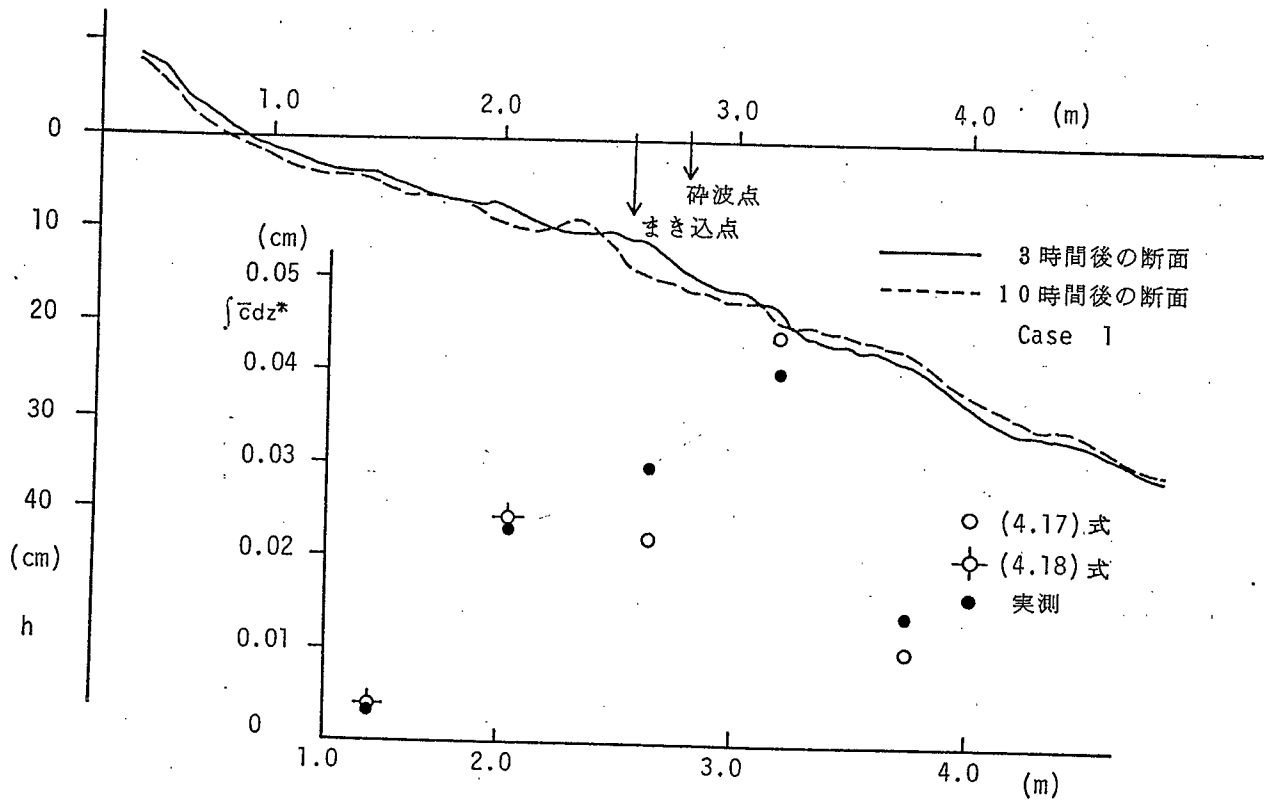



図4-20　∫c̄ dz* の岸沖方向分布

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$\int \bar{c}dz^*$と，実測された$\bar{c}$- 分布から求まる$\int \bar{c}dz^*$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。

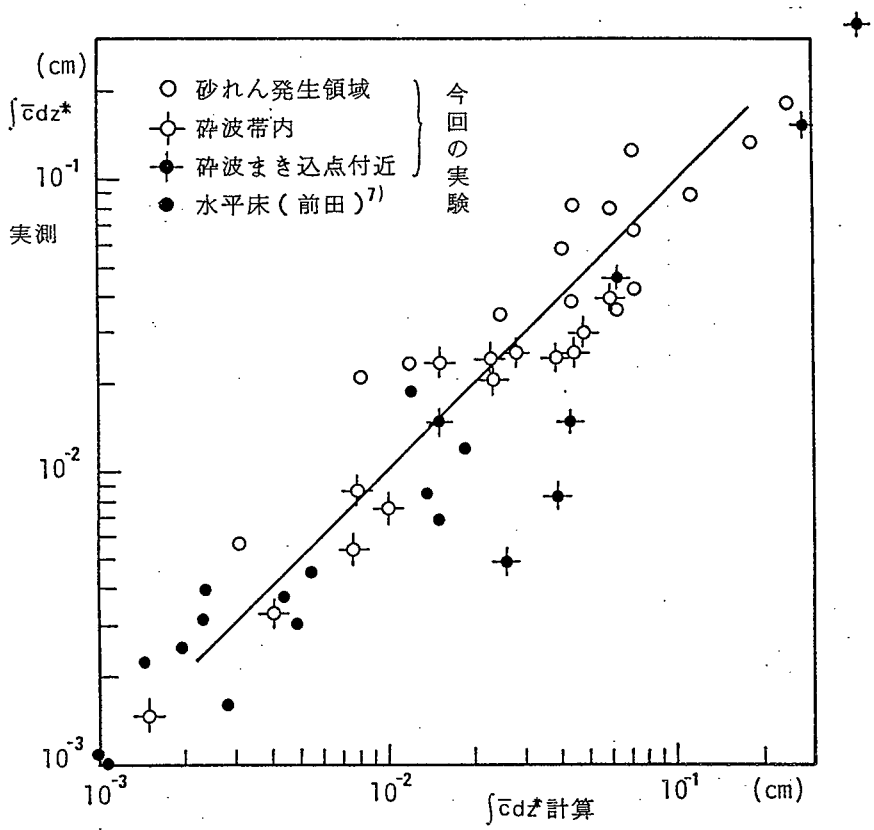



図4-21　$\int \bar{c}dz$（実測）　と　$\int \bar{c}dz^*$（計算）　の比較

## §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 $\epsilon z$ をもつ1次元拡散理論が適用できる。そのときの $\epsilon z/w_o$ 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 $\epsilon z/w_o = h$ と近似される。一方、$z^* = 0$ 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、$N_c=(0.668/1.13(\rho_s/\rho-1)g)(\widehat{u_{fo}}^2/gw_oT)$ 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 $\int \bar{c}\, dz^*$ 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 $\epsilon z$ 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、平均流による漂砂移動量を 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漂砂量に対しては、砕波帯内における波動による水粒子運動及び漂砂濃度の時間変化の様子が予測できないことから、現在のところ漂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水粒子速度及び実測された漂砂濃度の時間変動を用いて flux model から計算される岸沖漂砂量と地形変動量から計算される岸沖漂砂量を比較することにより、岸沖漂砂量に対して 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漂砂帯にわたる岸沖漂砂量に対して、 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 ) 堀淳一，”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漂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、O.M.Phillips[1] 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$\bar{\eta}$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。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}U(h+\bar{\eta})+\frac{\partial}{\partial y}V(h+\bar{\eta})=0 \qquad (5.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial x}+V\frac{\partial U}{\partial y}+\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\frac{\partial}{\partial x}(S_{xx}+R_{xx})+\frac{\partial}{\partial y}(S_{xy}+R_{xy})\right)$$
$$=\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\mu\nabla^2U-g(h+\bar{\eta})\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}-\bar{\tau}_x\right) \qquad (5.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U\frac{\partial V}{\partial x} + V\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\frac{\partial}{\partial x}(S_{xy}+R_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(S_{yy}+R_{yy})\right)$$

$$= \frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\mu\nabla^2 V - g(h+\bar{\eta})\frac{\partial\bar{\eta}}{\partial y} - \bar{\tau}_y\right) \qquad (5.3)$$

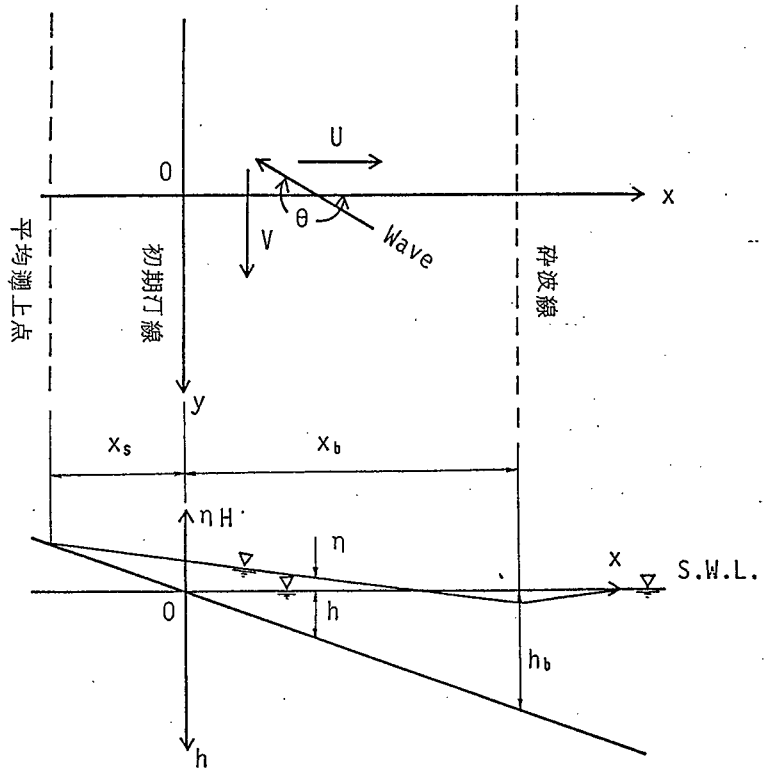



図5-1　座標系

ここに　は時間平均値、$\tau_x$ ，$\tau_y$ 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、$S_{xx}$, $S_{xy}$, $S_{yy}$ はradiation 応力、$R_{xx}$, $R_{xy}$, $R_{yy}$ 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-Higgins[5] にならって水平混合係数Lを $N \times \sqrt{gh}$ （N = 0.01）とおいた拡散型の表現

$$\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\frac{\partial}{\partial x}R_{xx}+\frac{\partial}{\partial y}R_{xy}\right) = L'\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)$$
$$\frac{1}{\rho(h+\bar{\eta})}\left(\frac{\partial}{\partial x}R_{xy}+\frac{\partial}{\partial y}R_{yy}\right) = L'\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right) \qquad (5.4)$$

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$\eta dl$、$\eta dr$及び透過波$\eta t$ はそれぞれ次式で表わされるものとする。

$$\eta_{dl} = a_{dl}\cos(k(\cos\theta_{dl}x+\sin\theta_{dl}y)-\sigma t-\delta_l k)$$
$$\eta_{dr} = a_{dr}\cos(k(\cos\theta_{dr}x+\sin\theta_{dr}y)-\sigma t-\delta_r k) \qquad (5.5)$$
$$\eta_t = a_t\cos(kx-\sigma t)$$

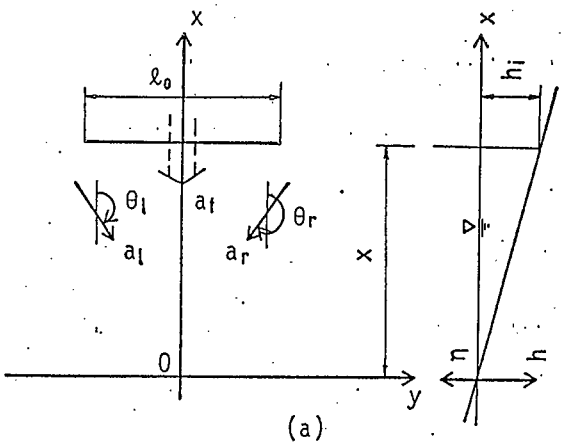



図5-2(a)　離岸堤潜堤背後の構成波

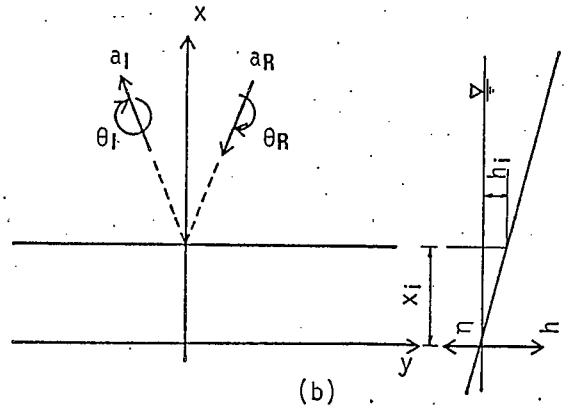



図5-2(b)　護岸前面の構成波

このとき、堤体背後の合成波動$\eta c = \eta dl + \eta dr + \eta t$ に対する radiation応力は $kh \to 0$ という浅水近似を行なうと

$$
\begin{aligned}
Sxx=\rho g\Big(&(1+2\cos^2\theta_{dl})a_{dl}^2+(1+2\cos^2\theta_{dr})a_{dr}^2+3a_t^2\\
&+2(2\cos\theta_{dl}+1)a_{dl}a_t\cos(k((1+\cos\theta_{dl})x+\sin\theta_{dl}y+\delta_l))\\
&+2(2\cos\theta_{dr}+1)a_{dr}a_t\cos(k((1+\cos\theta_{dr})x+\sin\theta_{dr}y+\delta_r))\\
&+2(2\cos\theta_{dr}\cos\theta_{dl}+1)a_{dl}a_{dr}\cos(k((\cos\theta_{dl}-\cos\theta_{dr})x\\
&\quad+(\sin\theta_{dl}+\sin\theta_{dr})y+\delta_l-\delta_r))\\
Sxy=\rho g\big(&a_{dl}^2\cos\theta_{dl}\sin\theta_{dl}+a_{dr}^2\cos\theta_{dr}\sin\theta_{dr}\\
&+a_{dl}a_t\sin\theta_{dl}\cos(k(1+\cos\theta_{dl})x+\sin\theta_{dl}y+\delta_l))\\
&+a_{dr}a_t\sin\theta_{dr}\cos(k(1+\cos\theta_{dr})x+\sin\theta_{dl}y+\delta_l))\\
&+a_{dl}a_{dr}\sin(\theta_{dr}+\theta_{dl})\cos(k((\cos\theta_{dl}-\cos\theta_{dr})x\\
&\quad+(\sin\theta_{dl}+\sin\theta_{dr})y+\delta_l-\delta_r)))/2\\
Syy=\rho g\Big(&(1+2\sin^2\theta_{dl})a_{dl}^2+(1+2\sin^2\theta_{dr})a_{dr}^2+a_t^2\\
&+2a_{dl}a_t\cos(k(\cos\theta_{dl}+1)x+\sin\theta_{dl}y+\delta_l))\\
&+2a_{dr}a_t\cos(k(\cos\theta_{dr}+1)x+\sin\theta_{dr}y+\delta_r))\\
&-2(2\sin\theta_{dl}\sin\theta_{dr}+1)a_{dl}a_{dr}\cos(k(\cos\theta_{dl}-\cos\theta_{dr})x\\
&\quad+(\sin\theta_{dl}+\sin\theta_{dr})y+\delta_l-\delta_r)))/4
\end{aligned}
\tag{5.6}
$$

ここに（adl, θl, δl）び（adr, θr, δr）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, θI），（aR, θR）とすると、入、反射波形$\eta_I$ 及び$\eta_R$ は

$$\begin{aligned} \eta_I &= a_I\cos(k(\cos\theta_I x+\sin\theta_I y)-\sigma t) \\ \eta_R &= a_R\cos(k(\cos\theta_R x+\sin\theta_R y)-\sigma t+\delta\ k) \end{aligned} \tag{5.7}$$

と表わされるが、これは(5.5) 式において adr= aI ,. θdr= θI , δr =0, adl= aR, θl = θR −π, δl = δ とおいた場合に一致する。したがって合成波動$\eta c = \eta_I + \eta_R$ に対する radiation応力はat = 0とおき

$$\begin{aligned} S_{xx}&=\rho g((1+s\cos^2\theta_I)(a_I^2+a_R^2) \\ &\quad +2(1-2\cos^2\theta_I)a_I a_R\cos(k(-2\cos\theta_I x+2\sin\theta_I y+\delta)))/4 \\ S_{xy}&=\rho g((-a_R^2+a_I^2)\cos\theta_I\sin\theta_I)/2 \\ S_{yy}&=\rho g((1+2\sin^2\theta_I)(a_I^2+a_R^2) \\ &\quad +2(1+2\sin^2\theta_I)a_I a_R\cos(k(-2\cos\theta_I x+2\sin\theta_I y+\delta)))/4 \end{aligned} \tag{5.8}$$

で表わされる。但し、(5.8) においてはθI + θR = 3π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減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、Bijker[6]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$\tau_y$ 及び直角方向$\tau_x$ 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$\Delta t = T/32$ 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。

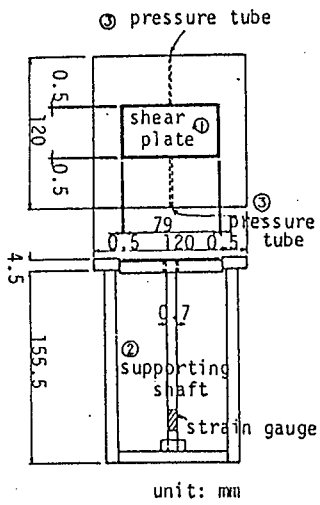



図5-3　shear meter

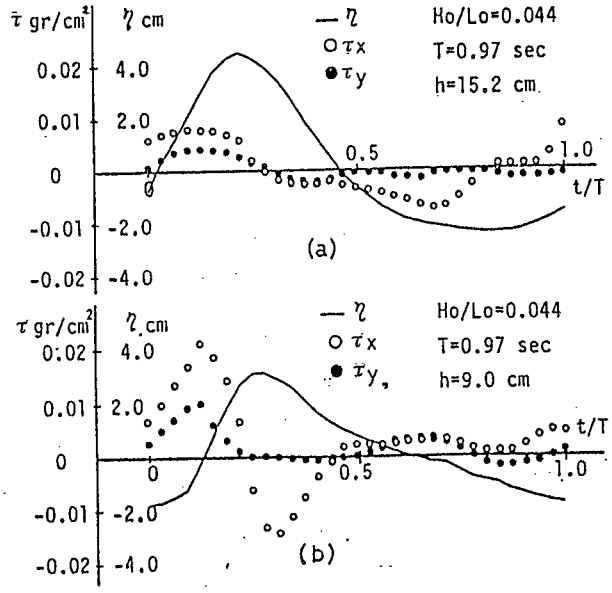



図5-4　底部最大せん断力の時間変化

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

以上の実験で測定された汀線に直角及び平行方向の底部せん$\tau_x$，$\tau_y$と表面波形$\eta$の時間変動の一例を図5-4に示す。図(a)は砕波前、(b)は砕波後に測定されたものである。なお、図の縦軸は向岸方向（$\tau_x$）及び沿岸流の流下方向（$\tau_y$）を正にとり、横軸は時間を表わしている。これらの図より明らかなように、砕波帯内外を問わず汀線平行方向のせん断力$\tau_y$は明らかに沿岸流の流下方向にshiftしており、特に図(b)においてはこの沿岸流の影響が顕著に現われている。さらに、砕波帯内外を問わず$\tau_x$の向岸方向のピークと波峯が通過する位相はほぼT/8だけずれ、せん断力の方が先行している。今回の実験のReynolds数$Re = \widehat{u_{fo}}^2 T/\nu$（$\widehat{u_{fo}}$は測定された波高から線形長波理論で求めた水粒子速度の振幅）は$6.4\times10^4$以下の範囲で行なわれたものであり、この領域はJonsson[8]による分類に従うと層流及び層流から滑面乱流への遷移領域となる。したがって先に述べた位相差は梶浦[9]によって指摘されている位相差と一致している。

図5-5は図5-4に一例を示した$\tau_x$, $\tau_y$の最大値$\tau_{xm}$，$\tau_{ym}$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。図に一例を示すように$\tau_{xm}/\rho g H_b$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

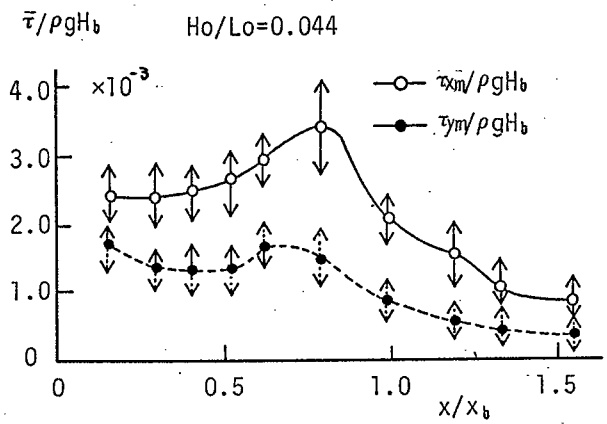



図5-5　底部最大せん断力の岸沖方向分布

定した結果と類似している。一方、$\tau_{ym}/\rho g H_b$ は、$x/x_b \fallingdotseq 0.2$ 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。

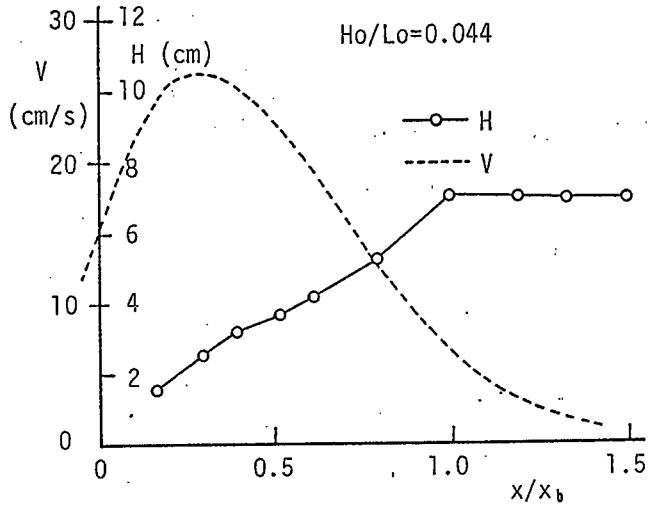



図5-6 沿岸流速，波高の岸沖方向分布

§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 $\widehat{u_{fo}}\cos\theta\cos\sigma t$ 及び沿岸流速Vによる合成流速Uc（t）に対して底部せん断力τ(t)を次式で表わす。但し $\widehat{u_{fo}}$ は波動のみによる水粒子速度の振幅を表わす。

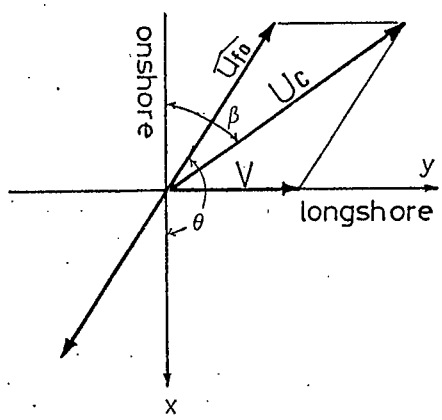



図5-7　水粒子速度と沿岸流速

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

$$u_c(t)^2 = (\widehat{u_{fo}}\cos\theta\cos\sigma t)^2 + (\widehat{u_{fo}}\sin\theta\cos\sigma t + V)^2 \qquad (5.9)$$

ここにfは波による底部摩擦係数である。このとき $\tau_x$ ，$\tau_y$ はそれぞれ次のように表わされるものとする。

$$\tau_x(t) = \tau(t)(\widehat{u_{fo}}\cos\theta\cos\sigma t)/|u_c(t)|$$
$$\tau_y(t) = \tau(t)(\widehat{u_{fo}}\sin\theta\cos\sigma t + V)/|u_c(t)| \qquad (5.10)$$

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 $\tau y / \tau x$ は流れがない場合の比を $(\tau x / \tau y)_o = \tan\theta$ とすると

$$\left(\frac{\tau y(t)}{\tau x(t)} - \left(\frac{\tau y(t)}{\tau x(t)}\right)_o\right)\cos\theta\cos\sigma t = \frac{V}{\widehat{u_{fo}}} \qquad (5.11)$$

となる。(5.11)式において $\tau x$ 及び $\tau y$ の最大値を考えると

$$\left(\frac{\tau ym}{\tau xm} - \left(\frac{\tau ym}{\tau xm}\right)_o\right)\cos\theta = \frac{V}{\widehat{u_{fo}}} \qquad (5.12)$$

このとき合成底部せん断力の方向 $\beta$ は $\mathrm{Tan}^{-1}(\tau ym/\tau xm)$ 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 $\tau ym/\tau xm$ が増加し、したがって作用方向 $\beta$ 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 $\tau xm$、$\tau ym$ の平均値、波高から計算される $\widehat{u_{fo}}$ 及び16mmシネカメラで撮影することによって測定された $\theta$ 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 $H_o/L_o$ に拘らず $V/\widehat{u_{fo}}$ の増加にともない合成底部せん断力の作用方向 $\beta$ 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

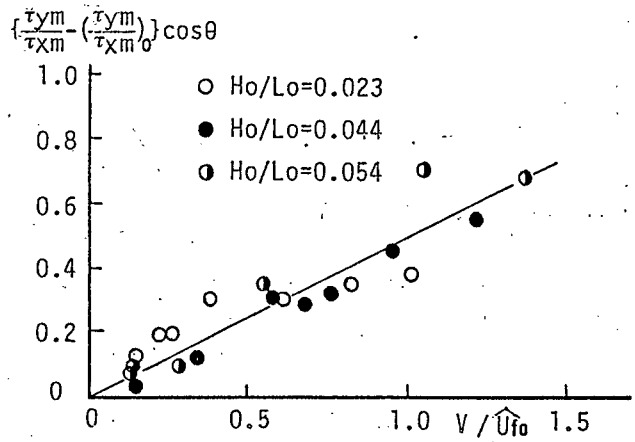



図5-8 $(\tau ym/\tau xm-(\tau ym/\tau xm)o)\cos\theta$ と $V/\widehat{u_{fo}}$ の関係

$$\left(\frac{\tau ym}{\tau xm} - \left(\frac{\tau ym}{\tau xm}\right)_o\right)\cos\theta \cong 0.5\frac{V}{\widehat{u_{fo}}} \qquad (5.13)$$

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、（$\widehat{u_{fo}}\cos\theta$ , $\widehat{u_{fo}}\sin\theta+0.5\ V$）とした場合の式であって(5.9) 式をみちびいた時の（$\widehat{u_{fo}}\cos\theta$ , $\widehat{u_{fo}}\sin\theta+V$）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$\overline{\tau_y(t)}$であり、この$\overline{\tau_y(t)}$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

$$\overline{\tau_y}(t)=\frac{2}{\pi}\rho f\widehat{u_{fo}}^2 V/\widehat{u_{fo}} \qquad (5.14)$$

であり、後者に対しては、Bijker[11] あるいはJonsson ら[12]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。

一方、(5.14)式も、入射角が大きくなればその近似の精度が低下することから、西村[13]あるいはDarlymple ら[14] によって入射角の制限を受けない近似式が提案されている。しかし、通常の現地海岸あるいは実験室スケールで発生する沿岸流は$V/\widehat{u_{fo}}<1$程度であり、このような領域においては、入射角のいかんにかかわらず(5.14)式は±20% 程度の誤差範囲内で(5.10)式の時間平均値$\tau_y(t)$が近似できることから、以下の海浜流計算においては(5.14)式のＶをＶ／２におきかえた式を用いることとする。また一般の海浜流（Ｕ , Ｖ≠０）の場合の$\tau_x(t)$に対しても便宜的に(5.14)式のＶをＵにおきかえて(5.14)式を用いる。

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。

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

## §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

表5-1　実験・計算諸元

| 実験（計算）対象 | Ho cm | T sec | θ° | i | 構造物諸元 | 実験水槽 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 自然海浜 | 5.5 | 1.28 | 150 | 1/10 | | A |
| 〃 | 11.0 | 1.28 | 150 | 1/10 | | A |
| 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 $\alpha=90°,20°$ | A |
| 突堤 | 5.5 | 1.28 | 150 | 1/10 | 堤長 $\ell_j=x_b/2, x_b, 3x_b/2, 2x_b$ | A |
| 離岸堤 | 6.0 | 0.8 | 180 | 1/20 | 堤長 $\ell_0=L_0$, 設置位置 $x_i=x_b$ | B |

$x_b$ ：　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、水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Δx＝Δy＝12.5 cm,時間間隔Δt＝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.Noda[16]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、Battjes[18] 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。

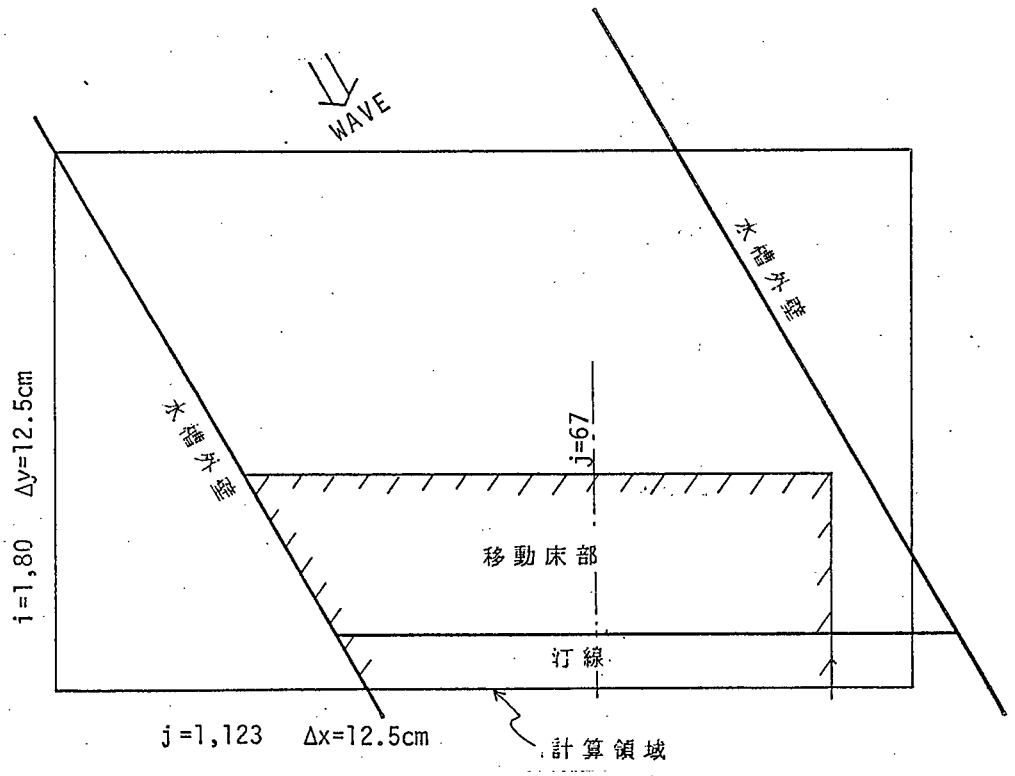



図5-9　計算領域

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$\bar{\eta}$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$\bar{\eta}$から汀線変動量及び平均水深h＋$\bar{\eta}$を計算して波浪変形計算を行なう。計算されるU，V及び$\bar{\eta}$（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，初期汀線から沖へ　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$\bar{\eta}$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$\bar{\eta}$はnΔt＝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nΔt＝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Δx＝12.5cm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。

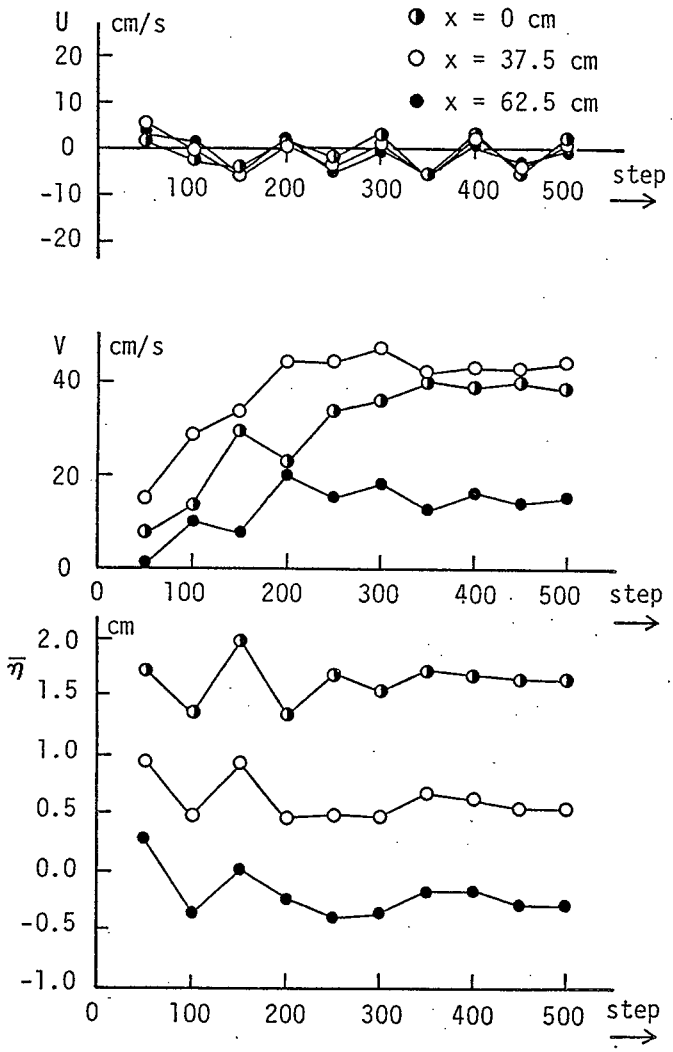



図5-10　U, V及び$\bar{\eta}$の収束状況

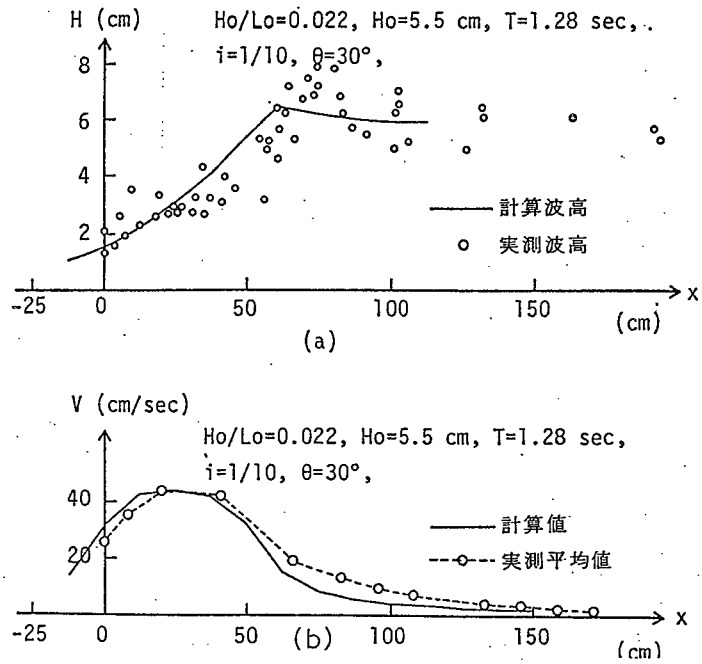



図5-11　波高及び沿岸流速の岸沖方向分布(Ho/Lo=0.022)

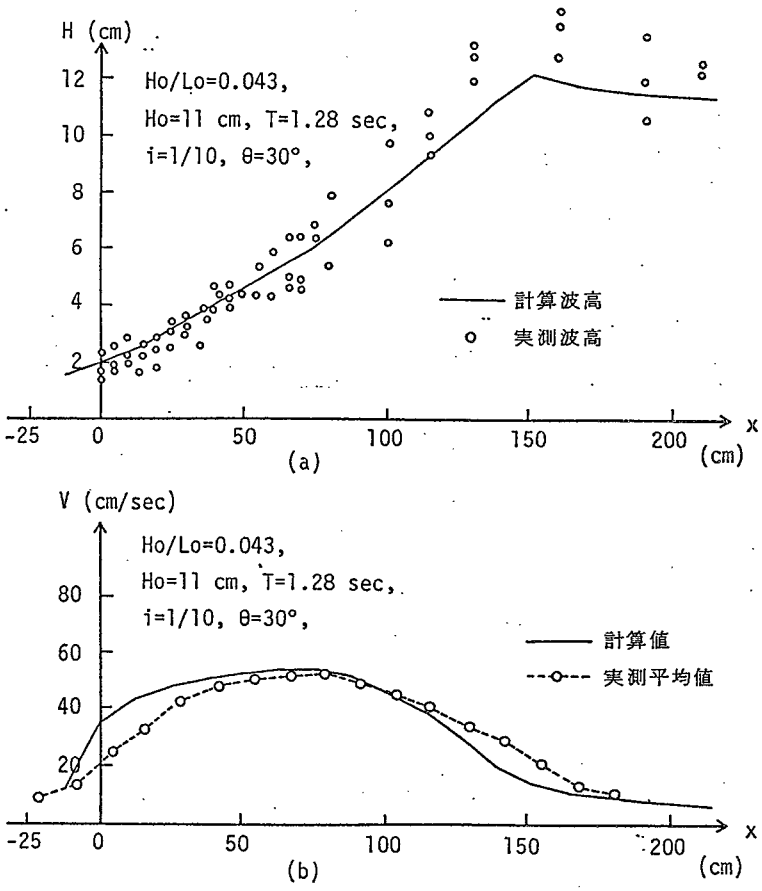
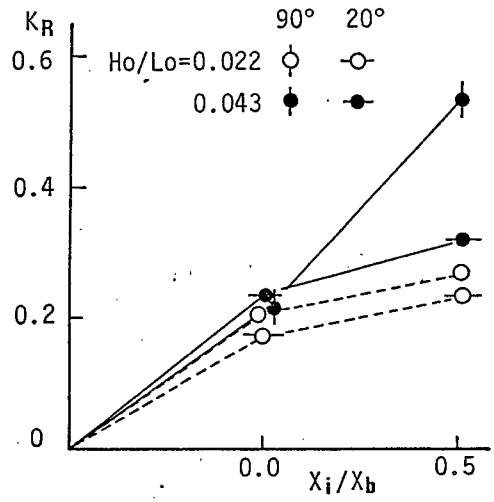



図5-12　波高及び沿岸流速の岸沖方向分布(Ho/Lo=0.043)

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、$H_I = 2a_I$ , $\theta_I$ 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$\theta$を、反射波高$H_R=2\ a_R$ 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（$H_R=K_R\ H_o$）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$K_R$ 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$\widehat{u_{fo}}$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$\widehat{u_c}$ を用いた。なお、砕波帯内においては$\theta_I \sim 180$ となることから一般に$\cos\theta_I \gg \sin\theta_I$ 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$\widehat{u_{fo}}$に含まれる$k\sin\theta_I$ の項は、簡単のため無視すると、この場合のradiation 応力と$\widehat{u_c}$ はそれぞれ次式で表わされる。

$$
\begin{aligned}
S_{xx} &= \rho g((1+2\cos^2\theta_I)(a_I^2+a_R^2)+2(1-2\cos^2\theta_I)a_I a_R\cos(2k\cos\theta_I x'+\delta\ k))/4 \\
S_{xy} &= \rho g((-a_R^2+a_I^2)\cos\theta_I\sin\theta_I)/2 \qquad (5.16) \\
S_{yy} &= \rho g((1+2\sin^2\theta_I)(a_I^2+a_R^2)+2(1+2\sin^2\theta_I)a_I a_R\cos(2k\cos\theta_I x'+\delta\ k))/4
\end{aligned}
$$

$$
\widehat{u_c} = \sqrt{g/(h+\bar{\eta})}\ (a_I^2+a_R^2-2a_I a_R\cos(2k\cos\theta_I x'-\delta/k)) \qquad (5.17)
$$

但し、$x' = x - x_i$ （$x_i$ ：護岸設置位置）である。

図5-14及び5-15は、$H_o/L_o=0.043$ の場合の汀線（$x_i=0$）及び$x_i=x_b/2$（$x_b$ ：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

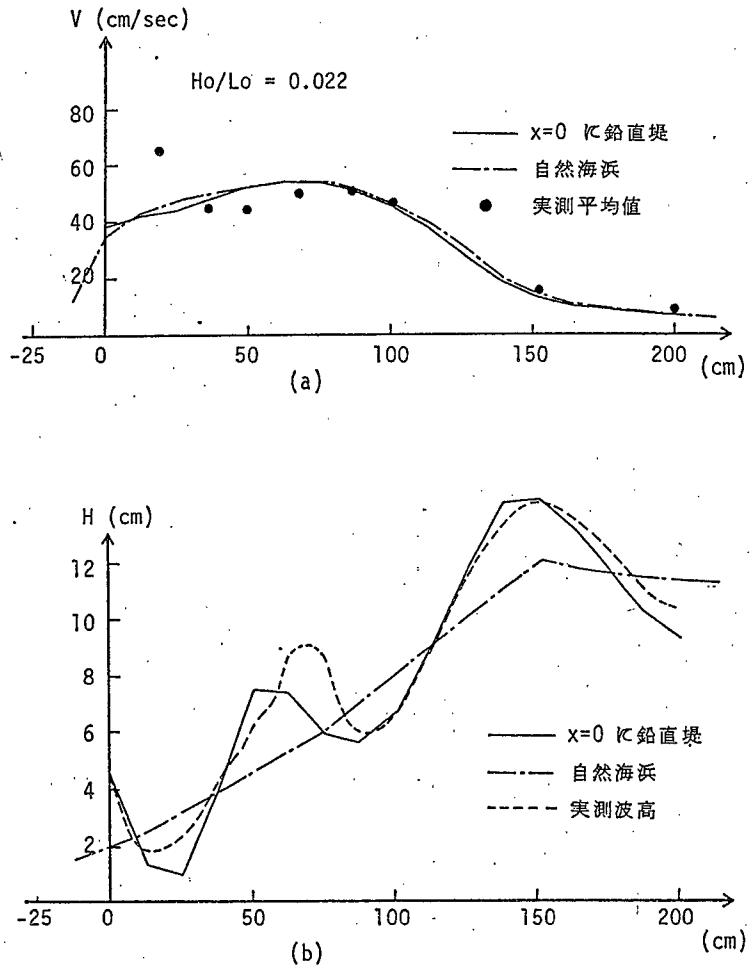



図5-14　護岸前面の沿岸流速の岸沖方向分布($x_i$ =0)

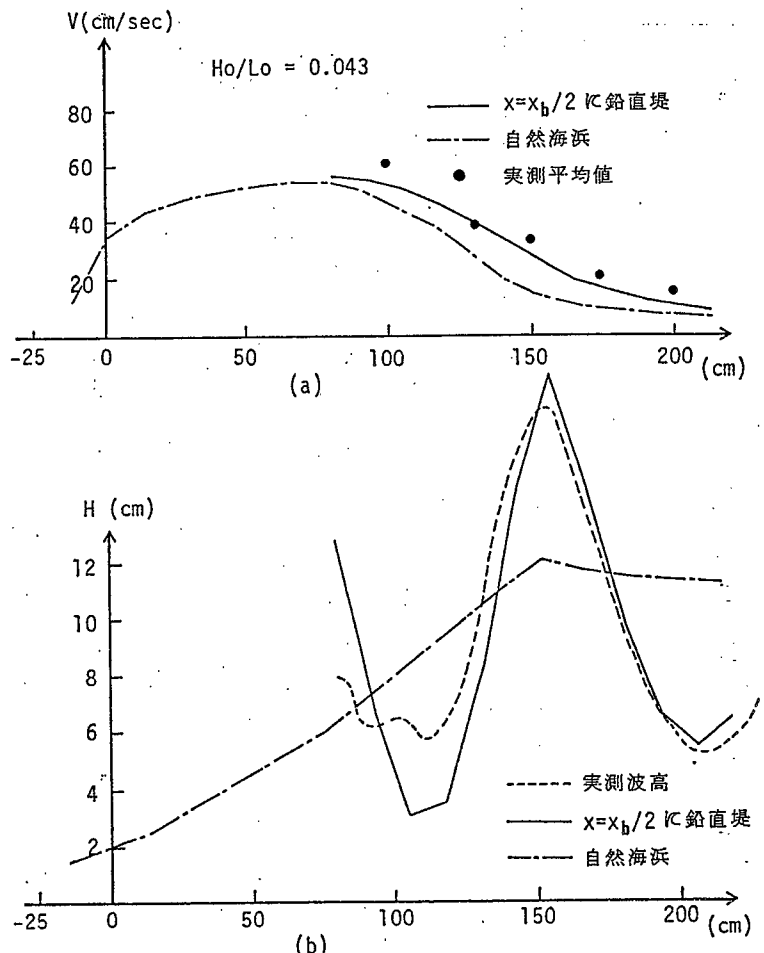



図5-15　護岸前面の沿岸流速の岸沖方向分布($x_i$ = $x_b$/2)

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ばならない。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

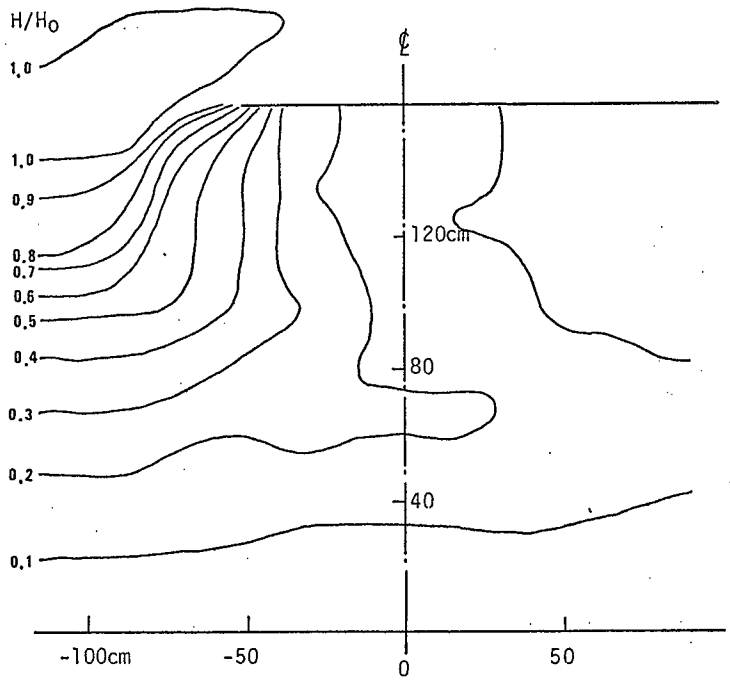



図5-16　半無限堤背後の波高分布

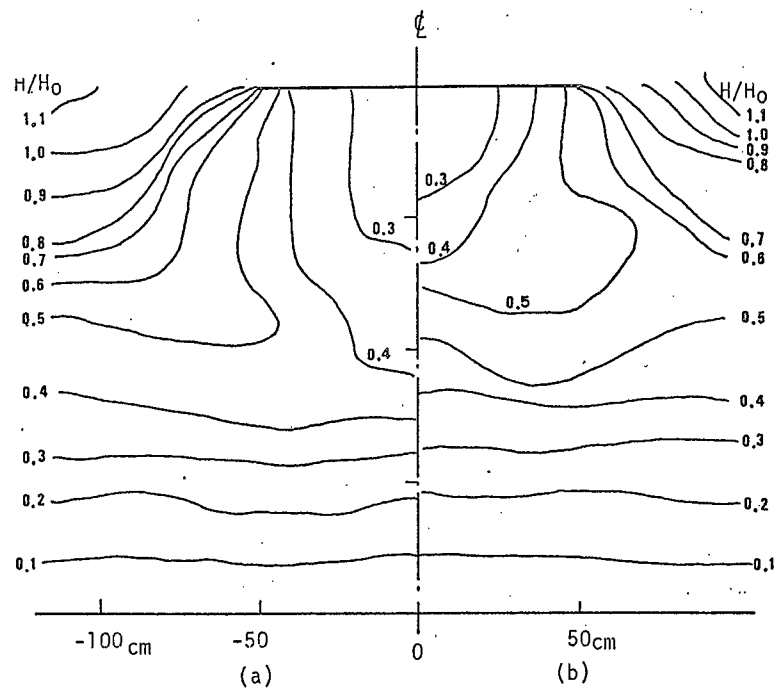



図5-17　離岸堤背後の波高分布

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、θｒ 及びθｌ 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δr 及びδl 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ΔＳは10cm、時間間隔Δｔ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。

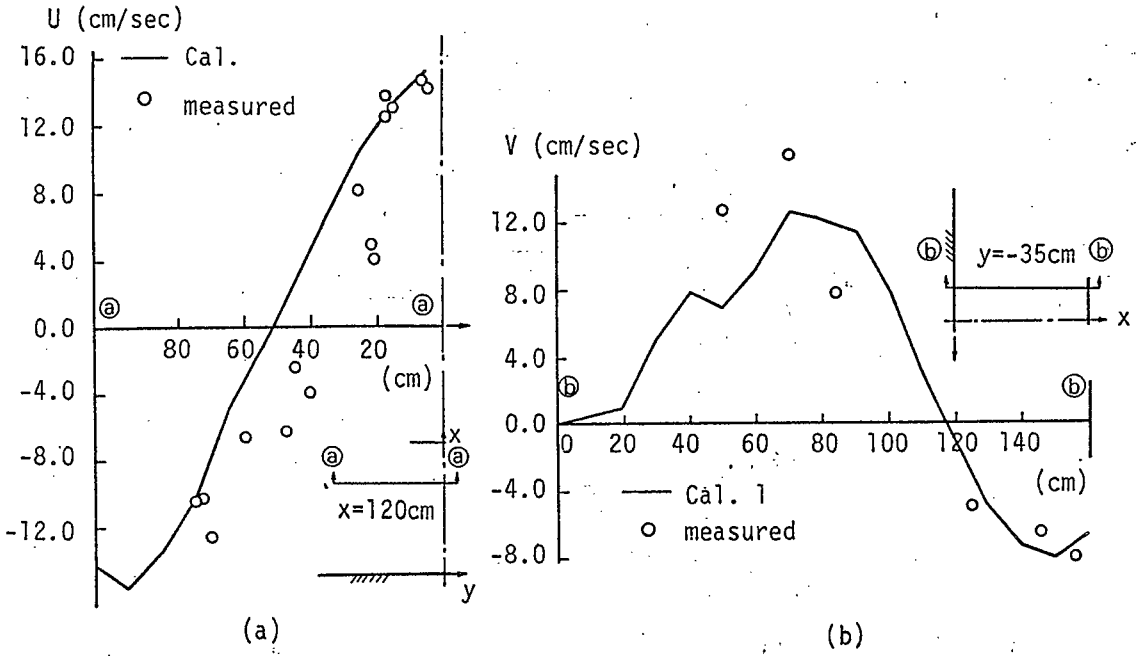



図5-18　離岸堤背後の流速分布

((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。

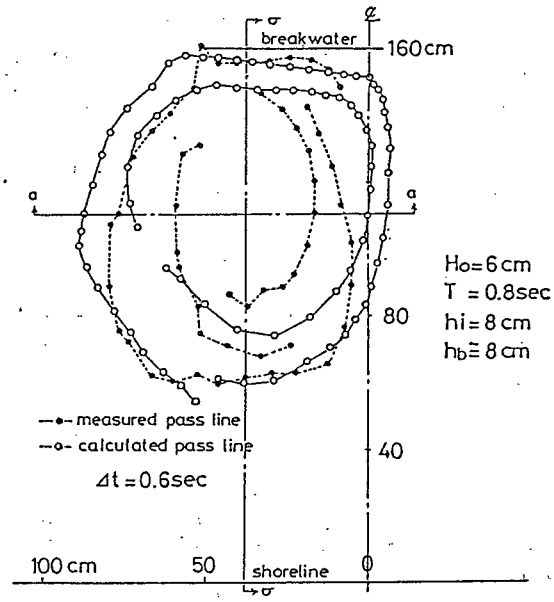



図5-19　離岸堤背後の海浜循環流

## §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。

1)　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


1) 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

6) 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

8) 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

11) Bijker,E.W., Littoral Drift as Function of Waves and Current, Delft Hydraulics Lab., Publication No.58, Delft, Netherlands, 1970

12) 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 毅・村上和男，ADI 法による潮流と拡散の数値計算ー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 $\overline{q_x}$ は次式で表わされることはすでに第2 章で述べた。

$$\overline{q_x} = \overline{\int_{-(h+\delta b)}^{\eta} c(z,t)u_s(z,t)\,dz} \qquad (6.1)$$

ここに$c(z,t)$は位相変化する漂砂濃度の鉛直分布、$u_s(z,t)$ は位相変化する漂砂移動速度であり、$z=-(h+\delta b)$ 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漂砂濃度（§4-3-3 参照）から得られる位相平均漂砂濃度$\overline{c}(z)+c_p(z,t)$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、$c_p(z,t)$ 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$u_s$ 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

$$u_s(z,t) = (1-(\overline{c}(z)+c_p(z,t))/C_{max})^2 u_{fo}(z,t) \qquad (6.2)$$

から計算し、さらに(6.2) 式における$u_{fo}(z,t)$ 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。

$$u_{fo}(z,t) = \sqrt{g/(h+\overline{\eta})}\,(\eta(t)-\overline{\eta})/2 \qquad (6.3)$$

ここに$C_{max}$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（CaseⅠ），遷移型（CaseⅢ）及び堆積型（Case Ⅳ）の海浜変形過程における漂砂量flux $q_f(z^*)(=(C(z^*)+Cp(z^*.t))\times Us(z^*.t))$ の一周期平均値$\overline{q_f}(z^*)$ 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$z^*>0$ を浮遊砂層、$z^*<0$ の領域を掃流砂層と定義したが、ここではｃｐ 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（$z^*$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$z^*>z_1^*$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$\overline{q_f}$と地形変動量から計算されるnet の岸沖漂砂量$q_h$の比較

図6-1 ～6-3 に示すnet の漂砂量flux $\overline{q_f}(z^*)$ を鉛直方向に積分することによって求められる$\overline{q_f}$と、地形変動量から計算される$q_h$の比較を図6-4 ～6-7 に示す。但し、$\overline{q_f}(z^*)$ の積分には図6-1 ～6-3 中の点線で示した値を用い、$q_h$には図4-4 ～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（CaseⅠ），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$\overline{q_f}$は、地形変動量から計算されるnet の漂砂移動

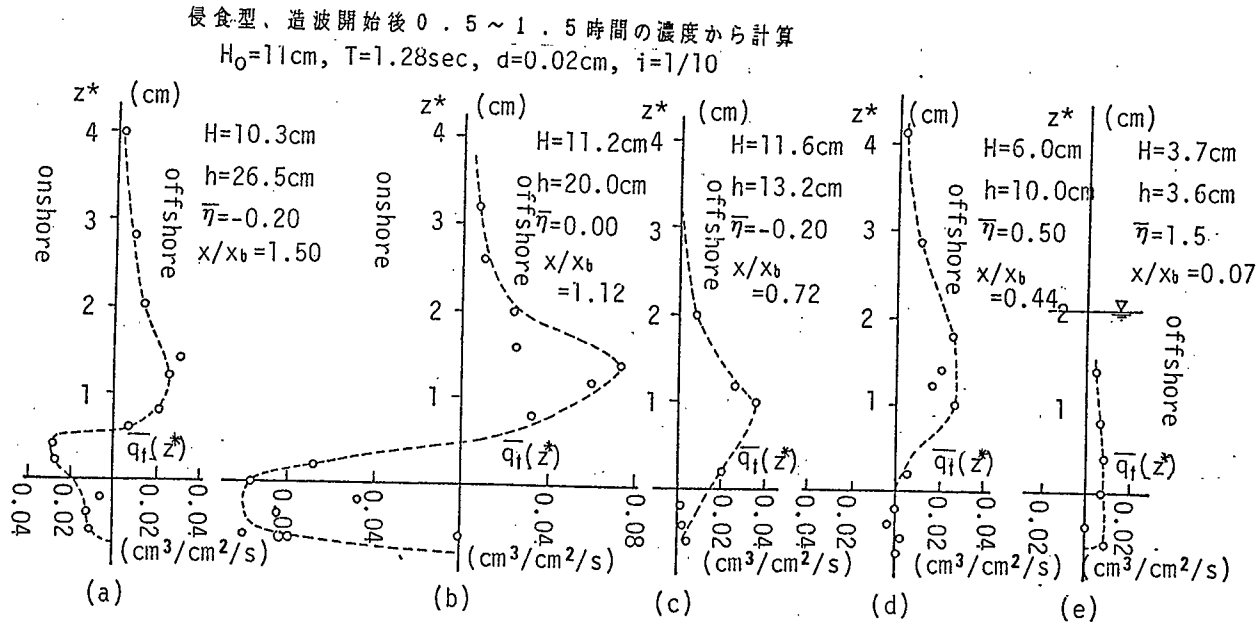



図6-1　漂砂量fluxの鉛直分布（侵食型Case1）

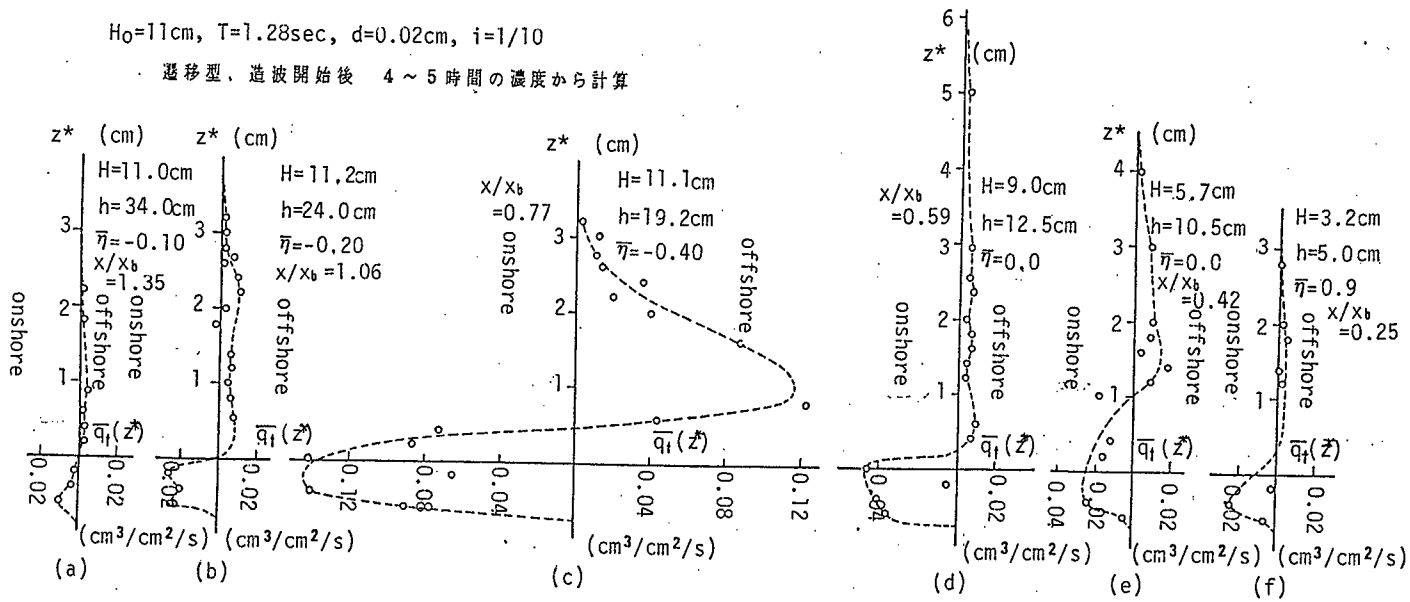



図6-2　漂砂量fluxの鉛直分布（遷移型Case2）

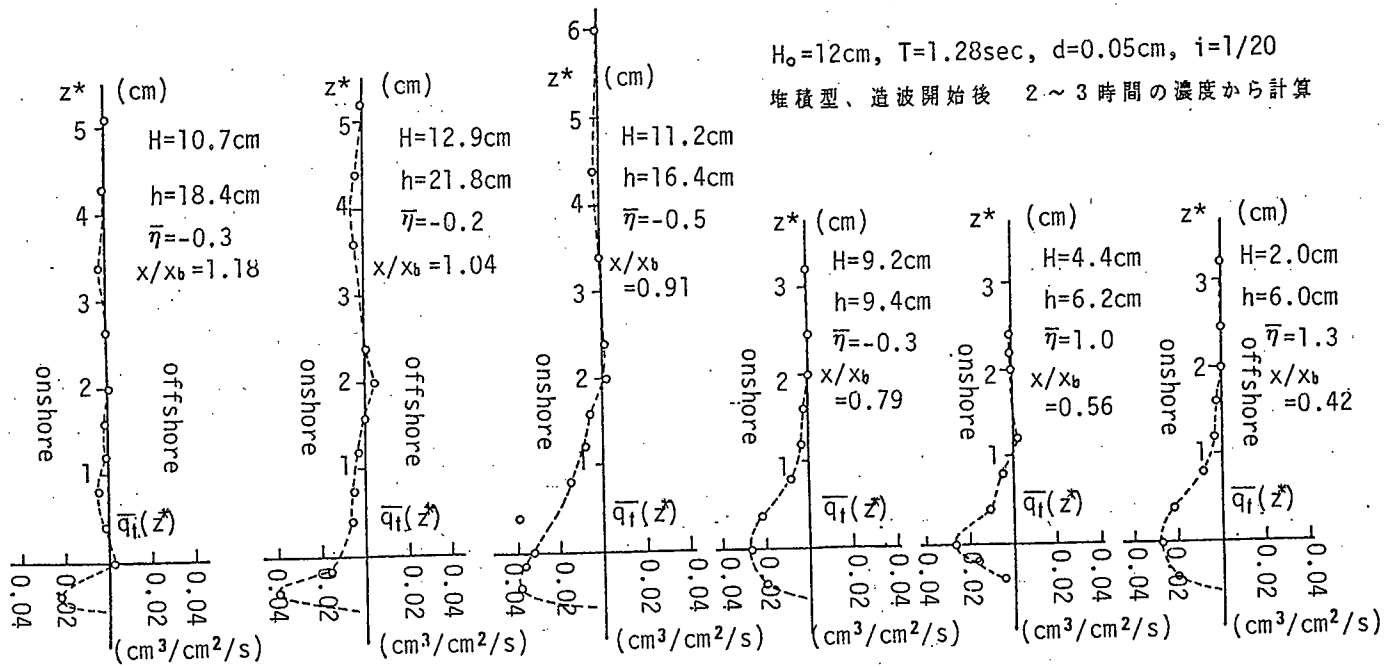



図6-3　漂砂量fluxの鉛直分布（堆積型Case4）

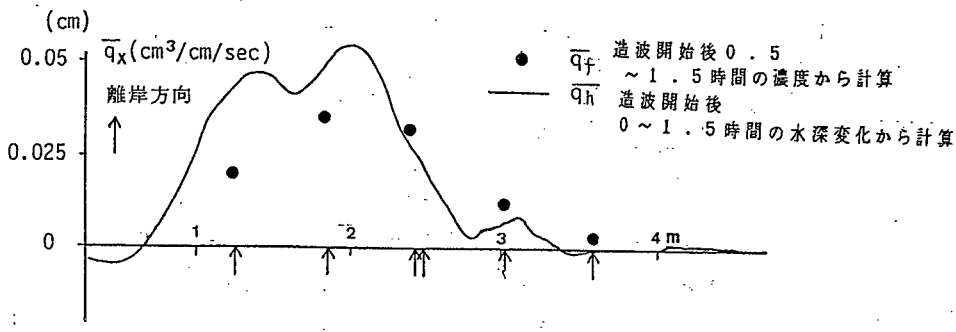



図6-4　flux modelから求まるnetの岸沖漂砂量分布（侵食型Case1）

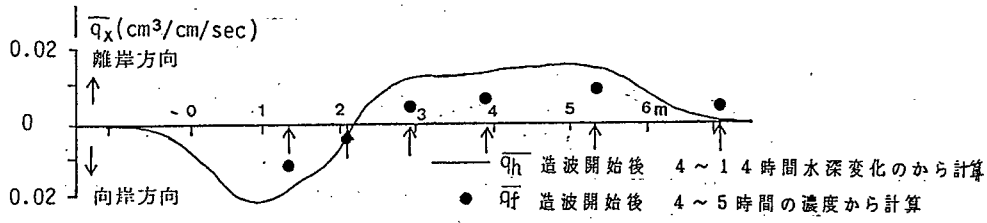



図6-5　flux modelから求まるnetの岸沖漂砂量分布（遷移型Case2）

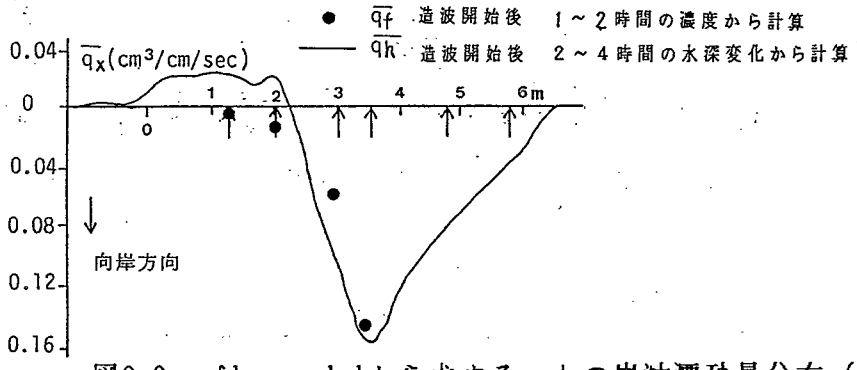



図6-6　flux modelから求まるnetの岸沖漂砂量分布（遷移型Case3）

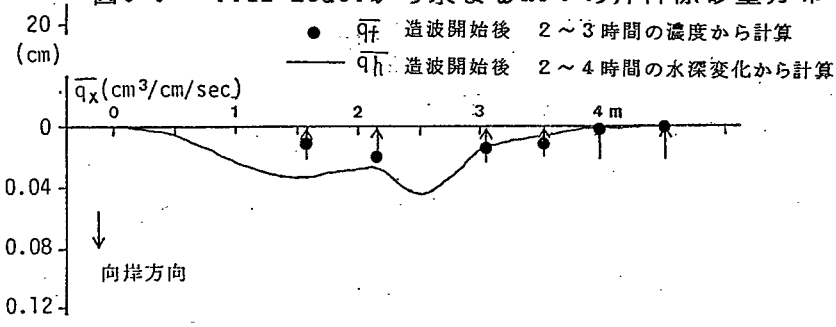



図6-7　flux modelから求まるnetの岸沖漂砂量分布（堆積型Case4）

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。

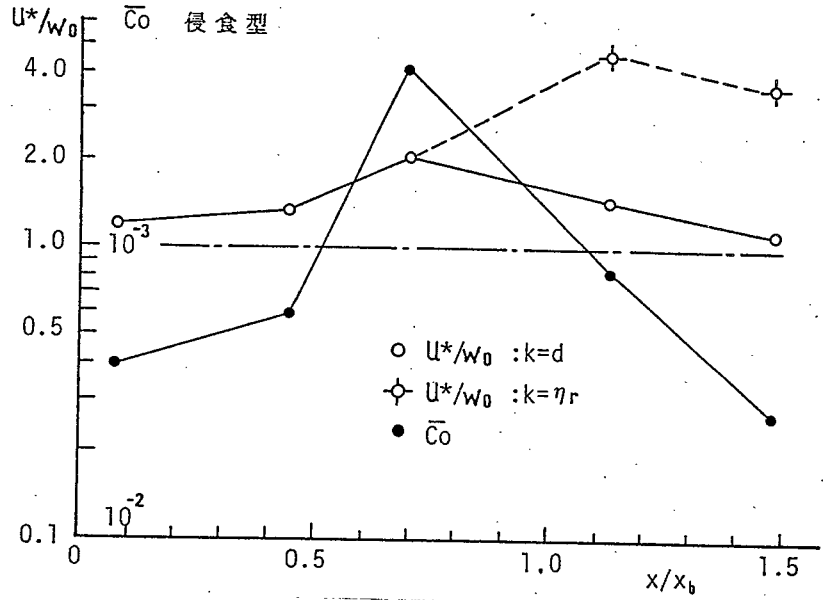



図6-8　　u*/woとcoの分布（侵食型Case1）

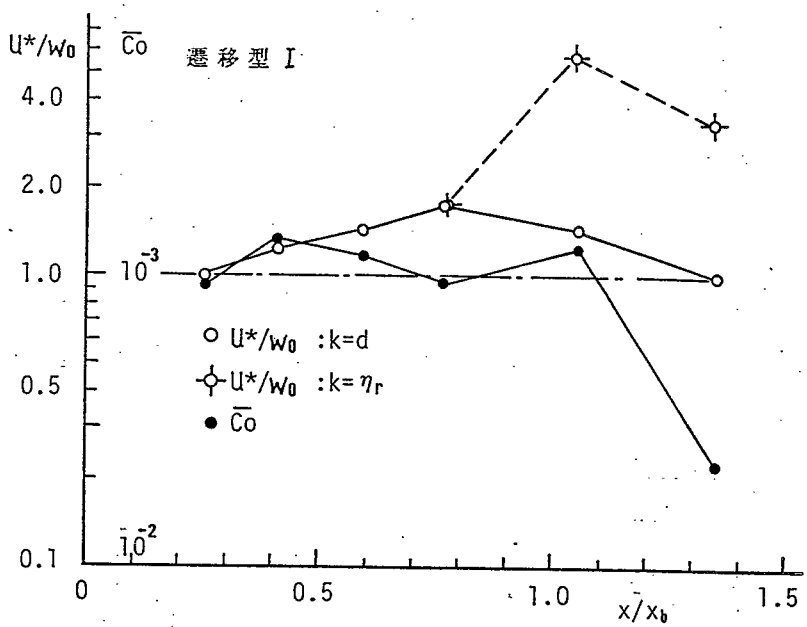



図6-9　　u*/woとcoの分布（遷移型Case2）

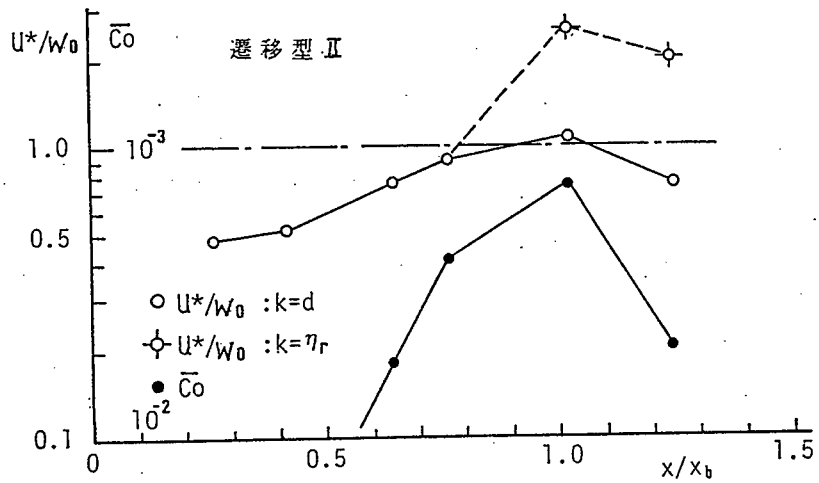



図6-10　u*/woとcoの分布（遷移型Case3）

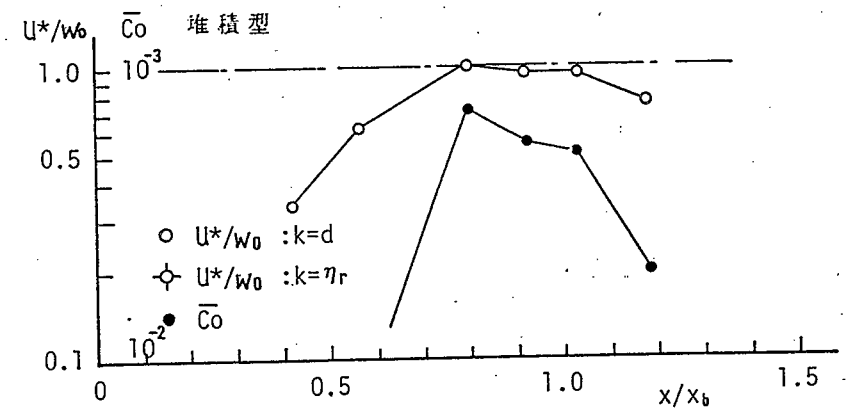



図6-11　u*/woとcoの分布（堆積型Case4）

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$\hat{u}$及びJonsson[2]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=$\eta$で示す）。なお、図に示す 4ケースのすべての漂砂濃度測定点におけるレイノルズ数$Re(=\hat{u}_{fo}^2T/\nu)$は $5\times10^4$ ～ $4\times10^5$ 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$u^*/w_o>1$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$u^*/w_o<1$ ，図6-11に示す堆積型においては全断面を通じて$u^*/w_o>1$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、$u^*/w_o<1$ では掃流状態での向岸方向漂砂移動が卓越し、$u^*/w_o>1$ 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、$u^*/w_o$ 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$c_o$（(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$c_o$ の値も図中に●で示してある。これらの図において$u^*/w_o$ 及び$c_o$ の値を比較して明らかなように、$u^*/w_o>0.7$ の領域においては$C_o$も$2\times10^{-3}$ 以上の値をもつのに対し、$u^*/w_o<0.5$ ～0.6 の領域においては$c_o$はもはや$10^{-4}$以下に低下してしまうことから、（4.15）式と$u^*/w_o$ 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$\overline{q_x}$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 の岸沖漂砂移動量$\overline{q_x}$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$\overline{q_x}$の減衰の様子は、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$\overline{q_x}$の減衰に対しては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減衰することで、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減衰である。

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$\overline{q_x}$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$\overline{q_x}$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、○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$\overline{q_x}$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$\overline{q_x}$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

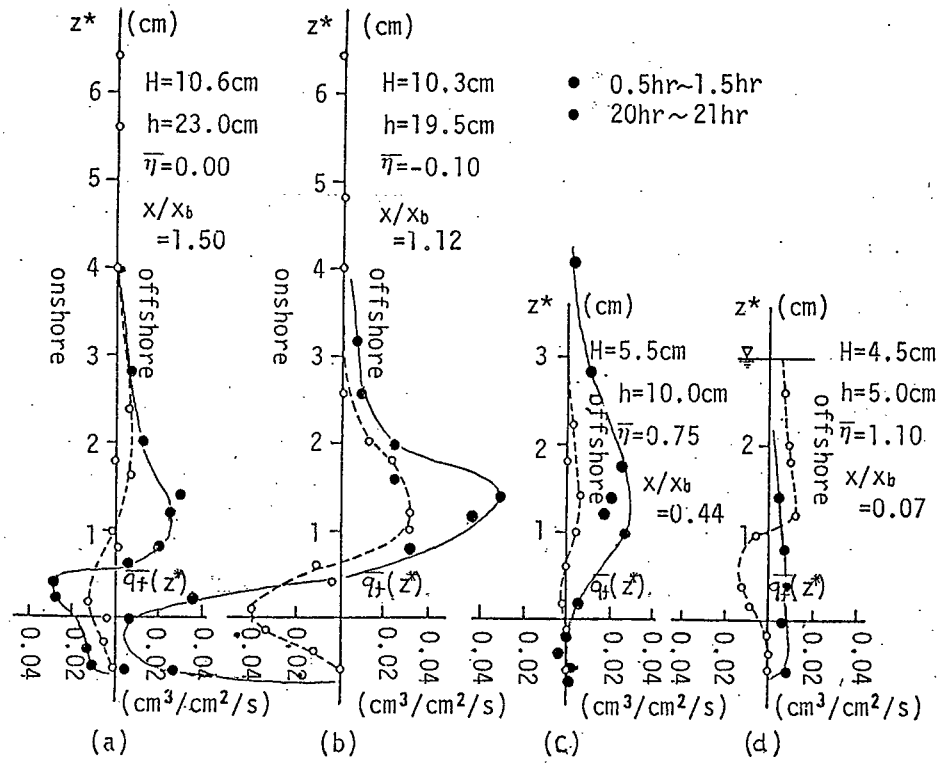



図6-12　漂砂移動fluxの鉛直分布の時間変化（侵食型Case Ⅰ）

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$\overline{q_x}$が減衰している。

以上で考察したように$\overline{q_x}$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$\overline{q_x}$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$\overline{q_x}$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$W_1$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$W_2$が来襲した場合を想定する。このとき、$W_1$が堆積性の波浪か、侵食性の波浪かによって$W_2$の波による$\overline{q_x}$の減

衰特性、絶対値が異なってくる。さらに$W_1$，$W_2$共に堆積性（侵食性）の波浪であっても、$W_1$より$W_2$の方がより堆積性（侵食性）の弱い波かどうかによっても$\overline{q_x}$の減衰特性は異なる。例えば$W_1$が$W_2$よりもより堆積性の強い波浪の場合は$W_2$による$\overline{q_x}$の減衰は早く、逆に$W_1$よりも$W_2$の方が堆積性の強い波浪である場合は当然$\overline{q_x}$の減衰は遅くなる。したがって現地海岸における$\overline{q_x}$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。

$$q_x = \int_{-(h+\delta b)}^{\eta} c(z,t)u_s(z,t)\,dz \tag{6.4}$$

$$q_y = \int_{-(h+\delta b)}^{\eta} c(z,t)v_s(z,t)\,dz \tag{6.5}$$

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$\overline{us}$ 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$\theta$とするとｕｓ 及びｖｓ は、次式で表される。

$$u_s(z,t) = \overline{u_s}(z) + \widehat{u_s}\cos\theta\cos\sigma t \tag{6.6}$$

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

ここに$\widehat{u_s}$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$\widehat{u_{fo}}$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)、(6.5)式に代入し、時間平均をとると次式が得られる。

$$\overline{q_x} = \overline{\int_{-(h+\delta_b)}^{\eta} \overline{c}(z)\overline{u_s}(z)\,dz} + \overline{\int_{-(h+\delta_b)}^{\eta} c(z,t)\widehat{u_s}(z,t)\cos\theta\cos\sigma t\,dz} \quad (6.7)$$

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

(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漂砂量、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漂砂量は(6.7)式において$\overline{u_s}(z)=0$, $\theta=\pi$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、(6.7)及び(6.8)式は次のようになる。

$$\overline{q_x} = \overline{\int_{-(h+\delta_b)}^{\eta} c(z,t)\widehat{u_s}\cos\sigma\cos t\,dz} \quad (6.9)$$

$$\overline{q_y} = \int_{-(h+\delta_b)}^{\eta} \overline{c}(z)\overline{v_s}\,dz + \overline{\int_{-(h+\delta_b)}^{\eta} c(z,t)\widehat{u_s}\sin\sigma\cos t\,dz} \quad (6.10)$$

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$\overline{v_s}(z)$は$\overline{v_s}$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。この事実は椎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漂砂量公式と比較、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）沿岸漂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

局所沿岸漂砂量$\overline{q_y}$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、浮遊漂砂と掃流漂砂の移動速度及び漂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、浮遊漂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漂砂移動量$q_{by}$と浮遊状態の漂砂移動量$\overline{q_{sy}}$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$\overline{q_{sy}}$は次式で表される。

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

ここに$N_c=0.688\,\widehat{u_{fo}}^2/1.13(\rho_s/\rho-1)g w_o T$ 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Madson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$\overline{q_{by}}$

を表現することを考える。

従来の局所沿岸漂砂量公式は、第3 章で考察したように、掃流及び浮遊漂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（$u^*/w_o<1$)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($U,V\neq 0$)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。

$$\overline{q_{by}} = \frac{\varepsilon_b}{\tan\phi}\,\overline{\tau_y}V/(\rho_s-\rho)g/(1-\varepsilon),\quad \overline{\tau_y}=(\rho/\pi)f\widehat{u_{fo}}V \qquad (6.12)$$

ここに$\overline{\tau_y}=(\rho/\pi)f\widehat{u_{fo}}V$で$\tan\phi$は底質の水中安息角(=0.63)，$\epsilon_b$ は効率である。さらにWalton[4] は$\epsilon_b$ 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°（ $\theta$=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○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$\overline{q_{by}}$の分布の比較を示してある。

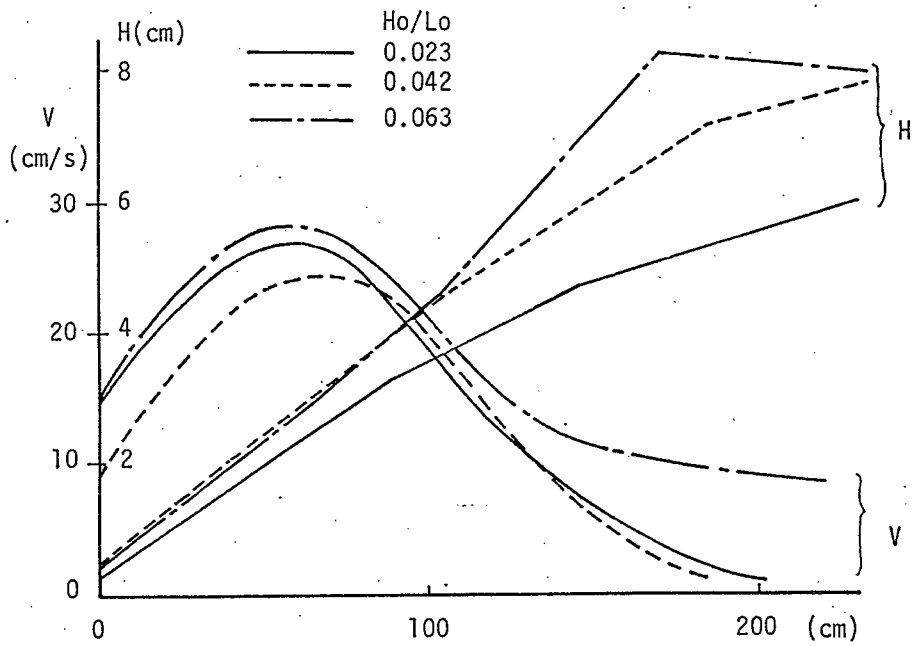



図6-13　沿岸流速及び波高分布

なお、(6.12)式の計算を行なうにあたっては$\epsilon_b$ 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6-14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$\overline{q_{by}}$は実測された分布形状と比較してピ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。

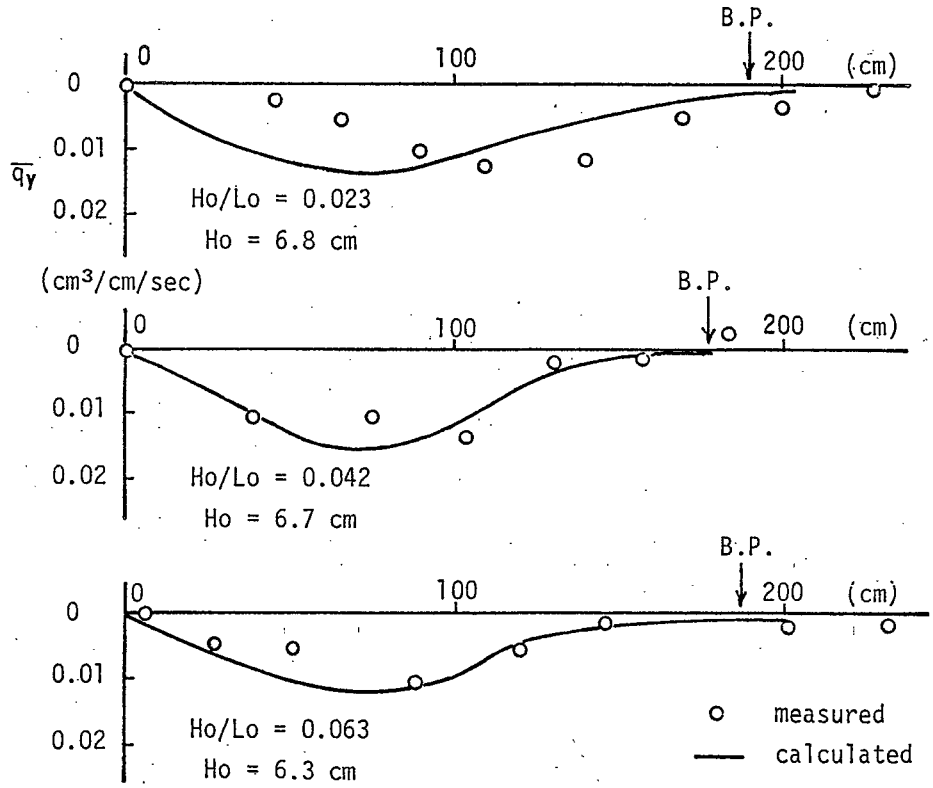



図6-14　局所沿岸漂砂量分布（堆積型）

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、汀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

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

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に水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漂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 $\epsilon z/wo$ ((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Jonsson[2)]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 $\epsilon z/wo$ を与えた。

$$\varepsilon z/w_0 = (\varepsilon z/w_0)_b \quad \cdots \quad h \geq (\varepsilon_z/w_0)_b$$
$$\varepsilon z/w_0 = h \quad \cdots \quad h \leq (\varepsilon_z/w_0)_b$$

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 $\epsilon z/wo$ に対しては侵食型と同様のあつかいを行なった。

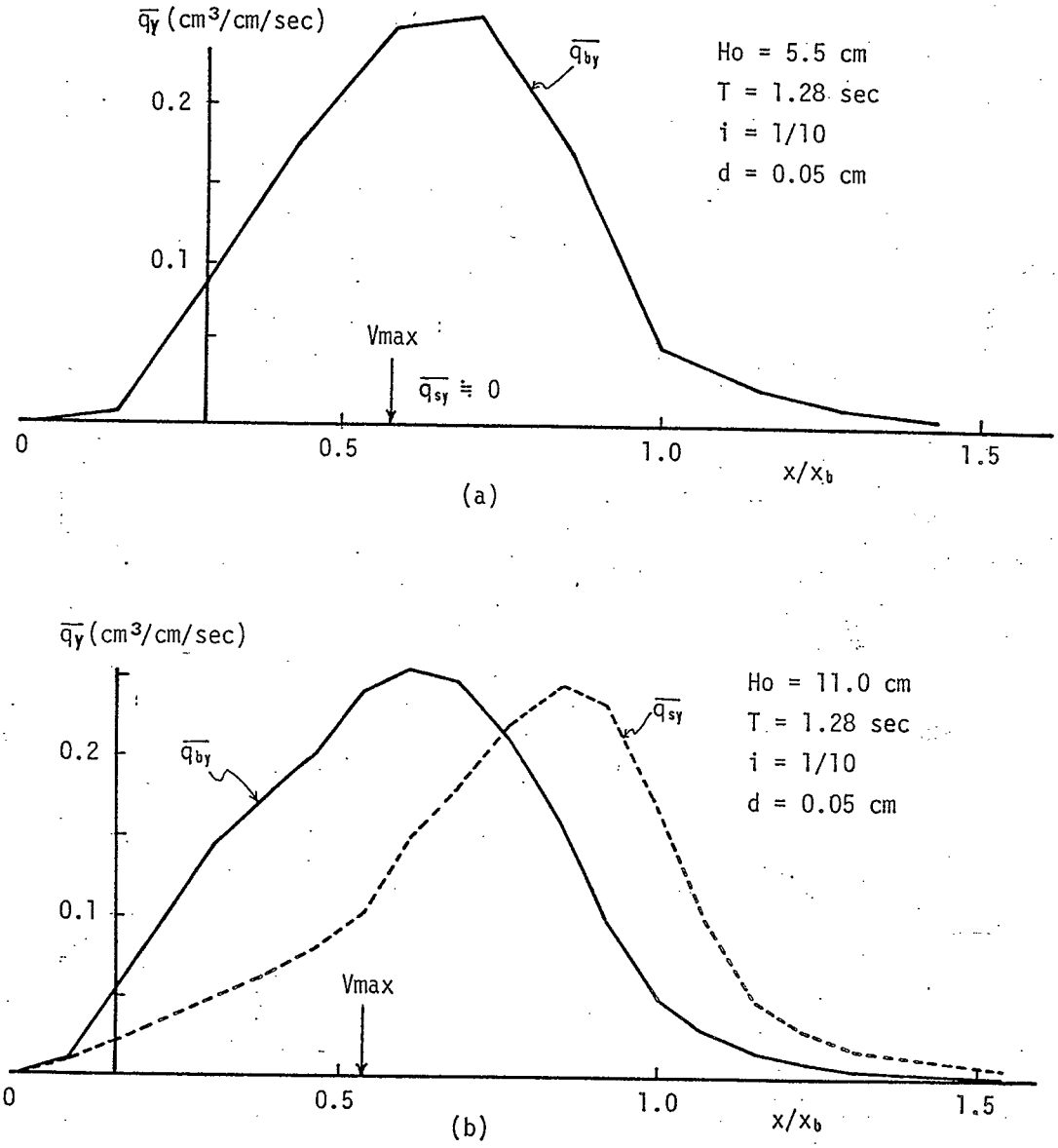



図6-15　局所沿岸漂砂量分布

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=$\int \overline{q_{sy}}\,dx$，Qby=$\int \overline{q_{by}}\,dx$）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6-1 に示しておく。

表6-1　　全沿岸漂砂量の比較

| Ho cm | 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　$cm^3/min.$

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Komar[6)]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漂砂量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漂砂量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 $\overline{q_x}$ 及び $\overline{q_y}$ を計算する。
3.水槽ほぼ中央測線において計算された $\overline{q_y}$ 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

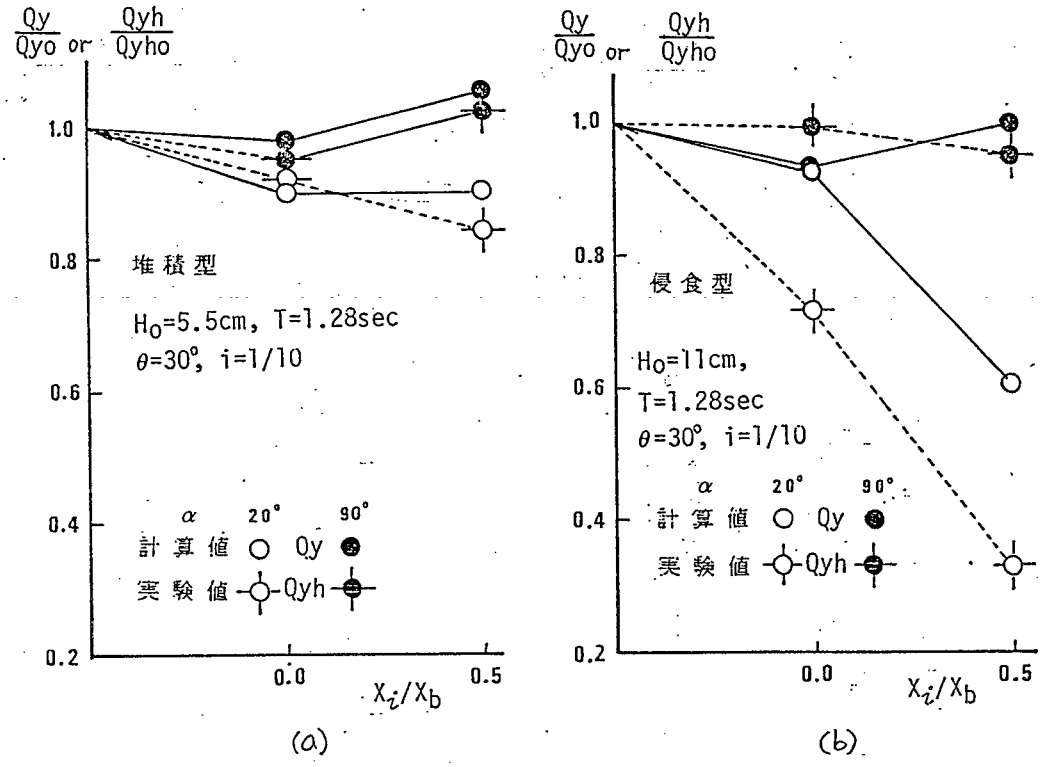



図6-16　護岸前面の全沿岸漂砂量

量の80%以上の沿岸漂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Qy/Qyoの変化は実測値Qyh/Qyho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Qyh/Qyhoはほぼ1に等しく、この結果は計算されたQy/Qyoとよく一致する。しかしながら緩傾斜護岸を汀線に設置した場合の実測値Qyh/Qyhoは0.7, x i/x b=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Qy/Qyo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漂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)　突堤周辺の全沿岸漂砂量……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)式に基づいて沿岸漂砂量Qyh の汀線方向分布を求め、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。突堤周辺の全沿岸漂砂量Qyの計算方法はi)で述べた護岸前面の全沿岸漂砂量と同じである。

また、突堤の沿岸漂砂捕捉率Tr[7]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。）

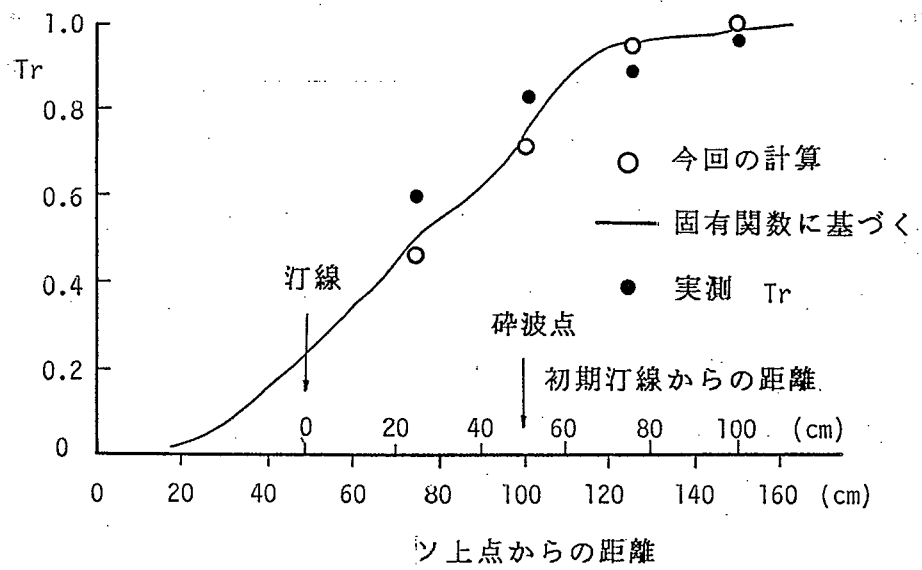



図6-17　突堤の沿岸漂砂補足率

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ℓが砕波点より内側しか延びていない場合（ℓ≦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ℓ≧ 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漂砂量、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漂砂移動量は、今回提案した海浜流及び局所漂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) 式に示した漂砂連続方程式に、計算された局所漂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。

1)　波動のみによって生ずるnet の岸沖漂砂量については、測定された漂砂濃度及び(4.8) 式で表わされる漂砂移動速度を用いて、fluxとして計算した結果と地形変動量から計算した結果はより一致を示す。

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(6.13)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、出口一郎、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、出口一郎、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 signifcance of suspension versus beel-load on beaches, Jour. Sed. Petorology,Vol.48,pp921 ～932,1978

7 ) 椹木亨、出口一郎、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－ℓ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 $\epsilon z$ 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 $w_0$ 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 $\epsilon z/w_0$ ＝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）$c_0$ 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

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、沿岸漂砂量（平均流による輸送量）のうち、掃流漂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漂砂量公式が適用できることを立証した。さらに浮遊漂砂量に対しては、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。そしてこの漂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漂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漂砂量は地形変動量から求まる全沿岸漂砂量とより一致を示し、その適用性が検証された。

以上、漂砂量公式の確立を目的として、岸沖漂砂量、沿岸漂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漂砂移動に対しては、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漂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、規則波による漂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漂砂移動に対しては、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、その結果を適当な漂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。

# 謝　　辞

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。