

波の連なりが漂砂量におよぼす影響に関する研究

佐藤 慎司*・ 齊藤 栄一**・ 上月 晃生***

1. 研究の目的

沿岸域に來襲する不規則波は一般に高波が数波連なつて出現することが多く、このような波の連なりの現象が底質の移動機構にも大きな影響を与えていると考えられる。波の連なりは、高波の通過時に活発な砂移動を生じさせるという直接的な効果だけでなく、波の連なりに起因する長周期変動の発達を介して間接的にも砂の移動方向に何らかの影響を与えていると考えられる。しかし、このような長周期波と砂移動との関係については、最近ようやく加藤(1990)、柴山ら(1990)、佐藤・光信(1990)らにより検討が始められたばかりであり、未だ不明確な部分が多い。本研究では、掃流砂と浮遊砂が卓越するそれぞれの条件に対して室内実験と数値実験を行ない、従来不明確であった波の連なりが砂移動におよぼす影響を明らかにすることを目的とした。

2. 実験条件と方法

波の連の影響を純粹に取り出すため、規則波と二成分合成波を用いて実験を行った。移動床実験に先立ち、二成分合成波の合理的な造波法を検討した。二次元造波水槽に 1/20 勾配の斜面を設置し、一様水深部の水深を 25

cm とした。規則波および二成分合成波を造波し、移動床実験の計測位置における表面波形と底面流速を容量式波高計と超音波流速計で計測した。

規則波については、非線形性の強い波も正弦信号による造波で安定した造波が行えることが確認された。しかし二成分合成波については、正弦信号の重ね合わせでは特に長周期成分の再現性がまちまちであった。図-1(a)は、浜田(1964)が導いた二次の非線形理論による二成分合成波の表面波形と底面流速であり、図-1(b)は、正弦波を重ね合わせた信号で造波した場合の測定例である。図には変動波形とともにそれぞれの長周期成分を示してある。非碎波領域では本来、図-1(a)に示されているような波群に拘束された長周期波が見られるはずであるが、線形造波では位相・振幅ともにケース毎にまちまちであり、再現性がなかった。そこで、造波信号を二次の非線形理論に基づいて作成することにした。図-1(c)は、二次の非線形理論に基づく信号で造波した例である。長周期変動成分も理論波形に近い変動を示しており、成分波の二次干渉を考慮した非線形造波を行うことにより、砂移動が活発に生じる大波高の条件でも合理的な造波が行なえることがわかった。以後に述べる移動床実験ではすべて、非線形性を考慮した造波を行うことに

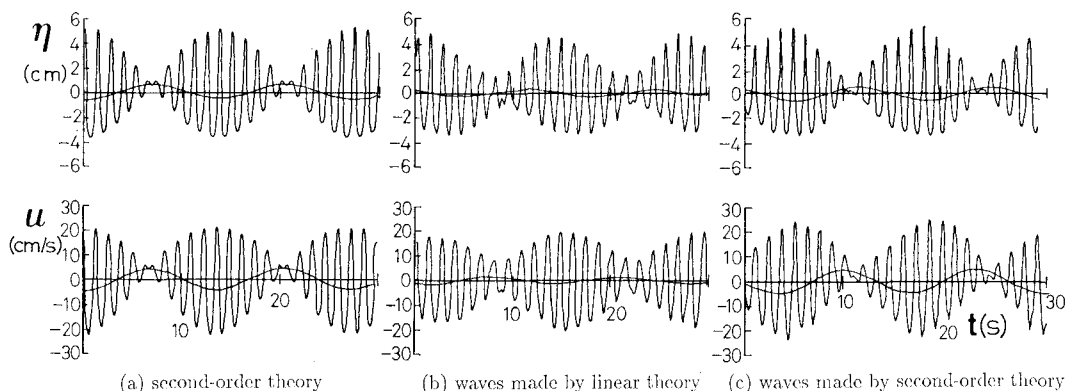


図-1 二成分合成波の表面波形と底面流速

* 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科
 ** 正会員 工修 (株)間組 技術研究所
 *** (株)フジ工業

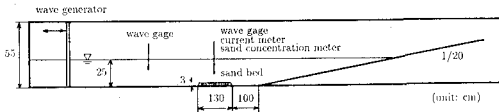


図-2 実験装置

する。

図-2 に示すように二次元水槽の一樣水深部に、長さ 1.3 m、幅 60 cm、高さ 3 cm のトレイを設置した。トレイ中央部に仕切りを入れ、仕切りの両側にそれぞれ 8 kg の底質を平坦に敷き詰めた。波作用前後の底質の乾燥質量差からトレイ中央部を通過した漂砂量を算出した。最大波高 10~14 cm、周期 1~1.3 s の二成分合成波に対して 30 ケース、これらの合成波と周期がほぼ同じでエネルギーが等価な規則波を用いて 11 ケースの実験を行なった。二成分合成波は波高 H_1 , H_2 が同じで、周期 T_1 , T_2 がわずかに異なる二つの成分波を重ね合わせ、さらに成分波の非線形干渉を考慮することにより造波した。二つの基本成分波を線形的に合成すれば個々の波の周期 T_s と波群の周期 T_l は次式で与えられる。

$$T_s = \frac{2T_1T_2}{T_1+T_2}, T_l = \frac{T_1T_2}{|T_1-T_2|} \quad \dots\dots\dots(1)$$

底質には中央粒径 $D=0.2$ mm の細砂と 0.7 mm の粗砂の 2 種類を用いた。水深は 25 cm で一定とし、トレイ中央の表面波形と底面上 5 cm の点での流速を計測した。さらに、細砂を用いた 1 ケース ($H_1=H_2=6$ cm, $T_1=1.0$ s, $T_2=1.175$ s) では砂澱の峰および谷上の 14 点で光学式濁度計を用いて浮遊砂濃度の計測も行なった。濃度計のキャリブレーションはあらかじめ、攪拌水槽で同じ底質を用いて定常な濃度場を作成して行った。実験条件を漂砂量の測定結果とともに表-1 に示す。

粗砂の場合は砂澱は形成されず、規則波、合成波ともに掃流形式での岸向きの砂移動が卓越した。規則波のもとでは、砂移動は岸向き流速時のみに集中し、岸へ移動する砂粒子が多く見られた。合成波条件では、波の連の通過時からその直後にかけて掃流形式で岸向きに移動する砂粒子が多く観察された。

細砂の場合は砂澱が形成され、浮遊砂が卓越した。浮遊砂は高波が連続する位相で発達し、波が収まる位相で流れとともに移動しながら沈降した。正味の砂の移動方向は表-1 に示した様に、規則波では主として沖向きとなったが、合成波では全てのケースで岸向きとなった。

図-3 は砂澱の波長 λ と底面における水粒子の軌道全振幅 d_0 との関係を示したものである。合成波の d_0 は、エネルギーが等価な規則波の波高を用いて算出した。図中の実線は、振幅が比較的小さい規則振動流中で発達する砂澱に対して佐藤・堀川(1984)が得た回帰式を示して

表-1 実験条件と net の漂砂量

(a) 規則波

D (cm)	T (s)	H (cm)	Q (cm ² /s)
0.02	1.00	7.1	-0.266×10^{-3}
0.02	1.00	8.5	-0.523×10^{-3}
0.02	1.00	9.9	-0.678×10^{-3}
0.02	1.15	7.1	-0.237×10^{-3}
0.02	1.15	8.5	-0.917×10^{-3}
0.02	1.25	7.1	-0.026×10^{-3}
0.02	1.25	8.5	0.934×10^{-3}
0.02	1.25	9.9	3.181×10^{-3}
0.07	1.25	7.1	0.0
0.07	1.25	8.5	0.0
0.07	1.25	9.9	0.369×10^{-3}

(b) 合成波

D (cm)	T_1 (s)	T_2 (s)	H_1, H_2 (cm)	Q (cm ² /s)
0.02	1.00	1.10	5.0	0.176×10^{-3}
0.02	1.00	1.175	5.0	1.51×10^{-3}
0.02	1.00	1.25	5.0	0.306×10^{-3}
0.02	1.00	1.10	6.0	1.59×10^{-3}
0.02	1.00	1.175	6.0	3.08×10^{-3}
0.02	1.00	1.25	6.0	1.88×10^{-3}
0.02	1.15	1.265	5.0	0.359×10^{-3}
0.02	1.15	1.351	5.0	0.881×10^{-3}
0.02	1.15	1.438	5.0	1.20×10^{-3}
0.02	1.15	1.265	6.0	0.584×10^{-3}
0.02	1.15	1.351	6.0	2.83×10^{-3}
0.02	1.15	1.438	6.0	4.69×10^{-3}
0.02	1.25	1.375	5.0	1.71×10^{-3}
0.02	1.25	1.469	5.0	0.718×10^{-3}
0.02	1.25	1.563	5.0	0.813×10^{-3}
0.02	1.25	1.375	6.0	5.12×10^{-3}
0.02	1.25	1.469	6.0	3.79×10^{-3}
0.02	1.25	1.563	6.0	1.09×10^{-3}
0.02	1.25	1.375	7.0	1.67×10^{-3}
0.02	1.25	1.469	7.0	3.12×10^{-3}
0.02	1.25	1.563	7.0	0.497×10^{-3}
0.07	1.25	1.375	5.0	0.111×10^{-3}
0.07	1.25	1.469	5.0	0.113×10^{-3}
0.07	1.25	1.563	5.0	0.358×10^{-3}
0.07	1.25	1.375	6.0	2.87×10^{-3}
0.07	1.25	1.469	6.0	2.29×10^{-3}
0.07	1.25	1.563	6.0	2.65×10^{-3}
0.07	1.25	1.375	7.0	5.11×10^{-3}
0.07	1.25	1.469	7.0	3.18×10^{-3}
0.07	1.25	1.563	7.0	5.76×10^{-3}

おり、本実験の規則波のデータもほぼこの関係を満たしている。合成波条件での砂澱の波長は、規則波のものよりも 20% 程度長くなる。これは d_0 の算定波高にエネルギー等価波高を用いたためであり、有義波高を用いて算出すれば、合成波のデータも規則波と同じ回帰式の周りに分布することになる。この結果は、不規則波のもとで発達する砂澱を整理するには有義波の諸元を用いたほうが良いという大塚ら(1984)の報告とも符合する結果である。

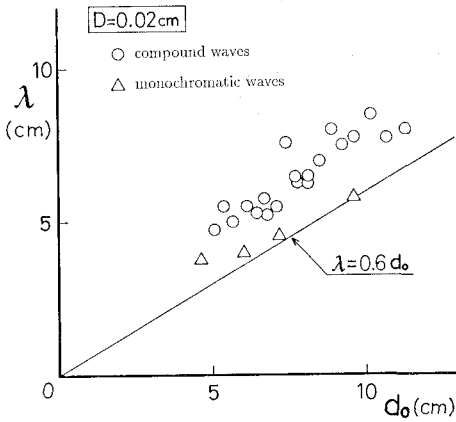


図-3 砂澁の波長と底面水粒子の軌道全振幅との関係

3. 漂砂量の算定モデル

3.1 掃流砂の漂砂量

本実験では非碎波領域の漂砂現象を対象としているので、漂砂量に最も密接な関係があるのは底面摩擦力である。二次干渉理論によれば、二成分合成波の底面流速 u は1次波と2次波成分の和として次式で与えられる。

$$u = u_1 \cos \sigma_1 t + u_2 \cos \sigma_2 t + u_{12} \cos 2\sigma_1 t + u_{22} \cos 2\sigma_2 t + u_{2a} \cos (\sigma_1 + \sigma_2) t + u_{2l} \cos (\sigma_1 - \sigma_2) t \dots (2)$$

ここで、 $\sigma_1 (=2\pi/T_1)$ 、 $\sigma_2 (=2\pi/T_2)$ は角周波数、 u_1 、 u_2 は一次成分波による流速振幅、 u_{12} 、 u_{22} 、 u_{2a} 、 u_{2l} は2次波成分の流速振幅である。底面境界層が層流であると仮定すれば、底面摩擦力 τ_b は

$$\begin{aligned} \tau_b = & \rho \sqrt{\sigma_1 \nu} u_1 \cos (\sigma_1 t + \pi/4) \\ & + \rho \sqrt{\sigma_2 \nu} u_2 \cos (\sigma_2 t + \pi/4) \\ & + \rho \sqrt{2\sigma_1 \nu} u_{12} \cos (2\sigma_1 t + \pi/4) \\ & + \rho \sqrt{2\sigma_2 \nu} u_{22} \cos (2\sigma_2 t + \pi/4) \\ & + \rho \sqrt{(\sigma_1 + \sigma_2) \nu} u_{2a} \cos ((\sigma_1 + \sigma_2) t + \pi/4) \\ & + \rho \sqrt{|\sigma_1 - \sigma_2| \nu} u_{2l} \cos ((\sigma_1 - \sigma_2) t + \pi/4) \\ & \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

で与えられ、底面流速に比べて1次、2次の成分がそれぞれの周期の1/8だけ位相が先行した波形となる。ここで、 ρ 、 ν は水の密度と動粘性係数である。図-4に、(2)、(3)式による底面流速と底面摩擦応力をその長周期成分とともに示す。非線形性の影響で岸向きの力が増すのに加えて、波の連の後部では長周期成分の影響により岸向きの摩擦力がさらに増す傾向がある。これは、粗砂の実験で見られた砂粒子の移動状況と符合しており、波の連の通過時からその直後にかけての位相では、岸向きの摩擦力の増加により岸向きの砂移動が生じる可能性がある。

図-5 は粗砂の条件に対して、無次元剪断力 $\Psi (= \tau_b /$

(sgD) と流速 u を用いて掃流砂量 Q を評価した一例である。横軸には個々の波の周期 T_s を波群の周期 T_l で除した値をとっている。図中、 $\blacktriangle$ 印は実験結果、 $\circ$ 印は

$$Q = \alpha_b w_s D (\Psi - \Psi_c) u / \sqrt{sgD} \dots \dots \dots (4)$$

によって計算した漂砂量である。ここで、 w_s は底質の沈降速度、 Ψ_c は移動限界シールズ数、 s は底質の水中比重であり、 α_b の値は実験結果との比較から1.5とした。計算は波群1周期間に対して行い、(3)式で計算される Ψ が Ψ_c 以下となる位相では $Q=0$ とした。計算値は実験値とほぼ同じ程度の岸向き漂砂量を与えており、掃流砂に関しては(4)式で漂砂量を評価できる。砂移動が個々の波ごとに完結するため、波の連の影響は後述する浮遊砂の場合ほど大きくない。しかし、規則波ではほとんど

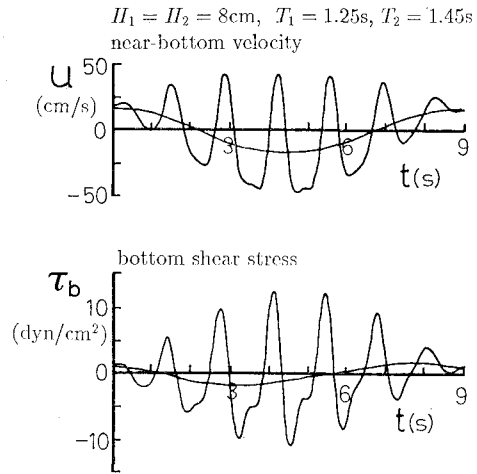


図-4 二成分合成波の底面流速と底面摩擦力

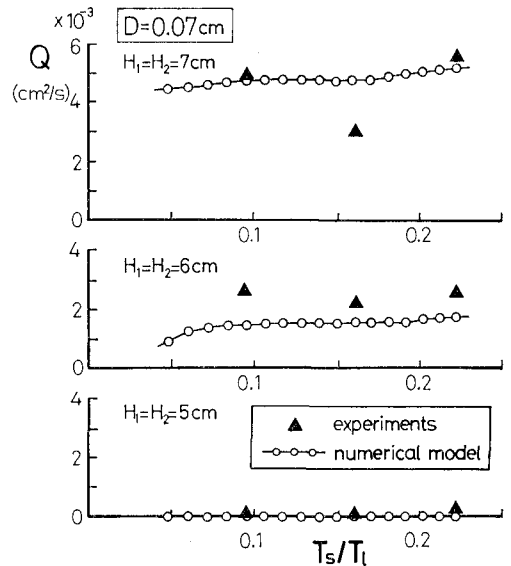
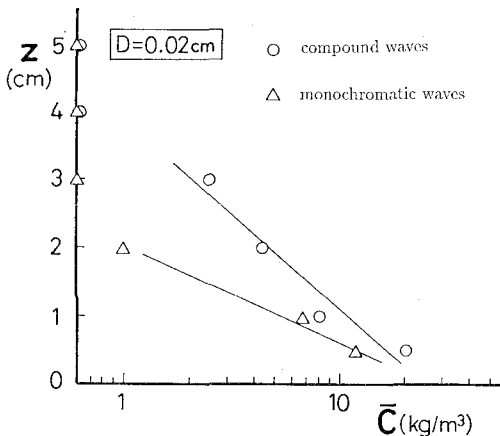


図-5 掃流漂砂量の算定

ど砂移動が生じない条件でも合成波では有意な砂移動が生じており、同じ波エネルギー条件で比べると合成波の方が大きな漂砂量を与える傾向がある。

3.2 浮遊砂の漂砂量

図—6 に、浮遊砂濃度 C の時間平均値の鉛直分布を示す。浮遊砂についても同じエネルギーを持つ規則波と比較すると、合成波の方が浮遊砂量が多いことがわかる。また底面付近の濃度勾配から拡散係数 ε を推定すると合成波では $2.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、規則波では $1.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、合成波条件の方が拡散能が高い。これは、合成波のもとでは図—3 に示したように砂漣形状が大きくなるために乱れスケールが大きくなること、砂の巻き上げが波群の中の大波高の波によって支配されていることが原因である。



図—6 浮遊砂濃度の時間平均値の鉛直分布

波の連なりが浮遊漂砂に与える影響をさらに定量的に評価するために、次に示す一次元拡散方程式に基づく数値モデルを構築した。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + w_s \frac{\partial C}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (5)$$

上式を陰形式の差分スキームで数値積分することにより、浮遊砂濃度変動を計算した。

(a) 底面流速と底面摩擦力

底面流速変動は、二次干渉理論を用いて (2) 式により計算した。細砂の実験では全てのケースで砂漣が発達し、境界層内で渦の作用による活発な運動量交換がみられたため、底面摩擦力は層流理論では評価できない。そこで、波別解析法により底面摩擦力を算出することにした。すなわち、底面流速変動波形をもとに個々の波を定義し、それぞれの波の流速振幅から摩擦係数を計算して、底面摩擦応力振幅を算出した。

(b) pick-up rate

砂漣の峰のレベル以上の浮遊砂濃度を扱うこととし、浮遊砂の巻き上げは、Nielsen (1988) にない流速反転

時に集中するものとした。すなわち、流速の向きが変わる瞬間 ($t=t_i$) に砂の巻き上げが集中するものとした。巻き上げ量は、直前の半周期の無次元底面摩擦力振幅 Ψ_i 、周期 T_i と流速振幅 u_i を用いて、次式で評価する。

$$Q_i = \alpha_s w_s D (\Psi_i - \Psi_c) u_i / \sqrt{sgD} \cdot T_i \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 α_s は無次元係数であり、浮遊砂濃度の測定結果からここでは 0.2 とした。そして、流速反転時 $t=t_i$ に、拡散による巻き上げフラックスがこれと等しくなるものとし、底面における境界条件を次式で与えた。

$$\varepsilon \cdot \partial C / \partial z = - \sum_i \rho_s Q_i \delta(t - t_i) \quad \text{at } z=0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数、 ρ_s は砂粒子の密度である。

(c) 拡散係数

数波の周期で波高が変動する条件における拡散係数の算定式は確立されていないので、本研究では Nielsen (1988) が規則波に対して提案した次式を用いることにした。

$$\varepsilon = w_s \eta [1.24 \exp[-40(w_s/\bar{u})^2] + 0.2] \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 η は砂漣の波高であり、合成波の実験データをもとに算定した。また $\bar{u}$ は底面流速振幅であり、等エネルギー波高の規則波に対するもので代表させた。

図—7 は細砂の実験ケースで、底面上 0.5 cm から 2 cm の測点における浮遊砂濃度の変動波形とその長周期成分を合わせて示したものである。一次元拡散方程式に基づく数値モデルによって浮遊砂濃度を計算した例を右側に示してある。浮遊砂濃度は高波の連が通過した直後に最大値をとる。波の連が通過した直後は底面流速には岸向きの長周期変動が重なるため、この位相での浮遊砂フラックスは岸向きとなるものと考えられる。

図—8 は、本実験の波高 6 cm のケースに対して net の漂砂量を計算した例である。等エネルギー波高の規則波に対する計算結果は $T_s/T_i=0$ の地点にプロットしてある。浮遊砂フラックスは漂砂量の測定結果よりやや小さめとなるが、合成波では岸向き、規則波では沖向きとなっており、実験結果と同じ傾向を再現している。

4. 結 論

本研究で得られた主要な結論は以下に要約される。

(1) 浮遊砂が卓越する条件では、規則波では沖向き漂砂となる場合が多いが、合成波では全て岸向き漂砂となる。これは、高波の連で巻き上げられた浮遊砂が沈降する際に、長周期変動として現れる岸向きの流れによって実質的な岸向きの砂輸送が生じるためである。

(2) 掃流形式の砂移動に関しては波の連の影響は小さいが、浮遊移動に果たす役割は大きい。波群のもとでの net の漂砂量は、掃流砂・浮遊砂ともに 2 次の非線形波動理論に基づく数値モデルにより評価することができる。

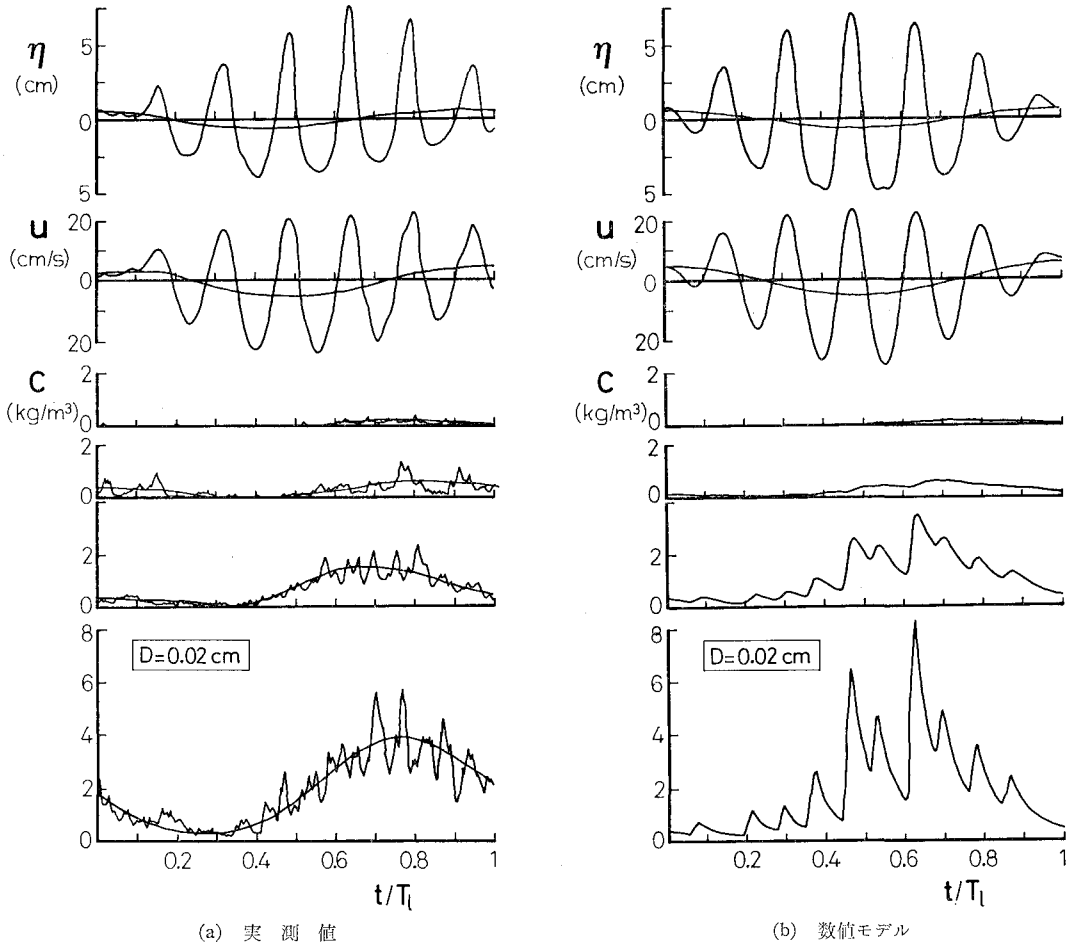


図-7 浮遊砂濃度の時間変化 (上段から、水面波形、底面流速、底面上 2 cm, 1.5 cm, 1 cm, 0.5 cm の浮遊砂濃度)

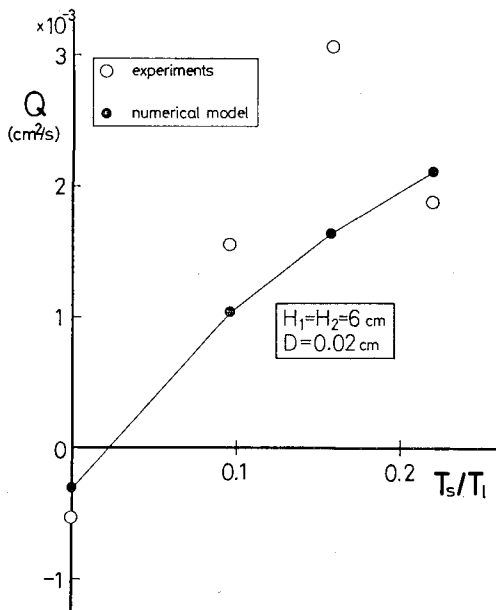


図-8 漂砂量の計算結果

今後は、碎波帯内における波の連なりと長周期波との関係を明らかにするとともに、それらが砂移動におよぼす影響について検討を続ける予定である。

参考文献

- 加藤一正 (1990): 漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学学位論文, 120 p.
- 柴山知也・斉藤栄一・疋田克己・奥野雅量・岡安章夫 (1990): 長周期波の局所漂砂量に及ぼす効果, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 279-283.
- 佐藤慎司・光信紀彦 (1990): 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 309-313.
- 浜田徳一 (1964): 表面波の二次干渉, 第11回海岸工学講演会論文集, pp. 12-18.
- 大塚行則・三村信男・渡辺 晃 (1984): 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 321-325.
- 佐藤慎司・堀川清司 (1984): 非対称振動流下における砂灘上の砂移動に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 286-290.
- Nielsen, P. (1988): Three simple models of wave sediment transport, Coastal Eng., Vol. 12, pp. 43-62.