

非対称振動流下における砂の移動機構と 漂砂量に関する実験的研究

佐藤 慎 司*・伊藤 春 起**・渡 辺 晃***

1. 序 論

波による海浜縦断面の変形過程を解明するためには、net の岸沖漂砂量の特性を定量的に把握しておくことが重要である。岸沖方向の net の砂移動が生じる要因としては、底面流速波形の非対称性や定常流の共存、碎波にともなう底質移動などが考えられ、これらの要因が複雑に重なり合っていることも多い。本研究ではこれらの内で特に底面流速波形の非対称性に注目し、非対称振動流のもとでの底質の移動機構を考察することにした。

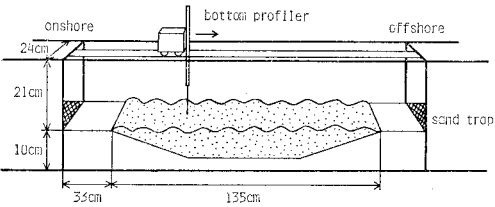
流速波形の非対称性が漂砂現象に及ぼす影響に注目した研究は Manohar¹⁾に始まる。彼は非対称な運動をする振動板を用いて実験を行い、発達する砂漣の形状と漂砂量の評価を検討した。また砂村ら²⁾、早川ら³⁾、佐藤・堀川⁴⁾は、流速波形および砂漣形状の非対称性により非対称な浮遊砂雲が形成され net として沖向きの砂移動が生じることを示し、その移動量の定量的解釈を試みている。本研究では不規則振動流を含めて広範な条件のもとで移動床実験を行い、発達する砂漣の特性と砂の移動機構について考察を加え、それらと net の漂砂量との関係を明らかにすることを目的とした。

2. 任意波形振動流装置による移動床実験

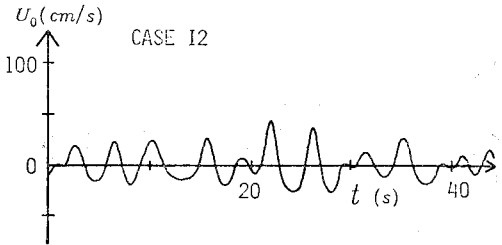
任意波形の振動流を起こすことのできる振動流装置内に、図一1 に示すように長さ 135 cm の観測部を設け標準砂（中央粒径 $D=0.18\text{ mm}$ ）を敷きならした。そして非対称振動流を一定時間作用させ、砂漣の発達と砂の移

動形式を観察するとともに詳細な地形測定と捕砂器に捕捉された砂の重量測定を行い観測部中央断面における net の漂砂量を評価した。実験装置ならびに実験方法は佐藤・堀川⁴⁾のものとはほぼ同じであるが、今回はより高い底面摩擦応力の条件下でも精度の良いデータを得るために、従来の装置を改良して観測部および捕砂器の長さを長くすることにした。

さらに今回は規則振動流に加えて非対称な波形を持つ不規則振動流のもとでの実験も行い、結果の統一的な解釈を試みた。流速波形の非対称性が顕著となる領域で不規則波のもとでの底面流速波形を評価することは困難であるため、本研究では以下に示す方法で不規則信号を作成することにした。まず、ある水深における水位変動に Bretschneider-光易型のスペクトルを仮定することにより計算機を用いてその表面波形をシミュレートする。そしてゼロアップクロス法により波を定義して、その一波ごとに有限振幅波理論を適用することにより底面流速波形を計算する。そして流速値がゼロとなる点で波形を接続し、図一2 に示すような連続な流速波形を作成した。磯部⁵⁾によると、このようにして作成した流速波形は、表面波形が著しく前傾している波を除いて、実測された流速変動の振幅や波形とおおむね一致している。しかし、長周期の変動成分を含んでいないことなど必ずしも現実の底面流速変動を再現しているわけではないことに留意しておく必要がある。不規則信号は非対称性の程度の異なるものを3種類作成し、これに規則波信号12種類を加え実験に用いた。実験条件は規則振動流に対して12ケース、不規則振動流に対して13ケースを選んで、表一1 に示すような条件を対象とした。



図一1 実験装置



図一2 不規則振動流の例

* 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科
** 松下政経塾
*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

表—1 実験条件

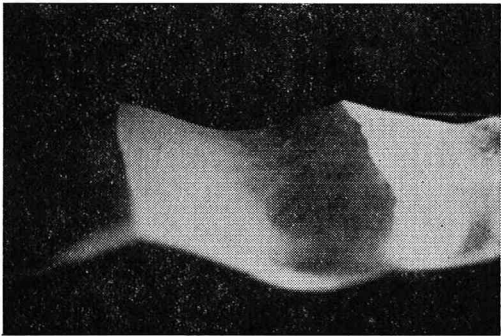
信 号	$u_0/\hat{u}$	T (s)	d_0 (cm)	備 考
S1~S3 C1~C3	0.56~0.63 0.64~0.83	3~5	17~51	規則振動流
I1~I3	0.52~0.63	3.68	18~34	不規則振動流*

u_0 : 岸向き最大流速値, $\hat{u}$: 流速波形の全振幅, T : 周期,
 d_0 : 主流部における水粒子軌道全振幅
* 不規則振動流についての諸量は平均値を示してある。

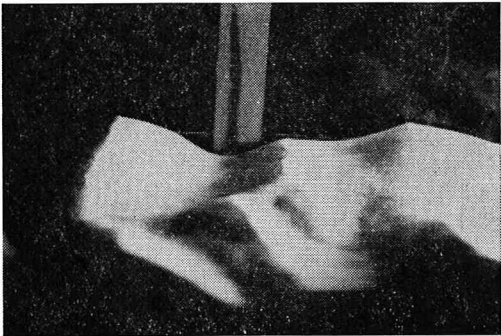
3. 砂漣の特性と砂の移動機構

平坦にならした初期状態からはじめて規則振動流の場合は 5~40 分, 不規則振動流の場合は 15~90 分ではば平衡とみなせる非対称な砂漣が発達した。境界層の乱流構造や砂移動の様子は砂漣の形状に大きく影響されるため, まずその特性を明らかにしておく必要がある。

平坦な砂面に振動流を作用させるとまず, 平衡状態の砂漣よりスケールが小さい初期砂漣が形成される。さらに実験を続けると砂漣は徐々に発達し波長・波高ともに増大してゆくが, 条件によっては砂漣背後にみられる渦が 2 次元的な構造を保ち得ず 3 次元的な構造を持つ渦の放出がみられ, それに応じて砂漣も 2 次元的でなくなり, 安定な 3 次元砂漣が発達することが観察された。その後砂漣が再配置を繰り返して再び安定な 2 次元砂漣が発達することもあるがその例は少なかった。写真—1 は不規則振動流のもとで観察された平衡砂漣の形状で, そ



(a) 2次元砂漣 (ケース I2, $d_0=36.6$ cm, $\bar{\psi}=0.135$)



(b) 3次元砂漣 (ケース I3, $\bar{d}_0=39.9$ cm, $\bar{\psi}=0.293$)

写真—1 不規則振動流による平衡砂漣

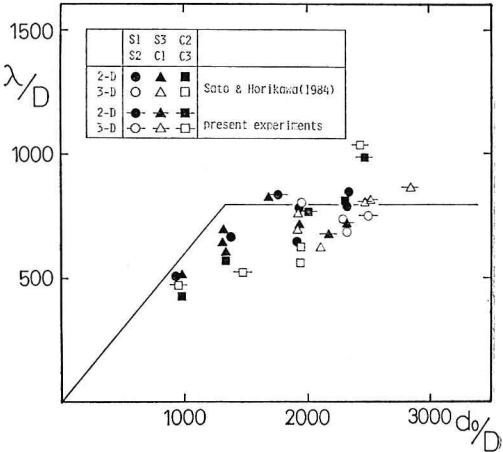
れぞれ典型的な 2 次元砂漣と 3 次元砂漣の例である。

図—3 は規則振動流のもとで得られた砂漣の波長 λ と水粒子軌道全振幅 d_0 との関係を佐藤・堀川⁴⁾の実験データとともに示したものである。図中の実線は, 佐藤・堀川⁴⁾が粒径が 0.2 mm に近い底質の砂漣データに対して求めた関係を表している。3 次元砂漣のスケールは 1 ケースあたり 20 波程度の砂漣の平均をとって代表値とした。砂漣の波長が d_0 に比例する領域には 2 次元砂漣が多く, 3 次元砂漣は波長が粒径に依存する領域に多くみられることがわかる。

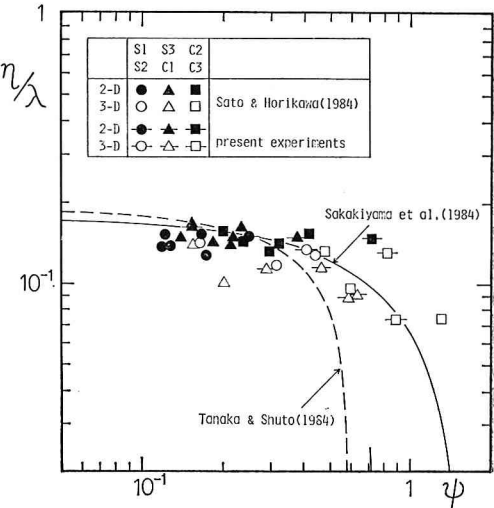
図—4 は砂漣の波形勾配と次式により評価されるシールズ数との関係を示したものである。

$$\psi = \frac{f_w u_0^2}{2sgD} \dots\dots\dots (1)$$

ここに, u_0 は岸向き最大流速値, s は底質の水中比重, g は重力加速度であり, f_w は粒径を粗度にとった Jonsson の摩擦係数である。図中には, Tanaka・Shuto⁵⁾, 榊山



図—3 砂漣の波長と水粒子軌道全振幅との関係



図—4 砂漣の波形勾配とシールズ数との関係

ら⁷⁾が振動流装置および大型造波水路での実験結果をもとに定めた経験式も示してある。ここに示した実験条件の範囲では2次元砂漣の波形勾配はシールズ数によらずほぼ一定であるが、3次元砂漣の波形勾配は同じシールズ数での2次元砂漣に比べてかなり小さい。

不規則振動流に対しても d_0 および ψ に適切な代表値を用いることにより同様の整理を試みる。シールズ数の代表値は、ゼロアップクロス法で定義した一波ごとに式(1)によりシールズ数を計算し、周期を重みとして平均することにより評価した。また d_0 の代表値は、シールズ数が全面移動限界に対応するシールズ数 ψ_0 ($=0.11$) を越える波を主として砂移動に寄与する波と考え、これらの波に対する平均値をとることとした。このようにして評価した代表値を用いて砂漣のスケールを整理したのが図-5, 6である。図には大塚ら⁸⁾の不規則波による海浜変形実験で得られたデータのうち、底面近傍の定常流速成分が比較的小さいと考えられる地点を選

び、超音波流速計の記録を処理したものも示してある。砂漣の波長・波高ともに規則振動流の場合と同じパラメータを用いることにより統一的な整理ができている。さらに砂漣の非対称性は、規則振動流・不規則振動流ともに流速波形の非対称性 $u_0/\bar{u}$ が0.6を越えるまではこれに比例して増加することが確認された。

次にこれら非対称砂漣上での砂の移動機構について考察する。2次元砂漣上では岸向き流速時に砂漣背後に高濃度の浮遊砂を含む2次元的な渦が形成され、渦の放出とともに多量の沖向きへの砂移動が観察された。一方3次元砂漣上では、2次元砂漣の場合に比べて渦の発達効率が悪く渦にとり込まれる砂の量も少ない。Ikeda・Asaeda⁹⁾は定常流のもとで砂漣上の浮遊砂濃度を測定し、3次元砂漣が形成される場合の方が浮遊砂濃度が大きいことを示している。この相違は、砂の巻き上げが定常流中ではバースト現象によるのに対して、振動流中ではコヒーレントな渦の作用が支配的であるためと思われる。

図-7は規則振動流の実験ケースに対して、岸向き流速時に形成される浮遊砂雲の直径 d_s と舞い上がり高さ h_s および沖方向への移動距離 l_s を示したものである。データのちらばりが大きいものもあるが、これらの量はほぼ次式で評価することができる。

$$d_s \approx 1.2\eta, \quad h_s \approx 3.5\eta, \quad l_s \approx 1.4d_0$$

沖方向へ l_s だけ移動した浮遊砂雲は次の半周期間にはほぼ d_0 だけ岸方向へ戻されるため、浮遊砂雲の重心は一周後にはほぼ $0.4d_0$ だけ沖方向へ移動することになる。浮遊砂雲のこれらの特性は砂漣上の砂移動をモデル化するうえで重要であると考えられるので今後もさら

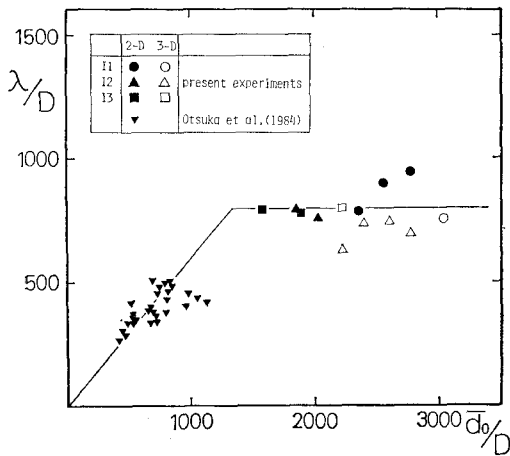


図-5 不規則振動流による砂漣の波長

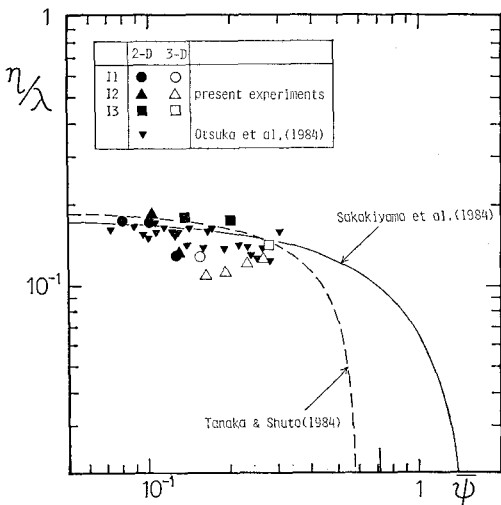
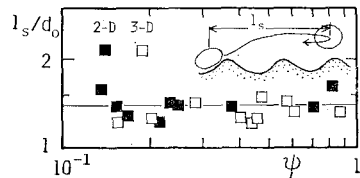
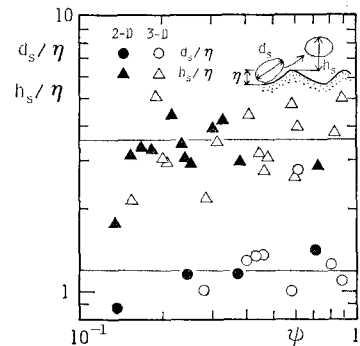


図-6 不規則振動流による砂漣の波形勾配



(a) 沖方向への移動距離



(b) 直径および浮遊砂の舞い上がり高さ

図-7 浮遊砂雲の特性

に検討を続ける必要がある。

最後に3次元砂漣が発達する条件について考察する。Carstens ら¹⁰⁾は広範な条件のもとで実験を行うことにより、振動流中で十分発達した砂漣の2次元性は、

$$d_0/D=1550$$

を境界として分類できることを示した。また Kaneko¹¹⁾は水および高粘度の流体を用いた実験結果をもとに、 $u_0/\sqrt{sgD}$ (u_0 は振動流の流速振幅) と D/δ (δ は層流境界層厚さのパラメータ) によって砂漣の特性を分類し、Suphat¹²⁾ は $u_0/\sqrt{sgD}$ と d_0/D によって砂漣の2次元性が判定できることを示した。これらの研究成果を参考にしてここでは流体を水、底質を砂に限定し、非対称振動流をも含めて2次元砂漣の発達領域を明らかにすることを考える。パラメータとしては砂漣のスケールを整理す

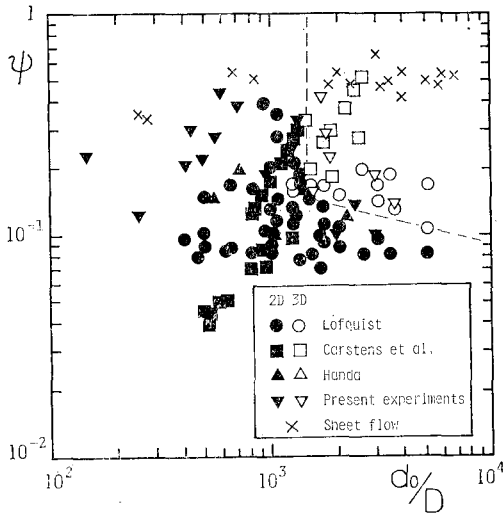


図-8 砂漣の2次元性(正弦振動流)

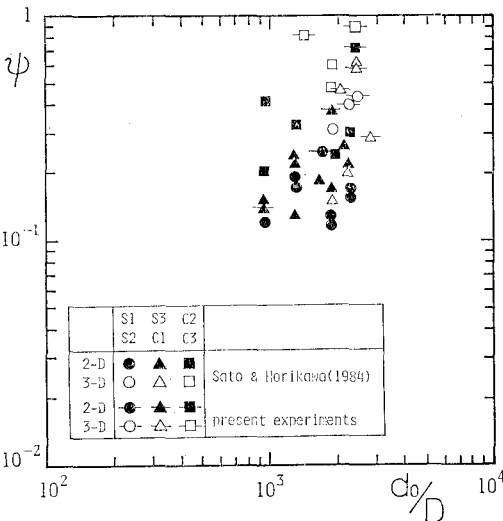


図-9 砂漣の2次元性(非対称規則振動流)

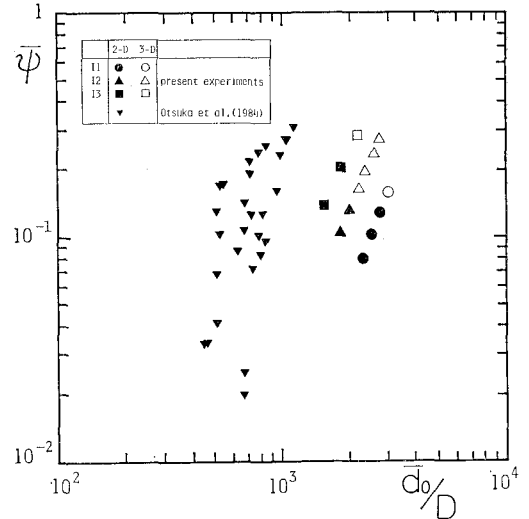


図-10 砂漣の2次元性(不規則振動流)

るのに用いた d_0/D と Ψ とを選び、これらによって正弦振動流に対するデータ^{13),14)}をプロットしたのが図-8である。図中の破線を境界として、 d_0/D および Ψ が大きな領域では3次元砂漣が発達することがわかる。

図-9, 10 は非対称振動流に対する実験結果をまとめたものであり、流速波形が非対称な場合でも d_0/D と Ψ とを用いて領域が分類されている。ただし、シールズ数と同じでも流速波形の非対称性が増すほど2次元砂漣が発達しやすい傾向がある。

4. net の漂砂量の評価

今回の実験では高い底面摩擦応力の条件下での実験ケースが多かったことと、3次元的な砂漣が多く発達したことなどの理由により、漂砂量の評価精度が問題となる。しかし、実験前後の地形測定と捕砂器内の砂の重量測定から算出した総砂量の変化量は、観測部中央断面における net の砂移動量と比較すると平均して約8%であった。したがって中央断面における net の漂砂量は十分な精度で評価されていることが確認された。

非対称振動流のもとでの net の漂砂量に関して佐藤・堀川⁴⁾は、平衡砂漣上の沖向き漂砂量は Watanabe¹⁵⁾ が提案した次式により評価できることを示した。

$$|\Phi| = A(\Psi - \Psi_0)\Psi^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\Phi = Q/w_s \cdot D$ (Q は体積漂砂量、 w_s は砂の沈降速度) であり、 $A=7$ は無次元定数である。

図-11 は規則振動流に対して式(2)による計算値 Φ_0 と実測値 Φ_m とを示したものである。広い範囲にわたって計算値は実測値とはほぼ一致しているが、2次元的な砂漣が形成される場合には実測値は計算値を若干上回り、3次元的な砂漣の場合は実測値の方がかなり小さく

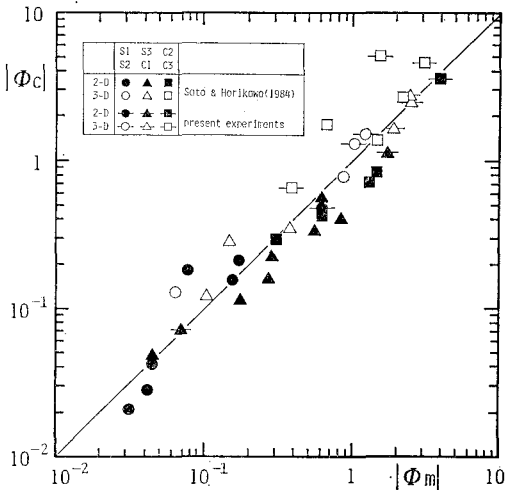


図-11 net の漂砂量の計算値と実測値 (規則振動流)

なる傾向がある。これは、3. で述べたように、3 次元砂漣上では渦の発達効率が低下し浮遊砂雲中に含まれる砂の量が減少することなどが原因であると考えられる。

不規則振動流については、1 波ごとの net の漂砂量は式 (2) で計算できると考えて評価を行うことにした。ただし、シーلز数が Ψ_0 より小さい波に対しては net の漂砂量はゼロとしている。図-12 はこのようにして評価した計算値 Φ_c と実測値 Φ_m を比較したものである。規則振動流の場合と同様に、2 次元砂漣が発生する場合は実験値は計算値を若干上回り、3 次元砂漣の場合は計算値を大きく下回っていることがわかる。なお 2. でも述べたように、本実験で用いた不規則信号は必ずしも現実の底面流速波形を再現しているものではないため、ここで示した方法をそのまま用いて不規則波浪下での漂砂量を評価できるわけではない。この点に関しては今後さらに検討を続ける必要がある。

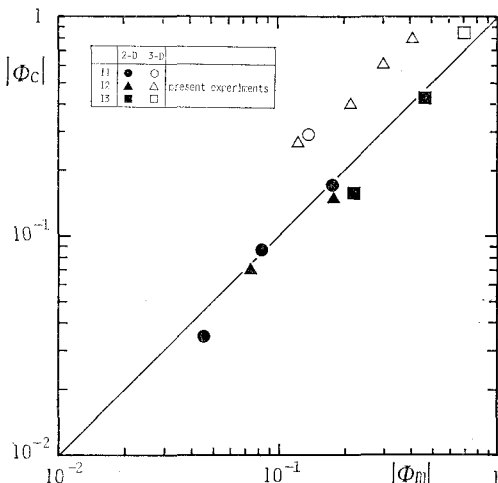


図-12 net の漂砂量の計算値と実測値 (不規則振動流)

5. 結 論

本研究では非対称な波形を持つ規則振動流および不規則振動流を用いて移動床実験を行い、発達する砂漣の形状、底質の移動機構、net の漂砂量に対して考察を加えた。そして砂漣のスケールおよび 2 次元性は、シーلز数 Ψ と水粒子軌道全振幅と粒径の比 d_0/D との 2 つのパラメータを用いて、規則振動流、不規則振動流ともに統一的に整理できることを示した。また 2 次元砂漣上と 3 次元砂漣上とは砂の移動機構が著しく異なり、3 次元砂漣上において浮遊砂量、net の漂砂量ともに 2 次元砂漣上に比べてかなり小さくなることを示した。

浮遊砂雲の形成・移動過程を考慮したモデル化を行うことや、不規則波浪場での底面流速波形や漂砂量の評価法を検討することが今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) Manohar, M.: Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, B.E.B. Tech. Memo. No. 75, 121 p., 1955.
- 2) 砂村継男・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, pp. 250~254, 1978.
- 3) 早川典生・辻本剛三・森下憲治: 砂漣上の渦運動による浮遊砂機構, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 291~295, 1984.
- 4) 佐藤慎司・堀川清司: 非対称振動流下における砂漣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, 1984.
- 5) 磯部雅彦: 保存波および浅水波変形に関する研究, 東京大学学位論文, 200 p., 1981.
- 6) Tanaka, H. and N. Shuto: Sand movement due to wave-current combined motion, Coastal Eng. in Japan, Vol. 27, pp. 179~191, 1984.
- 7) 榊山 勉・清水隆夫・鹿島達一・斉藤昭三・丸山康樹: 大型造波水路における砂漣の形状特性と消滅限界, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 381~385, 1984.
- 8) 大塚行則・三村信男・渡辺 晃: 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 321~325, 1984.
- 9) Ikeda, S. and T. Asaeda: Sediment suspension with rippled bed, J. Hydraulic Eng., Vol. 109, No. 3, pp. 409~423, 1983.
- 10) Carstens, M. R., F. M. Neilson and H. D. Altinbilek: Bed forms generated in the laboratory flow, CERC Tech. Memo., No. 28, 39 p., 1969.
- 11) Kaneko, A.: Oscillation sand ripples in viscous fluid, Proc. JSCE, No. 307, pp. 113~124, 1981.
- 12) Suphat Vongvisessomjai: Oscillatory ripple geometry, J. Hydraulic Eng., Vol. 110, No. 3, pp. 247~266, 1984.
- 13) Lofquist, K. E. B.: Sand ripple growth in an oscillatory-flow water tunnel, CERC Tech. Paper, No. 75-5, 101 p., 1978.
- 14) 半田真一: 非対称振動流中の砂漣形状と砂移動, 東京大学工学部土木学科卒業論文, 112 p., 1982.
- 15) Watanabe, A.: Numerical models of nearshore currents and beach deformation, Coastal Eng. in Japan, Vol. 25, pp. 147~161, 1982.