

波によって形成される砂漣の履歴効果と 浮遊砂濃度分布について

金 圭 漢*・ 榎 木 亨**・ 出口 一郎***

1. ま え が き

現地で生ずる漂砂現象を実験室で再現する場合あるいは実験室で得られた結果を現地の漂砂移動に適用をする場合にはその両者を関係づける相似則を明らかにしておく必要がある。また、最近数値シミュレーションによる海浜変形予測が行われることが多いが、特に実験室で行われる種々の知見を用いて現地海岸の海浜変形を予測する場合には実験室で得られた結果の現地への適用性という点から注意が必要である。一般に漂砂移動の外力となる流体運動は通常 Froude 則で縮尺されるが底質は一般には Froude 則では縮尺することは難しい。底質の縮尺については底質の移動限界水深の相似、海浜断面の相似、底質の移動形態の相似等に着眼して、多くの研究が行われている。しかしながら、まだ普遍的な相似則は確立されるに至っていない。

底質の縮尺を考える上での重要な問題点の一つとして、現地と実験室での砂漣のスケールの差異があげられる。底質の浮遊には砂漣の存在が重要な役割をはたすことから砂漣スケールの差異を通じて浮遊砂濃度、Sheet flow の発生限界（砂漣の消滅限界）等にも縮尺効果が生ずるものと思われる。この砂漣のスケールの差異が生ずる原因としては、1) 現地不規則波で生ずる砂漣を実験室の規則波で再現すること、2) 底質粒径の相対的な大きさ do/D あるいは砂粒レイノルズ数の差異（ここで do は底部水粒子軌道全振幅、 D は底質粒径である）、3) 現地では種々の履歴効果を経て形成される砂漣を、実験室で Flat bed から直接再現させられること等が挙げられる。これらのうち、砂漣に及ぼす1) 及び2) の影響についてはすでに詳細な実験的な検討が加えられている。しかし3) の砂漣の履歴効果については現在のところ、明らかにされていない。

一方、海底微地形としての砂漣は作用流体力の増加につれ、初期砂漣、2次元砂漣、3次元砂漣、砂漣の消滅という遷移を示す。一般に漂砂の移動形態もこのような

砂漣形状と関係して掃流、浮遊、及びシートフロー領域に分類される。2次元砂漣と3次元砂漣の形状を定量的に判別する基準は確立されておらず、特に3次元砂漣の形状特性は充分把握されていない。

本研究では規則波動場及び不規則波動場を用いて、すでに形成されている砂漣が来襲波が変化することによって新たに形成される砂漣に及ぼす影響を及ぼすかという履歴効果について検討すると同時に、砂漣が変形する過程で生ずる2次元砂漣、3次元砂漣の発生限界と浮遊砂濃度分布に及ぼす砂漣形状の影響について検討を行った。

2. 砂漣の形状の履歴効果と砂漣上の浮遊砂濃度に関する実験

既存の砂漣が新たに形成される砂漣に及ぼす影響を検討するために、2次元移動床（水平床）実験を行った。実験に用いた入射波は表-1に示す範囲の規則波と Bretschneider 光易型のスペクトルを持つ不規則波である。規則波実験は同一周期に対して4段階（H1～H4）の入射高波を設定し、作用波高を順次増大させた後、再び作用波高を減少させ、その過程で生ずる砂漣の変形の様子、砂漣形状及び浮遊砂濃度の測定を行った。不規則波実験は同一周期に対して3段階（H1～H3）に入射波を増大させて行っている。それぞれの実験波の作用時間は2時間とした。実験水槽は（長さ・幅・高さ；24.6 m, 1.5 m, 2.0 m）と（24 m, 0.7 m, 1.8 m）の2つを用いた。水槽に設置した水平床上に $D=0.012$ cm の豊浦標準砂と 0.045 cm のほぼ均一な砂で長さ6 m, 厚さ10 cm

表-1 砂漣の履歴効果の実験ケース

Series	T ^s	H1 ^m	H2	H3	H4	I13	H2	H1	
1	1.5	11.5	14.3	16.9	19.1	17.0	14.2	11.2	REGULAR ↑ ↓
2	2.0	12.3	14.7	17.0	22.8	16.8	14.6	12.1	
3	2.5	11.3	13.4	16.0	21.5	15.9	13.5	11.1	
4	1.25	5.0	8.2	13.5					
5	1.5	4.9	8.2	13.5					IRREGULAR ↑ ↓
6	1.25	6.0	7.8	9.0					
7	1.5	6.5	8.6	11.0					

※ H1<H2<H3<H4

* 学生会員 大阪大学大学院 工学研究科

** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

の移動床を作成して実験を行った。比較のため、Flatに整地した水平床に直接各段階の波浪を作用させて形成される砂漣形状、浮遊砂濃度の測定も行った。実験ケースは合計78ケースである。砂漣形状の測定は、2次元砂漣と3次元砂漣の形状特性及び発生限界を明確にするため、波の進行方向に2測線で抵抗式砂面計を用いて0.5 cm 間隔で512点あるいは1024点の測定を行った。実験室での重複波等の影響によって砂漣が長周期砂面変動の上に乗る場合にはその影響を除くために得られた水深データを数値 filter を通して長周期成分を除去し、波別解析法によって砂漣の波長、砂漣の波高を決定し、さらに波数スペクトルの計算を行った。浮遊砂濃度はサイフォンによって砂漣の谷及び山上0.5~1.0 cm 間隔の6点で同時採水することにより測定した。ここでは、移動床中央で測定された平衡状態にある濃度を解析の対象とした。採水時間は約1分、採水量は約400 cc である。なお、砂漣の変形過程を詳細に検討するためにビデオ撮影も行った。

3. 砂漣形状の履歴効果について

(1) 砂漣の波長

Bagnold (1946) をはじめ、Carstens et al (1969), Mogridge & Kamphuis (1972), Dingle (1974) 等の多くの研究によって砂漣の波長 (λ/D) と水粒子軌道振幅 (do/D) は do/D のある程度の値までは比例関係 ($\lambda/do = \text{Const.}$) を持つことが確認されている。中間ら (1964) 及び、楠山ら (1984) は λ/do と Reynolds 数 ($= Uwdo/\nu$, Uw : 底部最大水粒子速度振幅) との関係で解析している。Nielsen (1981) は Brebner (1980) によって使われた Mobility 数 (Uw^2/σ_{sgd}) を用いて、実験室及び現地の砂漣の無次元波長 λ/do を Mobility 数で整理し、実験室の砂漣と現地の砂漣の間に大きな縮尺効果が含まれていることを確認し、実験室と現地で各々異なる式を得ている。金子 (1980) は do/D を用いて同じ整理をし、Mobility 数を用いた場合よりその縮尺効果が小さくなるが、現地の砂漣の観測データは全般的に実験室のデータより大きく、特に $do/D < 3 \times 10^3$ の範囲での現地の砂漣のデータは実験室のデータよりかなり大きな波長を与えていることを確認している。佐藤ら (1987) は Shield 数と do/D を組み合わせたパラメータ $\Psi = \phi^{1/2} do/D$ を用いて λ/do を表現し、その結果、現地と実験室の λ/do の差異が小さくなるのを確認している。

本研究で得られた結果及び砂漣形状に関する既往の実験結果を含めて、佐藤らと同じ整理をしてみると図-1 のようになる。このうち現地データは Inman (1957), A. Nilsen (1984), P. Nielsen (1984) のものである。なお、図の横軸の $\Psi_D (= do/D * \phi_D^{1/2})$ は、相当粗度 ks

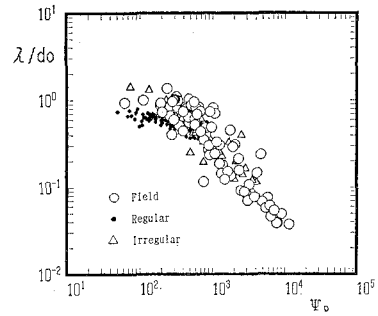


図-1 砂漣の波長 (I)

として次式を用いてシールズ数 $\phi (= \phi_D)$ を計算した値である。

$$ks = 2.50 \times D \quad \dots\dots\dots (1)$$

図より Ψ_D が 10^3 より小さい範囲では現地で形成される砂漣の無次元波長 (λ/do) は実験室で規則波あるいは不規則波によって形成されるものより大きいことがわかる。 Ψ_D の値が 10^3 より小さい領域での現地砂漣の波長が大きくなるのは Ψ_D が大きい高波浪来襲時に形成された砂漣がその後の低波浪来襲時に形成される砂漣に影響を及ぼしている可能性がある。

一般に底部近くの水粒子運動は砂漣の影響を大きく受ける。したがって底部せん断力にかかわる粗度を評価する場合も従来のように底質粒径のみでの評価ではなく、砂漣形状も考慮すべきであると考えられる。式 (1) は Kamphuis によって固定床から求めた相当粗度である。砂漣が存在する移動床上での相当粗度に関してはすでにいくつかの提案が行われている。

その代表的なものを以下に示す。

Madsen & Grant (1982)

$$ks = 27.7\eta^2/\lambda \quad \dots\dots\dots (2)$$

Vitale (1979)

$$ks = 2D_{90} + 0.01\eta \quad \dots\dots\dots (3)$$

Nielsen (1983)

$$ks = 8\eta^2/\lambda + 190D(\phi_D - 0.05)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式 (2) を用いて底部せん断力を評価した場合は砂漣上の波高減衰を過大評価することが報告されている。

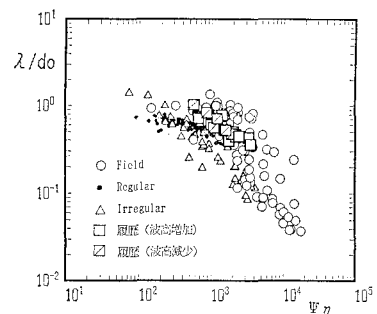


図-2 砂漣の波長 (II)

(Nielsen, 1983) また、式 (3) は $\eta \leq 6.9 \text{ cm}$ の砂漣にしか適用できない。そこで本研究では Nielsen の表現を用いることにする。Nielsen の表現に基づいて ks を評価し算定されたシールズ数 ϕ_η を用いて λ/d_o を再整理したのが 図-2 である。図の横軸は $\Psi_\eta (= (d_o/D) \phi_\eta^{1/2})$ である。しかしながら、図-1 と 図-2 を比較して明らかに、 ks に砂漣形状を考慮してシールズ数を算定してもやはり実験室と現地の差は同程度生じている。

(2) 砂漣波長に及ぼす履歴効果

図-2 中には本実験の Series 1~7 において得られた砂漣形状の履歴効果に関する実験結果も示してある。波高を順次小さくさせた場合の結果と波高を順次大きくさせた場合の結果を分けて示す。波高を順次小さくした場合の λ/d_o の値は全般的に大きい値を持っており、その過程は波高を小さくするにつれ、 λ/d_o が大きくなることが確認された。これは現地の高波浪来襲の後、低波浪来襲の時に得られる現地の砂漣波長が長いという実測結果 (Davies, 1983) と一致する現象である。

履歴効果を受けた実験室の砂漣の無次元波長は現地の砂漣の無次元波長に近い値を示し、この領域においての実験室と現地の砂漣波長の差異は履歴効果を考慮することによって、ある程度説明できることがわかった。しかし、造波装置の能力の関係上、 $\Psi_D > 6 \times 10^3$ 以上の波浪が発生できなかったため、 $\Psi_D > 6 \times 10^3$ の領域における砂漣形状、特に消滅限界に及ぼす履歴効果については、明らかにすることができなかった。

入射波高が変化することによる砂漣の再配置については、波高が増大する過程では、砂漣数波の中で一波が消失し、波高が減少する過程では、数波間隔をおいて波谷に新たな砂漣が形成されるという形で再配置が生ずることがわかった。

(3) 砂漣の波形勾配

図-3 は砂漣の波形勾配 η/λ とシールズ数 ϕ_η の関係を示したものである。図-1、図-2 に示す砂漣の波長とは異なり、波形勾配は不規則波及び規則波実験で生ずる砂漣と現地の砂漣の間には有意な差は認められない。現地砂漣の波形勾配のパラッキは大きく本実験結果のうち履歴効果をうけた砂漣の波形勾配はそのパラッキ

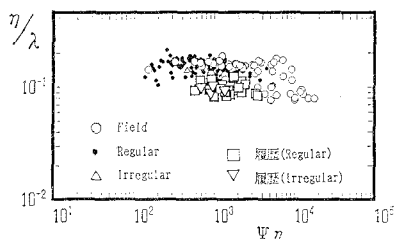


図-3 砂漣の波形勾配

の下限値に近い値を示している。砂漣の波形勾配に及ぼす砂漣の履歴効果についても造波能力の関係上 $\Psi_D > 6 \times 10^3$ の領域における影響は確認できなかったが、 $\Psi_D < 6 \times 10^3$ の領域では規則波のデータより若干小さい値となる傾向を示している。これは Davies (1983) が指摘しているように砂漣の履歴効果が砂漣の平坦化 (Flattening of ripples) にも影響しているものと思われる。

(4) 2次元砂漣と3次元砂漣

入射波が小さい場合は、砂漣の波峰が長く連なり、波長が規則的な2次元砂漣が形成される。入射波が大きい場合は、砂漣の波峰長は短くなり、平面的に島模様様の砂漣も出現し、かなり不規則的な砂漣を持つようになる。なお、波動場で行った本実験での次元砂漣においては、振動流場を用いた Bagnold (1946) と金子 (1980) の研究で出現した Brick Pattern は見られなかった。このような2次元砂漣と3次元砂漣の判別は先に述べたような2測線間の空間波形を対比させることによって、あるいは3次元砂漣は波進行方向と直角方向にも波数を持つことから波進行方向に対して直角方向の砂漣形状の空間波形を比較することによってさらに容易に判別できるが、現在のところ定量的な判別基準はない。

ここでは波進行方向に測定された1測線の水深データに基づいて砂漣の3次元性を定量的に評価することを考える。2次元砂漣及び3次元砂漣上で測定された水深データの波数スペクトルの計算を行い、そのスペクトルモーメントから計算されるパラメータの中で、式 (5) に示すようなスペクトルの帯域幅の広がりを表すスペクトル帯域幅パラメータ ϵ を用いて、各領域の砂漣の形状特性を調べた。

$$\epsilon = (1 - m_2^2 / (m_0 m_4))^{1/2} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 $m_n = \int_0^\infty f^n s(f) df$ である。

図-4 は、3次元砂漣の発生領域を ϵ と砂漣形状を考慮にいれて算定されたシールズ数 ϕ_η との関係で表したものである。図から3次元砂漣の領域でのスペクトル幅パラメータ ϵ は不規則波、規則波にかかわらず、0.87 以

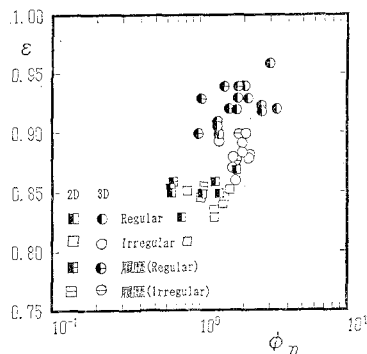


図-4 砂漣の形状特性

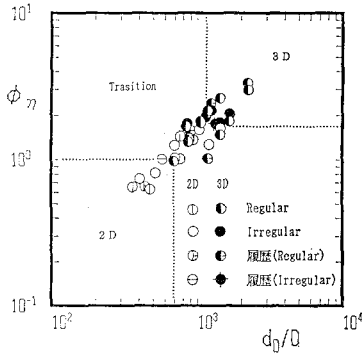


図-5 砂漣の遷移限界

上の値を持っており、3次元砂漣は2次元砂漣より大きいスペクトル幅を持っていることがわかる。砂漣の履歴効果を受けて発生する3次元砂漣のスペクトル幅パラメータの値も Flat bed から形成された砂漣のスペクトル幅パラメータと比べて顕著な差はない。

3次元砂漣の発生限界については、金子(1980)は波による底質の水粒子速度振幅を用いて表したシールド数 $Uw/(\sigma_s gD)^{1/2}$ と底面の粗滑に関係する D/δ を用いて、佐藤ら(1985)は ϕ_D と do/D を用いて検討している。ここで、 $\delta=(2\nu/\omega)^{1/2}$ 、 ω は周波数である。ここでは図-5に示すように、砂漣の効果を取り入れた Shields 数 ϕ_η と水粒子軌道振幅・砂粒子粒径の比 do/D を用いて整理を行う。砂漣の消滅限界に及ぼす do/D 影響については議論の分れるところであるが、本研究における2次元砂漣から3次元砂漣への遷移限界には、図より明らかに do/D の影響は現れており、さらにシールド数の影響を考慮することによってより明確な限界が示される。なお本研究では不規則波に対して有義波の諸元を用いて整理を行っているが、3次元砂漣の発生限界に対しては規則波とほぼ同じような値を表している。

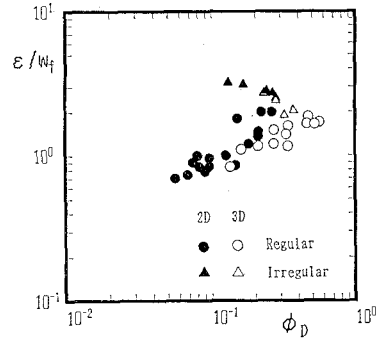
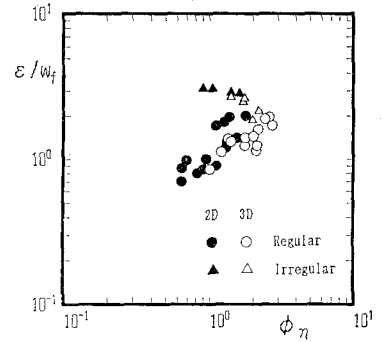
4. 浮遊砂濃度分布に及ぼす砂漣形状の影響

(1) 拡散係数

平衡状態における時間平均浮遊砂濃度は流体運動の乱れによる浮遊砂の浮上フラックスと沈降フラックスのつり合いによって決定される。本研究では規則波及び不規則波によって形成された2次元砂漣上及び3次元砂漣上での時間平均浮遊砂濃度分布 $C(Z)$ を用いて、式(6)に基づいて拡散係数を求めた。

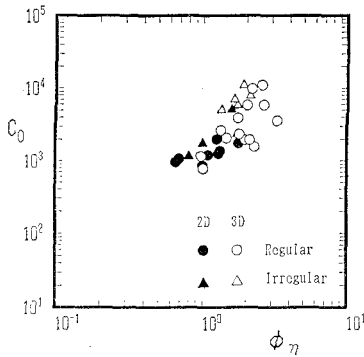
$$-w_f \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

図-6は粒径に基づく Shields 数 ϕ_D と $D=0.012\text{cm}$ の実験において測定された拡散係数 ϵ と沈降速度 w_f ($=1.16\text{cm/s}$) の比 ϵ/w_f の関係を示したものである。ここで沈降速度 w_f は Rubey の式を用いて算定した。図から明らかなように規則波、不規則波共に3次元砂漣

図-6 拡散係数 (ϵ/w_f と ϕ_D)図-7 拡散係数 (ϵ/w_f と ϕ_η)

上での拡散係数は同じ Shields 数を持つ2次元砂漣上の拡散係数よりも小さい値を示す。すなわち、Shields 数の大きい領域で形成される3次元砂漣上の拡散係数が、Shields 数の小さい領域で形成される2次元砂漣上の拡散係数よりも小さくなることになる。この結果を ϵ/w_f を長さスケールとみると、2次元砂漣の方が3次元砂漣よりも大きい長さスケールを持つことになる。また規則波実験で実測された ϵ/w_f は $0.6 \sim 2\text{cm}$ のオーダーであり、これは砂漣波高の $1 \sim 2$ 倍程度である。一方、図-7は砂漣形状の効果を取り入れた Shields 数 ϕ_η を用いて図-6の結果を再整理したものである。波によって形成される砂漣が履歴を受けるかどうかで砂漣の形状が異なることから、当然相当程度として砂漣形状を考慮して算定した ϕ_η を用いる方がバラツキが少ない。また図-6に示される結果同様、やはり3次元砂漣上での ϵ/w_f は2次元砂漣上の ϵ/w_f より若干小さい値を示し、 ϵ/w_f には砂漣波高も影響を及ぼしている(2次元砂漣の波高は3次元砂漣の波高より大きい)ものと考えられる。

さらに図中には有義波に基づいて整理した不規則波によって発生する浮遊砂濃度を示してあるが、不規則波によって生ずる浮遊砂の拡散係数は有義波を用いて Shields 数を評価しても2次元砂漣、3次元砂漣共に規則波による拡散係数よりも大きな値を示す。この結果よりすでに樫木(1983)によって指摘されているように不

図-8 基準点濃度 (C_0 と ϕ_η)

規則波自体が規則波よりも大きな拡散機能を持っていることを示している。

(2) 基準点濃度

図-8 は $D=0.012$ cm の底質を用いた実験において測定された浮遊砂濃度の鉛直分布において、砂漣波頂位置を基準点として読み取った基準点濃度 C_0 と ϕ_η の関係を示したものである。図より明かなように、2次元砂漣上の値と3次元砂漣上の基準点濃度には拡散係数に見られたほどの差異は生じていない。不規則波によって発生する浮遊砂の基準点濃度も有義波諸量を用いて ϕ_η を評価した場合は規則波による値とあまり差はなく同程度の値を示していることがわかる。

5. 結 論

来襲波が変化するとき、すでに形成された砂漣が新たに形成される砂漣に及ぼす影響（現地での砂漣の履歴効果）について実験室での検討を行った。その結果、砂漣の無次元波長 λ/d_0 は Flat bed から直接砂漣を形成させて得られた実験室の λ/d_0 より少し大きく、特に波高が小さくなる履歴過程では現地の値に近いのが確認された。したがって、現地と実験室のスケールの差異（縮尺効果）はこのような砂漣の履歴効果が一因であることが考えられる。2次元砂漣上と3次元砂漣上での浮遊砂基準点濃度及び拡散係数の検討を行い、3次元砂漣上の浮遊砂拡散係数は2次元砂漣上の値より若干小さいことがわかった。また、これらの値は砂漣形状を考慮したシールズ数を用いる方がよりバラツキの少ない整理ができ

ることも明らかになった。

今後はさらに大きなシールズ数の領域における砂漣形状、浮遊砂濃度に対する履歴効果を明らかにし、漂砂移動現象における縮尺効果の原因について検討して行く必要がある。

参 考 文 献

- 金子 新 (1980): 振動流中で形成されるサンドリップルの波長, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 207-210.
- 植木 亨 (1983): 不規則波による海浜変形の予測手法の開発, 科研一般研究 B, 研究成果報告書, pp. 38-44.
- 出口一郎 (1987): 波による底質の浮遊, 水工学夏期研修会講義集, 土木学会, B-9, pp. 1-18.
- 佐藤慎司・杉浦志樹・渡辺 晃 (1987): 不規則振動流中における砂移動機構と砂漣の消滅限界, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 246-250.
- Inman, D. L. (1957): Wave generated ripples in Nearshore sand, B.E.B. Tech. Memo., No. 100, 42 p.
- Kamphuis, J. W. (1974): Determination of Sand Roughness for fixed Beds, Jour. of Hydraulics Research, Vol. 12, No. 2, Delft the Netherlands, pp. 193-203.
- Lofquist, K. E. B. (1978): Sand ripple growth in an oscillatory-flow water tunnel, CERC Tech. Paper, No. 75-5, 101 p.
- P. Vitale (1979): Sand Bed Friction Factors for Oscillatory Flows, J. Waterways, Harbors and Coastal Eng. Division, ASCE, No. WW3, pp. 230-245.
- Miller, M. C. and P. D. Komar (1980): A Field Investigation of the Relationship Between Oscillation Ripple spacing and the near-bottom water orbital motion, Jour. of Sedimentary Petrology, Vol. 183-191.
- P. Nielsen (1981): Dynamics and Geometry of Wave-Generated Ripples, Journal of Geo. Res., Vol. 86, No. C7, pp. 6467-6472.
- P. Nielsen (1983): Analytical Determination of Nearshore Wave Height Variation Due to Refraction, Shoaling, and Friction, Coastal Eng., Vol. 7, No. 3, pp. 233-251.
- A. G. Davies (1983): Wave Interactions with Rippled Sand Beds, Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas, Elsevier Oceano. Series, 35 pp. 1-65.
- Nielsen, A. F. and Gordon, A. D. (1984): Sediment Responses to Natural Waves, Proc. 19th ICCE, pp. 1799-1815.
- Nielsen, P. (1984): Field Measurements of time-averaged suspended sediment concentration under waves, Coastal Eng., Vol. 8, No. 1, pp. 51-72.
- Sakakiyama, T. et al. (1985): Sand Ripples generated by Prototype Waves in a Large Wave Flume, Coastal Eng. in Japan, Vol. 28, pp. 147-160.