

不規則波による漂砂と海浜変形

Sediment Transport and Beach Evolution Due to Random Waves

佐藤 慎 司

Shinji SATO

1. はじめに

現地の波は不規則であり、そのもとで生じる漂砂現象は極めて複雑である。漂砂現象を解明していくためにはまず、制御された環境で現象を観察する必要がある、そのためには実験室で規則波を用いた実験が行われることが多く、従来から漂砂の実態解明に有効な手段となってきた。これら規則波の研究成果を現地不規則波条件に適用するには、まず適切な代表波を選定して研究成果を用いることが第一歩であろう。しかし、規則波を用いた実験で得られた結果を現地にそのまま適用しようとすると符合しない点も多く見受けられる。これは、実験室と現地とのスケールの違いに基づく底質の移動形態の相違や、現地の波の不規則性などに起因するものである。従来、縮尺効果や波の不規則性が漂砂に与える影響については不明確な部分が多かったが、近年、大型造波水路・不規則波水槽や任意波形振動流装置などによる実験が蓄積され、現実により近い条件で実験が行われるようになってきて、徐々にその影響が明らかになってきた。本稿ではこれらの最近の研究成果をふまえて、不規則波のもとでの漂砂現象の特徴とそのモデル化について述べたい。特に長周期波の影響や砂漣の形状特性など規則波とはその性質がかなり異なるものに焦点をあてて論じていく。

2. 海浜断面変形パターンの分類

海浜の断面地形は古くから、汀線が侵食され沖合いに砂州のできる暴浪型あるいは侵食型海浜と汀線付近に堆積する正常型あるいは堆積型海浜に分類できることが知られてきた（例えば堀川，1991）。これらの断面地形の発達条件は，Johnson (1949)，Saville (1957)，Iwagaki・Noda (1963) らによって検討され，沖波の波形勾配や底質粒径などのパラメータによって分類できることが示されている。堀川・砂村・近藤(1974)は，海浜の断面地形を侵食型・堆積型・中間型の3つに分類し，それぞれの断面変形パターンが発達する条件を次の C 値によって分類した。

$$C = (H_o/L_o)(D/L_o)^{-0.67}(\tan \beta)^{0.27} \quad (1)$$

ここで H_o は沖波波高， L_o は沖波波長， D は底質の粒径， $\tan \beta$ は初期の海浜勾配である。堀川ら (1974) は，海浜断面地形は C 値が大きくなるにつれて堆積型から中間型・侵食型へと遷移することを示し，規則波による室内実験の場合，それぞれの海浜変形パターンの境界となる C 値は4と7となるとし，現地条件ではその値が9と18になるとしている。

土屋・稲田 (1974) は，風胴水槽を用いて風波による二次元海浜変形実験を行った。その結果，海浜の断面変形特性は有義波よりも平均波を用いた方が規則波の結果に近くなることを示した。大塚ら (1984)，入江ら (1985) は，不規則波造波水槽を用いて広い条件で実験を行ない， C 値を平均波の諸元を用いて算出すれば図-1に示すように，堆積・中間・侵食型の発生領域の境界値が3.5と9になることを示した。不規則波条件では規則波のデータと比較すると中間型の領域が拡大していることが特徴である。ただし，これは平均波を用いた時に時間スケールまで含めて相似な海浜変形現象が生じるというわけではなく，西ら (1987) も指摘している様に，不規則波の方がなだらかな断面形状となる傾向があるし，変形の進行速度は遅い。代表波として有義波を用いると侵食型の海浜は C が13より大きな領域で発達することになり，堀川らの示した現地条件

に対する値ほどには大きくならない。つまり、実験室と現地との相違は波の不規則性だけでは説明できず、さらに縮尺効果または現地の波や地形の三次元性の影響が介在していると考えられる。この様に、 C 値を用いればおよそその海岸断面形を把握できるが、様々な条件に対応するモデルを構成するにはより詳細なモデルが必要である。

3. 底面流速変動の評価法

底質の移動形態を決定する第一のパラメーターは底面摩擦力であるため、漂砂量は底面流速波形の特性に強い影響を受ける。大まかに言えば、流速変動の振幅の代表値が底質の動きやすさを表わし、何らかの非対称性が η の移動方向を決定する。非対称性としては、波動流速波形の非対称化、定常流、乱れなどが考えられるが、不規則波ではさらに長周期変動も重要な要素となる。従って局所漂砂量の評価に必要なとなる底面流速は、定常成分、長周期成分、波動成分および乱れ成分のそれぞれに対して合理的な算定法を検討して評価する必要がある。以下次元不規則波浪場を対象として、各成分の評価法を考えてゆく。

3.1 波動成分

不規則波の内部流速場を評価する方法としてまず最初に考えられるのは、水位変動の記録が何らかの形で与えられるものとして、線形フィルターを用いることであろう。線形理論の適用範囲では、表面波形の時系列 $\eta(t)$ から底面流速 $u(t)$ を評価するには次式の伝達関数 $H_{\eta u}$ を用いて評価すれば良い。

$$H_{\eta u} = \frac{\sigma}{\sinh kh} \quad (2) \quad \frac{(u_{1/3})}{(u_{1/3})_u} \eta$$

ここで、 σ は角周波数、 k は波数、 h は水深である。ただし、現地データなどで有義波高しか得られていない場合は、波高と周期の代表値を用いて微小振幅波理論などにより流速振幅を計算しなければならない。図-2 は、スペクトル特性を考慮して流速を算出した場合と、表面波形の代表値から流速振幅を算出した場合の比較である。計算では表面波形のスペクトルを Bretschneider-光易型で与え、これから表面波形と底面流速の時系列をシミュレートした。そして、それぞれの時系列に対してゼロダウンクロス法を適用し、有義波高 $H_{1/3}$ と底面流速の有義振幅値 $(u_{1/3})_u$ を算出した。縦軸は $H_{1/3}$ を用いて次式で推定した流速振幅 $(u_{1/3})_\eta$ と $(u_{1/3})_u$ との比および周期の比を示して

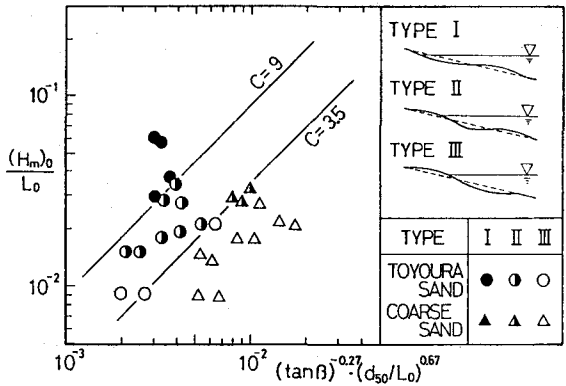


図-1 不規則波による海岸断面形状の分類 (大塚ら, 1984)

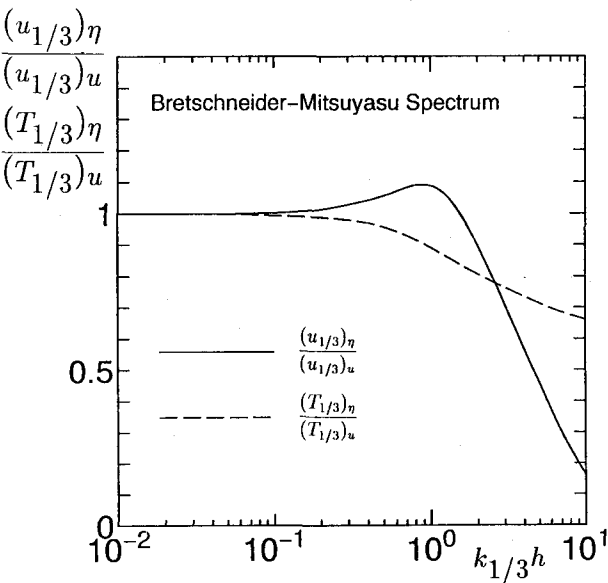


図-2 線形フィルターによる底面流速の評価

いる。

$$(u_{1/3})_{\eta} = \frac{\sigma_{1/3}}{\sinh k_{1/3}h} H_{1/3} \quad (3)$$

ここで、 $\sigma_{1/3}$ 、 $k_{1/3}$ はそれぞれ有義波周期に対応する角周波数と波数である。両者は、 $kh < 2$ の領域ではほぼ一致し、十分な精度で有義波高から流速振幅を推定できることがわかる。ただし、相対水深の大きな条件下では、底面流速変動の周期の方が大きくなり、上記の両者の方法で計算した流速値には2倍以上の差が生じることがある。従って kh が2以上の比較的水深の大きな所で得られたデータを整理する際には、代表波による解析だけでなくスペクトル特性をも考慮した解析を行なう必要がある。

線形フィルターで計算される底面流速は、水位変動に線形な正弦波の重ね合わせを用いる限り岸向き沖向きに对称なものとなる。波の非線形性を考慮した流速変動波形を計算するためには、弱い非線形領域に対しては浜田(1964)が示した二次干渉理論を用いれば良い。さらに非線形性が強くなると二次干渉理論の適用範囲外となるので、個々の波に対してそれぞれ流れ関数法を適用したり、または保存波をつなぎあわせるなどの便宜的な方法によらねばならない。図-3は二次干渉理論によって底面流速を計算した例である。破線が二次干渉理論による計算例であり、線形のものに比べて波形が尖鋭化し、長周期変動が重なっている。

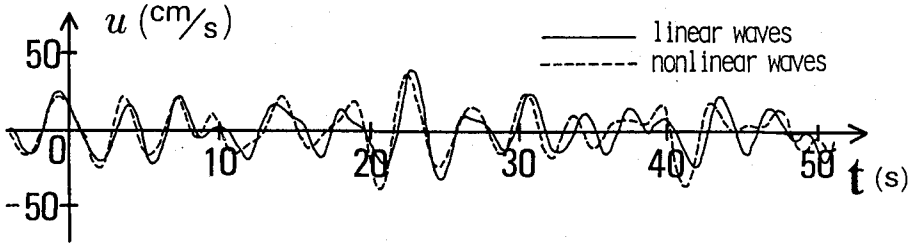


図-3 非線形性を考慮した底面流速波形 (佐藤ら, 1986)

3.2 長周期成分

Longuet-Higgins・Stewart(1962)は、狭帯域の波群の伝播とともに次式で示されるような波群に拘束された長周期波が発達することを理論的に示した。

$$\eta_l = -\frac{(S_{xx})_l}{\rho(gh - C_g^2)} + \text{const.} \quad (4)$$

$$u_l = -\frac{C_g(S_{xx})_l}{\rho h(gh - C_g^2)} - \frac{E_l}{\rho h C} + \text{const.} \quad (5)$$

ここで、 η_l 、 u_l は長周期変動の水位と流速、 C_g 、 C は短周期波動成分の群速度と位相速度、 ρ は水の密度、 g は重力加速度である。また、 $(S_{xx})_l$ は radiation stress の長周期成分でエネルギー密度の長周期変動成分 E_l を用いて次式で与えられる。

$$(S_{xx})_l = E_l \left(\frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (6)$$

$$E_l = \rho g (\eta_w^2)_l \quad (7)$$

ここで、添え字の l は長周期成分を表し、例えば $(\eta_w^2)_l$ は水面変動の波動成分 η_w を自乗したものにローパスフィルターを作用させて、長周期成分を抽出したものを表す。これらの式によると、波高の大きな波が連続する時には、平均水位が低下し、沖向きの流れが誘起されることになる。波高の大きな位相では砂移動も活発になることが予想されるため、その際に沖向き流れが発達するとすれば、たとえ短周期波と長周期波のそれぞれが正

弦変動の重ね合わせであっても net の漂砂量に何らかの影響を与える可能性がある。上式は基本的には二次干渉理論と同じオーダーの結果であるため、比較的深い領域で非砕波の場合に適用が限定される。

砕波帯内の長周期変動成分は砕波帯外においてその入射成分を評価し、さらに砕波帯における励起・伝播と汀線における反射を考えることにより合理的に評価できると考えられる。長周期変動の評価法は、先に述べた Longuet-Higgins・Stewart(1962) の理論の他に、砕波点の変動を考慮した Symonds *et al.* (1982) や List (1992) のモデルなど数多く提案されているが、ここでは、佐藤ら (1988) が用いた平均量の方程式による計算法について詳述することにする。長周期変動成分に対する連続式と運動量方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \eta_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_l d) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} + u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{1}{\rho d} \frac{\partial (S_{xx})_l}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta_l}{\partial x} - \frac{(\tau_x)_l}{\rho d} \quad (9)$$

ここで、 $d(=h+\bar{\eta})$ は平均水深、 $(\tau_x)_l$ は底面摩擦応力の長周期成分である。上式は非線形長波の方程式に radiation stress による外力項が加わった形となっており、適切な境界条件のもとで数値積分すれば、水位変動の波動成分 $\eta_w(t)$ のみから長周期成分を評価することができる。すなわち、まず水位変動から (6) 式で radiation stress を評価し、これを外力として連続式と運動量方程式を η_l と u_l を変数として数値積分すれば良い。汀線境界で長周期波は完全反射するものとし、沖側境界では、入射波成分は (4)、(5) 式で水位の波動成分から評価して与え、反射波成分は自由透過となる様にすれば良い。この方法ではモデルに入力するのは η_w のみなので、短周期波の変形を適当な波高変形モデルで計算すれば容易に長周期波の発達を計算できる。佐藤・光信 (1990) は放物型方程式を基に、不規則波の浅水砕波変形を計算し、長周期波の発達を評価している。図-4 は長周期流速変動の rms 値を実測値と比較したものである。砕波帯内の radiation stress の評価法などにまだ問題があり汀線 ($x=0$) 近傍でやや過大評価となるが、ほぼ良好な近似値を与えている。

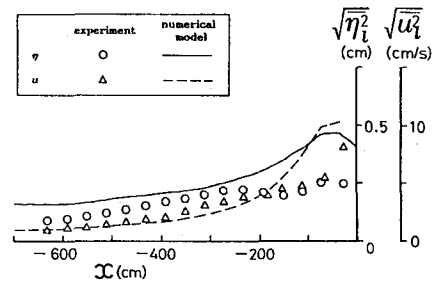


図-4 長周期変動の自乗平均値 (佐藤・光信, 1990)

3.3 定常流速

砕波帯内では通常、底面付近には undertow と呼ばれる沖向きの定常流が発達する。定常流速分布を評価するモデルには、Svendsen (1984), Okayasu (1989) らのモデルがあるが、ここでは不規則波条件でも簡単に底面付近の定常流速を評価できる方法を紹介する。ボア状砕波によって水表面付近で輸送される岸向きの質量流束が波高の自乗に比例するとすれば、それを補償する戻り流れは次式で与えられる (佐藤ら, 1987)。

$$\bar{U} = -A \frac{H^2}{(h+\bar{\eta})T} \quad (10)$$

ここで、 $\bar{U}$ は戻り流れの大きさ、 H は波高、 T は周期、 A は無次元定数である。無次元定数 A の値は海浜の勾配によって変化するが、勾配 1/20 程度の傾斜海浜では $A=5$ 程度とすれば定常流速を精度良く計算できることが規則波の実験結果から明らかになっている。不規則波条件の計算においては、砕波帯各地点での個々の波の波高と周期を用いて砕波に対してのみボアによる質量流束を計算し、これらの和を全時間で除することにより各地点での定常流速値とすれば良い。図-5 は

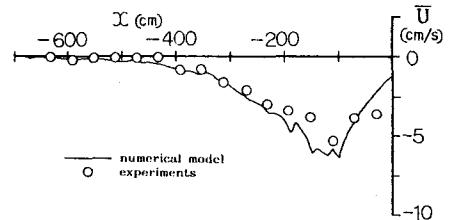


図-5 底面流速の定常成分 (佐藤・光信, 1990)

斜面上の不規則波に対して底面流速の定常成分を計算したものである。砕波帯内外において、実測値との一致度が高いことが確認できる。

3.4 乱れ成分

乱れ成分は、砕波による水塊の突入や底面境界層内の剪断流などによって発生し、底質の浮遊に重要な役割を果たしている。スケールの大きな現地の現象を考える上では特に重要になると考えられるが、不規則波に対しては乱れの定義法そのものにも不明確な点があり、統一的な解釈に到っていないのが現状である。まず、規則波の乱れの評価法から解明していく必要があり、そのためには実験による計測を蓄積する必要がある。

3.5 浅海域における底面流速波形の特徴

図-6は、不規則波砕波帯の水面変動および底面流速の歪み度の計測例を示したものである。ここで歪み度 $\sqrt{\beta_1}$ は次式で定義される。

$$\sqrt{\beta_{1u}} = \frac{(u - \bar{u})^3}{\sqrt{(u - \bar{u})^2}} \quad (11)$$

一般に浅海域で波形の尖鋭化が進むと、歪み度は正となることが知られている。図-6を見ると、表面波形についてはその歪み度は常に正で、汀線($x=0$)極く近傍を除いて徐々に大きくなっていく。

一方底面流速波形では、変化特性は表面波形と似ているものの値は全般に小さく、砕波帯外では、負となる領域も見受けられる。これは、底面流速変動については、非線形性の結果生じる短周期成分波よりも長周期成分波の影響が強くあらわれるためである。二次干渉理論においても底面流速変動の歪み度は負値となることが報告されており、二次干渉理論で対象とする様な砕波点以深の比較的深い領域で、非線形波のもとでの底質の移動方向を考える上では注意を要する。

長周期変動が果たす役割を考える上では、短周期波と長周期波の位相関係が重要となる。図-7は短周期波動成分の波高 H と長周期変動流速 u_l の相関を示したものである。砕波帯外では、上にも述べた二次干渉による長周期波が卓越し、波高の大きな位相で u_l が負となるため、相関値は負となる。しかし、砕波帯内では拘束を解かれた波の伝播と汀線からの反射波が重合し、複雑な位相関係となるため、相関が崩れていく。図-7からもわかるように一般に汀線付近では相関値が正に逆転することが多く、このことが砂移動にも大きな影響を与えていると考えられる。

図中の実線は、佐藤・光信(1990)のモデルで不規則波の変形と長周期波の発達を計算し、 H と u_l の相関値を評価した例である。不規則波の底面流速変動を評価する試みはRoelvink・Stive(1989)らによっても行われ、同様な結果が得られている。また近年、非線形長波方程式やBoussinesq方程式を用いて、短周期波から定常成分まで全ての成分を一度に解く数値解法も試みられており(例えばKobayashi *et al.*, 1989, Madsen *et al.*, 1991, 佐藤・鈴木, 1990), 研究の一層の進展が望まれる。

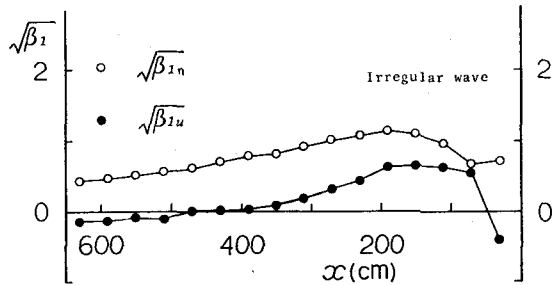


図-6 水面変動および底面流速の歪み度 (佐藤ら, 1988)

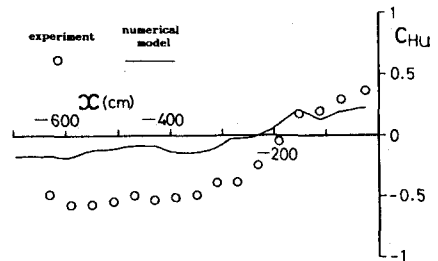


図-7 波高 H と長周期変動流速 u_l の相関値 (佐藤・光信, 1990)

4. 底質の移動形態

4.1 底質の移動限界

不規則波における底質の移動限界水深は、個々の底質の運動から直接判定することが困難なため、地形変化から推定することになる。大塚ら(1984)、Nishi *et al.*(1990)はともに、実験で得られた海浜断面地形から移動限界水深を判定し、その算出には有義波を用いればほぼ妥当な結果が得られることを報告している。現地においては波の特性が刻々と変化するため、代表波の選定はさらに難しくなるが、宇多(1990)は現地データを解析し、5~20%確率波にあたる有義波を用いれば良いとしている。海浜変形パターンの分類には平均波を用いた方がよいことを考えると、移動限界水深の評価にはやや大きめの代表波を用いれば良いことになる。

4.2 砂漣の形状特性

不規則波のもとでも規則波同様安定した砂漣が形成されることが知られており、砂漣の形状を把握することは底質の移動量や、エネルギー逸散の評価に重要である。砂漣の形状を評価する実験式は数多く提案されているが、ここでは、不規則波のデータを解析したNielsen(1981)、Sato(1987)の研究例を中心にその成果をまとめることにする。両者ともに、波と底質の諸元から砂漣の波高 η (やや混乱するが本節では慣習に従って η を砂漣の波高に用いる)や波長 λ などを計算可能な実験式を提案している。Nielsenの研究で用いられているデータは、造波水槽実験のデータにDHI(Danish Hydraulic Institute)での振動流装置における実験データを加えたものであり、これらは規則波を対象としたものがほとんどである。不規則波条件としてはInman(1957)、Dingler(1974)、Miller・Komar(1980)らの現地データのみが対象となっている。Satoのものはこれに加えて、不規則波造波水槽におけるデータと最近の振動流装置における大振幅条件のデータ(佐藤ら, 1984, 1986, 1987)を加えたものとなっている。

両者の解析で用いられているパラメータは底面における水粒子軌道全振幅 d_o 、シールズ数 Ψ 、無次元流速振幅 Ψ' などであり、これらは正弦振動流に対しては流速振幅 $\hat{u}$ を用いてそれぞれ次式で定義される。

$$d_o = \frac{\hat{u} T}{\pi} \tag{12}$$

$$\Psi = \frac{f_w \hat{u}^2}{2sgD} \tag{13}$$

$$\Psi' = \frac{\hat{u}^2}{sgD} \tag{14}$$

ここで、 D は底質の粒径、 s は底質の比重から1を引いた値、 f_w は摩擦係数である。摩擦係数の評価にはJonsson(1966)の公式や粗面乱流条件におけるSwart(1976)の算定式を用いる。粗度としてはNielsenは粒径の2.5倍、Satoは粒径そのものを用いている。また、代

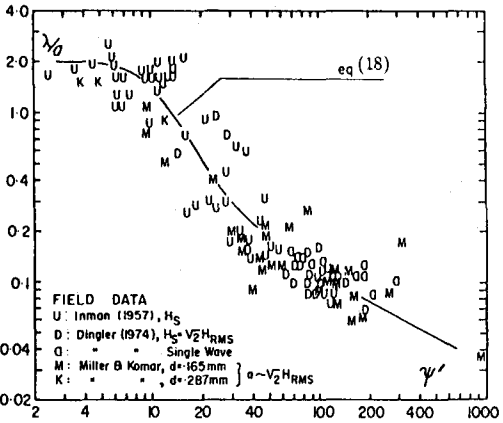


図-8 砂漣波長の算定式 (Nielsen, 1981)

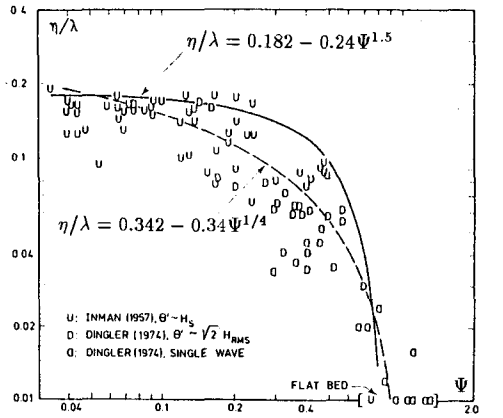


図-9 砂漣の波形勾配の算定式 (Nielsen, 1981)

表波としては海浜断面パターンの分類とは異なり，砂漣形状の算定では有義波を用いた方が良い．Nielsen・Gordon(1984)は，さらに大きな代表波を用いた方が良くと報告している．

4.2.1 Nielsen (1981) の算定式

実験室で規則波条件で発達する砂漣と，現地不規則波条件で発達するものの2つに分類して整理し，次に示すような算定式を提案している．現地不規則波のもとで得られたデータを整理した結果を図-8，9に示す．

[規則波実験]

$$\eta/\lambda = 0.182 - 0.24\Psi^{1.5} \quad (15)$$

$$\lambda/d_o = 1.1 - 0.172\Psi'^{0.34} \quad (16)$$

[現地不規則波]

$$\eta/\lambda = 0.342 - 0.34\Psi^{1/4} \quad (17)$$

$$\lambda/d_o = 0.5 \exp\left(\frac{693 - 0.37 \ln^8 \Psi'}{1000 + 0.75 \ln^7 \Psi'}\right) \quad (18)$$

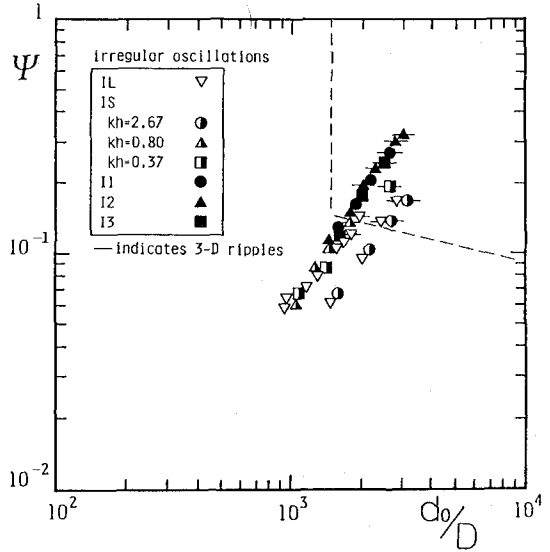


図-10 不規則振動流中での砂漣の二次元性

4.2.2 Sato (1987) の算定式

Sato (1987) は，実験室と現地の条件の違いに加えて，砂漣の二次元性や実験装置の違いによっても砂漣データの特性が異なることを示した．そして，まず砂漣の二次元性を判定する指標として d_o/D とシールズ数 Ψ をとりあげ，三次元砂漣が発達する領域は図-10に示されるように次式で表されることを示した．

$$d_o/D > 1500 \text{ and}$$

$$\Psi > 0.9(d_o/D)^{-1/4} \quad (19)$$

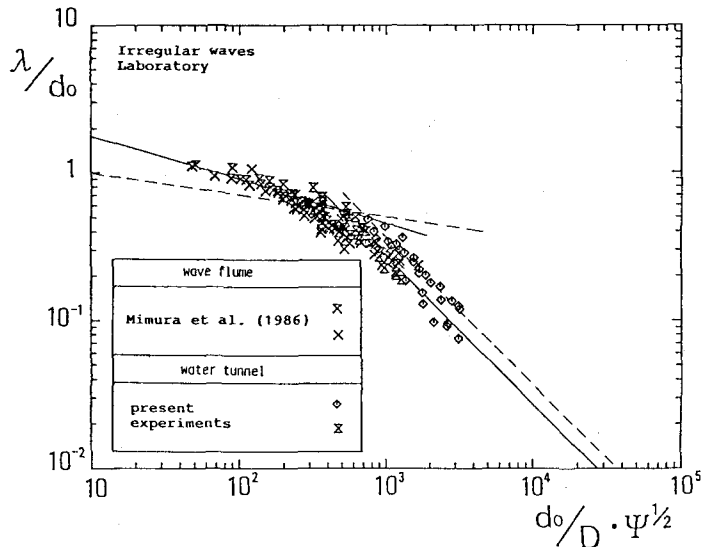


図-11 不規則波実験における砂漣波長 (佐藤ら, 1986)

規則波に対するデータを解析することにより，二次元的な砂漣

が形成される場合と三次元砂漣の場合のそれぞれに対して波長はそれぞれ次式であらわせることを示した．

$$\lambda/d_o = 1.4(d_o/D \cdot \Psi^{1/2})^{-0.146} \text{ for 2-D ripples} \quad (20)$$

$$\lambda/d_o = 350(d_o/D \cdot \Psi^{1/2})^{-1} \text{ for 3-D ripples} \quad (21)$$

不規則振動流に対しても d_o/D および Ψ を代表値を用いて評価することにより同様の整理が可能である。図-11 は不規則波のもとでの海浜変形実験で得られたデータと振動流装置でのデータをあわせて有義波の諸元を用いて整理したものである。ここで、底面流速の評価については3節で示した様な問題があるため、可能な限り流速変動そのものを解析して代表値を評価している。不規則振動流のもとで発達する砂漣のデータ数が少ないので実験装置の特性や砂漣の二次元性による詳細な分類はできないが、砂漣波長は $d_o/D \cdot \Psi^{1/2}$ の値に応じて次式であらわされる。図-11 中の実線は不規則条件に対する評価式で、破線は規則波条件に対するものである。

$$\lambda/d_o = 3.55(d_o/D \cdot \Psi^{1/2})^{-0.292} \quad \text{for } d_o/D \cdot \Psi^{1/2} \leq 480 \quad (22)$$

$$\lambda/d_o = 280(d_o/D \cdot \Psi^{1/2})^{-1} \quad \text{for } d_o/D \cdot \Psi^{1/2} \geq 480 \quad (23)$$

規則波の場合と不規則波の場合を比較すると、 $d_o/D \cdot \Psi^{1/2}$ の値が大きい領域では不規則振動流の方がやや小さな砂漣が発達するが、 $d_o/D \cdot \Psi^{1/2}$ の値が小さな領域では不規則振動流の方が波長のやや大きな砂漣が形成されていることがわかる。

図-12 は、現地データを示したものである。この場合、 d_o や Ψ は有義波の諸元を用いて微小振幅波理論により算出している。データのちらばりは大きいが、ほぼ式(22)、(23)で表される図中の実線のまわりに分布している。

砂漣の波高に関しては Nielsen (1981) も指摘しているように、砂漣の波形勾配とシールズ数をパラメータにとって整理するとまとまりの良い結果が得られる。規則振動流を用いて得られたデータを整理すると、砂漣の波形勾配は、次式で良く近似される。

$$\eta/\lambda = 0.191(1 - (\Psi/0.6)^2) \quad \text{for 2-D ripples} \quad (24)$$

$$\eta/\lambda = 0.158(1 - (\Psi/0.6)^2) \quad \text{for 3-D ripples} \quad (25)$$

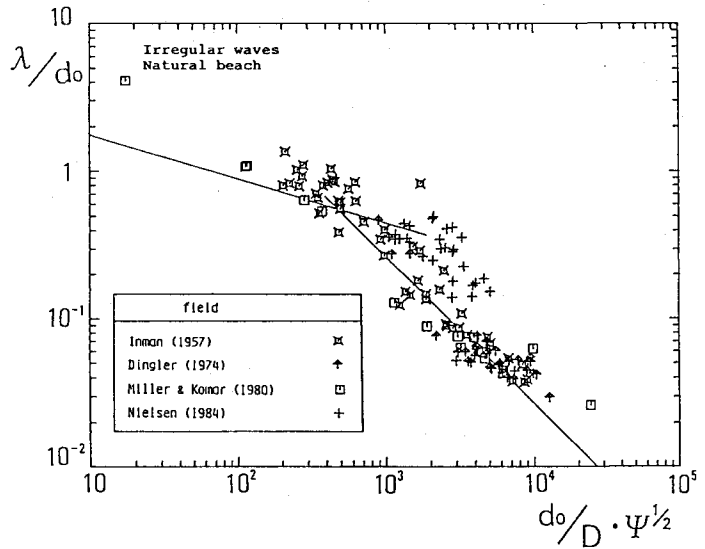


図-12 現地における砂漣の波長 (佐藤ら, 1986)

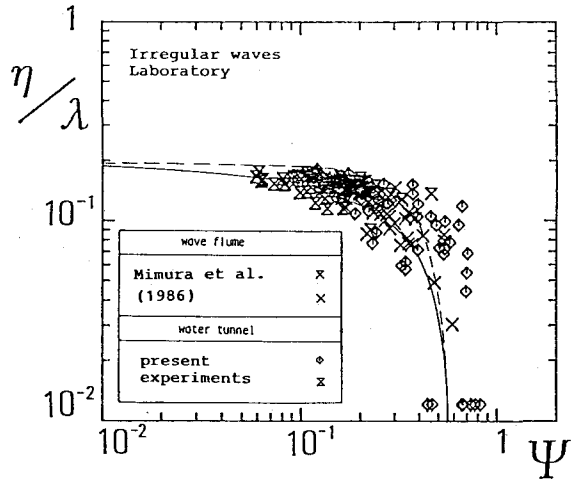


図-13 不規則波実験における砂漣の波形勾配 (佐藤ら, 1986)

不規則振動流に対するデータをまとめたのが図-13であり、規則振動流中のもの（図中破線）と比較すると波形勾配はやや小さくなり、シールズ数との関係は図中の実線で示した次式で表される。

$$\eta/\lambda = 0.191(1 - \Psi/0.6) \quad (26)$$

図-14は、現地データを示したものである。現地データに対しても式(26)で砂漣の波形勾配を評価できるようなのである。

4.2.3 Nielsen, Sato の算定式の比較

用いているパラメータが違うため、直接の比較は難しいが、図-15は周期8s、底質粒径0.02cmの条件に対して、砂漣の波長と波高をそれぞれの算出式で計算した例である。データの多い領域でNielsenの算出式の方が砂漣波長を短く、砂漣波高を小さく算出する傾向がある。これは、現地データには十分定常状態に達していない砂漣が多く含まれているためと考えられる。また、Nielsen, Satoのどちらの算定式でも、活発な漂砂が観測される領域では、不規則波では有義波高が同じ規則波よりやや短めの波長を持ち、波形勾配が小さめの砂漣ができることになる。

4.3 シートフローへの遷移

高い底面摩擦応力条件下では砂漣が消滅し、底質はシートフロー状態で移動する。砂漣の消滅限界とシートフロー状態漂砂現象については、規則波に関しては近年豊富な研究が蓄積されつつある（例えば、Komar・Miller, 1975, 香取ら, 1980）が不規則波を対象とした研究は少ない。近年、任意波形振動流装置や大型造波水路における実験で徐々に解明が進められている（Sakakiyama *et al.*, 1985, Dette・Uliczka, 1986, 佐藤ら, 1987）。

規則振動流中では流速振幅が大きくなると一般に前節で述べた様に三次元的な砂漣の発達を観察される。さらに流速振幅が大きくなると、波長が d_0 と同程度の大規模な地形が出現し、その後平坦な砂床状態へと遷移していく。このような通常の砂漣に比べて大規模な底面地形のもとでの砂

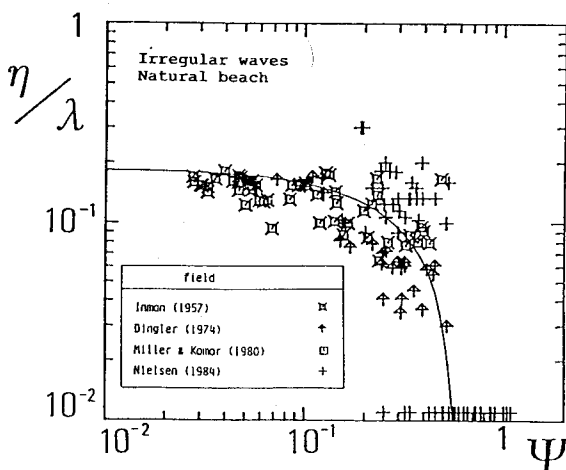


図-14 現地における砂漣の波形勾配（佐藤ら, 1986）

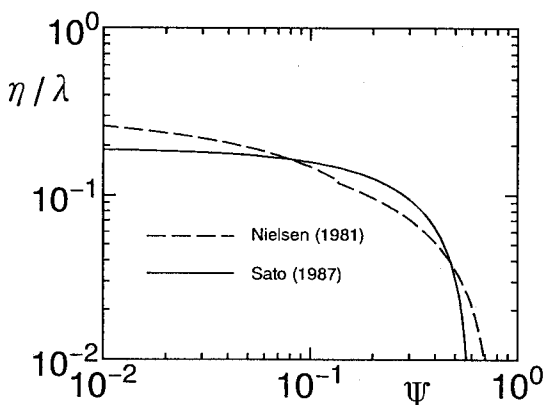
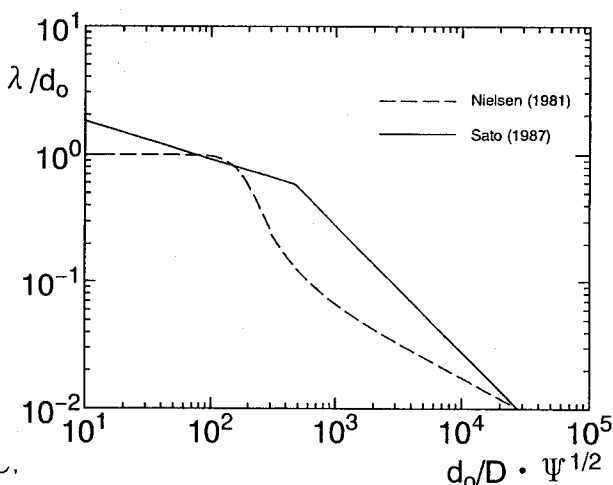


図-15 Nielsen, Sato の砂漣形状算出式の比較
($T=8s$, $D=0.02cm$)

移動形式は、ほぼ全面にわたってシートフロー状態となっており、通常の vortex ripple とはかなり異なる。これに対し、不規則振動流中ではこの様な大規模な地形の発達はいずれも見られず、流速振幅の増加とともに砂漣の波形勾配が徐々に減少し、そのまま平坦な砂床状態へと移行することが多い。また、砂漣の消滅限界付近では規則振動流中に比べて波長・波高ともに小さな二次元的な砂漣が形成されることが多い。規則振動流においても砂漣が発達する初期段階ではこれらと類似の小規模な二次元砂漣が形成されることが多いと、高い底面摩擦応力条件の不規則振動流中でみられるこれらの小規模な二次元砂漣は、大小の波の作用により砂漣が成長したり消滅しかかったりを繰り返すことにより生じるものであると考えられる。

図-16 は不規則振動流を用いた実験結果を示したものである。なおシールズ数は流速変動を直接解析して得られる有義流速振幅をもとに算定してある。データ数は少ないものの不規則振動流に対しても、規則振動流に対して導かれた式 (27) で砂漣の消滅限界を良好に判定できるものと思われる。

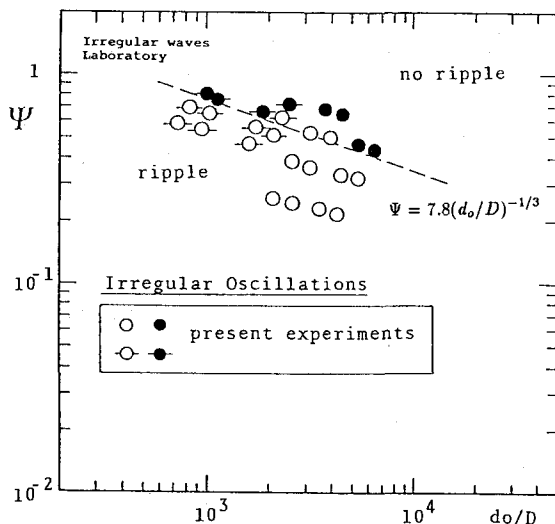


図-16 砂漣の消滅限界 (佐藤ら, 1987)

$$\Psi = 7.8(d_o/D)^{-1/3} \quad (27)$$

5. 不規則波のもとでの砂移動機構のモデル化

5.1 局所漂砂量則と不規則波条件への応用

地形変化を予測する際には、局所的な水理特性から何らかの漂砂量算定式を用いて計算することになる。本稿では、不規則波条件への適用が比較的容易なものとして、砂村 (1984), Dibajnia・渡辺 (1987), Bailard (1982), Shibayama・Horikawa (1985) による漂砂量算定式をとりあげ、不規則波条件への適用法を検討する。

砂村の漂砂量式は、漂砂量の実測値をもとに導かれたものであり、アーセル数 U_r と無次元流速振幅 Ψ'' (長波領域では (14) 式で定義した Ψ' の 4 倍となる) の関数として次式の様に net の漂砂量が与えられている。

$$U_r = \frac{gHT^2}{d^2}, \quad \Psi'' = \frac{H^2}{sdD} \quad (28)$$

$$\frac{Q}{w_s D} = \begin{cases} 0 & : \Psi'' \leq 17 \\ -3.00 \times 10^{-6} U_r (\Psi'' - 17)^2 & : \Psi'' > 17, U_r \leq 50 \\ -3.75 \times 10^{-1} U_r^{-2} (\Psi'' - 17)(\Psi'' - 0.048 U_r^{1.5}) & : \Psi'' > 17, 50 < U_r \leq 230 \\ -6.9 \times 10^{-8} U_r^{0.2} \Psi'' (\Psi'' - 0.13 U_r) & : \Psi'' > 17, U_r \geq 230 \end{cases} \quad (29)$$

ここで、 Q は net の体積漂砂量、 w_s は底質の沈降速度である。

Dibajnia・渡辺 (1984) のモデルは、パワーモデルの考え方にに基づき、規則波の海浜変形実験結果を再現する様に定式化されたものであり、波動流速成分による輸送と砕波による乱れに伴う輸送の和として次式で表される。

$$\hat{u} = \frac{\pi H}{T \sinh kd}, \quad \tau = \frac{1}{2} \rho f_w \hat{u}^2 \quad (30)$$

$$Q = (A_w \frac{\tau - \tau_c}{\rho g} \hat{u} + A_{wb} \frac{f_D E}{\rho g}) F_D \quad (31)$$

$$F_D = \tanh[\kappa_d \frac{(f_w \Pi)_c - f_w \Pi}{(f_w \Pi)_c}], \quad \Pi = \frac{\hat{u}^2}{sgD} \frac{d}{L_o} \quad (32)$$

砂村のモデルと Dibajnia・渡辺のモデルは、個々の波の特性と漂砂量を結び付けるものであり、不規則波条件へ適用する際には、まず個々の波を定義して、それぞれの個々波に対して算定式を適用したものを加え合わせる必要がある。

Bailard (1982) の漂砂量式は、漂砂量が底面流速変動のモーメントによって表されるというものであり、掃流砂による輸送と浮遊砂による輸送の和として次式で与えられる。

$$Q = \frac{\overline{q(t)}}{(\rho_s - \rho)g} \quad (33)$$

$$q(t) = \rho C_f \frac{\epsilon_B}{\tan \phi} [u(t)|u(t)|^2 - \frac{\tan \beta}{\tan \phi} |u(t)|^3] + \rho C_f \frac{\epsilon_S}{w_s} [u(t)|u(t)|^3 - \frac{\epsilon_S}{w_s} \tan \beta |u(t)|^5] \quad (34)$$

Shibayama・Horikawa (1985) の漂砂量式は、シールズ数 Ψ と底面流速振幅と底質の沈降速度の比 $\hat{u}/w_s$ を用いて底質の移動形式を判定した後、それぞれの移動形式に応じて半周期毎の漂砂量が次式で与えられるとすものである。

$$\frac{Q}{w_s D} = \begin{cases} 19\Psi^3 & : \text{Bed Load} \\ (1 - \alpha - N\alpha)19\Psi^3 & : \text{Bed Load - Suspended Load Transition} \\ -19N\Psi^3 & : \text{Suspended Load} \\ 19\Psi^3 & : \text{Sheet Flow, B-type transport} \end{cases} \quad (35)$$

上式をそのまま用いると浮遊砂領域からシートフローへと移行する際に、急激な漂砂量の変化が見られ地形変化の計算に不合理な結果を生じるため、佐藤・光信 (1990) は次の様な変数 Λ を導入してモデルを改良して用いている。

$$\frac{Q}{w_s D} = (1 - \Lambda)19\Psi^3 + \Lambda(-19N\Psi^3) \quad (36)$$

$$\Lambda = [1 - (\Psi_{rms}/0.6)^2] \times \min(1, 2/N) \quad (37)$$

図-17 は、不規則波条件における海浜変形実験から net の漂砂量を逆算した値と、各漂砂量モデルによる計算値とを比較したものである。砂村、Dibajnia・渡辺、Shibayama・Horikawa の漂砂量式は絶対値は異なるもののほぼ実験と同様の分布形状の漂砂量を与えている。Bailard のモデルでは碎波帯外で岸向きの漂砂量となり、実験と符合しない。また、図-17 において、Bailard と Shibayama・Horikawa のモデルは図中に、流速変動の各成分が net の漂砂量に与える寄与分を示した。漂砂現象は非線形であるため、例えば長周期波の貢献分は、まず底面流速から長周期波による流速成分を除いたもので漂砂量を評価し、これ

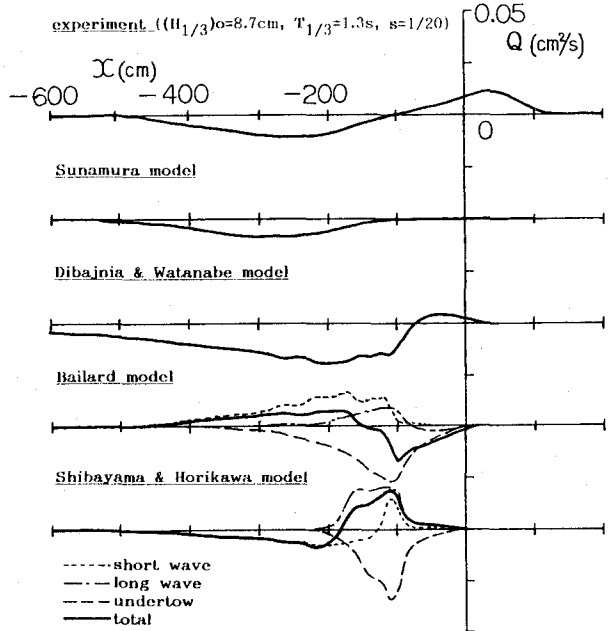


図-17 各種漂砂量式の不規則波への適用例 (佐藤・光信, 1990)

をすべての流速成分を考慮して算出した漂砂量から差し引くことにより算出した。この図に示した条件では、各成分の寄与分はほぼ同程度であり、定常成分は沖向きの漂砂に、長周期成分は主として岸向きの漂砂にそれぞれ貢献している。そしてこれらの成分の和として、最終的な net の漂砂量が決定されていることがわかる。

Roelvink・Stive(1989)はbarが形成される条件のもとで、不規則波による二次元海浜変形の室内実験と数値計算を行ない、流速の非対称性、長周期成分、戻り流れ等が果たす役割について、Bailard(1982)の漂砂量式を用いて検討している。その結果、底面流速を考える上で波動成分以外に、長周期成分や、戻り流れを考慮することにより実験結果に近い漂砂量を得ることができるとしている。このような流速変動を用い

て漂砂量を計算した例を図-18に示す。長周期成分や波動成分の非対称化を考慮することにより、沖のbarの位置にかなりの変化が見られ、不規則波のもとでの岸沖漂砂量の算定にこれらの評価が重要であることをうかがわせている。

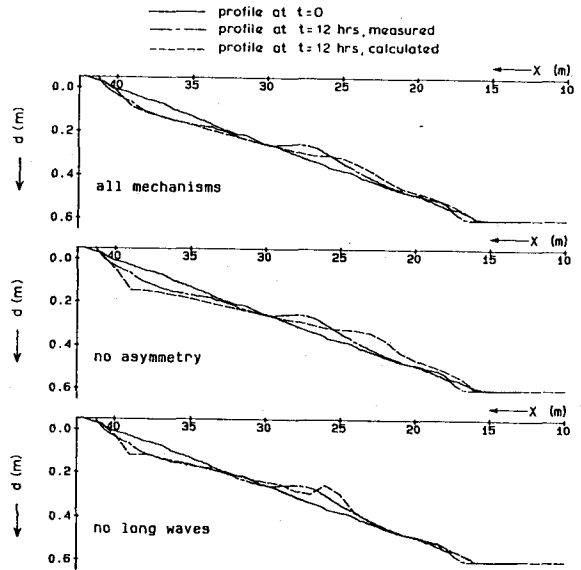


図-18 不規則波による地形変化計算例
(Roelvink・Stive, 1989)

5.2 波群と長周期波の影響

沿岸域に来襲する不規則波は一般に高波が数波連なっ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、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。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)、佐藤ら(1991)、Dally(1991)、Thornton・Abdelrahman(1991)、Hanes(1991)らにより検討が始められた。ここでは、波群の影響が特に顕著に現れる浮遊砂が卓越する条件に対して、底面流速波形の時系列から浮遊砂濃度変動を計算するモデルについて紹介する。

波の連なりや長周期波が浮遊漂砂に与える影響を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考える。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + w_s \frac{\partial C}{\partial z} \quad (38)$$

ここで C は浮遊砂濃度、 ε は拡散係数である。上式を後述する境界条件のもとで数値積分することにより、浮遊砂濃度変動が計算できる。まず、砕波帯外の波の非線形性の弱い領域を対象とすることにし、底面流速変動を二次干渉理論を用いて計算することにする。そして、計算された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 Jonsson の摩擦係数を計算して、底面摩擦応力振幅を算出する。

砂連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)にならい流速反転時に集中するものとする。すなわち、流速変動をゼロクロス解析し、流速の向きが変わる瞬間 ($t = t_i$ とする) に砂の巻き上げが発生するものとした。巻き上げ量は、直前の半周期間の無次元底面摩擦力振幅 Ψ_i と流速振幅 u_i を用いて、次式で評価する。

$$Q_i = \begin{cases} \alpha_s w_s D (\Psi_i - \Psi_c) u_i / \sqrt{sgD}, & \Psi_i > \Psi_c \\ 0, & \Psi_i \leq \Psi_c \end{cases} \quad (39)$$

ここで、 Ψ_c は移動限界シールズ数、 α_s は無次元係数である。そして、流速反転時 $t = t_i$ には、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た。すなわち、すべての流速転向時に (39) 式で与えられる砂の巻き上げが生じるものとする、結局底面における境界条件は次式で与えられることになる。

$$\varepsilon \frac{\partial C}{\partial z} = - \sum_i Q_i \delta(t - t_i) \quad \text{at } z=0 \quad (40)$$

ここで、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数である。

図-19 は、二成分合成波に対してモデルを適用し、底面上 0.5cm から 2cm 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、水面変動および底面流速変動とともに示したものである。計算に用いた拡散係数については、ここでは Nielsen(1988) が規則波に対して提案した次式を用いている。

$$\varepsilon = w_s \eta (1.24 \exp[-40(w_s/\hat{u})^2] + 0.2) \quad (41)$$

ここで、 η は砂漣の波高、 $\hat{u}$ は、底面流速振幅である。数値モデルによる計算例を図-19 の右側に示し、対応する条件の実験結果を左側に示した。浮遊砂濃度は高波の連が通過した直後に最大となる。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。

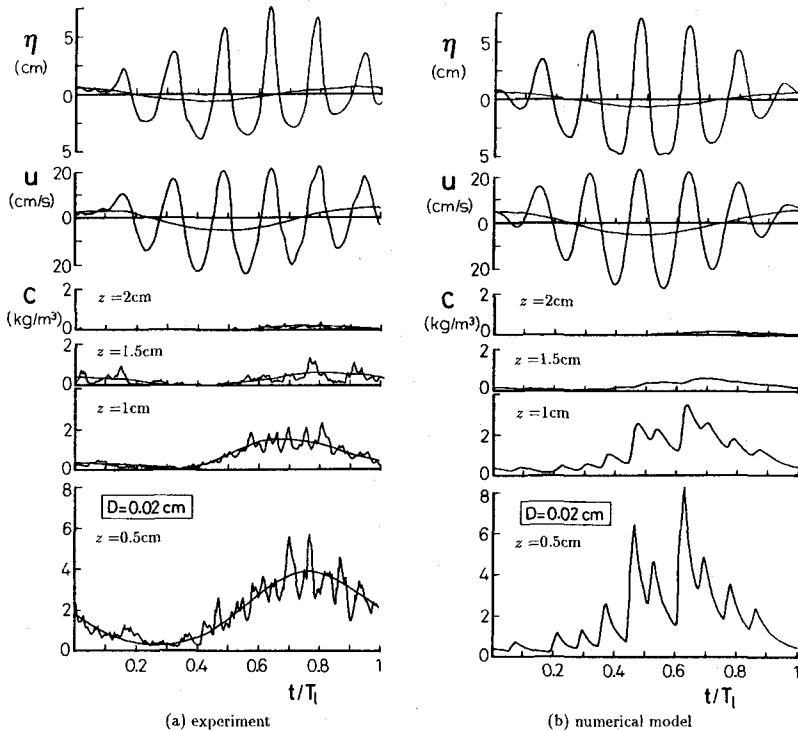


図-19 波群のもとでの浮遊砂 (佐藤ら, 1991)

図-19 に示したのは碎波帯外の一様水深領域を対象とした計算例である。碎波帯内では、底面流速の与え方と境界条件の設定に工夫が必要である。ここではまず、モデルの可能性を検討するために、不規則波碎波帯における実測流速を用いて浮遊砂濃度を計算した例を示す。図-20 は碎波帯内の底面上 0.5cm の点におけ

る浮遊砂濃度の実測値を計算値と比較したものである。モデルによる計算例は実測値に近い濃度変動をシミュレートできている。

各周波数帯の変動成分の役割を定量化するために、 C と u の実測値を定常成分、長周期成分、短周期成分に分離し、各成分による浮遊砂フラックスを示したのが図-21である。長・短周期成分の境界周波数はピーク周波数の1/4倍とし、実測値から評価した C と u のコスペクトルを積分してそれぞれのフラックスを求めた。各成分の絶対値をみると、全ての測点で定常成分が一番大きく、次いで短周期成分がほぼこれに匹敵する大きさとなっている。また、全ての測点で短周期成分は岸向き、定常成分は沖向きとなっており、これは、局所漂砂量則を適用して得られた図-17の数値計算結果と一致する。また、長周期成分は砕波点付近では沖向き、汀線近傍では岸向きの輸送に貢献していることがわかる。汀線近傍では短周期成分の占める割合が増え、また長周期成分も岸向きとなるため、全体の浮遊砂フラックスも岸向きとなる傾向がある。

Beach・Sternberg (1991) は、現地において流速と浮遊砂濃度の同時計測を行ない、砕波帯外縁と砕波帯内における浮遊砂フラックスを評価している。図-22は、砕波帯外縁(上図)と砕波帯内(下図)における C と u のコスペクトルを示したものである。ここでも短周期成分は岸向きで、長周期成分は砕波帯外縁では沖向きの輸送に貢献しており、水深が浅くなると岸向きに逆転していく傾向が現れている。

短周期成分による輸送が岸向きとなるということは、流速の短周期変動が岸向きの時に浮遊砂濃度が高く、沖向きの時に低いということの意味している。この理由は、底面付近では定常流速が負であるために、沖向きの流速振幅が大きくなり、流速が岸向きに反転する際に砂澱からより大量の底質が巻き上げられるためである。また、汀線付近では、砕波波峰の通過する瞬間に乱れによって底質が巻き上げられ、その直後の岸向き流速で輸送されることも貢献している。長周期成分による輸送方向が岸沖で逆転する理由は、3.5でも述べた様に、沖では波群に拘束された長周期成分が卓越し、波高が大きく底質の巻き上げが活発な時に流速が負となる傾向があるのに対して、汀線近傍では波高と長周期成分の相関が逆転することが多く、波高が大きな時に流速が正となる傾向があるためと考えられる。長周期波と短周期波の包絡波形の位相関係については、Roelvink・Stive (1989)や柴山ら(1992)の計測例があり、今後広い条件のデータに基づく詳細な検討が必要であろう。

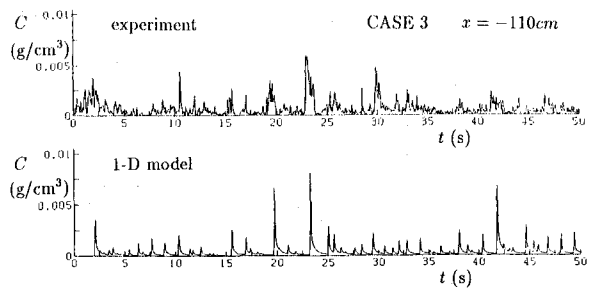


図-20 砕波帯における浮遊砂濃度変動の計算例
(佐藤・浅野, 1992)

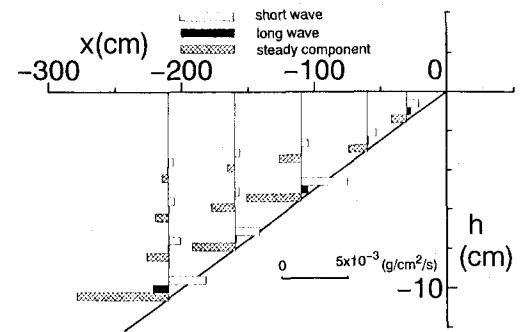


図-21 浮遊砂フラックスの実測例 (佐藤・浅野, 1992.)

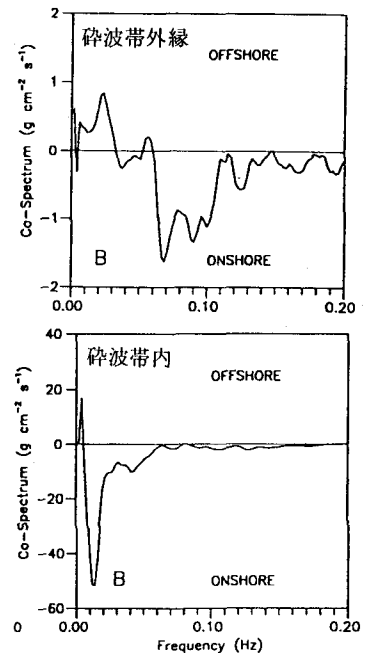


図-22 浮遊砂濃度と流速のコスペクトル
(Beach・Sternberg, 1991)

最後に、本節で述べた一次元拡散方程式によるモデルで計算された浮遊砂濃度変動を実測値と同様にスペクトル解析し、各周波数成分の役割を示したのが図-23である。ここで示した一次元モデルでは、浮遊底質の岸沖方向への移流や水表面の存在などを考慮していないため問題点も数多く残されているが、短周期成分、長周期成分ともに図-21で示した実験で得られた分布傾向をある程度再現していることがわかる。今後、水面と汀線境界の境界条件の与え方を検討して二次元性を考慮したモデルを完成させる必要がある。

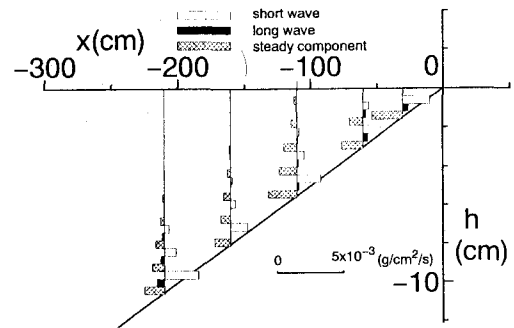


図-23 浮遊砂フラックスの計算例(佐藤・浅野, 1992)

5.3 方向分散性の影響

現状では方向分散性の影響まで取り入れて漂砂量を評価するのは困難である。予想されるのは、周波数に加えて方向分散まで考慮すると、波によって誘起される流れがさらに弱くなることと、海浜変形の進行速度がさらに遅くなるであろうということである。

Yamaguchi (1988) は、エネルギー平衡方程式を用いて多方向不規則波の変形を計算し、得られた方向スペクトルから radiation stress を評価することにより、海浜流の計算を行っている。その結果、不規則波条件を規則波と比較すると、流速分布がなめらかになる傾向があるが、海浜流のパターンはあまり変化しないことを指摘している。また、清水ら(1992)は、現地観測データをもとに多方向不規則波の変形を計算し、その後、各地点で計算された波高と波向分布をもとに不規則波を代表的な規則波に置き換えることにより、海浜流と1年後の地形変化の計算を行ない、現地観測値と比較している。図-24は、現地港湾港口部の地形変化の観測値(上図)と計算値(下図)を比較したものである。同図を見る限り、計算の予測精度は実用上まずまずであり、波浪変形のみに方向分散性を考慮する方法でもある程度精度の良い地形変化予測ができることになる。

方向分散性の影響を考慮して海浜流の予測精度を上げても、現状では多方向の波が重合する条件のもとでの漂砂量則が確立されていないため、漂砂現象における波の方向分散性の影響を抽出することは困難である。方向分散性の影響を評価するためには、まずは規則波が重合する条件のもとでの砂移動形態と浮遊砂輸送機構を解明する必要がある、ついで、波の非線形性や波によって誘起される流れの特性を戻り流れも含めて解明するための、多方向不規則波モデルの開発が必要である。当面は方向分散性によって底面近傍の水理特性がどのように変化し、それが底質移動にどのような影響を及ぼすかを明らかにする必要がある、岸沖漂砂や長周期波の影響を考えるには、多方向不規則波のもとでの移動床実験の今後の蓄積

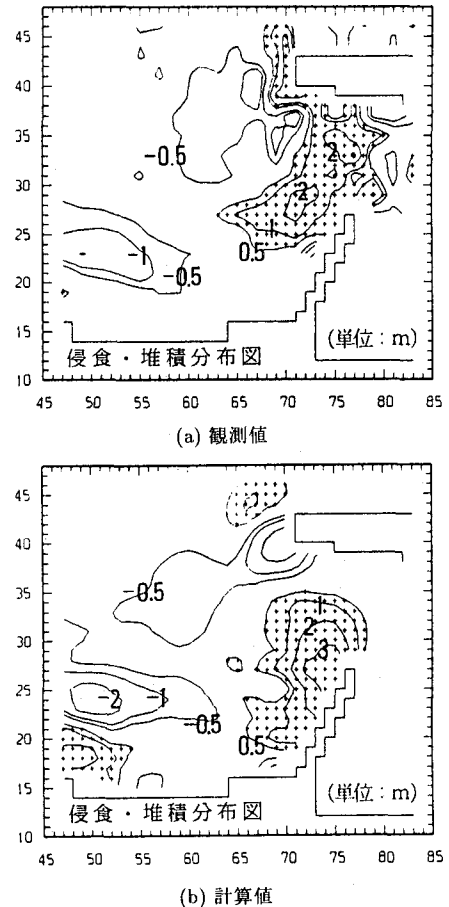


図-24 港口部における地形変化の比較(清水ら, 1992)

を待たねばならない。

6. おわりに

波の不規則性の効果をあらわに取り入れた海浜変形モデルの開発は研究が始められたばかりで、実用に供するモデルの完成には至っていない。しかし、規則波による海浜変形計算と比べると、不規則波条件では大小様々な波の作用で計算結果が平滑化されるため、特定の条件で計算するとむしろ実験結果や観測結果と一致する結果を得やすい。従って、ともすれば底質の移動機構に基づかないモデル化が進められ、汎用性のないモデルが乱立する恐れもある。規則波に対しても精度の良いモデルで、不規則波への拡張が容易なものを構築する必要がある。また、現象の解明が遅れている砕波帯の乱れによる底質浮遊と、方向分散波のもとでの漂砂現象の実態把握と見通しの良いモデル化が望まれる。最後に、合理的なモデルの構築のためにもその検証のためにも実験と現地における計測が重要であることを指摘しておきたい。

参考文献

- 入江 靖・柴山知也・渡辺 晃 (1985): 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂量, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 316-320.
- 宇多高明 (1990): 波による移動限界水深を定める代表波の選定法, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 294-298.
- 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.
- 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, 120p.
- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司 (1980): シートフロー状の漂砂移動に関する研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 202-206.
- 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.
- 佐藤慎司・美谷邦章・渡辺 晃 (1986): 不規則振動流下における砂灘形状と漂砂量, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 228-232.
- 佐藤慎司・福浜友哉・堀川清司 (1987): 斜面上における不規則波の砕波変形と底面流速に関する実験的研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 36-40.
- 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灘の消滅限界, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 246-250.
- 佐藤慎司・諫山太郎・柴山知也 (1988): 緩勾配斜面上における不規則波の底面流速変動特性に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 78-82.
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 51-55.
- 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.
- 佐藤慎司・斉藤栄一・上月晃生 (1991): 波の連なりが漂砂量に及ぼす影響に関する研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 246-250.
- 佐藤慎司・浅野 学 (1992): 不規則波砕波帯における浮遊砂フラックス, 海岸工学論文集, 第 39 巻 (印刷中).
- 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.
- 柴山知也・柏木幹雄・岡安章夫 (1992): 砕波帯内長周期波の漂砂量への効果, 海岸工学論文集, 第 39 巻 (印刷中).
- 清水琢三・水流正人・渡辺 晃 (1992): 3 次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測, 海岸工学論文集, 第 39 巻 (印刷中).
- 砂村継夫 (1984): Swash zone を含む砕波帯の岸沖漂砂量に関する研究, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 316-320.

- 土屋義人・稲田和則 (1974): 風波による海浜変形に関する実験—特に沿岸砂州の発生限界について—, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 219-224.
- 西隆一郎・佐藤道郎・中村和夫・矢車美政・又野康治 (1987): 規則波・群波・不規則波を用いた三次元海浜実験について, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 302-306.
- 浜田徳一 (1964): 表面波の二次干渉, 第 11 回海岸工学講演会講演集, pp. 12-18.
- 堀川清司 (1991): [新編] 海岸工学, 東京大学出版会, 384p.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右 (1974): 波による二次元海浜変形に関する実験的研究, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 193-199.
- Mohammad Dibajnia・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 291-295.
- Bailard, J. A. (1982): Modeling on-offshore sediment transport in the surf zone, *Proc. 18th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 1419-1438.
- Beach, R. A. and R. W. Sternberg (1989): Infragravity driven suspended sediment transport in the swash, inner and outer-surf zone, *Coastal Sediments '91*, pp. 114-128.
- Dally, W. R. (1991): Long wave effects in laboratory studies of cross-shore transport, *Coastal Sediments '91*, pp. 85-99.
- Detle, H. H. and K. Uliczka (1986): Velocity and sediment concentration fields across surf zones, *Proc. 20th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 1062-1076.
- Dingler, R. J. (1974): Wave formed ripples in nearshore sands, *Ph. D. Thesis*, Univ. of California, 136p.
- Hanes, D. M. (1991): Suspension of sand due to wave groups, *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, No. C5, pp. 8911-8915.
- Inman, D. L. (1957): Wave generated ripples in nearshore sand, *B.E.B. Tech. Memo.*, No. 100, 42p.
- Iwagaki, Y. and H. Noda (1963): Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach processes, *Proc. 8th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 194-210.
- Johnson, J. W. (1949): Scale effects in hydraulic models involving wave motion, *Trans. A.G.U.*, Vol. 30, No. 4, pp. 517-525.
- Jonsson, I. G. (1966): Wave boundary layers and friction factors, *Proc. 10th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 127-148.
- Kobayashi, N., G. S. DeSilva and K. D. Watson (1989): Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. C1, pp. 951-966.
- Komar, P. D. and M. C. Miller (1975): The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high shear stresses under waves, *J. Sediment. Petrol.*, Vol. 45, No. 3, pp. 697-703.
- List, J. H. (1992): A model for the generation of two-dimensional surf beat, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C4, pp. 5623-5635.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beat", *J. Fluid Mech.*, Vol. 13, pp. 481-504.
- Madsen, P. A., R. Murray and O. R. Sørensen (1991): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, *Coastal Eng.*, Vol. 15, pp. 371-388.
- Miller, M. C. and Komar, P. D. (1980): A field investigation of the relationship between oscillation sand ripple spacing and the near-bottom water orbital motions, *J. Sediment. Petrol.*, Vol. 50, pp. 183-191.
- Nielsen, A. F. and A. D. Gordon (1984): Sediment responses to natural waves, *Proc. 19th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 1799-1815.
- Nielsen, P. (1981): Dynamics and geometry of wave-generated ripples, *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. C7, pp. 6467-6472.
- Nielsen, P. (1984): Field measurements of time-averaged suspended sediment concentrations under waves, *Coastal Eng.*, Vol. 8, No. 1, pp. 51-72.
- Nielsen, P. (1988): Three simple models of wave sediment transport, *Coastal Eng.*, Vol. 12, pp. 43-62.
- Nishi, R., M. Sato and K. Nakamura (1990): Laboratory study on beach processes due to random waves, *Proc. 22nd Conf. on Coastal Eng.*, pp. 2117-2130.
- Okayasu, A. (1989): Characteristics of turbulence structure and undertow in the surf zone, *Dr. Eng. Dissertation*, Univ. of Tokyo, 119p.

- Roelvink, J. A. and M. J. F. Stive (1989): Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. C4, pp. 4785-4800.
- Sakakiyama, T., T. Shimizu, R. Kajima, S. Saito and K. Maruyama (1985): Sand ripples generated by prototype waves in a large wave flume, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 28, pp. 147-160.
- Sato, S. and K. Horikawa (1986): Laboratory study on sand transport due to asymmetric oscillatory flows, *Proc. 20th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 1481-1495.
- Sato, S. (1987): Oscillatory boundary layer flow and sand movement over ripples, *Dr. Eng. Dissertation*, Univ. of Tokyo, 135p.
- Sato, S., K. Mitani and A. Watanabe (1988): Geometry of sand ripples and net sand transport rate due to regular and irregular oscillatory flows, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 30, No. 2, pp. 89-98.
- Saville, T., Jr. (1957): Scale effects in two-dimensional beach studies, *Proc. 7th General Meeting*, IAHR, pp. 1-8.
- Shibayama, T. and K. Horikawa (1985): A numerical model for two-dimensional beach transformation, *Proc. JSCE*, Vol. 357/II-3, pp. 167-176.
- Svendsen, I. A. (1984) : Mass flux and undertow in a surf zone, *Coastal Eng.*, Vol. 8, pp. 347-365.
- Swart, D. H. (1976) : Coastal sediment transport. Computation of longshore transport, *Delft Hydraulics Lab.*, Rep. R968, Part 1.
- Symonds, G. D., A. Huntley and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, No. C1, pp. 492-498.
- Thornton, E. B. and S. M. Abdelrahman (1989): Sediment transport in the swash due to obliquely incident wind-waves modulated by infragravity waves, *Coastal Sediments '91*, pp. 100-113.
- Yamaguchi, M. (1988): A numerical model of nearshore currents due to irregular waves, *Proc. 21st Conf. on Coastal Eng.*, pp. 1113-1126.