

浅海における長周期水位変動について

Long Waves Induced by Short-Wave Groups in Shallow Water

喜 岡 渉
Wataru KIOKA

1. はじめに

浅海で見られる長周期の水位変動については、その挙動が浮体の長周期動揺や湾水振動のみならず、漂砂とも深く係わっていることが指摘されるようになり、最近研究が盛んなテーマである。

砕波帯で顕在する長周期波（サーフビート）の発生・振幅機構については未だ不明な点が多いものの、入射波の波群特性との関連において傾斜海浜での2次元的な挙動解析を行ったSymonds et al.(1982)の研究に代表される理論が比較的広く受け入れられている。サーフビートを岸沖方向の2次元的な重複波ととらえる彼らの理論については、その後、現地観測結果に基づく検討や不規則波実験による検討も行われており、理論を支持するデータもいくつか得られている。現在のところ、少なくとも岸沖には重複波としての長周期変動が支配的であることがわかっている（例えば、Kostense, 1984; List, 1986; Nelson-Gonsalves, 1990）。本稿では、彼らの理論モデルを取りあげ、その概要を述べるとともに計算結果について検討を加えることによって、浅海における長周期波の挙動特性を知る上での基礎資料の一部としたい。なお、Hotta et al.(1981)によって示されているように、単調な斜面勾配を有する海浜断面においてはtrapped modeのエッジ波と冲向きにエネルギーが逃げて行くleaky modeの重複波を区別することは難しく、観測データからエッジ波の寄与が完全に否定されたわけではないことを付け加えておく。

2. 傾斜海浜における2次元サーフビート

傾斜海浜における岸沖方向の長周期水位変動の増幅機構をモデル化するための基礎方程式を考える。長周期水位変動は、通常、砕波帯付近で著しく増幅される傾向にあることから、その運動を支配する基礎式も本質的には海浜流に対する基礎式と同一であると考えてよからう。ただし、その時間スケールは数分のオーダーであり、時間スケールに対応した長周期の波動運動を記述するものでなければならない。

適用可能なモデル方程式としては、Boussinesq方程式に代表される高次オーダーの波動方程式とradiation stressの概念を導入した運動量方程式の二つに大きく分類することができる。このうちBoussinesq方程式を利用する方法については、Basco(1983)も指摘しているように、波動場の計算を別に行ってradiation stressを評価しておくという煩わしさがなく、最近になって開発が進んでいる砕波後の計算方法（例えば、橋木ら, 1985; Dallyら, 1985の研究）を取り込むことができれば、現在広く用いられているradiation stressに基づく算定方法に替わる有力な計算モデルになりえよう。しかしながら、粘性によって砕波減衰させるとしても長周期成分については減衰させることなく汀線から反射さ

せなければならないという砕波後の取り扱い方や、Abbottら(1984)の計算例にも見られるように、規則波を用いても発生する数値上の見かけの平均水位の変動を抑えるためには3次のオーダーまでの計算精度が必要となるなどの問題が残されており、現在のところサーフビートに関する実際の適用例はない。ここでは、もう一つのradiation stressを用いた算定方法について述べる。

2. 1 基礎方程式

この場合のx方向の基礎式は長周期水位変動 ζ と鉛直平均の水平方向流速Uについての次の連続式(1)と運動量方程式(2)である。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \zeta) U \} = 0 \quad (1)$$

$$(h + \zeta) \frac{\partial U}{\partial t} + (h + \zeta) U \frac{\partial U}{\partial x} + g(h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\tau_{bx}}{\rho} = 0 \quad (2)$$

ここに、hは静水深、 ρ は流体の密度、gは重力加速度を示す。上式のうち式(2)についてはその誘導過程もいくぶん煩雑であるが、水口(1985)によって各項のオーダーリングの問題も含めて簡潔な説明がなされているので参照されたい。式(2)の短周期側成分による見かけの応力 S_{xx} は次式で表される。

$$S_{xx} = \rho \left[\int_{-h}^0 (u^2 - w^2) dz \right]_L + \frac{1}{2} \rho g (\eta^2)_L \quad (3)$$

ただし、 η は水位変動、u, wはそれぞれ水平方向および鉛直方向の流速を示し、 $[\]_L$ は水位変動 ζ の時間スケールに対応する長周期成分を意味する。式(3)は波動によるradiation stressのほかに砕波に伴う乱れによるレイノルズ応力の寄与も含むものであるが、レイノルズ応力については空間勾配の変化特性など十分に明らかでない点も多く、砕波帯においてもその寄与分はradiation stressと比べて1オーダー小さい(例えば、Sobey・Thieke, 1989)ことから、以下では省略することとする。まとめると、式(1), (2)は非線形長波方程式にradiation stress項 S_{xx} と底面摩擦項 τ_{bx} が加わったものであり、長周期水位変動の増幅は砕波帯内外で生じる S_{xx} の時空間変動に依存し底面摩擦の影響を受けることを表している。

ここで、オーダーを下げて式(1), (2)を線形化すると、次式ようになる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} \quad (5)$$

さらに、式(5)の摩擦項を $\tau_{bx} = 0$ と置いて式(4), (5)からUを消去すると次式を得る。

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 S_{xx}}{\partial x^2} \quad (6)$$

式(6)は線形長波の式の右辺に強制外力項 $(\partial^2 S_{xx} / \partial x^2) / \rho$ が加わった形をしており、長周期波の増幅に寄与するのはradiation stressのx方向についての2階微分値であり単調な増減による空間勾配によるものではないことがわかる。なお、式(6)は S_{xx} を微小振幅波を用いて表すとChu・Mei (1970)やMei・Benmoussa (1984)がWKB法によって求めた2次のオーダーの長波方程式に一致する。このことは、サーフビートの計算に当たって式(1), (2)の非線形方程式を用いる場合、非線形干渉理論に基づく理論式との整合性という点からは、より高次の項の影響、例えば変調不安定性などの影響を考慮する必要があることを意味する。

2. 2 radiation stressの算定式

不規則波を取り扱うために、入射波は次の微小振幅波によって与えられるものとする。

$$\eta = \sum_n a_n \cos \varphi_n \quad (7)$$

ここに、 a_n は波の振幅を示し、 k_n を波数、 ω_n を角周波数、 ε_n を初期位相角として

$$\varphi_n = k_n x - \omega_n t + \varepsilon_n \quad (8)$$

であり、 k_n と ω_n は流れによる影響を受けないとすると次の分散関係式を満足する。

$$\omega_n^2 = g k_n \tanh k_n h \quad (9)$$

このとき、 u, w はそれぞれ次式で与えられる。

$$u = \sum_n a_n \omega_n \frac{\cosh k_n (h+z)}{\sinh k_n h} \cos \varphi_n \quad (10)$$

$$w = \sum_n a_n \omega_n \frac{\sinh k_n (h+z)}{\sinh k_n h} \sin \varphi_n \quad (11)$$

不規則波のradiation stressの算定式は、上式(7)~(11)を式(3)に代入することによって得ることができる。なお、式(3)の[]₂はある時間スケール T_2 以上の長周期運動に対しては T_2 以下の短周期側の成分の変動量が寄与することを意味するので、厳密には式(7)~(11)はその周波数領域で与えられるものに限られることになる。自乗項によって生じる倍周波数($2\phi_n$)と周波数の和の成分($\phi_m + \phi_n$)は、ともに時間スケール T_2 以下の高周波数領域に属するとみなせるので、周波数の差の成分($\phi_m - \phi_n$)と定常項のみを残すと次のようになる(L0, 1988)。

$$\begin{aligned} S_{xx} = & \frac{\rho}{2} \sum_{n=1}^N \frac{a_n^2 \omega_n^2}{\sinh^2 k_n h} h + \frac{1}{4} \rho g \sum_{n=1}^N a_n^2 \\ & + \rho \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N \frac{a_m a_n \omega_m \omega_n \sinh(k_m - k_n) h}{(k_m - k_n) \sinh k_m h \sinh k_n h} \cos(\varphi_m - \varphi_n) \\ & + \frac{\rho g}{2} \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N a_m a_n \cos(\varphi_m - \varphi_n) \end{aligned} \quad (12)$$

上式の誘導に当たっては、入射波のスペクトルに関する仮定は設定していないが、($\phi_m - \phi_n$)成分波がすべて T_2 以上の長周期成分となるためには、厳密にはnarrow bandの仮定が必要である。($\phi_m - \phi_n$)成分波によるダイナミックな影響が無視し得るとして、 k_n は一つの k_p で代表させることができるものとする、式(12)は近似的に次のような式で表される。

$$S_{xx} = E \left(\frac{2 k_p h}{\sinh 2 k_p h} + \frac{1}{2} \right) \quad (13)$$

砕波後のradiation stressの算定には、エネルギー平衡方程式を用いて砕波によるエネルギー逸散を評価する方法(例えば、Battjes・Jansen, 1978)、砕波後の波高分布を求めて波高変化を計算する方法(例えば、合田, 1975)および不規則波群の個々の波に対して規則波の波高減衰モデルを適用する方法(例えば、岩垣・間瀬ら, 1981)を利用できる。ただし、いずれにしてもradiation stressは砕波後も次式のように表されることが前提となる。

$$S_{xx} = E \cdot P \quad P \approx \left(\frac{2 k_p h}{\sinh 2 k_p h} + \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

式(12)を適用する場合には碎波帯におけるスペクトル変形を与えておく必要がある。碎波帯付近における干渉項 ($\phi_m - \phi_n$) の影響は相対的に小さいと考えられるので、碎波後の計算には不規則波群の個々波について式(14)を適用する方法が妥当であろう。

2. 3 計算例

Symonds et al. (1982)は図-1に示すような計算モデルを考え、入射波の正弦的な波高変化 (すなわち、二成分合成波を仮定) によって碎波位置が変動する $x_1 \sim x_2$ 間で式(6)の強制外力項が作用するものとした。碎波点と碎波後の振幅変化の計算には次式を用いている。

$$a = \gamma h \quad \gamma \simeq 0.4 \quad (15)$$

なお、 S_{xx} の計算は長波式によっている。また、波群を構成する短周期波は上式により $h = 0$ までに全エネルギーを失うが、長周期波については汀線においてエネルギーを失うことなく反射するものとした。

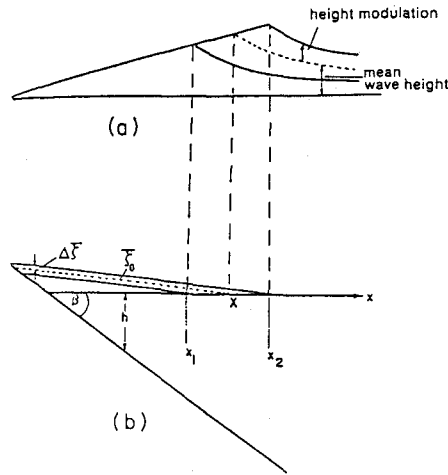
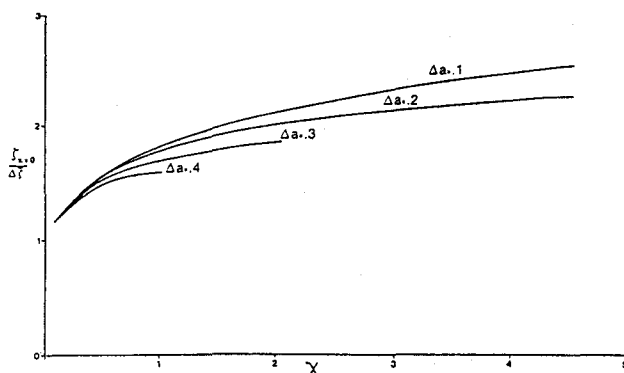


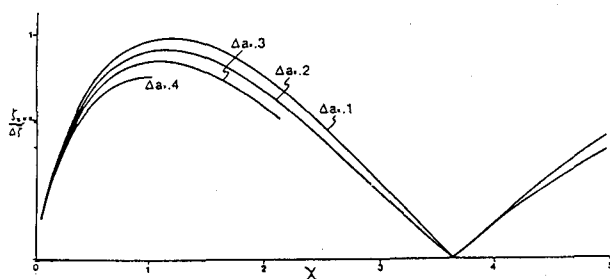
図-1 Symondsらの計算モデル

図-2は彼らの計算結果で、(a),(b)はそれぞれ汀線と碎波帯外線におけるサーフビートの振幅を、波群の振幅の変調の度合いを示す成分波の振幅比 Δa の値を変化させて示したものである。ただし、振幅は入射波群の周期で時間的に変動する項を ζ として set-up による上昇量の変動分 $\Delta \zeta$ との比率で表されている。また、横軸のパラメーター χ は入射波群の角周波数を ω_0 とすると $\chi = \omega_0^2 X / g \tan \beta$ で表されるものである。このパラメーターは碎波水深を h_b 、波群中の個々の波の角周波数を ω とすると $\chi = (h_b \omega^2 / g) / (\tan \beta \omega / \omega_0)^2$ とも書けることから、海底勾配 $\tan \beta$ が小さいほど、また ω / ω_0 の比が小さいほど汀線における $\zeta / \Delta \zeta$ の値は単調に大きくなることになる。 $\chi \approx 0$ では $\zeta / \Delta \zeta \approx 1$ となり、 ζ は定常項の set-up の変動量を算定することによって評価できることになる。実際の不規則波動場においては ζ と $\Delta \zeta$ は混在するものと考えられるので、 $\zeta / \Delta \zeta$ の比の大小をそのままサーフビートの振幅の大小と結びつけることはできない。例えば、 $\zeta / \Delta \zeta$ は $\tan \beta$ が小さくなるほど大きくなるが、 $\Delta \zeta$ は $\tan \beta$ の減少に伴い逆に小さくなる傾向にあるので、この計算結果からはサーフビートに及ぼす海底勾配の影響を論じることはできない。図-2の(b)は $\chi = 3.665$ で $\zeta = 0$ となり、

その付近では入射波群に伴う拘束波としての長周期波が冲向きに出て行く自由波としての長周期波に比べて卓越することを示している。それ以外の領域では冲向きの自由長波が卓越する。なお、図-2に示されるように砕波点と汀線間での共振現象は起こらない。このことは、汀線で反射された長周期波は砕波帯でのforcing領域（式(6)の右边で強制項が作用する領域）を通過して冲向きの波として出て行くというradiation条件によっており、leaky modeの長周期波動の特性でもある。



(a) 汀線における計算結果



(b) 砕波帯外縁における計算結果

図-2 Symondsらによるサーフビートの計算結果

式(6)による同様な計算はSchäffer・Svendsen(1988)によっても行われている。彼らの計算モデルは、図-3に示すように、沖側から砕波点にわたっても入射波群の振幅変調に伴う強制外力項の変動を考慮している点と、砕波点 x_B は固定して砕波後の振幅は次式のように時空間で変動するとした点でSymonds et al.(1982)のものとは異なっている。

$$a^2 = \gamma^2 (1 + \delta \cos 2\varphi) h^2 \quad \gamma \simeq 0.4 \quad (16)$$

ここに、 θ は入射波群の位相、 δ は成分波の振幅比（ $\delta \leq 1$ で定義）である。すなわち、砕波によって波群性が完全に壊されることなく砕波後も入射波群の振幅変調がある程度維持されることになる。砕波前の個々の短周期波の振幅変化に関しては微小振幅波による浅水係数を用いている。また、図-3の領域Ⅲで示すような一定水深部を設けて、そこから進入してくる拘束波としての長周期波は次式で与え、radiation条件によって砕波点から直接沖へ向かう自由長波と汀線で反射して同様に沖へ向かう自由長波については自由に沖へ出ていく透過条件を与えている。

$$\zeta = - \frac{S_{xx}}{\rho(gh - C_g^2)} + \text{const.} \quad (17)$$

ここに、 C_g は群速度を示す。

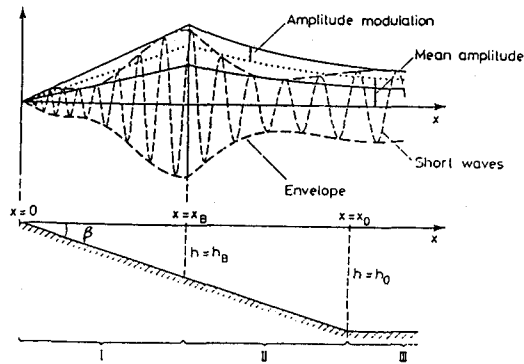


図-3 Schäffer · Svendsenの計算モデル

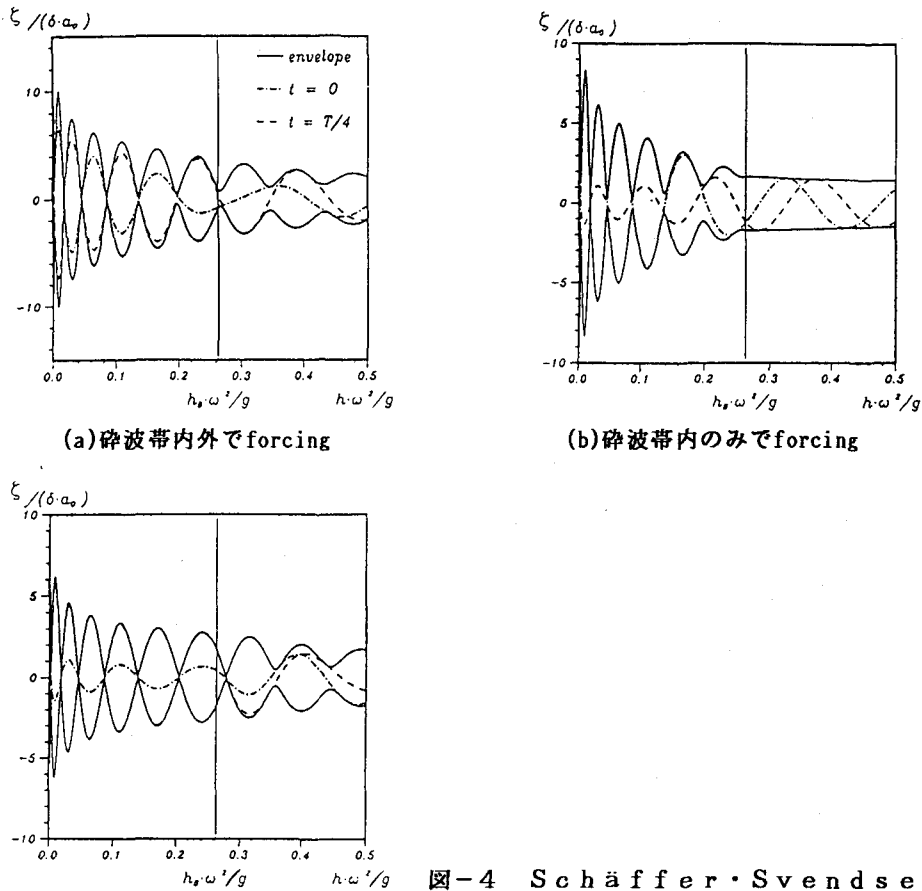


図-4 Schäffer · Svendsenの計算結果
($\tan \beta \cdot \omega / \omega_0 = 0.05, h_0 \omega^2 / g = 1.0, a_0 \omega^2 / g = 0.1$)

図-4は、式(6)の強制項が作用する領域を砕波帯内のみとした場合(b)と砕波帯沖側のみに限った場合(c)を比較したもので、サーフビートの振幅に対するそれぞれの寄与分を示している。彼らの計算

モデルにおいても、砕波帯内でのforcingが汀線付近のサーフビートの振幅を支配しているといえるが、同時に砕波帯外でのforcingも無視し得ないことが示されている。

図-5は一定水深部の水深 h_0 を変化させたときの計算結果を示す。サーフビートの振幅は式(17)で与えられる一定水深下での入射波を接続させる水深 h_0 によって変化することを示している。ただし、他の計算結果も合わせると、 $h_0\omega^2/g > 1.0$ では h_0 が変化してもサーフビートの振幅値は変化しない傾向にある。このことは、サーフビートの算定に当たって長周期波の入射波成分として式(17)を用いるときには、式(17)の斜面上の波への適用性という問題のほかに境界条件として与える水深 $h_0\omega^2/g$ についても注意する必要があることを意味する。さらに、Shäffer et al.(1990)は砕波限界として式(16)を仮定するとき、Symonds et al.(1982)と同時に式(15)を仮定するときのサーフビートの増幅傾向を比較するために、砕波限界式以外は同一の条件下で計算を行っている。結果はここには示していないが、式(16)を用いたときのサーフビートの振幅値の方が汀線付近でかなり大きくなっており、砕波帯における波群特性（振幅変動の伝播変化）の与え方によっても計算結果は著しく異なってくる。

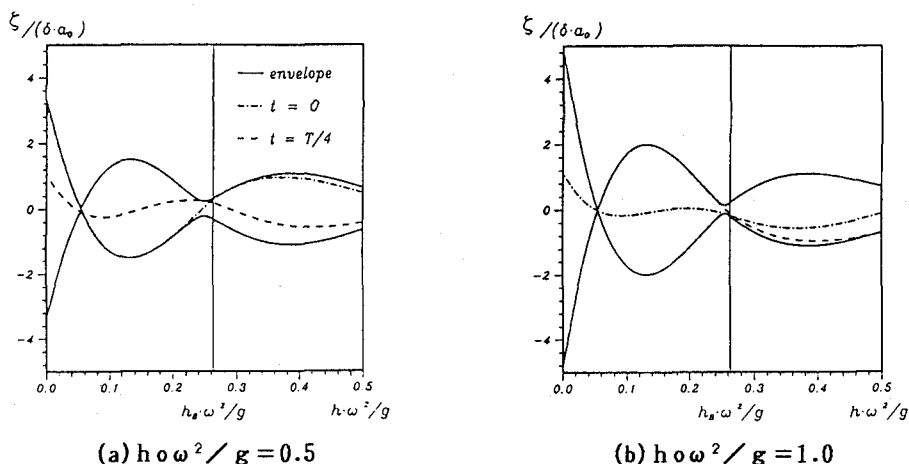


図-5 Schäffer・Svend senの計算結果 ($\tan \beta \omega / \omega_0 = 0.20, a_0\omega^2/g = 0.1$)

2. 4 計算モデルの問題点

両モデルによる計算結果における相違点のうち特徴的なものは、砕波帯外側で入射波群に伴う長周期波（拘束波）の振幅が砕波帯および汀線から反射して沖へ向かう長周期波（自由波）の振幅より小さくなる条件が存在するか常に大きいかにある。長波近似を適用すると拘束波の振幅は水深 h に対して h^{-1} に比例し、自由波については $h^{-1/4}$ に比例することになるので、水槽実験によって検証するためには造波板の運動によって副次的に発生する自由波や多重反射の影響が入ってこないものでなければならない。こうした制御は造波装置の制限もあつて通常困難である。Kostense(1984)はある程度まで制御した状態で冲向きの自由長波の測定を行っているが、得られた結果からはどちらか一方のモデルの妥当性を議論することはできない。

二つの計算モデルにおいては式(5)の摩擦項の影響は無視されている。しかし、非定常項およびradiation stress項とならび摩擦応力項も水位勾配項の変動量を検討する上で、特に砕波帯付近においては無視し得ないことは、水口(1982)、佐藤ら(1988)およびThieke・Sobey(1990)によっても示されている。図-6は摩擦応力項を西村(1982)にならひ評価したときの計算結果を摩擦応力項を無視したときのもものと比較したものである。ただし、摩擦係数 f は0.01とした。計算結果は次元量で示されている

が、計算モデルは砕波点が時間的に変動する式(15)の方を用いた点を除けばShäffer・Svendsen(1988)のものと同じである。図の結果から摩擦応力の影響は特に斜面勾配が小さいとき無視し得ないことがわかる。

不規則波によるサーフビートを再現するためには、こうした摩擦項の評価やradiation stressの定常項の寄与も取り込んだ不規則波計算（例えば、合田,1990）を行わないと、例えば海底勾配の影響についても実際のものとは異なった結果を得ることになるので注意する必要がある。

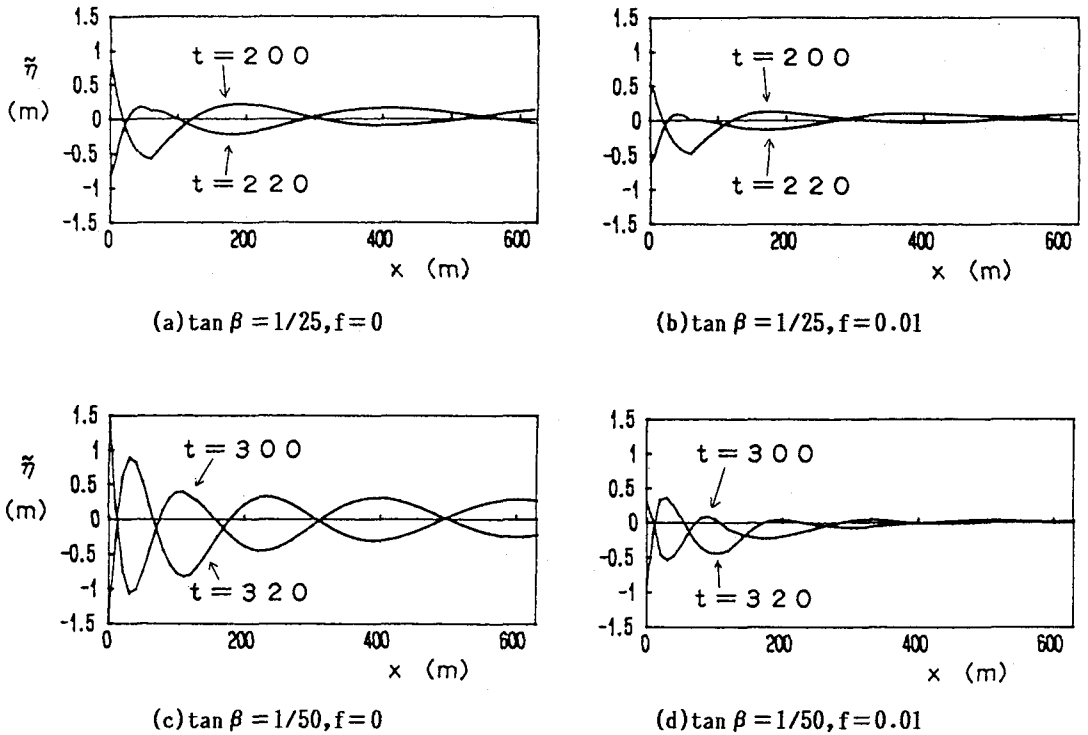


図-6 サーフビートに及ぼす摩擦応力の影響

基礎方程式(4),(5)または(6)で落とされた非線形項は、不規則波群の短周期波の振幅、流速のオーダーに比べて長周期波のものは2次量と見なすことができないときには無視し得なくなる。日野・仲座ら(1988)は非線形項を考慮した式(1),(2)に基づきステップ型海浜におけるサーフビートの計算を行っている。

3. 長周期水位変動の3次元伝播変形

不規則波群に拘束されて進入する長周期波による港内じょう乱や浮体の動揺を検討するに当たっては、屈折・回折による長周期波の平面2次元での伝播変形を評価してその入射方向や波長を確定しておく必要がある。しかしながら、方向分散性を有する不規則波動場における長周期水位変動の伝播変形については不明な点が多く残されている。

一定水深下における方向スペクトルの理論はSand(1982)および木村(1985)によって発表されており、長周期波の波向きは1次成分波である短周期波の波数ベクトルの差によって決まるため、そのエネル

ギーは短周期波と比べてより広い角度に分布し、かつ緩やかなピークを持つことを示している。長周期波に及ぼす方向分散性の影響についてはMolin・Fauveau(1984)によっても2次のオーダーの非線形流体力との関連において検討されている。構造物による回折の影響については、関本ら(1990)が現地調査を行って港湾内外の長周期水位変動の特性を調べている。また、喜岡ら(1990)は単一の離岸堤による長周期波の変形を周波数差の波の回折特性に着目して検討している。

個々の1次成分波が屈折や回折によって波向きを変えるとき、長周期波も自由波の発生をも伴う伝播変形を生じることになるが、その変形過程について取り扱った例は非常に少ない。ここでは、1次成分波の方向スペクトルが与えられたときの長周期波の挙動計算法を、前章に述べた方法を平面2次元に拡張することによって検討する。

3. 1 基礎方程式

この場合の基礎式は式(4)、(5)を平面2次元に拡張した次の連続式(18)と運動量方程式(19)、(20)である。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial U}{\partial x} + h \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho h} \left\{ \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \right\} - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} \quad (19)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\frac{1}{\rho h} \left\{ \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial x} \right\} - \frac{\tau_{by}}{\rho h} \quad (20)$$

ここに、U、Vはそれぞれx、y方向の鉛直平均の流速を表し、 τ_{bx} 、 τ_{by} はそれぞれ底面摩擦応力のx、y方向成分を示す。

3. 2 radiation stressの算定式

方向分散性を有する個々の短周期波が次の微小振幅波によって与えられるものとする。

$$\eta = \sum_n a_n \cos \varphi_n \quad (21)$$

ここに、それぞれの波数ベクトルを $\vec{k}_n$ とすると φ_n は式(22)で与えられ、 $\vec{k}_n$ と ω_n は式(23)を満足する。

$$\varphi_n = \vec{k}_n \cdot \vec{x} - \omega_n t + \varepsilon_n \quad (22)$$

$$\omega_n^2 = g |\vec{k}_n| \tanh |\vec{k}_n| h \quad (23)$$

このとき式(12)に対応するradiation stressの表示式は次式のように表される。

$$\begin{aligned} S_{xx} = & \frac{1}{4} \rho g \sum_{n=1}^N a_n^2 + \frac{\rho}{2} \sum_{n=1}^N \frac{a_n^2 \omega_n^2}{\sinh^2 k_n h} \left\{ \frac{h}{2} (\cos^2 \theta_n + 1) + \frac{\sinh k_n h \cosh k_n h}{2 k_n} \right. \\ & \left. (\cos^2 \theta_n - 1) \right\} + \frac{1}{4} \rho g \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N a_m a_n \left\{ \cos(\varphi_m - \varphi_n) + \cos(\varphi_n - \varphi_m) \right\} \\ & + \frac{\rho}{2} \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N \frac{a_m a_n \omega_m \omega_n}{\sinh k_m h \sinh k_n h} \left\{ \cos \theta_m \cos \theta_n \left\{ \frac{\sinh(k_m - k_n)h}{2(k_m - k_n)} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\sinh(k_m + k_n)h}{2(k_m + k_n)} \right\} - \left\{ \frac{\sinh(k_m + k_n)h}{2(k_m + k_n)} - \frac{\sinh(k_m - k_n)h}{2(k_m - k_n)} \right\} \right\} \\ & \left. \left\{ \cos(\varphi_m - \varphi_n) + \cos(\varphi_n - \varphi_m) \right\} \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned}
 S_{xy} = & \frac{\rho}{2} \sum_{n=1}^N \frac{a_n^2 \omega_n^2 \cos \theta_n \sin \theta_n}{\sinh^2 k_n h} \left\{ \frac{h}{2} + \frac{\sinh k_n h \cosh k_n h}{2 k_n} \right\} \\
 & + \frac{\rho}{2} \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N \frac{a_m a_n \omega_m \omega_n \cos \theta_m \sin \theta_n}{\sinh k_n h \sinh k_m h} \left\{ \frac{\sinh(k_m - k_n)h}{2(k_m - k_n)} \right. \\
 & \left. + \frac{\sinh(k_m + k_n)h}{2(k_m + k_n)} \right\} \left\{ \cos(\varphi_m - \varphi_n) + \cos(\varphi_n - \varphi_m) \right\}
 \end{aligned} \quad (25)$$

ただし、 $S_{yx} = S_{xy}$ で S_{yy} の計算には式(23)の $\cos \theta_n$ を全て $\sin \theta_n$ に置き換えたものを用いればよい。

周波数差の波 $\cos(\varphi_m - \varphi_n)$, $\cos(\varphi_n - \varphi_m)$ の影響を全て無視し、 k_n , θ_n をそれぞれ1つの k_p , θ_p で代表させることができるものとする、次の近似式を得る。

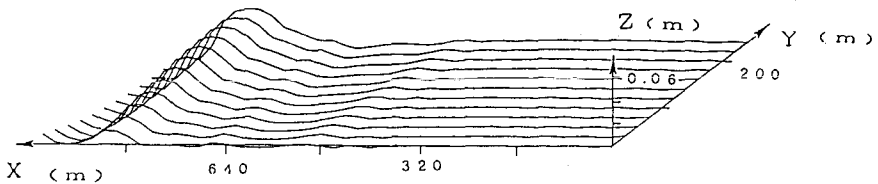
$$S_{xx} = \frac{E}{2} \frac{2k_p h}{\sinh 2k_p h} + \frac{E}{2} \left[\frac{2k_p h}{\sinh 2k_p h} + 1 \right] \cos^2 \theta_p \quad (26)$$

$$S_{xy} = \frac{E}{2} \left[\frac{2k_p h}{\sinh 2k_p h} + 1 \right] \sin \theta_p \cos \theta_p \quad (27)$$

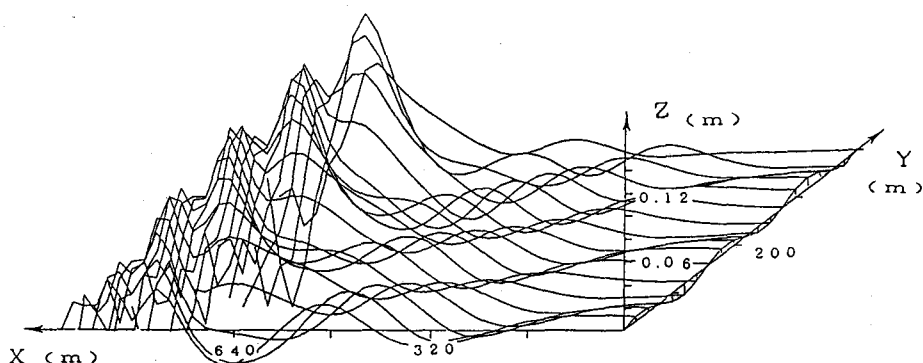
上式の θ_p は入射波の個々波の方向分散性を仮定しながらradiation stressは主方向 θ_p によって確定させることになり、その近似の意味するところは断面2次元問題とはいくぶん異なる。

3. 3 計算例

図-7は、等深線が平行な直線海岸における長周期水位変動の空間波形を示したもので、入射波として二成分波を用いたときの計算結果である(水谷・喜岡, 1991)。計算領域は $x=0$ での水深を25m, $x=1000$ (m)でこの水深を5mとしてその間を対象とし、 $x<0$ では一定水深とした。ここでは短周期波は砕波しないで領外へ透過していくものとして計算している。摩擦項 τ_{bx} , τ_{by} は無視されている。図の(a)は、入射波として周期、振幅および入射角がそれぞれ $T_1=10$ sec, $a_1=0.5$ m, $\theta_1=\pi/2$ と $T_2=8$ sec, $a_2=0.1$ m, $\theta_2=5\pi/8$ の二成分波を用いたときの結果で、振幅 a_2 が小さいために波数ベクトルの差の方向の増幅は弱く、浅水化に伴いほぼ合成波の主方向での増幅が卓越している。図の(b)は、一方の成分波を $T_2=8$ sec, $a_2=0.5$ m, $\theta_2=\pi/4$ としたときの結果で、波数スペクトルの差の方向での影響が現れ、長周期波も各方向からの成分波が重なった波としての特徴をもつようになる。



(a)主方向へ卓越する場合



(b)波数スペクトルの差の方向成分が無視できない場合

図-7 二成分波による長周期波の空間波形

4. おわりに

浅海で見られる長周期水位変動を、それを記述し得る最低オーダーのモデル方程式に基づいて検討することによって、第1次オーダーの主要な特徴が浮き出るように試みたつもりである。沖波特性から碎波帯内の長周期波の挙動を予測できるようにするためには残された課題も多くあるが、それらの解決にあたっては碎波帯外の観測データの蓄積も重要な役割を果たすであろうことを本稿から理解してもらえば幸いである。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・間瀬肇・田中剛(1981): 不規則波の浅海変形モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 104~108.
- 2) 喜岡渉・飯田耕三・水谷隆夫(1990): 離岸堤まわりの長周期水位変動の変形特性, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 609~613.
- 3) 木村晃(1985): 非線形型長周期波の2次元スペクトル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 154~158.
- 4) 合田良実(1975): 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59~106.
- 5) 合田良実・諫山太郎・佐藤慎司(1990): 碎波帯内の長周期波の発達機構に関する実験と現地観測, 海岸工学論文集, 第37巻, 1990, pp. 96~100.
- 6) 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.
- 7) 榎木亨・李宗燮・出口一郎・松山章(1985): 非線形分散波理論による波浪変形および海浜流の数値予測モデルについて, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 238~242.
- 8) 関本恒浩・清水琢三・窪泰浩・今井澄雄・島津昌夫(1990): 港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 86~90.
- 9) 西村仁嗣(1982): 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 333~337.
- 10) 日野幹雄・仲座栄三・興那覇健次(1988): 波群によって引き起こされるBore状サー

フビートに関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 197~201.

- 11) 水口優 (1982): 碎波帯付近の長周期変動のダイナミックスについて, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 130~134.
- 12) 水口優 (1985): 海浜流発生のメカニズムについて, 第21回水工学に関する夏期研修会講義集, pp. B-3-1~B-3-31.
- 13) 水谷隆夫・喜岡渉 (1991): 平面2次元における長周期水位変動の伝播変形, 土木学会第46回年次学術講演会講演概要集, II, (投稿中).
- 14) Abbott, M.B., McCowan, A.D. and Warren, I.R. (1984): Accuracy of short-wave numerical models, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 110, No. 10, pp. 1287-1301.
- 15) Basco, D.R. (1983): Surfzone currents, *Coastal Eng.*, Vol. 7, pp. 331-355.
- 16) Battjes, J.A. and Janssen J.P.F.M. (1978): Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proc. 16th Coastal Eng. Conf.*, pp. 569-587.
- 17) Chu, V.H. and Mei, C.C. (1970): On slowly varying Stokes waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 873-887.
- 18) Dally, W.R., Deam, R.G. and Dalrymple, R.A. (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, No. C6, pp. 11917-11927.
- 19) Hotta, S., Mizuguchi, M. and Isobe, M. (1981): Observations of long period waves in the nearshore zone, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 24, pp. 41-76.
- 20) Kostense, J.K. (1984): Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups, *Proc. 19th Coastal Eng. Conf.*, pp. 724-740.
- 21) List, J.H. (1986): Wave groupiness as a source of nearshore long waves, *Proc. 20th Coastal Eng. Conf.*, pp. 497-511.
- 22) Lo, J-M (1988): Dynamic wave setup, *Proc. 21th Coastal Eng. Conf.*, pp. 999-1010.
- 23) Mei, C.C. and Benmoussa, C. (1984): Long waves induced by short-wave groups over an uneven bottom, *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, pp. 219-235.
- 24) Molin, B. and Fauveau, V. (1984): Effect of wave-directionality on second-order loads induced by the set-down, *Appl. Ocean Res.*, Vol. 6, No. 2, pp. 66-72.
- 25) Nelson, R.C. and Gonsalves, J. (1990): A field study of wave reflections from an exposed dissipative beach, *Coastal Eng.*, Vol. 14, pp. 457-477.
- 26) Sand, S.E. (1982): Long waves in directional seas, *Coastal Eng.*, Vol. 6, pp. 195-208.
- 27) Schäffer, H.A. and Svendsen, I.A. (1988): Surf beat generation, *Proc. 21th Coastal Eng. Conf.*, pp. 1058-1072.
- 28) Schäffer, H.A. and Jonsson, I.G. and Svendsen, I.A. (1990): Free and forced cross-shore long waves, *Water Wave Kinematics*, Kluwer Academic Publishers, pp. 367-385.
- 29) Sobey, R.J. and Thieke, R.J. (1989): Mean flow circulation equations for shoaling and breaking waves, *J. Eng. Mech.*, Vol. 115, pp. 285-303.
- 30) Symonds, G., Huntley, D.A. and Bowen A.J. (1982): Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time varying breakpoint, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, No. C1, pp. 492-498.
- 31) Thieke, R.J. and Sobey, R.J. (1990): Cross-shore wave transformation and mean flow circulation, *Coastal Eng.*, Vol. 14, pp. 387-415.