

浅海での非線形分散波のモデル方程式と そのステップ型リーフへの適用

筒井 茂明*・鈴山 勝之**・大木 洋典***

1. 緒 言

近年、沿岸での波浪制御の1手法としてリーフの持つ波浪エネルギー減殺機能の利用が考えられている。しかし、リーフ上での長周期波の発生あるいはリーフ海岸における海岸浸食など、リーフの波浪応答について不明確な点が存在する。これらは浅水変形に伴う波の非線形挙動と深く関わっており、その解明にはリーフ上での波動の非線形解析が可能な数理モデルが必要である。このモデルにおいて配慮すべきことは、長周期から短周期までの広範囲の波を対象とするための分散性および3次元の海岸地形への適応性である。これに対して、最近では強非線形・強分散性のモデル（磯部，1994；灘岡ら，1994），高次 Boussinesq 方程式を用いたモデル（喜岡・柏原，1995），線形ではあるが強分散性に着目したモデル（後野，1993）などが提案されている。

本研究では、まず、波の入・反射波が共存する波動場において、波の非線形性と線形分散性を合わせ持つモデル方程式を提案する。次に、スペクトル法を適用し、3次元波動場への適用が容易な Fourier 成分のみで表された波動方程式を誘導する。最後に、この非線形分散波の波動方程式をサンゴ礁海岸に見られる断面2次元のステップ型リーフに適用し、実験結果との比較によりその有用性を検証するとともに、リーフ上での波の非線形挙動特性について述べる。

2. 圧力項の評価とモデル方程式

静水面に座標原点を置き、水平座標を (x_1^*, x_2^*) 、鉛直座標を z^* 、時間を t^* 、自由表面を $z^* = \eta^*(x_1^*, x_2^*, t^*)$ 、海底面を $z^* = -h^*(x_1^*, x_2^*)$ とし、水粒子速度、断面平均流速、圧力、重力加速度、および水の密度をそれぞれ (u_1^*, u_2^*, w^*) 、 $(\bar{u}_1^*, \bar{u}_2^*)$ 、 p^* 、 g 、および ρ とする。ただし、上添字*は次元量を表す。ここで、パラメーター、 $\varepsilon = a_0^*/h_0^*$ 、 $\mu = \omega^*(h_0^*/g)^{1/2}$ を導入し、次式により無次元量を定義する。

$$\left. \begin{aligned} t &= \omega^* t^*, \quad x_i = (\omega^*/c_0^*) x_i^*, \quad z = z^*/h_0^* \\ h &= h^*/h_0^*, \quad \eta = \eta^*/a_0^*, \quad p = p^*/\rho g h_0^* \\ \varepsilon u_i &= u_i^*/c_0^*, \quad \varepsilon \bar{u}_i = \bar{u}_i^*/c_0^*, \quad \varepsilon w = \mu w^*/c_0^* \end{aligned} \right\} \dots\dots (1)$$

ただし、 h_0^* ：基準点での水深、 a_0^* ：入射波の振幅、 T^* ：周期、 $\omega^* = 2\pi/T^*$ ：周波数、 $c_0^* = (gh_0^*)^{1/2}$ ：長波の波速、 $i=1, 2$ である。以上の下に、連続方程式および Euler の運動方程式を水深平均すると以下の諸式が得られる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ (h + \varepsilon \eta) \bar{u}_i \} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \varepsilon \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\varepsilon}{h + \varepsilon \eta} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^{\varepsilon \eta} \Delta u_i \Delta u_j dz \\ = - \frac{1}{h + \varepsilon \eta} \int_{-h}^{\varepsilon \eta} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{p}{\varepsilon} \right) dz \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p - p_0 &= -z + \varepsilon \eta + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{\varepsilon \eta} w dz \\ &+ \varepsilon^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \int_z^{\varepsilon \eta} u_j w dz - \left(\frac{w}{\mu} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\bar{u}_i = \frac{1}{h + \varepsilon \eta} \int_{-h}^{\varepsilon \eta} u_i dz, \quad \Delta u_i = u_i - \bar{u}_i \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 p_0 は大気圧である。また、 $i, j=1, 2$ であり、テンソル表示での Einstein の規約にしたがうものとする。水粒子速度の鉛直成分は、連続方程式を z について積分して得られ、次式で与えられる。

$$w = -\mu^2 \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^z u_j dz \dots\dots\dots (6)$$

以下では、パラメーターに対して次式を仮定する。

$$\varepsilon \ll 1, \quad \mu^2 \ll 1 \dots\dots\dots (7)$$

水平流速成分が $|\Delta u_i| < O(\varepsilon^{1/2})$ となる波動に対して、式 (3) の左辺の積分項は $O(\varepsilon^2)$ である。Boussinesq 型方程式として周知の Peregrine (1967) の方程式は、水平流速成分に対して $|\Delta u_i| = O(\varepsilon)$ と仮定し、式 (4) および (6) により式 (3) の圧力項を評価して得られる。しかし、式 (6) によると、圧力方程式 (4) の右辺第4項の非線形項は $O(\varepsilon^2 \mu^2)$ である。したがって、 $O(\varepsilon, \mu^2)$ までの項を取り入れた近似式を得るためには、式 (4) において線形項のみを考慮して圧力項を評価すればよい。以下では、波動に対する線形境界値問題の解により式 (3) の圧力項を再評価する (Chester, 1968)。

* 正 会 員 工博 琉球大学教授 工学部環境建設工学科
** 正 会 員 工修 エコー(株)
*** 学生会員 琉球大学大学院工学研究科

運動方程式から無渦運動の条件が得られるので、速度ポテンシャル $\phi(x_1, x_2, z, t)$ が存在し、任意の関数 $\varphi(k, t)$ の Fourier 積分として表すことができる。連続方程式を満たすように ϕ を定めると、次式が得られる。

$$\phi = \left(\frac{A}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} e^{ik_1 x_1} \cosh[\mu k(h+z)] \varphi dk_1 dk_2 \dots \dots (8)$$

$$A = \omega^*/c_0^*, \quad k = (c_0^*/\omega^*)k^* \dots \dots \dots (9)$$

ただし、 k は無次元波数、 i は虚数単位を表す。海底での境界条件は、緩勾配方程式と同様に、局所的に $w \approx 0$ としている。圧力および水面変動量は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x_i} = & -\epsilon \left(\frac{A}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} i k_i e^{ik_1 x_1} \cosh[\mu k(h+z)] \\ & \times \frac{\partial \varphi}{\partial t} dk_1 dk_2 \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x_i} = -\left(\frac{A}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} i k_i e^{ik_1 x_1} \cosh \mu k h \frac{\partial \varphi}{\partial t} dk_1 dk_2 \dots (11)$$

式 (10) を用いると運動方程式 (3) の圧力項は

$$\left(\frac{A}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} i k_i e^{ik_1 x_1} \cosh \mu k h \frac{\partial \varphi \tanh \mu k h}{\partial t \mu k h} dk_1 dk_2 \dots (12)$$

と近似できる。したがって、Fourier 変換

$$K(x_1, x_2) = \left(\frac{A}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\tanh \mu k h}{\mu k h} e^{ik_1 x_1} dk_1 dk_2 \dots \dots (13)$$

が存在すれば、式 (11) とともに用いることにより、式 (12) は重畳積分で表され、運動方程式に対する近似式として次の微積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \epsilon \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = & -\frac{1}{A^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} (x_1 - \xi_1, x_2 - \xi_2, t) \\ & \times K(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

断面 2 次元の場合には、式 (2) および (14) において次元を減らし、積分核として次式を用いればよい。

$$K(x) = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tanh \mu k h}{\mu k h} e^{ikx} dk \dots \dots \dots (15)$$

モデル方程式 (14) が確定するためには、式 (13) および (15) で定義される積分核が存在する必要がある。以下では、これら Fourier 変換の存在とその特性について述べる。ただし、その次元量表示は gK であるが、改めて K と置き上添字*は省略する。2 次元での積分核 (15) に対して次式 (Chester, 1968) が成立する。

$$K(x) = -\frac{g}{\pi h} \ln \tanh\left(\frac{\pi|x|}{4h}\right) \dots \dots \dots (16)$$

3 次元の積分核 (13) に対しては、波数および水平座標を極座標表示し、0 次の Bessel 関数に関する積分公式を用いると、次式 (筒井ら, 1996) が得られる。

$$K(x_1, x_2) = \frac{g}{2\pi h^2} \left\{ \frac{1}{r/h} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\sqrt{n^2 + (r/h)^2/4}} \right\} \dots \dots (17)$$

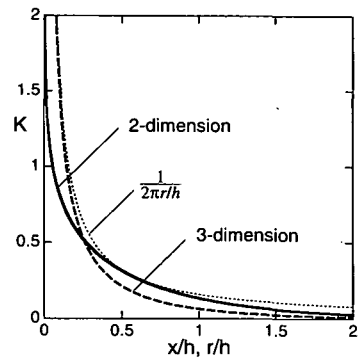


図-1 2次元および3次元の積分核

ここに、 $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$ である。

図-1の実線および破線は $g = h = 1$ としたときの2次元および3次元の積分核の変化を示す。3次元空間でのポテンシャル $(2\pi r/h)^{-1}$ は点線で表示されている。積分核 $K(x)$ は、 $|x/h| \rightarrow 0$ のとき $K(x) \approx -g/(\pi h) \ln|x/h|$ となり、2次元空間における対数ポテンシャルである。 $|x/h| \rightarrow \infty$ のときは $K(x) \approx 2g/(\pi h) \exp(-(\pi/2)|x/h|)$ であるから、この積分核は $|x/h|$ の増加とともに指数関数的に減少し、 $|x/h| > 4$ において $K(x) \approx 0$ となる。3次元の積分核の値は、式 (17) の右辺の交代級数の効果により3次元空間のポテンシャルより減衰が急であり、 $|r/h| > 1/4$ で2次元の積分核の値よりも小さい。したがって、いずれの積分核もその影響範囲は $|r/h| < 4$ に限定されている。

3. モデル方程式の分散性

一定水深域での波を考え、式 (2) および (14) の線形化方程式より流速成分を消去すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = & \frac{h}{A^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x_j^2} (x_1 - \xi_1, x_2 - \xi_2, t) K(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \\ & \dots \dots \dots (18) \end{aligned}$$

上式に平面波 $\eta = a \exp\{i(k_j x_j \pm t)\}$ (a : 振幅) を代入すると、次の線形分散式の無次元表示が得られる。

$$\mu/k = \tanh \mu k h \dots \dots \dots (19)$$

一方、長波近似 ($\mu k h \rightarrow 0$) では、式 (13) の被積分関数を $\mu k h$ について級数展開すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} K(x_1, x_2) = & A^2 \{ \delta(x_1) \delta(x_2) + (1/3)(\mu h)^2 [\delta''(x_1) \delta(x_2) \\ & + \delta(x_1) \delta''(x_2)] + \dots \} \dots \dots \dots (20) \end{aligned}$$

ただし、

$$\delta(x_1) \delta(x_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{ik_1 x_1} dk_1 dk_2 \dots \dots \dots (21)$$

は2次元デルタ関数である。式 (20) を運動方程式 (14) に代入すると、Peregrine 方程式の分散項に最低次の近似式 $\partial \bar{u}_i / \partial t = -\partial \eta / \partial x_i$ を代入した次式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \varepsilon \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = -\frac{1}{3} (\mu h)^2 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x_i \partial x_j^2} \dots\dots (22)$$

以上、モデル方程式は線形分散関係を満たし、長波近似では Boussinesq 型方程式と同様の分散性を持っている。

4. Fourier 成分波に対する波動方程式

スペクトル法を適用するため、水面変動量と断面平均流速をそれぞれ次の Fourier 級数で表す。

$$\eta(x_1, x_2, t) = (1/2) \sum_n \eta_n(x_1, x_2) e^{-int} \dots\dots\dots (23.1)$$

$$\bar{u}_i(x_1, x_2, t) = (1/2) \sum_n \bar{u}_{i,n}(x_1, x_2) e^{-int} \dots\dots\dots (23.2)$$

ただし、 $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ であり、 η_{-n} 、 $\bar{u}_{i,-n}$ は η_n 、 $\bar{u}_{i,n}$ の共役複素数を表す。式 (23) を連続方程式 (2) および運動方程式 (14) に代入し、流速成分 $\bar{u}_{i,n}$ 、 $\dots$ を消去する (Liu ら, 1985)。さらに、積分核の影響範囲内で振幅の変化が小さいと仮定し積分項を線形近似すると、Fourier 成分のみで表された次の波動方程式として次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c^2 \frac{\partial \eta_n}{\partial x_i} \right) + (n\omega)^2 \eta_n \\ &= \frac{1}{2h} \sum_l (n^2 - l^2) \omega^2 \eta_l \eta_{n-l} - \frac{1}{2h} \sum_{l \neq n} \frac{n+1}{n-1} c^2 \frac{\partial \eta_l}{\partial x_j} \frac{\partial \eta_{n-l}}{\partial x_j} \\ & - \frac{1}{h} \sum_{\substack{l=0 \\ l \neq n}} \frac{c^4}{l(n-l)\omega^2} \left(\frac{\partial^2 \eta_l}{\partial x_1^2} \frac{\partial^2 \eta_{n-l}}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2 \eta_l}{\partial x_1 \partial x_2} \frac{\partial^2 \eta_{n-l}}{\partial x_1 \partial x_2} \right) \\ & \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$c^2 = (g/k) \tanh kh \dots\dots\dots (25)$$

ただし、 $l=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ である。式 (24)、(25) は次元量表示されている。次章においても同様であるが、次元量を示す上添字*は省略する。

5. モデル方程式のステップ型リーフへの適用

5.1 有限要素マトリックスと数値計算法

非線形方程式 (24) の断面 2 次元の場合を考え、ステップ型リーフに適用する。有限要素法に基づく繰り返し計算を行うため、式 (24) の右辺の非線形項に対して、例えば、次のような線形化を行う。

$$\sum_i A_i \eta_i \eta_{n-i} = \sum_{i=1}^{n-1} A_1 \eta_i \eta_{n-i}^{j+1} + \sum_{i=1}^{N-n} A_2 \eta_{i-l}^j \eta_{n+i}^{j+1} \dots (26)$$

ここに、 N は成分波の最大モード数、 A 、 A_1 、 A_2 は係数であり、上添字 j は繰り返し計算のステップ数を表す。

考慮する境界条件は、(1) 波の伝播側が開境界の場合の水位と流速の連続条件、(2) 波の伝播側が閉境界の場合の反射条件、および (3) 解析領域内の水深不連続部でのエネルギー・フラックスに関する条件 (Tsutsui・Zamami, 1993) である。

1st mode	$\begin{bmatrix} \{M_1\} \{M_3\} \{M_3\} \cdots \{M_3\} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \{\eta\}_1 \\ \{\eta\}_2 \\ \{\eta\}_3 \\ \vdots \\ \{\eta\}_N \end{bmatrix}$	$= 2 \begin{bmatrix} \{\bar{Q}\}_1 \\ \{\bar{Q}\}_2 \\ \{\bar{Q}\}_3 \\ \vdots \\ \{\bar{Q}\}_N \end{bmatrix}$
2nd mode	$\begin{bmatrix} \{M_2\} \{M_1\} \{M_3\} \cdots \{M_3\} \end{bmatrix}$		
3rd mode	$\begin{bmatrix} \{M_2\} \{M_2\} \{M_1\} \cdots \{M_3\} \end{bmatrix}$		
	$\vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \ddots \quad \vdots$		
Nth mode	$\begin{bmatrix} \{M_2\} \{M_2\} \{M_2\} \cdots \{M_1\} \end{bmatrix}$		

図-2 連成方程式

線形化方程式を 1 次要素を用いたガラーキン法により離散化すると、 $1-N$ 次までのモードを考えた全体構成は、図-2 に示す連成方程式となる。対角要素 $\{M_1\}$ は弱形式中の線形項より得られる対称マトリックス、非対角要素 $\{M_2\}$ および $\{M_3\}$ は非線形項による非対称マトリックスである。これらはいずれも三重対角要素のみが非ゼロ値となる粗なマトリックスであり、解析領域両端での境界条件により補正が行われている。また、各モードについて、入射側の境界節点に入射波による外力項 $\bar{Q}$ が作用している。

連成方程式の数値計算法は次の通りである。まず、初期値として非線形項の影響を無視し、1 次モードの線形解を求める。次に、この解を用いて 2 次モードの非線形項による非対角要素を計算の後、これらを右辺へ移項し 2 次モードの解を求める。同様に、3、 $\dots$ 、 N 次モードの解を求める。以下、同様の手順を $1-N$ 次モードに対して繰り返し、収束計算を行う。この計算法の利点は、全ての計算段階で対称な係数マトリックス $\{M_1\}$ をもつ連立方程式を取り扱うことにある。

5.2 モデル方程式の適用性

図-3 はステップ型リーフ上での波高増幅率 K の実験値 (筒井, 1991) と推算値の比較を示す。ただし、 $\varepsilon = h_2/h_1$: リーフ内外の水深比、 $\mu_2 = \omega(h_2/g)^{1/2}$: リーフ上での無次元周波数である。鋼製の模型リーフは図中の $x=0-6$ m の区間に設置されており、 $x=0$ の位置に完全反射の鉛直壁がある。実線と破線は非線形および線形モデルによる波高分布の推算値、○印は実験値を表す。非線形モデルではリーフ上のみを非線形領域と仮定している。

水深比 $\varepsilon=1/2$ の Run 1-1 では、無次元周波数 $\mu_2 > 1$ であるから波の非線形性は極めて弱く、線形および非線形モデルのいずれにおいても的確な波高推算がなされている。周期がやや長くなった Run 1-2 の場合には、線形モデルの推算値は実験結果とよく一致しているが、非線形モデルは過大推算をしている。Run 1-3 では Run 1-2 の場合より波の非線形性が強くなっているため、非線形モデルは実験結果に対し妥当な推算値を示している。

一方、水深比 $\varepsilon=1/3$ の Run 2-3 の実験値は、波の非線形効果により、線形モデルによる推算値よりもかなり小さくなっているが、実線で示された非線形モデルの推算結果はこの実験値の特性をよく表している。

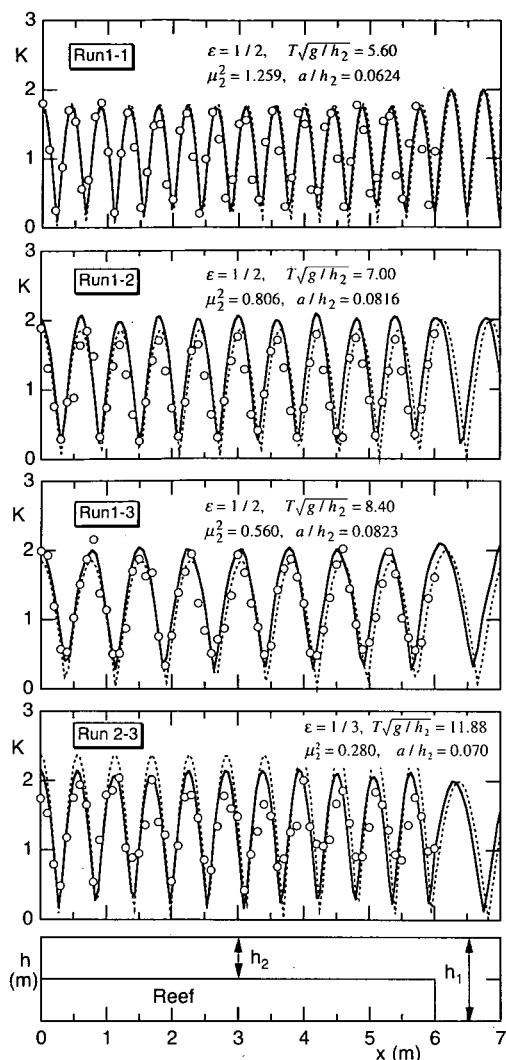


図-3 ステップ型リーフ上での完全重複波の波高分布

以上、ステップ型リーフ上での波の非線形解析を通して本モデルの適用性が検証された。しかし、リーフ上での波高は波の非線形性および地形特性としてのリーフ内外の水深比によって左右され、非線形モデルによる波高が線形モデルのそれに比べて大きく、あるいは小さくなる場合があることが判る。この原因は、次に述べるように、Fourier 成分波間の位相差として説明できる。

リーフ上での Fourier 成分波の波高分布を Run 2-3 について例示すると図-4 となる。太い実線および細い実線は非線形および線形モデルによる波高分布を示し、基本周波数、倍周波数、および 3 倍周波数の各成分はそれぞれ点線、破線などで示されている。3 倍周波数成分の波高は小さく、リーフ上での波高分布に及ぼす影響は無視できる程度である。一般に浅海での非線形波は線形波

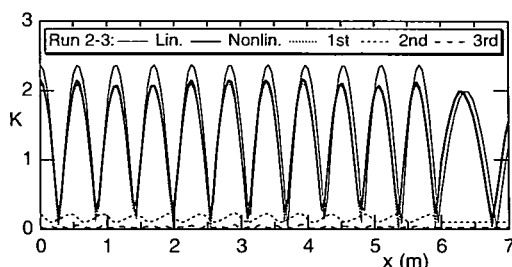


図-4 ステップ型リーフ上での成分波の波高分布

と比較して波高が大きくなると考えられる。しかし、この例では基本および倍周波数成分の波高のピーク位置に明らかな位相差があり、その結果、太い実線で示された非線形モデルによる波高分布は線形モデルによるものより小さくなっている。このように非線形波の波高変化には Fourier 成分波間の位相関係が重要である。

5.3 リーフ上での非線形波動

(a) 波の伝播側が開境界の場合

図-5 は水深比 $\varepsilon=0.1$ のステップ型リーフ上での進行波の波高分布を例示する。ただし、リーフは $x<12$ m の間に設置されており、図中の実線などの記号は図-4 と同じである。Fourier 成分波の非線形相互作用により基本周波数成分の振幅と位相に変調が生じている。その結果、リーフ上での波高分布が脈動し、その周期は入射波の周期の増加とともに長くなり、全体として線形モデルによるものより大きい波高分布となっている。

(b) 波の伝播側が閉境界の場合の長周期波の共振

ステップ型リーフに津波などの長周期波が来襲するときには、波は陸側でほぼ完全に反射されると考えられる。図-6 はリーフ先端に重複波の節および腹が位置するモードに対する完全重複波の波高分布を例示する。ただ

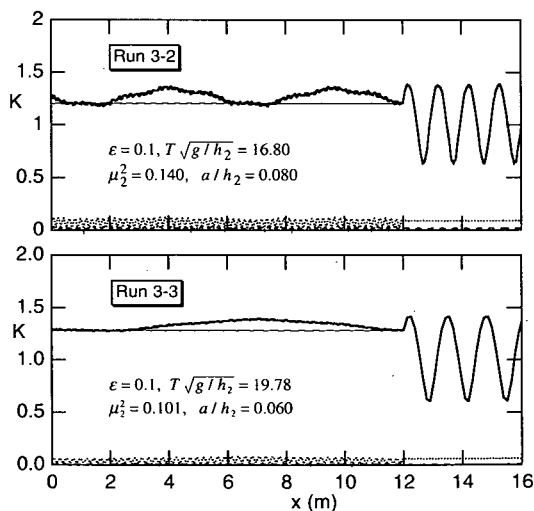


図-5 ステップ型リーフ上での進行波の波高分布

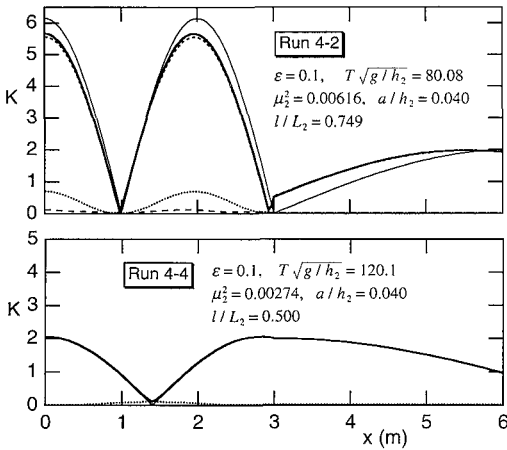


図-6 ステップ型リーフ上での長周期波の共振

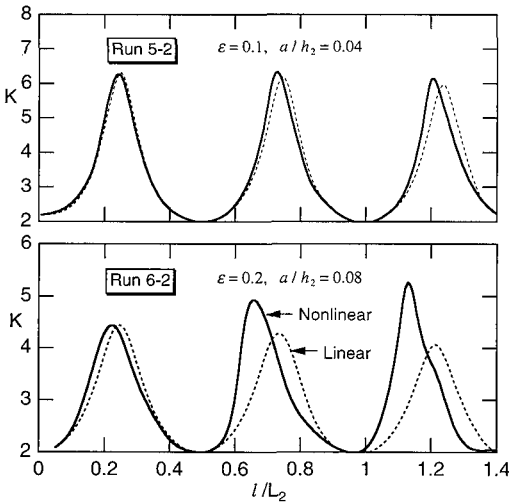


図-7 リーフ汀線での波高増幅率に及ぼすリーフの相対規模と波の非線形性の影響

し、水深比はいずれも $\varepsilon=0.1$ であり、リーフは $x=0-3$ m の区間に設置されている。また、 l : リーフ幅、 L_2 : リーフ上での線形波の波長であり、実線などの記号は図-4と同じである。Run 4-2 は、Fourier 成分波間の位相関係により非線形波が線形波より波高が小さくなる場合を示している。Run 4-4 では基本および倍周波数成分は逆位相の関係にあり、顕著な非線形効果は認められず、リーフ上での波高のピーク値は入射波高の約 2 倍である。

ここで、リーフ汀線における波高増幅率 K に及ぼすリーフの相対規模 l/L_2 および入射波の振幅水深比 a/h_2 の影響を、水深比 $\varepsilon=0.1, 0.2$ の場合について示すと図-7 となる。実線と破線はそれぞれ非線形および線形モデルによる推算値である。リーフ汀線での波高増幅率

が極小値を採るときは、リーフ先端部に重複波の腹が位置する場合である。波高増幅率が極大となるとときには、リーフ先端部に重複波の節が位置する共振現象が生じている。波の非線形性および地形特性の影響は、 l/L_2 の大きい短周期側の入射波による波高増幅率の増大のみならず、そのピーク位置の長周期側への移動として現れている。このピーク位置の移動は、波の伝播側が開境界の場合と同様に、成分波の非線形相互作用により基本周波数成分の振幅と位相に変調が生じていることを示す。

6. 結 言

本研究で得られた結果は次のように要約される。

- (1) 非線形性と線形分散性を合わせ持つモデル方程式および Fourier 成分に対する波動方程式が提案され、ステップ型リーフでの実験結果によりその有用性が検証された。
- (2) Fourier 成分波の非線形相互作用により、リーフ上では基本周波数成分の振幅と位相に変調が生じる。
- (3) その結果、波の伝播側が開境界の場合にはリーフ上での波高は線形解より大きくなる。
- (4) 波の伝播側が閉境界の場合のリーフ汀線での波高増幅率においては、極大値の増大とその発生位置の長周期側への移動が生じる。

参 考 文 献

- 磯部雅彦 (1994): 非線形緩勾配波動方程式の提案, 土木学会, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 1-5.
- 喜岡渉・柏原謙爾 (1995): 高次 Boussinesq 方程式とそのステップ地形への適用性, 土木学会, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 166-170.
- 筒井茂明 (1991): リーフ海岸における波浪推算モデル, 琉球大学工学部紀要, 第 42 号, pp. 35-43.
- 筒井茂明・鈴木勝行・大木洋典 (1996): 線形分散と浅海長波の非線形性を合わせ持つモデル方程式 (第 3 報), 琉球大学工学部紀要, 第 52 号, pp. 25-39.
- 灘岡和夫・Serdar Beji・大野修史 (1994): 新たな波動モデルによる強分散性非線形場の解析法と室内実験による検証, 土木学会, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 11-15.
- 後野正雄 (1993): 緩勾配地形上の線形不規則波動場の支配方程式とその特性, 土木学会, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 21-25.
- Chester, W. (1968): Resonant oscillations of water waves. I. Theory, Proc. Roy. Soc. Lond., A. 306, pp. 5-12.
- Liu, P. L.-F., S. B. Yoon and J. T. Kirby (1985): Nonlinear refraction-diffraction of waves in shallow water, Jour. Fluid Mech., Vol. 153, pp. 185-201.
- Peregrine, D. H. (1967): Long waves on a beach, Jour. Fluid Mech., Vol. 27, pp. 815-827.
- Tsutsui, S. and K. Zamami (1993): Jump condition of energy flux at the line of bathymetric discontinuity and wave breaking on the reef flat, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol. 36, pp. 155-175.