

不規則波の非線形浅水変形について

浜 中 建 一 郎*・ 佐 藤 典 之**

1. ま え が き

水深変化に伴う不規則波の浅水変形に対する従来の取扱いとしては、古くから用いられている有義波等の代表波に規則波の変形理論を適用する方法が挙げられるが、近年、波の方向分散性を考慮して、線形重ね合せをする方法もとられるようになってきた¹⁾。しかし、これらの方法では、波の非線形性による効果（例へば、2次スペクトル）を見積ることは出来ないし、又、水平底波動解を用いているため波の変形性による効果（例へば、水底勾配の影響や、波の前後の非対称性）も見積ることが出来ない。著者等はこれまで、非線形性と変形性を考慮した規則波の変形理論^{2),3)}や、水平底での不規則波の波動理論を報告してきた⁴⁾。本研究は、それらの拡張として、波の非線形性と変形性を共に考慮した不規則波の浅水変形解を導き、それに基づき、2次スペクトルを含めたパワースペクトル(方向スペクトル)、バイススペクトル、Wave Setdown を求めた。この中で特に、バイススペクトルの虚部は、波の非等方性（例へば前後の非対称性）と密接な関係があることが Masuda 等により初めて指摘され、同時に、均一波動場での二、三のモデル計算と、実測値との比較がなされている^{5),6)}。

本研究では、変形する波を対象としているため、非均一波動場となっており、厳密な意味ではスペクトル表現を持ち得ないが、規則波の場合と同様、WBK 法の考えに基づき解析され、水深の減少と共にバイススペクトルの虚部が増大することが示された。又、Wave Setdown はこれまで、Radiation Stres の概念を用いて求められてきたが、本研究では波の変形性を考慮したことにより、摂動解として自然に求まることが示された。

2. 摂 動 展 開

有次元量を記号 $\hat{}$ を付けて表わす。重力加速度を $\hat{g}$ 、ピーク周波数を $\hat{\omega}_m$ として、次の無次元化を行う。

$$(x, y, z) = (\delta \hat{x}, \delta \hat{y}, \hat{z})(\hat{\omega}_m^2 / \hat{g})$$

$$t = \hat{\omega}_m \hat{t}, \quad \phi = \hat{\phi} \hat{\omega}_m^3 / \hat{g}^2$$

$$(\eta, h) = (\hat{\eta}, \hat{h})(\hat{\omega}_m^2 / \hat{g})$$

ここで、 x, y は水平座標、 z は垂直上向きで、静水面を原点とする。 t は時間、 ϕ は速度ポテンシャル、 η は水面変動、 h は水深、 δ は水平座標の圧縮パラメータを表わす。

非圧縮、非回転のポテンシャル運動を仮定すると、基礎方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \delta^2 \Delta \phi + \phi_{zz} &= 0 \\ \eta_t + \delta^2 \nabla \phi \cdot \nabla \eta &= \phi_z, \quad z = \eta \\ \phi_t + \eta + \frac{\delta^2}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} (\phi_z)^2 &= 0, \quad z = \eta \\ \phi_z + \delta^2 \nabla h \cdot \nabla \phi &= 0, \quad z = -h \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ただし

$$\nabla \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \Delta \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$$

ϕ, η を有限振動性に関するパラメータ ε で

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \varepsilon \phi^{(1)} + \varepsilon^2 \phi^{(2)} + \varepsilon^3 \phi^{(3)} + \dots \\ \eta &= \varepsilon \eta^{(1)} + \varepsilon^2 \eta^{(2)} + \varepsilon^3 \eta^{(3)} + \dots \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

の様に展開し、2つの表面境界条件式を $z=0$ の回りで Taylor 展開したあとで (1) 式に代入すると、方程式は ε のべき乗ごとにまとめられる。

ε のオーダー

$$\left. \begin{aligned} \delta^2 \Delta \phi^{(1)} + \phi_{zz}^{(1)} &= 0 \\ \phi_z^{(1)} - \eta_t^{(1)} &= 0, \quad z = 0 \\ \phi_t^{(1)} + \eta^{(1)} &= 0, \quad z = 0 \\ \phi_z^{(1)} + \delta^2 \nabla h \cdot \nabla \phi &= 0, \quad z = -h \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

ここで $\phi^{(1)}, \eta^{(1)}$ に次の様なスペクトル表現を仮定する。

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(1)} &= \int_{\tilde{k}} A^{(1)}(\mathbf{x}, z, \tilde{k}) e^{i\mathbf{z} \cdot \tilde{k}} d\tilde{k} \\ \eta^{(1)} &= \int_{\tilde{k}} B^{(1)}(\mathbf{x}, \tilde{k}) e^{i\mathbf{z} \cdot \tilde{k}} d\tilde{k} \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

ただし、

$$\mathbf{x} = (x, y), \quad \mathbf{k} \equiv \mathbf{k}(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{k}})$$

$$\tilde{K} = (\tilde{\mathbf{k}}, \omega), \quad \chi = \delta^{-1} \left\{ \mathbf{k} \cdot \mathbf{dx} - \omega t \right\}$$

で、 $\mathbf{k}$ は波数ベクトル、記号 $\sim$ は深水領域等の基準点での値を示す。(4) 式を (3) 式に代入することにより、振幅 $A^{(1)}, B^{(1)}$ に関する方程式が得られ、 $A^{(1)}, B^{(1)}$ を

* 正会員 工修 北海道大学助手 工学部土木工学科
** 東亜建設

δ で展開し各オーダーごとにまとめることにより低次オーダーから順に解が得られる。なおこのオーダーでは線形波であるから規則波に対するそれと形式的には一致する。

すなわち $\epsilon^1 \delta^0$ のオーダーでは

$$\left. \begin{aligned} A^{(1,0)} &= -ia^{(1)} \cosh \alpha \\ B^{(1,0)} &= \omega a^{(1)} \cosh \beta \\ \omega^2 &= k \tanh \beta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ただし, $k=|\mathbf{k}|$, $\alpha \equiv k(z+h)$, $\beta \equiv kh$

$\epsilon^1 \delta^1$ のオーダーでは

$$\left. \begin{aligned} A^{(1,1)} &= (C_1 \alpha^2 + C_2 \alpha) \cosh \alpha + C_3 \sinh \alpha \\ B^{(1,1)} &= i\omega \{ (C_1 \beta^2 + C_2 \beta) \cosh \beta + C_3 \sinh \beta \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ただし

$$\begin{aligned} C_1 &= -\frac{a^{(1)}}{2k^3} \mathbf{k} \cdot \nabla k, \quad C_2 = -\frac{a^{(1)}}{k} \mathbf{k} \cdot \nabla h \\ C_3 &= \frac{1}{2k^2} \left(\frac{a^{(1)}}{k} \mathbf{k} \cdot \nabla k - a^{(1)} \nabla \cdot \mathbf{k} - 2\mathbf{k} \cdot \nabla a^{(1)} \right) \end{aligned}$$

さらに, 表面条件から

$$\nabla \cdot \{ \mathbf{k} |a^{(1)}|^2 (\sinh^2 \beta + \omega^2 h) \} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

が得られ, 規則波に対するエネルギー保存則と一致する。(7) 式の ensemble mean をとると, $b = \omega a^{(1)} \cosh \beta$, パワースペクトルを $\Phi^{(1)} = |\bar{b}|^2$ とし,

$$\nabla \cdot \left\{ \mathbf{k} \Phi^{(1)} \frac{(\sinh^2 \beta + \omega^2 h)}{\omega^2 \cosh^2 \beta} \right\} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

となり, 線成分波のエネルギー保存則のパワースペクトルによる表現となっている。これにより各位置での 1 次スペクトルが求められる。

さらに $\epsilon^1 \delta^2$ のオーダーの解も同様に求めることが出来るが, このオーダーでは波数の補正項が現われる。そのためには $A^{(1)}$, $B^{(1)}$ と同時に波数 k も δ に関して展開しておく必要がある。しかし, その補正量は $1/10$ 以下のゆるい水底勾配では非常に小さいことが規則波に対する計算から分ったので以下省略する³⁾。

ϵ^2 のオーダー

(1) 式を ϵ^2 のオーダーでまとめると

$$\left. \begin{aligned} \delta^2 \Delta \phi^{(2)} + \phi_{zz}^{(2)} &= 0 \\ \phi_z^{(2)} - \eta_z^{(2)} &= \delta^2 \nabla \phi^{(1)} \cdot \nabla \eta^{(1)} - \eta^{(1)} \phi_{zz}^{(1)}, \quad z=0 \\ \phi_t^{(2)} + \eta^{(2)} &= -\eta^{(1)} \phi_{tz}^{(1)} - \frac{1}{2} \{ \phi_z^{(1)} \}^2 \\ &\quad - \frac{\delta^2}{2} \{ \nabla \phi^{(1)} \}^2, \quad z=0 \\ \phi_z^{(2)} + \delta^2 \nabla h \cdot \nabla \phi^{(2)} &= 0, \quad z=-h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$\phi^{(2)}$, $\eta^{(2)}$ に対し, 次の様なスペクトル表現

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(2)} &= \int_{\tilde{K}_1} \int_{\tilde{K}_2} A^{(2)}(\tilde{K}_1, \tilde{K}_2) e^{i(\tilde{K}_1 + \tilde{K}_2)z} d\tilde{K}_1 d\tilde{K}_2 \\ \eta^{(2)} &= \int_{\tilde{K}_1} \int_{\tilde{K}_2} B^{(2)}(\tilde{K}_1, \tilde{K}_2) e^{i(\tilde{K}_1 + \tilde{K}_2)z} d\tilde{K}_1 d\tilde{K}_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

を仮定し, (4) 式と共に (9) 式に代入すると, $A^{(1)}$, $B^{(1)}$ による強制項を含んだ $A^{(2)}$, $B^{(2)}$ に対する方程式が得られる。 $A^{(2)}$, $B^{(2)}$, $A^{(1)}$, $B^{(1)}$ を δ に関して展開し, 各オーダーごとにまとめて解いてゆく。

$\epsilon^2 \delta^0$ のオーダーでは

$$\left. \begin{aligned} A^{(2,0)} &= -i \frac{f_2'(K_1, K_2)}{W(K_1, K_2)} \frac{\cosh \alpha}{\cosh \beta} b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \\ B^{(2,0)} &= \frac{f_2(K_1, K_2)}{W(K_1, K_2)} b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} W(K_1, K_2) &= k \tanh \beta - \omega^2 \\ f_2(K_1, K_2) &= \frac{1}{2} \left\{ (\omega_1^2 + \omega_1 \omega_2 + \omega_2^2 - \frac{\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2}{\omega_1 \omega_2}) \right. \\ &\quad \left. \cdot k \tanh \beta - \omega \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\mathbf{k}_1}{\omega_1} + \frac{\mathbf{k}_2}{\omega_2} \right) \right\} \\ f_2'(K_1, K_2) &= \frac{1}{2} \omega \left\{ \omega_1^2 + \omega_1 \omega_2 + \omega_2^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2}{\omega_1 \omega_2} - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1}{\omega \omega_1} - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_2}{\omega \omega_2} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

ただし $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, $k = |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|$, $\omega = \omega_1 + \omega_2$ 。これは, 水平底のもとでの波動解⁴⁾と一致する。

表面での力学的境界条件式において $K=0$ とおくと,

$$B^{(2,0)} = \frac{1}{2} \left(\omega_1^2 - \frac{k_1^2}{\omega_1^2} \right) b(\tilde{K}_1) b(-\tilde{K}_1)$$

となり, (10) 式の第 2 式に代入し ensemble mean をとると

$$\zeta^{(2,0)} = \int_{\tilde{K}_1} \frac{1}{2} \left(\omega_1^2 - \frac{k_1^2}{\omega_1^2} \right) \Phi^{(1)}(\tilde{K}_1) d\tilde{K}_1 \dots (13)$$

となり, 不規則波による Wave set-down が Radiation Stress の概念を用いずとも自然に求まった。

$\epsilon^2 \delta^1$ のオーダーでは

$$\left. \begin{aligned} A_{zz}^{(2,1)} - k^2 A^{(2,1)} + i \{ A^{(2,0)} \nabla \cdot \mathbf{k} + 2\mathbf{k} \cdot \nabla A^{(2,0)} \} &= 0 \\ A_z^{(2,1)} + i\omega B^{(2,1)} &= F_1, \quad z=0 \\ B^{(2,1)} - i\omega A^{(2,1)} &= iF_2, \quad z=0 \\ A_z^{(2,1)} + iA^{(2,0)} \mathbf{k} \cdot \nabla h &= 0, \quad z=-h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ただし, F_1 , F_2 は $A^{(1,0)}$, $B^{(1,0)}$, $A^{(1,1)}$, $B^{(1,1)}$ によって表わされる強制項である。

(14) 式の解は

$$\left. \begin{aligned} A^{(2,1)} &= (E_1 \alpha^2 + E_2 \alpha + E_3) \cosh \alpha + E_4 \alpha \sinh \alpha \\ B^{(2,1)} &= i\omega A^{(2,1)} + iF_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

ここで

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{a^{(2)}}{2k^3} \mathbf{k} \cdot \nabla k, \quad E_2 = -\frac{a^{(2)}}{k} \mathbf{k} \cdot \nabla h \\ E_3 &= \frac{F_1 + \omega F_2 + \omega^2 A - A_z}{k W(K) \sinh \beta} \end{aligned}$$

$$E_4 = \frac{1}{2k^2} \left\{ \frac{a^{(2)}}{k} \mathbf{k} \cdot \nabla k - a^{(2)} \nabla \cdot \mathbf{k} - 2\mathbf{k} \cdot \nabla a^{(2)} \right\}$$

ただし

$$a^{(2)} = -i \frac{A^{(2,0)}}{\cosh \alpha}, \quad A = A^{(2,1)} - E_3 \cosh \alpha$$

さて, F_1, F_2 の中に現われる $\nabla a^{(1)}$ は (7) 式から, ∇b は $b = \omega a^{(1)} \cosh \beta$ から, ∇k は (5) 式の第3式から各々求めると, 最終的には

$$\left. \begin{aligned} A^{(2,1)} &= H'(K_1, K_2) b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \\ B^{(2,1)} &= iH(K_1, K_2) b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

の形にまとめられる。ただし, 規則波の場合と同様, H, H' の具体的な関数形は非常に煩雑であり, 数値的評価を行う際には, F_1, F_2 の中の各項ごとに計算する方が簡単である。

後の議論のため $A^{(2,0)}, B^{(2,0)}$ も

$$\left. \begin{aligned} A^{(2,0)} &= iG'(K_1, K_2) b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \\ B^{(2,0)} &= G(K_1, K_2) b(\tilde{K}_1) b(\tilde{K}_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

と書きなおしておく。

3. 水面変動のパワースペクトルとバイスペクトル

前節で各種オーダでの振幅を求めてきたが, その中に含まれる b は確率超過過程であり実測することは出来ない。そこで数値的評価や, 実測値との比較のために, 通常関数の世界に交換しておく必要がある。それがパワースペクトルやバイスペクトルである。本研究では, 速度ポテンシャルが求まっているから, 水粒子速度や流体内での圧力変動のパワースペクトルやバイスペクトルも求めることが出来るが, 以下例として, 水面変動のパワースペクトルとバイスペクトルを求める。

これまでの解をまとめて, (定常項を除いて)

$$\eta = \int_{\tilde{K}} B^{(1)}(\tilde{K}) e^{i\mathbf{x} \cdot \tilde{K}} d\tilde{K} + \int_{\tilde{K}} B^{(2)}(\tilde{K}) e^{i\mathbf{x} \cdot \tilde{K}} \dots (18)$$

$B^{(1)}, B^{(2)}$ はこれまで, $\tilde{K}$ の関数とみなしてきたが, 上の積分から分る様に, $e^{i\mathbf{x} \cdot \tilde{K}}$ の振幅となっており, K の関数とみることも出来る。すなわち,

$$\eta = \int_{\tilde{K}} B^{(1)}(K) e^{i\mathbf{x} \cdot \tilde{K}} d\tilde{K} + \int_{\tilde{K}} B^{(2)}(K) e^{i\mathbf{x} \cdot \tilde{K}} \dots (19)$$

ただし,

$$B^{(1)}(K) = b(K)$$

$$B^{(2)}(K) = \int_{\tilde{K}_1} \{G(K_1, K-K_1) + iH(K_1, K-K_1)\} \\ \times b(K_1) b(K-K_1) d\tilde{K}_1$$

η は確率過程としては, 水平底の場合と同様, 準ガウス過 (b はガウス分布) を仮定して

$$\begin{aligned} \Phi(K) &= \overline{B(K)B(-K)} \\ &= \overline{B^{(1)}(K)B^{(1)}(-K)} \\ &\quad + \overline{B^{(1)}(K)B^{(2)}(-K)} + \overline{B^{(2)}(K)B^{(1)}(-K)} \end{aligned}$$

$$+ \overline{B^{(2)}(K)B^{(2)}(-K)} + \dots\dots\dots$$

$$= \Phi^{(1)}(K)$$

$$+ \int_{\tilde{K}} 2\{G(K_1, K-K_1)\}^2$$

$$+ \{H(K_1, K-K_1)\}^2]$$

$$\times \Phi^{(1)}(K_1) \Phi^{(1)}(K-K_1) d\tilde{K}_1 \dots\dots\dots (20)$$

バイスペクトルを Ψ で表わすと, 同様に

$$\begin{aligned} \Psi(K_1, K_2) &= \overline{B(K_1)B(K_2)B(K_3)}, \quad K_1 + K_2 + K_3 = 0 \\ &= 2\{G(-K_1, -K_2) + iH(-K_1, -K_2)\} \Phi^{(1)}(K_1) \Phi^{(1)}(K_2) \\ &\quad + 2\{G(-K_1, K_1+K_2) + iH(-K_1, K_1+K_2)\} \\ &\quad \cdot \Phi^{(1)}(K_1) \Phi^{(1)}(K_1+K_2) + 2\{G(-K_2, K_1+K_2) \\ &\quad + iH(-K_2, K_1+K_2)\} \Phi^{(1)}(K_2) \Phi^{(1)}(K_1+K_2) \dots (21) \end{aligned}$$

(20) 式, (21) 式から分る様に, パワースペクトルの実測値からは, 核関数 G と H の寄与を分離することは出来ないが, バイスペクトルでは G と H が実部と虚部に明確に分離しており, H が δ の展開と共に現われたことを考えれば, バイスペクトルの虚部が波の非線形変形の強さを表わしていることが分る。波の前後の非対称性とは, その一つの現れである。

4. 計算例

図-1, 2 は, 核関数 G と H である。水深が浅くなり波の変形が起ると H が値を持つようになること, G も H も共に水深減少の影響は低周波側程強いこと等分る。又, 図には示していないが, 水深が浅くても, 水底勾配が零なら H も当然零になる。図-3, 4 は1次パワースペクトルである。直線, 平行な等深線を持つ水域を考え, 水深無限大の基準点で主成分波の入射角が等深線の法線に対し 30° となるよう与えた。用いた周波数スペクトルは, Pirson-Moskowitz 形, 方向分布関数は $\cos^4 \theta$ である。図中, 横軸 θ は degree 単位で描かれているが, 計算は radian 単位で行われており, 基準点での全エネルギーが1となる様に係数を定めた。図-5, 6 はこれらをもとにして得られる2次パワースペクトルである。1次スペクトルと同様水深が浅くなると屈折の効果により, 等深線に直角方向にエネルギーが集中している様子が分る。又, 核関数 G, H の性質から予想される様に, 水深減少の影響は低周波側程強いので, 2次スペクトルのピークは低周波側に移動していることが分る。図-7 は Wave set-down を表わす。傾向は規則波の場合とよく似ている。絶対値同士の比較法は色々考えられるだろうが, 例えば, 基準点で同じエネルギー1を持つ直角入射でピーク周波数の規則波を考えると, 水深0.1では-0.4程度であり, 不規則波は規則波の約半分となっている。これは, 高周波側にエネルギーを分布した波の寄与は遅れること, 方向分散した波の寄与は少なくなることによる。実際, 図には示していないが, JONSWAP

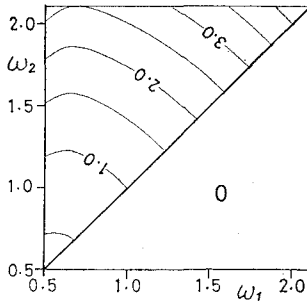


図-1 核関数 G (左上) と H (右下)
 $h=\infty$

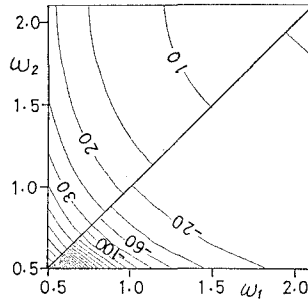


図-2 核関数 G (左上) と H (右下)
 $h=0.3$

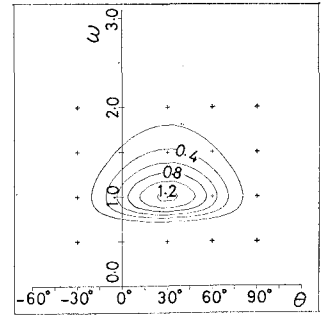


図-3 1次パワースペクトル
 $h=\infty$

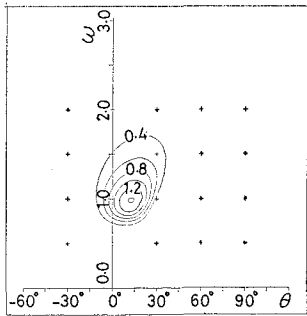


図-4 1次パワースペクトル
 $h=0.3$

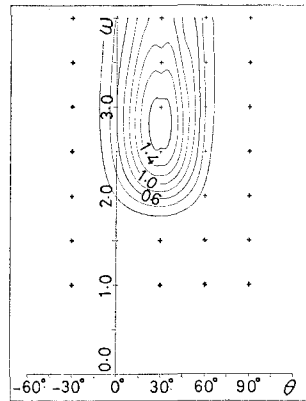


図-5 2次パワースペクトル
 $h=\infty$

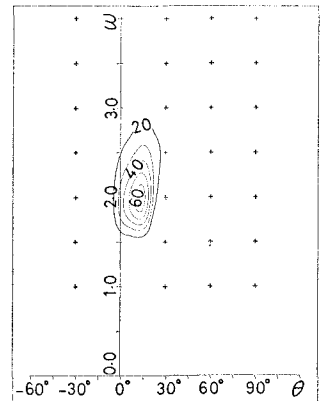


図-6 2次パワースペクトル
 $h=0.3$

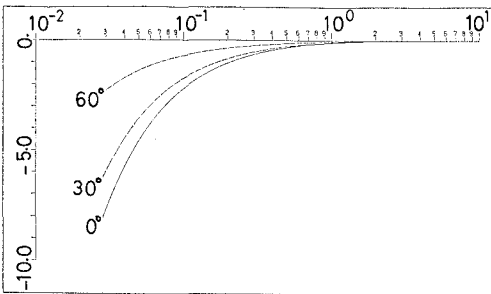


図-7 Wave set-down 図中のパラメータは主成分波の
入射角

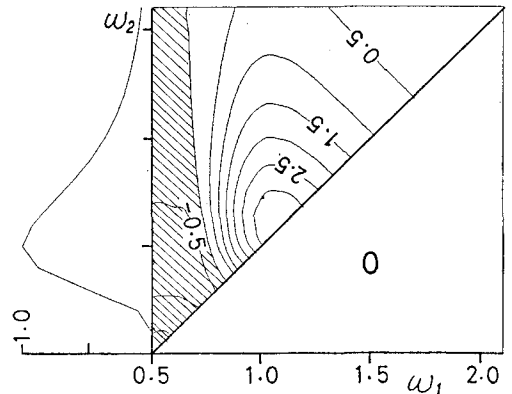


図-8 バイスpekトル $h=\infty$ 斜線部分は負の値の領域を
示す。左上は実部、右下は虚部

形のスペクトルを用いると、エネルギーの集中度の高い程、Wave set-down が大きいことが確かめられる。図-8, 9 は、バイスペクトルを示す。この例では、すべての波が等深線に直角に進む、方向分布を持たない波で計算を行った。周波数スペクトルは前例と同じく Pierson-Moskowitz 形を用いた。バイスペクトルの実部は、核関数 G の性質から分る様に、浅水域では絶対値が増加し、正のピークは低周波側に移動している。それに対し虚部は、深水域では変形がないため値を持たなかったもの

が、浅水域では変形を起し、実部と同等の値を持つ。規則波に対する展開では、核関数 H に対応する $\varepsilon^2 \partial^1$ のオーダーの項は、明らかに波を前傾化させる効果を持っていることを考えると、不規則波の場合でも少なくともピーク周波数近傍の波は前傾していることが予想される。なお、Masuda 等の計算では前傾した波のバイスペクトル

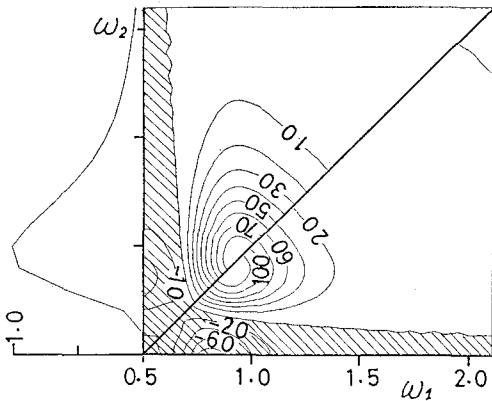


図-9 バイスペクトル $k=0.5$ 斜線部分は負の値の領域を示す。左上は実部、右下は虚部

の虚部のピーク周波数近傍では負値をとっており、著者等の計算とは符号が逆になっている。これは、Masuda等は観測者の立場から波形を $\exp(ut)$ で考えているのに対し、著者等は波の側から $\exp(kx-ut)$ の形で考えており、時間軸が逆転しているためである。

5. あとがき

主要な結論を列記すると、

- (1) 波の不規則性、方向分散性、非線形性、変形性を考慮した不規則波の浅水変形波動解が得られた。
- (2) この展開方法では、エネルギー保存則は1次波の各成分波ごとに適用すれば良いことが分った。
- (3) 不規則波に対する Wave set-down が radiation stress の計算をせずとも、摂動解として自然に求まっ

た。

- (4) 水浅が浅くなり、波の前傾化を伴う変形により、バイスペクトルの虚部に値を持つことが確かめられた。

なお、この解析では、(4)式や(10)式の形の解を持つことと、確率過程としては準ガウス過程であることとの2つの大きな仮定がなされている。この仮定の妥当性の検証は実測値との比較においてなされなければならない。

又、本研究で扱った波の非線形性による2次波の存在は、海洋構造物の共振現象に対し重要な意味を持つであろうし、波の上下、前後の非対称性は底部の流速でも起っており、漂砂現象等に影響を与えることも考えられ、今後の課題となろう。

参 考 文 献

- 1) 合田良実・鈴木康正：光易形方向スペクトルによる不規則波の屈折、回折計算、港湾技研資料，No. 230, 45 p, 1975.
- 2) Hamanaka, K. and Kato, K.: Asymptotic analysis of finite amplitude waves in water of gradually varying depth, Coast. Eng. in Japan, Vol. 26, pp. 1~10, 1983.
- 3) 浜中健一郎・増田 亨：有限振幅波の二次元変形解を用いた屈折と Wave set-down について，第38回土木学会年講概要集，(in print).
- 4) 浜中健一郎・川崎 清：浅水不規則波の波動解について，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 16~19, 1980.
- 5) Masuda, A. and Kuo, Y. Y.: A note on the imaginary part of bispectra, Deep-Sea Research, Vol. 28A, No. 3, pp. 213~222, 1981.
- 6) Masuda, A. and Kuo, Y. Y.: Bispectra for the surface displacement of random gravity waves in deep water, Deep-Sea Research, Vol. 28A, No. 3, pp. 223~237, 1981.