

自由長周期波の発生とその定量的評価に関する理論的考察

関本恒浩*・森屋陽一**・水口 優***

1. はじめに

沿岸域の長周期波に関する研究が盛んに行われ、現地観測データも数多く蓄積されてきている。しかしながら、それらのデータから実証的に長周期波の実態を解明するまでには至っていないのが現状である。これは、自由長周期波の発生要因が多岐にわたるとともに、基本波の特性が同一であっても、その要因毎に発生する自由長周期波の大きさが異なるためと考えられる。

一様水深上伝播する長周期波 η_i は、次式に従う。

$$\frac{\partial^2 \eta_i}{\partial t^2} - gh \frac{\partial^2 \eta_i}{\partial x^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 S_{xx}}{\partial x^2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 g は重力の加速度、 h は水深、 ρ は水の密度、 S_{xx} は radiation stress を表す。すなわち、式 (1) の強制項の時間、空間的变化や不連続などによって自由長周期波が生ずる。そこで本研究は、この強制項に変化を生じさせ、自由長周期波を発生させる要因として、①波群の伝播変形、②基本波の碎波、③海底勾配の不連続、④防波堤による基本波の回折、⑤その他の要因を対象として、理論的な考察により定量的な評価を試みた。

2. 波群の伝播変形に伴う自由波の発生

単一方向波浪場では、radiation stress は次式によって表される。

$$S_{xx} = \rho g \left(n' - \frac{1}{4} \right) |A|^2 \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 n' は群速度波速比、 A は波群の振幅を表す。このとき、式 (1) の解は、次のように与えられる。

$$\eta_i = \frac{1}{2\sqrt{gh}} \int_0^{x+\sqrt{gh}(t-\tau)} \left(n' - \frac{1}{4} \right) g \frac{\partial^2 [A(\xi, \tau)]^2}{\partial \xi^2} d\xi d\tau \dots\dots\dots (3)$$

ここでは一般性を失わずかつ具体的な関数形を与え、自由長周期波について定量的評価を試みる。波群が連なった場合前後の波群の影響を分離するのが難しいので、ここではソリトン型関数形を持つ波群を考える。また、議

論を簡潔にするため波形は変えず伝播とともに振幅のみを減少させるものを考える。すなわち、

$$|A(x, t)|^2 = a^2 \operatorname{sech}^2[\lambda(x - C_0 t)](1 - \Delta_d t) \dots\dots (4)$$

ここで、 C_0 は基本波の群速度、 λ は波群の規模を示すパラメタで波群長は $5/\lambda$ 程度となる。また、 Δ_d は波群の減衰係数で、波群が減衰し完全に消滅するまでの時間は $1/\Delta_d$ である。これを式 (3) に代入し積分を実行すると、

$$\begin{aligned} \eta_i = & \left(n' - \frac{1}{4} \right) \frac{ga^2}{gh - C_0^2} \left\{ -(1 - \Delta_d t) \operatorname{sech}^2[\lambda(C_0 t - x)] \right. \\ & + \frac{\sqrt{gh}\Delta_d}{\lambda(gh - C_0^2)} (1 + n^2) \tanh[\lambda(C_0 t - x)] \\ & - \frac{\sqrt{gh}\Delta_d}{2\lambda(gh - C_0^2)} \{ (1 - n)^2 \tanh[\lambda(\sqrt{gh}t - x)] \\ & \left. + (1 + n)^2 \tanh[\lambda(\sqrt{gh}t + x)] \} \right\} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

を得る。ただし、初期条件として拘束波の存在を考慮している。また、 n は群速度長波波速比である。上式右辺第 1 項は準定常として扱ったときの波群による拘束波、第 2 項は波群の変形に伴う非定常性のために発生する拘束波、第 3 項は波群の変形に伴い発生する自由波である。

ここでは、式 (5) を用いて波群が消滅したときに残る自由波について検討した。図-1 は拘束波の初期振幅で無次元化した波群消滅直後の自由長周期波の振幅を無次元化した波群消滅時間 (波群スケールは 5 程度の値) に対して示したものである。波群消滅直後の自由長周期波の振幅は、絶対値が最大となる場所を選んだ。波群の消滅時間 (距離) が大きくなるにつれて、無次元振幅は小さくなる。このとき、振幅が小さくなった分自由長周期波の波形は扁平し、周期が長くなる。また、群速度波速比が小さくなるにつれて発生する自由長周期波の無次元振幅は小さくなる。これは、群速度波速比が小さい場合、波群変形中に波群の伝播方向と逆の方向に伝播する自由長周期波の割合が多くなるためである。波群の変形に伴い自由長周期波の振幅は減少するが、浅海域では群速度長波波速比 n は比較的大きく、半波群長程度の伝播の間に波群が減衰した場合でも、長周期波の振幅の減少はたかだか 1~2 割程度である。波群の消滅によって発生する自由波は、初期拘束波の振幅とほぼ同じと考えることができる。

* 正会員 博(工) 五洋建設(株) 技術研究所
** 正会員 博(工) 五洋建設(株) 技術研究所(現 運輸省港湾技術研究所 設計基準部)
*** 正会員 工 博 中央大学教授 理工学部土木工学科

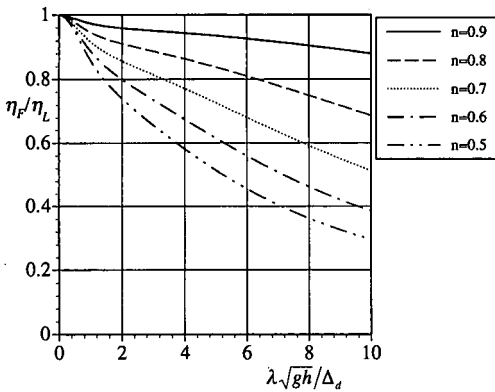


図-1 波群消滅後の自由長周期波の振幅

次に波群が、周期的に変化する場合を考える。ここでは、波群の変形が次式で与えられるものとする。

$$|A(x, t)|^2 = \frac{a^2}{4}(1 - \operatorname{erf}[a_A x]) \frac{1}{2} \left(1 + \exp \left[i \left(\frac{x}{C_g} - t \right) \sigma \right] \right) + c.c. \quad (6)$$

ここで、 σ は長周期波の周波数、 a_A は変形の勾配を表すパラメータで、これが大きいほど変形が急激に生ずる。また、 $\operatorname{erf}[\]$ は誤差関数であり、 $c.c.$ は複素共役を表す。式(6)の波群特性を有する波動方程式は、解析的に解くことができ、定常成分を無視した場合次のように表せる。

$$\begin{aligned} \eta_i = & -\frac{a^2 g}{8(gh - C_g^2)} \left(n' - \frac{1}{4} \right) (1 - \operatorname{erf}[a_A x]) \\ & \times \exp \left[i \left(\frac{x}{C_g} - t \right) \sigma \right] \\ & + \frac{a^2 g n(1+n)}{16(gh - C_g^2)} \left(n' - \frac{1}{4} \right) \exp \left[-\frac{1}{4a_A^2} \left(\frac{\sigma}{\sqrt{gh}} \frac{1-n}{n} \right)^2 \right] \\ & \times \left(\operatorname{erf} \left[a_A x - i \frac{(1-n)\sigma}{2a_A n \sqrt{gh}} \right] + 1 \right) \exp \left[i \left(\frac{x}{\sqrt{gh}} - t \right) \sigma \right] \\ & - \frac{a^2 g n(1-n)}{16(gh - C_g^2)} \left(n' - \frac{1}{4} \right) \exp \left[-\frac{1}{4a_A^2} \left(\frac{\sigma}{\sqrt{gh}} \frac{1+n}{n} \right)^2 \right] \\ & \times \left(\operatorname{erf} \left[a_A x - i \frac{(1+n)\sigma}{2a_A n \sqrt{gh}} \right] - 1 \right) \exp \left[i \left(\frac{x}{\sqrt{gh}} + t \right) \sigma \right] \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、右辺第2および3項の誤差関数に続く $+1, -1$ 以外は特解を表す。右辺第1項は局所的な長周期拘束波解、第2、3項は波群の変形に伴い生ずる局所拘束波解の補正項としての長周期拘束波と自由長周期波が共存した状態を表している。局所拘束波解の補正項は、誤差関数の中で表現されているため、原点から離れるにつれて、影響が小さくなる。したがって、原点から十分離れた場合は自由長周期波のみが存在することになる。すなわち、第2、3項により原点を中心とした波群の変形の顕著な部分である edge layer と変形の影響のない部分である outer region が一括して表されている。特解によって自

由長周期波が表現されているのは、解を周期的であると仮定することにより得られた常微分方程式では、波群の空間的变化によって発生する自由長周期波を一般解のみでは完全に表現できないためと考えられる。なお、式(7)による波群消滅後の自由長周期波の振幅は、式(5)のときよりもやや小さく、2～3割の減少となった。

次に、多方向波浪場について検討する。水口・山口(1997)は、一様水深のもと、基本波が斜め進行波で波群が直進する「斜め波向直波群」を対象とした理論を構築している。水口・山口は radiation stress の勾配を強制項とする線形長波の式を出発点とし、波峰線方向の一様性、すなわち基本波と波群の伝播方向のなす角が小さいと仮定することによって、一次元の波動方程式を導いている。拘束波の水面波形 η_L は、

$$\eta_L = -\frac{1}{2} \frac{g}{gh - C_g^2 \cos^2 \theta} \left(n'(1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right) A^2 \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 θ は基本波と波群の伝播方向のなす角である。これは周波数と波向のわずかに異なる波数ベクトルを持つ成分波を合成したものと等価であり、単一波群を平面波浪場に拡張したものとなる。このことは、2次干渉理論において、2つの基本波成分の周波数差と波数ベクトルの交差角が小さいと仮定することによって容易に確認できる。多方向不規則波の場合、原理的には水口・山口の理論解を重ね合わせたものと等価と解釈できる。したがって、多方向波浪場においても基本的には単一方向波と同じ機構によって自由波が発生する。

3. 砕波に伴う自由波の発生

Okayasu ら(1996)にならい、Mizuguchi (1995)による砕波点の変動に伴う自由長周期波の発生理論に長瀬・水口(1995)による砕波点の変動幅を考慮することによって自由長周期波 η_F として次式を得る。

$$|\eta_F| = \begin{cases} \frac{4}{5} K_U \beta_g \gamma H_b, & x > x_b \\ -\frac{4}{5} K_U \beta_g \gamma H_b, & x < x_b \end{cases} \quad (9)$$

ただし、 x_b は砕波点、 K_U は砕波帯内の水位上昇に関する係数、 γ は砕波帯における波高水深比、 H_b は砕波波高である。いま、 $\gamma=0.8$ とすると、砕波点変動に伴い発生する自由長周期波の振幅は $0.124 \beta_g H_b$ となる。したがって、波群変動率に依存するものの砕波帯内では砕波波高の10%程度の波高を持つ重複波、砕波帯外では同程度の波高を持つ冲向きの進行波として存在する。

つぎに、砕波による波群の変形に伴う自由長周期波の発生について考察する。砕波帯内では水深変化の影響が顕著であるため、波群の変形のみを評価しただけでは定

量的な議論はできない。そこで、局所的には一様水深であるとの仮定のもとで、砕波帯内における長周期拘束波の振幅を検討する。この検討は、すでに Schäffer (1993) によって行われているが、近似に若干の間違ひがあるため、ここで再度検討する。

Schäffer によって導入された波群消滅率 κ を用いると、砕波帯内の波群の振幅は、

$$A^2 = \frac{1}{4}(1-\kappa)\gamma^2 h^2 \dots\dots\dots (10)$$

と表される。いま、砕波帯内の現象であることを念頭において、基本波に対して長波の仮定を適用すると、長周期拘束波 η_L の振幅は次のように近似できる。

$$|\eta_L| \approx \left\{ \frac{9}{8} - (kh)^2 \right\} \frac{g}{4\sigma^2} \gamma^2 |1-\kappa| \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 σ は基本波の角周波数である。これによれば、砕波帯内を伝播する局所的な長周期拘束波は相対水深の2乗のオーダーで変化する程度で、大きな変化はない。したがって、砕波によって波高の減衰はあるものの、Schäffer が示したとおり、砕波後の波群の伝播変形による自由長周期波の発生はほとんどないと考えて良い。なお、Schäffer によれば κ は1に近い定数であるため、式(9)より砕波帯内では長周期拘束波自体も有意には存在しない。また、波群の存在によって砕波帯内全域の強制外力 (radiation stress) が時間的に変動し、自由長周期波が発生することが考えられる。しかしながら、前述のように κ は1に近い定数であるため砕波帯内の強制外力の時間的な変動はほとんどないと考えて良く、これによる自由長周期波の発生もほとんどないといえる。

以上より砕波に伴う長周期波の発生は、ほとんどが砕波点の変動に伴うものと結論される。

4. 海底勾配の不連続による自由波の発生

海底勾配の不連続に起因する長周期波の発生については、Mei・Benmoussa (1984) および Liu (1989) によって周期解を仮定した準解析的な検討が、喜岡・石原 (1993) によって非定常解析がすでに行われている。ここでは、定常解析に基づき海底勾配の不連続による自由波

の発生について解析的に検討する。解析対象は図一2に示すとおりで、冲向きを x の正、静水面から上向きを y の正としている。また、 α_h は斜面勾配である。

Schäffer (1993) にならい2成分合成波を考え、波群の変動率を考慮すると、radiation stress S_{xx} は次式となる。

$$S_{xx} = \rho g \left(n' - \frac{1}{4} \right) \frac{C_{g0}}{C_g} \left\{ 1 + \beta_g^2 + 2\beta_g \cdot \cos \left(\int^x \frac{\sigma}{C_g} dx + \sigma t \right) \right\} a_0^2 \dots\dots\dots (12)$$

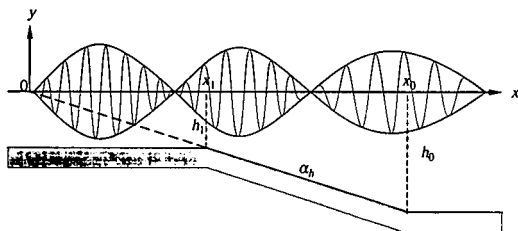
ここで、 β_g は波群の変動に関わるパラメタ、 a は基本波の振幅である。添字0はあるreference pointにおける諸量であることを意味し、ここでは沖側一様水深部の条件とした。周期的変動成分の振幅 η_L を複素表示すると、基本となる波動方程式は次のように変形される。

$$\frac{d}{dx} \left(gh \frac{d\eta_L}{dx} \right) + \sigma^2 \eta_L = \mu \dots\dots\dots (13)$$

$$\mu = -g\beta_g C_{g0} a_0^2 \frac{d^2}{dx^2} \left\{ \left(2n' - \frac{1}{2} \right) \exp \left(i \int^x \frac{\sigma}{C_g} dx \right) \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここでは斜面端部における水位と流速の matching 条件を適用し、岸側一様水深部では岸向き自由長周期波が、沖側一様水深部では冲向きの自由長周期波がそれぞれ伝播するものとして解析解を求めた。紙数の都合上、解の詳細については別の機会に譲る。

図一3は、岸側長周期拘束波を用いて無次元化した、一様水深部を伝播する自由長周期波および沖側長周期拘束波の振幅と距離に関する無次元パラメタとの関係の例を示したものである。計算においては、入射基本波の波高は1m、波群変動率 β_g を1とし、海底勾配を1/100に固定し波群の周期を変化させることによって横軸の無次元パラメタを変化させた。なお、一様水深部の条件と基本波の条件が同一であれば、長周期波の無次元振幅は長周期波の周波数と斜面勾配の比でほぼ統一的に表現できることを確認している。紙面の都合でここには載せていないが、種々の条件の基での計算の結果、自由長周期波は岸側と沖側でほぼ同じオーダーで岸側の長周期拘束波の0.3~1.1倍程度あった。また、自由長周期波は沖側の長周期拘束波が大きいときに平均的に大きくなり、無次元パラメタに対する変動も大きくなる。海底勾配の不連続部で発生した自由長周期波は岸側および沖側の双方向に伝播し、もう一方の不連続部で発生した自由長周期波と重合するためと考えられる。自由長周期波の変動は2つの不連続点から発生した長周期波の重合の際の位相変化のために生ずるものと考えられる。横軸の無次元パラメタは、斜面上の自由長周期波を説明するためのものであるが、不連続点において発生する自由長周期波が卓越するため、このパラメタによって統一的に説明できたもの



図一2 海底勾配の不連続に伴う自由長周期波の発生に関する解析対象領域

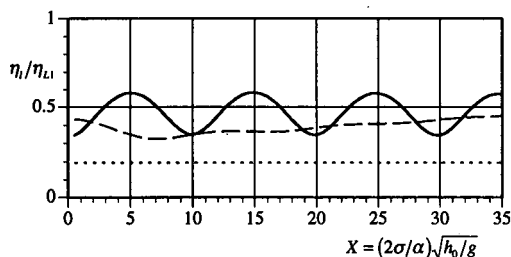


図-3 海底勾配の不連続により発生した自由長周期波
($h_0=10$ m, $h_1=5$ m, $T=10$ s)

実線は沖側一様水深部の自由長周期波、破線は岸側一様水深部自由長周期波、点線は沖側一様水深部長周期拘束波、岸側一様水深部の長周期拘束波の振幅で無次元化した。

と考えられる。

5. 防波堤による基本波の回折に伴う自由波の発生

防波堤先端を原点にとり、 x 軸上に半無限防波堤が存在する場合を考える。一様水深における周期解を考えると基本式は強制項付き Helmholtz 方程式として表され、極座標表示したものは次式となる。

$$\rho_{k_0}^2 \frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial \rho_{k_0}^2} + \rho_{k_0} \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \rho_{k_0}} + \frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial \Theta^2} + \rho_{k_0}^2 \phi^{(2)} = \mu \quad (15)$$

$$\mu = \frac{i}{2} k_0^2 [2\sigma(-\nabla \phi^{(1)} \cdot \nabla \phi^{(1)} - R' R'' \phi^{(1)} \phi^{(1)}) - \{\sigma'(R'^2 - k'^2) + \sigma''(R'^2 - k'^2)\} \phi^{(1)} \phi^{(1)}] \quad (16)$$

ここで、 ϕ は速度ポテンシャル(右肩の数字は非線形の次数を表す)、 ρ_{k_0} は原点からの距離 r を式 (19) で示される見かけの波数 k_0 で無次元化したものである。ここで、 $\sigma, k', \sigma'', k''$ は二組の基本波の角周波数および波数であり、 R', R'' は次のように与えられる。

$$R' = k' \tanh k' h, \quad R'' = k'' \tanh k'' h \quad (17)$$

また、 k_0 は見かけの波数で、厳密には

$$k_0^2 = \frac{\sigma^2 k}{g \tanh kh} \quad (18)$$

となる。ただし、 σ, k は長周期拘束波の角周波数および波数であり、これらは線形の分散関係式を満足しないことに注意を要する。なお、式 (18) において kh が十分に小さいときには、

$$k_0 = k = \frac{\sigma}{\sqrt{gh}} \quad (19)$$

となる。なお、成分波の交差角が大きいときに $kh \ll 1$ の条件が成り立たなくなるが、この場合非線形核関数は非常に小さくなり、拘束波成分への寄与も小さいと考えられるため、式 (19) は比較的良好近似となっている。また、防波堤における境界条件は次式となる。

$$\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \theta} = 0, \quad 0 \leq \rho_{k_0} \leq \infty, \quad \theta = 0, 2\pi \quad (20)$$

1 次オーダーの解は、 r を波数 k' で無次元化した ρ_k ($=k'r$) と x 軸から半時計回りに計った角度を θ を用いて極座標表示すれば、

$$\phi^{(1)} = J_0(\rho_k) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{\frac{i n \pi}{4}} J_{n/2}(\rho_k) \cos \frac{n \alpha_l}{2} \cos \frac{n \theta}{2} \quad (21)$$

となる (Stoker, 1959)。ここで $J_n(r)$ は n 階の第一種 Bessel 関数、 α_l は入射角である。さて、強制項は式 (21) で示される関数同士およびその微分同士の積で表されるため、形式的に次式のように表現できる。

$$\mu(\rho_{k_0}, \theta) = \beta_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \cos \frac{n \theta}{2} \quad (22)$$

ここで、 β_n は式 (21) を式 (16) に代入し、変形することによって得られる係数である。式 (22) において μ と β_n は Fourier 変換の関係にある。すなわち、

$$\beta_n(\rho_{k_0}) = \int_0^{2\pi} \mu(\rho_{k_0}, \theta) \cos \frac{n \theta}{2} d\theta \quad (23)$$

いま、 $\bar{f}$ を $\phi^{(2)}$ の Fourier 変換とする。すなわち、

$$\bar{f}(\rho_{k_0}, n) = \int_0^{2\pi} \phi^{(2)} \cos \frac{n \theta}{2} d\theta \quad (24)$$

式 (15) を Fourier 変換し、式 (20) を適用すれば、

$$\rho_{k_0}^2 \frac{\partial^2 \bar{f}}{\partial \rho_{k_0}^2} + \rho_{k_0} \frac{\partial \bar{f}}{\partial \rho_{k_0}} + \left(\rho_{k_0}^2 - \frac{n^2}{4} \right) \bar{f} = \beta_n \quad (25)$$

を得る。これは、強制項付きの Bessel の微分方程式であり、この特解は定数変化法により求めることができる。したがって、式 (15) の特解は、

$$\phi^{(2)} = \frac{1}{2\pi} \bar{f}(\rho_{k_0}, n) + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{f}(\rho_{k_0}, n) \cos \frac{n \theta}{2} \quad (26)$$

と表せる。これは、式 (20) を無条件で満足する。また、式 (26) は波群の伝播変形に伴う自由波を除けば、入射波同士の干渉 $\phi^{(2)}$ 、回折散乱波同士の干渉 $\phi^{(2)}$ および入射波と回折散乱波との干渉 $\phi^{(2)}$ の和として表される。

$$\phi^{(2)} = \phi^{(2)} + \phi^{(2)} + \phi^{(2)} \quad (27)$$

ここで、 $\rho_{k_0} \rightarrow -\infty$ においては、 $\phi^{(2)}$ は 2 次オーダー、 $\phi^{(2)}$ は 4 次オーダー、また $\phi^{(2)}$ は大きくとも 3 次オーダーである。したがって、 $\phi^{(2)}$ は Sommerfeld の放射条件を 2 次オーダーで満たす。すなわち、 $\phi^{(2)}$ は特解のみで存在可能であり、一般解としての自由長周期波を必要としない。

上記の議論が波群の時間スケールで周期的とした定常解析に基づくものであり、式 (7) と同様に特解において波群の伝播変形によって発生する自由長周期波が考慮される。すなわち、防波堤背後では、防波堤あるいは防波堤付近の水位や流速の不連続によって自由長周期波が発生するのではなく、基本波の回折に伴う波群の減衰によって自由長周期波が発生すると考えられる。したがっ

て、長周期拘束波の回折現象を精度良く扱うためには波群の変形を考慮することが重要である。この場合解析労力などを考えると、Boussinesq 方程式などの非線形波動方程式による時系列解析が合理的と考えられる。

なお、防波堤背後では基本波は回折によって自由長周期波の波長に比べ比較的短い距離の間に大きく減衰する。このため波群の伝播変形によって、港口で存在していた長周期拘束波とほぼ同じ振幅の自由長周期波が長周期拘束波に置き換わるものと考えられる。港口での長周期波が適切に評価できれば、線形解析によってもある程度の精度で港内長周期波を評価できるのはこのためである。

6. その他の自由長周期波の発生原因

6.1 波群の部分反射による自由長周期波の発生

長周期拘束波が防波堤などの構造物によって部分反射するとき、反射波として自由長周期波が発生することが、寛田・水口 (1997) によって示されている。これを基本波の反射率 K_R を用いて書き直すと、

$$\eta_{Fr} = \frac{C_g}{\sqrt{gh}} (1 - K_R) \eta_{Li} \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここで、 η_{Li} は入射波群に伴う長周期拘束波である。したがって、部分反射によって発生する自由長周期波は、浅海域では、部分反射による長周期拘束波の振幅の減少分が自由長周期波として置き換わると考えて良い。

6.2 気圧の変動による自由長周期波の発生

気圧変動によって発生する波は、1 次元を仮定し、 p_a を気圧変動とすれば次式により表現できる。

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - gh \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{h}{\rho} \frac{\partial^2 p_a}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

したがって、圧力に拘束された波と自由波が存在する。いま、圧力の伝播速度を U とすると、気圧変動による長周期拘束波 η_p として次式を得る。

$$\eta_p = -\frac{h}{\rho} \frac{p_a}{gh - U^2} \quad \dots\dots\dots (30)$$

気圧の変動の伝播速度が長波の波速に近づくとき大きな水位変動を生ずるが、これは台風などの大規模気象擾乱の条件である。この場合、圧力の変化は 20~50 hPa にもおよぶが、圧力変動のスケールは 100 km に達するため、ここで対象とする 1 km 程度の時間スケールでは、大きくても数 hPa 程度と推測される。実際には摩擦などの損失が含まれるため、湧水振動を伴わなければ台風などの気象擾乱に伴う長周期拘束波の振幅は高々数十 cm 程度と考えられ、沿岸域では圧力変動に伴う有意な長周期波が発生する可能性は小さいと考えられる。

6.3 エッジ波の共鳴干渉による自由波の発生

Gallagher (1971) は、多方向不規則波浪場において沿

岸方向には自由波のみが存在すると仮定してエッジ波の発生を示している。しかしながら、これは沿岸方向に拘束波成分が存在するにも関わらず、これを無視しているため岸沖方向の拘束波条件に不整合があり、不合理である。一方 Foda・Mei (1981) は、WKB 法を用いた解析によって沿岸方向の包絡波の変調波数がエッジ波の分散関係に従うとき共鳴干渉により長周期エッジ波が発生することを示している。ただし、共鳴干渉するためには長周期波より 1 オーダー長い時間を必要とし、実際に共鳴条件が成立する可能性が低いことから、この理論に基づく長周期波の発生はあまり期待できないものと考えられる。したがって、エッジ波自身が自由波発生の要因であるというよりは他の要因で発生した自由波がトラップモードとなりエッジ波として存在するものと考えられる。

7. おわりに

自由長周期波の発生について定量的な評価を試みた。本研究によって、沿岸域の自由長周期波についての基本的な理解はできたものと考えられる。ただし、実験などによる検証は行っていないため、今後の課題と言える。

最後に、本研究を遂行するにあたり、名古屋工業大学喜岡渉教授から非常に有益なご助言を賜った。ここに記して感謝の意を表する。

参考文献

- 喜岡 渉・石原健司 (1993): 波群の屈折に伴う 2 次長周期波の伝播変形解析, 土木学会論文集, 第 467 号/II-23, pp. 75-82.
- 寛田博章・水口 俊 (1997): 波群の反射と長周期波, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 201-205.
- 長瀬 覚・水口 俊 (1995): 波群性入射波の碎波による長周期波について, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 146-150.
- 水口 俊・山口英一 (1997): 平面的な波群についての基礎的研究, 中央大学理工学部紀要, 第 40 巻, pp. 47-55.
- Foda, M. A. and C. C. Mei (1981): Nonlinear excitation of long-trapped waves by a group of short swells, J. Fluid Mech., Vol. 111, pp. 319-345.
- Gallagher, B. (1971): Generation of surf beat by non-linear wave interactions, Jour. Fluid Mech., Vol. 49, pp. 1-20.
- Liu, P. L.-F. (1989): A note on long waves induced by short-wave groups over a shelf, J. Fluid Mech. Vol. 205, pp. 163-170.
- Mei, C. C. and C. Benmoussa (1984): Long waves induced by short-wave groups over an uneven bottom, J. Fluid Mech. Vol. 139, pp. 219-235.
- Mizuguchi, M. (1995): A simple analysis of long wave generation by time-varying breakpoint, Coastal Engineering in Japan, Vol. 38, No. 2, pp. 105-110.
- Okayasu, A., T. Matsumoto and Y. Suzuki (1996): Laboratory experiments on generation of long period waves in the surf zone, Proc. 25th ICCE, pp. 1321-1334.
- Schäffer, H. A. (1993): Infragravity waves induced by short-wave groups, J. Fluid Mech., Vol. 247, pp. 551-588.