

潜堤を通過する非線形波列の分裂現象の解析*

大山 巧**・灘岡和夫***

先に開発した数値波動水槽により、潜堤を通過する波の分裂現象のメカニズムを解明し、分裂特性に及ぼす堤体・入射波諸元の影響を論じた。堤体上での高周波成分波には拘束波と自由波が混在するが、波が潜堤背後の領域に進入する際に自由波へのエネルギー移行が急激に起こり、これが波の分裂現象を引き起こす。特に、潜堤の堤体幅が堤体上での各周波数成分波振幅のビート長の1/2の場合には最も顕著な波峰分裂が現れる。

Keywords: transformation of nonlinear waves, submerged dike, wave disintegration, boundary element method, numerical wave tank

1. はじめに

潜堤は、わが国の典型的な海岸構造物のひとつであり、潜堤による波の変形に関する研究は、これまで数多く行われてきた^{2)~7)}。波に対する遮へい効果という点からのみ考えれば、潜堤の天端高を高くすることが最も効果的であり、従来は天端幅を広くすることによる効果はあまり期待できないとされてきた³⁾。しかし、新潟海岸の例⁸⁾にも見られるように、近年では、景観や海面利用の観点から天端が比較的長く天端幅の広い潜堤が計画・施工されるようになった。

潜堤や砂州のような水深急変部における波の分裂現象については、Byrne⁹⁾の観測や多くの室内実験での報告例^{3), 5), 10), 11)}がある。この現象は、波の周波数特性の変化を意味することから、潜堤背後の沿岸域における波浪場や海浜流場に大きな影響を及ぼすと考えられる。また最近では、このような波の分裂現象を積極的に利用した波浪制御の可能性について、実験的な検討も行われている¹²⁾。このように水深急変部での波の分裂現象は、海岸工学的に非常に重要な意味を持つ。しかし現在のところ、数値計算により潜堤による波の変形を予測する際には、波高減衰のようなエネルギー量的な変化だけに主眼が置かれており、このような波の質的な特性の変化については、ほとんど考慮されていない。

不規則波まで含めた一般的な条件下でこの現象を解析するためには、以下の条件を満足する必要がある。

1) 解析領域として潜堤上の浅海波領域と潜堤外の深海波領域の両方を含む上、潜堤の通過に伴って発生する

高周波成分や不規則波を扱うことから、長波から深海波までの広い周期帯域をカバーし得る強分散性モデルであること。

2) 潜堤上では砕波寸前までの非線形性が現れるので、それを扱い得る強非線形モデルであること。

3) 潜堤のような不連続な地形変化を扱い得ること。

4) 不規則波も含めた任意の入射波条件を扱い得ること。

これらの条件に関して、例えばKdV方程式やBoussinesq方程式¹³⁾は長波近似に基づいた弱分散性かつ弱非線形性の波動を対象としたモデルであるため、1)と2)の条件を満たさないことは明らかであり、また3)の条件も満たされない。さらに、不規則入射波の場合に、それが深海波成分を有しているとすれば4)の条件も満たされないことになる。また、ストークス波の第2次解を対象とした摂動法^{14), 15)}についても1), 2), 4)の条件を満たすことができない。一方、1), 2), 3)の条件が満たされる波動モデルとしては、Longuet-Higgins and Cokelet¹⁶⁾以来の境界積分方程式に基づく数値解析法がある。しかし、適切な開境界処理法が存在しなかったため、数多くある既存の論文では、ほとんどの場合入射波として孤立波が与えられてきた¹⁷⁾。すなわち、単純な正弦波の場合を含めて連続的な入射波を取り扱うことができず、4)の条件を満たすことができなかった。

これに対して、著者ら¹⁸⁾は任意の非線形波を対象にした開境界処理法とこれを応用した無反射造波方法を提案し、境界積分方程式に基づく非線形波動解析モデルにこれらを組み込むことにより、いわゆる「数値波動水槽」を開発した。この数値波動水槽では、任意の非線形波を入射させつつ解析領域内で発生する反射・散乱波を領域外に透過・吸収させることが可能であるため、任意の入射波条件を考慮することができる。従って、現在のところ上記の全ての条件を満足できる数値モデルとしては著

* 本論文の一部は既発表¹⁾のものであるが、本編は波の分裂特性に及ぼす諸要因の影響に関する新たな検討結果を加えてまとめたものである。

** 正会員 工博 清水建設(株)技術研究所環境技術研究部 (〒135 江東区越中島3-4-17)

*** 正会員 工博 東京工業大学助教授 土木工学科

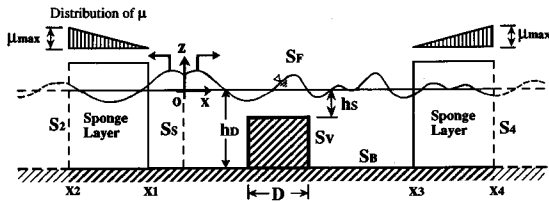


図-1 数値波動水槽を用いた数値実験

者らの開発した数値波動水槽モデルしか存在せず、その意味で今回の計算対象はこのモデルが最もその能力を発揮し得る対象のひとつであると言える。

本論文では、まず潜堤による波の分裂現象の解析例を示すとともに、模型実験結果との比較から計算結果を検証する。次に、ステップ地形上での波の変形との比較から潜堤による波の分裂のメカニズムを解明し、さらに分裂特性に及ぼす堤体および入射波諸元の影響について系統的な検討を行う。なお、解析は入射波として規則波と不規則波を与えた場合の両方について行っているが、本論文では紙面の制約から規則波入射の場合の解析結果のみについて述べる。

2. 解析方法¹⁸⁾

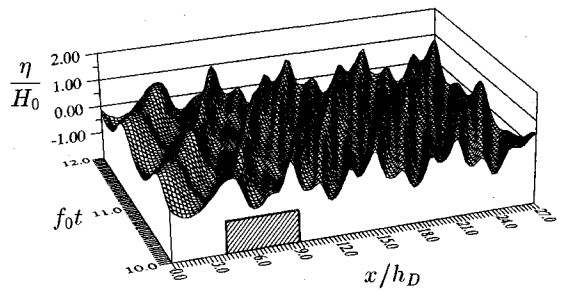
本論文における解析では、図-1に示すように、数値消波フィルターと造波ソースを組み込んだ数値波動水槽内¹⁸⁾に矩形断面の潜堤あるいはステップ地形モデルを設定し、静水状態を初期条件にして逐次計算を行うことにより流体運動の時間発展を求めた。数値消波フィルター内の減衰係数の最大値 μ_{max} は、前報¹⁸⁾の検討結果を踏まえて $\mu_{max} \sqrt{h_D/g} = 0.25$ とした。解析におけるメッシュ幅は入射波長の $1/40 \sim 1/20$ 、時間増分は入射波周期の $1/32$ とした。また、造波ソースで与える U^* としては、アーセル数 U_r が 25 以下ではストークス波の第 5 次近似解¹⁹⁾、それ以外ではクノイド波の第 3 次近似解²⁰⁾ を用いることにし²¹⁾、波を発生してから 10 周期以降の定常波動状態が得られてからの結果を参照した。

3. 波の分裂現象の解析例と室内実験による検証

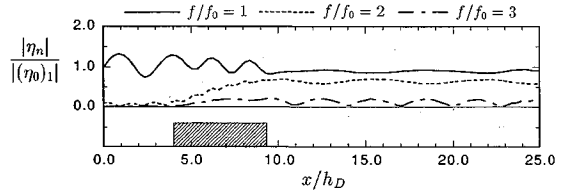
(1) 潜堤を通過する規則波の分裂現象の解析例

図-2 (a), (b) は、計算結果の一例として、 $D/h_D = 5.25$ 、 $h_S/h_D = 0.4$ の潜堤に $\sigma^2 h_D/g = 0.8$ 、 $H_0/h_D = 0.1$ (σ : 入射波の角振動数 ($=f_0/2\pi$), H_0 : 入射波高) の規則波が入射する場合の時空間波形と各周波数成分の振幅の分布を示したものである。図中、 η は静水面からの水面変動量、 $|\eta_n|$ は n 倍周波数成分波の振幅、 $|(\eta_0)|$ は入射波における基本周波数成分波の振幅である。

まず、潜堤の前面では部分重複波が形成されるが、高周波成分波の混在はほとんどない。堤体上では、波高水



(a) 時空間波形



(b) 各成分波振幅の分布

図-2 潜堤による波の変形 ($D/h_D = 5.25$ 、 $h_S/h_D = 0.4$ 、 $\sigma^2 h_D/g = 0.8$ 、 $H_0/h_D = 0.1$)

深比が大きくなり波の非線形性が強くなるため、波形が先鋭的になるとともに、大きな波峰の背後に小さな波峰が現れる。そして潜堤背後に波が進入すると、顕著な波峰分裂が起こり、高周波成分波を含んだ非保存波が形成されている。2倍周波数成分の振幅 $|\eta_2|$ の空間的な変化に着目してみると、堤体上では波の伝播とともに徐々に増加するのに対して、透過側ではほぼ一定の値を保っているのがわかる。

図-3は、入射波高比 H/H_0 ($H = \eta_{max} - \eta_{min}$) の分布を示したものである。図中の破線は線形理論に基づく透過率である。本計算結果では、潜堤の透過側で複数の波速成分を含む非保存波が形成されているため波高が空間的に変化し、その値は透過側の領域全体で線形理論解を大幅に上回っている。これに対して、エネルギーの反射率と透過率は線形理論解とほとんど差がないことを確認した。近年、新しい形式の海岸構造物が開発される中で、構造物の持つ波エネルギーの損失機能が注目されており、これに関連した模型実験が数多く行われている。その際、入射波高比という形で得られた反射率と透過率からエネルギー損失率 ($=1 - K_R^2 - K_T^2$) が計算される場合が多い。しかし、図-3からわかるように、波の分裂に伴って透過波の周波数特性が入射波と異なる場合には、入射波高比に基づいたエネルギー的な議論は、問題があると考えられる。

以上の計算例からわかるように、潜堤通過に伴う波の分裂は、高周波成分波の発生 (あるいは高周波成分へのエネルギー移行)、波高の増大という海岸工学上非常に重要な現象を引き起こす。

図-4は、平均水位 η_{mean} の分布を示したものである。

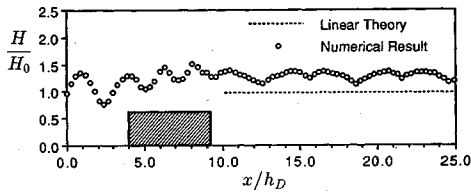


図-3 入射波高比の分布 ($D/h_D=5.25$, $h_s/h_D=0.4$, $\sigma^2 h_D/g=0.8$, $H_0/h_D=0.1$)

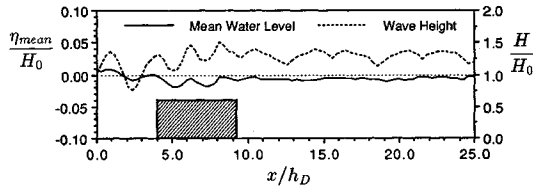


図-4 平均水位の分布 ($D/h_D=5.25$, $h_s/h_D=0.4$, $\sigma^2 h_D/g=0.8$, $H_0/h_D=0.1$)

表-1 実験条件

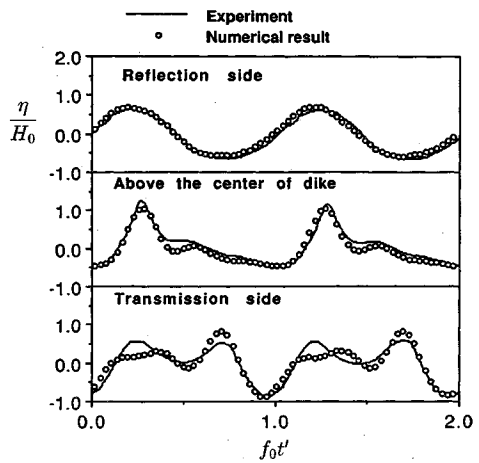
	$\sigma^2 h_D/g$	$T(\text{sec})$	$L_U(\text{m})$
CASE1	0.74	1.168	1.50
CASE2	0.97	1.018	1.25
CASE3	1.19	0.920	1.125

潜堤前面では部分重複波の腹と節で setup と setdown が現れている。堤体上では η_{mean} は常に静水面を下回っており、潜堤前面と同様に波高が極小になる位置で η_{mean} が小さくなっている。これに対して、透過側では空間的な変化はほとんどなく、弱非線形進行波の存在に伴うわずかな setdown²²⁾ が現れているが、その値は入射波高の1%程度である。条件を変えた計算においても透過側の平均水位の変化は非常に小さかったことから、本論では平均水位に関するこれ以上の検討は行わないことにする。

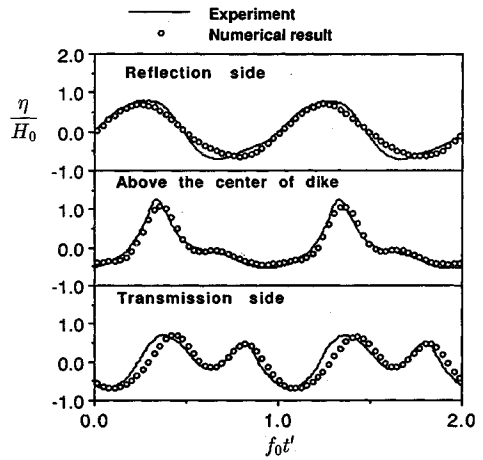
(2) 模型実験による解析結果の検証

本手法による計算結果の具体的な解析に入る前に、模型実験結果との比較により本計算手法の妥当性そのものについて検討しておく。模型実験では、堤体中心上および反射側、透過側で水面波形を測定した。実験は、幅 0.4 m、長さ 17 m のアクリル製の二次元水槽を用いて行った。水深 h_D と入射波高 H_0 は、それぞれ 25 cm、2.5 cm で一定とし ($H_0/h_D=0.1$)、堤体幅 100 cm ($D/h_D=4.0$)、高さ 17.5 cm ($h_s/h_D=0.3$) の塩化ビニール製の模型を水槽のほぼ中央部に固定した。表-1 に実験条件を示す。なお、表中 L_U は反射側、透過側の水面変動の測定位置と堤体中心との水平距離である。

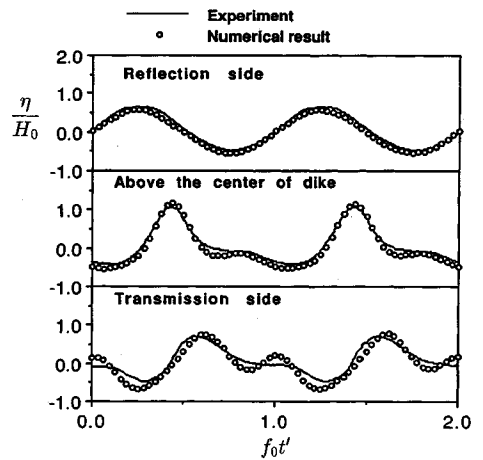
定常波動状態になってからの、各点での時間波形の比較を図-5 (a)~(c) に示す。なお、反射側の点における水面変動量が 0 になる時間を実験波形と解析波形で一致させることにより、堤体上と透過側の点での波形の位



(a) $\sigma^2 h_D/g=0.74$

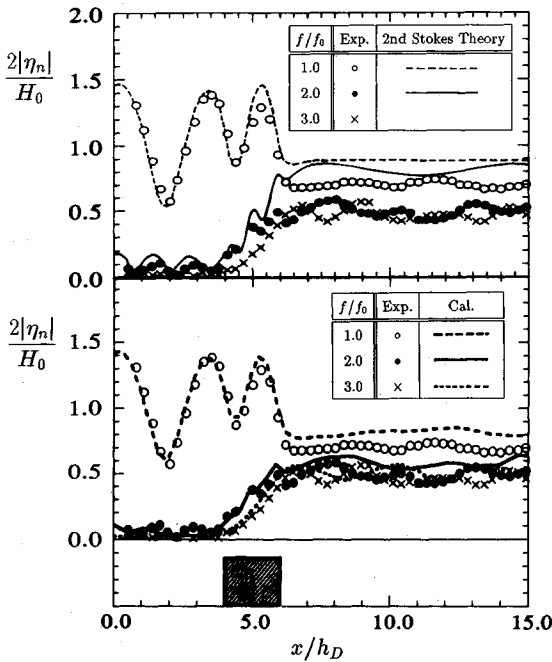


(b) $\sigma^2 h_D/g=0.97$



(c) $\sigma^2 h_D/g=1.19$

図-5 水面波形に関する実験結果との比較 ($h_s/h_D=0.3$, $H_0/h_D=0.1$, $D/h_D=4.0$)

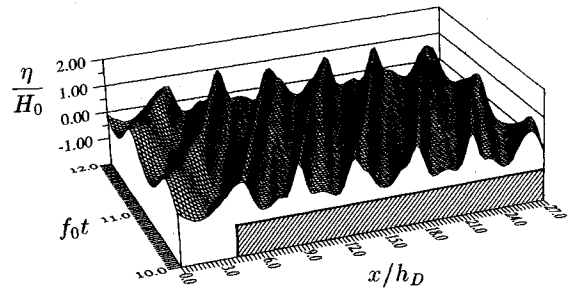


図—6 $|\eta_n|$ の分布に関する小島²³⁾の実験結果との比較 ($D/h_D = 2.0$, $h_s/h_D = 0.25$, $\sigma^2 h_D/g = 0.694$, $H_0/h_D = 0.08$)

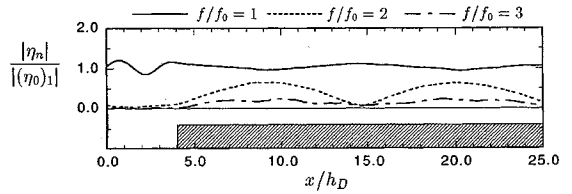
相を整合させている。各ケースとも実験波形と解析波形の一致は非常に良好であり、波峰分裂後の波形も十分に再現されていることから、本解析結果の妥当性が確かめられた。

図—6は、各成分波振幅 $|\eta_n|$ の空間的な変化について、小島²³⁾の実験と比較した結果を示したものである。上図は、ストークス波の第2次解を対象としたせつ動法¹⁵⁾による結果との比較²³⁾、下図は本解析結果との比較である。この場合、実験の透過波における3倍周波数成分波振幅 $|\eta_3|$ は、2倍周波数成分と同程度の大きさを有しているが、せつ動法による解析結果は基本周波数成分、2倍周波数成分とも実験結果よりもかなり大きな値を示しているのがわかる。このような差異の主な理由としては、堤体上でストークス波理論の適用範囲を越えてしまうことほかに、3倍周波数以上の高周波成分のエネルギーを表し得ないため、そのエネルギー分だけ1次と2次の成分のエネルギーを過大に評価している可能性が考えられる。

これに対して本解析結果は、透過波における $|\eta_1|$ が実験よりも若干大きくなるものの、せつ動法による結果に比べて実験結果との一致は良好である。このことから、弱非線形の仮定に基づくせつ動法などの解析手法では再現し得ない、局所的に強い非線形性の影響を受ける場合についても、本解析法により十分な精度で計算することが可能であることがわかる。



(a) 時空間波形



(b) 各成分波振幅の分布

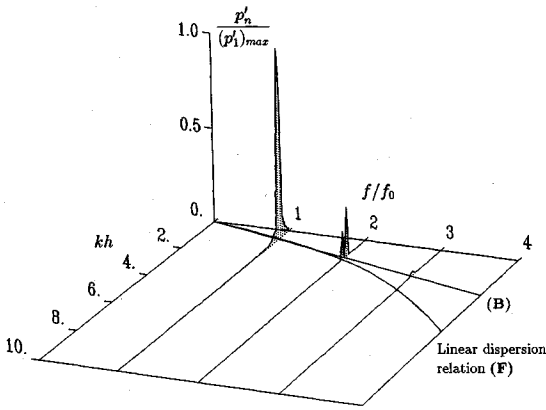
図—7 ステップ地形による波の変形 ($h_s/h_D = 0.4$, $\sigma^2 h_D/g = 0.8$, $H_0/h_D = 0.1$)

4. 波の分裂のメカニズム

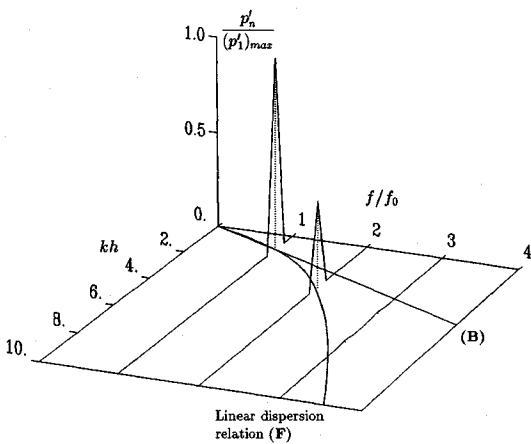
Madsen and Mei²⁴⁾は、ステップ地形上での孤立波の分裂に関して有限振幅長波方程式を用いた数値解析を行っている。この場合、孤立波は徐々に複数のソリトンに分裂していくが、安定したソリトンモードに遷移するためには、かなり長い伝播距離が必要となる。これに対して、潜堤上を通過する際の波の分裂現象は局所的かつ急激に起こる。そこでまず、ソリトン分裂の計算として従来よく行われてきた、ステップ状に水深が浅くなった地形上での波の変形を計算し、潜堤による波の変形の結果と比較することにより、波の分裂のメカニズムを検討する。

図—7 (a), (b)は、 $h_s/h_D = 0.4$ のステップ地形に、図—2に示した潜堤の場合と同様な $\sigma^2 h_D/g = 0.8$, $H_0/h_D = 0.1$ の規則波が入射した場合の時空間波形と $|\eta_n|$ の分布を示したものである。ステップ地形上では、大きな波峰の間に2次的な小さな波峰が現れており、波速のずれによりこれらの波峰は徐々に離れ、やがて小さな波は後に続く大きな波と干渉する。ただし、波峰の分裂現象としては、図—2に示した潜堤の場合の方がかなり顕著であることがわかる。

また、 $|\eta_2|$ の分布を図—2と比較してみると、潜堤背後の領域ではほぼ一定の値を保っているのに対して、ステップ上ではビートを起こしているのがわかる。この現象は、一定水深水路の端部から比較的波高の大きな正弦波を発生させた場合の現象^{25), 26)}とほぼ同様であり、自由波と拘束波との位相干渉の結果として捉えることができる。波の非線形性が比較的弱い場合には、2倍周波数



(a) ステップ地形



(b) 潜堤 ($D/h_D=5.25$)

図—8 周波数—波数スペクトルに関する比較 ($\sigma^2 h_D/g=0.8$, $h_s/h_D=0.4$, $H_0/h_D=0.1$)

成分のビート長 (あるいは再帰距離) λ_2 は以下のように求められる¹⁴⁾.

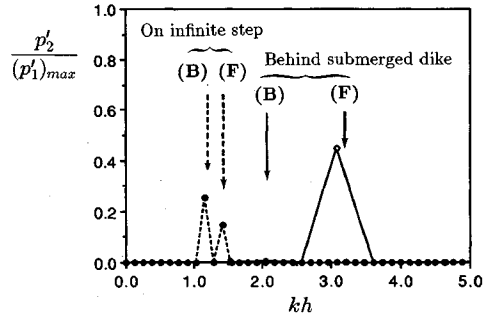
$$\lambda_2 = \pi / (k_2 - 2k_1) \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 $k_2, 2k_1$ は 2 倍周波数の自由波と拘束波の波数であり、以下の分散関係式を満たす。

$$\left. \begin{aligned} k_2 \tanh k_2 h_s &= 4\sigma^2/g \\ k_1 \tanh k_1 h_s &= \sigma^2/g \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

図—7 (b) におけるビート長は式 (1) から求められる値にほぼ等しい。

しかしながら、 $|\eta_n|$ の分布に関する結果からは、図—2 (a) と図—7 (a) に示される波の分裂現象の違いを直接説明することはできない。そこで、ステップ上および潜堤の透過側の時空間波形のデータから周波数—波数スペクトルを計算した。結果を図—8 に示す。図中の縦軸は、得られたパワースペクトル p'_n を基本周波数のスペクトルの最大値 $(p'_1)_{max}$ で除した無次元値であり、ま



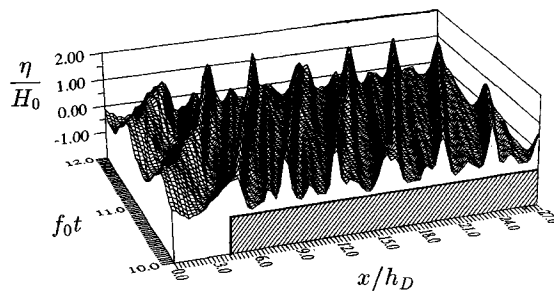
図—9 2 倍周波数成分の波数スペクトルに関する比較 ($\sigma^2 h_D/g=0.8$, $h_s/h_D=0.4$, $H_0/h_D=0.1$)

た k : 波数, h : 水深 (ステップ地形上では $h=0.4h_D$, 潜堤では $h=h_D$) である。スペクトルを求める際には、ステップ地形の場合 $6.0 \leq x/h_D \leq 25.0$, 潜堤の場合 $12.5 \leq x/h_D \leq 25.0$ のデータを用いた。 $f/f_0 - kh$ 平面上に示される曲線 (F) は、線形理論から得られる分散関係式 ($k \tanh kh = 4\pi^2 f^2/g$) を示しており、この曲線上の成分が自由波に対応する²⁸⁾。また同じ平面上の直線

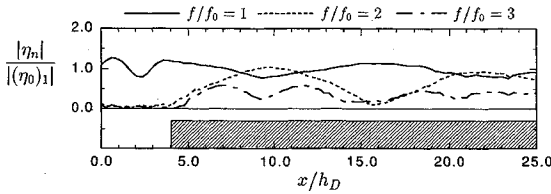
(B) は、原点と基本周波数成分のスペクトルがピークになる点を結んだものであり、この直線上の成分波 (拘束波) は同じ波速を持つ。図—8 からわかるように、潜堤の透過側では水深がステップ地形上よりも深くなるため、2 倍周波数の自由波と拘束波の波数 (あるいは波速) の差は、ステップ地形上よりも大きくなる。図—9 は、図—8 に示した 2 倍周波数成分の波数スペクトルを潜堤とステップ地形で比較したものである。この図から、ステップ地形上では自由波成分に比べて拘束波成分のエネルギーが大きいものに対して、潜堤背後ではほとんど全てのエネルギーが自由波成分に集中しているのがわかる。

一方、 $|\eta_3|$ についてはいずれの場合もかなり小さいが、潜堤背後では図—2 に示したようにビートを起こしている。これは、この領域でも弱い非線形性を有していることから、基本周波数と 2 倍周波数の自由波の和の波 ($k_1 + k_2$) が存在し、3 倍周波数の自由波との位相干渉を起こすためであると考えられる。なお図—8 において、3 倍周波数の波数スペクトルのピークが曲線 (F) からずれているのは、空間的な分解能が低いためと思われる。

以上の結果をまとめると、次のようになる。すなわち、波が水深の浅い地形上に乗ると、非線形性に対応して高周波成分波が発生するが、拘束波としての性質が強く、また自由波と拘束波の波速の差が小さいため波峰分裂がそれほど顕著には現れない。しかし、再び水深が深い所に進入すると、非線形性が弱くなるため自由波成分にエネルギー移行が起こり、波速の異なった成分波を含んだ非保存波が形成される。



(a) 時空間波形



(b) 各成分波振幅の分布

図一10 ステップ地形による波の変形 ($h_s/h_D=0.3$, $\sigma^2 h_D/g=0.8$, $H_0/h_D=0.1$)

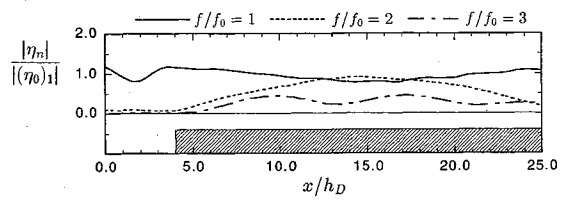
5. 波の分裂特性と堤体・入射波諸元との関係

(1) ステップ地形上での高周波成分波の発達

前章の解析結果からわかるように、潜堤通過に伴う波の分裂は、まず堤体上での波の非線形性に起因する高周波成分の発生が引金となる。従って、潜堤による波の分裂特性を検討するためには、まず第一に堤体上の浅水領域において高周波成分がどういった形でどの程度発達するかということを知っておく必要がある。そこでここでは、この点のみに焦点を絞った解析をするために、潜堤ではなくステップ地形上での波の非線形変形に伴う高周波成分の生成特性について検討した結果について述べる。

なお、長波領域でかつ反射の影響が無視できるという仮定のもとでは、堤体上での非線形干渉はアーセル数のみで表すことが可能であるが^{25), 27)}、本計算結果では波の反射の影響も考慮されており、また分散関係式に関して何らの制約も受けていないことから、計算結果を整理する際には周期と波高を独立なパラメータ ($\sigma^2 h_D/g$, H_0/h_D) として設定することとした。

ステップ地形に関する計算結果の一例はすでに図一7に示している。ここではさらに、堤体上の水深をより浅くした $h_s/h_D=0.3$ の場合の計算結果を図一10 (a), (b) に示す。時空間波形を図一7 (a) と比較してみると、主峰がより先鋭的になるとともに2次波峰も大きくなっているのがわかる。また、ステップ地形上の $|\eta_2|$ に関しては、 $h_s/h_D=0.4$ の場合と同様の変動パターンが現れているが、このケースでは波の非線形性が相対的に強くな



図一11 ステップ地形上の各成分波振幅の分布 ($h_s/h_D=0.4$, $\sigma^2 h_D/g=0.5$, $H_0/h_D=0.1$)

るため、 $|\eta_2|$ の最大値は大きくなり基本周波数成分をも上回っている。さらにこの場合には、 $|\eta_3|$ も有意な大きさを持ち、 $|\eta_2|$ と同様にその値は空間的に変化している。厳密には、非線形性が強くなると高次の非線形干渉により各周波数で3成分以上の波数成分が存在することになる。従って、 $|\eta_n|$ の分布は pure beat ではなく波形の再帰性も不完全になる²⁹⁾。

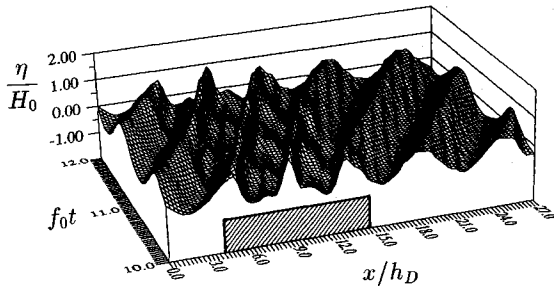
図一11には、図一7の場合に比べて入射波の周期を長くした $\sigma^2 h_D/g=0.5$ の場合の $|\eta_n|$ の分布を示している。ステップ端部(水深急変部)での高周波成分の大きさが無視できるものとし、2次までの弱非線形の範囲で考えると、ステップ地形上での自由波の振幅は拘束波の振幅と同程度になる²⁷⁾。このことは、入射波高が一定の場合には、拘束波成分が大きい長周期の入射波ほど自由波の振幅も大きくなることを意味する。従って、拘束波と自由波の位相が一致する位置で現れる $|\eta_2|$ の最大値は、図一7の場合よりも大きくなる。またこの場合には、2倍周波数の自由波と拘束波の波数の差 $k_2 - 2k_1$ が相対的に小さくなるため、ビート長 λ_2 が長くなっている。

以上の解析結果からわかるように、ステップ地形上では水深が浅くなり入射波の周期が長くなるほど高周波成分の振幅の最大値は大きくなる。

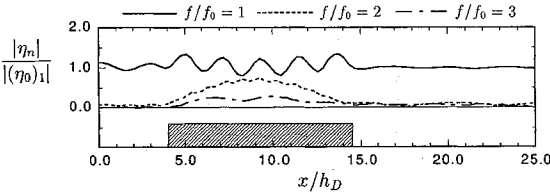
(2) 堤体幅の影響

図一7, 10, 11 に示したように、水深の浅い領域では各成分波の振幅が空間的に変化し、高周波成分がほとんど存在しない地点もある。従って潜堤では、水深の浅い領域の長さ(潜堤幅)により自由波成分に移行されるエネルギー量が変化し、波の分裂の程度も異なってくるのが予想される。

堤体幅の影響については、入射波長との比をパラメータとした検討例³⁰⁾があるが、分裂のメカニズムの面から考えると、堤体上での $|\eta_n|$ のビート長との比が重要になる。先の図一2に示した結果は、図一7のステップ地形と同様な条件 ($h_s/h_D=0.4$, $\sigma^2 h_D/g=0.8$, $H_0/h_D=0.1$) で堤体幅 D を $D/\lambda_2=0.5$, ($\lambda_2/h_D=10.5$) とした場合に相当している。これに対して、堤体幅を2倍にした $D/\lambda_2=1.0$ の場合の時空間波形と $|\eta_n|$ の分布を図一12 (a), (b) に示す。堤体上の波形には非線形効果が顕著に現れているが、潜堤背後の領域では $D/\lambda_2=0.5$



(a) 時空間波形

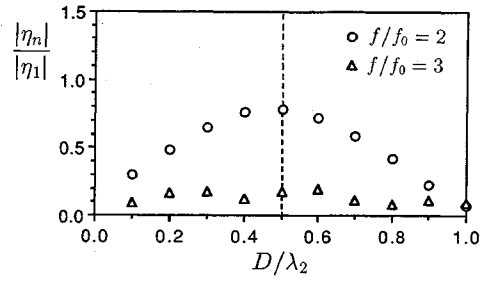


(b) 各成分波振幅の分布

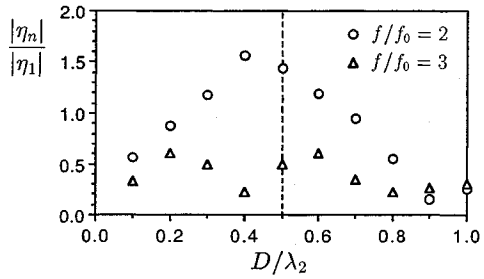
図一12 潜堤による波の変形 ($D/h_D = 10.5$, $h_s/h_D = 0.4$, $\sigma^2 h_D/g = 0.8$, $H_0/h_D = 0.1$)

の場合とは異なり高周波成分波の混在はほとんどなく、正弦波に近い波形が得られているのがわかる。また、各周波数成分波振幅の分布を図一7のステップ地形の場合と比較してみると、 $|\eta_1|$ については潜堤の透過側端部からの反射波の影響で堤体上で大きく変動しているが、 $|\eta_2|$ の変化はステップ地形上とはほぼ同様であり、透過側の端部では0に近づいている。

図一13 (a), (b) は、入射波諸元が一定 ($\sigma^2 h_D/g = 0.8$, $H_0/h_D = 0.1$) で潜堤の没水深比 h_s/h_D が0.4と0.3の場合について、堤体幅による透過成分波振幅の変化を示したものである。図中、縦軸は透過波における各周波数と基本周波数の振幅比を表しており、横軸には D/λ_2 をとっている。ただし、各周波数スペクトルは透過側でも若干なりを起こすことから、単位ビート長で平均した値を示した。この場合、入射波に含まれる2倍周波数成分波振幅 $|(\eta_0)_2|$ は $|(\eta_0)_1|$ の10%よりも小さい。まず $h_s/h_D = 0.4$ では、 $|\eta_2|$ が $D/\lambda_2 = 0.5$ で最大になっている。すなわち、ステップ地形上において、潜堤の透過側端部に対応した地点での $|\eta_2|$ が大きい場合ほど、潜堤を透過する波に含まれる2倍周波数成分の割合が大きくなる。一方、堤体上での波の非線形性が相対的に強い $h_s/h_D = 0.3$ では、 D/λ_2 の広い範囲で $|\eta_2|$ が $|\eta_1|$ よりも大きくなり、また $|\eta_3|$ も有意な大きさを持つ。この場合、 $|\eta_2|$ が最大になる D/λ_2 は0.5よりも若干小さくなっているが、これは実際の $|\eta_2|$ のビート長が、弱非線形の仮定に基づいて求められた λ_2 (式(1)) よりも短いのである。また図一10に示したように、この条件ではステップ地形上の $|\eta_3|$ のビート長が $|\eta_2|$ のビート



(a) $h_s/h_D = 0.4$



(b) $h_s/h_D = 0.3$

図一13 堤体幅による透過成分波振幅の変化 ($\sigma^2 h_D/g = 0.8$, $H_0/h_D = 0.1$)

長の約1/2になっているため、図一13 (b) において $|\eta_2|$ が最大になる堤体幅では $|\eta_3|$ は極小になり、そのピークは $|\eta_2|$ のピークの両側に現れている。

以上のように、潜堤を透過する波に含まれる高周波成分波の大きさは、堤体幅 D と水深が浅い領域での各成分波振幅のビート長 λ との比 D/λ により変化し、 D/λ が0.5の場合にはほぼ最大、0あるいは1に近づくに従って小さくなる。

(3) 入射波周期の影響

前節では入射波諸元を一定とし堤体幅を変化させたが、ここでは入射波周期の影響を調べるために堤体諸元を一定とし入射波周期を変化させた計算を行った。

図一14 (a), (b) は、 $h_s/h_D = 0.4, 0.3$ の場合について、堤体幅と入射波高水深比をそれぞれ $D/h_D = 4.0$, $H_0/h_D = 0.1$ で一定としたときの入射波周期に対する透過成分波の特性を示したものである。各図中には、 $D/\lambda_2 = 0.5$ となる周期を矢印で示している。なお、 $h_s/h_D = 0.3$, $\sigma^2 h_D/g = 0.5, 0.6$ のケースでは、定常波動状態に到る前に収束波形が得られなくなった。計算が発散する直前の空間波形を調べたところ、潜堤を通過した直後で波面の勾配が急峻になっていることが確認できた。このことから、実際にはこの点で碎波する可能性が高いと考えられる。

これらの図からわかるように、 $|\eta_2|$ は入射波周期を一定とした場合 (図一13) とは異なり、 $D/\lambda_2 = 0.5$ に対応した周期よりも長周期側にずれた周期で最大になってい

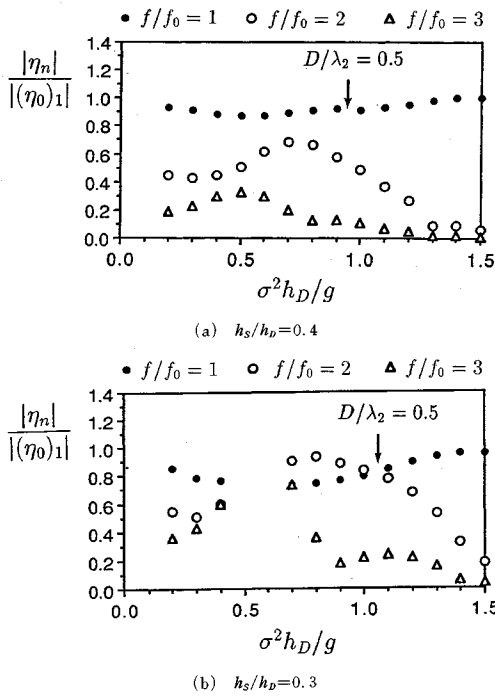


図-14 入射波周期による透過成分振幅の変化 ($D/h_D = 4.0$, $H_0/h_D = 0.1$)

る。これは、5. (1) で述べたように、堤体上での高周波成分波の発達が入射波周期が長い場合ほど顕著になるためと考えられる。図-15は、図-14 (a) で透過波に含まれる $|\eta_2|$ が最大になる場合 ($\sigma^2 h_D/g = 0.7$) と $D/\lambda_2 = 0.5$ に対応した入射波周期の場合 ($\sigma^2 h_D/g = 0.94$) について、ステップ地形上での $|\eta_2|$ の分布を比較した結果を示したものである。 $\sigma^2 h_D/g = 0.7$ の場合には λ_2 が相対的に大きく、ステップ端部から $|\eta_2|$ がピークになる点までの距離は長くなるが、 $D/h_D = 4.0$ の位置における $|\eta_2|$ は $\sigma^2 h_D/g = 0.95$ の場合に比べて大きくなっているのがわかる。

また図-14において、 $|\eta_3|$ のピークはいずれも $|\eta_2|$ のピークよりも長周期側で現れている。これは、ステップ地形上で端部から $|\eta_3|$ がピークになる点の距離が $|\eta_2|$ の場合よりも短いためである。

(4) 入射波高の影響

これまででは、入射波の非線形性がかなり小さい場合 ($H_0/h_D = 0.1$) を対象に検討を進めてきたが、最後に H_0/h_D が比較的大きな場合についての計算例を示す。

図-16 (a), (b) は、 $D/h_D = 4.0$, $h_s/h_D = 0.6$ の潜堤に $H_0/h_D = 0.3$, $\sigma^2 h_D/g = 0.5$ の波が入射したときの時空間波形と $|\eta_n|$ の分布を示したものである。なお図-16 (b) には、入射波の2倍周波数成分振幅 $|(\eta_0)_2|$ に関する結果も太い破線で示している。この場合、堤体の没水深比がかなり大きいにもかかわらず、顕著な波峰

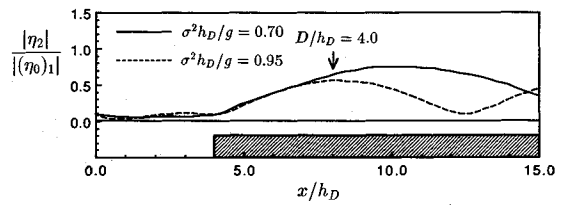


図-15 ステップ地形上での $|\eta_2|$ の分布の比較 ($h_s/h_D = 0.4$, $H_0/h_D = 0.1$)

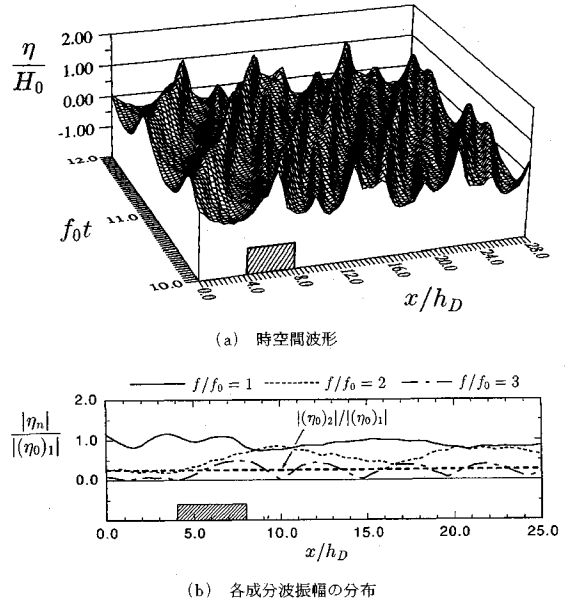


図-16 潜堤による波の変形 ($D/h_D = 4.0$, $h_s/h_D = 0.6$, $\sigma^2 h_D/g = 0.5$, $H_0/h_D = 0.3$)

分裂が起こるのがわかる。また、潜堤の透過側でも波の非線形性が強く高周波数の拘束波が存在するため、図-16 (b) に示すように、潜堤通過に伴って新たに発生する自由波との位相干渉の効果で、高周波成分波の振幅は空間的に大きく変動する。ただし、透過波の $|\eta_2|$ は、入射波の $|(\eta_0)_2|$ (拘束波成分) に比べて常に大きな値を示していることから、自由波成分のエネルギーが拘束波に比べて大きいことがわかる。従って、入射波高が大きい場合には、わずかな海底地形の変化でも有意な大きさの自由波が発生し、透過波における高周波成分の割合が入射波に比べてかなり大きくなる可能性がある。

6. おわりに

前報¹⁹⁾ で提案した数値波動水槽を用いて、潜堤による波の分裂のメカニズムを明らかにするとともに、透過成分波に及ぼす諸要因の影響を系統的に検討した。以下、本研究により得られた主な結論を述べる。

- 1) 潜堤通過に伴う波の分裂により、透過側では複数の波速成分を含む非保存波が形成され、波高は線

形理論から得られる結果を大幅に上回る。このような場合、入射波高比から求められる透過率とエネルギー的な意味での透過率には大きな差がある。

- 2) 本計算結果は、時間波形および各成分波振幅の空間分布に関して実験結果と非常に良好な一致を示し、弱非線形の仮定に基づく従来の計算法では再現できない高次の周波数成分をも本計算手法により十分な精度で求められることを明らかにした。
- 3) 潜堤による波の分裂のメカニズムを調べるために、ステップ地形上の波の変形との比較を行った。ステップ地形上の水深の浅い領域では、拘束波と自由波の位相干渉により、各周波数成分の振幅は空間的にビートを起こす。これに対して潜堤背後の水深が深い領域では、波の非線形性が弱くなることから自由波成分にエネルギーが移行され、さらに自由波と拘束波の波速の差がステップ地形上に比べて大きくなる。その結果、相対的に顕著な波峰分裂が起こる。
- 4) 堤体上の浅海波領域における高周波成分波振幅のビート長 λ に対する潜堤幅 D の比により、波の分裂の程度が大きく変化する。一定周期の波が入射する場合、透過波に含まれる高周波成分の大きさは、 D/λ が0.5でほぼ最大になり、0あるいは1に近づくにつれて小さくなる。
- 5) 潜堤の形状が一定で入射波の周期が変化する場合、透過波において高周波成分波振幅が最大になる周期は、 $D/\lambda=0.5$ に対応した周期よりも若干長周期側にずれる。これは、潜堤上での高周波成分波の発達が入射波周期が長くなるほど顕著になることに起因する。
- 6) 入射波高が大きい場合には、わずかな海底地形の変化でも顕著な波の分裂が起き、透過波における高周波成分の割合は入射波に比べてかなり大きくなる可能性がある。

なお、本論文では規則波入射に関する解析結果のみについて示してきたが、先に述べたように著者らは不規則波入射の場合の解析も行っており、透過波スペクトルにきわめて特徴的なスペクトルピークが現れることや、入射波の振幅スペクトルだけでなく位相スペクトルも密接に関与することなどの興味深い結果を得ている。しかし紙面の都合上、ここではそれらの記述を割愛せざるを得なかった。近々に別報の形で報告したいと考えている。

参 考 文 献

- 1) 大山 巧・灘岡和夫：数値波動水槽を用いた潜堤による波の分裂現象の解析，海岸工学論文集，第38巻，pp.16-20, 1991.
- 2) 中村 充・白石英彦・佐々木奉雄：潜堤による消波について，第13回海岸工学講演会講演集，pp.76-79, 1966.
- 3) 堀川清司・小森修蔵：潜堤による風波の減衰機構について，第15回海岸工学講演会講演集，pp.340-349, 1968.
- 4) 井島武士・佐々木富雄：潜堤の効果に関する理論的研究-1. 不透過潜堤-，第18回海岸工学講演会論文集，pp.141-147, 1971.
- 5) 三井 宏・筒井茂明・竹内哲司：潜堤の高波侵入防止効果について，第21回海岸工学講演会論文集，pp.388-391, 1974.
- 6) 田中則男：天端幅の広い潜堤の波浪減殺および砂浜安定効果について，第23回海岸工学講演会論文集，pp.152-157, 1976.
- 7) 永井荘七郎・倉田克彦・長谷川恵一：潜堤の消波効果におよぼす天端幅の影響，第24回海岸工学講演会論文集，pp.303-307, 1977.
- 8) 浜口達男・宇多高明・井上 力・五十嵐 晃・中山 修：人工リーフの波浪制御効果に関する現地実験，第35回海岸工学講演会論文集，pp.128-132, 1988.
- 9) Byrne, R. J. : Field occurrences of induced multiple gravity waves, *J. Geoph. Res.*, Vol.74, No.10, pp.2590-2596, 1969.
- 10) McNair, E. C., Jr. and Sorensen, R. M. : Characteristics of waves broken by a longshore bar, *Proc. 12th Coastal Eng. Conf., ASCE, Vol.1, Chapt. 26, 1970.*
- 11) Chandler, P. L. and Sorensen, R. M. : Transformation of waves passing a submerged bar, *Proc. 13th Coastal Eng. Conf., ASCE, Vol.1, Chapt. 19, 1972.*
- 12) 小島治幸・井島武士：没水水平版による波の分裂と波浪制御に関する研究，海岸工学論文集，第36巻，pp.529-533, 1989.
- 13) Seabra-Santos, F. J., Renouard, D. P. and Temperville, A. M. : Numerical and experimental study of the transformation of a solitary wave over a shelf or isolated obstacle, *J. Fluid Mech.*, Vol.176, pp.117-134, 1987.
- 14) Massel, S. R. : Harmonic generation by waves propagating over a submerged step, *Coastal Eng.*, Vol.7, pp.357-380, 1983.
- 15) 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博：ポテンシャル接続法(選点解法)による有限振幅波の境界値問題解析法，海岸工学論文集，第37巻，pp.519-523, 1990.
- 16) Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D. : The deformation of steep waves on water. I. A numerical method of computation, *Proc. R. Soc. Lond. A.* 350, pp.1~26., 1976.
- 17) Cooker, M. J., Peregrine, D. H. and Dold, J. W. : The interaction between a solitary wave and a submerged semicircular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol.215, pp.1-22, 1990.
- 18) 大山 巧・灘岡和夫：非線形不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発，土木学会論文集，No.429, /II-15, pp.77-86, 1991.
- 19) Fenton, J.D. : A fifth-order stokes theory for steady waves, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, Vol.111, pp.216-234, 1985.
- 20) Fenton, J.D. : A high-order cnoidal wave theory, *J. Fluid Mech.*, Vol.94, pp.129-161, 1979.
- 21) 磯部雅彦：有限振幅波の諸理論と適用範囲，1985年度水

- 工学に関する夏期研修会講義集, B-1, 1985.
- 22) Mei, C. C. : The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific Publishing, pp.471-474, 1989.
- 23) 小島治幸 : 没水水平版による波の分裂現象とその波浪制御法への応用に関する研究, 九州大学学位論文, pp. 82-122, 1990.
- 24) Madsen, O. S. and Mei, C. C. : The transformation of a solitary wave over uneven bottom, J. Fluid Mech., Vol.39, pp.781-791, 1969.
- 25) Bryant, P.J. : Periodic waves in shallow water, J. Fluid Mech., Vol.59, pp.625-644, 1976.
- 26) Mei, C. C. and Ünlüata, Ü. : Harmonic generation in shallow water waves, Waves on Beaches, edited by R. E. Meyer, Academic, New York, pp.181-202, 1972.
- 27) Mei, C. C. : The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific Publishing, pp.578-593, 1989.
- 28) 石田 昭・石田和生 : 浅水領域における波形の分裂現象—二次波峯現象とSolitonについて—, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 403-409, 1973.
- 29) 石田 昭・広沢 遵・西垣嘉行 : 数値解析による非定形浅水波の波数周波数特性, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 16-20, 1979.
- 30) 小島治幸・吉田明徳・井島武士 : 没水水平版と波との非線形干渉に関する研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 556-560, 1991.
- (1992.1.22 受付)

ANALYSIS OF DISINTEGRATION PHENOMENA OF NONLINEAR WAVE TRAIN PASSING OVER A SUBMERGED DIKE

Takumi OHYAMA and Kazuo NADAOKA

The disintegration phenomena of nonlinear wave train passing over a submerged dike have been investigated by a previously developed numerical model. The model, based on the time dependent boundary element method, employs an effective non reflective open boundary treatment and can be applied to arbitrary nonlinear wave processes. The computed wave profiles at various locations agree favorably with experimental observations. The numerical results indicate that the higher harmonics generated during the passage over the dike are transformed into prominent free waves in the trailing side of the dike, demonstrating the essential mechanism of the observed disintegration phenomenon. It is found that the amplitude of each higher frequency component is spatially modulated with the beat λ over the dike, and that the corresponding amplitude of transmitted wave becomes remarkably large when the width of the dike is nearly one half of λ . Furthermore, in the case of large incident waves, significant decomposition is found to occur even when the dike is deeply submerged.