

透過潜堤上で碎波をとまなう波の変形特性

榊 山 勉*

1. 緒 論

潜堤や没水水平版による波の分裂現象に関しては、これまで水理実験や数値計算により研究が行われ、波の分裂のメカニズムが明らかになってきた（例えば、大山・灘岡, 1991; 1992; 小島ら, 1991; 榊山, 1992）。すなわち、潜堤通過時に自由波と拘束波が混在し、潜堤背後の水深の深い領域にこれらが進入する際に自由波へエネルギーが移行し、波の分裂が生じる。これまでの研究では数値計算が中心で潜堤上で碎波しない条件に主眼が置かれていた。波高が大きくなっても自由波へ大きなエネルギーが移行されるものと考えられている。しかし、碎波に至っては逆に高次の自由波へのエネルギーの移行が減少し、波の分裂が抑制される（吉田ら, 1993; Sakakiyama and Ogasawara, 1994; 山城ら, 1995）。このように碎波を伴うために数値解析では扱いにくいこの現象のメカニズムは十分に把握されていないものと思われる。

潜堤の主たる機能は強制碎波による背後領域の波浪制御にあるので、碎波をとまなう波の変形特性を明らかにすることが工学的にも重要な課題となる。そこで本研究では、透過潜堤を対象に非碎波から潜堤上で碎波する範囲で水理実験を行った。空間的な水位変動、流速分布を詳細に測定し、潜堤上で碎波を伴う場合の波の変形を把握する。

2. 実験方法と実験条件

実験は、図-1に示す長さ20 m、幅0.30 m、深さ0.55 mの反射波吸収式2次元造波水路を用いて行った。海底勾配1/15の斜面上の一部に不透過マウンドを作製し、その水平床面上に透過潜堤を設置した。一様水深 $h_1=0.402$ m、潜堤設置水深 $h=0.143$ mの1種類とした。潜堤の岸側には水深 $h_D=0.102$ mの一様水深部を設け端部に消波材を設置した。

図-2に透過潜堤の形状を示す。潜堤の高さ h_r は0.10 m ($h_r/h=0.7$)、潜堤天端幅0.287 m、法面勾配は1:0.5とし、消波ブロック（重さ $W=55$ g）で作製した。実験

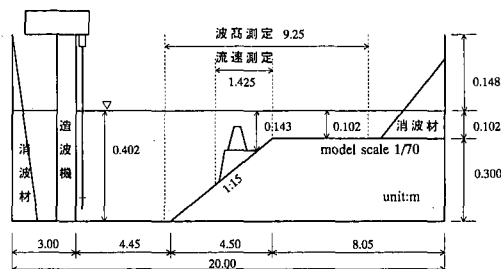


図-1 実験装置

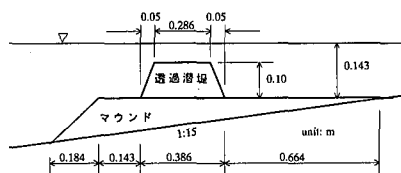


図-2 透過潜堤の形状

中は網で覆い消波ブロックの移動を防いだ。

潜堤の形状や波浪条件は、縮尺1/50を想定した波の分裂の数値計算（榊山, 1992）や縮尺1/8の大型模型実験（榊山・小笠原, 1993; Sakakiyama and Ogasawara, 1994）で用いた潜堤と相似にした。今回の縮尺は1/70になる。

波浪条件を表-1に示す。周期 T は1.02, 1.43, 1.85 sの3種類で、波高はそれぞれの周期で潜堤上で碎波しない場合と碎波する場合の2種類を設定した。図-1に示す斜面法先部から潜堤背後の一様水深部にわたる9.25 m間を0.05 m間隔で(186測点)、波高計6台を用いて水位変動を測定した。さらに、同図に示す潜堤周辺の1.425 m区間で水平鉛直2成分電磁流速計2台を用いて、水平鉛直方向に0.025 m間隔で流速を測定した。同時に波高計2台で水位変動も測定している。さらに、各周期について入射波高 H_i を約0.02~0.15 mの範囲で潜堤周辺の6測点 ($x=1.43, 2.14, 2.79, 3.57, 3.89, 4.50$ m, $x=0$ は1/15斜面の法先)での水位変動を測定した。これらの測定中には一様水深部の波高計2台で水位変動を測定した。サンプリング周波数は100 Hzで約20秒間のデータをPCで収録し次の処理を行った。一様水深部の波

表-1 実験条件

ケース	周期 T (s)	入射波高 H_I (cm)	水 深	備 考
T102N	1.02	0.049	一様水深 $h_I=0.402$ m	非砕波
T102B		0.077		砕波
T143N	1.43	0.039	透過潜堤 設置水深 $h=0.143$ m	非砕波
T143B		0.086		砕波
T185N	1.85	0.043		非砕波
T185B		0.082		砕波

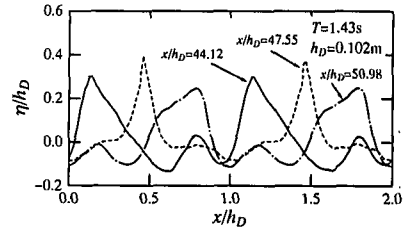
高計の水位変動を基準に各測点でのタイミングを合わせ、同時刻の水位の空間波形を求めた。同様に流速ベクトル場の時間的な変化を求めた。測定区間 9.25 m にわたる水位変動をスペクトル解析し、各周波数成分の振幅分布を調べた。また、潜堤岸側の一様水深部 4.75 m の領域(測点数 96 点)の水位データを用いて波数・周波数スペクトル解析を行い、透過波に含まれる高次の自由波と拘束波を分離した。

3. 実験結果と考察

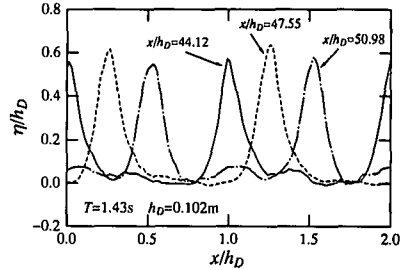
図-3 に潜堤背後の一様水深部における 3 地点での水位の時間波形を示す。図-3(a)の非砕波の場合には各地点で時間波形は周期的に繰り返されるものの、場所が変わると著しく変化する。これは、潜堤通過に伴って発生する高周波数成分波の自由波と拘束波との位相干渉によるものである。これに対して、潜堤上で砕波した場合には、図-3(b)にみられるように異なる地点でもほぼ同じ時間波形が得られた。この波は非線形性が強く、波高水深比は約 0.5 である。自由波の影響も若干残リトラフにみられる 2 次波率のような波形に表れている。

図-4 に周期 $T=1.43$ s の条件での水位の空間波形の時間的な変化を示した。これらの波形は時間間隔 $T/8$ で、縦軸を 3 cm ずらして図示してある。図-4(a)の砕波しない場合には潜堤上で分裂が始まる。潜堤背後の水深が深くなると高次周波数の成分波は自由波としてそれぞれの周期の波速で伝播していく。波の峰の入れ替わる様子が明瞭に捉えられている。この結果と数値計算結果(礪山, 1992)は良好に一致している。これに対して、図-4(b)の潜堤上で砕波する場合には、潜堤通過後の波は再成し、わずかに高次の自由波がみられるが、概ねクノイド波に近い波形で伝播する。非砕波の場合のような明瞭な波の分裂は見られない。図-4(a)と(b)との空間波形を比較すると非砕波と砕波では透過波の基本周波数成分波の波速にも違いがみられる。当然のことながら砕波後の波の波速のほうが大きく、波高の非線形効果が表れている。

図-5, 図-6 は周期 $T=1.43$ s と 1.85 s の各周波数成

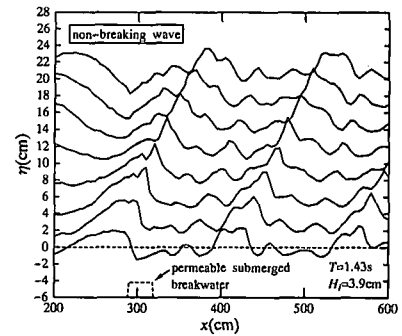


(a) 非砕波

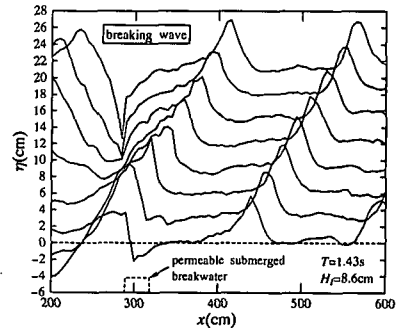


(b) 潜堤上で砕波する場合

図-3 潜堤通過後の水位の時間波形の比較



(a) 非砕波



(b) 潜堤上で砕波する場合

図-4 水位変動の空間波形の時間的な変化 ($T=1.43$ s)

分波の振幅分布を示したものである。ただし、これらの振幅には同じ周波数の自由波と拘束波の両者が含まれる。図-5(a)の非砕波の場合には、入射波の 2 次以上の高周波数成分は小さい。潜堤前後で基本周波数成分波の

振幅は減少する。一方、高周波数成分は潜堤上で増幅し、背後の領域では2倍周波数成分の振幅と3倍周波数成分の振幅が同程度である。それぞれビート波長の異なる変動をしている。これはそれぞれの周波数で自由波と拘束波が存在するためである。ビート上の波長の短い変動は造波水路の岸側端の消波材からの反射波の影響である。基本周波数成分波の反射率は約0.15であった。

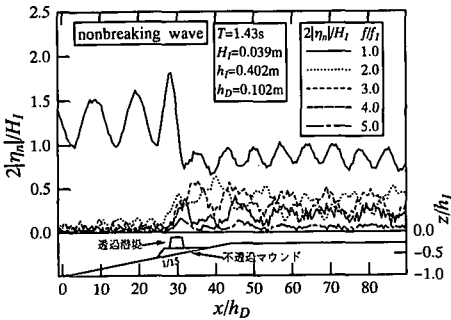
これに対して、図-5(b)の潜堤上で碎波を伴う場合には、潜堤を境に基本周波数成分波のみならず高周波数成分波の振幅も減少する。潜堤通過後も入射波と同様に、周波数が高くなるにしたがって各成分波の振幅が小さくなる。このように摂動解の高次項の振幅が小さくなるという非線形波の性質が表れている。2次以上の振幅分布には非碎波の場合よりも波長の長いビートがみられる。

図-6は周期 $T=1.85$ sの結果で、全体的な傾向は図-5の結果と同じであるが、非線形性が強くなり図-6(a)の非碎波の条件でも入射波に有意な2次の成分が含まれている。潜堤通過時に基本周波数成分波から高次の成分波にエネルギーが移行している。図-6(b)の碎波の結果は、図-5(b)とほぼ同様の傾向を示し、全体的に基本周波数成分の振幅に対する高次の振幅の比が大きくなっている。

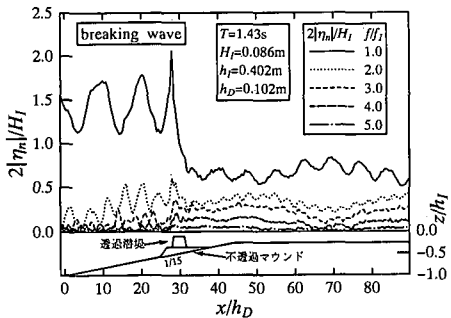
吉田ら(1993)は分裂により生じる2次、3次の自由

波の波高と入射波波高との比が非碎波の範囲では増大し、碎波後減少することを示したが、自由波と拘束波の成分の区別はされていない。そこで、透過潜堤背後の一樣水深部の水位の時空間分布から波数・周波数スペクトル $S(k, f)$ を求め(細井・石田, 1970), 図-7に示した。水平2軸はそれぞれ基本周波数 f_1 とその波数 k_1 で無次元化した。縦軸は波数・周波数スペクトルのパワーを示す(単位 $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{cm}$)。また、図中の曲線は微小振幅波理論の分散関係式を示す。一方、直線は非線形波の分散関係を表し、拘束波の各周波数成分波は同じ波速を有するので周波数 f_n と波数 k_n との関係は直線で与えられる。非碎波の場合には $ff_1=2, 3$ 上に2つのピークが現れる。同じ周波数に対して波数の異なる波が存在するが、拘束波の成分の方がエネルギーが大きい。図-7(b)の潜堤上で碎波しその後再成した波の場合には自由波の成分がほとんどみられない。碎波をとまう場合に明らかのように、基本周波数成分波自体の波数は微小振幅波の波数よりも小さくなり、非線形波の再成を表している。

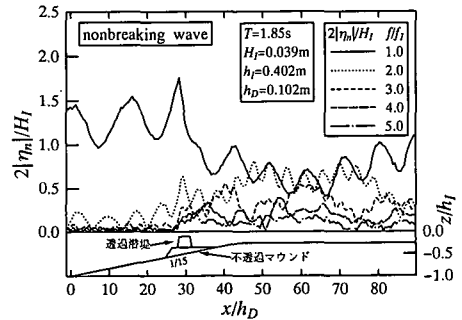
この他に本研究では、同じ3種類の周期について入射波高 H_I を約0.02 mから0.15 mの範囲で変えて、潜堤前後の6測点で水位変動を測定した。透過波のエネルギーを表すために水位変動の2乗平均値 H_{rms}/h を沖波波形勾配 H_0/L_0 との関係で図-8に示した。波形勾配が増



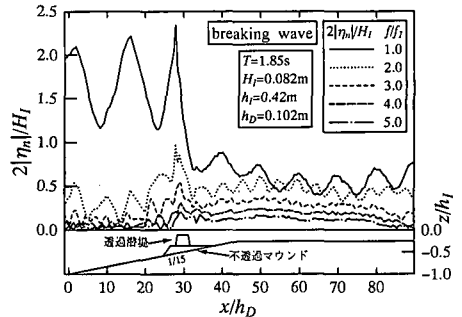
(a) 非碎波



(b) 潜堤上で碎波

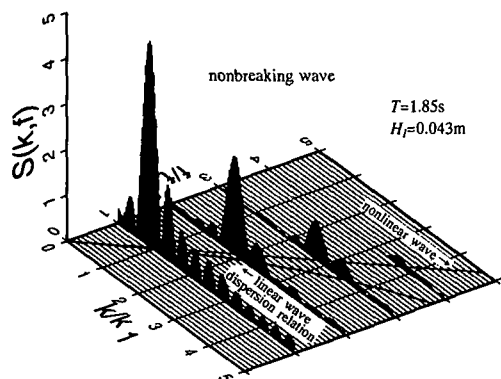
 図-5 各周波数成分の振幅分布 ($T=1.43$ s)


(a) 非碎波

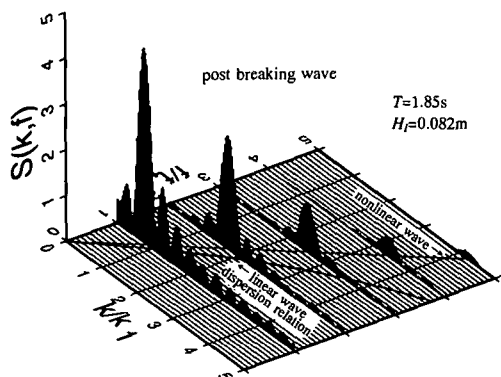


(b) 潜堤上で碎波

 図-6 各周波数成分の振幅分布 ($T=1.85$ s)



(a) 非砕波



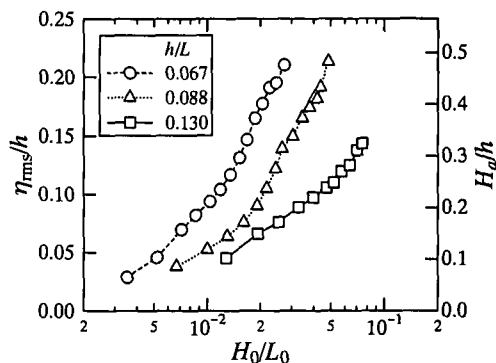
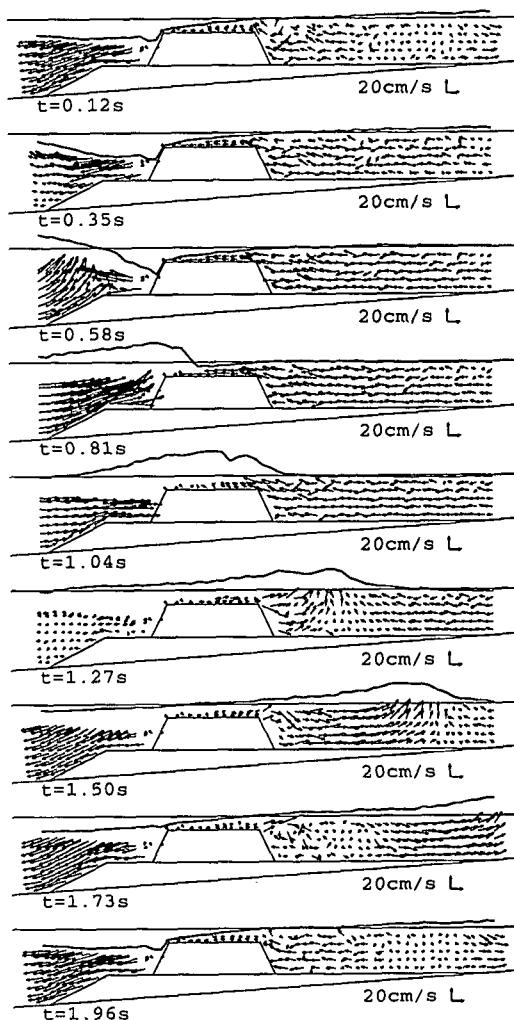
(b) 潜堤上で砕波

図-7 波数・周波数スペクトルの比較 ($T=1.85$ s)

加し、ある値になると潜堤上で砕波が生じる。それ以上の波形勾配になっても透過波の波高の増加はわずかであるが、透過波のエネルギーは砕波後も波形勾配に対応して増加する。同図の右縦軸には H_{rms} を微小振幅波の波高 H_0 に換算し波高水深比で示した。砕波を生じた透過波のエネルギーは波高水深比で 0.2 以上相当になり、透過波は潜堤背後の水深において非線形波相当のエネルギーを有する。

潜堤近傍での砕波の様子は次の通りである。沖側法肩で水位が減少し巻き波砕波に近い形態で砕波し始め、潜堤上で突っ込み気泡を取り込みながら伝播し再成する。水口ら (1978) によれば、砕波後の波は再成によりおおそ孤立波になる。また、Mizuguchi (1980) は砕波の波高分布や平均水位上昇のモデル化で、波高と波のエネルギー E との関係を微小振幅波理論の $E=(1/2)\rho g a^2$ より小さい $E=(1/6)\rho g a^2$ で与えモデルを改良した。これらのことから、砕波により波のエネルギーの一部が消滅されるものの、再成時には透過波のエネルギーが水深と周期の条件を満たす非線形波に再生するものと考えられる。

図-9 は周期 $T=1.85$ s の砕波を伴う条件について潜堤周辺の流速ベクトル分布の時間的变化を $T/8$ 毎に示

図-8 エネルギーの比較 ($\eta_{rms}/h-H_0/L_0$)図-9 流速ベクトルの時間的变化 ($T=1.85$ s)

したものである。電磁流速計を用いたのでトラフより下の範囲で測定した。図中には同時刻の水位の空間波形も示した。 $t=0.12$ s から 0.58 s の図にかけて潜堤沖側で

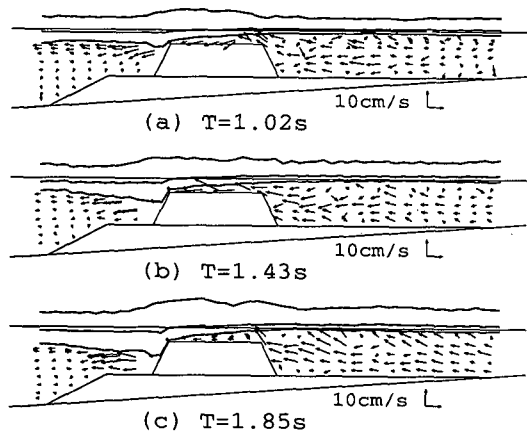


図-10 平均流速ベクトル (碎波時)

水位が低下し碎波にいたる変形過程を示す。 $t=0.81$ s から 1.27 s にかけて潜堤沖側の法肩で生じた碎波が潜堤上を通過する。 $t=1.50$ s から 1.96 s にかけては碎波が再成し透過波として伝播する様子が把握できる。潜堤背後に形成される渦の挙動を細かい時間間隔で流速ベクトル図を出力して調べた。その結果、波のクレストの通過後、潜堤の岸側の法肩近傍で水位が平均水位近くになり水平流速が0になり始める頃から渦が発生し始めることがわかった。図-9の $t=1.73$ s の流速ベクトル図で発達した渦がみられる。一方、非碎波の条件では、明瞭な渦の発生はみられなかった。

図-10に各周期の碎波時の平均流速ベクトルとクレスト、トラフならびに平均水位の空間分布を示した。平均流速は、潜堤の岸側ではトラフ以下の水深全体にわたって冲向き、潜堤の沖側では水面付近に集中している。周期 $T=1.02$ s と 1.43 s の場合には、潜堤上の戻り流れが顕著であるが、 $T=1.85$ s の周期が長い場合にはこの流れが小さくなっている。潜堤沖側の不透過マウンド上では水深全体にわたって戻り流れが大きくなっていることや引き波の時に水位が透過潜堤内部に下がらないで急激な水面勾配がつくことから、周期が長くなってくると戻り流れが透過潜堤内にも及ぶものと考えられる。碎波を伴う場合には同図にみらるよう顕著な平均水位の変化が生じる。潜堤の沖側の法肩当たりで平均水位が0になり岸側に向かって上昇する。潜堤前後で約3cmの平均水位差がついた。図には示さなかったが、非碎波の場合にも同様に平均水位差が生じるが、水位差は2~3mm程度であった。

4. 結 論

本研究では、潜堤上で碎波をとまう透過波の変形を

把握するために、水理実験で詳細な測定を行い検討を加えた。得られた結論は以下の通りである。

1) 潜堤上を非碎波で通過する場合には、顕著な波の分裂が生じ高次の自由波が伝播するが、潜堤上で碎波すると非線形性の強い波が再成する。即ち、潜堤上で碎波すると自由波へのエネルギー移行が抑えられ、波のエネルギーの大部分は拘束波として輸送される

2) 高周波数成分波の振幅は、非碎波の場合には潜堤の背後で増幅するが、碎波する場合には、基本周波数成分波と同様に高次の周波数成分波も減少する。

3) 非碎波の場合には、透過波に含まれる自由波と拘束波の高周波数成分波の振幅は同じオーダーであるが、碎波により自由波の成分は極めて小さくなる。

4) 潜堤による波浪制御を行う場合、潜堤上で碎波した後の透過波は非線形波として取り扱う必要がある。

九州大学吉田明徳助教授には、文献ならびに貴重な助言を戴きました。また、実験では(株)八重洲土木技術センター吉岡武男氏の多大な協力を得ました。ここに、記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 大山 巧・灘岡和夫 (1991): 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.
- 大山 巧・灘岡和夫 (1992): 潜堤を通過する非線形波の分裂現象の解析, 土木学会論文集, No.450/II-20, pp. 31-40.
- 小島治幸・吉田明徳・井島武士 (1991): 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.
- 榊山 勉(1992): 潜堤による非線形波の分裂に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 626-630.
- 榊山 勉・小笠原正治 (1993): 潜堤による衝撃碎波力の低減と実験スケール効果, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 746-750.
- 細井正延・石田 昭 (1970): 2次波峰現象における非線形性の解析, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 47-52.
- 水口 優・辻岡和夫・堀川清司 (1978): 碎波後の波高変形についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 155-159.
- 吉田明徳・長井健二・田代晃一・入江 功・小島治幸 (1993): 二重係留没水水平版の波浪制御に関する線形理論の適用性と非線形効果, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 616-620.
- 山城 賢・吉田明徳・村上啓介 (1995): 波と没水構造物の非線形干渉に関する実験的研究, 第50回年次学術講演会概要集2 (印刷中).
- Mizuguchi, M. (1980): An heuristic model of wave height distribution in surf zone, Proc. 17th Conf. on Coastal Eng., pp. 278-289.
- Sakakiyama, T. and M. Ogasawara (1994): Scale effect on impulsive wave force and reduction by submerged breakwater, Proc. Coastal Dynamics '94, pp. 628-641.