

大規模砕波に伴う水中圧力変動と砕波形態に及ぼす 台形型潜堤の幾何形状効果

川崎 浩司*・村瀬 政善**・渋谷 貴志**・岩田好一朗***

1. 緒 言

防災面, 海域の景観・生態環境面に優れた機能を多くもつ潜堤の周辺海域では, 一般に砕波を伴うことから, 極めて複雑な物理環境場が形成されている。そのため, 波高減衰のみならず, 生態環境場を支配する水粒子速度や水中圧力といった砕波の内部構造を解明することが重要である。特に, 水中圧力変動は, 魚類の蜆集効果の一因である水中音の発生機構, さらに砕波によるエネルギー逸散過程で重要な要因である気泡の挙動に関連性が高いと予想される。したがって, 水中圧力変動の特性を明らかにすることは, 海象力学, 海域生物学的に必要な不可欠である。しかし, 砕波に伴う水中圧力変動を取り上げた研究例は非常に少なく(岩田ら, 1997; 川崎ら, 1997, 1998), その特性は十分に解明されていないのが現状である。

本研究では, 詳細な水理実験を行い, 不透過台形型潜堤によって生じる大規模砕波に伴う水中圧力の変動特性を考究する。また, 従来あまり検討されていなかった砕波形態に及ぼす台形型潜堤の幾何形状効果についても併せて議論する。

2. 水理模型実験

一定水深上に設置された不透過台形型潜堤による砕波特性と大規模砕波に伴う水中圧力変動特性を明らかにするために, 名古屋大学大学院工学研究科土木工学教室の 2 次元造波水槽(長さ 30 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.9 m)を用いて, 次に示す 3 つの水理模型実験を行った。なお, 作用波はすべて規則波であり, 静水深 h は 40 cm と一定にした。

2.1 台形型潜堤による砕波特性(実験 I)

台形型潜堤による砕波特性のうち, 砕波限界, 砕波形式, 砕波位置を把握するために, 砕波に伴う潜堤周辺での波の挙動を 8 mm ビデオカメラで撮影した。そして, 30

コマ/秒の静止画像から各諸量を読みとった。なお, 実験では, 解析時の目安となるように, 正方格子(2.0 cm × 2.0 cm)を水槽のガラス側面に設置した。潜堤の幾何スケールは, 相対天端幅 B/L_i を 0.1~0.4 の数種類(B : 天端幅, L_i : 入射波長), 相対天端水深 R/h を 0.2, 0.4 の 2 種類(R : 天端水深), 潜堤の前面法面勾配 $\tan \theta$ を 1/3, 1/2, 1/1.5, ∞ (矩形型)の 4 種類とした。また, 入射波の周期 T_i を 0.8, 1.2, 1.68, 2.15 s の 4 種類, 波高 H_i を 2.0 cm~17.0 cm の範囲で約 1 cm 間隔ごとに変化させた。

2.2 大規模砕波に伴う水中圧力変動特性(実験 II)

実験 II では, 大規模な砕波形態として, Plunging 型砕波と二段砕波を取り上げ, これらの砕波に伴う水中圧力変動の水理実験を行った。ここで, 二段砕波とは, 引き波時に発生する戻り流れの影響により, 潜堤前面と潜堤上で二回砕波する形式のことである(片野ら, 1992)。実験 II の諸条件を, 実験 I の結果を参考に, 次のように設定した。すなわち, 相対天端幅を $B/L_i=0.2$, 相対天端水深を $R/h=0.2$, 入射波周期を $T_i=1.2$ s と固定し, Plunging 型砕波に対しては, 潜堤の前面法面勾配を $\tan \theta=1/3$, 入射波高を $H_i=9.0$ cm とし, 一方, 二段砕波に関しては, $\tan \theta=\infty$ (矩形型), $H_i=8.6$ cm とした。

各条件下で, 潜堤の岸沖方向約 200 cm, 静水面から鉛直下向き方向に $z=-4\sim-20$ cm の領域の約 200 地点にて, 水中圧力の時間変動を, 超小型水中マイクロホン(Brüel & Kjaer 社製: 8103)を使用して計測した。その出力を, チャージ増幅器(Brüel & Kjaer 社製: 2635)を通してデータレコーダーに記録した。データレコーダーに記録された各計測データを, サンプルタイム 0.0005 s, あるいは 0.001 s で AD 変換を行い, FFT 法により各周波数成分の振幅スペクトルを算定した。なお, 計測した圧力変動データに含まれるノイズを除去するために, 潜堤を設置していないときの圧力変動を計測するとともに, 水中マイクロホンを固定した支柱による固有振動周波数についても調べた。

さらに, 水中圧力変動の計測とほぼ同領域で, 電気容量式水位計と電磁流速計を用いて, 水位と水粒子速度の時間変動を計測した。また, 砕波持続域(砕波点から自

* 正会員 博士(工) 大阪大学大学院助手 工学研究科土木工学専攻

** 学生会員 名古屋大学大学院 工学研究科土木工学専攻

*** フェロー 工 博 名古屋大学大学院教授 工学研究科土木工学教室

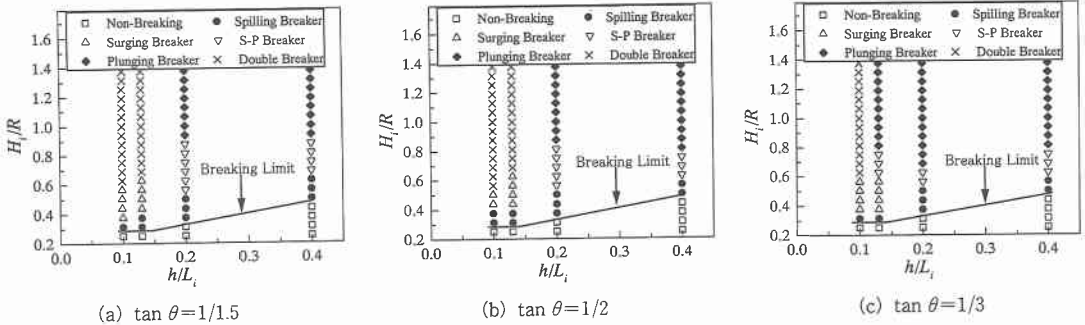


図-1 台形型潜堤による碎波の形式

由表面で乱れが認められなくなる地点までの領域) や気泡が混入している領域を把握する目的で、8 mm ビデオカメラにより、潜堤周辺の波の挙動を撮影した。

2.3 気泡発生に伴う水中圧力変動の基本特性 (実験 III)

実験IIIでは、気泡発生に伴う水中圧力変動の基本特性を解明するために、静水深 $h = 40$ cm の水槽底部より、半径約 $0.5 \sim 1.0$ cm の範囲で数種類の同一径気泡を連続発生させ、超小型水中マイクロホンによる水中圧力の計測を行った。解析方法は実験IIと同様である。また、計測と同時に、8 mm ビデオカメラを使用して、気泡の大きさと挙動を撮影した。

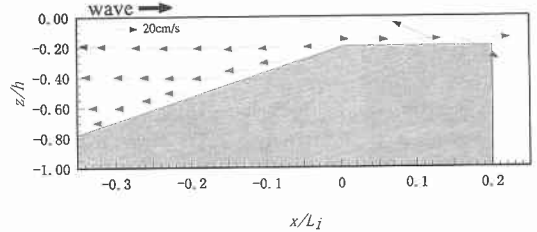
3. 台形型潜堤による碎波特性

3.1 碎波限界と碎波形式

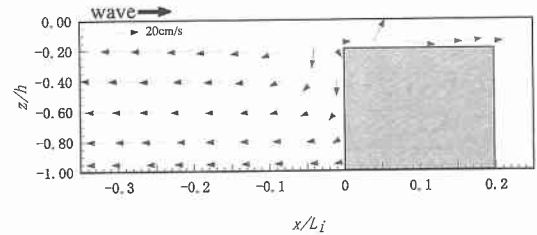
図-1に、台形型潜堤による碎波発生の有無および碎波形式と入射波および潜堤の幾何スケールとの関係を示す。(a)~(c)はそれぞれ潜堤の前面法面勾配 $\tan \theta = 1/1.5, 1/2, 1/3$ の場合を示す。本研究では、波面が鉛直になり、気泡が生じる瞬間を碎波と定義し、その地点を碎波位置とした。

同図より、水深波長比 h/L_i が同じであれば、潜堤の前面法面勾配 $\tan \theta$ によらず、碎波限界時の相対入射波高 $(H_i/R)_c$ はほぼ一定であることが判明する。また、図示しないが、 $B/L_i = 0.2$ の場合と比べた結果、 $(H_i/R)_c$ に対する相対天端幅 B/L_i の影響も小さいことが確認された。安田ら (1991) によると、孤立波の場合、台形型潜堤による碎波限界時の入射波高は、水深変化量にのみ支配され、堤幅が一定であれば法面勾配によらず一定である。本実験と安田ら (1991) の実験条件は異なるが、本実験で作用させた周期波の場合でも、同様な傾向が得られた。

次に、碎波形式について考察する。相対入射波高 H_i/R の増大に伴い、碎波形式が Spilling 型碎波から最終的に Plunging 型碎波ないし二段碎波へと変化している。特に、本実験では、岩田ら (1996) が実施した実験でみら



(a) Plunging 型碎波



(b) 二段碎波

図-2 台形型潜堤周辺での流速場

れなかった典型的な Plunging 型碎波の発生が確認できた。図-1より、データ数が少なくばらつきがあるものの、Plunging 型碎波は、全体として水深波長比 h/L_i が大きく、潜堤の前面法面勾配 $\tan \theta$ が小さくなるほど、発生しやすくなる傾向にある。この原因として、水深波長比が小さくなる、つまり入射波の周期が長くなると、法面上の戻り流れが多量に落ち込んだ後に、次の波が進行してくるために、波と流れが衝突し、Plunging 型碎波でなく、二段碎波が発生すると考えられる。一方、図-2からわかるように、潜堤前面の法面勾配の違いにより、冲向きの戻り流れの向きが大きく異なる。特に、矩形型潜堤の場合を示す図-2(b)をみると、潜堤沖側端部で水粒子速度の向きがほぼ鉛直下向きとなっており、二段碎波が発生している。したがって、最終的に Plunging 型碎波と二段碎波のどちらの碎波形式が生ずるかの基準は、潜堤岸側部からの冲向き戻り流速と進行してくる波の岸向き流速の大小関係によるものと推察される。しかしながら、

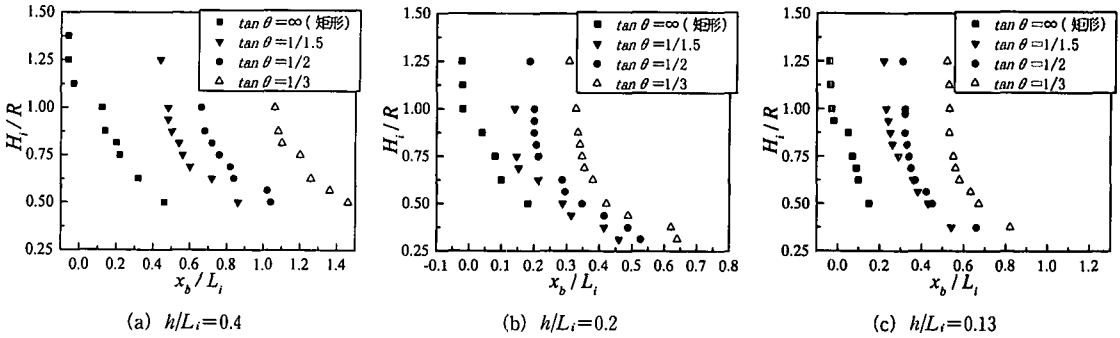


図-3 台形型潜堤による碎波位置 ($B/L_i=0.4, R/h=0.2$)

定量的に判断基準を設定するためには、より詳細な実験を行い検討する必要がある。

3.2 碎波位置

図-3は、無次元碎波位置 x_b/L_i と入射波および潜堤の幾何スケールの関係を示したものである。ここで、 x_b は潜堤の最も沖側（矩形型潜堤の場合には潜堤前面，台形型潜堤の場合には潜堤の前面法先）から碎波位置までの距離を表す。同一の相対入射波高 H_i/R に対して、碎波位置は $\tan \theta = \infty$ (矩形型), $1/1.5, 1/2, 1/3$ という順で沖側から岸側へと変化しているのが認められる。これは、 $\tan \theta$ が大きくなるほど、つまり潜堤前面での水深変化が急であるほど、浅水変形により入射波が不安定になるためと推察される。また、水深波長比 h/L_i が大きくなるにつれて、深海性を帯びることから、潜堤による影響が小さくなり、より岸側で碎波が発生するのが認められる。

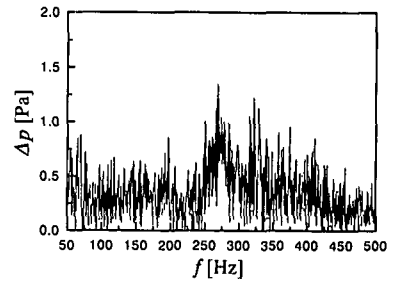
3.1節で述べたことも併せて検討すると、台形型潜堤による碎波特性は、相対入射波高 H_i/R (あるいは、入射波の波形勾配 H_i/L_i と相対天端水深 R/L)、水深波長比 h/L_i 、相対天端幅 B/L_i 、潜堤前面の法面勾配 $\tan \theta$ の無次元量に支配されるといえる。

4. 大規模碎波に伴う水中圧力変動特性

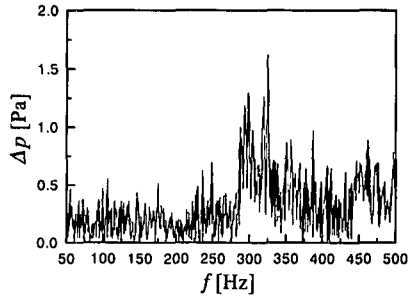
4.1 水中圧力の振幅スペクトル

前述したように、大規模碎波のうち、Plunging型碎波と二段碎波を取り上げ、碎波持続領域での水中圧力変動特性を考究する。なお、碎波による水中圧力の変動特性を詳細に把握するために、碎波に伴う圧力の振幅スペクトルと同一水深で計測した潜堤を設置しない場合の振幅スペクトルとの差（以後、圧力スペクトル差と称する）を用いることにする。

図-4(a), (b)は、それぞれPlunging型碎波、二段碎波の場合であり、潜堤岸側背後で気泡が最も水中に混入している地点での圧力スペクトル差 (50~500 Hz) を示す。ここで、各々の碎波形態は次のような特徴をもつことを付記しておく。まず、Plunging型碎波は、台形型潜



(a) Plunging型碎波 ($x/L_i=0.24, z/h=-0.2$)

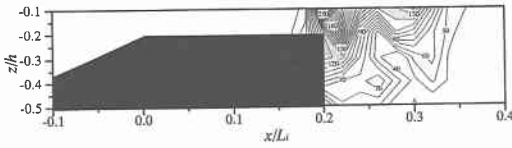


(b) 二段碎波 ($x/L_i=0.28, u/h=-0.2$)

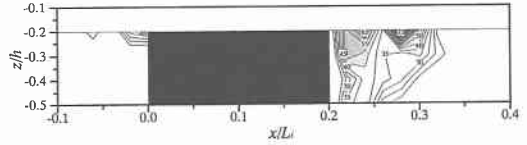
図-4 碎波持続領域における圧力スペクトル差

堤の前面法面上で碎波した後、巻き波が潜堤上に激しく突っ込む。そして、その影響により潜堤背後の広範囲に気泡が混入する。一方、二段碎波は、潜堤前面と潜堤背後二ヶ所で碎波するため、潜堤岸側背後で生じる二度目の碎波の乱れが、Plunging型碎波により引き起こされる乱れに比べて、若干弱い規模となる。

図-4より、Plunging型碎波の場合は250 Hz以上、二段碎波の場合は280 Hz以上の非常に高い周波数帯で、圧力スペクトル差の増大が顕著に認められる。また、ビデオ画像から、Plunging型碎波の場合、潜堤岸側背後で水中に取り込まれる気泡量は、二段碎波の場合よりも多いことが確認された。さらに、詳細については後述するが、圧力の振幅スペクトル差が増大する周波数帯は、混入される気泡の大きさに関連性が高い。上述したことが

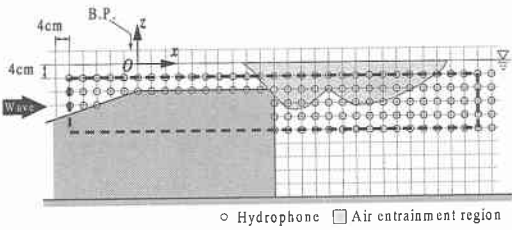


(a) Plunging型砕波 (250~500 Hz)

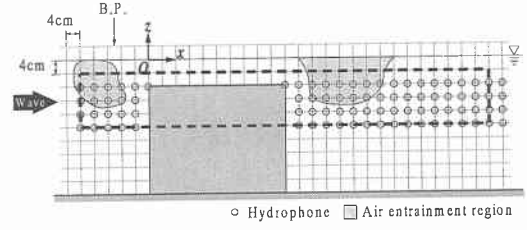


(b) 二段砕波 (250~500 Hz)

図-5 高周波数帯における圧力スペクトル差の積分値の空間分布



(a) Plunging型砕波



(b) 二段砕波

図-6 気泡混入領域の模式図

ら、高周波数成分の圧力スペクトル差は、水中に混入された気泡の振動に起因して増大したものと判断できる。

4.2 高周波数成分の圧力変動の空間特性

砕波に伴う水中圧力の高周波数成分の空間的变化を議論するために、圧力スペクトル差のある周波数帯で積分した値を用いる。このことにより、特定の周波数帯における圧力変動の増大領域を把握することができる。

図-5(a)は、Plunging型砕波の場合で、各計測点の圧力スペクトル差を250~500 Hzの範囲で積分したものである。同図より、潜堤岸側隅角部から潜堤背後の領域で、積分値が急激に増大しているのが認められる。同一条件下で、一周期の波が通過する間に静水面下で気泡が混入しう領域（ここでは、気泡混入領域と称する）を示す図-6(a)と比較すると、250 Hz以上の高周波数の圧力変動が卓越している領域と気泡混入領域がおおよそ一致している。なお、図中の太い点線で囲まれた部分が図-5に対応する。さらに、図-5(b)と図-6(b)から確認できるように、二段砕波の場合も、潜堤前後の気泡混入領域と280 Hz以上の圧力変動の増大領域はほぼ一致している。したがって、砕波に伴い発生した高周波数成分の水中圧力変動は、水中に取り込まれた気泡と強い相関性があることが明らかとなった。

4.3 気泡発生に伴う水中圧力変動の基本特性

ここでは、Minnaert (1933) や Plesset・Prosperetti (1977) が提案した気泡の挙動に関する理論モデルと実験IIIの結果を比較検討しながら、気泡と高周波数成分の圧力変動の相関性を議論する。さらに、砕波で発生した気泡と高周波数成分の圧力変動の関係を論議する。

最も基本的な気泡の振動形態が膨張・収縮といった振

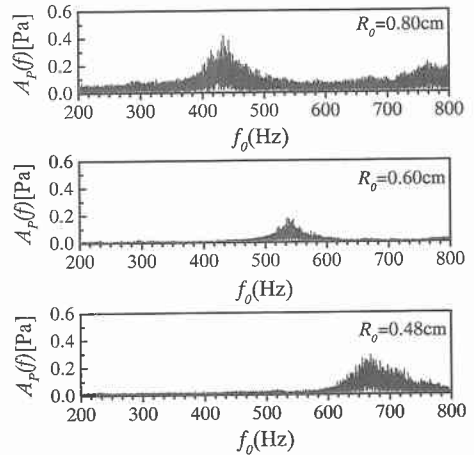


図-7 気泡の振動による圧力の振幅スペクトル

動であることから、Plesset・Prosperetti (1977) は、球形である気泡の境界に、流体圧力、気泡の内部圧力、流体の粘性による外力が作用したときの振動する気泡の運動方程式を導出した。そして、次式に示す気泡の振動の基本周波数 f_0 を算出した。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\rho}} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 R_0 は気泡の半径、 κ は比熱比、 p_0 は平衡状態における気泡内の圧力、 ρ は流体の密度である。

上式より、気泡の振動の基本周波数 f_0 は気泡の半径 R_0 に反比例することから、気泡の半径の減少に伴い気泡の振動周波数が高くなることが理解できる。なお、本研究では、気泡の振動周波数を算定する際に、流体密度を $\rho =$

1000 Ns²/m⁴, 比熱比は碎波に伴って発生した気泡が空気でであると仮定して $\kappa=1.4$ とした。また, 気泡内の圧力 p_0 を, 森ら (1987) の実験結果を参考に決定した。すなわち, 気泡が存在する水深に対してほとんど変化せず大気圧に等しいと仮定し, $p_0=101.3$ kPa とした。

図-7 に, 実験IIIの結果による水中圧力変動の振幅スペクトル値 (200~800 Hz) を示す。同図から, 気泡の径の違いにより, 圧力変動が増大する周波数帯が異なることが明らかである。一方, 式 (1) より, 半径 $R_0=0.8, 0.6, 0.48$ cm の気泡の振動周波数を算定すると, それぞれ $f_0=410, 547, 684$ Hz である。これらの値は, 図-7 で示されているピーク周波数の値とほぼ一致している。したがって, 気泡の振動形態は主に膨張・収縮であると判断してもよく, さらに気泡による振動と水中圧力変動には強い相関性があることが明らかになった。また, 超小型水中マイクロホンによる水中圧力の計測が精度良く行われていることが実証できた。

ついで, 大規模碎波に伴う高周波数成分の圧力変動特性を, 式 (1) から得られた気泡の振動の基本周波数と比較しながら考察する。まず, 実験時の目視およびビデオ画像より, 大規模碎波に伴い発生した水中の気泡の半径は, Plunging 型碎波の場合, 約 1.3 cm 以下であった。式 (1) より気泡の半径 $R_0 \leq 0.013$ m に対する気泡の振動周波数 f_0 を算定すると, f_0 は 253 Hz 以上となる。図-4(a) に示すように, これは, 気泡混入領域で増大する 250 Hz 以上の高周波数の圧力変動帯とほぼ一致している。従って, 気泡混入領域における圧力変動の高周波数成分の発生は気泡の振動に起因するものといえる。しかし, 式 (1) は, 流体中に単独で存在する気泡の挙動についての理論値である。碎波現象のように多量の気泡が同時に連行しているような状況に適用するには, 気泡同士の衝突や振動の干渉などを考慮する必要がある。さらに, 碎波持続領域での高周波数の圧力変動は, 気泡の他にも渦などの影響も考えられるので, 理論的検証ができたと判断するのは難しい。しかしながら, ひとつの気泡の振動によって発生する圧力変動の理論式を, 多量の気泡が同時に混入している状況に適用した場合でも, 気泡による振動周波数をある程度算定できると考えられる。逆に, 気泡連行領域での圧力変動を計測することにより, 気泡の径の大きさとその分布および気泡量などを推定できる可能性もある。また, 碎波現象においては, 気泡の混入・消失が波エネルギーの逸散の大きな要因であることを考慮すると, 気泡とその振動による圧力変動との関係を把握することができれば, 波エネルギーの逸

散量の定量的評価を含めた碎波現象の内部構造を解明する手がかりとなるであろう。

5. 結 言

本研究で得られた主要な結論を以下に示す。

- 1) 台形型潜堤による碎波特性は, 相対入射波高 H_i/R (あるいは, 入射波の波形勾配 H_i/L_i と相対天端水深 R/h), 水深波長比 h/L_i , 相対天端幅 B/L_i , 潜堤前面の法面勾配 $\tan \theta$ の無次元量に支配されるといえる。
- 2) 台形型潜堤 ($\tan \theta=1/1.5, 1/2, 1/3$) の場合, 矩形型潜堤 ($\tan \theta=\infty$) による碎波の形態で確認されなかった典型的な Plunging 型碎波が発生する。また, 潜堤岸側部からの戻り流れと波の岸向き流速の大小関係が碎波形式を大きく支配すると推測される。
- 3) 碎波に伴い, 高周波数成分の圧力変動が増大する。これは, 碎波の際に流体中に取り込まれた気泡の振動と強い相関性があることがわかった。
- 4) 実験結果と Plesset・Prosperetti (1977) による理論値を比較検討した結果, 気泡混入領域で生じる高周波数の圧力変動は主に気泡の振動によって発生したものと判断できる。

本研究は科学研究費補助金(基盤研究(B)(1))(代表者名古屋大学 岩田好一郎)によることを付記する。

参 考 文 献

- 岩田好一郎・川崎浩司・安藤敏宏 (1996): 潜堤による碎波特性とその内部構造に及ぼす波と潜堤の幾何スケール比, 海洋開発論文集, Vol. 12, pp. 297-302.
- 岩田好一郎・川崎浩司・安藤敏宏 (1997): 潜水構造物による碎波再生過程と碎波持続距離に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 71-75.
- 片野明良・村上信一郎・服部昌太郎 (1992): 幅広潜堤の消波特性の表示システム, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 646-650.
- 川崎浩司・安藤敏宏・岩田好一郎 (1997): 碎波持続領域内の圧力変動に関する一考察—没水構造物による—, 土木学会第52回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 64-65.
- 川崎浩司・岩田好一郎・村瀬政善 (1998): 碎波持続領域での水中圧力特性, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 131-135.
- 森 康夫・水上雅人・武士侯健 (1987): 剛球または水滴の水面下への落下および水流により発生する音の研究 (第1報, 剛球と水滴の場合), 日本機化学会論文集 (B編), 53巻, 487号, pp. 894-902.
- 安田孝志・柳原幸雄・北村 茂 (1991): 水深変化による孤立波の変形と碎波に及ぼす斜面の影響, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 41-45.
- Minnaert, M. (1933): On musical air-bubbles and the sounds of running water, Phil. Mag., Vol. 16, pp. 235-248.
- Plesset, M. S. and A. Prosperetti (1977): Bubble dynamics and cavitation, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 9, pp. 145-185.