

直立壁に作用する複合型碎波の衝撃圧の特性

安田 孝志*・Seyed Ali Azarmsa**・掛樋 久尚***

1. 緒 言

防波堤の設置条件によっては合田式で算出される波力を上回る強大な衝撃碎波力が作用する場合がある(藤崎・笹田・高橋, 1996) ため, 碎波による衝撃圧発生の実態解明は依然として重要な課題となっている(高橋ら, 1992; Hattori et al., 1994). しかしながら, 従来の研究のほとんどは巻き波型碎波を作用させて行われ, 碎波形式との関係で検討されたものは少ない.

複合型碎波(安田ら, 1995) は強大な巻き込みジェットを伴う点に著しい特色があるが, ジェットの規模に対応して波峯部の広い範囲にわたって水粒子速度や加速度を著しく発達させるため, ジェットが直立壁に作用した場合には合田式による結果を大きく超える強大な波力が発生すると予想される. しかも, 複合型碎波は複断面において生じるため, 急勾配斜面上の高マウンド部などで発生する危険性があり, こうした碎波まで対象として衝撃碎波圧に関する検討を行う必要がある.

そこで, 本研究ではこのような複合型碎波が直立壁に衝突した場合の衝撃碎波圧および碎波力を水理実験によって調べ, その時空間分布特性と碎波点位置との関係などを崩れ波型および巻き波型碎波によるものとの比較によって明らかにしたい.

2. 手法の概要

2.1 水理実験

実験は, 図-1 に示すように 2 次元水槽(1m×1m×54m) 内にアクリル製ダブルリーフを設置して行った. なお, このときのリーフの諸元は, 水深 $h_1=15.0$ cm の下で典型的複合型碎波が生じるように上段リーフの高さ $R_2=6.2$ cm, 下段リーフの高さ $R_1=11.7$ cm, ステップ間隔 $X_1=99.5$ cm とし, 波高 $H_1=7.1$ cm(1 段目ステップ前方 2.0 cm の測点での波高) の孤立波($H_1/h_1=0.47$) を入射させた. 同時に, 高さ 9.0 cm のシングルリーフに波高 $H_1=3.60$ cm および 8.25 cm の孤立波を入射させ,

直立壁に崩れ波型($H_1/h_1=0.24$) および巻き波型碎波($H_1/h_1=0.55$) を作用させた場合の実験も比較のために実施した.

圧力の測定は前報(安田ら, 1993) と同様に行った.

2.2 数値計算

複合型碎波のジェット落下限界に至るまでの計算が BIM によって正しく行われることは既の実証されている(安田ら, 1995a). そこでまず, 上述の各碎波に関する実験と同一条件下で計算を行い, ジェット落下限界での波形比較を行った. 図-2 はその結果であり, 入射波高の違いはあるが, それ以上にジェットの規模に大きな差があり, 碎波形式が崩れ波型から巻き波型, さらに複合型に遷移するに従ってジェットの規模も増大している.

ついで, 複合型碎波の碎波点前後($\delta x/h_1=-0.20 \sim 0.80$, δx は岸向きを正とした碎波点から直立壁位置までの距離) に直立壁を設置した場合の計算を行った. 図-3 はこのときの波形変化を示したものであり, 直立壁が碎波点後方, 例えば $\delta x/h_1=0.13$ に設置された場合,

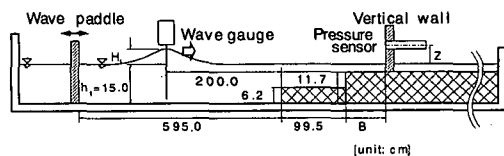


図-1 実験装置の概略

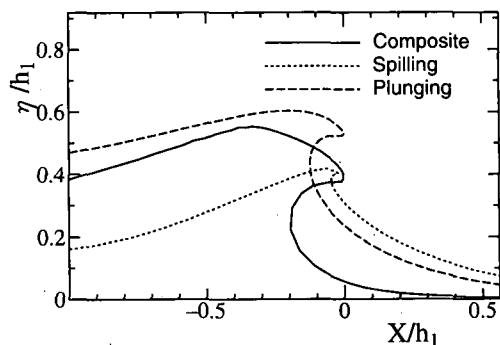


図-2 各碎波形式によるジェット落下限界時の波形

* 正 会 員 工 博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 工 修 岐阜大学大学院 工学研究科

*** 豊橋市役所

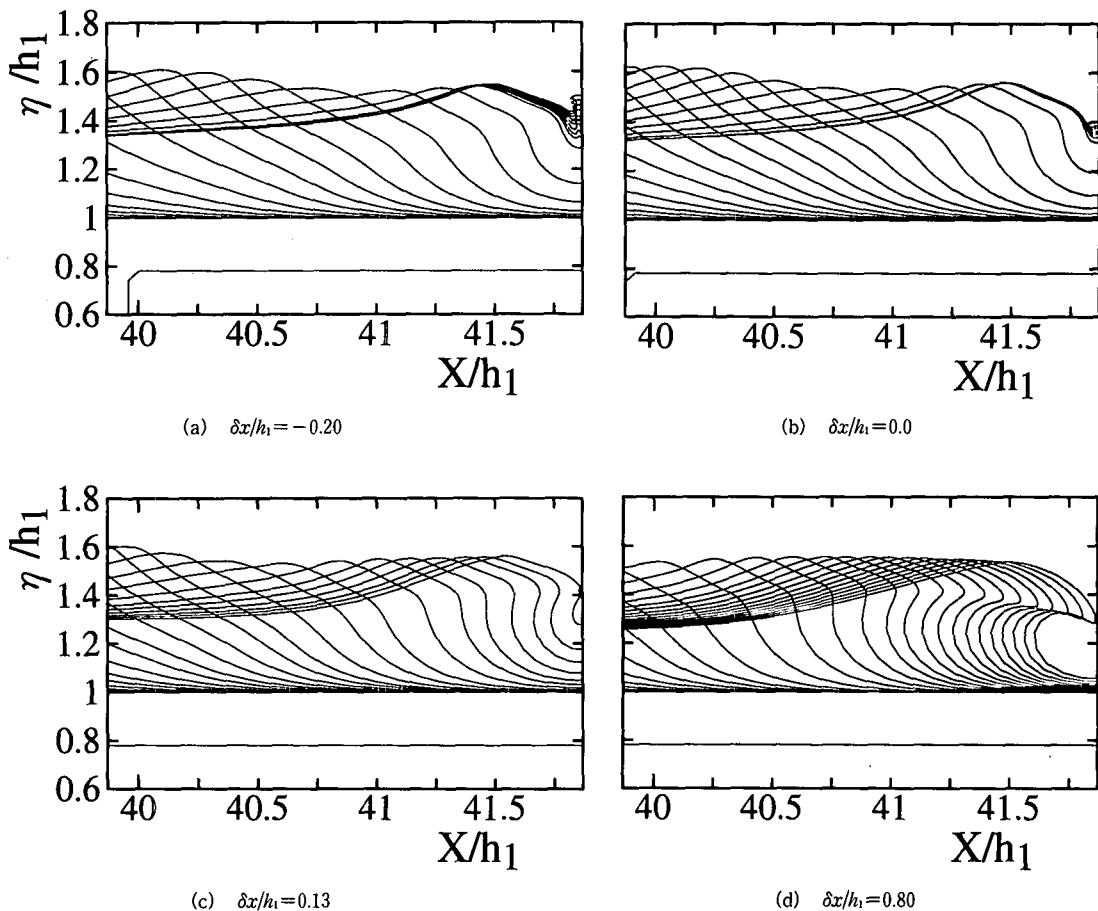


図-3 直立壁がある場合の複合型碎波の波形変化

ジェット放出面と直立壁の間に空気塊が封入される様子がよくわかる。

3. 複合型碎波による衝撃碎波圧

3.1 波圧の時間波形

複合型碎波の直立壁への衝突によって生じる碎波圧の特性を明らかにするため、直立壁を碎波点 $\delta x/h_1 = 0$ 、碎波点後の $\delta x/h_1 = 0.13$ および 0.80 としたときの圧力の時間波形の鉛直分布の比較を図-4 に示す。碎波点では $z/h_1 = 0.28 \sim 0.39$ の範囲で $p/\omega_0 H_1$ のピーク値が 20 を超える衝撃圧が生じ、 $z/h_1 = 0.37$ では $p/\omega_0 H_1$ のピーク値が 40 に達している。さらに碎波点後の $\delta x/h_1 = 0.13$ になると、前述の図-3 に示したように空気塊が封入されるため、その影響による圧力振動が鉛直方向ほぼ全域 ($\delta x/h_1 = -0.07 \sim 0.46$) にわたって生じる。そして、 $\delta x/h_1 = 0.80$ において封入空気塊の体積がほぼ最大規模になるためと考えられるが、圧力振動の周期もほぼ最大となっている。

以上示したように、複合型碎波の圧力波形の特徴として、その強大なジェットの衝突によって碎波点では波頂部付近の広い範囲で $p/\omega_0 H_1 > 20$ の衝撃圧が生じる一方、碎波点後では静水面上の鉛直方向ほぼ全域にわたって空気塊による圧力振動が発生することが挙げられる。

このような特徴をさらに明瞭にするため、前述の崩れ波型および巻き波型碎波によるものとの比較を行った。図-5 は、碎波点および碎波点後での各碎波による圧力波形の比較を示したものである。碎波点波頂部での圧力波形自体は碎波形式に依らず良く似ているが、そのピーク値は崩れ波型や巻き波型碎波によるものの2倍近くに達し、複合型碎波によって衝撃圧の値自体が入射波高の差以上に著しく増大することがわかる。しかも、静水面上の $z/h_1 = 0.24 \sim 0.27$ では、崩れ波型や巻き波型碎波によるものは急減するが、複合型碎波によるものはこれらの3倍近い値を示している。さらに、碎波点後の静水面付近になると、崩れ波型や巻き波型によるものとの差異はさらに拡大しており、上述の複合型碎波による衝撃圧

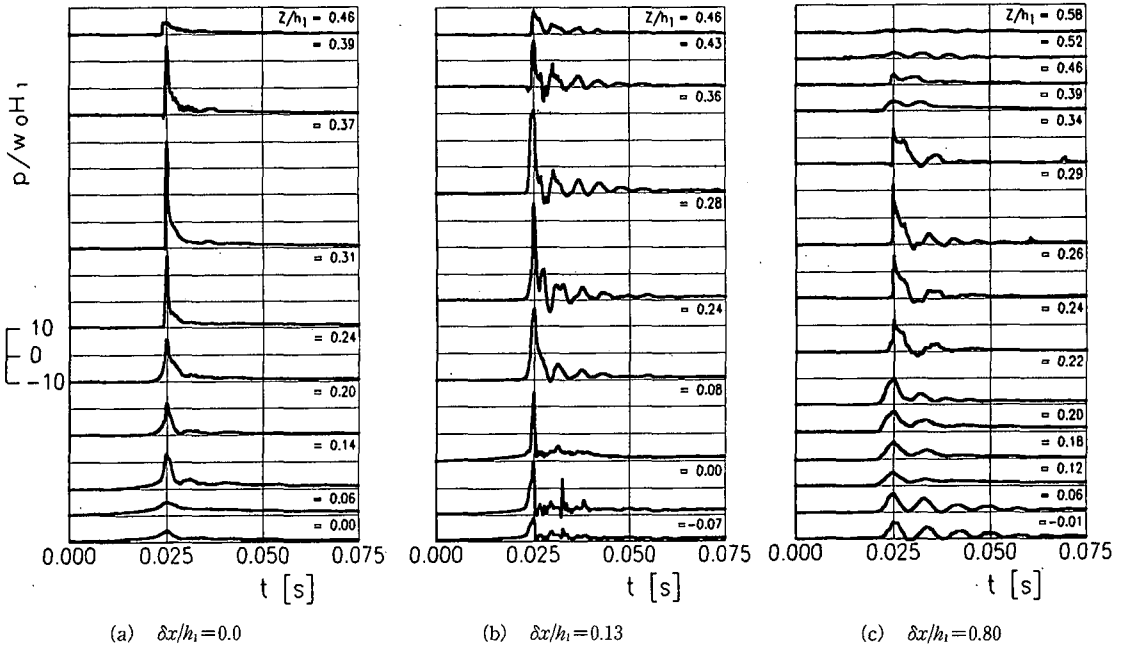


図-4 複合型碎波による圧力波形の鉛直変化と直立壁位置の関係

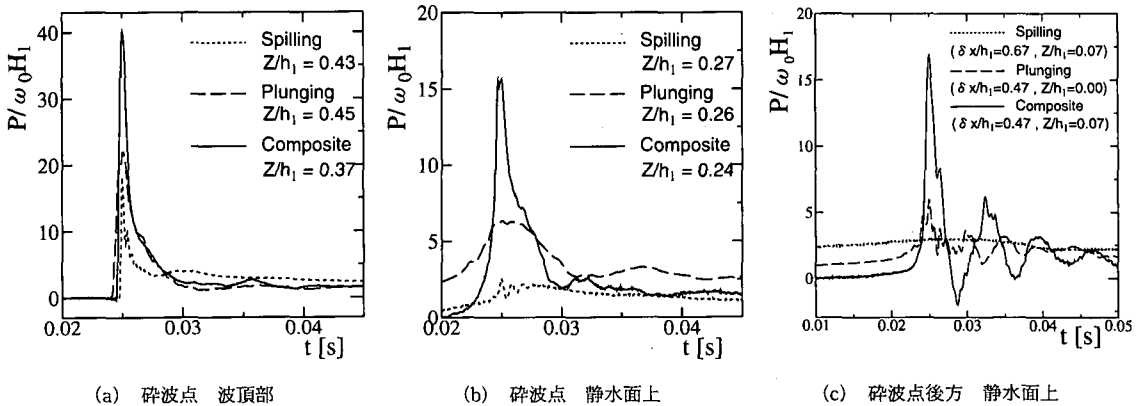


図-5 測点位置による圧力波形

の特徴がこうした比較によって一層明瞭になることがわかる。

3.2 最大波圧の鉛直分布

前述の図-4に示した圧力波形からピーク値 $p_{\max}/\omega_0 H_1$ を取り出し、その鉛直分布について検討する。図-6は、そのために直立壁位置ごとの $p_{\max}/\omega_0 H_1$ の鉛直分布の変化を示したものである。なお、図-6(a)および(b)には前述のBIMによって計算した波圧の鉛直分布を実線で示すとともに、(b)には高橋ら(1992)の結果を基に $\omega_2 = 2.0$ とした合田式による碎波圧の鉛直分布を破線で示した。BIMによる計算結果は特定時刻におけるものであり、 $p_{\max}$ の分布とは一致しないが、直立壁位

置に応じた鉛直分布の変化は実験値とよく対応している。特に、最大波圧における両者の対応は、衝撃碎波圧が空気塊に依らずに発生し、ジェット運動学のみによって説明できることを示している。また、碎波点において $p_{\max}/\omega_0 H_1 > 40.0$ に達する最大波圧が生じるだけでなく、鉛直方向の広い範囲で $p_{\max}/\omega_0 H_1 > 10$ となり、比較のために示した合田式による結果を大きく上回る碎波圧が発生していることがわかる。さらに、碎波点後の $\delta x/h_1 = 0.13$ になると、 $p_{\max}/\omega_0 H_1$ の値自体は40以上に留まっているものの、さらに広い範囲で $p_{\max}/\omega_0 H_1 > 10$ となる圧力が発生し、直立壁に作用する全圧は $\delta x/h_1 = 0.13$ においてむしろ大きくなると推察される。これは、

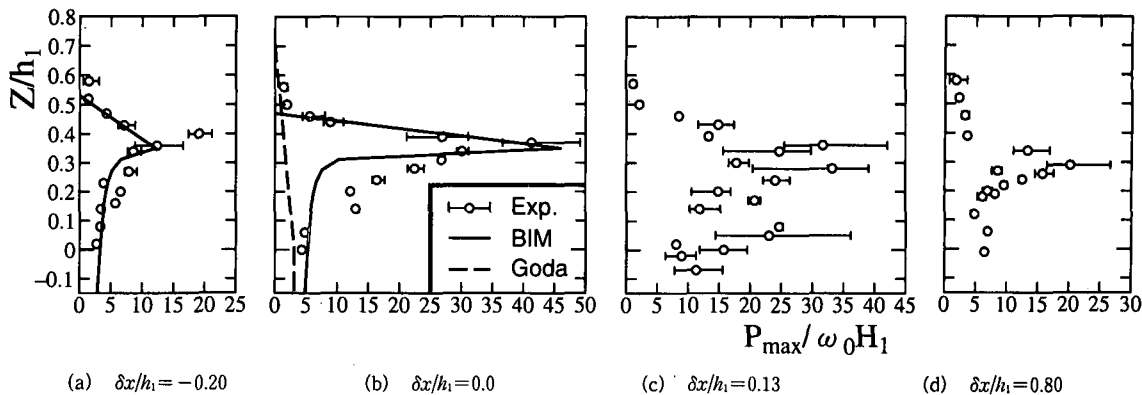


図-6 複合型碎波による最大波圧の鉛直分布

$\delta x/h_1=0.13$ の位置の方が碎波点よりもジェットの発達が進むと同時に空気塊の封入もあるため、より広い範囲にわたって衝撃圧が発生・伝播することによるものと考えられる。

4. 複合型碎波による波力

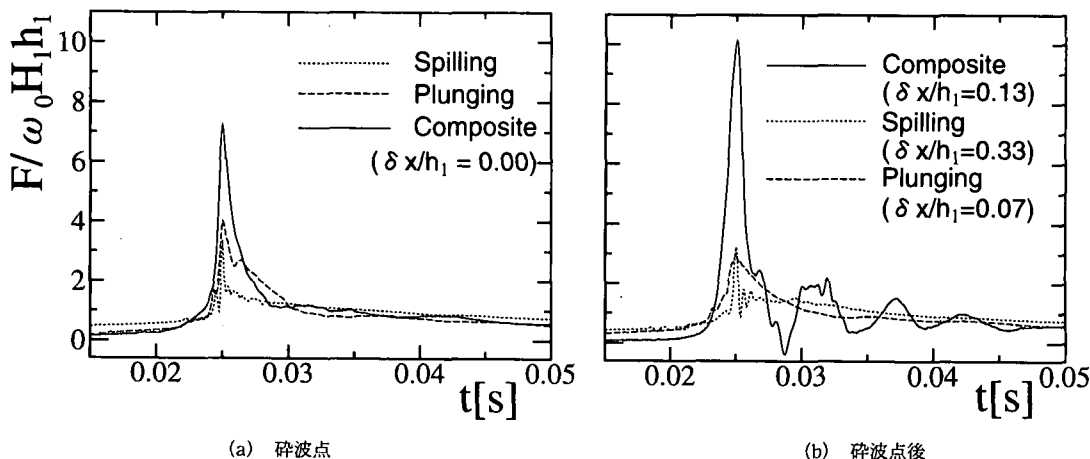
複合型碎波による衝撃圧は、その最大ピーク値よりも、むしろ碎波点後方を含めて鉛直方向の広い範囲にわたって発生する点に特色がある。これは、 p_{max} を鉛直方向に積分した波力

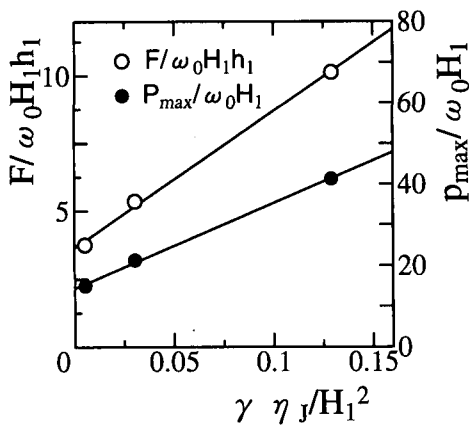
$$F = \int_0^{\infty} p_{max} dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

にその特徴がより端的に現れてくることを意味している。また、防波堤の滑動や転倒などは波力に直接支配されることを考慮すれば、複合型碎波による衝撃圧の特性を波力に関して検討することは重要である。

図-7 は、式(1)によって定義される複合型碎波によ

る波力 F の時間変化を前述の崩れ波型 ($H_1/h_1=0.24$) および巻き波型碎波 ($H_1/h_1=0.55$) によるものと比較したものである。なお、碎波形式ごとに直立壁位置が若干異なっているため、ここでは大きく碎波点直前、碎波点および碎波点直後に分類し、それぞれごとに比較を行った。碎波点直前から後方までの全範囲にわたって複合型碎波による波力は崩れおよび巻き波型のものを大きく上回り、防波堤の滑動や転倒にとって極めて危険な碎波であることがわかる。また、碎波後の波力に著しい振動が現れているが、これは前述の図-4 に示したように複合型碎波によって鉛直方向の広い範囲にわたって圧力振動が生じていたことによるものである。こうした振動は、崩れ波型や巻き波型碎波では見られないが、これはこれらの碎波によるジェットの規模が小さく、このため封入される空気塊も小規模となり、圧力振動の発生領域が限定されていたことによるものと推察される。こうした波力の振動は防波堤のロッキングなどとも関係するため、波

図-7 直立壁に作用する波力 F の時間波形と碎波形式の関係



図—8 各碎波形式による最大波圧 p_{max} および F_{max} とジェットサイズ指標 $\gamma \eta_j / H_1^2$ の関係

力の大きさと同時にその周期も重要となる。

5. ジェットサイズと波圧・波力の関係

これまで示して来たように、複合型碎波によって著しい波圧や波力が発生し、それらは、崩れ波や巻き波型のもを大きく上回っている。その原因が強大なジェットにあることは容易に推察され、碎波形式とジェットサイズの関係が明らかとなれば、ジェットサイズの重要性だけでなく碎波形式との関係が定量化されることになる。

図—8 は、最大波圧 $p_{max} / \omega_0 H_1$ および最大波力 $F_{max} / \omega_0 H_1 h_1$ と各碎波形式のジェットサイズ指標 $\gamma \eta_j / H_1^2$ との関係を示したものである。碎波形式が3ケースと少ないが、碎波形式が崩れ波型から巻き波型、さらに複合型に遷移するに従ってジェットサイズが増大し、これに伴って $p_{max} / \omega_0 H_1$ および $F_{max} / \omega_0 H_1 h_1$ が共に直線的に増大することがわかる。この結果は、碎波による波圧や波力の最大値がジェットサイズに一義的に支配されており、それ故にジェットサイズの関数として定式化できる

ことを示すものと言える。

6. 結 語

複合型碎波による衝撃碎波圧はジェットの規模に対応して強大であり、その最大値および作用範囲の両方において崩れ波型や巻き波型のもを大きく上回り、その差違は碎波圧を鉛直方向に積分した碎波力において一層顕著となる。また、複合型碎波の巻き込みジェットの衝突によって封入される空気塊の体積も巨大となるため、鉛直方向の広い範囲で圧力振動が生じ、それが碎波力にも現れる。このように、複合型碎波は碎波点の直立壁に巨大な波力を発生させる一方、碎波点後方の直立壁に振動を伴う波力を発生させ、防波堤の安定に極めて危険となる。こうした碎波圧や碎波力の最大値はジェットサイズと比例し、従来型碎波に比べて格段に強大なジェットを伴う複合型碎波に対しては注意が必要である。

最後に、数値計算を初めとして種々御協力頂いた陸田秀実助手に深謝の意を表明する。

参 考 文 献

- 高橋重雄・谷本勝利・下迫健一郎・細山田得三 (1992): 混成防波堤のマウンド形状による衝撃波力係数の提案, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 676-680.
- 藤崎治男・笹田影・高橋佳克 (1996): 急勾配海底地形における衝撃碎波圧の発生と対応に関する実験的考察, 土木学会中部支部年次講演会概要集, pp. 267-268.
- 安田孝志・篠田成郎・陸田秀実・三浦修一・Seyed Ali Azarmasa (1993): ステップ上の直立壁に作用する衝撃碎波圧と碎波形式の関係, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 756-760.
- 安田孝志・陸田秀実・水谷夏樹・大屋敦嗣・多田彰秀 (1995a): 複合型碎波の発見とその発生条件, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 51-55.
- 安田孝志・陸田秀実・水谷夏樹・大屋敦嗣・多田彰秀 (1995b): 複合型碎波の運動諸量特性について, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 56-60.
- Hattori, M., A. Arami and T. Yui (1994): Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types, Coastal Eng., 22, pp. 79-114.