

砕波によるジェットの振る舞いと衝撃砕波圧の関係

陸田 秀実*・Azarmsa Seyed Ali**・安田 孝志***

1. 緒 言

海岸構造物に作用する衝撃砕波圧の発生機構、波圧形態、発生条件およびその算定法に関する研究はこれまで数多くなされ、これらを考慮したパラメータと合田式を基に設計が行われ施工されて来た。しかしながら、現在もなお構造物の破壊および滑動・転倒の被害が発生しており、不可避免的に発生する衝撃砕波圧を十分考慮しているとは必ずしも言い難い。

従来の研究では、水理実験において高橋ら (1983) は Wagner および Bagnold が導いた波圧モデルを基に主波の波面前傾度を考慮した衝撃砕波圧モデルを提案し、荒見・服部 (1989) は線形バネモデルを用いて減衰振動型衝撃砕波圧のモデル化を行っている。また、数値計算においては Cooker・Peregrine (1990) および Okamura (1993) が仮想境界において鉛直波面が衝突した場合の圧力分布を求めている。いずれも砕波規模の比較的大きい巻き波型砕波を扱っているにも関わらず、砕波後のジェット放出過程については何ら触れられておらず、砕波後の変形過程でむしろ本質となるジェットの振る舞いが砕波圧に与える影響については不明のままである。

衝撃砕波圧の特性を考える場合、直立壁面に作用する主波の波面は重要であるが、本質的には運動エネルギーが集中するジェット波面の変形過程、ジェット内部の運動学的諸量および壁面に対するジェット衝突高さが波圧の鉛直分布およびその波圧形態を決定づけている。そこで本研究では、水理実験による波圧の計測結果および境界積分法 (BIM) による衝撃砕波圧の数値計算結果を基に、砕波前、砕波点および砕波後のジェットの振る舞いと衝撃砕波圧の関係について明らかにし、ジェットが衝撃砕波圧の特性を捉える上で重要であることを示す。

2. 手法の概要

2.1 水理実験

実験は、図-1 に示すように岐阜大学工学部土木工学

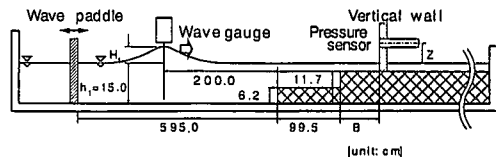


図-1 実験水槽の概要

科の2次元波浪水槽 (1m×1m×54m) 内にアクリル製ステップ (1段および2段) 形状のリーフを設置し、水深 $h=15.0$ cm の下で行った。実験条件は、波高 $H_1=3.60$ cm ($H_1/h_1=0.24$) および $H_1=8.25$ cm ($H_1/h_1=0.55$) の孤立波をシングルリーフ (高さ $R_1=9$ cm ($R_1/h_1=0.6$)) に入射させ、それぞれ崩れ波型および巻き波型砕波を直立壁に作用させる一方で、波高 $H_1=7.1$ cm ($H_1/h_1=0.47$) の孤立波をダブルリーフ (上段リーフ高 $R_2=6.2$ cm ($R_2/h_1=0.41$), 下段リーフ高 $R_1=11.7$ cm ($R_1/h_1=0.78$), ステップ間隔 $X_1=99.5$ cm ($X_1/h_1=6.63$)) に入射させ、複合型砕波の場合についても同様に行った。また、直立壁は砕波点 ($\delta X/h_1=0.0$)、砕波前 ($\delta X/h_1<0.0$) および砕波後 ($\delta X/h_1>0.0$) の数カ所に設置し、圧力は静水面を基準とした鉛直位置 Z/h_1 でそれぞれ測定した。なお、圧力に関する測定方法は、前報 (安田ら, 1993) と同様に行った。

2.2 数値計算法

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に実証されている (安田ら, 1995) ため、水理実験と同一条件下で数値計算を行った。なお、波の直立壁面への衝突問題を取り扱う場合、固定境界において数値誤差を受けやすい。本研究では Peregrine ら (1994) と同様に、反対方向に進行する波の正面衝突問題として数値計算を行った。

3. 直立壁に衝突する波形変化

図-2 は、水理実験と同一条件下で崩れ波型、巻き波型および複合型砕波を発生させ、砕波前 ($\delta X/h_1<0.0$)、砕波点 ($\delta X/h_1=0.0$) および砕波後 ($\delta X/h_1>0.0$) に直立壁を設置した場合の波形変化を示す。

これらの図から、いずれの砕波形式も直立壁位置を砕

* 正会員 工修 岐阜大学助手 工学部土木工学科

** 工博

*** 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

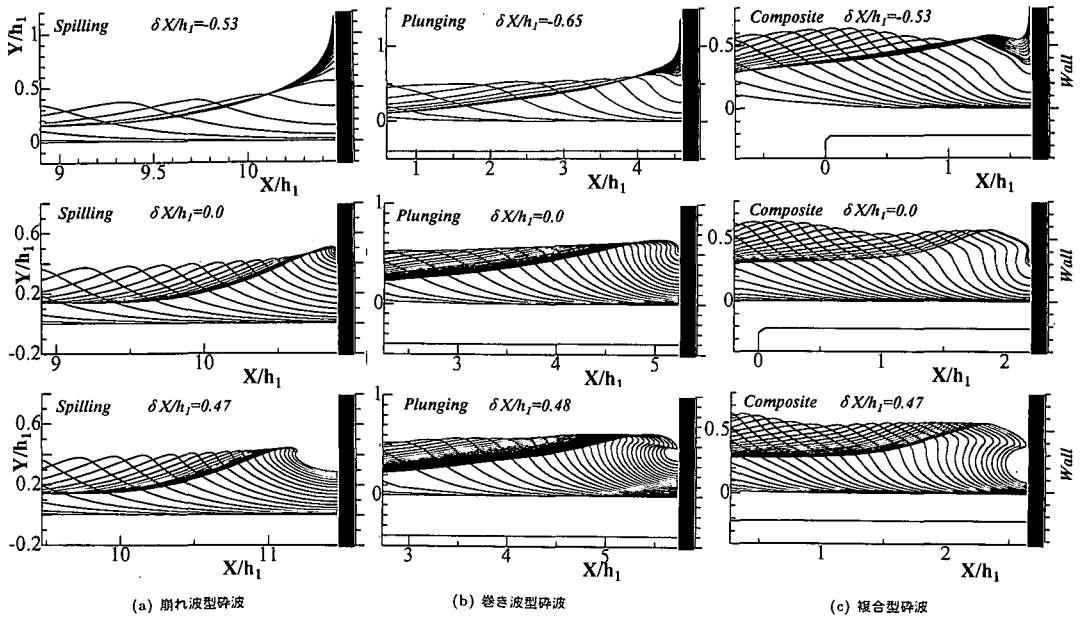


図-2 直立壁に衝突する孤立波の波形変化

波点前後に水深の約半分 $0.5h_1$ 程度変化させただけで、波面および波形変化は大きく変化し、直立壁位置に対して非常に鋭敏であることがわかる。また、崩れ波型から巻き波型、複合型砕波と砕波規模が大きくなるにつれジェットサイズは増大し、Bagnold 型（減衰振動型）砕波圧の発生原因となる封入空気塊も増大する。特に、砕波後において、ジェット波面は最初に直立壁に衝突するため、その振る舞いが砕波圧の最大値、波圧形態およびその鉛直分布と密接に関わるようになる。

4. 波圧の鉛直分布

砕波前および砕波点までは本計算手法で可能であるため、砕波点における波圧の鉛直分布について検討する。

図-3 は、各砕波形式の最大波圧 $P_{\max}/\omega_0 H_1$ の鉛直分布について、水理実験および数値計算結果を比較したものである。なお、水理実験結果は、微少な初期条件の違いで波圧が大きく変動するため各鉛直測点における平均値を○で示した。ピーク値に若干の差が見られるものの、鉛直分布の全体的な傾向としては概ね良好である。前述の図-2 の砕波点の波形変化からもわかるように、いずれの砕波形式においても波面が鉛直となる高さ付近で最大波圧はピーク値に達し、空気塊を含まない Wagner 型（単発型）の衝撃砕波圧が作用することを示している。さらに、数値計算結果により波圧および流体内部の運動諸量の同時鉛直分布の時間変化を示したのが図-4 である。これは、波圧のピーク値が最大となった複合型砕波のケースである。非常に短時間に水平水粒子速度 $u/\sqrt{gh_1}$

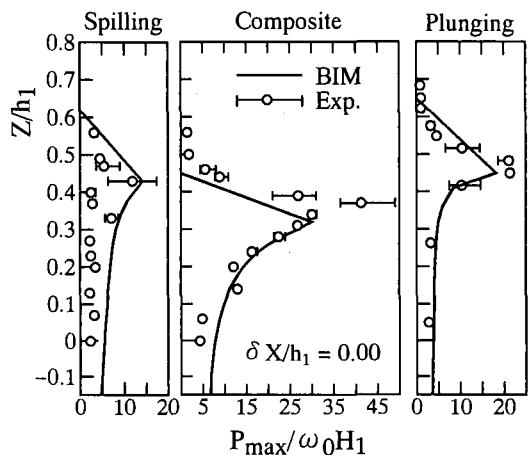


図-3 砕波圧の鉛直分布（砕波点）

および鉛直水粒子速度 $v/\sqrt{gh_1}$ が急増し、これに伴って波圧 $P_{\max}/\omega_0 H_1$ の鉛直分布もピーク位置 $Z/h_1 \approx 0.33$ を中心に増大する。砕波点に直立壁を設置した場合、水平水粒子速度は波面が鉛直となる高さ付近において急増する傾向にあるのに対して、鉛直水粒子速度は Z/h_1 に比例して増大し、波面が鉛直となる高さ $Z/h_1 \approx 0.33$ 付近において両者とも最大値約 2.0 に達する。

5. 砕波後のジェットの振る舞い

前節において、砕波前および砕波点に直立壁を設置した場合、波圧の時間的変化およびその鉛直分布は流体内部

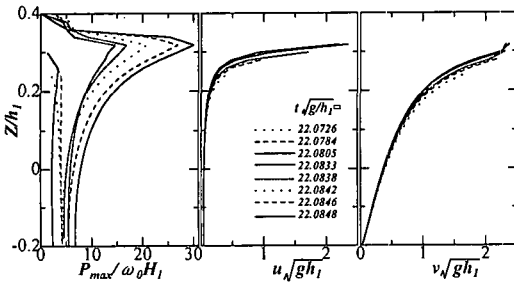


図-4 波圧および水粒子速度の鉛直分布の時間的変化

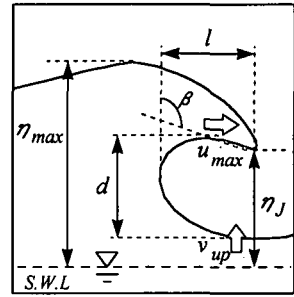
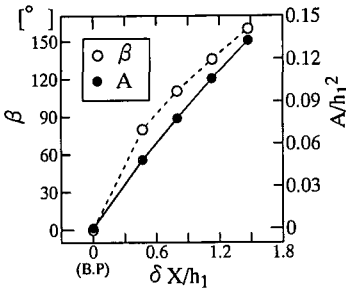
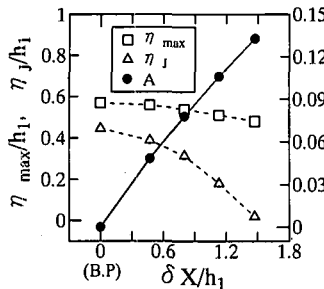
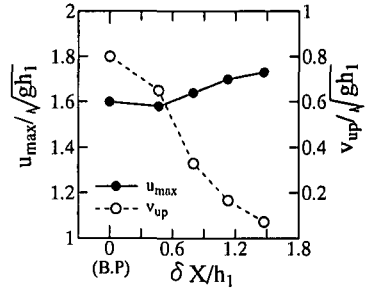


図-5 各ジェット諸量の定義図

図-6 ジェット突入角 β および封入空気量 A の直立壁位置 $\delta X/h_1$ による変化図-7 ジェットの波形諸量 $\eta_{\max}$, η_j と封入空気量 A の直立壁位置 $\delta X/h_1$ による変化図-8 最大水平水粒子速度 $u_{\max}$ および直立壁前面の鉛直水粒子速度 v_{up} の直立壁位置 $\delta X/h_1$ による変化

部の流速場と連動しており、特に碎波点の場合、波面が鉛直となる高さにおいてこのことは最も顕著となる。碎波規模の比較的大きい巻き波型碎波や巨大ジェットを伴う複合型碎波などのように碎波後のジェットの振る舞いが無視できない碎波形式の場合、ジェットの運動が波圧の形態、その鉛直分布およびピーク値に大きな影響を及ぼすものと考えられる。

ここでは、数値計算結果を基に図-5に示す各ジェット諸量について検討し、波圧との関係について考察する。図中の $u_{\max}$ はジェット波面の最大水平水粒子速度、 v_{up} は直立壁前面における鉛直水粒子速度、 $A (=d \times l)$ は空気巻き込み量をそれぞれ表す。また、 $\eta_{\max}$ は波頂点、 η_j はジェット先端高さ、 β はジェット突入角度をそれぞれ示している。なお、以下ではジェット規模の大きい複合型碎波のケースを中心に検討を進める。

図-6は、直立壁位置 $\delta X/h_1$ (図中の B.P. は碎波点 $\delta X/h_1 = 0.0$ を示す) とジェット突入角度 β 、空気封入量 A の関係を示したものである。両者ともに直立壁位置 $\delta X/h_1$ が大きくなるにつれ(碎波点から遠ざかる)増大傾向にある。また、図-7は波頂点 $\eta_{\max}$ 、ジェット先端高さ η_j および空気封入量 A との関係を示したものである。直立壁位置 $\delta X/h_1$ が碎波点から遠ざかるにつれ、波頂点 $\eta_{\max}$ はほとんど変わらないのに対して、ジェット先端位置 η_j は急激に減衰し、それに伴って空気封入量 A は増大

している。これらの図から、碎波後はジェットの急速な巻き込みが進み、封入空気量だけでなくジェットの壁面衝突が重要となることが明らかである。

さらに、波形諸量だけでなく速度について直立壁位置 $\delta X/h_1$ との関係を検討したものが図-8である。この図から、水平水粒子速度の最大値 $u_{\max}$ は $\delta X/h_1$ の増大とともに若干の微増はあるもののほぼ一定であるのに対して、直立壁前面の鉛直水粒子速度 v_{up} は急減し $\delta X/h_1 \approx 1.5$ 付近においてほぼゼロとなり、直立壁前面部の鉛直方向の流体運動はなくなる。逆に、碎波点 $\delta X/h_1 = 0.0$ において、鉛直水粒子速度は $v_{\text{up}}/\sqrt{gh_1} \approx 0.8$ となっており、波が直立壁に衝突した際の鉛直方向への打ち上げ速度が非常に強いことを裏付ける結果となっている。

6. ジェットと衝撃碎波圧の関係

以上示してきたように、碎波後の波圧を検討する場合、直立壁位置とジェット波面に加えて、ジェットの運動学的な振る舞いを無視することが出来ない。ここでは、碎波後のジェット内を含んだジェット近傍の流速場と衝撃碎波圧の関係について考察する。

図-9, 図-10 および図-11は、直立壁をそれぞれ碎波点 $\delta X/h_1 = 0.0$ 、碎波後 $\delta X/h_1 = 0.80$ および $\delta X/h_1 = 1.13$ に設置した場合の数値計算により得られた波形変化および壁面衝突時の内部流速場と水理実験により得られた波

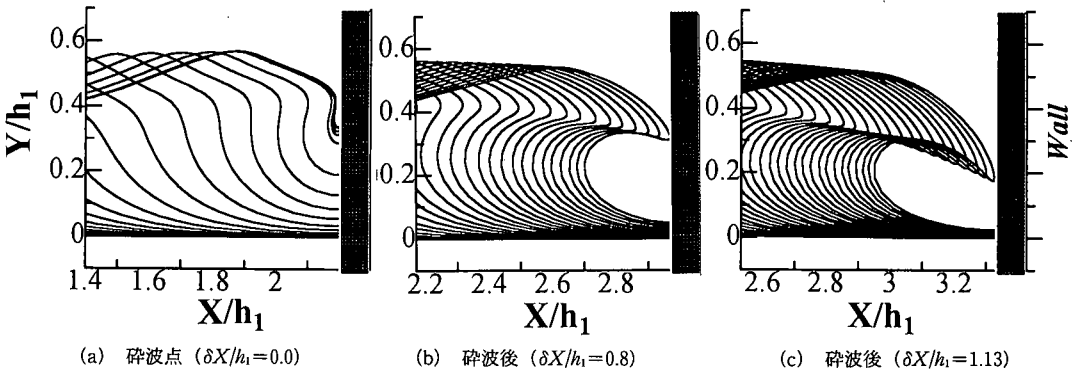


図-9 直立壁に衝突する複合型砕波の波形変化

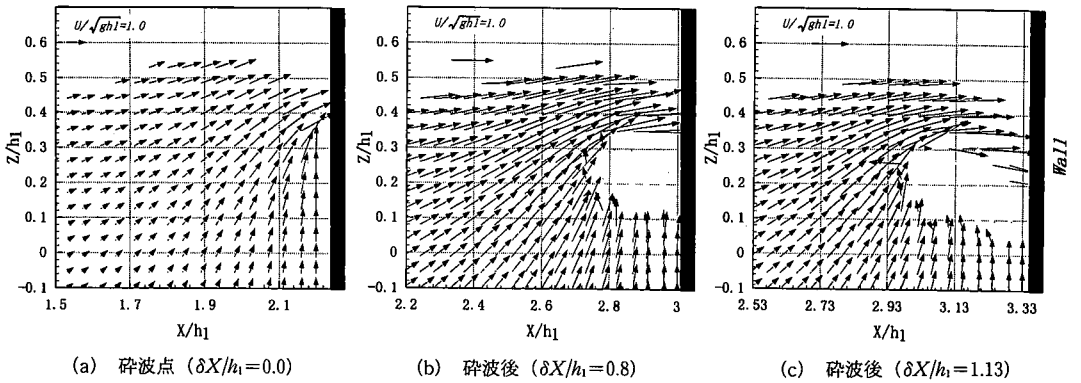


図-10 直立壁に衝突する複合型砕波の内部流速ベクトル

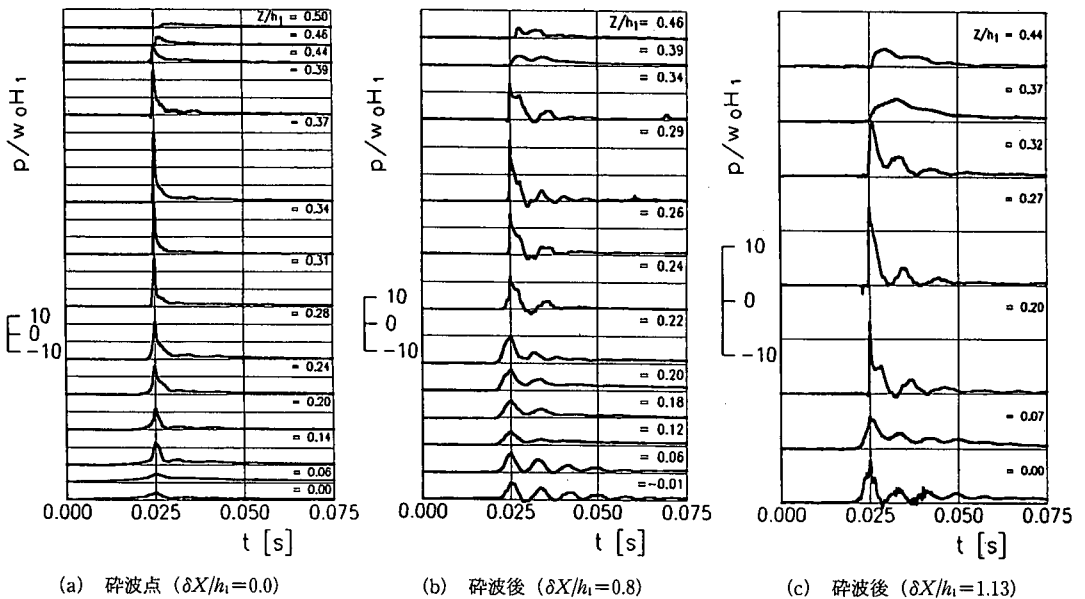


図-11 各鉛直測点における波圧の時間波形

圧の時間波形を示したものである。

まず、砕波点において、鉛直高さ $Z/h_1 \approx 0.35$ 付近に流速ベクトルの最大値が集中し、この付近で波圧の立ち上

がり時間の非常に短い典型的な Wagner 型衝撃砕波圧が作用している。また、それ以下の $Z/h_1 \leq 0.30$ においては、流速ベクトルはほぼ鉛直上向きとなり、緩やかな立

ち上がりを示す重複型波圧波形に近づく。なお、碎波点では波面が鉛直となるが流速ベクトルが全体的に上向きであるため、空気が封入されにくい。したがって、Bagnold 型の振動波圧波形は見あたらない。

次に、碎波後 $\delta X/h_1 = 0.80$ において、ジェット下面の鉛直高さ $Z/h_1 \approx 0.32$ 付近で直立壁にほぼ垂直方向の流速ベクトルが集中し、この付近において波圧の立ち上がり時間が非常に短い Wagner 型の碎波圧が生じる。しかしながら、波圧波形はピーク値を迎えた直後、封入空気塊による断熱圧縮が急速に進み減衰振動を伴った Bagnold 型波圧波形へと遷移する。つまり、ジェット衝突時の波圧波形は、始めジェットの衝突による Wagner 型碎波圧が短時間に作用し、その直後、封入空気塊の圧縮および鉛直上方への打ち上げにより高周波の減衰振動を伴った Bagnold 型碎波圧が生じる。一方、 $Z/h_1 \leq 0.25$ の空気が完全に封じ込まれた領域では、鉛直下方へ圧力が伝播し、波圧の立ち上がり時間が緩やかでかつ減衰振動を伴った典型的な Bagnold 型碎波圧が生じる。

最後に、碎波後 $\delta X/h_1 = 1.13$ のジェット放出がさらに進んだケースでは、ジェット下面の鉛直高さ $Z/h_1 \approx 0.2 \sim 0.3$ 付近に流速ベクトルの最大値が集中し、この付近において先ほどと同様にジェット壁面衝突による Wagner 型衝撃碎波圧が生じている。また、波圧がピーク値に達した直後、封入空気塊により Bagnold 型碎波圧となる。ジェット内部の流速ベクトルも水平から下向きへと方向転換し、ジェットによる空気塊の封じ込めが一層強くなり、 $Z/h_1 \leq 0.1$ において減衰振動型の典型的な Bagnold 型碎波圧が生じている。

このように、ジェット波面の壁面衝突位置が波圧の鉛直分布およびそのピーク位置と密接に関わっていると考えられる。そこで、水理実験において得られた波圧の鉛直分布のピーク高さ $Z(P_{\max})$ 、数値計算により得られたジェット先端高さ η および最大水平水粒子速度の発生する高さ $Z(u_{\max})$ の関係について検討した。図-12 は、その結果を示したものであり、ジェット先端位置 η は、直立壁位置 $\delta X/h_1$ が碎波点から遠ざかるに従って急減し、 $Z(P_{\max})$ との差が広がる。一方、 $Z(u_{\max})$ は、ほぼ $Z(P_{\max})$ に対応した変化を示している。このことは、ジェット先端部が直接壁面に衝突した位置において波圧の鉛直分布の最大値が現れるのではなく、最大水平水粒子速度の発生する高さにおいて波圧のピークが現れることを示すものであり、碎波後のジェット放出に伴う衝撃碎波圧を評価する上でジェット波面だけでなくジェット内部の流速分布を考慮しなくてはならないことを示す重要な結果である。

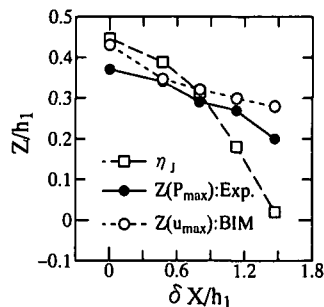


図-12 波圧のピーク高さ、最大水粒子速度発生高さおよびジェット先端高さの直立壁位置による比較

7. 結 語

水理実験および境界積分法による数値計算結果を基に碎波前、碎波点および碎波後に直立壁を設置した場合の衝撃碎波圧と碎波後のジェットの運動学的諸量の関係について検討した。その結果、碎波規模の比較的大きい巻き波型碎波以上の碎波に対しては、碎波後のジェットの振る舞いおよびその内部流速場が衝撃碎波圧の波圧形態、その最大値および鉛直分布を本質的に決定づけていることが明らかとなった。これらの結果を基に衝撃碎波圧算定モデルの提案を試みたが、これらジェット諸量のみで衝撃圧を算定した場合、過小評価となり、モデルの構築をするまでには至らなかった。しかしながら、ジェットの運動学が衝撃碎波圧を支配していることには代わりがないため、これを考慮した設計・施工を行う必要がある。

参 考 文 献

- 荒見敦史, 服部昌太郎 (1989): 衝撃碎波圧の発生機構に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 579-583.
- 高橋重雄, 谷本勝利, 鈴村諭司 (1983): 直立壁に作用する衝撃碎波圧の発生機構に関する一考察, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第4号.
- 安田孝志ほか (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.
- 安田孝志ほか (1995): 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.
- M. J. Cooker and Peregrine (1990): A model for breaking wave impact pressure, 22nd Int. Conf. on Coastal Eng. Netherlands, ASCE, pp. 1473-1486.
- M. Okamura (1993): The pressure impulse distribution due to wave impact on a vertical wall, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 62, No. 7, pp. 2285-2292.
- D. H. Peregrine, M. E. Toplis (1994): The pressure field due to steep water waves incident on a vertical wall, 24th Int. Conf. on Coastal Eng., Kobe, pp. 1496-1510.