

衝撃砕波力の数値解析

NUMERICAL SIMULATION OF THE IMPACT BREAKING WAVE FORCE ACTING ON THE BREAKWATER

渡部靖憲¹・松本靖治²・早川哲也³・王毅⁴・大塚淳一⁴・安原幹雄⁴・佐伯浩⁵

Yasunori WATANABE, Yasuharu MATSUMOTO, Tetsuya HAYAKAWA, Yi WANG, Jun-ichi

OHTSUKA, Mikio YASUHARA and Hiroshi SAEKI

1 正会員 工博 北海道大学助手 工学研究科環境資源工学専攻 (〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

2 正会員 東亜建設(株) 横浜営業所 (〒231-0011 横浜市中区太田長町1丁目15番地)

3 正会員 北海道開発局開発土木研究所 港湾研究室 (〒062 札幌市豊平区平岸1条3丁目)

4 学生員 工学研究科環境資源工学専攻 (〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

5 正会員 工博 北海道大学教授 工学研究科環境資源工学専攻 (〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

When the overturning jet of broken wave hits a wall of coastal structure such as a breakwater, the impact force acts on the structure, which often give a great damage to the structure. Although there have been many reports on the impact force, little is known about the quantitative properties of the force and velocity fluctuation in time. In this paper, the plunging jet attacking to the structure was numerically solved by the direct numerical scheme with the high level of accuracy. The correlations between the surface profiles, the direction of fluid velocity and the pressure were also discussed through the investigations of spatial and temporal changes of them.

Key Words: Overturning jet, impact wave pressure, numerical simulation

1. はじめに

急勾配地形を有する浅海域に防波堤を設置する場合や大波浪時には非線形性の強いあるいは砕波を伴う波浪が堤体に衝突する。この時堤体にはたらく最大波圧は通常のものとは比べて大きく、最大波圧が発生する時間間隔は非常に短い。こうした衝撃砕波力は海岸構造物・消波工の安定及び破壊の重要な原因の一つと考えられるが、その力学特性は未だ十分に解明されているとはいえない。

防波堤にはたらく波圧は従来合田式により与えられてきたが、堤体前面海底勾配を有する場合、この衝撃砕波の発生のため合田式によるものと大きく異なる力が働くことは以前から指摘されてきた(例えば、P. Klammer et al.²⁾)。一方、数値解析は流体運動について詳細な時空間データを供給することができるが、この問題の様に急速に力学的変化をもつ問題は数値不安定が誘発され計算の実行が不可能となる可能性が高く、現在まで多くの成功例が得られているとはいえない。

著者らは巻き波砕波の数値シミュレーション³⁾を通してその計算手法の妥当性を検証してきた。

本研究は鉛直壁に作用する衝撃砕波圧特性を解明する基礎的研究として同様な計算手法を用いてこの問題に適用し、鉛直壁に衝突する波の位相を変化させ、流速及び圧力場を解析しそれらの力学機構を議論するものである。

2. 計算方法

著者らの過去の計算法³⁾と同様に Crank-Nicholson 法, CIP 法を結びつけ, Navier-Stokes 式を直接計算し, この現象を再現する。この計算において, 水面は密度関数法により検出され, 底面及び防波堤堤体にはノンスリップ条件が与えられている。入射波として造波境界において, 2 次のクノイド波が与えられた。

簡単に衝撃砕波を再現するために Azarma et al.³⁾の模型実験と同様に図1に示すようなステップをもち鉛直壁を終端にもつ計算領域を採用した。ステッ

ブから構造物までの距離 L_s を変化させ衝突状態の異なる砕波ジェットによる衝撃砕波力を調べた。結果で示す値は全て造波境界前面の水深 h_0 、波速 C 、水の密度 ρ_w で無次元化されている。波浪条件は、 $H/h=0.55$, $m=0.95$, $Re=181865$ (H : 波高, h : 水深, m : 楕円関数の母数, Re : Reynolds 数) である。また、タイムステップ $dt=T/1024$ 、グリッド間隔 $dx=0.03$ とした。この波浪条件は実験室規模で波高 20cm、周期 1.7sec、水深 45cm、 $B=50$ cm に対応する。また、ステップ高 $0.6y/h_0$ 、ステップ前面から造波境界までの距離 $14x/h_0$ であり、ステップ前面から堤体までの距離 $L_s=2.0$ (砕波直前), 3.1 (砕波点), 4.0, 6.0 についてそれぞれ計算を行った。この問題に対して混入される気泡及び空気塊の影響を指摘する多くの報告があるが (例えば, Hattori et al.^{1),4)}, 本計算では直接砕波力として構造物に影響を与える流体運動が依然支配的であるとして、これらの影響は無視した。この計算結果は、気泡からの寄与がない流体のみのモデルを適用した現象と位置づけられ、第一近似として衝撃砕波力の定性的傾向を把握することができる。

3. 結果

(1) 砕波直前に堤体に衝突するケース

図 2 は、 $L_s=2.0$ (砕波直前) に堤体を設置したケースの波のフロントが堤体に衝突する前後の特徴的な位相の流速ベクトル図を示したものである。(a) に示される波のフロントが堤体に衝突する直前の位相において、波のフロント近傍で水平流速が卓越するが、衝突後、急速に鉛直上向きに方向を変え大きな加速度をもって重複波が形成されていく過程がわかる。この様に、衝撃的流体運動をもつこの現象も、本計算手法により安定して計算を行うことができた。

図 3 は、壁面にはたらく全圧の時系列を示している。図 2 における位相(a)~(c)は図中のそれぞれの矢印の位相を表している。フロント衝突後、急激に圧力が上昇し、その後減衰しながら位相(c)で小さな極大値をもつ。時間の経過と共に圧力は極小値(d)をとり、その後再び緩やかな極大値(e)をもつ。この結果は波圧に関する過去の多くの実験結果と定性的に対応し、衝撃砕波力が発生する全圧の実験結果(P. Klammer et al.²⁾)とも同じ傾向をもつ。

図 4 は、この時の堤体前面の水位変動の時系列を表している。水位は密度関数 (流体内で 1, 流体外で 0 の値をもつ) の鉛直積分値と定義され、x 軸に

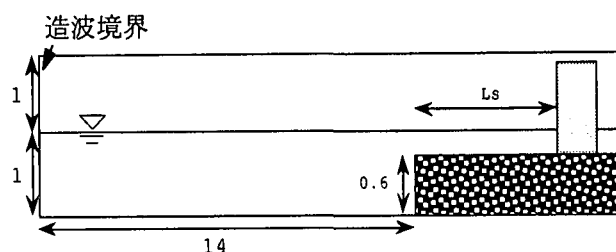


図 1 計算領域 (次元は h_0 による無次元量)

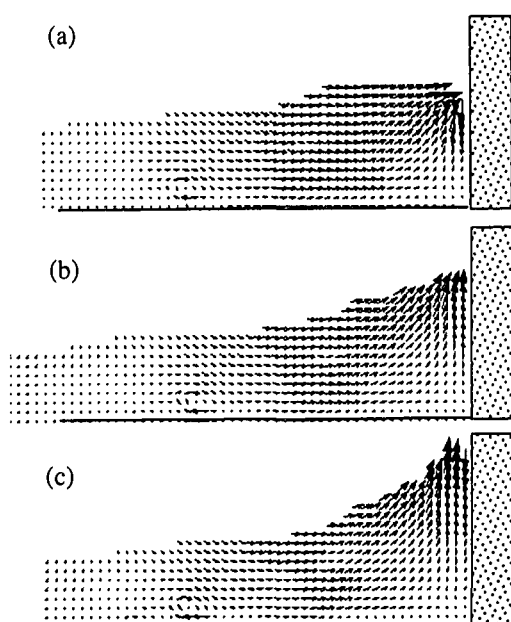


図 2 衝撃波圧発生前後の流速ベクトル (位相間隔; $20t/T$, $L_s=2.0$)

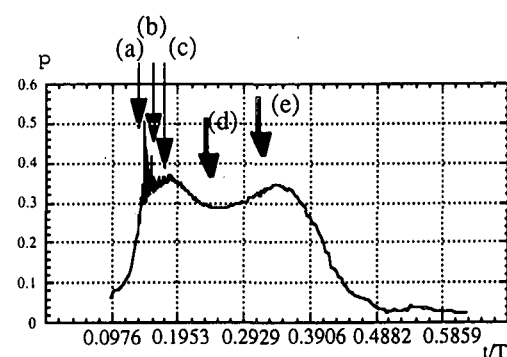


図 3 堤体前面にはたらく全圧変化 ($L_s=2.0$)

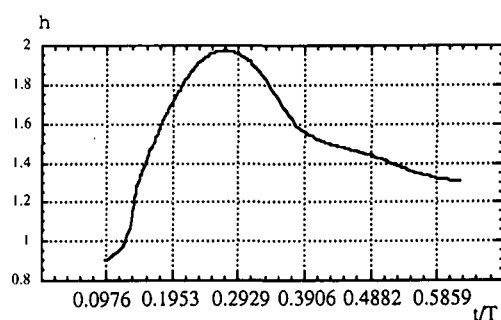


図 4 堤体前面における水位変動 ($L_s=2.0$)

関して2価となる様なジェットの巻き込みは表現
 されない。フロントの衝突前から急速に水位が上
 昇し、衝突後その勾配は若干緩やかになり約
 $0.1318t/T$ 後に最大値をもつ。一方、図3と図4を
 比較すると、両者が定性的に対応しない。ある程度
 の規模以上の大きな運動量をもつ波浪が重複波と
 なるとき、大きな鉛直流速が発生するためすでに
 圧力が水位変動による静水圧で近似できず水位変
 動と圧力変動にタイムラグがうまれることを示し



図5 衝撃波圧発生前後の流速ベクトル
 (位相間隔; $20t/T$, $L_s=3.1$)

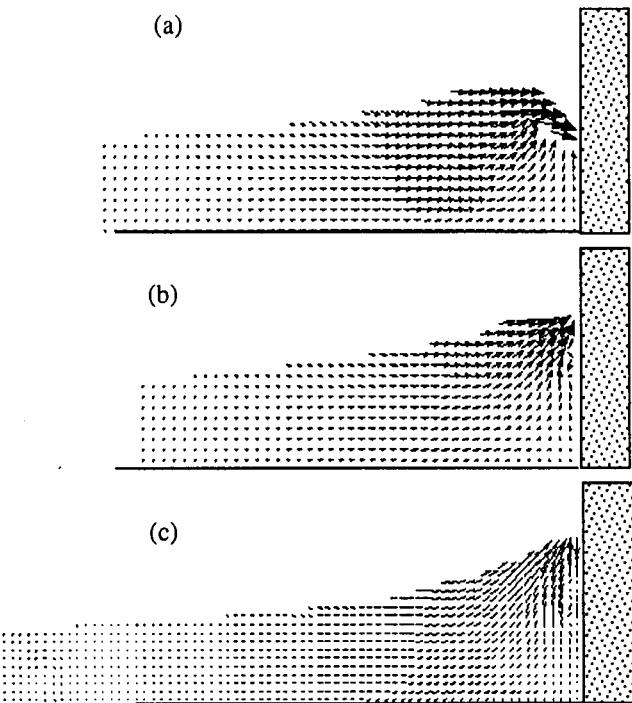


図8 衝撃波圧発生前後の流速ベクトル
 (位相間隔; $20t/T$, $L_s=4.0$)

ている。衝撃碎波圧が発生する位相では水平方向
 の運動量が壁面で0になるための圧力ピークが表
 れ、水位上昇による重複波圧は第2極大値に表れ
 る(図3(e)参照)。水位が静水位以上となる位相と
 最大碎波圧発生との位相差を t_0 、最大衝撃碎波圧発生
 の位相と水位変動のピークまでの位相差を t_1 、水位
 上昇のピークとこの圧力の第2ピークの位相差を t_2
 とすれば、基本周期との無次元量で $t_0=0.0146$,
 $t_1=0.1318$, $t_2=0.0635$ であった。

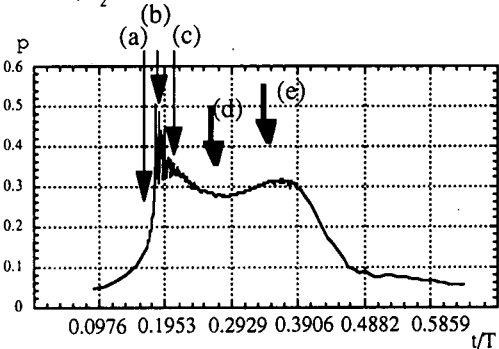


図6 堤体前面にはたらく全圧変化 ($L_s=3.1$)

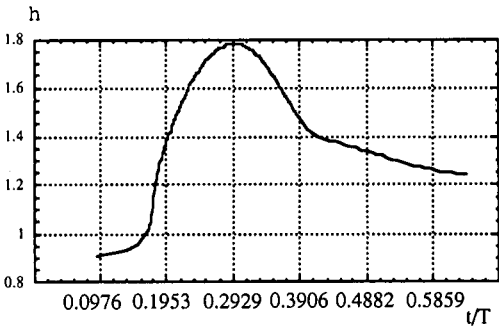


図7 堤体前面における水位変動 ($L_s=3.1$)

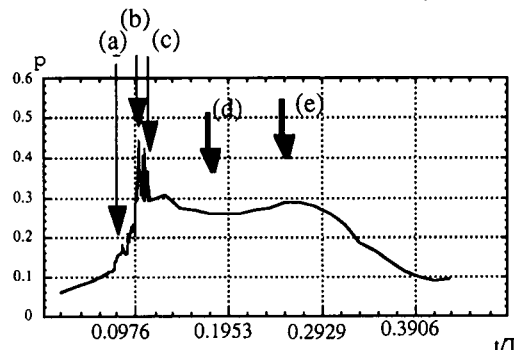


図9 堤体前面にはたらく全圧変化 ($L_s=4.0$)

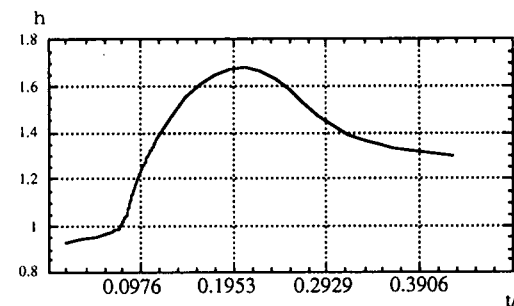


図10 堤体前面における水位変動 ($L_s=4.0$)

(2) 砕波点に堤体があるケース

図5は、ほぼ砕波点に堤体を設置した場合の流速ベクトルの特徴的な3つの位相における流速ベクトルを表している。水平流速の卓越する巻き込みジェットが堤体に衝突し、前ケースと同様に強い鉛直流速が発生し波が打ち上げられるのがわかる。この時の堤体にはたらく全圧及び堤体前面の水位変動の時系列がそれぞれ図6、図7に示されている。(1)のケースと比べて衝撃砕波圧発生直前の波圧の時間変化は大きい、最大波圧はほぼ同程度であり、前述した極小値及び第2極大値の絶対値及び変動共にやや低い値となった。衝撃砕波発生前の水位変動の時間変化もこのケースの方が大きくなる。また、 $t_0=0.0176$, $t_1=0.1142$, $t_2=0.0732$ であった。

(3) 砕波直後に堤体に衝突するケース

図8は、砕波直後の巻き込みジェットが斜め前方に落下しながら堤体に衝突する場合の典型的な位相の流速ベクトルを表したものである。(a)の位相でジェットがほぼ着水点付近で堤体に衝突する。(1)、(2)のケースと異なり、その後堤体の極近傍で大きな鉛直流速は発生せず沖側のトラフレベル以上の領域で斜め上方の流速の方が顕著に表れ、(c)において鉛直上向き流速は前ケースと比べ小さいことがわかる。水位変動のピークが堤体に到達する位相

とジェット先端が衝突する位相との間隔大きくなり、重複波形成過程が変わることが原因といえる。図9、図10は、このケースにおける全圧と水位変動の同様な図である。ジェットが到達する(a)の位相で全圧に小さな変動がみられ、(b)の水位のピークの位相が堤体に到達する時、最大砕波圧が発生する。衝突後の鉛直流速が前ケースと比べ小さいので衝撃砕波圧発生後の(d)、(e)を含めた圧力の変動、絶対値共に小さくなる。波の打ち上げ高さは前ケースと比べ2割ほど低下し、水位変動の時間変化もかなり小さくなる。また、 $t_0=0.0225$, $t_1=0.1094$, $t_2=0.0537$ であった。

(4) 着水点背後に堤体を設置したケース

図11は砕波後ジェットが着水しスプラッシュアップしたジェットが堤体に衝突する場合の典型的な3つの位相に対する流速ベクトルを表している。堤体に衝突する流体は水平流速の卓越したジェット部が殆どであり、堤体前面の領域に流入する運動量は着水に伴う散逸の影響もあり大きくないため、流体の鉛直方向への打ち上げも大きくない。このケースにおける堤体にはたらく全圧及び堤体前面の水位変動が図12、13に表されている。特に衝撃的な波圧の上昇は極端に小さくなり、全体的に前ケースと比較して変動、絶対値共に小さくなる。水位変動量も同様に小さくなり、最大打ち上げ高さは(1)のケースと比べ約1/2程度となる。また、

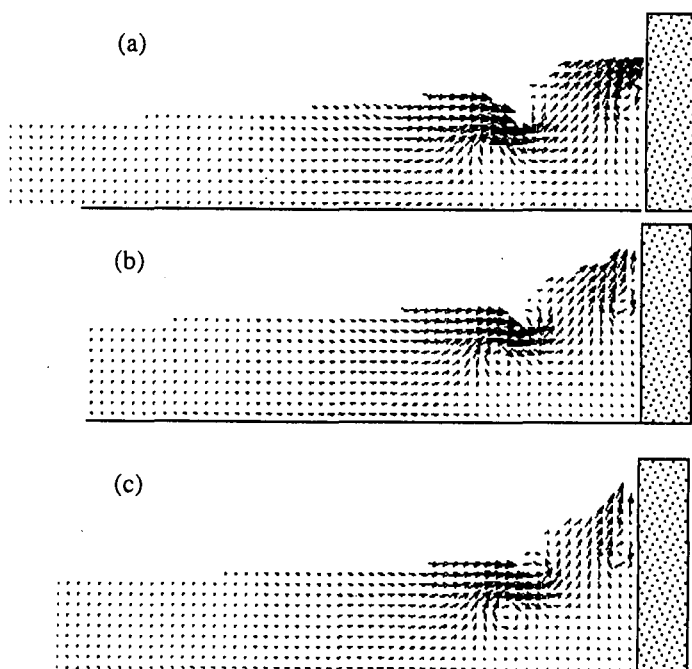


図11 衝撃波圧発生前後の流速ベクトル
(位相間隔; $20t/T$, $L_s=6.0$)

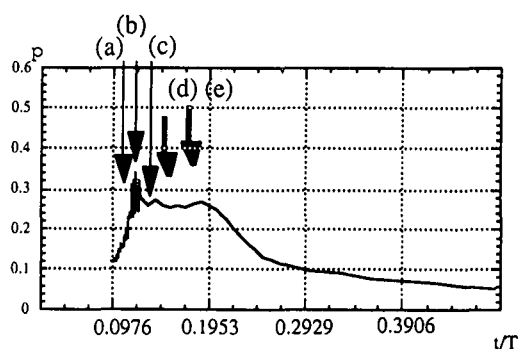


図12 堤体前面にはたらく全圧変化 ($L_s=6.0$)

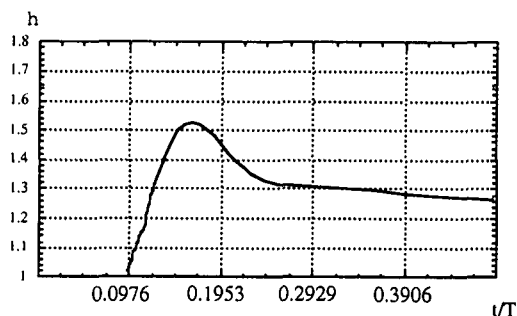


図13 堤体前面における水位変動 ($L_s=6.0$)

$t_0=0.0322$, $t_1=0.0459$, $t_2=0.0244$ であった。

(5) 衝撃砕波圧発生時の動圧変動について

図14は $L_s=3.1$ におけるジェットが堤体に衝突する位相(a), 最大衝撃砕波圧が発生する位相(b), 振動動圧の低下する位相(c)及び水位変動のピークをもつ位相(d)に対する動圧の鉛直分布を表したものである。(a)において, $z=1.2$ 近傍でジェットの衝突に起因する小さなピークが現れる。このピークが発達し, (b)の位相では約 $z=1.27$ の位置で非常に大きな鉛直勾配を持つピークが現れ静水位 $z=1$ 以上の領域でも大きな動圧が維持されていることがわかる。この砕波圧の鉛直分布は定性的に Klammer et al. (1996), Azatama et al.(1996)の実験結果と同様であった。(c)の位相では(b)のようなジェット近傍の発達したピークは存在しない。(d)の位相における動圧の鉛直分布から次のように衝撃砕波発生後の圧力変化の特徴を示すことができる。 $z=1$ 以上の領域の動圧の鉛直勾配は, 静水压分布より鉛直勾配が小さく, 流体の自重がフルに圧力としてはたっていないことから, 波の衝突に伴う急激な鉛直流速の発生により流体が鉛直上向きに加速度をもって持ち上げられるため圧力が静水压近似より小さい値を示し, その後, 重力により下向き加速度が卓越しだすと十分に圧力としてはたらくため第2の極大値が位相差をもって発生する。

(6) 衝撃波問題への数値解析の適用に関する考察

計算で得られた衝撃砕波圧発生直後, 振動を有す

る結果が得られた。数値計算によるこのような振動は有限の大きさをもつ時間メッシュによる高周波変動のカットオフが起因するエイリアシングが発生している可能性がある。本計算では1周期を1024～16384分割までタイムステップ間隔をそれぞれ変化させ比較したが同一の周波数でこの振動が発生し単なるエイリアシングと考えにくい。衝撃砕波後の減衰振動に関してはHattori et al. (1994)の実験的研究等多くの研究があるが, これらの研究を踏まえ, 本研究で得られた結果が計算スキームの特性に起因する問題なのかあるいは別の問題なのか今後の計算法の発展のために調べる必要がある。

4. 結論

- ・数値計算により直立壁に衝突する砕波ジェットを伴う波動下の流体運動を再現し, 現象解明の第1段階として, 壁面の衝突する位相を変化させ, 衝撃砕波圧を伴う圧力変動と流体運動の変化を調べた。
- ・堤体前で水位が上昇開始する位相, 最大衝撃砕波圧が発生する位相, 最大打ち上げ高さをもつ位相, 再び圧力がピークをもつ第2極大値にはそれぞれ以下のようなタイムラグが発生する (値は入射波基本周期で無次元化されている)。

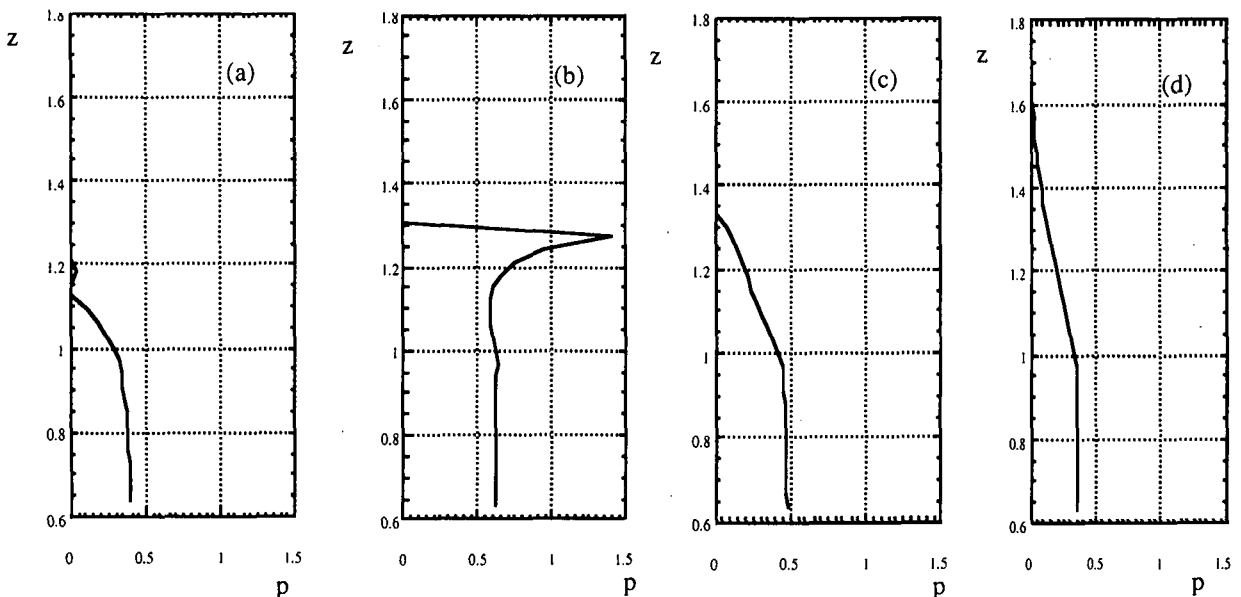


図14 衝撃圧発生前後の動圧の鉛直分布 ($L_s=3.1$)

Ls	t_0	t_1	t_2
2.0	0.0146	0.1318	0.0635
3.1	0.0176	0.1142	0.0732
4.0	0.0225	0.1094	0.0537
6.0	0.0322	0.0459	0.0244

この波浪条件においては、砕波過程が進行した位相において堤体に衝突するほど、水位上昇開始から最大砕波圧発生までの時間が長くなり、最大砕波圧発生から水位ピークまでの時間及び水位ピークから第2ピーク発生までの時間は共に短くなる。
・本基礎研究を踏まえ、ジェットが壁面への衝突する衝撃的流体運動についてさらに詳細に調べそのメカニズムを明らかにする必要がある。

参考文献

- 1) Hattori, M., A. Arami, T. Yui, Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types, Coastal Engineering, 22, pp. 79-114, 1994.
- 2) Klammer, P., A. Kortenhuis, H. Oumeraci, Wave Impact Loading of Vertical Face Structures for Dynamic Stability analysis -Prediction Formulae-, Int. Conf. Coastal Eng., pp. 2534-2551, 1996.
- 3) Azarmsa, S., T. Yasuda, H. Mitsuda, Cause and Characteristics of Impact Pressure Exerted by Spilling and Plunging Breakers on A Vertical Wall, Int. Conf. Coastal Eng., pp. 2442-2455, 1996.
- 4) Hattori, M., N. Tsujioka, Dynamic Response of Vertical Elastic Walls to Breaking Wave Impact, pp. 2456-2473, 1996.
- 5) 渡部靖憲・佐伯浩, 砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 71 - 75, 1996

(1999. 4. 19 受付)