

越波に伴う渦生成, 高周波水位変動と伝達波に関する研究

渡部 靖憲*・王

毅**・早川 哲也***・佐伯 浩****

1. はじめに

大波浪が防波堤に襲来する時, 堤体背後の静穏域が越波ジェットの突入により大規模渦を伴う複雑な流速場に変化する. また, 越波ジェットのもつ運動量が衝撃的に流入するため, 堤体背後では高周波水位変動を有する波動場となる. 近年提案されている水産協調型の波浪制御構造物等の堤体背後の積極的利用を考えた構造物に対して, これらが背後の海藻類, 貝類の生育環境, 養殖施設へ与える影響は深刻な問題となっている. さらに, 波動計算に対する適当な越波モデルを設定するためにも, この領域の流体運動を明らかにする必要がある.

本研究は, この衝撃現象を数値的に再現し, 実験的な計測が困難であった堤体極背後の流速場, 渦構造の発達過程及び水位変動の時空間変動特性, 高周波水位変動の減衰及び伝達波として進行する波動成分との差異さらにそれらの生成機構の解明を目的とするものである.

2. 数値計算法と計算条件

2次元直接数値解析が著者らの2次元碎波問題に適用した計算法(1996)と同一の方法により行われる. この方法では, 水表面の識別に密度関数法が用いられ, Navier-Stokes式の計算にはCIP法, 陽的Crank-Nicolson法が適用されている. 入射波として2次クノイド波が与えられ底面及び堤体壁面ではnonslip条件が与えられる. 計算領域は図-1に示す様に造波境界が

$l_b/h=22$ 離れた位置に直立堤を設置し, 伝達波はゼロ速度勾配条件を与えた透過境界を通過する. また, 堤体から透過境界までの距離 $l_a/h=10$ である. なお計算結果の全てのパラメータは水深 h , 波速 C , 水の密度で無次元化されている. 表-1に示す五つの入射波条件について計算が行われた. 越波後の流体運動は混入気泡になんらかの影響を受けていると考えられるが本計算では大きな運動量をもつ越波水の運動に対してその影響は小さく無視できると仮定した.

3. 結果

3.1 実験値との比較

図-2はcase 1に対応する波浪諸元(表-1参照)の入射波による越波後の堤体背後の最大波峰高の実験値と計算値を比較したものである. 堤体背後の複雑に水位が変動する領域にもかかわらず定性的に良好な一致を示して

表-1 入射波条件

	case 1	case 2	case 3	case 4	case 5
水深 h (cm)	45	50	40	40	40
波高 H (cm)	20	25	16	16	24
周期 T (sec)	1.7	1.7	3	2	2
堤幅 B/h	1.11	1	1	1	1
天端高 h_c/h	0.17	0.17	0.25	0.25	0.25
レイノルズ数 Re	1106797	1106797	791959	792360	792360
楕円関数の母数 m	0.936	0.938	0.9977	0.97	0.991

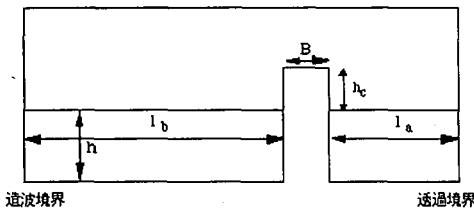


図-1 計算領域

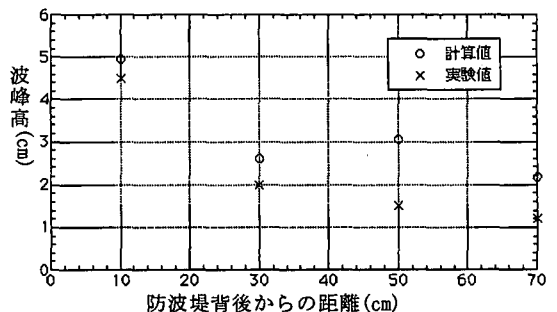


図-2 計算値と実験値の比較

* 正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科
 ** 学生会員 北海道大学大学院工学研究科
 *** 正会員 北海道開発局開発土木研究所
 **** 正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科

いる。両者の違いの原因として、計算において気泡の寄与が考慮されていないこと、容量式波高計による実験結果もまた気泡のため曖昧になっている可能性があることが考えられる。気泡の効果については今後十分に検討する必要がある。

図-3は伝達率の実験結果 (Goda ら, 1967) 上に本計算結果をプロットしたものである。実験値のばらつきは範囲内であるといえる。これらの結果は本計算手法の妥当性を示すものである。

3.2 大規模渦の生成・発達過程

図-4は乱れない堤体背後の水域に越波水が着水した位相から3周期間にわたる渦度分布を示したものである。ここでそれぞれの位相(a)~(l)の間隔は1/4周期である。越波水の着水時(a)には時計回り(正の渦度とする)の回転を持つ渦度が顕著に生成される。その後、3つの大規模渦が隣接して逆回転の2次渦が対となって誘発されている。これは大規模渦が粘性による直接散逸だけではなく、大規模渦が2次渦にエネルギーを与える

ことで徐々にスケールダウンしていく減衰過程を意味すると考えられる(図-5参照)。1周期目(a)~(d)ではこれらの浮遊渦は大きく移動しないが、2周期目及び3周期目の着水によって新たな正の渦度をもつ大規模渦が形成されると前周期までに十分散逸しきらなかった残留渦との間の相互作用から両渦は急速に回転する様に互いに移動する(図-5参照)。この相互作用の結果、渦は活発に運動し底面にまで達していることが(j)~(l)よりわかる。また、(f)~(i)にかけて、この渦間の相互作用過程を経て正の大規模渦同士の合体が確認できる。

図-6はcase 4に対する3周期目の同様な図である。前図と同様に底面まで大規模渦は達するが、渦の存在領域は堤体から水深程度岸側までしかなく個々の渦のスケールも小さい。このことから大規模渦の生成及び相互作用による渦の移動には入射波周期への依存性もあるといえる。

図-7はcase 5に対する3周期目の同様な図である。相対波高の大きなこのケースでは大量の大規模渦同士に

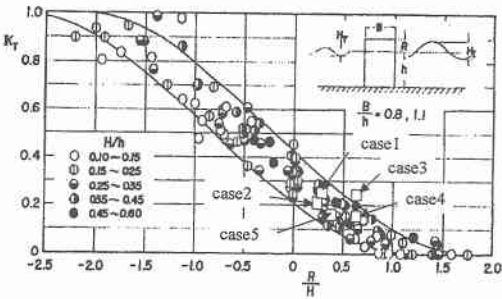


図-3 伝達率の計算値と実験結果 (Goda et al, 1967) の比較

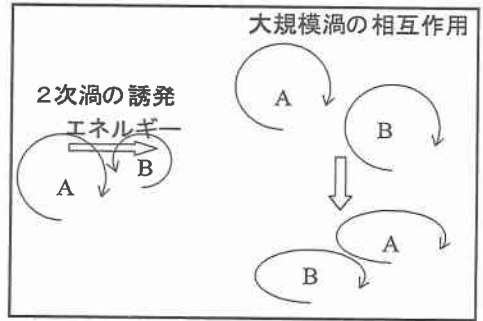


図-5 渦の相互作用概念図

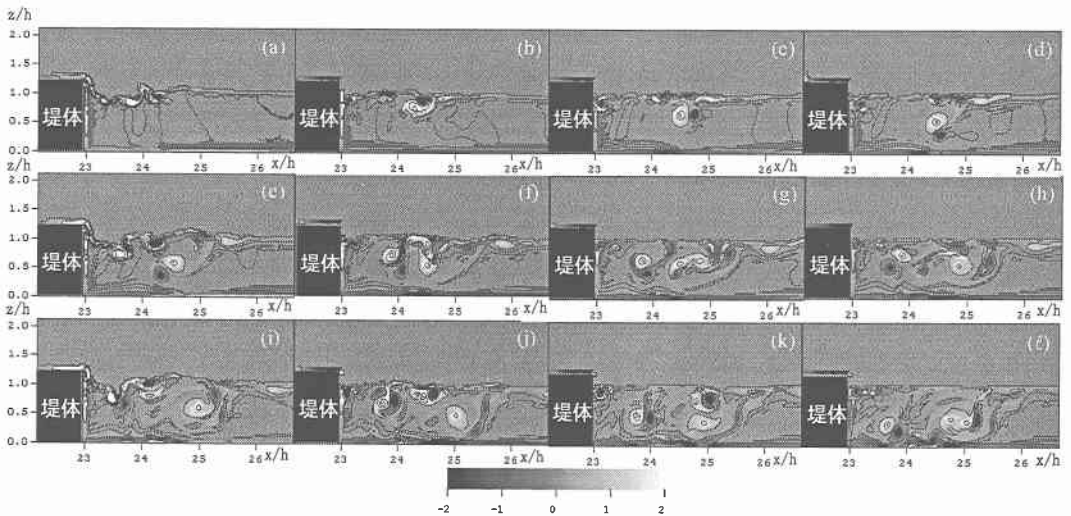


図-4 case 3における無次元渦度分布の時間変化 (実線・白色: 正の渦度, 破線・黒色: 負の渦度)

よる相互作用から個々の渦が活発に移動している。この渦の移流は底面で拘束されるため、底面に強い渦度が発達する。この影響は堤体背後のマウンドのブロックの安定や、近傍の底質輸送に寄与する可能性を意味する。

図-8はcase 3の3周期目に対する越波後の流速ベクトル及び動圧分布を表したものである。ジェットが着水した瞬間は着水点近傍で動圧が上昇するが、その後(j)に示されるように越波水の流入による運動量の増加のため、負の動圧が現れ大きな圧力勾配が発生し伝達波が生成される。直接ジェットの着水によって発生した伝達波は最も波高が大きく、岸方向へ伝達するが、着水点の堤体側で上昇した動圧から発生した伝達波は遅れて進行して行く(j参照)。また、(i)~(j)にわたって越波量は小さくなりながらも着水点が堤体側に移動しながら越波水が流入し続けるが、この位相間においても運動量の

増加から小さな伝達波は形成され続ける。さらに、特に(k)~(l)でわかるように大規模渦の影響により流体内部で圧力が変動させられており、このケースでは堤体から約 $3x/h$ の流体内部では鉛直方向に大きく変動する圧力分布をもつ。

3.3 波動場・流速場の周波数特性

図-9はcase 5の3周期目における水位変動の時空間変化を表したものである。着水点近傍で非常に大きな変動をもち、堤体から約 $5x/h$ までの領域では小スケールの変動が顕著に現れる。一方、 $5x/h$ より岸側では伝達波のみが存在し、小スケール変動は伝達せず減衰してしまうことがわかる。

図-10は同一ケースの水位変動の周波数スペクトルの岸沖分布を表している。ここでの越波後の流速場はこの段階ではまだ発達途中である可能性はあるが準定常

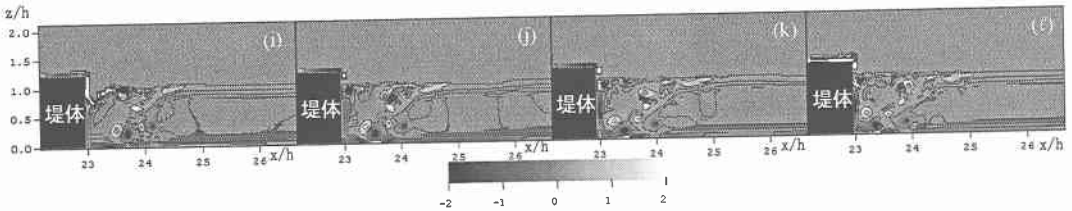


図-6 case 4における3周期目の無次元渦度分布の時間変化(実線・白色:正の渦度, 破線・黒色:負の渦度)

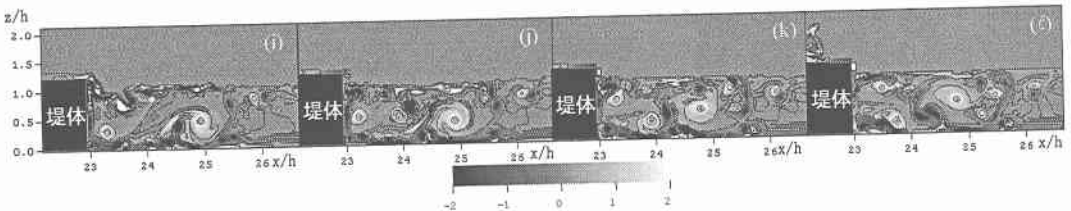


図-7 case 5における3周期目の無次元渦度分布の時間変化(実線・白色:正の渦度, 破線・黒色:負の渦度)

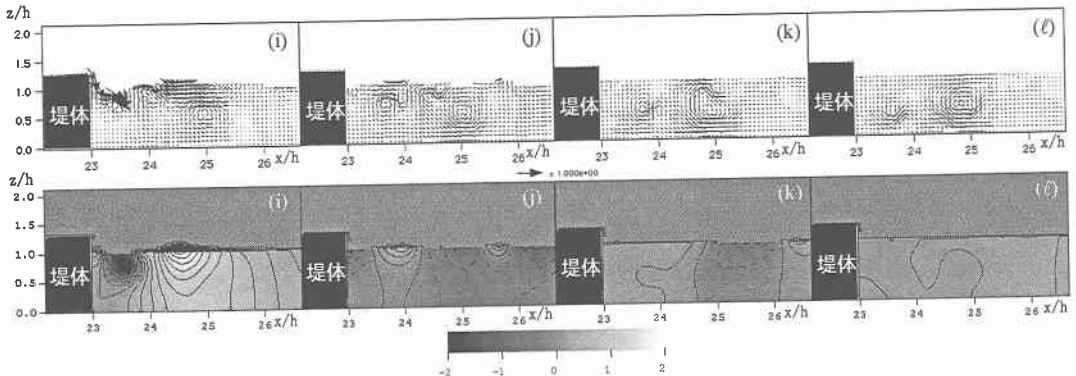


図-8 case 5における3周期目の無次元流速ベクトルと動圧分布(実線・白色:正圧, 破線・黒色:負圧)

性・周期性を仮定し、1周期間のエネルギースペクトル解析を行っている。堤体から $3x/h$ までの領域では約 $100\sigma_0$ (σ_0 : 入射波の基本周波数) に及ぶ高周波数変動エネルギーを有し、 $5x/h$ までは $40\sigma_0$ 以下のレンジに比較的大きなエネルギーを保有するが、それより岸側では高周波数側からエネルギーは減衰する。しかし、このケースでは $3\sigma_0$ を中心とした伝達波の周波数は岸側においても減衰することなく存在している。

図-11 は、図-10 の $x/h=1.695$ (a) と $x/h=6.345$ (b) における典型的なスペクトルを抽出したものである。(a) から水位変動が激しくジェットに着水による調和的な高周波振動が存在していることがわかる。一方、この高周波数成分は堤体から離れると平滑化され伝達波の周波数ピークが支配的となる (b 参照)。

図-12 はこの時の伝達波の周波数である $3\sigma_0$ 成分 (c) 及び $10\sigma_0$ (d) のスペクトルの岸沖分布を表している。両図より比較的高周波の水位変動成分が十分減少する堤体から $5x/h$ を境に伝達波が準定常状態に達し安定

して進行していることがわかる。

図-13 は case 5 の3周期目の越波に対するトラフレベルにおける運動エネルギースペクトルの岸沖分布を表したものである。着水点前後に $100\sigma_0$ にわたって多くのエネルギーピークを伴い、この領域では高周波域の乱れが十分に発達しきらずある特定の周波数近傍の乱れを中心に高いエネルギーをもっていることがわかる。堤体から十分に離れると、この高周波ピークは存在せず伝達波の周波数 $3\sigma_0$ に高いエネルギーをもつことがわかる。

図-14 はこのケースの $x/h=0.5$ における $z/h=0.765$ (トラフレベル)、 $z/h=0.465$ 、 $z/h=0.015$ (底面近傍) における運動エネルギースペクトルを表したものである。トラフレベルにおいて高周波域のエネルギーピークは y/h が小さくなる程平滑化され慣性領域が明確に表れてくる。

図-15 は同一ケースのトラフレベルにおけるエンストロフィースペクトルの岸沖分布を表したものである。前図と同様に着水点近傍で高周波まで高エネルギーを保有する多くのピークが表れ、堤体から $5x/h$ までの間にこれらのピークは序々に減衰する。また、 $7\sim 8\sigma_0$ に最も低周波のピークをもつ特徴的なスペクトルを持ち (図-16 参照)、この周波数のピークは深い領域にも存在していることがわかる。これらのピークは特定の周波数の強い渦度の集中を意味することから、生成された大規模渦の周波数を表していると考えられ、大規模渦は底面近傍まで十分な影響を与えることがわかる。

4. 結 論

- ・堤体背後における伝達波に関する実験結果との比較

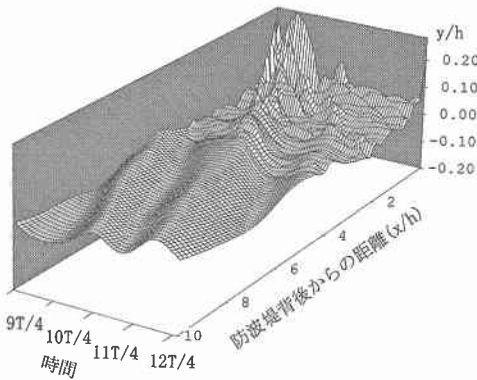


図-9 case 5 における3周期目の水位時空変動

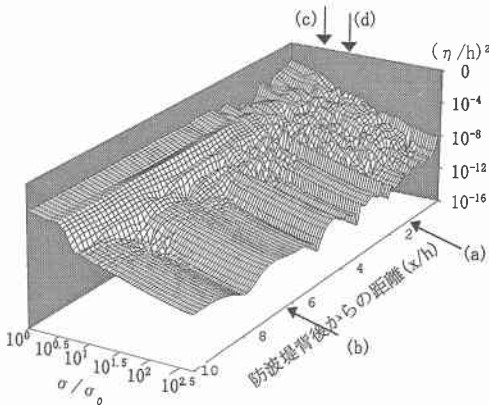


図-10 case 5 における3周期目の無次元水位変動スペクトル

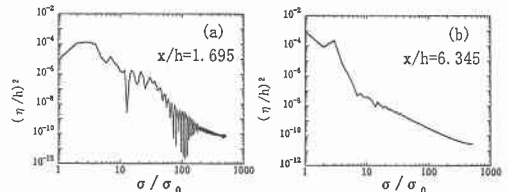


図-11 典型的な地点の無次元水位変動スペクトル

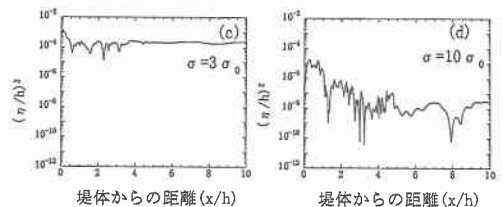


図-12 無次元水位変動スペクトルの典型的な周波数成分の岸沖分布

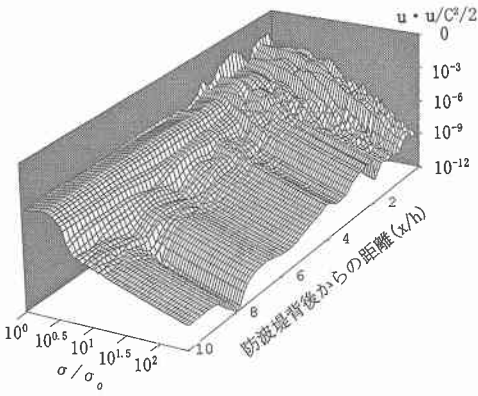


図-13 case 5における3周期目のトラフレベルの無次元運動エネルギーースペクトル

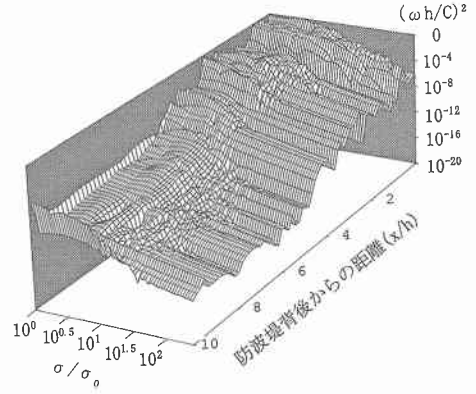


図-15 case 5における3周期目のトラフレベルの無次元エントロフィースペクトル

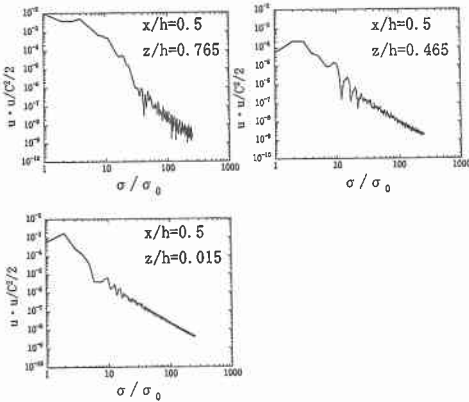


図-14 case 5における3周期目の着水点近傍の典型的な無次元運動エネルギーースペクトル 挿入

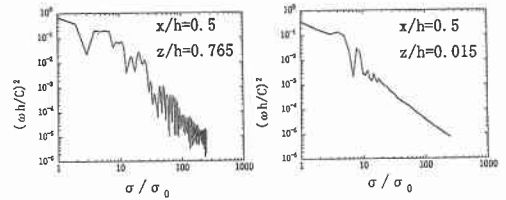


図-16 case 5における3周期目の着水点近傍の典型的な無次元エントロフィースペクトル

により, 計算結果の妥当性が示された。

・越波による大規模渦は近傍に逆回転をもつ2次渦を誘発し, 直接散逸以外にこの2次渦にエネルギーを渡すことにより渦エネルギーのスケールダウンが行われる。また, 残留した大規模渦と新たに生成された大規模渦との相互作用によって両渦は大きく移流する。この時合体する渦も確認された。渦はこうして底面に到達するまで移流するため, 底面に強い渦が発達し, マウンドの安定や近傍の底質移動に影響を与える可能性がある。

・入射波高及び周期に依存して堤体から水深の数倍までの領域において高周波の大きな水位変動を持つが, そ

れより岸側ではこの高周波成分は十分に減衰し, 入射周波数(ω_0)の2~4倍の周波数をもつ伝達波成分のみが卓越する。

・運動エネルギー, エントロフィースペクトルは, 上述した高周波変動の影響領域内で $7\omega_0 \sim 100\omega_0$ にわたる広いレンジで多数のエネルギーピークをもつ。十分大きな入射波の場合これらのピークは水深の深い位置において減衰しながらも存在する。

参考文献

早川哲也・渡部靖憲・鈴木孝信・木村克俊・土井善和・工藤貴弘 (1998): 混成堤における越波水の打ち込み特性と被覆材の安定性, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 691-695.
 織田幸伸・東江隆夫・瀬岡和夫 (1997): 運動量を考慮した越波伝達波の算定法, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 751-755.
 渡部靖憲・佐伯浩 (1996): 碎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.
 Goda, Y., H. Takeda, Y. Moriya (1967): Laboratory Investigation on Wave Transmission over Breakwater, Report of the Port and Harbour Institute, No. 13, April 1967, pp. 3-32.