

Title	断面変形に伴う水理機能変化と動的応答を考慮した捨石構造物の設計に関する研究
Author(s)	荒木, 進歩
Citation	大阪大学, 2000, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3169429
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

断面変形に伴う水理機能変化と動的応答を
考慮した捨石構造物の設計に関する研究

2000年1月

荒木進歩

目次

第1章 序論	1
1.1 概説	1
1.2 研究の目的	3
1.3 本論文の構成	4
参考文献	5
第2章 捨石構造物の断面変形と機能変化	6
2.1 緒言	6
2.2 水理実験	7
2.2.1 実験方法	7
2.2.2 構造物の諸元	8
2.3 規則波による断面変形	9
2.3.1 天端高さによる相違	9
2.3.2 天端幅による相違	15
2.3.3 粒径による相違	17
2.3.4 coreの有無による相違	18
2.4 不規則波による断面変形	19
2.4.1 天端幅による相違	19
2.4.2 粒径による相違	21
2.4.3 天端の変形量	23
2.5 平衡勾配の評価方法	24
2.5.1 三球体モデル	24
2.5.2 計算結果	25
2.6 断面変形に伴う機能変化	26
2.6.1 遡上高さ	26
2.6.2 反射率	27
2.6.3 透過率	29

2.6.4	エネルギー吸収率	31
2.7	透過率の評価方法	32
2.7.1	非定常非線形 Darcy 則に基づく透水層上の波浪減衰	32
2.7.2	計算結果	34
2.8	結言	35
	参考文献	36
第 3 章 捨石に作用する波力の評価		39
3.1	緒言	39
3.2	水理実験	42
3.3	捨石に作用する波力に関する検討	43
3.3.1	作用波力の時系列	43
3.3.2	碎波帯相似パラメータの影響	48
3.3.3	斜面上での波力分布	49
3.4	捨石構造物周辺の流体運動解析	49
3.4.1	基礎方程式	50
3.4.2	境界条件および計算方法	51
3.4.3	流体運動計算と実験結果との比較・検討	52
3.4.4	非線形項および分散項の大きさ	61
3.5	波力算定手法	61
3.5.1	Morison 式に基づく波力の算定	61
3.5.2	衝撃的な波力の算定	63
3.6	結言	65
	参考文献	66
第 4 章 潜堤の断面変形の予測		69
4.1	緒言	69
4.2	個別要素法による断面変形計算	71
4.2.1	個別要素法の原理	71
4.2.2	捨石の接触判定と接触時の相対変位および作用力	71
4.2.3	運動方程式の差分近似解	74
4.2.4	材料定数と時間ステップの決定方法	75
4.3	個別要素法と波浪変形計算の連立	79

4.3.1	断面形状の決定	79
4.3.2	加速度の算出	80
4.3.3	捨石に作用する波力	80
4.3.4	粒径の不規則性	81
4.3.5	計算方法	82
4.3.6	実験結果と計算結果の比較	83
4.4	結言	89
	参考文献	89
第5章	合理的な捨石構造物の設計に向けて	92
5.1	緒言	92
5.2	従来の破壊の定義	94
5.2.1	現行の設計式	94
5.2.2	問題点	95
5.3	捨石の移動確率の算定	96
5.3.1	信頼性設計法について	96
5.3.2	抵抗係数の測定	97
5.3.3	性能関数の設定	98
5.3.4	計算手法	99
5.3.5	計算結果	99
5.3.6	個別要素法への確率変数の導入	103
5.4	断面変形を考慮した設計に向けて	104
5.4.1	性能設計と基準値	104
5.4.2	検討例	105
5.5	結言	110
	参考文献	111
第6章	結論	115
	謝辞	119
	関連論文	121

第1章 序論

1.1 概説

白砂青松という言葉がある。海岸線の持つ美しさを表現するきれいな言葉であるが、近頃はあまり聞かれなくなったのではないだろうか。痩せ細った砂浜の背後にそびえ立つコンクリート護岸が現在の海岸の姿である。このような極端な例ばかりではないが、実際のところ、わが国の海岸線の総延長34,415km（建設省河川局，1991）のうち砂浜のある海岸は約23%で、その砂浜海岸のうちの約44%が侵食傾向にある（農林水産省構造改善局ほか，1990）。砂浜の消失は、憩いとやすらぎの空間としての海岸を失うことを意味し、水際線へのアクセスが阻害されるだけでなく、高波浪が直接海岸護岸に作用するため、激しい越波が生じ、後背地の貴重な人命・財産等が脅かされることになる。このような侵食傾向にある砂浜海岸では、離岸堤、突堤などの海岸構造物によって砂浜の回復・保全が行われてきた。離岸堤群の建設により、砂浜の回復に成功した鳥取県の皆生海岸はその好例である。

離岸堤群の建設によって砂浜の回復には一定の効果が得られたが、防災面のみに重点が置かれていたため、今度は離岸堤によって視界がさえぎられるという景観上の問題が生じてきた。そこで、水面下に没した人工リーフや幅広潜堤が景観面にも配慮した海岸保全施設として施工例が増加してきた。潜堤は、来襲する波浪を低減させることにより、背後地への越波の防止、砂浜の保全、漂砂量の低減などに効果を発揮し、堤体内外の海水の交換性も良好であるといった特徴も持っている。さらに、大阪府二色の浜海岸や兵庫県慶野松原海岸に代表されるように、人工養浜を併せて行うことにより、人工の構造物を全く見ることなく砂浜の保全・回復を行うことも可能である。人工的に作られた砂浜であることを知らずに利用している人も大勢いることであろう。

これらの構造物は静水面上に現れているか、静水面下に没しているか、の相違はあるものの、捨石や異形ブロックまたは被覆ブロックにより構築されており、一般に捨石構造物と呼ぶことができるであろう。この捨石構造物には、上述した離岸堤や潜堤のほか

に、港湾構造物として建設される捨石防波堤や消波ブロック被覆堤なども含めることができる。これらの捨石構造物は、多くの研究者による既往の研究をもとに体系化された設計法に則って設計されているにも関わらず、毎年、何例かの被災が報告されている。その原因としては、設計波を上回る波浪の来襲、被覆捨石またはブロックの重量不足による散乱、堤脚部の洗掘や地盤の液状化による上部工の転倒および被覆石・ブロックの散乱などがあげられている。鹿島ら (1986) は実際の被災事例を調査し、消波ブロック被覆堤に代表される傾斜堤の被災の発生限界については、現行の設計式であるHudson式 (1959) によりほぼ説明できるが、被災前の断面積に対する被覆材散乱部の断面積の割合として表される被害率は、被災時の波高の大きさだけでは説明できないことを指摘している。五明ら (1995) も消波ブロック被覆堤の被災事例を解析し、消波ブロックの重量不足と法尻部の沈下による全体の沈下・散乱が主要な被災形態であると指摘している。

鹿島ら (1986) および五明ら (1995) の研究は、実際の被災を報告する貴重な資料ではあるが、被覆材の散乱が直ちに構造物の持つ機能の低下につながっているのか、という点については明らかではない。これは、現行の設計法が構造物の持つ機能変化とは無関係に被覆材の移動・散乱を破壊と定義しているためである。ここに、現行の設計法が抱える大きな問題点がある。構造物は、本来ある目的を持って設計・施工されるのであり、その目的を果たすための機能が保持されているのであれば、被覆材の移動・散乱を直ちに破壊とする現行の設計法は不合理であり不経済である。構造物の機能面から破壊を考え、断面の変形を許容するほうが明らかに合理的である。

Bremner *et al.* (1980) は、サイクロンにより被災したオーストラリア Townsville の傾斜防波堤が、被災断面のままで潜堤として良好な消波機能を有していることを指摘している。鹿島ら (1986) の調査は、粘り強い構造物の設計を目標とした行われたものであり、設計条件を越える極めてまれな高波浪に対しては断面の変形を許容するという理念に基づいている。その後、鹿島ら (1992) は消波ブロック被覆堤について断面変形に伴う越波流量の変化を検討し、断面の変形に伴う越波流量や反射率の変化は漸進的であることを指摘している。樫木ら (1983) は、捨石防波堤の平衡断面をモデル化した複合断面が反射率の低減を期待できることを指摘している。

以上のように、断面の変形は直ちに機能の低下に結びつくわけではなく、かえって優れた効果をもたらすこともあることが報告されている。言うまでもなく、断面の変形を許容し、構造物の持つ機能面から破壊を考える設計法を確立するためには、来襲する波浪による断面の変形、および断面の変形に伴う機能変化を把握することが非常に重要である。しかし、断面の変形に伴う機能の変化を検討した研究は上記のほかにはほとんど見られず、断面の変形を許容することの有用性は強調するものの、肝心の機能変化に関

しては触れていない研究が多い。

1.2 研究の目的

捨石構造物は、元来粘り強い構造物であり、断面の変形を許容した設計を行うことが非常に有効な構造形式であると考えられる。断面変形を許容するには、構造物に要求される機能が十分に保持されていることが前提となるため、断面の変形に伴う機能変化の把握が重要である。しかし、前述のように断面の変形に伴う機能変化を検討した研究は非常に少ない。特に潜堤については施工歴が浅いこともあり、被災事例が明らかになっていないばかりでなく、入射波浪による断面変形に関する研究も全くなされていない。また、断面の変形を許容することが被覆材の軽減につながり、経済的な設計を行うことができるという観点からの研究はあるが、断面の変形に伴う機能変化についての検討はなされていないものが多い。断面の変形に伴う機能変化を検討していないがために、万一の可能性を考慮して過剰な安全性を持つ基準しか設定できないとも考えられる。

本研究は、元来粘り強い構造物である捨石構造物に対して断面の変形を許容した設計法を導入することを目的とし、以下に示す項目について検討しようとするものである。

- 1) これまでに十分な議論がなされていない、入射波浪に対する断面の変形と、断面の変形に伴う機能変化を把握する。
- 2) 捨石構造物の断面変形予測手法として個別要素法を適用し、周辺波浪場の計算と連立させた予測手法を提案する。
- 3) 捨石の移動に関わる変数のばらつきの影響を検討し、提案する断面変形予測手法の精度向上に役立てる。
- 4) 提案する断面変形予測手法により、構造物の持つ種々の性能あるいは機能の変化を考慮することができることを明らかにする。

構造物の設計において断面の変形を許容するということは、基本的には鹿島ら(1986)が提案している「従来の設計レベルの外力に対しては断面の変形が生じないようにし、設計条件を越えるような極めてまれな外力に対しては構造物のねばり強さを生かして多少の変形を許容する」ということであるが、そのとらえ方により大きく2つに分けられる。ひとつは、現行の設計法による基準(捨石構造物においては捨石の移動を破壊)を用いて設計を行うが、設計外力以上の外力の来襲を考慮し、構造物のねばり強さを生かして急速な被害の拡大を防ぐために、すでに破壊と判定される領域における構造物の挙

動，すなわち断面の変形を解析する，というとらえ方である．もうひとつは，現行の設計法による基準を変更し，断面の変形が生じても構造物の機能が保持されている範囲内においては特別な補修は行わず，構造物の機能性が損なわれる程度の断面変形が生じたときにはじめて補修を行う，というとらえ方である．

どちらのとらえ方においても，断面変形を許容することの有用性は変わらないので，両者を念頭において議論を進めるが，本研究では，より積極的な断面変形の許容を目指すため，基本的には後者の捉え方に基づいて議論を進める．

1.3 本論文の構成

本論文は，本章を含めて6章から構成され，各章における内容を以下に示す．

第2章では，捨石構造物の断面変形および断面変形に伴う水理機能の変化を水理実験により明らかにする．捨石構造物は，天端高さ，天端幅，被覆材の粒径，構造形式を変化させ，それらの影響について検討する．

第3章では，捨石構造物の断面変形予測を行う上で重要となる捨石に作用する波力の算定手法の検討を行う．Bousinesq方程式による波浪変形計算とMorison式型の波力および衝撃波力の算定法を，水理実験による捨石防波堤斜面上の捨石に作用する波力の特性の議論と併せて比較，検討する．

第4章では，捨石構造物として潜堤を対象を絞り，個別要素法に基づく潜堤の断面変形予測手法を提案する．この手法を第3章で提案した波浪変形計算からの波力算定手法と連立させることにより，総合的な断面変形予測手法とする．

第5章では，捨石の移動に関わる変数のばらつきを考慮し，その影響を考慮して，断面変形計算を行う．さらに，提案した断面変形予測手法により構造物の性能あるいは機能の変化に着目した設計が可能であることを示す．

第6章では，本研究により得られた結果をまとめるとともに，今後の問題点を述べ，結論とする．

参考文献

- 鹿島遼一・今泉正次・戸田泰和 (1986) : 被災事例から見た防波堤・防波護岸の波浪被災特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 626-630.
- 鹿島遼一・榊山 勉・松山昌史・関本恒浩・京谷 修 (1992) : 安定限界を越える波浪に対する消波工の変形と防波機能の変化について, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 671-675.
- 建設省河川局 (1991) : 海岸統計, 河川局海岸課, pp. 8
- 五明美智男・堺 和彦・高山知司・寺内 潔・高橋重雄 (1995) : 消波ブロック被覆堤のブロックの安定性に関する現状調査, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 901-905.
- 榎木 亨・柳 青魯 (1983) : 捨石防波堤の複合断面設計に関する基礎的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 361-365.
- 農林水産省構造改善局・水産庁・運輸省港湾局・建設省河川局 (1990) : 全国海岸域保全利用計画調査報告書, pp. 11-13.
- Bremner, W., D. N. Foster, C. A. Miller and B. C. Wallace (1980) : The design concept of dual breakwaters and its application to Townsville, Australia, Proc. of 17th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 1898-1908.
- Hudson, R. Y. (1959) : Laboratory Investigation of rubble-mound breakwater, Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE, Vol. 85, WW3, pp. 93-119.

第2章 捨石構造物の断面変形と機能変化

2.1 緒言

現在、海岸構造物の経済性と安全性を高めることが重要な課題であるが、断面の変形を許容することは、経済性を高めるひとつの解決方法である。捨石構造物は、元来、粘り強い構造物であり、少々の変形が生じても構造物の持つ機能に変化はないということは以前から指摘されている。

断面変形を許容した設計法を確立するためには、当然のことながら、断面の変形に伴う構造物の機能変化を把握することが安全性を確保するために最も重要である。捨石の安定重量算定式として現行の設計法で用いられている代表的な Hudson 式 (1959) では、式中の安定係数 K_D の値により被害率に応じて捨石 2～3 個程度の移動を考慮して算定する形にはなっているが、どの程度の捨石の移動による断面変形が構造物の機能に影響を及ぼすのかは全く明記されていない。Van der Meer (1987) も変形を考慮した捨石防波堤被覆材の安定重量算定式を提案しているが、変形による機能の変化については触れられていない。須藤ら (1995) は変形を許容した混成堤マウンド被覆材の必要安定重量算定法を提案しているが、断面変形に伴う機能変化がないことを暗黙の了解としており、変形による機能の変化については触れられていない。

変形量と構造物の機能の関係に言及した研究は多くはなく、榎木・柳 (1983) は捨石防波堤の平衡断面形状を基にした複合断面の防波堤が低反射であり、その上、安定性が向上することを指摘している。また、鹿島ら (1992) は、消波ブロック被覆護岸の変形に伴う越波量を検討している。これらの研究例はあるものの十分な議論がなされているとは言えない。また、榎木・柳 (1983) や Van der Meer (1992) が捨石防波堤の平衡断面形状について議論しているものの、捨石潜堤の断面変形について議論した研究は皆無である。

そこで本章では、これまで暗黙の了解となっている「捨石数個の移動による断面変形に伴う機能の変化はない」とする範囲における機能変化はもちろんのこと、それ以上の大変形が生じた際の機能変化についても調べることを目的として水理実験を行った。

2.2 水理実験

2.2.1 実験方法

水理実験は、図 2.1 に示す長さ 23m、幅 0.7m、高さ 0.9m の鋼製屋外 2 次元造波水槽を用いて行った。水槽の一端にはピストン型造波機が設置され、他端に向けて 6 m の水平部を経て 1/20 の勾配を持つ水路床が設置されている。捨石構造物は碎石を用いて 1/20 の勾配上に設置した。水位変動は構造物の沖側 2 ヶ所で測定し、合田ら (1976) の入反射分離法を用いて反射率を算出した。また、構造物の岸側 1 カ所で水位変動を測定し、構造物の透過波を測定した。透過率は反射率と同様に、透過側での水位変動の周波数スペクトルを FFT 法により求め、有効周波数領域での透過エネルギーと入射エネルギーの比の平方根として定義した。なお、水位変動の測定には容量式波高計を用いた。また捨石潜堤を対象とした実験では、同時に電磁流速計により捨石構造物沖側斜面上での水粒子速度も測定した。水粒子速度の測定地点は、法肩から 60cm 沖側で捨石斜面表層から 5 cm の高さである。また、別途、潜堤堤体上での水粒子速度も岸沖方向 10~20cm 間隔で測定した。断面形状は、200 波ないしは 400 波毎に光学式砂面計を用いて岸沖方向に 2 cm 間隔で測定した。

実験波は主に規則波を用いたが、最高波の影響および高波の連の効果のために、不規則波実験のほうが捨石の初期移動は小さい波高(有義波高で比較した場合)で生ずることが范ら (1983) や樫木ら (1984) によって指摘されている。そこで、天端が静水面に没した潜堤については、不規則波による実験も行った。実験波の諸元の詳細は、適宜、各項目ごとに示すが、規則波実験においては波高 10cm~23cm、周期 1.6~3.0s の規則波を

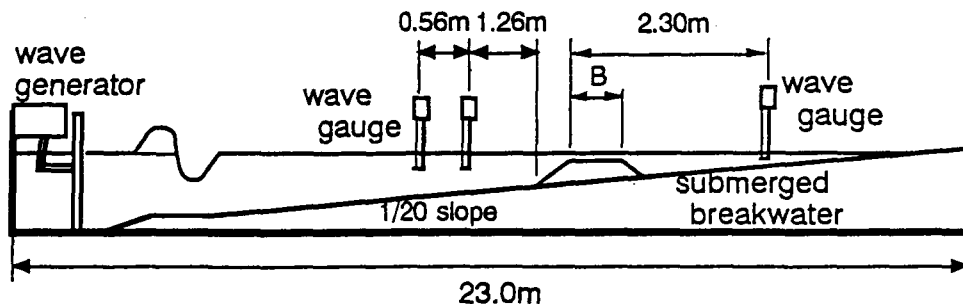


図 2.1 実験水槽

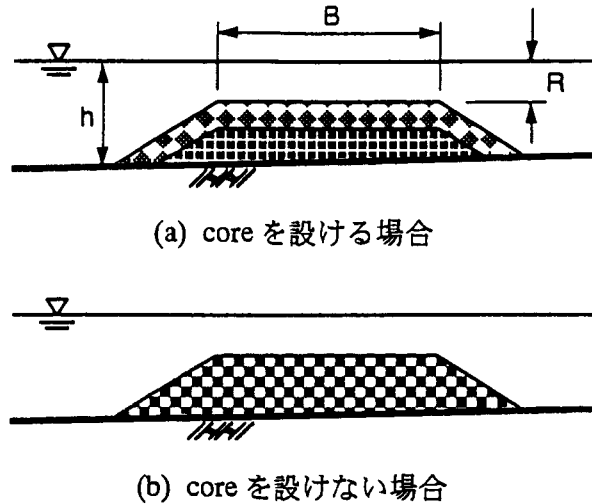


図 2.2 捨石構造物の構造形式

800~1800波入射させ、また、不規則波実験においては Bretschneider・光易型を目標スペクトルとする不規則波を 600~3000 波入射させた。

2.2.2 構造物の諸元

構造物は静水面付近において衝撃的で大きな波力を受けるため、最も変形が生じやすいことは容易に想像がつく。そこで、天端高さによる堤体の断面変形の特徴を調べるために、構造物の天端高さを静水面付近の -5, 0, 5, 10cm (天端水深で表すと、それぞれ 5, 0, -5, -10cm で、負の天端水深は天端が静水面よりも上にあることを示す) に設定した捨石潜堤または低天端の捨石防波堤、および比較のために半無限長の斜面をもつ捨石防波堤について実験を行った。沖側斜面の勾配は $\tan\beta=1/3$ で一定としたが、半無限長の斜面をもつ捨石防波堤については $\tan\beta=1/2, 1/3, 1/5$ と変化させた。また、漂砂移動に関しては、粒径が小さいほど離岸方向の漂砂移動が卓越し、粒径が大きいほど向岸方向の漂砂移動が卓越することが知られているが、浮遊することのない捨石程度の粒径で構成された堤体において卓越する捨石移動方向の粒径への依存性を調べるために、代表粒径 D_{50} ($= (W_{50}/\rho_s g)^{1/3}$) を 0.71, 1.14, 1.73 および 3.42cm とした (W_{50} : 重量通過百分率 50% に相当する砕石の重量, ρ_s : 砕石の密度, g : 重力加速度)。また、限られた波条件のケースのみであるが、0.1mm の砂で作成した潜堤の実験も比較のために行った。また、通常、捨石構造物は図 2.2 (a) に示すような堤体内部に小さい砕石による core を設ける。しかし、core を持つ構造形式では、表層の被覆材が飛散すると内部の core が流出し、堤体の変形が一気に進むおそれがある。したがって、断面変形を許容するためには図 2.2 (b) のような core を設けずに全断面を一様な砕石により作成した形式についても検討し、core の有無による断面変形の差異を検討することが重要である。そこで、core

の有無, および core を設けた場合の core 材の粒径を上記の砕石を用いて変化させた. なお, 図中の変数 B , R , h はそれぞれ天端幅, 天端水深, 法先水深を示している.

2.3 規則波による断面変形

2.3.1 天端高さによる相違

(a) 半無限長の斜面を持つ捨石防波堤

構造物の天端高さが静水面よりも上に出ているタイプを surface piecing タイプの防波堤と呼ぶが, まず, その中でも半無限長の斜面を持つ防波堤, すなわち天端高さが無限大 (相対天端水深 $R/H = -\infty$) と考えられ, 越波を考えない捨石防波堤について検討を行う. 断面形状は, 水平方向は法先での入射波の波長 L で, また, 鉛直方向は法先水深 h で無次元化している. 水平方向の原点は静水面と初期断面の交点とし, 岸向きを正としている.

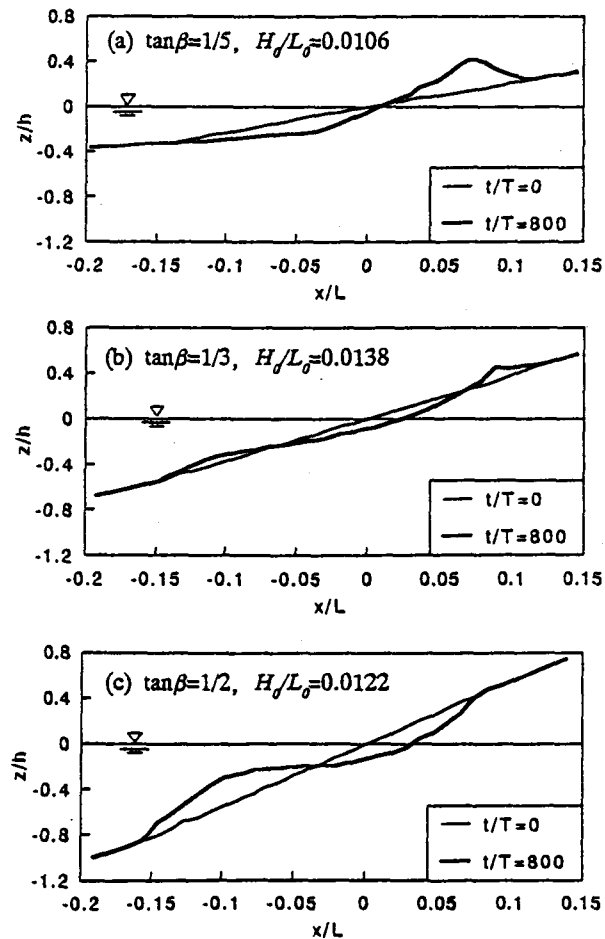


図 2.3 捨石防波堤の断面変形

図 2.3 に、 $D_{50}=1.73\text{cm}$ の捨石を全断面に用いて作成した異なる初期斜面勾配を持つ捨石防波堤に、それぞれ異なる波形勾配を持つ入射波を作用させて得られた断面形状を示す。これらの断面形状は、砂浜の海浜断面変形と同様に 3 つのタイプに分類することができる。ここでは、静水面より上に捨石が堆積するものを堆積型、静水面より下に捨石が堆積するものを侵食型、静水面の上にも下にも捨石が堆積するものを遷移型と判定した。

図 2.3 (a) は、初期斜面勾配 $\tan\beta=1/5$ の捨石防波堤に沖波波形勾配 $H_o/L_o=0.0106$ の規則波を入射させたケースである。斜面全域で向岸方向の捨石移動が生じ、静水面下で侵食が生じ、静水面より上に捨石が堆積しており、堆積型の断面形状と判定される。

図 2.3 (b) は、初期斜面勾配 $\tan\beta=1/3$ の捨石防波堤に沖波波形勾配 $H_o/L_o=0.0138$ の規則波を入射させたケースである。静水面付近を境に、それより上では向岸方向の捨石移動が、それより下では離岸方向の捨石移動が生じており、遷移型の断面形状と判定される。

図 2.3 (c) は、初期斜面勾配 $\tan\beta=1/2$ の捨石防波堤に沖波波形勾配 $H_o/L_o=0.0122$ の規則波を入射させたケースである。斜面全域で離岸方向の捨石移動が生じており、静水面付近が侵食され、静水面下で堆積して berm が形成されている。したがって、侵食型の断面形状と判定される。

断面の変形を許容するうえでは、入射波により離岸方向または向岸方向のどちらの底質移動が卓越し、どのような型に変形するのかを把握できることが望ましい。砂浜の断面変形に関するタイプ分けは古くから多くの研究者により行われているが、堀川ら (1975) によるものが代表的である。捨石防波堤を対象とした本実験の結果を見ると、 $D_{50}=1.73\text{cm}$ の碎石で作成した捨石防波堤では、 $\tan\beta=1/2$ のケースはすべて侵食型、 $\tan\beta=1/5$ のケースはすべて堆積型の断面となったが、 $\tan\beta=1/3$ のケースでは、入射波の諸元により堆積型、遷移型、侵食型に分かれた。一方、 $D_{50}=3.42\text{cm}$ の碎石で作成した捨石防波堤では遷移型と判定できるケースはなく、 $\tan\beta=1/3$ のケースはすべて侵食型の断面となった。したがって、 $\tan\beta=1/3$ のケースでは粒径が大きくなると、侵食型の断面になりやすくなる。これは、堀川ら (1975) をはじめとする砂浜の断面変形に関する既往の研究成果の傾向とは異なり、礫浜に関する Van Hijum and Pilarczyk (1982) の結果とも異なる。これは、砂は粒径が非常に小さいので作用波力として抗力のみを考えればよいのに対して、捨石では粒径が大きいため慣性力の寄与が大きくなっているためであると考えられる。図 2.4 は、本実験から得られた捨石防波堤の 3 つの断面形状の出現状況を入射波の沖波波形勾配と初期の斜面勾配 ($\tan\beta$) をパラメータとして粒径別にまとめたものである。粒径の大小に関する傾向は先に述べたが、波形勾配が大きいほど、また初

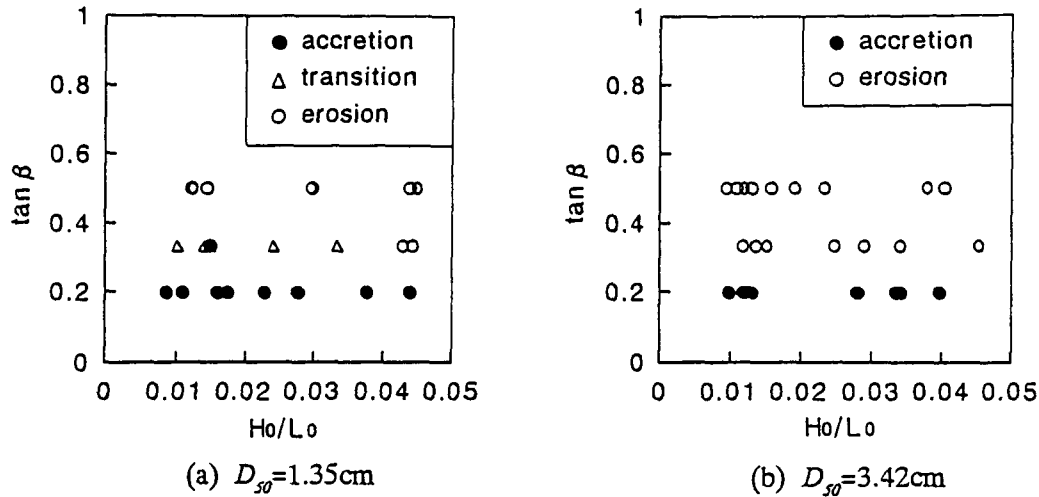


図 2.4 断面形状の出現傾向

期の斜面勾配が大きいほど侵食型の断面形状になりやすい。これは、砂浜の断面変形に関する傾向と同様である。

また、通常、堆積型および侵食型の分類はそれぞれ汀線の前進および後退により分類されることが多いが、捨石防波堤を対象とした本実験においては、侵食型のケースもちろん、堆積型のケースにおいても静水面付近は侵食域であり、汀線が後退している。これは、砂・砂礫の海浜断面は海底勾配が非常に緩やかなために砕波点が比較的沖に位置するが、捨石防波堤では斜面が急であることから砕波による衝撃波力と砕波に伴う強い乱れが静水面付近の狭い領域に集中し、静水面付近においても向岸方向の捨石移動が生じているものと考えられる。次式で示される砕波帯(幅)相似パラメータ(Surf Similarity Parameter) ξ は、入射波が持っている波のエネルギーが砕波により逸散する範囲(砕波帯の幅)を表すパラメータであり、 ξ が大きいほど砕波帯の幅が狭く、エネルギーの逸散や砕波に伴う乱れが狭い範囲に集中していることになる。

$$\xi = \frac{\tan \theta}{\sqrt{H/L_0}} \quad (2.1)$$

ここに、 H は入射波高、 L_0 は沖波波長である。 $\tan \beta = 1/2$ の捨石防波堤では ξ の値はおおよそ 2 以上、 $\tan \beta = 1/5$ の捨石防波堤でもおおよそ 0.8 以上である。砂浜海岸では、急勾配の海浜においても 1 以上の値をとることはまれであり、通常の砂浜海岸では 0.5 以下程度である。

図 2.5 は、砕波帯相似パラメータ ξ と断面変形後の静水面付近の斜面勾配の関係を示している。ここで、 ξ_0 は初期の一樣断面における斜面勾配を用いた砕波帯相似パラメータである。斜面上では遡上波の run-up および run-down の周期が入射波の周期と一致する

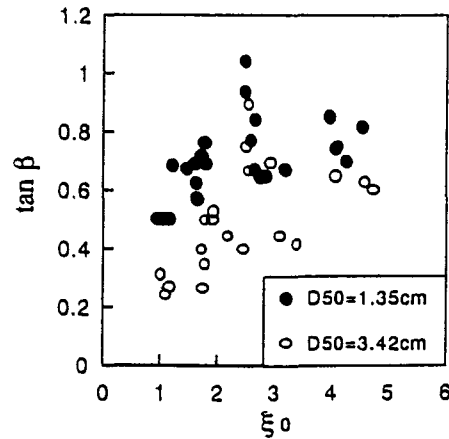


図 2.5 ξ と変形後の斜面勾配の関係

ことにより共振現象が発生することが Bruun and Gunbak (1976) および 樫木ら (1981) により指摘されている。surface piecingタイプの捨石防波堤の実験において、斜面上の静水面近傍での水粒子速度は測定できなかったため共振現象の発生は直接は確認できなかったが、共振現象の発生領域 $2 < \xi < 4$ では断面変形後静水面付近が非常に急勾配となることが分かる。これは、柳 (1984) が指摘している「共振現象により静水面付近が深く侵食され、侵食部上部の捨石斜面が不安定な状態になる」傾向と一致している。

(b) 有限長の天端高さを持つ堤体

ここでは、越波が生じるような天端高さが低い防波堤から、天端が静水面下に没した潜堤までの断面変形を対象として、天端高さの違いによる断面変形を検討する。また、一連の実験においては表層の捨石の一部に番号を付し、これらをトレーサーとして200波毎の断面の計測とともにそれらの移動量も測定した。図2.6にトレーサーの初期配置を示す。また、図2.7中の破線はトレーサーの初期位置に対応している。ここでは、相対天端幅が $B/L=0.0858$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ 、沖側斜面の勾配 $\tan \beta=1/3$ の一定のケースで議論を行う。なお、断面形状の無次元化は図2.3と同様であるが、水平方向の原点は堤体の沖側法肩とし、岸向きを正としている。

図2.7 (a) は相対天端水深 $R/H=-0.385$ のケースである。このケースではごくわずかの越波が生じるのみであり、向岸方向の捨石移動もあるものの天端を越えて岸側斜面まで移動したトレーサーはなく、離岸方向の捨石移動が卓越している。したがって、断面形状は図2.4に示す半無限長の斜面を持つ防波堤の侵食型とほぼ同様の形状となっている。このケースでの実験条件を図2.5に当てはめると、侵食型の出現領域と一致している。

図2.7 (b) は相対天端水深 $R/H=-0.284$ のケースである。このケースではかなりの越波が生じた。静水面付近から天端にかけては侵食され天端が後退しているが、沖側斜面の

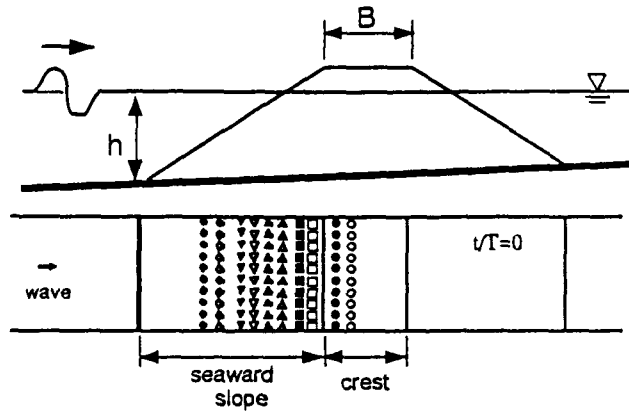


図 2.6 トレーサーの初期配置

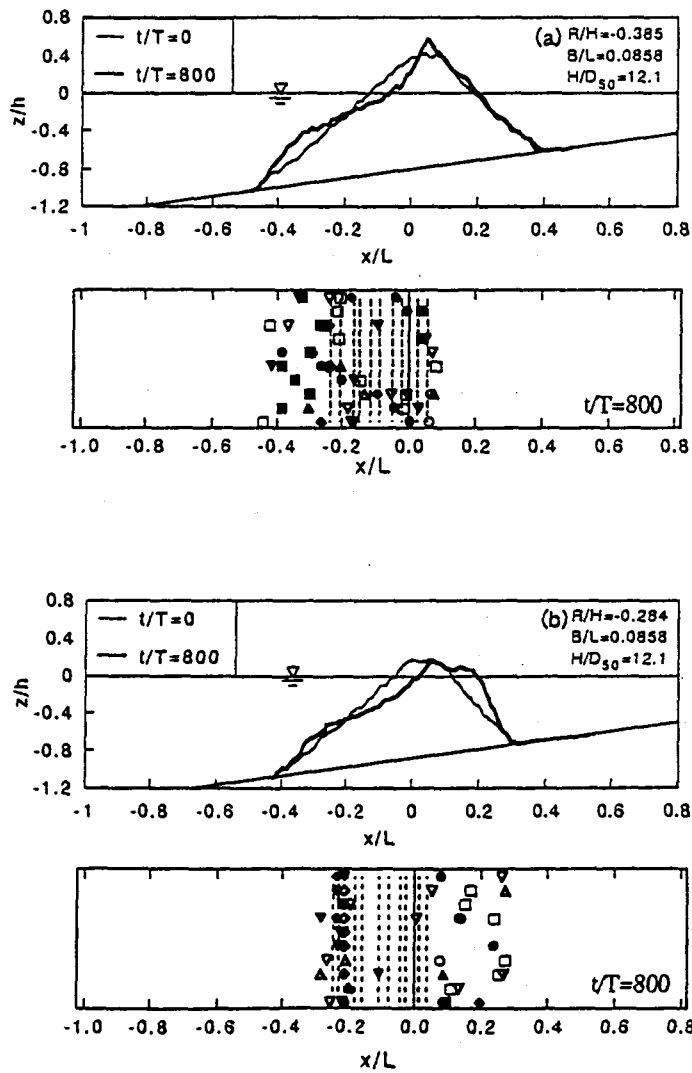


図 2.7 低天端の捨石防波堤の断面変形とトレーサーの移動状況

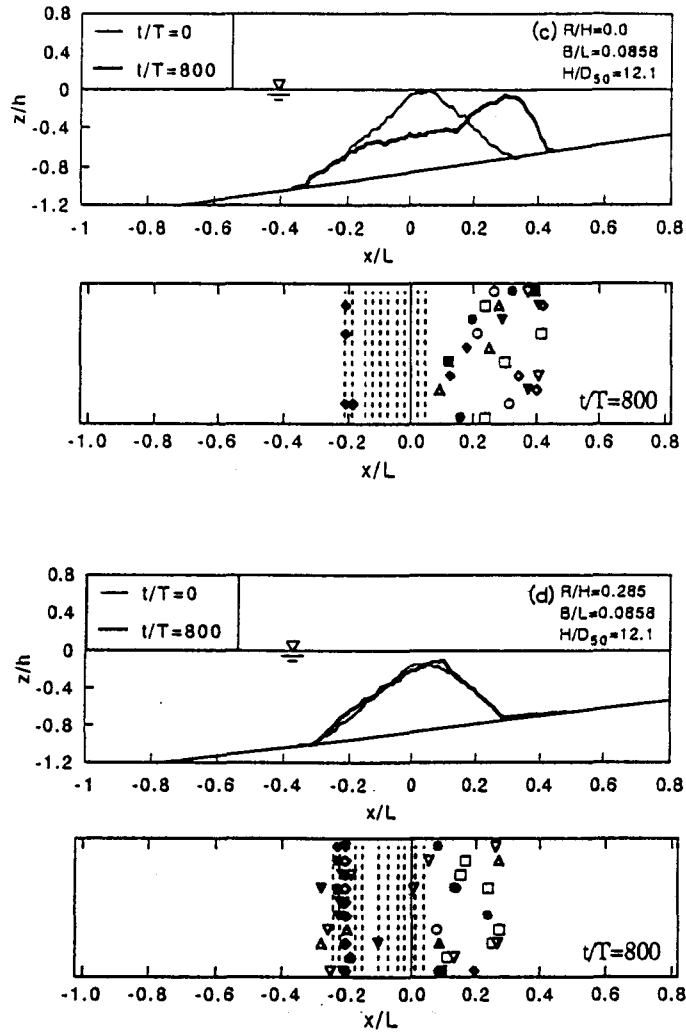


図 2.7 低天端の捨石防波堤の断面変形とトレーサーの移動状況

下方では離岸方向の捨石移動による堆積域が見られる。これはトレーサーの移動状況からも分かり、 $-0.3 < x/L < -0.2$ 付近に堆積したトレーサーと天端を越えて岸側斜面上に堆積したトレーサーに二分される。断面形状は半無限長の斜面を持つ侵食型の断面の一部分を形成していると考えられる。

図 2.7 (c) は相対天端水深 $R/H=0.0$ 、すなわち天端高さが静水面に一致しているケースである。このケースはもっとも変形が大きく、すべてのトレーサーが向岸方向に移動し、天端が大きく後退した。また静水面下には berm が形成されており、入射波はこの berm 上で大きく減衰するので、平衡断面に達すると思われる。

図 2.7 (d) は相対天端水深 $R/H=0.285$ の潜堤のケースである。静水面下に天端を持つこの構造物では、トレーサーの動きから分かるように表層の捨石は向岸方向に移動するものと離岸方向に移動するものの両方があるが、多くの捨石は沖側斜面上から天端上にか

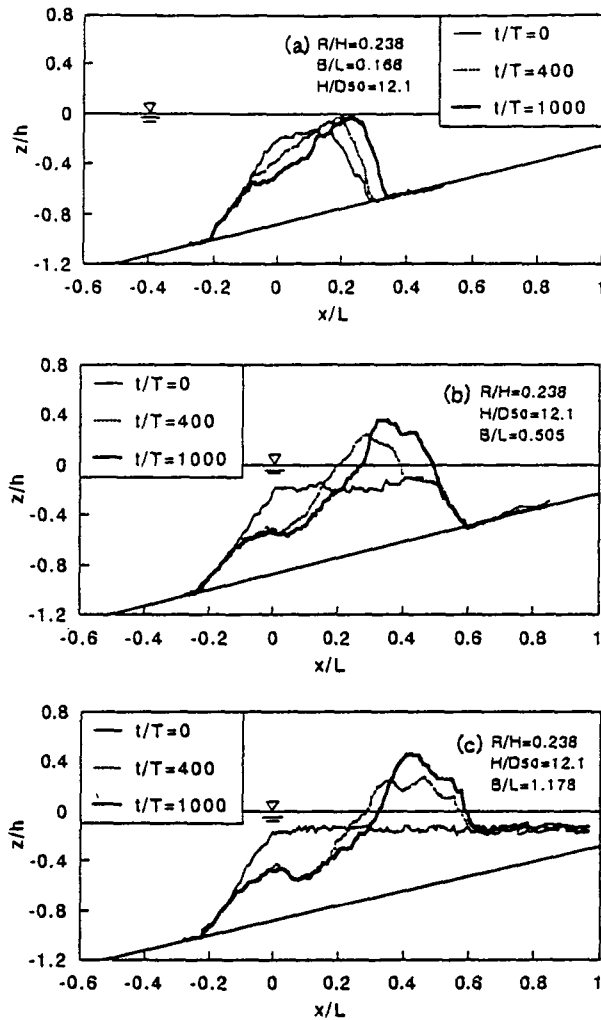


図 2.8 潜堤断面変形の相対天端幅による相違

けての範囲内で往復運動をするのみで、正味の断面変形量は非常に小さい。Ahren(1989)は、天端が静水面下に没した防波堤の断面変形が小さいのは、天端が常に水面下にあるため波面の衝突による衝撃力やuprushおよびdownrushによる抗力が弱められるためとしているが、本実験からは潜堤であっても天端幅によって大きく異なる結果が得られた。これについては次に述べる。

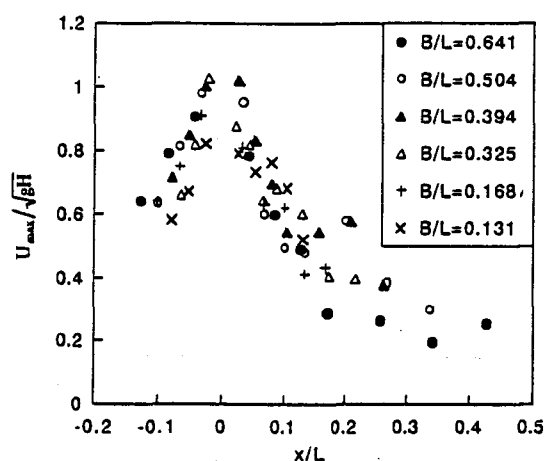
2.3.2 天端幅による相違

図 2.8 は、相対天端水深 $R/H=0.238$ で天端幅を変化させた 3 つのケースにおいて、波高計測定点での波形勾配 $H/L=0.0612$ の規則波を入射させて得られた最終断面を相対天端幅ごとに示したものである。堤体はすべて core を設けず、波高粒径比が $H/D_{50}=12.1$ となる砕石のみで作成された一様な構造物である。

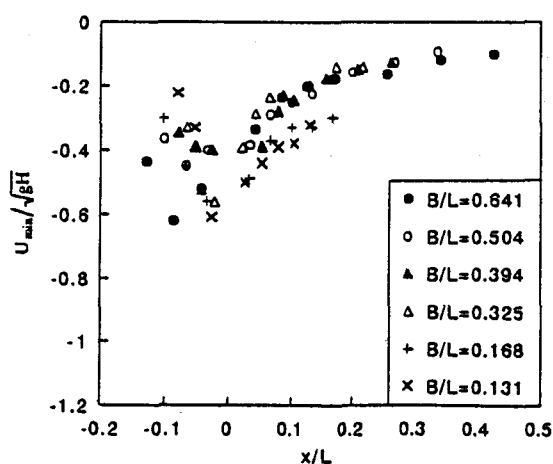
図2.8 (a) に相対天端幅 $B/L=0.168$ のケースを示す。法肩から天端上にかけての捨石が向岸方向に移動し、天端が岸側に後退した。天端高さは規則波実験においてはほとんど変化しないが、やや増加する程度であったが、不規則波実験においてはわずかに低下するケースが見られた。

図2.8 (b) に相対天端幅 $B/L=0.505$ のケースを示す。法肩から天端上にかけての捨石が向岸方向に移動するが、天端幅が十分にあるので、天端上で波エネルギーが透水層内での乱れや砕波により逸散することで水粒子速度が減少し、捨石が天端上に堆積することとなる。これが積み重なることにより入射波数の増加に伴い天端高さが上昇し、天端が静水面よりも上に現れた。

図2.8 (c) に相対天端幅 $B/L=1.178$ のケースを示すが、 $B/L=0.505$ のケースと同様に入



(a) 向岸方向



(b) 離岸方向

図 2.9 潜堤上での最大水粒子速度

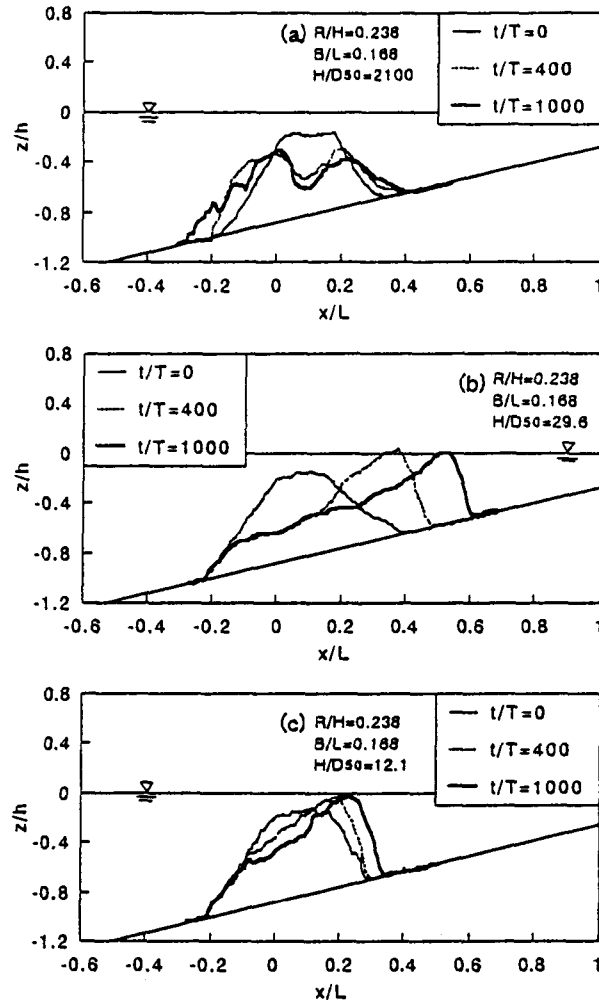


図 2.10 潜堤断面変形の粒径による相違

射波数の増加とともに天端高さが上昇し、天端が静水面よりも上に現れた。

図2.9に、潜堤上の岸向きおよび冲向き最大水粒子速度振幅の無次元量の分布を示す。岸向きの最大水粒子速度（図2.9 (a)）については、明瞭ではないが沖側斜面上で B/L が大きいほど最大水粒子速度振幅が大きくなる傾向が見られるが、全体的には B/L による変化は小さい。一方、冲向きの最大水粒子速度（図2.9 (b)）については、天端上において図中+および×印で示される B/L が小さい2つのケースの最大水粒子速度振幅波は B/L が大きいケースよりも明らかに大きい。最大水粒子速度振幅だけでなく、流速波形からも検討しなければならないが、天端幅が小さいケースでは天端上の離岸方向流速が大きくなるため、捨石の向岸方向移動が抑えられていると考えられる。

2.3.3 粒径による相違

図2.10は、堤体構成材の粒径を変化させた3つのケースにおいて、波高計測定点での

波形勾配 $H/L=0.0612$ の規則波を入射させて得られた最終断面を波高粒径比ごとに示したものである。堤体はすべて core を設けておらず、相対天端水深は $R/H=0.238$ 、相対天端幅は $B/L=0.168$ である。

図2.10 (a) は、砂で堤体を作成した波高粒径比 $H/D_{50}=2100$ のケースである。波高粒径比が大きいため底質が容易に移動した。また、規則波での実験であるため砕波した波の突っ込み点为天端上の一点に集中し、大きく侵食され、天端高さが減少している。底質の移動方向については向岸方向への移動も見られるが、離岸方向への移動のほうが大きい。

図2.10 (b) は、波高粒径比 $H/D_{50}=29.6$ のケースである。断面が大きく変形し、天端が岸側に後退した。しかし、天端高さはむしろ上昇しており、静水面付近にまで達している。また、波高粒径比 $H/D_{50}=2100$ のケースと異なり、捨石の離岸方向移動は生じず、すべて向岸方向の移動となった。

図2.10 (c) に比較のために波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ のケース(図2.8 (a))を再掲する。

以上のことから、浮遊が生じるような小さな粒径のときのみ離岸方向の底質の移動が生じ、浮遊の生じない碎石で作成した場合は向岸方向の移動が生じ、天端が後退することが分かる。

2.3.4 coreの有無による相違

図2.11は、堤体構造様式を変化させた3つのケースにおいて、波高計測定点での波形勾配 $H/L=0.0612$ の規則波を入射させて得られた最終断面を構造様式ごとに示したものである。coreを設けた場合の被覆層は1層とした。相対天端水深は $R/H=0.238$ 、相対天端幅は $B/L=0.168$ である。

図2.11 (a) は、coreを設け、被覆材に対する波高粒径比が $H/D_{50}=6.14$ 、core材に対する波高粒径比が $H/D_{50}=29.6$ である堤体の断面形状を示している。被覆石のいくつかは向岸方向に移動し内部のcoreが露出しているが、粒径の小さいcore材が一気に飛散するようなことはなく、最終断面においては天端高さがやや低下するにとどまった。これは、内部のcoreが露出しても、周囲に散在する被覆材による遮蔽効果が大きいためと考えられる。

図2.11 (b) は、coreを設け、被覆材の波高粒径比が $H/D_{50}=6.14$ 、core材の波高粒径比が $H/D_{50}=18.4$ である堤体の断面形状を示している。図2.10 (a)と同様に、被覆石のいくつかは向岸方向に移動し、内部のcoreが露出しているにも関わらず、core材の飛散はごくわずかであり、天端高さの変化もほとんど見られない。

図2.11 (c) に、比較のためにcoreを持たない堤体で、波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ のケース

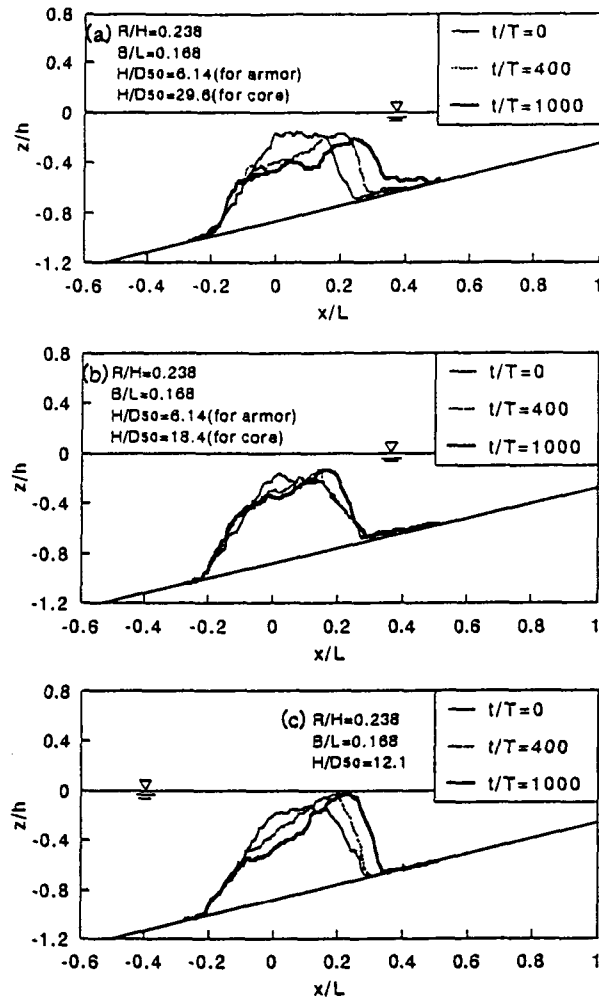


図 2.11 潜堤断面変形の core の有無による相違

を示す（図 2.8 (a), 図 2.10 (c) を再掲）。

以上のことから、内部の core を被覆するような構造においても、表層の被覆材の飛散が構造物全体の壊滅的な変形を引き起こすことはないと言える。

2.4 不規則波による断面変形

2.4.1 天端幅による相違

図 2.12 に、相対天端幅 $B/L=0.395$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ のケースにおける規則波と不規則波による断面変形を示す。不規則波の諸元としては、波長 L は有義周期に対する波長、波高 H は波群中の最大波高を用いている。(a) が規則波による断面形状、(b) が不規則波による断面形状である。規則波実験の波高は、不規則波実験の最高波高に対応している。規則波のケースにおいては、天端が上昇し、静水面上に現れたが、不規則波の

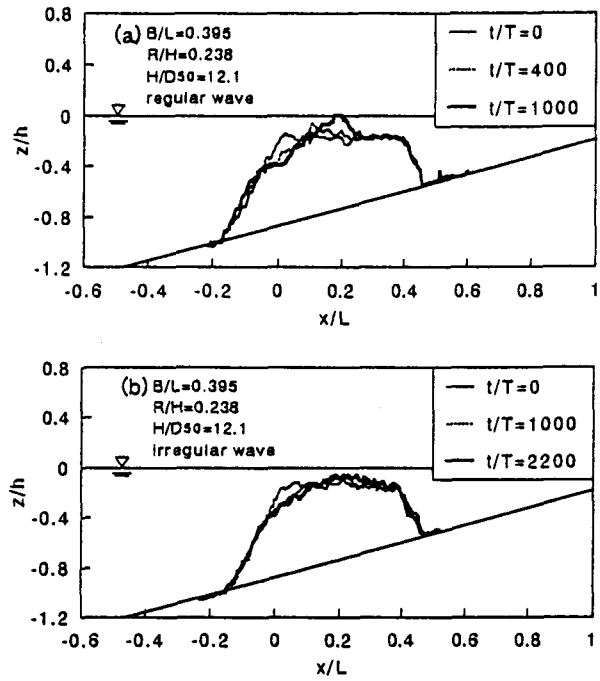


図 2.12 不規則波による潜堤断面変形 (天端幅による相違, $B/L=0.395$)

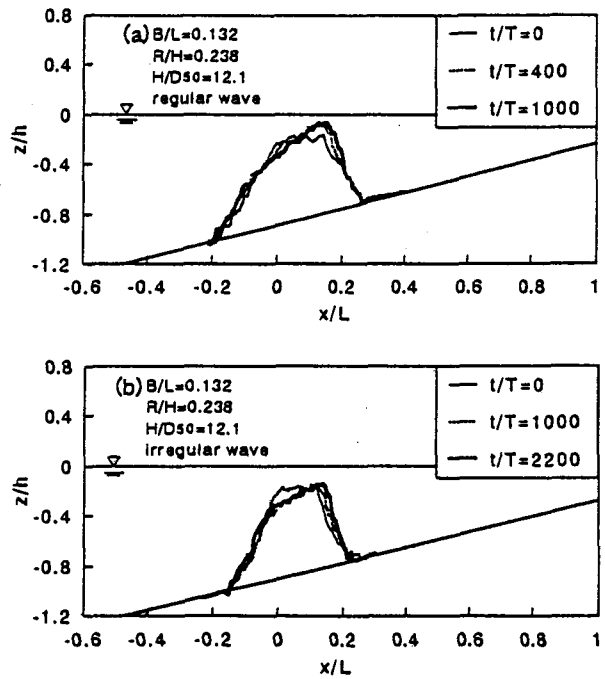


図 2.13 不規則波による潜堤断面変形 (天端幅による相違, $B/L=0.132$)

ケースでは法肩部分がやや侵食される程度で、大きく異なる結果が得られた。これは捨石の移動に寄与する高波浪の波数が影響を及ぼしているものと考えられる。

図 2.13 に、相対天端幅 $B/L=0.132$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ のケースにおける規則波と不規則波による断面変形を示す。このケースにおいても、規則波実験による断面形状と不規則波実験による断面形状は大きく異なり、不規則波実験による変形量が非常に小さくなった。これも最高波の波数の影響が考えられるが、相対天端幅の小さいケースでは、波高の大きな波と長周期波が重なり合うことにより天端水深が実質的に深くなり、波の作用が堤体に及びにくくなること、および砕波後の突っ込み点为天端上を越えて岸側斜面に位置することも考えられる。

2.4.2 粒径による相違

図 2.14 に、不規則波による波高粒径比 $H/D_{50}=2100$ 、相対天端幅 $B/L=0.132$ の潜堤の断面変形を示す。図 2.10 (a) に示した規則波による断面変形では、向岸方向および離岸方

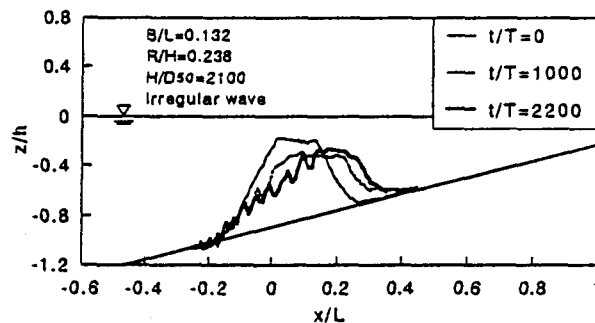


図 2.14 不規則波による潜堤断面変形 (粒径による相違, $H/D_{50}=2100$)

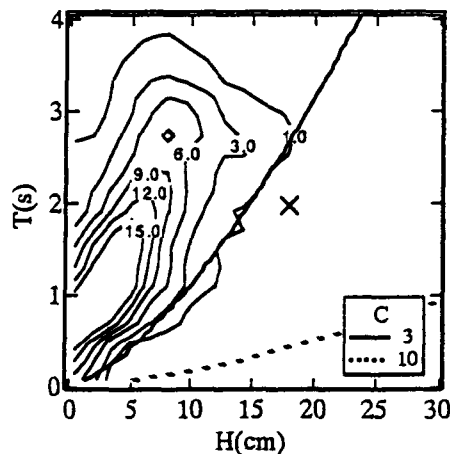


図 2.15 波高周期の結合頻度分布

向の両方の底質移動が見られたが、不規則波による断面変形では、長周期の波や大小様々な波高を持つ波が入射するため、向岸方向の砂移動のみが生じた。これについては、入射させた不規則波の波高周期の結合頻度分布により考えることができる。図2.15に、入射させた不規則波の入射波高測定位置における波別解析から得られた波高周期の結合頻度分布を示す。図中には、次式で示される堀川ら(1975)が提案した漂砂の移動方向に関するパラメータ C_s を示している。

$$C_s = \frac{H_0}{L_0} (\tan \beta)^{0.27} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{-0.67} \quad (2.2)$$

実験室内においては、 $C_s < 3$ のとき向岸方向の漂砂移動により堆積型の断面、 $C_s > 10$ のとき離岸方向の漂砂移動により侵食型の断面が形成されるとしている。また、図中の×印は入射させた規則波に対応する諸元である。明瞭には区分できないが、入射させた不規則波の大部分のエネルギーは $C_s < 3$ の領域にあり、不規則波においては向岸方向の砂移動が卓越したと考えられる。なお、規則波実験における入射波高は、不規則波実験における最高波高にほぼ一致している。

図2.16に、不規則波による波高粒径比 $H/D_{50} = 29.6$ 、相対天端幅 $B/L = 0.132$ の断面形状を示す。天端上の捨石が向岸方向に大きく移動し、天端が大きく後退したため、図2.10(b)に示す規則波実験による断面形状と似ているが、天端高さがやや減少している。これは、図2.15で示されたように今回発生させた不規則波には周期3.0~4.0s程度の波も含まれており、このような周期の長い波が天端上の捨石をより堤体後方に移動させたためと考えられる。なお、このケースにおいても規則波実験における入射波高は、不規則波実験の最高波高とほぼ一致している。

前述の図2.13(b)に示す波高粒径比 $H/D_{50} = 12.1$ 、相対天端幅 $B/L = 0.132$ のケースでは、規則波実験による断面形状と大きく異なり、変形量が非常に小さくなっていることがわ

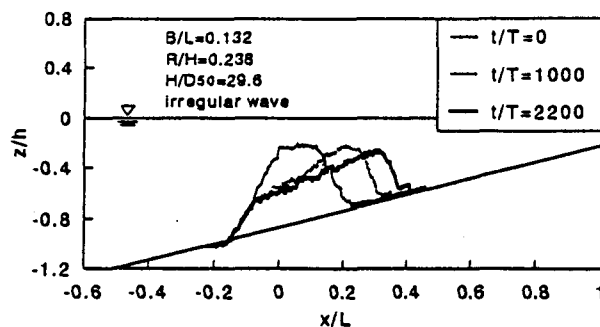


図 2.16 不規則波による潜堤断面変形 (粒径による相違, $H/D_{50} = 29.6$)

かった。図2.16の波高粒径比 $H/D_{50}=29.6$ のケースにおいても最高波の波数の影響や、長周期波と短周期の波が重なり合う現象は生じているはずであるが、波高粒径比が影響しているようである。

2.4.3 天端の変形量

潜堤の断面変形に関して定性的な議論を行ってきたが、ここからは天端の後退量と天端高さの変化に注目して定量的な議論を行う。

図2.17に、天端の後退量を波高粒径比 H/D_{50} と相対天端幅 B/L をパラメータとして示す。図中に示す結果は、初期の台形断面において小さい波高から徐々に波高を大きくしていくことにより得られたもので、次の段階の波高に変化させるときに台形断面への整形は行っていない。天端の後退量は、各変形断面において、天端高さの最高点と初期断面の沖側法肩との距離 x_c を天端幅 B で無次元化している。波高粒径比が大きくなるほど天端の後退量は大きくなる。また明瞭ではないが相対天端幅が小さいほど天端の後退量は大きい。これは天端幅が短いと波のエネルギーの逸散が小さく、堤体背後まで捨石を移動させることができるためである。

図2.18に、天端高さの変化を波高粒径比 H/D_{50} と相対天端幅 B/L をパラメータとして示す。天端高さの変化は、法先の位置から計った潜堤の天端の最高点までの高さとの差 z_c を初期の堤体高さ h_c で無次元化したものをとっている。相対天端幅が小さいケースにおいては若干の天端高さの低下が見られるが、天端高さは上昇しているケースが多い。また、捨石が移動し始める限界の波高粒径比からしばらくは天端高さの変化が波高粒径比に影響されるが、 H/D_{50} が8以上になると波高粒径比

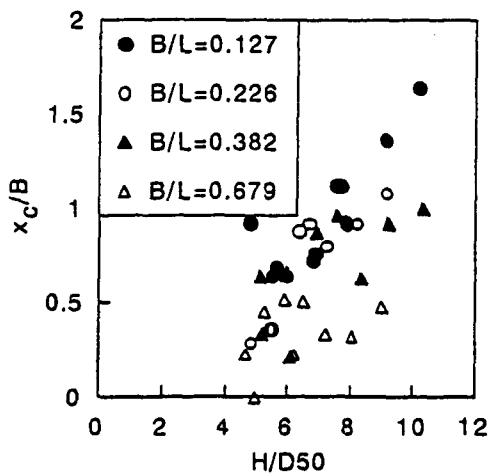


図 2.17 潜堤天端の後退量

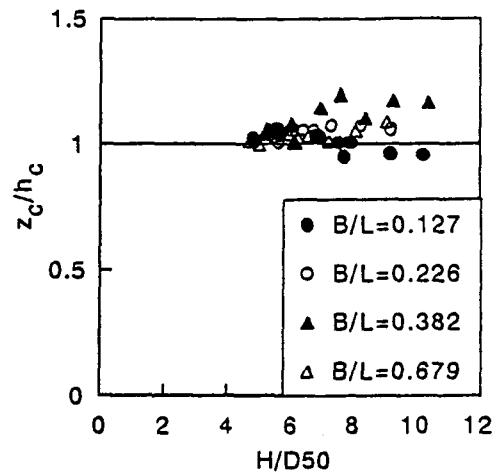


図 2.18 天端高さの変化量

には関係なく一定の天端高さをとるようになる。

2.5 平衡勾配の評価手法

2.5.1 三球体モデル

粒径のやや小さい礫浜の平衡断面については出口ら (1996) が2/3乗則で予測できることを示している。捨石防波堤の平衡断面については樫木ら (1983) や Van der Meer (1992) が実験的な検討を行っているが、力学的な検討はなされていない。捨石に作用する力学的な関係から捨石斜面の平衡勾配を予測する手法としては、青木ら (1994)、荒木ら (1996) または Deguchi et al. (1998) の三球体モデルがあげられる。このモデルは図 2.19 に示すように、捨石防波堤斜面上の捨石3つを取り出したモデルを設定し、波力に対する上部捨石の動的挙動特性について解析を行うもので、簡単のため捨石は球体とする。ここに、 F は作用波力、 F_x 、 F_z はそれぞれ作用波力の水平方向成分、鉛直方向成分、 a 、 b および c はそれぞれ上部、下部捨石の半径、 W は上部捨石の水中重量、 g は重力加速度、 N_B 、 N_C は2接点における垂直抗力であり、次式で示される。

$$N_B = \frac{(Wg - F_z) \tan \beta + F_x}{\sin \alpha + \tan \beta \cos \alpha} \quad (2.3)$$

$$N_C = \frac{(Wg - F_z) \tan \alpha - F_x}{\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta} \quad (2.4)$$

捨石の運動は $N_B > 0$ かつ $N_C < 0$ のとき左方移動、 $N_B < 0$ かつ $N_C > 0$ のとき右方移動、 $N_B > 0$ かつ $N_C > 0$ のとき静止、 $N_B < 0$ かつ $N_C < 0$ のとき lift-up となる。それぞれの運動形態に合わせた運動方程式を立てるが、一例として、左方移動をする場合の運動方程式は次のように

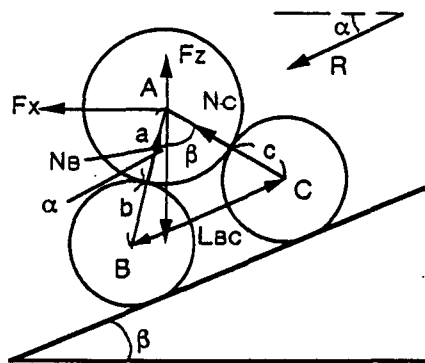


図 2.19 三球体モデルの概要

なる。

接線方向

$$M(a+b)\frac{d^2\theta_A}{dt^2} = F_x \cos(\alpha - \theta_A) + (F_z - Wg) \sin(\alpha - \theta_A) + k_2 F_s \quad (2.6)$$

法線方向

$$M(a+b)\left(\frac{d\theta_A}{dt}\right)^2 = -F_x \sin(\alpha - \theta_A) + (F_z - Wg) \cos(\alpha - \theta_A) + N_A \quad (2.7)$$

回転

$$\frac{2}{5}M(a+b)\frac{d^2\theta_A}{dt^2} = k_1 F^* - k_2 F_s \quad (2.8)$$

ここに、 M は上部球体の質量、 θ_A は移動角、 F_x は滑り摩擦力、 F^* は転がり摩擦力、 k_1 、 k_2 はそれぞれ転がり方向、移動方向により1または-1をとる係数である。右方移動の場合の運動方程式は、移動、回転方向を逆に考えることで同様に求められる。捨石の運動形態は、回転のみの運動と回転と滑りを伴う運動の2つが考えられ、これらについて non-slip 等の条件式を適用し、移動角 θ_A を算出する。

数値計算法は Runge-Kutta 法 4 次公式を用い、時間ステップは $\Delta t = T/200$ とし、1step 前の計算によって得られた θ_A 、角速度 ω 、および移動速度 u により運動形態を選択した。また、図 2.19 の下部球体 B、C の中心を結んだ領域で解を求め、それを越えた場合は次の領域に入ったものとして計算を行う。

2.5.2 計算結果

平衡勾配は、波力の作用により突出した捨石やかみ合わせの弱い不安定な捨石から順に移動していくことで形成されると考えられる。また、捨石防波堤においては衝撃的な波力が捨石の初期移動に大きく影響していると考えられるが、衝撃的な波力は捨石の lift-up や不安定化の促進に寄与するのみで、平衡断面の形成には、基本周波数成分が卓越した周期的な波力や捨石自体の重力の影響が大きいと考えられる。そこで、作用波力は正弦的に変化するものとして計算を行った。

図 2.20 に、捨石単体が転落する限界の外力の無次元量と捨石防波堤の斜面勾配の関係

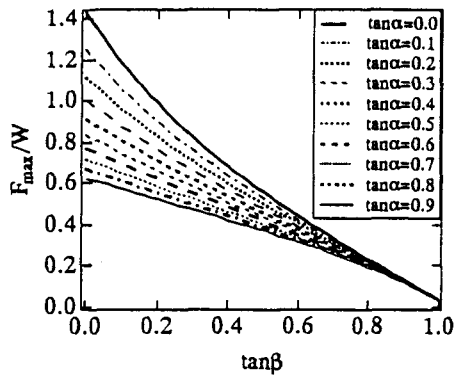


図2.20 作用波力の最大値と作用方向
に対する平衡勾配

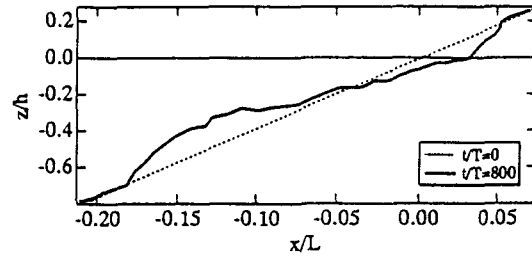


図2.21 捨石防波堤平衡断面の一例

を示す。ここに、 $\tan\alpha$ は外力の作用方向である。この図から、捨石防波堤の初期斜面勾配と波力の作用方向が分かれば、捨石単体が転落する限界の波力が決定されることになる。逆に、作用波力の最大値とその作用方向が分かれば、捨石が転落せず、断面が安定する限界の斜面勾配が求められることになる。

次章で述べるが、半無限長の捨石防波堤については斜面表層の捨石に作用する波力を測定している。また、一部のケースにおいては変形後の平衡断面においても波力を測定した。ここでは、その結果からこのモデルの検証を行ってみる。平衡断面において波力測定を行ったケースとして、斜面勾配1:2の捨石防波堤に波高20cm、周期2.0sの波を入射させたケースの断面形状を図2.21に示す。このケースでは静水面下10cm付近の斜面勾配変化が最も大きく、 $\tan\beta=0.5$ から $\tan\beta=0.4$ に変化している。この地点での断面変形後の作用波力は $F_{max}/W=0.52$ であった。波力の作用方向が斜面方向であると仮定すると $\tan\alpha=0.4$ とおける。これらの値を用いて図2.20から捨石が転落しない限界の斜面勾配を求めると、 $\tan\beta=0.44$ となり実験での平衡勾配 $\tan\beta=0.4$ とほぼ一致している。

2.6 断面変形に伴う機能変化

2.6.1 遡上高さ

図2.22に、断面変形に伴う半無限長の斜面を持つ捨石防波堤への遡上高さの変化を示す。黒丸は初期断面において測定された値で、白丸は800波入射後の平衡断面において測定された値である。横軸は碎波帯相似パラメータ ξ であり、初期断面においては一律な初期勾配を、平衡断面においては静水面付近の勾配を用いて ξ を計算した。図中には参考に Losada and Curto (1981) が傾斜堤に関する実験結果を整理して指数関数型の式を導いたもののうち、捨石斜面に対するものを示しており次式で表される。

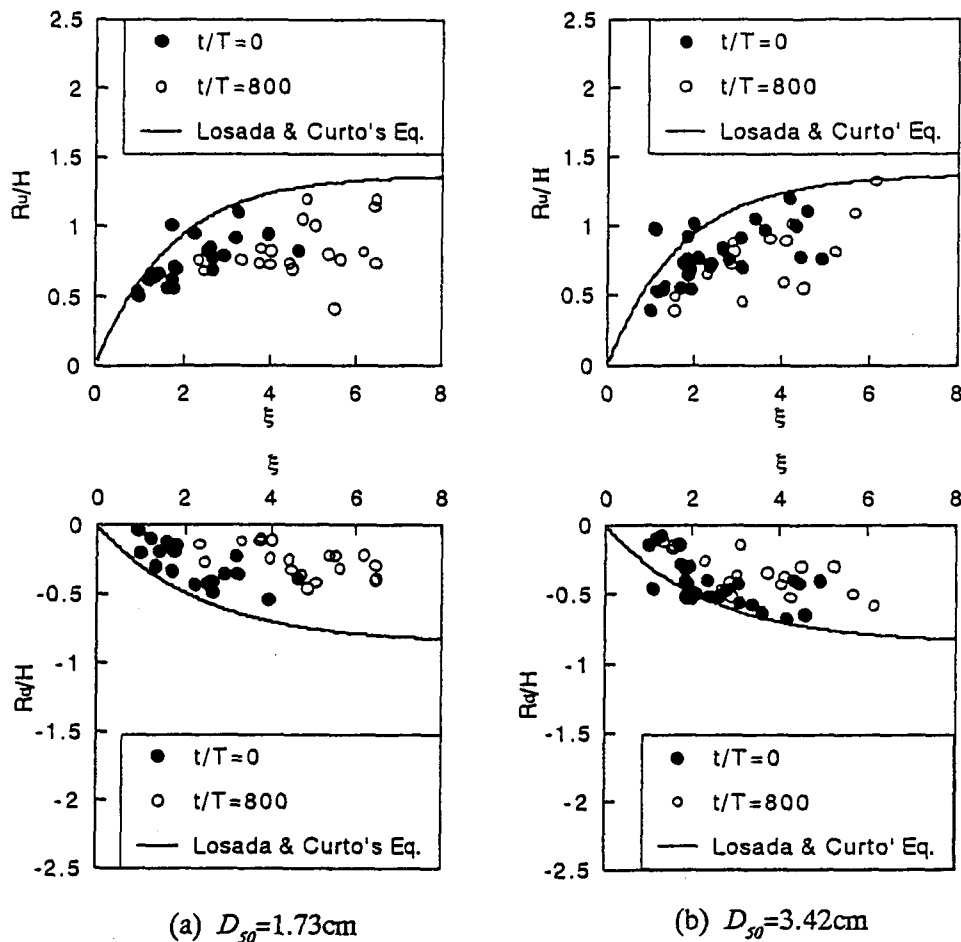


図 2.22 捨石防波堤の断面変形に伴う Run-up, Run-down の変化

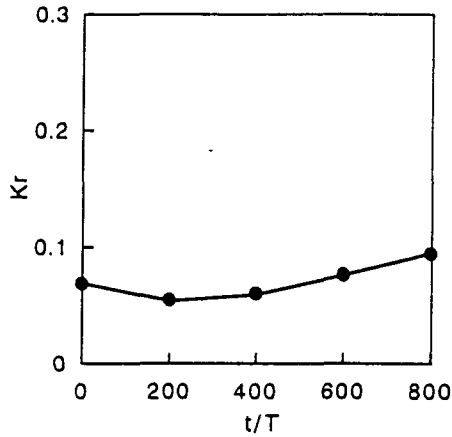
$$R_u/H = 1.3698\{1 - \exp(-0.5964\xi)\} \quad (2.9)$$

$$R_d/H = -0.62204\{1 - \exp(-0.0398\xi)\} \quad (2.10)$$

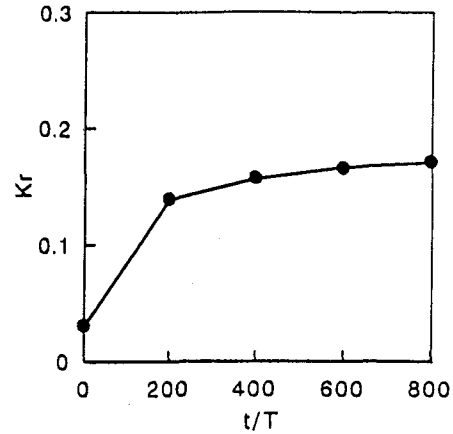
これらの式においては、捨石の粒径および透水性は考慮されていない。図から、初期断面での値と平衡断面での値は、どちらの粒径においても有為な変化は見られなかった。

2.6.2 反射率

図2.23に潜堤を対象として測定された反射率 K_r の、断面変形に伴う経時変化の代表例を示す。(a)は図2.8(a)に示した相対天端幅 $B/L=0.168$ 、相対天端水深 $R/H=0.238$ のケース、(b)は図2.8(c)に示した相対天端幅 $B/L=1.178$ 、相対天端水深 $R/H=0.238$ のケースである。(b)では断面変形により天端が静水面より上に現れたため反射率が増加しているのに対し、(a)では入射波により断面が変形しているものの天端高さはわずかに増加



(a) $B/L=0.168$, $R/H=0.238$



(b) $B/L=1.178$, $R/H=0.238$

図 2.23 断面変形に伴う反射率の経時変化

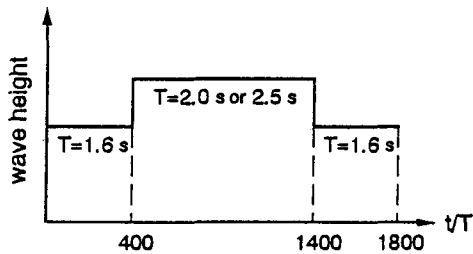


図 2.24 作用波の変化

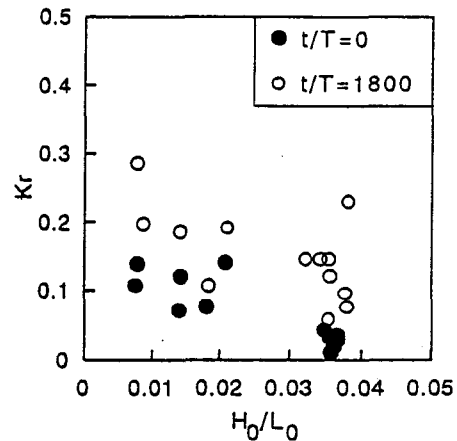


図 2.25 堤体変形前後に作用させた波による反射率の変化

するのみであったため、反射率の値は微増にとどまっている。

一部のケースにおいては、種々の波に対する反射率の変化を調べるため、図2.24に示すように堤体を大きく変形させる高波浪の前後に、表層の捨石を移動させる程度（波高約15cm）の波を入射させその変化を調べた。図2.25に、それらの堤体変形前後に作用させた波浪による反射率の変化を示す。横軸は入射波の波形勾配である。図中の黒丸は断面変形前の反射率、白丸は断面変形後の反射率であり、この間に断面変形が生じている。図中には天端幅が長いケースのものが含まれており、これらのケースは断面変形により天端が静水面より上に現れたケースであり、そのために断面変形後の反射率は悪化している。また、天端高さの変化が小さかった天端幅の短いケースにおいても、断面変形前後の小さい波に対する反射率で見ると悪化している。波形勾配が小さいほど反射率が大きくなる傾向が見られるが、これは既往の傾斜堤に関する結果と一致している。

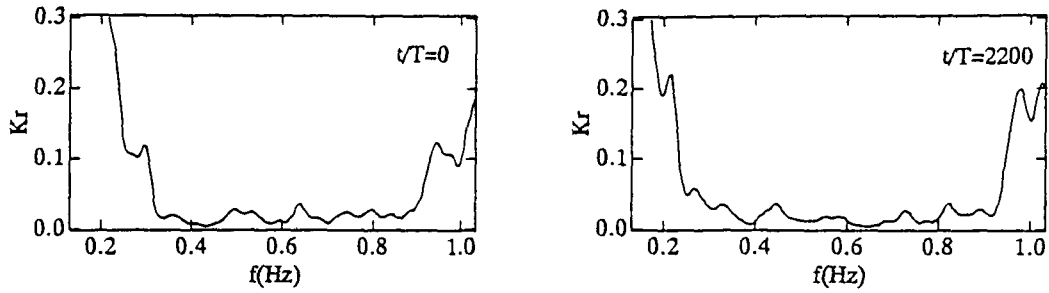


図 2.26 周波数ごとに見た反射率の変化 ($B/L=0.132$, $R/H=0.238$)

反射率は有効周波数領域における反射エネルギーと入射エネルギーの比の平方根として定義されているが、図2.26は反射率を周波数の関数として表し、各周波数ごとの反射エネルギーと入射エネルギーの比の平方根として求めたものである。有効周波数領域は入射分離法を用いる際に限られてくるものであり、この図は合田ら (1976) が目安として示した範囲を示している。しかし、この図の両端においてはスペクトル値の発散による影響が反射率の増大となって現れている。これは、図2.16に示した不規則波実験によるケースでの反射率であるが、有効周波数領域全体での比として定義した場合に変化がなかったのと同様に、各周波数ごとに反射率を見ても有為な変化は見られなかった。

2.6.3 透過率

図2.27に、潜堤および低天端の捨石堤を対象として測定された透過率 K_t の断面変形に伴う経時変化の代表例を示す。先ほど示した反射率の経時変化と同一のケースにおけるものを示すが、(b)の相対天端幅が大きいケースでは天端が静水面よりも上に現れるので透過率の値は減少し、(a)の相対天端幅が小さいケースでは天端高さの増加がわずか

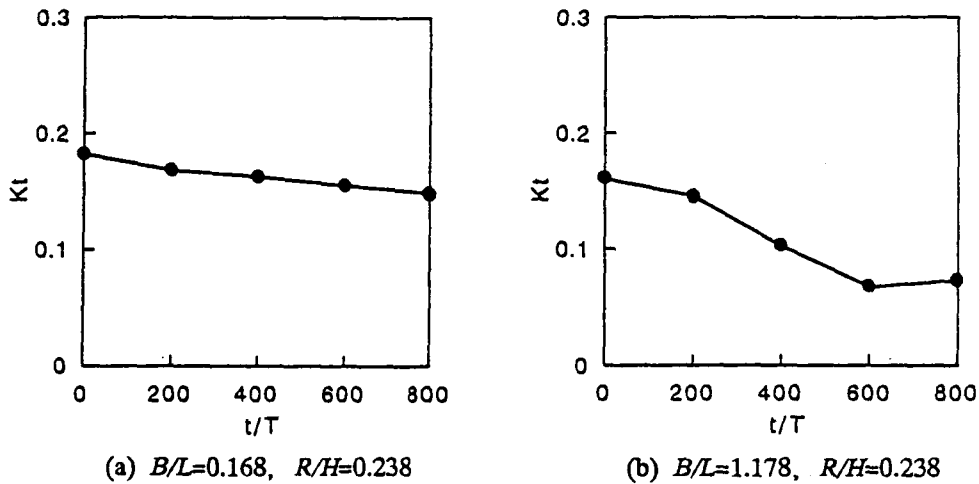


図 2.27 断面変形に伴う透過率の経時変化

であるため透過率の値は微減傾向を示す。他のケースにおいても、断面の変形に伴い透過率の値が減少するケースはあるものの、急激に悪化して背後への透過波高が大きくなるケースは全くなかった。

図2.28に、図2.24に示すような波浪を入射させたケースにおける堤体変形前後の波浪の透過率の変化を示す。既述したように、天端幅が長いケースでは断面変形により天端が静水面よりも上に現れたので、反射率の場合とは逆に、断面変形後の透過率は低下した。これは、断面の変形に伴い潜堤の持つ機能が向上したと言えるが、潜堤は天端が静水面下に没しているため、海水交換性の面や景観面で優れているという長所を有しているのであって、これらの面から見ると天端の静水面上への突出は好ましくない。したがって、多く潜堤の機能のうちの一つの面のみから好ましい状態であるとの判断はできない。

また図示しないが、透過率を周波数の関数として表し、各周波数ごとの透過エネルギーと入射エネルギーの比の平方根として透過率を定義しても、反射率の場合と同様に特定の周波数に注目しても透過率の変化はみられなかった。

図2.29に、次式で示される Van der Meer (1994) の透過率の算定式との比較を示す。

$$\begin{aligned}
 K_t &= 0.80 && \text{for } -2.0 < R_c/H < -1.13 \\
 K_t &= 0.46 - 0.3 \frac{R_c}{H} && \text{for } -1.13 < R_c/H < 1.2 \\
 K_t &= 0.10 && \text{for } 1.2 < R_c/H < 2.0
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

ここに、 R_c は静水面から上向きを正にとって測定した天端面までの高さであり、本研究で定義している天端水深 R とは符号がちょうど逆になる。式(2.11)は、入射波高と透過

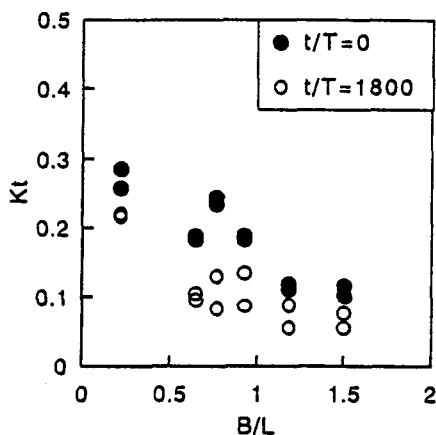


図 2.28 堤体変形前後に作用させた波による透過率の変化

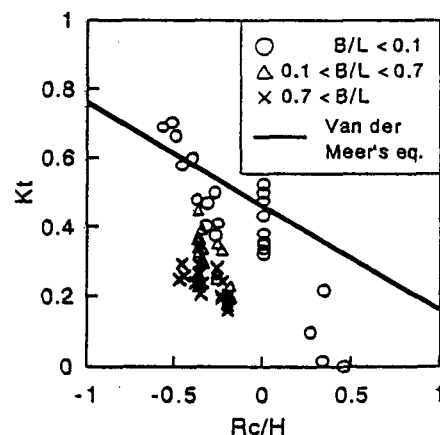


図 2.29 Van der Meer 式との比較

波高の比として定義された透過率のデータから得られた実験式であるため、図中の本実験結果も波高の比から求めたものである。ただし、本実験は1/20の海底勾配を持つ斜面上で行っているので浅水変形の効果が含まれている。捨石構造物、とくに潜堤においては透水層内でのエネルギー逸散が波高減衰に大きく寄与するので、透過率は天端幅に影響を受けるはずであるが式(2.11)にはその効果は含まれていない。天端幅を変化させて実験を行ったのは潜堤形式のみであるが、図2.30から透過率の値は天端幅により違いがあることが明らかである。また、Van der Meer (1994) は天端幅および粒径の効果を取り入れた透過率算定式も提案しているが、本実験の諸元は適用外にあるため一致度は悪い(Araki et al., 1999)。

Van der Meerの2つの式は、多くの研究者の実験結果から導き出された実験式であるが、透過率の評価方法として理論的に透水層内でのエネルギー逸散を考慮した手法を次節で述べる。

2.6.4 エネルギー吸収率

エネルギー逸散率は $1 - (K_r^2 + K_t^2)$ として得られるが、これは潜堤（厳密には入射波高と透過波高の測定地点の間）が吸収するエネルギーの割合とすることもできる。潜堤の持つ機能としてとらえるにはエネルギー吸収率というほうがイメージしやすいので、ここではエネルギー吸収率と呼ぶ。

図2.30に、 $1 - (K_r^2 + K_t^2)$ として得られるエネルギー吸収率 K_d の経時変化を示す。図は反射率および透過率の経時変化を示したのと同じのケースのものであるが、相対天端幅の違いによる影響はそれほど見られず、どちらのケースにおいても非常に高い値を示している。また、断面の変形が大きかった(b)の相対天端幅が大きいケースにおいてもエ

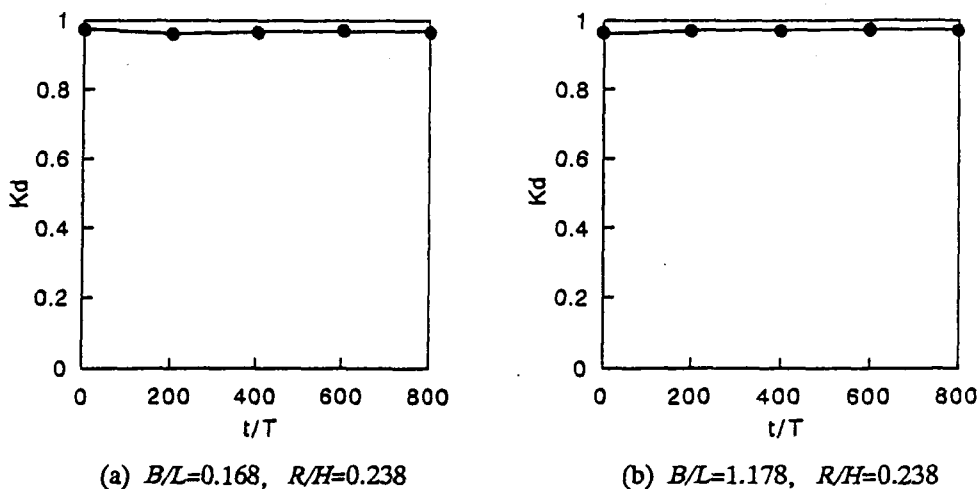


図 2.30 断面変形に伴うエネルギー吸収率の経時変化

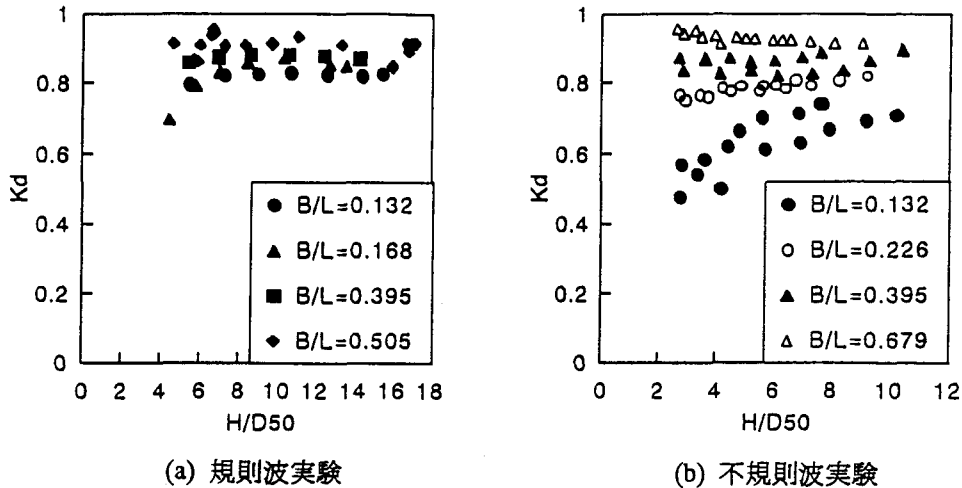


図 2.31 入射波高の増大に伴うエネルギー吸収率の変化

エネルギー吸収率の値はほとんど変化せず、透過していた波のエネルギーは天端高さの増加に伴い反射されるようになったと考えることができる。

図 2.31 は、横軸に波高粒径比をとり、初期断面から規則波実験では 600 波ずつ、不規則波実験では 600 から 1200 波ずつ不規則波の波高を段階的に徐々に大きくしていったときのエネルギー吸収率の変化を示している。(a) は規則波、(b) は不規則波を用いたケースである。規則波実験の場合はそれほど顕著な傾向は見られないが、不規則波実験において $B/L=0.132$ のケースにおいては波高の増加に伴い断面が変形し、エネルギー逸散率が向上している。 $B/L=0.226$ のケースにおいてもエネルギー吸収率が微増しているが、それに対して $B/L=0.679$ のケースにおいては減少傾向を示しており、波高が大きくなるとエネルギー吸収率の値は一定の値に収束していく傾向が見られる。これは、波高が大きくなると堤体によるエネルギーの吸収以上に、堤前での碎波によるエネルギー逸散が影響してくるためと考えられる。また、 $B/L=0.226$ のケースにおいて最大の波高を作用させた後、変形した断面形状のまま初期断面において作用させた最小の波高を作用させると、断面形状に関わらずほぼ初期と同程度の値 0.77 が得られたことから、エネルギー吸収率は入射波高に大きく依存していると言える。

2.7 透過率の評価手法

2.7.1 非定常非線形 Darcy 則に基づく透水層上の波浪減衰

潜堤による透過率の予測手法としては、出口ら (1988) が非線形非定常 Darcy 則を透水層上の波浪変形に適用することにより求めた、透水層上での波浪減衰機構を用いること

ができる。非定常非線形 Darcy 則は次式で表される。

$$S \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \Delta P - \frac{\nu}{K_p} - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} q|q| \quad (2.12)$$

$$\text{ここに, } S = \{(1 - \lambda)C_m + 1\} / \lambda \quad (2.13)$$

ここに, C_m は付加質量係数, q は断面平均流速, ρ は流体の密度, P は圧力, ν は流体の動粘性係数, K_p は長さの 2 乗の次元を持つ透水係数, C_f は無次元乱流抵抗係数である。

厚さ d の透水層 (層上水深を R とする) 上を x 軸の正の方向に伝播する周期 T (角振動数 $\sigma = 2\pi/T$), 波数 k の次式で示される波動を考える。

$$\eta = \hat{\eta} \exp[i(kx - \sigma t)] \quad (2.14)$$

透水層上の流体運動に Navier-Stokes 方程式および連続式を適用し, 透水層内の運動に式 (2.12) および連続式を適用すると, 式 (2.14) で示される波動に対する分散関係式として次式が得られる。

$$\sigma^2 = gk \frac{(\gamma S + i) \sinh kh \cosh kd + \gamma \cosh kh \sinh kd}{(\gamma S + i) \cosh kh \cosh kd + \gamma \sinh kh \sinh kd} \quad (2.15)$$

ここに, $\gamma = k_p \rho / \nu$ であり, k_p は Lorenz の等価仕事則によって決定される透水係数である。式 (2.15) から繰り返し計算により波数 k は複素数として $k = \alpha + \beta i$ の形で得られる。したがって, 式 (2.14) で表される進行波は伝播にともなって振幅が $\hat{\eta} e^{\beta x}$ で減衰する。

この波高変化算定手法は, 透水層内 (すなわち潜堤内) での流体運動によるエネルギー逸散をこの β で, また, 透水層表面上での境界摩擦によるエネルギー逸散を Riedel *et al.* および Johnson の摩擦係数で評価 (榎木ら, 1989) し, さらに浅水変形を首藤 (1974) が導いた次式で評価するものである。

$$\begin{aligned} \frac{gHT^2}{h^2} \leq 30 \text{ のとき, 微小振幅波理論} \\ 30 \leq \frac{gHT^2}{h^2} \leq 50 \text{ のとき, } Hh^{2/3} = \text{const} \\ 50 \leq \frac{gHT^2}{h^2} \text{ のとき, } Hh^{5/2} \left(\sqrt{\frac{gHT^2}{h^2}} - 2\sqrt{3} \right) = \text{const} \end{aligned} \quad (2.16)$$

また, 計算された波高から微小振幅波理論により Radiation Stress を算出することにより, 平均水位の計算も行う。

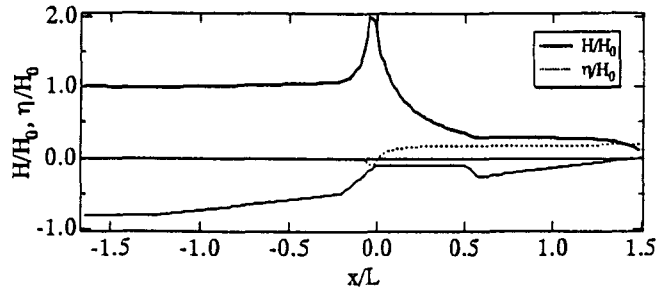


図 2.32 非定常非線形 Darcy 則による波高変化の計算例

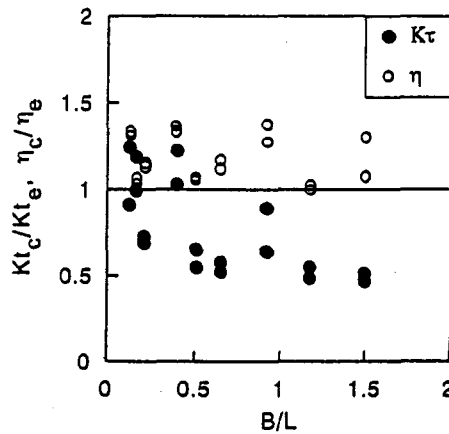


図 2.33 透過率と平均水位変動量の計算値と実験値の比較

2.7.2 計算結果

図 2.32 に計算例を示す。相対天端幅は $B/L=0.505$ である。波高および平均水位は微小振幅波理論を適用して計算される沖波波高で無次元化した。また、図中には潜堤を含めた海底地形が細実線で示されているが横軸の値とは無関係である。

潜堤沖から入射する波浪は非線形長波の浅水変形により波高が徐々に増大し、潜堤沖側斜面上での碎波により潜堤上で急速に波高が減少している。また、碎波により Radiation Stress の空間勾配が大きくなるため、碎波点付近での wave set-down および天端から岸側での平均水位の上昇が計算されている。

図 2.33 に、計算された透過率 K_{t_c} と実験で測定された透過率 K_{t_e} の比、および計算された潜堤背後での平均水位 η_c と実験で測定された潜堤背後での平均水位 η_e の比を示す。横軸は相対天端幅である。ここでは、規則波による実験結果とその予測値を示す。潜堤背後での平均水位に関しては、計算値は実験値をやや過大に評価している。透過率に関しては、 B/L が小さい範囲では計算値と実験値の一致度は悪くはない。しかし、 B/L が大きくなるにつれて計算値は実験値を過小に評価するようになる。このモデルにおいては、

碎波・非碎波に関わらず波高の減衰を良く表現できることが示されているが、今回のような波高が非常に大きいケース（相対天端水深 $R/H: 0.667 \sim 0.357$ ）においては碎波によるエネルギー逸散について検討を加える必要があると思われる。また、相対天端幅が長いほど、実験値と計算値の間の誤差が多く蓄積されるため一致度が悪くなると考えられる。

2.8 結言

本章では、捨石防波堤および捨石潜堤を対象とした水理実験を行い、断面変形形状についての定性的な検討、また、断面変形に伴う機能変化についての検討を行った。潜堤の断面変形については、これまでの検討した例はないため、天端高さおよび天端後退量に着目して定量的な検討も行った。また、力学的な観点からの捨石防波堤の平衡勾配の予測手法、および理論的考察に基づいた潜堤上での波高減衰予測手法から透過率の算定も試みた。

本章で得られた結果を以下に要約する。

- 1) 捨石防波堤の断面変形は砂浜の変形と同様に、堆積型、遷移型、侵食型の3つに分類することができる。しかし、粒径が大きくなるほど侵食型が生じやすく、砂浜の変形の傾向とは異なることがわかった。
- 2) 潜堤の断面変形は、極端に波高粒径比を大きくした場合の規則波のケースを除いて、向岸方向の捨石移動が卓越し、沖側法肩の捨石が天端上後方あるいは岸側斜面まで移動することがわかった。また、初期の天端面を没水状態から静水面、静水面より上、と徐々に高くするにつれて、卓越する捨石の移動方向も向岸方向から離岸方向に変化することがわかった。
- 3) 波高が十分に大きい場合、潜堤の天端幅が十分に長いと、法肩付近の捨石が天端上に堆積し、天端が静水面よりも上に現れる。しかし、天端幅が短いと、向岸方向に移動した捨石が岸側斜面にまで達するので天端の上昇は顕著ではない。
- 4) 粒径の小さい捨石で構成される core を粒径の大きな被覆石で覆うタイプの潜堤において、被覆石が飛散しても内部の core 材が一気に流出することではなく、全断面を同一粒径の捨石で作成した潜堤の断面変形とほとんど差が見られないことがわ

かった。

- 5) 三球体モデルを用いて力学的な観点から平衡勾配の予測への適用性の検討を行った。波力の大きさと作用方向を与える必要があるが、まずまずの一致が見られた。
- 6) 断面の変形に伴う遡上高さ、反射率、透過率、エネルギー吸収率の変化はほとんど見られなかった。特に、不規則波実験を行った潜堤については周波数成分ごとの反射率、透過率の検討も行ったが、顕著な変化は生じないことがわかった。これは天端高さの変化が小さかったためだと考えられる。ただし、天端が静水面よりも上にまで現れるようなケースでは反射率の増加と透過率の減少が見られる。
- 7) 透水層内でのエネルギー逸散を考慮した波高予測手法により、透過率の予測を行った。全体的に透過率を小さく算定する傾向があり、特に不明確な点の多い碎波によるエネルギー逸散の評価方法の検討が必要であると考えられる。

参考文献

- 青木伸一・榎木 亨・伊藤禎和 (1994): 振動外力を受ける斜面上の捨石の挙動に関する数値的検討, 第49回年次学術講演会概要集, pp. 826-827.
- 荒木進歩・伊藤禎和・出口一郎 (1996): 動的応答を考慮した捨石防波堤の平衡勾配について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 826-831.
- 鹿島遼一・榎山 勉・松山昌史・関本恒浩・京谷 修 (1992): 安定限界を越える波浪に対する消波工の変形と防波機能の変化について, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 671-675.
- 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治 (1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No. 248, 24p.
- 榎木 亨・岩田好一朗・小林 眞 (1981): 防波堤斜面上における共振現象の発生限界と発生確率, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 352-356.
- 榎木 亨・柳 青魯 (1983): 捨石防波堤の複合断面設計に関する基礎的研究, 第30回

- 海岸工学講演会論文集, pp. 361-365.
- 榎木 亨・柳 青魯・楠見正人 (1984) : 不規則波による捨石防波堤の破壊特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 562-566.
- 榎木 亨・出口一郎・岡原義典 (1989) : 幅広潜堤の波浪減衰効果とその縮尺効果について, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 633-637.
- 首藤伸夫 (1974) : 非線形長波の変形 - 水路幅, 水深の変化する場合 -, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 57-63.
- 須藤賢哉・木村克俊・笹島隆彦・水野雄三・竹田英章 (1995) : 変形を許容した混成堤マウンド被覆材の必要重量算定法, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 896-900.
- 出口一郎・榎木 亨・白谷宏司 (1988) : 透水層上の波浪変形に対する非線形非定常ダルシー則の適用性について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 487-491.
- 出口一郎・小野正順・榎木 亨 (1996) : 礫浜の変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 506-510.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋 (1975) : 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 329-334.
- 范 期錦・渡辺 晃・堀川清司 (1983) : 不規則波に対する消波ブロック傾斜堤の安定性に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 352-356.
- 柳 青魯 (1984) : 捨石防波堤の水理学的最適設計に関する基礎的研究, 大阪大学学位論文, pp. 58-62.
- Ahrens, J. P. (1989) : Stability of reef breakwaters, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 115, No. 2, pp. 221-234.
- Araki, S., Y. Fujiwara and I. Deguchi (1999) : Experimental study on deformation and hydraulic function of rubble mound breakwater, *Proc. of the 9th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE*, Vol. III, pp. 735-742.
- Brunn, P. and A. Gunbak (1976) : New Design Principles for Rubble Mound Structures, *Proc. of 15th Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 2429-2473.
- Deguchi, I., M. Ono, S. Araki and T. Sawaragi (1998) : Motions of pebbles on pebble beach,

Proc. of 26th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 2654-2667.

Hudson, R. Y. (1959) : Laboratory Investigation of rubble-mound breakwater, Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE, Vol. 85, WW3, pp. 93-119.

Losada, M. A. and L. A. Gimenez-Curto (1981) : Flow Characteristics on rough permeable slopes under wave action, Coastal Engineering, pp. 187-206.

Van der Meer, J. W. (1987) : Stability of breakwater armour layers - design formulae, Coastal Engineering, Vol. 11, pp. 219-239.

Van der Meer, J. W. and I. F. R. Daemen (1994) : Stability and wave transmission at low-crested rubble-mound structure, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 120, No. 1, pp. 1-19.

Van der Meer, V. W. (1992) : Stability of the seaward slope of berm breakwaters, Coastal Engineering, Vol. 16, No. 2, pp. 205-234.

Van Hijum, E and K. W. Pilarczyk (1982) : Equilibrium profile and longshore transport of coarse material under regular and irregular wave attack, Rijkswaterstaat, Delft Hydraulics publication No. 274.

第3章 捨石に作用する波力の評価

3.1 緒言

捨石構造物を構成している捨石は、来襲する波浪により波力を受け、波力が大きくなると静止状態から移動を始める。また、静止状態から Rocking 運動を経て、移動に移る場合もある。捨石の安定性（静止あるいは移動）や捨石の移動を考えるうえで、捨石に作用する波力を正確に算定することは極めて重要である。

海底油田のプラットフォームの支持杭や栈橋の橋脚などの円柱構造物は、一般に、卓越する作用波力により大型構造物と小型構造物の2つに分類される。大型構造物は構造物による影響がその周辺の広い領域にまで及ぶような構造物であり、小型構造物は流れのはく離現象が卓越しその影響が周辺の狭い領域に限られるような構造物である。Isaacson (1979) は *K.C.* 数 (Keulegan-Carpenter number, UT/D , U : 水粒子速度, T : 波の周期, D : 長さの代表値), 構造物長さ D と波長 L の比 D/L および入射波の波形勾配 H_i/L (H_i : 入射波高) をパラメータとして2つの構造物の分類を行っている。この分類を図3.1に示す。この図によると、 D/L が大きく、回折散乱波の効果が重要な領域が大型構造物に分類され、*K.C.* 数が大きく、剥離流れの効果が重要な領域が小型構造物に分類される。

大型構造物に作用する卓越波力は構造物背後の渦流れが無視できるので、構造物まわりの波浪変形を解析し、その速度ポテンシャルから構造物周辺の圧力分布を求めることにより算定できる。また任意形状の構造物まわりの波浪変形については、近年、波浪境界値問題としていくつかの数値解析法が示されている。

一方、小型構造物では、後流渦の影響が卓越するので渦流れの発達過程を渦糸モデル等を用いて数値シミュレーションにより作用波力を算定することができるが、非常に計算労力が大きく、また渦流れに及ぼす流体粘性の効果が十分考慮されていない。そこで、一般的には Morison 式と呼ばれる半経験的な式により算定されることが多い。Morison 式は構造物表面からの剥離渦がもたらす非対称圧力分布に基づく抗力 F_D (式(3.2)) と、加速度運動をする流体場が本質的に有する圧力勾配に基づく力 (Froude-Krilov 力) および

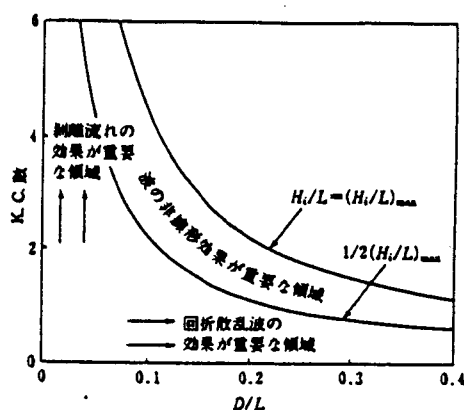


図 3.1 波力の領域分類

構造物の存在が加速度流体場にその周辺近傍で局所の変化を与えることによって生じる付加質量力による慣性力 dF_I (式 (3.3)) の和の式 (3.1) で表される。

$$dF = dF_D + dF_I \quad (3.1)$$

$$dF_D = C_D \rho \frac{1}{2} u |u| dA \quad (3.2)$$

$$dF_I = C_M \rho \frac{\partial u}{\partial t} dV \quad (3.3)$$

ここに、 C_D は抗力係数、 C_M は慣性力係数であり、水理実験により決定される。これらの定数の決定方法には、波の峰および谷の位相における波力と水粒子速度から C_D を、また波の谷と波の峰の間の静水面時における波力と加速度から C_M を求める方法 (例えば、中村, 1977), 最小自乗法による Chakrabarti (1976) の方法、また C_D および C_M が一周期内で時間的に変化するとして求める林ら (1977) の方法がある。また、 dA は流れの方向への射影面積、 dV は構造物の体積である。

また、静水面付近では碎波や波面の衝突による衝撃的な波力が作用するので、合田ら (1966) は落体の水面衝突による着水衝撃の理論から、式 (3.1) をもとにした衝撃波力の算定式を示しているが、式に含まれる碎波巻き込み率の値は十分に議論されていない。

捨石は通常は小型構造物に分類されるので、作用波力の算定法として Morison 式が適用される。元来、直立円柱構造物に対して提案された Morison 式であるが、岩田ら (1987, 1990) が一様水深域での単一球体に対してその適用性を検討し、作用波力に及ぼす自由表面および底面の近接効果についても議論している。傾斜堤斜面上の捨石あるいは球体に作用する波力特性の検討または算定に Morison 式を用いた例としては、岩田ら (1992), 榑山・鹿島 (1989), Tørum (1994), Hald (1998) の研究がある。岩田ら (1992) は幅広潜

堤上の球体に作用する波力を測定し、被覆材の安定性および波力算定手法としての Morison 式の適用性について議論している。榊山・鹿島 (1989) は消波ブロックに作用する波力の測定から抗力係数と慣性力係数を算出し、波高が大きくなるにつれて抗力が卓越することを示したが、波力の算定については特に触れておらず、また静水面付近で発生する衝撃波力についての議論はなされていない。Tørum (1994) はバーム防波堤の斜面上の捨石に作用する波力を測定し、Morison 式による算定を行っているが、波力測定点が少なく、捨石が最も不安定となる静水面付近での検討は行われていない。静水面近傍の波力特性の議論を行っているのは、理想的な 2 次元状態を想定して水平円柱に作用する波力の測定を行った Juhl and Jensen (1992) や、ごく近年の Hald (1998) などわずかしかない。

また、Morison 式により波力の算定を行うためには流速を与える必要がある。波高、周期などの入射波条件から捨石構造物周辺での流速を計算する手法として、泉宮・遠藤 (1989) や Somchai ら (1990) は透水層上での緩勾配方程式を導き、潜堤周辺の波浪変形計算を行っている。砕波によるエネルギー逸散は考慮されているが緩勾配方程式では非線形性が考慮できないため、捨石構造物周辺で生ずる砕波や、砕波直前および直後の非線形な波変形を計算できない。Kobayashi and Wurjanto (1990) は、非線形性および分散性が考慮された長波方程式 (Bousinesq 方程式) を透水層上の波変形に適用し、砕波を考慮して透水性斜面への波の遡上を計算した。磯部ら (1991) や喜岡ら (1994) は Bousinesq 方程式を潜堤上の波変形に適用したが、砕波は考慮できていない。喜岡ら (1994) は非砕波の条件に限れば潜堤通過後の波の分裂まで再現できることを示した。出口・森脇 (1996) も同様に Bousinesq 方程式を用いているが、砕波によるエネルギー逸散も考慮して透水性斜面への遡上波の解析を行っている。これらの研究で用いられている基礎式は鉛直方向に積分されたものであり、鉛直方向の水粒子速度や水平方向水粒子速度の水深方向の変化を計算することができない。榊山ら (1990) や Van Gent (1994) は Navier-Stokes 方程式を直接解くことにより透水性斜面上の波動解析を行っているが、1 次元の Bousinesq 方程式に比べると計算時間が大幅に増加する。

本章では、捨石構造物の断面変形を予測する上で重要となる捨石に作用する波力の算定手法の検討を行う。まずは、水理実験により天端が静水面上に出ている捨石防波堤を対象として波力の計測を行い、その特性を議論する。波力算定は Morison 式型の波力と衝撃波力に分けて考え、衝撃波力の算定については合田ら (1966) の式の基礎となっている落体の着水衝撃の理論により検討する。さらに、Bousinesq 方程式を用いた入射波浪の変形計算を行い、捨石構造物周辺の流速を計算し、流速から捨石に作用する Morison 式型の波力の算定法を構築する。波浪変形計算手法としては Navier-Stokes 方程式を直接

解く方法ではなく1次元のBousinessq方程式を用いるが、これは後述の個別要素法による断面変形の予測計算との連立を勘案すると膨大な計算時間が必要となるためである。ただし、捨石構造物は比較的浅い海域に設置されるため、長波理論を用いることの誤差はそれほど大きくないと考えられる。

3.2 水理実験

捨石に作用する波力測定に関する水理実験は、図3.2に示す長さ26.6m、幅1.5m、高さ1.8mの鋼製屋外2次元造波水槽を隔壁板により0.50mに仕切って行った。捨石防波堤は代表粒径 $D_{50}=1.73\text{cm}$ および 3.42cm の碎石を用いて作成し、斜面勾配を $\tan\beta=1/5$ 、 $1/3$ および $1/2$ と3種類変化させた。捨石に作用する波力は、それぞれの碎石の粒径とほぼ等しい木製の球体と、ひずみゲージを接着した板ばねを剛に固定することで制作したキャンティレバー型波力計により、斜面方向と斜面直角方向の2方向を測定した。防波堤斜面上に設定した波力の測定点は静水面下4ヶ所($z/h=0.0$ 、 -0.104 、 -0.208 、 -0.313)である。ただし、捨石の移動が広範囲にわたった $D_{50}=1.73\text{cm}$ のケースにおいては静水面上($z/h=0.104$)でも測定した。波力測定点を波力計の概観とあわせて図3.3に示す。図中の波力計は斜面方向波力の測定用である。

また、水位変動を防波堤の法先から沖に7mの地点、防波堤の法先および波力計測点

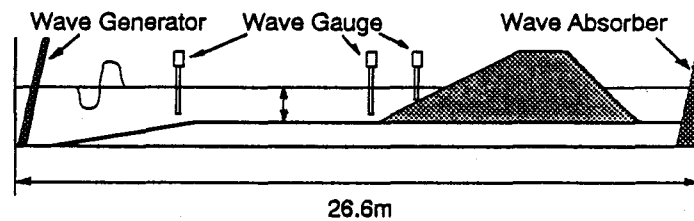


図 3.2 実験水槽

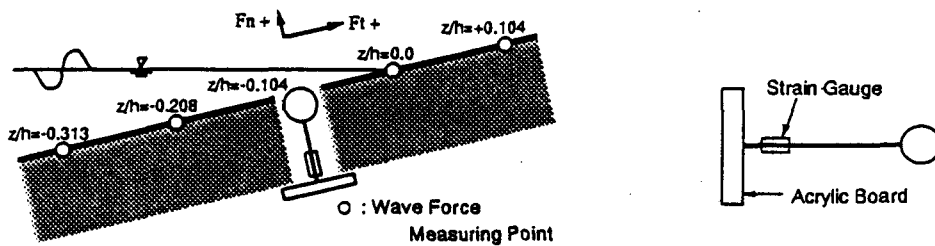


図 3.3 波力測定点と波力計

の3ヶ所で容量式波高計により測定した。波力測定点では超音波ドップラー流速計により斜面上の水粒子速度も測定した。ただし、静水面付近では水位の変動により流速計プローブが水面上に現れるので正確な水粒子速度は測定できなかった。入射波は規則波を用い、波高を8~24cm、周期を1.6~3.0sの間で変化させた。これらの入射波には捨石を移動させるのに十分な波高を持つものもあったので、波力の計測中は捨石が移動しないように斜面を金網で覆った。測定したデータはアナログデータレコーダに収録し、その後A-D変換ボードを通してデジタルデータに変換した。A-D変換の際には200Hzと1000Hzの2通りのサンプリング間隔でデジタル化を行ったが、両者の間にはサンプリング間隔の違いによる有意な差は認められなかったので、200Hzのサンプリング間隔でデジタル化した。なお、このキャンティレバー型波力計の水中固有振動数は約100Hzである。

3.3 捨石に作用する波力に関する検討

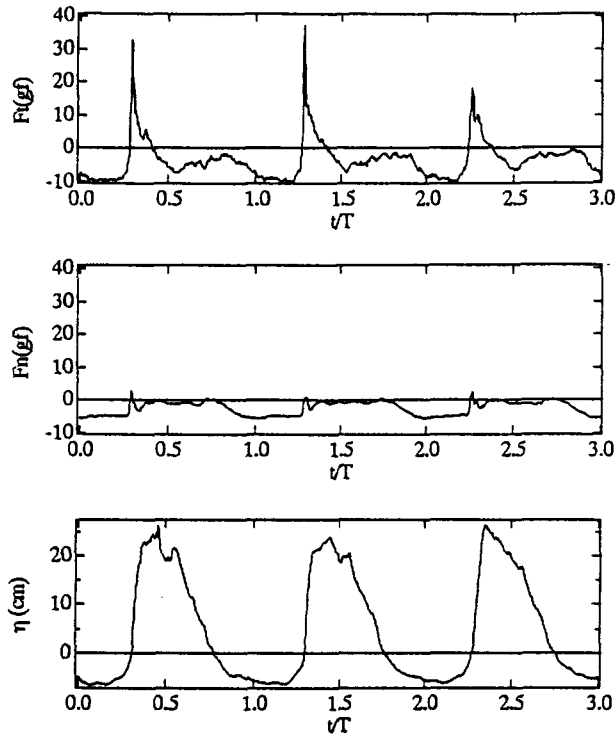
3.3.1 作用波力の時系列

作用波力の測定は2種類の粒径で行ったが、ほぼ同様の結果が得られたので、以下では主に $D_{50}=1.73\text{cm}$ の捨石で作成した捨石防波堤に関するデータを示す。

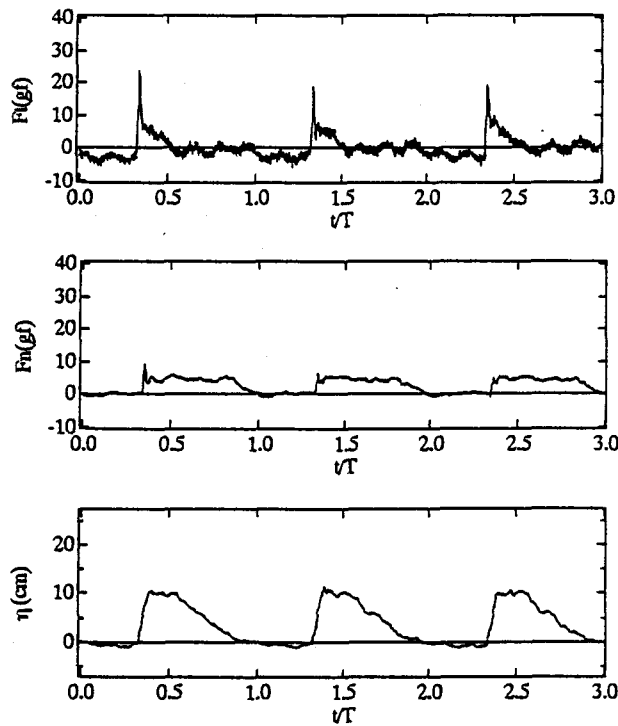
図3.4に、防波堤沖で波高15cm、周期2.5sの波を入射させたときの $z/h=0.0$ の地点で測定された作用波力の時系列を斜面勾配別に示す。 F_t は斜面方向波力で岸向きが正、 F_n は斜面垂直方向波力で上向きが正である。また、 η は波力測定点での水位変動である。図3.4(a), (b), (c)の順に、斜面勾配 $\tan\beta=1/2, 1/3, 1/5$ のケースである。

この地点では水面(波面)の衝突と見られる衝撃的な波力が作用している。この衝撃的な波力の作用時間はおよそ0.05秒でほぼ一定であるが、その大きさには不規則性が強く見られる。どの斜面勾配のケースも法先での波高はほぼ同じであるが、砕波点から波力測定点($z/h=0.0$)までの距離が異なるために、斜面勾配1:2のケースでは砕波直後の波が作用し、測定点での波高が非常に大きい。一方、斜面勾配1:5のケースでは砕波点から波力測定点までの距離が長く、透水性斜面上での波高減衰の効果もあり、測定点での波高はかなり減衰しており作用波力は小さい。また、斜面垂直方向波力はどちらのケースとも斜面方向波力に比べて小さい。なお、静水面付近での波力の測定においては、キャンティレバー型波力計が水面上に露出した状態と水面下に没した状態とを繰り返したが、波力計に作用する浮力が変化するが、この図にはこの成分が含まれている。

図3.5に、同一の入射波を作用させたときの $z/h=-0.208$ の地点で測定された作用波力の時系列を斜面勾配別に示す。同様に、図3.5(a), (b), (c)の順に、斜面勾配 $\tan\beta=1/2, 1/$



(a) $\tan\beta=1/2$



(b) $\tan\beta=1/3$

図 3.4 作用波力の時系列 (法先波高 15cm, 周期 2.5s, $z/h=0.0$)

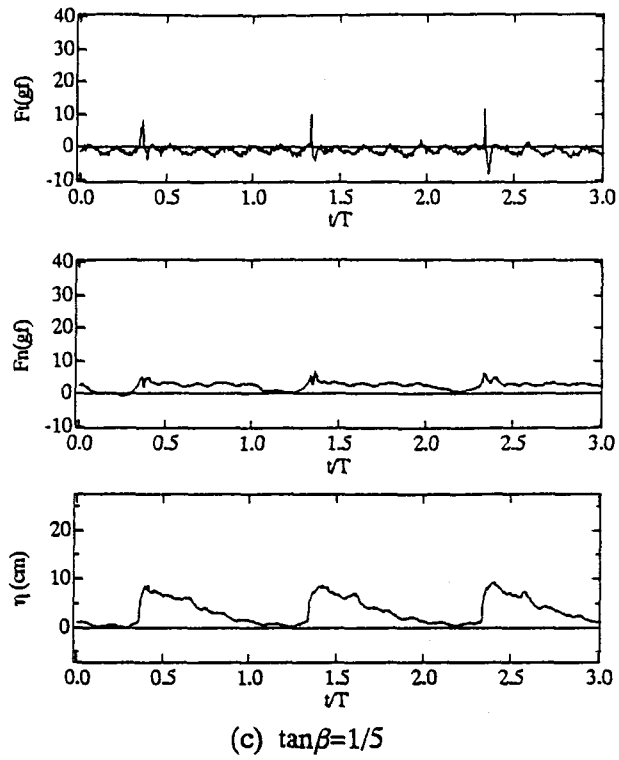


図 3.4 作用波力の時系列 (法先波高 15cm, 周期 2.5s, $z/h=0.0$)

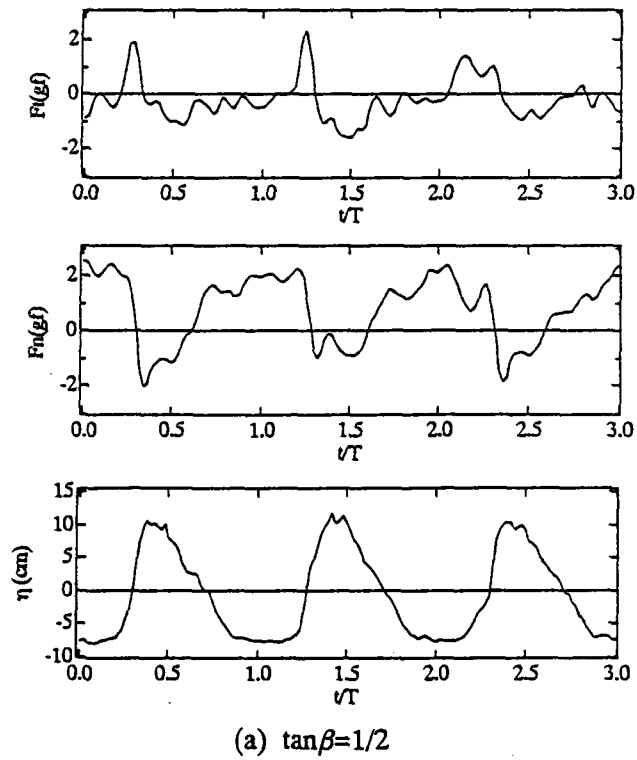
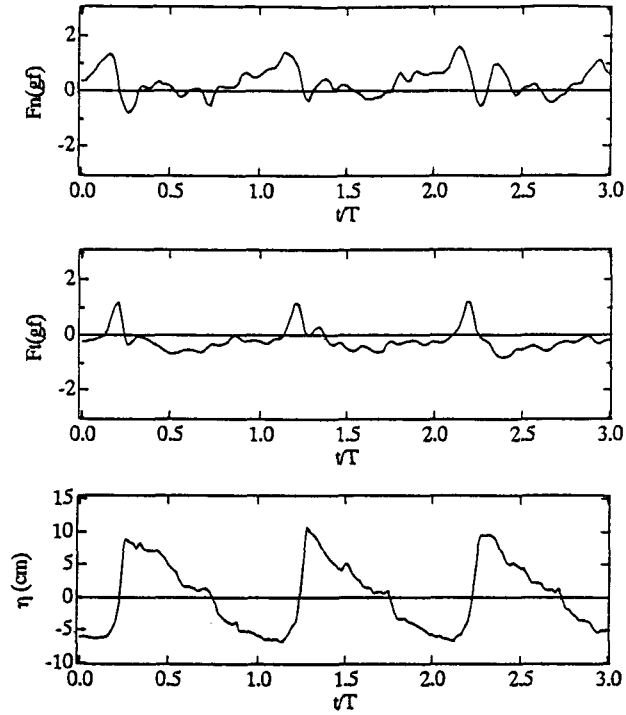
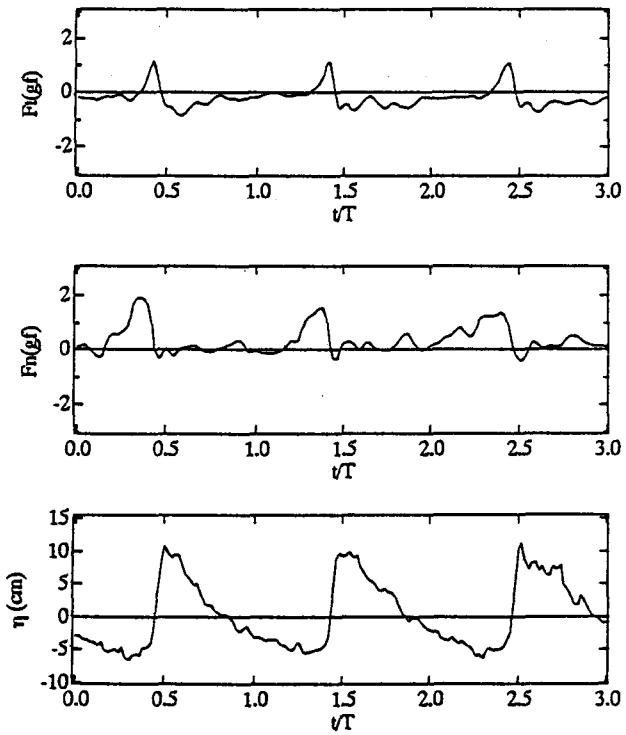


図 3.5 作用波力の時系列 (法先波高 15cm, 周期 2.5s, $z/h=-0.208$)



(b) $\tan\beta=1/3$



(c) $\tan\beta=1/5$

図 3.5 作用波力の時系列 (法先波高 15cm, 周期 2.5s, $z/h=-0.208$)

3, 1/5 のケースである。 $z/h=-0.208$ の地点では、どの斜面勾配のケースにおいても斜面方向波力と斜面垂直方向波力のピーク大きさはほぼ同じ大きさである。また、斜面方向波力は岸向きにやや鋭いピークを持っているが、 $z/h=0.0$ で見られる衝撃的な波力ほど波形の立ち上がりは大きくなく、水粒子速度から波力算定式により評価が可能であると思われる。

図 3.6 に、 $\tan\beta=1/3$ の図 3.4 および図 3.5 に示した入射波のケースにおける作用波力のホドグラフを波力測定地点ごとに示す。 F_x および F_z はそれぞれ水平方向および鉛直方向の波力を、また図中の点線は斜面勾配に相当する向きを表している。 $z/h=0.0$ および $+0.104$ の地点では、斜面に沿う方向の波力が卓越していることが分かる。 $z/h=-0.104$ においても、斜面方向の波力が卓越しているが斜面垂直方向の波力成分の寄与も大きくなってきている。 $z/h=-0.208$ の地点では、作用波力の時系列からも分かったように斜面方向波力と斜面垂直方向波力が同程度となり、波力ベクトルの軌跡は円に近くなる。波力ベクトルが円に近いということは、鉛直方向の水粒子運動が波力に寄与していることを意味する。また、いずれの測定点においても斜面に沿う離岸方向の波力は小さく、捨石の初期移動に大きな影響を与えるのは静水面付近で見られる斜面に沿った向岸方向の波力、特に向岸方向の衝撃的な波力であると考えられる。

図 3.7 に、法先での波高 18cm、周期 2.0s の波を入射させたときの、 $z/h=0.0$ で測定された作用波力のホドグラフを斜面勾配別に示す。静水面付近においては、いずれの斜面勾配においても斜面方向の波力が卓越していることが明らかであるが、前述のように静水面付近に到達するまでの波高減衰量の違いから、斜面勾配が緩くなるにつれて作用波力

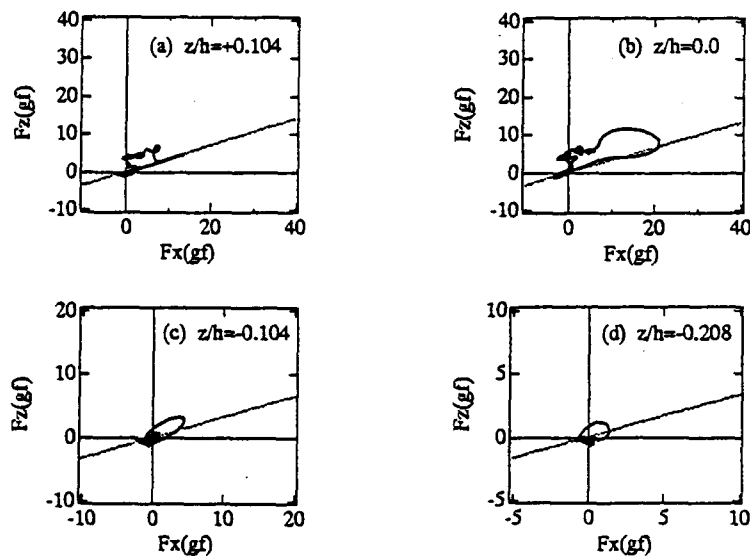


図 3.6 波力測定地点ごとの作用波力のホドグラフ
(波高 15cm, 周期 2.5s, $\tan\beta=1/3$)

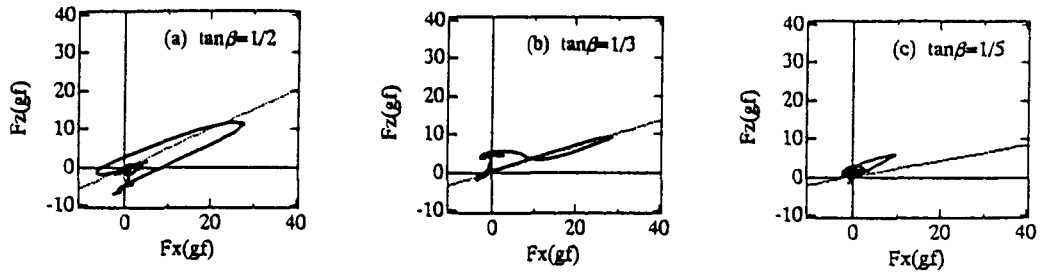


図 3.7 斜面勾配ごとの作用波力のホドグラフ (波高 18cm, 周期 2.0s, $z/h=0.0$)

が小さくなっている。

3.3.2 砕波帯相似パラメータの影響

Bruun and Gunbak (1976) および樫木ら (1981) は, 式 (2.1) で表される砕波帯相似パラメータ ξ が 2 ~ 3 のときに斜面上で共振現象が発生し, 水粒子速度および加速度が急激に増大することを示している. 図 3.8 に, 樫木ら (1982) が測定した斜面上での最大水粒子速度の ξ による変化を示す. 不透過斜面上 (図中 imp で表示) での最大水粒子速度の変動が最も大きい, 透過性捨石斜面 (図中 perm で表示) でも $2 < \xi < 3$ の範囲で最大水粒子速度が増大している.

図 3.9 に, 本実験で測定された ξ と無次元岸向き最大波力 $F_{i,max}/HP$ との関係を示す. 岸向き最大波力 $F_{i,max}/HP$ は衝撃波力を含んだ値である. $F_{i,max}/HP$ が極大となるのは $2 < \xi < 3$ の範囲ではなく, それよりも大きな領域である. これは衝撃的な波力の発生機構が斜面上の水粒子運動に起因するものではないことを意味している. 波形勾配が大きいケース,

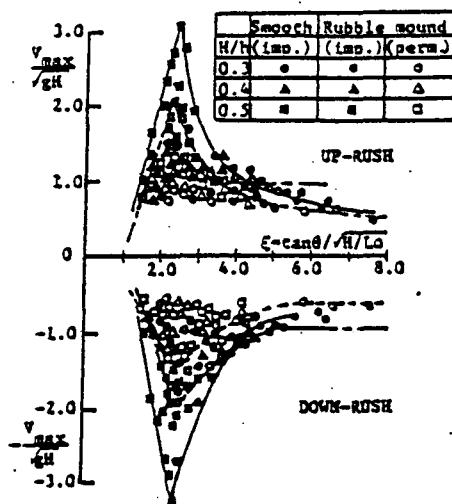


図 3.8 最大水粒子速度の ξ に伴う変化

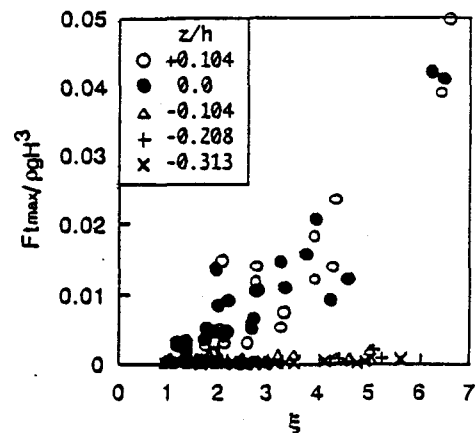


図 3.9 岸向き最大波力の ξ に伴う変化

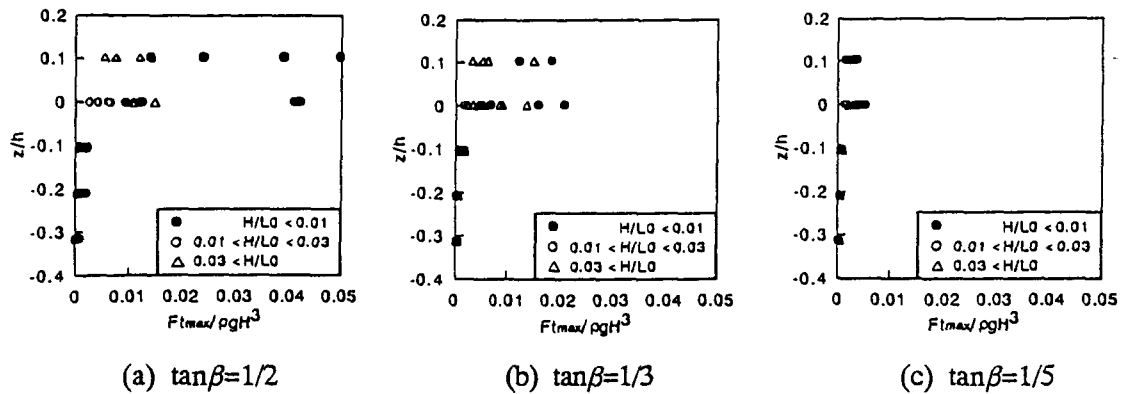


図 3.10 岸向き最大波力の斜面上の分布

すなわち同一の斜面勾配では碎波帯相似パラメータが小さいケースでは比較的水深の深いところで碎波が生じ、碎波形態としては plunging 型から spilling 型が生じやすくなる。これらの碎波形態は碎波直後の波が巻き込んでいる状態を除けば波面には気泡が混入することが多く、斜面上の捨石には直接波面が接触せず、連行された気泡がクッションの役目を果たす Bagnold 型の衝撃力が作用しているとも考えられる。一方、碎波帯相似パラメータが大きいケースでは surging 型の碎波形態となるが、碎波せずに重複的に波が作用することもあり波面には気泡の混入が見られないことも多く、直接波面が捨石に衝突していると考えられる。なお、衝撃的な波力が見られない $z/h = -0.104$ 以下の波力のみに着目しても $2 < \xi < 3$ に明瞭なピークは見られない。

3.3.3 斜面上での波力分布

図 3.10 に無次元最大波力 $F_{tmax}/\rho g H^3$ の斜面上での分布を斜面勾配別に示す。いずれの斜面勾配においても静水面付近の波力が大きく、 $z/h = -0.104$ 以下の地点での波力は静水面付近の波力のおよそ 1/10 以下と非常に小さい。また、静水面付近では波形勾配が小さいほうが大きな波力が生じていることが分かる。しかし、斜面勾配 1:5 のケースは他のケースに比べて水深の変化に伴う波力の変動が少ない。これは、前述したように透水性斜面上での波高減衰が大きく寄与していると考えられる。また、 $z/h = 0.104$ での波力が $z/h = 0.0$ での波力よりやや小さくなっているのも同じ理由によると考えられる。

3.4 捨石構造物周辺の流体運動解析

捨石や異形ブロック等を用いて構成された構造物は大きな空隙を持つため浸透流速が大きく、粘性によるエネルギー逸散のみでなく、乱れによるエネルギー逸散の割合も大

きくなる。したがって、このような透水層内および透水層上の流体運動を精度よく予測するためには、粘性によるエネルギー逸散のみを考慮した Darcy 則ではなく、非定常場に拡張した非線形 Darcy 則を適用しなければならない。そこで本研究では、砕波によるエネルギー逸散を考慮して透水性斜面上での波動解析を行っている出口・森脇(1996)のモデルを潜堤周辺の波動解析に用いた。このモデルは、人工リーフ上の流体運動に対しては分散性を考慮した非線形波動方程式 (Bousinessq 方程式) を、また堤体内の流体運動に対しては非定常非線形 Darcy 則を適用し、これらと連続方程式を連立させて差分化し、時間発展的に数値解析を行うものである。Bousinessq 方程式は非線形長波理論に基づき弱非線形・弱分散性を考慮した方程式で、波高水深比 $\varepsilon (=H/h)$ と水深波長比 $\mu (=h/L)$ が $\varepsilon = \mu^2$ のオーダーであるとして Navier-Stokes 方程式の擾動展開により導かれる (例えば, Peregrine, 1967)。

3.4.1 基礎方程式

図3.11に数値解析を行う捨石構造物周辺の流体運動の概要と解析に用いる変数を潜堤を例として示す。透水層上および固定床上の流体運動に対する連続方程式および運動方程式はそれぞれ式 (3.4) および (3.5) で表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\eta + h)u + h_d u_d] = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial t} \right) \right] - \frac{h^2}{6} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) \right] - D_l \quad (3.5)$$

$$D_l = \alpha_1 \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa g (h + u) \left(\frac{u}{h} \right)^2 \right] + \frac{\alpha_2}{h + \eta} f u |u| \quad (3.6)$$

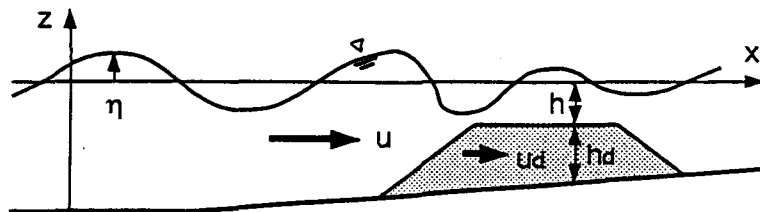


図 3.11 数値解析に用いる変数と構造物周辺の模式図

ここに、 u は潜堤上および固定床上の断面平均流速、 u_d は堤体内の断面平均流速、 h は斜面上の水深、 h_d は堤体（透水層）の厚さ、 η は水位変動量である。また、 D_1 は碎波および境界せん断力によるエネルギー逸散で、 κ は碎波減衰量に関わる係数、 f は摩擦係数で、碎波地点以浅では $\alpha_1=1$ 、それ以深では $\alpha_1=0$ 、また水平床部では $\alpha_2=0$ 、堤体（透水層）上では $\alpha_2=1$ である。

また、堤体（透水層）内の流体運動に対しては、式 (3.7) で示される移流項を付加した非線形非定常 Darcy 則を適用する。

$$S \frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{\nu}{K_p} u_d - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} u_d |u_d| \quad (3.7)$$

$$S = \{1 + (1 - \lambda) C_m\} / \lambda \quad (3.8)$$

ここに、 C_f は乱流抵抗係数、 K_p は透水係数、 C_m は付加質量係数、 ν は動粘性係数、 λ は透水層の空隙率である。

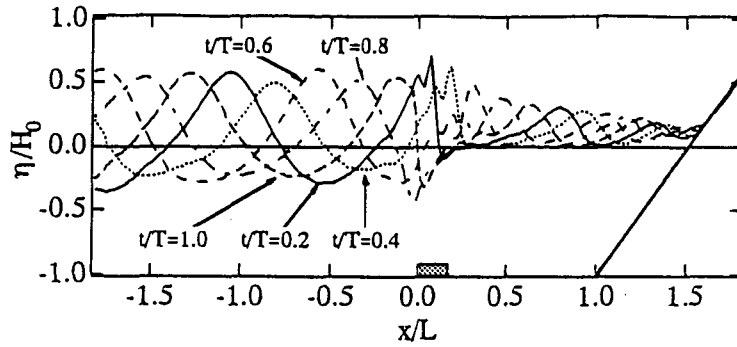
3.4.2 境界条件および計算方法

境界条件は、沖側で水位と断面平均流速を微小振幅波理論により与え、岸側では波先を移動境界とした。捨石防波堤に対する計算では斜面上での水位変動と堤体内の水位変動を連続して計算しているが、潜堤に対する計算では岸側は不透過斜面とした。潜堤の実験結果との比較に際しては、水理実験において水平床部で水位変動を測定しなかったため、式 (2.15) に示した首藤 (1974) の式を用いて潜堤堤前での波高を水平床部の波高に換算した。式 (3.4)、(3.5) および (3.7) を空間差分間隔 $dx=5\text{cm}$ 、時間差分間隔 $dt=0.01\text{s}$ で差分化し、空間的に 1step 沖側の水位変動と流速を用いて式 (3.4) から水位を計算し、ここで得られた水位変動を用いて同地点の流速をSOR法で収束計算した。碎波については、流速 u と線形長波の伝播速度 $C (= \sqrt{gh})$ との比 u/C が 0.7 以上となったとき碎波とした。

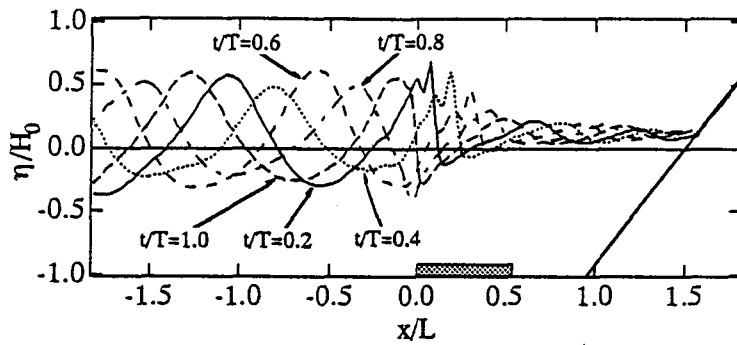
乱流抵抗係数 C_f 、付加質量係数 C_m 、透水係数 K_p および空隙率 λ は出口ら (1988) の定常および非定常透水試験の結果を参考に表 3.1 に示す値を用いて計算を行った。ただ

表 3.1 堤体を構成する砕石の特性

D_{50} (cm)	K_p (cm^2)	C_f	C_m	λ
1.73	0.0015	0.255	0.0	0.46
3.42	0.0038	0.151	0.0	0.47



(a) $R/H=0.625$, $B/L=0.168$



(b) $R/H=0.625$, $B/L=0.505$

図 3.12 計算された水位変動の空間波形

し、本研究では主に相対天端幅の短い潜堤 ($B/L=0.1\sim 0.5$) を対象として計算を行うので、水位変動および流速の計算結果に及ぼすこれらの係数の影響は小さい。

3.4.3 流体運動計算と実験結果との比較・検討

(a) 水位変動

図3.12に、計算された潜堤周辺での水位変動の空間波形を示す。 L は法先での波長で、 x 軸は沖側法肩から岸向きにとっている。(a)は $R/H=0.625$, $B/L=0.168$, (b)は $R/H=0.625$, $B/L=0.505$ のケースである。横軸上のハッチを付けた部分は天端の位置を表す。潜堤沖側斜面または法肩付近で碎波が生じ、波高が減衰している様子が計算されている。また、(b)のほうが相対天端幅が大きいため、潜堤背後への透過波高は小さくなる傾向が計算されている。

図3.13に、相対天端幅 $B/L=0.168$ のケースにおける潜堤前後の水位変動の実験結果との比較を示す。水位変動は入射波高で無次元化しており、また実験結果の波形は位相平均されたものである。また、潜堤沖での水位変動のゼロアップ点で実験値と計算値の位相を合わせた。潜堤沖での水位変動は波の谷においてやや差が見られるが、ほぼ良好に

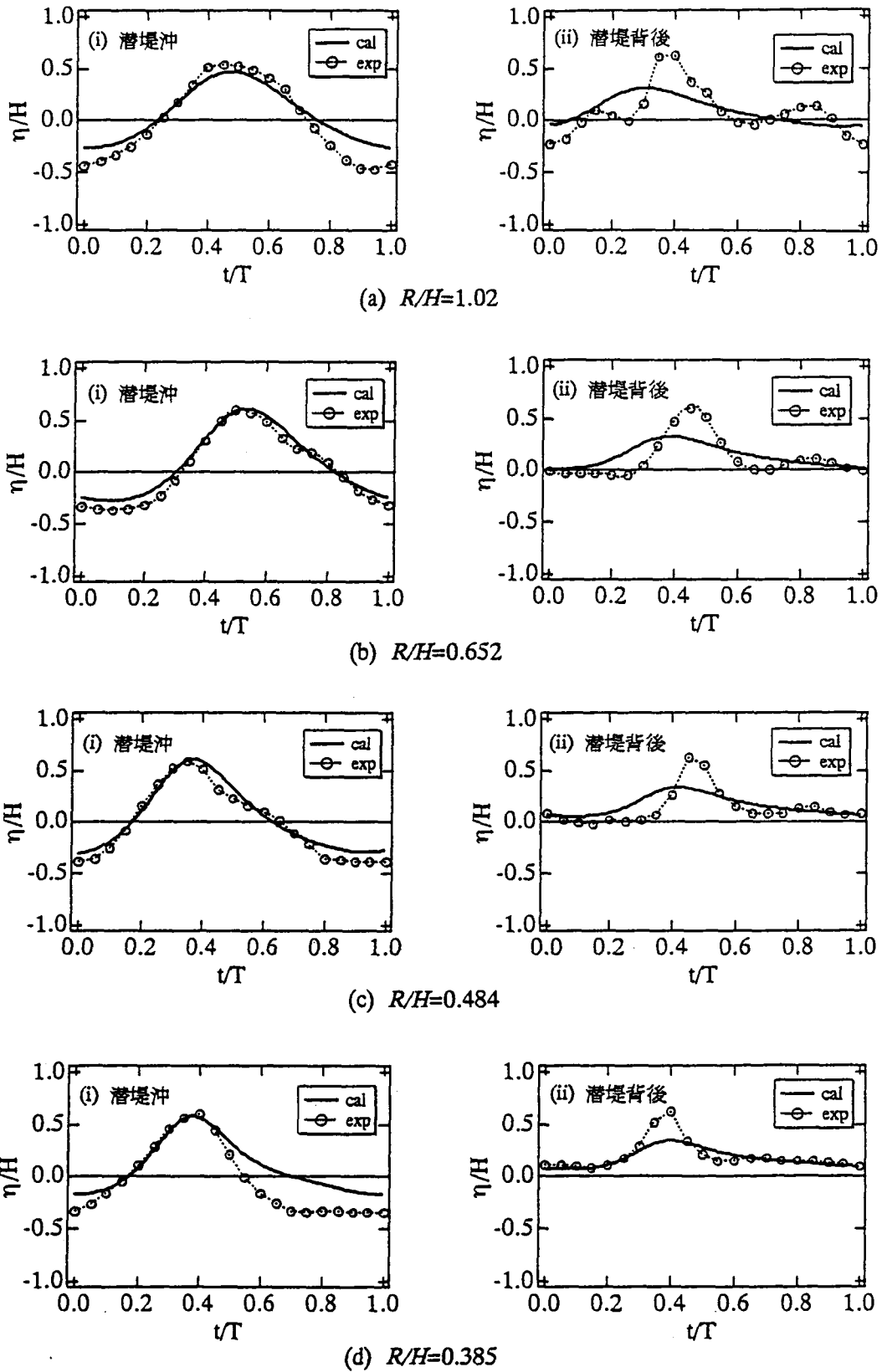
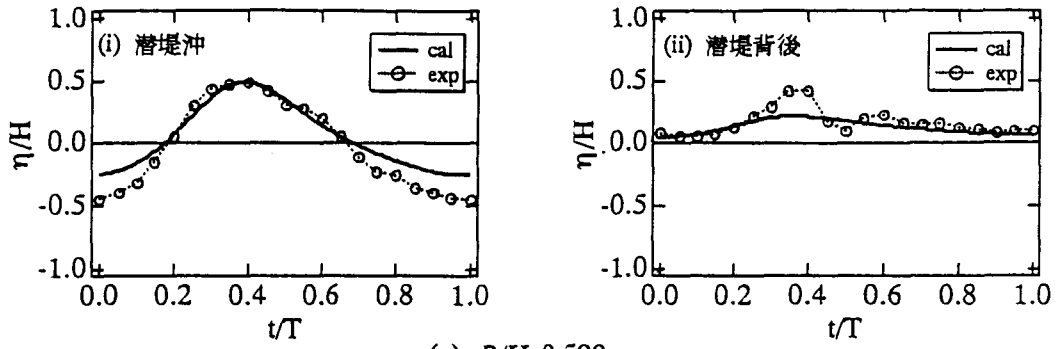
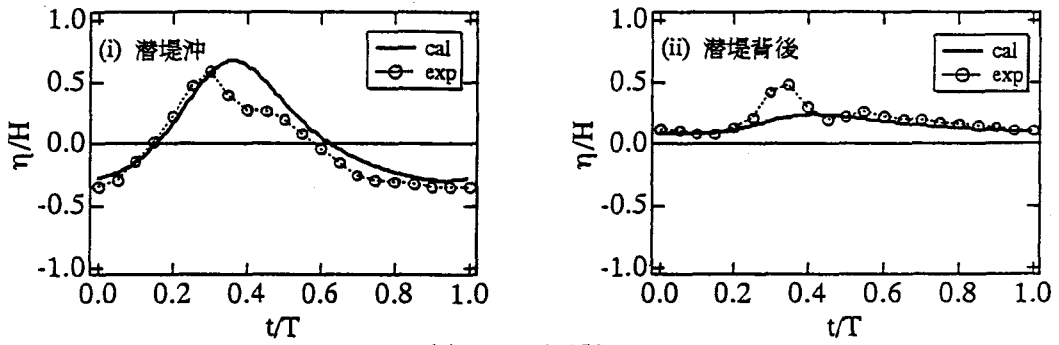


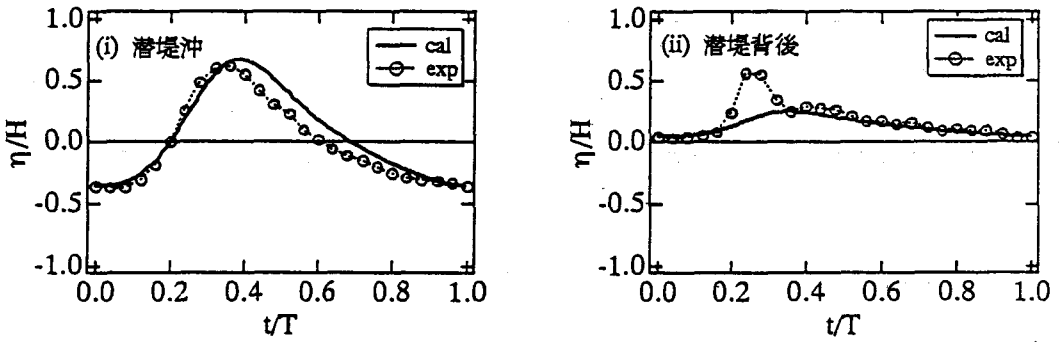
図 3.13 潜堤前後の水位変動の実験結果と計算結果の比較 ($B/L=0.168$)



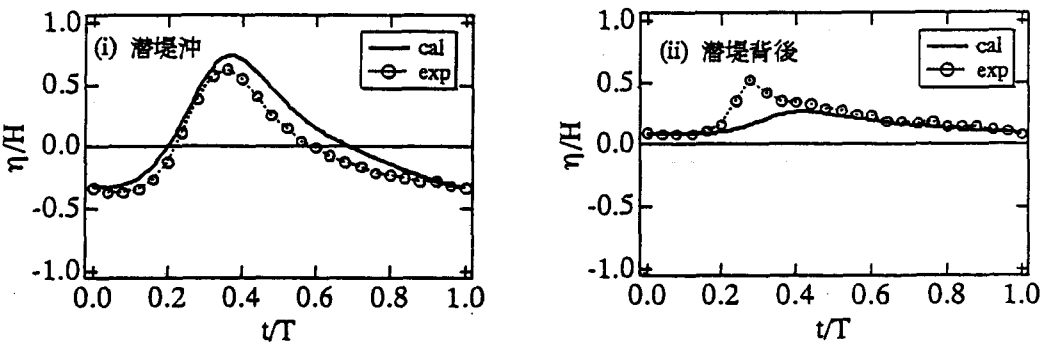
(a) $R/H=0.590$



(b) $R/H=0.450$



(c) $R/H=0.573$



(d) $R/H=0.442$

図 3.14 潜堤前後の水位変動の実験結果と計算結果の比較 ($B/L=0.505$)

再現されている。しかし、潜堤背後の水位変動は、入射波高が小さいケースで見られる波の分裂が計算結果では再現できず、また砕波後に卓越する高周波数成分の再現も悪い。したがって、透過波高が小さく算定される結果となる。これについては、砕波によるエネルギー逸散の与え方をさらに考慮する必要があると思われる。位相に関しては、入射波高が小さいケースにおいてずれが見られるが、入射波高が大きいケースにおいては位相のずれはほとんど見られない。

図3.14に、相対天端幅が大きいケース ($B/L=0.505$) における潜堤前後の水位変動の実験結果との比較を示す。潜堤沖での再現性は良好であるが、潜堤背後での水位変動の再現性は同様に良くない。

図3.15および図3.16に、捨石防波堤斜面上での水位変動の実験結果との比較を示す。図3.15は $H/h=0.248$, $H/L_0=0.0122$, $\tan\beta=1/3$ のケース、図3.16は $H/h=0.321$, $H/L_0=0.0247$, $\tan\beta=1/3$ のケースで、それぞれ $z/h=0.0$, -0.104 , -0.208 , -0.313 の地点での比較である。 $z/h=0.0$ においては平均水位の上昇も良好に再現されているが、 $H/L_0=0.0247$ のケースの $z/h=-0.104$ においては平均水位に大きな差が見られる。これについても、砕波によるエネ

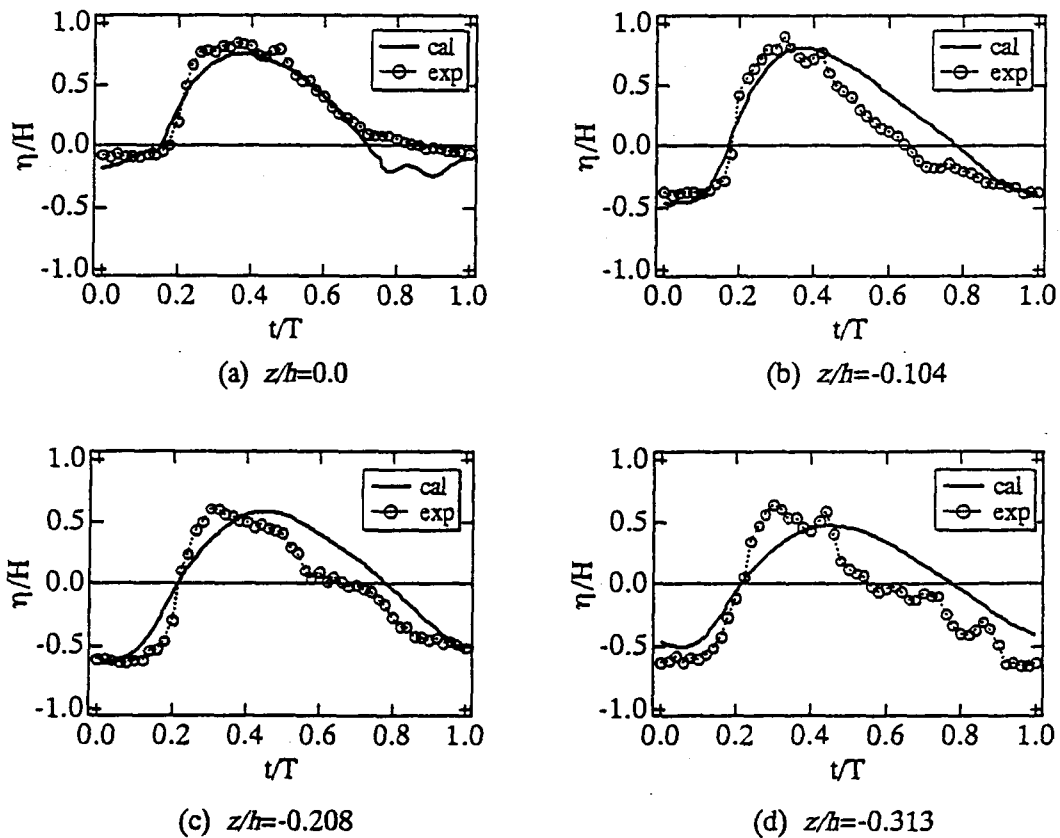


図 3.15 捨石防波堤斜面上の水位変動の実験結果と計算結果の比較
($H/h=0.248$, $H/L_0=0.0122$, $\tan\beta=1/3$)

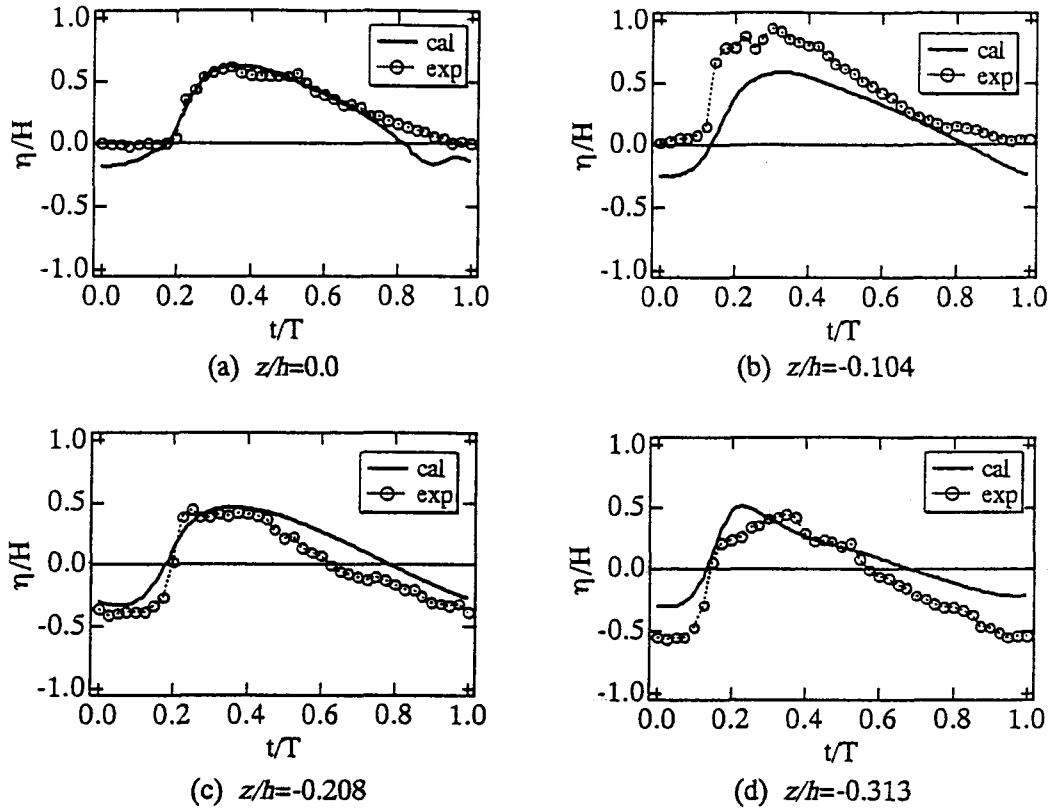


図 3.16 捨石防波堤斜面上の水位変動の実験結果と計算結果の比較
 $(H/h=0.321, H/L_p=0.0247, \tan\beta=1/3)$

ルギー逸散の与え方を再検討する必要があると思われる。全体的に見て波形は比較的再現できているが、波の谷でのずれがやや目立つ。

(b) 流速

潜堤沖側斜面および潜堤天端上において位相平均された流速の時間波形の比較を図 3.17 および図 3.18 に示す。x 軸は潜堤法肩を原点とし、岸向きを正としている。図 3.17 は相対天端幅 $B/L=0.168$ のケースである。潜堤沖側斜面 ($x/L < 0$ の領域) では再現性が非常に良いが、法肩付近 ($x/L=0.0$ 付近) では実験値のピークをやや過小に評価している。法肩付近は碎波点付近となり非線形性が非常に強いところである。Bousinessq 方程式は弱非線形性を仮定しているために、非線形性の強い法肩付近では実験結果の再現性が悪くなっていると考えられる。沖側法肩から岸側に離れると、再び実験値と計算値の一致は良くなる。

図 3.18 は相対天端幅の大きい $B/L=0.505$ のケースである。図 3.17 と同様に沖側法肩付近で実験値のピークを過小に評価しているが、沖側法肩から離れたところ ($x/L=-0.0673$)

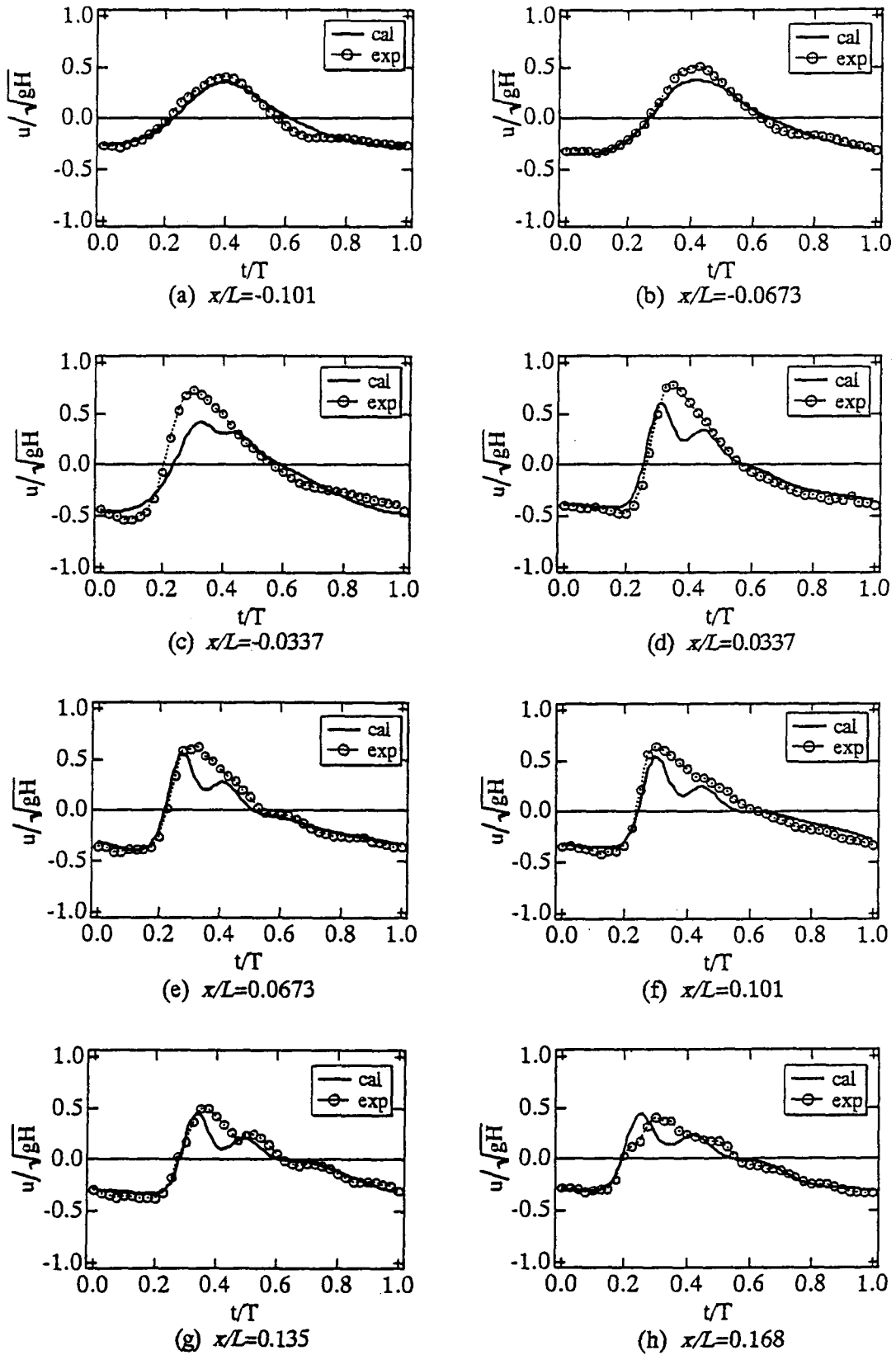


図 3.17 潜堤上の流速の実験結果と計算結果の比較 ($R/H=0.658$, $B/L=0.168$)

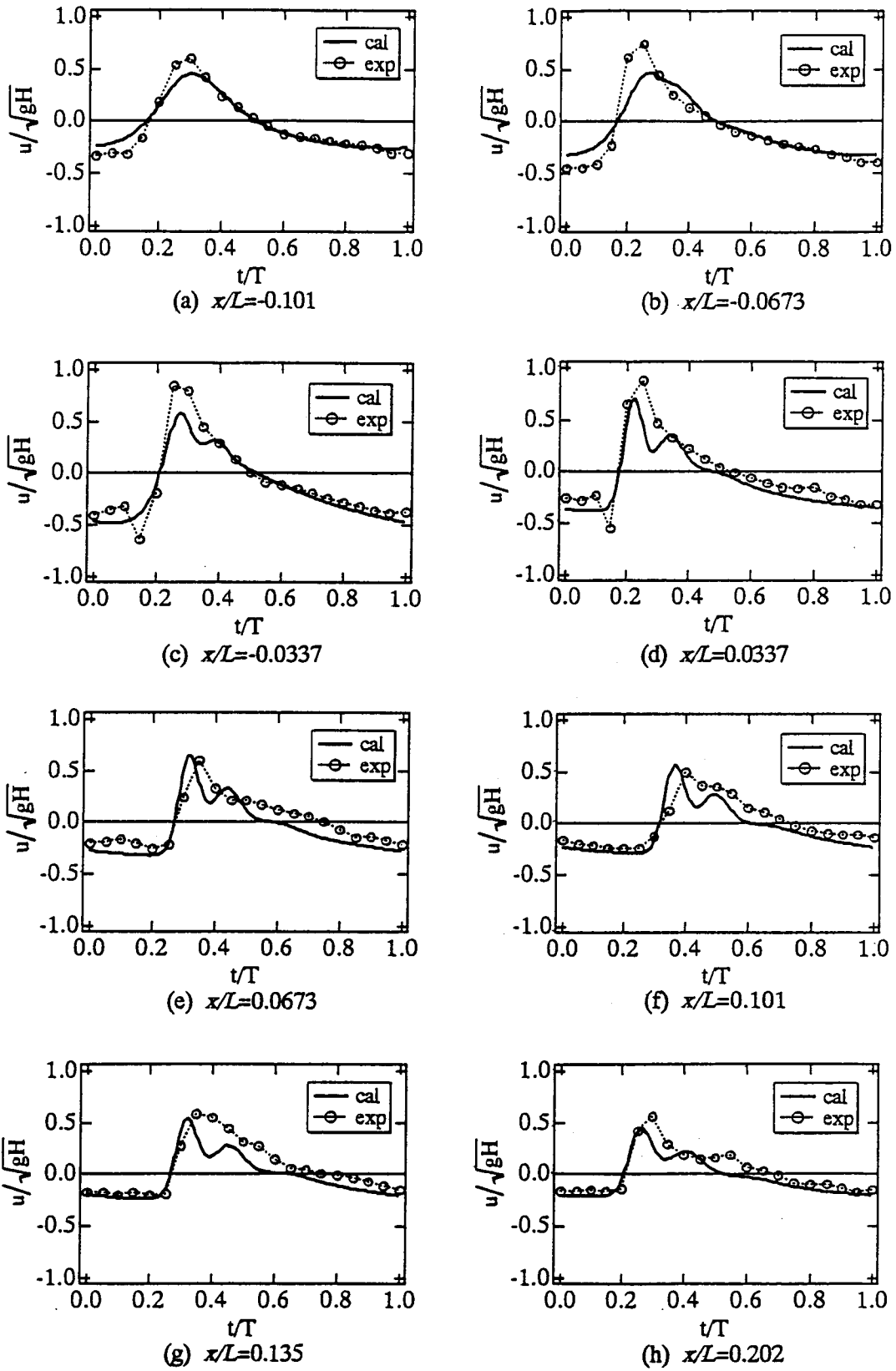


図 3.18 潜堤上の流速の実験結果と計算結果の比較 ($R/H=0.376$, $B/L=0.505$)

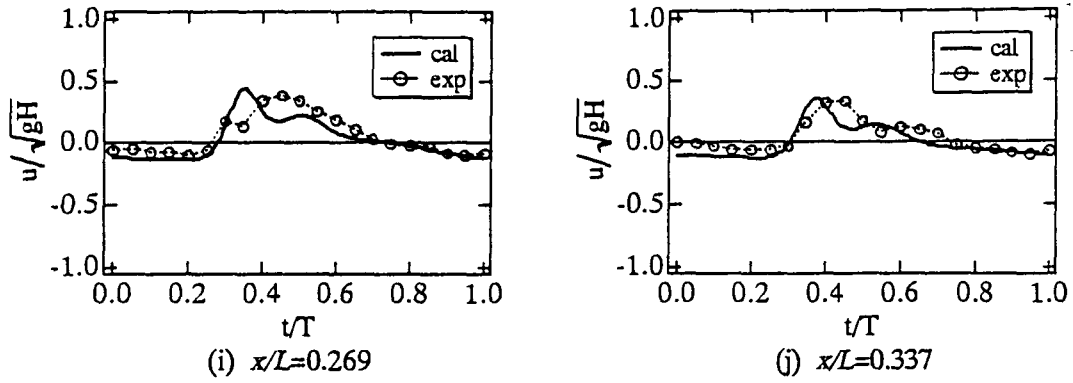


図 3.18 潜堤上の流速の実験結果と計算結果の比較 ($R/H=0.376$, $B/L=0.505$)

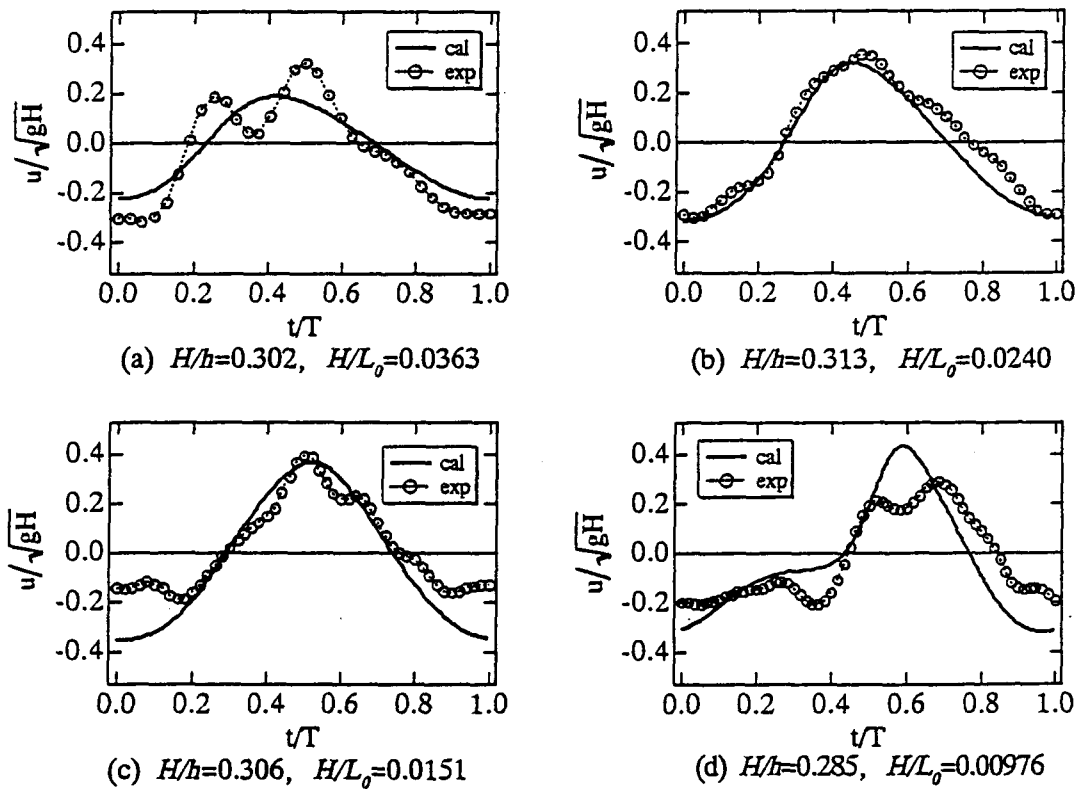
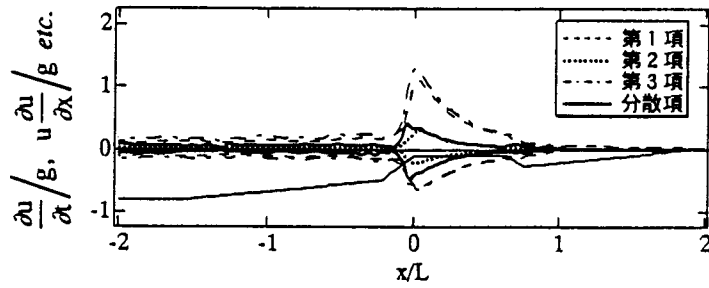


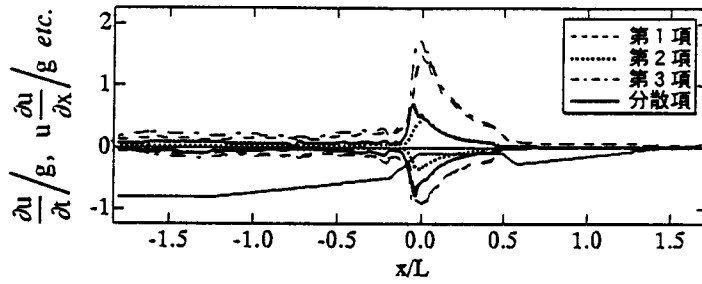
図 3.19 捨石防波堤斜面上の流速の実験結果と計算結果の比較 ($\tan\beta=1/3$)

からずれが顕著になる。これは図3.17のケースより入射波高が大きいので碎波点が水深の深い沖側にあるためと考えられる。天端上岸側では計算結果の再現性は良くなるが、流速波形の立ち上がりに若干の差が見られる。

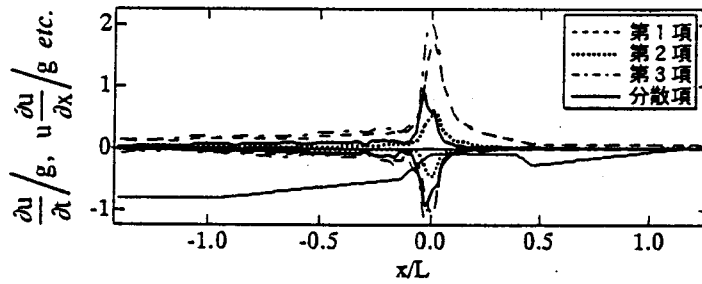
図3.19に捨石防波堤斜面上で測定された流速と計算結果との比較を示す。前述したように、静水面付近では水位の変動により信頼できる流速が測定できなかったため、ここでは最も深い位置 ($z/h=-0.313$) で測定された流速を用いて比較を行う。(d) のケースで



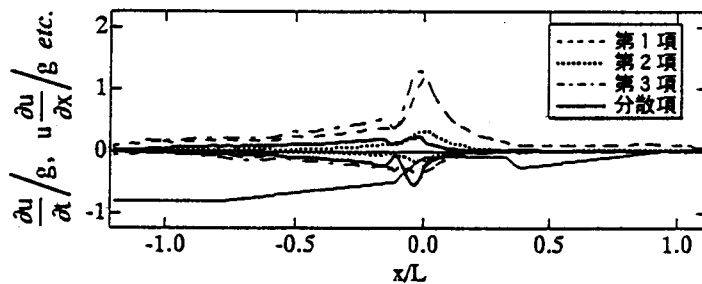
(a) $B/L=0.644, h/L=0.107$



(b) $B/L=0.505, h/L=0.0842$



(c) $B/L=0.395, h/L=0.0658$



(d) $B/L=0.326, h/L=0.0543$

図 3.20 基礎式中の各項の大きさの空間的な変化 ($R/H=0.357$)

の流速波形の先鋭化など全体的な波形の傾向は一致しているが、高周波の変動成分は再現できていない。

3.4.4 非線形項および分散項の大きさ

図3.20に、潜堤周辺に対しての計算結果における式(3.5)中の各項の大きさの最大値、最小値の空間分布を示す。(a)から(d)は、計算領域沖側の水平床部の波高に対する相対天端水深 R/H は0.357、水平床部における波高水深比が0.350で、相対天端幅 B/L が順に0.644、0.505、0.395、0.326、また法先における水深波長比 h/L が順に0.107、0.0842、0.0658、0.0543となっている。ここで、第2項が非線形項であり、分散項は式(3.5)の右辺である。各項の大きさは重力加速度により無次元化されている。図中には、潜堤を含めた海底地形が細実線で示されているが横軸の値とは無関係である。

通常の一様勾配海浜では、水深が減少し、砕波点に近づくにつれて、まず分散項が増大し、続いて非線形項も増大する。砕波点以浅ではエネルギー逸散のため非線形項は漸減し、分散項も非線形性によって波が分裂しない程度の大きさを保ちながら減少する。また、非線形項と分散項が有意な大きさになるのは砕波点近傍に限定される。

一方、潜堤等の構造物によって水深が変化する場合は、図に示すように、砕波点に至るまでの非線形項および分散項の増大は急激であるが、非線形項および分散項が有意な大きさを示すのは潜堤上に限られる。特に潜堤沖側斜面では、線形項である第1、3項(加速度項と圧力勾配項)と、第2、4項は同程度の大きさとなる。

3.5 波力算定手法

捨石防波堤斜面上の捨石に作用する波力には基本周波数成分の波力のほかに、静水面付近では衝撃的な波力も現れることが分かった。このうち基本周波数成分の波力の算定は式(3.1)のMorison式で、また衝撃的な波力は付加質量の時間変化に基づく衝撃力として算定することを試みる。

3.5.1 Morison式に基づく波力の算定

Morison式を用いるためには式に含まれる波力係数 C_D および C_M を適切に決定する必要がある。本研究では測定された水粒子速度と波力から最小自乗法によりこれらの係数を決定する方法を用いた。図3.21に計算された C_D と C_M を示す。波力の計測は捨石斜面上に完全に埋没した状態での測定値であり、水粒子速度の計測は斜面上約1 cm上方での測定値である。したがって、波力計への真の接近流速を過大評価しているため、これらの係数は非常に小さな値となった。水谷ら(1991)は潜堤上の完全埋没状態にある球

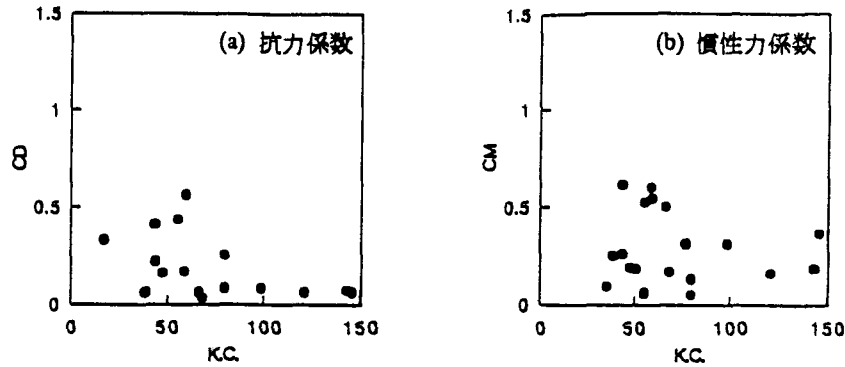


図 3.21 算定された波力係数 (抗力係数 C_D および慣性力係数 C_M)

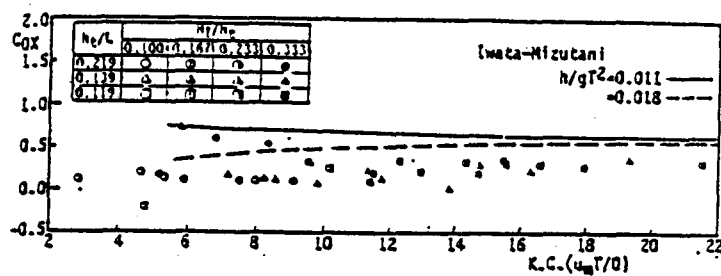


図 3.22 完全埋没状態における抗力係数 (水谷ら)

体に作用する波力を測定し、同時に測定した潜堤表面上の水粒子速度により波力計数の評価を行っている。図 3.22 に水谷らの結果を示すが、完全埋没状態での C_D の値は本実験とほぼ同様の値を示している。なお、図中の曲線は岩田・水谷 (1990) による一様水深域の単一球体に対する実験値の平均を示している。

実験で測定された斜面上での水粒子速度、およびこれを用いて得られた C_D および C_M から Morison 式により計算された水平方向波力と、実験で測定された水平方向波力の比較を $\tan\beta=1/3$ の $z/h=-0.313$ の地点を例として図 3.23 に示す。波力波形の変動の傾向やピーク値はほぼ再現されているが、高周波の変動成分の再現性はよくない。これは、揚流速測定点と波力測定点が一致していないために、埋没状態で測定した波力には周囲の捨石の影響 (剥離渦等) が含まれ、流速波形と波力波形の対応が悪くなっているためと考えられる。

波力波形を一致させるなど、波力を精度良く算定するには更なる検討が必要であるが、Morison 式を用いることによりまずまずの精度で波力を算定できることがわかった。ここでは測定された流速を用いて検討を行ったが、数値計算により流速を予測することで入射波条件から捨石に作用する波力を測定することができる。

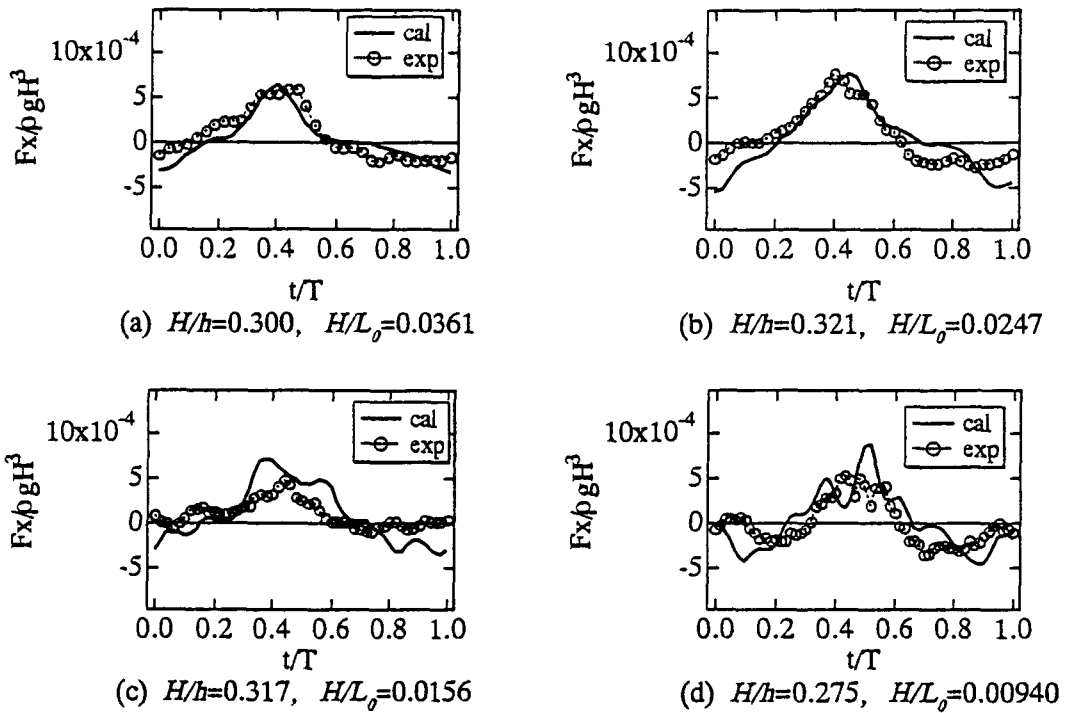


図 3.23 Morison 式による波力の算定 ($\tan\beta=1/3$)

3.5.2 衝撃的な波力の算定

衝撃的な波力は波の周期とは無関係な極めて短い時間に作用する波力であり、その絶対値は大きい。捨石防波堤の静水面付近の捨石は、この衝撃的な波力により初期移動を始めると考えらるので、衝撃的な波力の考慮は不可欠である。

捨石が没水状態と非没水状態を繰り返す地点においては、衝撃的な波力は、水面の衝突による付加質量の時間変化に基づく力として考えることができる。いま、物体が一定速度 v で落下し、水面と衝突する場合を考える。このとき、物体の衝突により水は突然運動を開始し、これにより物体は衝撃的な流体力を受けることになる。この流体力 F は、流体の付加質量を $M^{(A)}$ とすると運動量の保存則より、

$$F = \frac{d(M^{(A)} \cdot v)}{dt} = M^{(A)} \frac{dv}{dt} + v \frac{dM^{(A)}}{dt} \quad (3.10)$$

として表すことができる。通常の没水状態の物体を考えるときは付加質量 $M^{(A)}$ が時間的に変化しないため右辺第 1 項のみが付加質量力として取り扱われている。右辺第 2 項

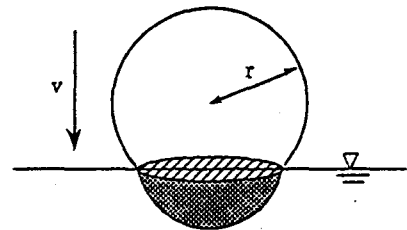


図 3.24 球体の付加質量

は物体が水面と衝突するときに現れる特殊な項で、衝撃的な流体力を表している。

物体が水面に衝突する際の付加質量を正確に求めるのは非常に難しいので、一般的には付加質量を近似的に求めている。球体の場合、図3.24に示すように円盤が没水し、流れに直行して設置されている場合の付加質量の半分を用いる。半分とするのは、対象としている物体が半没水の状態であり、半分は水ではなく空気であることによるからである。したがって、付加質量は式(3.11)となり、式(3.10)から衝撃力 F_i は式(3.12)で算定される。

$$M^{(A)} = \frac{2}{3} \pi \rho r^3 \left(\frac{2t}{\tau} - \frac{t^2}{\tau^2} \right)^{3/2} \quad (3.11)$$

$$F_i = 2\pi\rho r^2 v^2 \left(\frac{2t}{\tau} - \frac{t^2}{\tau^2} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) \quad (3.12)$$

ここに、 τ は衝撃力の作用時間で、 t は球体が水面に接触してからの時間である。

物体が静止し、水面が移動する場合を考えると、 v は水位変動の時間変化率に相当する。式(3.12)による衝撃力は水面に垂直な方向に作用することになるが、波力測定点での水面の向き把握するのは難しく、またその方向の水面変動の時間変化率を計測するのは容易なことではない。したがって、波力測定点で計測した水位変動から鉛直方向の水位上昇速度を求めて式(3.12)から算定した結果と、測定値の衝撃波力の鉛直方向成分との比較を図3.25に示す。この図には、 $D_{50}=1.73\text{cm}$ のケースで測定された波力だけでなく、 $D_{50}=3.42\text{cm}$ のケースで測定された波力も含めている。水位変動の時間変化率の増加にしたがい衝撃力が増加する傾向が再現されているが、水位変動の時間変化率が大きいとこ

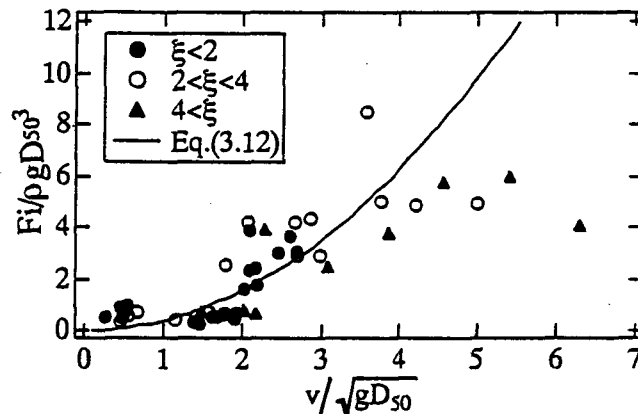


図 3.25 衝撃波力の鉛直方向成分の実験値と計算値の比較

ろでは実験値を過大に評価している。ここで用いた鉛直成分に対しての水位変動の時間変化率は波面の角度にも依存し、水位変動測定点において波面が切り立ってくるほど水位変動の時間変化率が大きく算定されてしまう。また、衝撃波力は図3.5および図3.6からほぼ斜面方向に作用していることが確認されているが、衝撃波力は波面に垂直に作用するので波面が切り立ってくるほど衝撃波力の鉛直成分は小さくなる。これらのことから、水位変動の時間変化率が大きいところでは実験値を過大に評価していると考えられる。また、砕波帯相似パラメータが大きくなるほど斜面方向の波力（衝撃的な波力）は大きくなる傾向があったが、ここでは鉛直方向成分のみを取り出したので砕波帯相似パラメータによる明瞭な傾向は見られない。

3.6 結言

本章では、断面変形を予測する上で重要となる波力についての検討を行うために、捨石防波堤斜面上の波力を水理実験により測定し、静水面付近で見られる衝撃的な波力特性を中心に議論し、Morison 式型の波力と衝撃波力に分けて算定することを試みた。また、Morison 式型の波力を算定するために必要となる捨石構造物周辺の波浪変形計算として Bousinessq 方程式の適用を試みた。

本章で得られた結果を以下に要約する。

- 1) 捨石防波堤の静水面付近で見られる衝撃波力は斜面方向に作用するが、水面の影響が及びにくい地点の波力には鉛直方向波力の寄与も大きい。また、従来から砕波帯相似パラメータが2~3の位置で流速がピーク値をとり捨石が不安定になると指摘されているが、衝撃波力を含めた波力で議論すると、衝撃波力は砕波帯相似パラメータが大きいほど大きい傾向が見られた。
- 2) 捨石構造物周辺の波浪変形計算として Bousinessq 方程式を適用した。捨石防波堤斜面上での水位変動の再現性は比較的良好であったが、潜堤通過後の水位変動に見られる波の分裂は再現できなかった。潜堤通過後の水位変動を精度良く計算するためには、砕波によるエネルギー逸散の与え方をさらに考慮する必要がある。
- 3) 潜堤周辺に対して適用した Bousinessq 方程式により計算される流速の値は、潜堤沖側斜面および沖側法肩から離れた天端上ではまずまずの一致が見られた。これは、

法肩付近では基礎方程式中の非線形項が大きくなるが、Bousinessq方程式は弱非線形性を仮定しているためだと考えられる。

- 4) 測定された流速からMorison式による波力算定を行い、まずまずの精度で再現されることがわかった。したがって、Bousinessq方程式による波浪変形計算からMorison式型の波力の算定が可能であることを確認した。
- 5) 衝撃波力を算定する手法として、落体の着水衝撃の理論をもとに付加質量の時間変化から計算することを試みた。衝撃波力は波面の向きに垂直に作用すると考えられるが、波面の向きを水理実験により検討することは困難であったため、鉛直成分のみの比較しかできず、水位変動の時間変化率が小さい範囲においては良好な一致を示したが、水位変動の時間変化率が大きい範囲では実験値を過大に評価した。

参考文献

- 泉宮尊司・遠藤雅人 (1989) : 潜堤および透過性構造物のある海浜における波動場解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 638-642.
- 磯部雅彦・芝 和彦・Eric Cruz Cruz・渡辺 晃 (1991) : 透過潜堤による非線形波浪変形について, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 551-555.
- 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦 (1987) : 没水球体に作用する波力の特性に関する実験的研究 - Morison 式の適用限界について -, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 601-605.
- 岩田好一郎・水谷法美 (1989) : 没水球体に作用する波力の特性に関する研究, 土木学会論文集, 第406号/II-11, pp. 215-224.
- 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦 (1990) : 没水球体に作用する鉛直方向波力に及ぼす Boundary Proximity の効果, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp. 219-228.
- 岩田好一郎・水谷法美・Teofile Monge Rufin Jr.・戸塚奈津子・倉田克彦 (1992) : 作用波力を考慮した幅広潜堤の被覆材の所要安定重量算定手法に関する研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 661-665.

- 喜岡 渉・甲斐宏典・平岡慎司 (1994): 透水層上の長波方程式と透過潜堤への適用性について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 711-715.
- 合田良実・原中裕人・北畑正記 (1966): 直柱に働く衝撃碎波力の研究, 港湾技術研究所報告, Vol. 5, No. 6, 30p.
- 榊山 勉・鹿島遼一 (1989): 消波ブロックに作用する波力に関する実験スケール効果, 電力中央研究所報告, No. U89024, 37p.
- 榊山 勉・阿部宣行・鹿島遼一 (1990): ポーラスモデルによる透過性構造物周辺の非線形波動解析, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 554-558.
- 榊木 亨・岩田好一朗・小林 眞 (1981): 防波堤斜面上における共振現象の発生限界と発生確率, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 352-356.
- 榊木 亨・柳 青魯・大西明德 (1982): 捨石防波堤斜面上の共振現象による破壊機構, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 428-432.
- 首藤伸夫 (1974): 非線形長波の変形 - 水路幅, 水深の変化する場合 -, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 57-63.
- 出口一郎・森脇 清 (1996): 透水斜面上への遡上波の解析, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 136-146
- 中村孝幸 (1977): 海洋構造物に作用する波力特性とその振動応答に関する研究, 大阪大学学位論文, pp. 104-120.
- 林 建二郎・重村利幸・竹内俊雄 (1977): 波力算定式中の抗力係数および質量係数の時間的变化について, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp. 337-341.
- 水谷法美・岩田好一朗・Teofilo Monge Rufin, Jr.・倉田克彦 (1991): 幅広潜堤上の被覆材に作用する波力の特性と移動限界に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 591-595.
- Brunn, P. and A. Gunbak (1976) : New design principles for rubble mound structures, Proc. of 15th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 2429-2473.
- Chakrabarti, S. K., A. L. Wolbert and W. A. Tam (1976) : Wave forces on vertical circular cylinder, Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE,

Vol. 102, WW2, pp. 203-221.

Hald, T., A. Tørum and T. Holm-Karlsen (1998) : Design of rock armoured single layer rubble mound breakwaters, Proc. of 26th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, Vol. 2, pp. 1800-1813.

Isaacson, M. Q. (1979) : Wave induced forces in the diffraction regime, in Mechanics of Wave-Induced Forces on Cylinders, ed. T. L. Shaw, Pitman, pp. 68-89.

Juhl, J. and O. J. Jensen (1990) : Wave forces on breakwater armour units, Proc. of 22nd Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, Vol. 2, pp. 1538-1551.

Kobayashi, N. and A. Wurjanto (1990) : Numerical model for waves on rough permeable slopes, Journal of Coastal Research, Special Issue No. 7, pp. 487-491.

Peregrine, D. H. (1967) : Long wave on a beach, Journal of Fluid Mech., Vlo. 27, Part 4, pp. 815-827.

Somchai Rojanakamthorn · 磯部雅彦 · 渡辺 晃 (1990) : 透過潜堤上における波の碎波変形計算法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 549-553.

Tørum, A. (1994) : Wave-induced forces on armor unit on berm breakwaters, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 120, No. 3, pp. 251-268.

Van Gent, M. R. A., P. Tonjes, H. A. H. Petit and P. van den Bosch (1994) : Wave action on and in permeable structures, Proc. of 24th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, Vol. 2, pp. 1739-1753.

第4章 潜堤の断面変形の予測

4.1 緒言

捨石構造物は、堤体を構成している捨石の安定限界以上の波浪により捨石が移動し、断面が変形していく。現在用いられる設計手法（Hudson式，1959；人工リーフの設計の手引き，1992など）では、捨石数個の移動が許容されるのみで有為な断面の変形は許容されず、破壊とみなされている。しかし、捨石構造物は元来被害が徐々に進行していく粘り強い構造物であり、数個の捨石が移動しただけで構造物の機能が失われるわけではない。一般に、実験室内の2次元水槽において、砂で作成した模型海浜に波を作用させると断面が徐々に変形していくが、十分な時間が経過すると変形が進行しなくなり、海浜の初期勾配、底質粒径および入射波の特性に応じた平衡断面に達することがよく知られている。これと同様に、粒径の大きい捨石で構成された構造物についても初期勾配、捨石の粒径および入射波の特性に応じた平衡断面形状が存在する。捨石防波堤および潜堤についての平衡断面についてはすでに第2章で示した。また、榎木・柳（1983）やVan der Meer（1992）は捨石防波堤の平衡断面を、またVan Hijum and Pilarczyk（1982）はやや粒径の小さい礫浜の変形をそれぞれ実験的に議論している。さらに、榎木・柳（1983）はS字型の平衡断面をモデル化した複合断面の捨石防波堤が、一様勾配の捨石防波堤と比較して反射率の低減や安定性の増大を期待できること示している。

したがって、現行の断面の変形を許容しない設計法では、構造物の水理機能の維持という面から考えて必要以上に重量のある捨石が必要となり不経済なこと、また、現行の基準では被災と判断されても水理機能面から見れば問題ない場合もあり、維持・補修費の削減も可能であることなどを勘案すると、現行の設計法は不合理であることはすでに述べた。断面の変形を許容した設計法を確立することで経済的な構造物の設計が可能になるが、そのためには来襲する波浪による断面の変形を予測すること、また断面変形に伴う水理機能の変化を予測することが必要である。Van der Meer（1987）は、捨石防波堤の堤体の変形量を考慮した被覆石の安定重量算定式を作用波数（波の継続時間）の関数として（したがって、与えられた条件から変形量の予測が可能）提案した。また、鹿島

ら (1993) は消波ブロック被覆工の変形量の評価式を作用波数 (波の継続時間) の関数として導いたが、いずれも実験式であり、捨石あるいはブロックに作用する波力や波力に対する応答はブラックボックスとなっている。

第3章において、捨石に作用する波力を Bousinessq 方程式に基づいた波浪変形計算から算定する手法を示したのを受け、本章では、この計算手法と個別要素法による断面変形計算を連立させ、波浪変形から捨石に作用する波力を計算し、動的応答を考慮して断面変形を予測する手法を提案する。また、このモデルでは、入射波浪による断面変形と断面変形に伴う波浪変形の相互作用を考慮できるので、断面の変形に伴う構造物の機能変化の予測も可能となる。

波浪変形と捨石の応答を計算した研究としては、Kobayashi and Otta (1987) が Bousinessq 方程式による波浪変形計算から斜面上の捨石の安定性を評価したが、主に捨石の初期移動に関する議論であり断面の変形を予測するまでには至っていない。Norton and Holmes (1992) は Bousinessq 方程式による波浪変形計算から捨石防波堤の断面変形を予測するモデルを構築し、また Van Gent (1996) は Navier-Stokes 方程式モデルにより水平方向水粒子速度の水深方向変化および鉛直方向水粒子速度を考慮して断面変形計算を行った。しかし、これら2つの断面変形計算は力学的な安定条件に基づいてはいるものの、安定限界を越えると一定距離の変位を与えており、捨石の動的な挙動は考慮されていない。

個別要素法は、Cundall (1979) が粒状体の動力学的挙動を数値的に解析する手法として提案したもので、個々の要素が運動方程式を満足し、要素間の力の伝達が作用・反作用の法則に従うことを条件としている。Cundall (1979) は、節理の発達した岩盤の大変形の解析を目的として個別要素法を開発したが、その後、サイロ内の岩質粒状体の流動解析 (木山・藤村, 1983)、水平管内における固体粒子の低速度での高濃度輸送 (プラグ輸送) の解析 (田中ら, 1991)、バージ船から水中に投入された土砂や捨石の沈降・分散挙動および堆積形状 (小田・重松ら, 1990; 松見・泉, 1992)、海底地盤の液状化の解析 (後藤ら, 1994) など広い分野にわたって個別要素法が用いられているが、捨石構造物の変形に個別要素法の適用を試みたのは荒木・出口 (1997) のみである。これまでは捨石構造物の変形自体が許容されていなかったため議論されることが少なかったと考えられるが、捨石構造物の変形解析への個別要素法の適用は、作用波力の正確な算定にも依存するが、個々の捨石の動的な挙動を追跡するので、より正確な断面形状を計算することができるものと考えられる。

これまでは、捨石構造物として半無限長の天端を持つ捨石防波堤、低天端の捨石防波堤および捨石潜堤を対象として議論を進めてきた。このうち、捨石潜堤は天端が水面下

にあるため景観上に優れ、また海水交換性を持つなど優れた消波機能だけでなく環境にも配慮された構造物で、近年の施工例が増えており、今後も数多くの施工が期待されている。そこで本章からは、捨石潜堤に対象を絞って断面変形を許容した設計について議論を進める。

4.2 個別要素法による断面変形計算

4.2.1 個別要素法の原理

2つの捨石が衝突するとき、捨石は接触点近傍での塑性変形や欠損・破損等によりエネルギーを失うので、完全な弾性的衝突とはならない。そこで、個別要素法では各要素（ここでは捨石）自体は剛体とみなして要素の変形は考えず、衝突による捨石間の相互作用は、接触点間に挿入された弾性スプリング（バネ定数 K ）と粘性ダッシュポット（粘性減衰係数 η ）で表現する。したがって、質量が m （付加質量 m' ）、慣性モーメントが I （付加慣性モーメント I' ）である1つの捨石に着目すると、その並進変位ベクトル u および回転角 φ に関する運動方程式は式 (4.1), (4.2) で表される。

$$(m + m')\ddot{u} + \eta\dot{u} + Ku = 0 \quad (4.1)$$

$$(I + I')\ddot{\varphi} + \eta r^2 \dot{\varphi} + Kr^2 \varphi = 0 \quad (4.2)$$

式 (4.1), (4.2) を時間ステップ Δt で差分近似すると次式し、未知変位 u と φ を前ステップに基づく接触時の作用力（弾性バネと粘性ダッシュポットによる作用力）の陽関数とみなして逐次計算していく。

4.2.2 捨石の接触判定と接触時の相対変位および作用力

(a) 接触判定

ここでは断面2次元の計算を行うことから、個別要素法の計算において捨石は円要素とする。座標系を図4.1のようにとると、要素 i （半径 r_i ）と要素 j （半径 r_j ）の接触条件は次式で表される。

$$r_i + r_j \geq R_{ij} \quad (4.3)$$

$$\text{ただし, } R_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (4.4)$$

(b) 接触時の相対変位

接触している2要素 i, j の接触面に作用する力は、2要素の相対変位から算出する。

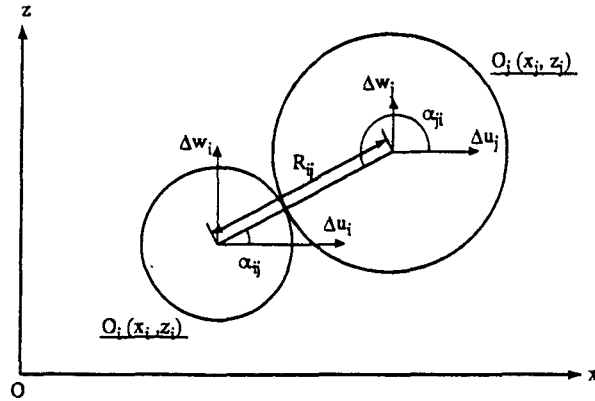


図 4.1 個別要素法における座標系

この作用力は、法線方向に作用する圧縮力 f_n (圧縮が正) と接線方向に作用するせん断力 f_s (要素に関して時計方向を正) に分解して考える。ただし、要素間の引張力は認めない。接触中の Δt 間の 2 要素 i, j の法線方向相対変位増分 Δu_n (接近を正) および接線方向相対変位増分 Δu_s (反時計方向を正) はそれぞれ式 (4.5), (4.6) で表される。

$$\Delta u_n = (\Delta u_i - \Delta u_j) \cos \alpha_{ij} + (\Delta w_i - \Delta w_j) \sin \alpha_{ij} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta u_s = & -(\Delta u_i - \Delta u_j) \sin \alpha_{ij} + (\Delta w_i - \Delta w_j) \cos \alpha_{ij} \\ & + (r_i \Delta \varphi_i + r_j \Delta \varphi_j) \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\text{ただし, } \sin \alpha_{ij} = -\frac{z_i - z_j}{R_{ij}}, \quad \cos \alpha_{ij} = -\frac{x_i - x_j}{R_{ij}} \quad (4.7)$$

ここに、 α_{ij} は共通接線の x 軸となす角 (反時計方向を正) である。

(c) 法線方向の作用力

法線方向の作用力モデルは、図 4.2 (a) に示すように時間ステップ Δt 間の法線方向の相対変位増分 Δu_n に比例した抗力増分 Δe_n を生じる弾性バネ (バネ定数 K_n) と相対変位速度 $\Delta u_n / \Delta t$ に比例した抗力 Δd_n を生じる粘性ダッシュポット (粘性減衰係数 η_n) の並列配置を仮定する。 Δe_n および Δd_n はそれぞれ次式で表される。

$$\Delta e_n = K_n \Delta u_n \quad (4.8)$$

$$\Delta d_n = \eta_n \Delta u_n / \Delta t \quad (4.9)$$

したがって、時刻 t における法線方向の弾性抗力 $[e_n]$ と粘性抗力 $[d_n]$ はそれぞれ式

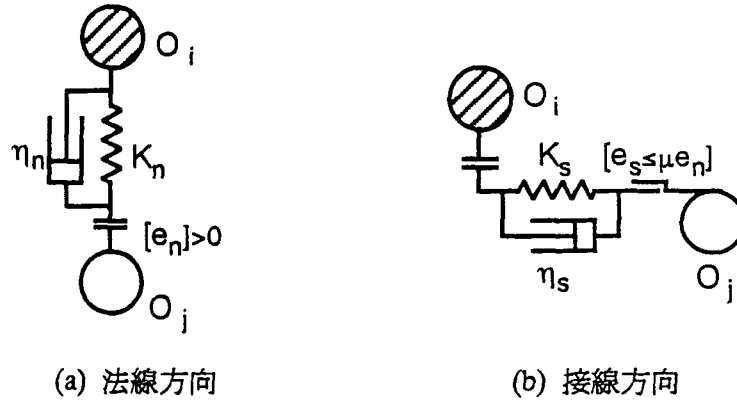


図 4.2 要素間作用力モデル

(4.10), (4.11) で表される.

$$[e_n]_t = [e_n]_{t-\Delta t} + \Delta e_n \quad (4.10)$$

$$[d_n]_t = \Delta d_n \quad (4.11)$$

ただし, 要素間の引張力は認めないので

$$[e_n]_t < 0 \text{ のとき } [e_n]_t = [d_n]_t = 0 \quad (4.12)$$

以上より, 時刻 t における 2 要素間の法線方向圧縮力 $[f_n]_t$ は次式で計算される.

$$[f_n]_t = [e_n]_t + [d_n]_t \quad (4.13)$$

(d) 接線方向の作用力

接線方向の作用力モデルについても同様に図 4.2 (b) に示すように, せん断抗力を与える弾性バネ (バネ定数 K_s) と粘性ダッシュポット (粘性減衰係数 η_s) の並列配置を仮定する. 弾性抗力増分 Δe_s と粘性抗力増分 Δd_s はそれぞれ式 (4.14), (4.15) で表される.

$$\Delta e_s = K_s \Delta u_s \quad (4.14)$$

$$\Delta d_s = \eta_s \Delta u_s / \Delta t \quad (4.15)$$

したがって, 時刻 t における接線方向の弾性抗力 $[e_s]_t$ および粘性抗力 $[d_s]_t$ (要素 i に関して時計方向を正) はそれぞれ式 (4.16), (4.17) で表される.

$$[e_s]_t = [e_s]_{t-\Delta t} + \Delta e_s \quad (4.16)$$

$$[d_s]_t = \Delta d_s \quad (4.17)$$

ただし,

$$[e_n]_t < 0 \text{ のとき } [e_s]_t = [d_s]_t = 0 \quad (4.18)$$

$$[e_s]_t > \mu [e_n]_t \text{ のとき } [e_s]_t = \mu [e_n]_t \times \text{SIGN}([e_s]_t), [d_s]_t = 0 \quad (4.19)$$

ここに、 μ は要素間の静止摩擦係数、 $\text{SIGN}(z)$ は変数 z の正負を表すものとする。式 (4.18) は非接触状態を意味し、式 (4.19) は摩擦力の限界を表している。

以上より、時刻 t における 2 要素間の接線方向せん断力 $[f_t]$ は式 (4.20) で表される。

$$[f_s]_t = [e_s]_t + [d_s]_t \quad (4.20)$$

4.2.3 運動方程式の差分近似解

式 (4.13), (4.20) から、着目する要素 i と接触するすべての要素 j から受ける接触力が求められるので、時刻 t において要素 i に作用する外力の水平方向成分 $[X_i]_t$ 、鉛直方向成分 $[Z_i]_t$ および中心回りの外力モーメント $[M_i]_t$ は次式で計算される。

$$[X_i]_t = \sum_j \{ -[f_n]_t \cos \alpha_{ij} + [f_s]_t \sin \alpha_{ij} \} + [f_x] \quad (4.21)$$

$$[Z_i]_t = \sum_j \{ -[f_n]_t \sin \alpha_{ij} - [f_s]_t \cos \alpha_{ij} \} + [f_z] - m_i g \quad (4.22)$$

$$[M_i]_t = \sum_j \{ -[f_s]_t \cdot r_i \} = -r_i \cdot \sum_j \{ -[f_s]_t \} \quad (4.23)$$

ここに、 \sum_j は要素 i に接触するすべての要素 j に関する総和を表し、 $[f_x]$ 、 $[f_z]$ はそれぞれ水平方向波力および鉛直方向波力を表す。要素は円形と仮定しているため、波力は円要素の重心に作用し、外力モーメント $[M_i]_t$ には寄与しない。これらの外力と式 (4.1), (4.2) から、時刻 t における変位速度が次式で与えられる。

$$[\dot{u}_i]_t = [\dot{u}_i]_{t-\Delta t} + ([X_i]_t / m_i) \cdot \Delta t \quad (4.24)$$

$$[\dot{v}_i]_t = [\dot{v}_i]_{t-\Delta t} + ([Z_i]_t / m_i) \cdot \Delta t \quad (4.25)$$

$$[\dot{\varphi}_i]_t = [\dot{\varphi}_i]_{t-\Delta t} + ([M_i]_t / I_i) \cdot \Delta t \quad (4.26)$$

ここに、 I_i は要素 i の慣性モーメントで、密度を ρ とすると $I_i = \rho \pi r_i^4 / 2$ である。時刻 t における変位増分は式 (4.24), (4.25) および (4.26) を時間ステップ Δt で積分して次式で表される。

$$[\Delta u_i]_t = [\dot{u}_i]_t \cdot \Delta t \quad (4.27)$$

$$[\Delta v_i]_t = [\dot{v}_i]_t \cdot \Delta t \quad (4.28)$$

$$[\Delta \varphi_i]_t = [\dot{\varphi}_i]_t \cdot \Delta t \quad (4.29)$$

式 (4.27), (4.28) および (4.29) から各要素の新しい位置が決定され, また, この変位増分を時刻 t から $t+\Delta t$ までの新たな変位増分に仮定し, 粒子間の相対変位を求める式 (4.5), (4.6) からの計算を繰り返す. このようにして時間変化に伴うそれぞれの要素の運動を求めていく.

4.2.4 材料定数と時間ステップの決定方法

(a) バネ定数

バネ定数 K の値は, 木山・藤村 (1983) が粒状体の変形係数に相当するものと解釈して弾性円柱の接触の理論界による荷重-変位曲線の勾配を用いることを提案している. 以下にその概要を説明する.

図 4.3 に示すように, ヤング率 E , ポアソン比 ν の等しい 2 つの円柱 (半半径 r_1, r_2) が上下から単位厚さあたり荷重 q で圧縮された場合の, 両中心からの接近量 δ と接触幅 b はそれぞれ式 (4.30), (4.31) で与えられる.

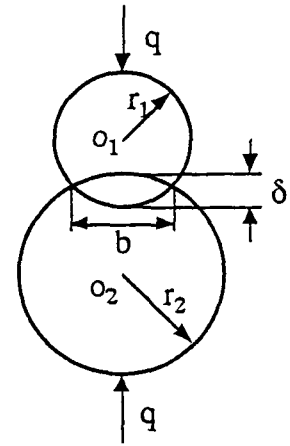


図 4.3 弾性円柱の接触

$$\delta = \frac{2(1-\nu^2)}{\pi} \frac{q}{E} \left(\frac{2}{3} + \ln \frac{4r_1}{b} + \ln \frac{4r_2}{b} \right) \quad (4.30)$$

$$b^2 = \frac{8}{\pi} \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \left(\frac{1-\nu^2}{E} \right) q \quad (4.31)$$

したがって, 法線方向のバネ定数 K_n は次式で表される.

$$K_n = \frac{\Delta e_n}{\Delta u_n} = \frac{q}{\delta} = \frac{\pi E}{2(1-\nu^2)(1.5 + 2 \ln(4r/b))} \quad (4.32)$$

ただし, $r_1=r_2=r$ とする.

接線方向のバネ定数 K_t は簡単のため, K_n に対する低減率 s を導入して式 (4.33) で表現する.

$$K_s = \frac{\Delta e_s}{\Delta u_s} = s \cdot K_n \quad (4.33)$$

(b) 粘性減衰係数

一方、粘性減衰係数 η の値は、田中・川口 (1996) が反発係数 e が既知の場合の算定法を提案している。以下にその概要を示す。

粒子が壁面に衝突して跳ね返る現象を考えると、接触中の粒子の運動方程式は粒子どうしの衝突と同じように式 (4.1) で表される。ただし、ここでは x は接触を開始した位置を原点とする粒子の壁面への接近量である。式 (4.1) を初期条件 $t=0$ で $x=0$, $dx/dt=v_i$ として解くと、次式が得られる。

$$x = \frac{v_i}{q} \exp(-\gamma\omega_0 t) \sin(qt) \quad (4.34)$$

ただし、

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} \quad (4.35)$$

$$\gamma = \frac{\eta}{2\sqrt{mK}} \quad (4.36)$$

$$q = \omega_0 \sqrt{1-\gamma^2} \quad (4.37)$$

したがって、粒子と壁面の接触をモデル化した振動系は周期 $2\pi/q$ の振動をし、時刻 $t=0$ で衝突した粒子は半周期後の $t=\pi/q$ に壁面から離れる。このときの速度 v_0 は次式で表される。

$$v_0 = \dot{x}|_{t=\pi/q} = v_i \exp(-\gamma\omega_0\pi/q) \quad (4.38)$$

このとき、反発係数は次式で定義できる。

$$e = -v_0/v_i = \exp(-\gamma\omega_0\pi/q) \quad (4.39)$$

式 (4.39) から、粘性減衰係数比 γ は式 (4.40) となる。

$$\gamma = -\frac{\ln e}{\sqrt{\pi^2 + (\ln e)^2}} \quad (4.40)$$

これを式 (4.36) に代入することにより次式が得られる。

$$\eta = 2\gamma \sqrt{mK} \quad (4.41)$$

したがって、粘性減衰係数 η は粒子の質量 m 、バネ定数 K および反発係数 e を与えることで算定することができる。

接線方向の粘性減衰係数 η_s は、式 (4.41) より粘性減衰係数がバネ定数の平方根に比例することから次式で与えられる。

$$\eta_s = \sqrt{s} \cdot \eta_n \quad (4.42)$$

(c) 時間ステップ

個別要素法では解の安定性と収束性が時間ステップに極めて敏感である。弾性スプリング K と粘性ダッシュポット η を有する 1 自由度の振動方程式は次式で表される。

$$m\ddot{u} + \eta\dot{u} + Ku = 0 \quad (4.43)$$

この振動系において、もっとも減衰が早いのは次式が成り立つときである。

$$\eta = 2\sqrt{mK} \quad (4.44)$$

これは、式 (4.41) において反発係数 $e=0$ とした場合に相当する。Cundall (1979) は要素間の衝突によって生じる跳ね返りを速やかに減衰させるために式(4.44)の關係を用いること、また、式 (4.45) で表されるようにバネ-質量振動系の固有振動数を時間ステップの決定の目安とすることを提案している。

$$\Delta t < 2\sqrt{m/K} \quad (4.45)$$

以上のようにして、捨石のヤング率を与えることにより、バネ定数、粘性減衰係数および時間ステップを決めることができる。しかし、このようにして決定すると時間ステップが非常に小さくなり、計算時間の増大や計算機の丸め誤差が蓄積されるおそれがある。田中・川口 (1996) は式 (4.45) 右辺の 1/10 以下の時間ステップにすることで安定

表 4.1 個別要素法で用いた諸定数

バネ定数	$K_w/\rho_g = 7.00 \times 10^3 (\text{cm})$
	$K_n/\rho_g = 4.00 \times 10^3 (\text{cm})$
粘性減衰係数	$\eta_w/\rho_g = 9.40 (\text{cm s})$
	$\eta_n/\rho_g = 7.11 (\text{cm s})$
摩擦係数	$\mu = 0.6$
反発係数	$e = 0.0$
時間step間隔	$\Delta t_{\text{max}} = 10^{-4} (\text{s})$

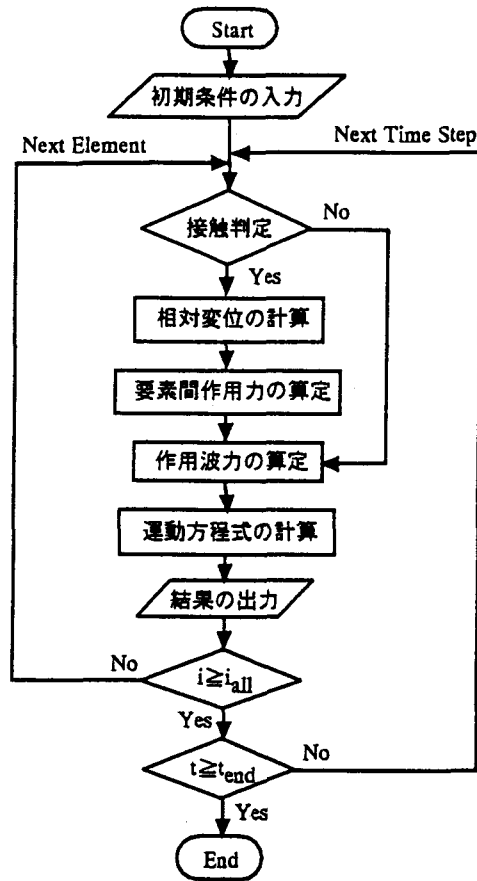


図 4.4 個別要素法のフローチャート

かつ妥当な計算を行うことができるとしているが、実用的な時間ステップ数を先に決めたのち、安定な計算が行えるようなバネ定数および粘性減衰係数を決定することが一般に行われている。ここでは、表4.1に示す値を用いた。また、計算は図4.4のフローチャートに示すようにおおむね本節で述べた順序に従って行う。 i_{all} は計算に用いる総要素数、 t_{end} は計算の終了時刻である。各要素について接触判定、要素間作用力の算定、作用波力の算定を行い、要素の新しい位置を決定する。すべての要素についての計算が終了すれば次の時間stepに移り、同様の計算を繰り返す。なお、作用波力については、荒木・出口 (1997) はモデル化した波力を用いて向岸方向波力の作用時間を変化させ、捨石防波堤の断面変形に及ぼす影響を明らかにしているが、ここでは波浪変形計算と連立させて作用波力を算定するので、これについては次節で述べる。

4.3 個別要素法と波浪変形計算の連立

前節で示した個別要素法による断面変形計算は、主要な外力である波力（直接的には流速）を与えなければ計算できない。本研究では、第3章で示した Bousinessq 方程式に基づいた透水性構造物周辺の波浪変形計算と連立させることで流速を与えて捨石の移動を計算するが、また一方で、堤体断面が変形することにより波浪変形も変化する。そこで本節では、断面変形と波浪変形の相互作用を考慮した断面変形予測モデルを提案する。

4.3.1 断面形状の決定

入射波浪によって変形した断面により生じる波浪変形を表現するためには、個別要素法による計算で得られた断面形状を Bousinessq 方程式に基づく波浪変形計算にフィードバックさせなければならない。しかし、個別要素法による断面変形計算はラグランジュ的に各要素の運動を追跡していく手法であるため、固定された空間座標上における各要素の位置は計算されるが、全要素の集合体として表現される構造物のデータ（潜堤の天端水深や捨石層の厚さなど）は直接は計算されない。そこで、次のように堤体断面を決定した。

波浪変形計算において空間差分間隔は $\Delta x = 5\text{cm}$ であるから、少なくとも 5cm 間隔で潜堤の断面形状を与える必要がある。そこで図4.5に示すように、岸沖方向 5cm の区間において最も浅い位置にある捨石をこの区間での表層を代表する捨石とし、この捨石の z 座標を堤体の断面として区間の中央で与えた。したがって、これらの捨石の z 座標の絶対値がその区間における水深となる。

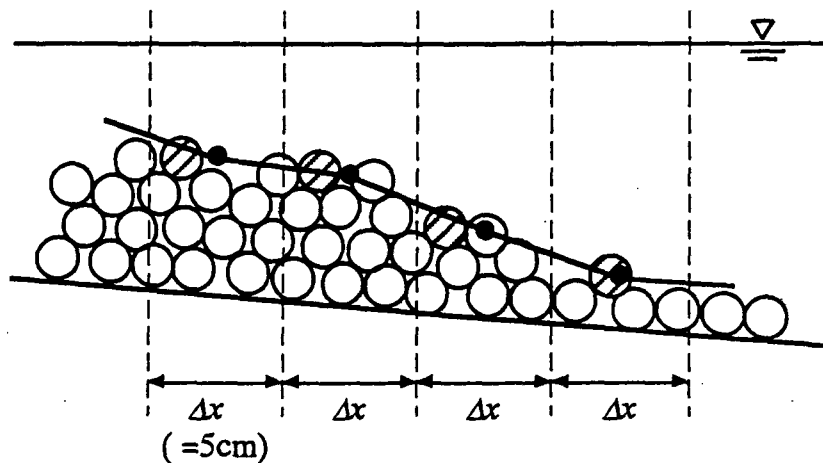


図 4.5 断面形状の決定

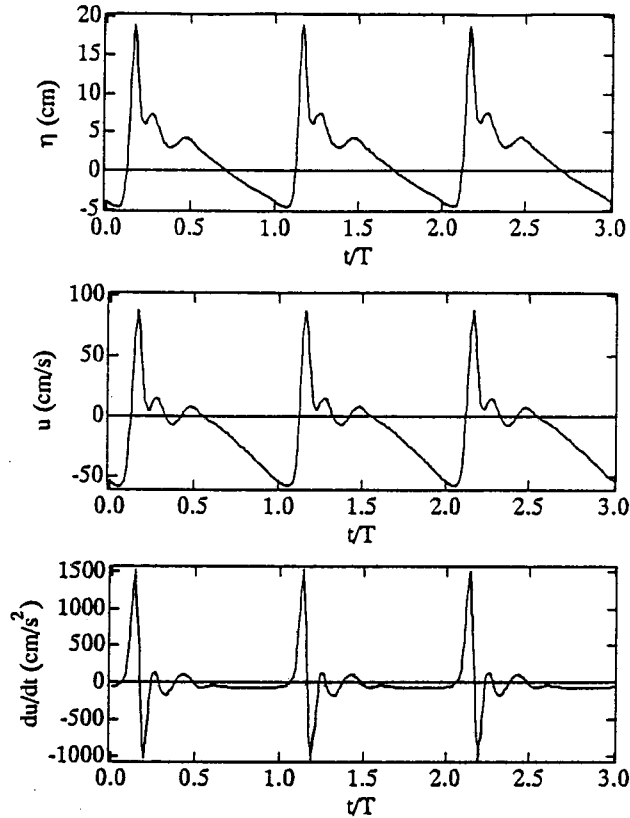


図 4.6 潜堤法肩付近での水位，流速および加速度波形の計算例

4.3.2 加速度の算出

Morison 式には流速の 2 乗に比例する抗力項だけではなく加速度に比例する慣性力項も含まれるため，加速度を計算する必要がある。リーフ上では非線形性が卓越し，特に碎波直前では流速の時間変化が大きくなるため，法肩付近で非常に大きな力となる。加速度は時間的に 1step 前の流速との差分を考えることにより計算した。図 4.6 に法肩付近で計算された加速度波形の例を水位変動および流速波形とあわせて示す。碎波点直後であるため非常に大きな加速度が計算されているが，変動が大きく，大きな加速度をとる作用時間は短い。

4.3.3 捨石に作用する波力

捨石に作用する水平方向波力および鉛直方向波力（それぞれ $[f_x]$ ， $[f_z]$ ）は，第 3 章 5 節で示した Morison 式により算定する。第 3 章において，波力の測定は埋没状態で行ったが，個別要素法による断面変形の予測では，埋没状態にある捨石が波力により回転等を伴いながら表面上に浮上し，突出状態となって波力を受け，さらに運動を続けていく過程を計算しなければならない。捨石が動くか動かないかといった観点から捨石の安定

性を議論する場合は、埋没状態あるいは突出状態のどちらかのみを考え、その状態での力の釣り合いを考えれば十分である。しかし、断面が変形していく過程を計算するためには埋没状態と突出状態の両者を考慮しなければならない。そこで両者を区分することが必要になるが、埋没状態の捨石は隣接する捨石に遮蔽される度合いが変化しながら突出状態になるのであって、埋没状態から突然突出状態に変化するわけではない。したがって、両者の間の遷移状態も考慮しなければならないことになる。さらに現実の状態を考えると、被覆石が乱積みで施工された場合は、施工時の状態において既に埋没状態、突出状態、およびその中間の状態が混在していると考えられる。

そこで本計算においては、隣接する捨石の遮蔽状況の変化による埋没状態から突出状態への遷移を表現することが難しいため、被覆石はあらかじめ突出状態にあるとして作用波力を考えた。ただし、 $D_{50}=3.42\text{cm}$ のケースは1層整積みの被覆であり、完全埋没状態に近くなっていると考えられるので、今回は計算の対象外とした。

潜堤上での波力の作用方向は、水谷ら(1995)のホドグラフにおいて斜面方向の波力が卓越していることから、鉛直方向波力が水平方向波力と同位相であると仮定し、波力の作用方向が斜面方向を向くように鉛直方向波力の大きさを調節した。この調節は、図4.5に示す堤体形状の決定方法に基づき、着目する捨石近傍での局所的な斜面勾配を算出することにより行った。したがって、天端上の捨石に作用する波力はほぼ水平方向となる。

4.3.4 粒径の不規則性

個別要素法による断面変形計算では捨石を円要素に置き換えているが、実際の捨石は粒径および形状にばらつきを持っている。理想的な状態を考えて均一な円要素を用いることも考えられるが、問題点としては円要素が現実的でないことのほかに、図4.7に示すように断面形状、特に斜面の勾配が円要素の配置間隔から決定されることや、円要素を階段状に配置して斜面をモデル化すると斜面上方への捨石移動が生じにくくなることがある。図は極端な例ではあるが、均一な円要素を用いると斜面勾配の取り得る値の自由度が明らかに小さい。そこで、これらの問題点も解消するために測定された粒径の分布に従い、粒径を7種類ばらつかせた。粒径分布は200個の捨石の重量を測定することにより次式から求めた。

$$D = (W/\rho_s g)^{1/3} \quad (4.46)$$

測定された粒径の分布を図4.8に示す。このうち、1.23cm、1.32cm、1.40cm、1.49cm、1.58cm、1.66cmおよび1.75cmの7種類を用いた。例として天端幅50cmの場合、総要素

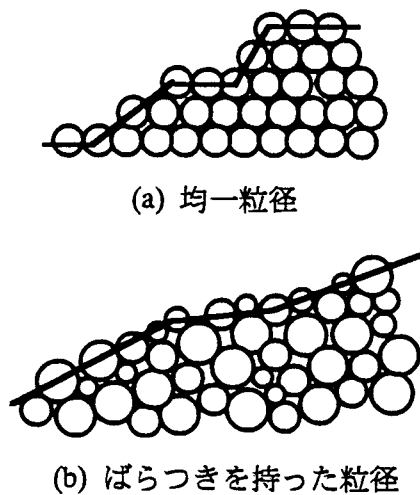


図 4.7 粒径の不規則性

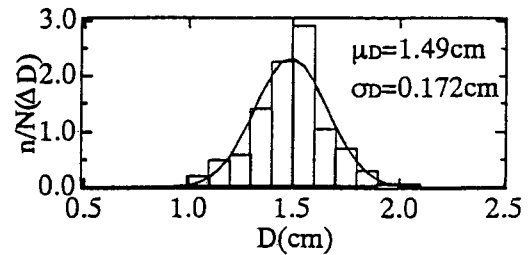


図 4.8 測定された粒径分布

数 270 個のうち、1.23cm の要素が 27 個、1.32cm の要素が 41 個、1.40cm の要素が 53 個、1.49cm の要素が 61 個、1.58cm の要素が 39 個、1.66cm の要素が 33 個、1.75cm の要素が 16 個となっている。

4.3.5 計算方法

個別要素法の計算では計算時間間隔は $\Delta t_{DEM} = 10^{-4} s$ で、これより大きい計算時間間隔では安定な計算を行うことができない。一方、Bousinesq 方程式に基づく波浪変形計算の計算時間間隔は、第 3 章において $\Delta t_{Bou} = 0.01 s$ とした。波浪変形計算において $10^{-4} s$ 程度の時間間隔では次ステップとの間での流体運動の変化はごくわずかなものであると考えられる。したがって、波浪変形計算を行ったあと次の時間ステップまでの Δt_{Bou} 間は流体運動は変化せず一定とし、個別要素法による断面変形計算を 100step 行ったあと、波浪変形計算を行った。波浪により生じた断面変形のフィードバックも個別要素法による計算 100step ごとに行った。図 4.9 に本計算モデルのフローチャートを示す。

実験では、天端幅が長いケースにおいて断面変形により天端が静水面より上に出ることもあったが、本計算においては天端が静水面よりも上に出ると背後への波の伝達、越波が表現できないため、天端が静水面上に達した時点で計算を終了した。なお、すべてのケースで検討したわけではないが、捨石の配列順序を 2, 3 通り変化させても、ほぼ同様の断面形状が得られた。

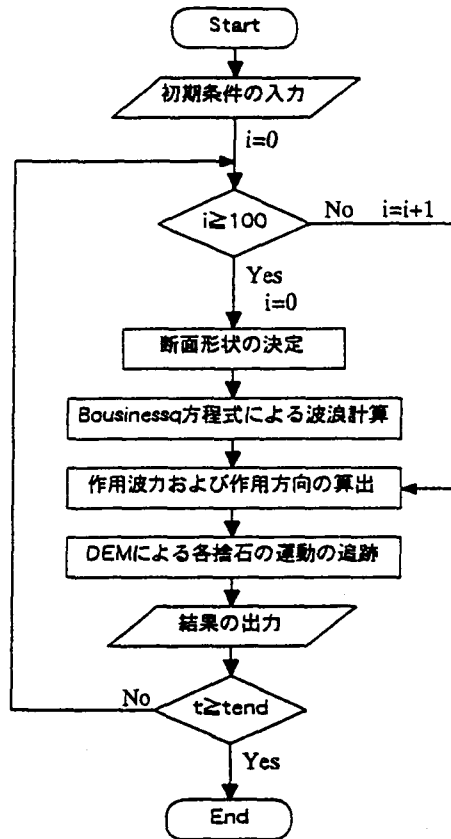


図 4.9 波浪変形計算と連立させた断面変形計算のフローチャート

4.3.6 実験結果と計算結果の比較

(a) 断面形状

図 4.10 に、天端幅 50cm の潜堤に、波高 18cm、周期 2.0s の規則波を入射させたときの計算例を示す。水位変動は 1/10 周期ごとに描かれている。入射波による波力で潜堤法肩付近の捨石が向岸方向へ移動し、またそれに伴い潜堤上での水位変動も変化している様子が計算されている。特に、法肩が侵食されて水深が深くなるため、水位変動の谷の部分が初期断面における波形とは異なっていることがよく分かる。

図 4.11 から図 4.13 に、規則波実験から得られた断面形状と計算結果との比較を示す。いずれの図においても実験結果は 600 波入射後の断面形状である。図 4.11 は相対天端幅 $B/L=0.132$ のケースで、(a) は相対天端水深 $R/H=0.340$ 、(b) は相対天端水深 $R/H=0.282$ の場合である。(a) の実験結果には天端高さの変化はほとんど見られず、また (b) の実験結果では天端高さはやや減少しているが、計算結果は (a)、(b) とともに天端高さが増加し、(a) では 380 波前後の入射で、(b) では 160 波前後の入射で静水面に達したため計算を打ち切った。

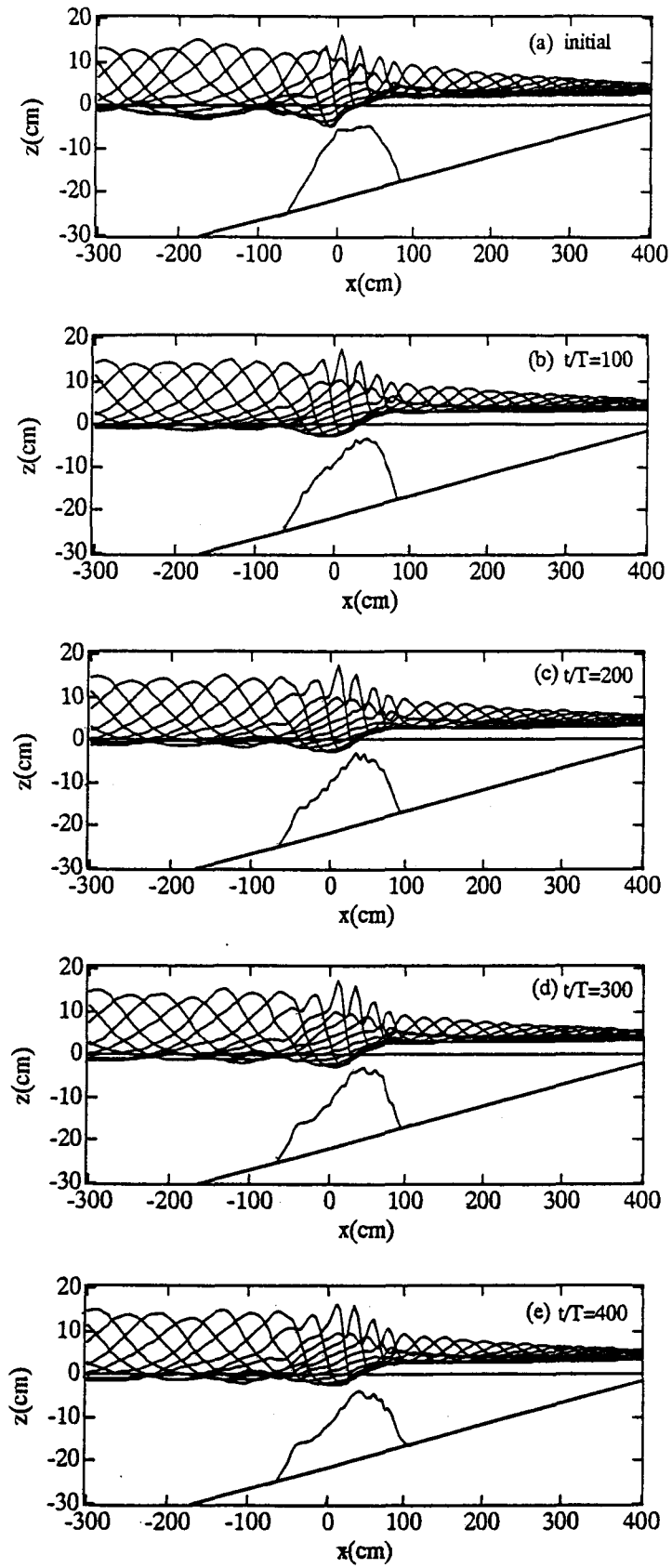
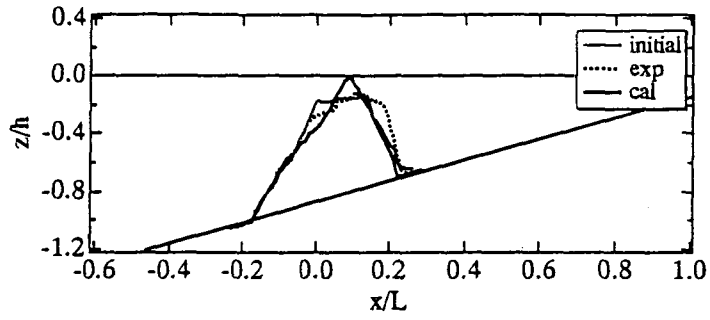
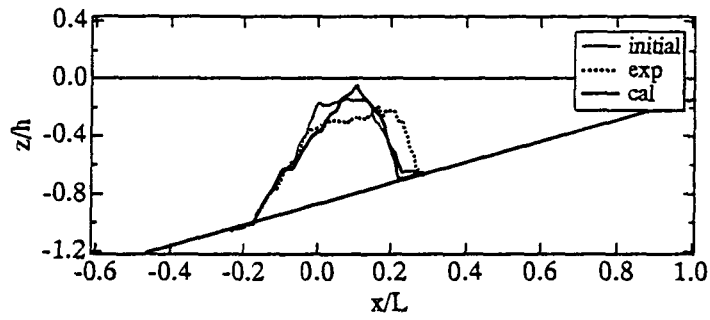


図 4.10 断面変形の計算例 (波高 18cm, 周期 2.0s, 天端幅 50cm, 捨石の粒径 1.73cm)

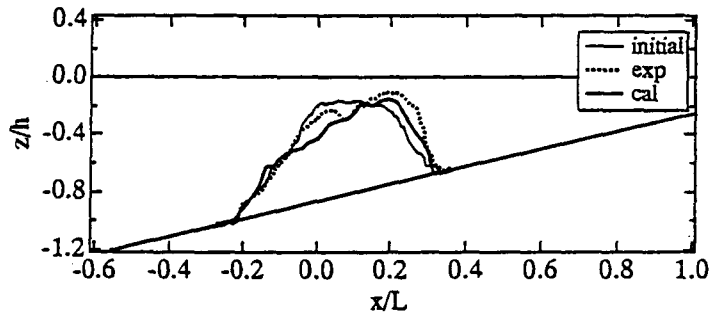


(a) 相对天端水深 $R/H=0.340$

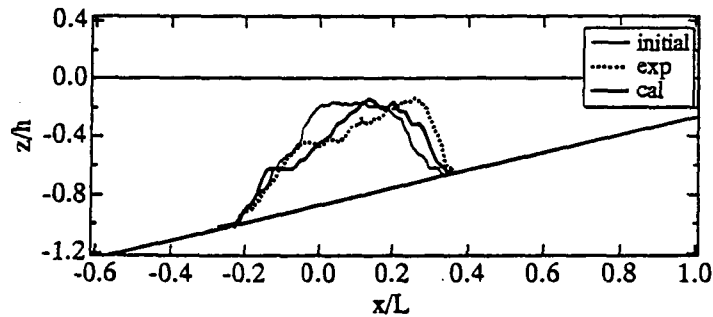


(b) 相对天端水深 $R/H=0.282$

図 4.11 断面形状の実験結果と計算結果との比較 (相对天端幅 $B/L=0.132$)

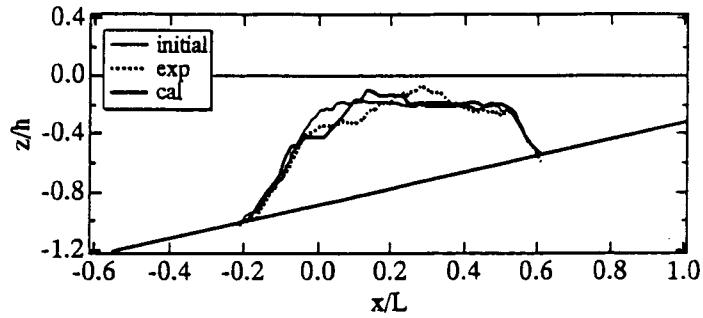


(a) 相对天端水深 $R/H=0.347$

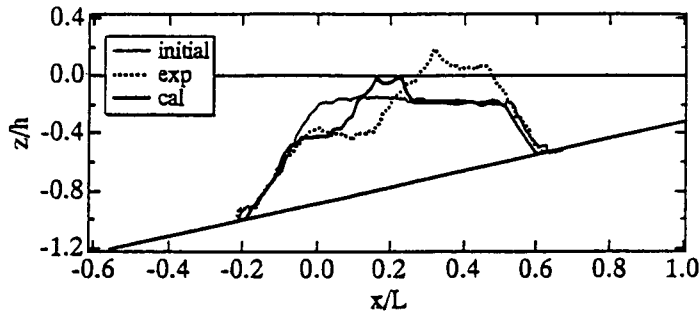


(b) 相对天端水深 $R/H=0.273$

図 4.12 断面形状の実験結果と計算結果との比較 (相对天端幅 $B/L=0.168$)



(a) 相対天端水深 $R/H=0.388$



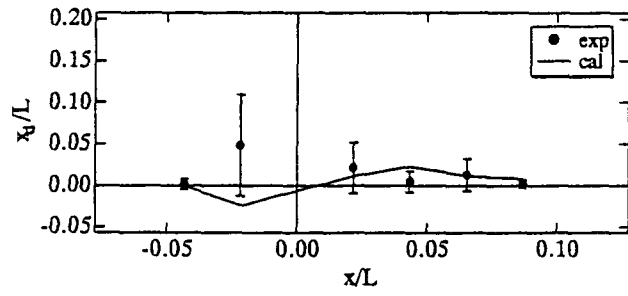
(b) 相対天端水深 $R/H=0.336$

図 4.13 断面形状の実験結果と計算結果との比較 (相対天端幅 $B/L=0.395$)

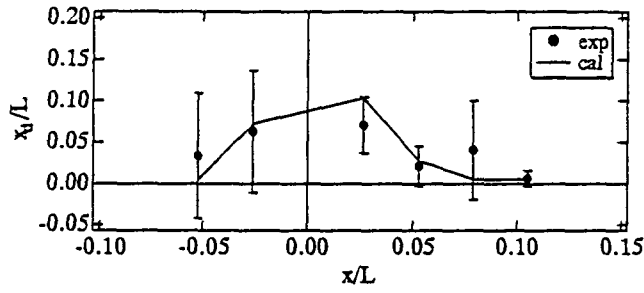
図 4.12 は相対天端幅 $B/L=0.168$ のケースで、(a) は相対天端水深 $R/H=0.347$ 、(b) は相対天端水深 $R/H=0.273$ の場合の比較である。図 4.11 のケースとは異なり、計算結果において天端高さの急速な増加は見られず、(b) での天端の後退量にやや違いがあるもの実験結果との一致は良い。

図 4.13 は相対天端幅 $B/L=0.395$ のケースで、(a) は相対天端水深 $R/H=0.388$ 、(b) は相対天端水深 $R/H=0.336$ の場合である。(a) での実験結果は天端高さが増加しているが静水面にまでは達しなかった。計算結果も同程度の天端高さの上昇を示しているが、天端高さが増加する位置 (天端上で捨石が堆積する位置) にはずれが見られる。これは沖側法肩付近の流速計算値が実験値をやや過小に評価しているための影響と考えられる。(b) の実験結果は天端が静水面よりも上に現れたので、計算での再現は不可能であった。この図に示す計算結果は天端高さが増加し、静水面に達する直前までのもので、150 波入射後の断面形状を示している。この時点までの判断であるが、(a) の場合と同様に天端上で捨石が堆積する位置がやや沖側にずれている。

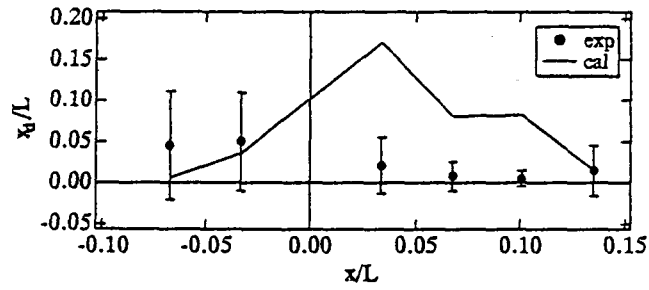
以上のことから、相対天端幅が小さいケースでの計算結果は天端高さの増加が強調される傾向にあり、実験結果の傾向とは異なることが分かった。相対天端幅が大きいケースでの計算結果は天端上での捨石の堆積位置がやや沖側になるものの、まずまずの再現



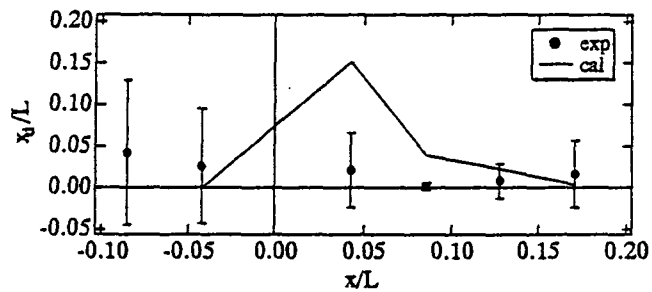
(a) $B/L=0.761$, $R/H=0.485$, $H/D_{sp}=6.24$



(b) $B/L=0.921$, $R/H=0.365$, $H/D_{sp}=7.92$



(c) $B/L=1.178$, $R/H=0.373$, $H/D_{sp}=7.75$



(d) $B/L=1.502$, $R/H=0.345$, $H/D_{sp}=8.38$

図 4.14 トレーサー移動量の実験結果と計算結果の比較

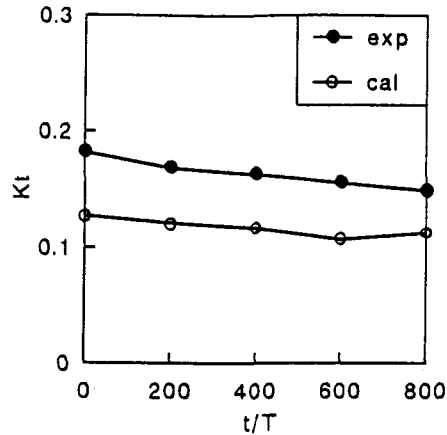


図 4.15 断面変形に伴う透過率の変化 ($B/L=0.168$, $R/H=0.238$)

性があると言える。

(b) トレーサーの移動量

個別要素法では個々の捨石の運動を追跡するので、特定の捨石の移動量に着目することも可能である。図 4.14 にトレーサーの移動距離の平均値との比較を相対天端幅 $B/L=0.761$, 0.921 , 1.178 および 1.502 のケースについて示す。横軸は潜堤上の岸沖方向の位置を表し、縦軸のトレーサーの移動距離の平均値 x_d は、1 つの実験ケースにつき 10 個のトレーサーを岸沖方向の同一地点に配置し、同条件のケースを 2 回行ったので 20 個のトレーサーの移動量の平均とし、法先の波長で無次元化した。正は岸向きの移動を、負は沖向きの移動を表す。また、実験値には標準偏差の範囲も示してある。全体的に見て計算結果は実験結果よりも法肩付近の捨石が移動しやすい傾向があり、標準偏差の上限を大きく越えているケースがある。実験値の標準偏差内に入る計算結果も見られるが、このような特定の捨石に着目した定量的な比較を行うには、作用波力の算定方法、流速の計算方法の精度の向上にまだまだ課題が多いと言える。

(c) 透過率

潜堤背後への透過波高は実験値よりもかなり小さいことが第 3 章の結果から得られているため、透過率に関して実験結果との定量的な比較を行うには至らないが、断面が変形しても天端が静水面よりも上に現れないかぎりはほとんど変化しない傾向は実験結果と同様である。例として、図 4.15 に第 2 章、図 2.27 (a) で示したケースでの比較を示す。

4.4 結言

本章では、捨石構造物の中で現在最も注目され、今後の施工例の増加が予想される潜堤を対象を絞り、断面変形を許容した設計法を確立するために断面変形を予測する計算手法を提案し、実験結果との比較を行った。

本章で得られた主要な結果を以下に要約する。

- 1) 断面変形を予測するための計算手法として個別要素法を用い、Bousinessq方程式に基づく透水性構造物の存在を考慮した波浪変形計算とを連立させ、入射波浪による断面の変形、および断面の変形に伴う波浪変形の相互作用を考慮した計算手法を提案した。
- 2) 提案した手法により計算された潜堤の断面形状と、実験により得られた断面形状の比較を行った。実験値との比較により、天端上での捨石の堆積位置がやや沖側になるもののがかなり良い一致が見られるケースもあったが、相対天端幅が短いケースにおいては天端高さの増加が強調されることが分かった。
- 3) トレーサの移動量について実験結果と計算結果の比較を行うことにより、計算においては法肩付近の捨石が移動しやすい傾向があることが分かった。実験結果の標準偏差内に入るケースもあったが、作用波力の算定や流速の計算方法にはまだまだ検討の余地が大きいことが示された。
- 4) 断面変形に伴う水理機能の変化については定量的な評価を行うには至らなかったが、断面変形が生じても急激な機能変化は見られない傾向は実験結果と一致した。

参考文献

- 荒木進歩・出口一郎 (1997) : 捨石防波堤の断面変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 531-535.
- 小田一紀・重松孝昌・氏本浩介 (1990) : DEM法とMAC法の併用による粒子群の沈降分散挙動のシミュレーション, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 759-763.

- 鹿島遼一・榊山 勉・清水琢三・関本恒浩・国栖広志・京谷 修 (1993) : 不規則波に対する消波ブロック被覆工の変形量評価式について, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 795-799.
- 木山英郎・藤村 尚 (1983) : カンドルの離散剛要素法を用いた岩質粒状体の重力流動の解析, 土木学会論文報告集, 第333号, pp. 137-146.
- 建設省河川局海岸課監修 (1992) : 人工リーフの設計の手引き, 全国海岸協会, 94p.
- 後藤仁志・酒井哲郎・富永圭司・豊田泰晴 (1994) : 変動波圧を受ける海底地盤の挙動の数値模擬への個別要素法の応用, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 596-600.
- 榊木 亨・柳 青魯 (1983) : 捨石防波堤の複合断面設計に関する基礎的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 361-365.
- 松見吉晴・泉 一幸 (1992) : 底開式バージによる投入捨石群の堆積形状に関する予測モデル, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 966-970.
- 田中敏嗣・石田俊哉・辻 裕 (1991) : 水平管内粒状体プラグ流の直接数値シミュレーション (付着力がない場合), 日本機械学会論文集 (B編), 57巻534号, pp. 456-463.
- 田中敏嗣・川口寿裕 (1996) : 離散要素法の基礎, 混相流レクチャーシリーズ第16回基礎から最前線まで, 日本混相流学会, pp. 27-39.
- 水谷法美・岩田好一朗・Teofile M. Rufin Jr. (1995) : 幅広潜堤の被覆材の耐波安定重量の算定法に関する研究 - 球状被覆材の場合 -, 土木学会論文集, 第503号/II-11, pp. 119-128.
- Cundall, P. A. and O. D. L. Strack (1979) : A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique* 29, No. 1, pp. 47-65.
- Hudson, R. Y. (1959) : Laboratory investigation of rubble-mound breakwater, *Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE*, Vol. 85, WW3, pp. 93-119.
- Kobayashi, N. and A. K. Otta (1987) : Hydraulic stability analysis of armor units, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 113, No. 2, pp. 171-186.
- Norton, P. A. and P. Holmes (1992) : Armour displacements on reshaping breakwaters, *Proc. of 23rd Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE*, pp. 1448-1460.

- Van der Meer, J. W. (1987) : Stability of breakwater armour layers - design formulae, Coastal Engineering, Vol. 11, pp. 219-239.
- Van der Meer, V. W. (1992) : Stability of the seaward slope of berm breakwaters, Coastal Engineering, Vol. 16, No. 2, pp. 205-234.
- Van Gent, M. R. A. (1996) : Numerical modelling of wave interaction with dynamically stable structures, Proc. of 25th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 1930-1943.
- Van Hijum, E and K. W. Pilarczyk (1982) : Equilibrium profile and longshore transport of coarse material under regular and irregular wave attack, Rijkswaterstaat, Delft Hydraulics publication No. 274.

第5章 合理的な捨石構造物の設計に向けて

5.1 緒言

前章までに、これまでは破壊とされてきた捨石構造物の変形を許容した設計法を確立するために、断面2次元の水理実験により種々の形態の断面変形および断面変形に伴う水理機能の変化を調べ、またこれらを予測するための数値計算手法を提案し、現象の傾向を十分に再現できることを確認した。そこで本章では、この手法を用いて、従来の設計法に見られる破壊の定義「被覆材の移動＝破壊」ではなく、構造物の持つ機能面から考えた「機能の低下＝破壊」を破壊の定義とする設計法の妥当性について検討していく。

このような変形を許容した設計法そのものについての研究は、比較的古くから行われている。伊藤ら(1966)は「真の安定性を評価するためには、不安定領域における構造物の挙動を把握することが不可欠」であるとし、混成堤直立部の滑動に対して期待滑動量の概念を提唱した。その後、堀川ら(1972)も期待滑動量に関する検討を行っているが、当時は波力の推定精度が十分でなかったため本格的に導入されるには至らなかった。これらの研究では、少々の断面変形が堤体の機能には影響を及ぼさないということを念頭に置いて進められているものの、肝心の断面変形による機能の変化については検討されていない。断面変形に伴う機能変化を検討した例としては、既述しているが、榎木ら(1983)が捨石防波堤の平衡断面形状をモデル化した複合断面の低反射性を、鹿島ら(1992)がすぐに避難することができない沖合人工島での人命尊重の立場から構造物の粘り強さを重視し、消波ブロック護岸の断面変形に伴う越波量の変化を検討しているなど、ごくわずかである。

また、設計法に関する別の問題点としては、設計変数は確定値ではなく、ばらつきを持った値であるが、その考慮が安全率や設計式における安定係数といった形でなされている。これらは半ば経験的に定められるものでもあり、設計に及ぼす影響の強い変数も、

及ぼす影響の小さい変数も、それらのばらつきがまとめて考慮されているため非常に不合理である。これは、設計に必要となるいくつかの予測手法のうち、どれか一つの精度が向上しても、全体としては精度向上の効果が反映されにくいことにもなる。この問題を解決する設計法としては信頼性設計法があげられる。信頼性設計法は、構造物の安定性に影響を及ぼす種々の不確実変数の持つばらつきを統計論を用いることで合理的かつ定量的に評価し、構造物の破壊確率を算定する設計法であり、その基礎となる信頼性理論の普及には Freudenthal が貢献している（例えば、Freudenthal *et al.*, 1966）。信頼性設計法では、所定の安全率を満足するように構造物の諸元を決定するのではなく、構造物の破壊確率を算定するため、同一条件に対して設計された構造物は同一の安全性の程度を持つような設計が可能である。

海岸構造物への信頼性理論の適用に関しては混成堤直立部の滑動を対象としたものが多く、外山 (1985) や鈴木 (1987) が滑動に影響を及ぼすパラメータの感度解析を行い、高山らは波浪変形計算や波力計算の推定誤差の評価 (1989) や、費用便益分析 (1994) も行っている。Franco *et al.* (1986) は Brindisi 港の捨石防波堤と混成堤の実設計に応用している。その他にも、長尾ら (1995)、下迫ら (1998)、合田ら (1999) の研究などがある。

混成堤直立部の滑動以外の海岸構造物への適用を試みた例としては、長尾ら (1997) が混成堤基礎地盤の支持力の安全性照査に適用し、また、大水深域の海洋構造物の範疇に属するが Bea (1997) が海底油田掘削のプラットフォームの設計に、また、干拓地などの低平地が国土の多くを占めるオランダやデンマークでは、高潮に対する海岸堤防の被災に対して Bakker and Vrijling (1980) が、高潮による浸水災害の発生に対して Ronold (1990) が適用している。捨石構造物に対しては、上述の Franco *et al.* (1986) のほか、異形ブロックを対象とした Mizumura *et al.* (1988) や半沢ら (1996a)、被覆ブロックを対象とした木村ら (1996) の研究のみであり、十分な検討がなされていない。特に、被覆材の安定条件については、Franco *et al.* (1986) は水理実験に基づいて、半沢ら (1996a) は実験式に基づいており、力学的な議論がなされていない。また、Mizumura *et al.* (1988) は摩擦係数が 0.5~0.6 の間に一様分布するとしており、やや現実とは異なると考えられる。

また、前章において個別要素法による断面変形の予測手法を提案したが、捨石の移動は static な力のつり合いから決まるのではなく、動的な外力とそれに対する捨石の動的な応答により決定される。現行の被覆材の安定重量算定公式には、当然のことながら動的な挙動の考慮はなされていない。

そこで本章では、まず現在用いられている潜堤被覆材の安定重量算定式の問題点を整理し、次に、これまで重点を置いてきた断面変形の許容のほかの問題点である、変数の

確率統計的変動性に目を向け、捨石の移動関わる変数のばらつきを調べ、捨石の初期移動に対して信頼性設計法を適用して捨石の移動確率を算定することを試みる。特に、これまであまり議論がなされていない、摩擦係数のばらつきを考慮した議論を行う。次に、前章で提案した断面変形予測手法に変数の不確実性を考慮して、潜堤のもつ性能の評価を行う設計法に向けての提案を行う。なお、混成堤の直立部に対しては、下迫ら (1998) が期待滑動量を用いることで、断面変形を考慮した設計法と信頼性設計法を組み合わせた設計法の提案を行っている。

5.2 従来の破壊の定義

5.2.1 現行の設計式

従来の破壊の定義についてはこれまでも述べてきたが、ここでもう一度、現在設計に用いられている主な式を以下にまとめる。

(a) Hudson 式

Hudson 式 (1959) は、斜面上の捨石に作用する抗力と捨石の重量および摩擦力のつり合いから得られた式である。この式は、元来天端が静水面上に出た捨石防波堤表層の被覆石の安定重量算定公式であって、前章から対象を絞っている潜堤に対する安定重量算定公式ではない。しかし、この Hudson 式はいくつかの問題点が指摘されているにもかかわらず、安定重量算定公式として広く用いられている。また、「人工リーフの設計の手引き」(1992) では、「異形ブロックを潜堤被覆材とする場合は Hudson 式より求まる値の 1.5 倍相当の重量を用いてもよい」とされている。

$$W \geq \frac{\rho_s g H^3}{K_D \{(\rho_s / \rho) - 1\}^3 \cot \beta} \quad (5.1)$$

式中の K_D は、被覆材の種類や積みかた、摩擦係数、かみ合わせの効果、入射波の特性など被覆材の安定性に関わる不確定要因をひとまとめにした係数であり、多くの研究者が K_D 値に関する実験結果を示してはいるものの、ばらつきが大きく、設計に用いる K_D は模型実験に基づいて定めることが必要とされている (港湾の施設の技術上の基準・同解説, 1989)。

(b) Brebner-Donnelly 式

Brebner-Donnelly 式 (1962) は、主として混成堤マウンド被覆材の安定重量算定式とし

て用いられているが、近年では、潜堤被覆材の安定性の検討にも適用した研究が中山 (1993)、半沢ら (1996b) によって行われている。

$$W \geq \frac{\rho_s g H^3}{N_s^3 \left\{ (\rho_s / \rho) - 1 \right\}^3} \quad (5.2)$$

この式は Hudson (1959) の論文中にも示されていることから、高橋 (1997) は「安定数を用いたハドソン式」と呼んでいる。また、式中の安定数 N_s を用いた捨石防波堤被覆石の安定重量算定式が Van der Meer (1987) によって提案されている。安定数 N_s は Hudson 式中の K_D と同様に模型実験に基づいて定めることが必要とされている。安定数 N_s と Hudson 式中の K_D との関係は次式で表される。

$$N_s = (K_D \cot \beta)^{1/3} \quad (5.3)$$

(c) 宇多らの式

人工リーフの設計の手引き (1992) には、宇多ら (1988, 1990) の研究に若干の修正を加えた次式が人工リーフ被覆材の安定重量算定式として示されている。

$$W = K_L \frac{\rho_s (R + \bar{\eta}_t)^3}{s^3 \cos^3 \phi} \quad (5.4)$$

$$K_L = S_n^3 f_u^6 K_V \quad (5.5)$$

ここに、 S_n は安定係数、 f_u は天端上の水粒子速度に関する無次元量、 K_V は体積係数である。この式は、捨石に作用する揚力と捨石の重量のつり合い条件をもとに、水理実験から安定条件を決定して得られた ($S_n=0.9$) ものであるが、実験条件が限られていたため適用範囲が次のように規定されている。

- ・ 天端水深 R : $R/H_o' > 1.0$ または $R < 0$
- ・ 法先水深 h : $H_o'/h > 1.5$
- ・ 天端水深と法先水深 : $R/H_o' < 0.1$ かつ $H_o'/h > 0.4$

5.2.2 問題点

先に述べたこれらの設計式は、いずれも被覆材間の摩擦係数や被覆材の形状の効果や、被害率や捨石の移動個数として表されるわずかな断面変形の考慮の度合いが一つの係数にまとめられている。また、波力は時間的に変化するがこれらの設計式はstaticな力のつ

り合いから導かれており、慣性力や波力に対する捨石の動的応答は考慮されていない。また、周期の影響も考慮されていない。さらに、ごくわずかな断面変形しか許容されていないだけでなく、設計基準以上の被覆材の移動が生じたときの構造物の挙動については全く考慮がなされていないため、構造物の崩壊時の挙動特性によっては急激な被害の拡大を招くおそれがある。それゆえ、これまでに幾度となく設計波高の引き上げが行われ、被覆材の移動を極力抑えようとしてきたと考えられる。しかし、自然の力は現代の科学をもってしても解き明かすことのできない部分があるのは避けられないことであるので、力に力に対抗するのは限界がある。したがって、構造物の変形を考慮に入れて設計を行うとする動きはごく自然な流れである。また、鹿島ら (1987) が提案しているように、設計条件内では変形を許容しないが、極めてまれにしか発生しない高波浪に対しては変形を許容することも現実的で有効である。

5.3 捨石の移動確率の算定

5.3.1 信頼性設計法について

本節では、変数の確率統計的変動性に目を向け、まず、捨石の初期移動に着目し移動確率の算定を試みる。現在の設計で用いられている安全率は経験的に定められたものであり、外力の発生確率や摩擦力のばらつき等の考慮がなされていないため、構造物の安全性の度合いを表しているとは言えない。しかし、信頼性設計法では破壊確率を算定するため、同一条件に対して設計された構造物は同一の安全性の程度を持つような設計が可能である。信頼性設計には3つのレベルがあり、レベル1は部分安全係数を用いた準確率論的な方法、レベル2は破壊を表現する性能関数の線形化や確率密度関数の単純化などを行ったのち、性能関数の平均値と標準偏差から得られる安全性指標 β により安全性を評価する方法、レベル3は破壊に関係するすべての変数の確率統計的な特性を把握して真の破壊確率を直接計算する方法である。

レベル1の手法は限界状態設計法に相当し、鉄筋コンクリートの部材設計として国内外で用いられている。外山 (1985)、鈴木 (1987) および Ronold (1990) は安全性指標 β を用いたレベル2の手法を、また、長尾ら (1995, 1997) はレベル1およびレベル2の手法による検討を行っている。すべての変数の確率統計的な特性を把握するという厳密な意味でのレベル3の手法が適用された研究例はほとんどないが、いくつかの変数のみの確率統計的特性を用いて破壊確率を算定するレベル3に準じた手法はその他の研究者らが行っている。

本研究においては、捨石の移動に関わる基本的な確率変数として、摩擦係数と捨石の

粒径の2つをとりあげて破壊確率を算定するレベル3に準じた手法を行う。特に、摩擦係数はこれまであまり議論のされていない変数であり、本研究では、簡易的な手法ではあるがかみ合わせの効果も含めて摩擦係数のばらつきを考慮する。作用波力については、耐用年数内に来襲する高波の不規則性に関しては極値分布を用い、一つの波群中の不規則性に関してはRayleigh分布を用いて考慮することができるが、ここでは規則波を中心として議論を行うため、ばらつきを考えず、確定値として取り扱う。

5.3.2 抵抗係数の測定

力学的な観点から捨石の移動を議論するためには、摩擦係数を与えることが必要となる。しかし、捨石の運動に対する抵抗力としては捨石間の摩擦力だけではなく、かみ合わせによる抵抗力も働く。そこで、両者を区別せず、ひとまとめにして抵抗力として評価することにした。

最大静止摩擦力 F_1 は垂直抗力 N_n に比例する形で次式で表されたとする。

$$F_1 = f_1 N_n \quad (5.6)$$

ここに、 f_1 は静止摩擦係数である。

一方、かみ合わせの抵抗自体は垂直抗力 N_n には依存せず、捨石の形状、石積みの整形の度合いの関数であると考えられるが、かみ合わせの抵抗力 F_2 も垂直抗力 N_n に比例すると仮定し、かみ合わせの抵抗力が次式で表されたとおいた。

$$F_2 = f_2 N_n \quad (5.7)$$

ここに、 f_2 はかみ合わせの抵抗による係数。

したがって、捨石の総抵抗力 F を次式で表すことができる。

$$F = F_1 + F_2 = (f_1 + f_2) N_n = f N_n \quad (5.8)$$

このように仮定することにより、図5.1のように捨石を貼り付けた平板を徐々に傾け、捨石が移動・転落し始める角度 β' を測定し、その正接をとることで抵抗係数 f を求めることができる ($f = \tan \beta'$)。また、これは凹凸のある捨石斜面上での抵抗を、凹凸のない一様なざらざらした斜面上での静止摩擦力に置き換えることも意味している。ここでは、

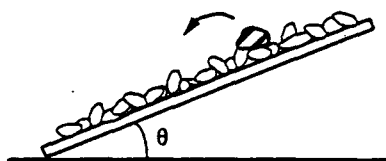


図 5.1 抵抗係数の測定方法

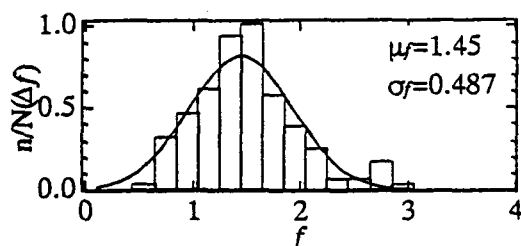


図 5.2 抵抗係数の頻度分布

かみ合わせの効果も含めた移動に対する抵抗という意味で f を抵抗係数と呼ぶことにする。

この方法で210回の試行を行い、図5.2に示す頻度分布を得た。横軸は抵抗係数の値、縦軸は出現頻度 n を全試行回数 N と横軸の区間幅 Δf で除した値である。 f の平均値 μ_f は1.45、標準偏差 σ_f は0.487で、 f の大きい領域への裾の広がりやや大きいが、正規分布を当てはめた。図中に正規分布曲線を実線で示す。

5.3.3 性能関数の設定

(a) Static モデル

性能関数は実際の現象を十分説明できるものでなければならないが、まず初めに、測定された抵抗係数 f をそのままの形で生かすために捨石を質点と考え、図5.3に示すように、捨石の運動を摩擦のある平板上での運動に置き換えて簡単なStaticな力のつり合いから性能関数を設定する。

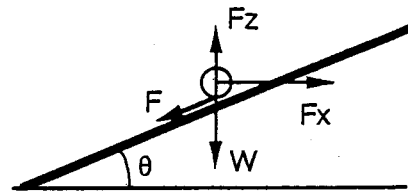


図5.3 Staticモデル

捨石の移動に関わる力は、かみ合わせの効果を含んだ摩擦力、波浪外力および捨石の重量である。外力は抗力のみとし、斜面方向の力のつり合いを考えることにより性能関数 Z を次式で表す。

$$Z = fN_n + k \frac{1}{6} \pi \rho_s g D^3 \sin \beta - (F_x \cos \beta + F_z \sin \beta) \quad (5.9)$$

ここに、 β は捨石斜面の勾配である。また、 k は捨石の運動方向を表す係数で、向岸方向移動のときは+1、離岸方向移動のときは-1をとる。また、 N_n は斜面からの垂直抗力、 F_x は水平方向波力でそれぞれ次式で表される。

$$N_n = \frac{1}{6} \pi \rho_s g D^3 \cos \beta + F_x \sin \beta - F_z \cos \beta \quad (5.10)$$

$$F_x = \frac{1}{2} C_D \rho_w U_{\max}^2 \cdot \frac{1}{4} \pi D^2 \quad (5.11)$$

ここに、 ρ_w は水の密度、 C_D は抗力係数、 U_{\max} は水平方向水粒子速度振幅である。

水平方向波力は隣接する捨石による遮蔽の影響を受けるが、ここでは遮蔽状況は考慮せずに抗力の算定を行った。また、鉛直方向波力 F_z は水平方向波力 F_x と同位相とし、 α を比例定数として次式を仮定した。

$$F_z = \alpha F_x \quad (5.12)$$

(b) 三球体モデル

第2章で用いた三球体モデルを用いて、動的応答を考慮した性能関数を設定することが可能である。基礎式となる運動方程式は同一であり、Rocking運動は移動には含めず、代表粒径 D_{50} に相当する変位 (x_{D50}) が生じたときに移動と判定するように次式で設定した。

$$Z = x_d - x_{D50} \quad (5.13)$$

ここに、 x_d は捨石の水平方向の変位量である。

5.3.4 計算手法

移動確率の算定は、モンテカルロ法により行った。抵抗係数 f と粒径 D は測定された分布形状を持つような正規乱数を発生させ、ある一組の f と D に対して $Z < 0$ であれば移動、 $Z > 0$ であれば移動せず、として捨石の移動確率を求めた。モンテカルロ法での計算における繰り返しの回数は安定な結果を得るために 10^4 回とした。また、抗力係数 C_D は潜堤上での波力測定を行った水谷ら (1991) にしたがって 0.7 とした。

また、三球体モデルには、かみ合わせの効果を含んだ抵抗係数をそのまま取り入れることはできない。そこで、抵抗係数の測定方法に基づいて次のように転がり摩擦係数を決定した。測定された分布形状に従って発生させた粒径を持つ上部、下部捨石に対して、上部捨石が転落を始めるまで斜面勾配 β を増加させる試行を繰り返し（転落する角度を β' とする）、その角度の正接 $\tan\beta'$ が抵抗係数の平均値 1.45 に等しくなるように、静止転がり摩擦係数の値を決定した（この段階では、静止転がり摩擦係数のばらつきを考えていない）。さらに、静止転がり摩擦係数が正規分布すると仮定して、 $\tan\beta'$ の標準偏差が抵抗係数の標準偏差 0.487 に等しくなるように静止転がり摩擦係数の標準偏差を決定した。

以上のようにして得られた転がり静止摩擦係数の平均値は 0.43、標準偏差は 0.145 である。また、三球体モデルにおいては、上部捨石の初期移動は静止転がり摩擦係数に大きく影響を受けるため、静止転がり摩擦係数のみを確率変数とし、その他の摩擦係数については確定値とした。

5.3.5 計算結果

まず計算結果の検証のために、第2章で行った水理実験の際に同時に測定しておいたトレーサーの移動状況との比較を行った。図5.4に、相対天端幅 $B/L=0.505$ 、相対天端水深 $R/H=0.345$ のケースにおいて、200波入射後のトレーサーの移動状況を初期配置と併

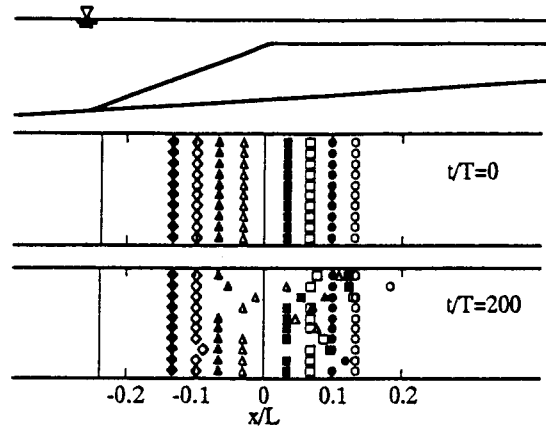


図 5.4 トレーサーの初期配置と移動状況 ($B/L=0.505$, $R/H=0.345$)

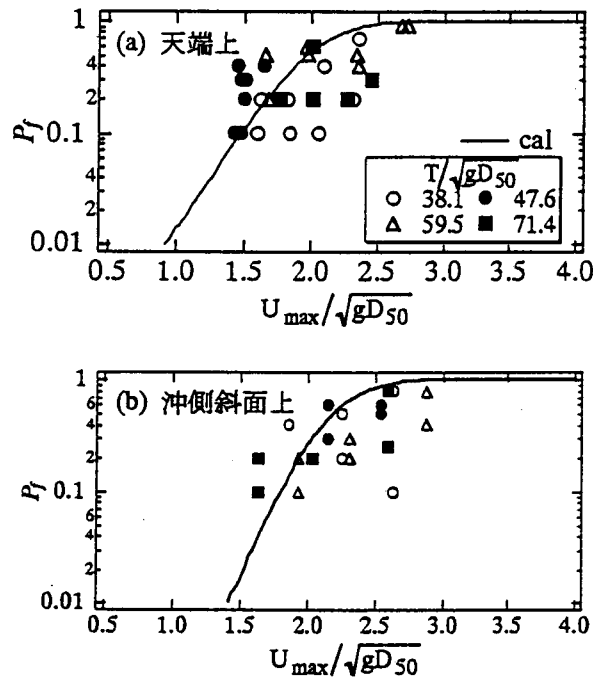


図 5.5 移動確率の実験結果と計算結果の比較

せて示す。トレーサーは岸沖方向同一地点の水槽横断方向に10個配置した。別途行った流速測定実験では、表層の捨石が移動しないように金網で堤体表面を覆った。測定された水粒子速度振幅を外力として式 (5.11) に代入し、式 (5.9) および (5.10) から Static モデルによる捨石の移動確率を算定した。

図 5.5 に実験結果と計算結果の比較を示す。(a) が天端上、(b) が沖側斜面上での比較である。移動確率の実験値は、岸沖方向の同一地点に配置した10個トレーサーのうち、200波入射後までの間に移動したトレーサーの割合とした。沖側斜面上では、実験ケースにより離岸方向に移動する捨石も若干あったが、移動したトレーサーについて見てみ

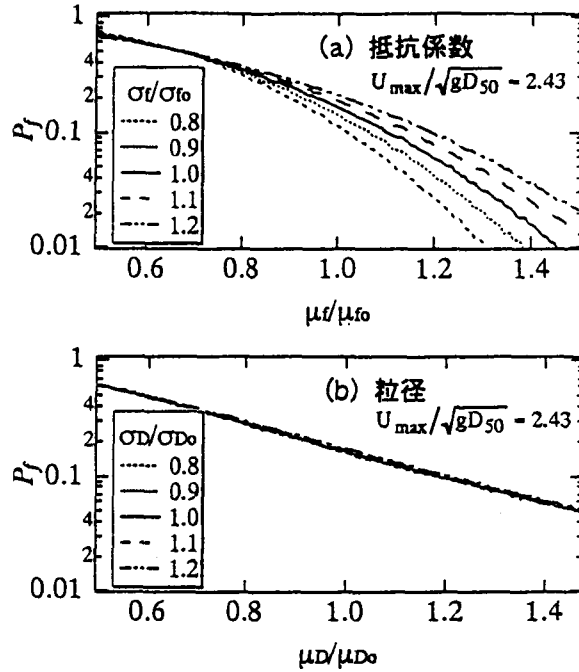


図 5.6 確率変数が移動確率に及ぼす影響

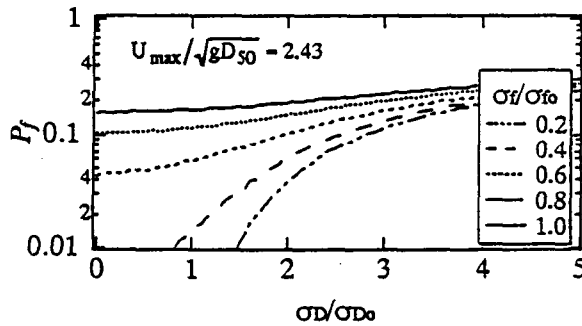


図 5.7 粒径の標準偏差が移動確率に及ぼす影響

ると、ほぼすべてが向岸方向に移動したので式 (5.9) の係数 k は 1 として計算を行った。また、天端上では鉛直方向波力を 0、すなわち $\alpha=0$ とし、沖側斜面上では合成波力が斜面方向に作用するように $\alpha=0.33$ とした。実験結果のばらつきは大きいですが、計算値は天端上、沖側斜面上ともにほぼ実験値の平均を与えている。

確率変数が移動確率に及ぼす影響を図 5.6 に示す。図中の添字 o は測定された碎石の値であることを示す。(a) は抵抗係数の平均値及び標準偏差が及ぼす影響を表しており、平均値の増加に伴って移動確率 P_f が減少し、また標準偏差の減少に伴って P_f が減少している。(b) は粒径の平均値及び標準偏差が及ぼす影響を表しており、平均値の増加とともに P_f は減少するが、標準偏差の変動による P_f の変化はほとんど見られない。測定された粒径の標準偏差は $\sigma_{D_o}=0.172\text{cm}$ で、変動係数は $\sigma_{D_o}/\mu_{D_o}=0.115$ である。一方、測定され

た抵抗係数の標準偏差は $\sigma_{\sigma_0}=0.487$ で、変動係数は $\sigma_{\sigma_0}/\mu_{\sigma_0}=0.336$ である。このように、粒径の変動係数は抵抗係数の変動係数の約 1/3 と小さいため、 P_f の計算は変動係数の大きい抵抗係数に影響され、粒径のばらつきの影響は計算結果に現れにくくなっていると考えられる。

このことを明らかにするために、図 5.7 に粒径の標準偏差 σ_D が移動確率 P_f に及ぼす影響を示す。測定された抵抗係数の値 $\sigma/\sigma_0=1.0$ の場合は、 σ_D の変動に対して P_f はほとんど変化しないが、 σ_D が小さくなるにつれて、すなわち、抵抗係数の変動係数が小さくなるにつれて σ_D の及ぼす影響が大きくなっていくことが分かる。

次に、三球体モデルによる捨石の移動確率と Static モデルとの比較を図 5.8 に示す。天端上の捨石を対象とした計算結果で、横軸は水粒子速度の無次元量である。荒木ら (1999) は、三球体モデルによる捨石の移動確率の計算において正弦的に変化する波力を仮定していたが、ここでは第 3 章で示した Boussinesq 方程式に基づく波浪変形計算に、本実験で用いた潜堤諸元を適用することで得られる流速波形を与えて計算を行った。また、それに伴い慣性力の考慮も行った。図中には、比較のために、式 (5.2) および式 (5.4) から計算される限界値が示されている。式 (5.2) については、規則波実験において捨石が移動し始める限界を目視観察により行い、そのときの限界波高を基に、波浪変形計算から求まる天端上の沖側法肩付近の最大流速振幅の無次元量を計算した。式 (5.4) については、実験に用いた碎石の重量から限界波高を逆算し、波浪変形計算により天端上の沖側法肩付近の最大流速振幅の無次元量を計算した。安定係数 S_s は人工リーフ設計の手引き (1992) に従い、 $S_s=0.9$ とした。また、図中 F_D は抗力項のみの考慮を、 F_D+F_I は抗力項と慣性力項の考慮を表す。三球体モデルによる計算結果は Static モデルによる計算結果と同様の傾向を示しているので、static モデルと同様に実験結果の傾向を再現できていると考えられるが、抗力項のみを考慮した場合はやや小さな値を算定している。これは、動的応答を反映した効果であると考えられる。すなわち、static な安定限界を上回っ

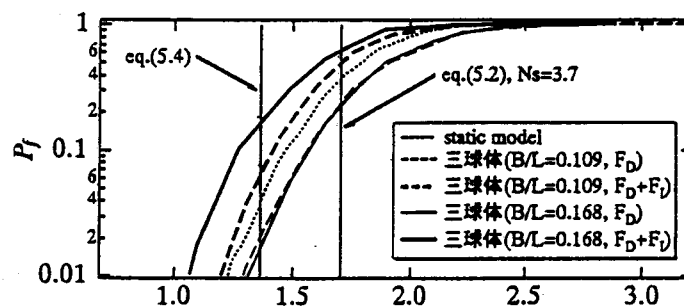


図 5.8 三球体モデルと Static モデルとの比較

でも、すぐに捨石が転落するわけではないことを意味している。ただし、入射波の周期による違いは見られない。抗力項と慣性力項を考慮した場合は、staticモデルによる移動確率よりも大きく算定される。また、入射波周期が短いほうが流速の時間変化が大きく、慣性力項の寄与が大きくなるため、移動確率がより大きく算定される。従来から指摘されているが、現行の設計式による限界値には周期の影響が含まれていないため、波高により一つの値が決定され危険側の設計になり得ることもわかる。

5.3.6 個別要素法への確率変数の導入

個別要素法による断面変形計算への確率変数の導入のために、三球体モデルにより捨石の移動量の平均値に及ぼす粒径および摩擦係数のばらつきの影響を検討した。図5.9に、三球体モデルにおいて、天端上に置かれた捨石が5周期内に移動する移動量の平均値を代表粒径 D_{50} で無次元化したものに及ぼす確率変数の影響を調べたものである。ここでは、捨石の初期移動を議論するのではなく、捨石が明瞭に移動する領域での議論を行うために、外力は一様流を仮定し、流速無次元量 $U_{max}/\sqrt{gD_{50}}=2.43$ を与えた。(a) は転がり摩擦係数による影響、(b) は粒径による影響を調べたものである。転がり摩擦係数は、本来は回転開始時に重要となる静止転がり摩擦係数ではなく、運動転がり摩擦係数であるが、ここでは簡単のため、運動転がり摩擦係数は静止転がり摩擦係数と同一の平

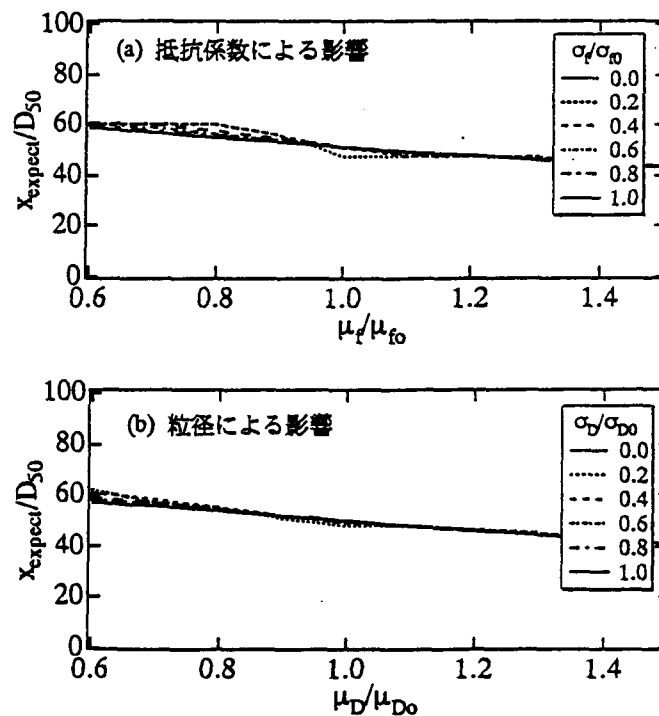


図 5.9 捨石の移動量の平均値に及ぼす確率変数の影響

均値および同一の標準偏差を持つものと仮定した。(a)においては、摩擦係数の平均値が大きくなるほど球体の運動が抑制され、移動量の期待値は減少するが、転がり摩擦係数の平均値に関わらず転がり摩擦係数の標準偏差にはほとんど影響を受けていないことが分かる。また、(b)においては、粒径の平均値が大きくなるほど球体の重量が増加して移動量の期待値が減少するが、粒径の平均値に関わらず粒径の標準偏差にはほとんど影響を受けていないことが分かる。これは、異なる転がり摩擦係数及び粒径を持つ捨石上をいくつも移動していくことから、ばらつきの影響が平均化されていると考えられる。

このことから、個別要素法において堤体の大変形を取り扱う上では、転がり摩擦係数及び粒径のばらつきの考慮はそれほど重要ではないと考えられる。したがって、個別要素法の計算には、粒径のばらつきは第4章の時点で考慮していたのでそのまま組み込んでおくこととし、転がり摩擦係数のばらつきの考慮は行わないことにする。なお、図5.9のように、水平な天端上を捨石が移動する場合は粒径のばらつきの考慮も不要であると考えられるが、第4章第3節(図4.7)においても述べたが、階段状に配置された捨石斜面において上段に移動する(岸向きに移動する)ことを考えると、移動のためのエネルギーが多く必要となるので向岸方向の捨石移動が起こりにくくなり、離岸方向の捨石移動が卓越しがちになる。したがって、粒径のばらつきは、捨石単体の移動という観点からではなく、堤体全体の断面変形という観点から判断して考慮すべきである。

次節ではこの個別要素法による断面変形予測手法を用いた計算結果による検討を行う。

5.4 断面変形を考慮した設計に向けて

5.4.1 性能設計と基準値

従来の設計法では、わずかの被覆材の移動は許容するものの、基本的には「被覆材の移動」が破壊とされてきた。この破壊基準は、構造物が持っている機能の変化を考慮したものではなく、非常に不合理なものであること、またそれゆえに、破壊は構造物の機能面と結びつけて考えるべきものであることは何度も述べてきた。近年では、海岸工学の分野においても構造物の持つ性能を明確にして設計を行う「性能設計」が盛んに叫ばれている(例えば、高橋, 1999)。ここで、性能は「機能を提供する能力」と解釈される。本研究は、断面変形に伴う水理機能変化の把握を目的としており性能設計の考え方と基本的に一致するので、潜堤の持つ性能について考えると、要求される値以下の透過率を提供する能力が性能の一つであり、また、静水面下に没した構造物であるため、良好な景観を提供する能力(過大な変形を抑えること)も性能の一つと考えることもできる。前者の性能だけに着目すると、種々の要因(例えば、断面の変形)による透過率の

変化を調べ、どの程度の外力が作用するまでは必要とされる透過率の値を維持できる、ということを示すことが性能設計であり、後者の性能だけに着目すると、種々の外力の作用下における断面の変形を調べ、どの程度の外力が作用するまでは景観上必要とされる断面形状を保つことができる、ということを示すことが性能設計であると考えられる。構造物の持つ機能あるいは性能は多種多様であり、構造物の設置される主目的、構造物の重要度、後背地への人口・財産等の集積状況などから、支配的となる機能あるいは性能およびその基準値(許容値)を明示していくことが望ましいと考えられる。先にも少し触れたが、潜堤の持つ主な機能について以下に列挙してみる。

- ・ 透過波浪の制御
- ・ 堆砂促進
- ・ 堤内外の海水交換の促進
- ・ 天端上の船舶航行
- ・ 背後の静穏域でのレジャー等への有効利用
- ・ 後背地への越波の防止
- ・ 離岸方向漂砂の抑制
- ・ 良好な景観の維持
- ・ 反射波の抑制

ここにあげたものは、透過波浪を抑制することで越波を防止する、というように相互に関連を持ったものも含めている。これらの機能のうち、重要かつ支配的なものを選定して基準値を定め、それらを提供できるような堤体構造を設計する必要がある。許容値の設定については、工学的な面だけでなく経済的、社会的な面からも議論する必要があるため、ここではこれ以上の言及は避ける。

本研究で提案した波浪変形計算からの堤体断面変形計算手法は、越波量や漂砂移動などの直接的な評価はできないが、基本的にはこれらの項目を検討することは可能であり、有力なツールになると考えられる。ただし、基礎地盤の洗掘や液状化などの海底地盤との相互作用が堤体高さの減少をもたらす原因の一つであると報告されている(鹿島ら, 1986; 五明ら, 1995)が、現段階においては、これらについては全く考慮できていない。基礎地盤との相互作用を考慮することは今後の大きな課題である。

この計算手法を用いて次に検討を行う。

5.4.2 検討例

ここでは、変形後の断面に別の諸元を持つ波浪を入射させ、変形した断面がどのような挙動を示すかを計算例により示す。本検討においては、天端高さが静水面よりも上に現れたときを破壊と判断することにする。もちろん、その他の破壊の基準を設定して検討を行うことが可能であるが、ここで用いた基準はあくまでも便宜上のものであり、景観上の面を考慮したこと、および計算上の面から設定したものである。なお、以降の計算例では、断面変形に伴う反射率および透過率の変化は示さないが、天端が静水面上に

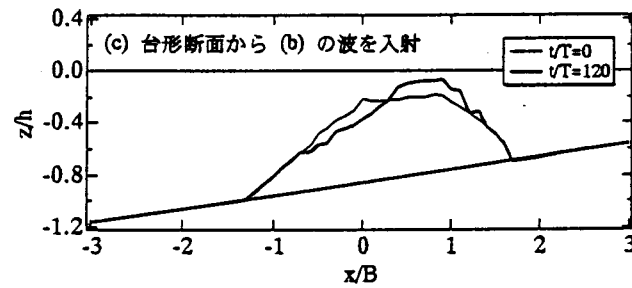
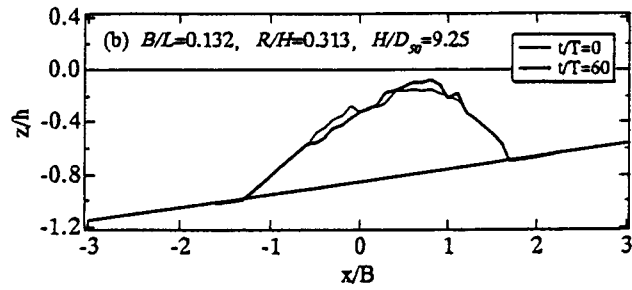
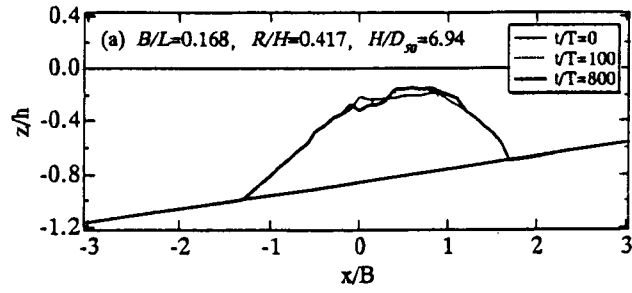


図 5.10 変形断面からの断面変形 (その1)

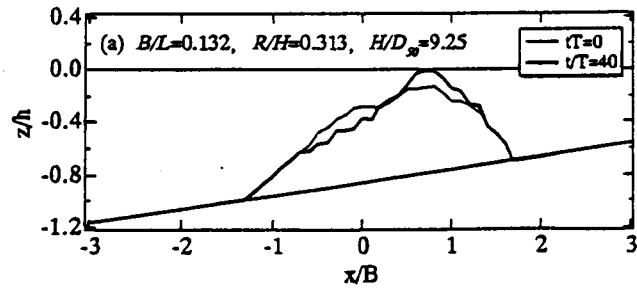
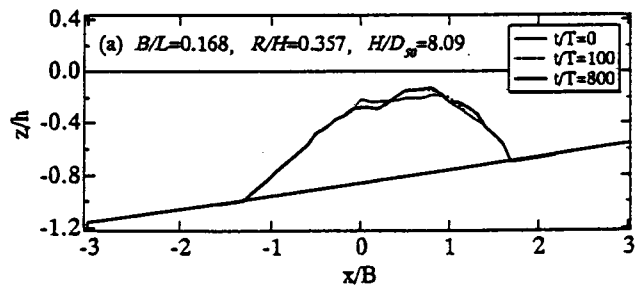


図 5.11 変形断面からの断面変形 (その2)

現れる直前までは初期断面におけるそれらの値と有為な差は見られないことを付け加えておく。

図 5.10 に、相対天端幅 $B/L=0.168$ 、相対天端水深 $R/H=0.417$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=6.94$ で表される堤体諸元および入射波諸元（入射波 (i)）で 800 波入射させた後の断面形状（図 5.10 (a)）、その変形断面に対して、入射波高および入射波周期を変化させ、相対天端幅 $B/L=0.132$ （変形前の初期断面における天端幅 B による値）、相対天端水深 $R/H=0.313$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=9.25$ で表される入射波（入射波 (ii)）を作用させたときの断面形状（図 5.10 (b)）を示す。入射波周期の違いにより相対的な断面の大きさが変化することを防ぐために、この図においてのみ横軸は波長ではなく初期の堤体天端幅 B で無次元化している。また、図 5.10 (b) においては、入射波 (i) による平衡断面を初期断面として表示している。入射波 (i) により法肩の捨石が向岸方向移動し、天端後方から岸側斜面に堆積した。この断面変形は 100 波入射後までにはほぼ終了し、平衡状態に達した。その後の入射波 (ii) による断面変形は急速に進行し、天端高さが増加を始めた。図 5.10 (b) には入射波 (ii) の 60 波入射後の断面形状が示されているが、この後、数波の入射後に天端が静水面上に現れた。図 5.10 (c) には、入射波 (ii) を初期断面から作用させたときの断面形状を示す。同様に、天端高さが増加を始めて静水面にまで達しており、このときの断面形状は図 5.10 (b) と似通っている。しかし、天端が静水面に達するまでには 120 波を要している。

図 5.11 は、図 5.10 の計算例と同一の堤体に、入射波 (i)（相対天端幅 $B/L=0.168$ 、相対天端水深 $R/H=0.357$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=8.09$ ）を 800 波入射させた後の断面形状（図 5.11 (a)）、その変形断面に対して、入射波 (ii)（相対天端幅 $B/L=0.132$ 、相対天端水深 $R/H=0.313$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=9.25$ ）を作用させたときの断面形状（図 5.11 (b)）を示している。入射波 (ii) の諸元は、図 5.10 の計算例で用いた入射波 (ii) の諸元と同一である。入射波 (i) により向岸方向の捨石移動が生じ、法肩付近が侵食域となり天端後方から岸側斜面に捨石の堆積が見られる。図 5.10 (a) の場合と同様に、この断面変形は 100 波入射後までにはほぼ終了し、平衡状態に達した。その後の入射波 (ii) による断面変形は急速に進行し、天端高さが増加を始めるが、図 5.11 (b) に示すように 40 波入射後の数波で天端高さが静水面上に現れた。

図 5.12 は、上記 2 つの計算例と同一の堤体に、入射波 (i)（相対天端幅 $B/L=0.168$ 、相対天端水深 $R/H=0.313$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=9.25$ ）を 800 波入射させた後の断面形状（図 5.12 (a)）、その変形断面に対して、入射波 (ii)（相対天端幅 $B/L=0.131$ 、相対天端水深 $R/H=0.313$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=9.25$ ）を作用させたときの断面形状（図 5.12 (b)）を示している。ここでも、入射波 (ii) の諸元は上記 2 つの計算例で用いた入射波 (ii) の諸元と同

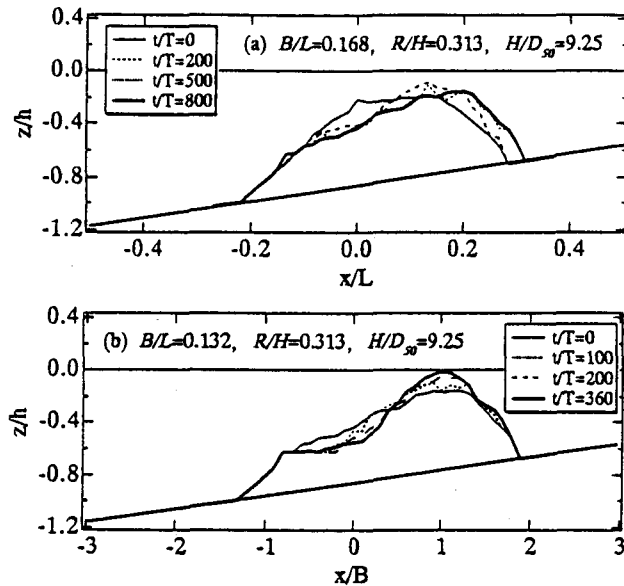


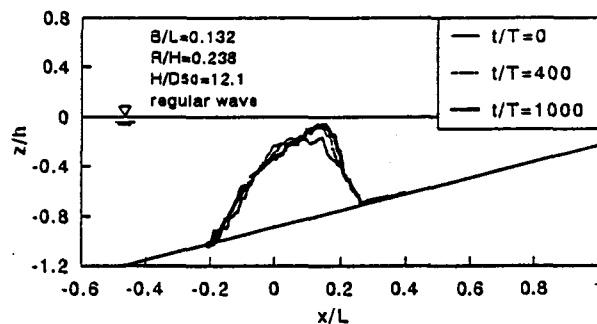
図 5.12 変形断面からの断面変形 (その 3)

一である。入射波 (i) による断面変形は作用波数の増加とともに進行し、法肩付近の捨石が向岸方向移動による天端高さの増加を経て、それらの捨石が堤体背後の岸側斜面上に堆積しており、800 波入射後の断面においては、天端高さは初期断面とほぼ同一である。500 波入射後からは変形の手は非常に小さくなっており、断面変形はほぼ収束している。その後、入射波 (ii) の作用により沖側斜面がさらに侵食され、天端高さが増加し、図 5.12 (b) に示すように 400 波近い入射で天端が静水面上に現れた。図 5.10 (c) に示す入射波 (ii) を初期断面から作用させたときの断面形状と比較すると、天端が静水面に達する直前の断面形状は図 5.12 (b) と比較すると大きく異なっている。

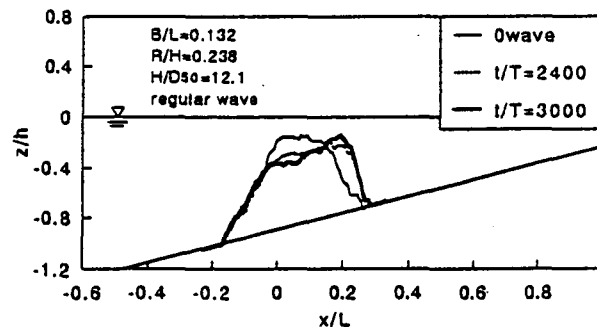
図 5.10 から図 5.12 までの計算例から、断面変形は波浪作用前の断面形状の影響を受けること、また、ここで設定した「天端が静水面上に現れる」という破壊基準に対しては、破壊に至るまでの作用波数も波浪作用前の断面形状に影響を受けることが分かる。特に、図 5.10 および図 5.11 のケースにおける変形後の断面から破壊に至るまでの入射波 (ii) の作用波数は、初期断面時から破壊に至るまでの入射波 (ii) の作用波数よりも少ないのに対し、図 5.12 のケースにおける変形後の断面から破壊に至るまでの入射波 (ii) の作用波数は、初期断面時から破壊に至るまでの入射波 (ii) の作用波数の 3 倍以上となっている。したがって、ここで設定した破壊基準の範囲内では、断面変形が進行するほど破壊基準に近づいていくわけではなく、来襲する入射波の特性によっては、より粘りのある断面形状になっていることがあると言える。ただし、これはここで設定した破壊基準のみを考えた場合の検討であり、天端上を船舶が航行するような場合では、天端高さの増加すなわち天端水深の減少に対する基準値は厳しく設定されるであろう。したがって、天端

高さが増加したものの静水面上にまでは現れなかった図 5.12 (a) のケースは、200 波入射の時点ですでに破壊と判断されているかもしれない。また、天端上は船舶が航行せず、天端高さの増加に対する基準が厳しくなくても、このケースでは初期断面から天端の位置が岸側に大きく後退しているの付近を航行する船舶に対して危険であり、必ずしも許容されるものではない。

本計算手法は、入射波の周期が長くなり相対天端幅が小さくなると、天端高さの増加が強調される傾向のあることが第 4 章において分かっているの、ここで行った検討のうち、入射波 (ii) による計算結果の再現性はあまり良くないと思われる。しかし、同一条件ではないものの、実験結果からは次のように同様の傾向が見られる。図 5.13 (a) に、第 2 章図 2.13 (a) に示した潜堤断面形状を再掲する。このケースは相対天端幅 $B/L=0.132$ 、相対天端水深 $R/H=0.238$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=12.1$ で示される堤体条件および入射波条件で、初期の台形断面から入射波を作用させたときの断面形状である。一方、図 5.13 (b) は、第 2 章 4 節で議論した天端の変形量を見るために波高を徐々に大きくしていったときの断面形状で、同一波高の入射波を 600 波作用させた後、もとの台形断面には整形せずに、より大きな波高を持つ次の段階の入射波を作用させた。図では $t/T=2400$



(a) 台形断面から作用させた場合



(b) すでに変形した断面から作用させた場合

図 5.13 断面変形形状の初期断面依存性

から 3000 の間で (a) と同様の入射波を作用させている。 $t/T=2400$ 以前は、相対天端幅 $B/L=0.132$ 、相対天端水深 $R/H=0.275$ 、波高粒径比 $H/D_{50}=10.5$ で表される入射波を 600 波、それ以前はさらに波高の小さい波を作用させており、すでに天端が後退している。初期の台形断面から上記の入射波を作用させた (a) では、600 波入射後の断面は示されていないが、400 波入射後ではほぼ平衡断面に達していると考えられる。この断面からは、天端はあまり後退せずに天端高さの増加が見られるのに対し、(b) では初期断面における天端高さからの変化はあまり見られず、天端高さの増加の時間変化率が小さくなっており、ここに示した計算結果の傾向と一致している。

5.5 結言

本章では、現在用いられている被覆材の安定重量算定式の問題点をもう一度整理し、捨石構造物の設計に関わる問題点として、断面変形が考慮されていないことのほかに、変数のばらつきが考慮されていないことをとりあげ、捨石の初期移動に関して信頼性設計法を適用し、移動確率の算定を行った。さらに、前章で提案した個別要素法による断面変形予測計算に、捨石の移動に関わる変数の不確実性に関する検討を加えることにより、計算手法の信頼性を高めた。さらに、この手法を用いることで、捨石潜堤のもつ様々な性能を評価することができ、施工目的や構造物の重要度に応じて要求される性能を明示した設計（性能設計）を行うことも可能であることを示した。

本章で得られた主要な結果を以下に要約する。

- 1) 捨石の初期移動に影響を及ぼす確率変数として、かみ合わせの効果も含めた抵抗係数と捨石の粒径の 2 つをとりあげ、信頼性理論を用いて移動確率の算定を行った。その結果、捨石の移動確率に及ぼす影響は抵抗係数のほうが大きいことがわかった。
- 2) 三球体モデルから性能関数を設定することで、動的応答を考慮した移動確率を算定した。抗力のみでの考慮では static モデルと比較して移動確率が小さく算定されたが、慣性力を考慮すると、移動確率が大きく算定され、周期の影響が見られることがわかった。
- 3) 抵抗係数は捨石の初期移動には大きく影響を及ぼすが、移動距離の期待値に及ぼすばらつきの影響は小さいことがわかった。したがって、捨石の大きな変位を計

算する個別要素法による断面変形計算では特別に考慮しなくても、その効果が含まれることを確認した。

- 4) 断面変形に伴う透過率および反射率の有意な変化は見られなかったため、「天端が静水面上には現れない」という破壊基準を仮定して断面変形計算を行った。その結果、断面の変形が進行するほど破壊基準に近づいていくわけではなく、来襲する入射波の特性によっては、より粘りのある断面形状になっていることがあることがわかった。ただし、これについては、性能あるいは機能の基準値（許容値）の妥当性に関する議論が必要である。

参考文献

荒木進歩・藤原由康・出口一郎 (1999) : 確率論的手法を用いた人工リーフ被覆石の安定性の検討, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 901-905.

伊藤喜行・藤島 睦・北谷高雄 (1966) : 防波堤の安定性に関する研究, 港湾技術研究所報告, Vol. 5, No. 14, 134p.

宇多高明・小俣 篤・横山揚久 (1988) : 人工リーフの機能と設計法, 土木研究所資料, 第 2696 号, 79p.

宇多高明・小俣 篤・斎藤友伸 (1990) 人工リーフ被覆材の所要重量算定法, 土木研究所資料, 第 2893 号, 48p.

運輸省港湾局監修 (1989) : 港湾の施設の技術上の基準・同解説, 日本港湾協会, pp. 132-135

鹿島遼一・今泉正次・戸田泰和 (1986) : 被災事例から見た防波堤・防波護岸の波浪被災特性, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 626-630.

鹿島遼一・榊山 勉・松山昌史・関本恒浩・京谷 修 (1992) : 安定限界を越える波浪に対する消波工の変形と防波機能の変化について, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 671-675.

木村 晃・小林一光・佐藤弘和 (1996) : 人工リーフ被覆ブロックの被災確率について,

海岸工学論文集, 第 43 卷, pp. 816-820.

建設省河川局海岸課監修 (1992): 人工リーフの設計の手引き, 全国海岸協会, 94p.

合田良実・高木泰士 (1999): 信頼性設計法におけるケーソン防波堤設計波高の再現期間の設定, 海岸工学論文集, 第 46 卷, pp. 921-925.

五明美智男・堺 和彦・高山知司・寺内 潔・高橋重雄 (1995): 消波ブロック被覆堤のブロックの安定性に関する現状調査, 海岸工学論文集, 第 42 卷, pp. 901-905.

榎木 亨・柳 青魯 (1983): 捨石防波堤の複合断面設計に関する基礎的研究, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 361-365.

下迫健一郎・高橋重雄・高山知司・谷本勝利 (1998): 変形を許容した混成堤防波堤の新設計法の提案 - 期待滑動量を用いた信頼性設計法 -, 海岸工学論文集, 第 45 卷, pp. 801-805.

鈴木慎也 (1987): 信頼性理論の防波堤滑動安定性への適用 (その 2), 港湾技研資料, No. 582, pp. 1-37.

高橋重雄 (1997): ブロックはなぜ動く - 被覆石や消波ブロックに働く波力と安定性 -, 波となぎさ, 第 135 号, Autumn, pp. 45-49.

高橋重雄 (1999): 港湾施設の新しい耐波設計法の枠組み - 性能設計としての防波堤直立部の変形を考慮した信頼性設計 -, 第 46 回海岸工学講演会前日シンポジウム発表資料, pp. 1-9.

高山知司 (1989): 信頼性理論による防波堤滑動の安定性に関する検討, 海岸工学論文集, 第 36 卷, pp. 673-677.

高山知司・鈴木康正・河合弘泰・藤咲秀可 (1994): 防波堤の信頼性設計に向けて, 港湾技研資料, No. 785, pp. 1-36.

外山進一 (1985): 信頼性理論の防波堤滑動安定性への適用, 港湾技研資料, No. 540, pp. 1-49.

中山哲巖 (1993): 人工リーフの水理特性及び被覆材の安定性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 40 卷, pp. 816-820.

長尾 毅・門脇陽治・寺内 潔 (1995): 信頼性設計法による防波堤の全体系安全性 (第

1 報) ～滑動安全性に関する検討～, 港湾技術研究所報告, Vol. 34, No. 1, pp. 39-70.

長尾 毅・門脇陽治・土田 孝・寺内 潔 (1997) : 信頼性設計法による防波堤の全体系安全性 (第 2 報) ～支持力安全性に関する検討～, 港湾技術研究所報告, Vol. 36, No. 1, pp. 25-57.

半沢 稔・高橋重雄・下迫健一郎 (1996a) : モンテカルロ法を用いた消波ブロックの期待被災度の計算, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 796-800.

半沢 稔・周 遠強・杉浦 淳・佐藤弘和 (1996b) : 消波ブロックを用いた人工リーフの機能・安定性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 821-825.

堀川清司・小沢保臣・高橋邦夫 (1972) : 高基混成堤直立部の期待滑動量について, 第 19 回海岸工学講演会論文集, pp. 351-356.

水谷法美・岩田好一朗・Teofile Monge Rufin, Jr.・倉田克彦 (1991) : 幅広潜堤上の被覆材に作用する波力の特性と移動限界に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 591-595.

Bakker, W. T. and J. K. Vrijling (1980) : Probabilistic design of sea defences, Proc. of 17th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 2040-2059.

Bea, R. G. (1997) : Life cycle reliability & risk characteristics of minimum structures, Proc. of the Offshore Technology Conference

Brebner, A. and D. Donnelly (1962) : Laboratory study of rubble foundation for vertical breakwater, Proc. of 8th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 408-429.

Franco, L., A. Lamberti, A. Noli and U. Tomasicchio (1986) : Evaluation of risk applied to the designed breakwater of Punta Riso at Brindisi, Italy, Coastal Engineering, Vol. 10, pp. 169-191.

Freudenthal, A. M., J. M. Garrelts and M. Shinozuka (1966) : The analysis of structural safety, Journal of the Structural Division, ASCE, Vol. 92, ST1, pp. 267-325.

Hudson, R. Y. (1959) : Laboratory Investigation of rubble-mound breakwater, Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE, Vol. 85, WW3, pp. 93-119.

Mizumura, K., M. Yamamoto, T. Endo and N. Shiraishi (1988) : Reliability analysis of rubble-

mound breakwaters, Proc. of 21st Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 2053-2062.

Ronold, K. O. (1990) : Reliability analysis of a coastal dike, Coastal Engineering, Vol. 14, pp. 43-56.

Van der Meer, J. W. (1987) : Stability of breakwater armour layers - design formulae, Coastal Engineering, Vol. 11, pp. 219-239.

第6章 結論

本研究では、断面変形を許容した捨石構造物の設計法を確立するために、捨石構造物の断面変形の特性と、断面変形に伴う水理機能の変化を水理実験により明らかにし、個別要素法を用いて捨石構造物の断面変形を予測する手法を提案した。さらに、変数のばらつきについても検討を加え、捨石の移動に関して確率論的な検討も行った。

本章では、本研究で得られた主要な結果を要約し、全体的を通しての総括、本研究で残された問題点および今後の課題を述べて、本論文の結論とする。

本研究の各章で得られた結果を以下に示す。

第1章では、本研究の背景および目的を述べて本研究の意義および方向性を示すとともに、本論文の構成と各章の概要を示した。

第2章では、これまでに十分に明らかにされていない断面変形に伴う水理機能の変化について検討するために、捨石防波堤および捨石潜堤を対象とした水理実験を行い、断面変形形状についての検討、また、断面変形に伴う機能変化についての検討を行った。その結果、堤体の天端高さが静水面下から静水面、静水面よりも上と変化するにつれて捨石の移動方向が向岸方向から離岸方向に変化すること、潜堤において天端幅が長いと断面変形により天端が静水面よりも上に現れるので、潜堤の最も重要な機能のひとつと考えられる透過率は断面の変形に伴い向上することはあっても悪化することはないこと、coreを設けた構造形式においては被覆材が散乱してもcoreが一気に流出することはないこと、断面変形に伴う機能変化もわずかであることを示した。

第3章では、断面変形を予測する上で重要となる波力の算定法についての検討を行うために、捨石防波堤斜面上の波力を水理実験により測定し、静水面付近で見られる衝撃的な波力の特性を中心に議論し、Morison式型の波力と衝撃波力に分けて算定すること

を試みた。また、Morison 式型の波力を算定するために必要となる捨石構造物周辺の流速の計算に Bousinessq 方程式の適用を試みた。その結果、衝撃波力は碎波帯相似パラメータが大きいほど大きくなる傾向があること、測定された流速と Morison 式から算定される波力はまずまずの精度の再現性があること、衝撃波力は波面の角度の把握などの問題はあるものの付加質量の時間変化に基づく方法での算定が可能であることを示した。また、Bousinessq 方程式による波浪変形計算が、潜堤背後の透過波高の再現性は劣るもの、捨石斜面上の水位変動および流速、潜堤沖側斜面および天端上での流速の再現性は良好であり、波浪変形計算から捨石に作用する Morison 式型の波力の算定が可能であることを確認した。

第 4 章では、今後の施工例の増加が予想される潜堤を対象を絞り、断面変形を許容した設計法を確立するために、個別要素法による断面変形計算と Bousiness 方程式による波浪変形計算とを連立させた計算手法を提案した。また、この手法により計算された断面形状と第 2 章で得られた実験結果との比較を行った。その結果、計算された断面形状は相対天端幅が小さい場合は天端高さの増加が強調され、実験結果と異なる傾向を示したが、それ以外のケースでは天端高さが静水面に達しない範囲において実験結果をほぼ再現できることが確認された。また、断面変形が生じても透過波高の変化は小さい傾向が再現された。

第 5 章では、現行の捨石構造物の設計法に関わる問題点として、断面変形が考慮されていないことのほかに、変数のばらつきが考慮されていないことにも着目し、捨石の初期移動に関して信頼性設計法を適用し、移動確率の算定を行った。さらに、前章で提案した断面変形予測計算に、捨石の移動に関わる変数のばらつきに関する検討を加えることにより計算手法の信頼性を高めた。また、この手法を用いることで、施工目的や構造物の重要度に応じて要求される性能を明示した設計（性能設計）を行うことも可能であることを示した。その結果、捨石の初期移動に及ぼす影響は粒径のばらつきよりも抵抗係数のばらつきのほうが大きいこと、動的な波力および捨石の動的応答を考慮して移動確率を算定すると移動確率に周期の影響が現れること、変数のばらつきは初期移動には影響するが、移動距離の期待値に及ぼす影響は小さいこと、「天端が静水面上には現れないこと」を破壊基準と仮定して断面変形計算を行うと断面変形が進行するほど破壊基準に近づいていくわけではないことが示された。

以上のように、捨石構造物の断面変形を許容した設計法を確立するために重要となる

断面変形に伴う機能変化を明らかにするとともに、それらの予測手法の提案を行った。

水理実験からは、特に潜堤について見ると、一般的に最も重要と考えられる透過波高の制御については、断面が変形することにより良くなることはあっても悪化することはないという結果が得られた。これは断面の変形により天端高さが低下するのではなく、逆に増加したためである。潜堤には多くの機能があるため様々な観点から破壊について考えなければならず、また、景観面、海水交換性の面などを考慮して静水面下に建設された構造物であるため、天端が静水面よりも上に現れては潜堤としての機能を果たしていないと考えられる。しかし、十分な天端幅を持った潜堤では、最も重要な透過波高の制御という点のみから見れば、断面変形は常に安全側に働き、フェールセーフが実現されていると言えよう。また、粒径の小さい捨石で構成されるcoreを設けた構造形式においては表層の被覆材が散乱してもcore材の急速な流出は見られず、透過率および反射率の変化もわずかであったため、従来、わずかな移動も許さない厳しい条件で検討が行われてきた1層被覆形式の堤体についても、破壊の基準を見直す問題提起をすることができたと考えられる。

しかし、現地では、潜堤の堤体構成材が散乱し、堤体が原形をとどめずに完全に崩壊する被災があるとも言われており、本研究で得られた結果とは異なっている。この理由として考えられるのが、現象の3次元性である。初期断面において天端が静水面よりも上に出ている捨石防波堤は堤体の端部が被災しやすく、潜堤についても斜め入射等の影響、また直角入射においても堤体端部の変形および崩壊のメカニズムが断面2次元による変形および崩壊のメカニズムとは異なっていることが考えられる。また、端部の影響のほかに、断面2次元実験では潜堤背後での水位が過剰に上昇するので、堤体上を冲向きに流れる戻り流れの影響が大きくなることも考えられる。これらの3次元性に関する検討は実際の設計に応用する上で不可欠であるため、残された大きな課題である。

また、個別要素法を用いた断面変形計算は、入射波条件を与えることにより堤体の断面変形を予測し、またそれに伴う透過率・反射率等の予測も行う一連の手法である。捨石の移動および断面の変形は力学的な計算により行われるので、式中の係数を調節することで一般化されている実験公式に基づいた設計法より、はるかに有効であると考えられる。また、水理実験による検討と比較して、パラメータの変更の容易さや、労力の削減に対しても有効であると考えられる。しかし、潜堤背後への透過波高の計算値は実験値をかなり過小に評価したため、断面の変形に伴う透過率の変化の傾向は再現されたが、定量的に実験結果を再現するまでには至らなかった。また、相対天端幅が短いケースにおいては実験結果と異なる傾向が得られた。今後は、これらの項目も含めて全体的な更なる精度の向上に努める必要がある。具体的には、波力算定法や碎波によるエネルギー

逸散の与え方を再検討すること，また，非線形性を完全に考慮できる Navier-Stokes 方程式モデルを用いることについての検討も行う必要がある．さらに，総合的な予測手法とするためには海底地盤との相互作用を考慮することも不可欠である．

謝辞

本研究を遂行するにあたり、著者の学部生時代から終始一貫して熱心な御指導と御助言を賜った大阪大学大学院 出口一郎教授に深甚なる感謝の意を表します。真冬の海岸での現地実測や頻繁な国際会議への参加など、先生の海岸工学への熱意から多くのことを学ばせて頂きました。また、本論文の内容について有益な御助言を頂いた大阪大学大学院 村岡浩爾教授、大阪大学大学院 中辻啓二教授に深く謝意を表します。中辻教授には、ことあるごとに励ましのお言葉も頂きました。ここに、改めて感謝いたします。また、社会システム学講座ゼミで有益な御助言を頂いた大阪大学大学院 森 康男教授に深く謝意を表します。

大阪産業大学 榎木 亨教授には、榎木研OB会や学会において貴重な御意見を頂いたことに深く感謝いたします。また、名古屋大学大学院 岩田好一朗教授には、合同ゼミ等で有益な御意見を頂いたことに感謝いたします。豊橋技術科学大学 青木伸一助教授には著者の卒業論文作成に関して大変お世話になったとともに、合同ゼミ等でも適宜、御意見を頂いたことに感謝いたします。また、愛媛大学 中村孝幸助教授、名古屋大学大学院 水谷法美助教授には、榎木研OB会において有益な御意見を頂くとともに、国際会議での発表において貴重な御助言を頂いたことに感謝いたします。また、榎木研OB会等で有益な御意見を頂いた神戸商船大学 久保雅義教授、大阪工業大学 後野正雄教授、釜慶大学 柳 青魯教授、鳥取大学 松見吉晴助教授、大阪工業大学 井田康夫助教授に感謝いたします。大阪大学大学院 小野正順講師には海岸研ゼミ等で有益な御意見を頂くとともに、公私にわたり大変お世話になりました。ここに感謝いたします。釜慶大学 金 憲泰助教授には著者の学部生時代にお世話になるとともに、榎木研OB会で有益な御助言を頂いたことに感謝いたします。

大阪大学大学院 新田保次助教授、西田修三助教授、飯田克弘講師、松村暢彦助手、川崎浩司助手、村岡治道助手には、水工研合同ゼミや社会システム学講座ゼミで有益な御助言を頂きました。また、大阪大学大学院 玉井昌宏助教授、広島工業大学 石井義裕講師には、両先生が大阪大学土木工学科に在籍しておられた当時から変わらず貴重な御意見や暖かいお言葉を頂きました。また、神戸大学 道奥康治助教授、明石工業高等専門学校 檀 和秀助教授、神戸市立工業高等専門学校 辻本剛三助教授、明石工業高等専門学

校 神田佳一助教授，近畿大学 竹原幸生講師，大阪市立大学 重松孝昌助手，熊本大学 山田文彦助手，鳥取大学 黒岩正光助手，鳥取大学 太田隆夫助手，神戸大学 宮本仁志助手，京都大学 加藤 茂助手には海岸水理基礎研究会などで有益な御意見を頂きました。ここに，感謝いたします。

本研究を著者とともに遂行して頂き，水理実験およびそのデータ処理等に多大なご協力を頂いた藤原由康君，宮崎敏弘君，中村貴之君（現，大成建設），藤重正洋君（現，東亜建設），長央貴晴君（現，住友建設），また，著者の直接の先輩であり御指導を頂いた伊藤禎和様（現，建設技術研究所），研究室での生活においてお世話になった千 受京様，森田修二様（奥村組），安井章雄様（太陽工業），また実験装置の使用法，実験器具の修理および本論文の製本作業でお世話になった一宮孝信技官に感謝いたします。

著者の学部生時代からの同級生である大阪大学大学院博士後期課程 石塚正秀君には本当にお世話になりました。石塚君が頑張っている姿を見て，負けてはいられないと思い，頑張ることができました。今後のますますのご活躍をお祈りいたします。その他，海岸研究室のみなさまにはゼミ，研究室行事などを通して大変お世話になりました。また，すでに就職された著者の同期生のみなさまからも，多くの励ましのお言葉を頂きました。ここにお礼申し上げます。

最後に，著者の進路について理解を示して頂くとともに，心配と苦勞ばかりをおかけしました両親に心から感謝いたします。

関連論文

荒木進歩・伊藤禎和・出口一郎 (1996) : 動的応答を考慮した捨石防波堤の平衡勾配について, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 826-831.

荒木進歩・出口一郎 (1997) : 捨石防波堤の断面変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 531-535.

荒木進歩・藤原由康・出口一郎 (1999) : 確率論的手法を用いた人工リーフ被覆石の安定性の検討, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 901-905.

Deguchi, I., M. Ono, S. Araki and T. Sawaragi (1998) : Motions of pebbles on pebble beach, Proc. of 26th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 2654-2667.

Araki, S. and I. Deguchi (1998) : Experimental study on profile change of rubble mound breakwater and wave force on rubble stone, Proc. of the 8th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Vol. III, pp. 611-616.

Araki, S., Y. Fujiwara and I. Deguchi (1999) : Experimental study on deformation and hydraulic function of rubble mound breakwater, Proc. of the 9th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Vol. III, pp. 735-742.