風外力を考慮したリーフ地形の波浪変形と護岸越波に関する研究

菊　雅美

風外力を考慮したリーフ地形の波浪変形と護岸越波に関する研究

Study on Wave Deformation and Overtopping around Seawall in Reef Sea Area Considering Wind External Force

名古屋大学大学院工学研究科
社会基盤工学専攻

菊　雅美

目次

第 1 章　序論 **1**
1.1　研究の背景 1
1.2　既往の研究 4
1.2.1　護岸越波量の算定手法 4
1.2.2　数値計算による護岸越波量の算定 6
1.3　研究の目的および本論文の構成 9
参考文献 12

第 2 章　風外力を考慮した護岸越波解析のための数値波動水路の提案 **16**
2.1　緒言 16
2.2　断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF 19
2.2.1　基礎方程式 19
2.2.2　自由表面解析モデル 20
2.2.3　TimerDoor 法による水滴処理 21
2.2.4　計算アルゴリズム 23
2.3　数値波動水路 CADMAS-SURF への風外力の導入 23
2.3.1　自由表面への風応力の導入 24
2.3.2　風外力による水滴の加速度運動 27
2.4　提案した数値波動水路の妥当性 32
2.4.1　計算条件および解析方法 33
2.4.2　風外力が護岸前面の波浪変化に及ぼす影響 35
2.4.3　風外力による護岸越波流量の変化 39
2.5　結言 39
参考文献 48

第 3 章　リーフ地形における波浪伝播特性 **51**
3.1　緒言 51
3.2　水理模型実験 54
3.2.1　次元解析 54
3.2.2　実験方法 55
3.2.3　解析方法 55
3.3　計算条件および解析方法 57
3.4　規則波作用下におけるリーフ上の波浪変化特性 59
3.4.1　規則波の波浪伝播特性 59
3.4.2　波高および平均水位の空間変化 62

3.5 不規則波作用下におけるリーフ上の波浪変化特性 64
3.5.1 リーフ長がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響 64
3.5.2 入射波特性がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響 71
3.6 風外力がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響 79
3.6.1 計算領域および計算条件 79
3.6.2 リーフ地形に対する本手法の妥当性 81
3.7 結言 86
参考文献 88

第 4 章 リーフ地形における直立護岸の越波特性 90
4.1 緒言 90
4.2 水理模型実験 91
4.2.1 次元解析 91
4.2.2 実験方法 92
4.2.3 解析方法 93
4.3 計算条件および解析方法 97
4.4 規則波作用下における護岸越波特性 98
4.5 不規則波作用下における護岸越波特性 102
4.5.1 リーフ長および入射波特性が越波量に及ぼす影響 102
4.5.2 リーフ上の長周期波が及ぼす直立護岸の越波流量特性 104
4.6 風外力がリーフ上の護岸越波量に及ぼす影響 108
4.6.1 計算領域および計算条件 109
4.6.2 有風時におけるリーフ上の護岸越波特性 109
4.7 結言 112
参考文献 114

第 5 章 現地地形における風外力を考慮した護岸越波解析 115
5.1 緒言 115
5.2 対象地域の特性を考慮した護岸越波対策の選定 118
5.2.1 各種護岸形状に対する数値波動水路の妥当性 119
5.2.2 現地越波対策工法の評価と選定 124
5.3 高潮・高波時における越波災害予測システムの構築 130
5.3.1 気象モデル WRF を用いた台風 0423 号の再現計算 132
5.3.2 平面 2 次元モデル NOWT-PARI を用いた沖合の波浪変形計算 133
5.3.3 断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF による護岸周辺の越波解析 135
5.4 結言 142
参考文献 144

第 6 章 結論 146

謝辞 150

関連文献一覧 152

第 1 章　序論

1.1　研究の背景

「海」という言葉から連想する風景は，夏の砂浜海岸での海水浴，磯に荒々しくぶつかる波，うねりの強い沖合など人それぞれである．特に，島国の日本において，人々が「海」という言葉から各々の風景を思い浮かべることは容易であると思われる．では，今の日本で，「海」から「災害」を連想する人々はどのくらいいるだろうか．ある女性は，「海」という言葉から，伊勢湾台風のときの高潮を連想した．高潮によって突然家が浸水し，泳ぎながら慌てて 2 階に逃げた経験をもつその女性は，今も勢いのある水を見ると高潮の恐怖がよみがえると語ってくれた．日本人にとって身近な海は，度々，災害を引き起こす一面もみせる．

春夏秋冬の様相をみせる豊かな自然に恵まれた日本では，古来よりその恩恵を受けてきた．その反面，夏季の台風，冬季の季節風や豪雪，春季の突風，初夏および秋季の長雨など，季節変動を起因とする様々な自然災害と向き合うことも余儀なくされている．特に，日本における海岸災害特性を示した**図-1.1** から明らかなように，日本の海岸線の総延長約 35,000km のうち，そのほとんどが津波や高

図-1.1　日本における海岸災害特性（引用：国土交通省, 2007）

(a) 被災状況

(b) 高波により崩壊した道路

写真- 1.1　西湘バイパスの被災状況（引用：国土交通省関東地方整備局横浜国道事務所, 2009）

潮，台風や冬期波浪による自然災害の被害を受けやすい条件下にある．国土の 7 割が山地であり，急峻な地形を有する日本では，沿岸部が人々の生活拠点のみならず，物流の拠点ともなっている．そのため，例年のように発生する沿岸域での自然災害は，人々の社会活動に大きな影響を及ぼしている．

我が国で問題となっている沿岸災害の 1 つとして，波浪が堤防や護岸を越えて背後地に浸水する「越波」が挙げられる．台風や低気圧の接近時に，道路護岸周辺において発生する越波は，人的・物的への甚大な損害をもたらすだけでなく，飛沫による運転者の視界不良や，交通規制に伴う地域間の交通遮断を生じさせ，物流や人々の生活に大きな支障を引き起こす．そのため，海岸工学分野において越波問題は古くから取り上げられており，1959 年の海岸法の制定および伊勢湾台風を契機に，防波堤など沿岸域の防災整備が進められてきた．しかし，低気圧の接近・通過時に越波被害を受ける地域は今日においても後を絶たない．例えば，2004 年の台風 16 号では，瀬戸内海沿岸の広域にわたって高潮・越波による氾濫が発生した．この高潮において高松市では，避難できなかった老人が自宅の床上浸水により犠牲となった．また，同年の台風 23 号では，高知県室戸市の菜生海岸において，堤防を越流した水塊が背後の家屋等を被災させるとともに，高波により防潮堤が約 30m にわたって倒壊した．これにより，堤防背後の家屋 13 戸が被災し，3 名の住民の命が失われた．さらに，2007 年 9 月の台風 9 号では，高波・越波によって，神奈川県沿岸を走る国道 1 号西湘バイパスの道路脇斜面が約 1km にわたって崩壊した（**写真-1.1** 参照）．西湘バイパスでは，強風・高波等の荒天時に度々通行規制が実施されており，この台風 0709 号接近時にも**写真-1.1**(a) に示すような越波が生じていたことから，通行規制が行われていた．そのため，幸い死傷者は生じなかったものの，崩壊した道路の全面的な復旧に 3 年を要している．また，2008 年の富山県高波災害では，北海道西沖に停滞していた低気圧によって発達したうねりが富山湾特有の海底地形により高波となり，沿岸域に押し寄せたことで 18 名の死傷者が生じた．大きな被害を受けた富山県入善町において現地調査を実施した川崎ら (2008) は，波高 6〜7m にもなる高波が防潮扉ならびに傾斜堤護岸を崩壊に至らしめ，護岸背後の民家は 1m 強の浸水被害を受けたと報告している（**写真-1.2** 参照）．このように，今日においても沿岸防災施設の整備は未だに十分とはいえないのが現状である．さらに，気象庁 (2010) は，海面水温の長期的な変動が 100 年あたり 0.50 ℃の上昇であることを明らかにしている．海面水温の上昇は台風勢力の強大化を誘発させると考えられており，今後，台風による越波災害の増加が懸念される．した

(a) 緩傾斜護岸の被災状況　(b) 浸水により半壊した民家

写真- 1.2　富山県高波災害の様子（引用：川崎ら, 2008）

がって，人命および財産保護の観点から，高波・高潮による越波対策を講じることは極めて重要であり，急務である．

台風常襲地域の沖縄諸島周辺は，低気圧の接近・通過時に越波被害を受けることが多く，早急な越波対策が必要な地域の 1 つである．沖縄本島西海岸を縦貫する一般国道 58 号線は，沖縄本島の主要幹線道路であるだけでなく，地域の各集落を結ぶ生活道路としての重要な役割も果たしている．しかし，台風や大雨などの異常気象時には越波・土砂崩落・落石等の危険性があるため，多くの地域が事前通行規制区間に指定されている．路上越波が観測された場合には長時間におよぶ通行規制が年数回程度実施されており，その際の孤立人口は数千人に達すると報告されている（内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所, 2007）．さらに，通行規制時には大幅な迂回を余儀なくされ，地域住民や一般道路利用者に多大な影響を与えている．そのため，防災面や交通利用面などの観点から，このような地域の道路護岸に対して早急な越波対策の着工が望まれている．しかし，仲座・日野 (1988) や仲座ら (1991) は，天然リーフが発達している沖縄諸島での越波災害の発生要因として，リーフ海域特有の波浪変化・伝播状況を挙げているなど，リーフ海域の波浪場は他の海域と比べて複雑になっていることが指摘されている．したがって，沖合から伝播する波の変形を考慮し，護岸周辺の越波特性を究明することは防災面，設計面において必須である．

また，これまでは護岸の嵩上げや消波ブロックの設置によって越波流量の低減が図られてきた．しかし，1999 年に抜本的に改正された海岸法により，近年では，海岸災害からの防護だけでなく，海域環境や海岸施設利用を考慮した海岸整備が求められている．そのため，越波対策工法の選定には，単なる護岸天端高の嵩上げだけでなく，対象地域の特性を把握し，経済性・景観性・維持管理性などを含めた総合的な判断が必要となっている．そこで，従来の直立護岸や消波ブロック護岸に代わり，護岸の低天端化を可能にするフレア式護岸（村上ら, 1998）や，藻場の育成による海域環境の改善を考慮したスリット型ケーソン（島谷ら, 2003），既存護岸の前面に設置することで異常波浪時における越波・越流を低減させる波返し工（川崎・笹田, 2009）や浮体パネル（川崎ら, 2010）など，様々な護岸が提案されている．さらに，越波災害を誘発する低気圧の接近・通過時には護岸周辺に強大な風が吹き寄せるため，越波量に及ぼす風の影響を評価することは重要である．したがって，これからの越

波量算定においては，波浪状況や護岸の設置位置のみならず，特殊形状護岸や護岸前面の海底地形による波浪変化，そして，護岸周辺に吹き寄せる風を考慮した精緻な護岸越波解析が必要不可欠といえる．

1.2　既往の研究

1.2.1　護岸越波量の算定手法

前述のように，島国である日本では，低気圧の接近・通過時において度重なる越波被害を受けてきた．そのため，越波への関心は高く，海岸工学が確立した 1950 年代から現在において数多くの研究が行われている．護岸の設計においては，護岸への波の打ち上げ高さを求めて越水の防止に必要な高さを求める方法と，越波量を算出し，堤内地の利用状況に応じて設定した許容越波量以下に抑えるために必要な高さを採用する方法の 2 つが挙げられる．ただし，前者の場合，不規則波群中の最大打ち上げ高さを推定することは難しい．石原ら (1955) は，前者の考えに基づいて護岸設計をした場合，非常に安全であるものの，工費が莫大となるために実施は困難であると述べている．そして，背後地への越波を完全に押さえるのではなく，被害を最小限に留めることを目的とした許容越波流量の考え方がイギリスで採用されていることを紹介し，日本においてもこの考え方を採用することを検討すべきであるとの見解を示した．そして，1959 年 9 月の伊勢湾台風を契機に護岸越波流量の算定手法に関する研究が盛んに行われるようになり，一連の研究によって数多くの有益な知見が示された．しかし，波浪条件や護岸の設置状況など，様々な要因の影響を受ける越波流量の算定手法を確立することは難しく，統一的な見解は示されていなかった．このような中，合田ら (1975) は，直立護岸およびその前面に消波ブロックを有する護岸に対して数多くの不規則波による水理模型実験を行い，海底勾配（$i = 1:10,\ 1:30$）および波形勾配（$H_0'/L_0 = 0.012,\ 0.017,\ 0.036$；ここに，$H_0'$ は換算沖波波高，L_0 は沖波波長）ごとに 6 枚の越波流量算定図を提案した．**図-1.2** に例示する越波流量算定図では，横軸に護岸の設置水深と換算沖波波高の比である h/H_0' をとり，パラメータとして護岸の相対天端高 h_c/H_0' を用いることによって，無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ を算定できる．越波流量算定図により得られる無次元越波流量の算定値は，水理模型実験値とよく一致しており，信頼度が非常に高い．そのため，現在もなお，実務において越波流量算定図を用いた護岸天端高の設計が広く行われ，日本における越波量算定の基準となっている．ただし，越波流量算定図を用いて任意の海底勾配や沖波波形勾配に対する護岸の越波流量を算定するには，算定図面を内挿または外挿しなければならない．そこで，高山ら (1982) は，直立護岸に対する越波流量算定図の近似式を提案した．**図-1.2** に併記したように，近似式から得られる越波流量は，合田の越波流量算定図から得られる値と多少の差異が生じるものの，良好に再現できるといえる．また，玉田ら (2002) は，越波流量算定図と同様の表示形式を用いて，緩傾斜護岸に対する越波流量算定図を提案している．このように，一様勾配地形の海域を対象とした直立護岸および消波ブロック被覆式護岸，緩傾斜護岸に対する越波流量の算定手法は確立されている．また，護岸越波流量の推定方法が確立されたことにより，現在では，許容越波流量の考え方に基づく護岸の必要天端高の算定が主流となっている．合田 (2008) は既往の研究結果に基づき，越波流量の許容値を**表-1.1** のようにまとめている．同表に示すように，許容越波流量は背後地の状況

図-1.2　合田ら (1975) の越波流量算定図および高山ら (1982) の近似式による越波流量の推定精度

によって異なっており，状況に応じて選択される．

天然リーフ海域を有する沖縄の土木工事設計要領では，許容越波量を**表-1.2** に示すように規定している（内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所, 2010）．しかしながら，前述の越波流量算定図では一様勾配地形を対象としているため，リーフなどの複雑な海底地形を有する海域における護岸周辺の越波流量は算定できない．また，沖縄諸島や太平洋諸島などの天然リーフを有する海域では，他の海域と比べて複雑な波動場となっていることが既往の研究によって指摘されている（例えば，高山ら, 1977）．そのため，リーフ上での波浪変形が越波に及ぼす影響を体系的に取り扱う必要があるものの，リーフ海域における越波流量の算定方法は未だに確立されていない．また，合田らの越波流量算定図は無風時における水理模型実験結果に基づいており，護岸設計において越波量に及ぼす風の影響はほとんど考慮されていないのが現状である．さらに，これまでに提案されている図表では対象とする護岸形状が限られているため，近年，提案・開発が進められている特殊形状護岸の越波流量を精緻に評価することは難しい．

一方，海抜が低く，海面上昇による国土消失の危機に面している欧州諸国においても，高潮・高波に対する防災意識が高く，越波に関する研究が数多く行われている．特に，イギリス，オランダ，ドイツでは，VOWS（Violent Overtopping of Waves at Seawalls）や CLASH（Crest Level Assessment of Coastal Structures by full scale monitoring, neural network prediction and Hazard analysis on permissible wave overtopping）など，各国の研究者による越波研究の共同プロジェクトが組まれ，欧州における越波流量算定を統一させる試みが行われてきた．CLASH では，現地観測，水理模型実験，数値計算を実施し，膨大な越波解析データを基にデータベースを構築するとともに，ニューラルネットワークの開発も行い，様々な波浪条件および護岸形状に対する越波流量の推定を試みた（例えば，De Rouck et al., 2009；van der Meer et al., 2009；Pullen et al., 2009；Geeraerts et al., 2009；Franco et al., 2009；Lykke A. and Burcharth, 2009；Ingram et al., 2009；Bouma et al., 2009）．そして，2007 年 7 月には，共同研究の成果として EurOtop（EurOtop, 2007）と題した越波マニュアルが発表された．この越波

表-1.1　海岸堤防・護岸の許容越波流量に関する提案値（引用：合田, 2008）

種別	被覆工その他	越波流量 (台風時) [$m^3/m/s$]	越波流量 (冬季波浪) [$m^3/m/s$]	提案者
護岸	天端被覆工あり	0.2	—	合田 (1970)
	天端被覆工なし	0.05	—	
海岸堤防	三面コンクリート被覆	0.05	0.002〜0.01	合田 (1970)
	天端被覆工あり，裏法面被覆工なし	0.02	—	福田ら (1973)
	天端・裏法面とも被覆工なし	0.005 以下	—	
直立系護岸	天端の低い消波護岸を含む	0.01 以下	0.01	鈴木ら (1994)
ブロック積系護岸	消波工天端高が護岸天端高の 0.5 倍以上	0.01	0.01 以上	鈴木ら (1994)
護岸舗装	インターロッキング舗装	0.01		遠藤ら (1995)
自動車	停車あるいは低速走行	0.01〜0.05		Allsop et al. (2005)
	平常走行，車両被害	1.1×10^{-5}		木村ら (2003)
歩行者	越波に注意している者	10^{-4}		Allsop et al. (2005)
	無警戒の者	3×10^{-5}		
マリーナ	護岸から 5〜10m の小型ボート沈没	0.01		Allsop et al. (2005)
建築物	構造物被害	3×10^{-5}		Allsop et al. (2005)
	建具類への被害	10^{-6}〜3×10^{-5}		
	無被害	10^{-6}		

表-1.2　許容越波流量
（引用：内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所, 2010）

背後地の利用状況	越波流量 q [$m^3/m/s$]
人家連担部	10^{-3}程度
人家連担部以外	10^{-2}程度

マニュアルは Web サイト（http://www.overtopping-manual.com/manual.html）からダウンロード可能であり，今後，欧州における護岸設計の指針になると考えられる．さらに，同 Web サイトでは，CLASH が構築したデータベースに基づき，様々な海底地形および護岸形式に対する越波流量の算定が可能な計算ツールが公開されている（**図-1.3** 参照）．この計算ツールは数多くのデータに基づくため信頼性は高いと考えられるとともに，Web 上で利用可能なことから，汎用的なツールとして普及すると見込まれる．ただし，この越波量算定ツールにおいても，想定されている海底地形や護岸形状に限りがあるため，今後，多種多様化すると推察される護岸越波解析に対し，全ての要望に応えるのは難しいといわざるを得ない．

1.2.2　数値計算による護岸越波量の算定

前述のように，越波現象は波浪条件や海底勾配，護岸の形状・設置水深などの数多くの要素に影響されるため，越波対策を図る際には当該地域において種々の条件下での検討が必要となる．さらに，

図-1.3　Web サイトにおける越波流量の計算ツールの公開
（引用：Hydraulic Research Wallingford Ldt., 2010）

総合的な観点から越波対策を講ずるためには，海底地形だけでなく，特殊形状護岸に対しても適切な越波量の算定が求められる．しかし，前述の越波流量算定図やデータベースでは，既往の設定条件に限りがある．また，現地観測や水理模型実験では多大な労力や費用を要するため，様々な条件下における検討は難しい．

一方，近年，計算機の飛躍的な性能向上に伴い，複雑な波浪変形を精度よく解析可能な数値計算手法が数多く開発・提案されており，越波解析への適用も進められている．**図-1.4** に，越波現象を取り扱った数値モデルの一例を示す．越波量を数値計算によって算定する手法としてまず提案されたのは，浅水流方程式（NSWE；Nonlinear Shallow Water Equations）に基づく数値モデルである．（例えば，Kobayashi and Wurjanto, 1989；Hu et al., 2000；Shiach et al., 2004）．Navier-Stokes 方程式を鉛直積分する NSWE モデルでは，100 波以上の越波解析に必要となる計算時間が非常に短く，実用的といえる．ただし，Shiach et al. (2004) が，NSWE モデルで対象にできる領域は水深波長比が $h/L < 0.05$（ここに，h は水深，L は波長）であると言及しているように，計算領域の設定に制限がある．一方，平山ら (2006) は，非線形長波理論に分散項を考慮した Boussinesq 方程式に基づく数値モデル NOWT-PARI（NOnlinear Wave Transformation model by Port and Airport Research Institute）によって水理模型実験の再現計算を行い，数値計算において越流量をよく再現できることを示している．しかしながら，断面方向流速を鉛直積分するこれらのモデルでは，自由表面が多価関数となる現象を直接的に解くことができない．そのため，砕波や越波など複雑な波動場を表現させるために経験式に基づくモデルを組み込む必要があるなどの課題がある．

図-1.4　越波現象を取り扱った数値モデルの一例

越波現象は砕波の影響を強く受けることが指摘されており（例えば，Bruce et al., 2009），数値計算上においても砕波の表現は重要といえる．そこで，自由表面を多価関数として取り扱える数値計算手法を用いた越波計算が数多く行われている．自由表面を計算する場合，流体運動は Lagrange 的もしくは Eular 的方法によって取り扱われる．流体運動を Lagrange 的に取り扱う越波計算モデルとして，後藤ら (2006) は，MPS 法（Moving Particle Semi-implicit method）を用いて数値モデルを開発し，水理模型実験との比較から数値モデルの妥当性を検証した．その結果，数値計算では天端からの戻り流れおよび飛沫を含む越波現象を概ね良好に再現できることを明らかにしている．また，Shao et al. (2006) は，SPH（Smoothed Particle Hydrodynamics）法を用いて越波解析を行い，NSWE モデルと同等の越波解析が行えるとして同数値モデルの妥当性を示している．ただし，MPS 法や SPH 法は計算効率が著しく低く，越波解析を実施するためには相当の計算時間を要する．一方，流体運動を Eular 的に取り扱う数値計算手法では，自由表面を追跡する必要がある．桜庭ら (2004) は，気液界面からの距離を表す Level set 関数を用いて気相と液相を区別する CIVA（Cubic Interpolation Volume /Area Coordinate）/Level Set 法による越波解析モデルを構築している．また，Park et al. (2008) は，密度関数法によって越波計算を実施している．さらに，Hirt and Nichols (1981) による VOF（Volume Of Function）法に基づく数値モデルを用いた越波計算も多い．VOF 法は，各格子に含まれる水の割合を示す VOF 関数 F 値の移流方程式を解くことにより，複雑な自由表面を取り扱うことができる手法である．VOF 法に基づく 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF（SUper Roller Flume for Computer Aided Design of MAritime Structure）（財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001；財団法人沿岸技術研究センター, 2008）は，日本国内の研究者たちによって構築・改良された数値モデルである．数値波動水路 CADMAS-SURF による計算結果の精度検証は，磯部ら (1999) をはじめ，これまで水理模型実験との比較が実施されており，越波現象に関しても，中野ら (2001) や佐貫ら (2001) によって精度よく現象を再現できることが示されている．また，Losada et al. (2008) は，Navier-Stokes 方程式に $k-\varepsilon$ 型方程式を組み込んだ VARANS（Volume-Average of RANS equations）に基づく COBRAS-UC モデルを用いた越波解析を実施している．前述の CLASH プロジェクトにて活用された AMAZON-SC（Ingram et al., 2009）も VOF 法に基づく数値モデルに分類される．このように，VOF 法に基づく数値モデルを用いた越波計算が主流になりつつあるといえる．

波浪条件や護岸形状など，様々な条件下における越波解析が可能な数値計算は，今後必要とされる精緻な越波解析に有用であるといえる．そのため，実務においても数値計算の適用が進められており，日本では，数値波動水路 CADMAS-SURF が海岸構造物の実務設計に用いられている．ただし，数値波動水路 CADMAS-SURF の精度検証は一様勾配地形を対象としたものが多く，急激な水深変化を伴うリーフなどの複雑な地形を対象として解析を行っている研究はほとんどない．また，実際の波動場は不規則に変動するため，計算においてもこれらの効果を十分に考慮する必要がある．しかしながら，数値波動水路での不規則波の計算においては，藤原ら (2002) や藤原 (2005) が指摘しているように，計算時間の進行に伴う水位の上昇や規則波と比べて有意な結果を得るまでに計算時間を要することなどから，不規則波の数値計算に関する精度検証および適用例は少ない．さらに，数値波動水路 CADMAS-SURF をはじめ，越波解析モデルの多くは単相流モデルであり，現時点において，風外力を考慮した越波計算はほとんど行われていないのが現状である．

1.3　研究の目的および本論文の構成

日本では，海岸防災施設が整備された今日もなお，道路護岸周辺において人的・物的損害や交通規制をもたらす越波の発生が後を絶たない．さらに，今後，地球温暖化による海面上昇や台風の強大化が懸念されており，人命や財産保護の観点から，沿岸の越波対策を講じることが必要とされている．

気象擾乱下における越波災害をより精緻に予測するためには，護岸周辺だけでなく，気象場および沿岸波浪場の各現象を考慮する必要がある．このような広範囲な現象を解析する手段として，数値モデルが有用である．そこで，簡易的かつ，より実現象を反映した護岸越波解析を実施するためには，気象・沿岸波浪・越波の各数値モデルを接続し，それぞれの利点を活用することが有効であると考えられる．しかし，海上風や沖合の波浪変化が越波量に及ぼす影響を体系的に考慮した護岸越波計算はほとんど実施されていない．

越波災害を誘発する低気圧の接近・通過時には護岸周辺に強大な風が吹き寄せるため，越波量を算定する際に風の影響を考慮することは重要である．しかし，越波量に及ぼす風の影響に関して護岸設計に適用可能な有益な知見は未だに得られていない．そのため，無風時の実験結果に基づく越波流量算定図が現在でも実務で用いられるなど，越波量に及ぼす風の影響はほとんど考慮されていないのが現状である．また，近年，数値モデルを用いた越波計算が護岸設計に適用されつつある．しかしながら，風を考慮した越波計算はほとんど行われていない．

一方，沖縄諸島や太平洋諸島では，低気圧の接近・通過時において護岸の倒壊や背後地の浸水，道路護岸の通行規制など，高潮・高波による越波災害を度々受けている．既往の研究により，このような越波災害の発生要因として，周辺海域に発達している天然リーフ上での波浪変化・伝播状況が指摘されている．そのため，リーフ海域の越波災害対策を講じる際には，リーフ上での特異な波浪変化を十分に把握する必要がある．また，リーフ海域の護岸設計においては，背後地の利用状況に応じた許容越波流量に基づく護岸天端高の設定が求められている．そのため，リーフ上の波高算定のみならず，リーフ上に設置された護岸の越波量を評価することが必要不可欠といえる．しかし，リーフ上では，一様勾配地形に比べて複雑な波浪場となっており，未解明の部分が多いため，リーフ上の波浪伝播が及ぼす越波量への影響について体系的に検討した研究はほとんどない．

上述の背景に基づき，本論文では，気象場・沿岸波浪場・護岸周辺の各現象を体系的に考慮した護岸越波解析を実施することを目的とし，風外力を考慮した護岸越波解析のための数値波動水路を提案する．そして，気象擾乱時に越波災害を度々受けているリーフ海域の波浪伝播および護岸越波特性について，水理模型実験と数値計算の両面から考究する．さらに，現地リーフ地形に提案した計算手法を適用し，風外力を考慮した護岸越波計算によって本手法の有用性を検討する．

以下に，本論文の構成（**図-1.5** 参照）を述べる．

本章である第 1 章では，日本における高潮・高波による越波災害を例に挙げ，本研究の背景を述べるとともに，日本と欧州における越波算定の現状および越波計算モデルについて既往の研究として挙げた．そして，研究の目的および本論文の構成を示した．

第 2 章では，本研究で用いる数値波動水路 CADMAS-SURF の概略を述べ，風外力を考慮した護岸

図-1.5　本論文の構成

越波解析のための数値波動水路を提案する．具体的には，自由表面の流速に風応力による流速を付加する方法を導入するとともに，有風時における水滴の挙動が正しく表現されるよう水滴の処理方法を改良する．さらに，有風時における直立護岸および緩傾斜護岸を対象とした水理模型実験の再現計算を行い，提案した数値波動水路 CADMAS-SURF の妥当性について検討する．

第 3 章では，リーフ地形に設置された直立護岸を対象に，リーフ長や入射波条件を様々に変化させた水理模型実験を行い，水位上昇の要因とされる長周期波に及ぼすリーフ長や入射波の影響を明らかにする．さらに，第 2 章において風外力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF によって水理模型実験の再現計算を行い，リーフ地形を対象とした波浪変化計算に対する数値波動水路の妥当性を明らかにするとともに，風外力がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響を数値的に検討する．

第 4 章では，リーフ上に設置された直立護岸を対象に水理模型実験を実施するとともに，その再現計算を数値波動水路 CADMAS-SURF によって行い，第 3 章で明らかとなったリーフ上での特異な波浪変化と護岸越波量の関係について実験と数値計算の両面から明らかにする．さらに，第 2 章において風外力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて，有風時におけるリーフ上の波浪変形が直立護岸の越波量に及ぼす影響について，数値的に検討を行う．

第 5 章では，低気圧の接近・通過時に越波被害を度々受けている沖縄本島北部の現地海底地形に第 2 章で提案した数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し，各種護岸の天端高を変化させた越波計算から検討対象地域の特性に適合した越波対策を提案する．さらに，さらに，メソ気象モデル WRF と平面 2 次元数値モデル NOWT-PARI，第 2 章で提案した風外力を考慮可能な断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて，沖縄本島北西部の道路護岸において路上越波による通行規制をもたらした台風 0423 号の再現計算を実施し，これまで考慮されてこなかった気象場の影響を含めた護岸越波解析の有用性を検証する

第 6 章では，本論文で得られた成果をまとめるとともに，今後の展望について述べる．

参考文献

Allsop, N. W. H., Franco, L., Bellotti, G., Bruce, T., and Geeraerts, J. (2005): Hazards to people and property from wave overtopping at coastal structures, *Proc. Conf. Coastlines, Structures and Breakwaters*, pp. 20–22.

Bouma, J. J., Francçis, D., Schram, A., and Verbeke, T. (2009): Assessing socio-economic impacts of wave overtopping: An institutional perspective, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 203–209.

Bruce, T., van der Meer, J.W., Pullen, T., and Allsop, N.W.H. (2009): *Wave overtopping at vertical and steep structures*: World Scientific, Chapter 16 in Handbook of Coastal and Ocean Engineering; Ed. Young C. Kim, 1192p.

De Rouck, J., Verhaeghe, H., and Geeraerts, J. (2009): Crest level assessment of coastal structures – general overview, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 99–107.

EurOtop (2007): EurOtop - Wave overtopping of sea defences and related structures: assessment manual (Online), http://www.overtopping-manual.com/index.html, 参照 2010-10-29.

Franco, L., Geeraerts, J., Briganti, R., Willems, M., Bellotti, G., and De Rouck, J. (2009): Prototype measurements and small-scale model tests of wave overtopping at shallow rubble-mound breakwaters: the ostia-rome yacht harbour case, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 154–165.

Geeraerts, J., Kortenhaus, A., González-Escrivá, J. A., De Rouck, J., and Troch, P. (2009): Effects of new variables on the overtopping discharge at steep rubble mound breakwaters – the zeebrugge case, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 141–153.

Hirt, C. W. and Nichols, B. D. (1981): Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, 1, pp. 201–225.

Hu, K., Mingham, C. G., and Causon, D. M. (2000): Numerical simulation of wave overtopping of coastal structures using the non-linear shallow water equations, *Coastal Engineering*, Vol. 41, 4, pp. 433–465.

Hydraulic Research Wallingford Ldt. (2010): European Overtopping Manual (Online), http://www.overtopping-manual.com/manual.html, 参照 2010-12-07.

Ingram, D. M., Gao, F., Causon, D. M., Mingham, C. G., and Troch, P. (2009): Numerical investigations of wave overtopping at coastal structures, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 190–202.

Kobayashi, N. and Wurjanto, A. (1989): Wave overtopping on coastal structures, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 115, 2, pp. 235–251.

Losada, I. J., Lara, J. L., Guanche, R., and Gonzalez-Ondina, J. M. (2008): Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters, *Coastal Engineering*, Vol. 55, 1, pp. 47–62.

Lykke A., T. and Burcharth, H. F. (2009): Three-dimensional investigations of wave overtopping on rubble mound structures, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 180–189.

Park, J., Lee, B., and Hong, K. (2008): Wave overtopping simulations over coastal structures, *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 22, pp. 1222–1229. 10.1007/s12206-008-0304-1.

Pullen, T., Allsop, W., Bruce, T., and Pearson, J. (2009): Field and laboratory measurements of mean overtopping discharges and spatial distributions at vertical seawalls, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 121–140.

Shao, S., Ji, C., Graham, D. I., Reeve, D. E., James, P. W., and Chadwick, A. J. (2006): Simulation of wave overtopping by an incompressible sph model, *Coastal Engineering*, Vol. 53, 9, pp. 723–735.

Shiach, J., C.G., Mingham., Ingram, D.M., Causon, D.M., Bruce, T., Pearson, J., and Allsop, N.W.H. (2004): Extended shallow water prediction of overtopping, *Coastal Engineering*, Vol. 4, pp. 4443–4455.

van der Meer, J. W., Verhaeghe, H., and Steendam, G. J. (2009): The new wave overtopping database for coastal structures, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 108–120.

石原藤次郎・岩垣雄一・鈴木雄太 (1955)：海岸堤防の設計，特にその有効高について，海岸工学講演会講演集，第 2 巻，pp. 54–70.

磯部雅彦・高橋重雄・余　錫平・榊山　勉・藤間功司・川崎浩司・蒋　勤・秋山　実・大山洋志 (1999)：数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究-VOF 法基本プログラムの作成-，海洋開発論文集，第 15 巻，pp. 321–326.

遠藤仁彦・木村克俊・菊地聡一・須藤賢哉 (1995)：親水性護岸背後舗装の耐波特性と許容越波流量，海岸工学論文集，第 42 巻，pp. 1276–1280.

川崎浩司・水谷法美・岩田好一朗・小林智尚・由比政年・斎藤武久・北野利一・鷲見浩一・間瀬　肇・安田誠宏 (2008)：富山県東部海岸における 2008 年 2 月高波による被害調査，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 151–155.

川崎浩司・笹田泰雄 (2009)：直立護岸に設置した越波対策工の越波低減効果と作用波圧特性，土木学会論文集 B2（海岸工学），第 65 巻，pp. 766-770.

川崎浩司・舟橋　徹・福本　正 (2010)：浮体パネルによる越波低減護岸の有効性に関する実験的研究，土木学会論文集 B2（海岸工学），第 66 巻，pp. 741–745.

気象庁 (2010)：海面水温の長期変化傾向（全球平均）（オンライン）, http://www.data.kishou.go.jp/shindan/a_1/glb_warm/glb_warm.html，参照 2010-11-10.

木村克俊・浜口正志・岡田真衣子・清水敏晶 (2003)：消波護岸における越波飛沫の飛散特性と背後道路への影響，海岸工学論文集，第 50 巻，pp. 796–800.

国土交通省 (2007)：我が国の海岸災害の特性（オンライン）, http://www.mlit.go.jp/river/kaigan/main/kaigandukuri/sugata02.html，参照 2011-01-25.

国土交通省関東地方整備局横浜国道事務所 (2009)：国道 1 号西湘バイパスの復旧状況（オンライン）, http://www.ktr.mlit.go.jp/yokohama/seishou/index.htm，参照 2011-01-25.

合田良実 (1970)：防波堤護岸の越波流量に関する研究，港湾技術研究所報告，第 4 巻，pp. 3–41.

合田良実・岸良安治・神山　豊 (1975)：不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，第 4 巻，14，pp. 3–44.

合田良實 (2008)：耐波工学 — 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版会，430p.

後藤仁志・五十里洋行・目見田　哲・安岡恒人・望月貴文 (2006)：低天端護岸上部の大型排水路への越波過程に対する粒子法の適用性，海岸工学論文集，第 53 巻，pp. 701–705.

桜庭雅明・弘崎　聡・樫山和男 (2004)：CIVA/Level set 法による越波・塑上の数値解析，海岸工学論文集，第 51 巻，pp. 36–40.

佐貫　宏・藤田　龍・関本恒浩・清水琢三 (2001)：数値モデルによる越波量の評価に関する研究，海岸工学論文集，第 48 巻，pp. 736–740.

財団法人沿岸開発技術研究センター (2001)：数値波動水路（CADMAS-SURF）の研究・開発—数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会報告書—，沿岸開発技術ライブラリー No.12，457p.

財団法人沿岸技術研究センター (2008)：CADMAS-SURF 実務計算事例集—数値波動水槽の耐波設計への適用に関する研究会中間報告書—，沿岸技術ライブラリー No.30，368p.

島谷　学・小棚木鉄平・岩本裕之 (2003)：藻場造成機能を有するスリットケーソンの水理特性に関する研究，海岸工学論文集，第 50 巻，pp. 841–845.

鈴木康正・平石哲也・望月徳雄・森川高徳 (1994)：ヒアリングによる護岸の越波被災調査，海岸工学論文集，第 41 巻，pp. 681–685.

高山知司・神山　豊・菊地　治 (1977)：リーフ上の波の変形に関する研究，港湾技術研究所資料，港湾技術研究所，No. 278，32p.

高山知司・永井紀彦・西田一彦 (1982)：各種消波工による越波流量の減少効果，港湾技術研究所報告，第 21 巻，2，pp. 151–205.

玉田　崇・井上雅夫・手塚崇雄 (2002)：緩傾斜護岸の越波流量算定図とその越波低減効果に関する実験的研究，海岸工学論文集，第 49 巻，pp. 641–645.

内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 (2007)：沖縄県北部地域における道路行政の平成 18 年度達成度報告書/平成 19 年度業績計画書（オンライン），http://www.dc.ogb.go.jp/hokkoku/douro_ir/gyouseki/img/19gyouseki.pdf，参照 2008-02-07.

内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 (2010)：土木工事設計要領（オンライン），http://www.dc.ogb.go.jp/kaiken/koji/004716.html，参照 2011-01-25.

仲座栄三・日野幹雄 (1988)：リーフ地形海岸における Bore 状サーフビートによる災害の実態調査，海岸工学講演会論文集，第 35 巻，pp. 197–201.

仲座栄三・津嘉山正光・日野幹雄・田場　浩 (1991)：リーフ上の護岸越波特性に関する研究，海岸工学論文集，第 38 巻，pp. 511–515.

中野　修・興野俊也・藤井直樹・榊山　勉・大熊義夫 (2001)：数値波動水路による護岸・防波堤の越波・伝達波の数値計算，海岸工学論文集，第 48 巻，pp. 731–735.

平山克也・長谷川準三・長谷川　巌 (2006)：越流を考慮したブシネスクモデルによる不規則波の越波量に関する数値計算，海岸工学論文集，第 53 巻，pp. 706–710.

福田伸男・宇野俊泰・入江　功 (1973)：防波護岸の越波に関する現地観測（第 2 報），海岸工学講演会論文集，第 20 巻，pp. 113–128.

藤原隆一・山崎智弘・橘川正男・早瀬松一 (2002)：複合断面地形の波の遡上に対する VOF 法の適用性と不規則波モデルへの拡張，海岸工学論文集，第 49 巻，pp. 136–140.

藤原隆一 (2005)：数値波動水路内で線形理論を用いて発生させた不規則波の特性および適用限界に関する一考察，海岸工学論文集，第 52 巻，pp. 41–45.

村上啓介・上久保祐志・入江　功・香月　理・片岡保人・中岡威博 (1998)：低天端消波工による非越

波型防波護岸に作用する衝撃波圧の低減，海洋開発論文集，第 14 巻，pp. 375–380.

第 2 章　風外力を考慮した護岸越波解析のための数値波動水路の提案

2.1　緒言

我が国では，海岸防災施設が整備された今日もなお，道路護岸周辺において，人的・物的損害や交通規制をもたらす越波の発生が後を絶たない．越波災害を誘発する低気圧の接近・通過時には，護岸周辺に強大な風が吹き寄せる．永井・上田 (1960) は，越波量の低減に有効とされている波返しの効果は，風速の増加に伴ってその役割を果たさなくなることを明らかにしており，護岸の設計において越波量に及ぼす風の影響を考慮することは重要であるといえる．

風が越波量に及ぼす影響については，1959 年の伊勢湾台風を契機に盛んに検討されてきた．永井・上田 (1960) は，堤防の法面勾配や波形勾配に対する相対遡上高を風速ごとにまとめた．そして，風速の増加とともに，護岸前面での砕波が促進されることで打ち上げ高さは減少する一方，打ち上がった水塊が護岸へと吹きつけられるため，越波は生じやすくなることを示した．ただし，越波状況は目視による観測のみで，風と越波量について定量的な検討は行っていない．岩垣ら (1965) は，直立護岸を対象とした実験から，越波量に及ぼす風の影響は堤防の法先水深によって異なることを明らかにした．ただし，岩垣ら (1965) は，対象とした波形勾配 H/L は 0.01 および 0.02 の 2 種類と少なく，十分なものとはいないと述べている．高田 (1969) は，無次元風速 $U/\sqrt{gH_0}$（U は風速，g は重力加速度，H_0 は沖波波高）の増加に伴って総越波水量は増大するものの，無次元風速が一定値以上になると越波量の増加割合は非常に少なくなるため，風が越波量に及ぼす影響には限界があることを示した．富永・佐久間 (1970) も同様に，無次元風速が一定値以上になると越波量は変わらないと述べている．しかし，越波量に影響を及ぼす無次元風速の限界値について，高田 (1969) が $U/\sqrt{gH_0} = 7$ としたのに対し，富永・佐久間 (1970) は $U/\sqrt{gH_0} = 2.5$ としており，両者で見解が異なっている．消波護岸を対象に実験を行った白石・遠藤 (1963) は，越波量が少なく，しぶきが飛ぶようなときに風の影響が大きくなるとしているものの，風と越波量の関係について定量的な評価には至っていない．また，高田 (1976) は，無風時の越波量を基準として，有風時の越波量を算出するための風係数 ψ を提案した．しかし，提案された風係数 ψ は規則波による実験結果に基づいているため，不規則波動場での適用性は明らかとなっていない．

前述のように，風が越波現象に及ぼす影響を明らかにする試みは，1960 年代から 1970 年代にかけて風洞水槽を用いた水理模型実験によって行われてきた．しかし，実験結果を現地に適用する際には，実験風速を現地スケールに換算するための相似則が問題となる．粘性が卓越する風速は Reynolds 則に従うため，Froude 則に基づく水理模型実験において検討された実験風速を現地の風速に対応さ

図-2.1 風輸送係数 f_{wind} の比較

せることは困難である．この問題に対し，山城ら (2004) は現地観測の再現実験を行い，1/45 の縮尺模型を用いた水理模型実験の場合，実験風速は現地風速の約 1/3 に対応することを示した．ただし，現地風速と実験風速の対応は模型の縮尺比によって異なると述べており，一般的な風速の相似則を提案するには至っていない．

海外における有風時の護岸越波量算定に着目すると，アメリカ合衆国の CERC（Coastal Engineering Research Center）では，無風時の越波量に次式で与えられる補正係数 φ を乗じることによって，陸側に吹く風の影響を評価している（U S. Army Coastal Engineering Research, 2002）．

$$\varphi = 1.0 + W_f\left(\frac{h_c}{R} + 0.1\right)\sin\alpha \tag{2.1}$$

ここに，R は波の打ち上げ高，α は直立を 90° としたときの構造物の傾斜角，W_f は風速に依存する係数で，陸側方向への風速が 26.8m/s 以上のとき 2.0，13.4m/s のとき 0.5，無風時は 0 である．

一方，今後，欧州における護岸設計の指針になると考えられる越波マニュアル（EurOtop, 2007）では，風があるときの越波量 q_{wind} は無風時の越波量 q に風輸送係数 f_{wind} をかけることで求まるとして，式 (2.2) および式 (2.3) を採用している．

$$f_{wind} = \begin{cases} 4.0 & q \leq 10^{-5}\mathrm{m^3/m/s} \\ 1.0 + 3.0(-\log q - 4) & 10^{-5} < q < 10^{-4}\mathrm{m^3/m/s} \\ 1.0 & q \geq 10^{-4}\mathrm{m^3/m/s} \end{cases} \tag{2.2}$$

$$q_{wind} = f_{wind} q \tag{2.3}$$

式 (2.2) に対し，Pullen et al. (2009) は現地観測の結果に基づき，風輸送係数 f_{wind} を式 (2.4) のよ

図-2.2　風波を取り扱うモデルの分類

うに修正している．

$$f_{\mathrm{wind}} = \begin{cases} 4.0 & q \leq 10^{-5}\mathrm{m}^3/\mathrm{m/s} \\ 1.0 + 3.0\left(\dfrac{-\log q - 2}{3}\right)^3 & 10^{-5} < q < 10^{-2}\mathrm{m}^3/\mathrm{m/s} \\ 1.0 & q \geq 10^{-2}\mathrm{m}^3/\mathrm{m/s} \end{cases} \tag{2.4}$$

図-2.1 は，両式によって求められる風輸送係数 f_{wind} である．同図に示すように，風の影響は越波流量 q が $10^{-2}\mathrm{m}^3/\mathrm{m/s}$ 以下のときに顕著となり，有風時の越波流量は無風時に比べて最大で 4 倍になるとしている．ただし，これらの提案式は欧州での限られた観測データに基づいており，波浪の発達状況が異なる日本海域での適用性は明らかとなっていない．

前述のように，風速と越波量の関係について数多くの検討が行われ，越波量を算定する際に風の影響を考慮することの重要性が示されてきた．しかしながら，護岸設計に適用可能な有益な知見は未だに得られていない．そのため，無風時の実験結果に基づく合田ら (1975) の越波流量算定図が現在でも実務で広く用いられるなど，護岸設計において越波量に及ぼす風の影響はほとんど考慮されていないのが現状である．

一方，近年，水理模型実験を補う手段として数値計算が活用されており，越波現象への適用も進められている．数値計算は水理模型実験のスケールから現地スケールの現象まで幅広く取り扱えるため，風が越波量に及ぼす影響を現地スケールで検討できるようになれば，護岸設計において有用性が高いと考えられる．これまでに開発・提案されている数多くの数値計算モデルを**図-2.2** に示すように分類すると，3 種類に大別される．具体的に，Type 1 は液相のみを解き，気相は直接的に解かない数値モデルである．また，Type 2 は，気液界面を波状壁面として気相のみを対象に解く数値モデルである．そして，Type 3 は気相と液相の相互作用を動的に解くことが可能な数値モデルである．1.2 節で述べた越波計算の多くは，Type 1 として分類される数値モデルによって行われている（例えば，

長瀬・島田, 2000；中野ら, 2001；佐貫ら, 2001；鈴木ら, 2003；桜庭ら, 2004；後藤ら, 2006；Losada et al., 2008）．しかし，Type 1 は液相のみを解くモデルのため，風を考慮した越波計算は未だに行われていない．Type 1 の数値モデルにおいて風の効果を取り入れる方法として，Touboul et al. (2006) や Kharif et al. (2008) は自由表面の圧力項に風の効果を付加し，風が Freak Wave に及ぼす影響を数値的に検討している．ただし，ポテンシャル理論に基づく波浪計算手法であるため，砕波や越波など自由表面が多価関数となる現象は計算できない．Type 2 として分類される数値モデルは，波形を有する界面近傍での乱流構造や物質輸送の解明に用いられる（例えば，今城ら, 2007）．ただし，風による波形の変化を取り扱えないため，越波計算には適用できない．近年では，二相流モデル（Type 3）による数値計算が行われている．例えば，Yan and Ma (2010) は，RANS（Reynolds-Averaged Navier-Stokes）モデルを用いて風と波の相互作用を計算している．この数値モデルでは，砕波などの複雑な現象を計算できるため，風を考慮した越波計算を行うことが可能である．しかし，低気圧の接近・通過時における護岸周辺の風速は 20m/s 以上にもなりうるため，二相流モデルにおいて CFL（Courant-Friedrichs-Lewy）条件を満足させるには多大な計算時間を要すると考えられる．例えば，Yan and Ma (2010) の場合，1.86GHz の CPU と 2GRAM の計算機を用いて，風速 12m/s，計算時間間隔 0.001s，格子間隔 0.009m の条件で計算を実施し，23s 間の結果を得るまでに 235 時間もの計算時間を要している．不規則波作用下における越波流量を算定するためには 100s 以上の計算結果が必要となるため，現時点において，二相流モデルを用いた強風下における不規則波越波計算は実用的でないといえる．また，風波の生成過程を取り扱う数値計算では，Navier-Stokes 方程式を直接的に解く DNS（Direct Numerical Simulation）が適用されている（例えば，阿部ら, 2004）．DNS は乱流スケールを厳密に解くため，風と波の相互作用を動的かつ高精度に計算することに適している．しかし，DNS で対象にできる範囲は数 cm～10 数 cm 程度と小さく，越波計算には適していない．以上から，**図-2.2** 中に Type 1 として示される単相流モデルによって風を考慮した実用的な越波計算が可能となれば，有用性は高いと考えられる．

本章では，越波解析の実績が高い断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF（SUper Roller Flume for Computer Aided Design of MAritime Structure）（財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001; 財団法人沿岸技術研究センター, 2008）に風応力を導入する手法を提案するとともに，水理模型実験との比較から本手法の妥当性について検討する．

2.2　断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF

2.2.1　基礎方程式

数値波動水路 CADMAS-SURF は，海域施設の耐波設計の実務に適用することを目的として構築され，これまでに多くの実績を有する数値モデルである．海域における波浪場の解析では，海底斜面や透過性消波構造物などの複雑な曲面形状を取り扱うことが必須である．そこで，数値波動水路 CADMAS-SURF では，2 次元非圧縮性流体に対する連続式（式 (2.5)）およびポーラスモデルに基づいて拡張された Navier-Stokes 方程式（式 (2.6)，式 (2.7)）を基礎式としている．

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = S_\rho \tag{2.5}$$

図-2.3　自由表面の決定方法

$$\lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uu}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z wu}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left\{\gamma_x \nu_e \left(2\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right\} + \frac{\partial}{\partial z}\left\{\gamma_z \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)\right\} - D_x u + S_u - R_x \quad (2.6)$$

$$\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uw}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z ww}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left\{\gamma_x \nu_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right\} + \frac{\partial}{\partial z}\left\{\gamma_z \nu_e \left(2\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right\} - D_z w + S_w - R_z - \gamma_v g \quad (2.7)$$

ここに，t は時間，x，z は水平・鉛直座標，u，w は流速の水平・鉛直成分，ρ_w は水の密度，p は圧力，ν_e は水の分子動粘性係数と渦動粘性係数の和，g は重力加速度，γ_v は空隙率，γ_x，γ_z は水平・鉛直方向の面積透過率，D_x，D_z はエネルギー減衰帯のための係数，S_ρ，S_u，S_w は造波ソースのためのソース項である．λ_v，λ_x，λ_z は慣性力係数 C_M を用いて次のように表され，右辺第 2 項が構造物から受ける慣性力の効果となる．

$$\left.\begin{aligned} \lambda_v &= \gamma_v + (1-\gamma_v)C_M \\ \lambda_x &= \gamma_x + (1-\gamma_x)C_M \\ \lambda_z &= \gamma_z + (1-\gamma_z)C_M \end{aligned}\right\} \quad (2.8)$$

また，C_{DR} を抵抗係数として多孔質体からの抵抗力 R_x，R_z は，次のように流速の 2 乗に比例する形でモデル化している．

$$R_x = \frac{1}{2}\frac{C_{DR}}{\Delta x}(1-\gamma_x)u\sqrt{u^2+w^2} \quad (2.9)$$

$$R_z = \frac{1}{2}\frac{C_{DR}}{\Delta z}(1-\gamma_z)w\sqrt{u^2+w^2} \quad (2.10)$$

ここに，Δx，Δz は水平・鉛直方向の格子間隔である．

2.2.2　自由表面解析モデル

自由表面の取り扱いには，汎用性が高く，複雑な水面形状の時間変化が解析可能な VOF（Volume Of Fluid）法を採用している．**図-2.3** に VOF 法による自由表面のモデル化の概念図を示す．VOF 法は，各セル内における流体の体積割合を F 値として定義することによって自由表面を表現するもので，$F = 0$ のときは気体，$F = 1$ のときは流体，$0 < F < 1$ のときは気液界面であることを意味する．数値波動水路 CADMAS-SURF では，VOF 関数 F の移流方程式と表面の向きを示すフラグ NF を逐次計算することにより，自由表面の挙動を解析する．ポーラスモデルに基づく VOF 関数 F の移流方

図-2.4　フラグ NF によるセルの分類

程式は式 (2.11) で示される．

$$\gamma_v \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u F}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w F}{\partial z} = S_F \tag{2.11}$$

ここに，S_F は造波ソースのためのソース項である．

VOF 法では，計算セルごとに流体セル，気体セルおよび表面セルの分類を行う．また，表面セルは**図-2.4** に示すように離散化された向きを持ち，フラグ NF は以下のように分類される．

・NF = 0：流体セル
・NF = 1：表面セル（表面は x 軸に垂直で，かつ，x 軸の負の方向に流体がある）
・NF = 2：表面セル（表面は x 軸に垂直で，かつ，x 軸の正の方向に流体がある）
・NF = 5：表面セル（表面は z 軸に垂直で，かつ，z 軸の負の方向に流体がある）
・NF = 6：表面セル（表面は z 軸に垂直で，かつ，z 軸の正の方向に流体がある）
・NF = 8：気体セル

移流方程式の離散化には，表面の向きにより見かけ上の風上差分と風下差分を使い分け，表面がぼやけることを防ぐドナー・アクセプタ法を用いている．

2.2.3　TimerDoor 法による水滴処理

数値波動水路 CADMAS-SURF は単相流モデルであり，砕波や越波の際に生じる水中の気泡や空気中の水滴を直接的に解けない．そのため，VOF 関数の F 値が $F < 1.0$ の流体セルや $F > 0.0$ の気体セルが発生し，計算を不安定にさせる可能性がある．そこで，数値波動水路 CADMAS-SURF では，気泡もしくは水滴が生じた場合，隣接する格子へ移動するまでに要する時間 t を算出し，t 秒後に隣接セルへ強制的に移動させる TimerDoor 法が採用されている．このうち，水滴処理では，水滴は水平と鉛直方向の運動に分けられ，周辺の流速 u，w を水滴の初速度 u_0，w_0 として以下のように計算される．

(1)　水平方向の運動

水滴は水平方向に等速運動するものとし，**図-2.5** に示すように，水滴の水平方向初速度が $u_0 > 0$ の場合は水平 (+) 方向，$u_0 < 0$ の場合は水平 (−) 方向の等速運動と分類される．したがって，正方向お

図-2.5　水平方向の運動

図-2.6　鉛直方向の運動

図-2.7　水滴の自由落下

よび負方向への移動時間 t はそれぞれ式 (2.12) によって算出される．

$$t = \begin{cases} \dfrac{\Delta x}{u_0} & u_0 > 0 \\ -\dfrac{\Delta x}{u_0} & u_0 < 0 \end{cases} \tag{2.12}$$

ここに，Δx は水平方向の格子幅である．

(2)　鉛直方向の運動

鉛直方向の運動は等加速度運動として取り扱われる．水滴の挙動は鉛直方向の格子幅 Δz と水滴の初速度 w_0 の関係により，**図-2.6** に示すように，鉛直 (+) 方向運動の Type 1，鉛直 (−) 方向運動の Type 2 および Type 3 にそれぞれ分類される．**図-2.6**(a) のように，重力加速度 g（= 9.8m/s^2）による鉛直 (−) 方向の速度 $\sqrt{2g\Delta z}$ よりも鉛直 (+) 方向の初速度 w_0 が大きいとき，水滴の運動は Type1 の投げ上げと判断される．したがって，鉛直 (+) 方向の運動として移動時間 t および t 秒後の水滴の鉛直速度 w がそれぞれ式 (2.13) と式 (2.14) から求められる．

$$t = \frac{w_0 - \sqrt{w_0^2 - 2g\Delta z}}{g} \tag{2.13}$$

$$w = \sqrt{w_0^2 - 2g\Delta z} \tag{2.14}$$

一方，**図-2.6**(b) のように，$w_0 < 0$ のとき，水滴は投げ下げ運動（Type 2）と判断される．したがって，移動時間および鉛直速度はそれぞれ式 (2.15)，式 (2.16) となる．

$$t = \frac{w_0 + \sqrt{w_0^2 + 2g\Delta z}}{g} \tag{2.15}$$

$$w = -\sqrt{w_0^2 + 2g\Delta z} \tag{2.16}$$

また，**図-2.6**(c) に示すように，$0 < w_0 < \sqrt{2g\Delta z}$ の場合，水滴が検出された段階では鉛直 (+) 方向の運動であるものの，Δz 上のセルに移動するまでに鉛直 (−) 方向への運動に変化することを意味する．そのため，鉛直 (+) 方向の運動として，式 (2.17)，式 (2.18) からそれぞれ移動時間と鉛直速度が求められる．

$$t = \frac{2w_0}{g} \tag{2.17}$$

$$w = -w_0 \tag{2.18}$$

以上の方法により，水滴は隣接する上下左右のセルへ 1 つずつ移動するように表現される．そのため，水滴の軌跡は**図-2.7** に示すような放物線を近似したものとなる．

2.2.4　計算アルゴリズム

図-2.8 に数値波動水路 CADMAS-SURF における計算のフローチャートを示す．まず，波浪条件，海底地形，護岸構造物などの初期条件を入力する．数値波動水路ではセル単位で任意の位置に構造物や境界条件を設定することが可能であり，さらにポーラスモデルを用いることによって海底地形や護岸形状などが高精度に表現できる．波動場の計算には，前述の VOF 法および SMAC（Simplified Marker and Cell）法を用いている．SMAC 法では，流速の予測値 $\tilde{u}$ と $\tilde{w}$ を陽的に計算後，陰的に求められた圧力補正値 δp を用いて各物理量を算定することで Navier-Stokes 方程式を解く．このとき，連立 1 次方程式の解法に前処理付き BCGSTAB 法を用いることで，高速で安定な計算を行っている．ついで，算定された流速値を用いて VOF 関数 F の移流方程式を計算し，自由表面形状を決定する．以上の計算過程を時間ステップごとに繰り返すことによって波動場の計算が行われる．

なお，数値波動水路 CADMAS-SURF の詳細は，財団法人沿岸開発技術研究センター (2001) および財団法人沿岸技術研究センター (2008) を参照されたい．

2.3　数値波動水路 CADMAS-SURF への風外力の導入

風が越波量に及ぼす影響として，護岸前面の波浪状態を変化させる作用と，護岸に沿って打ち上がった波の一部を護岸背後へと輸送させる作用の 2 つが考えられる．本節では，この 2 つの作用を考慮した越波解析が行えるよう風外力を数値波動水路 CADMAS-SURF に導入する．

図-2.8　フローチャート

2.3.1　自由表面への風応力の導入

図-2.9 に，風の作用を受けている水面付近での流れ構造（Valenzuela, 1976）とそのモデル化の概念を示す．同図に示すように，高度 z での平均風速 $U(z)$ は一般的に次式で示される対数分布に従うと仮定される．

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \tag{2.19}$$

ここに，u_* は摩擦速度，κ はカルマン定数（= 0.4），z_0 は海面粗度であり，海面の凹凸の指標である．

式 (2.19) から，海面上に作用する風応力 τ は，$u_* = \sqrt{\tau/\rho_a}$（ρ_a は空気の密度）の関係を用いて次式から推定される．

$$\tau = \rho_a {u_*}^2 = \rho_a {U_{10}}^2 \left[\frac{\kappa}{\ln z/z_0} \right]^2 \tag{2.20}$$

また，式 (2.20) は海面粗度 z_0 と等価な量である海面抵抗係数 C_{DO} を用いて式 (2.21) のようにも表現される．

$$\tau = \rho_a C_{DO} {U_{10}}^2 \tag{2.21}$$

図-2.9　風の作用を受けている水面付近での流れ構造（Valenzuela, 1976）とそのモデル化

本研究では，式 (2.21) で表される海面上の風応力によって生じる流速をモデル化し，数値計算における自由表面に流速として付加する方法について検討する．**図-2.9** に示すように，海面上に風が吹くとその応力によって海面付近に速度勾配の大きい吹送流が発生する．海上風によって発生する吹送流は，吹送時間および吹送距離に応じて発達するため，吹送流の大きさや発生する水深は吹送距離や吹送時間に依存するといえる．数値波動水路 CADMAS-SURF は，鉛直方向の流速変化を計算できるため，海上風による吹送流の発達過程を取り扱うことが可能である．そこで，**図-2.9** に示すように，風応力が流体に影響を及ぼす鉛直方向範囲を Δz_w と仮定すると，Δz_w 間におけるせん断力 τ は式 (2.22) のように表すことができる．

$$\tau = \mu_{ew} \frac{\partial u}{\partial z} \tag{2.22}$$

ここに，粘性係数 μ_{ew} は Δz_w 間における水の粘性係数と渦動粘性係数の和である．

上式から，海面上における流速 u_k は，水深 z_w における流速 u_{z_w} を用いて以下のように算出される．

$$u_k = u_{z_w} + \frac{\Delta z_w}{\mu_{ew}} \tau \tag{2.23}$$

風応力の影響水深 z_w における流速 u_{z_w} は，z_w を挟む上下の流速を用いた線形補間によって求める．ただし，自由表面の境界条件として勾配ゼロ（$\partial u/\partial z = 0$）を用いると，自由表面セルの流速 u_k は自由表面の 1 つ下のセルの流速 u_{k-1} と等しくなる．そのため，自由表面セルよりも Δz_w が小さい場合は，z_w における流速 u_{z_w} として u_{k-1} を用いることとする．

式 (2.23) に式 (2.21) を代入することで，自由表面セルの流速に風応力 τ によって生じる流速が付

図-2.10　CADMAS-SURF に導入した風応力の概念図

加される．

$$
\begin{aligned}
u_k &= u_{z_w} + \frac{\Delta z_w}{\mu_{ew}} \rho_a C_{DO} {U_{10}}^2 \\
&= u_{z_w} + \frac{\Delta z_w}{\nu_{ew} \rho_w} \rho_a C_{DO} {U_{10}}^2
\end{aligned}
\tag{2.24}
$$

ここに，ρ_w は水の密度，ν_{ew} は Δz_w 間における水の動粘性係数と渦動粘性係数の和である．

式 (2.24) のうち，風応力の影響範囲 Δz_w については，実験値などとの比較によって設定する必要がある．また，風応力の作用によって自由表面付近の渦度が高まると推察されるため，Δz_w 間における ν_{ew} については，乱流モデルの導入によって評価することが求められる．ただし，数値波動水路 CADMAS-SURF に導入されている高 Re 型 $k-\varepsilon 2$ 方程式モデルを用いた場合，計算が不安定になることを予備検討において確認している．そのため，本研究においては，Δz_w 間の ν_{ew} は $1.0 \times 10^{-6} \mathrm{m}^2/\mathrm{s}$ の一定値とすることとした．また，数値波動水路 CADMAS-SURF では，自由表面セルの流速を勾配ゼロから求める方法と補外により求める方法の 2 つがオプションとして選択可能であり，補外が既定値となっている．本手法では式 (2.22) に示すように，自由表面セルの 1 つ下のセルの流速に風応力を加えることで風外力を表現するため，自由表面セルの流速を求める方法として勾配ゼロを指定しなければならない．補外を選択した場合は，計算時間の経過とともに自由表面セルの流速が増加し，計算が不安定になることを確認している．

図-2.10 に，数値波動水路 CADMAS-SURF へ導入する風応力の概略図を示す．Reul et al. (1999) は，砕波が生じるような波峰が大きい場合は，波峰の風下側で空気の剥離が生じることを実験的に示している．そこで，本手法では，波峰の風下側には風応力が働かないものと仮定し，次式に示すように，VOF 関数 F の空間勾配が負の場合，すなわち，風上側の表面セルにのみ風応力を導入することにした．

$$
-\frac{(F_{i,k} - F_{i,k-1})/\Delta z}{(F_{i,k} - F_{i-1,k})/\Delta x} > 0 \tag{2.25}
$$

また，風と海面が平行であるときに式 (2.22) が成立するという仮定から，自由表面が z 軸に垂直で，かつ，z 軸の負の方向に流体がある場合を示すフラグ NF = 5（**図-2.4** 参照）のセルにのみ風応力

図-2.11　海面抵抗係数

を与えることにした．さらに，水滴や気泡と判断されたセル周辺の表面セルには風応力を与えないようにした．なお，風応力を与える範囲は任意に指定できるよう設定し，計算時間と距離の関係から，風上側から徐々に風応力を与えるようにした．

海面粗度 z_0 および海面抵抗係数 C_{DO} については，これまでに現地観測，理論，室内実験，数値実験などによって様々な経験式が提案されている．**図-2.11** に，既往の研究で提案された海面抵抗係数 C_{DO} を示す．同図から明らかなように，海面抵抗係数 C_{DO} は風速 U_{10} とともに増加する経験式が数多く示されてきた（例えば，Smith and Banke, 1975 ; Garratt, 1977 ; 本多・光易, 1980 ; Smith, 1980 ; Wu, 1980 ; Large and Pond, 1981 ; Geernaert, 1987 ; Demirbilek et al., 1993 ; Yelland and Taylor, 1996 ; Vickers and Mahrt, 1997 ; Drennan et al., 1999）．しかし，近年では，Donelan et al. (2004) や Moon et al. (2007) によって，風速 U_{10} が 30m/s 以上の強風下では海面抵抗係数が減少もしくは一定値になるという見解が示されている．このように，海面粗度および海面抵抗係数について多種多様な経験式が提案されており，風波の発達過程が複雑であることがわかる．したがって，海面抵抗係数についても，今後さらなる検討が必要であるものの，本研究では，Donelan et al. (2004) による提案式を適用することとした．

2.3.2　風外力による水滴の加速度運動

数値波動水路 CADMAS-SURF では，2.2.3 節で述べたように，気泡および水滴の処理方法として TimerDoor 法が採用されている．水滴の移動は水平および鉛直方向の運動に分けられ，水滴の初速度に基づく等速運動と自由落下運動としてそれぞれ処理される．しかし，風作用下においては，水滴の水平方向運動は等速運動ではなく，風の作用を受けて加速度運動として処理することが適切であると考えられる．本節では，水滴の水平方向の運動が風の作用を受けて加速度運動となるよう，水滴の処理方法を改良し，理論値や解析値との比較からその妥当性について検証する．

(a) Type 1　(b) Type 2　(c) Type 3　(d) Type 4

図-2.12　水平 (+) 方向における水滴の運動パターン

(a) Type 1　(b) Type 2　(c) Type 3　(d) Type 4

図-2.13　水平 (−) 方向における水滴の運動パターン

(1)　水滴の加速度運動に対する計算方法

水滴の質量 m と風に対する水滴の抗力 D は，式 (2.26) および式 (2.27) からそれぞれ求められる．

$$m = \Delta x \cdot \Delta z \cdot F \cdot \rho_w \tag{2.26}$$

$$D = \frac{1}{2}\rho_a (U - u_0)^2 C_{DW} \cdot \Delta z \tag{2.27}$$

ここに，Δx および Δz は水平・鉛直方向の格子幅，F は VOF 関数の値，ρ_a および ρ_w は空気と水の密度，C_{DW} は風に対する水滴の抗力係数，U は風速，u_0 は水滴の水平方向初速度である．

上式から，風速によって生じる水滴の水平方向加速度 a は次式から算出される．

$$a = \frac{D}{m} \tag{2.28}$$

水滴の水平方向の運動は，2.2.3 節で述べたように，水平 (+) 方向運動と水平 (−) 方向運動に分けられる．風の作用下における水滴の水平 (+) 方向運動は，**図-2.12** に示すように，加速度 a を考慮することによって 4 パターンに分類される．**図-2.12**(a) に示すように，水滴の水平方向初速度 u_0 が正で，かつ，加速度 a が 0 のとき，水滴の運動は従来と同様，等速運動の Type 1 と分類される．このとき，水滴が Δx 離れた隣接セルへ移動するまでに要する時間 t は，次式から求められる．

$$t = \frac{\Delta x}{u_0} \tag{2.29}$$

また，初速度および加速度がそれぞれ $u_0 \geq 0$, $a > 0$ のとき，水滴の運動は**図-2.12**(b) に示す Type 2 となり，次式から移動時間が算出される．

$$t = \frac{-u_0 + \sqrt{u_0^2 + 2a\Delta x}}{a} \tag{2.30}$$

同様に，**図-2.12**(c) のように，初速度が $u_0 > 0$，加速度が $a < 0$ となる Type 3 の場合も，加速度による水平 (−) 方向への速度 $\sqrt{2|a|\Delta x}$ よりも水滴の初速度の絶対値 $|u_0|$ が大きければ，水平 (+) 方向の運動となるため，移動時間は次式から求められる．

$$t = \frac{-u_0 + \sqrt{u_0^2 + 2a\Delta x}}{a} \tag{2.31}$$

一方，初速度が $u_0 < 0$，加速度が $a > 0$ のとき，$|u_0| < \sqrt{2|a|\Delta x}$ であれば，水滴が検出された段階では水平 (−) 方向への運動であるものの，Δx 移動する間に水平 (+) 方向への運動に変化することを意味する．そのため，水滴の運動は**図-2.12**(d) に示す Type 4 と分類され，水滴の移動時間は次式から算出される．

$$t = -\frac{2u_0}{a} \tag{2.32}$$

水平 (+) 方向と同様に，風作用下における水平 (−) 方向の水滴運動は 4 パターンに分類される．**図-2.13** に示す各運動パターンにおける移動時間 t の算出式を以下に示す．

$$\text{Type 1}: \quad t = -\frac{\Delta x}{u_0} \tag{2.33}$$

$$\text{Type 2}: \quad t = \frac{-u_0 - \sqrt{u_0^2 - 2a\Delta x}}{a} \tag{2.34}$$

$$\text{Type 3}: \quad t = -\frac{2u_0}{a} \tag{2.35}$$

$$\text{Type 4}: \quad t = \frac{-u_0 - \sqrt{u_0^2 - 2a\Delta x}}{a} \tag{2.36}$$

また，水平方向の運動を加速度運動として取り扱うため，水滴の水平方向速度は毎ステップ更新した．以上により，風の作用による水滴の加速度運動が表現される．なお，本来ならば水滴に及ぼす風の影響ではその相対的運動を考慮し，鉛直方向の運動も考慮すべきであるが，本研究では風の鉛直方向成分は考慮していない．また，水滴の落下速度は一般に落下速度に比べて小さいことから，その相対速度は無視しうるものとした．

(2)　水滴の運動に対する数値計算の妥当性の検証

等加速度運動に対する本手法の妥当性を確認するため，自由落下および水平投射運動の計算を行った．計算条件を**表-2.1** に示す．水滴の初期位置は，$x_0 = 2.5$m，$z_0 = 4.5$m とし，計算時間間隔 Δt を 0.10s および 0.01s とした．自由落下運動および水平投射運動に対する理論値と計算値の比較を**図-2.14** に示す．同図から，計算時間間隔 $\Delta t = 0.01$s のとき，計算値は理論値を再現できていると判断される．一方，$\Delta t = 0.10$s の場合，水平および鉛直方向における位置の時系列変化が理論値と一致していない．この理由として，水滴処理では隣接するセルへの移動を取り扱うため，Δt が大きい場合は水滴の移動計算が満足に行えないことが挙げられる．したがって，水滴の移動速度 u，w と計算格子幅 Δx，Δz に対する計算時間間隔 Δt は，次式を満たす必要があるといえる．

$$\Delta t < \min\left(\frac{\Delta x}{u}, \frac{\Delta z}{w}\right) \tag{2.37}$$

表-2.1　等加速度運動に対する計算条件

(a) 自由落下

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
時間間隔 Δt	0.10 s, 0.01 s
水平方向の初速度 u_0	0.0 m/s
風速 U	0.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	0.0

(b) 水平投射

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
時間間隔 Δt	0.10 s, 0.01 s
水平方向の初速度 u_0	2.0 m/s
風速 U	0.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	0.0

(a) 自由落下　　(b) 水平投射

図-2.14　等加速度運動に対する理論値と計算値の比較

加速度運動に対する妥当性の検証として，**表-2.2** に示す計算条件において水滴の運動計算を行った．同表に示すように，Case 1 では，水滴の水平方向の初期速度 u_0 を-5.0m/s とし，風速 U は 40m/s とした．一方，Case 2 では，水滴の水平方向の初速度および風速を，それぞれ u_0 = 5.0m/s，U = −40.0m/s と設定した．なお，風による水滴の抗力係数 C_{DW} は，両ケースとも 1.0 とした．**図-2.15** に，加速度運動に対する計算結果と解析解の比較を示す．**図-2.15**(a) から，初期位置から負方向へ移動した水滴が，正方向の風によって t = 0.6s 過ぎから正方向へと移動していく様子が確認できる．一方，**図-2.15**(b) では，Case 1 とは逆に，t = 0.6s 過ぎから負方向への運動となっていることがわかる．計算結果は解析解とよく一致しており，加速度運動が正しく計算できていると認められる．

等加速度運動および加速度運動に対する本手法の妥当性が確認されたことから，風速 U や風によ

表-2.2　加速度運動に対する計算条件

(a) Case 1

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
時間間隔 Δt	0.001 s
水平方向の初速度 u_0	-5.0 m/s
風速 U	40.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0

(b) Case 2

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
時間間隔 Δt	0.001 s
水平方向の初速度 u_0	5.0 m/s
風速 U	-40.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0

(a) Case 1　　(b) Case 2

図-2.15　加速度運動に対する解析値と理論値の比較

る水滴の抗力係数 C_{DW} を変えて計算を行った．**表-2.3** および**図-2.16** に，計算条件と計算結果を示す．同図 (a) から，水滴の初期速度が $u_0 = -2.0$m/s であるため，落下初期は負方向への運動となっているものの，風速が大きくなるほど正方向への運動へと変化していく様子がわかる．また，**図-2.16**(b) に示すように，水滴の抗力係数 C_{DW} によって水滴の移動量が異なっているため，風の影響を考慮した越波計算を行う際には，適切な抗力係数を設定する必要があるといえる．以上から，風の作用を受けた水滴の水平方向運動が加速度運動として適切に処理されていることを確認した．

表-2.3　風速および水滴の抗力係数を変化させた場合の計算条件

(a) 風速変化

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
計算間隔 Δt	0.001 s
水平方向の初速度 u_0	-2.0 m/s
風速 U	0.0, 20.0, 40.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0

(b) 抵抗力係数変化

計算領域 $x \times z$	5.0 m × 5.0 m
格子間隔 $\Delta x \times \Delta z$	0.1 m × 0.1 m
計算間隔 Δt	0.001 s
水平方向の初速度 u_0	-2.0 m/s
風速 U	20.0 m/s
水滴の抗力係数 C_{DW}	0.6, 1.0, 1.4

(a) 風速変化　　(b) 水滴の抵抗力係数変化

図-2.16　風速および水滴の抗力係数を変化させたときの水滴の運動の違い

2.4　提案した数値波動水路の妥当性

風外力を考慮した越波解析を数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて実施するため，2.3.1 節において自由表面の境界条件に風応力を導入し，2.3.2 節では風の作用による水滴運動が計算できるように水滴の処理方法を改良した．本節では，井上ら (1992) による水理模型実験の再現計算を行い，提案した本手法の妥当性を検証する．

2.4.1　計算条件および解析方法

図-2.17 に，本検討における計算領域の概要を示す．また，**表-2.4** および**表-2.5** に，波浪条件と計算条件をそれぞれ示す．本検討では井上ら (1992) に倣い，x = 21m を起点とする 1:10 の一様勾配地形を水路内に設けた．護岸形状として，直立護岸（Type 1），3 割勾配護岸（Type 2），5 割勾配護岸（Type 3）の 3 種類を取り上げ，相対天端高 $h_c/H_{1/3}$ が 1.0 となるよう，水深に応じて護岸天端高を変化させた．護岸前面水深 h は，0.000，0.018，0.036m の 3 種類に変化させた．入射波は Bretschneider・光易型のスペクトル形状を有する不規則波とし，造波境界（x = 0m）から入射させた．そして，**図-2.17** に示す波高検定地点 W1 において，有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$ がそれぞれ 0.056m と 1.0s になるよう，事前に通過波検定を実施した．ただし，井上ら (1992) は，不規則波の成分数や入射波形，造波時間について言及していない．そのため，**表-2.5** に示すように，本検討では成分波を 200，乱数初期値を 5963 として不規則波信号を作成した．**図-2.18** は入射波形の一例であり，本検討では 163.84s の不規則波信号を作成した．また，計算時間は 250s とし，波が十分に安定したと判断される造波開始 86.16s 後から 163.84s 間のデータを解析対象とした．

風速 U は 0.0，3.0，6.0m/s の 3 種類に変化させ，風速に応じて Donelan et al. (2004) に基づく海面抵抗係数 C_{DO} を設定した．また，水理模型実験では x = 21m の地点から風を吹かせていることから，本計算においても同様に，風応力の導入および水滴の加速度計算を行う範囲を x = 21m から護岸までとした．なお，井上ら (1992) の実験では，護岸天端上 24cm の風速を代表風速として結果をまとめている．本手法では，平均風速の鉛直分布は対数分布であると仮定していることから，護岸天端上 24cm 上の風速と 10m 上の風速 U_{10} は同じとみなせるものとし，数値計算では水理模型実験と同じ風速を入力値とした．

図-2.17　計算領域

図-2.18　入力信号の一例（$h/L_{1/3}$ = 0.000）

表-2.4　波浪条件

スペクトルタイプ	Bretschneider-光易型
有義波周期 $T_{1/3}$	1.0 s
波形勾配 $(H/L)_{1/3}$	0.04
相対天端高 $h_c/H_{1/3}$	1.0
相対水深 $h/L_{1/3}$	0.000, 0.013, 0.026
無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$	0, 4, 8

表-2.5　計算条件

計算時間	計算間隔 Δt	10^{-8} ～ 10^{-3} s
	計算終了 t_{END}	250 s
造波方法	造波モデル	造波境界
	成分波数	200 波
	鉛直方向分割数	29
	乱数初期値	5963
格子間隔	x 方向 Δx	0.0125 ～ 0.0200 m
	z 方向 Δz	0.0090 ～ 0.0200 m
差分スキーム	DONOR パラメータ	VP-DONOR0.2
境界条件	速度・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free
風外力	風応力の影響範囲 Δz_w	0.009 m
	Δz_w 間の動粘性係数 ν_w	1.0×10^{-6} m^2/s
	水滴の抗力係数 C_{DW}	0.4, 0.7, 1.0, 1.4

計算領域には，波浪変形および護岸周辺の越波現象を高精度かつ効率的に解析できるように，自由表面および構造物周辺で最も細かくなる不等間隔格子を採用した．護岸背後には越波升領域を設け，VOF 関数 F 値の面積積分から越波量の時系列変化を求めるとともに，総越波量を解析時間（163.84s）で除することで越波流量 q を算出した．なお，数値計算の安定性を向上させるため，越波升領域に初期水位を与えた．

水滴の水平方向加速度を算出する際に必要となる抗力係数 C_{DW} は，物体の形状により大きく異なる．そこで，流体力学ハンドブック（日本流体力学会, 1998）を参考に，風に対する水滴の抵抗係数 C_{DW} を 0.4，0.7，1.0，1.4 の 4 種類に変化させ，本計算において最適な抗力係数 C_{DW} について検討を行った．無風時における無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_{1/3}{}^3}$ について，水理模型実験と数値計算の比較を**図-2.19** に示す．同図から，数値計算は実験値を過小評価する傾向にあることがわかる．この理由として，不規則波の入射波形や造波時間，越波流量の定義が水理模型実験と本検討では異なることが挙げられる．しかし，数値計算で得られた無次元越波流量は水理模型実験値と同程度のオーダーであり，許容範囲内であると判断される．水理模型実験を真値とし，抗力係数 C_{DW} ごとに数値計算結果の二乗平均平方根誤差（RMSE ; Root Mean Square Error）を算出したところ，同図中に示すように，$C_{DW} = 1.0$ の場合に RMSE が最も小さく，水理模型実験値に近いとわかる．そこで，本計算では抗力係数を $C_{DW} = 1.0$ として以降の検討を進めることにした．

図-2.19　無風時における無次元越波流量の水理模型実験と数値計算の比較

2.4.2　風外力が護岸前面の波浪変化に及ぼす影響

図-2.20～**図-2.22** に，各護岸周辺における水面の空間波形を例示する．各図 (a)，(b)，(c) はそれぞれ無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ が 0，4，8 の場合である．同図において，赤色は岸向き，青色は沖向きの水平方向流速 u であることを示す．また，護岸周辺の水色のセルは，数値計算上で水滴と判断されたセルであることを意味している．各図から，無次元風速の増加とともに，自由表面付近において岸向きの水平流速が卓越していることがわかる．一方，自由表面付近で生じた岸向き流れの補償流として，底面付近では沖向きの水平流速が発達している．また，無次元風速が 8 のときには，波面上に短周期波成分の発生がみられる．以上のことから，本計算手法において自由表面に風応力を導入した効果が認められる．さらに，直立護岸周辺の越波状況を示す**図-2.20** から，無次元風速が 8 の場合，護岸に沿って打ち上がった水滴は護岸天端上に残ることなく護岸背後へと輸送されている様子が確認できる．このことは，風の作用を受けた水滴の運動が適切に処理されていることを示唆するものである．

無風時における直立護岸周辺の水面の空間波形を示した**図-2.20**(a) から，入射波は浅水化により斜面上で増大し，x = 23.2m 付近で砕波する．その後，波高を減衰させながら一様斜面上を伝播し，t = 74.5s のときに越波する．これに対し，同図 (b) から，無次元風速が 4 の場合は t = 73.5s の時点で既に砕波しており，護岸到達前に波高が減衰することで越波には至っていない．無次元風速が 8 の場合は同図 (c) に示すように，$U/\sqrt{gH_{1/3}}$ = 4 と同様に t = 73.5s の時点で既に砕波している．しかし，風の作用によって護岸前面の水位が上がっており，結果として越波に至っている．同様の傾向は，**図-2.21** や**図-2.22** でも認められる．また，3 割勾配護岸では無次元風速が 8 のときに護岸前面の水位上昇が著しく，入射波が護岸背後へと越流する様子が認められる．

無次元風速による護岸前面の波浪変化は，各護岸設置時における有義波高と平均水位の空間分布を

(a) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 0$　　(b) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 4$　　(c) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 8$

図-2.20　直立護岸周辺における水面の空間波形

(a) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 0$　(b) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 4$　(c) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 8$

図-2.21　3 割勾配護岸周辺における水面の空間波形

(a) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 0$　　(b) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 4$　　(c) $U/\sqrt{gH_{1/3}} = 8$

図-2.22　5 割勾配護岸周辺における水面の空間波形

示す**図-2.23**～**図-2.25** からも定量的に把握できる．**図-2.23**(a) に示す有義波高 $H_{1/3}$ の空間分布から，無次元風速の増加とともに砕波点が沖側へ移動していることがわかる．風による護岸前面の波浪変化について，永井・上田 (1960) は，有風時は波峰が風圧に押されるため，無風時よりも沖側で砕波に至ると述べている．本手法においても同様の現象が確認できることから，風外力を考慮した計算が適切にできていると判断される．一方，同図に示す平均水位 $\bar{\eta}$ の空間分布に着目すると，無次元風速の増加に伴い，護岸前面における平均水位の上昇量が顕著になっており，砕波による wave setup のみならず，護岸への吹き寄せ効果が認められる．これらの傾向は，**図-2.23**(b) および**図-2.23**(c) に示すように，相対水深 $h/L_{1/3}$ が異なる場合でもみられる．ただし，無次元風速が同じ場合は，相対水深が小さいほど砕波点は沖側になるとともに，平均水位の上昇量は大きくなることがわかる．また，無次元風速および相対水深に対する有義波高・平均水位の空間分布の特徴は，**図-2.24** および**図-2.25** から，護岸形状によらず，直立護岸と同様の傾向を示すと判断される．

2.4.3 風外力による護岸越波流量の変化

図-2.26～**図-2.28** に，各護岸における無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_{1/3}{}^3}$ と無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ の関係を示す．**図-2.26** から，直立護岸を対象とした数値計算では，無次元風速の増加とともに無次元越波流量が増加している．これは，直立護岸の越波流量は風の影響を受けやすいとした井上ら (1992) による水理模型実験の傾向と一致している．3 割勾配および 5 割勾配護岸についても，**図-2.27** や**図-2.28** に示すように，無次元風速が 0 と 4 のときに数値計算は水理模型実験をよく再現している．ただし，緩傾斜護岸を対象とした全ての計算ケースにおいて，$U/\sqrt{gH_{1/3}} = 8$ のときに無次元越波流量が最大となった．**図-2.29** に，相対水深 $h/L_{1/3}$ が 0.026 の場合の無次元越波流量と法面勾配の関係を示す．井上ら (1992) は同図 (a) から，法面勾配が緩くなるほど有風時の無次元越波流量は減少すると結論づけた．一方，数値計算では同図 (b) に示すように，緩傾斜護岸による有風時の越波低減効果は認められず，水理模型実験と異なる見解が得られた．有風時における緩傾斜護岸周辺の越波状況について井上ら (1992) は，一様斜面上で砕波した波はしぶきとなって打ち上がるものの，護岸背後に到達する前に護岸法面上へ落下し，越波には至らないと述べている．一方，数値計算では，**図-2.22** や**図-2.25** から，無次元風速の増加とともに護岸前面における平均水位の上昇量が大きくなるため，無風時よりも越波が発生しやすくなっているものと推察される．前述のように，本計算では不規則波の入射波形や造波時間，越波流量の定義が水理模型実験と異なっている．そのため，護岸前面の波浪状況については，今後さらなる検討が必要である．ただし，数値計算結果の無次元越波流量は，有風時においても実験値と同程度のオーダーとなっており，十分に有風時の越波量を予測できていると判断される．以上から，提案した本手法は，風が越波量に及ぼす影響をよく評価できているといえる．

2.5 結言

本章では，有風時の護岸越波流量を評価するため，風が越波量に及ぼす影響として，護岸前面の波浪状況を変化させる作用と，護岸に沿って打ち上がった波の一部を護岸背後へと輸送させる作用の 2 つを取り上げた．そして，これら 2 つの作用を考慮した越波計算ができるよう，現在までに開発・提案されている数多くの数値計算モデルのうち，実務での適用が進められている数値波動水路

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.23　直立護岸における有義波高・平均水位の空間分布

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.24　3 割勾配護岸における有義波高・平均水位の空間分布

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.25　5 割勾配護岸における有義波高・平均水位の空間分布

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.26　直立護岸における無次元越波流量と無次元風速の関係

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.27　3 割勾配護岸における無次元越波流量と無次元風速の関係

(a) $h/L_{1/3}$ = 0.000

(b) $h/L_{1/3}$ = 0.013

(c) $h/L_{1/3}$ = 0.026

図-2.28　5 割勾配護岸における無次元越波流量と無次元風速の関係

(a) 水理模型実験

(b) 数値計算

図-2.29　相対水深 $h/L_{1/3}$ が 0.026 のときの無次元越波流量と法面勾配の関係

CADMAS-SURF に風外力を導入する方法を提案するとともに，水理模型実験との比較から提案した計算手法の妥当性を検討した．

以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. 風が護岸前面の波浪状況を変化させる作用として，海面上の風応力によって生じる流速をモデル化し，自由表面の流速に付加する計算手法を提案した．また，波峰の風下側には風応力が作用しないものと仮定し，VOF 関数 F の空間勾配に基づき，風上側の表面セルにのみ風応力を作用させる方法を示した．

2. 護岸に沿って打ち上がった波の一部を護岸背後へと輸送させる風の作用を単相流モデルである数値波動水路 CADMAS-SURF において適切に表現させるため，水滴の水平方向運動を従来

の等速運動から加速度運動へ改良した．そして，理論値や解析値との比較から，風作用下における水滴の加速度運動が適切に処理されていることを示した．

3. 提案した数値計算手法を用いて有風時の越波計算を実施した結果，自由表面付近では岸向きの水平流速が発達する一方，補償流として底面付近では沖向きの水平流速が卓越する様子を確認した．さらに，有風時には波面上に短周期波成分の発生がみられた．以上から，本計算手法において自由表面に風応力を導入した効果が反映されていることを示した．

4. 数値計算結果から，無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ の増加とともに砕波点は沖側へと移動することが定量的に確認され，既往の研究による考察と一致することを示した．また，無次元風速の増加に伴い，護岸前面における平均水位の上昇量は大きくなること，無次元風速が同じ場合は，相対水深 $h/L_{1/3}$ が小さいほど砕波点は沖側に移り，平均水位 $\bar{\eta}$ の上昇量は大きくなることを明らかにした．

5. 提案した計算手法は，直立護岸における無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_{1/3}{}^3}$ が無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ とともに増加する傾向をよく再現できることを明らかにした．また，緩傾斜護岸に対する無次元越波流量についても，無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ が 0 および 4 のときについては，数値計算は水理模型実験結果をよく再現していることを示した．

6. 提案した計算手法は有風時における護岸越波流量を精度よく算定可能であり，風外力を考慮した護岸越波解析に適用可能であることを明らかにした．数値計算は現地スケールでの検討ができるため，従来の水理模型実験では困難であった風に及ぼす越波流量への影響を定量的に評価することが可能になり，有用性は高いといえる．

参考文献

Demirbilek, Z., Bratos, S. M., and Thompson, E. F. (1993): Wind products for use in coastal wave and surge models, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Coastal Engineering Research Center, Miscellameous Report CERC-93-7.

Donelan, M. A., Haus, B. K., Reul, N., Plant, W. J., Stiassnie, M., Graber, H. C., Brown, O. B., and Saltzman, E. S. (2004): On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 31, L18306.

Drennan, W. M., Kahma, K. K., and Donelan, M. A. (1999): On momentum flux and velocity spectra over waves, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 92, 3, pp. 489–515.

EurOtop (2007): EurOtop - Wave overtopping of sea defences and related structures: assessment manual (Online), http://www.overtopping-manual.com/index.html, 参照 2010-10-29.

Garratt, J. R. (1977): Review of drag coefficients over oceans and continents, *Monthly Weather Review*, Vol. 105, 7, pp. 915–929.

Geernaert, G.L. (1987): On the importance of the drag coefficient in air-sea interactions, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, Vol. 11, 1, pp. 19–38.

Kharif, C., Giovanangeli, J. P., Touboul, J., Grare, L., and Pelinovsky, E. (2008): Influence of wind on extreme wave events: experimental and numerical approaches, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 594, pp. 209–247.

Large, W. G. and Pond, S. (1981): Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 11, 3, pp. 324–336.

Losada, I. J., Lara, J. L., Guanche, R., and Gonzalez-Ondina, J. M. (2008): Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters, *Coastal Engineering*, Vol. 55, 1, pp. 47–62.

Moon, I. J., Ginis, I., Hara, T., and Thomas, B. (2007): A physics-based parameterization of air-sea momentum flux at high wind speeds and its impact on hurricane intensity predictions, *Monthly Weather Review*, Vol. 135, 8, pp. 2869–2878.

Pullen, T., Allsop, W., Bruce, T., and Pearson, J. (2009): Field and laboratory measurements of mean overtopping discharges and spatial distributions at vertical seawalls, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 121–140.

Reul, N., Branger, H., and Giovanangeli, J. P. (1999): Air flow separation over unsteady breaking waves, *Physics of Fluids*, Vol. 11, 7, pp. 1959-1961.

Smith, S. D. (1980): Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 10, 5, pp. 709–726.

Smith, S. D. and Banke, E. G. (1975): Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, Vol. 101, 429, pp. 665–673.

Touboul, J., Giovanangeli, J. P., Kharif, C., and Pelinovsky, E. (2006): Freak waves under the action of wind: experiments and simulations, *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, Vol. 25, 5, pp.

662–676.

U S. Army Coastal Engineering Research (2002)： *Shore Protection Manual Volume2*，Books for Business，556p.

Valenzuela, G. R. (1976): The growth of gravity-capillary waves in a coupled shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 76, 02, pp. 229–250.

Vickers, D. and Mahrt, L. (1997): Fetch limited drag coefficients, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 85, 1, pp. 53–79.

Wu, J. (1980): Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions -a revisit, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 10, 5, pp. 727–740.

Yan, S. and Ma, Q. W. (2010): Numerical simulation of interaction between wind and 2d freak waves, *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, Vol. 29, 1, pp. 18–31.

Yelland, M. and Taylor, P. K. (1996): Wind stress measurements from the open ocean, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 26, 4, pp. 541–558.

阿部陽介・高橋桂子・渡邉智彦・佐藤哲也 (2004)： C-CUP 法を用いた気液界面における運動量輸送量の評価—大気海洋界面での交換物理量の評価に向けて—，ながれ，第 23 巻，pp. 395–407.

井上雅夫・島田広昭・円間弘起 (1992)：緩傾斜護岸の越波特性に及ぼす風の影響，海岸工学論文集，第 39 巻，pp. 586–590.

今城貴徳・山本敏之・黒瀬良一・小森　悟 (2007)：波状壁面上の乱流構造と抗力に及ぼす斜めうねりの影響（流体工学, 流体機械），日本機械学會論文集. B 編，第 73 巻，731，pp. 1518–1524.

岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一 (1965)：風洞水槽を用いた海岸堤防の越波に関する研究 (2)，海岸工学講演会講演集，第 12 巻，pp. 168–192.

合田良実・岸良安治・神山　豊 (1975)：不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，第 4 巻，14，pp. 3–44.

後藤仁志・五十里洋行・目見田　哲・安岡恒人・望月貴文 (2006)：低天端護岸上部の大型排水路への越波過程に対する粒子法の適用性，海岸工学論文集，第 53 巻，pp. 701–705.

桜庭雅明・弘崎　聡・樫山和男 (2004)： CIVA/Level set 法による越波・塑上の数値解析，海岸工学論文集，第 51 巻，pp. 36–40.

佐貫　宏・藤田　龍・関本恒浩・清水琢三 (2001)：数値モデルによる越波量の評価に関する研究，海岸工学論文集，第 48 巻，pp. 736–740.

財団法人沿岸開発技術研究センター (2001)：数値波動水路（CADMAS-SURF）の研究・開発—数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会報告書—，沿岸開発技術ライブラリー No.12，457p.

財団法人沿岸技術研究センター (2008)：CADMAS-SURF 実務計算事例集—数値波動水槽の耐波設計への適用に関する研究会中間報告書—，沿岸技術ライブラリー No.30，368p.

白石直文・遠藤泰司 (1963)： 消波工に関する二, 三の問題，海岸工学講演会講演集，第 10 巻，pp. 138–143.

鈴木崇之・岡安章夫・田中真史 (2003)：緩傾斜護岸の越波水理特性実験と LES 数値計算，海岸工学論文集，第 50 巻，pp. 631–653.

高田　彰 (1969)：越波の飛散分布におよぼす風の影響（1）—風速と水平飛散分布—，海岸工学講演

会講演集，第 16 巻，pp. 277–288.

高田　彰 (1976) : 規則波の越波量におよぼす風の影響, 海岸工学講演会論文集, 第 23 巻, pp. 170–175.

富永正照・佐久間　嚢 (1970) : 海岸堤防の越波量について，海岸工学講演会論文集，第 17 巻，pp. 133–140.

中野　修・興野俊也・藤井直樹・榊山　勉・大熊義夫 (2001) : 数値波動水路による護岸・防波堤の越波・伝達波の数値計算，海岸工学論文集，第 48 巻，pp. 731–735.

永井荘七郎・上田伸三 (1960) : 風と波を考慮した海岸堤防の形状と構造に関する研究，海岸工学講演会講演集，第 7 巻，pp. 245–273.

長瀬恭一・島田昌也 (2000) : MARS 法を用いた数値波動水槽に関する研究，海岸工学論文集，第 47 巻，pp. 46–50.

日本流体力学会（編） (1998) : 流体力学ハンドブック，丸善，第 2 版，1294p.

本多忠夫・光易　恒 (1980) : 水面に及ぼす風の作用に関する実験的研究，海岸工学講演会論文集，第 27 巻，pp. 90–93.

山城　賢・吉田明徳・橋本裕樹・久留島暢之・入江　功 (2004) : 越波実験における風洞水槽内風速の現地風速への換算，海洋開発論文集，第 20 巻，pp. 653–658.

第 3 章　リーフ地形における波浪伝播特性

3.1　緒言

沖縄諸島や太平洋諸島の周辺海域には，珊瑚によって形成された天然リーフ地形が発達している．一般的にリーフ地形とは，**図-3.1** に示すように，礁縁（Reef crest）から岸側に礁原とよばれる一定の浅水域（Reef flat）が広がり，その前面には急斜面（Fore reef）を有する地形を指す．平常時の天然リーフ海域では，礁斜面上の急激な水深変化によって砕波が生じることによって礁原上の波は穏やかになるため，リーフ地形は天然の防波堤とも称される．また，礁原内には多種多様な生物が生息していることから，生物多様性や景観性の観点からも珊瑚の保全が重要となっている．

図-3.1　リーフ地形の概念図
（引用：U.S. Geological Survey, 2010）

一方，天然リーフが発達している沖縄諸島や太平洋諸島では，低気圧の接近・通過時において護岸の倒壊や背後地の浸水，道路護岸の通行規制など，高潮・高波による越波災害を受けていることが報告されている（例えば，Ogg and Koslow, 1978 ; Jaffe and Richmond, 1993）．仲座・日野 (1988) や仲座ら (1991) は台風被災地の実態調査を実施し，沖縄諸島における越波災害の発生要因としてリーフ海域特有の波浪変化・伝播状況を挙げている．そのため，リーフ海域の越波災害対策を講じる際には，リーフ上での特異な波浪変化を十分に把握する必要がある．

リーフ上の波浪変形について，河野ら (1978) は沖縄本島瀬名海岸を対象とした現地調査から，リーフ内の波高は沖側に対して相当に減衰することを示した．Hawaii の Ala Moana Beach を対象に現地観測を行った Lee and Black (1978) も，リーフ上を伝播することによって波の形状が著しく変化するとともに，リーフ上では低周波数のエネルギーが卓越することを明らかにした．また，谷本ら (1988) は，沖縄本島仲泊地区を対象に，リーフ上における海水流動や波浪減衰および水位変化を観測し，リーフ上の波高には潮汐による水位変化の影響が大きいことを明らかにした．磯部ら (1988) は，リーフ前面の海底勾配による平均水位上昇量の影響について不規則波を用いた水理模型実験を行い，リーフ前面の勾配が 1/2.5 のときにリーフ上の水位上昇が最も大きくなると述べている．このように，他の海域に比べて複雑な波浪場であるリーフ海域については，水理模型実験や現地観測結果に基づく数多くの検討が行われてきた．特に，護岸の設計に必要となるリーフ上の波高算定方法につい

ては，様々な経験式が提案されている．高山ら (1977) は，不規則波動場におけるリーフ上の波高算定式として水理模型実験結果に基づく次式を提案している．

$$\frac{H}{H_0'} = B\exp\left[-A\frac{x}{H_0'} + \alpha\frac{h+\bar{\eta}_\infty}{H_0'}\right] \tag{3.1}$$

ここに，x は礁縁（$x = 0$）からの岸向き距離，h はリーフ上の静水深，$\bar{\eta}_\infty$ は $x = \infty$ における平均水位の上昇量である．

式 (3.1) 中の係数 B は式 (3.2) で示され，$x = 0$ での波高比 $H_{1/3}/H_0'$ と無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_0'$ は，砕波帯内の有義波高および不規則波の浅水変形による平均水位の変化の算定図（合田, 1975）からそれぞれ算出される．また，式 (3.1) および式 (3.2) 中の係数 A，α，β について，高山ら (1977) は，0.05，0.33，0.56 の一定値を与えている．

$$\left.\begin{aligned} B &= \frac{(H_{1/3})_{x=0}}{H_0'} - \alpha\frac{h+\bar{\eta}_\infty}{H_0'} \\ \frac{h+\bar{\eta}_\infty}{H_0'} &= \sqrt{\frac{C_0}{1+\frac{3}{8}\beta\alpha}} \\ C_0 &= \left(\frac{h+\bar{\eta}}{H_0'}\right)^2_{x=0} + \frac{3}{8}\beta\left(\frac{H_{1/3}}{H_0'}\right)^2_{x=0} \end{aligned}\right\} \tag{3.2}$$

式 (3.1) に対し，江頭ら (1985)，津嘉山ら (1995) および黒本（漁港・漁場の施設の設計の手引検討委員会, 2003）は，現地観測値との整合性の観点から，式 (3.1) および式 (3.2) 中の各係数について修正値をそれぞれ提案している．例えば，江頭ら (1985) は，**表-3.1** に示す係数を修正値として挙げている．また，黒本式では，係数 A を**図-3.2**(a) の実線から求めるとともに，係数 α は**図-3.2**(b) の平均的な値もしくは 0.15 とすることを指針として示している．なお，係数 β については，高山式と同様に 0.56 を与えている．提案された係数の修正値は，特に，波高の減衰率を表す係数 A に着目しており，各経験式ともに，係数 A を波高水深比 H_0'/h_2（$h_2 = h + \bar{\eta}_\infty$）の関数としている．

前述のように，リーフ上の波高算定に対して様々な経験式が提案されているものの，各式から算定される波高は波浪条件によって差異が生じるため，不揃いな護岸天端高や設計者の混乱を招いているのが現状であり，依然としてリーフ上での波浪変形については未解明の部分が多く残されている．特に，台風時に発生する異常な水位上昇について，その発生機構は未解明である．この水位上昇の原因

表-3.1　江頭式による係数（引用：江頭ら, 1985）

定数	数値および式	使用条件
α	0.202	$4\ \mathrm{m} > H_0' \geq 2\ \mathrm{m}$
	0.332	$H_0' \geq 4\ \mathrm{m}$
A	$A = 0.089(H_0'/h_2) + 0.015$	—
B	min { B_1, B_2 } $B_1 = 0.639(h_2/H_0') + 0.147$ $B_2 = -0.200(h_2/H_0') + 1.248$	min{a,b} は a，b のうちの最小値を表す

(a) 係数 A と波高水深比　　(b) 係数 α と相対水深

図-3.2　黒本式における係数の算定図
（引用：漁港・漁場の施設の設計の手引検討委員会, 2003）

として，長周期波（サーフビート）の存在が挙げられる．サーフビートとは，30s～数分周期で水面が不規則に変動する現象と定義されているものである．仲座ら (1994, 1998) はサーフビートに着目し，沖縄本島港川海岸を対象に現地観測を行った．そして，リーフ上における長周期波の発生メカニズムを検討し，サーフビートを考慮した設計波高について言及した．しかし，サーフビートの発生機構は未だ解明されておらず，サーフビート自体に対する解釈も統一されていないのが現状である．

また，越波災害が生じている低気圧の接近・通過時においては，護岸周辺に強大な風が吹き寄せるため，風がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響を考慮することは重要である．Demirbilek et al. (2007) は，Guam 南東に位置するリーフ地形をモデル化し，風と波が作用した場合のリーフ上の波浪変化を実験的に検討した．そして，風速の増加とともにリーフ上の平均水位は上昇すること，風外力を受けてリーフ上の波のエネルギー密度が増加することを明らかにしている．さらに，Demirbilek and Nwogu (2007) や Nwogu and Demirbilek (2010) は，平面 2 次元 Boussinesuq モデル BOUSS-2D によって Demirbilek et al. (2007) の水理模型実験の再現計算を行い，リーフ上の波浪伝播に対する BOUSS-2D の妥当性を明らかにしている．ただし，Boussinesq モデルは，多価関数となる砕波を表現できないことや，飛沫を含む越波現象を取り扱えないため，護岸周辺の越波計算までを含めた解析を行うには，断面 2 次元モデルの活用が有効である．高橋・池谷 (2000) は，断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF（財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001；財団法人沿岸技術研究センター, 2008）を用いて，不規則波作用下における水理模型実験の再現計算を試みている．しかし，数値計算における不規則波の造波方法に課題を残しており，水位の時系列変化に対する妥当性については検討の余地がある．また，数値波動水路 CADMAS-SURF によって，有風時におけるリーフ上の波浪変化を考究した例はない．

本章では，リーフ地形に設置された直立護岸を対象に，リーフ長や入射波条件を様々に変化させた水理模型実験を行い，水位上昇の要因とされる長周期波に及ぼすリーフ長や入射波の影響を明らかに

する．さらに，第 2 章において風外力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF によって水理模型実験の再現計算を行い，リーフ地形を対象とした波浪変化計算に対する数値波動水路の妥当性を明らかにするとともに，風がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響を数値的に検討する．

3.2　水理模型実験

規則波および不規則波の作用下におけるリーフ地形での波浪伝播特性を把握するため，沖縄北部海域の現地海岸地形を参考にモデル化した水理模型実験を行った．本節では，リーフ上で発生する長周期波を支配すると考えられる無次元量について述べる．ついで，次元解析結果に基づいて設定した水理模型実験の実験装置と実験条件，解析方法について説明する．

3.2.1　次元解析

図-3.3 に示すような 2 次元波動場に設置されたリーフ上で発生する長周期波成分の振幅 ζ_{rms} は，次に示される 9 つの物理量に支配されると考えられる．

$$\zeta_{\mathrm{rms}} = f\left(H_0',\ T_0,\ h',\ h,\ R,\ \rho,\ g,\ \mu,\ \tan\theta\right) \tag{3.3}$$

ここに，H_0' は換算沖波波高，T_0 は入射周期，h' は造波板前面水深，h はリーフ上水深，R はリーフ長，ρ は流体の密度，g は重力加速度，μ は流体の分子粘性係数，$\tan\theta$ はリーフ前面の斜面勾配を示す．

上述の物理量に対して，Buckingham の π の定理を適用し，T_0，ρ，g を繰り返し変数として次元解析を行うと，リーフ上の長周期波成分は次に示す 6 つの無次元量で示される．

$$\frac{\zeta_{\mathrm{rms}}}{gT_0{}^2} = f'\left(\frac{H_0'}{gT_0{}^2},\ \frac{h'}{gT_0{}^2},\ \frac{h}{gT_0{}^2},\ \frac{R}{gT_0{}^2},\ \frac{\mu}{\rho g^2 T_0{}^2},\ \tan\theta\right) \tag{3.4}$$

ここで，流体の動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ および $gT_0{}^2 \propto L_0$（L_0 は沖波波長）であるので，式 (3.4) は以下のように表現できる．

$$\frac{\zeta_{\mathrm{rms}}}{H_0'} = f''\left(\frac{H_0'}{L_0},\ \frac{h'}{L_0},\ \frac{h}{L_0},\ \frac{R}{h},\ \frac{\nu}{h\sqrt{gh}},\ \tan\theta\right) \tag{3.5}$$

上式において，第 1 項は波形勾配，第 2 項は水深波長比，第 3 項はリーフ上水深波長比，第 4 項は無次元リーフ長，第 5 項は Reynolds 数に相当する無次元量を表す．本実験では，リーフ前面の斜面

図-3.3　リーフ上で発生する長周期波に対する諸元の模式図

図-3.4　実験装置の概要

勾配を一定としているため，第 6 項を省略する．また，水深波長比をアーセル数 U_r（$= H_0 L_0{}^2/h'^3$）として整理すると，最終的に長周期波成分の振幅は，式 (3.6) で示される 5 つの無次元量に支配されることになる．

$$\frac{\zeta_{\mathrm{rms}}}{H_0'} = f'''\left(\frac{H_0'}{L_0},\ U_r,\ \frac{h}{L_0},\ \frac{R}{h},\ \frac{\nu}{h\sqrt{gh}}\right) \tag{3.6}$$

3.2.2　実験方法

名古屋大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻所有の断面 2 次元造波水路（長さ 30m，高さ 0.9m，幅 0.7m）を用いて，リーフ上の波浪変化に対する水理模型実験を行った．水槽の底面部は鋼製であり，側面部は片面がガラス製である．水槽の一端にはピストン型造波装置が設置されており，パソコンで作成した造波信号を造波装置制御板に入力し，造波板を駆動させて水槽内に波を発生させた．また，水槽末端には，捨石および消波ブロック模型で形成された消波装置が設置されており，水槽末端での反射波を抑えている．

図-3.4 に造波水路および計測機器の概略を示す．本実験では，沖縄本島周辺海域の現地海底地形を参考に，1:10 の斜面勾配を前面部に有する一様水深のリーフ地形を縮尺 1:40 で単純モデル化し，岸には直立護岸を設置した．リーフ長 R は，0.0m，1.2m，2.7m，4.2m，5.7m の 5 種類に変化させた．波浪条件を**表-3.2** に示す．作用波は規則波および式 (3.7) で表される修正 Bretschneider・光易型のスペクトル形状を有する不規則波とし，前節で行った次元解析の結果に基づき，沖波波形勾配 H_0'/L_0 が 0.017 および 0.036 となるように，波高 H（有義波高 $H_{1/3}$）と周期 T（有義波周期 $T_{1/3}$）を変化させた．なお，波の作用時間は規則波および不規則波実験ともに 340s とした．

$$S(f) = 0.205 H_{1/3}{}^2 T_{1/3}{}^{-4} f^{-5} \exp\left[-0.75(T_{1/3} f)^{-4}\right] \tag{3.7}$$

ここに，$S(f)$ は修正 Bretschneider・光易型の周波数スペクトル，f は周波数である．

3.2.3　解析方法

本実験では，リーフ上の波浪特性を検討するため，水路内に容量式波高計（KENEK 製：本体部 CH-601，検出部 CHT6-40 および CHT6-30）を設置し，水位 η の時系列変化を計測した．水位の測

表-3.2　波浪条件

(a) 規則波実験

	波形勾配 H_0'/L_0	沖側水深 h' [m]	リーフ上水深 h [m]	波高 H [m]	周期 T [s]	アーセル数 U_r
Case 01	0.017	0.425	0.05	0.025	0.99	0.8
Case 02	0.017	0.425	0.05	0.108	2.00	56.4
Case 03	0.017	0.435	0.06	0.026	1.00	0.8
Case 04	0.017	0.435	0.06	0.106	2.00	51.7
Case 05	0.017	0.445	0.07	0.025	1.00	0.7
Case 06	0.017	0.445	0.07	0.106	2.00	48.2

(b) 不規則波実験

	波形勾配 H_0'/L_0	沖側水深 h' [m]	リーフ上水深 h [m]	有義波高 $H_{1/3}$ [m]	有義波周期 $T_{1/3}$ [s]	アーセル数 U_r
Case 07	0.017	0.415	0.04	0.063	1.60	15.1
Case 08	0.017	0.415	0.04	0.096	1.93	46.6
Case 09	0.017	0.425	0.05	0.025	0.99	0.8
Case 10	0.017	0.425	0.05	0.056	1.49	9.5
Case 11	0.017	0.425	0.05	0.063	1.60	14.2
Case 12	0.017	0.425	0.05	0.085	1.84	32.4
Case 13	0.017	0.425	0.05	0.111	2.06	64.5
Case 14	0.017	0.435	0.06	0.024	0.99	0.7
Case 15	0.017	0.435	0.06	0.055	1.50	8.9
Case 16	0.017	0.435	0.06	0.064	1.60	13.3
Case 17	0.017	0.435	0.06	0.089	1.85	32.2
Case 18	0.017	0.435	0.06	0.106	2.00	51.7
Case 19	0.017	0.445	0.07	0.025	1.03	0.8
Case 20	0.017	0.445	0.07	0.055	1.47	7.7
Case 21	0.017	0.445	0.07	0.053	1.47	7.5
Case 22	0.017	0.445	0.07	0.063	1.61	12.6
Case 23	0.017	0.445	0.07	0.090	1.88	32.5
Case 24	0.017	0.445	0.07	0.108	2.03	52.2
Case 25	0.036	0.425	0.05	0.053	1.01	1.9
Case 26	0.036	0.425	0.05	0.067	1.14	3.9
Case 27	0.036	0.425	0.05	0.105	1.44	15.6
Case 28	0.036	0.425	0.05	0.117	1.54	22.6
Case 29	0.036	0.435	0.06	0.053	1.02	1.8
Case 30	0.036	0.435	0.06	0.066	1.14	3.6
Case 31	0.036	0.435	0.06	0.103	1.42	13.6
Case 32	0.036	0.435	0.06	0.118	1.52	20.2
Case 33	0.036	0.435	0.06	0.179	1.78	56.4
Case 34	0.036	0.445	0.07	0.055	1.03	1.8
Case 35	0.036	0.445	0.07	0.067	1.14	3.4
Case 36	0.036	0.445	0.07	0.101	1.41	12.0
Case 37	0.036	0.445	0.07	0.117	1.50	17.8

定は，**図-3.4** に示すように，沖側の 2 地点（W1 および W2）と，リーフ地形上の 31 地点（W3〜W34）の計 34 地点を対象に行った．サンプリング周波数は 100Hz とし，規則波および不規則波ともに波が安定してから 327.68s 間のデータを解析対象とした．

各測定点で計測された水面の時系列変化に対し，20Hz のローパスフィルタをかけてノイズ除去を行った．そして，初期水位が 0 となるようにゼロ点補正を行い，ゼロダウンクロス法を用いて個々の波について波高 H および周期 T を算定した．なお，本研究では合田 (2008) に倣い，1 波ごとに水位の極大値と極小値を求め，その和を波高とした．求められた波高の上位 1/3 を平均し，有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ を算出した．また，解析対象時間内における全水面変動量を基に平均水位 $\bar{\eta}$ を算定するとともに，FFT（Fast Fourier Transform）によって周波数 f ごとの波エネルギー密度 $S(f)$ を求めた．

本研究では，リーフ上で発生するとされる長周期波の変動を明らかにするため，水位の時系列変化から 0.2Hz 以下（現地換算周期 30s 以上）のローパスフィルタによって算出される成分を長周期波成分 ζ と定義した．そして，次式から ζ の二乗平均平方根 ζ_{rms} を求め，長周期波成分の振幅とした．

$$\zeta_{\mathrm{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\zeta_i^2} = \sqrt{\frac{\zeta_1^2 + \zeta_2^2 + \cdots + \zeta_n^2}{n}} \tag{3.8}$$

ここに，n はデータ数で $n = 32768$ である．

造波装置への入力値と波高検定地点 W1 での発生波高の関係を求めるため，事前に通過波検定を行った．本検討では，リーフ長や入射波条件がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響を検討するため，各ケースにおける造波条件が同じになるように，模型床を設置しない状態で通過波検定を行った．規則波の通過波検定では波高として出力する電圧値，不規則波の場合は不規則波信号の出力倍率を変化させて造波した．そして，造波装置への入力値と W1 での発生波高の関係について多項式近似による近似曲線を求め，造波装置への入力値を決定した．なお，近似曲線の決定係数 R^2 は全ケースにおいてほぼ 1 となり，高精度な結果を得た．

3.3　計算条件および解析方法

リーフ上の波浪伝播特性についてより詳細に検討するため，第 2 章で風応力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて水理模型実験の再現計算を行った．**表-3.3** に数値計算で使用した各パラメータをそれぞれ示す．計算領域には，リーフ上での波浪変形を高精度かつ効率的に解析するために不等間隔格子を採用し，護岸周辺および自由表面付近で格子間隔が最も細かくなるように設定した．また，基礎方程式の移流項の差分には，1 次精度風上差分と 2 次精度中央差分の割合が 0.2 : 0.8 となる VP-DONOR0.2 を採用した．

数値計算における入射波は規則波および不規則波とし，規則波の場合はストークス波を造波境界により入射させた．不規則波の場合は，水理模型実験の際に作成した造波板からの入射波信号の時系列変化をフーリエ変換し，周波数 f_m ごとの振幅 a_m および位相角 ε_m を求めた．そして，式 (3.9)〜式 (3.11) から，造波境界における水位 η と水平・鉛直方向の水粒子速度 u，w を算出し，マトリクス

表-3.3　計算条件

計算時間	計算間隔 Δt	10^{-8}〜10^{-3} s
	計算時間 t_{END}	340 s
格子間隔	x 方向 Δx	0.014 〜 0.020 m
	z 方向 Δz	0.008 〜 0.016 m
差分スキーム	DONOR パラメータ	VP-DONOR0.2
TimerDoor 法	気泡上昇量	0.2 m/s
	水滴落下速度	Free
	水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0
境界条件	速度・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free

データとして造波境界に与えた．

$$\eta(t) = \sum_{m=1}^{M} a_m \cos(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{3.9}$$

$$u(z,t) = \sum_{m=1}^{M} a_m 2\pi f_m \frac{\cosh k_m(h' + z)}{\sinh k_m h'} a_m \cos(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{3.10}$$

$$w(z,t) = \sum_{m=1}^{M} a_m 2\pi f_m \frac{\sinh k_m(h' + z)}{\sinh k_m h'} a_m \sin(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{3.11}$$

ここに，z は静水面から上方を正とする鉛直座標，M は成分波 m の総数で，k_m は波数（$=2\pi/L_m$ で L_m は波長），h' は造波境界前面の水深である．

数値計算における水位変動 η は，式 (3.12) に示すように，各地点での VOF 関数 F 値を計算領域の底面から上面まで鉛直積分し，静水深 h' を引くことで求めた．波高 H および周期 T，平均水位 $\bar{\eta}$ は，数値計算で求められた水位変動を基に，水理模型実験と同様の手法によって算出した．

$$\eta = \int F dz - h' \tag{3.12}$$

数値計算においても，造波境界から 4.4m 離れた地点（W1) を波高検定地点とし，目標波高を造波するために通過波検定を行った．通過波検定では水路内を一様水深とし，計算領域右側に減衰領域および開境界を設定した．規則波の場合は入力波高を変化させた計算を行った．不規則波の場合は，水理模型実験で使用した造波板の不規則波信号が電圧値 [V] であるため，水位 η[m] に変換するための倍率を変化させて計算を行った．そして，計算の入力値と W1 での発生波高の関係に対して多項式近似による近似曲線を求め，目標とする波高を造波するための入力値を算定した．なお，数値計算の通過波検定においても，近似曲線の決定係数 R^2 はほぼ 1 であった．**図-3.5** に，造波境界における水位変動と水理模型実験における造波信号の比較を例示する．同図から明らかなように，数値計算では，水理模型実験における造波信号をよく再現している．

図-3.5　造波境界における水位変動と水理模型実験における造波信号の比較（Case24）

また，W1 における水位変動について，水理模型実験 $\eta_e(t)$ と数値計算 $\eta_c(t)$ の位相を合わせるため，次式によって表される相互相関係数 $R(\tau)$ を用いた．

$$R(\tau) = \frac{\overline{\eta_e(t) \cdot \eta_c(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{\eta_e{}^2}}\sqrt{\overline{\eta_c^2}}} \tag{3.13}$$

ここに，τ はラグである．

上式を離散化した式 (3.14) から，離散的な時系列データにおける相互相関係数 r_k が求められる．本検討では，r_k が最大となるときのラグ τ を用いて，水理模型実験と数値計算結果の位相を合わせた．

$$r_k = \frac{\sum_{i=1}^{n-k}(\eta_{ei} - \alpha)(\eta_{ci+k} - \beta)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n-k}(\eta_{ei} - \alpha)^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^{n-k}(\eta_{ei+k} - \beta)^2}} \tag{3.14}$$

ここに，n はデータ数で $n = 32768$，α および β は以下で示される．

$$\alpha = \sum_{i=1}^{n-k} \eta_{ei}/(n-k) \tag{3.15}$$

$$\beta = \sum_{i=1}^{n-k} \eta_{ci+k}/(n-k) \tag{3.16}$$

3.4　規則波作用下におけるリーフ上の波浪変化特性

3.4.1　規則波の波浪伝播特性

図-3.6 に，波浪条件を Case 04，リーフ長 R とリーフ上水深 h の比である無次元リーフ長を $R/h = 45.0$ としたときに得られた礁縁付近における砕波の様子を例示する．同図 (a) に示すように，水理模型実験ではリーフ前面の斜面にて波の前面が次第に切り立ち，その後，波頂が巻き込まれるようにして波が崩れる様子が確認された．一般的に，砕波形式は式 (3.17) に示される砕波帯相似パラ

図-3.6　礁縁付近における砕波の様子（Case 04，R/h = 45.0）

図-3.7　砕波限界波高の算出

表-3.4　砕波限界波高の比較

水底勾配 s		1/10
砕波水深 h_b		0.177
砕波限界波高 H_b	砕波指標	0.147 m
	(合田, 2007)	14.0 % *
	数値計算	0.169 m

*変動係数

メータ ξ を用いて以下のように分類される．

$$\xi = \frac{\tan\beta}{\sqrt{H_0'/L_0}} = \begin{cases} \xi \leq 0.4 & \text{崩れ波} \\ 0.4 \leq \xi \leq 2.0 & \text{巻き波} \\ \xi \geq 2.0 & \text{砕け寄せ波} \end{cases} \tag{3.17}$$

ここに，$\tan\beta$ は海底勾配，H_0'/L_0 は沖波波形勾配である．

式 (3.17) から，Case 04 における砕波帯相似パラメータは ξ = 0.8 であるため巻き波砕波と分類され，実験にて観察された砕波形式と一致する．このことから，リーフ前面での砕波形式は一様勾配地形と同様の砕波形態を示すといえる．また，数値計算によって得られた水面の空間変化を示す**図-3.6**(b) から，t = 13.7s に入射波の波頂が崩れはじめ，t = 13.9s にリーフ前面の斜面上（x = −0.5m）において空気を巻き込みながら激しく砕波しており，数値計算は水理模型実験で得られたリーフ前面での砕波の様子をよく再現していることがわかる．数値計算における斜面上での砕波の再現性を確認するため，式 (3.18) で示される合田 (2007) の砕波指標による砕波限界波高 H_b と計算結果を比較した．なお，数値計算では，**図-3.7** に示すように砕波限界波高 H_b および砕波水深 h_b を定義し，造波開始後 60s 間に得られた 29 個の平均値を砕波限界波高とした．その結果，**表-3.4** に示すように，計算

図-3.8　リーフ上における水面の空間変化（Case 04，R/h = 45.0）

値は合田が示した経験式とよく合っていることが確認された．

$$\frac{H_b}{h_b} = \frac{0.17}{h_b/L_0}\left\{1 - \exp\left[-1.5\pi\frac{h_b}{L_0}\left(1 + 11s^{4/3}\right)\right]\right\} \tag{3.18}$$

ここに，h_b は砕波点における水深，L_0 は沖波波長，s は水底勾配である．なお，斜面上において砕波が生じているため，水底勾配を 1/10 とした．

一方，リーフ上の波浪伝播に着目すると，リーフ上における水面の空間変化を示した**図-3.8** から，礁縁付近での砕波によって入射波高は著しく減少し，その後はリーフ上において砕波を繰り返しながら進行している様子が確認できる．また，t = 15.0s 前に護岸によって反射した波が沖側へと伝播し，t = 15.9s のときに進行波と重なったことにより，リーフ上（x = 1.8m）で砕波が生じているこ

(a) R/h = 45.0　　(b) R/h = 95.0

図-3.9　無次元水位の時系列変化（Case 04）

ともわかる．さらに，礁縁付近では砕波後に沖側へ向かう流速が発達しており，戻り流れの発生が確認できる．このような戻り流れの卓越は，流速を断面平均する数値モデルでは考慮が難しいため，Navire-Stokes 方程式を解く本数値モデルの利点といえる．以上から，リーフ地形の波浪伝播においては，礁縁での砕波とリーフ上での繰り返し砕波の発生が特徴として挙げられる．

3.4.2　波高および平均水位の空間変化

図-3.9 は，Case 04 の波浪条件において実験および数値計算によって得られた無次元水位 η/H_0' の時系列変化である．同図 (a) から，無次元リーフ長 R/h が 45.0 の場合，礁縁付近の砕波によって W21（$x/R = -0.33$）では波の非線形性が卓越している．また，沖側での規則的な波浪伝播に対し，リーフ上では繰り返し砕波によって入射波の規則性が失われていることがわかる．ただし，**図-3.9**(a) および (b) の比較から，無次元リーフ長による水位変動に大きな差異は認められない．数値計算は，沖側（W1) のみならず，最も水面変動が激しい砕波点付近から，繰り返し砕波によって複雑な波動場となるリーフ上までの水面変動を良好に再現しているといえる．

図-3.10 に，Case 04 の実験条件における有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ および無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_0'$ の空間分布を示す．なお，本ケースにおける入射波は規則波であるものの，**図-3.9** に例示したように，リー

(a) R/h = 45.0

(b) R/h = 95.0

図-3.10　波高比および無次元平均水位の空間分布（Case 04）

フ上では水位変動が不規則であるため，有義波高を用いてデータの整理を行った．無次元リーフ長 R/h が 45.0m の場合，**図-3.10**(a) に示すように，礁縁付近での砕波によって急激な波高減衰が確認できる．一方，リーフ上では砕波を繰り返しながら波が進行していることから，明確な波高変動は認められない．また，砕波点近傍（$x/R = -0.4$）にて平均水位が最も低下し，リーフ上では顕著な平均水位の上昇がみられる．このような有義波高比および無次元平均水位の空間分布は，**図-3.10**(b) から，無次元リーフ長が 95.0 の場合も同様である．また，計算値と実験値を比較すると，数値計算は無次元リーフ長によらず，リーフ上の波高および平均水位を良好に再現しているといえる．

(a) H_0'/L_0 = 0.017，H_0'/h_2 = 0.98（Case 15）

(b) H_0'/L_0 = 0.036，H_0'/h_2 = 1.80（Case 32）

図-3.11　無次元リーフ長による波高と平均水位分布の違い（水理模型実験結果）

3.5　不規則波作用下におけるリーフ上の波浪変化特性

3.5.1　リーフ長がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響

不規則波実験は，リーフ長 R を 0.0～5.7m の 5 種類に変化させて実施した．本節では，リーフ長を変化させた場合のリーフ上の波浪変化に着目し，その特性について検討を行う．

(1)　リーフ長による波高・平均水位の空間分布の違い

図-3.11 に，リーフ長と水深の比である無次元リーフ長 R/h を変化させたときの有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$

および無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_0'$ の空間分布を示す．また，同図に，3.1 節で述べたリーフ上の波高算定に対する各経験式から得られる $H_{1/3}/H_0'$ の値を併せて示す．なお，礁縁より沖側（$x > 0$）の $H_{1/3}/H_0'$ は，式 (3.19) で表される合田 (1975) による波高の略算式から算定した．

$$H_{1/3} = \begin{cases} k_s H_0' & : h/L_0 \geq 0.2 \\ \min\left\{\left(\beta_0 H_0' + \beta_1 h\right),\ \beta_{\max} H_0',\ k_s H_0'\right\} & : h/L_0 < 0.2 \end{cases} \tag{3.19}$$

ここに，k_s は浅水係数であり，係数 β_0，β_1，$\beta_{\max}$ は以下のように示される．

$$\begin{cases} \beta_0 = 0.028\left(H_0'/L_0\right)^{-0.38} \exp\left[20 \tan^{1.5}\theta\right] \\ \beta_1 = 0.52 \exp\left[4.2 \tan\theta\right] \\ \beta_{\max} = \max\left\{0.92,\ 0.32\left(H_0'/L_0\right)^{-0.29} \exp\left[2.4 \tan\theta\right]\right\} \end{cases} \tag{3.20}$$

同図から，浅水変形の影響により，リーフ前面の斜面上において $H_{1/3}/H_0'$ が増大するものの，礁縁付近での砕波によって，リーフ上の有義波高は沖波波高に対して著しく減少することがわかる．つまり，砕波によって radiation stress が減少するため，礁縁では $\bar{\eta}/H_0'$ が顕著に上昇することになる．しかし，リーフ上では波高がほぼ一定で，radiation stress の空間変化が若干となるため，平均水位は一定になっている．また，同図から，多少のばらつきがみられるものの，R/h に関わらず，同一の x/H_0' に対する $H_{1/3}/H_0'$ はほぼ一致している．一方，**図-3.11**(a) に例示するように，H_0'/h_2（$h_2 = h + \bar{\eta}_\infty$）が小さい波浪条件では，各経験式から算出される波高比に大きな差異が生じている．この主要因は，3.1 節で述べたように，式 (3.1) 中の係数 A が波高水深比 H_0'/h_2 によって異なるためである．ただし，本実験結果は，水理模型実験に基づいて導出された高山式とよく一致していることから，リーフ上の波高分布の算定方法として，礁縁からの距離に応じて波高を指数関数的に減少させる従来の経験式の考え方が妥当であることを確認した．

(2)　リーフ長による波のエネルギー変化

図-3.12～**図-3.14** に，実験条件を Case18 とし，無次元リーフ長 R/h を変化させたときの水面変動量から得た周波数 f に対する無次元波エネルギー $S(f)/(H_0'^2 \cdot T_{1/3})$ のスペクトル分布を示す．各図 (a) および (c) は，それぞれ沖側（W1）と護岸前面（W34）における無次元波エネルギーの分布である．また，同図 (b) においては，$R/h = 0.0$ の場合は斜面中央（W29），無次元リーフ長が $R/h = 45.0$ および $R/h = 95.0$ のケースは礁縁付近傍を取り上げた．各図 (a) から，沖側（W1）では，無次元リーフ長に関わらず有義波周期の第 1 成分（$f = 0.5$Hz）の周波数帯付近で無次元波エネルギーのピークが出現している．また．砕波帯付近においても沖側 (W1) と同様に入射波周期が卓越していることが各図 (b) からわかる．しかし，無次元リーフ長が大きくなるにつれ，W1 と W34 のスペクトル形状は大きく異なる．特に，$R/h = 95.0$ の場合は**図-3.14**(c) に示すように，護岸前面（W34）において有義波周期の第 1 成分が大幅に減衰している．これは，**図-3.13**(a) に示す無次元リーフ長 $R/h = 0.0$ でのスペクトルにはみられない傾向であり，礁縁付近での砕波とリーフ上での繰り返し砕波によって入射波のエネルギー伝播特性が大きく変化することを意味している．さらに，無次元リーフ長が

(a) 沖側（W1）　(b) 斜面中央（W29）　(c) 護岸前面（W34）

図-3.12　R/h = 0.0 におけるエネルギーのスペクトル分布（Case18）

(a) 沖側（W1）　(b) 礁縁（W25）　(c) 護岸前面（W34）

図-3.13　R/h = 45.0 におけるエネルギーのスペクトル分布（Case18）

(a) 沖側（W1）　(b) 礁縁（W13）　(c) 護岸前面（W34）

図-3.14　R/h = 95.0 における無次元波エネルギーのスペクトル分布（Case18）

図-3.15　陸棚セイシュの基本モード（引用；水村, 1992）

表-3.5　Case 18 における固有振動数

無次元リーフ長 R/h	固有振動数 f_p [Hz]
20.0	0.160
45.0	0.071
70.0	0.046
95.0	0.034

$R/h = 45.0$ および $R/h = 95.0$ の場合には，護岸前面（W34）において長周期波成分の顕著な卓越がみられる．したがって，リーフ地形は一様斜面地形に比べて長周期波が発生しやすいと推察される．また，水理模型実験との比較から，数値計算はリーフ上における波のエネルギー変化の特性を捉えているといえ，リーフ地形における波浪伝播特性の検討に数値波動水路 CADMAS-SURF を適用可能であると判断される．

ここで，無次元リーフ長の増加にともなう長周期波の発生メカニズムについて検討する．水深が急激に変化する陸棚斜面や起伏の大きい海底地形に津波が作用した場合，**図-3.15** のように陸棚端を節にし，護岸を腹にする重複波（陸棚セイシュ；shelf seiche）が形成される．陸棚セイシュは，海岸に直角方向の固有振動であり，陸棚上に入射した津波が護岸と陸棚端の間で反射を繰り返すことによって発生する（水村, 1992）．同図に示すように，水平距離 R は固有振動の波の波長の 1/4 に相当する．また，津波の波速は $\sqrt{gh}$ であるので，固有振動の第 1 モードの周期 T_p（以下，固有周期）は式 (3.21) で表される．

$$T_p = \frac{4R}{\sqrt{gh}} \tag{3.21}$$

Nakaza et al. (1990) や Nwogu and Demirbilek (2010) は，水深が急激に変化するリーフ地形においても式 (3.21) に示される固有周期 T_p が存在し，礁縁を節，リーフ終端を腹とする長周期波が増幅されることを指摘している．そこで，本研究においても，式 (3.21) を用いて各実験条件での固有周期を

(a) R/h = 20.0　　(b) R/h = 45.0

(c) R/h = 70.0　　(d) R/h = 95.0

図-3.16　Case18 における護岸前面（W34）での無次元波エネルギーのスペクトル分布（水理模型実験）

求めた．**表-3.5** に実験条件 Case 18 において無次元リーフ長 R/h を変化させた場合の固有振動数 f_p（$f_p = 1/T_p$）の理論値を示す**図-3.16** は，水理模型実験によって得られた護岸前面（W34）における無次元波エネルギー $S(f)/(H_0'^2 \cdot T_{1/3})$ のスペクトル分布である．同図において，横軸は周波数 f を固有振動数 f_p で無次元化したものである．同図から，無次元リーフ長 R/h の増大とともに，固有振動数（$f/f_p = 1$）周辺において卓越する無次元波エネルギーは大きくなることが確認できる．したがって，本実験においても，無次元リーフ長 R/h に関わらず，リーフ長 R を約 1/4 波長とする固有振動がリーフ上で発生していると推察される．

(3)　リーフ上における固有振動の変動特性

リーフ上で発生する固有振動の水位変化を明らかにするため，本検討では，リーフ長 R に基づく固有振動数 f_p を基準に，固有振動の第 1～第 3 成分 f_{p1}，f_{p2}，f_{p3} を**図-3.16** および式 (3.22) に示すように定義した．そして，水理模型実験で得られた各測定点の水位変動にバンドパスフィルタを施して

(a) 水位の時空間分布

(b) 水位の時系列変化

(c) 自由表面の空間分布

図-3.17　リーフ上における固有振動の第 1 成分 f_{p1} の水位変化

各成分の水位変動 ζ および振幅 ζ_{rms} を算出した．

$$\begin{cases} 0.75f_p < f_{p1} \leq 1.25f_p \\ 1.75f_p < f_{p2} \leq 2.25f_p \\ 2.75f_p < f_{p3} \leq 3.25f_p \end{cases} \tag{3.22}$$

図-3.17～**図-3.19** に，波浪条件を Case18 とし，無次元リーフ長を $R/h = 95.0$ としたときのリーフ上における固有振動の第 1～第 3 成分 f_{p1}，f_{p2}，f_{p3} の水位変動をそれぞれ示す．なお，各図 (a) は無次元水位 ζ/H_0' の時空間分布，(b) は護岸前面（$x/R = 0.94$）における無次元水位の時系列変化，(c) は任意の時刻 t/T におけるリーフ上での自由表面の空間分布である．**図-3.17** から，f_{p1} は礁縁（$x/R = 0.0$）を節，護岸（$x/R = 1.0$）を腹とする水位変動であることがわかる．したがって，**図-3.15** に示した陸棚セイシュと同様の固有振動がリーフ上において生じていることが確認された．また，**図-3.18** および**図-3.19** から，固有振動の第 2 成分 f_{p2} は礁縁と護岸を腹とする水位変動であり，第 3 成分 f_{p3} は礁縁と $x/R = 0.6$ を節，護岸を腹とする水位変動であると判断できる．したがって，リー

(a) 水位の時空間分布

(b) 水位の時系列変化

(c) 自由表面の空間分布

図-3.18　リーフ上における固有振動の第 2 成分 f_{p2} の水位変化

フ上では**図-3.20** に示すような共鳴パターンを有する固有振動が発生するといえる．

固有振動の第 1～第 3 成分 f_{p1}，f_{p2}，f_{p3} の各振幅 ζ_{rms} を換算沖波波高 H_0' で無次元化した $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ の空間分布を**図-3.21** に示す．同図 (a) および (b) は，波浪条件を Case 18 とし，無次元リーフ長 R/h をそれぞれ 45.0 および 95.0 としたときの水理模型実験結果である．また，各図の上段に全周波数成分による有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ を併せて示す．同図 (a) および (b) の比較から，固有振動の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ は，無次元リーフ長 R/h に関わらず存在していることがわかる．ただし，**表-3.5** に示したように，無次元リーフ長 R/h の増大とともに，固有振動数 f_p は減少する．すなわち，R/h が大きくなるほど固有振動は長周期波として卓越するといえる．また，3.5.1 節 (1) で述べたように，有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ はリーフ上で減少し，一定値に漸近する傾向にある．一方，固有振動の $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ は護岸を腹とする空間分布となっており，$H_{1/3}/H_0'$ とは分布傾向が異なる．これは，有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ において短周期波成分が支配的になっているためと考えられる．したがって，リーフ上の波浪変化を検討する際には，有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ のみならず，固有振動成分の変動にも着目することが必要であるとい

(a) 水位の時空間分布

(b) 水位の時系列変化

(c) 自由表面の空間分布

図-3.19　リーフ上における固有振動の第 3 成分 f_{p3} の水位変化

(a) f_{p1} の水位変動　(b) f_{p2} の水位変動　(c) f_{p3} の水位変動

図-3.20　リーフ上における共鳴パターン

える．

3.5.2　入射波特性がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響

3.5.1 節では，リーフ上の有義波高比と平均水位比の空間分布，波エネルギー変化に及ぼすリーフ長の影響について明らかにした．本節では，入射波条件に着目し，入射波特性とリーフ上の波浪変化

(a) R/h = 45.0

(b) R/h = 95.0

図-3.21　リーフ上における固有振動の振幅比の空間分布（水理模型実験結果）

の関係について考究する．

(1)　入射波特性による波高・平均水位の空間分布の違い

入射波条件が及ぼすリーフ上の波浪場への影響について，波の非線形性を表す Ursell 数 U_r (= $H_0' L_0^2 / h'^3$) に着目し，水理模型実験中の目視と撮影したビデオ画像から考察する．**写真-3.1** に，同時間帯における礁縁付近の砕波状況を例示する．U_r が 1.8 の場合，**写真-3.1**(a) に示すように，礁

(a) U_r = 1.8　　(b) U_r = 56.4

写真- 3.1　礁縁付近における砕波状況（R/h = 95.0）

(a) U_r = 1.8　　(b) U_r = 56.4

写真- 3.2　護岸前面における波浪状況（R/h = 95.0）

縁付近において巻き波型砕波が発生しており，**写真-3.1**(b) に示す U_r = 56.4 においても同様に礁縁付近で砕波が生じている．不規則波作用下のため，両者の写真を単純に比較することはできないものの，一連の実験において，砕波規模は U_r = 1.8 に比べて U_r = 56.4 の方が大きく，大規模な砕波後には礁縁付近において沖向きの戻り流れの発生が確認された．さらに，戻り流れの影響により礁縁付近の水深が極端に浅くなるため，進行波はリーフ先端部で砕波を繰り返した後，段波状にリーフ上を進行していく様子がみられた．**写真-3.2** は護岸前面における波浪状況であり，水面波形を白線で図示している．**写真-3.2**(b) に示すように，U_r = 56.4 では，リーフ上を段波状に進行してきた水塊によって護岸前面の水位が顕著に上昇し，護岸背後へと越流する様子が確認された．このようなリーフ上の波浪伝播および越波状況は，越波災害発生時の状況について被災地住民からヒアリングした仲座・日野 (1988) の報告に類似している．以上から，入射波の U_r が大きいほど，礁縁での砕波規模は大

(a) $H_0'/L_0 = 0.017$，$R/h = 95.0$

(b) $H_0'/L_0 = 0.036$，$R/h = 95.0$

図-3.22　Ursell 数による波高と平均水位の違い（水理模型実験結果）

きく，リーフ上の波浪変化も著しくなることが定性的に判断された．そこで，**図-3.22** に，入射波の Ursell 数 U_r を変化させたときの波高比 $H_{1/3}/H_0'$ および無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_0'$ の空間分布を示す．同図から，U_r が大きいほど，砕波点が沖側になるとともに，リーフ上の波高は大きく減衰している．さらに，Ursell 数の増加とともにリーフ上の水位上昇が顕著になることがわかる．

(2)　入射波特性と波のエネルギー変化

3.5.1 節では，リーフ長が波エネルギーの変化に及ぼす影響について検討し，護岸前面においてリーフ長の約 4 倍の波長をもつ固有振動の波エネルギーが卓越することを示した．ここでは，入射波特性によるリーフ上の波エネルギー変化に着目する．**図-3.23** に，無次元リーフ長を $R/h = 95.0$ とし，波

(b) $H_0'/L_0 = 0.017$,　$R/h = 95.0$

(b) $H_0'/L_0 = 0.036$,　$R/h = 95.0$

図-3.23　水理模型実験で得られた護岸前面（W34）における無次元波エネルギーのスペクトル分布

浪条件を変化させたときの護岸前面（W34）における無次元波エネルギー $S(f)/(H_0'^2 \cdot T_{1/3})$ の分布を示す．同図から，入射波の U_r に関わらず，$f/f_p = 1$ 周辺の波エネルギーが卓越している．したがって，リーフ長を約 1/4 波長とする固有振動は，入射波特性によらずリーフ上で発生するといえる．ただし，同図 (a) から，礁縁での砕波がほとんど生じていない $U_r = 0.7$ の場合は，他のケースに比べて無次元波エネルギーの分布が異なる傾向にあることがわかる．

そこで，リーフ上における長周期波成分の振幅変動に及ぼす入射波特性の影響を検討する．固有振動数 f_p を基準に定義した固有振動数の第 1～第 3 モード成分 f_{p1}，f_{p2}，f_{p3} の各振幅 ζ_{rms} と換算沖

(a) U_r = 0.8（Case 19）

(b) U_r = 52.2（Case 24）

図-3.24　リーフ上における固有振動成分の振幅比の空間分布（水理模型実験結果）

波波高 H_0' の比である $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ の空間分布を**図-3.24** に示す．同図 (a) および (b) ともに f_{p1} の振幅が大きいことから，入射波の U_r によらず，護岸を腹，礁縁を節とする固有振動の第 1 成分の発生が認められる．しかし，リーフ上における f_{p1}，f_{p2}，f_{p3} の各振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ は，入射波の Ursell 数が大きいほど顕著になっている．したがって，礁縁での大規模な砕波およびリーフ上の繰り返し砕波は，リーフ上の有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ を減少させる一方，リーフ長に基づく固有振動の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ を大

(a) U_r = 0.7，R/h = 95.0

(b) U_r = 51.7，R/h = 95.0

図-3.25　水位の時系列変化（水理模型実験結果）

きくさせるといえる．

(3)　入射波特性と護岸前面で卓越する長周期波成分の関係

入射波の U_r と護岸前面で卓越する長周期波の関係について考究する．**図-3.25** は，沖側（W1），リーフ中央（W23），護岸前面（W34）における無次元水位 $\eta/H_{1/3}$ および 0.2Hz 以下（現地換算周期 30s 以上）の長周期波成分と有義波高の比 $\zeta/H_{1/3}$ の時系列変化である．同図に示すように，沖側（W1）に比べて護岸前面（W34）では $\zeta/H_{1/3}$ の卓越が認められる．さらに，入射波の U_r の増大に

図-3.26　入射波の Ursell 数と護岸前面の長周期波成分の関係（水理模型実験結果）

図-3.27　護岸前面の平均水位と長周期波成分の関係（水理模型実験結果）

よって，護岸前面では水位変動に対する長周期波成分が支配的になることがわかる．護岸前面（W34）における長周期波成分の振幅と有義波高の比を $\zeta_{rms}/H_{1/3}$ とし，U_r と $\zeta_{rms}/H_{1/3}$ の関係を**図-3.26** に示す．同図から，U_r の増大とともに $\zeta_{rms}/H_{1/3}$ も増加する傾向にあることがわかる．また，U_r が同一の場合は，無次元リーフ長 R/h が大きいほど，$\zeta_{rms}/H_{1/3}$ も増大している．

図-3.27 は，護岸前面における長周期波成分の振幅と有義波高の比 $\zeta_{rms}/H_{1/3}$ と無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_{1/3}$ の関係である．同図より，礁縁での砕波規模が小さい $U_r \leq 0.8$ を除くと，$\bar{\eta}/H_{1/3}$ の増加とともに $\zeta_{rms}/H_{1/3}$ は指数関数的に大きくなっており，両者に相関が認められる．また，入射波の U_r が

大きいほど，$\bar{\eta}/H_{1/3}$ および $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ は卓越することがわかる．

3.6　風外力がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響

3.4 節および 3.5 節では，リーフ長や入射波特性がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響について考究した．一方，低気圧の接近・通過に伴って発生する越波災害時には，護岸周辺に強大な風が吹き寄せている．そのため，風がリーフ上の波浪伝播に及ぼす影響を考慮することは重要であるといえる．そこで，本節では，Demirbilek et al. (2007) による水理模型実験の再現計算を行い，有風時におけるリーフ上の波浪変化に対する本数値モデルの妥当性を検証するとともに，前節で対象としたリーフ地形における有風時の波浪伝播について数値的に検討を行う．

3.6.1　計算領域および計算条件

Demirbilek et al. (2007) は，Guam 南東に位置するリーフ海岸の現地海底地形を縮尺 1:64 でモデル化し，波のみ，風のみ，波と風をそれぞれ作用させた水理模型実験を実施した．**図-3.28** および**表-3.6** に，本検討における計算領域の概要と計算条件を示す．リーフ地形は勾配の異なる斜面を有する複合断面からなり，岸側は斜面となっている．同図中に併記した波高計（W1～W8）は，水理模型実験において水面変動量が計測された位置を示している．本計算では，不規則波の造波に造波ソースを用い，造波ソースより沖側を減衰領域とするとともに，計算領域左側は開境界とした．また，リーフ上水深が 0.031m と浅いため，リーフ上周辺で最も細かくなるよう z 方向には不等間隔格子を採用した．風外力の影響範囲 Δz_w および Δz_w 間における水の動粘性係数は，2.4 節での計算結果に基づき，それぞれ 0.01m と 1.0×10^{-6} m^2/s とした．また，風を作用させる範囲について Demirbilek et al. (2007) は論文中で言及していないため，本計算では造波ソースの設定位置から右側境界までに風を作用させた．

表-3.7 は，本検討における波浪条件である．波を作用させるケースでは水理模型実験の水位変動を再現するため，3.3 節で述べたように水面変動量をフーリエ変換し，周波数 f_m ごとの振幅 a_m および

図-3.28　計算領域の概要

表-3.6　計算条件

計算時間	計算間隔 Δt	$10^{-8} \sim 10^{-3}$ s
	計算終了 t_{END}	900 s
造波方法	造波モデル	造波ソース
格子間隔	x 方向 Δx	0.020 ～ 0.040 m （減衰領域）
		0.020 m
	z 方向 Δz	0.005 ～ 0.020 m
差分スキーム	DONOR パラメータ	VP-DONOR0.2
境界条件	速度・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free
風外力	風外力の影響範囲 Δz_w	0.01 m
	Δz_w の動粘性係数 ν_w	1.0×10^{-6} m^2/s
	水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0

表-3.7　波浪条件

	Case 01	Case 02	Case 03
スペクトルタイプ	JONSWAP		
沖側水深 h'	0.531 m		
リーフ上水深 h	0.031 m		
有義波高 $H_{1/3}$	6.1 m	—	6.1 m
有義波周期 $T_{1/3}$	1.0 s	—	1.0 s
風速 U	—	3.1 m/s	3.1 m/s

図-3.29　造波地点における水面変動量の水理模型実験と数値計算の比較（Case 01）

位相角 ε_m を求めた．そして，微小振幅波理論に基づく波の重ね合わせにより，水位 η と流速 u, w を求めて造波ソースに与えた．なお，造波信号を作成するために使用した水位変動は，Case 01 の実験において W1 から 0.19m 沖側の地点で記録されたものであり，作成したマトリクスデータは Case 03 の入射波としても使用した．**図-3.29** は造波地点における水面変動量の水理模型実験と数値計算の比較であり，数値計算は水理模型実験の水位変動をよく再現していることがわかる．

(a) Case 01　　(b) Case 03

図-3.30　水面の空間変化

3.6.2　リーフ地形に対する本手法の妥当性

(1)　水面の空間変化

数値計算によって得られた水面の空間変化を**図-3.30** に示す．同図 (a) および (b) はそれぞれ Case 01（波のみ）と Case 03（波と風）の計算結果である．前節までの検討と同様に，リーフ前面（x = 18.0～20.0m 付近）での砕波によって大きく減衰した入射波がリーフ上を伝播している様子がみられる．各図を比較すると，入射波データが同じであるにもかかわらず，同時刻の水面波形は異なっており，Case 03 では t = 618.0s のときに x = 18.0m 付近で砕波が生じている．また，Case 01 と比べて Case 03 では流体の水平方向流速 u が大きく，礁縁付近（x = 20.0m）では戻り流れが卓越していることもわかる．したがって，Case 03 において風応力を導入した効果が認められる．

(2)　水位変動および波高と平均水位の空間分布

水理模型実験および数値計算における水位の時系列変化を**図-3.31** に示す．不規則波のみを作用させた Case 01 の水位変化である**図-3.31**(a) から，斜面上（W3 および W5）の非線形な波形のみなら

ず，リーフ上（W7 および W8）の水位変動についても数値計算は水理模型実験を良好に再現できている．風のみを与えた Case 02 については，同図 (b) に示すようにリーフ上の水位の振幅に対し，数値計算と水理模型実験に差異が認められる．さらに，同図 (a) と (c) の比較から，風と波を考慮した Case 03 では W5 における水位の振幅量に差異が生じている．数値計算では**図-3.30**(b) に例示したように，風外力を導入したことで W5（x = 19.94m）より沖側で砕波が促進されたため，W5 での水面変動量が無風時よりも小さくなったと考えられる．一方，水理模型実験では W5 における有風時と無風時の水位変動に差異がないことから，水理模型実験と数値計算において風の作用範囲が異なっていると考えられる．

図-3.32 に，Case 01～Case 03 における有義波高 $H_{1/3}$ と平均水位 $\bar{\eta}$ の空間分布を示す．同図 (a) から，Case 01 ではリーフ前面斜面での砕波により波高が減衰する一方，平均水位は砕波点（x = 20.5m）付近で最も低下した後に上昇し，リーフ上では一定値となっている．このような傾向は，実験条件が異なる前節までの検討においても確認しており，礁縁での砕波によるリーフ上での平均水位の上昇は，一様水深部を有するリーフ地形特有の現象であることが示された．風のみを作用させた Case 02 では，同図 (b) に示すように，有義波高と平均水位はともに礁縁付近からリーフ上において上昇しており，波のみを作用させた Case 01 とは異なる傾向を示している．有義波高および平均水位の変化量が非常に小さいため，計算の再現精度を判断するのは難しいものの，風のみを作用させた計算において，数値計算は水理模型実験の傾向を捉えられていると判断できる．ただし，W8 での波高分布は数値計算と水理模型実験で傾向が異なっており，数値計算では鉛直方向の格子間隔が大きく，小さな水位の変動を十分に再現できなかったものと考えられる．波と風を考慮した Case 03 の結果を示した同図 (c) から，有風時には風の吹き寄せ効果によって，岸側の平均水位が無風時よりも大きいことがわかる．また，Case 03 の有義波高および平均水位の空間分布について数値計算は水理模型実験値を良好に再現している．

(3)　波のエネルギー変化

各ケースの水位変動から得られた波のエネルギーのスペクトル分布を**図-3.33**～**図-3.35** に示す．**図-3.33** に示すように，波のみの場合は前節までと同様に，沖側（W1）で入射波周期の第 1 成分（f = 1.0Hz）が卓越するのに対し，リーフ上（W8）では入射波の第 1 成分が失われ，低周波数成分が卓越する様子が認められる．さらに，有風時においても，波のエネルギー変化は無風時と同様の傾向を示すことが**図-3.35** から明らかである．風の有無による波エネルギーの違いは，リーフ上（W8）においてみられ，有風時は無風時に比べてリーフ上の波エネルギー密度が全体的に大きい．したがって，リーフ上の波浪変化は，沖側や礁縁と比べて風の影響を受けやすいといえる．水理模型実験と数値計算を比較すると，Case 01 および Case 03 の波エネルギーを良好に再現できているものの，風のみを対象とした Case 02 については，ピーク周波数を再現できていない．特に，数値計算は高周波数帯を再現できていないため，風波を対象に計算するには計算格子を現在の設定よりもさらに細かくする必要があるといえる．しかし，風波のような水位変動が小さく，変動周期も短い現象を正確に表現するためには非常に細かい格子間隔が要求され，越波量の算定するまでに多大な計算時間を要する．一方，波と風を同時に扱った場合の計算精度はよいと判断され，本研究で目的としている簡易的かつ合理的な有風時の波浪変形計算が十分な精度で計算できているといえる．

(a) Case 01

(b) Case 02

(c) Case 03

図-3.31　水位の時系列変化

(a) Case 01

(b) Case 02

(c) Case 03

図-3.32　有義波高と平均水位の空間分布

(a) W1　(b) W5　(b) W8

図-3.33　Case 01 における波のエネルギー変化

(a) W1　(b) W5　(b) W8

図-3.34　Case 02 における波のエネルギー変化

(a) W1　(b) W5　(b) W8

図-3.35　Case 03 における波のエネルギー変化

以上から，有風時におけるリーフ地形の波浪変化に対する本手法の妥当性が明らかとなった．

3.7　結言

本章では，沖縄の現地海底地形を単純モデル化したリーフ地形を対象に，水理模型実験と数値波動水路 CADMAS-SURF による計算を行った．そして，リーフ地形における波浪伝播について考究するとともに，数値波動水路 CADMAS-SURF の妥当性について定量的に検証した．

以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. 礁縁付近での砕波によって，リーフ上の有義波高は沖波波高に対して著しく減少する一方，リーフ上では繰り返し砕波を伴いながら段波状に伝播する．また，リーフ上では水位上昇が顕著に上昇する．このような波浪伝播状況は一様勾配地形にはみられず，一様浅水域を有するリーフ地形特有の波浪伝播特性といえる．

2. リーフ上の波高分布は礁縁からの距離に応じて指数関数的に減少することを示し，従来の経験式の考え方が妥当であることを確認した．また，平均水位の場所的変化は，radiation stress の空間変化によって説明される．

3. リーフ上では，リーフ長の約 4 倍の波長をもつ固有振動が発生する．無次元リーフ長 R/h が大きくなるほど，固有振動数 f_p は小さくなり，固有振動は長周期的な水位変動となる．入射波特性が同じ場合は，無次元リーフ長が大きいほど，護岸前面において卓越する固有振動の第 1 成分周辺の無次元波エネルギー $S(f)/(H_0'^2 \cdot T_{1/3})$ が大きくなる．

4. 入射波のアーセル数 U_r が大きいほど，礁縁付近で大規模な砕波が生じ，リーフ上で顕著な平均水位の上昇が誘発される．特に，礁縁での砕波は，固有振動の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ を大きくさせる．また，護岸前面における長周期波成分の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ は，入射波の非線形性および無次元リーフ長とともに増加する．無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_{1/3}$ と長周期波成分の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ には指数関数的な関係が認められ，入射波の U_r が大きくなると $\bar{\eta}/H_{1/3}$ および $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ も増加する．

5. 有風時は無風時に比べて護岸前面における平均水位の上昇量が多くなるとともに，エネルギー密度が全体的に増加する．このような変化は沖側ではみられないことから，リーフ上の波浪変化は沖側に比べて風の影響を受けやすいといえる．また，風は沖側での砕波を誘発させることから，リーフ長 R，入射波の U_r，風速 U が大きいほど，リーフ上の護岸前面において長周期波は卓越するといえる．

6. 計算結果と実験結果の比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，水面変動量，波高および平均水位の空間分布，砕波波高に対して精度よく再現可能であることを示した．さらに，有風

時においても，数値計算は水理模型実験を良好に再現しており，風外力を考慮したリーフ地形の波浪変化に対する本手法の妥当性が明らかとなった.

参考文献

Demirbilek, Z., Nwogu, O. G., and Ward, D. L. (2007): Laboratory study of wind effect on runup over fringing reefs. report 1. data report, *Coastal and Hydraulics Laboratory Technical Report*, U.S. Army Engineer Research and Development Center, ERDC/CHL-TR-04-4, 70p.

Demirbilek, Z. and Nwogu, O. G. (2007): Boussinesq modeling of wave propagation and runup over fringing coral reefs, model evaluation report, ENGINEER RESEARCH AND DEVELOPMENT CENTER VICKSBURG MS COASTAL AND HYDRAULICS LAB, 113p.

Jaffe, B. E. and Richmond, B. M. (1993): Overwash variability on the shoreline of guam during typhoon russ, *The 7th International Coral Reef symposium*, pp. 257–264.

Lee, T. T. and Black, K. P. (1978): The energy spectra of surf waves on a coral reef, *Proceedings of 16th International Conference Coastal Engineering*, Vol. 1, pp. 588–608.

Nakaza, E., Tsukayama, S., and Hino, M. (1990): Bore-like surf beat on reef coasts, *Proceedings of 22nd International Conference Coastal Engineering*, Vol. 1, pp. 743–756.

Nwogu, O. and Demirbilek, Z. (2010): Infragravity wave motions and runup over shallow fringing reefs, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 136, 6, pp. 295-305.

Ogg, J. G and Koslow, J. A. (1978): The impact of typhoon pamela (1976) on guam's coral reefs and beaches, *Pacific Science*, Vol. 32, pp. 105–118.

U.S. Geological Survey (2010) : U.S. Coral Reefs—Imperiled National Treasures (Online), http://pubs.usgs.gov/fs/2002/fs025-02/，参照 2010-12-07.

磯部雅彦・柴田洋三・泉宮尊司・渡辺　晃 (1988)：不規則波によるリーフ上の平均水位上昇に関する研究，海岸工学講演会論文集，第 35 巻，pp. 192–196.

江頭和彦・福田　功・岸良安治・西村達郎 (1985)：リーフによる波浪変形の現地観測，海岸工学講演会論文集，第 32 巻，pp. 90–94.

漁港・漁場の施設の設計の手引検討委員会（編） (2003)：漁港・漁場の施設の設計の手引，社団法人全国漁港漁場協会，下巻，pp. 798–801.

河野二夫・永松一甫・喜屋武忠 (1978)：リーフ上の波の変形に関する現地調査，海岸工学講演会論文集，第 25 巻，pp. 146–150.

合田良実 (1975)： 浅海域における波浪の破砕変形，港湾技術研究所報告，第 14 巻，pp. 59–106.

合田良実 (2007)：工学的応用のための砕波統計量データの再整理，海岸工学論文集，第 54 巻，pp. 81–85.

合田良實 (2008)： 耐波工学 — 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版会，430p.

財団法人沿岸開発技術研究センター (2001)：数値波動水路（CADMAS-SURF）の研究・開発—数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会報告書—，沿岸開発技術ライブラリー No.12，457p.

財団法人沿岸技術研究センター (2008)：CADMAS-SURF 実務計算事例集—数値波動水槽の耐波設計への適用に関する研究会中間報告書—，沿岸技術ライブラリー No.30，368p.

高橋俊彦・池谷　毅 (2000)：数値波動水路のリーフ上の波浪変形への適用，海洋開発論文集，第 16

巻，pp. 69–74.
高山知司・神山　豊・菊地　治 (1977)：リーフ上の波の変形に関する研究，港湾技術研究所資料，港湾技術研究所，No. 278，32p.
谷本修志・中野泰雄・大月和義・宇多高明・小俣　篤 (1988)：沖縄県仲泊地区のリーフ周辺での波と流れの観測，海岸工学講演会論文集，第 35 巻，pp. 207–211.
津嘉山正光・河野二夫・仲座栄三・大城真一・福田孝晴 (1995)：リーフ上の波の変形に関する研究，海岸工学論文集，第 42 巻，pp. 176–180.
仲座栄三・日野幹雄 (1988)：リーフ地形海岸における Bore 状サーフビートによる災害の実態調査，海岸工学講演会論文集，第 35 巻，pp. 197–201.
仲座栄三・津嘉山正光・日野幹雄・田場　浩 (1991)：リーフ上の護岸越波特性に関する研究，海岸工学論文集，第 38 巻，pp. 511–515.
仲座栄三・津嘉山正光・田中　聡 (1994)：リーフ海岸における波・サーフビートに関する研究，海岸工学論文集，第 41 巻，pp. 86–90.
仲座栄三・津嘉山正光・玉城重則・川満康智・吉田　繁・田中　聡 (1998)：湾状リーフ海岸における波・サーフビート，海岸工学論文集，第 45 巻，pp. 281–285.
水村和正 (1992)： 海岸海洋工学（テキストシリーズ土木工学），共立出版，246p.

第 4 章　リーフ地形における直立護岸の越波特性

4.1　緒言

日本では，海岸防災施設が整備された今日においても，低気圧の接近・通過時に越波災害を受ける地域が後を絶たない．さらに，今後，地球温暖化による海面上昇や台風の強大化が懸念されており，人命や財産保護の観点から，越波災害を受けている地域に越波対策を講じることが必要である．特に，周辺海域に天然リーフが発達している沖縄諸島では，リーフ上の特異な波浪変化による越波災害が度々発生している．そのため，リーフ上の波浪変化を考慮した海岸防災施設の設計が求められている．沖縄県農林水産部漁港課 (1999) では，リーフ上における漁港構造物の設計指針において，護岸天端高 h_c の算出式として次式を示している．

$$h_c = 1.0 \times H_{1/3} + 0.5 \times H_L \tag{4.1}$$

ここに，$H_{1/3}$ は有義波高，H_L はリーフ上における長周期波（サーフビート）の有義波高である．ただし，リーフ上における長周期波は沖波が 5.0m 以上の場合にのみ考慮すると付記している．

前述のように，沖縄県の漁港設計では，護岸前面の波高を用いてリーフ上の護岸天端高を算出することが指針として示されてきた．そのため，第 3 章で述べたように，護岸の設計に必要となるリーフ上の波高算定については，現地観測や水理模型実験などによって様々な経験式が提案されている．しかし，各経験式によって算出される波高は波浪条件によって大きく異なるため，不揃いな護岸天端高や設計者の混乱を招いているのが現状である．また，リーフ上における長周期波（サーフビート）については未解明の部分が多いため，長周期波の有義波高を算定することは難しく，課題となっている．一方，内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 (2010) は，『護岸天端高の算出方法として，(i) 波の打ち上げ高を求め，越水の防止上必要な高さを採用する方法と，(ii) 越波量を求め，堤内地の利用状態に応じて設定した許容量以下に抑えるために必要な高さを採用する方法の 2 つがあり，後者の (ii) の方法は海岸堤防の本来の機能からいえば妥当なものと考えられる』と示すなど，近年，許容越波流量に基づく護岸天端高の設定が求められている．そのため，護岸設計においては，リーフ上の波高算定のみならず，リーフ上に設置された護岸の越波量を算定・評価することが必要不可欠といえる．

現在，直立護岸や消波ブロック被覆式護岸の無次元越波流量を算出する際には，合田ら (1975) による越波流量算定図が実務において広く用いられている．しかしながら，越波流量算定図は護岸前面の海底地形として一様勾配地形を対象としているため，リーフなど複雑な海底地形を有する海域において，無次元越波量を精度よく算出することは困難である．さらに，第 3 章で明示したように，礁縁での砕波に伴う波高減衰やリーフ上での顕著な水位上昇，リーフ長を約 1/4 波長とする固有周期が護岸前面で卓越するなど，リーフ地形は一様勾配地形と比べて複雑な波浪場となっている．そのため，

リーフ上での波浪変化が越波量に及ぼす影響を体系的に取り扱う必要がある．しかし，前述のように，リーフ上の波浪変化は複雑なために未解明の部分が多く，リーフ上の護岸越波量を算定する手法は未だ確立されていないのが現状である．リーフ上の波浪変化を考慮した越波量算定について，宮国ら (2008) は，リーフ地形を対象とした水理模型実験を行い，次式で求められる設計潮位 h_d と護岸前面の短周期波を基に，合田ら (1975) の越波流量算定図からリーフ上の護岸越波流量を算出する方法を提案している．

$$h_d = h + \bar{\eta} + \alpha \cdot H_L \tag{4.2}$$

ここに，h はリーフ上の静水深，$\bar{\eta}$ は護岸前面の水位上昇量，H_L は長周期波（サーフビート）の有義波高，α は長周期波（サーフビート）の有義波高の割合を表す係数である．

宮国ら (2008) は水理模型実験結果に基づき，上式の係数 α について $\alpha = 0.7$ を提案している．しかし，リーフ上の短周期波波高や水位上昇量，長周期波（サーフビート）波高の算出方法については言及しておらず，課題が残されている．この課題に対し，平山ら (2009) や平山・春尾 (2010) は Boussinesq モデル NOWT-PARI を用いることにより，リーフ上の長周期変動を考慮したリーフ上護岸前面の波高分布および設計水深を算定し，越波流量算定図に基づくリーフ上の護岸越波量の算定方法を示した．ただし，設計水深を算出する際に必要となる長周期波（サーフビート）波高の割合を表す係数 α を 0.5 としており，α の設定には検討の余地があると述べている．

一方，天然リーフを有する沖縄諸島や太平洋諸島における越波災害の発生は，主に低気圧の接近・通過時であり，護岸周辺には強大な風が吹き寄せていると考えられる．Demirbilek et al. (2007) は，風と波が作用した場合のリーフ上の波浪変化について，風洞水槽を用いた水理模型実験によって検討を行った．そして，有風時は無風時に比べてリーフ上の平均水位が上昇すること，波エネルギー密度が上昇することなど，リーフ上の波浪変化は風の影響を受けやすいことを明らかにしている．ただし，岸側斜面への遡上を対象としているため，有風時における護岸越波量までは検討していない．前述のように，気象擾乱時に越波災害が生じることが多いため，風がリーフ上の波浪変化と護岸越波量に及ぼす影響を体系的に考慮することは重要であるにもかかわらず，風がリーフ上の護岸越波量に及ぼす影響はほとんど検討されていないのが現状である．

本章では，リーフ上に設置された直立護岸を対象に水理模型実験を実施するとともに，その再現計算を数値波動水路 CADMAS-SURF によって行い，リーフ上での特異な波浪変化と護岸越波量の関係について実験と数値計算の両面から明らかにする．さらに，第 2 章において風外力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて，有風時におけるリーフ上の波浪変形が直立護岸の越波量に及ぼす影響について，数値的に検討を行う．

4.2 水理模型実験

4.2.1 次元解析

図-4.1 に示すような 2 次元波動場に設置されたリーフ上の護岸背後へと越流する平均越波流量 q は，次に示される 10 の物理量に支配されると考えられる．

$$q = f\left(H_0',\ T_0,\ h',\ h_c,\ h,\ R,\ \rho,\ g,\ \mu,\ \tan\theta\right) \tag{4.3}$$

図-4.1　リーフ上に設置された直立護岸周辺で発生する平均越波流量に対する諸元の模式図

ここに，H_0' は換算沖波波高，T_0 は入射波周期，h' は造波板前面水深，h_c は護岸天端高，h はリーフ上水深，R はリーフ長，ρ は流体の密度，g は重力加速度，μ は流体の分子粘性係数，$\tan\theta$ はリーフ前面の斜面勾配である．

上述の物理量に対して，Buckingham の π の定理を適用し，T_0，ρ，g を繰り返し変数として次元解析を行うと，護岸により生じる越波現象は次に示す 7 つの無次元量で示される．

$$\frac{q}{g^2 T_0{}^3} = f'\left(\frac{H_0'}{gT_0{}^2},\ \frac{h'}{gT_0{}^2},\ \frac{h_c}{gT_0{}^2},\ \frac{h}{gT_0{}^2},\ \frac{R}{gT_0{}^2},\ \frac{\mu}{\rho g^2 T_0{}^3},\ \tan\theta\right) \tag{4.4}$$

ここで，流体の動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ および $gT_0^2 \propto L_0$（L_0 は沖波波長）であるので，式 (4.4) は次式で表現される．

$$\frac{q}{\sqrt{gH_0'{}^3}} = f''\left(\frac{H_0'}{L_0},\ \frac{h'}{L_0},\ \frac{h_c}{H_0'},\ \frac{h}{H_0'},\ \frac{R}{h},\ \frac{\nu}{h\sqrt{gh}},\ \tan\theta\right) \tag{4.5}$$

上式において，第 1 項は波形勾配，第 2 項は水深波長比，第 3 項は護岸の相対天端高，第 4 項はリーフ上の水深波高比，第 5 項は無次元リーフ長，第 6 項は Reynolds 数に相当する無次元量を表す．本実験では，リーフ前面の斜面勾配を一定としているため，第 7 項を省略する．また，水深波長比をアーセル数 U_r（$= H_0 L_0{}^2/h'^3$）として整理すると，最終的に平均越波流量は，式 (4.6) で示される 6 つの無次元量に支配されることになる．

$$\frac{q}{\sqrt{gH_0'{}^3}} = f'''\left(\frac{H_0'}{L_0},\ U_r,\ \frac{h_c}{H_0'},\ \frac{h}{H_0'},\ \frac{R}{h},\ \frac{\nu}{h\sqrt{gh}}\right) \tag{4.6}$$

なお，実務において広く用いられている合田ら (1975) の越波流量算定図では，吉川ら (1967) に基づき，無次元越波量の表現として $q/\sqrt{2gH_0'{}^3}$ を用いている．そこで，本研究においても越波流量算定図に倣い，無次元越波流量の表記に $q/\sqrt{2gH_0'{}^3}$ を用いることとした．

4.2.2　実験方法

名古屋大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻所有の断面 2 次元造波水路（長さ 30m，高さ 0.9m，幅 0.7m）を用いて，リーフ上に設置された直立護岸に対する越波実験を行った．水槽の底面部は鋼製であり，側面部は片面がガラス製である．水槽の一端にはピストン型造波装置が設置されており，

(a) 規則波実験

(b) 不規則波実験

図-4.2　実験装置の概要

パソコンで作成した造波信号を造波装置制御板に入力し，造波板を駆動させて水槽内に波を発生させた．また，水槽末端には，捨石および消波ブロック模型で形成された消波装置が設置されており，水槽末端での反射波を抑えている．

図-4.2 に造波水路および計測機器の概略を示す．本実験では，沖縄本島周辺海域の現地海底地形を参考に，1:10 の斜面勾配を前面部に有する一様水深のリーフ地形を縮尺 1:40 で単純モデル化し，岸には直立護岸を設置した．同図 (a) に示すように，規則波実験ではリーフ長 R を 4.2m と固定し，直立護岸の天端高 h_c を 0.083m と 0.115m の 2 種類に変化させた．一方，不規則波実験では同図 (b) のように，リーフ長 R を 0.0m，1.2m，2.7m，4.2m，5.7m の 5 種類に変化させた．波浪条件を**表-4.1** に示す．規則波実験では同表 (a) に示すとおり，沖側水深 h' と周期 T をそれぞれ 0.435m，2.44s と固定し，入射波高 H を変化させた．不規則波実験は第 3 章で行った水理模型実験と同一の条件であり，4.2.1 節の次元解析結果に基づいて設定した．不規則波のスペクトル形状は修正 Bretschneider・光易型とし，同表 (b) に示すように，沖波波形勾配 H'_0/L_0 が 0.017 および 0.036 となるよう，有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ を変化させた．波の作用時間は，規則波実験および不規則波実験において，それぞれ 30s および 340s とした．

4.2.3　解析方法

本実験では，リーフ上の波浪特性が越波量に及ぼす影響を検討するため，**図-4.2** に示す位置に容量式波高計（KENEK 製：本体部 CH-601，検出部 CHT6-40 および CHT6-30）を設置し，水位 η の時系列変化を計測した．水位の測定は，**図-4.2** に示すように，沖側の 2 点（W1 および W2）とリーフ

表-4.1　波浪条件

(a) 規則波実験

	Case 1	Case 2
護岸天端高 h_c	0.083 m	0.115 m
沖側水深 h'	0.435 m	0.435 m
リーフ上水深 h	0.06 m	0.06 m
波高 H	0.060 ～ 0.222 m	0.080 ～ 0.222 m
周期 T	2.44 s	2.44 s

(b) 不規則波実験

	波形勾配 H'_0/L_0	沖側水深 h' [m]	リーフ上水深 h [m]	有義波高 $H_{1/3}$ [m]	有義波周期 $T_{1/3}$ [s]	相対天端高 h_c/H'_0
Case 07	0.017	0.415	0.04	0.063	1.60	1.6
Case 08	0.017	0.415	0.04	0.096	1.93	1.1
Case 09	0.017	0.425	0.05	0.025	0.99	3.8
Case 10	0.017	0.425	0.05	0.056	1.49	1.6
Case 11	0.017	0.425	0.05	0.063	1.60	1.5
Case 12	0.017	0.425	0.05	0.085	1.84	1.1
Case 13	0.017	0.425	0.05	0.111	2.06	0.9
Case 14	0.017	0.435	0.06	0.024	0.99	3.9
Case 15	0.017	0.435	0.06	0.055	1.50	1.7
Case 16	0.017	0.435	0.06	0.064	1.60	1.5
Case 17	0.017	0.435	0.06	0.089	1.85	1.1
Case 18	0.017	0.435	0.06	0.106	2.00	0.9
Case 19	0.017	0.445	0.07	0.025	1.03	3.8
Case 20	0.017	0.445	0.07	0.055	1.47	1.7
Case 21	0.017	0.445	0.07	0.053	1.47	1.7
Case 22	0.017	0.445	0.07	0.063	1.61	1.5
Case 23	0.017	0.445	0.07	0.090	1.88	1.1
Case 24	0.017	0.445	0.07	0.108	2.03	0.9
Case 25	0.036	0.425	0.05	0.053	1.01	3.7
Case 26	0.036	0.425	0.05	0.067	1.14	1.4
Case 27	0.036	0.425	0.05	0.105	1.44	0.9
Case 28	0.036	0.425	0.05	0.117	1.54	1.7
Case 29	0.036	0.435	0.06	0.053	1.02	3.7
Case 30	0.036	0.435	0.06	0.066	1.14	1.4
Case 31	0.036	0.435	0.06	0.103	1.42	0.9
Case 32	0.036	0.435	0.06	0.118	1.52	1.6
Case 33	0.036	0.435	0.06	0.179	1.78	1.1
Case 34	0.036	0.445	0.07	0.055	1.03	3.6
Case 35	0.036	0.445	0.07	0.067	1.14	1.4
Case 36	0.036	0.445	0.07	0.101	1.41	0.9
Case 37	0.036	0.445	0.07	0.117	1.50	1.7

図-4.3　護岸周辺における実験装置の概要

地形上で行い，規則波実験の場合は 10 地点，不規則波実験の場合は 34 地点を対象とした．サンプリング周波数は 100Hz とし，波が安定してから規則波実験の場合は 20.48s，不規則波実験の場合は 327.68s 間のデータを解析対象とした．

各測定点で計測された水位の時系列変化に対し，解析対象時間内の平均水位 $\bar{\eta}$ を求めるとともに，ゼロダウンクロス法によって波高 H および周期 T を算定した．不規則波実験については，求められた波高の上位 1/3 を平均し，有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ を算出した．また，水位の時系列変化から 0.2Hz 以下（現地換算周期 30s 以上）のローパスフィルタによって算出される成分を長周期波成分 ζ と定義し，ζ の二乗平均平方根 ζ_{rms} を長周期波成分の振幅とした．

越波量の測定は，**図-4.2** に示すように，護岸背後の遮水領域内部に設置した越波升を用いて行った．**図-4.3** は，護岸周辺における実験装置の概略図であり，護岸天端上に幅 0.3m の導水板を設置することによって護岸と越波升を接続し，越波水塊を越波升内に流入させた．越波量の算出は 2 種類の方法によって行った．1 つは，計測終了後に越波升の重量を台ばかりによって測定し，導水板を通じて流入した水塊の総重量を導水板の幅で除して越波量 Q を求める方法であり，越波量 Q を計測時間 t で除することにより，単位時間あたりの越波流量 q を算出した．なお，1 回の計測時間は，規則波の場合は約 20s，不規則波の場合は約 330s とし，同一条件下において 3 回の測定を行った．他方は，越波升の下部にロードセルを設置する方法であり，**図-4.4** に例示するような越波量 Q の時系列変化を測定した．ただし，ロードセルによって計測した値には，同図に黒線で示すようにノイズが多く含まれている．そのため，50 個のデータによる単純移動平均を施し，越波量 Q_{Load} の時系列を算出した．そして，越波量 Q_{Load} を解析対象時間で除することにより，越波流量 q_{Load} を算出した．ロードセルによる越波量の測定精度を**図-4.5** に示す．横軸は台ばかりによって算出した越波流量 q であり，縦軸はロードセルを用いて算出した越波量 q_{Load} である．同図から，越波流量が $10^{-7}\mathrm{m}^3/\mathrm{m/s}$ のオーダー以上のとき，両者の越波流量はほぼ一致していることから，ロードセルによって測定された越波流量の精度が確認された．また，全ての実験ケースにおいて，護岸での波の打ち上がりと護岸背後への越波状況を把握するため，ビデオカメラを護岸付近に設置し，造波開始から終了までの波浪状況を撮影した．

図-4.4　ロードセルによって測定された越波量の時系列変化

図-4.5　ロードセルによる越波量の測定精度

造波装置への入力値と波高検定地点 W1 での発生波高の関係を求めるため，事前に通過波検定を行った．本検討では，リーフ長や入射波条件がリーフ上の護岸越波流量に及ぼす影響を検討するため，各ケースにおける造波条件が同じになるように，模型床を設置しない状態で通過波検定を行った．規則波の通過波検定では波高として出力する電圧値，不規則波の場合は不規則波信号の出力倍率を変化させて造波した．そして，造波装置への入力値と W1 での発生波高の関係について多項式近似による近似曲線を求め，造波装置への入力値を決定した．なお，近似曲線の決定係数 R^2 は全ケースにおいてほぼ 1 となり，高精度な結果を得た．

表-4.2　計算条件

計算時間	計算間隔 Δt	10^{-8}～10^{-3} s
	計算時間 t_{END}	340 s
格子間隔	x 方向 Δx	0.014 ～ 0.020 m
	z 方向 Δz	0.008 ～ 0.016 m
差分スキーム	DONOR パラメータ	VP-DONOR0.2
TimerDoor 法	気泡上昇量	0.2 m/s
	水滴落下速度	Free
	水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0
境界条件	速度・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free

図-4.6　数値計算における越波升領域の概念図

4.3　計算条件および解析方法

リーフ上の波浪変化が護岸の越波量に及ぼす影響をより詳細に検討するため，第 2 章で風応力を導入した数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて水理模型実験の再現計算を行った．計算条件を**表-4.2** に示す．計算領域には，リーフ上での波浪変形を高精度かつ効率的に解析するために不等間隔格子を採用し，護岸周辺および自由表面付近で格子間隔が最も細かくなるように設定した．また，基礎方程式の移流項の差分には，1 次精度風上差分と 2 次精度中央差分の割合が 0.2 : 0.8 となる VP-DONOR0.2 を採用した．

数値計算における入射波は規則波および不規則波とし，規則波の場合はストークス波を造波境界により入射させた．また，不規則波を作用させる場合は，水理模型実験において使用した造波板への造波信号をフーリエ変換し，周波数 f_m ごとの振幅 a_m と位相角 ε_m を求めた．そして，微小振幅波理論に基づく波の重ね合わせにより水位 η と水平・鉛直方向の水粒子速度 u，w を算出し，マトリクスデータとして造波境界に与えた．

数値計算における水位変動 η は，各地点での VOF 関数 F 値を計算領域の底面から上面まで鉛直積分し，静水深 h' を引くことで求めた．波高 H および周期 T，平均水位 $\bar{\eta}$ は，数値計算で求められた水位変動を基に，水理模型実験と同様の手法によって算出した．また，数値計算においても，越波量を算定するために**図-4.6** に示すような越波升領域を護岸背後直後に設けた．そして，式 (4.7) で示さ

図-4.7　数値計算で得られる越波量の時系列変化の例

れる越波升内の VOF 関数 F の面積積分値から**図-4.7** に示すような越波量の時系列変化を求めた．さらに，同図に例示するように，越波量の時系列変化に基づいて解析時間内における越波量 Q を求め，解析対象時間 t で除することで越波流量 q を求めた（式 (4.8) 参照）．なお，計算上の安定性を向上させるため，越波升領域には 0.10m 以上の初期水位を与えた．

$$Q = \iint F_t dxdz - \iint F_{\mathrm{ini}} dxdz \tag{4.7}$$

$$q = \frac{Q}{t} \tag{4.8}$$

ここに，F_t はある時刻における VOF 関数 F の値，F_{ini} は VOF 関数 F の初期値である．

数値計算においても，造波境界に最も近い W1（**図-4.2** 参照）を波高検定地点とし，目標波高を造波するために通過波検定を行った．通過波検定では水路内を一様水深とし，計算領域右側に減衰領域および開境界を設定した．規則波の場合は入力波高を変化させた計算を行った．不規則波の場合は，水理模型実験で使用した造波板の不規則波信号が電圧値 [V] であるため，水位 η[m] に変換するための倍率係数を変化させて計算を行った．そして，計算の入力値と W1 での発生波高の関係に対して多項式近似による近似曲線を求め，目標とする波高を造波するための入力値を算定した．なお，数値計算の通過波検定においても，近似曲線の決定係数 R^2 はほぼ 1 であった．

4.4　規則波作用下における護岸越波特性

図-4.8 に数値計算によって得られた水面の空間変化を例示する．同図から，t = 6.15s で入射波の波峰が斜面上で崩れはじめ，t = 6.45s に入射波が礁縁付近（x = 17.5m）において空気を巻き込みながら激しく砕波する．そのため，リーフ上では波高が著しく減少している．しかし，その後はリーフ上において砕波を繰り返し，段波状に入射波が進行しており，一定の波高を保ちながら岸まで伝播していく様子が認められる．そして，t = 7.35s には直立護岸に打ち上がった水塊が護岸背後へと越流して

図-4.8　水面波形の空間分布（Case 1，H = 0.184m）

いる．これら一連の波浪変形は実験においても目視およびビデオ画像によって確認しており，数値計算は水理実験をよく再現しているといえる．

図-4.9 は，水理模型実験の結果に基づいて，相対天端高 h_c/H_0 と無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0^3}$ の関係を整理したものである．また，図中には，参考のため，一様勾配 1/10 に対する既往の越波流量算定

図-4.9　無次元リーフ長による無次元越波流量の違い（Case 2）

(a) 水理模型実験

(b) 数値計算

図-4.10　直立護岸周辺の越波状況（Case 1，H = 0.184m）

図から求めた値を示した．越波流量算定図による結果は一様勾配上の不規則波砕波を対象としているため，両者を単純に比較することはできないものの，リーフ地形における無次元越波流量は一様斜面勾配地形とは異なり，相対天端高の増大に伴い，急激に減少する傾向が認められる．これはリーフ上での繰り返し砕波による波高減衰が要因として挙げられ，リーフ地形における波浪変形が護岸の越波特性に大きく影響を及ぼすことを示している．したがって，沖合にリーフを有する護岸の越波量算定には，リーフ上での波浪変化を十分に考慮しなければならないといえる．

図-4.10 に水理模型実験と数値計算による護岸周辺の越波状況を示す．同図から，数値計算は護岸周辺の波浪変形や護岸への波のうち上がりなど水理模型実験の越波状況をよく再現している．

図-4.11　越波量の時系列変化（Case 1，H = 0.184m）

図-4.12　実験値と計算値の比較

数値波動水路 CADMAS-SURF による越波流量の時系列変化を**図-4.11** に図示する．護岸前面では繰り返し砕波によって波の周期性が明確ではないものの，**図-4.11** から越波は規則的に発生していることがわかる．水理実験および数値計算における越波流量の比較を行ったところ，**図-4.12** に示すように，計算値は実験値を若干過小評価している．しかしながら，両者は同程度のオーダーに収まっており，越波量および越波流量に対する数値波動水路 CADMAS-SURF の計算精度は高いといえる．

(a) $H_0'/L_0 = 0.017$

(b) $H_0'/L_0 = 0.036$

図-4.13　無次元リーフ長による無次元越波流量の違い（水理模型実験結果）

4.5　不規則波作用下における護岸越波特性

4.5.1　リーフ長および入射波特性が越波量に及ぼす影響

図-4.13 に，水理模型実験で得られた水深波高比 h/H_0' と無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ の関係を，相対天端高 h_c/H_0' および無次元リーフ長 R/h ごとに示す．なお，図中の点線および実線は，リーフ前面

(a) $H_0'/L_0 = 0.017$

(b) $H_0'/L_0 = 0.036$

図-4.14　無次元リーフ長と無次元越波流量の関係（水理模型実験結果）

の斜面勾配に基づき，1:10 の海底勾配地形に対する合田ら (1975) の越波流量算定図から読み取った値を示している．同図から，1:10 の海底勾配地形を意味する $R/h = 0.0$ の実験結果は，合田ら (1975) による算定値とほぼ同等の精度で $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ が得られていることがわかる．一方，R/h の増大とともに $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ は減少していることから，リーフ地形による $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ の低減効果がみられる．さらに，その効果は，h_c/H_0' の増加にともなって大きくなることがわかる．無次元リーフ長 R/h と無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ の関係を**図-4.14** に示す．同図から，R/h と $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ には指数関数的な関係

図-4.15　無次元越波量に対する水理模型実験と数値計算の比較

が認められる．本検討では，実験ケース数が少ないため，両者の関係について一定の傾向があることを示すに留まっているものの，同図は，リーフ長を考慮した越波流量の算定が可能であることを示唆している．

図-4.15 は，無次元越波量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ に対する水理模型実験と数値計算の比較である．同図に示すように，リーフ長 R が 5.7m の場合には $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ が小さいため，数値計算は水理模型実験を過小評価する傾向にある．しかし，両者の差は同程度のオーダーに収まっていることから，数値計算は一様勾配を意味する R = 0.0m のみならず，リーフ長が大きい場合の $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ も良好に再現できると判断される．

4.5.2　リーフ上の長周期波が及ぼす直立護岸の越波流量特性

第 3 章では，リーフ長がリーフ上の波浪変化に及ぼす影響として，リーフ長 R を約 1/4 波長とする固有振動の波エネルギー密度がリーフ上で卓越すること，無次元リーフ長 R/h が大きくなるほど固有振動の水位変動が長周期的になることを示した．また，入射波のアーセル数 U_r が平均水位の上昇や水位変動に対する長周期波成分の発生に影響を与えることを示した．本節では，リーフ上の波浪変化がリーフ上の護岸越波特性に及ぼす影響について検討する．

3.5.1 節 (3) と同様に，リーフ長 R に基づく固有振動数 f_p を基準とし，**図-4.16** に示すように，固有振動の第 1 成分 f_{p1}（$0.75 < f_p \leq 1.25$），第 2 成分 f_{p2}（$1.75 < f_p \leq 2.25$），第 3 成分 f_p（$2.75 < f_{p3} \leq 3.25$）を定義した．そして，水理模型実験で得られた水位変動にバンドパスフィルタを施し，各固有振動の水位変動およびその振幅 ζ_{rms} を算出した．ここでは，各点における有義波高 $H_{1/3}$ に対する固有振動の振幅 ζ_{rms} の大きさに着目する．**図-4.17** に，リーフ上（x/R = 0.0～1.0）の

図-4.16　固有振動の第 1～第 3 成分の定義

各点における各固有振動の振幅 ζ_{rms} と有義波高 $H_{1/3}$ の比である $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ の空間分布を示す．また，各図上段に，全成分による有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ の空間分布を併記する．同図 (a) と (b) の比較から，第 3 章でも述べたように，入射波のアーセル数 U_r が大きくなるほど，リーフ上における有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ は小さくなることがわかる．一方，固有振動の第 1～第 3 成分の各振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ は $H_{1/3}/H_0'$ の分布傾向と異なり，U_r の増加とともに $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ は大きくなる．すなわち，水位変動に対して固有振動の成分が支配的になっているといえる．したがって，リーフ上の護岸越波特性を検討する際には，リーフ上の有義波高比 $H_{1/3}/H_0'$ のみならず，固有振動を含む長周期波成分の水位変動を考慮する必要があると考えられる．

図-4.18 に，波浪条件を Case 18 とし，無次元リーフ長を変化させたときの護岸前面（W34）における水位と越波量 Q_{Load} の時系列変化を示す．各図において，上段は無次元水位 $\eta/H_{1/3}$ と 0.2Hz 以下（現地換算 30s 以上）のローパスフィルタによって得た長周期波成分 $\zeta/H_{1/3}$ の時系列変化であり，中段は固有振動の第 1 成分 f_{p1} の水位変動である．また，各図下段は，1/4 周期（$T_{1/3}$ = 2.0s）あたりの平均越波量の時系列変化である．ただし，無次元リーフ長 R/h = 70.0 の場合，$0.25 \times 10^{-4}\mathrm{m}^3/\mathrm{m}$ 以下の値にはノイズが多く含まれている．同図から，無次元水位比 $\eta/H_{1/3}$ および長周期波成分 $\zeta/H_{1/3}$ が比較的大きく上昇したときに越波の発生が認められる．さらに，固有振動の第 1 成分 f_{p1} の水位上昇に着目すると，f_{p1} の水位上昇時に無次元水位比 $\eta/H_{1/3}$ が大きくなっているとき，平均越波量 Q_{Load} が大きくなっている．すなわち，長周期波の水位上昇時に短周期波成分の波が来襲することにより，越波量は増加するものと判断できる．このような越波形態は，無次元リーフ長 R/h の増加とともにより顕著になる．したがって，無次元リーフ長 R/h が大きいほど，リーフ上の直立護岸越波は長周期波の影響を強く受けるといえる．

EurOtop（The EurOtop Team，2008）に倣い，**図-4.19** に，護岸前面の有義波高 $H_{1/3}$ を用いた無次元越波流量 $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$ と護岸前面における $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ の関係を，相対天端高 h_c/H_0' および無次元リーフ長 R/h ごとに示す．**図-4.19**(a) より，h_c/H_0' = 0.9 のときは，$\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ の増大による $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$

(a) U_r = 0.8（Case 19）

(b) U_r = 52.2（Case 24）

図-4.17　リーフ上における固有振動の振幅比の空間分布（水理模型実験結果）

(a) R/h = 45.0

(b) R/h = 70.0

図-4.18　水位および越波量の時系列変化（水理模型実験結果）

の変化はほとんどみられない．一方，**図-4.19**(a) および (b) から，$h_c/H'_0 \geq 1.1$ の場合は，$\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ の増加による $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$ の減少率が大きくなっている．すなわち，本研究の範囲内では，波形勾配 $H'_0/L_0 = 0.017$，相対天端高 $h_c/H'_0 = 0.9$ のとき，$\zeta/H_{1/3}$ の増加に伴って短周期波成分は減少するものの，固有振動の第 1 成分の振幅が大きく，周期的に越波が生じるため，越波量の減少率は小さい．しかし，h_c/H'_0 の増加とともに，長周期波成分の増加に伴う短周期波成分の減少が $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$ に影響を及ぼしているものと推察される．

(a) $H_0'/L_0 = 0.017$

(a) $H_0'/L_0 = 0.036$

図-4.19　護岸前面の長周期波成分と無次元越波流量の関係

4.6　風外力がリーフ上の護岸越波量に及ぼす影響

第 2 章において，数値波動水路 CADMAS-SURF に風外力を導入する手法を提案した．第 3 章では，提案した手法を用いて有風時におけるリーフ地形上の波浪変化に対する水理模型実験の再現計算を実施し，本手法の妥当性を示した．そこで，本節では，有風時におけるリーフ地形の護岸越波特性

表-4.3　風外力の入力条件

風速 U	3.0
風応力の影響範囲 Δz	0.01 m
Δz 間の動粘性係数 ν_w	$1.0 \times 10^{-6}\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$
水滴の抵抗係数 C_{DW}	1.0

表-4.4　波浪条件

	波形勾配 H'_0/L_0	沖側水深 h' [m]	リーフ上水深 h [m]	有義波高 $H_{1/3}$ [m]	有義波周期 $T_{1/3}$ [s]	相対天端高 h_c/H'_0
Case 13	0.017	0.425	0.05	0.111	2.06	0.9
Case 18	0.017	0.435	0.06	0.106	2.00	0.9
Case 24	0.017	0.445	0.07	0.108	2.03	0.9

について数値的に検討を行う．

4.6.1　計算領域および計算条件

本計算は，前節までと同様に，**図-4.2** の海底地形を対象に実施した．風外力の入力条件は**表-4.3** に示すとおりであり，風速 U を 3.0m/s とした．なお，フルードの相似則を用いると，本計算で設定した実験風速は現地風速 18.97m/s に相当する．その他の計算条件は，**表-4.2** と同様である．波浪条件は**表-4.4** に示すように，波形勾配 H'_0/L_0 および相対天端高 h'_c/H'_0 をそれぞれ 0.017 および 0.9 の一定とし，リーフ上水深 h，有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ を 3 種類に変化させた．

4.6.2　有風時におけるリーフ上の護岸越波特性

(1)　護岸前面の波浪変化

図-4.20 および**図-4.21** に，波浪条件を Case 18 とした場合の水面波形の空間変化を示す．各図 (a) および (b) はそれぞれ無風時（U = 0.0m/s）および有風時（U = 3.0m/s）の数値計算結果である．**図-4.20** はリーフ長が 1.2m の場合であり，同図から，有風時は風応力を作用させていることによって沖側における自由表面近傍の水平方向流速が無風時に比べて大きくなっている．また，無風時は t = 265.7s に斜面上（$x = -1.0$m）にて波が浅水化し，波峰が前傾しているのに対し，有風時は同時刻において既に砕波した様子が認められる．礁縁近傍での砕波により，リーフ上の水位変動は沖側に比べて小さくなるものの，t = 268.7s には無風時および有風時ともに越波が生じている．前述のように，沖側の水平方向流速は無風時と有風時で異なるものの，護岸越波に対する風の影響は特にみられない．一方，リーフ長が 5.7m の場合は，**図-4.21** に示すように，有風時は $t = 269.7s$ で越波が生じているのに対し，無風時は越波に至っていない様子が確認できる．

図-4.22 は，リーフ長 R を 5.7m としたときの有義波高比 $H_{1/3}/H'_0$ と無次元平均水位 $\bar{\eta}/H'_0$ の空間分布である．同図から，有風時は無風時に比べて砕波点近傍（$x/H'_0 = -10.0$）の $H_{1/3}/H'_0$ が低い．これは，一様斜面上において入射波の波峰が風応力の作用によって前傾化し，砕波に至るためと考えられる．また，有風時の $\bar{\eta}/H'_0$ は，無風時の場合の $\bar{\eta}/H'_0$ をわずかに上回っており，護岸前面において

(a) 無風時（U = 0.0m/s）　　(b) 有風時（U = 3.0m/s）

図-4.20　Case 18 における水面波形の空間変化（R = 1.2m）

(a) 無風時（U = 0.0m/s）　　(b) 有風時（U = 3.0m/s）

図-4.21　Case 18 における水面波形の空間変化（R = 5.7m）

図-4.22　Case 18 における波高・平均水位の空間分布（R = 5.7m）

風の吹き寄せ効果が生じていると判断される．

(2)　直立護岸の越波流量に及ぼす風の影響

有風時における水深波高比 h/H_0' と越波流量 q_p の関係を**図-4.23** に示す．ここで，q_p は現地換算値である．前節までに述べているように，リーフ長が長くなるほど，越波流量 q_p は少なくなる．しかし，風の影響はリーフ長が大きくなるほど顕著になっており，特に，リーフ長 R が 5.7m，水深波高比が h/H_0' = 0.55 のときの越波流量 q_p は，風の影響を大きく受けていることがわかる．許容越波流量は背後地の状況によって異なるものの，一般的に 10^{-2}～10^{-3}m^3/m/s として護岸の必要天端高が設定される．**図-4.23** から，風の影響を大きく受けているのは越波量が 10^{-2}m^3/m/s 以下のときである．すなわち，許容越波量を評価する際には，風の影響を考慮した越波解析が必要であることを示唆している．

4.7　結言

本章では，リーフ長や入射波特性，リーフ上における波浪変化がリーフ上に設置された護岸越波に及ぼす影響について，水理模型実験と数値波動水路 CADMAS-SURF を用いた数値計算の両面から考究した．さらに，風がリーフ上の護岸越波量に及ぼす影響について，第 2 章で提案した計算手法を用いて数値的に検討した．以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. リーフ上の波高分布はリーフ長に関わらず，礁縁からの距離によって指数関数的に減少する一方，越波流量に対しては，無次元リーフ長 R/h の増加とともに無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ は減少することから，リーフ地形には無次元越波流量の低減効果があることを示した．さらに，

図-4.23　風が越波流量に及ぼす影響

無次元リーフ長と無次元越波流量には指数関数的な関係が認められることを明らかにした．

2. 計算結果と実験結果の比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，規則波のみならず不規則波作用下においてリーフ上に設置された直立護岸の越波状況および越波流量を精度よく算定可能であることを示した．

3. 護岸前面の長周期波成分比 $\zeta/H_{1/3}$ の増加とともに無次元越波流量 $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$ は減少する．その減少率は，相対天端高 h_c/H_0' の増加とともに大きくなることを示した．

4. 数値実験によって，風の影響は越波量が少ないほど大きくなることを明らかにした．許容越波流量に基づく護岸設計を行う際には，風が越波量に及ぼす影響を考慮しなければならないことを明示した．

参考文献

Demirbilek, Z., Nwogu, O. G., and Ward, D. L. (2007): Laboratory study of wind effect on runup over fringing reefs. report 1. data report, *Coastal and Hydraulics Laboratory Technical Report*, U.S. Army Engineer Research and Development Center, ERDC/CHL-TR-04-4, 70p.

沖縄県農林水産部漁港課 (1999)：リーフ上における漁港構造物の新設計マニュアル，沖縄県農林水産部漁港課.

吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫 (1967)：海岸堤防の越波に関する基礎的研究 (1)，海岸工学講演会講演集，第 14 巻，pp. 118–122.

合田良実・岸良安治・神山　豊 (1975)：不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，第 4 巻，14，pp. 3–44.

内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 (2010)： 土木工事設計要領（オンライン）, http://www.dc.ogb.go.jp/kaiken/koji/004716.html，参照 2011-01-25.

平山克也・春尾和人・宮里一郎 (2009)：ブシネスクモデルを用いて算定したリーフ上護岸の設計諸元に関する考察，港湾技術研究所報告，第 48 巻，3，pp. 23–74.

平山克也・春尾和人 (2010)：リーフ内に設置される護岸構造物の設計波浪諸元の算定法に関する提案，海洋開発論文集，第 26 巻，pp. 1011–1016.

宮国敏秋・又吉昭太・仲座栄三・宇座俊吉 (2008)：リーフ上の護岸越波に関する研究，海洋開発論文集，第 24 巻，pp. 951–956.

第 5 章　現地地形における風外力を考慮した護岸越波解析

5.1　緒言

台風常襲地域の沖縄諸島では，低気圧の接近・通過時に護岸の倒壊や背後地の浸水，道路護岸の通行規制など，高潮・高波による越波災害が度々発生している．特に，沖縄本島北部地域では，台風や大雨などの異常気象時に越波や土砂崩落・落石などの危険性が高まるため，**図-5.1** に示すように，多くの道路護岸が通行規制区間に指定されている．このうち，沖縄本島北部の道路護岸は，**表-5.1** に示す事前通行規制区間に指定されている．**写真-5.1** は，平常時における事前通行規制区間周辺の航空写真である．この地区では海岸線沿いに国道 58 号が整備され，道路に隣接するように集落が点在している．周辺海域には天然リーフが発達しており，礁縁付近での砕波が確認できるなど，平常時の波浪場は穏やかであることがわかる．しかし，台風 0423 号通過時に撮影された**写真-5.2** のように，異常気象時には路上越波が観測されている．このような路上越波によって長時間に及ぶ通行規制が年数回程度実施されており，その際の孤立人口は 2 千人以上に達すると試算されている．さらに，通行規制時には大幅な迂回を余儀なくされ，平常時に比べて 3 倍の移動時間を要することが指摘されている（内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所, 2007）．国道 58 号線は沖縄本島西海岸を縦貫する主要幹線道路であるだけでなく，この地域の各集落を結ぶ生活道路としての重要な役割も担っている．そのため，路上越波による通行規制は，地域住民や一般道路利用者に多大な影響を与えており，防災面や交通利用面などの観点から，このような地域の道路護岸に対して早急な越波対策の着工が求められている．

事前通行規制区域における道路護岸の現況を把握するため，2006 年 10 月 18 日～10 月 19 日および 2007 年 10 月 31 日～11 月 2 日の 2 度にわたって現地踏査を行った．**写真-5.3** は，台風 0423 号通過時に路上越波が発生した道路護岸の平常時の様子である．同写真から，検討箇所付近は景観を考慮して天端高の低い護岸となっていることがわかる．さらに，護岸天端幅も狭く，その背後には道幅の狭い片側一車線の国道と民家が近接しているため，越波発生時には車両や人々への危険性が非常に高くなると予測される．また，越波の軽減を目的として護岸前面には多数の消波ブロックが設置されており，景観としては好ましくない印象を受ける．さらに，消波ブロックの設置後，砂浜が消失しており，海岸への親水性が失われつつあることが判明した．越波に対する住民の認識を知るため，路上越波発生箇所付近にあるスーパーの店員に聞き取り調査を行ったところ，通行規制が行われた台風 0423 号通過時には小石を含む水しぶきがひどく，恐怖心を抱いたとのことであった．店員の話を裏付けるように，消波ブロックの上には，**写真-5.4** に示すように，波によって打ち上げられたとされる

図-5.1　沖縄県北部における通行止め区間（出典：内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 Web サイト）

表-5.1　国頭村における事前通行規制区間の概要
（出典：内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 Web サイト）

路線名	区間		気象等基準値	危険内容
	起終点名称	延長		
国道 58 号	国頭村字宜名真 ～国頭村字与那	10.36km	連続雨量 250mm 以上，波浪による路上越波があるとき	落石，土砂，崩落，越波

写真- 5.1　事前通行規制区間周辺の航空写真

石があり，異常気象時における道路護岸周辺の危険性を示唆していた．また，**写真-5.5** のように，事前通行規制区間内には数台の監視カメラが設置されており，路上越波への警戒心の高さがうかがえた．2007 年の現地踏査時に撮影した**写真-5.6** は，路上越波発生箇所から正面に海を臨んだときの波変形の様子である．撮影時は風がやや強く，礁縁と考えられる箇所での砕波とリーフ上での繰返し砕波，屈折を含む波変形を目視によって確認することができた．このときの気象条件においては，リーフ上では岸に対して斜めに波が入射する様子がみられた．一方，リーフの切れ目ではリーフ上のような著しい砕波は生じず，一定の波高を保ったまま岸に向かって直入射する様子が確認でき，周辺海域は複雑な波浪場であることがわかった．以上から，この地域において越波対策工法を選定する際に

写真- 5.2　台風 0432 号通過時における路上越波の様子

写真- 5.3　事前通行規制区間の状況

写真- 5.4　消波ブロックに打ち上げられた石

写真- 5.5　事前通行規制区間に設置されているカメラ

写真- 5.6　波変形の様子

は，護岸前面での波浪変形を十分に考慮するとともに，護岸周辺の景観性にも配慮することが重要であるといえる．

1999 年に抜本的に改正された海岸法により，海岸災害からの防護だけでなく，海域環境や海岸施設利用を考慮した海岸整備が求められている．そのため，越波対策工法の選定には，単なる護岸天端高の嵩上げだけでなく，対象地域の特性を把握し，経済性・景観性・維持管理性などを含めた総合的な判断が必要となっている．そこで，従来の直立護岸や消波ブロック被覆式護岸に代わり，様々な機能を有する特殊形状護岸が開発されている．例えば，村上ら (1998) によるフレア式護岸は，来襲波を沖側に打ち返すことによって越波を低減するだけでなく，護岸天端上の有効活用も可能となっている．また，島谷ら (2003) は，消波機能のみならず，海域環境の改善が見込まれる藻場造成機能を付

加したスリットケーソンを提案している．しかし，実務において広く適用されている合田ら (1975) の越波流量算定図は，一様勾配地形における直立護岸および消波ブロック被覆式護岸を対象としており，前述のような複雑な形状の海岸構造物に対する越波流量の算定は困難である．そのため，特殊形状護岸を設計する際には，水理模型実験の実施が必須となるものの，越波現象は波浪条件や海底地形，護岸の形状・設置水深など数多くの要素に影響されるため，当該地域を対象とした種々の検討が必要となる．しかし，多大な労力や費用を要する水理模型実験では，様々な条件下における検討は難しい．また，実験風速を現地風速に換算する方法が確立されていないため，風が越波量に及ぼす影響を水理模型実験によって定量的に評価することは難しい．

上述の背景により，近年，経験式や水理模型実験を補う手段として数値モデルの導入が積極的に進められている．例えば，欧州の CLASH（Crest Level Assessment of Coastal Structures by Full Scale Monitoring, Neural Network and Hazard Analysis on Permissible Wave Overtopping）プロジェクトでは，Ingram et al. (2009) の数値モデル AMAZON-SC を活用している．我が国においても，実用的かつ複雑な自由表面の取り扱いが可能な断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF（SUper Roller Flume for Computer Aided Design of MAritime Structure）（財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001; 財団法人沿岸技術研究センター, 2008）が実務において適用されつつある．数値波動水路 CADMAS-SURF の精度検証は，磯部ら (1999) をはじめとして，これまでに水理模型実験との比較が数多く実施されている．越波現象に対しても，有光ら (2008) などにより，精度良く越波流量を算定できることが示されている．ただし，越波流量に対する既往の精度検証は，直立護岸周辺の越波現象を対象としたものが多く，不規則波作用下における特殊形状護岸周辺の越波計算に適用された例は少ない．そのため，特殊形状護岸を含む越波対策工法の検討に対する不規則波越波計算の有効性は示されていないのが現状である．また，数値計算は現地スケールを取り扱えるため，現地海底地形に数値計算を適用することにより，越波量に及ぼす風の影響を考慮した護岸設計が可能になると考えられる．今村ら (2007) は，数値波動水路 CADMAS-SURF を現地海底地形に適用し，風の影響を考慮した越波解析を行っている．ただし，風の影響は越波量に係数をかけることによって表現しており，風が護岸前面の波浪変化に及ぼす作用を直接的に解いていない．

本章では，事前通行規制区間となっている沖縄本島北部の現地海底地形に第 2 章で提案した数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し，その有用性を検証する．具体的には，特殊形状護岸を含む各種護岸の天端高を変化させた越波計算を実施し，検討対象地域の特性に適合した越波対策を提案する．さらに，ハード対策のみならず，ソフト対策への本手法の適用を目指し，気象場および沿岸波浪場を考慮した護岸の越波解析システムを構築する．

5.2　対象地域の特性を考慮した護岸越波対策の選定

本節では，まず，特殊形状護岸を含む各種護岸に対する不規則波越波計算の有用性について検討する．具体的には，対象地域の越波対策工法として直立護岸，消波ブロック被覆式護岸，半円弧状護岸の 3 断面を取り上げ，不規則波作用下における水理模型実験の再現計算を数値波動水路 CADMAS-SURF によって行い，各護岸に対する波越波計算の妥当性を検証する．そして，越波対策工法の選定として，現地海底地形に数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し，護岸の断面形状や天端

図-5.2　実験水路および実験装置の概要

表-5.2　護岸天端高 h_c

	S	M	L
Type 1	0.088 m	−	0.115 m
Type 2	0.088 m	−	0.115 m
Type 3	0.093 m	0.116 m	0.141 m

表-5.3　波浪条件

有義波高 $H_{1/3}$	0.050 m ～ 0.150 m
有義波周期 $T_{1/3}$	2.44 s
造波板前面水深 h	0.435 m

高を変化させた越波解析から，許容越波流量を満足する護岸天端高を算定する．さらに，経済性や環境性，施工性などを含めた総合的な観点から各護岸を評価し，最終的に，対象地域の特性に適合した越波対策工法を提案する．

5.2.1　各種護岸形状に対する数値波動水路の妥当性

(1)　断面 2 次元造波水路における水理模型実験

名古屋大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻の断面 2 次元造波水路（長さ 30m，幅 0.7m，高さ 0.9m）を用いて水理模型実験を行った．**図-5.2** は実験水路および実験装置の概略であり，本実験では，検討対象箇所の現地海底地形を縮尺 1:40 で単純モデル化した．岸には，**表-5.2** 示すように，護岸天端高 h_c を変化させた直立護岸（Type 1），消波ブロック被覆式護岸（Type 2），半円弧状護岸（Type 3）の 3 種類の護岸模型を設置した．

表-5.3 に波浪条件を示す．本実験では，各護岸形状に対して，水深 h および有義波周期 $T_{1/3}$ を一定とし，有義波高 $H_{1/3}$ のみを変化させた計 29 ケースの不規則波越波実験を行った．不規則波のスペクトルは修正 Bretschneider・光易型とし，造波開始 10s 後から 163.84s 間のデータを解析対象とした．

水面変動量の測定には容量式波高計を用い，**図-5.2** に示す 9 点においてサンプリング周波数 100Hz で水位 η の時系列変化を記録した．越波量の測定は，模型床背後の遮水領域内部に設置した越波升を用いて行った．**図-5.3** は，半円弧状護岸を設置した際の護岸周辺における実験装置の概要であり，護岸天端上と越波升を幅 0.3m の導水板によって接続することによって，護岸を越えた水塊を越波升に流入させた．そして，越波升内の総重量を計測時間と導水板の幅で除することにより，越波流量を算出した．なお，越波量の測定は同一波浪で 3 回行い，平均値を越波流量 $q_{\mathrm{exp.}}$ とした．

図-5.3　護岸周辺における実験装置の概要

表-5.4　計算条件

計算時間	計算間隔 Δt	0.0002 s
	計算時間 t_{END}	200 s
格子間隔	x 方向 $\Delta x/L$	1/96 ～ 1/960
	z 方向 $\Delta z/L$	1/240 ～ 1/960
差分スキーム	DONOR パラメータ	VP-DONOR0.5
TimerDoor 法	気泡上昇量	0.2 m/s
	水滴落下速度	Free
	水滴の抗力係数 C_{DW}	1.0
境界条件	速度・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free
消波工	間隙率	0.5
	慣性力係数 C_M	1.2
	抗力係数 C_{DR}	1.0

(2)　数値波動水路 CADMAS-SURF による再現計算

表-5.4 に，本計算で使用した各パラメータを示す．数値計算における造波信号は，水理模型実験で使用した不規則波造波信号のフーリエ変換から各周波数 f_m の振幅 a_m および位相角 ε_m を求め，式 (5.1)～(5.3) から造波境界における水位 η と水平・鉛直方向の水粒子速度 u，w を算出して作成した．そして，**図-5.2** 中の W1 を波高検定地点とし，水理模型実験における有義波高 $H_{1/3}$ と一致するように通過波検定を行った．

$$\eta(t) = \sum_{m=1}^{M} a_m \cos(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{5.1}$$

$$u(z,t) = \sum_{m=1}^{M} a_m 2\pi f_m \frac{\cosh k_m(h+z)}{\sinh k_m h} a_m \cos(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{5.2}$$

図-5.4　Type 1 (H_0'=0.142m，h_c=0.088m) における水位変動

(a) Type 2 (H_0'=0.096m，h_c=0.115m)

(b) Type 3 (H_0'=0.135m，h_c=0.141m)

図-5.5　波高比および平均水位比の空間分布

$$w(z,t) = \sum_{m=1}^{M} a_m 2\pi f_m \frac{\sinh k_m(h+z)}{\sinh k_m h} a_m \sin(2\pi f_m t + \varepsilon_m) \tag{5.3}$$

ここに，z は静水面から上方を正とする鉛直座標，M は成分波 m の総数で，k_m は波数（$=2\pi/L_m$ で L_m は波長）である．

計算領域は，砕波および越波現象を高精度かつ効率的に解析するために不等間隔格子を採用し，護岸周辺および自由表面付近で格子間隔が最も細かくなるようにした．また，基礎方程式の移流項の差分には，1 次風上差分と 2 次中央差分の割合が 1：1 となる VP-DONOR-0.5 を採用した．護岸前面に消波ブロックを有する Type 2 に関しては，消波工内部の空隙率を 0.5，慣性力係数 C_M を 1.2，抗力係数 C_{DR} を 1.0 として計算を行った．また，数値計算では，直立護岸と消波ブロック被覆式護岸の場合は構造物背後，半円弧状護岸の場合は護岸上部および背後を越波升領域とした．そして，越波升内における VOF 関数 F 値の面積積分から越波量の時系列変化を求めるとともに，総越波量を解析時間（163.84s）で除することで越波流量 $q_{\mathrm{cal.}}$ を算出した．なお，数値計算の安定性を向上させるため，越波升領域に初期水位を与えた．

(3)　水位変化・波高・平均水位に対する妥当性

図-5.4 に直立護岸（Type 1）を設置したときの水位比 η/H_0' の時系列変化を例示する．同図から，波高検定地点である W1（x =4.0m）において，計算は実験波形を十分に再現していることが確認された．また，一様斜面上の W3～W9 では，実験値と比べて水位変動量に若干の差異が認められるも

(a) 水理模型実験　　(b) 数値計算

図-5.6　Type 3 設置時における護岸周辺の越波状況

のの，砕波によって入射波の岸方向への進行とともに水位変動量が減少しており，数値計算は砕波後の複雑な水面変動も計算できているといえる．**図-5.5** は，消波ブロック被覆式護岸（Type 2）および半円弧状護岸（Type 3）を設置したときの有義波高比 $H_{1/3}/H_0{}'$ と平均水位比 $\bar{\eta}/H_0{}'$ の空間分布の一例である．同図から，一様斜面上での砕波による波高の減衰が数値計算においても再現されていることがわかる．**図-5.4** および**図-5.5** から，計算結果は実験結果とほぼ一致していることがわかる．全ての再現計算においても同程度の再現性が確認されたことから，数値波動水路 CADMAS-SURF は不規則な水位変動をよく計算できていると判断される．

(4)　越波状況および越波流量に対する妥当性

半円弧状護岸（Type 3）を設置したときの護岸周辺の越波状況を**図-5.6** に例示する．ここで，**図-5.6**(a) は水理模型実験，**図-5.6**(b) は数値波動水路 CADMAS-SURF による計算結果である．水理模型実験では，護岸上部に設置した導水板の影響により，水塊の打ち上がりとともに護岸上部において水の跳ね返りがみられる．しかし，半円弧状護岸への波の進入や護岸上の越波状況，波の反射について，水理模型実験と数値計算はほぼ同様であり，特殊形状護岸に対する数値波動水路 CADMAS-SURF の再現性が定性的に確認された．

無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ について，数値計算と水理模型実験の比較を**図-5.7** に示す．同図から，

図-5.7　水理模型実験と数値計算による越波流量の比較

表-5.5　越波流量の推定値に対する真値の想定範囲（引用：合田, 2008）

無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$	直立護岸	消波護岸
10^{-2}	0.7～1.5 倍	0.5～2 倍
10^{-3}	0.4～2 倍	0.2～3 倍
10^{-4}	0.2～3 倍	0.1～5 倍
10^{-5}	0.1～5 倍	0.05～10 倍

Type 1 では水理模型実験と数値計算の結果がほぼ 1:1 の関係であり，数値波動水路 CADMAS-SURF は精度良く越波流量を算定できている．一方，Type 2 および Type 3 では，計算値が実験値を最大で 3 倍程度過大評価している．この要因として，Type 2 では消波工内部の設定，Type 3 では半円弧状護岸の再現性が挙げられ，検討の余地があるといえる．ただし，**表-5.5** に示すように，合田の越波流量算定図から推定される消波護岸の無次元越波流量のばらつきは，10^{-3} オーダーのときに 0.2～3 倍になると見積もられている（合田, 2008）．数値計算は実験値の無次元越波流量を 3 倍以内に推定していることから，数値波動水路 CADMAS-SURF において十分な精度で不規則波作用下における越波流量を算定していると判断される．

図-5.8　越波対策工法の選定方法

5.2.2　現地越波対策工法の評価と選定

前節では，水理模型実験との比較により，不規則波越波計算に対する数値波動水路 CADMAS-SURF の妥当性を検証し，特殊護岸形状に対しても越波流量を良好に算出できることを示した．本節では，数値波動水路 CADMAS-SURF を現地海底地形へ適用し，護岸天端高を変化させた越波計算および各護岸に対する評価により，対象とする現地に最適な護岸の形状および天端高を選定する．

(1)　越波対策工法の選定方法

図-5.8 に，本研究で行った越波対策工法の選定方法を示す．設計波高は対象地域における 50 年確率波とし，エネルギー平衡方程式を用いて数値波動水路 CADMAS-SURF の計算開始地点における換算沖波波高 H_0' を算出した．この結果に基づき，有義波高 $H_{1/3}$=4.9m，有義波周期 $T_{1/3}$=15.39s の不規則波信号を作成し，109 波を入射させた．設計潮位は既往最高潮位 H.H.W.L.（EL+1.4m）とした．なお，ゼロダウンクロス法によって算出した造波境界における有義波高は $H_{1/3}$=4.9m であり，目標とした有義波高の不規則波が造波されていることを確認した．

本検討では，越波対策工法として，**図-5.9** に示すように，直立護岸，消波ブロック被覆式護岸，半円弧状護岸の 3 断面を取り上げた．ただし，護岸天端高を低く抑えることを目的に，直立護岸の前面に離岸堤を設置した．消波ブロックによって形成された離岸堤を有する直立護岸では，波浪が離岸堤により低減されるため，直立護岸のみの場合と比べて，護岸天端高を低減することが可能である．離

(a) 直立護岸＋離岸堤

(b) 消波ブロック被覆式護岸

(c) 半円弧状護岸

図-5.9　越波対策工の検討断面

岸堤の効果は設置位置や天端幅などによって異なるため，本研究では，試行計算の結果を基に，直立護岸と離岸堤の離隔距離を 50m とした．消波ブロック被覆式護岸は現地における現況護岸と同形式である．一方，半円弧状式護岸は，護岸前面が沖側に張り出す特殊形状護岸であり，従来の直立護岸や消波ブロック被覆式護岸と比較して，越波の大幅な低減や護岸天端上の有効利用が期待されている．なお，新規護岸は，道路幅の拡張と歩道空間の確保を目的に，現況護岸より約 20m 沖側の位置で設計を行った．

各護岸形状において許容越波流量以下となる最低天端高を数値波動水路 CADMAS-SURF を用いて算出した．主な計算条件を**表-5.6** に示す．数値計算は無風時を対象とし，累積越波量を計測時間で除することによって越波流量を求めた．また，数値計算だけでなく，越波流量算定図によって算出される護岸天端高も勘案し，最終的な設計天端高を決定した．なお，直立護岸および消波ブロック被覆式護岸は合田ら (1975)，半円弧状護岸は片岡ら (2005) の越波流量算定図を用いた．また，各護岸の設計天端高に対して風外力を与え，有風時における越波解析を行った．さらに，護岸天端高の設定のみならず，護岸建設時における工事費や海域環境への影響なども考慮した総合的な評価を行い，対象地に最適な越波対策工を選定した．以下に，その詳細を示す．

(2)　設計天端高の算出

許容越波流量以下となる設計天端高を決定するために，3 形状の護岸に対して護岸天端高を変化させた数値計算を行った．**図-5.10** に各断面での護岸周辺における水面波形の空間変化を例示する．なお，**図-5.10**(a) および**図-5.10**(b) は護岸天端高が EL+6.00m，**図-5.10**(c) は EL+6.35m のときの計算結果である．各図において，計算開始後第 1 波目が護岸付近に到達する t=66.0s の空間変化を比較すると，**図-5.10**(a) に示す離岸堤を有する直立護岸では，他の形状よりも護岸到達までに時間を要しており，離岸堤による進行波の減衰効果が認められる．また，消波被覆式ブロック護岸では，**図-5.10**(b)

表-5.6　計算条件

波浪条件	有義波高 $H_{1/3}$	4.9 m
	有義波周期 $T_{1/3}$	15.39 s
	潮位	1.40 m
	沖側水深 h	21.80 m
計算時間	計算間隔 Δt	10^{-8}～10^{-3} s
	計算終了 t_{END}	1400 s
格子間隔	x 方向 Δx	0.31 ～ 2.00 m
	z 方向 Δz	0.20 ～ 2.38 m

(a) 直立護岸＋離岸堤　　(b) 消波ブロック被覆式護岸　　(c) 半円弧状護岸

図-5.10　水面波形の空間変化

において消波ブロック内での進行波の消散効果がみられる．さらに，**図-5.10**(c) の半円弧状護岸では，沖に張出した特殊断面形状によって，波が沖合へと打ち返されていることがわかる．したがって，数値波動水路 CADMAS-SURF によって各護岸形状の特徴を反映した波浪計算が行われているといえる．各護岸において最大越波量を記録した時の越波状況を示した各図から，流速の大きい水塊が護岸背後へと越流する様子が確認できる．また，半円弧状護岸では，円弧内の水位が低下しないうちに次の波が来襲することによる越波の発生がみられた．さらに，流速分布から，半円弧状護岸では，入射波が減衰することなく沖側へと反射されるため，護岸底部において沖向きの流速が大きくなることが

(a) 直立護岸＋離岸堤

(b) 消波ブロック被覆式護岸

(c) 半円弧状護岸

図-5.11　越波計算に基づく護岸天端高の設定

表-5.7　許容越波量以下となる最低天端高の比較および設計天端高の決定

	直立護岸 ＋離岸堤	消波ブロック 被覆式護岸	半円弧状護岸	現況 護岸天端高
数値計算	EL+7.6 m	EL+8.2 m	EL+6.4 m	EL+5.04m
越波流量算定図	EL+11.9 m *1	EL+9.1 m	EL+7.4 m *2	
設計天端高	EL+8.0 m	EL+8.5 m	EL+7.0 m	

*1 直立護岸前面の離岸堤は考慮していない

*2 海低勾配 1:10 の算定図から算定

わかった．

図-5.11 は，数値波動水路 CADMAS-SURF によって算出された各断面における護岸天端高と越波流量の関係を示している．各護岸形状とも，護岸天端高を変化させた 3 ケースの計算を行った．そして，計算結果に基づいて得られた近似曲線を用いて，許容越波流量が 1.0×10^{-3}m^3/m/s 以下となる最低護岸天端高を求めた．その結果，**表-5.7** に示すように，離岸堤を有する直立護岸では EL+7.6 m，消波ブロック被覆式護岸では EL+8.2m，半円弧状護岸では EL+6.4m となり，半円弧状護岸は最も護岸天端高を抑えられることが明らかとなった．

表-5.8　風外力の条件

風速 U	5.2, 7.5, 10.0 m/s
風応力の影響範囲 Δz_w	0.01 m
Δz_w 間の動粘性係数 ν_w	1.0×10^{-6} m^2/s
水滴の抵抗係数 C_{DW}	1.0

越波流量算定図から許容越波量を満足する必要天端高を求めたところ，**表-5.7** に示すように，離岸堤を有する直立護岸では計算値を大きく上回った．この理由として，越波流量算定図では沖合に設置された離岸堤による消波効果が反映されていないためであるといえる．また，半円弧状護岸については，検討対象断面の海底勾配（1 : 33）に対し，片岡ら (2005) による海底勾配 1 : 10 を対象とした越波流量算定図を用いて算定を行った．そのため，同条件下における越波流量として容易に比較・判断することはできない．このことから，特殊形状を有する構造物や複雑な海底地形を対象とする場合，数値波動水路 CADMAS-SURF の有用性が発揮されることが明らかとなった．

海岸保全施設技術研究会 (2004) によると，堤防天端高の設計では，若干の不確実性を考慮して最大 1.0m 程度を限度とする余裕高の設定が推奨されている．そこで，越波の現況や護岸背後の状況，越波流量算定図によって得られた結果などを勘案し，各護岸の設計天端高を算出した．その結果，各護岸における天端高は，離岸堤を有する直立護岸では EL+8.0m，消波ブロック被覆式護岸では EL+8.5m，半円弧状護岸では EL+7.0m となった．

各護岸の設計天端高に対し，**表-5.8** に示す計算条件において風速を変化させた越波解析を行った．**図-5.12** は，風速を 10.0m/s としたときの水面波形の空間変化である．同図 (b) および (c) から，消波ブロック被覆式護岸と半円弧状護岸前面では，自由表面付近において岸向きの水平流速が大きくなっており，その補償流として底面付近では沖向きの流速が卓越している様子がみられる．そのため，来襲波が護岸上を越流するようにして越波に至っている．一方，同図 (a) に示すように，離岸堤を有する直立護岸では，護岸前面の流速分布に前述のような特徴はみられず，発生する越波の規模も小さい．このような流速分布の違いは，護岸前面に設置した離岸堤による消波効果および護岸前面の海底地形の影響によるものと考えられる．

有風時における各種護岸の越波流量を**図-5.13** に示す．同図から，風速 U = 5.2m/s の条件下では，全ての護岸形式において越波は発生していない．しかし，風速の増加とともに越波流量は上昇しており，風速 10.0m/s のときには，許容越波流量（$q = 1.0 \times 10^{-3}$m^3/m/s）以上の越波が生じている．特に，消波ブロック被覆式護岸は風の影響を大きく受けていることが同図からわかる．一方，半円弧状護岸は，他の護岸形式と比べて低天端でありながら，有風時においても他の護岸形式と同程度に越波流量を抑えられることが明らかとなった．

(3)　各護岸に対する総合評価

検討箇所における各護岸の概算工事費，検討地域の特性を踏まえた施工性，施工に伴う海岸環境への負荷，完成後の景観などを考慮し，越波対策工法の総合評価を各護岸に対して行った．**表-5.9** に各護岸形状に対する総合評価の結果を示す．前述のように，対象地において最も護岸天端高を低く抑えられるのは，半円弧状護岸であることが明らかとなった．また，設計天端高に基づく護岸工事につい

(a) 直立護岸＋離岸堤　(b) 消波ブロック被覆式護岸　(c) 半円弧状護岸

図-5.12　有風時（U = 10.0m/s) における水面波形の空間変化

図-5.13　有風時における各種護岸の越波流量

て概算工事費を算出した結果，検討箇所における施工では，半円弧状式護岸は他の護岸に比べて低くなった．したがって，半円弧状護岸は費用を最も低く抑えられ，経済的であることがわかった．また，環境面において，直立護岸は捨石による抑え盛土が多大で海岸への影響が大きく，さらに，消波ブロック被覆式護岸とともに，消波ブロックによって景観が損なわれる欠点がある．一方，半円弧状護岸は海岸環境への影響が小さい断面形状のため，景観・環境面に優れた特徴を有している．村上ら

表-5.9　各護岸形状に対する評価

	直立護岸 ＋離岸堤	消波ブロック 被覆式護岸	半円弧状護岸
設計天端高	○ EL+8.0 m	△ EL+8.5 m	◎ EL+7.0 m
経済性	△	○	◎ 建設費が最も低く抑えられ，経済的である
環境性	× 捨石による抑え盛土が多大であり，海岸への影響が大きい	△ 消波ブロックによって景観が損なわれる	◎ 前面に張出た構造で，海岸環境への影響が小さく景観も良い
維持補修	△ 離岸堤の管理が海上施工となる	○ 消波ブロックの沈下によって，消波効果が低減する可能性がある	○ 護岸天端の前出しによって海面上昇に対応可能である
施工性	△ 離岸堤の施工は海上施工となる	○	△ 製作運搬・据付に大型トレーラや仮設ヤードの確保が必要
総合評価	△ 不経済であり，離岸堤によって景色も好ましくない	○ 護岸天端が高く，消波ブロックにより景観性が損なわれる	◎ 護岸天端高を低く抑えられ，経済性，景観面でも優れている

(2008) は，海面上昇によって半円弧状護岸の越波阻止性能は低下するものの，想定されている海面上昇量程度であれば，護岸天端高を前出しする対策工が有効であることを示している．そのため，半円弧状護岸は維持管理面においても優れている．したがって，本研究で対象とした箇所では，半円弧状護岸が最も適合した越波対策工法であるといえる．以上から，対象地域の特性に適した越波対策工法の選定・検討に，数値計算は有用であるといえる．

5.3　高潮・高波時における越波災害予測システムの構築

近年，越波災害対策として，護岸を新規に建設するハード対策のみならず，災害情報を提供するソフト対策の実施が重要になっている．北海道西沖に停滞した低気圧が要因となって発生した 2008 年 2 月の富山県高波災害にみられるように，高潮・高波による越波災害を予測するためには，護岸周辺だけでなく，気象場および沿岸波浪場の各現象を体系的に取り扱うことが必要である．このような広範囲にわたる現象を詳細に検討する方法として，数値モデルの適用が進められている．例えば，間瀬ら (2008) や李ら (2008) は，メソ気象モデルと波浪推算モデルを用いて，気象擾乱下における波浪場を精度よく推算できることを示している．ただし，これらの研究では，沿岸波浪場の推算に留まっており，護岸周辺の越波現象を取り扱うまでには至っていない．一方，護岸周辺の砕波・越波現象のみならず，沖合での屈折および回折も含んだ平面的な波浪変形を考慮することを目的に，MARS 法を

図-5.14　越波災害予測システムの概要

用いた数値波動水槽（長瀬・島田, 2000）や MPS 法を用いた数値波動水槽（後藤ら, 2005），CIP 法を用いた 3 次元固気液多相流数値モデル（川崎・袴田, 2007），さらに数値波動水路 CADMAS-SURF を 3 次元化した CADMAS-SURF/3D（有川ら, 2005）など，波動場を 3 次元的に取り扱う数値モデルの開発・導入が進められている．これらのモデルでは，砕波点や砕波変形の再現性などが課題として挙げられているものの，実用化に向けてモデルの改良および妥当性の検証が行われている（例えば，有川ら, 2007）．しかしながら，3 次元数値モデルを実海域に適用するにあたっての当面の問題として，計算コストが挙げられる．特に，越波現象の解析には多大な計算時間が必要となるため，現時点において実務への 3 次元数値モデルの適用は難しい．このように，気象場と沿岸波浪場，沿岸波浪場と護岸周辺を体系的に取り扱う試みはされているものの，気象場・沿岸波浪場・護岸周辺を対象とした包括的な越波解析は少ないのが現状である．

前述の背景から，本節では，気象・波浪・沿岸域の各現象を体系的に取り扱うために，**図-5.14** に示す各数値モデルを接続し，低気圧時において高精度な越波量算定が可能な越波災害予測システムを構築する．そして，台風常襲地域のために頻繁に越波被害を受けている沖縄周辺海域に本システムを適用し，台風の接近・通過時における再現計算を行うことにより，本システムの妥当性を検証する．本研究では，気象場・沿岸波浪場・護岸周辺の各現象を考慮した越波解析を実施する手段として，気象モデル WRF（Weather Research and Forecasting）と平面 2 次元数値モデル NOWT-PARI（NOnlinear Wave Transformation model by Port and Airport Research Institute）（平山, 2002），そして，断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF に着目した．米国大気研究センター（NCAR）によって開発されたメソ気象モデル WRF は，地形準拠座標（η 座標）系に基づく非静水圧・完全圧縮モデルであり，支配方程式は連続式・運動方程式・熱力学式・混合比の保存式から構成される．メソ気象モデル MM5 と比べ，高精度な計算スキームや物理モデルが採用されていることから，WRF は MM5 の次世代モデルとして位置づけられている．また，修正ブシネスク方程式に基づく平面 2 次元数値モデル NOWT-PARI は，波の浅水変形・屈折・回折を同時に解析可能であり，波高分布などの算定に対して高い実績を有している．平山・平石 (2005) は，ブシネスクモデルに越流公式を導入することで，護

表-5.10　気象モデル WRF における計算条件

		Area 1	Aewa 2	Area 3
地図投影法		ランベルト正角円錐図法		
地形データの解像度		30 s		
水平方向格子	格子数	90	76	121
	格子間隔	9 km	3 km	1 km
計算日時 (JST)	計算開始	2004 年 10 月 18 日 21:00		
	計算終了	2004 年 10 月 20 日 21:00		
計算結果の出力間隔		3600 s		300 s

岸背後への越流量が算出可能になることを示している．ただし，飛沫を含む越波現象を直接的に解けないため，越波解析に関して課題が残されている．一方，数値波動水路 CADMAS-SURF は，進行波の浅水変形のみならず，砕波や越波といった複雑現象についても妥当性が確認されている．しかし，断面 2 次元モデルであるため，沖合での波の屈折や回折は考慮できない．したがって，気象現象を解析する WRF と平面的な波浪変形を解析可能な NOWT-PARI，そして複雑な水面挙動を高精度に解析できる CADMAS-SURF を連結することで，各モデルの利点を活かしつつ，より実現象を反映した護岸の越波解析が可能になると考えられる．そこで，本節では，沖縄本島北西部の道路護岸において，路上越波による通行規制をもたらした台風 0423 号を対象に，気象場および沿岸波浪場を考慮した護岸の越波解析を行い，その有用性について検討を行う．

5.3.1　気象モデル WRF を用いた台風 0423 号の再現計算

(1)　計算条件および解析方法

表-5.10 に，気象モデル WRF における計算条件を示す．本計算では，沖縄本島を中心とする 3 つの計算領域を設け，two-way のネスティング計算を行った．計算対象日時は，台風が沖縄本島に接近・通過した 2004 年 10 月 18 日 21 時から 10 月 20 日 21 時までとした．初期条件および境界条件には，米国環境予測センター（NCEP ; National Centre for Environmental Prediction）の全球客観解析データ FNL（final analysis）を用いた．なお，本計算では，6 時間毎に境界条件を与えるのみとし，データ同化や台風ボーガスの導入は行わなかった．台風経路は，Area 1 の計算領域中における海面気圧の最低値を台風の中心気圧と定義し，正時毎にその位置を出力することによって求めた．また，1km 間隔の計算格子を用いた Area 3 の計算結果を基に，気象庁の那覇観測所における海面気圧・風速・風向を算出した．なお，海面気圧・風速・風向は，気象庁のアメダスに倣い，観測前 10 分間の平均値とした．

(2)　台風 0423 号の再現計算に対する数値モデルの妥当性

図-5.15 は，本計算によって得られた台風経路であり，図中の枠線は各ケースの計算領域を示している．また，気象庁（JMA）による台風 0423 号のベストトラックデータを同図に併記した．**図-5.15** から，計算結果は台風 0423 号の台風経路をよく再現できていると判断される．**図-5.16**(a)～(c) に，那覇での海面気圧，風速，風向に対する気象庁の観測値と計算結果の比較を示す．**図-5.16**(a) から，台風が最接近した時の海面気圧は十分に再現されていないことがわかる．そのため，より正確に台風

図-5.15　計算領域および台風経路

を再現するためには境界条件を与えるだけでなく，台風ボーガスの導入が必要であるといえる．海面気圧と同様に，風速・風向に関しても，**図-5.16**(b) および**図-5.16**(c) から認められるように，台風が最接近している時の最大風速や風向の再現性が十分ではない．ただし，台風通過後の 20 日 0 時以降について，計算結果は観測値の傾向をよく捉えていると判断される．

沖縄本島北西部の道路護岸では，台風 0423 号が沖縄本島を通過した 20 日 9 時頃から路上越波が確認され，約 2 時間にわたって通行規制が実施された．**図-5.17** に示した 20 日 10 時の風況から，路上越波が観測された Site A および Site B 地点では海岸線に対して法線方向の北西風が吹いており，越波が発生する要因の 1 つになったと推察される．以上から，台風ボーガスの導入などによって計算精度を高める必要があると判断されるものの，越波災害発生時における気象状況を把握する手段として気象モデルは有効であるといえる．

5.3.2　平面 2 次元モデル NOWT-PARI を用いた沖合の波浪変形計算

(1)　計算領域および計算条件

図-5.18 に，NOWT-PARI における計算領域の水深分布を示す．当初の海底地形データは 20m 間隔であったため，高解像度で計算を行うことを目的として，データを 5m 間隔にスプライン補間した．図から，当該海域はリーフ地形であるため，岸側に浅水域が広く分布し，沖側に向かって急激な水深変化を伴う地形となっている．NOWT-PARI における計算条件を**表-5.11** に示す．本計算では，台風 0423 号通過時の波浪条件を基に入射波を設定した．不規則波のスペクトルタイプは修正 Bretschneider・光易型とし，有義波高 $H_{1/3}$ = 6.53m，有義波周期 $T_{1/3}$ = 9.66s の不規則波を，**図-5.18** に示す造波境界（x = 0.0m）から波向 0°の一方向波として入射させた．また，試行計算の結果から，

(a) 海面気圧

(b) 風速

(c) 風向

図-5.16　那覇における観測値と数値計算結果の比較

潮位換算後の最小水深 HLIMIT2 と平均全水深の最小値 HLIMIT3 を，それぞれ 1.0m および 0.01m とした．計算領域の外周には，境界での反射波を抑えるためのエネルギー吸収帯を設定した．ただし，海域と陸域の境界は完全反射とした．

数値波動水路 CADMAS-SURF に接合する際に用いる波浪条件を算出するため，NOWT-PARI での計算では，計算開始から終了まで全ての格子点の水位 η を出力させた．また，各格子点での水位 η の値を用いて，有義波高 $H_{1/3}$ や平均水位 $\bar{\eta}$ を算出した．

図-5.17　通行規制実施時の風況（Area 3）

(2)　沖合から護岸までの波浪変形特性

図-5.19 に，計算領域における有義波高 $H_{1/3}$ の空間分布を示す．同図から，水深が 10m より浅い岸側では，砕波の影響により波高が急激に減衰していることがわかる．また，平均水位 $\bar{\eta}$ の空間分布を示す**図-5.20** から，有義波高が減衰している岸側の領域において平均水位が顕著に上昇し，wave setup が認められる．さらに，砕波点近傍の水深 10m より沖側では，wave setdown の発生もみられる．**図-5.21** は，微小振幅波理論に基づき算出された波速ベクトルおよび平均波向角の空間分布である．なお，平均波向角は，x 軸から反時計回りを正と定義している．同図から，岸側の海底地形の影響によって，浅海域では波速ベクトルが変化している様子がみられる．特に，x = 1500m，y = 2500m 付近の入江において，入射波が大きく屈折していることがわかる．ここで得られた波浪特性は，第 3 章で検討を行ってきた断面 2 次元計算や水理模型実験での波浪伝播と同じ傾向を示している．したがって，NOWT-PARI は沖合から岸側までの波の屈折や回折を含む波浪変形を適切に計算可能であると定性的に判断される．

5.3.3　断面 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF による護岸周辺の越波解析

(1)　計算条件の設定

CADMAS-SURF では，路上越波が観測された 2 箇所を対象に越波計算を行った．**図-5.18** に越波計算の対象地点を示す．Site A 周辺は等深線が密となっており，水深が急変する地形である．一方，Site B 周辺は Site A よりも比較的緩やかな地形となっている．**図-5.21** の平均波速分布に基づき，Site

図-5.18　計算領域の水深分布

表-5.11　計算条件

時間	時間間隔 t	0.010 s
	終了時間 t_{END}	1800.0 s
格子	x 方向格子数	406
	y 方向格子数	1006
	格子間隔 x,y	5.0 m
波浪	有義波高 $H_{1/3}$	6.53 m
	有義波周期 $T_{1/3}$	9.66 s
	波向	0°
	成分波数 NS	100
	方向集中度 S_{max}	∞ (999.0)
水深	入射境界水深 h	52.24 m
	潮位 WL	1.20 m
	潮位加算後の最小水深 HLIMIT2	1.0 m
	潮位加算後の平均全水深の最小値 HLIMIT3	0.01 m
砕波限界流速波速比 γ_b		0.64

A および Site B への入射波向線を求めた結果を，同図中に実線で図示する．両箇所とも，海底地形による屈折などの影響により，NOWT-PARI の造波境界に対して直角ではない波向線を有した波が入射していることがわかる．したがって，NOWT-PARI による計算結果を CADMAS-SURF に接続する際には，護岸に入射する波向線を考慮して断面を設定する必要があると考えられる．

そこで，本計算では，護岸への入射波向線の影響について検討するため，造波境界に対して直角に断面を取った Case A-1，Case B-1 と，**図-5.21** から算出された護岸への入射波向線に応じて断面を設定した Case A-2，Case B-2 についてそれぞれ越波計算を行った．**図-5.22** は，各ケースにおける計算領域である．計算断面の海底地形は，NOWT-PARI で用いた海底地形データから該当地点の水深を出力することによって作成した．計算開始地点は，全ケースにおいて地形変化が安定する水深 h ≈35m の地点とした．**図-5.21** および**図-5.22** に，CADMAS-SURF での各断面の計算開始地点 W0 を示す．また，W1～W6 は水面変動量の算出位置であり，各断面において水深が h ≈25，20，15，10，5m となる地点および護岸前面とした．岸には，現地護岸の天端高を有する直立護岸を設置した．

表-5.12 に計算条件を示す．断面計算を行うには流速の鉛直分布が必要となるものの，平面計算で得られる流速は断面平均流速である．そこで，本研究では，5.2.1 節で述べた水理模型実験の再現計算と同様に，NOWT-PARI で得られた W0 における水面変動量 η のフーリエ変換から，各周波数の振幅と位相角を算出した．そして，微小振幅波理論を用いた波の重ね合わせから，CADMAS-SURF の造波境界における水位 η，流速 u，w の鉛直分布を求めた．なお，両モデルの接続は one-way とした．また，護岸への入射波向線を考慮した Case A-2 および Case B-2 については，無風条件のみならず，5.3.1 節において算出された風速を用いた越波計算も併せて行った．**図-5.23** は，5.3.1 節の台風 0423

図-5.19　有義波高分布

図-5.20　平均水位分布

図-5.21　波速ベクトルと波向角

(a) Case A-1　(b) Case A-2　(c) Case B-1　(d) Case B-2

図-5.22　CADMAS-SURF による計算領域

表-5.12　CADMAS-SURF の計算条件

		Case A-1	Case A-2	Case B-1	Case B-2
計算時間	時間間隔 Δt	10^{-8}～10^{-3} s			
	終了時間	1700.0 s			
計算領域	格子間隔	Δx =1.25～1.75 m，Δz =0.30～1.60 m			
	護岸天端高*	EL+5.10 m		EL+4.93 m	
波浪条件	水深 h	35.38 m	35.57 m	35.26 m	34.62 m
	潮位 WL	1.20 m	1.20 m	1.20 m	1.20 m
	有義波高 $H_{1/3}$	6.27 m	6.40 m	6.40 m	6.44 m
	有義波周期 $T_{1/3}$	9.29 s	9.52 s	9.74 s	9.62 s

*　EL は対象地域の標高基準海面

図-5.23　Site A および Site B における風速の時系列変化

号の再現計算によって得られた Site A および Site B における風速の時系列変化である．本検討では，路上越波によって通行規制が実施された 20 日 10 時の風速を入力値として与えた．なお，風外力の入力条件は，**表-5.13** に示すとおりである．

CADMAS-SURF では，護岸背後に越波升を配置し，VOF 関数 F 値の面積積分値から越波量 Q の時系列変化を算出した．さらに，第 1 波が護岸に到達してから計算終了までを越波量の計測時間とし，累積越波量を計測時間で除して越波流量 q を算出した．

表-5.13　風外力の入力条件

	Case A-2	Case B-2
風速 U	13.73 m/s	12.37 m/s
風応力の影響範囲 Δz_w	0.01 m	
Δz_w の動粘性係数 ν_w	1.0×10^{-6} m^2/s	
水滴の抵抗係数 C_{DW}	1.0	

(a) Case A-1　(b) Case A-2　(c) Case B-1　(d) Case B-2

図-5.24　水面波形の空間変化

(2)　護岸への入射波向線を考慮した断面計算

無風時における水面波形の空間変化を**図-5.24** に例示する．全断面において，水深が 10m から 5m へ変化する W4～W5 にて大規模な砕波が生じ，その後も砕波を繰り返しながら入射波が岸側へ進行している様子が確認できる．

図-5.25 に，NOWT-PARI および CADMAS-SURF によって計算された Case B-1 および Case B-2 における水位 η の時系列変化の比較を示す．**図-5.25**(a) および (b) から，計算開始地点 W0 において，CADMAS-SURF は NOWT-PARI の水面変動量をよく表現している．W0 における NOWT-PARI と CADMAS-SURF の水位変動について相互相関係数を求めたところ，**表-5.14** に示すように，全てのケースにおいて 0.96 以上となった．したがって，本研究で行った両モデルの接続方法により，NOWT-PARI で計算された不規則な水面変動を CADMAS-SURF で再現できることが定量的にも確認された．また，**図-5.25** から，Case B-1，Case B-2 ともに，W4（$h \approx$10m）までは両者の振幅および位相はほぼ一致している．しかし，水深 10m 以浅（W5 および W6）では，両者の水面変動量に大きな差異がみられる．特に，CADMAS-SURF では護岸前面 W6 において長周期波成分の卓越が認められる．NOWT-PARI では，経験値に基づいて算出される渦動粘性係数を導入することで，砕波後の波高減衰を計算している．一方，CADMAS-SURF では，渦によって波のエネルギーが逸散するため，砕波に伴う波高の減衰は付加的な項を導入することなく表現される．したがって，砕波に対する計算

(a) Case B-1　　(b) Case B-2

図-5.25　無風時における水位の時系列変化

表-5.14　造波開始地点の水位変動に対する NOWT-PARI と CADMAS-SURF の相互相関関数

Case	相互相関係数 R
A-1	0.969
A-2	0.957
B-1	0.979
B-2	0.977

手法の違いにより，砕波後の水面変動量に大きな差異が生じたと考えられる．

砕波に起因する両モデルの差異は，**図-5.26** に示す波高および平均水位の空間分布の比較からも明らかである．特に，砕波後の有義波高 $H_{1/3}$ および平均水位 $\bar{\eta}$ の空間分布に大きな差異が生じていることが確認できる．この要因として，**図-5.25** に例示したように，CADMAS-SURF において低周波成分が卓越したことが挙げられるものの，砕波後に生じる両者の差異については，今後，詳細に検討する必要がある．以上から，NOWT-PARI の計算結果に基づいて CADMAS-SURF で護岸周辺の越波解析をする際には，砕波帯より沖に両モデルの連結地点を設定することが推奨される．一方，

(a) Case A-1　(b) Case A-2

(c) Case B-1　(d) Case B-2

図-5.26　無風時における波高・平均水位の空間分布

図-5.26(b) および**図-5.26**(d) から，Case A-2 および Case B-2 の計算結果は，Case A-1 や Case B-2 の波高と平均水位の空間分布と比べてよく一致している．このことから，護岸への入射波向線を考慮したことにより，考慮しない場合よりも屈折の効果が反映できたと推察される．

また，CADMAS-SURF では断面 2 次元場における越波計算が可能であるのに対し，本研究で用いた NOWT-PARI Ver.4.6c7a では越波・越流計算が行えないため，入射波は護岸にて全反射する計

表-5.15　各断面における越波流量

Case	風速 U_{10}[m/s]	越波流量 q [m^3/m/s]
A-1	0.00	0.0
A-2	0.00	7.3×10^{-5}
	13.73	5.0×10^{-2}
B-1	0.00	0.0
B-2	0.00	0.0
	12.37	5.9×10^{-3}

算条件となっている．したがって，砕波や屈折による波浪変形だけでなく，護岸背後の取り扱い方も両者の計算結果に差異が生じる要因であると考えられる．以上から，沖合の波浪変形計算には NOWT-PARI を，護岸周辺の越波計算には CADMAS-SURF を用いることにより，両モデルの特性を活かした越波解析が可能になると判断される．

(3)　直立護岸周辺の越波解析

表-5.15 に，各断面において算出された越波流量を示す．同表から，Site A では護岸への入射波向線を考慮した Case A-2 の方が越波流量 q が多くなった．このことは，越波流量に及ぼす護岸への入射波向線の影響が大きいことを示唆するものである．したがって，平面計算による波浪変形を反映させる方法のひとつとして，沖合から護岸への波向線に基づいた断面計算を行うことにより，より実現象を反映した越波計算が可能になると考えられる．一方，Site B では，護岸への入射波向線を考慮したことによる越波流量の差異はみられないものの，風速を考慮したことによって越波が発生している．さらに，両断面ともに，風速を与えた場合の越波流量が許容越波流量（1.0×10^{-3}m^3/m/s）以上となっている．有風時における波高および平均水位の空間分布を示す**図-5.27** から，CADMAS-SURF では砕波だけでなく，護岸への風の吹き寄せ効果による水位上昇がみられ，風応力を導入した効果が確認できる．以上から，提案した本手法によって，気象場および沿岸波浪場を反映した越波解析が実施できることが示された．

5.4　結言

本章では，各種護岸を設置した水理模型実験の再現計算を数値波動水路 CADMAS-SURF で行い，数値計算結果の妥当性を検証した．そして，過去に越波被害を受けた道路護岸に数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し，対象地域に最適な越波対策工法の選定を行った．さらに，気象モデル WRF と平面 2 次元数値モデル NOWT-PARI を活用し，気象場および沿岸波浪場を考慮した護岸越波解析システムの構築を試みた．

以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. 水理模型実験との比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，各種護岸を設置した際の護岸前面の水位変動や有義波高・平均水位の空間分布を精度よく再現できることを示した．さらに，従来，越波流量算定図では求められなかった特殊形状護岸の越波流量についても，数値波

(a) Case A-2　　(b) Case B-2

図-5.27　有風時における波高・平均水位の空間分布

動水路 CADMAS-SURF によって適切な算定が可能であることを明らかにした．

2. 現地海底地形を対象に護岸の断面形状や天端高を変化させた越波計算を行い，各護岸を総合的に評価することにより，経済的で景観や環境面にも優れた護岸断面の提案が可能となることを示した．したがって，対象地域の特性に適した越波対策工法の選定検討に，数値波動水路 CADMAS-SURF を活用できるといえる．

3. 気象モデル，平面 2 次元モデル，断面 2 次元モデルを有効活用した護岸越波解析システムは，波の浅水変形・屈折・回折の影響のみならず，砕波・越波現象も良好に考慮することができる上，これまで考慮されてこなかった気象場の影響を含めた越波解析が可能になることを示した．さらに，3 次元数値モデルを適用した場合に比べて計算負荷が少ないため，越波対策護岸の耐波設計を行う際に役立つといえる．

参考文献

Ingram, D. M., Gao, F., Causon, D. M., Mingham, C. G., and Troch, P. (2009): Numerical investigations of wave overtopping at coastal structures, *Coastal Engineering*, Vol. 56, 2, pp. 190–202.

有川太郎・山田文則・秋山　実 (2005) : 3 次元数値波動水槽における津波波力に対する適用性の検討，海岸工学論文集，第 52 巻，pp. 46–50.

有川太郎・山野貴司・秋山　実 (2007) : 数値波動水槽における砕波変形計算の高精度化，海岸工学論文集，第 54 巻，pp. 71–75.

有光　剛・安岡恒人・川崎浩司 (2008) : 防波堤マウンド法先部被覆ブロックの被災メカニズムの検討，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 946–950.

磯部雅彦・高橋重雄・余　錫平・榊山　勉・藤間功司・川崎浩司・蒋　勤・秋山　実・大山洋志 (1999) : 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究-VOF 法基本プログラムの作成-，海洋開発論文集，第 15 巻，pp. 321–326.

今村文彦・川崎浩司・永井紀彦・平山克也・清水勝義・橋本孝治 (2007) : 道路護岸の越波に関する予測手法の現地への適用，海洋開発論文集，第 23 巻，pp. 1111–1116.

海岸保全施設技術研究会 (2004) : 海岸保全施設の技術上の基準・同解説，pp. 3-27–3-29.

片岡保人・塙　洋二・竹鼻直人・奥村昌好・村上啓介 (2005) : フレア護岸の実海岸への設置を考慮した水理実験，海洋開発論文集，第 21 巻，pp. 529–534.

川崎浩司・袴田充哉 (2007) : 3 次元固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-3D の開発と波作用下での漂流物の動的解析，海岸工学論文集，第 54 巻，pp. 31–35.

合田良実・岸良安治・神山　豊 (1975) : 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，第 4 巻，14，pp. 3–44.

合田良實 (2008) : 耐波工学 - 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版会，430p.

後藤仁志・五十里洋行・酒井哲郎 (2005) : 粒子法による三次元数値波動水槽の開発，海岸工学論文集，第 52 巻，pp. 26–30.

財団法人沿岸開発技術研究センター (2001) : 数値波動水路（CADMAS-SURF）の研究・開発—数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会報告書—，沿岸開発技術ライブラリー No.12，457p.

財団法人沿岸技術研究センター (2008) : CADMAS-SURF 実務計算事例集—数値波動水槽の耐波設計への適用に関する研究会中間報告書—，沿岸技術ライブラリー No.30，368p.

島谷　学・小棚木鉄平・岩本裕之 (2003) : 藻場造成機能を有するスリットケーソンの水理特性に関する研究，海岸工学論文集，第 50 巻，pp. 841–845.

内閣府沖縄総合事務局北部国道事務所 (2007) : 沖縄県北部地域における道路行政の平成 18 年度達成度報告書/平成 19 年度業績計画書（オンライン），http://www.dc.ogb.go.jp/hokkoku/douro_ir/gyouseki/img/19gyouseki.pdf，参照 2008-02-07.

長瀬恭一・島田昌也 (2000) : MARS 法を用いた数値波動水槽に関する研究，海岸工学論文集，第 47 巻，pp. 46–50.

平山克也 (2002) : 非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究，港湾空港技

術研究所資料，港湾技術研究所，No. 1036，162p.
平山克也・平石哲也 (2005)：平面 2 次元ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法の開発と現地適用，海岸工学論文集，第 52 巻，pp. 11–15.
間瀬　肇・安田誠宏・Tracey H. TOM・辻尾大樹 (2008)：富山湾沿岸に災害をもたらした 2008 年 2 月冬季風浪の予測と追算シミュレーション，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 156–160.
村上啓介・上久保祐志・入江　功・香月　理・片岡保人・中岡威博 (1998)：低天端消波工による非越波型防波護岸に作用する衝撃波圧の低減，海洋開発論文集，第 14 巻，pp. 375–380.
村上啓介・新田純也・真木大介・上久保祐志・片岡保人 (2008)：海水面上昇に対するフレア型護岸の越波阻止性能の保全に関する研究，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 821–825.
李　漢洙・山下隆男・駒口友章・三島豊秋 (2008)：メソ気象・波浪推算モデルによる 2008 年 2 月の寄り廻り波の再現計算，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 161–165.

第 6 章　結論

本論文では，気象場・沿岸波浪場・護岸周辺の各現象を体系的に考慮した護岸越波解析を実施することを目的とし，風外力を考慮した護岸越波解析のための数値波動水路を提案した．そして，気象擾乱時に越波災害を度々受けているリーフ海域の波浪伝播および護岸越波特性について，水理模型実験と数値計算の両面から考究した．さらに，現地リーフ地形に提案した計算手法を適用し，風外力を考慮した護岸越波計算によって本手法の有用性を検討した．

本章では，これまでの各章で得られた研究成果を要約し，本論文の結論とする．

第 1 章では，研究の背景および既往の研究，本研究の目的を述べた．そして，本論文の構成と各章の概要を示した．

第 2 章では，有風時の護岸越波流量を評価するため，風が越波量に及ぼす影響として，護岸前面の波浪状況を変化させる作用と，護岸に沿って打ち上がった波の一部を護岸背後へと輸送させる作用の 2 つを取り上げた．そして，これら 2 つの作用を考慮した越波計算ができるよう，現在までに開発・提案されている数多くの数値計算モデルのうち，実務での適用が進められている数値波動水路 CADMAS-SURF に風外力を導入する方法を提案するとともに，水理模型実験との比較から提案した計算手法の妥当性を検討した．

以下に，第 2 章で得られた主要な結論を要約する．

1. 風が護岸前面の波浪状況を変化させる作用として，海面上の風応力によって生じる流速をモデル化し，自由表面の流速に付加する計算手法を提案した．また，波峰の風下側には風応力が作用しないものと仮定し，VOF 関数 F の空間勾配に基づき，風上側の表面セルにのみ風応力を作用させる方法を示した．

2. 護岸に沿って打ち上がった波の一部を護岸背後へと輸送させる風の作用を単相流モデルである数値波動水路 CADMAS-SURF において適切に表現させるため，水滴の水平方向運動を従来の等速運動から加速度運動へ改良した．そして，理論値や解析値との比較から，風作用下における水滴の加速度運動が適切に処理されていることを示した．

3. 提案した数値計算手法を用いて有風時の越波計算を実施した結果，自由表面付近では岸向きの水平流速が発達する一方，補償流として底面付近では沖向きの水平流速が卓越する様子を確認した．さらに，有風時には波面上に短周期波成分の発生がみられた．以上から，本計算手法に

おいて自由表面に風応力を導入した効果が反映されていることを示した．

4. 数値計算結果から，無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ の増加とともに砕波点は沖側へと移動することが定量的に確認され，既往の研究による考察と一致することを示した．また，無次元風速の増加に伴い，護岸前面における平均水位の上昇量は大きくなること，無次元風速が同じ場合は，相対水深 $h/L_{1/3}$ が小さいほど砕波点は沖側に移り，平均水位 $\bar{\eta}$ の上昇量は大きくなることを明らかにした．

5. 提案した計算手法は，直立護岸における無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_{1/3}{}^3}$ が無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ とともに増加する傾向をよく再現できることを明らかにした．また，緩傾斜護岸に対する無次元越波流量についても，無次元風速 $U/\sqrt{gH_{1/3}}$ が 0 および 4 のときについては，数値計算は水理模型実験結果をよく再現していることを示した．

6. 提案した計算手法は有風時における護岸越波流量を精度よく算定可能であり，風外力を考慮した護岸越波解析に適用可能であることを明らかにした．数値計算は現地スケールでの検討ができるため，従来の水理模型実験では困難であった風に及ぼす越波流量への影響を定量的に評価することが可能になり，有用性は高いといえる．

第 3 章では，沖縄の現地海底地形を単純モデル化したリーフ地形を対象に，水理模型実験と数値波動水路 CADMAS-SURF による計算を行った．そして，リーフ地形における波浪伝播について考究するとともに，数値波動水路 CADMAS-SURF の妥当性について定量的に検証した．

以下に，第 3 章で得られた主要な結論を要約する．

1. 礁縁付近での砕波によって，リーフ上の有義波高は沖波波高に対して著しく減少する一方，リーフ上では繰り返し砕波を伴いながら段波状に伝播する．また，リーフ上では水位上昇が顕著に上昇する．このような波浪伝播状況は一様勾配地形にはみられず，一様浅水域を有するリーフ地形特有の波浪伝播特性といえる．

2. リーフ上の波高分布は礁縁からの距離に応じて指数関数的に減少することを示し，従来の経験式の考え方が妥当であることを確認した．また，平均水位の場所的変化は，radiation stress の空間変化によって説明される．

3. リーフ上では，リーフ長の約 4 倍の波長をもつ固有振動が発生する．無次元リーフ長 R/h が大きくなるほど，固有振動数 f_p は小さくなり，固有振動は長周期的な水位変動となる．入射波特性が同じ場合は，無次元リーフ長が大きいほど，護岸前面において卓越する固有振動の第 1 成分周辺の無次元波エネルギー $S(f)/(H_0'^2 \cdot T_{1/3})$ が大きくなる．

4. 入射波のアーセル数 U_r が大きいほど，礁縁付近で大規模な砕波が生じ，リーフ上で顕著な平

均水位の上昇が誘発される．特に，礁縁での砕波は，固有振動の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_0'$ を大きくさせる．また，護岸前面における長周期波成分の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ は，入射波の非線形性および無次元リーフ長とともに増加する．無次元平均水位 $\bar{\eta}/H_{1/3}$ と長周期波成分の振幅比 $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ には指数関数的な関係が認められ，入射波の U_r が大きくなると $\bar{\eta}/H_{1/3}$ および $\zeta_{\mathrm{rms}}/H_{1/3}$ も増加する．

5. 有風時は無風時に比べて護岸前面における平均水位の上昇量が多くなるとともに，エネルギー密度が全体的に増加する．このような変化は沖側ではみられないことから，リーフ上の波浪変化は沖側に比べて風の影響を受けやすいといえる．また，風は沖側での砕波を誘発させることから，リーフ長 R，入射波の U_r，風速 U が大きいほど，リーフ上の護岸前面において長周期波は卓越するといえる．

6. 計算結果と実験結果の比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，水面変動量，波高および平均水位の空間分布，砕波波高に対して精度よく再現可能であることを示した．さらに，有風時においても，数値計算は水理模型実験を良好に再現しており，風外力を考慮したリーフ地形の波浪変化に対する本手法の妥当性が明らかとなった．

第 4 章では，リーフ長や入射波特性，リーフ上における波浪変化がリーフ上に設置された護岸越波に及ぼす影響について，水理模型実験と数値波動水路 CADMAS-SURF を用いた数値計算の両面から考究した．さらに，風がリーフ上の護岸越波量に及ぼす影響について，第 2 章で提案した計算手法を用いて数値的に検討した．以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. リーフ上の波高分布はリーフ長に関わらず，礁縁からの距離によって指数関数的に減少する一方，越波流量に対しては，無次元リーフ長 R/h の増加とともに無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0'^3}$ は減少することから，リーフ地形には無次元越波流量の低減効果があることを示した．さらに，無次元リーフ長と無次元越波流量には指数関数的な関係が認められることを明らかにした．

2. 計算結果と実験結果の比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，規則波のみならず不規則波作用下においてリーフ上に設置された直立護岸の越波状況および越波流量を精度よく算定可能であることを示した．

3. 護岸前面の長周期波成分比 $\zeta/H_{1/3}$ の増加とともに無次元越波流量 $q/\sqrt{gH_{1/3}{}^3}$ は減少する．その減少率は，相対天端高 h_c/H_0' の増加とともに大きくなることを示した．

4. 数値実験によって，風の影響は越波量が少ないほど大きくなることを明らかにした．許容越波流量に基づく護岸設計を行う際には，風が越波量に及ぼす影響を考慮しなければならないことを明示した．

第 5 章では，各種護岸を設置した水理模型実験の再現計算を数値波動水路 CADMAS-SURF で行い，数値計算結果の妥当性を検証した．そして，過去に越波被害を受けた道路護岸に数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し，対象地域に最適な越波対策工法の選定を行った．さらに，気象モデル WRF と平面 2 次元数値モデル NOWT-PARI を活用し，気象場および沿岸波浪場を考慮した護岸越波解析システムの構築を試みた．

以下に，本章で得られた主要な結論を要約する．

1. 水理模型実験との比較から，数値波動水路 CADMAS-SURF は，各種護岸を設置した際の護岸前面の水位変動や有義波高・平均水位の空間分布を精度よく再現できることを示した．さらに，従来，越波流量算定図では求められなかった特殊形状護岸の越波流量についても，数値波動水路 CADMAS-SURF によって適切な算定が可能であることを明らかにした．

2. 現地海底地形を対象に護岸の断面形状や天端高を変化させた越波計算を行い，各護岸を総合的に評価することにより，経済的で景観や環境面にも優れた護岸断面の提案が可能となることを示した．したがって，対象地域の特性に適した越波対策工法の選定検討に，数値波動水路 CADMAS-SURF を活用できるといえる．

3. 気象モデル，平面 2 次元モデル，断面 2 次元モデルを有効活用した護岸越波解析システムは，波の浅水変形・屈折・回折の影響のみならず，砕波・越波現象も良好に考慮することができる上，これまで考慮されてこなかった気象場の影響を含めた越波解析が可能になることを示した．さらに，3 次元数値モデルを適用した場合に比べて計算負荷が少ないため，越波対策護岸の耐波設計を行う際に役立つといえる．

以上より，本論文で提案した計算手法は，現地スケールでの検討ができ，従来の水理模型実験では困難であった風に及ぼす越波流量への影響を定量的に評価することが可能であることから，越波対策護岸の耐波設計への適用性・有用性が高いといえる．また，本論文の研究成果は，沖縄のみならず，東南アジアなどのリーフ海域を有する国外の越波対策の検討にも適用できるため，国際的な貢献が可能になると考えられる．ただし，本計算では乱流モデルを導入しておらず，渦動粘性係数は一定としているため，今後の検討課題である．また，提案した計算手法は水平方向のみの風外力を取り上げているため，鉛直方向の風外力の導入についても今後検討する必要がある．

謝辞

本研究を遂行するにあたり，博士課程前期課程から今日までの 5 年間にわたって御指導・御鞭撻いただいた名古屋大学大学院工学研究科 川崎浩司准教授に甚大なる感謝の意を表します．本論文を含め，論文執筆時には多忙な合間を縫って原稿が真っ赤になるほど添削・御指導いただきました．先生のお力添えがあったからこそ，国内の主要学会ならびに国際会議へ数多く出席し，貴重な経験を得ることができました．また，研究に行き詰まりを感じて思い悩む度，先生は親身になって相談にのってくださり，励ましてくださいました．今日まで先生に頼ってばかりでしたが，今後は師匠の背中を追い続けながら，自身の道を切り開いていきたいと思います．

同じく，5 年間にわたって有益かつ的確なご助言をいただき，本論文の副査をしていただいた名古屋大学大学院工学研究科 水谷法美教授に深く謝意を表します．名古屋大学大学院工学研究科への進学を志し，研究室訪問をした際，先生は数え切れないほど多くの研究テーマを挙げ，説明してくださいました．研究テーマが多岐にわたることを知り，進学を決心したことを今でも覚えています．先生には幾度となくご心配をおかけしましたが，終始一貫して暖かく見守ってくださったことに感謝いたします．

名古屋大学大学院工学研究科 辻本哲郎教授には，博士課程前期課程から一貫して副査としてご指導いただきました．辻本先生には，研究内容の核心を突く質問を数多くいただき，自身の研究の意義について深く考えることができました．岐阜大学大学院工学研究科 小林智尚教授には，お忙しい中，本論文の副査としてお時間を割いていただき，本論文の細部にわたって懇切丁寧なご指導をいただきました．両先生に本論文の副査をしていただいたことを誇りに思います．厚く御礼申し上げます．

パシフィックコンサルタンツ株式会社国土保全技術本部 嶋田宏部長には，沖縄業務に関する報告書および各種データを提供していただきました．さらに，行政との打ち合わせへの参加を快く承諾していただき，貴重な経験を得ることができました．心から御礼申し上げます．

ゼミや輪講にて的確なご指摘をいただいた名古屋大学大学院工学研究科 李光浩准教授に深く感謝します．当時博士課程前期課程 笹田泰雄君（現・株式会社アイ・エイチ・アイ マリンユナイテッド）と博士課程前期課程 舟橋徹君には，水理模型実験の実施に際して多大なご協力をいただきました．早朝から深夜にかけて休む間もなく実験をしていた当時のことが思い出されます．笹田君と舟橋君の協力なしには，第 3 章および第 4 章の研究成果を得ることができませんでした．ここに深く感謝の意を表します．また，博士課程前期課程の 2 年間に苦楽をともにし，修了後も私を励まし支えてくれた同期の宇佐美敦浩君（現・JR 東海コンサルタンツ株式会社），大久保陽介君（現・パシフィックコンサルタンツ株式会社），大堀文彦君（現・日本工営株式会社）に深く感謝します．さらに，研究をはじめ，飲み会や釣行など充実した 5 年間の大学院生活を送ることができたのは，名古屋大学水工学講座

（海岸・海洋工学研究グループ）で出会った先輩方と後輩たち 1 人 1 人のおかげと感謝しております．

思い起こせば，私が「越波」という研究課題に興味を持つきっかけとなったは，福井高専専攻科在学時の（独）港湾空港技術研究所でのインターンシップです．このインターンシップで越波という課題に出会ったからこそ，今の私があるといっても過言ではありません．インターンシップでお世話になった当時（独）港湾空港技術研究所 海洋・水工部 波浪研究室 平石哲也氏（現・京都大学防災研究所教授）ならびに平山克也氏（現・港湾空港技術研究所 海洋・水工部 波浪研究チームリーダー）に深く御礼申し上げます．さらに，福井高専在学時の卒業研究および特別研究で行った水理模型実験とその解析，数値波動水路 CADMAS-SURF による数値計算は本論文の礎となりました．福井高専在学時にお世話になった福井工業高等専門学校 田安正茂助教に感謝の意を表します．

本論文の一部は，日本学術振興会による特別研究員奨励費（研究代表者：名古屋大学・菊雅美，課題番号：21・10250）の助成を受けたものであることをここに付記し，感謝の意を表します．

最後となりましたが，名古屋大学への進学を快諾してくれた父，いつも私の意志を尊重し，心配しながらも精神的に支えてくれた母，帰省した際は研究のことを忘れさせてくれた兄一家に感謝します．名古屋大学高等研究院 中村友昭特任講師は，先生として，研究室の先輩として，研究内容に関する数多くの助言をくれました．さらに，夫として，精神的に辛かったときには励ましてくれました．公私ともに支えてくれた夫の協力なくして，本論の完成は成し得ませんでした．深く感謝します．

関連文献一覧

川崎浩司・菊　雅美・嶋田　宏・柴多哲郎・板橋直樹・馬淵幸雄 (2007)：現地リーフ地形における波浪変形と護岸周辺の越波に関する数値解析，海洋開発論文集，第 23 巻，pp. 201–206.

川崎浩司・菊　雅美・眞栄里和也・米須俊彦・嶋田　宏・五味久昭・柴多哲郎・板橋直樹 (2007)：数値波動水路を用いた海岸護岸周辺の越波対策工法の検討，海岸工学論文集，第 54 巻，pp. 951–955.

川崎浩司・菊　雅美・大久保陽介 (2008)：越波対策護岸の実務耐波設計を目指した平面・断面 2 次元モデルの有効活用の試み，海洋開発論文集，第 24 巻，pp. 1005–1010.

川崎浩司・菊　雅美・笹田泰雄 (2008)：リーフ地形における直立護岸を対象とした数値波動水路による波浪・越波計算とその精度検証，海洋開発論文集，第 24 巻，pp. 945–950.

川崎浩司・菊　雅美・笹田泰雄・眞栄里和也・内間安治・嶋田　宏・五味久昭・三浦健悟・柴多哲郎 (2008)：海底地形と護岸形状が及ぼす規則波／不規則波動場での海岸護岸の越波特性，海岸工学論文集，第 55 巻，pp. 831–835.

川崎浩司・菊　雅美・舟橋　徹 (2009)：直立護岸越波に及ぼすリーフ形状と波浪諸量の影響について，土木学会論文集 B2（海岸工学），第 56 巻，pp. 751–755.

川崎浩司・菊　雅美 (2010)：不規則波動場を対象とした平面・断面 2 次元モデルの連結による越波解析の有用性，海洋開発論文集，第 26 巻，pp. 51–56.

Kawasaki, K., Kiku, M., Mabuchi, Y., and Niimi, T. (2007): Numerical simulation of wave deformation and overtopping over natural reef using vof method, *Proc., Asian and Pacific Coasts 2007*, pp. 300–311.

Kawasaki, K., Kiku, M., and Sasada, Y. (2008): Numerical and experimental study on wave deformation and overtopping around vertical seawall in coral reef sea area, *Proc., of The Eighteenth (2008) International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE-2008)*, pp. 698–705.

Kawasaki, K. and Kiku, M. (2009): Numerical examination on countermeasure against wave overtopping disaster around road revetment using two-dimensional numerical wave flume based on vof method, *Proc., 6th Coastal Dynamics International Conference*, No.20 (in CD-ROM).