平成20年度

ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会

勉強会資料

平成 21 年 2 月

独立行政法人 港湾空港技術研究所 海洋・水工部 波浪研究チーム

目 次
はじめに・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 1
「ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」発足の経緯と成果・・・・・ 2
「ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」開催趣旨・・・・・・・・ 3
ブシネスクモデル(公開版 NOWT - PARI)のリリース履歴・・・・・・・・・・・・ 4
1. セッション1 -最近の研究成果-
1.1 リーフ上護岸の設計波算定への適用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・5 (独)港湾空港技術研究所 海洋・水工部 波浪研究チーム 春尾 和人
1.2 リーフ上を遡上する津波の変形計算への適用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
 セッション2 -周辺研究の状況と活用-
2.1 津波のソリトン分裂に関する研究・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・24 日本港湾コンサルタント 国栖 広志
2.2 人工サーフィンリーフに関する近年の動向・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
3. セッション 3 一公開版 NOWT-PARI の概要および適用例 –
3.1 隅角部における波高増大の検討・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・32 パシフィックコンサルタンツ 辻尾 大樹
3.2 ブシネスクモデルを用いた係留船舶の動揺計算・・・・・・・・・・・・・・・・・37 三洋コンサルタント 西井 康浩
 3.3 ナウファスが捉えた 2008 年 2 月 24 日の寄り回り波・・・・・・・・・・・・ 45 (独)港湾空港技術研究所 統括研究官 永井 紀彦
3.4 NOWT-PARI Ver.4.6c6aの機能およびマニュアル説明・・・・・・・・・・・・50 (独)港湾空港技術研究所 海洋・水工部 波浪研究チーム 宮里 一郎
質疑・応答・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・

はじめに

独立行政法人港湾空港技術研究所波浪研究室が主催し、平成14年度より年1回のペース で開催してまいりました本勉強会は、皆様の熱心かつ温かいご支援のもと、今年度で第7回 を迎えることができました.

おかげさまで、本勉強会を通じて、港湾・海岸設計の実務に対する適用事例の蓄積や問題 点の抽出がなされ、継続的に改良が加えられてきた NOWT-PARI は、いまや、複雑な海底地 形を有する港湾や海岸周辺の波浪場の推定や、風波および長周期波に対する港内静穏度の推 定などの実務に、欠かせない存在となりつつあります. さらに最近では、船体動揺解析モデ ルと結合して、長周期波に対する係留船舶の動揺解析を行ったり、3次元流体解析モデルと 結合して、護岸における越波飛沫の飛散状況の再現が試みられるなど、学術的な応用例も多 くみられるようになってまいりました.

ところで、本勉強会を主催する事務局にとりまして、今年度の勉強会は、研究室が研究チームと改称されて開催する初回に当たります。そこで、本勉強会資料の巻頭には、本勉強会 発足の経緯とこれまでの成果、開催趣旨、および本勉強会を通じて公開してまいりました NOWT-PARI プログラムのヴァージョンとその内容の履歴を掲載させていただきました。引 き続き、皆様からのご支援を賜り、更なる成果を積み重ねることができれば、大変幸いに存 じます。今後ともどうぞよろしくお願い申し上げます。

また、本年度の勉強会では、計8編のご発表を3つのセッションに分け、それぞれ、最近 の研究成果、周辺研究の状況と活用、公開版 NOWT-PARI の概要および適用例、に関する話 題を中心にご議論いただけるよう、新たな試みを導入いたしました. セッションの質疑時間 やコーヒーブレイクをご活用いただき、お互いに活発な意見交換がなされることを期待して おります.

最後に、本勉強会の趣旨にご賛同いただき、本日ご出席されている皆様方は、日頃より、 多くの難問に対してさまざまな解析手法を取り入れてご検討されているものと存じます.そ の際には本勉強会の成果が一助となり、ご活用いただければまことに幸いに存じます.

> 独立行政法人 港湾空港技術研究所 海洋・水工部 海洋研究領域 波浪研究チーム リーダー 平山克也

「ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」発足の経緯と成果

港湾近傍の波浪変形計算を精度よく検討するためには,波の回折,屈折,浅水変形,砕波 などを同時に計算できるだけでなく,波の非線形性による波形の歪みもある程度推定できる 計算モデルが必要である.一方,特に 1990 年代前半には,世界各国の研究者によって波の 非線形性と分散性を考慮できる波動方程式が盛んに提案され,この頃には,分散特性が修正 され,浅海域における波浪変形計算が可能なブシネスク方程式も登場した.

このような研究状況をふまえ,運輸省港湾空港技術研究所水工部波浪研究室(当時)では, 次世代の波浪変形計算モデルの開発に着手し,平成 10 年度までに,分散特性の補正項を含 む Madsen型のブシネスク方程式を基礎とするブシネスクモデルを開発した.しかしながら, 港湾・海岸における実務的な波浪変形計算に対してこれを広く適用するためには,入射境界 や側方境界の与え方,砕波や遡上,部分反射の扱い方など,現地の波浪,地形条件に対応し たさまざまな境界処理法に,開発・改良の余地が多く残されたままであった.

そこで、平成11年1月には、「浅海域非線形波浪モデルの実務への適用性に関する検討会」 を開催し、大学や民間の研究者や技術者とともに、ブシネスクモデルに関する研究・開発の 現状や、実際の港湾における調査プロジェクトに適用した際の効果や課題等について、活発 な議論が交された.

また、これらの業務を引き継いだ独立行政法人港湾空港技術研究所海洋・水工部波浪研究 室が、平成 13 年度に実施した「現地観測データ整理と計算結果の比較検討業務」では、学 識経験者を擁した委員会ならびに幹事会を開催し、実際の計算事例を通じて、ブシネスクモ デルの活用が期待される実務課題や今後克服すべき問題点等について、貴重な助言を頂戴し た.さらに平成 13 年 12 月には、これらの成果の普及を目的とした講習会を開催した.この とき 公開 された ブシネスクモデルは、「NOWT-PARI Ver4.6β」(<u>Nonlinear Wave</u> Transformation model by PARI)と呼ばれている.

さらに、平成14年度以降には、平成13年12月の講習会を継続・発展させた「ブシネス クモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」を毎年1回のペースで開催している.

これまでに、港湾・海岸設計の実務において、複雑な海底地形を有する港湾や海岸周辺の 波浪場の推定や、風波および長周期波に対する港内静穏度解析などの適用事例が着実に蓄積 されている.また最近では、ブシネスクモデルと船体動揺解析モデル、あるいは3次元流体 解析モデルと組み合わせて、長周期波に対する係留船舶の動揺や、護岸における越波飛沫の 飛散状況の再現等が試みられるなど、学術的な応用例も多くみられる.

一方,これらの適用例や応用例を通じて得られた成果や問題点は、本勉強会や学会等での 発表の場を通じて開発者およびその他の利用者へフィードバックされ、更なるモデルの改良 や開発に寄与している.これらは、プログラムコードのデバッグから新たな境界処理法の開 発・改良まで多岐にわたり、本勉強会にて、適宜、ヴァージョンアップ版が公開されている. 本勉強会は、平成 20 年度(平成 21 年 2 月 6 日開催)で第7回を数える. 「ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」開催趣旨

(平成13年度講習会資料より抜粋)

近年,港湾設計ならびに港内静穏度評価に関する業務において,屈折系および回折系の波 浪変形はもとより,波の非線形性を考慮した高精度な波浪変形解析プログラムである"ブシ ネスクモデル"に対する需要が急速に高まっている.

独立行政法人港湾空港技術研究所では、早くより当該モデルの開発業務に携わり、基本的 なモデルの開発、およびいくつかの計算事例の蓄積はすでに終了している。今後は、より多 くの現地適用事例の蓄積に努め、実務における計算モデルの信頼性の獲得を目指すとともに、 さらなるモデル開発を行い、さまざまな計算条件および境界条件に対する適用性の向上を図 る予定であり、港湾計画のツールとして広く活用されることを期待する。

このような経緯を踏まえた、本調査の目的は次の通りである.

- (1) 独立行政法人港湾空港技術研究所で開発された"ブシネスクモデル"の基本版 (Ver.4.6)を、公共の調査・設計業務への適用、および学術的な利用に関する限り において、プログラムソースを関係者に公開する(営利目的への利用は認めない).
- (2) "ブシネスクモデル"の基本概念の普及に努め、波浪変形計算に関する我が国の技術力の維持・向上に資する.
- (3) 学術的な知見や助言を広く収集し,"ブシネスクモデル"のさらなる計算精度および 現地適用性の向上を目指す.

ブシネスクモデル(公開版 NOWT-PARI)のリリース履歴

平成 13 年 12 月 Ver4.6β 平成13年度ブシネスクモデル検討会で使用した評価版

- 平成 15 年 1 月 Ver4.6c デバッグ,計算結果出力方法の変更に伴うプログラム修正^{*1} ※1 Ver4.6βに関する bug 情報の公開のみ (プログラムコードは非リリース)
- ・計算領域の外周スポンジ層の範囲設定に伴う bug の修正
- ・平均波高および有義波高の算定方法の変更(算定の可否を判断する最小波数を導入)

平成16年4月 Ver4.6c2 プログラムコードの整理に伴うプログラム修正(非リリース) ・変数の宣言における配列,型宣言,精度の統一

- 変数の初期化の徹底
- ・Y方向運動方程式の係数算定に係る DO ループの効率化(2重ループを跨ぐ IF 文排除)

平成17年2月 Ver4.6c3 開境界,部分反射境界の設定法の改良に伴うプログラム修正 ・層流抵抗項の高次化による高次スポンジ層の導入

平成 18 年 6 月 Ver4.6c4 重大な bug が確認されたことによる緊急リリース

・Ver4.6c3 において,水域と陸域の境界格子で砕波計算を行った場合に,演算の破綻を引き 起こす恐れのある bug を修正

平成19年2月 Ver4.6c5a 演算の安定性や計算精度の向上に寄与するプログラム修正

- ・水位 E,水平流速 U, V,等の各変量の算定時刻の統一
- ・平均水位 EAVG の算定法の修正とそれによる波高 HRMS^{*2}, HAKOU^{*3}の補正
 ※2 HRMS:水位の2乗平均と波高頻度分布との関係から算定
 ※3 HAKOU:ゼロアップ法による平均波高と波高頻度分布との関係から算定
- ・砕波計算に用いる流量振幅の定義の修正
- ・砕波計算に用いる渦動粘性係数の算定時刻の修正
- ・砕波計算に用いる係数 ap の定義の修正
- ・微小振幅波理論あるいは共分散法による平均波向の算定および出力

平成 21 年 2 月 Ver4.6c6a 任意形状スペクトル造波法の導入に伴うプログラム修正

- ・外部プログラム(実行ファイルを提供)により作成される任意形状スペクトルに対する成 分波リストを読み込み,造波するための機能の追加
- ・沖波の波高頻度分布の変化に対する波高 HRMS, HAKOU の算定法の対応(係数の修正)
- ・計算条件を設定するコントロールファイルの導入

(H21.02.06 現在)

1. セッション1 -最近の研究成果-

1.1 リーフ上護岸の設計波算定への適用

1.1.1 はじめに

海岸等護岸の一般的な設計では、沖から護岸前面 までの海底地形による沖波の屈折、浅水変形をエネ ルギー平衡方程式法(高山,1991)により算定後、 得られた護岸前面波高から換算沖波を推定する.し かしながら、複雑な海底地形が広がるリーフ上護岸 周辺では、屈折、浅水変形に加え、砕波や波の遡上、 および波の非線形変形などが卓越するため、これら を考慮できる新たな波浪変形計算法を用いて、設計 波等の設計諸元を算定する手法の確立が求められて いる.

ところで、平山ら(2004,2005)は、乱れ生成項 に段波によるエネルギー損失を適用した乱流モデル に基づく砕波減衰計算法、ならびに引き波時に海底 面が露出することも許容する遡上計算法を備えたブ シネスクモデル(NOWT-PARI, Ver5.3)を開発し、 浅瀬やリーフといった複雑な海底地形上で生じる、 砕波による波高減衰や平均水位上昇などの波浪変形 特性を精度良く再現できることを、模型実験や現地 波浪観測との比較により検証している.また、沖波 の多方向性や平面的な波浪変形を考慮することがで き、一度に広範囲かつ局所的な波浪特性を推定する ことができるという優れた特徴を有している.

一方,リーフ上護岸周辺では,波による平均水位 上昇(ウェーブセットアップ)や水位の長周期変動 (サーフビート)が特に顕著となるため,その設計 においては,このような特有の波浪特性を考慮する ことが求められる.例えば,リーフ上護岸の越波量 を推定する際にも,単純に合田による越波流量算定 図を適用することが難しく,長年の課題となってい る.

この課題に対し、宮国ら(2008)は、リーフ地形を モデルとした断面越波実験を行い、リーフ護岸の越 波特性を明らかにした.また、この実験で得られた リーフ上の波浪諸元である短周期波高、平均水位、 およびサーフビートによる水位変動量を考慮し、合 田による越波流量算定図を適用すると、算定値が実 験値と非常に良く一致することを示している.ただ し、これらの比較では断面実験での波浪諸元を用い ているため、現地での適用にあたっては、何らかの 方法で精度良くリーフ上の波浪諸元を求めることが 前提となっている.

そこで、本研究では、浅瀬やリーフといった複雑 な海底地形で生じる平面的な波浪変形特性を精度良 く計算できる最新のブシネスクモデル(NOWT-PARI、 Ver5.3)を用いて、リーフ上護岸の設計諸元を算定 する方法を提案する. さらに、具体的なリーフ上護 岸を取り上げ、その設計諸元の算定例を従来の方法 高山(1977)による算定例と比較する.

1.1.2 リーフ上護岸の設計諸元の算定法

この章では、リーフ上護岸の設計諸元を決定する にあたり、ブシネスクモデル(NOWT-PARI、 Ver5.3)を用いた算定法を提案する.

(1) リーフ上護岸の設計諸元

合田(1975)による越波流量算定図から護岸越波流 量を推定し,所要天端高を算定する際には,設計諸 元として,前面海底勾配,設計水深および換算沖波 波高が必要となる.一般的な護岸設計では,設計水 深に潮位を考慮した静水深とし,既知の海底地形 データを用いてエネルギー平衡方程式等による波浪 変形計算を行い,その結果算定された護岸前面波高 から換算沖波波高を算出する.

一方,リーフ上護岸の設計では,越波流量算定図 を適用する際,リーフ上の波浪特性を考慮した設計 水深,換算沖波波高を用いる必要がある.

そこで,リーフ上での波浪特性を考慮した護岸の 設計水深,換算沖波波高,およびその他の設計諸元 の算定方法を以下に示す.

(a)設計水深

リーフ上の水深は、リーフエッジ等で生じる砕波 に伴う平均水位上昇とサーフビートに大きく依存す る(図-1). 宮国らは、リーフ地形をモデルとした 断面越波実験を行い、リーフ上護岸前面の水深h_dは、 静水深hに対し、砕波による水位上昇量η_{bar}、サーフ ビートによる水位変動H_{L1/3}の影響を考慮して、次式 を提案している.

$h_{\rm d} = h + \eta_{\rm bar} + a H_{\rm L1/3}$ (1)

ここで、サーフビートによる水位変動H_{L1/3}は、断 面模型実験で計測されたデータをもとに設定されて いるため、護岸前面で形成される重複波高と考えら れる.そこで、これを明示するためにH_{L1/3}=H_{L1/3}S と定義すると、(1)式は次式のように書き直すこと ができる.

$h_{\rm d} = h + \eta_{\rm bar} + a H_{\rm L1/3_S}$ (2)

ここで、係数aは、サーフビートによる水面の長 周期変動のうち、最も水面が上昇したときの水面位 置を表すように設定するのがよいと考えられる(す なわち、越波流量の算定に際して、設計上の安全側 を考える).仮に、サーフビート波形の振幅が平均 水位を基準に対称であるとすると、a=0.5と設定で きる.なお、これは、護岸前面の水位変動の片振幅 にあたる水位上昇が、全越波時間を通じて継続する と仮定したことに相当する.

一方, 宮国らは, リーフ上護岸の越波流量算定に 与えるサーフビートの影響を前述の断面越波実験に より確認し, a=0.7を得ている.

いまのところ、上記の検討例を除いて、この係数 値を決定する確かな根拠は定まっていないが、概ね *a*=0.5~0.7とするのが良いと考えられる.いずれに しても、この値の推定にあたっては、今後、更なる 検討が必要である.

一方,式(2)は,護岸前面の水位の長周期変動の うち,沖から入射する進行波の有義波高H_{L1/3}1を用 いると,次式のように表わされる.

$$h_{d} = h + \eta_{bar} + a^{*}bH_{L1/3 I}$$
 ただし, $H_{L1/3 S} = bH_{L1/3 I}$ (3)

ここで,護岸によるサーフビート波形の反射率を 1とし、この水面変動は規則的であると仮定すると、 サーフビートにより形成される護岸前面の重複波高 は、入射波高の2倍となることが想定される(すな わち、b=2).なお、式(3)のような定義は、サーフ ビートによる護岸前面の重複波高が直接得られる場 合、すなわち、現地観測によって直接観測したり、 これらのデータをもとに構築された近似式によって 推定したりする場合には、必ずしも必要としない.

しかし、後述するブシネスクモデルを用いた設計 計算のように、進行波のみを対象とした波浪変形計 算の結果から直接推定する場合には、護岸位置で算 定されるサーフビート波高は、同じく進行波の波高 となっていることに注意が必要である. なお、この 場合、b=2とすることの妥当性について護岸有りの 重複波のケースと護岸無しの進行波のケースを比較 したところ表-1の結果を得た. 上述で、b=2と想定 したが、これらの結果より、この仮定はほぼ妥当で あったことが確認された.

ブシネスクモデルによる波浪変形計算を行い,設計水深に必要なサーフビート波高を算定する際には,より厳密には,ここで実施したように護岸有りとした重複波を直接算定するほうがよいと考えられる.しかし,この場合には,進行波としてのみ算定する場合に比べ,2倍の計算ケースを必要とし,かなり不経済となることが懸念される.そこで,実務上は,進行波と重複波の関係をb=2とし、サーフビート波高についても進行波を対象として実施される波浪変形計算の結果から算定することを提案する.

以上より,リーフ上護岸の越波量算定に必要な設 計水深は,それぞれ次のように求められる.

宮国ら (2008) $h_d = h + \eta_{bar} + 0.7 H_{L1/3_S} = h + \eta_{bar} + 1.4 H_{L1/3_I}$ (4) (式(3)において, a=0.7, b=2)

標準的な設計法

 $h_{\rm d} = h + \eta_{\rm bar} + 0.5 H_{\rm L1/3_S} = h + \eta_{\rm bar} + 1.0 H_{\rm L1/3_I}$ (5) (式(3)において, a=0.5, b=2)

(b) 換算沖波波高

リーフ上護岸の設計に用いる換算沖波波高は,設計沖波に対して護岸前面で出現する波高を,何らかの波浪変形計算や平面模型実験によって求め,得られたリーフ上の有義波高と,前項で検討した設計水深,および前面の海底勾配を基に,首藤(1974)による非線形浅水係数あるいは合田(1975)の砕波帯内の



図-1 リーフ上護岸に対する設計水深の考え方

表-1 護岸の有無による各算定値の比

$H_{L1/3}$	Ν	NNW	NW	W	WSW	WNW	平均
平均	2.09	1.93	2.10	1.94	2.45	1.96	2.08
長周期波高の護岸有り/護岸無しの平均値							
η _{ver}	Ν	NNW	NW	W	WSW	WNW	平均
η _{ver} 平均	N 0.93	NNW 0.95	NW 1.02	W 0.98	WSW 0.96	WNW 1.00	平均 0.97

略算式より算定する.これらの算定手順を図-2に示し,以下で概説する.

まず,設計水深hと海底勾配tan θ において,はじめは 適当に設定したHo'に対する相対水深h/Ho'を求め, これが4より大きいときは沖で砕波しないものとみ なし,非線形浅水係数算定図から浅水係数Ksを得る. 一方,相対水深h/Ho'が4以下の場合には砕波帯内の 有義波高の略算式から波高比H_{1/3}/Ho'を得る.次に, 設計水深で波浪変形計算により得られた波高H_{1/3}を これらの浅水係数,または波高比で減ずることによ り,換算沖波波高Ho'を得る.この作業を繰り返し, 得られたHo'と相対水深等を得る際に仮定したHo'と が等しくなるときのHo'を,換算沖波波高として採 用する.

(2) ブシネスクモデルを活用した算定法

本研究では、リーフ上の砕波に伴う波高減衰、平 均水位上昇、およびサーフビートを、ブシネスクモ デルを用いて同時に算定することを提案する.そこ で以下では、この算定に用いるブシネスクモデルの 概要、および具体的な算定法を述べる.

(a) ブシネスクモデル (NOWT-PARI, Ver5.3) の 概要

本研究で使用するブシネスクモデルは、リーフ上 での砕波減衰計算および引き波時に海底面が露出す ることも許容する遡上計算法を備えた最新のブシネ スクモデル(NOWT-PARI, Ver5.3)とする.このモ デルにおいて、平山ら(2005)は、現地リーフ地形 を対象とした平面模型実験結果を用いて計算精度の 検証を行った結果、少なくともリーフエッジ周辺と その近傍のリーフ内で生じる、砕波による波高減衰 と平均水位上昇について、非常に高い精度で再現で きることを確認している.







図-3 算定手順

(b) 具体的な算定法

ブシネスクモデルを用いて、リーフ上護岸の設計 諸元を算定する具体的な手順を図-3に示す.まず、 リーフ上の波浪変形計算を行うブシネスクモデルの 沖側の造波境界の位置と、そこで与える入射波諸元 を設定するため、エネルギー平衡方程式法を用いて、 設計沖波に対する波浪変形計算を実施する.この際、 ブシネスクモデルに対して設定する計算領域は、エ ネルギー平衡方程式法による計算結果を正しく引き 継げる水深、すなわち、沖合の海底地形による方向 スペクトル形状の変化が顕著とならない範囲で、計 算時間の短縮等の要請により、できるだけ小さくす ることが望ましい.平山・宮里(2009)は、造波境 界上のある地点で与えられた任意形状スペクトル から多方向不規則波を造波する手法を提案し、よ り効率的な計算領域の設定を可能とした.本研究 ではその成果を活用し、エネルギー平衡方程式に よって計算された変形後の方向スペクトルをその ままブシネスクモデルへ入射させることとした. しかし、造波境界上の各地点でほぼ一様な方向ス ペクトルを与えなければならないという制約は未 だ解消されていないため、ブシネスクモデルに対 する造波境界は、屈折・浅水変形の影響が少ない 海底地形上に設定することが強く推奨されている。 本研究においても、ブシネスクモデルにおける造 波境界はこれにならって設定することとした.

次に,陸地や構造物による反射条件等の境界条件,および差分計算に必要なその他の条件(タイムステップ等)を設定する.その際,対象護岸の 設置位置に護岸地形は設定せず,代わりに,反射 波が計算されないよう十分な幅を有するスポンジ 層を設定する.これは,換算沖波波高が対象地点 における進行波の波高に対して定義されているた めである.

このように設定した入射波諸元・境界条件を用いて、ブシネスクモデルによる波浪変形計算を実施する.

計算終了後,あらかじめ指定しておいたリーフ 上護岸前面の各代表点における水位変動データを 抽出する.これらの時系列データを、数値フィル ターを用いて、短周期波成分(30s未満)と長周期 波成分(30s以上)に分離したうえで,それぞれゼ ロアップクロス法による統計解析を行うことによ り、リーフ上護岸前面における短周期波高H_{51/3}, サーフビート波高 $H_{L1/3}$,および平均水位上昇量 η_{har} が算定できる.これらを式(3)に代入することによ り設計水深が、図-2.1.2の算定フローをまわすこ とにより各リーフ上護岸に対する換算沖波波高が, それぞれ算定できる. なお, 計算結果では合わせ て, 波高および平均水位の平面分布図, および平 均ベクトル(波による流れ)の平面分布図等も出 力されるので、リーフ周辺で形成される波浪場の 把握等に適宜活用することが可能である.

1.1.3 ブシネスクモデルによるリーフ上護岸周辺の波浪変形計算

本章および次章では,前章で提案したブシネスク モデルによるリーフ上護岸の設計諸元の算定法に従 い,計画護岸前面に複雑に発達したリーフが広がる 那覇港浦添ふ頭地区の臨港道路浦添線を対象として, 具体的な算定例を示す.特に本章では,リーフ上の 波浪諸元を算出するブシネスクモデルによる波浪変 形計算について説明する.図-4に臨港道路浦添線位 置図を示す.



図−4 臨港道路浦添線

(1) ブシネスクモデルの計算条件の設定

リーフ上の波浪諸元を算定するブシネスクモデル による波浪変形計算を実施するため、必要な入力条 件および計算条件を設定する.

(a)入射波条件と計算領域

沖波を入射波条件としたエネルギー平衡方程式法 による波浪変形計算を実施し、ブシネスクモデルの 計算領域のうち沖側の造波境界の位置と、そこで与 える入射波諸元を設定する.このとき、ブシネスク モデルは、非常に長い計算時間を必要とするため、 実用的な計算時間を考え、出来るだけ計算領域を狭 くすることに留意する必要がある.

ここで、現行のブシネスクモデルは、波高、周期 ならびに波向きを入力条件として、ブレットシュナ イダー・光易型関数スペクトルおよび方向関数から 成分波を作成し、シングルサンメーション法を用い てそれらを線形に重ね合わせた入力波形を造波し、 計算を行っている.したがって、このような関数ス ペクトルを用いる際には、屈折、回折、および浅水 変形などの影響によって、入力すべき方向スペクト ルの形状が相似する、または大きく変化しない水深 に入射波境界を設定する必要がある.そのため、現 行のモデルでは、入射波境界をある程度沖側に設定 する必要があり、計算時間を短縮するための柔軟な 計算領域の設定が困難であった.

そこで、平山・宮里(2009)は、より柔軟な計算 領域の設定を可能とするために、関数スペクトルに よらない任意のスペクトル形状を直接入力できる、 任意形状スペクトルによる多方向不規則波の造波法 を開発した.本研究では、この成果を活用し、以下 の手順に従い、従来よりも岸側に設定された造波境 界において、変形後の多方向不規則波を造波し、計 算時間の短縮を図ることとした.

①周波数スペクトル結果から全エネルギーを算出し、その全エネルギーを成分波の個数Nsに応じて等分割する.なお、成分波の個数Nsは512とした.

②成分波の代表周波数は、エネルギー等分割された各区間の面積を2等分する周波数を成分波の代表周波数として設定した。



図-5 ブシネスクモデルの入射波境界と計算領域



図-6 エネルギー平衡方程式による周波数スペクトル計 算結果(NNW)



図-7 エネルギー平衡方程式による方向スペクトル計算 結果(NNW)

表-2 有義波諸元

	ブシネスクモデルの入射波諸元(入射波境界)					
波向	H _{1/3} [m]	T _{1/3} [s]	Smax	波向[deg.]		
Ν	8.93	13.2	19	5		
NNW	8.24	13.1	13	335		
NW	9.48	14.1	14	317		
WNW	10.11	14.9	10	301		
W	9.48	14.5	11	281		
WSW	8.23	14.2	13	260		

※波向は, NからE回りの角度.

③各成分波の波向は、②で設定した代表周波数に 対応するG0(f, θ)を算出し[0,1]の一様乱 数を発生させて決定した。

波向NNWのブシネスクモデル入射波境界を,計 算領域とともに図-5に示す.

ブシネスクモデルの入射波は、図中の丸印位置に おけるエネルギー平衡方程式の計算結果である周波 数・方向スペクトルを用いた.なお図中の単位は、 全てmである.図-6および図-7に、入射地点で抽出 したNNWの周波数スペクトルおよび方向スペクト ルの算出結果を示す.周波数スペクトルの形状は、 エネルギー平衡方程式法で沖波として設定したブ レットシュナイダー・光易型スペクトルとほぼ相似 であることが確認できる.しかし、方向関数の形状 は、やや非対称な形状をしており、沖波として与え た光易型方向関数の形状をやや相似していない.こ れは、浅海域における海底地形の影響により

成分波の個々の周波数に応じて異なる屈折率で屈折 変形したためと考えられる.なお、参考までに、ブ シネスクモデルの造波境界において実際に造波され た水面波形をスペクトル解析し、エネルギー的に得 た有義波諸元を**表-2**に示す.

(b)境界条件

b-1)スポンジ層の設定

リーフ上護岸前面における進行波の波高を算定す るためには、対象護岸はもちろんのこと、その背後 の既設護岸による反射波の影響も排除しておかなけ ればならない.そこで、臨港道路護岸の設置位置背 後の既設護岸に、反射波の発生を抑制する消波層 (スポンジ層)を設定した.具体的には、既設護岸 を陸側に100m幅で削り、そこに反射波を抑制する 消波層(スポンジ層)を設置した.なお、数値上の 反射率は0.01と設定した.

b-2)透水層の設定

本研究では、リーフに隣接する那覇港の港湾外郭 施設による影響を正しく評価するため、消波ブロッ ク部分にこれらを導入した計算を実施している.

すなわち,これらを設定するための透水層データ は,消波ブロックの種類や重量により異なる,空隙 率 λ ,層流抵抗係数 α ,乱流抵抗係数 β ,代表径d,天 端高hなどの,パラメータからなる.

(c)その他の条件

その他の計算条件を表-3に示す.タイムステップ は、" Δ t=入射波周期/400"を基本とした.ただし、 主波向きWNWおよびWのケースでは計算の発散が みられたため、計算の安定性を増すため、さらに " Δ t=入射波周期/800"に変更して計算することに した.

水位変動データの抽出点は、これらの地点で護岸 の設計諸元を算定することを考慮して設定する.す なわち、複雑なリーフ地形により越波流量が場所ご とに異なる可能性が高いことを考慮して、道路護岸 法線上の24点(約100m間隔)に設定する.これら を図-8に示す. 表-3 ブシネスクモデルのその他の計算条件

(a) 入射波スペクトル,成分波数,計算格子間隔,潮位

項目	設定値
入射波	エネルギー平衡方程式により求めた
スペクトル	周波数及び方向スペクトル
成分波数	512
計算格子間隔	dx=dy=5.0m
潮位	H.H.W.L=D.L.+3.20m

(b) 砕波,底面摩擦,最低水深

項目	設定値				
てたいますーブル	修正擬似段波モデル(1次方程式乱流				
砕波モナル	モデルに基づく)				
功速到中计	水表面での鉛直圧力勾配および				
件放刊正法	砕波限界波高の下限値				
砕波指標	鉛直圧力勾配 0.5				
底面摩擦係数	0.02				
最低水深	遡上計算が可能				
旦十水沉	N:40m、NNW:35m、NW:30m、				
取入小床	WNW:30m、W:30m、WSW:40m				
湖上モデル	お流公式による遡上・流下フラックスを算定				

(c) タイムステップ, データサンプリング"間隔, 緩造波時間, デー タサンプリング"開始時刻, 計算終了時刻

波向	入射波周期	タイムステップ	データサンプリング	緩造波時間	データサンプリング	計算終了時刻
세지 [편]	T _{1/3} [s]	DT[s]	間隔TDEL[s]	TTIN[s]	開始時刻TSVE[s]	TEND[s]
N	13.20	0.03	0.3	396.0	3036.0	5497.5
NNW	13.10	0.03	0.3	393.0	3013.0	5474.5
NW	14.08	0.04	0.4	422.4	3238.4	6520.4
WNW	14.87	0.02	0.4	446.1	3420.1	6702.1
W	14.51	0.02	0.4	435.3	3337.3	6619.3
WSW	14.16	0.04	0.4	424.8	3256.8	6538.8



(d) 推測される発散の原因と実施した対策

ブシネスクモデルにより波浪変形計算を実施した際に、計算が発散するケースが発生したため、計算 条件は当初条件から前述の条件に変更した.推測される発散の原因と、実施した対策を以下に示す.

(推測される発散の原因)

・造波水深が入射波波形勾配に対して深い.

・造波水深から設定するスロープ(現地形を造波水 深から一定勾配で削り,現地形にすり付ける斜面) の勾配が大きすぎるため,造波境界付近で部分重複 波が形成されている恐れがある.

・水深の変化が激しく、隣り合う格子の水深が大きい(平滑化されていない)ため、ブシネスク方程式における緩勾配近似の条件を逸脱している可能性がある.

(実施した対策)

・最大水深を埋めて、造波水深を浅くした.

・格子データの水深値を,周囲の水深により平滑化.

・差分計算の安定性を増すため、タイムステップ∆t (計算時間間隔)を細かくした.

(2) ブシネスクモデルによる波浪変形計算結果

リーフ上護岸前面およびその周辺の波浪諸元を算 定するため、ブシネスクモデルによる波浪変形計算 を実施した.以下では、特に冬季風浪時の卓越波向 きであるNNWに対する結果を示す.

(a) 有義波高・平均水位・平均流速の分布

波向NNWに対する有義波高・平均水位・平均流 速分布の計算結果を図-9に示す.

波高分布図と平均水位分布図は、それぞれ図面左 から右へ波浪が伝播している様子を表している。沖 から入射した波浪がリーフ先端で砕波し、波高が減 衰している様子や、砕波した水塊がリーフ上に溜ま り平均水位が上昇している様子が伺える。

(b)水位変動の時系列結果設定した水位変動デー タ抽出点におけるデータのうち,波向NNWに対し て、リーフ先端、リーフ上,護岸前面の各代表点 (P33, P44, P16)で算定された水位変動をそれぞ れ図-10に示す.図には、横軸に時間,縦軸に水位 を表し、水位変動データとともに数値フィルターで 処理した短周期成分波、長周期成分波の水位変動結 果をそれぞれ示してある.水位変動データより、 リーフ先端での砕波に伴い長周期の水位変動が生じ ていること、および平均水位上昇が生じていること が分かる.

また,リーフ先端(P33),リーフ上(P44),護 岸前面(P16)へと順に波が伝播するに従い,波浪 が減衰し,短周期波成分の波形の非対称性が顕著に なっていく様子が伺える.

(c)リーフ上護岸前面における波浪諸元

出力された水位変動データを数値フィルターにかけ、30s未満の短周期波成分とそれ以上の長周期波成分に分離したうえで、それぞれゼロアップクロス法による統計解析を行うことにより、リーフ上護岸



図-9 有義波高・平均水位・平均流速分布 (NNW)

前面の短周期波高H_{S1/3},水位上昇量η_{bar},および サーフビート波高H_{L1/3}を算定した.

これらのうち、臨港道路護岸法線上の短周期波高, 長周期波高,平均水位上昇量の算定結果を図-11に 示す.図では、横軸に那覇港浦添地区護岸からの距 離、縦軸に波高,水位を示している.短周期波高お よび長周期波高はともに、地形の影響を受け、各地 点、波向ごとに、それぞれ波高や上昇量に変化が見 られる.これらは主に、リーフ周辺およびリーフ上 の複雑な海底地形による影響によるものと考えられ る.また、各地点の短周期波高は、概ねどの波向き とも、前面にリーフが広く発達した箇所で低く、 リーフが狭いか切れ目に当たる箇所で高くなってい る.一方、平均水位上昇量は、護岸法線に沿った出



力地点毎に波高ほど変化する様子は見られず,その 絶対値は沖の入射波向きに依存し,WNWのときす べての地点で最も上昇量が大きくなっている.この ように,ブシネスクモデルでは,地形の特徴を考慮 した波浪特性を広範囲かつ詳細に算定できると考え られる.

1.1.4 リーフ上護岸の設計諸元の算定結果

本章では、3章でブシネスクモデルにより算出し たリーフ上の波浪諸元を基にリーフの設計諸元を算 定する.また、従来の設計法でも設計諸元を算出し てこれらの比較を行い、それらの結果について考察 する.最後に、これらの設計諸元を基に算定された 越波流量を示す.

(1) 設計水深および換算沖波波高

まず、ブシネスクモデルにより算定されたリーフ 上の護岸前面の波浪諸元を基に、合田による越波流 量算定図の適用に必要な波浪諸元である、設計水深 および換算沖波波高について、2.1節(1)および(2) に述べた手順に従い算定した.ここで、護岸前面の 重複波によるサーフビート波高は、式(3)に従い、 b=2として進行波から算定した.また、サーフビート 波高に対する水位変動量の割合は、a=0.5、0.7の2通りと した.

各地点,波向ごとにブシネスクモデルにより算定 された設計水深および換算沖波波高を図-12,図-13 に示す.

設計水深,換算沖波波高ともに,a=0.5とa=0.7で 算定結果に大きな違いは見られない.設計水深は, リーフの地形特性を反映して,ほぼ一様となってい るが,P9,P15は周辺の地形より若干水深が深い. 平均水位上昇量はほぼ一様に分布していたので,





(b) *a*=0.7

図-12 ブシネスクモデルで算定した設計水深(全波向)

この差は地形(すなわち,静水深)に起因するもの と推測される.一方,換算沖波波高は,短周期波高 と同様にリーフ前面が長いところで波高が減衰し, 短い場所で波高が高くなっている.

(2) 従来法による算定結果との比較

次に,波向きNNWを対象として,これらの設計 水深および換算沖波波高について,高山式で算定さ れた値とブシネスクモデルで算定された値を比較す る.

ここで、従来法による設計諸元の算定手順のうち、 リーフ内外の波高手順は、図-14に示す方法に従う ものとした.すなわち、本研究で"従来法"と記し た方法では、リーフ先端までの波浪変形計算はブシ ネスクモデルを用いて行い、リーフ先端から岸側の リーフ上では高山式を用いて算定する.ただし、高 山式は本来、一次元的な波浪場を想定して提案され たものである.したがって、平面リーフ地形への適 用にあたっては、リーフ上の波高分布を算定する "方向"を設定する必要がある.通常、これはリー フエッジ等での波の屈折を考慮し、対象護岸ごとに、 リーフ上での来襲波の伝播方向に設定されるべきで ある.しかし本研究では、簡便のため、これを護岸 法線に対して直角方向と仮定した.







図-13 ブシネスクモデルで算定した換算沖波(全波向)



図-15 リーフ上護岸の設計諸元の算定結果 (NNW)

このようにして算定された従来法による平均水位 上昇量,およびサーフビート波高に伴う水位変動量 を,ブシネスクモデルによる算定結果と合わせて図 -15(a)および図-15(b)に示す.ただし後者では,係 数*a*の違いによりそれぞれ2通りの結果を示す.

まず,図-15(a)からわかるように,従来法では, 護岸前面のリーフが長い地点で平均水位上昇量が大 きく,短い地点で上昇量が小さい.それに比べ,ブ シネスクモデルで算定された平均水位上昇量は,護 岸法線上の地点によらずほぼ一定で,かつリーフが 短い地点における平均水位上昇量は,従来法で算定 された値にほぼ一致する.

次に、図-15(b)に着目すると、サーフビートによる水位変動量は、従来法、ブシネスクモデルともに、地点による違いはそれほど大きくない.しかし、ブシネスクモデルにより算定された値は、従来法によるものに比べ約40~50cm程度大きいことがわかる. なお、係数aによる算定結果の違いは、概ね20cm程度であった.

さらに、これらの結果を合成した設計水深に着目 すると、図-15(c)より、結果的に両算定法による設 計水深の違いはそれほど大きくないことがわかる. これは、サーフビートによる水位変動量の差異が平 均水位上昇量の差異に相殺されて、特に前面のリー フが長い地点で、ほぼ一致したためである.

このように、ブシネスクモデルを用いて算定され る平均水位上昇量は、従来法に比べ、特に前面に リーフが大きく広がる海域で小さくなる傾向がある. 一方、サーフビートによる水位変動量は、従来法で 算定された値に比べ、総じて大きくなる傾向がある. これらの結果、両者の和で評価される静水深に対す る設計水深の増加分は、結果的に両算定法でほぼ同 等となった.この考察の妥当性については、今後更 なる事例の分析と検証が必要であると考えられる.

一方,両計算法による換算沖波波高の算定結果を, 係数aによる違いを考慮して,図-15(d)に示す.図 よりわかるように,両者の算定結果には,全く逆の 傾向が表れている.すなわち,護岸前面のリーフが 長い地点では,従来法による算定結果では波高が大 きく,ブシネスクモデルによる算定結果では彼高が大 きく,ブシネスクモデルでは高い.換算沖波波高の 変化傾向は護岸前面波高のそれと相関が高いと考え られるので,このような結果が算定された原因は, リーフ上における波高減衰過程の計算結果の違いに あると考えられる.そこで,以下では,従来法によ る設計諸元の算定において,高山式を適用する際に 設定した断面で,リーフ上波高分布に関する両者の 計算結果を切り出し,より詳細な考察を加えた.

すなわち,図-16に示すように,各リーフ上護岸 前面において,リーフ先端,リーフ上,護岸前面地 点を結ぶLine(断面)を設定し,高山式およびブシ ネスクモデルにより算定される,リーフ上の波浪減 衰過程の特徴を確認した.なお,図中の丸囲み数字



図-16 高山式を適用した断面および出力地点の定義



図-17 リーフ上波高の算定結果の比較 (NNW)

は各断面(Line)の番号を,それ以外の数字は水位 変動データの出力地点番号を表す.このうち,代表 的な断面①,③,⑤,⑦(Linel,3,5,7)での結 果を抽出して,図-17に示す.図は,横軸にリーフ 先端からの距離,縦軸に波高を表している.高山式 では,断面上の各地点で波高を算定した結果を黒破 線で示し,ブシネスクモデルでは,時系列データの

出力地点で統計解析した短周期波高を黒丸でプロッ トするとともに、平均波高からの換算値として得ら れる有義波高分布を各断面で切り出し、それを赤実 線で示した.ただし,ブシネスクモデルにおいて平 均波高から有義波高を換算する際には、その地点に おける波高頻度分布がほぼレーリー分布で表わされ ることを前提としている.したがって、この波高頻 度分布が扁平化する砕波帯内では、換算精度が劣化 し、ゼロアップクロス解析によって直接算定される 有義波高よりも大きめの値をとることに注意が必要 である.これらを踏まえ、以下、結果を考察する. まず、これらの断面における両者の波高分布を比較 すると、総じて、ブシネスクモデルで計算された各 断面に沿う波高減衰の程度は、高山式に比べ比較的 緩やかな傾向にあることがわかる.これは、有義波 高換算に伴う過大評価を見込んでもなお十分に有意 である. すなわち, 断面1次元のリーフ地形上の波 高減衰過程を近似した高山式では、リーフエッジで 生じた砕波のために急激に波高が減衰する.しかし, 平面2次元のリーフ地形上の波高分布をある断面で 切り出したブシネスクモデルによる算定結果では、 砕波によって波の進行方向に生じる波高減衰に,周 辺のリーフエッジ等から伝播する波高が重畳するた め、より滑らかな減衰過程が算定されたと推測でき

例えば,波の入射方向(NNW)に沿って複数の リーフエッジが存在するLine5では、その傾向がよ り顕著に現れている.一方、ちょうどリーフの切れ 目に位置するLine3では、水面波形を統計解析して 得た有義波高値とのずれが大きく、有義波高換算の 影響が顕著に現れたと考えられる.この原因として は、凹レンズに似た効果により、周波数の異なる成 分波がそれぞれ屈折し、異常な波高頻度分布が形成 された可能性が高いと考えられる.なお、このとき リーフ上で得られた統計解析による有義波高は、高 山式による算定結果と比較的よく一致している.

一方,非常に長いリーフが続くLine1およびLine7 では、ブシネスクモデルにより算定されるリーフ上 波高は、高山式の値よりも10~60cm程度小さい.逆 にいうと、これは非常に長いリーフ奥では高山式に よる値のほうが大きいことを意味する.すなわち、 高山式では、一般に、リーフエッジの内側数十から 百数十メートルくらいまでの区間で急激に波高が減 衰し、それ以降はずっと一定値をとる.これらは近 似式の特性によるものであるが、このため、このよ うなリーフ上の波高減衰は、高山式において逆に過 小評価(波高値としては過大評価)されている可能 性があることに注意する必要があると考えられる.

1.1.5 まとめ

る.

本研究では、浅瀬やリーフといった複雑な海底地 形での波浪変形特性を精度良く計算できる(NOWT-PARI, Ver5.3)を用いて、リーフ上護岸の設計諸元 をより厳密かつ効率よく算定する方法を提案した. さらに、具体的なリーフ上護岸を対象として、本研 究で提案する算定法を適用した設計諸元の算定例を 示し、これらを従来の方法による算定結果と比較し た.主な結論を以下に示す.

ブシネスクモデルは時々刻々と変化する水位変動 を再現する計算モデルの特性上,非常に長い計算時 間を要する.そこで,エネルギー平衡方程式法によ るスペクトル算定結果を直接入力する造波法を導入 することにより,領域をできる限り小さくし,計算 時間を短縮することに成功した.また,護岸前面で 形成される進行波と重複波のサーフビート波高の関 係を仮定し,その妥当性を検証することにより,計 算ケース数を最大1/2に抑制できることを示した.

現地リーフ地形を対象としたブシネスクモデルに よる波浪変形計算を実施することにより,リーフ周 辺およびリーフ上で生じる平面的な波浪変形を考慮 した上で,リーフ上護岸前面の有義波高や平均水位 上昇,サーフビート波高などを算定できることを確 認した.さらに,これらを用いて,リーフ上護岸の 設計に必要な設計水深および換算沖波波高を算定し た.

参考文献

- 高山知司・池田直太・平石哲也(1991):砕波およ び反射を考慮した波浪変形計算,港研報告第30 巻,第1号, pp.21-67p.
- 平山克也・平石哲也(2004): ブシネスクモデルに よる砕波・遡上計算法とその適用性,海岸工学 論文集,第51巻, pp.11-15.
- 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.
- 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. 951-955.
- 高山知司・神山 豊・菊池 治(1977):リーフ上 の波の変形に関する研究,港研資料No.278, 32p.
- 合田良実・岸良安治(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,港研報告第14巻,第4 号,44p.
- 首藤伸夫(1974):非線形長波の変形-水路幅,水 深の変化する場合-,第21回海岸工学講演会論 文集,pp. 57-63.
- 合田良実(1975):浅海域における波浪の砕波変形, 港研報告第14巻,第3号, pp. 59-106.
- 平山克也・宮里一郎(2009):任意形状スペクトル による多方向不規則波の造波法の提案,港空研 資料,予定

1.2 リーフ上を遡上する津波の変形計算への適用

2004年12月に発生したインド洋大津波のうち, 珊瑚礁が広がるアンダマン海沿岸を襲った津波波形は, ソリトン分裂により短周期化したのち, 砕波による 衝撃波圧を伴って遡上した可能性があることが, 断 面水路を用いた津波の変形・遡上に関する実験的研 究などにより指摘されている¹⁾.

一方,例えば東南海地震で想定される周期50min 程度の津波の遡上変形を対象とした場合には,造波 水路長や縮尺効果等の制約のために,その変形特性 を模型実験によって確認することは非常に困難であ る.

そこで、本研究では、遡上・砕波モデルを有する 最新のNOWT-PARI (Ver5.2)を用いて、断面模型 実験で確認されたリーフ上を伝播する津波のソリト ン分裂と砕波の再現、およびリーフ上護岸に作用す る波圧の変動特性の推定を試みる.さらに、これら への適用性が確認されたブシネスクモデルを用いて、 模型実験により容易に再現し得ない周期の長い津波 の変形計算を実施し、ソリトン分裂波の発生・発達 メカニズム、およびそれらによる圧力変動について 考察を行った.

1.2.1 津波のソリトン分裂と砕波の再現計算

数値計算においてソリトン分裂波を取り扱うため には、波の分散性を考慮できる基礎方程式を用いる 必要がある.また、珊瑚礁や海岸地形などの極浅海 域を伝播・遡上する津波の変形計算には、波の非線 形性を考慮することが一般的である.したがって、 本研究で行う津波の伝播・変形計算には、この両者 に対応できるブシネスク方程式を基礎式に用いた、 波浪変形計算モデルを適用することとした.

(1) 計算方法

計算には、風波やうねりを対象として、乱流モデルに基づく砕波モデルと、越流公式を援用した遡上 モデルを組み込んだブシネスクモデル(NOWT-



表-1 再現計算のケース一覧

	1	112	- 	- /	· 90	
リーフ水深 h [cm]	津波諸 H [cm]	元(沖) T[s]	海底地形	差分条件	砕波判定	堤体波圧 の測定点
3	3	20 30				
5	3	20 30	リーフ崖	$\Delta x=5 cm$	鉛直方向	(終まま)
10	3 3 5	20 30 20	リーフ長	∆t=5ms または、	圧力勾配 しきい値	(静水面か らの高さ)
20	3 3 5	20 30 20	20m 海浜勾配	∆x=10cm	0.5 または, 0.7	z=3cm z=6cm z=9cm
30	3	20 30 20	1/20	AC-TOINS		

PARI Ver5.2) (平山・平石)²⁾³を用いた.また, ブシネスク近似された圧力方程式が遡上波にも適用 できることを仮定して,陸上構造物へ作用する波圧 の変動波形を算定した.

(a) 計算条件

再現計算の対象とした津波の変形・遡上実験は安 田ほか ¹⁾によって実施された. すなわち彼らは,長 さ 50m×幅 1.0m×深さ 1.5m の造波水路に、沖から勾 配 1/5 のリーフ崖,長さ 20m のリーフフラット,勾 配 1/20 の海浜からなる裾礁地形を縮尺 1/100 で再現 した模型を用い、ソリトン分裂波の発生や発達、消 滅の機構を明らかにするとともに、ソリトン分裂に よって生じた短周期波の変形過程と波力との関係性 を明らかにした. このうち再現計算では、リーフ上 水深を h=3, 5, 10, 20, 30cm, 津波振幅を a=3, 5cm, 津波周期を T=20, 30s と変化させたときに, 模型上の各地点で観察された津波波形と、防潮堤を 模擬して汀線上 2cm の位置に設置された,堤体模型 の堤脚上 d=1, 4, 7cm の高さに作用した波圧の時 間変動波形を再現することを試みた. リーフ上水深 を 10cm としたときの模型断面図を図-1 に示す.

ここで、実験でソリトン分裂が生じたときに観察 された個々波の周期は水深 10cm に対して 0.5s 程度 であったため、この再現計算で設定する差分格子間 隔は、これらの波長の 1/8 程度となるよう Δx =5cm とし、差分時間間隔は Δt =5ms とした.ただし、比 較のために Δx =10cm、 Δt =10ms とした計算も行った. また、ソリトン分裂波の砕波判定に用いる鉛直方向 圧力勾配のしきい値は、通常の風波に対して用いる ctl=0.5 としたが、ソリトン分裂波の周期が短いこと による砕波判定精度の低下を考慮して ctl=0.7 とし たケースも行った.なお、長いリーフ上を伝播する 際に重要となると思われる底面摩擦係数は、後述す る検討結果に基づき、今回は f=0 とした.

これら計算ケースを**表-1**に示す.

(b) 波圧の算定方法

海浜を遡上した津波により堤体に作用する波圧の 算定には、これが遡上波にも適用できることを仮定 して、式(1)に示すブシネスク近似された圧力方程式 を用いた.すなわち、この式から任意の深さ z での 波圧が算定できるほか、これを水底面-h から水表面 η まで積分すれば、堤体に作用する全波圧の算定も 可能である.なお、これを水表面において z 方向に 微分すると、砕波判定に用いた鉛直方向圧力勾配の 算定式が得られる.

$$p(z) = \rho g(\eta - z) + \rho \left\{ z \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{D} \right) + \frac{1}{2} \left(2zh + z^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \left(\frac{P}{D} \right) \right\}^{(1)}$$

海浜を遡上した津波により堤体に作用する波圧は, 堤体直前の差分格子で得られる水位と代表流速を式 (4)に代入して,実験で波圧が計測されたz=d+2=3, 6,9cmの高さに作用した波圧を算定した.

(2) 再現計算の結果

リーフ上津波によるソリトン分裂波の砕波および 波高減衰をよく再現するために、砕波判定基準ctlは、 計算ケースに応じ、風波の計算に通常用いられる 0.5から0.7へ緩和した.また、リーフ上の底面摩擦 係数f=0とした.なお、差分条件は、空間差分間隔 は $\Delta x=5$ cm、時間差分間隔は $\Delta t=5$ msを基本とした.

以下,結果を示す.

(a) 水深の違いによる津波の変形・波力の再現性

a=3cm, *T*=30s の津波がそれぞれ *h*=5, 10, 20cm を伝播した場合, *ctl*=0.7 とした再現計算で得られた 津波波形と鉛直方向圧力勾配の伝播時刻歴を図-2 に,堤体へ作用する波圧の時間変動を図-3 に示す.

h=5cm とした図-2(a)では、計算されたソリトン 波形は、実験結果と同様に、WG4 付近で砕波しか け、WG5 では砕波減衰していることが、計算波形 だけでなく、鉛直方向圧力勾配が 0.7 を下回る時刻 歴からも確認できる.また、WG8 にかけて計算さ れた段波の伝播速度は、まだ少し速いものの実験結 果を比較的よく再現している.しかし、第1 波の砕 波減衰を算定できていないことには注意を要する. なお、津波のソリトン分裂は $\Delta x=10cm$ とした計算で も再現できたが、砕波がうまく判定されないために 実験結果とはかなり異なる津波波形が算定された.

一方, h=5cm のとき, WG9 で得られた堤体作用 波圧の変動を比較した図-3(a)では, 第 1 波の砕波 減衰が不十分な初期の変動を除けば, 計算結果は実 験結果と同様に静的であり, 堤体の各位置での波圧 レベルも比較的よく一致していることが確認できる.

次に、h=10cm とした図-2(b)では、実験結果と同様に、WG5 の手前でソリトン分裂が発生し始めることが計算波形でよく再現できている.また実験では、海浜上のWG9 と堤体直前のWG10の間で砕波することが観察されたが、計算でも同様な砕波が生じていることが、鉛直方向圧力勾配が 0.7 を下回る時刻歴からも確認できる.さらに h=20cm とした図-2(c)では、津波が堤体に達するまでソリトン分裂が生じず、その後反射波が沖へ伝播する際にソリトン分裂波が発達し、さらにWG9 を通過したあたりで砕波していることなどが、計算波形や鉛直方向圧力勾配の時刻歴において非常によく再現できていることがわかる.

一方, h=10cm とした図-3(b)では, 堤体には静水 圧に加えて衝撃波圧が作用することが, その波圧レ ベルとともに計算でも非常によく再現できている. また h=20cm とした図-3(c)では, 波圧変動の計算 結果は, 若干の変動を除けば実験結果と同様に静的 であり, 堤体の各位置での波圧レベルも比較的よく 一致している.

なお, h=3cm のときは, 津波先端でソリトン分裂 直後に砕波した実験結果に対して, 計算された段波 の伝播速度が速くなる傾向がより顕著に現れた. ま た h=30cm のときは, h=20cm のときと同様な実験 結果を, 計算結果も非常によく再現した.

(b) 周期の違いによる津波の変形・波力の再現性

a=3cm, T=20sの津波が h=10cm を伝播した場合の再現計算で得られた,津波波形と鉛直方向圧力勾配の伝播時刻暦を実験結果とともに図-4(a)に,堤体へ作用する波圧の時間変動を図-5(a)に示す.

同様な条件で得られた T=30s の津波伝播波形と鉛 直方向圧力勾配の変化(図-2(b))と比較すると, 津波先端でより顕著なソリトン分裂が生じ,WG9 付近で砕波していることが計算でも再現されている が,ソリトン波高は若干低めであり,その分伝播速 度は若干遅く算定されている.このような波の非線 形分散効果による波速変化をより高精度に解析する ためには,本モデルの差分誤差による数値分散の発 生をさらに抑制するか,さらに高次かつ高精度な数 値計算モデルを適用するなどの対応が必要と思われ る.一方,図-4(b)に示した h=20cm を伝播する T=20sの津波伝播波形は,T=30sのとき(図-2(c)) には見られなかったソリトン分裂のようすが,その 伝播速度とともに非常によく再現できている.

一方,図-5(a),(b)に示したように,h=10cm, 20cmを伝播する T=20sの津波により,堤体には静 水圧に加えて衝撃波圧が作用することが,堤体の各 位置での波圧レベルとともに計算でも非常によく再 現できている.とくに h=20cm では,T=30sのとき (図-3(c))は静的であった波圧変動がソリトン分 裂の影響で変動するようすも非常によく再現できた.

(c) 波高の違いによる津波の変形・波力の再現性

a=5cm, T=20sの津波が h=20cm を伝播した場合の再現計算で得られた,津波波形と鉛直方向圧力勾配の伝播時刻暦を実験結果とともに図-4(c)に,堤体へ作用する波圧の時間変動を図-5(c)に示す.

同様な条件で得られた a=3cm の津波伝播波形と 鉛直方向圧力勾配の変化($\square-4(b)$)と比較すると, 津波先端でより顕著なソリトン分裂が生じ,WG8 付近で砕波していることが計算でも再現されている. しかし,ソリトン波高は若干低めであり,その分ソ リトン波形は若干遅れて算定されている.なお, h=10cm を伝播する,より非線形な a=5cm, T=20s の津波の再現計算では,今回用いた差分条件 ($\Delta x=5$ cm, $\Delta t=5$ ms)においてソリトン分裂波の遡 上計算時に計算が不安定になる問題が生じた.

一方,図-5(c)に示したように,h=20cm を伝播する a=5cm,T=20sの津波により,堤体には静水圧に加えてソリトン波の遡上による変動波圧が作用することが,第1波の作用時を除き堤体の各位置での波圧レベルとともに計算でも比較的よく再現できた.

1.2.2 周期の長い津波の変形計算

ソリトン分裂と砕波を伴う津波の変形計算に対し てその適用性が検証されたNOWT-PARIを用いて, 一様斜面やステップ地形を遡上する周期の長い津波 の変形計算を行い,得られた水位・流速の時間変動 をもとに,ソリトン分裂波の発生・発達メカニズム, 及びそれらによる圧力変動について考察を行った.





図-3 陸上構造物へ作用する波圧の時間変動(*ctl=*0.7, Δ*x*=5cm, Δ*t*=5ms)(左:計算結果,右:実験結果)



図-4 津波伝播波形の再現計算(ctl=0.5, Δx=5cm, Δt=5ms)と砕波時刻の推定(左:津波波形,右:鉛直圧力勾配)



図-5 陸上構造物へ作用する波圧の時間変動(ctl=0.5, Δx=5cm, Δt=5ms)(左:計算結果,右:実験結果)



図-6 数値水路の概要と水位・流速の観測地点

(1) 計算条件の設定

東南海地震により関東から西日本に至る太平洋岸 及び瀬戸内海沿岸への来襲が想定される津波のうち, 比較的勾配が緩く,浅水変形による波高増大やソリ トン分裂波の発生が懸念される勾配1/230の斜面地 形に面した地域に来襲する周期50min,片振幅3mの 津波4の 遡上変形計算を実施し、設定した数値水路 長(約10~16km)よりもはるかに長い津波(入射 境界での波長63km)の遡上・反射に伴い発生・発 達するソリトン分裂波を数値実験により観察した. また比較のために、片振幅4mとしたケースも合わ せて実施した.入射境界の水深はソリトン分裂波に 対して十分浅い45mとし、それより沖側にはゾン マーフェルドによる放射条件を適用して、斜面や岸 側端で反射された津波基本波に対する透過境界を設 定した.一方,岸側にはそれぞれ,①遡上境界(斜 面勾配1/230), ②ステップ地形(水深5m, 岸側端 は津波基本波に対する透過境界),③直立壁(水深 5m)を設定した.なお,透過境界に短周期成分を 消波するためのスポンジ層は設置していないので, 計算領域内の浅い海域(岸側)で発生した沖へ進む ソリトン分裂波は消波されない.また入射境界では, 沖へ伝播したソリトン分裂波による計算の不安定化



を防ぐために、分散項を除いて造波した.これらの 数値水路の概要を水位・流速・圧力変動の各観測地 点(ch1~20)とともに図-6に示す.

(2) 津波変形の計算結果

差分条件は,通常周期6~8sの風波に対して設定 される*Ax*=5m, *At*=20msとした.

以下,結果を示す.

(a) 一様斜面上の津波変形

片振幅 3m, 周期 3000s の津波を造波し,各地点 で得られた 2 周期間の水位変動と流速変動の計算結 果を図-7 に示す.一様斜面上の津波変形では,津 波先端が斜面を遡上する際にソリトン分裂が見られ, とくに第 1 波の引き波による水位低下時に遡上する 第 2 波では,第 1 波に比べより沖側でソリトン波が 生じるが,遡上に伴い砕波減衰するためにその発達 は見られない.また遡上域(第 1 波では ch13~ ch15, 第 2 波では ch10~ch15) における流速変動 をみると,段波状に遡上する水面波形に伴って岸向 き流れが急激に発生していることがわかる.

津波第1波先端で発生するソリトン波の波形をより詳細にみると、ソリトン分裂は水深 h=5.0m の ch12 地点と h=0.65m の ch13 地点の間で発生している.ただしその周期は通常のソリトン分裂波と比べかなり短く、初期遡上時に遡上モデルによって発生する数値振動の影響が少なくないと考えられる.

一方,津波第2波先端では,水深 h=10.2mの ch10地点と h=5.9mの ch11地点の間でソリトン分裂が生じている.ch11の水位変動をみると,3300sまでは静水面より約6m下がったレベルでほぼ一定で,その後急激に上昇していることから,少なくとも ch11地点では,第1波が引いた後第2波が遡上するまで海底面が露出していたと考えられるが,第1波遡上時にみられたような数値振動は発生してい



ない.これは,第2波の遡上時において計算格子の 水陸判定を行う際の初期値が更新されており,遡上 計算がより滑らかに行われたためと考えられる.

同様に、片振幅 4m、周期 3000s の津波を造波し たところ、津波先端が斜面を遡上する際にソリトン 分裂がみられるのは片振幅 3m のときと同様である が、片振幅 4m とした津波第 2 波の遡上時には、片 振幅 3m としたときよりもさらに沖側でソリトン分 裂が生じた.しかし、岸への伝播に伴ってソリトン 波が発達する様子はやはりみられなかった.

これらのソリトン分裂は、いずれも前傾化した津 波波形前面で高周波数成分が卓越し、非線形効果と 分散効果の相互干渉により生じたものと考えられる が、津波基本波の波長が非常に長いために、津波波 形先端部のみが分裂することは非常に興味深い.

(b) ステップ地形上の津波変形

周期 3000s の津波造波後 2 周期間の各地点におけ

る水位変動と流速変動のうち,片振幅 3m とした ケースを図-8 に示す.ステップ地形(水深 h=5m) 上の津波変形では、とくに第1波においてステップ 上を進行する津波先端でソリトン分裂波が生じ、伝 播に伴い次第に発達する様子が計算された.また片 振幅が大きいほど早くソリトン分裂が生じ、片振幅 3m のとき ch13 地点と ch14 地点の間(ステップ地 形沖側端からの距離:1000m~2000m)であるのに 対し、片振幅 4m としたケースでは ch12 地点と ch13 地点の間(ステップ地形沖側端から 1000m 以 内)で分裂が生じていた.

一方,ステップ上を進行する津波第2波の先端で は,瞬間的に大きな振幅が現れる様子が計算された. この発生機構として本研究では,ステップ地形前面 の斜面上で発生したソリトン波がステップ上で重畳 したものと推測している.すなわち,ステップ地形 先端に位置する ch12 地点の流速変動をみると,津



波第2波が遡上してくるまで沖向きの強い定常流れ が発生していることがわかる.この流れを遡る津波 第2波の波長は見かけ上縮められ,津波先端におい てソリトン波が重畳し,大きな振幅が発生したと考 えられる.

(c) 一様斜面上の津波の重複変形

周期 3000s の津波造波後 2 周期間の各地点におけ る水位変動と流速変動のうち,片振幅 3m とした ケースを図-9 に示す.岸側端(水深 h=5m)の直立 壁により形成される津波の重複波形では,第 2 波の 反射波先端で反射直後から沖向きのソリトン分裂波 が発生し,発達しながら沖へ伝播する様子が計算さ れた.これは,津波先端の遡上と同時に非常に幅広 の重複波の腹が形成されるために,見かけ上の水位 が上昇し,岸向きのソリトン分裂が生じなかったこ とに加え,反射波先端が入射波による岸向き流れを "遡る"ために高周波成分が卓越し,ソリトン分裂 が生じやすくなったためと考えられる.なお,片振 幅 4m とした計算結果でも同様な傾向が観察された.

津波反射波に伴い沖向きに進行するソリトン波の 波形をみると、沖へ伝播するにつれて水深が増加し、 個々のソリトン波の波長が長くなっていることがわ かる.なお片振幅 3m のケースに比べ片振幅 4m の ケースでは、津波第 2 波の反射波に伴うソリトン分 裂波の振幅が大きく、また津波第 1 波の反射波にお いてもソリトン波が発生・発達していた.

(3) 津波による波圧変動の計算結果

津波により各地点に作用する波圧は、その地点の水深の90%、50%、10%の深さで算定された圧力で代表させることとした.

以下,結果を示す.

(a) 一様斜面上の津波による圧力変動

一様斜面上の ch12 地点 (*h*=5m) を通過する津波 による深さ *d*=0.9*h*, 0.5*h*, 0.1*h* での水圧変動を図-10(a)に示す. この地点において津波第 1 波の遡上 時にソリトン分裂波は発生していないため, 各深さ の水圧変動は津波の遡上による水位上昇に伴い静的 に変化している.一方,ソリトン分裂波が生じてい る津波第 2 波による水圧変動は,ソリトン波の遡上 による水位変動に伴い,水位上昇に応じて深いほう から順に動的に変化している.しかし,これらの振 幅は後に続く静的な水圧変動幅に比べ十分小さく, また水位変動でみたように,遡上に伴いソリトン波 が発達する様子もみられないため,斜面上に設置さ れる構造物の設計にこれらの影響を考慮する必要性 は小さいと考えられる.

(b) ステップ地形上の津波による圧力変動

ステップ地形上の ch14 地点 (*h*=5m) を通過する 津波による深さ *d*=0.9*h*, 0.5*h*, 0.1*h* での水圧変動を



図-10(b)に示す.この地点において,津波第1波の 遡上時にはソリトン分裂波が発達しながら伝播して いるため,各深さの水圧変動は動的に変化している. なおこれらの振幅は深いほうから順に大きい.一方, 先端で瞬間的に大きな振幅が発生する津波第2波の 遡上時には,各深さの水圧変動とも,その瞬間,大 きな振幅が現れる様子が計算された.しかもこれら は,後に続く静的な水圧変動の極大値と同等または それ以上の水圧となっている.したがって,津波の 引き波時に露出するようなリーフ上に構造物を設置 する場合には,津波遡上時のこのような衝撃的な波 圧にも十分配慮した設計が必要と考えられる.

(c) 一様斜面上の津波による護岸への作用波圧

ー様斜面の岸側端に設置した護岸前面に位置する, ch12地点(*h*=5m)の深さ*d*=0.9*h*,0.5*h*,0.1*h*で計算 された水圧変動を図-10(c)に示す.この地点におい て津波第1波の遡上・反射時にソリトン分裂波は発 生していないため,一様斜面を遡上する津波と同様, 各深さの水圧変動は重複津波による水位上昇に伴い 静的に変化している.一方,津波第2波の反射波先 端でソリトン分裂波が生じているときの水圧変動は, これらの水位変動に応じて深いほうから順に,動的 に変化している.これらの振幅は後に続く静的な水 圧変動幅に比べ十分小さいが,水位変動でみたよう に,反射波先端のソリトン波は沖への伝播に伴い次 第に発達するため,浮体や係留船舶の挙動や係留力 など,周期的な波圧変動が問題となる構造物を沖に 設置する場合などには注意を要する.

1.2.3 まとめ

本研究では、砕波・遡上計算が可能なブシネスク モデルを用いて、海岸リーフ地形を対象とした断面 模型実験結果に対する再現計算を実施し、ソリトン 分裂と砕波を伴う津波波形ならびに陸上構造物へ作 用する波圧の変動特性の再現を試みた。

模型実験では、水深や波形勾配に応じてソリトン 分裂波の発生や砕波がみられたが、再現計算ではこ れらの津波伝播波形をよく再現できた.また、鉛直 方向圧力勾配を用いてソリトン分裂波の砕波判定が 可能であることを確認した.さらに、ブシネスク近 似された圧力方程式を用いて、堤体に作用する遡上 津波の静的あるいは衝撃的な波圧変動を、それらの 波圧レベルとともに再現できることを示した.

さらに、模型実験で再現することが困難な周期の 長い津波に対しては、ブシネスクモデルを用いてさ まざまな地形による津波の変形計算を実施し、ソリ トン分裂波の発生・発達メカニズム、およびそれら による圧力変動について考察を行った.この結果判 明した事項を整理すると、およそつぎのようである.

- 1/230 勾配斜面を遡上する周期 3000s の進行津波 では、第1 波の引き波による水位低下のために、 津波振幅が大きいほど第2 波の遡上時に岸向き のソリトン波が発生しやすくなるが、遡上に伴 い砕波減衰するためにその発達はみられない。 また、このような斜面上に設置される構造物の 設計に影響を与えるほどの動的な圧力変動は生 じなかった。
- ・ 1/230 勾配斜面に接続したステップ地形を遡上する周期 3000s の進行津波では、ステップ上を進行する津波先端でソリトン分裂波が生じ、伝播に伴い次第に発達する. さらに津波第 2 波の遡上時には、第 1 波の引き波により形成された沖向きの定常流れのために見かけ上波長が縮められ、ステップ前面の斜面上で発生したソリトン分裂波が重畳し、津波先端で瞬間的に大きな振幅が発生する. このとき生じる各深さの水圧は、後に続く静的な圧力変動の極大値と同等またはそれ以上であるため、リーフ上に設置される構造物の設計においては、このような衝撃的な波圧の作用にも十分考慮する必要がある.
- 1/230 勾配斜面上に形成される周期 3000s の重複 津波では,幅広の腹により見かけ上水位が上昇 するために,第2波の遡上時においても岸向き のソリトン波は発生しにくくなり,代わりに入 射波による岸向き流れを遡る第2波の反射波先 端において沖向きのソリトン波が発生しやすく なる.この反射波に伴うソリトン波は発達しな がら伝播するので,浮体や係留船舶の挙動や係 留力など,周期的な水圧変動が問題となるよう な構造物を沖に設置する場合には,注意を要す る.

今後は、これらの数値実験等を通じて沿岸に来襲 する津波諸元と斜面勾配等の関係を整理し、ソリト ン分裂波の発生条件や、沿岸構造物に衝撃的な波圧 が作用する危険性について明らかにしていきたいと 考えている.

参考文献

- 1) 安田誠宏・高山知司・山本博紀:津波の変形および波 力特性に及ぼす海岸断面地形の効果に関する実験的研 究,海洋開発論文集,第22巻,pp.529-534,2006.
- 2) 平山克也・平石哲也:ブシネスクモデルによる砕波・ 遡上計算法とその適用性,海工論文集,第 51 巻, pp.11-15,2004.
- 3) 平山克也・平石哲也: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,海工論文集, 第52巻, pp.11-15, 2005.
- 4) 中央防災会議東南海,南海地震等に関する専門調査会 (第14回,第16回)配布資料,内閣府,2003.

2. セッション2 一周辺研究の状況と活用-

2.1 浅海域を伝播する津波特性に関する検討

2.1.1 検討概要

従来、津波の数値解析法として非線形長波方程式に よる解析が一般的である。しかし、浅海域における津 波の伝播は、日本海中部地震に見られるように、波の 非線形性と分散性による波の分裂現象が確認されてい る。

港内に侵入してきた津波が分裂すると、津波高が高 くなる場合があるため、岸壁や堤防などからの越流の 増大、周期が短くなることによる岸壁や浮体施設等に 作用する波力の増大が懸念される。また、分裂により 津波の周期が短くなることにより防波堤などによる遮 蔽効果なども考えられる。

そこで、本検討はブシネスク方程式を適用し遠浅の 海底地形の条件で津波の伝播を計算し分裂現象の発生 や、防波堤の遮蔽効果等について検討した。

2.1.2 検討内容

1) 数値計算の概要

計算に用いたブシネスク方程式を式(1)~(3)に示す。 本検討では、津波のような長周期波を対象とすること から沖側減衰帯を用いない入射境界(例えば金山

(1994) ら)を用い、計算領域上流端での再反射が発生しないようにした。また、本計算では遡上は考慮されていない。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D}\right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{D}\right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x}$$
$$= \frac{1}{3} h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial^2 \partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x \partial y \partial t}\right) + v_e \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2}\right)$$
(2)

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{PQ}{D}\right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q^2}{D}\right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y}$$

$$=\frac{1}{3}h^{2}\left(\frac{\partial^{3}P}{\partial x\partial y\partial t}+\frac{\partial^{2}Q}{\partial^{2}y\partial t}\right)+v_{e}\left(\frac{\partial^{2}Q}{\partial x^{2}}+\frac{\partial^{2}Q}{\partial y^{2}}\right)$$
(3)

ここに、 η は水位変動、PおよびQはxおよびy方向 の線流量、D(=h+ η)は全水深である。veは砕波によ って生じる乱れによる運動量の拡散を表す動粘性係数 であり、片山・佐藤(1993)の方法を適用した。

数値計算は Madsen・Sorensen と同様とし、各ステ ップに P 又は Q を水位 η と連立させて解く ADI 法を 用いた。

砕波条件および砕波減衰項の取り扱いは片山・佐藤 (1993)の方法にならい、まず、毎時の空間波形から 岸沖方向の波頂点の表層流速と波速の比 us/c を求め、 限界値以上のときにveを以下の式で算定した。

$$v_e = \frac{gd}{\sigma^2} \cdot f_d \tag{4}$$

$$f_d = \alpha_r \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{d} \cdot \frac{\hat{Q} - Q_r}{Q_s - q_r}}$$
(5)

$$Q_s = 0.4(0.57 + 5.3 \cdot \tan \beta) \sqrt{gd^3}$$
 (6)

$$Q_r = 0.135 \sqrt{gd^3} \tag{7}$$

ここに、d は平均水深、 σ は角周波数、 $\tan\beta$ は海底 勾配、 α_r 、 α_D は 2.0 および 2.5 に設定した。

2) 地形条件

図-1に計算に用いた海底形状を示す。最深部を水深 58m とし、海底勾配 1:10 とそれに続く水深約-13m で長さが 3.15km の浅海域を設定した。

また、浅海域には陸から1kmの地点に防波堤開口部 を想定して水深・4mのマウンドを設定した。



図-1 計算地形断面

3) 津波の計算条件

検討に用いた津波の波浪諸元を表-1に示す。津波は 図-2に示すように波高を約 6m一定として、周期を 6 分(360s)、30 分(1800s)、60 分(3600s)に変化させた。









図-2津波の入力波形

設定項目		設定値
	基礎式	ブシネスク方程式
計算手法	差分スキーム	【空間差分】スタッガード格子
		【時間差分】 ADI 法
	計算領域	図-1参照
	計算格子間隔	20m
	計算潮位	T.P.+0.75m
計算諸元	計算時間	3時間
	沖側境界	透過境界
	陸上境界	反射境界
	粗度係数	0.025

表-1津波伝播計算条件

2.1.3 計算ケース

表・1 に検討ケースを示す。計算では津波波形を一 定にして、3 種類の周期を設定した。なお、周期が 360 sのケースは防波堤を有する平面地形を想定し、波の 分裂に対する津波の防波効果について検討した。

表・2検討ケース

波高	周期(s)	地形条件			
	360 s	断面地形			
6.0m	1800 s	断面地形			
	3600 s	断面地形			
	360 s	平面地形(防波堤あり)			

2.1.4 検討結果

津波波形の出力地点を図-3に示す。

No.O	No.1 No.2	No.3	No.1	No.5	No.6	No.7
-		-	-		•	-
<						

(1) 断面地形 (平面図)

図-3津波波形の出力点

図-4~図-6は周期 T=360 s、T=1800 s、T=3600 sの 各出力地点の津波の計算結果である。

また、図-7は平面地形において **T**=360 s の津波に 対する各地点の津波波形を示す。

さらに、藤井ら(1996)が示した分裂状態の整理図 を図-8に示し、本検討の津波の条件を併記した。







-3.0

12

13 14 in)

tir

15

6.6地点水位变量



図-7 防波堤による津波の遮蔽効果



図-8ソリトン分裂の状態分類(藤井ら1996)

2.1.4 主な結果

- ①津波の周期が6分と短いときにはソリトン分裂の 現象が認められる。
- ②津波の周期が 30 分では水深が急変することにより分裂が一部認められる。

③津波の周期が 60 分ではソリトン分裂は発生しな い。

- ④平面地形の条件で、ソリトン分裂が発生した場合には、防波堤の遮蔽効果により、港内への伝達は低下する。
- ⑤計算に用いた地形は、水深および水平距離が短い ため、藤井ら(1996)の結果に比較してソリトン 分裂が発生しにくい結果となった。

金山進・清水琢三・磯辺雅彦, ブシネスク方程式を用いたサ ーフビート・水位上昇の平面二次元計算, 海岸工学論文集 第41巻, 1994

藤井直樹・大森政則・高尾誠・金山進, 津波の流速計算に関 する研究, 海岸工学論文集 第43巻, 1996

片山・佐藤, Boussinesq 方程式を用いた不規則波の浅水・ 砕波変形の計算法,海岸工学論文集 第40巻,1993

2.2人エサーフィンリーフに関する近年の動向

2.2.1 サーフィンの現状

1960年代から始められてきたサーフィンは、その愛 好家の数が徐々に増え、我が国でも約200万人もの愛 好家を持つスポーツとなってきた.国民100人に1人以 上がサーフィンをしていることになる.サーフィンは 全国各地で行われており、湘南では真冬でも週末には 数mに1人という非常に密な間隔でサーファーを見る ことができる.かつてはKGB(汚い、柄が悪い、貧 乏)などと言われていたサーファーのイメージも大き く様変わりしている.夏期の湘南では1時間500円でも、 数百台収容可能な巨大駐車場が満車状態であり、サー フボードを積んだ高級車も多く見られる.また、 ウェットスーツの高性能化や比較的容易にサーフィン ができるロングボードの隆盛などで、若い男性だけで なく、女性や中高年の愛好家も増えている.

人口が増えることで、サーフィンのカルチャーや ビジネスが発展し、地域が活性化する事例が増えてい る. 驚くことに過疎地域でも、サーフィンに適した波 が発生する場所では、若いサーファーが移住し、過疎 化問題を解消するとして歓迎されている. 過疎地域の 病院でも、サーフィンを愛好する看護師が集まる事例 なども見られる.

2.2.2 サーファーの混雑と海岸侵食等によるサーフ スポットの減少

海岸が混雑し、サーファー同士の接触事故、ある いはローカル(地元)サーファーとビジターサー ファーとの喧嘩などの問題が多発している.

このような混雑は、サーフィンそのものの性質に 起因している.まず、サーフィンは波が砕け始める場 所から乗り始めるスポーツであるため、波が砕け始め る場所(砕波線)に人が集中するという問題がある.

(ヨットやウィンドサーフィンなどのマリンスポーツ は、面的に広がった空間を利用できるため、混雑がさ ほど問題とならないが、サーフィンは砕波線しか利用 できないため、混雑しやすい.)また、サーフィンは 波の進行方向(岸沖方向)だけではなく、図-1のよう に波の進行方向と直角方向(沿岸方向)に滑るスポー ツであり、通常1人のサーファーが20~50m沿岸方向



図-1 サーフィンに適した横に砕ける波 浅い地形 (リーフ) が沖へ張り出している

に滑るため、1つの波を1人の波が占有することにな る.1時間に乗れる波は多くとも300波程度であるため、 混雑していれば1時間に数回しか乗れない場合も多い. このように混雑しやすい状況に、河川からの砂の 供給不足や、海岸・港湾構造物の建設に伴う海岸侵食 などがあいまって、サーフィンができる海岸は年々少 なくなり、我が国の海岸はサーファーで非常に混雑し ている.

2.2.3 人工サーフィンリーフ

サーフィンリーフに関する研究はハワイ大学の Walker et al. (1974)が、サーフィンに適した横に砕 けていく波の速度をPeel Velocityとして定義し、ハ ワイオアフ島のパイプラインなど、いくつかのサーフ スポットにあてはめて解析したことにはじまっている.

国内では徳島大学で、徳島県の海部川河口のいわ ゆるリバーマウス型サーフスポットの解析が実施され、 先駆的に吉田ら(1991)、中野(1993)らによってデルタ 型の人工サーフィンリーフを提案している.

そのほか,80~90年代には造船学等で数多くの サーフィンやサーフィンリーフに関する研究が実施さ れている.朝田ら(1987)のサーフィン波発生装置,工 藤ら(1986)の没水平板,木下ら(1989)の海洋波集波レ ンズ,藤原ら(1991)のレンズマウンド,鈴木ら,平石 ら(1994)のフレネル潜堤,武若ら(1994)のテーパー 型潜堤などがある.そのいくつかは,直接サーフィン には関係せずとも,波を平面的に制御するという点で, 参考になるものである.

ワイルドブルーヨコハマやシーガイアのオーシャ ンドームなどのウェーブプールは、これらの研究と同 時期に築造されている.ただし、残念ながら現在、こ れらのウェーブプールは現存していない.

一方,サーフィン人口の増加とサーフゲレンデが 減少するという傾向は,我が国のみならず世界各地で 見られる現象であり,人工サーフィンリーフが切望さ れている.

人工サーフィンリーフが実際に築造されたのは 2000年以降である. 最初の1箇所(カリフォルニアに 造成されたリーフ)(Pratte et al, 1989)は, 建設に 用いた土のうが砂地盤に埋没して失敗した. 建設され た場所が漂砂量の大きいバートラフ地形に設置された ことがその失敗の一因であった. 現在, 土のうを撤去 することが決定している.

残りの3箇所はオーストラリアの西海岸にある Cablesと東海岸Gold Coastに設置されたNarrowneckと 呼ばれるリーフ,さらにニュージーランドに造成され たMount Reefとよばれるリーフである.これらはサー ファーが怪我をしないように大型土嚢(ニュージーラ ンドでは長さ50m×幅5m×高さ3mの土嚢)で築造され ており、サーフィンに適した波が発生している.

しかし、いずれも稼働日数が低く、あまり評判が よくない、特にNarrowneckは、綺麗な砕波となってい るものの,築造前にメディアがいつでも良い波が発生 すると報じたこともあり,評判がよくない.

しかし、その後、これらの建設例を受けて急速に 人工サーフィンリーフへの期待が盛り上がり、現在イ ギリスや南アフリカなど世界各地で計画されている. 我が国でもその状況は変わらず、地域を活性化したい 過疎地域、あるいは、サーフィン人口の過密な都市域 でその期待が大きい.

我が国での検討事例も少なからずあり、未だに着 工に至った例はないものの、筆者が関連したものに徳 島県の浅川港周辺での検討事例と和歌山県の那智勝浦 湾での検討事例がある.ここでは、2章以降にその2例 について紹介する.

2.2.4 サーフィンに適した波

波は岸に近づき,浅い場所にくると波長(波速) が小さくなって,波高が大きくなり,最終的に砕波す る.このような波の性質は,防波堤や護岸の設計など で必要不可欠な情報であり,これまでの海岸工学で非 常によく調べられているため,ここでは述べない. サーフィンにおいてもこの波の性質を知ることは必要 不可欠であるが,そのほかサーフィン独特の波と地形 の性質がある.

サーフィンは図-1に示すような波が砕ける瞬間の 場所にいるのが最も良く、徐々に横に砕けていく図-2(a)のような海岸地形が最も良い.一方、海底地形が 図-2(b)のように直線的だと、波はいっきに砕けて サーフィンを続けることが困難となる.

図中,角度 α がWalker(1974)の定義したピール角 度(Peel Angle)であり,沿岸方向の速度がピール速度 (Peel Velocity)である.ピール角度が小さく,ピー ル速度が大きいほど,上級者向きとなる.



図-2(b) 岬の形が緩やかになると沿岸方向にいっきに波が 砕けるため、サーフィンが難しくなる

2.2.5 人工サーフィンリーフの検討事例

(1) 和歌山県那智勝浦での検討事例

図-3(a) は和歌山県のBig Wave Surferである角 直氏と設計したサーフィンリーフの模式図である.海 底にブーメラン型のリーフを築造し,波を徐々に砕け させようとしている.工費を抑えるため用いるリーフ の材料を減らすこととサーファーの安全性を保つため に、ブーメラン型としている.

図-3(b)はこの設計に際して行った数値シミュレー ション(Cadmas-Surf)であり,波高や周期,水深, 捨石粒径などを変えて砕波状況を調べた.Cadmas-Surfは,巻き波など複雑な水面形状を解くのにすぐれ ているものの,断面2次元であり、3次元的な現象を解 くには,現在,港空研の耐波研究室で開発している Cadmas-Surf 3Dが期待される.Cadmas-Surf 3Dは計算 時間がかかるため,計算機の高速化などによる高速化 が望まれている.

図-4はさらに水理模型実験を行った状況である. 対象性を考慮してリーフの半分の模型を水路に作成し て波を作用させている.波はリーフの先端から徐々に 砕け、サーフィンに適した波が発生している.



 数値シミュレーション結果(波が砕ける様子)
 沖の波の高さ1.6mの場合

 図-3(a)(上図)
 サーフィンリーフ模式図

 図-3(b)(下図)
 数値計算による砕波予想



図-4 水理実験模型の状況(1/25縮尺) 対称性を利用して半分の模型を作成した



図−5 砕波状況

(2) サーフィンリーフの防災機能

サーフィンリーフは図-6のように通常の潜堤と同 じようにその上で波を砕波させるため、リーフ背後で は波が小さくなる.特に注目すべきは、波の屈折効果 により波がリーフ先端部に集まってくるため、波の消 波性能が高くなる傾向にあることである.実験では最 大で波高が2割(エネルギーでは4%)まで小さくなっ ていた.一般住民はサーフィンリーフに対して、サー フィンをするために波を高くするため、周囲の海岸に 危険が及ぶのではないかというイメージを持ちがちで ある.しかし、実際には高波に対する防災機能を有し ている.



(3) 徳島県での検討事例

実現には至らなかったものの,徳島県においても人 エサーフィンリーフの検討が実施された.図-7~9は, 港空研波浪研究室の平山克也リーダーが実施した数値 計算の状況である.ここでは、デルタ型リーフ(ライ ト、レフトの波を作るリーフ)ともともとある地形を 利用した半デルタ型リーフ(ここではライトの波を作 るリーフ)が検討された.

2.1で紹介した水理模型実験と異なり、水面波形や 流速の状況が詳細に表現されていることが分かる. リーフ2 (Model3型) リーフ1 (Model1型)

図-7 徳島で検討された2つのリーフ デルタ型リーフ (Model1)と半デルタ型リーフ (Model2)







図-9 半デルタ型リーフでの流速分布 リーフの横側に サーフィンリーフ特有の離岸流が発生しているのが うまく表現されている

2.2.6 おわりに

(1) 人工サーフィンリーフの今後の課題

人工サーフィンリーフには、いくつかの課題がある.まず、サーファーが構造物に叩きつけられないか という①安全性の問題であり、人間工学とあわせた検 討が今後も必要である.防舷材のようなゴム材をリー フ上部に設けることも考えられる.

次に, ②サーフィンの稼働率であり, リーフの天 端水深を深くすると, 波が砕けなくなる. したがって, 潮位差の大きい場所では, リーフの天端高さを干潮時 と同じくらいにするなどの設計法を用いる必要があり, この場合, サーファーの安全性を考慮する必要性があ る.

(2) これからの人工サーフィンリーフへの期待

サーフィンリーフは、多目的潜堤と名づけられた りするものの、比較的サーフィンをするためという意 味合いが強く、高潮高波制御構造物としての価値が明 確でない.しかし、2.1で述べたように、海域制御構 造物としても十分機能する可能性が高い.

今後,老朽化する海域制御構造物には何らかの対 策が必要となってくる.さらに,海面上昇による高波 高潮を制御するため,新たな海域制御構造物の必要性 もある.これらの海域制御構造物として,ここで紹介 した屈曲した潜堤は一つの方策となりうるのではない だろうか.

サーフィンはハワイなどの観光地の魅力を上げる大 きな要因の一つである.人工サーフィンリーフは、都 市部ではサーフタウンを創造し、離島などでは観光資 源となっていくものと期待される.

参考文献

- Walker J.R., R.Q. Palmer and J.K. Kukea(1972) : Recreational surfing on Hawaiian reefs, Proc. of 14th Coastal Engineering, ASCE, pp.2609-2628,1972.
- 2) Pratte T.P., J.R. Walker, P.E. Gadd and C.B. Leidersdorf : A new wave on the horizon towards building surfing reefs nearshore, Coastal Zone, 1989, pp.3403-3411,1989.
- 3)朝田宏・山岸直人・山下誠也:サーフィン波発生装置, 第2回波浪エネルギー利用シンポジウム講演集, pp. 191-198, 1987.
- 4)工藤君明・續辰之介・今井貫爾・秋山義信:没水平板の 集波効果に関する研究ー凸レンズ型没水平板による波の 変形解析,日本造船学会論文集,No.160,pp. 217-225,1986.
- 5) 木下健・村重淳:海洋波集波レンズー細長体理論による 特異点分布-,生産研究,41,10,788-791,1989.10.
- 6)吉田善昭・中野晋・増味康彰・三井宏:サーフィンに適 する波と人工リーフの関係,海洋開発論文集, Vol.7, pp. 113-118, 1991.
- 7)藤原隆一・芳田利春・宇田高明・小俣篤:レンズマウンドの消波特性と構造物周辺の波高分布・海浜流の予測, 東洋建設技術研究所報告,第18巻,pp.13-27,1991.
- 8) 中野晋・吉田善昭・中野孝二・三井宏(1993):サーフィンに適するデルタ型リーフ周辺の流れと漂砂,海洋開発論文集, Vol.9, pp.229-234.
- 10) 武若聡・入江功・黒田寛: テーパー型潜堤による波向制御,海岸工学論文集,第41巻, pp. 726-730, 1994.
- 11) 鈴木康正・上原功・富田康大・望月徳雄・平石哲也:フ レネル潜堤による波向・波高変更効果に関する模型実験, 海岸工学論文集,第42巻, pp.701-705,1995.
- 平石哲也:小型潜堤を用いた海浜安定工法に関する模型 実験,港空研資料, No. 896, 1998.

セッション3 一公開版NOWT-PARIの概要お よび適用例一

3.1 隅角部における波高増大の検討

3.1.1 はじめに

港湾の主要施設である防波堤の平面形状について, 機能性,経済性の理由から通常,防波堤は直線形状 をとることが多い.しかし,航路や泊地の確保など の利用上の制約や漂砂,海象条件などの理由によっ て,直線形状から羽堤の形状をとることがある.そ の際,隅角部においては,羽堤からの反射波の影響 で,羽堤のない場合に比べて,波高が増大すること が知られている.

隅角部における波高増大の影響については,小 舟・大里(1976)が,凹形状の隅角部を有する防波堤 前面の波高分布の解析方法を示している.小舟らは 防波堤をN-1個の要素に分割してそれぞれの反射率 を設定して,防波堤前面波高を算出している.

また、「港湾の施設の技術上の基準・同解説, (社)日本港湾協会,2007」では、隅角部の波高増 大を検討する際には、小舟・大里のような計算機に よる手法の他,波高分布の算定図や近似解法も示し ている.さらに、不規則性を考慮することが必要で あると記載されている.

しかし、これらの方法は、防波堤の周辺で入射波 高、周期、波向、Smax、水深等の海象、地形条件を 一定と仮定している.また、反射波を低減するため に消波ブロックを設置した際、羽堤部に対する入射 角に関わらず、直入射と同じ反射率として扱ってい ることから、必ずしも実現象を反映していない可能 性があると考えられる.

本検討は、隅角部を有するモデル防波堤に関して、 ブシネスク方程式モデルと既往の小舟・大里の手法 を用いて、来襲波浪の隅角部での波高増大率を算出 し、両者の特性を把握することによって、今後の港 湾構造物設計に資するものである.

3.1.2 計算条件

(1) 対象港形, 地形

本検討では、図-1に示すような直線防波堤と約 110°の開角をなす羽堤によって隅角部を有するモ デル防波堤を検討対象としている.通常,防波堤の 隅角部は120~165°程度の開角であることが多いが, 本モデル防波堤はそれらよりも開角が小さい.

また、図-1の等深線から防波堤の前面海域は凸形 状であることがわかる.モデル防波堤に来襲した波 浪は水深の影響を受けて、波高や波向などが変化し ていると推定される.

(2) 対象波浪

本モデル防波堤に来襲する主な波浪は表-1に示し、 入射波浪と隅角部の関係を図-2に示す.検討対象波 浪に対して,最も波高の大きい波浪1(波高7.4m) は羽堤から約9°の角度で来襲し,羽堤部に対して ほぼ沿い波となることがわかる.波浪2および波浪3 については,波浪1よりも波高は小さくなるが,羽



図-1 検討モデル防波堤周辺地形



図-2 モデル防波堤と入射波浪の関係

表-1 計算対象波浪

油泊	波高	周期	羽堤からの角度
议议	(m)	(s)	(°)
1	7.4	12.3	9
2	6.4	12.2	22
3	5.4	11.9	34

堤に対する入射角が大きくなるため,波浪1よりも 波高が増大する可能性がある.

以下では、便宜的に、図中の600m区間を直線部、 屈曲後の300m区間を羽堤部と呼ぶことにする.

3.1.3 隅角部における波高増大率の算定

通常,防波堤設計については,進行波を用いて設計する.隅角部における波浪増大を設計に取り入れるには,進行波に隅角部からの波高増大率を乗じるという方法によって,隅角部の影響を考慮することができる.

以下では、既往の手法とブシネスク方程式モデル によって、隅角部による波高増大率を算出する.

(1) 既往の手法による波高増大率の算定

モデル防波堤の隅角部による波高増大を検討するために、小舟・大里の方法によって、入射波浪に対



図-3 既往の手法による波高増大率の計算結果

表-2 既往手法での増大波高の算出結果(隅角点周辺)

波浪	波高(m)	増大率	波高 (m, 増大率考慮)
1	7.4	1.47	10.88
2	6.4	1.57	10.05
3	5.4	1.58	8.53

する防波堤前面波浪の増大率を算出した.

上述したように、本手法では、水深は隅角点付近 の14.4mで一様とし、Smaxについても全区間を通し て14で一定として取り扱っている.また、羽堤部や 直線部からの反射率は、1.0と設定した.本手法の 出力解は入射波高に対する防波堤前面波高の比とい う形で算出されるため、入射波高の絶対値を評価し ている訳ではない.また、解析結果は重複波高と なっているため、全て完全反射と設定している本 ケースでは、前面波高を1/2倍したものを隅角部に よる増大率としている.

検討モデル防波堤の隅角部周辺における波高増大率の算出結果を図-3に示す.図のx軸は,隅角点を 基準にして,直線部方向に隅角点からの距離である. 図から,隅角部付近の増大率について,波浪1では 増大率1.47,波浪2では増大率1.57,波浪3では1.58 となった.

増大率の算出結果から隅角部による波高増大を考 慮した波高を算出し,**表-2**に示す.羽堤に対する入 射角の関係で,増大率は波浪1,波浪2,波浪3の順 に大きくなるが,入射波浪に乗じると増大率の一番 小さい波浪1が波高としては最も大きくなることが わかる.

(2) ブシネスクモデルによる波高増大率の算定

次に, ブシネスク方程式モデルを用いて隅角部の 波高増大を検討する. 検討に用いたブシネスク方程 式モデルはNOWT-PARI(4.6c)である.

計算条件は表-3に示すとおりである.計算領域に ついては、無反射境界を含めて1870m×2655mであり、 解析対象範囲は1250m×2035m、格子間隔は5mである. 本検討では、既往の手法と比較するために、以下 の3つのケースを検討している.

a)水深一定で砕波の影響が入らないような波高を 入射させたケース

二 佐友 山

衣-3 計算条件					
項目	設定値				
有義波高	7.4m/6.4m/5.4m				
周期	12.3s/12.2s/11.9s				
波向 (羽堤からの角度)	9° /22° /34°				
Smax	14				
成分波数	512				
入射水深	25m				
入射波スペクトル	合田修正BSスペクトル				
計算領域	$1250\mathrm{m} \times 2035\mathrm{m}$				
(無反射領域含む)	(1870m×2655m)				
格子間隔	5m				
造波時間	安定後100波				



図-4 隅角部有時の波高1での有義波高分布(ブシネスク モデル)



図-5 防波堤延長時の波浪1での有義波高分布 (ブシネス クモデル)

- b)水深を一定として,対象波浪を入射させたケース
- c)水深変化を考慮して,対象波浪を入射させた ケース

計算結果のサンプルとして、ケースc),波浪1での計算結果を図-4に示す.図から隅角点周辺で波高が集中し、増大していることがわかる.また、隅角点から直線部方向には、腹と節が交互に現れていることが分かる.

ブシネスクモデルの波浪変形計算においては、完 全反射としても重複波高が必ずしも入射波の2倍と ならないため,波高増大率は、以下のように算定している.

- i) 隅角部を有する防波堤に対してブシネスク方 程式モデルによって防波堤前面波高を算出す る.
- ii) 図-5に示すように隅角部や堤頭部の影響が計算されない程度まで防波堤の直線部を延長し、
 隅角部の影響を考慮しない重複波高を算出する.
- iii) 隅角部の影響を含んでいる重複波高i)から隅 角部の影響を含んでいない重複波高ii)を除 して、隅角部による波高増大率を算定する.

ブシネスク方程式モデルによって算出した波高増 大率をケースa),b),c)それぞれ,図-6~8に示す. ケースa),b),c)での隅角部周辺での波高増大率 を表-4にまとめる.表-4からa),b),c)それぞれの ケースによって,波高増大率が変化することがわか

(3) 考察

る.

既往の手法とブシネスク方程式モデルでの計算結 果について比較すると、ケースa)については、水深 を一定とし、砕波についても発生しない波高を入射 させているため、既往の手法(図-3)と同等の条件と なる.波浪1~3について既往の手法に比べて、0.01 ~0.05程度増大率が小さい値となっているが、ほぼ 同程度の計算結果が得られている.

ケースb)に関しては、水深は一定であるが、水深 14.4mに対して5~7m程度の波高を入射させているた め、砕波等の影響で入射境界に比べて防波堤前面で の入射波高が小さくなっている可能性が高い. さら に、羽堤による反射波と進行波の重ね合わせ波浪が 防波堤の直線部で重複波と形成する際、水深に対す る波高の割合が大きくなるため、既往の手法での計 算結果に比べて、波高増大率が小さくなっているも のと考えられる.

ケースc)については、水深変化を考慮しており、 入射した波浪が水深の影響を受けているため、既往 の手法での増大率と0.25程度の差が生じている.こ れは、隅角点に入射する波浪が、凸の水深地形に よって、より防波堤に沿う方向に波向が変化し、羽 堤との角度が小さくなるため、隅角部による増大率 がケースb)に比べてさらに小さくなっていると考え られる.

既往の手法とブシネスク方程式モデルのケースa) ~c)の計算結果から,計算条件,手法によって,隅 角部の波高増大率は様々に変化することがわかった.

3.1.4 消波ブロックによる波高増大率の低減

隅角部では急激に波高が増大する傾向があること から、隅角部周辺に消波ブロックを設置して、波高 や波力を低減する対策を取ることが多い.

本検討においても,消波ブロック設置による波高 増大の低減を試みる.



隅角部からの距離(m)

図-8 c)水深変化有りでの波高増大率

表−4 隅角部での波高増大率のまとめ

	波高 (m)	波高増大率					
波浪		既往の 手法	a)水深 一定, 波高小	b)水深 一定	c)水深 変化有		
1	7.4	1.47	1.42	1.30	1.23		
2	6.4	1.57	1.52	1.37	1.22		
3	5.4	1.58	1.57	1.43	1.33		

消波ブロックを配置し、隅角部における波高増大の 低減を試みた.本手法では、入射波の防波堤への入 射角に関係なく、消波ブロックを設置した区間では、 設定した0.4の反射率で反射する. 計算結果として,波浪1を対象として,隅角点から羽堤側に消波ブロックを50mおよび100m設置した



際の波高増大率を図-11に示す.比較対象として, 消波ブロックを全く設置しない場合の結果も示して いる.図から消波ブロックを設置しない場合(増大 率1.47)に比べて,50m消波ブロック設置では,増 大率1.32に,100m消波ブロック設置では,増大率 1.25に低減していることがわかる.また,消波ブ ロックによる増大率の低減は,隅角点から70~80m (半波長)程度の範囲で顕著に現れている.

(2) 反射率の検定

ブシネスク方程式モデルを用いて,消波ブロック 設置に伴う隅角部の波高増大の低減効果を検討する 前に,検討条件に対する消波ブロックの反射率特性 を把握する必要がある.検討モデル地形を対象とし て,図-10に示すような一次元水路を用いて,反射 率の検定を行った.

本検討では、図-11に示すように、隅角部に入射す る波浪は羽堤に対して沿い波で進入する.その結果、 直入射の場合に比べてエネルギー吸収帯を通過する 距離が長くなり、直入射よりも反射率が低下すると 考えられる.これは、実際に波浪に対しても起こり うる現象であるが、エネルギー吸収帯の設置幅に よっては、波浪を過小評価する危険性があるため、 設置幅には留意する必要がある.そこで、可能な限 り少ないメッシュで所定の反射率を得るために、エ ネルギー吸収帯を2~4メッシュ(10~20m)で設定し、 エネルギー吸収係数をメッシュ毎に変えて配置し、 反射率の感度分析を行った.

感度分析の結果,エネルギー吸収帯が3メッシュ (15m)で反射率0.54程度,4メッシュ(20m)で0.42程 度を得た.今回の対象モデル防波堤に来襲する波浪 が,羽堤部に沿って斜め入射するため,エネルギー 吸収帯の平面形状を精度よく再現することを優先し て,やや反射率は高いが3メッシュ,反射率0.54を 採用した.

(3) ブシネスク方程式モデルによる計算結果

次に,ブシネスク方程式モデルを用いて,(2)で 採用したエネルギー吸収帯を設置して,消波ブロッ クによる波高増大の低減を試みた. 計算対象としては,既往の手法と同様に,波浪1 を対象とし,消波ブロックを隅角点から羽堤側に



図-10 一次元水路のイメージ図





図-13 波高増大率 (ブシネスクモデル, 消波工有)

50mおよび100m設置したものを検討した.

図-12に本モデルで計算した防波堤前面波高の分 布を示す.図から消波ブロックを全く設置していな い場合に比べ,50m,100m消波ブロックを設置した 場合は,急激に波高が小さくなっていることがわか る.

次に、図-12中の○(重複波)で各ケースの前面波 高を除した波高増大率を図-13に示す.図から隅角 点周辺での増大率は、1.23(消波工無し)、1.05 (消波工50m)、0.96(消波工100m)となった.図-12から、ブシネスクモデルでの計算結果には、重複 波の腹と節が現れていることがわかる.そのため、 節的な区域の重複波高を腹的な区域の重複波高で除 すと、1.0を下回ることがある.これは、設計波と 異なる波長の波浪が来襲した際には、このような腹 と節の区域が変わり、設計波よりも大きな波浪とな ることが想定される.

そのため、前後半波長、すなわち1波長間に腹的 な区域が含まれているという仮定のもと、前後半波 長間の最大値を算出し、それらを用いて波高増大率 を算出した.前後半波長間の最大値を図-14に、算 出した波高増大率は図-15に示す.〇の重複波は前 後半波長間に節的な区域が含まれているという仮定 のもと、前後半波長間の最小値を算出している.な お、図-12および図-13から、隅角部から150m以降は ほぼ変化がないため、隅角部による波高増大の影響 は、隅角点から約1波長の150m程度であることがわ かる.図-15に示した波高増大率では、1.25(消波 工無し)、1.06(消波工50m)、0.98(消波工 100m)となった.

(4) 考察

隅角部周辺に消波ブロックを設定した場合の波高 増大率について、ブシネスク方程式モデルの場合、 消波ブロックを設置すると既往の手法に比べて、増 大率が大きく低下する.これは、既往の手法では入 射波浪と羽堤のなす角に関係なく反射率0.4として 計算しているが、ブシネスク方程式モデルは、消波 ブロック設置区間の平面形状を考慮しており、波浪 の入射角によって、エネルギー吸収帯を通過する区 間が変わり、直入射に比べて反射率が小さくなって いることに起因していると思われる.さらに、前述 のように、ブシネスク方程式モデルで水深変化、 高の違いを考慮すると、本モデル防波堤の場合、隅 角部の増大率は小さくなることにも起因している.

3.1.5 まとめ

本研究では、隅角部を有するモデル防波堤におい て、小舟・大里の既往の手法とブシネスク方程式モ デルによる手法を用いて、隅角部周辺で増大する防 波堤前面波高の波高増大率を検討した.

主要なまとめを以下に示す.

検討モデル防波堤においては、既往の手法による増大率とブシネスク方程式モデルによる増大率を比較すると、同一条件での計算では、ほぼ同様の結果となる.しかし、ブシネスク方程式モデルでは、水深やSmax等の変化の影響を考慮



図-14 前後半波長毎の最大値を用いた防波堤前面波高分 布 (ブシネスクモデル, 消波工有)



図-15 前後半波長毎の最大値を用いた波高増大率(ブシ ネスクモデル,消波工有)

していることから,水深変化,大きい波高を入 射させた場合の波高増大率は既往の手法に比べ て,25%程度小さくなった.

隅角部周辺に消波ブロックを設置した際、ブシネスク方程式モデルでは、設置した消波ブロック幅を考慮した反射波を算出するため、反射率を一定で与えている既往の手法による波高増大率よりも大幅に小さくなる。

消波ブロック設置部分に斜め入射する波浪に対す る反射率について、ブシネスク方程式モデルでは平 面形状を考慮したエネルギー吸収帯を設定している. しかし、適切なエネルギー吸収帯幅に適切なエネル ギー吸収係数を設定できているかは、直入射での反 射率で検証しているにすぎず、実際の斜め入射に対 する反射率を適切に設定できているかは不明である.

今後は、断面や平面の水理模型実験等によって、 斜め入射に対する反射率とブシネスク方程式モデル でのエネルギー吸収帯の関係について検証が必要で ある.

参考文献

- 小舟浩治,大里睦男:防波堤隅角部付近の波 高分布に関する研究,港湾技術研究所報告, 第15巻,第2号, pp. 55-58, 1976.
- (社)日本港湾協会:港湾の施設の技術上の 基準・同解説,2007.

3.2 長周期波浪場の再現計算への適用と係留船舶の 動揺推定に関する検討

3.2.1 はじめに

港内静穏度に対する長周期波の影響については, 「港内長周期波影響評価マニュアル」((財)沿岸技 術研究センター,2004)の中で,波浪場に現れる長 周期波の波高に対する荷役限界波高が設定され、こ れを基に荷役稼働率で評価する標準解析法が示され ている.現在,長周期波の港内静穏度については, この方法が多用されている.ただし、この方法にお ける長周期波の評価は、船種船型を指標に3つの条 件に区分した荷役限界波高で与えられているに過ぎ ない.この方法は、荷役許容動揺量に船体動揺量が 一致する波高レベルをあらかじめ計算し、それを荷 役限界波高として目標値に設定して港内に出現する 波高で評価がなされるというものである.しかし, 船舶の荷役状況は船体動揺によって決まるので、本 来は波高ではなく船体動揺量を再現し、これを用い て荷役の可否を判断すべきである.

港湾内の波浪場の算定には、先のマニュアルでブ シネスクモデルの使用が推奨され、実務分野におい て多用されているが、長周期波浪場の再現結果を係 留船舶の動揺計算に精度よく引き継ぐには、長周期 波を再現するスペクトル形と船体に作用する波強制 力を波浪場の推算結果から妥当に算定することが必 要である.しかしながら現状では,長周期波スペクト ルについては、平石(1999)のエネルギーレベルを 一定とする近似型が示されているものの、長周期波 側でエネルギーピークを考慮したスペクトル形は見 当たらない.また,波浪場情報を船舶動揺に引き継 S(f)ぐ方法については、船舶停泊位置での波高の推定値 や、港湾形状から推定した波向きをもとに、入射波 を別途設定して動揺の算定を行っており、動揺計算 の結果は港内の波浪計算の結果を十分に反映したも のになっていない. そこには、より合理的な取り扱 いが必要である.

そこで、本報告では、長周期波側にもエネルギー ピークを有するデュアルピーク型スペクトルとして、 長周期波側を再現する3つのスペクトル形を提案し、 志布志港で測得された港内外の連続波浪観測との比 較検証を通じて、平石(1999)の近似型を含め、モ デルの妥当性を評価することを試みた.また、波強 制力の算定法は、ブシネスクモデルによる波浪場の 解析結果を用いて、ポテンシャル理論により船体境 界位置での入射波(船体に対する)のポテンシャル を算定し、固定船体による入射波の擾乱のポテン シャル(回折散乱波ポテンシャル)に関する境界値 問題を導き、それを解くことによって船体に作用す る波強制力を算定しようとするものである.さらに、 これらを基に、遅延関数法を用いた動揺解析により 船舶の6自由度を推定するものである.

3.2.2 長周期波スペクトルの提案

(1) デュアルピーク型スペクトルの一般型

長周期波が問題となる港湾では、波浪の連続観測 データを用いて周波数スペクトルを描くと、長周期 波側にも顕著な凸型のピークが現れる場合が多い. 図-1は新たに提案した長周期波側のピークを考慮し たデュアルピーク型スペクトルの一般的な分布形を 示したものである.長周期波領域は、低周波数側の 下限境界となる下限周波数 fmin から風波との境界と なる境界周波数 fba を範囲とし、この間を周波数 f_{B1} , f_{B2} とで, ピーク領域(長周期波2)とフラッ ト領域(長周期波1,3)に区分する.長周期波領域 のピーク周波数とそこでのエネルギーレベルおよび フラット領域のエネルギーレベルは、対象とする港 湾ごとに決められるべき性質ものである.本文は長 周期波浪場の計算において、入射波スペクトルの形 状による港内のスペクトルの再現性を検討すること が目的であることから、今回の検討においては、計 算値との比較検証の対象に用いた観測スペクトルか ら読み取って設定し、フラット領域のエネルギーレ ベル下限値SLmin は長周期領域のパワーが、用いた 観測スペクトルの長周期領域のパワーと一致するよ うに設定している.





(2) 長周期波スペクトル3タイプの提案

長周期水面変動を対象とする場合,通常用いられ る程度の計算領域サイズで風波の波高が比較的小さ い場合は,風波の非線形効果による長周期成分への 影響はほとんど表れない.したがって,長周期波の みを対象とする場合には,適切な長周期波スペクト ルのみを用いることで計算負荷の少ない再現が可能 である.長周期波の波浪場を再現するスペクトル形 として,平石(1999)が風波との境界周波数より小 さい長周期波領域でエネルギーレベルを一定値で表 す近似型(図-2(d))を提案している.これに対し, 図-2(a)(b)(c)に示す3タイプの長周期波スペクトル 分布(近似型も併記)を提案する.





(a) BS型

BS型は、風波におけるBretschneider-光易型(BS型)スペクトルの関数形を、長周期スペクトルの ピーク近傍の分布形として用いるもので、スペクト ル形は式(1)で表され、エネルギー密度が一定のフ ラット部分との境界周波数 $f_{B1} \ge f_{B2}$ は、長周期ス ペクトルのパワーが観測スペクトルと等価となるよ うに設定される. なお、平石(1999)も Bretschneider-光易型のスペクトル形を現地長周期 スペクトルのタイプに応じて当てはめる方法も提案 している.

$$S(f) = \begin{cases} S_{L\min} & (f_{\min} < f \le f_{B1}) \\ a_L f^{-5} \exp(-b_L f^{-4}) & (f_{B1} < f \le f_{B2}) \\ S_{L\min} & (f_{B2} < f \le f_{ba}) \end{cases}$$
(1)

スペクトル・パラメータ a_L, b_L はBretschneider-光易型(BS型)の係数を採用し、ピーク周波数 f_n とともに式(2)で与えられる.

$$a_L = 0.257 \frac{H_{L1/3}^2}{T_{L1/3}^4}, \quad b_L = \frac{1.03}{T_{L1/3}^4}, \quad f_p = \frac{1}{1.05T_{L1/3}}$$
 (2)

式(2)における有義値 H_{L1/3} と T_{L1/3} は,波浪観測 データから抽出した長周期成分から求めた有義値で はなく,スペクトルのピーク値とピーク周波数を, 見かけ上観測値と一致させるために観測スペクトル のピーク周波数とそこでのエネルギーレベルから逆 算して求まる値である.

(b) 指数関数型

指数関数型は、BS型と同様、スペクトルの関数形 としてBretschneider-光易型を用いるものの、観測 値によりよく一致するように、式(3)に示す周波数 の累乗値nを可変化させたもので、3タイプの中で は現地観測の長周期波スペクトル分布を最も再現す る形となっている.

指数関数型もエネルギー密度が一定のフラット部分をもち、境界周波数 f_{B1} と f_{B2} は、BS型と同様、スペクトルのパワーが観測スペクトルのパワーと等価となるように設定する.

$$S(f) = \begin{cases} S_{L\min} & (f_{\min} < f \le f_{B1}) \\ a_L f^{-n} \exp(-b_L f^{-(n-1)}) & (f_{B1} < f \le f_{B2}) \\ S_{L\min} & (f_{B2} < f \le f_{ba}) \end{cases}$$
(3)

(c) 三角形型

三角形型は観測スペクトルのピーク値を頂点とし て、そこから上限と下限周波数まで直線状にスペク トル密度を変化させたもので、両端におけるスペク トル密度の下限値は、BS型、指数関数型と同様、長 周期波スペクトルのパワーが等価となるように設定 する.

(3) 観測値と計算値との再現検証

長周期波による平面波浪場の再現計算には,平山 (2002)がエネルギー吸収関数を実務で汎用的に使え るように改良したエネルギー吸収帯(高次型スポン ジ層)を有するブシネスクモデルNOWT-PARI Ver.4.6β(改良版)に対して,先に示した長周期 波スペクトルを組み込んだ数値モデルを用いた.現 地観測との比較には,造波境界に近い枇榔島沖合の 海底波高計地点と,さらには港内の係留船舶の長周 期動揺を観測した際に同時に観測した若浜埠頭付近 のSt.Bをモニター地点に選び,統計波高としてのス ペクトル分布で検証を行った.



図-3 志布志港を対象とした解析地形

対象とした地形は、図-3に示すように実港湾に対

して平面モデル港湾を使い、図-2の4タイプの長周 期波スペクトル形を入射波とする再現計算を通じて 現地観測値と比較した.今回使用した平面モデル港 湾は,陸線境界を直線状にとり,海底地形を汀線に 平行な等水深線にとって簡略化した仮想港湾である. これは計算にあたり、港湾地形を単純化することを 意図したものであり、

長周期波を再現するスペクト ル形の特徴を、波浪場においてより明瞭に引き出す ための工夫である.この平面モデル港湾は、志布志 港を対象に,平面空間(岸沖方向11,300m×沿岸方 向17,400m)を切り取ったものである.水深hは 20.0mから5.0mまでとり,沿岸方向に平行な勾配水 深としている.長周期波の入射波はSSEからの一方 向波で与えた.長周期波側の下限周期は300秒に設 定し,風波との境界周期は,平石の近似型では,平 石(1999)による風波のピーク周波数から境界周波 数を定める方法に倣う.一方,提案した3タイプに ついては観測スペクトル分布から目視で境界周波数 を定めた. 波の作用時間は最短周期の波が計算領域 に行き渡ってさらに造波境界に戻ってから後1時間 とした.陸線境界および構造物境界は完全反射とし, 空間差分/xは25m,時間差分/TはT/400秒,スポン ジ層厚Fは西井ら(2007)の検討結果を基に水深20.0m で周期300秒のときの1.0波長に相当する4200mを与 えた.計算結果の比較は、長周期波が発達し、ほぼ 定常状態に達したと判断される1時間のデータを用 いた.

4タイプの入射波スペクトルを1時間作用させて得られた枇榔島での水面変動の時系列から算定した長 周期波スペクトルを図-4に示す.



これによると、モデル化した入射波スペクトルの 内、周波数スペクトル密度を一定値で与える近似型 修正BSでは、高周波側にいくつかのスペクトル密度 のピークを生じ、境界周波数側に向かって高いエネ ルギーレベルを保持する傾向がある.これに対し、 ある程度ピーク周波数近傍のスペクトル分布を再現 したBS型、指数関数型および三角形型では、ピーク 周波数付近で高いエネルギーレベルを保持し,かつ 境界周波数側に向かうにつれて観測スペクトルと同 様のエネルギーレベルの減衰が生じている.

次に,港内の波浪観測の内,岸壁(-12m)と志布志 サイロバースの境界付近にあるSt.Bについて両者を 比較したものを図-5に示す.



このとき、観測スペクトルに関して、沖合のナウ ファスではスペクトル密度のピーク(114秒)を持 つほぼ凸型のスペクトル分布を示すのに対し、観測 スペクトルには明瞭な3つのピーク(120秒, 67秒, 31秒)が生じている. 観測スペクトルに現れる3つ のモードについて、計算スペクトルとの比較を見る と、120秒近傍の第1モードに関しては、一定値を 仮定する近似型修正BSでは計算値が観測値を大きく 下回りそのピーク周波数も小さく、より長周期側に 現れる傾向がある.これに対して、観測値に現れる 長周期領域のピーク形状を近似するBS型,指数関数 型および三角形型では、いずれも近似型修正BSに比 べて観測スペクトルのエネルギーレベルに近い値を 取っており, ピーク周波数も観測値に近くなってい る. 特に目立つのは、近似型修正BSでは120秒から 80秒あたりで観測値から大きく外れており、このあ たりに共振周波数を取ることが多い比較的大型の係 留船舶について、この波浪推算の結果を用いて長周 期動揺の推定を行うと,推定結果に大きな差異が生 じる可能性が考えられる.

3.2.3 波強制力の算定法と動揺解析

(1) 算定法の概要

図-6に示す湾内に係留されている船舶について考える.実際には船体が係留されているが,ブシネスクモデルを用いた波浪計算では船体は考慮しない. 波浪場は線形動揺の範囲では,入射波のポテンシャル,回折散乱波ポテンシャル,および船体が動揺(6 モード)することによるラディエーションポテン シャルの総和で表現されるが,波強制力は入射波ポ テンシャル Φ_I と、回折散乱波ポテンシャル Φ_D との和 $(\Phi_I + \Phi_D)$ で算定される.このあたりの考え方は、吉田ら(2008)のものに準拠するものである.



図-6 波浪計算の領域と係留船舶

まず,船体近傍の海域は近似的に一定水深と見な せると仮定すると,ポテンシャルは,次のような変 数分離形で表わすことができる.

$$\Phi = \phi(x, y)Z(z) \tag{4}$$

このとき平面閉領域内の任意点でのポテンシャル $\phi(x, y)$ は、境界線 D上におけるポテンシャルとその法線微分値が与えられれば、グリーンの定理により、次の形の積分によって算定することができる.

$$\phi(X) = \frac{1}{\alpha} \oint_{D} \left\{ \phi(X_{b}) \frac{\partial}{\partial v} G(R) - G(R) \frac{\partial}{\partial v} \phi(X_{b}) \right\} ds \quad (5)$$

ここで、G(R)は ϕ が満足すべきヘルムホルツ方 程式の基本解、 α は基本解によって異なる値をと る定数、Rは関数値の算定点X(=x,y)と境界線上 の点 X_b との距離 $|X_b - X|$ 、vは境界に垂直な法線 である、そこで、図-7に示す船体を囲む閉領域(境 界*abcd*)を考え、式(5)を用いて境界線上の入射波 ポテンシャルから船体境界上の入射波ポテンシャル 値を算定することを考える、



図-7 仮想境界 abcd と船体境界

境界線abcd上のポテンシャル値は、ブシネスク

モデルで得られた水面変動と流速変動(境界に垂直 な成分)をフーリエ展開し、各周波数成分の振幅と 位相とが, ポテンシャルおよびその法線微分値と成 す関係を用いることで得られるため、これを式(5) の関係に用いることで船体境界位置における入射波 のポテンシャルΦ,を周波数成分ごとに算定するこ とができる.船体周りの入射波のポテンシャルが定 まると、回折散乱波ポテンシャル Φ_n についての境 界値問題を導くことができて、これを解くことによ り Φ_{p} を定めることができる. Φ_{l} と Φ_{p} の周波数成 分ごとに波力を算定し、それらに対して位相を考慮 して合成すると、最終的に波強制力の時系列が得ら れることになる.これが算定法の概略である.なお, 回折散乱波およびラディエーションによる散乱波の 一部は遠方にある防波堤や護岸などによって反射さ れ,再び船体に入射することになるが,その影響は 無視できるほど小さいと仮定している.ただし,接 岸岸壁からの反射波の影響は厳密に考慮される.

(2) 速度ポテンシャルの固有関数表示

解析には三次元領域分割法(ポテンシャル接続法)を用いる.三次元領域分割法では,流体域に関して自由水面を有する船体外部の領域(1)と船体底面下の領域(2)に分割して一般解を求め,そして両水域の接合部で連続条件を満たすように解を決める方法である.この方法は,船体の鉛直断面が矩形という制限があるものの,任意の形状の船体について計算ができる三次元特異点法に比べ,計算時間が少なくかつ比較的精度よく解析できることが知られている.このとき,流体運動の速度ポテンシャル(周波数成分)は,各領域に関して次のように固有関数展開の形で表すことができる.

●船体外部の領域(1)

$$\Phi_{1} = (\phi_{I} + \phi_{D}) \exp(-i\sigma t)$$

$$= \frac{g\varsigma_{0}}{\sigma} \left\{ f_{I}^{(0)}(x, y) Z_{1}^{(0)}(z) + \sum_{n=0}^{\infty} f_{D}^{(n)}(x, y) Z_{1}^{(n)}(z) \right\} \exp(-i\sigma t)$$
(6)

●船体底面下の領域(2)

$$\Phi_{2} = \phi_{2} \exp(-i\sigma t)$$

$$= \frac{g\varsigma_{0}}{\sigma} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \varphi^{(s)}(x, y) Z_{2}^{(s)}(z) \right\} \exp(-i\sigma t)$$
(7)

ただし、 G_0 は基準となる波高、 σ は角周波数、 $f_I^{(0)}(x,y)$ は入射波ポテンシャル、 $f_D^{(n)}(x,y)$ は回 折散乱波ポテンシャル、 $\varphi^{(s)}(x,y)$ は船体底面下の 流れ場ポテンシャルを表す無次元の関数、 $Z_1^{(s)}(z)$ および $Z_2^{(s)}(z)$ は変数*z*に関する固有関数である.

(3) 仮想境界 abcd 上の入射波ポテンシャル

ブシネスク方程式を用いて計算された波浪場の仮 想境界線上の物理量は、各格子に対応して水位変動 の時系列データと境界線に垂直な流速変動の時系列 データとして得られる.これらの時系列データ計算 点は、図-7に示す波浪場の●印である.ブシネスク 方程式を用いて計算された水位変動の時系列に関し て周波数成分を用いてフーリエ級数で表すと、次式 のようになる.

$$\eta_{B}(t) = \sum_{n=0}^{N/2} \operatorname{Re}[\varsigma^{(n)} \exp(-i\sigma^{(n)}t)]$$
(8)

一方,水面振動と速度ポテンシャルの関係より周 波数成分波 $\eta(t)$ は次式のように表せる.

$$\eta(t) = \operatorname{Re}\left[i\frac{\sigma}{g}\phi_{I}\exp(-i\sigma t)\right]_{Z=0}$$
(9)

式(8)と式(9)より、境界条件は次のようになる.

$$f_{I}^{(0)}(x,y) = -i\frac{\varsigma(x,y)}{\varsigma_{0}}$$
(10)

同様に流速変動からは次の関係が得られる.

$$\overline{f_I^{(0)}}(x,y) = (kh)^2 \frac{V(x,y)}{\sigma_{\mathcal{L}_0}h}$$
(11)

(4) 船体周りの入射波ポテンシャル

境界 *abcd* を N 個の要素 ΔS_j に分割し,要素上の 速度ポテンシャルとその法線方向微分値は一定であ るとして,積分を離散化すると式(5)は次のように なる.

$$\phi(X) = \sum_{j=1}^{N} \left\{ \overline{A_{xj}} \phi(j) - A_{xj} \overline{\phi}(j) \right\}$$
(12)

ただし、 $\phi(j)$ はj番目の代表点 X_j の速度ポテン シャル $\phi(X_j)$ である.また、 $\overline{\phi}(j)$ は $\phi(j)$ の法線微 分を意味し、 $A_{x_j} \ge \overline{A_{x_j}}$ はG(R)についての要素 ΔS_j 上の積分を意味し、それぞれ次のように表すこ とができる.

$$\left. \begin{array}{l} \overline{\phi}(j) = \frac{\partial}{\partial v} \phi(j) \\ A_{\chi j} = \frac{1}{\alpha} \int_{\Delta S j} G(R) ds \\ \overline{A_{\chi j}} = \frac{1}{\alpha} \int_{\Delta S j} \frac{\partial}{\partial v} G(R) ds \end{array} \right\}$$
(13)

さらに, 領域内の任意点 *X* が境界 *abcd* 上の点 *X* = *i*(*i* = 1,2,…,*N*)の場合には, 上式は次のように 表せる.

$$\sum_{i=1}^{N} \left[\left\{ \overline{A_{ij}} - \delta_{ij} \right\} \phi(j) - A_{ij} \overline{\phi}(j) \right] = 0$$
(14)

ただし, δ_{ij} はクロネッカーのデルタ関数を示し, $\delta_{ij} = 1(i = j), \ \delta_{ij} = 0(i \neq j)$ である. これを $\phi(j)$ について解くと、境界上の法線微分 値は境界線上のポテンシャル値により、次式で表す ことができる.

$$\overline{\phi}(i) = \sum_{j=1}^{N} M_{ij} \phi(j) \qquad (i = 1, 2, \cdots, N)$$

$$\left[M_{ij} \right] = \left[A_{ij} \right]^{-1} \left[\overline{A_{ij}} - \delta_{ij} \right]$$

$$(15)$$

同様に,ポテンシャル値がポテンシャル法線微分 値でも表せる次の逆の関係も成り立つ.

$$\phi(i) = \sum_{j=1}^{N} \overline{M_{ij}} \overline{\phi}(j) \qquad (i = 1, 2, \cdots, N)$$

$$\left[\overline{M_{ij}}\right] = \left[\overline{A_{ij}}\right]^{-1} \left[A_{ij} - \delta_{ij}\right] \qquad (16)$$

式(15)を式(12)に代入することにより,次式 を得る.

$$\phi(X) = \sum_{j=1}^{N} \left[\overline{A_{Xj}} - \sum_{p=1}^{N} A_{Xp} M_{pj} \right] \phi(j)$$
(17)

すなわち,閉領域内の任意点におけるポテンシャル値は,境界線上のポテンシャル値のみで表すことができる.この関係を入射波のポテンシャル*f*⁽⁰⁾に関して適用し,Xを船体境界線上の要素の中心座標に取り,式(10)で与えられる境界*abcd*上のポテンシャル値を用いると,船体境界における入射波のポテンシャル値が次式で算定される.

$$f_{I}^{(0)}(x) = \sum_{j=1}^{N} \left[\overline{A_{xj}} - \sum_{p=1}^{N} A_{xp} M_{pj} \right] f_{I}^{(0)}(j)$$

$$A_{xj} = \frac{i}{\alpha} \int_{\Delta S_{j}} H_{0}^{(1)}(kR) ds \qquad (18)$$

$$\overline{A_{xj}^{(0)}} = \frac{i}{\alpha} \int_{\Delta S_{j}} \frac{\partial H_{0}^{(1)}(kR)}{\partial V} ds$$

ただし、上式中のH₀⁽¹⁾(kR)は、進行波に関する ヘルムホルツの式の基本解で、0次の第一種ハンケ ル関数である.さらに、船体境界におけるポテン シャルの法線微分値は、式(15)の関係を境界 abcd と船体境界からなる閉領域に適用することによって 定めることができる.

$$\overline{f_I^{(0)}}(i) = \sum_{j=1}^N M_{ij} f_I^{(0)}(j)$$
(19)

ただし、上式中の要素数Nは、境界abcd上の要素数 δN_2 、船体境界上の要素数 δN_1 とするとき、両者の和 $N = N_1 + N_2$ を意味する.

なお、境界 abcd 上の既知量を用いるに際しては、 式(12)を用いるか、式(17)を用いるか等によって、 ①水位変動と流速変動をともに用いる場合、②水位 変動のみを用いる場合(ディリクレ条件)、③流速 変動のみを用いる場合(ノイマン条件)の3通りが 考えられるが、今回の定式化は、比較的安定性の高 い②の場合について示している.

(5) 回折散乱波ポテンシャルの境界値問題

回折散乱波ポテンシャルは、固定船体による入射 波の擾乱のポテンシャルを指し、これには岸壁から の反射波の影響も加味する.岸壁からの反射波の影響については、図-8に示す鏡像法を使って検討する.



図-8 鏡像法を用いた回折散乱波ポテンシャルの境界

鏡像法は岸壁を鏡面とみなして反射波を鏡の中の 仮想波浪場から入射してくる波と仮定するもので, この方法を使うことにより岸壁境界の影響を除くこ とができるようになる.境界は,船体外部の領域 (1)と船体底面下の領域(2)の境界面,それと岸壁境 界と遠方境界に大きく2分される.このとき,無限 遠方でのラディエーション条件を満足することから 遠方境界での積分は0となり,積分境界はつまると ころ船体境界のみとなる.計算は,各境界における 境界条件を立て,回折散乱波ポテンシャルと船体底 面下の流れ場のポテンシャルを未知関数とする一次 関係式を誘導して求める.

(6) 遅延関数法を用いた動揺解析

係留船舶の動揺解析には,遅延関数型運動方程式 を用いた解析手法が有効であり,船舶分野でも同手 法の評価が高い.ここでは,造波抵抗力を時間領域 で記述する遅延関数法を用いた運動方程式により動 揺解析を行う.この方法は船体の動揺の周波数成分 が広範な不規則な運動に対しても十分に有効である. また,遅延関数型運動方程式は,船体が動揺するこ とによる流れ場の周波数無限大に対応する不変付加 質量を用い,過去の影響を遅延関数で考慮する解法 で,次式で与えられる.

$$\sum_{j=1}^{6} (m_{ij} + M_{ij}(\infty)) \ddot{x}_{j}(t) + \sum_{j=1}^{6} (\int_{0}^{t} L_{ij}(t-\tau) \dot{x}_{j}(\tau) d\tau) + D_{i}(\dot{x}_{i}(t)) + \sum_{j=1}^{6} C_{ij} x_{j}(t) + G_{i}(x_{1}(t), x_{2}(t), \cdots, x_{6}(t)) = F_{i}(t) \quad (i = 1, 2, \cdots, 6)$$
(20)

ここで、 m_{ij} は質量および慣性モーメント、 $M_{ij}(\infty)$ は不変付加質量、 $L_{ij}(t)$ は遅延関数を、 $D_i(\dot{x}_i(t))$ は粘性力、 C_{ij} は復元力係数、 $G_i(x_1(t), x_2(t), \dots, x_6(t))$ は係留力、 $F_i(t)$ は波強制力 を示す.また、船体の動揺の変位と回転については、 変位を X_j , 速度を \dot{X}_j , 加速度を \ddot{X}_j で表し, $X_i(t)(j=1,2,\cdots,6)$ の6自由度の動揺を表す.

図-9は船舶条件や係留条件を設定し,船舶の6自 由度を解析したときのアニメーションの一部である.



3.2.4 計算結果と考察

(1) 風波の場合

図-10は、図中左上に示すモデル港湾を使い、有 義波高3m、有義周期10秒の修正B-Mスペクトルを有 する不規則波が入射する場合について、ブシネスク モデル(西井ら、2008)による波浪場の計算をおこ なった結果(波高分布)である.







(a) ブシネスク (b) グリーン公式 (c) グリーン公式(共振) 図-11 閉領域内の波高分布の比較

図中破線で示す閉領域について、これを拡大させた分布と、別途、グリーン公式を用いて再現した波 浪場の結果を図-11(a) (b)に示している.



また図-12は、図-11中に白丸で示すモニター点の 水面変動のスペクトルを表し、ブシネスクモデルよ り得られたスペクトルと、グリーン公式を用いて周 波数成分ごとの再現計算で得られたスペクトルを比 較したものである.全体においてよく再現されてい るが、特定の周波数において大きく値が異なる場合 が生じている.これは、設定した閉領域のサイズと 対象周波数の波長とが特定の関係を有する場合に, 数値計算上、本来の波浪場とは全く異なる共振波浪 場を生じてしまうことによるものである.この共振 値を含んで波浪場の再現を行うと、図-11(c)に示す ように共振周波数でのポテンシャル値に支配された 波浪場となる. 共振周波数の影響を除く方法として, 本計算ではブシネスクモデルの計算格子1個分縦お よび横のサイズが異なる閉領域を設定(計3領域) して同時に計算を行い、周波数成分ごとにブシネス クモデルの結果に最も近い結果を採用することで共 振値を除くこととした.次に、矩形船体(長さ100m, 幅30m, 喫水6m) について,入射波ポテンシャルと 回折散乱波ポテンシャルを求め、波強制力を算定し た後,別途,ポテンシャル接続法の選点解法を用い, 鏡像領域を考えて接岸岸壁の影響を考慮して算定し た付加質量力と造波減衰力とともに、遅延関数法を 用いて動揺解析を行った.



図-13にサージモードの波強制力と動揺変位の時 系列を示し、これらの時系列のスペクトルを図-14 に示している.また図中には、周波数成分ごとに、 速度ポテンシャルと動揺振幅を同時に未知量として 解く周波数領域での動揺解析(吉田ら、2005)を 行った結果も示している.



これによると,波強制力の周波数特性に対応して 動揺のピークが現れているのが見られる.周波数 0.014Hzあたりでは波強制力は小さいにもかかわら ず大きな動揺が見られ,係留船舶で問題となる長周 期動揺が生じている.遅延関数法と周波数領域での 動揺解析はほぼ同じ結果を与えており,波強制力は 妥当に算定されているのではないかと考えられる.

(2) 長周期波の場合

志布志港をモデル化した図-15に示す平面モデル 港湾を使い、図-16に示す指数関数形で近似した長 周期波スペクトル(西井ら,2008)をブシネスクモ デルの入射波に与えて長周期波浪場を再現した.



図-15 長周期波検討用の平面モデル港湾(志布志港)

図-15で中,赤丸で囲んだ岸壁近傍におけるブシ ネスクモデルによる波高分布と,グリーン公式を用 いて再現したものとの比較を図-17に示している.



ブシネスクモデルでは格子配置に対して傾斜線と なる岸壁が階段状となっているが,波高分布はほぼ 再現されているといえる.次に風波でも用いた矩形 船体を図-17の破線位置に置いたときの動揺解析の 計算結果を図-18に示す.周期120秒前後にピークを 有する指数関数型のスペクトルであることから,波 強制力にも周波数0.0083Hzあたりに極値が生じてい る.また,係留船体の固有周期(サージモード)は 周波数0.014Hzあたりにあると考えられることから, 同様に周波数0.014Hzあたりで一層大きな動揺 (サージモード)が生じている.

これらの結果を勘案すると、長周期波の動揺解析 からも妥当な結果が得られたものと考えられる.



3.2.4 まとめ

長周期波浪場の再現結果を係留船舶の動揺計算に 精度よく引き継ぐために、本報告では長周期波を再 現するスペクトル形の妥当性評価、さらに船体に作 用する波強制力を波浪場の推算結果から妥当に算定 する方法について検討してきた. 前者については、長周期波領域のスペクトル形状 を模した3タイプ(BS型,指数関数型,三角形型) を提案し、これに平石(1999)が提案したエネル ギー密度を一定とする近似型を加えた4タイプにつ いて、志布志港の観測値とブシネスクモデルを用い た長周期波浪場の再現計算を通じて評価を行った. その結果、特に顕著な差異として、エネルギー密度 を一定とする近似型では観測値に生じる振動の第1 モード近傍の120秒から80秒あたりで、観測値を大 きく下回る結果を与えることが分かった.したがっ て、長周期スペクトルに有意なピークを有する志布 志港のような港では、スペクトルに現れるピーク形 状を考慮したデュアルピーク型の長周期スペクトル を用いる必要があると考えられる.

後者については、厳密なポテンシャル場に対して 成り立つグリーンの定理に、格子間での計算誤差を 含むブシネスクモデルの結果を境界値として用いて も、妥当な算定が可能であることが分かった.また、 モデル計算を行なって波強制力を算定し、遅延関数 法による動揺計算を行なった結果、妥当な動揺解析 結果が得られることを確認した.本手法によれば、 ブシネスクモデルによる港湾内波浪場の推算結果を 直接動揺計算に引き継ぐことが可能となる.

今回の検討を実際の港湾整備に活用するためには、 入射波スペクトルの汎用化が重要であり、これについては現地観測と数値計算の結果を詳細に比較検討する研究が必要である.さらに、構築した係留船舶の動揺解析システムの精度を船体動揺の現地観測を 通じて十分に検証しておくことも必要と考える. 参考文献

- 1)波影響評価マニュアル検討委員会(2004):港内 長周期波影響評価マニュアル,(財)沿岸技術研 究センター.
- 2) 平石哲也(1999):長周期波のエネルギーレベル とそれによる荷役稼働率の推定,港研資料, No. 934, pp. 9-11.
- 3) 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, 港研資 料, No. 1036, pp. 84-86.
- 4) 西井康浩・吉田明徳・山城賢(2007):長周期波再
 現計算における境界処理法の基礎的な検証について、海洋開発論文集, VOL.23, pp. 153-158
- 5) 吉田明徳・西井康浩・山城 賢・加嶋武志・太田 一行(2008): ブシネスクモデルの波浪場解析結果 を用いた浮体動揺計算における波強制力の算定法, 海岸工学論文集,第55巻,pp. 801-805.
- 6) 西井康浩・吉田明徳・太田一行・山城 賢・加嶋 武志(2008): ブシネスクモデルによる港湾内波 浪場の(長周期波)の再現性に関する基礎的検討, 海洋開発論文集, VOL. 24, pp. 429-434.
- 7)吉田明徳・新井雄太郎・山城 賢・西井康浩 (2005):ポテンシャル接続法の選点解法を用いた 3次元浮体動揺解析,海洋開発論文集, VOL. 21, pp. 1119-1124.

3.3 ナウファスが捉えた2008年2月24日の寄り 回り波

3.1.1 はじめに

2008 年 2 月 23 日~24 日に発達した強い冬型気圧配 置は、日本海全域を長時間にわたって気圧勾配の急な NNE- SSW 方向の平行等圧線で覆い、日本海中部~南 部海域に非常に発達した長い周期の波浪を発生させた. 富山湾には顕著な寄り回り波が発生し、沿岸に多大な 被害が生じた.

寄り回り波は、日本海北部に高波が発生して半日~ 1日後に、風も弱く静穏な海況の富山湾を、突然、高 波が襲う事象として、昔から恐れられてきた.既往の 研究では、富山湾沿岸でも局所的に波高が大きく異な ること(吉田ら、1986)や、周期帯波浪解析によると北 海道西岸の波浪観測情報と良好な対応を示すこと(永 井ら、2002)などが、報告されている.

本稿は、日本海沿岸の波浪観測網や風速計(永井, 2002a)が捉えた記録をまとめ、この高波の発生・伝播・ 増幅特性を実証的に考察したものであり、今後の日本 海沿岸域、特に富山湾沿岸域の減災に資することを目 的とした緊急研究の成果をとりまとめたものである.

3.1.2 気象擾乱の特徴

図-1は、日本時間 2008 年2月23日21時と24日9時の天気図を示す.日本海沿岸にはNNE-SSW 方向に間隔の短い平行な等圧線が広がり、波浪を発達させたことを示唆している.図-2は、秋田から輪島にかけての日本海沿岸の風観測結果を示す.いずれの風観測点でも、23日昼前後に突然強風状態となり、N-NWからの強風は24日午前中まで継続した.ただし、富山湾内の伏木富山風観測点では、風は比較的弱かった.

3.1.3 日本海沿岸のナウファス波浪観測の現況

本稿では、図-3に示す全国港湾海洋波浪情報網(ナ ウファス)の日本海沿岸の18観測点で得られた波浪観 測記録をとりまとめた.ここに、USW(超音波式波高計) と海象計(橋本ら、1995)は、海底設置式波浪計であり、 水圧センサーが併設されている.気泡等の混入により 超音波センサーが海表面を定義できないときは、水圧 変動記録をもとに表面波形を推定し有義波高と周期を 推定した.

ナウファスでは、20分間単位でゼロアップクロス法 による波浪諸元を算出するが、多くの観測点では切れ 目のない連続観測となる 20分間隔の観測システムを 導入している.周波数スペクトルおよび方向スペクト ルの解析結果を部分積分してとりまとめた周期帯毎の 波高・波向情報も求めている(永井ら,2004).

3.1.4 日本海沿岸の観測波浪の特性

表-1 に、2月23日~25日の各波浪観測点における 最大観測有義波をその起時とともに示す.本気象擾乱 は、日本海沿岸で、観測史上特筆すべき高波をもたら した(永井,2002b).既往最大観測有義波高を更新した 観測点は、18地点のうち輪島(水深52m,1979年以降), 富山(水深20m,2002年以降),柴山(水深41m,2000 年以降)の3地点である.特に富山では、有義波高が









図-3 日本海沿岸のナウファス波浪観測点

主_1	左 毎 垣 千	市の是	細洞 古美油
衣-1	X(豕) 復山	中の取り	\ 睨 例 仴 我 仅

	最大有義波と起時				観測
地点名	水深(m)	起時	波高(m)	周期(s)	間隔
留萌	49.8	24日3時0分	3.80	9.0	20分
石狩新港	22.4	24日4時0分	4.78	10.3	20分
瀬棚	52.9	24日5時0分	4.83	10.3	20分
深浦	51.0	24日0時20分	6.96	11.1	20分
酒田	45.9	24日4時0分	7.99	12.3	20分
新潟沖	34.5	※24日0時	6.46	9.7	2 時間
直江津	32.7	23日19時0分	6.40	10.2	20分
富山	20.0	24日16時	9.92	16.2	1 時間
伏木富山	46.4	24日14時	4.22	14.2	2 時間
輪島	52.0	※24日12時20分	7.73	13.2	20分
金沢	21.1	23日20時40分	6.10	10.7	20分
福井	36.7	23日23時20分	6.70	11.0	20分
敦賀	18.8	23日17時0分	1.61	5.6	20分
柴山	41.1	24日3時0分	6.88	10.6	20分
鳥取	30.9	24日11時20分	5.89	11.9	20分
浜田	50.1	24日2時	5.39	10.1	2 時間
藍島	21.1	23日13時40分	2.37	7.0	20分
玄界灘	39.5	24日5時40分	4.24	9.6	20分

注)※印は、波高ピーク付近に欠測があったことを表す.

9.92m, 有義波周期が 16.2s に達し, これまでの既往最 大観測有義波(2004年台風23号, 有義波高6.75m, 有 義波周期8.3s; 永井ら, 2005)を大きく上回った.北 海道西岸から富山湾までの沿岸では, 南下するほど波 浪が発達し, 波高や周期が大きくなっている.これに 対して, 能登半島以西の沿岸では, 西に行くほど最大 有義波高が相対的に低くなっている.これらは, 冬型 気圧配置に伴う北風が日本海の東部で強かったためで あると推定される. 表-1中の代表的な8観測点における全周期帯の有義 波高(実線),有義波周期(破線),波向(矢印),10-30s の周期帯に限った波高(太線)の経時変化を図-4に示 す.富山湾内を除く観測点では,23日夕刻頃に急激な 波浪の発達が見られた.23日深夜までは,図-4の何れ の観測点でも,有義波高が時間とともに増加したが, 周期10-30sのうねり成分の波高はまだ全周期帯の有義 波高よりかなり小さかった.したがって,強風による波 浪の発達過程であったと推定される.その後,高波浪 状態は24日まで継続したが,その継続時間は南西側の 観測点ほど長かった.留萌では24日午前中に低波浪状 態に戻り,玄界灘では25日になっても高波浪状態が継 続した.このことは,能登半島以西では,近傍で発達 した風波来襲の後に,北から伝わってきたうねりが続 けて来襲したためであろう.

富山湾内の観測点である富山と伏木富山では,能登半 島による遮蔽によるためと推定されるが,23日の風浪 の発達はあまり見られず,24日になってから発達した. 高波浪期間中を通じて,全周期帯と10-30sの周期帯の 波高がほぼ等しく,10s以下の風浪成分は小さかった. 富山湾内の両観測点の観測最大有義波高に大きな相違 があった原因は,両観測点の能登半島による遮蔽条件 の相違に加えて,局所的な波浪の屈折も影響している 可能性が高い.

図-5は、留萌、金沢、伏木富山、富山における、24 日0時,6時,12時,18時の周波数スペクトルを示す。 時刻の経過とともに線を太くして重ね描きしている. 日本海北部の留萌では時間とともに波浪は徐々に減衰 した. 富山湾外の金沢では、減衰は小さく、ピークは 長周期側に徐々にシフトしており、風浪からうねり性 の波浪に変化したことがわかる. 富山湾内の伏木富山 (設置水深 46.4m) と富山(20.0m)では、風速がピー クの0時に波浪は極めて低かったが、その後、周波数 0.06~0.07Hz(周期14~16s)にピークを有する周期の 長い波浪成分が急に発達した. 富山ではこれより高い 周波数にも小さなピークが現れている. 図-2 で示した ように、24 日 12 時以降は、富山湾の内外で風速がピ ーク時に比べ大きく減衰しているので、富山湾内では、 周期の長いうねり性の波浪、すなわち顕著な寄り回り 波が見られたことが理解できる.

図-6は、富山湾内の波高が最大になった時間帯の14時について、富山湾外の輪島と湾内の富山の方向スペ

クトルを示す. 両観測点ともにピーク周波数は 0.06Hz(周期 16s 程度)であり,富山湾近傍海域には 発達したうねりが来襲したことがわかる.





図-6 実測方向スペクトル (24日14:00, 輪島・富山)

3.1.5 波浪推算による日本海沿岸の波浪分布の考察

日本海全域を対象に WAM による波浪推算を実施した. 表-2 にその計算条件を示す.ここでは,橋本ら(2004)や鈴山ら(2005)に倣い,波浪スペクトルの周波数および方向分割数をそれぞれ 35 および 32 分割とし,さらに,WAM におけるエネルギーソース関数のうち風から波へのエネルギー輸送における海面抵抗係数に,Cycle-3 で採用されている Wu の式を用いた.

	第1領域	第2領域		
計算範囲	北緯 20~55°	北緯 32~46°		
	東経 115~170°	東経 127.5~142.5°		
格子数	221×141	301×281		
格子間隔	0.25°	0.05°		
周波数分割数	35 (0.04177248~1.06718952 Hz)			
方向分割数	32 $(\Delta \theta = 11.25^{\circ})$			
海上風	速報天気図に基づく傾度風モデル			
水深データ	500m メッシュ水深データ			
	(日本海洋データセンター提供)			





図-7 は日本海沿岸(表-2 の第二領域に相当)の最大有 義波分布を示す.この推算結果は、北海道西岸から富山 湾に向かって波高は大きくなり、能登半島より西側では 遠ざかるほど低い、という波浪観測結果を定性的に正し く再現している.

図-8は、富山および伏木富山の両波浪観測点における 推算値を観測値と比較したものである。寄り回り波のピ ーク時刻やピーク時の周期は、両観測点とも良好に再現 している。しかし、ピーク時の有義波高については、伏 木富山観測点はよく再現しているが、富山観測点では過 小評価している。今回用いた WAM の計算では、水深変 化による屈折を考慮しているが、格子間隔が 0.05°(約 5km)と粗く、水深変化に伴う波浪の浅水変形も考慮し ていない。このため、東西に"あいがめ"と言われる急 深の谷状の地形が東西に近接している富山観測点の波浪 状況は、本波浪推算では十分に再現できなかった。



図-9 伏木地区防波堤周辺の波高分布計算結果(NE 波向)

数字: 右 義波高(m)

3.1.6 波浪変形計算による富山湾内波浪分布の考察

富山湾の沿岸部では、"あいがめ"の存在による局所的 な海底地形の複雑な変化が、波浪の複雑な屈折変形をも たらし、沿岸方向に波浪の高さが大きく変化することが 知られている.本稿では一例として、防波堤ケーソンに 大きな滑動被災が生じた伏木地区(射水市万葉地区)に おける防波堤前面の波高変化を非線形波浪変形モデル

(平山, 2002) で推定した.本モデルは,既に台風期の 被災メカニズムの推定に活用されており,また,現地観 測データからもその精度が検証されており,適用性は高 い(平山ら, 2005).

図-9 では、NE を上方向とし伏木地区防波堤周辺の有 義波高分布の計算結果を示す.計算条件の詳細は、全国 的な長周期うねりの特性を調べた調査(平石ら、2008) を参照されたい.この計算領域の左上端に伏木富山波浪 観測点が位置している.伏木富山観測点では、24日14:00 に有義波高4.22m、有義波周期14.2sの極大波を観測した ので、この計算でも境界での入力条件に用いた.入射波 向は NE とし、多方向性を示す Smax は75 とした.図に示 すように、防波堤沿い両端の区間の沖合では、反射波の 影響もあり、7m を越える波高が現れている.これに対し て中央部の区間の沖合では4m 程度である.このように、 沖波が同一であっても局所的に波高が大きく変化し、局 所的な地形や構造物の影響によって波のあたり方は異な る.すなわち、"あいがめ"による波浪の屈折の効果が、 計算結果にも現われていることがわかる.

3.1.7 おわりに

本稿では、2008年2月24日に日本海沿岸に来襲した高 波の観測結果を紹介するとともに、波浪推算および浅海 域波浪変形計算をあわせて実施することにより、寄り回 り波の特性把握を試みた.本稿が、今後の寄り回り波に 対する防災に資することを強く願うものである.本稿で 紹介したような精緻な波浪観測結果が得られたのは、国 土交通本省港湾局をはじめとした全国の数多くの関係者 によるナウファスの開発・改良の努力の結果である.ま た、本研究の一部は、科学研究費(課題番号19360225: Freak Wave の出現予測法の構築とその出現特性の解明) の成果でもあることも付記し、ここに謝意を表する.

参考文献

- 鈴山勝之・橋本典明・永井紀彦・吉田秀樹(2005):様々な地形 条件下における波浪推算の精度向上のための幾つかの検討, 海岸工学論文集,第52巻, pp.171-175.
- 永井紀彦(2002a):風力エネルギー活用の観点から見た沿岸域 洋上風力の特性,港湾空港技術研究所資料 No.1034, 34p.
- 永井紀彦(2002b): 全国港湾海洋波浪観測 30 か年統計 (NOWPHAS 1970-1999),港湾空港技術研究所資料 No.1035, 388p.
- 永井紀彦・額田恭史・岩崎峯夫・久高将信(2002):切れ目のない連続観測とスペクトル周期帯表示による全国沿岸の長周期波観測情報システム、土木学会、海洋開発論文集 第18巻、 pp.149-154.
- 永井紀彦・小川英明・額田恭史・久高将信(2004):波浪計ネットワークによる沖合津波観測システムの構築と運用,土木 学会,海洋開発論文集第20巻,pp.173-178.
- 永井紀彦・里見茂(2005): 2004年台風による高波の観測結果 (NOWPHAS2004特別号),港湾空港技術研究所資料 No. 1100,65p.
- 橋本典明・永井紀彦・高山知司・高橋智晴・三井正雄・磯部憲 雄・鈴木敏夫(1995):水中超音波のドップラー効果を応用 した海象計の開発,土木学会,海岸工学論文集 第42巻, pp.1081-1085.
- 橋本典明・川口浩二・池上正春・鈴山勝之(2004):東京湾にお ける WAM の波浪推算特性に関する検討,海洋開発論文集, Vol.20,pp.845-850.
- 平石哲也・平山克也・加島寛章・春尾和人・宮里一郎(2008): 遇 発波浪荷重による被害例とその特性,海岸工学論文集,第 55巻,印刷中.
- 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 No.1036, 162p.
- 平山克也・南靖彦・奥野光洋・峯村浩治・河合弘泰・平石哲也 (2005):2004年に来襲した台風による波浪災害事例,港湾 空港技術研究所資料 No.1101,42p.
- 吉田清三・石森繁樹・加藤雅司(1986):寄り回り波と海難,航海,第87号, pp.55-61.

3.4 NOWT-PARI Ver. 46c6a の機能およびマニュアル 説明

3.4.1 はじめに

NOWT-PARI を用いて沿岸域での波浪変形計算を実施する場合、その入射境界に与える方向スペクトルは、 外洋から計算されたエネルギー平衡方程式法による算定 結果を用いて与えられる.現行の NOWT-PARI では、 有義波高、有義波周期ならびに波向から、ブレットシュ ナイダー・光易型スペクトルに基づいて入力方向スペク トルを設定し計算を行っている.

ブレットシュナイダー・光易型スペクトルは、非常に 多くの波浪観測データの解析から算出されたスペクトル 形であり、少なくとも日本沿岸で観測される十分に深い 沖波のスペクトルをよく表現することから、これまで実 施された波浪変形計算において標準的に用いられてきた.

しかし,近年,波浪観測の高度化や方向スペクトルの 推定精度の向上に伴って,ピーク周波数や主波向の互い に異なる双峰型の方向スペクトルや,ブレットシュナイ ダー・光易型スペクトルに比べて,エネルギーの集中度 が高い狭帯域スペクトルなどの観測例も多くみられるよ うになっている.さらに,エネルギー平衡方程式法で算 定される沿岸域の方向スペクトルは,海底地形や構造物 等の影響を受けて,かなり変形したスペクトル形状とな ることから,より詳細には,このような任意形状の方向 スペクトルをそのまま NOWT-PARI の入射波スペクト ルとして受け渡すことが望ましい.

以上のような状況から, NOWT-PARI による波浪変形 計算の入力条件として,ブレットシュナイダー・光易型 以外のスペクトル形を用いた波浪変形計算が行えるよう にする必要性が高まってきた(平山ら, 2009).

これらの要望に応えるべく、今年度の勉強会では、任

意の方向スペクトルから作成した成分波を入力する機能 とそれに伴うプログラム改良を加えた NOWT-PARI(Ve r4.6c6a) およびその成分波作成ツールを公開した.本稿 はこれらの機能および使用方法について説明するもので ある.

なお、NOWT-PARIでは、有義波高の平面分布を求める際、入射波スペクトルに依存する波高頻度分布に応じた、平均波高や水位変動の2乗平均値: η_{ms}に対する有 義波高の比を利用している.そこで、任意スペクトルに 対応したそれらの比の推定法を新たに導入した.また、 計算条件の設定方法についても一部変更を加えたことか ら、この概要や設定方法についても解説する.

3.4.2 Ver4.6c6aの主な設定項目とその説明

NOWT-PARIのディレクトリ構成と計算手順

以前のVer.では、水深データ(depth)等の入力条件 と計算結果(例えば、有義波高分布や時系列データ)が 同じフォルダに出力されており煩雑であった.

そのため、今回リリースする Ver.では、計算に必要な 入力データを格納するフォルダ(bathmetry フォルダ) と、計算結果が出力されるフォルダ(data フォルダ)を 区別することにした.

図-1 に今回リリースする NOWT-PARI(Ver.46c6a) のディレクトリ構成を示す. なお, 図中に示す spectdat.in (オプション)は, 任意スペクトルを入力条 件として用いるための成分波ファイルであり, 作成方法 等については後述する.

計算は, calcnd (計算条件パラメータファイル)を設定し, bathmetry フォルダに必要なファイルを配置した後, bsq46c6a.exe ファイルを実行することで計算がスタート,計算途中および終了時に data フォルダに結果が



図-1 NOWT-PARI ディレクトリ構成

出力される.

NOWT-PARI(Ver.4.6c6a)の計算実行手順を図-2に 示す.なお、任意スペクトルを用いて計算行う場合は、 成分波作成プログラムにより成分波を作成し、以降の計 算を行う.また、今回の改良により、JONSWAP 型関 数スペクトルを入力条件として用いることが可能となっ た.ただし、今回リリースする Ver.では、JONSWAP 型スペクトルを用いる場合、後述する mkspec プログラ ムにより成分波を作成し、任意スペクトルを用いた計算 と同じ要領で実施するという点に注意していただきたい.

(2) calcnd による設定パラメータの指定

以前のVer.では、計算領域、入力条件、計算時間ステ ップ等、様々なパラメータをプログラム中で設定してい た. そのため、設定個所が分かりづらいことから、計算 を実行する上で必要なパラメータを calcnd ファイルに まとめ、計算実行時に読込むようプログラムの変更を行 った.

表-1に、計算に必要な設定パラメータ(calend)の 一覧を示す.詳細については、マニュアルを参考にして いただくこととして、ここでは、計算を行う際に注意が 必要なパラメータについて説明を行う.

表-2に示すパラメータの内, DX は計算格子幅(m)の設定パラメータである.計算格子を設定する際には, 代表波長の1/10~1/20を目安に設定する.

DT は計算時間間隔 (sec) を指定するパラメータである. 計算時間間隔 DT は、DT= $T_{1/3}/100 \sim T_{1/3}/400$ を目安に設定する.

TTIN, TSVE ならびに TEND は、緩和造波時間、デ ータ収録開始時刻ならびに計算終了時刻を設定するパラ



図-2 NOWT-PARI 計算実行手順

メータである(図-3参照). ここで,TTIN は,規則 波で2~5波,不規則波で10~30波程度経過した時間を 目安として設定する.また,TSVE は,規則波の場合10 波程度,不規則波の場合,100~200波程度経過した時 間を目安として設定する.

NS は入射波を作成する際に必要な成分波数を設定す るパラメータである.規則波計算を実施する際には NS=1とし、不規則波計算を実施する際には、100(一 方向不規則波) \leq NS \leq 1000(多方向不規則波)の範囲 内で成分波数を指定する.なお、NS は任意スペクトル による計算を行う際のパラメータともなっており、NS= -1に設定することで造波ファイル(spectdat.in)を用 いて計算を行う.

また、今回のVer.では、入力スペクトルしてブレット シュナイダー・光易型関数以外の入力スペクトルを選択 することができるように改良を行った. IWTP は入力ス ペクトル形を選択するためのパラメータであり、IWTP に1を設定するとブレットシュナイダー・光易型スペク トル、2を設定すると修正ブレットシュナイダー・光易 型スペクトル、9を設定すると任意スペクトルによる計 算を実施する. なお、JONSWAP型スペクトルにしる計 算を実施する. 任意スペクトルとして計算を行うため、 IWTP=9 とする必要がある.

(3) 任意形状スペクトルの成分波の作成

任意形状のスペクトルをブシネスクの入力条件として 用いるための成分波の作成は,別途成分波作成プログラ ムを用いて行う.

図-4に、任意の周波数・方向スペクトルから成分波

表-1 NOWT-PARI 設定パラメータ一覧

変 数	内容
IS, I0, I1, IE • • •	計算領域設定変数
DX	計算格子幅
H13, T13	有義波高,有義波周期
SIT0	波向(主波向)
NS	不規則波成分波数
SMAX	方向集中度パラメータ
TLIMIT	入力スペクトルの境界値
WL	潮位
H1	入射境界水深
FF1,FF2, FFHLM	底面摩擦係数および境界水深
DT	計算時間間隔
TDEL	時間波形を出力する時間間隔
TOUT	時間波形以外の出力データの出力時間
TTIN	緩和造波時間
TSVE	データ収録開始時間
TEND	計算終了時間
KAISU	水深のスムージング処理
IWTP	入力スペクトルの選択



図-3 計算時間の設定

を作成するためのプログラムのディレクトリ構成を示す. 任意の周波数・方向スペクトルから成分波を作成する 際には、spectrumフォルダに現地観測またはエネルギ ー平衡方程式から得られた周波数スペクトルや方向スペ クトルを入力データファイルとして入れた後、cont.txt で設定したパラメータを基に成分波の作成を行う.なお、 JONSWAP型の成分波についても本プログラムを用い



図-4 mkspec ディレクトリ構成

表-2 設定変数一覧

変数	変数の説明
	外部入力スペクトルデータの形式
	JNS : JONSWAP型
STYPE	Emep: 方向スペクトル
	Sspe:周波数スペクトル
	Ene:エネルギー平衡方程式の出力スペクトル
NS	成分波数
	光易型方向関数の方向集中度パラメータ
SMAX	JNS または Sspe を指定した場合に有効.
	Smax=9999.0 を指定した場合,一方向波
FILEIN	外部入力ファイル名(JNS 以外で使用)
FILEOUT	成分波ファイル出力名
H13,T13,	有義波高(m),有義波周期(s),波向(deg.), γ
SIT0	JNS 以外については、ダミー. ただし、計算
GAMMA	条件確認のために入力することが望ましい.
	JONSWAP型スペクトルから成分波を求める
STARTE	際の周波数範囲
ENDE	STARTE:スタート周波数(Hz)
	ENDE : エンド周波数(Hz)
EPS	ε (位相差)を求めるための乱数初期値

て作成する.

表-2に、任意形状スペクトルから成分波を作成する ための設定変数(cont.txt)の一覧を示す. なお、cont.txt の書式および詳細については、マニュアルを参照してい ただきたい.以下に各パラメータを設定する上で注意す べき点について説明する.

STYPEは、任意スペクトルの形式を指定するパラメ ータである. 方向スペクトルや周波数スペクトルから成 分波を作成する際には、STYPE にデータの形式を指定 した後、spectrum フォルダに外部入力データを入れて おく必要がある.なお、外部入力データのファイル名は、 FILEIN で指定する.また、STYPE に JNS (JONSWAP 型)を指定した場合には、有義波高等の入力条件からス ペクトルを算出するため、外部入力データは不要となる.

NSは、成分波の数を設定するパラメータである. calend の設定でも述べたように、不規則波計算を実施する際には、100(一方向不規則波) \leq NS \leq 1000(多方向不規則波)の範囲内で成分波を指定する.

SMAX は、光易型方向関数の方向集中度パラメータ である.これは、STYPE にJNS および Sspe を指定 した場合に有効なパラメータとなる.なお、方向スペ クトル(エネルギー平衡方程式の結果も同様)から得 られたデータを入力条件として用いる場合には、方向 成分の情報を含んでいるため、方向関数を別途求める 必要がないことから本パラメータはダミーとなる.

STARTE および ENDE は, JONSWAP 型スペクトルから成分波を求める際の周波数範囲を決める重要なパラメータである.

図-5は、STARTE と ENDE の範囲を決める際の 模式図である. JONSWAP 型スペクトルから成分波 を作成する際、図に示すように STARTE から ENED の範囲で成分波の算出を行う. そのため、JONSWAP 型スペクトルを用いる際には、STARTE から ENDE の範囲内でスペクトル形が再現されるようにパラメー タの値を決定する必要がある. なお、STYPE に JNS





以外を指定した場合には、このパラメータはダミーとなる.

最後に示す EPS は、位相差を乱数で与えるために必要な疑似乱数初期値である.この乱数初期値を色々変更することで、無数の特性を持った不規則波形を作り出すことが可能である.

以上の点に注意しながら設定パラメータの設定を行った後、プログラムを実行することで成分波ファイルが FILOUTに指定したファイル名で出力される.

なお、NOWT-PARIでは、有限区間内の波形を用いて 計算を行うため、与える位相差によっては区間内で目標 とするエネルギーが得られない場合もある.そのため、 成分波作成プログラムにより算出した成分波を用いて本 計算を実行する際には、事前にいくつかの乱数初期値を 与えた不規則波を作成し、目標とするスペクトルが得ら れているかどうか確認することが必要である.

3.4.3 波高統計量の算定法

NOWT-PARIでは、時間ステップ毎に水位の変化を計 算により求めることができる.しかし、計算機の記憶容 量の関係上、全差分格子の水位変動データを保持するこ とが困難であることから、全差分格子の有義波高の算出 は、平均波高およびη_{ms}を用いて行っている.以下に平 均波高およびη_{ms}の算出手法について概説するとともに、 その結果から有義波高を算出する方法について述べる. 平均波高の算出は、各格子の計算結果から平均水位を ゼロ線としたゼロアップクロス解析により算出する.

その方法は、まず、1つ前のゼロクロス時刻から直前 のゼロクロス時刻までの間の各格子点における水位の最 大値と最小値を求め、その差を個々波の波高として定義 する.次に、それらをその時の時刻までに得られた波数 で除して平均波高を算出する.

 η_{ms} については、データ収録開始時刻から計算終了時 刻までの水位変動データから、水位の2乗平均を全格子 点について算出している.

有義波高の算出は、以上のように求められた平均波高 およびη_{ms}に表-3に示す係数を乗じて全格子の有義波 高が算出される.

ここで、これらの係数は、主な理論スペクトルにおけ る係数となっている。そのため、表-2に示す以外のス ペクトル形を用いる際には、そのスペクトル形に合わせ た係数を用いる必要がある。特に、任意スペクトルを用 いる場合には、スペクトル形状が予測できないため、何 らかの指標を用いて係数を決定する必要がある。

合田ら(2007)は、式(1)に示すスペクトル形状パラメー タ $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{ms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ の関係について考察を行っている.

$$\kappa(T_{01})^2 = \left|\frac{1}{m_0}\int_0^\infty S(f)\cos 2\pi f \overline{T} df\right|^2 + \left|\frac{1}{m_0}\int_0^\infty S(f)\sin 2\pi f \overline{T} df\right|^2 (1)$$

ここで、S(f)はスペクトル密度(m²・sec)、 \overline{T} 平均 周期(= m_0/m_1) m_0 , m_1 はスペクトルの0次および1 次モーメントで式(2)より算出する.

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \tag{2}$$

合田ら(2007)によると、 $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{ms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ は、図ー6および図ー7に示す関係となる.また、それらの関係式は、式(3)および式(4)となる.

$$H_{1/3}/\eta_{rms} = 3.459 + 1.353\kappa - 1.385\kappa^2 + 0.5786\kappa^3$$
(3)

$$H_{1/3}/H_{mean} = 1.492 + 0.261\kappa - 0.242\kappa^2 + 0.0796\kappa^3$$
 (4)

表-3	有義波高1	(HAKOU)	および有義波高2	(HRMS)	の算定に用い	る係数
		(合田(2	2008)の耐波工学よ	:り抜粋)		

		修正B-S型	JONSWAP 型				
	規則波 B-S型		γ=1.0	γ=3.3	γ=10.0	γ=20.0	
$H_{_{1/3}}$ / $\eta_{_{rms}}$	2.828	4.004	3.800	3.80	3.87	3.91	3.93
$H_{1/3}/H_{mean}$	1.000	1.597	1.565	1.565	1.573	1.576	1.577

※B-S: ブレットシュナイダー・光易型



以上のことから、任意スペクトルを入力条件として用 いる際には、与えられたスペクトルから式(1)に示す式を 用いて $\kappa(T_{01})$ を算出し、式(3)および式(4)の関係式から $H_{1/3}/H_{mean}$ および $H_{1/3}/\eta_{ms}$ の値を求め、有義波高を算出 するものとした。

ここで,式(3)および式(4)から求まる係数を用いて算出 される有義波高分布は、全体の傾向を把握するための出 力結果として理解されたい.そのため、より正確な波高 値を求める必要がある場合には、時系列波形データを出 力後、ゼロアップクロス解析等の統計解析を行い、有義 波高や最大波高などの諸元を算出することが望ましい.

また,双峰型のスペクトル形については, $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/H_{mean}$ および $H_{1/3}/\eta_{ms}$ の関係について十分検討され ておらず,今後の検討が必要である.そのため,双峰型 のスペクトル形を用いる際には、時系列データを出力し, ゼロアップクロス解析から統計解析を行い,必要な諸元 を算出する必要がある.

3.4.4 まとめ

今回,新たにリリースした NOWT-PARI(Ver.4.6c6a) の機能および使用法について説明を行った.新たな Ver. のリリースにより,これまではブレットシュナイダー・ 光易型の関数スペクトルを用いて沖波スペクトルを入射 させていた NOWT-PARI において,任意の周波数・方 向スペクトルを入力条件として用いることができるよう になり,現地で観測あるいは推算された沖波の波浪状況 を考慮した波浪変形計算が可能となる.

また、これまで用いられてきた関数スペクトルは、ス ペクトルの変形を受けない沖波の条件であるため、これ を入射させる計算領域を設定する際には、入射波境界を 屈折・回折ならびに浅水変形の影響を受けない沖合の水 深位置に設定する必要があった。



今回,新たにリリースした NOWT-PARI(Ver.46c6a) を用いることで,入射波境界位置を比較的柔軟に設定す ることが可能となる.そのため,例えば図-8に示すよ うに,沖合をエネルギー平衡方程式を用いて計算を行い, より詳細な解析が必要となる沿岸域の波浪計算に

NOWT-PARI を用いるといった,両者の特徴を生かした 波浪変形計算が実施可能となり,計算時間の短縮など実 務計算を行う上での利便性の向上に貢献できるものと期 待している.

今後は、このようなカップリングをより柔軟に行える よう、例えば、造波境界上の水深を一定としなければな らない現在の制約を、緩和するための取り組みなどをさ らに進めていきたいと考えている.

参考文献

平成18年度ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関 する勉強会,勉強会資料,2007年

平山克也・宮里一郎(2009):任意形状スペクトルによ る多方向不規則波の造波法の提案,港空研報告(予定) 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

Goda,Y. and Kudaka, M.(2007): On the role of spectral width and shape parameters in control of individual wave height distribution, *Coastal Engineering Journal*, Vol.49, No.3, pp.311-335



図-8 今回提案した造波手法を用いることにより期待される効果

付 録:勉強会議事録

セッション1 -最近の研究成果-

2.1 リーフ上護岸の設計波算定への適用

- 成毛:今回の計算では、非常に複雑な海底地形を用いて計算を行っている. 複雑な地形を用いる場合は、計算を安定させて進ませることが難しい. 今回、安定させて計算を行うためにどうような工夫を行ったのか?
- 春尾:水深の不連続な影響を取り除くための処理を行った.具体的な処理方法として、水深の深いところは、勾配が急変する部分の角を削るように地形のスムージングを行った. 一方、リーフ上および護岸周辺地形のスムージングは、遡上・越波計算に必要な分として最小限にとどめている.

セッション2 一周辺研究の状況と活用-

2.1 津波のソリトン分裂に関する研究

- 平石:計算結果を見ると、ソリトン分裂が第一波目ではなく第二波目で起こっている.第二 波目で生じる理由は?
- 国栖:地形条件によるものと思われ、地形が急変するような個所では、第一波目でもソリトン分裂が生じる。例えば、周期が短い場合、図-4に見られるように第一波目でもソリトン分裂が発生しており、砕波変形の影響によるものではないかと考えられる。そのため、ソリトン分裂が第一波目で生じるかどうかは、砕波モデルの精度にもかかわるものと考えられる。
- 平山:私が行った計算でも、第二波目の方がソリトン分裂しやすかった.計算結果を見ると、 第一波目が通過した後に発生する沖向きの流れにより、第二波目がソリトン分裂しや すいのではないかという印象を受けた.また、入射波に対して逆向きに進む反射波で は、ソリトン分裂しやすいという印象を受けた.ただし、ソリトン分裂の発生要因に ついては、今後も検討していく必要があるものと考えている.

2.2 人工サーフィンリーフに関する近年の動向

国栖:平面二次元の計算で戻り流れの評価は出来るのか?

- 平山:平面二次元の計算であるため、水深方向の流速分布はブシネスク近似が入っている. 戻り流れの計算は、波がある場合には難しい.流れだけの場合には、水位差によって 流れが発生するので、戻り流れの評価ができるのではないかと思われる.
- 長谷川:発表の中で侵食対策として、サーフィンリーフが使われているとのコメントがあった.サーフィンリーフが潜堤の代わりになるのか?

- 鈴木:ニュージーランドのブーメラン型リーフについては,潜堤背後で局所的に侵食が生じている.オーストラリアの事例では,養浜と組み合わせることでうまくいっている. ただし,まだまだ解明していかなければいけない点が多く,潜堤の代わりになりえるかは,今後更なる研究が必要と思われる.
- 安藤:サーフィンリーフのような構造物は,事業化が難しいと思われる.和歌山県のサーフ ィンリーフは,どのような経緯で事業化されたのか?
- 鈴木:和歌山県の事例では、地域振興事業の一環として県単費で施工が行われた.

セッション3 -公開版 NOWT-PARIの概要および適用例-

- 3.1 隅角部における波高増大の検討
 - 西井:今回の計算では、高次スポンジ層、透水層モデルのどちらを使って計算を行っている のか?
 - 辻尾:高次スポンジ層を用いている.
 - 西井:我々も以前に高次スポンジ層の強度について検討を行ったことがある.高次スポンジ 層を用いた場合,スポンジ層の強度によっては波長の3倍程度の長さの幅が必要にな ってくる.また,斜め方向の入射波に対しても検討を行ったことがあるが,1/3程度の 幅で同等な反射率が得られるという結果も得られている.今後も検討していただいて, 斜め入射波に対する反射波の影響について,新たな知見が得られたらブシネスク勉強 会の場で発表してほしい.
 - 松島:計算時に波浪諸元を変えて計算を行っている理由は?
 - 辻尾:対象としたある港湾の波浪諸元を用いたためである.
 - 松島:前面波高を 1/2 倍にしたものを波高増大率としている. ブシネスクの計算では,完全 反射で波高が2倍になるのか?
 - 辻尾:波形で比較すると,波高は2倍になる.
 - 平山:エネルギー吸収帯を用いた場合,斜め入射波ではエネルギーの減衰効果が効きすぎる. 改善策としては,現地の消波と同じく幅を狭くすることが一つ考えられる.また,Cruz らの双曲線を用いた場合,目標とする反射率を設定しようとすると実際の消波ブロッ クの幅よりも長くなる.今回の検討では,Cruzらの双曲線型関数を使わずに,一次元 の数値実験の結果をもとに,メッシュに直接エネルギー吸収係数を設定している.ま た今回は,スポンジ層の幅を3メッシュとしており,斜め入射については反射率が若 干高くなるが現地の消波工の幅に合わせることを優先した.今後は,隅角部や斜め入 射に対して,スポンジ層の幅をどのように与えるか検討が必要である.また,高次ス ポンジ層の代わりに透水層モデルを用いるといった方法も考えられるが,透水層モデ ルについても斜め入射波に対して十分な検討は行っていないので,今後,検討を実施 していきたいと考えている.

- 3.2 ブシネスクモデルを用いた係留船舶の動揺計算
 - 平山:船体動揺に用いる際のブシネスクの計算結果は,水位と流速変動のデータのみでよい のか?
 - 西井:水位変動量と流速変動を用いている.水位変動量だけでも計算が可能である.今回の 検討では,NOWT-PARIにより求めた流速変動があまり合わなかったので,水位変動 量だけを用いて計算を行っている.
 - 平山:砕波が生じるような場に今回のモデルを用いた場合には、水位変動データだけでは実 現象を再現できない恐れもあるのではないか?特に、砕波による影響が大きなリーフ 地形に適用する場合には、水位変動と流速変動の両方を用いることが必要と考えられ、 このモデルの優位性が発揮されるものと思われる.
 - 西井:今回の検討では、NOWT-PARIから求めた流速変動があまり合わなかったので、水位 変動のみを用いて検討を行った.NOWT-PARI以外のモデルを用いて流速場を算出す る方法としては、ラディエーション応力を計算した後、N-S 方程式などで流速場を求 め、それをモデルに入力するといった方法も考えられる.
 - 平山:以前, ラディエーション応力から求めた流速場と NOWT-PARI から求めた流速場の比 較を行ったことがある.以前の Ver.では, それほど合わなかったが, 遡上や新しい砕 波モデルを組み込んだバージョンでは, 前の Ver.に比べて多少良くなっている. ただ し, まだまだ合わない部分もあり, 今後, 流れについても検討を引き続き実施してい きたいと考えている.
- 3.3 ナウファスが捉えた 2008 年 2 月 24 日の寄り回り波
 - 平山:寄り回り波は、これまでもたびたび発生していたと聞いている.これまでは、今回の ように大きな被害をもたらした寄り回り波は発生していなかったのか?
 - 永井:今回のような災害をもたらした寄り回り波は、近年発生していない.ただし、NOWPAS の観測結果から、規模の小さな寄り回り波の発生が観測されている.また、台風 (T0423)による災害も発生している.ただし、台風による波浪はうねり性の波浪に 比べて非常に局所的であるため、今回の寄り回り波のスケールに比べると規模として は小さかった.
 - 国栖:寄り回り波は,佐渡島の影響が大きいと思われるが,風向を見ると NNW となってお り方向が若干異なる.寄り回り波の発生は,佐渡島の影響があるのか?
 - 永井:風のデータは、沿岸域の観測データであるため、かなり地形の影響を受けていると判断される.そのため、風向きについては天気図などのデータから推定する必要がある. 今回の寄り回り波についても、気圧配置の状況からN方向から長時間にわたってS方向への強い風が吹いていたものと判断される.そうだとすると、今回の寄り回り波に限ってみれば、佐渡島の西側の海域を通過して富山湾に入ってきた波が主成分と考えられ、佐渡島の南側の海域を回り込んできた波というのは相対的に小さいものと考え

られる.

- 国栖:富山湾内の設計波を求める際には、佐渡島の遮蔽域と遮蔽域でない場所がある.富山 湾の設計波を算出する際には、佐渡島の遮蔽効果を考慮しないといけないのか?
- 回答:富山湾に入ってくる波は、N 方向からが主であると個人的には考えている.そのため、 佐渡島による遮蔽効果の影響はそれほどないものと考えている.ただし、それは観測 地点によるものと判断される.新潟港や寺泊港などでは、二山型のスペクトルが観測 されており、佐渡島の遮蔽効果による影響と考えられる.そのような場所では、佐渡 島の遮蔽効果の影響を考慮する必要があるかもしれない.ただし、実務設計では、あ る程度の割り切りが必要である.そのため、現時点では二山型の方向スペクトルを考 慮した設計はされていない.
- 3.4 NOWT-PARI Ver.4.6c6a の機能およびマニュアル説明
 - 松島:エネルギー平衡方程式で浅い領域まで計算を行うと、境界上では地点ごとにスペクト ル形状がかなり異なる.地点ごとに異なるスペクトルを入力するためには、どのよう な工夫が必要か?
 - 宮里:多点のスペクトルを用いた接続については,現在検討中である.今後は,造波境界上 でスペクトルが異なる場合の接続方法について開発を行っていく予定である.
 - 中島:計算条件設定ファイル中に波向(SIT0)のパラメータが入っているが,波向を変えた 計算を行えるのか?
 - 平山:計算格子に対して斜め方向の波を入射させると,差分誤差により計算精度が落ちる. 従って,計算を行う際には,出来るだけ計算格子に対して直角方向に波を入射させる ようにすることが必要である.