

平成 14 年度

ビジネス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 15 年 1 月

独立行政法人 港湾空港技術研究所

海洋・水工部 波浪研究室

## 目 次

1.	はじめに	1
2.	ビジネスモデル (NOWT-PARI Ver. 4. 6β) による実海域の波浪変形計算	2
2.1	ビジネスモデル (NOWT-PARI Ver. 4. 6β) のプログラムの現地適用事例 大型港湾 (苫小牧西港区) と漁港 (寿都漁港)	2
	日本データサービス株式会社 三船修司・川口 勉・室岡浩司	
2.2	ビジネスモデルの伏木富山港 (伏木地区) への適用とその課題	7
	国土環境株式会社 糸井正夫・伍井 稔・成毛辰徳	
2.3	ケーソン式混成堤の堤頭部付近の波浪変形解析	12
	東電設計株式会社 樋口豊久・阿部光信・小林 博	
2.4	「ビジネス方程式による波浪変形計算システム (P046)」 の現地適合性について (小名浜港)	15
	日本海洋コンサルタント株式会社 法橋一賢	
2.5	横須賀港走水地区における波浪場解析	20
	国土交通省関東地方整備局東京湾口航路工事事務所 小野寺幸夫 財団法人港湾空港建設技術サービスセンター 戸引 勲 株式会社エコー 原崎恵太郎・柴木秀之	
2.6	玄界灘東海域におけるビジネスモデルによる適用事例及びその課題	25
	株式会社日本港湾コンサルタント 田川昌宏・山辺 道	
2.7	ビジネスモデルの東通発電所建設地点への適用事例	28
	株式会社開発計算センター 小林英次・定森良夫	
2.8	敦賀港におけるビジネスモデル (NOWT-PARI) の適用と課題	31
	財団法人日本気象協会 市川雅史・松浦邦明	
3.	ビジネスモデル (NOWT-PARI) の現状	36
3.1	多方向波の有効造波領域と差分条件が計算精度に及ぼす影響に関する検討	36
	独立行政法人港湾空港技術研究所 平山克也	
3.2	ビジネスモデル (NOWT-PARI) を使用した 1 次元碎波計算	41
	独立行政法人港湾空港技術研究所 原 信彦	
4.	強非線形モデルの現状	46
4.1	非線形緩勾配方程式を用いた計算手法の解説と計算事例	46
	独立行政法人港湾空港技術研究所 有川太郎	
5.	まとめ	51
付録 A	勉強会議事録 (平成 15 年 1 月 24 日開催)	52
付録 B	NOWT-PARI Ver. 4. 6βプログラムのバグ (平成 15 年 1 月 24 日現在)	55

## 1. はじめに

平成 13 年度に開発した非線形波浪変形計算モデル”NOWT-PARI Ver.4.6”は、同年度および平成 14 年度において、各地の港湾施設の設計に活用されています。これまでの港湾域における波の変形は、エネルギー平衡方程式を中心とした代表波高の分布を求める手法で、短時間で広範囲の波浪変形を推定することは可能でしたが、港内の複雑な地形において屈折、回折および砕波現象が同時に生じるような状況での、波浪変形を正確に求めることは困難でした。一方、港湾域の利用形態は近年急速に変化しており、これまでの荷役岸壁の静穏性を確保するだけの機能に加えて、人が集う親水空間の確保、マリンレジャー等の水域の確保、環境強制を図るための人工干潟や藻場の設置が要求されています。これらの機能を果たす港湾空間では、水深が複雑に変化するとともに、親水構造物からの反射波の影響が大きくなります。

そこで、多くの機能を要求される港湾空間での様々なプロジェクトを、安全にかつ経済的に進めるためには、外力となる波を高精度で推定する必要があります。NOWT-PARI は、このような要求を満たすために、波の非線形性や風波とともに来襲する長周期波の影響を考慮して、港内の波浪変形を正確に求めるモデルです。しかし、モデルは開発してから時間がたておらず、現地地形に高い適用性を有しているかどうか十分に検証されていません。本検討会は、NOWT-PARI を適用して各地の港湾で実施された波浪変形計算の結果を検討し、今後の改良点や新たに付加すべき機能を明らかにしようとするものです。

本検討会の成果により、NOWT-PARI の精度がより向上し、さらに多くの水域で活用されることが可能になります。

## 2. ブジネスクモデル (NOWT-PARI Ver. 4.6β) による実海域の波浪変形計算

### 2.1 ブジネスクモデル (NOWT-PARI Ver. 4.6β) の現地適用事例 大型港湾（苫小牧西港区）と漁港（寿都漁港）

#### 2.1.1 検討概要

長周期波の影響と推測される港内擾乱のため船舶の着岸や荷役不能、係留索等の設備破損といった被害が、北海道において、太平洋岸のみならず日本海岸、オホーツク海岸の港湾・漁港で発生している。本資料では、図-1に示す苫小牧西港区（太平洋岸）と寿都漁港（日本海岸）における動揺要因の把握と対策工の検討に際し、ブジネスクモデルを適用した事例の中間結果をとりまとめた。

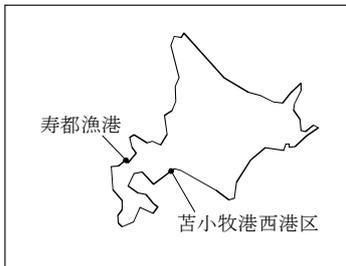


図-1 検討対象港の位置

#### 2.1.2 苫小牧西港区への適用と対策工の検討

##### (1) 現地波浪観測

図-2に係留船舶の動揺が発生しているフェリー埠頭と入船埠頭の位置を示す。各岸壁の着岸船は、フェリー埠頭が5,000GT~15,000GT級フェリー、入船埠頭が6,000DTW~45,000DTW級コンテナ船である。波浪観測は、対象岸壁前面のSt.1, St.2において平成13年10月~12月の60日間実施し、また、港外St.0地点では通年観測が行われている。

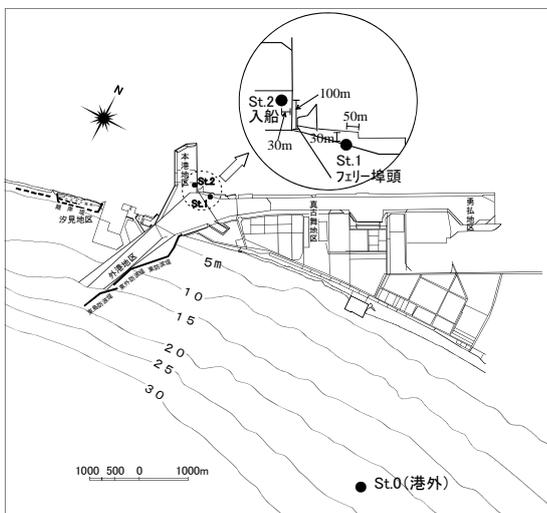


図-2 対象岸壁および波浪調査位置

図-3に港外・港内波のスペクトル密度分布および図-4に水面変動の例を示す。港内地点の長周期側ピーク周波数帯の成分は、港外波に対しほとんど減衰していない。また、利用者より船舶の動揺周期が数分程度と報告されていることから、動揺要因に長周期波の影響が推測される。

図-5に1997~2001年の港外における波高別波向出現頻度を示す。ここで、長周期の波高は周波数1/600~1/30Hzの成分波、波向は同周波数帯の流動より求めた。風波の波向はSSE~Sが突出するのに対し、長周期波の波向は分散する傾向にある。

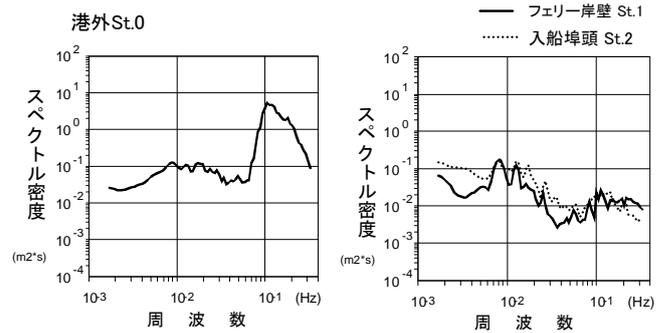


図-3 港外・港内の波浪スペクトル密度分布

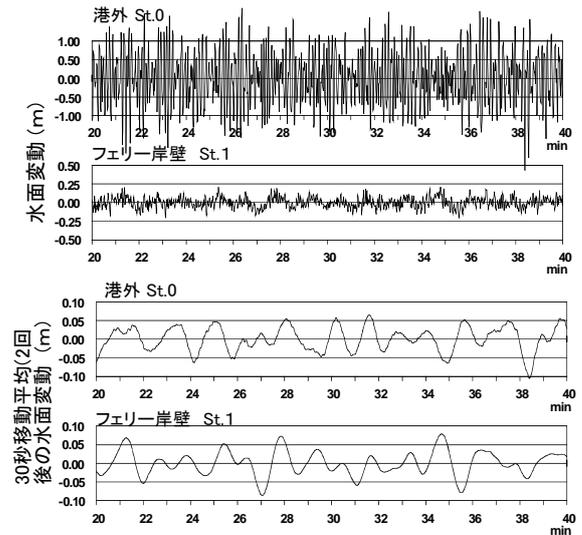


図-4 港外・港内波の水面変動の比較

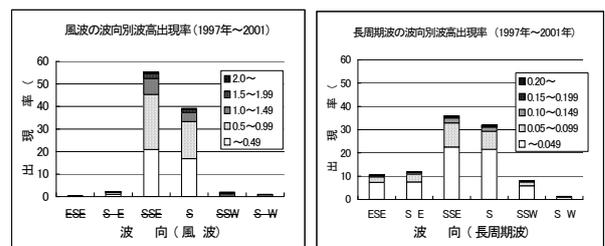


図-5 波向出現率（左図：風波，右図：長周期波）

(2) 波浪変形計算の計算条件

対策工の効果を荷役可能率で評価することを目標に、長周期波と風波に対して波浪変形計算を行なった。計算条件を表-1に示す。ここで、所定の反射率に対するスポンジ層は平山等<sup>2)</sup> 3)の研究を参考に与え、また、入射波条件は次のように設定した。

(a) 長周期波

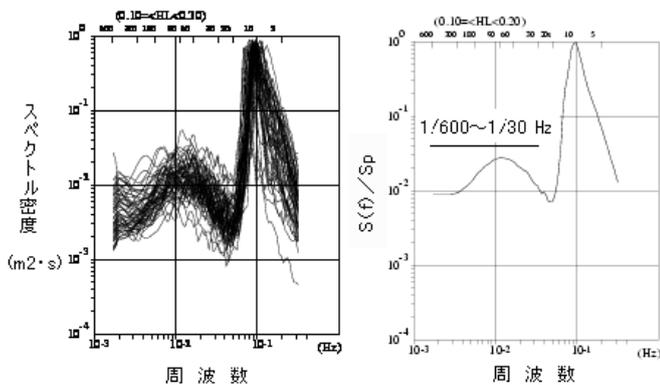
波高は、船体動揺発生が推定される0.1m以上の3波高、スペクトル密度分布は、図-6に示す長周期波が発達した時の平均的な分布形より設定した。また、大きな動揺が発達する時の港外の長周期波は拘束波が卓越するものと仮定し、関本<sup>1)</sup>の計算結果より水深20m、風波のSmaxが25のときの拘束波のSmax=10を与えた。

(b) 風波

波高は、稼働率算定期間(1997.1~2001.12)の港外の97.5%未超過波高1.8mの前後2波高とし、周期は波高との相関式により決定した。

表-1 波浪変形計算の計算条件

対象波	項目	設定値
長周期波	境界水深	20m
	解析領域	沿岸方向11.2km, 沖方向 7.6km
	モデル領域	沿岸方向21.2km, 沖方向14.6km
	格子間隔	20m
	時間間隔	0.75秒
	有義波高	0.10m, 0.15m, 0.25m
	有義周期	90秒
	スペクトル形状	周波数1/600~1/30Hzの実測スペクトル形の平均: 図-6参照
	波 向	SSE, S, SSW
	方向集中度	Smax=10
風 波	境界水深	20m
	解析領域	沿岸方向12.5km, 沖方向 7.5km
	モデル領域	沿岸方向13.5km, 沖方向 8.0km
	格子間隔	10m
	時間間隔	有義周期の1/100
	有義波	1.5m (8.0秒), 3.0m (10.0秒)
計算時間	スペクトル形状	B-M型
	波 向	SSE, S, SSW
	方向集中度	Smax=25
計算時間	500波分、結果の評価は最終100波分の有義波	



(長周期波の発達時) (平均的な分布形状)  
図-6 長周期波発達時の波浪スペクトル密度分布

(3) 現況再現性の確認

(a) 長周期波

図-7に有義波の波高分布例を示す。また、図-8に港外St.0の有義波高に対するSt.1, St.2の波高比を示す。図-8をみると、港外波高が高くなるに従い港内の波高比に減衰傾向がみられ、非線型性の効果が現われているものと推測される。

また、図-9にSt.1での実測波高と計算波高(□印)の比較を示す。波向SSWの出現頻度が少ないものの、3波向とも再現性は良好と判断される。

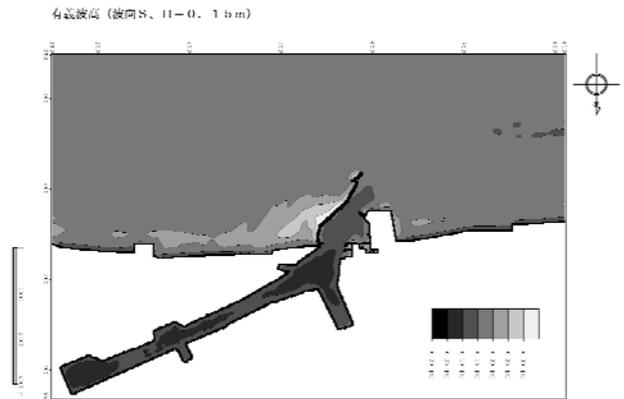


図-7 長周期波の波高分布の例 (波高0.1m, 波向S)

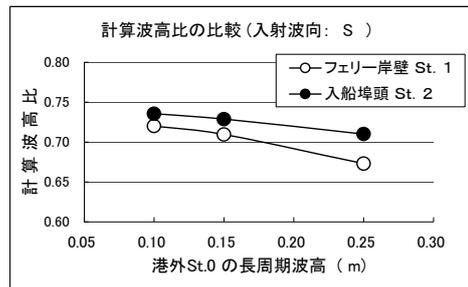


図-8 長周期波の港外St.0に対する波高比

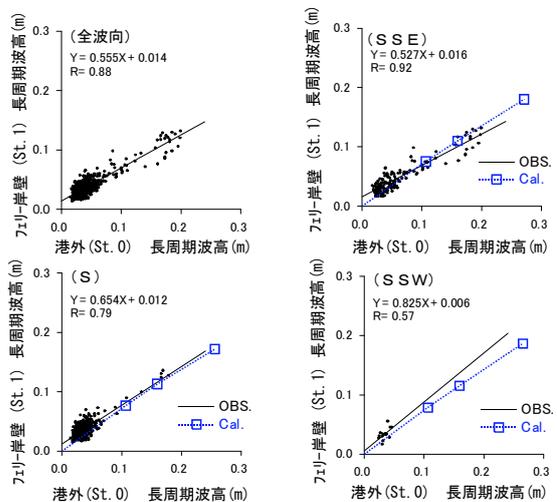


図-9 長周期波高の実測値と計算値の比較

(b) 風波

図-10に風波の有義波波高分布の例を示す。今回の計算では、入射波が斜め入射となる場合、図の白抜き枠内のように、沖側で波高が入射波の波高より相当小さくなる領域が生じている。

一方、図-11に示すように港外(St.0)に対する港内(St.1)の計算波高(□印)は、ほぼ実測値の一次相関直線上にあり再現性は良好に見える。しかし、上述のとおり斜め入射となる波向SSE, SSWでは、港外(St.0)の波高が入射波高(1.5m, 3.0m)の0.7~0.8倍となっている。この要因として、計算間隔( $\Delta t = \text{周期} \times 1/100$ )、あるいは、有義波高の算定波数の影響が考えられ、現在、計算間隔を短くした場合、計算時間を長くした場合について、波高分布の比較検討を行っているところである。

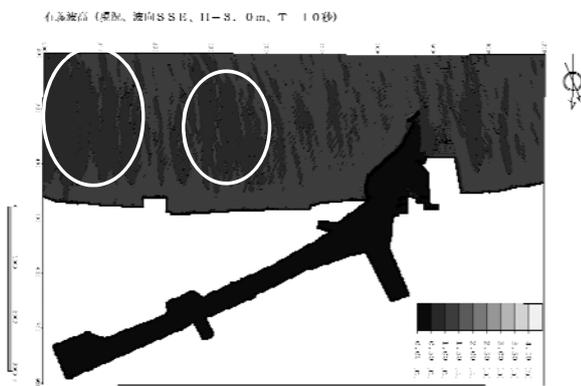


図-10 風波の有義波高分布の例(波高3.0m, 波向SSE)

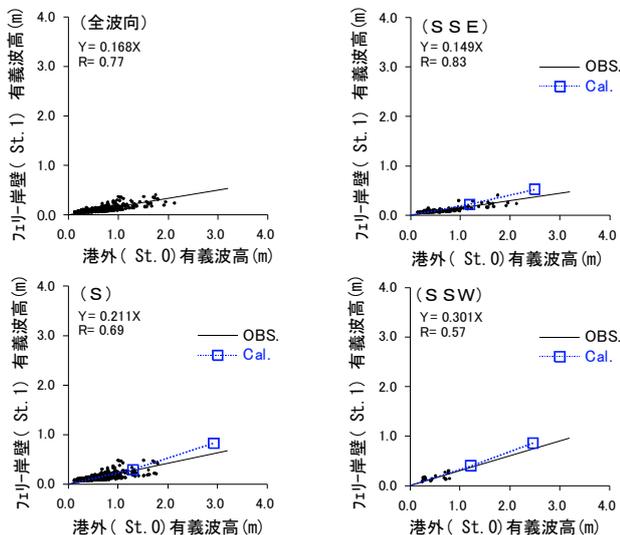


図-11 風波の有義波高の実測値と計算値の比較

(4) 対策工の検討

(a) 検討ケース

対策工の検討例を図-12に示す。ケース1は、港口防波堤を約500m延伸し、ケース2では航路脇の未利用水域を活用し、斜線部において前面が両面

スリットでその背後に浸透層を想定した。ケース3はケース2の対策施設の規模を拡大した場合である。ここで、ケース1の延伸部分の港内側の反射率は、長周期波に対して1.0、風波に対し0.5とした。また、ケース2、ケース3の両面スリット(背後浸透層)の反射率は、長周期波に対しては文献<sup>4)</sup>を参考に0.7とし、風波に対しては0.2としている。

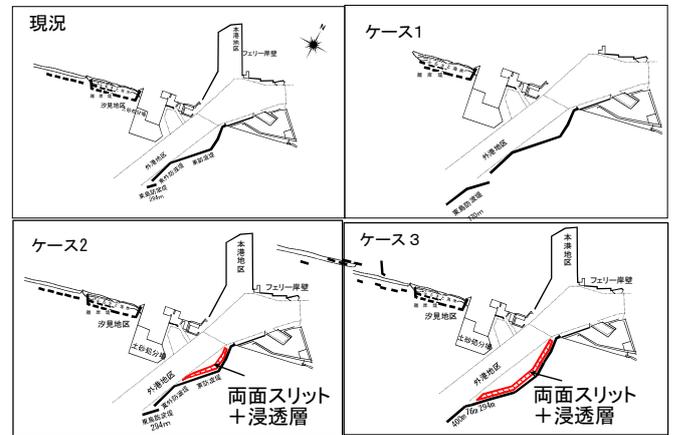


図-12 対策工の検討例

(b) 波高比の比較

図-13に長周期波での港外(St.0)に対する港内(St.1)の波高比を示す。現状に対する波高比の差は、防波堤を延伸したケース1の場合、波向SSE, Sで約0.06の低減, SSWでは現状と変わっていない。一方、ケース2の両面スリット(背後浸透層)の対策では、波向にかかわらず波高比が0.2程度、率にして約25%の低減を示し、大きな効果が得られている。また、対策施設の規模の拡大したケース3では、さらに波高比の低減がみられる。

一方、風波の波高比は図-14のように、当然、ケース2、ケース3の順に小さくなるが、低減率はケース2で13~20%と長周期波に比べ小さい。これは風波に対して、現状でも防波堤等により十分な遮蔽効果があるため、対策施設の効果が相対的に小さくなったためと考えられる。

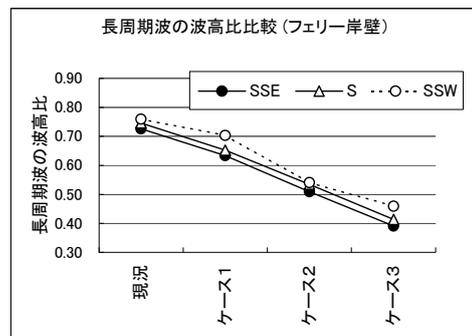


図-13 長周期波の波高比(長周期波高 0.15m)

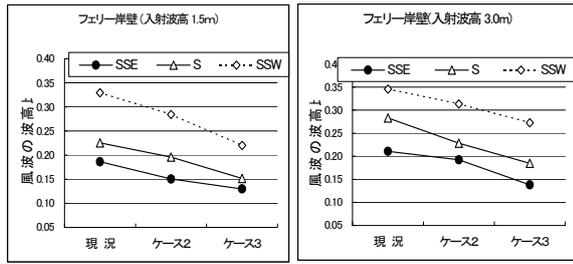


図-14 波向別の風波の波高比

(c) 荷役稼働率の算定

風波および長周期波のいずれでも荷役可能となる場合より稼働率を求めた。ここで、限界波高は、風波については港湾計画上の限界値 0.5mを用い、長周期波に対しては、荷役可能な船体動揺量に対応する波高とした。具体的には、サージングを対象にフェリーでは±0.4m、コンテナ船では±0.5mを許容動揺量と仮定し、船体動揺計算結果から長周期波の限界波高を0.08mと決定した。今後、ヒアリング調査を行い許容動揺量を決定する予定である。また、港外(St. 0)では平成7年度以降、通年波浪観測が行われているため、時系列の港外波高を用いて荷役可否を判断した。

図-15に荷役稼働率の算定結果を示す。現況での稼働率は風波が97%以上であるものの、長周期波を考慮すると94%まで低下する。これに対して、ケース2では長周期波の稼働率が大きく向上し、全体での稼働率も97%を上回る結果となった。

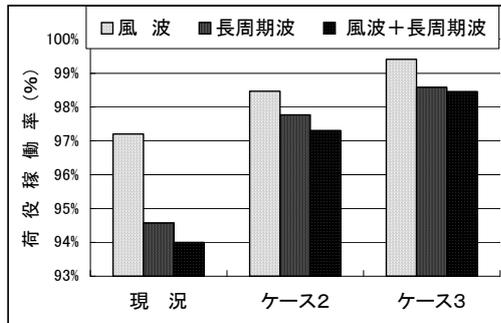


図-15 荷役稼働率算定結果 フェリー岸壁(St. 1)

2.1.3 寿都漁港への適用

(1) 現地観測

北海道南部の日本海岸に位置する寿都漁港における港内擾乱のモードを図-16に示す。夏期にはA区域で周期の短い港内波浪が発生し、冬期にはB区域で周期の長い擾乱のため、漁船の荷役不能、着岸不能となる被害が発生している。擾乱要因として、夏期が“やませ”と称される強い陸風の影響、冬期はN系の高波浪による長周期波の影響が推測される。

そこで、要因把握のため、図-17に示す波浪・風況調査を平成13年度の夏期・冬期に実施した。

観測結果のうち港外(St. 1)における長周期波と風波の波高相関を図-18に示す。長周期波高は風波の有義波高の2乗に概ね比例することから、該当海域における長周期波は拘束波成分が卓越するものと推定される。

一方、図-19に示すように、港内の長周期波高は、港外の15~40%も増幅されている。この現象を検証するため、ブジネス法を用い長周期波の波浪変形計算を行った。



図-16 寿都漁港における港内擾乱のモード図

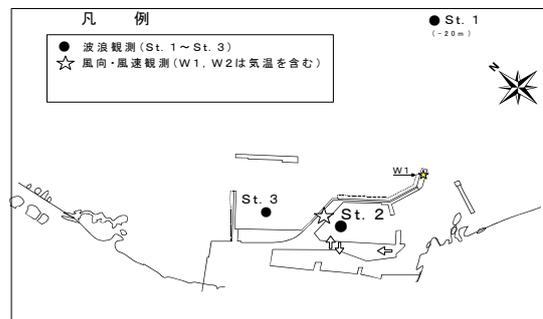


図-17 現地調査位置図

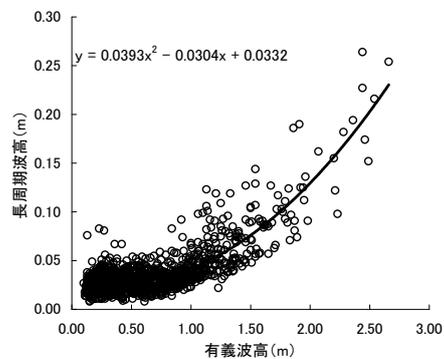


図-18 港外における有義波高と長周期波高の関係

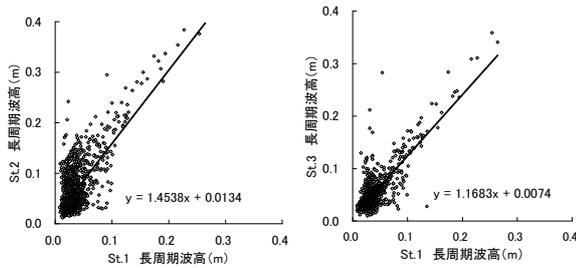


図-19 港外—港外 長周期波波高の相関

(2) 波浪変形計算の計算条件

寿都漁港における計算条件を表-2に示す。ここで、入射波の波高は各波向毎の最大観測波高とし、B-M型スペクトルを仮定した。

表-2 波浪変形計算の計算条件

対象波	項目	設定値
長周期波	境界水深	22m
	解析領域	沿岸方向 6.4km, 沖方向 5.3km
	モデル領域	沿岸方向 1.4km, 沖方向 1.7km
	格子間隔	10m
	時間間隔	0.45秒 (有義周期の1/200)
	波向および有義波高	NN E : 0.254m N : 0.098m NN W : 0.264m
	有義周期	90秒
	スペクトル形状	B-M型
	方向集中度	S <sub>max</sub> =10

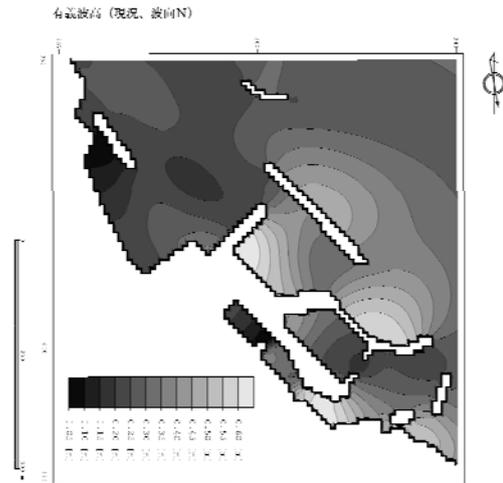


図-20 長周期波の波高比分布例 (波向 : N)

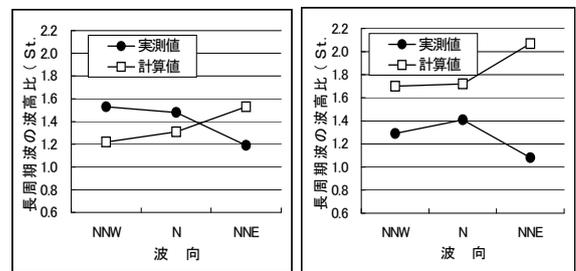


図-21 実測—計算 波高比比較

(3) 再現性の検証

図-20に波高比分布の例を示す。A区域、B区域とも一端の岸壁前面の波高比が高い。一方、一端を自由端とする副振動の共振周期は、A区域が約100秒、B区域で約70秒であり、入射波の有義周期に近く、副振動が誘発されていることも推測される。また、図-21に波高比の実測との比較を示すが、再現性は良好とはいえない。この主な要因として、入射波のスペクトルをB-M型としていることが考えられ、今後、長周期側を含む入射波の代表的スペクトル分布をパターン化する必要がある。さらに、該当海域では強風が多いことから、風と港内波浪の関係を把握し、計算値と実測値との比較においては風の影響を考慮していかなければならない。

2.1.4 実業務に適用する際の現時点における問題点

ビジネスモデル (NOWT-PARI Ver. 4.6β) を実業務に適用する際の問題点は、次の2点である。

- 適切な計算間隔(Δt)と評価する波数の設定  
特に斜め入射の場合、計算領域の沖合で波高分布が不安定となる現象がみられた。Δtおよび有義波等を算定する波数を実計算時間との兼ね合いとより適切に設定する必要がある。
- スポンジ層設定領域における波高評価

実業務では、港内擾乱現象の再現および対策検討の際に、岸壁前面の水域や狭い開口部での波高評価を行うことが多い。一方、岸壁等に目標反射率が設定される場合、反射率設定のスポンジ層領域と波高評価域が重複することとなる。このような場合、その領域での水面変動を確認し、得られた有義波等が検討水域の評価波高として妥当か判断する必要があり、様々なスポンジ層設定での事例蓄積が必要と考えられる。

参考文献

- 1) 関本 恒浩：港湾における長周期波の特性・評価とその対策，技術情報協会セミナーテキスト，pp. 27-40，2000.
- 2) 平山 克也：港湾設計における波浪変形計算手法の発展とその活用について，平成14年度 港湾空港技術講演会講演集，pp. 75-104 .
- 3) 平山，平石：ビジネスモデルにおける目標反射率の設定法と港内波高分布計算に対する適用，海岸工学論文集，第49巻(2002)，pp676-680
- 4) 港湾空港技術研究所 波浪研究室：平成13年度 特別研究 長周期波の発生メカニズムと港湾・海岸における長周期波対策に関する研究「数値直接解析法による長周期波対策消波層の反射率調査」，平成13年12月。

## 2.2 ブシネスクモデルの伏木富山港（伏木地区）への適用とその課題

### 2.2.1はじめに

本資料は、伏木富山港（伏木地区）にブシネスクモデルVer. 4.6βを適用したときに生じた問題と、その解決に用いた方法を報告するものである。

### 2.2.2入射境界の沿岸方向に大きな水深差がある場合の入射波向について

#### (1) 概要

伏木富山港（伏木地区）における長周期波の影響を検討するために、ブシネスクモデルを用いて長周期波計算を行った。その際、入射境界の沿岸方向に大きな水深差があったため、入射波向に問題が生じた。

#### (2) 伏木富山港（伏木地区）の地形的特長

伏木富山港（伏木地区）は、比較的水深の深い湾として知られる富山湾の南西部に位置している（図-1）。港の東側には「あいがめ」と呼ばれる深い海底谷があり、港からわずか距離1kmで水深が約200mにもなる特殊な海底地形である（図-2）。

#### (3) 計算領域の設定

港外波浪観測地点を沖波として長周期波を計算するために、計算領域を図-2に示す範囲とした。そのため、入射境界における沿岸方向の水深は、約50mから300m程度と、水深差が非常に大きいものとなった。

#### (4) 計算上の問題点

ブシネスクモデルVer. 4.6β（以下、標準プログラムとする）では、入射波浪の位相を、沖側代表水深を用いて計算している（入射境界をある一定の水深で代表させている）ため、沿岸方向の水深差は考慮されない。

伏木富山港（伏木地区）東側の海底谷（あいがめ）のように入射境界の沿岸方向に水深差がある場合には、波速が異なるのに入射境界の波数(位相差)は一定であり、入射境界で屈折生じる（図-4）。

したがって、入射境界の沿岸方向に水深差がある場合には、標準プログラムでは計算領域内の波浪を精度良く計算できない恐れがある。

#### (5) 解決方法

入射境界の波数（位相差）を水深に対応させるため（図-5）、入射波の境界条件を次のように設定する（波向入力プログラムの変更）。

##### (a) 場所による位相差の考え方

水深が一定の場合、水位 $\eta(x, y, t)$ は次式で与えられる。

$$\eta(x, y, t) = a \sin(kx \cos \theta + ky \sin \theta + 2\pi ft)$$

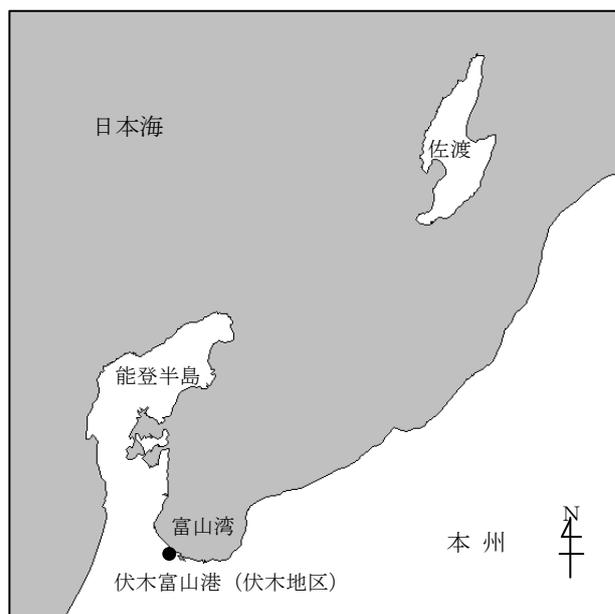


図-1 検討地域位置図

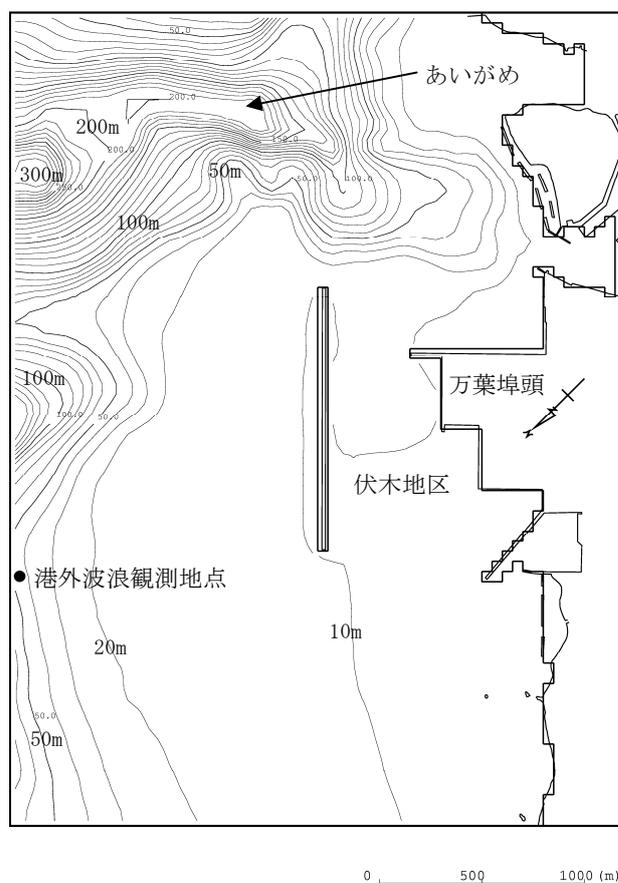


図-2 伏木富山港（伏木地区）計算領域、水深図

ここに、 $a$ は振幅、 $t$ は時間、 $k$ は波数、 $\theta$ は波の入射角、 $f$ は周波数である（図-3）。

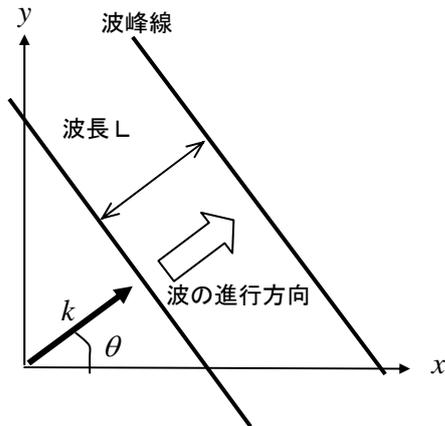


図-3 波数ベクトル

入射境界内において、 $x$ 方向の水深は一定、 $y$ 方向の水深は変化すると仮定し、 $y$ 方向の位相差は水深変化に伴う波数の変化を考慮した積分値で評価する。この場合、入射境界内の水位 $\eta(x, y, t)$ ならびに線流量の $x$ 方向成分 $P(x, y, t)$ と $y$ 方向成分 $Q(x, y, t)$ は次式により与えられる。

$$\eta(x, y, t) = a \sin(k_{(0,y)}x \cos \theta + \int k_{(0,y)} dy \sin \theta + 2\pi ft)$$

$$P(x, y, t) = a \sin(k_{(0,y)}x \cos \theta + \int k_{(0,y)} dy \sin \theta + 2\pi ft) C_{(0,y)} \cos \theta$$

$$Q(x, y, t) = a \sin(k_{(0,y)}x \cos \theta + \int k_{(0,y)} dy \sin \theta + 2\pi ft) C_{(0,y)} \sin \theta$$

ここに、 $dy$ は $y$ 軸の計算格子間隔、 $C$ は波速であり長波近似として次式により与える。

$$C(x, y) = \sqrt{gh_{(0,y)}}$$

ここに、 $h$ は水深、 $g$ は重力加速度である。

### (b) 入射境界のプログラミング

入射境界内における水位および線流量の計算プログラムを示す。

- 水位 $\eta$  :  $Ein(i, j, t)$ ,  
 $js \leq j \leq je, i0-2 \leq i \leq i0+1$
- $x$ 方向の線流量 $P$  :  $Pin(i, j, t)$ ,  
 $js \leq j \leq je, i0-1 \leq i \leq i0$
- $y$ 方向の線流量 $Q$  :  $Qin(i, j, t)$ ,  
 $js+1 \leq j \leq je, i0-1 \leq i \leq i0$

ここに、 $i, j$ は $x, y$ 軸の計算格子番号、 $i0$ は $x$ 軸上の入射境界の格子番号、 $js, je$ は $y$ 軸上の入射境界の開始格子番号と終了格子番号である。格子座標および物理諸元の定義点は図-6に示すとおりである。

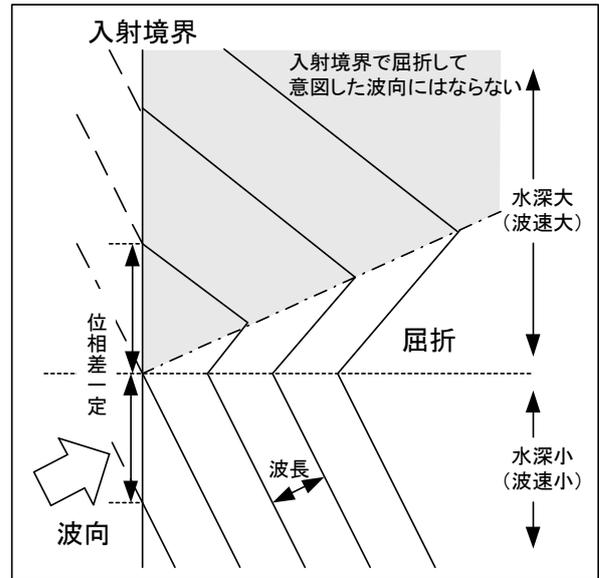


図-4 入射境界の沿岸方向に大きな水深差がある場合の入射波（標準プログラム）

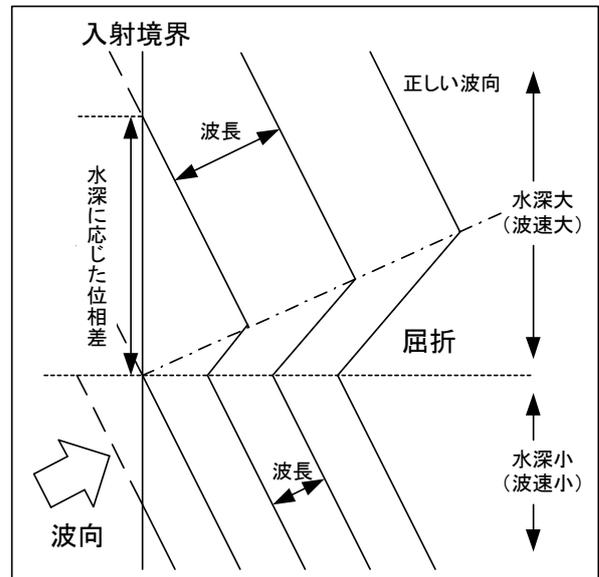


図-5 入射境界の沿岸方向に大きな水深差がある場合の入射波（プログラム変更後）

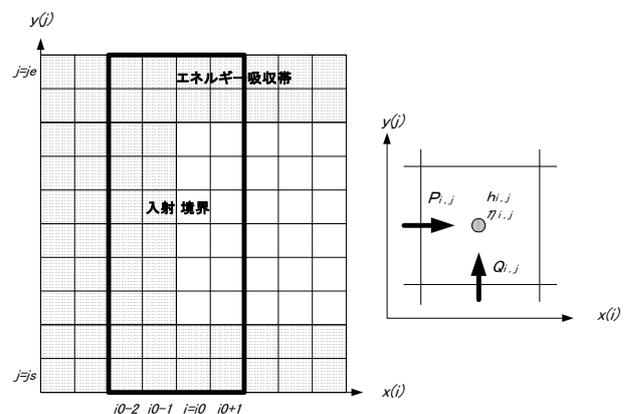


図-6 格子座標および物理諸元の定義点<sup>1)</sup>

$$\begin{aligned}
Ein(i, j, t) &= \sum_{n=1}^{ns} \left[ amp_n \sin \left\{ \begin{aligned} &AK(n, i0, j)(i - i0 + 0.5)\Delta x \cos \theta \\ &+ AK_{sum\eta P}(n, i0, j)\Delta y \sin \theta \\ &+ 2\pi f_n t + eps_n \end{aligned} \right\} \right] \\
Pin(i, j, t) &= \sum_{n=1}^{ns} \left[ amp_n \sin \left\{ \begin{aligned} &AK(n, i0, j)(i - i0)\Delta x \cos \theta \\ &+ AK_{sum\eta P}(n, i0, j)\Delta y \sin \theta \\ &+ 2\pi f_n t + eps_n \end{aligned} \right\} \right] \\
&\quad \times C(i0, j) \cos \theta \\
Qin(i, j, t) &= \sum_{n=1}^{ns} \left[ amp_n \sin \left\{ \begin{aligned} &AK(n, i0, j)(i - i0 + 0.5)\Delta x \cos \theta \\ &+ AK_{sumQ}(n, i0, j)\Delta y \sin \theta \\ &+ 2\pi f_n t + eps_n \end{aligned} \right\} \right] \\
&\quad \times C(i0, j) \sin \theta \\
AK(n, i0, j) &= \frac{2\pi f_n}{C(i0, j)} \\
C(i0, j) &= \sqrt{gh(i0, j)} \\
AK_{sum\eta P}(n, i0, j) &= \frac{AK(n, i0, j)}{2} \quad j = js \\
&\quad , \quad j \geq js + 1 \\
AK_{sum\eta P}(n, i0, j) &= \frac{AK(n, i0, j)}{2} + \sum_{m=js}^{j-1} AK(n, i0, m) \quad j \geq js + 1 \\
AK_{sumQ}(n, i0, j) &= 0 \quad j = js \\
&\quad , \quad j \geq js + 1 \\
AK_{sumQ}(n, i0, j) &= \sum_{m=js}^{j-1} AK(n, i0, m) \quad j \geq js + 1
\end{aligned}$$

ここに、 $amp$  は周波数成分波の振幅、 $AK$  は波数、 $AK_{sum}$  は  $j$  軸方向へ積分した波数、 $C$  は波速、 $h$  は水深、 $\theta$  は波の入射角、 $f$  は周波数、 $eps$  は時間位相のランダム成分、 $ns$  は周波数成分波の個数、 $n$  は周波数成分、 $\Delta x$  と  $\Delta y$  は  $i$  と  $j$  の格子間隔、 $t$  は時間、 $g$  は重力加速度である。

### (5) 入射波向の検証とまとめ

上記のように変更したプログラムを検証するため、検証計算を行い標準プログラムと比較した。主な計算条件を表-1に示す。また、標準プログラムによる計算結果を図-7に、プログラム変更後の計算結果を図-8に示す。変更後のプログラムで計算した波向は意図したとおりに計算されており、このプログラムが入射境界の沿岸方向に大きな水深差がある場合にも適用可能であることがわかる。

表-1 検証計算の主要な計算条件

計算条件		設定値
波浪	入射波浪	片振幅10cm、周期60秒 規則波、入射波向30°
計算領域	計算範囲	3,800m×4,900m
	陸域、構造物等	なし
領域	計算水深	50m, 200m, 図-7, 図-8参照
	開境界処理領域	10,000m
係数	碎波計算	なし
	底面摩擦係数	0.02
差分	計算格子間隔	50m
	差分時間間隔	0.25秒

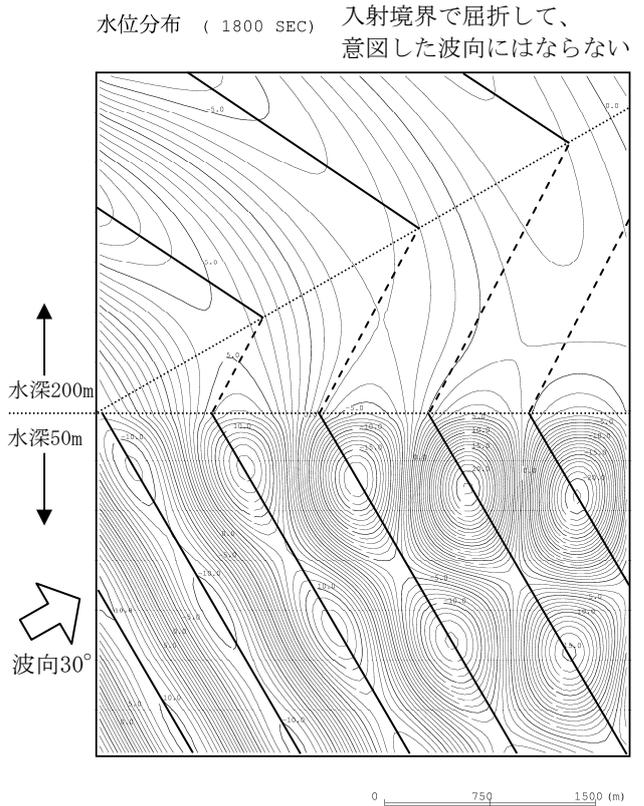


図-7 検証計算結果（標準プログラム、単位：cm）

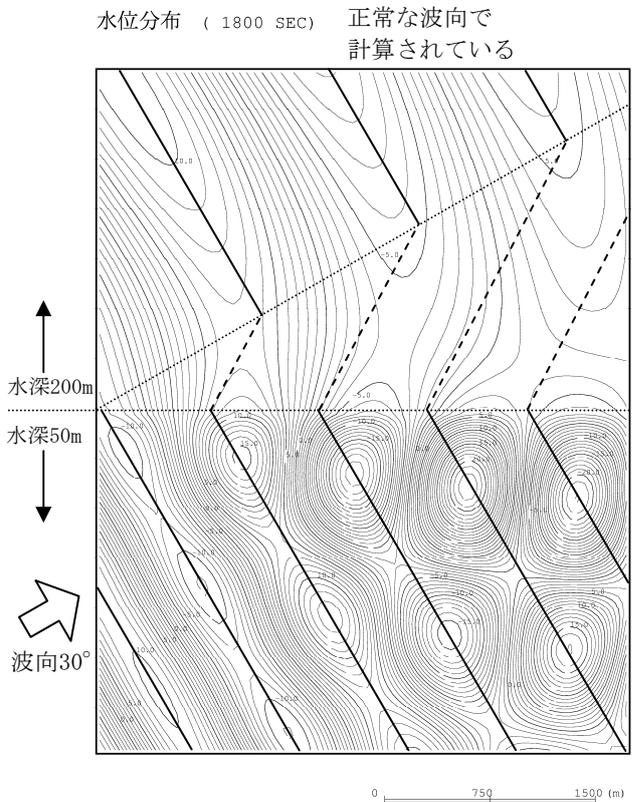


図-8 検証計算結果（プログラム変更後、単位：cm）

## 2.2.3 周期が短い波の波浪変形計算について

### (1) 概要

伏木富山港（伏木地区）における港内静穏度を検討するため、ブシネスクモデルを用いて周期6秒の波浪変形計算を行った。その際に生じた斜め成分波の波高の減衰についての検討結果を報告する。

### (2) 波高の減衰

周期6秒の波浪変形計算を計算格子間隔 $\Delta x=5m$ 、差分時間間隔 $\Delta t=0.0625$ 秒（1/16秒）で行った際に、計算結果に異常な波高の減衰が見られたため、数値実験計算を行いその原因と解決方法を検討した。

数値実験の主な計算条件を表-2に、計算ケースを表-3に、数値実験計算結果を表-4と図-9に示す。

表-2 数値実験の主要な計算条件

計算条件		設定値
波浪	入射波浪	H1/3=1.0m, T1/3=6秒 不規則波
	計算範囲	750m×1500m
計算領域	陸域、構造物等	なし
	計算水深	15m（一定）
	開境界処理領域	130m
	出力条件	有義波積分開始 600秒 有義波積分終了 1800秒 有義波積分期間 1200秒 有義波算定方法 レイリー分布
造波条件	入射波計算方法	周波数スペクトル：修正ブロード シュナイダー・光易型の標準スペクトル <sup>2)</sup> 方向関数：光易型方向関数 <sup>3)</sup>
	緩造波時間	15秒
	成分波数	512秒
	沖側代表水深	15m
	高周波数側限界	0.4Hz(周期2.5秒)
係数	砕波計算	なし
	底面摩擦係数	0.02

表-3 数値実験の計算ケース

ケース	$\Delta x$	$\Delta t$	波向	Smax	備考
case1	5.0m	0.0625秒	0°	25	多方向性
case2	5.0m	0.0625秒	0°	999	一方向性
case3	5.0m	0.0625秒	45°	999	斜め入射 一方向性
case4	3.3m	0.0625秒	45°	999	
case5	5.0m	0.0100秒	45°	999	多方向性
case6	5.0m	0.0100秒	0°	25	

表-4 数値実験の計算結果

ケース	方向分散性	入射波向	その他特徴	入射波高	終端波高
case1	○	正面		100cm	75cm
case2	×	正面		100cm	95cm
case3	×	斜め		100cm	40cm
case4	×	斜め	格子間隔小	100cm	40cm
case5	×	斜め	時間間隔小	100cm	70cm
case6	○	正面	時間間隔小	100cm	90cm

有義波高

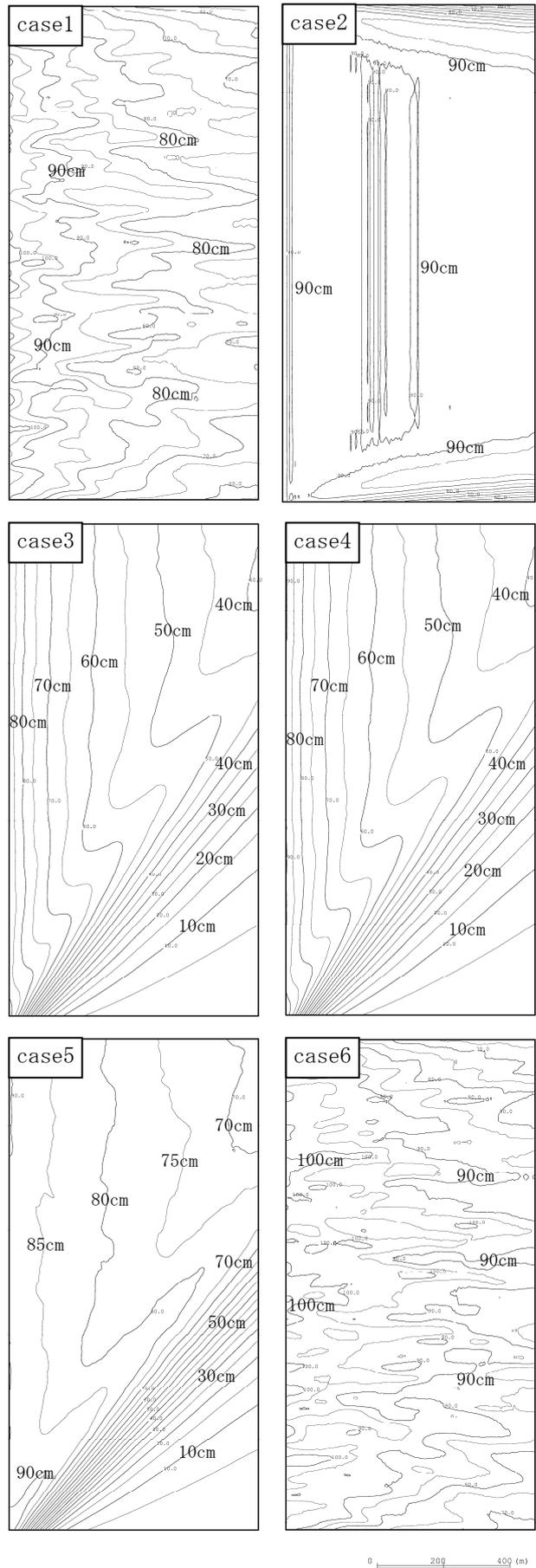


図-9 数値実験結果（波高分布，単位：cm）

### (a) 現象の確認

検討計算結果より、波高の減衰について次のことが言える。

- ・ 波高の減衰が認められる (case1)
- ・ 減衰しているのは、主に斜め入射成分波である (case2とcase3の比較)
- ・ 方向分散性が大きい ( $S_{max}$ が小さい) 波浪では斜め入射成分の波浪エネルギーが大きいため、波高の減衰が大きい (case1とcase2の比較)

### (b) 解決方法

検討計算結果より、波高の減衰の解決方法について次のことが言える。

- ・ 差分時間間隔 を小さく ( $\Delta t=0.0625$ 秒 $\rightarrow$  $\Delta t=0.01$ 秒、波浪の周期の $1/96\rightarrow 1/600$ ) すると、波高の減衰は小さくなる (case1とcase6の比較、case3とcase5の比較)
- ・ 計算格子間隔を小さく ( $\Delta t=5.0$ m $\rightarrow$  $\Delta x=3.3$ m、波浪の沖波波長の $1/11\rightarrow 1/17$ ) しても、波高の減衰は変わらない (case3とcase4の比較)
- ・ 波浪の入射波向は、沖側 (入射波) 境界に対して垂直に近いことが望ましい (case2とcase3の比較)

### (3) 結論

- ・ 波高の減衰を防ぐには、差分間隔を十分に小さくすることが有効である。この場合、計算格子間隔 ( $\Delta x$ ) より差分時間間隔 ( $\Delta t$ ) を小さくする方が効果が高い。また、計算安定性の面から見ても有利である。
- ・ 計算時間等の制約から、十分に差分時間 (格子) 間隔を小さく出来ない場合には、入射波向を入射境界に対して垂直にすることにより、波高の減衰を抑制できる。
- ・ 波高の減衰は波の伝播距離に依存してくることから、計算領域は、波浪変形の計算精度に支障が無い範囲で可能な限り小さくする必要がある。

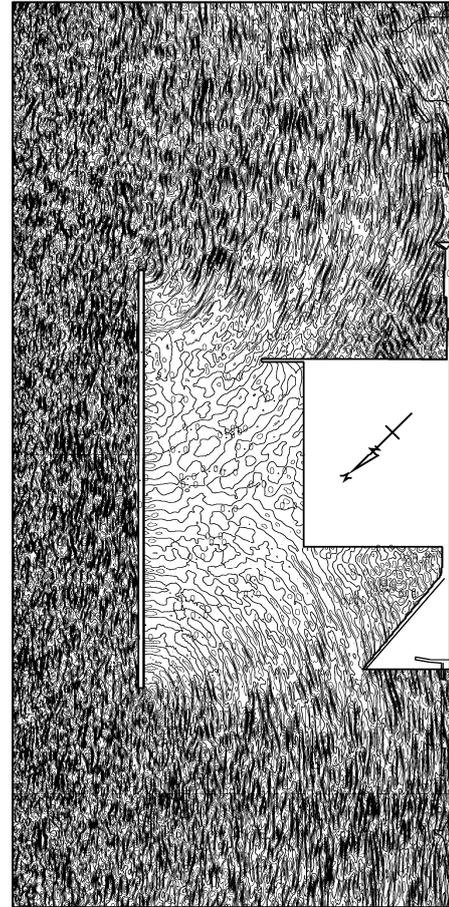
### 2.2.4まとめ

ブシネスクモデルVer4.6 $\beta$ を実海域に適用する場合、小領域での数値実験等からは予想もできない計算上の問題が起こることがある。本報告がそのような諸問題の解決に資することを期待する。

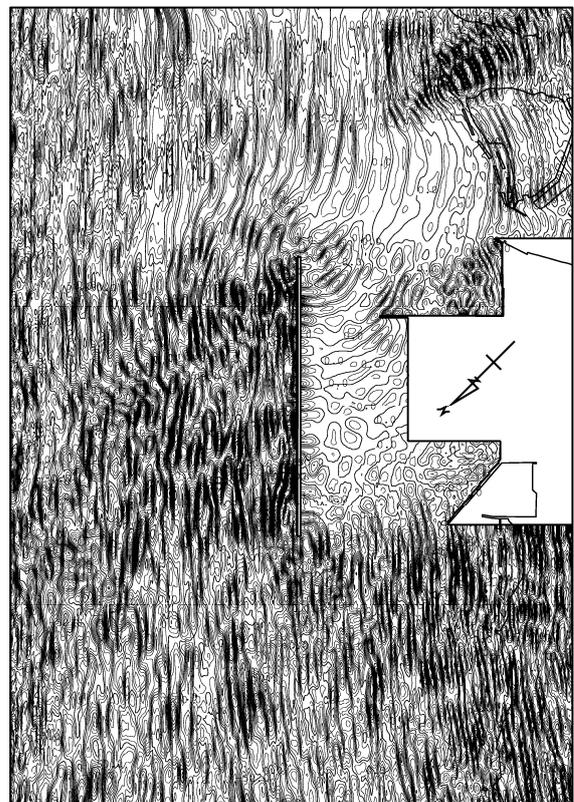
なお、最後に、伏木富山港 (伏木地区) で行った波浪計算結果の例 (計算開始後、2400秒の水位分布) を参考図-1, 2に示す。

### 参考文献

- 1) (独) 港湾空港技術研究所, (財) 沿岸開発技術研究センター: 非線形波浪変形モデル (Ver. 4.6 $\beta$ ) プログラム, 使用説明書, pp. 7-8, 2001.
- 2) (社) 日本港湾協会: 港湾の施設の技術上の基準・同解説, pp. 82, 1999.
- 3) 合田良實: 港湾構造物の耐波設計, pp. 20-22, 1990.



参考図-1 波浪計算例 (水位分布: 周期6秒, 波向NE)



参考図-2 波浪計算例 (水位分布: 周期10秒, 波向NE)

## 2.3 ケーソン式混成堤の堤頭部付近の波浪変形解析

### 2.3.1 はじめに

沖合に建設されるケーソン堤の安定性検討を行う上で、堤前の波高を精度よく評価する必要がある。浅海域に設置される場合に比べて、大水深部に設置されるケーソン堤の基礎マウンドは、幅広で厚いため、マウンドの水深変化に伴う波の変形が予想され、特に防波堤端部のマウンド形状によっては、波の屈折に伴い波高が増大することも考えられる。

本検討では大水深部に設置される建設途上のケーソン堤を想定し、その端部での波高を評価する目的でブシネスクモデル (NOWT-PARI Ver4.6) による波浪変形計算を実施した。

本報告では、はじめに検討対象とした防波堤諸元について示し、次に計算条件およびモデルに加えた工夫点 (造波方法) について述べ、最後に計算結果および考察を示した。

### 2.3.2 検討対象

本検討では図-1に示すような水深25mの一樣水深場における延長数kmのケーソン堤を想定する。基礎マウンド部はすでに全区間施工済みで、図面向かって左側から中央部までケーソンが据え付けられているものとする。

防波堤断面は図-1に示すようにマウンドは高さ10m、勾配1/3、港外側の肩幅が50mである。

入力波浪は数年確率波を想定して、有義波高6m、有義波周期13s、波向は防波堤に直角となる多方向不規則波を選んだ。

### 2.3.3 計算条件

計算領域は図-2に示すように、沿岸方向2000m・岸沖方向1000mとした。ケーソン堤は、港外側のマウンド法先の位置が $y=500\text{m}$ になるように配置し、沖側境界から250mのラインに造波境界を設置し、それより沖側はエネルギー吸収帯とした。岸側境界は透過境界となるようにやはり幅250mのエネルギー吸収帯を設けた。側方境界は反射境界としたが、沿岸方向領域を大きく取り、側方境界からの反射波が着目地点に及ばないものとした。

計算格子間隔は、堤体を十分な解像度で表せること、ならびに入力波の波長 (約180m) の1/30程度となることから5mとした。計算時間間隔は、入力波の有義波周期の1/100 (0.13s) とした。

多方向不規則波は標準スペクトル ( $S_{\max}=50$ ) であり、成分波数を512とした。造波境界には2.3.4に示すSource法を用いた。

計算は、はじめの5周期で緩造波を行い、10周期後から波高記録を開始し、210周期後で終了した。

なお、ここでは堤体前面での進行波の波高を評価することを目的とするので、ケーソンは設置しない状態、つまりマウンドの水深のみをモデル化した地形を用いた。

### 2.3.4 造波方法の工夫

NOWT-PARI Ver4.6 では、造波境界として線境界入射法を用いている。線境界入射法は、計算領域からの反射波のみを透過させることができるため有効な無反射造波境界として多くのモデルで用いられている手法であるが、条件によっては計算が途中でblow upする不具合がある。この原因は明らかではないが、入射させる水位と流速の関係式に線形近似されたBoussinesq方程式から得られる分散関係式を用いていることが少なからず影響しているものと考えられる。

上記の問題を解決するために、NOWT-PARI Ver4.6 にSource法を用いた造波境界を組み込み、限られた条件ではあるが、その適用性について検討した一例を以下に示す。なお、Source法の詳細についてはKirby and Sinha (1999)の論文を参照されたい。

図-3に2.3.2および2.3.3で示した計算条件 (ただし、一樣水深) に対して、線境界入射法とSource法を用いて計算を行った結果を示す。両手法とも、計算領域内では同等の波高値となり、NOWT-PARI Ver4.6 に対してもSource法が適用できることがわかる。計算領域内でやや波高が減衰するのは、多方向波の有効造波領域の影響であろう。

Source法では、入射境界の半波長程度の幅で湧きだし・吸い込みを行うことにより造波を行うため、その区間では、波高がやや変動する点、沖向きにも入射波高相当の波が造波されるため、沖側のエネルギー吸収帯を線境界入射法の場合に比べて広めに設定しなければならない点に留意する必要がある。

今後、NOWT-PARI Ver4.6に対するSource法の一般的な適用性について示す必要がある。

### 2.3.5 計算結果および考察

図-4に有義波高 (入射波高に対する比) の平面分布を示す。マウンド斜面部では、多少の反射波があるため区別がつきにくいだが、水深変化による波の浅水・屈折変形に伴う波高増大見られ、 $x=1000\text{m}$ 付近の防波堤端部ではマウンド形状がshoal状になるため波の集中により波高はより大きくなるのがわかる。 $y=750\text{m}$ で波高が大きくなるのは、2.3.4で述べたとおり、Source法の造波境界付近で局所的に波高が増大するためである。

$x=1000\text{m}$ の断面での有義波高の岸沖分布を図-5に示す。図中には、従来方法であるエネルギー平衡方程式法 (以下ETE、ただし浅水係数は首藤の式で非線形性を考慮) による結果ならびに斜め入射波 (防波堤法線に対して時計回りに $11.25^\circ$ ) に対する結果を併せて示した。

マウンド背後 ( $y<450\text{m}$ ) では、ETEが波高を過大評価する傾向にある。一方、マウンド斜面から堤体前面 ( $y=450\text{m}$ ) にかけてはNOWT-PARI Ver4.6による結果とエネルギー平衡方程式による結果に大きな差は見られず、ともに入射波高に対して6~7%程度の波高増大が見られた。

### 2.3.6 まとめ

マウンドの水深変化による波浪変形が考えられる沖合のケーソン堤端部での波高評価にNOWT-PARI Ver4.6を適用した。その結果、対象とした条件では、堤前で入射波高に対して6~7%程度の波高増大が生じることがわかった。従来の方法であるエネルギー平衡方程式を用いた場合でも同様な結果となった。

また、NOWT-PARI Ver4.6の造波境界にSource法を組み込み、その適用性の一例を示した。

なお、今回の条件に対してNOWT-PARI Ver4.6の計算時間（CPU:Pentium IV 1.8GHzのパソコン使用）は約17時間であり、これはエネルギー平衡方程式法の計算時間のおよそ100倍であった。したがって、現段階で、実務においては目的・要求される計

算精度・計算時間等を勘案して両モデルをうまく使い分ける必要があるものとする。

### 参考文献

- 1) 平山克也・平石哲也：修正ブシネスク方程式による高精度波浪変形計算の基本特性，港湾空港技術研究所資料，平成14年3月
- 2) 平山克也：平成14年度港湾空港技術講演会「港湾設計における波浪変形計算手法の発展とその活用について」に関するご質問とその回答（本報告の著者の質問に対する回答）
- 3) Wei, G., Kirby, J. T. & Sinha, A. : Generation of waves in Boussinesq models using a source function method", Coastal Engrng., 1999, 36, 271-299.

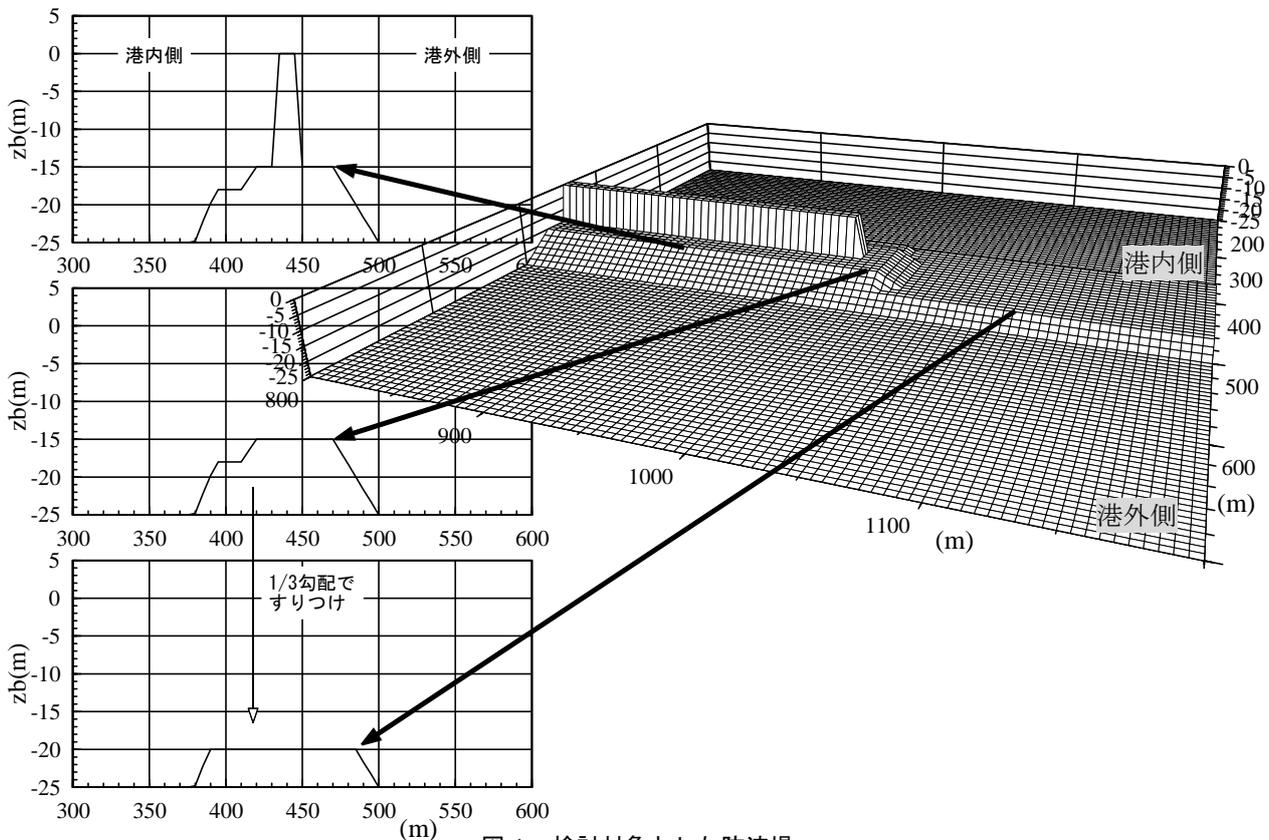


図-1 検討対象とした防波堤

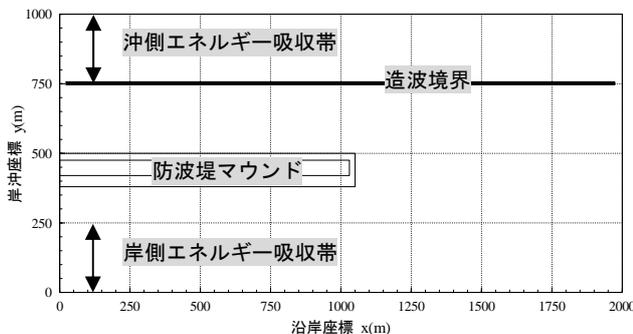


図-2 計算領域

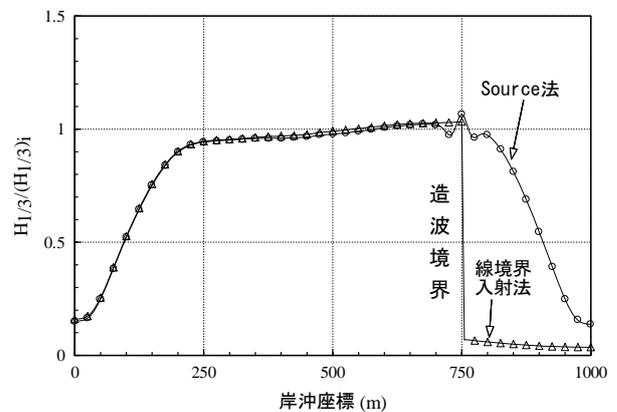


図-3 線境界入射法とSource法による波高比の比較

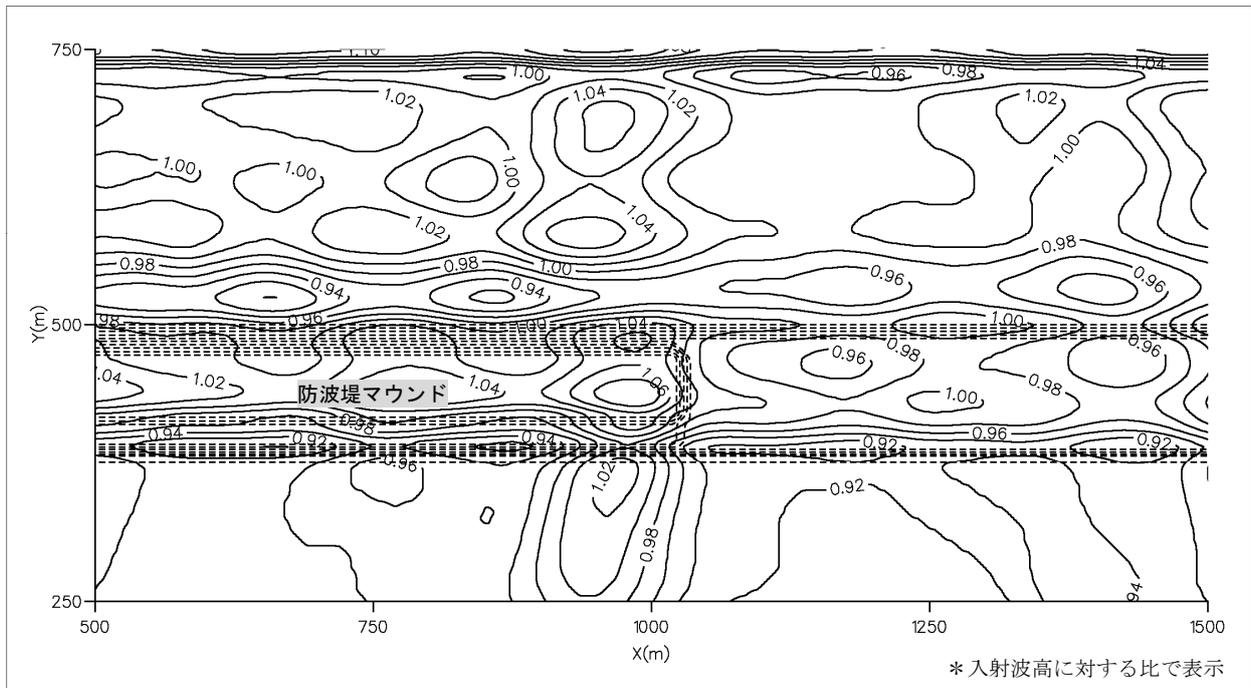


図-4 有義波高の平面分布

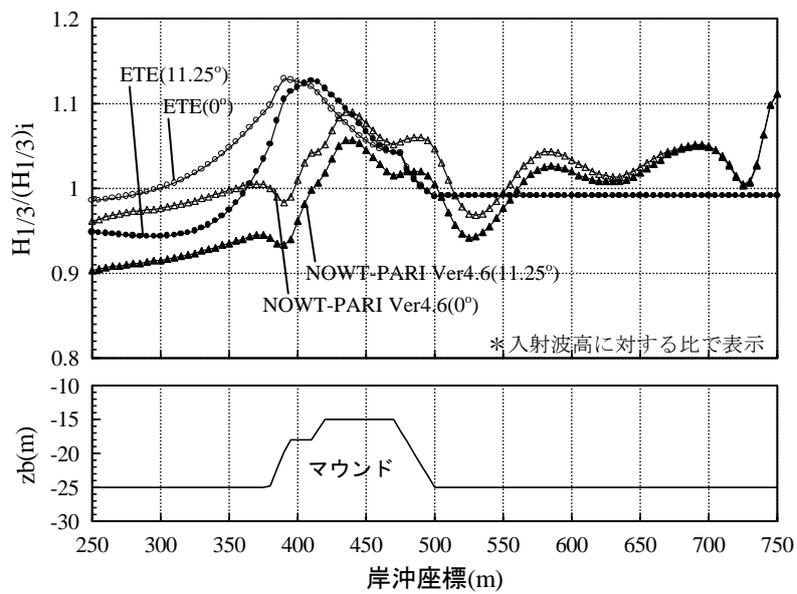


図-5 有義波高の岸沖分布

## 2.4 「ビジネス方程式による波浪変形計算システム (P046)」の現地適合性について (小名浜港)

「ビジネス方程式による波浪変形計算システム (P046) ver. 2.0」は、港湾空港技術研究所波浪研究室が開発した「NOWT-PARI Ver. 4.6β」を基本に、各港湾工事事務所などでも利用できるようGUI環境を整備したシステムである。ここでは、これらの概要と小名浜港をモデルとした適用事例を示す。

### 2.4.1 システム概要

#### (1) システムの主な機能

主な機能を以下に、ver. 2.0でのシステム改良点を表-2.4.1に示す。

##### (a) 対象波浪

ブレットシュナイダー光易型スペクトルを仮定した不規則波および規則波。

##### (b) 境界条件

- ・従来手作業で行っていたエネルギー吸収帯の設定が、マウスによる領域選択が可能。
- ・エネルギー吸収帯の反射率は、波長と吸収帯幅の関係により概略の設定が可能<sup>1)</sup>。
- ・沖側境界の格子水深の設定は、スロープすり付けの自動作成が可能 (図-2.4.5)。

##### (c) 出力

- ・各統計値の数値図、カラーカウンター図、流速ベクトル図の他に、指定点毎に水位および流速の時系列データが出力できる。
- ・時系列データを時間間隔指定で出力し、アニメーションが可能。

#### (2) 計算手順

本システムの全体的な計算手順を図-2.4.1に示す。計算手順は、①深浅データおよび港湾計画資料などを基に水深データおよび港湾形状データの作成または修正を行い、これを用いて②プログラムに入力するための水深の格子データを作成する。③境界条件および計算条件の設定後、④ジョブの実行を行い、⑤計算終了後、出力を行うものである。

### 2.4.2 計算条件の設定について

本システムの計算条件を設定する方法および注意事項について以下に示す。

#### (1) 水深データ、港湾形状データの作成

##### (a) 有効造波領域

水槽実験と同様に本プログラムにも有効造波領域がある。港内を対象とした静穏度を精度良く計算するためには、波の入射境界から $30^{\circ} \sim 45^{\circ}$ の領域内に港口部が含まれる必要がある (図-2.4.2参照)。

##### (b) 計算波向

本システムでは、沖側境界から直角に入射する波を計算するため、データは入射波向毎に地形を回転させて作成する。

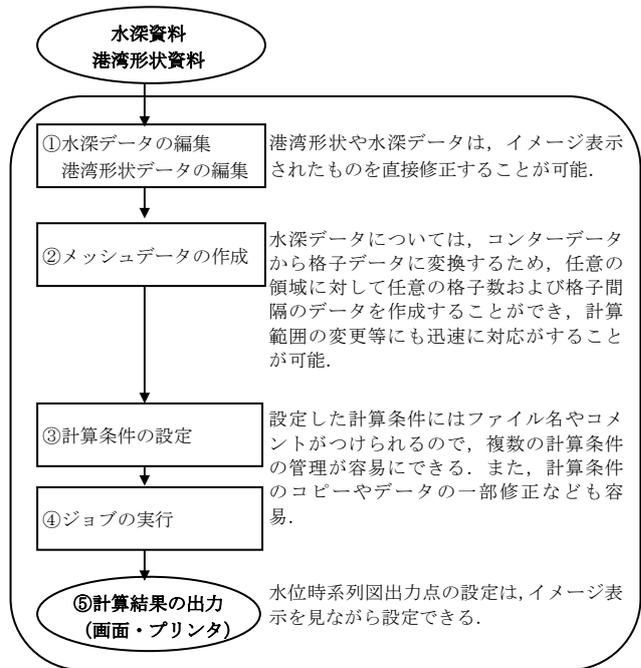


図-2.4.1 計算手順

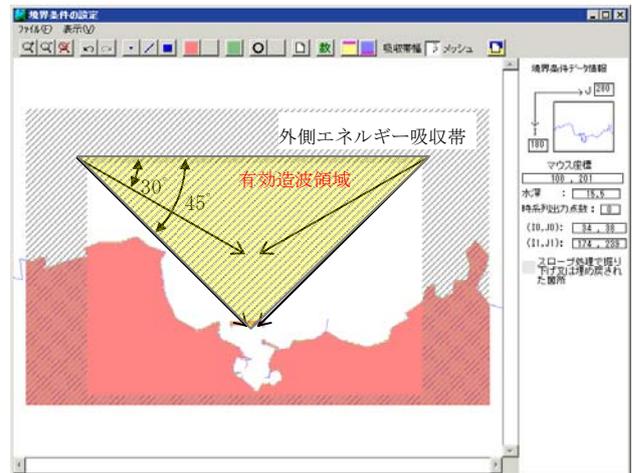


図-2.4.2 有効造波領域

#### (c) 計算範囲

ver. 2.0では、メッシュ数 $1,000 \times 1,000$ に対応している。ただし、このメッシュには外側エネルギー吸収帯も含まれており、検討対象領域は吸収帯の内側領域である。

#### (d) 沖側境界の設定位置

沖側境界の設定位置は沖波波浪観測値 (推算値) が得られた位置、もしくは入射波の沖波波長の $1/2$ 以上の水深を有する地点を設定する。また、沖側境界上の水深は一定となっている必要がある (本システムでは代表水深より深い格子水深データを代表水深に置き換えている)。ただし、沖側境界の水深が浅海波や長波のように海底地形の影響を受ける場合には、波向に平行な斜面によってすり付けるなど、屈折や浅水変形の影響を十分に考慮する必要がある。

#### (2) メッシュデータの作成

##### (a) 格子間隔

ビジネス方程式による波浪変形計算では、実

用上十分な計算精度を確保するために必要な計算格子間隔は、その水深における波長の1/10程度以下（沖側境界では1/20程度）が目安とされる。

計算が発散する場合は更にこの値を小さくする必要がある。

### (3) 境界条件および計算条件の設定

本システムの境界条件設定画面および計算条件設定画面を図-2.4.3、図-2.4.4に示す。

#### (a) 外側エネルギー吸収帯

計算領域外側のエネルギー吸収帯は無反射境界（透過境界）を実現するために設けるものであり、通常、沖側境界における波長の2倍以上の幅が必要となる。

#### (b) 任意エネルギー吸収帯<sup>1)</sup>

計算領域内に任意に設定されるエネルギー吸収帯は、反射率( $K_r$ )が $0 < K_r < 1$ の部分反射境界を実現するために設定するものであり、エネルギー吸収帯の反射率はその幅( $F$ )と水深( $h$ )、および入射波の波長( $L$ )によって決まるため、反射率が所定の値となるように設定する必要がある。通常は、 $0 < F \leq 2L$ の範囲で設定する。

目標反射率に対する幅と水深（一定）の関係が明確ではないため、現行では試行錯誤的にエネルギー吸収帯幅の設定を行う必要がある。

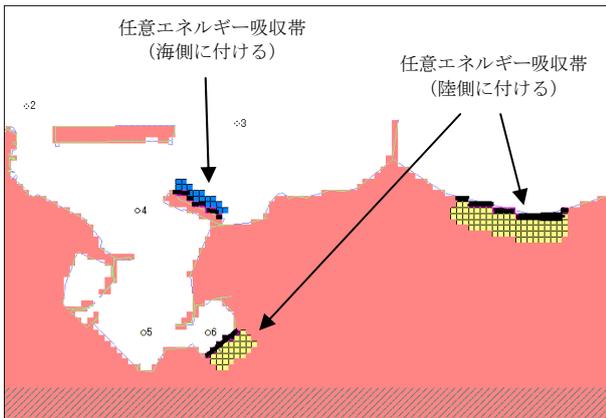


図-2.4.3 計算条件入力図

#### (c) 波浪条件

入射境界面では波高が境界上で同一であることが望ましいが、実際には境界上で異なる場合が多く、その場合は代表波高を入力する。

規則波で検討する場合は、成分波数1,  $S_{max}$ を999とすることで考慮可能である。

- ・ 下限周期：造波周期より小さな波はカットされ、波のエネルギーは他の波に再配分する。
- ・ 潮位：水深に加算する。
- ・ 最小水深：計算する水深の下限値。この水深より浅い格子の水深は「最小水深」に設定される。

#### (d) 砕波指標

一般に規則波は0.6~0.7, 不規則波はそれの0.8倍程度を入力する。

#### (e) 底面摩擦係数

通常は、「沖側摩擦係数」と「岸側摩擦係数」を同一の0.02~0.04程度に設定し、境界水深を”0”とする。

リーフの広がる海域等を想定した場合には、岸沖境界水深を境とした沖側・岸側摩擦係数を入力する。

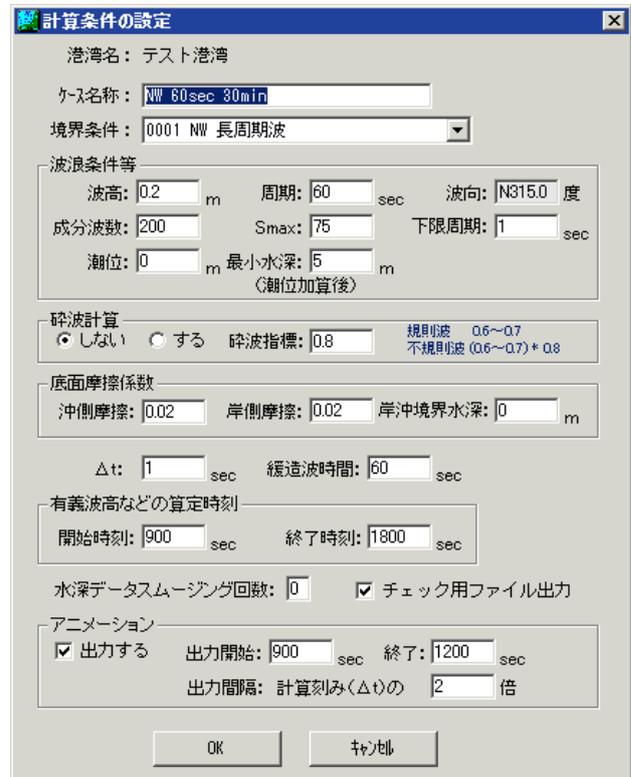


図-2.4.4 計算条件入力図

#### (f) 計算の刻み幅 $\Delta t$

計算の刻み幅は、計算時間に反比例するため可能な限り大きくした方が効率的ではあるが、大きく設定すると計算が発散する場合があるので注意を要する。一般に周期の1/100程度とすることが望ましい。

なお、計算の性質上、メッシュ幅を小さく設定するよりも、計算刻み幅を小さく設定する方が計算の精度の向上に有効である。

#### (g) 緩造波時間

水理模型実験と同様に入射波の振幅比を計算開始時から線形的に増幅させ、一定時間後に所定の値にするものである。一般に周期の2~3倍程度を目安とする。

#### (h) 有義波高などの算定時刻

時系列計算結果を統計処理する計算時間を設定する。波が計算領域全体まで到達し、定常状態になるまでには時間を要するため、随時、時系列図を確認し、波形が安定した状態から波の統計量の算定を行う。

不規則波の場合、統計時間の「開始時刻」から「終了時刻」までの時間は、波浪の統計200波程

度の波が入射する時間に設定することが望ましい。

**(i) 水深データスムージング回数**

数値計算の安定性の問題から、凹凸の大きな海底地形では事前にスムージング計算を実施し、滑らかな海底地形とする必要がある。

比較的滑らかな海底地形の場合はスムージングを行わなくても特に問題はない。

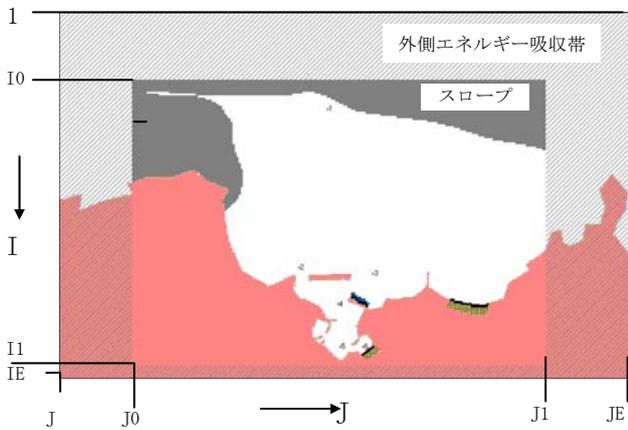
**(j) アニメーション**

アニメーション用のファイルは、出力開始時間、出力終了時間を設定する。

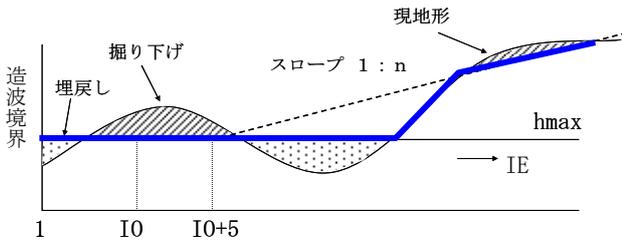
**(k) スロープによる斜面のすり付けの設定**

沖側入射境界にスロープによる斜面のすり付けは、「スロープの傾き」(通常1/10~1/30)と「沖側水深」を入力すると図-2.4.5のb), c)に示すような勾配に自動的に設定される。

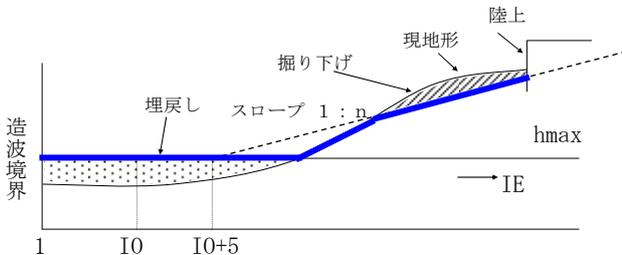
沖側水深を入力する際には、「沖側境界地点(I0)の最大水深(hmax)」が表示されるので参考として設定する。



a) スロープ設定例



b) スロープ設定方法①



c) スロープ設定方法②

図-2.4.5 海底地形断面のスロープの設定方法

表-2.4.1 本システムの改良点一覧表

		平成14年度 システムver. 2.0
計算部分 プログラム	名称	NOWT-PARI Ver. 4.6β
	変更点	バグを最新のものに変更
時系列出力 地点	最大 設定数	50点
	表示 方法	設定点周辺に通し番号を付加
格子配列最大値		1,000×1,000
やり直し機能(格子 属性の編集)		5回
沖側境界の水深		沖側境界の格子水深データは 沖側水深に置き換える。また、 自動作成機能によるス ロープすり付けが可能。
格子 水深	計算位置	格子水深計算位置を格子中心 に変更
	データスムー ジ ング回数	任意設定可能
計算条件の設定 (成分波数)		1以上(規則波にも対応)
外側エネ ルギー吸収帯	設定 方法	座標値の直接入力機能を付加
任意エネ ルギー吸収帯	設定 対象	海域でも設定可能
	自動 設定	新規
ア ニ メ ー シ ョ ン	機能	新規
	出力 間隔	新規
出力	基プログラム 固有出力ファイル	ケース毎のフォルダにリスト 出力
	波高値	Hrmsおよび最大振幅(規則波 対応) (出力ファイルに最大振幅を 追加)
	砕波計算 非実行時の流速	リスト出力
	水位の出力時刻	リスト出力
表示	計算終了時刻	カウンターメータおよび計算経過時間 を表示
	ベクトル始点	ベクトル始点を計算格子中央 部に改良
	メッシュ間隔 表示数	2桁
	海域の干上がり による異常修了 の表示	異常修了時を表示し、内容を 明記
	流速ベクトル 時間変動	成分流速の時間変動波形、流 速ベクトル変動を表示可能
インストール方法		港空研の他のシステムと統一

### 2.4.3 現地観測結果との比較

平成13年度に小名浜港において実施した現地観測では、港内外8地点（図2.4.6参照、図中⑨はナウファス観測点）の波浪観測を行った。ここでは、本システムによる計算結果と現地観測結果を比較し、本計算法の適合性について検討した。

#### (1) 対象波浪

##### (a) 高波浪時の抽出

本検討で用いた現地観測値は、比較的長周期波が卓越していた1月27日19:00～24:00のデータを用いて行った。

表-2.4.2に、5時間の統計値を平均した観測結果と、現地観測地点①と各地点間の長周期波波高の比を取った結果を示す。

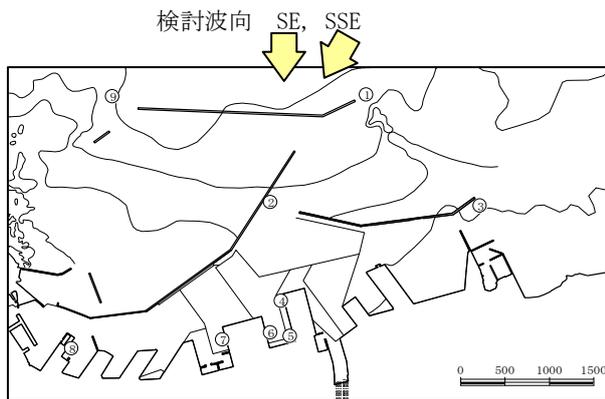


図-2.4.6 波浪観測点

表-2.4.2 長周期波波高比較表

	長周期波波高比モニター地点							
	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧
長周期波波高 (cm)	15.73	14.40	-	9.58	17.57	11.46	9.55	10.92
長周期波周期 (sec)	82.7	87.6	-	80.9	133.7	141.6	85.1	74.8
①からの波高比	1.000	0.915	-	0.609	1.117	0.728	0.607	0.694

##### (b) 現地長周期波特性

沖の観測点①のスペクトル（図-2.4.7参照）は、67秒周辺のピークと、91秒から125秒の間にピークを有する二山形スペクトルであることがわかった。そこで本検討の計算は、60秒と90秒にピークを有するブレットシュナイダー光易型スペクトルを用いて算定し、それぞれの結果をエネルギー合成した。

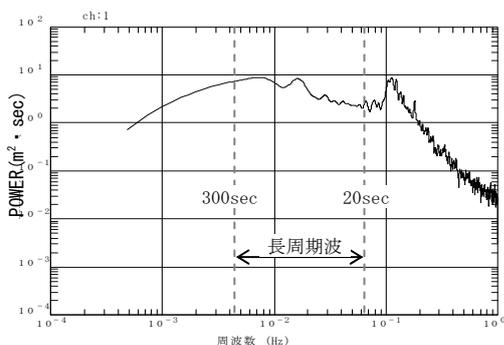


図-2.4.7 現地観測結果（地点①）

### (2) 計算条件

計算条件を表-2.4.3に示す。

表-2.4.3 計算条件（全計算ケースに共通）

項目	設定値
計算格子間隔	20 m
波高	0.2 m
周期	60 sec, 90 sec（計算結果を合成）
検討波向	SE, SSE
成分波数	500
S <sub>max</sub>	75
下限周期	1 秒
潮位	0 m
沖側水深	45 m
最小水深	7 m
砕波計算	しない
沖側底面摩擦係数	0.02
岸側底面摩擦係数	0.02
岸沖境界水深	0 m
計算刻み幅	1 秒
緩造波時間	60 秒
有義波算定開始時間	15 分
計算継続時間	30 分
スムージング回数	0 回

### (3) 検討結果

小名浜港の現況港形に対する長周期波の統計値計算結果を表-2.4.4、図-2.4.8に示す。表の上段は、沖側波高に対する波高比であり、下段は水位モニター点①地点に対する波高比である。

計算値は、観測値と比較的一致することが確認された。ただし、港奥部や隅角部の地点⑤⑥⑧は計算値が低い値を示す結果となった。この結果の相違については幾つかの原因が考えられるが詳細については現在、検討を行っている。

表-2.4.4 長周期波波高比較表

	長周期波波高比モニター地点							
	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧
観測値	1.000	0.915	-	0.609	1.117	0.728	0.607	0.694
ケース1	1.310	1.182	1.673	1.006	1.158	0.760	0.855	0.662
現況SE	<b>1.000</b>	<b>0.903</b>	<b>1.277</b>	<b>0.768</b>	<b>0.885</b>	<b>0.580</b>	<b>0.653</b>	<b>0.505</b>
ケース1	1.566	1.367	1.843	1.077	1.156	0.715	1.148	0.613
現況SSE	<b>1.000</b>	<b>0.873</b>	<b>1.177</b>	<b>0.688</b>	<b>0.738</b>	<b>0.457</b>	<b>0.733</b>	<b>0.392</b>

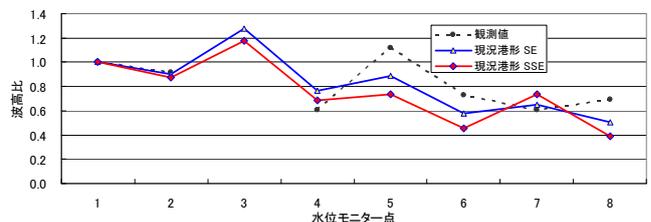


図-2.4.8 現地観測と計算結果の比較（現況港形）

### 2.4.4 長周期波対策港形の検討

小名浜港を対象とした長周期波対策港形4港形について検討した結果を以下に示す。

ケース1は現況港形、ケース2は沖防波堤を1,000m延伸、ケース3は沖防波堤を直角に曲げ300m延伸、ケース4は港内にエネルギー吸収帯を1箇所設置、ケース5は港内に2箇所エネルギー吸収帯を設置した条件である。エネルギー吸収帯の反射率は0.7程度とした。

表-2.4.5は、計算結果(SE)の波高比を整理したものである。表の上段は、沖側波高に対する波高比で

あり、下段は水位モニター点①地点に対する波高比である。

表-2.4.5 長周期波波高比較表 (SE)

	長周期波波高比モニター地点							
	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧
ケース 1	1.31	1.18	1.67	1.01	1.16	0.76	0.86	0.66
現況	1.00	0.90	1.28	0.77	0.89	0.58	0.65	0.51
ケース 2	1.24	0.87	1.60	0.75	0.78	0.49	0.51	0.57
対策港形①	1.00	0.70	1.29	0.61	0.63	0.40	0.41	0.46
ケース 3	1.62	1.39	1.74	1.10	1.22	0.79	0.77	0.66
対策港形②	1.00	0.86	1.07	0.68	0.76	0.49	0.48	0.41
ケース 4	1.31	1.20	1.67	1.02	1.20	0.78	0.62	0.61
対策港形③	1.00	0.92	1.28	0.78	0.91	0.60	0.47	0.47
ケース 5	1.31	1.16	1.46	0.98	1.16	0.77	0.63	0.58
対策港形④	1.00	0.88	1.11	0.74	0.88	0.59	0.48	0.44

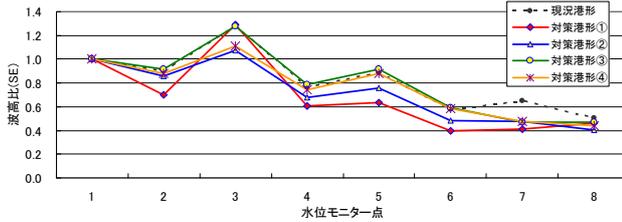
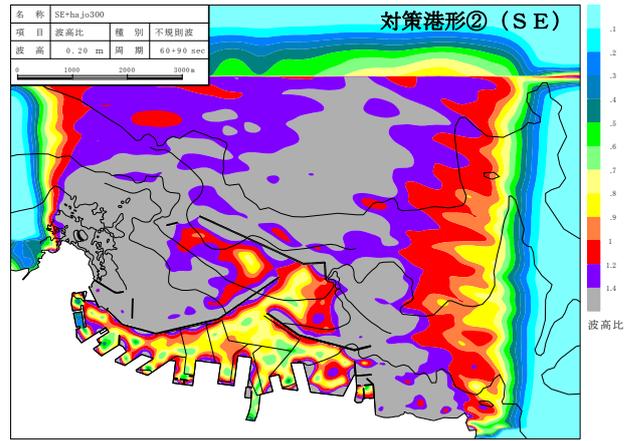
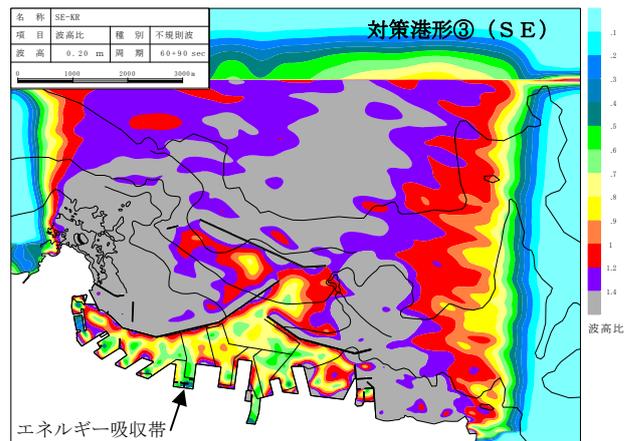


図-2.4.9 計算結果

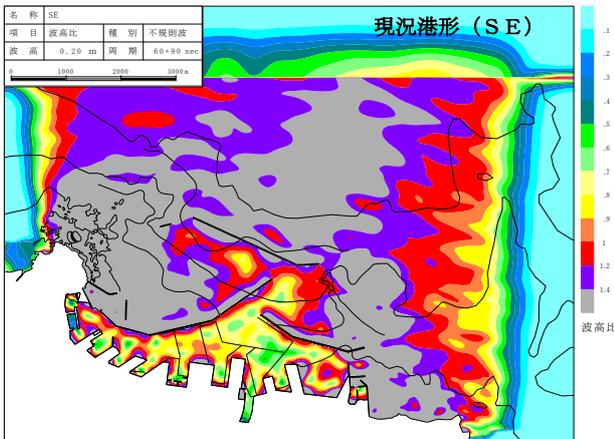
対策港形の減衰効果が大きい方から順に示すと、沖防波堤を1,000m延伸した「対策港形①」、次に沖防波堤に波除堤を300m設置した「対策港形②」、続いて港奥部2箇所エネルギー減衰構造物を設置した「対策港形④」、エネルギー減衰構造物を1箇所のみ設置した「対策港形③」の順となった。



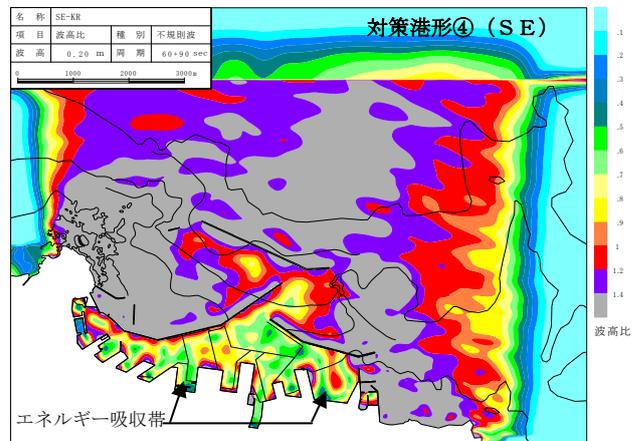
c) 対策港形② (SE)



d) 対策港形③ (SE)

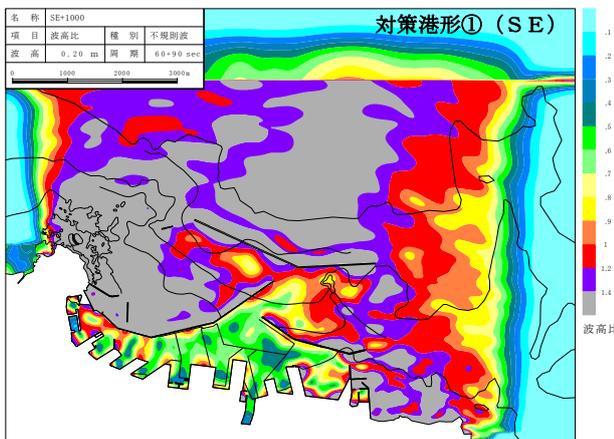


a) 現況港形 (SE)



e) 対策港形④ (SE)

図-2.4.10 計算結果



b) 対策港形① (SE)

## 2.4.5 課題

今後の課題を整理したものを以下に示す。

- 任意スペクトルを考慮。
- 各周波数に対して任意反射率を設定。
- 長周期波の波向の合理的設定方法。

## 参考文献

- 1) 平山克也：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，平成14年12月。

## 2.5 横須賀港走水地区における波浪場解析

### 2.5.1 はじめに

#### (1) 報告概要

横須賀港走水地区（以下、簡単に「走水」と記述する）では、港外に防波堤の建設が計画されている。しかし、周辺海域の水深分布は、複雑であるため、従来の静穏度解析手法で港内波高分布を精度良く評価するのは困難である。そこで、波の浅水変形、屈折、回折、反射等を同時に取り扱うことのできるブネスク方程式法により、波浪変形計算を行い、計画防波堤の静穏性について検討する。

また、現在実施されている第三海堡撤去工事で発生する撤去材を活用し、走水沖に浅場を造成した場合の波浪に関する影響検討も併せて実施する。

本報告は、国土交通省関東地方整備局東京湾口航路工事事務所が事業主体となり、財団法人 港湾空港建設技術サービスセンター横浜支部より発注された「東京湾口航路防波堤整備検討調査」の成果として、現地適用における計算条件の検討と現地適用事例について、とりまとめたものである。

#### (2) 対象地点

対象地点となる走水の位置を図-1に示す。また、図-2に、走水周辺海域の水深分布図を示す。図-2より、走水周辺海域の水深分布は、複雑に入り組んでいることがわかる。

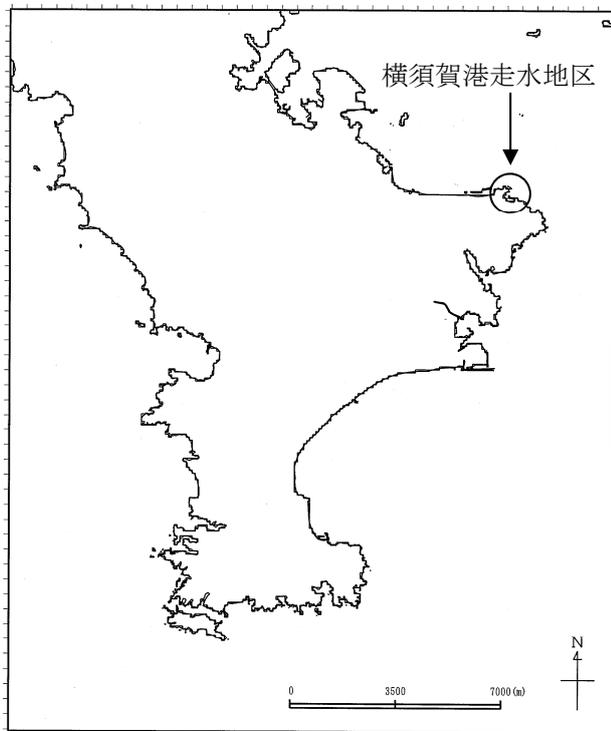


図-1 横須賀港走水地区の位置図

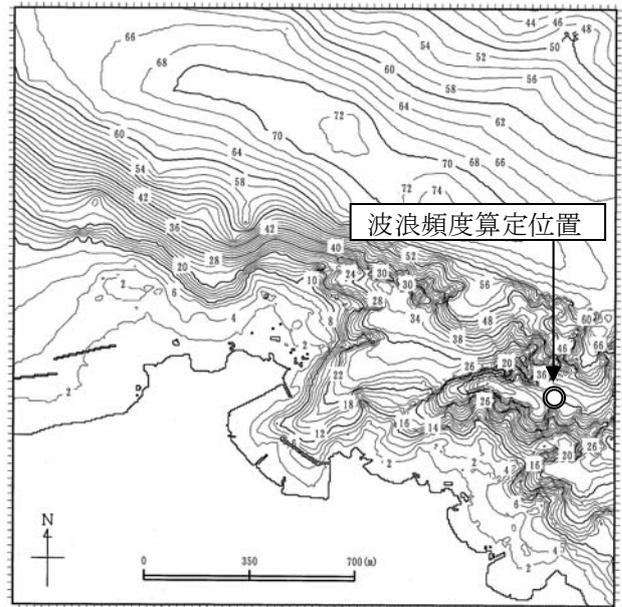


図-2 走水周辺海域の水深分布図（単位:m）

#### (3) 対象地点の波浪条件

波浪変形計算に用いる波浪条件を設定するために、走水沖（図-2中の◎印）の波浪出現頻度を算定する。以下に、その方法を記述する。

波浪出現頻度は、湾内発生波（風波）成分と外洋侵入波（うねり）成分について、観測データを基に算定する。湾内発生波成分は、第二海堡の風データを基に波浪推算により求める。また、外洋侵入波成分は、エネルギー平衡方程式による東京湾海域の波浪変形計算結果（波高比分布）を用いて、アシカ島の波浪観測データを、走水沖の波浪データに変換することにより求める。この2つの成分を合成することにより、走水沖の波浪出現頻度を算定する。表-1及び表-2に、走水沖の波向別波高出現頻度表と波向別周期出現頻度表を示す。

- 2つの波浪出現頻度表より、以下のことが言える。
- ・波高：1.0m以下の未超過出現率は、98.5%である。
  - ・波向：N系とS系の頻度が高い。
  - ・周期：N系の周期は、2.0s～8.0sである。  
S系の周期は、2.0s～15.0sである。

表-1 走水沖の波向別波高出現頻度表

波高	波向																合計	波高：1.0m以下未超過出現率 (%)
	NNE	ENE	E	ESE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE		
0-25	1333	37	71	333	240	188	830	3118	235	1	2	89	152	308	174	1006	1006	
25-50	12723	132	253	584	448	597	1891	6029	848	0	0	432	283	529	3003	23249	23249	
50-75	1143	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
75-100	1464	2	4	4	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	
100-125	240	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
125-150	48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
150-175	14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
175-200	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
200-225	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
225-250	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
250-275	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
275-300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
300-325	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
325-350	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
350-375	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
375-400	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
400-425	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
425-450	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
450-	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
合計	19020	224	420	943	713	848	2580	10861	1484	1	2	580	400	1477	4023	43824	43824	
波高：1.0m以下未超過出現率 (%)	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	98.5	

表-2 走水沖の波向別周期出現頻度表

波向	波向別													合計	出現頻度 (%)			
	NNE	NE	E	ESE	SE	SSE	S	SSW	SW	WSW	W	WNW	W					
0-1	812	11	31	31	19	7	48	124	12								1180	1180
1-2	1360	62	239	202	229	66	267	899	82								4062	7646
2-3	6687	54	251	249	138	64	478	1498	198								11124	18470
3-4	8024	92	292	341	265	232	1489	6814	672								21920	40590
4-5	944	3	6	17	14	312	175	1140	509								3549	43139
5-6	19	0	0	0	0	0	0	0	0								19	3864
6-7	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
7-8	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
8-9	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
9-10	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
10-11	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
11-12	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
12-13	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
13-14	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
14-15	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
15-16	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
16-	0	0	0	0	0	0	0	0	0								0	4322
合計	19020	224	820	943	711	840	2380	10961	1494								43824	88849
出現頻度 (%)	43.4	0.5	1.8	2.1	1.6	1.9	5.3	24.2	3.4								100.0	100.0

2.5.2 現地適用に関する計算条件の検討

ブシネスク方程式法を現地適用を行うに当たって、

①波浪作用時間の検討, ②部分反射の検討を行う。

(1) 波浪作用時間の検討

波浪作用時間をどの程度に設定すれば、港内波高分布が定常状態になるかを検討する。計算条件を以下に示す。

- ・計算波向 : NNE
- ・計算範囲 : 図-3に計算範囲図を示す。
- ・格子間隔 : 5m
- ・時間間隔 : 0.025s
- ・入射波周期 : 4.0s, 14.0s
- ・入射波高 : 0.1m
- ・最低水深 : 2.0m
- ・沖側水深 : 60m一様
- ・入射波の種類 : 多方向不規則波
- ・波浪作用時間 : 各周期に対して100波~400波まで  
100波刻みに4種類

図-4は、波向NNE, 周期4.0s, 波浪作用時間400波とする場合の港沖と港内の波形抽出点における水位の経時変化である。

港内の経時変化から判断すると、港内に波が侵入してくる時間は、約280秒(入射波周期に対して70波)となる。そのため、波浪作用時間が100波の場合、港内へ侵入する波数は、30波程度となる

従って、波浪作用時間を100波, 200波, 300波, 400波としても、港内に侵入する波の数は、それぞれ30波, 130波, 230波, 330波となる。

一般に、不規則波の統計解析を実施する場合、200波程度の波数が必要とされるため、波浪作用時間としては、入射波周期に対して270波以上で実施するのが望ましいと考えられる。

図-5に、波向NNE, 周期4.0s, 波浪作用時間100波, 300波における波高比分布図を示す。

図より、周期4.0sの場合、波浪作用時間が長くなるに従って、港内の波高比分布が若干ではあるものの増加している。しかしながら、300波と400波を比較すると、波高比分布に大きな違いは見られない。

一方、周期14.0sの場合は、200波, 300波, 400波を比較すると、波高比分布に大きな違いは見られない。周期により、定常状態となる波浪作用時間が異なる要因としては、周期が長くなると伝播速度が早くなり、より少ない波浪作用時間で港内に波が侵入するためだと考えられる。

以上より、周期4.0sの場合の波浪作用時間は、300波~400波、周期14.0sの場合の波浪作用時間は、200波程度とする。

なお、波浪作用時間の設定を行うのに当たり、入射波境界と対象地点の距離との関係や周期(伝播速度)の違いにより、波高分布が定常状態になる波浪作用時間が異なる。従って、常に港内の水位の経時変化を確認する必要がある。

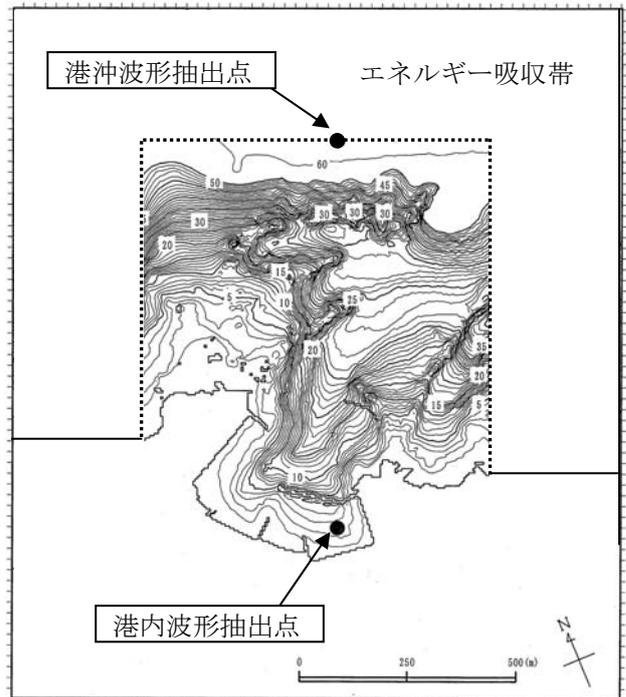


図-3 波向NNEにおける計算範囲図

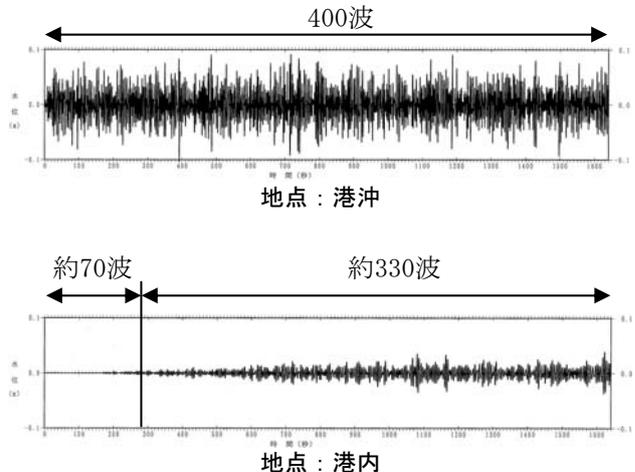
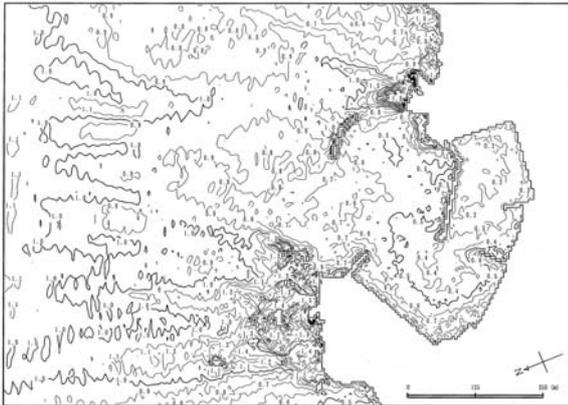


図-4 波向NNEにおける港沖と港内の水位経時変化図(波浪作用時間: 周期4.0sに対して400波)



波浪作用時間：100波



波浪作用時間：300波

図-5 波浪作用時間の違いによる波高比分布図  
(波向NNE, 周期4.0s)

造)に設定すると、多重反射の軽減に最も寄与することがわかった。

なお、周期4.0sの場合で部分反射を考慮した場合、波浪作用時間を470波まで増加させても波高比分布に大きな差異は認められなかった。

以上の検討では述べなかったものの、ブシネスク方程式は、浅海域を対象した計算手法であるため、水深波長比 ( $h/L$ ) が1/2以上となる深海域で計算が発散する。周期8.0sの場合、波長は約100mであり、水深波長比 ( $h/L$ ) < 1/2となる限界水深は、DL-50.0mである。従って、水深DL-50.0m以深の海域については、計算上一律DL-50.0mと設定する。

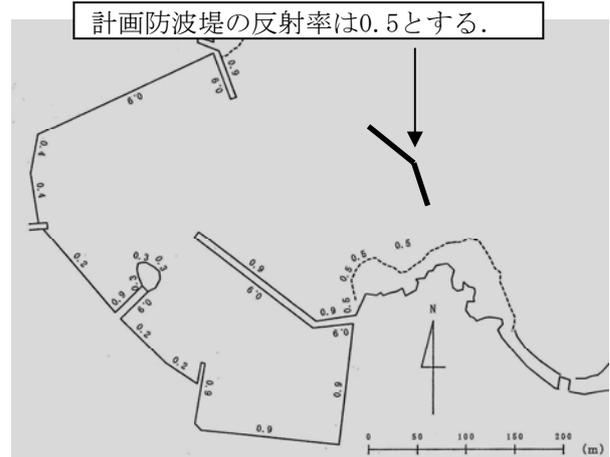


図-6 部分反射率の設定図

## (2) 部分反射の検討

完全反射と部分反射を考慮した計算を行い、その結果を比較する。図-6に、部分反射率の設定図を示す。なお、部分反射の設定については、平山・平石 (2002) の論文中の感度分析結果を参考に設定する。計算条件を以下に示す。

- ・計算波向 : NNE
- ・計算範囲 : 図-3に計算範囲図を示す。
- ・格子間隔 : 5m
- ・時間間隔 : 0.025s
- ・反射率 : 完全反射, 部分反射考慮の2種類
- ・入射波周期 : 4.0s
- ・入射波高 : 0.2m
- ・最低水深 : 2.0m
- ・沖側水深 : 60m一様
- ・入射波の種類 : 多方向不規則波
- ・波浪作用時間 : 周期に対して270波

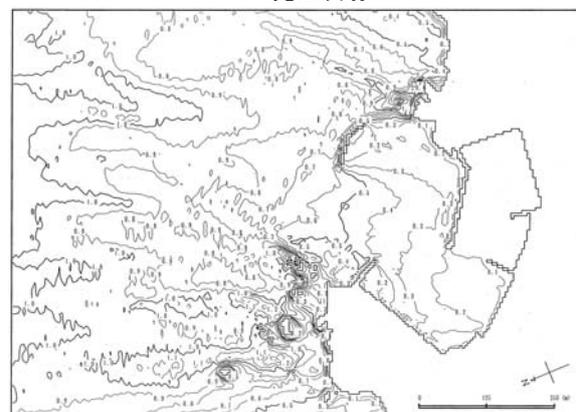
図-7に、波向NNE, 周期4.0sで、完全反射と部分反射を考慮した場合における波高比分布図を示す。

完全反射の場合は、港内で多重反射が顕著に発生しているため、波高比が0.4~0.7と大きくなる。それに対して、部分反射を考慮すると、波高比が0.2~0.5と小さくなる。

反射面毎に部分反射を考慮した感度計算を行った結果、沖防波堤の港内側の反射率を0.5 (消波構



完全反射



部分反射 (反射率は図-6 参照)

図-7 完全反射と部分反射の違いによる波高比分布図  
(波向NNE, 周期4.0s)

### 2.5.3 横須賀港走水地区における波浪場解析

ブシネスク方程式法の現地適用事例として、走水を対象として、①計画防波堤の静穏性に関する検討、②浅場造成に関する波浪影響検討を行う。

#### (1) 計画防波堤の静穏性に関する検討

計画防波堤の静穏性について検討するため、現況地形及び、計画防波堤（延長100m）について、部分反射を考慮したブシネスク方程式による波高分布計算を実施する。計算条件を以下に示す。

- ・計算波向 : NNE
- ・計算範囲 : 図-3に計算範囲図を示す。
- ・地形条件 : 計画防波堤なし、ありの2種類
- ・格子間隔 : 5m
- ・時間間隔 : 0.025s
- ・反射率 : 部分反射考慮 (図-6 参照)
- ・入射波周期 : 8.0s
- ・入射波高 : 1.0m
- ・最低水深 : 2.0m
- ・沖側水深 : 60m一様
- ・入射波の種類 : 多方向不規則波
- ・波浪作用時間 : 周期に対して270波

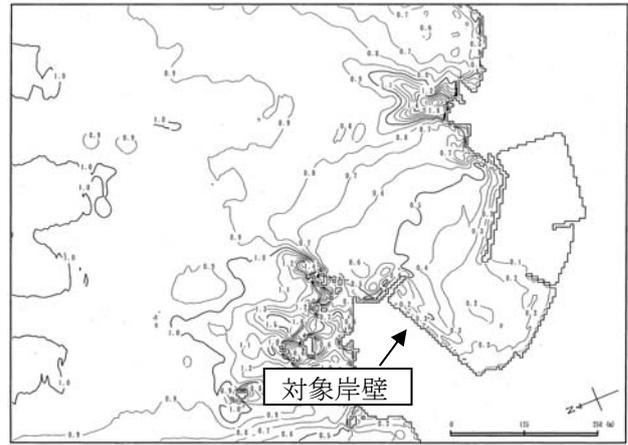
図-8に、波向NNE、周期8.0で、計画防波堤なしと計画防波堤ありの波高比分布図を示す。

図より、入射波向NNEの場合、計画防波堤の設置は、対象岸壁前面の波高比を0.1~0.2引き下げることに寄与する。このような低減効果は、入射波向がE~S方向になると、さらに大きくなることが予想される。

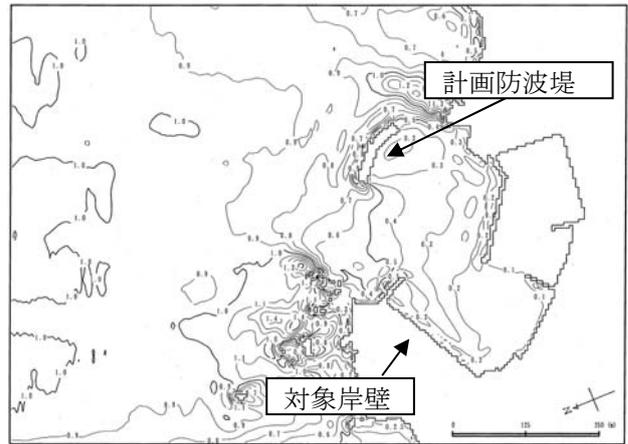
最終目標とする対象岸壁の稼働率を算定するためには、その他の波向 (ENE, ESE, SSE) の計算も実施する必要がある。ここでは現段階の成果を以下のようにまとめる。

- ①走水地区を利用している小型船舶の稼働率について検討を行う。対象岸壁の静穏度の目標値として、波高0.3m以下の出現頻度を97.5%以上とする。
- ②波向NNEの計画防波堤なしの場合、対象岸壁の波高比は0.4程度、計画防波堤ありの場合、0.3程度となる。
- ③計画防波堤がない場合 (波高比0.4) , 対象岸壁の波高を0.3m以下とするためには、走水沖の波高は、0.75m以下の必要がある。合成波の波浪出現頻度表より、波高0.75mの未超過出現率は、93.5%となり、静穏度の目標は達成できない。
- ⑤計画防波堤がある場合 (波高比0.3) , 対象岸壁の波高を0.3m以下とするためには、走水沖の波高は、1.0m以下の必要がある。合成波の波浪出現頻度表より、波高1.0mの未超過出現率は、98.5%となり、静穏度の目標は達成できる。

1つの波浪条件による概略検討ではあるものの、計画防波堤の建設は、港内の静穏度向上に寄与すると期待できる。



計画防波堤なし



計画防波堤あり

図-8 計画防波堤なし・ありの違いによる波高比分布図 (波向NNE, 周期8.0s)

#### (2) 浅場造成に関する検討

走水では、第三海堡の撤去の際に発生する撤去材を利用して浅場造成が検討されている。そこで、浅場造成が港内波高分布に与える影響を検討するため、現況地形と走水沖に浅場造成した場合について、部分反射を考慮したブシネスク方程式による波高分布計算を実施する。

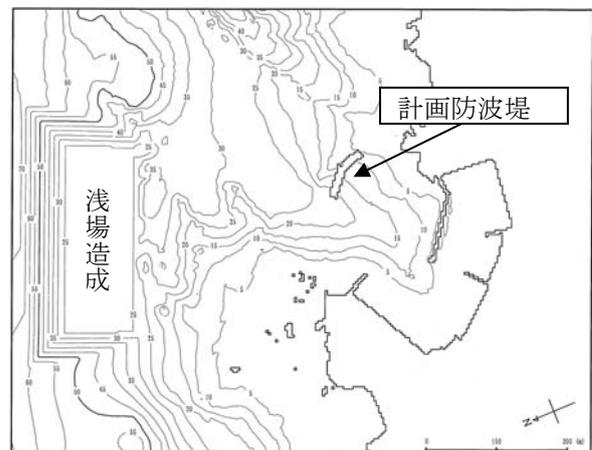
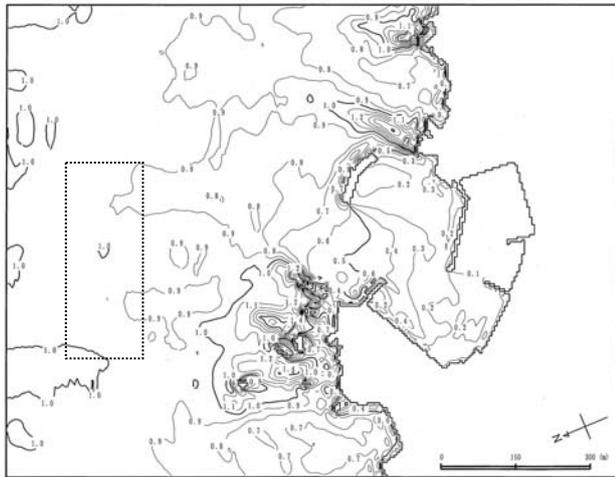


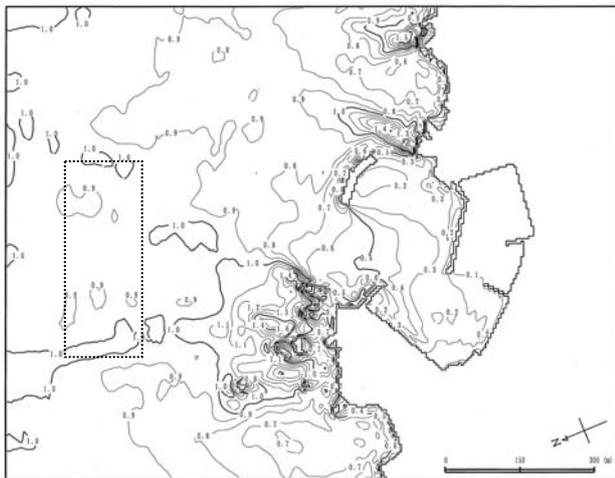
図-9 浅場造成した場合の水深分布図

計算条件は、(1)計画防波堤の静穏性に関する検

討と同じである。地形条件は、計画防波堤ありをバックグラウンド地形とし、浅場造成（天端高DL-25.0m）ありなしについて計算する。図-9に、浅場造成した場合の水深分布図を示す。なお、現在は、浅場造成に関して予備計算を行っている段階である。



浅場造成なし



浅場造成あり

図-10 計画防波堤なし・ありの違いによる波高比分布図  
(波向NNE, 周期8.0s)

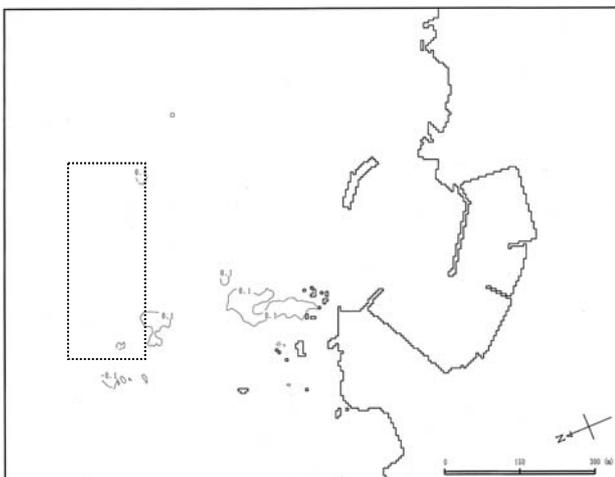


図-11 浅場造成ありの波高分布から浅場造成なしの波高分布を差し引いて求めた波高比の差の分布図  
(波向NNE, 周期8.0s)

図-10に、波向NNE, 周期8.0sで、浅場造成なしと浅場造成ありの波高比分布図を示す。また、図-11に、浅場造成ありの波高比分布から浅場造成なしの波高比分布を差し引いて求めた波高比の差の分布図を示す。図中の正値は、浅場造成により波高比が大きくなることを表し、負値は、浅場造成により波高比が小さくなることを示している。

図より、以下のことが言える。

- ・浅場造成により、屈折現象が生じて、浅場背後の岩礁地帯で波高が+0.1m（1割）程度高くなる。
- ・浅場の西側（図面では浅場の下側）では、波高が-0.1m（1割）程度低くなる。
- ・浅場造成による波高の増減は、計画防波堤より沖側で生じており、港内への影響はみられない。

#### 2.5.4 まとめ

- ・波浪作用時間の設定を行うのに当たり、入射波境界と対象地点の距離との関係や周期（伝播速度）の違いにより、波高分布が定常状態になる波浪作用時間が異なる。従って、常に港内の水位の経時変化を確認する必要がある。
- ・完全反射の場合、港内で多重反射が顕著に発生するため、波高比が大きくなり、部分反射を考慮すると、波高比が小さくなる。
- ・反射面毎に部分反射を考慮した感度計算を行った結果、沖防波堤の港内側の反射率を0.5（消波構造）に設定すると、多重反射の軽減に最も寄与することがわかった。
- ・ブシネスク方程式法の現地適用事例として、①防波堤の静穏性に関する検討、②浅場造成に関する検討を行った。
- ・防波堤の静穏性に関する検討を行った結果、1つの波浪条件による概略検討ではあるものの、計画防波堤の建設は、港内の静穏度向上に寄与すると期待できることがわかった。
- ・浅場造成に関する検討結果、浅場造成による波高の増減は、浅場周辺で1割程度の増減が見られるものの、計画防波堤より港内への影響はみられない。

#### 参考文献

- 1) 平山克也, 平石哲也: ブシネスクモデルにおける目標反射率の設定法とその港内波高分布計算に対する適用性, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 676-680, 2002.

## 2.6 玄界灘東海域におけるブシネクモデルによる適用事例及びその課題

### 2.6.1 概要

沿岸域に大規模な用地が建設された場合の用地周辺及び背後の波浪及び海浜流に関しては、従来から用いられている計算モデルでは表現できない複雑な現象が生じることも予測される。ここでは、玄界灘東海域を対象とし、大規模用地周辺海域における波浪、海浜流及び水深変化についてブシネクモデルによる試算を行った。

### 2.6.2 計算モデル基本式

#### (1) 波浪場の計算

波浪場の計算は「独立法人港湾空港技術研究所」が開発した、「非線形波浪変形モデル (Ver. 4.6β)、NOWT-PARI Ver4.6β」を用いた。

#### (2) 水深変化計算

水深変化の計算は「独立法人港湾空港技術研究所」が開発したモデルを用いた。計算モデルの基礎方程式は、佐藤・Kabiling (1993) の漂砂量モデル、及び底質の連続式に海底勾配の影響を導入したWatanabe et al. (1986) の漂砂量モデルを用いた。

### 2.6.3 計算条件

計算諸条件を一覧表として表-1に示す。

表-1 計算条件一覧表

項目	設定値
入射波諸元	波高：2.0m 周期：8.0s 波向：337°、 $S_{max}=10$
底質粒径	中央粒径 $D_{50}=0.3\text{mm}$
計算範囲	12.0km×4.0km
格子間隔	10m×10m
格子数	1,200×400=480,000
差分時間間隔	波浪場：0.2s (周期の1/40) 水深変化：8.0s (1周期)
計算時間	波浪場：約27分 (周期8.0sで200波) 水深変化：60時間 (1時化)
潮位	平均潮位 DL+1.0m
最小水深	2.0m
碎波指標	0.64
データ取得時間	60T～200Tの間

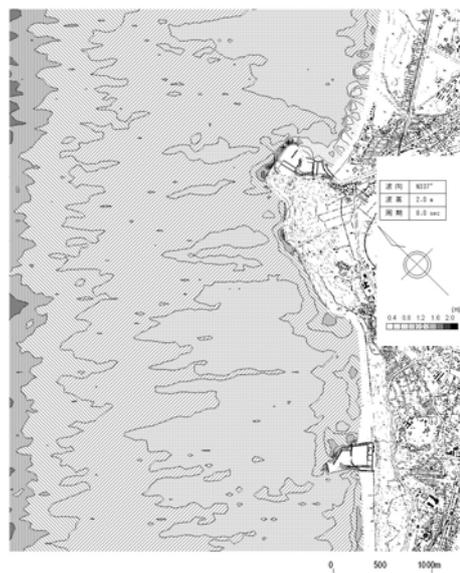
### 2.6.4 計算結果

#### (1) 波高分布

現況及び用地配置案に対するの波高分布計算結果を図-1に示す。なお、この波高の値は、各格子点の水位の時系列値の自乗和の平均値から求めた有義波高の値である。

現況における有義波高の分布は、沖側境界での入射波高2.0mに対し、用地予定地点付近では1.0m程度と波高の減衰が見られる。一方、用地案では現況と比較して用地前面海域では反射波の影響により波高が増大している。また、用地背後では非常に小さな値 (0.1m以下) となっている。

(現況)



(用地配置案)



図-1 波高分布計算結果

## (2) 海浜流ベクトル

同じく、現況及び用地案に対する海浜流ベクトル計算結果を図-2に示す。なお、このベクトルは、データ取得時間（60～200T）における各格子点の時系列値の平均値である。

現況では、磯崎鼻の南西側では沿岸部において北東に向かう（磯崎鼻先端部に向かう）0.3m/s程度の流れが発生している。一方、磯崎鼻北東側の離岸堤周辺では、堤内で循環流が発生している。また、漁港周辺では防波堤沿いに速い流れが発生している。

用地を設置した場合、磯崎鼻南西側では現況で見られた磯崎鼻先端部に向かう比較的早い流れは見られず、反時計回りの循環流が発生している。用地背後での流速は現況よりも減少している。

(現況)



(用地配置案)

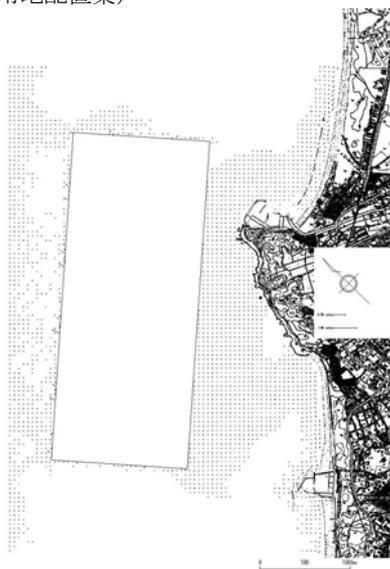


図-2 海浜流ベクトル計算結果

## (3) 水深変化

現況及び用地案に対する水深変化計算結果（波作用60時間（1時化））を図-3に示す。

現況において、明瞭な水深変化を示すのは水深-5.0m程度以浅である。磯崎鼻の南西側近傍で堆積傾向を示し、磯崎鼻北東側の離岸堤周辺では離岸堤背後で堆積、開口部で侵食の傾向を示す。

用地案に対しては、用地背後では大きな水深変化は見られない結果となった。また、用地端部においても極端に侵食される箇所は見られない結果となった。

(現況)



(用地配置案)

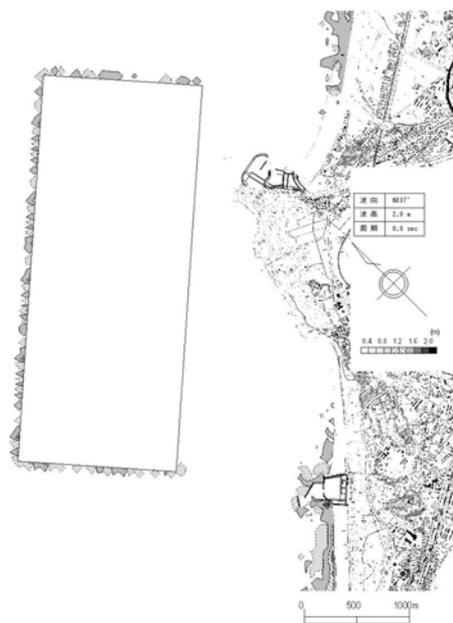


図-3 水深変化計算結果

## 2.6.5 今後の検討課題及び方針

### (1) 波高分布計算

今回、「NOWT-PARI, Ver. 4.6β」モデルにより波浪場の計算を実施したが、現況地形の場合でも、用地予定地点の波高は入射波高に対し半減するというような、従来の計算手法では見られない結果となった。この結果に対して、「港湾空港技術研究所 海洋水工部 波浪研究室」による、計算モデルの特性を考慮した解析が行われた。

解析は、単純化した海底地形条件を対象に、波の不規則性、多方向性の影響、格子間隔の影響、主波向の影響等に注目した試算によるものであり、解析結果から判明したことは以下のとおりである。

#### (a) 多方向不規則波の有効造波領域の課題

使用したモデルでは、沖側境界で造波させその波の伝搬を計算しているが、多方向不規則波として計算する場合、有効造波領域が設定されることになる。この領域は計算領域の両端では入射する波のエネルギーが小さいため、その部分は計算対象範囲から除き、有効な計算領域を設定したものであり、波の主方向、 $S_{max}$ の値によりその領域が定められる。

波の主方向が境界に対し斜めに入射する場合、及び $S_{max}$ の値が小さい場合では、有効造波領域は非常に狭い範囲となり、今回の計算では主方向 $22.4^\circ$ 、 $S_{max}=10$ という条件であり、有効造波領域が狭く用地予定地点はこの領域内に入っていないものと考えられる。

この課題に対し、有効造波領域を考慮して、計算範囲の方向を入射波主方向と直角な方向に修正するとともに、空港島設予定海域が有効造波領域内に入るように沿岸方向の計算範囲を拡大する必要があるものと考えられる。

#### (b) 格子間隔、計算差分時間間隔の課題

解析では、計算格子間隔 $\Delta s$ 、及び差分時間間隔 $\Delta t$ を

$$\Delta s=10\text{m}, \Delta t=0.2\text{s}$$

$$\Delta s=5\text{m}, \Delta t=0.1\text{s}$$

$$\Delta s=5\text{m}, \Delta t=0.05\text{s}$$

と変化させて検討を行っており、その結果、 $\Delta s$ 、及び $\Delta t$ を小さくするほど、波の減衰が少なく、比較的大きな波高が奥まで進入することが明らかとなった。

波長に対する格子間隔の比に着目すると、 $\Delta s=10\text{m}$ の場合、計算領域沖側（水深-20m）で1/9程度、岸側（水深-5m）で1/5程度の値であり、波長に対して格子間隔が広く、計算誤差がより多く、従って波高の減衰が多くなったものと考えられる。

$\Delta s=5\text{m}$ 、 $\Delta t=0.05\text{s}$ 程度に変更して検討を行う必要があるものと考えられる。

### (2) 海浜流計算

ブシネスク方程式による海浜流計算は、水位の分布（波高の分布）と関連しているため、波高分

布計算と同様な課題を有しているものと考えられる。

一方、通常、波による流れは砕波点近傍で速い流れが発生するが、今回の計算では計算の発散を防ぐために最小水深を2.0mと設定しており、その値と沿岸部波高計算結果（1.0m以下）を比較すると、顕著な海浜流が発生すると考えられる砕波現象を十分とらえられなかったという課題が挙げられる。

今後、砕波計算の改良を行うとともに、ブシネスク方程式より得られた波高分布計算結果を用いて、従来から行われているラディエーションストレスによる流れ計算を実施し、ブシネスク方程式より求められる海浜流と比較検討する必要があるものと考えられる。

### (3) 水深変化計算

水深変化に関してはあくまでも試算であり、今後現地における水深変化資料による再現性の検討に基づくモデルの改良を行う必要があるものと考えられる。

## 参考文献

- 1) 佐藤慎司, M. Kabiling : Boussinesq方程式を用いた三次元海浜変形の数値計算, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 386-390, 1993.
- 2) Watanabe, A., K. Maruyama, K. Shimizu and T. Sakakiyama.: Numerical prediction model of three-dimensional beach deformation around a structure, Coastal Eng. In Japan, Vol.29, pp. 179-194, 1986

## 2.7 ブジネスモデルの東通発電所建設地点への適用事例

池野ら(1998)(2001a)は、不規則波による浮遊漂流砂量・掃流漂流砂量モデルを実用化し、露岩モデルを導入した3次元海浜変形モデルを提案している。また東北電力(株)東通発電所建設地点において、現地海域への適用性を検証している。

ここでは、池野ら(2001a)が3次元海浜変形モデルの波浪解析に用いたブジネスモデルの解析事例を示す。

### 2.7.1 波浪計算モデル

波の多方向不規則性・有限振幅性を考慮するため、Madsen et al.(1991)による平面2次元の修正ブジネス方程式を用いる。佐藤, Kabiling(1994)の砕波による運動量拡散項を付加し、不規則波の砕波の判定には窪ら(1991)の波別解析を用いる。基礎方程式を記述すると以下ようになる。

連続の式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad (2.7.1)$$

運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & - \left( B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 Q_y}{\partial x \partial y} \right) \right\} \\ & - Bgh^3 \left( \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) + \frac{f_w}{2D^2} Q_x \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} \\ & - (v_e + v_r) \left( \frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2} \right) + f_D' Q_x = 0 \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_y^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ & - \left( B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 Q_x}{\partial x \partial y} \right) \right\} \\ & - Bgh^3 \left( \frac{\partial^3 \eta}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial y \partial x^2} \right) + \frac{f_w}{2D^2} Q_y \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} \\ & - (v_e + v_r) \left( \frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2} \right) + f_D' Q_y = 0 \end{aligned} \quad (2.7.3)$$

ここに、 $\eta$ は水面波形、 $Q_x$   $Q_y$ はx, y方向の線流量、 $h$ は静水深、 $D$ は全水深( $D = h + \eta$ )、 $g$ は重力加速度、 $f_w$ は海底面摩擦係数、 $v_r (= 8 \times 10^{-4} \sqrt{gD} \cdot D / \tan \beta)$ は海浜流計算に従来用いられる水平混合係数に対応する。 $\tan \beta$ は海底勾配である。係数 $B$ は位相速度の補正係数である。 $f_D'$ は消波護岸減衰係数、 $v_e$ は砕波による乱れの運動量混合を表す渦動粘性係数で、

佐藤, Kabiling(1994)、片山, 佐藤(1993)に準じて以下のように算定する。

$$v_e = \frac{gh}{(2\pi f)^2} f_D \quad (2.7.4)$$

ここに、 $f$ は代表周波数である。 $f_D$ は砕波減衰係数であり、窪ら(1991)にならい、以下のように設定する。

$$f_D = m_D \tan \beta \sqrt{\frac{1}{kh} \sqrt{\frac{\gamma - \gamma_r}{\gamma_s - \gamma_r}}} \quad (2.7.5)$$

ここに、 $m_D$ は係数で、これは砕波点から1波長の区間で0~2.5まで線形増加させる。 $\gamma$ は波頂位置での振幅 $|\hat{\eta}|$ と静水深 $h$ とで以下のように定義される。

$$\gamma = \frac{|\hat{\eta}|}{h} \quad (2.7.6)$$

上記の値が次式の砕波限界値 $\gamma_b$ を越えたところで砕波が始まると考える。

$$\gamma_b = 0.8 \times \gamma_b' \quad (2.7.7)$$

ここに、 $\gamma_b'$ は規則波の砕波限界値であり、係数0.8は不規則波の方が概して規則波より砕波しやすいことを考慮したものである。(磯部, 1986)

$$\begin{aligned} \gamma_b' = & 0.53 - 0.3 \exp(-3\sqrt{h/L_0}) \\ & + 5 \tan^{3/2} \beta \exp\{-45(\sqrt{h/L_0} - 0.1)^2\} \end{aligned} \quad (2.7.8)$$

ここに、 $L_0$ は沖波有義波長である。また $\gamma_s$ 、 $\gamma_r$ は以下のものである。

$$\gamma_s = 0.4 \times (0.57 + 5.3 \tan \beta) \quad (2.7.9)$$

$$\gamma_r = 0.135 \quad (2.7.10)$$

なお上式で表される再生限界値 $\gamma_r$ 以下になると波が再生するものとする。

### 2.7.2 現地観測の概要

東北電力(株)東通発電所建設地点(図-1参照)を対象に、まず発電所専用港湾の建設に伴う長期海浜変形特性の把握を目的として、港湾建設開始の1997年から港湾形状完成の2000年6月の約3年間の海底地形と岩礁上の砂層厚の測量が実施された。このうち、1999年8月から10月の3ヶ月を対象に、港湾周辺海域に3つの観測点(ST1, ST4, ST14; 図-1参照)を設け、沖合い定点波高観測点と併せて、超音波式波高計4台、電磁流速計3台、超音波式砂面計3台を設置し、短期集中観測が実施された。観測項目の詳細は池野ら(2001b)を参照されたい。

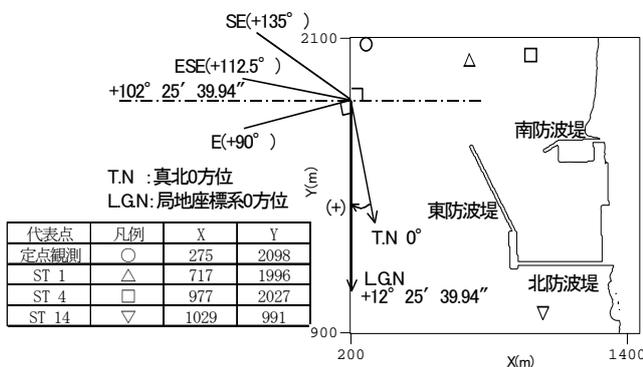


図-1 東通地点と観測点の配置

### 2.7.3 観測結果との比較

#### (1) 計算条件

短期集中観測期間中に東通地点に来襲した大きな時化は1999年9月20日21時30分～9月25日9時30分の期間に認められた。この時化をモデル化した1ステップ波浪 ( $H_{1/3}=2.7\text{m}$ ,  $T_{1/3}=8\text{s}$ ) についてブシネスクモデルによる波浪変形計算を実施した。

主波向は $\theta_a=110\text{deg}$ 、方向集中度は $S_{\max}=50$ とした。計算に用いた地形データは、1998年8月の測深データを元に作成した。

#### (2) 波高・海浜流の比較

図-2に上記の波浪に対応した有義波高平面分布の計算結果を示す。図-3に上記の波浪に対応した有義波高岸沖分布の計算結果と観測地点結果との比較を示す。観測地点4箇所のうち、沖合い定点観測点、ST1, ST4の3地点は図-2中のY座標(沿岸座標)が2000m付近に対応するので、比較のためにST14における有義波高の観測値も図中に併記している。有義波高の観測値と計算値との対応は良好であり、計算結果は波高の浅水変形特性をよく表現している。

図-4に、上記波浪に対応した海浜流平面分布の計

算結果と観測地点における実測値と比較を示す。海浜流は、岸沖・沿岸方向の線流量の時間平均値を全水深の時間平均値で除して算定した。海浜流のベクトルの向きや大きさの実測値と計算値との対応は概ね良好であり、計算結果の定常流特性を概ね再現している。

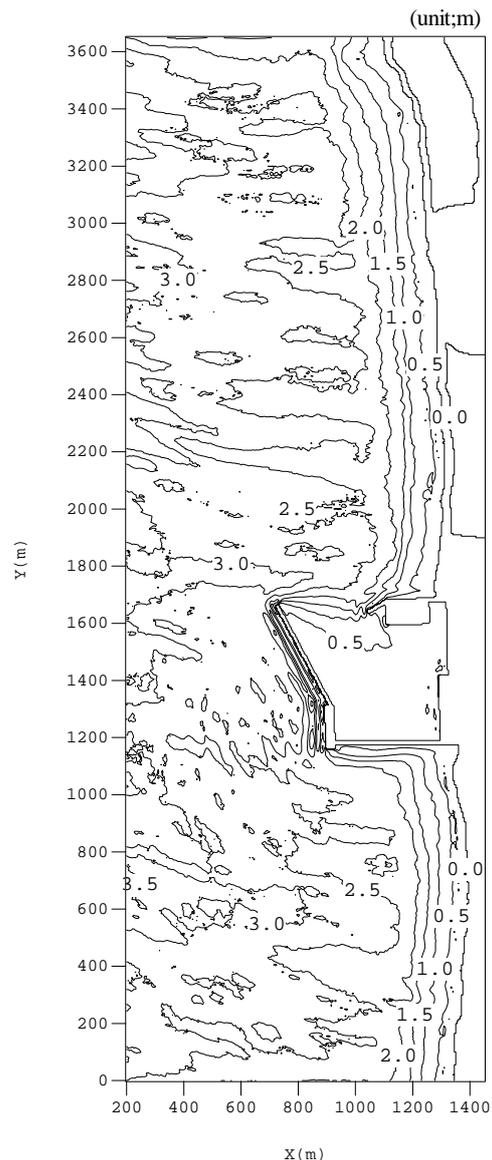


図-2 有義波高平面分布の計算結果

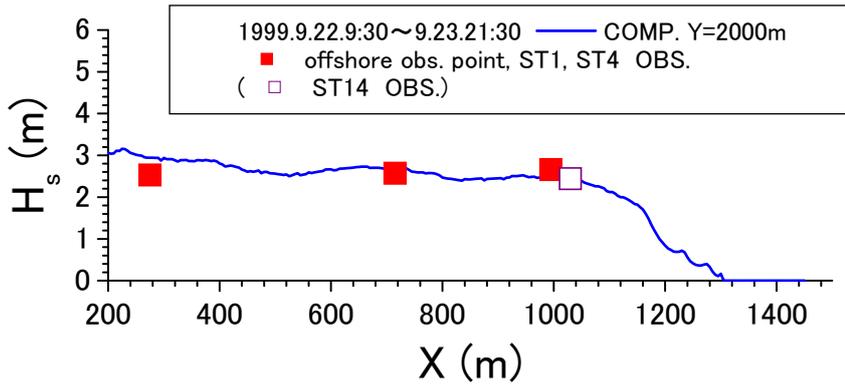


図-3 有義波高岸沖分布の計算結果と実測波高との比較

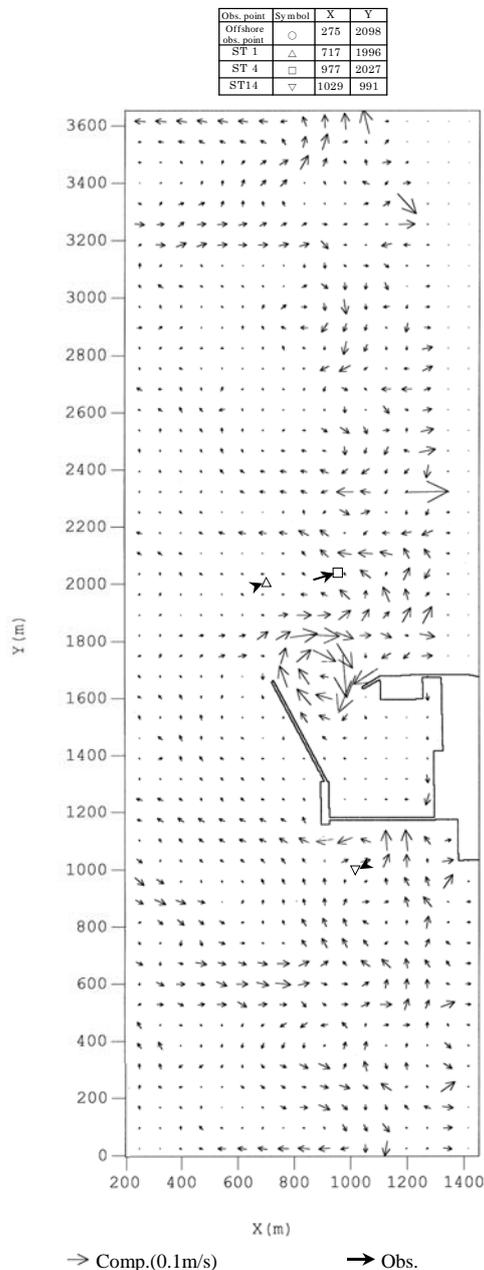


図-4 海浜流分布の計算結果との比較

## 2.7.4 おわりに

本解析は、3次元海浜変形モデルの露岩域を有する港湾周辺海域への適用性を検証するため、東北電力東通発電所地点を対象に電力中央研究所、東北電力、東京電力が共同で研究した成果であることを付記する。

## 参考文献

- 1) 池野正明, 清水隆夫, 久保道仁, 定森良夫: 波の多方向不規則性と浮遊漂砂を考慮した3次元海浜変形数値予測モデルの開発と検証, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 531-535, 1998
- 2) 池野正明, 清水隆夫, 小林英次, 石井敏雅, 斉藤知秀: 露岩域を有する砂浜海岸に港湾を建設する場合の3次元海浜変形数値予測モデルの適用, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 561-565, 2001a
- 3) 池野正明, 清水隆夫, 石井敏雅, 斉藤知秀: 露岩域を有する砂浜海岸に港湾を建設する場合の海浜変形モデルの適用, 電力中央研究所報告研究報告U01018, 2001b
- 4) 磯部雅彦: 放物型方程式を用いた不規則波の屈折・回折・砕波変形の計算法, 海岸工学論文集, 第33巻, pp. 134-138, 1986
- 5) 片山裕之, 佐藤慎司: 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, pp. 16-20, 1993
- 6) 窪泰浩, 小竹康夫, 磯部雅彦, 渡辺晃: 非定常緩勾配不規則波動方程式について, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 46-50, 1991
- 7) 佐藤慎司・M. B. Kabiling: 波打ち帯を含む3次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 401-405, 1994
- 8) Madsen, P. A., R. Murray and O. R. Sorensen: A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Coastal Eng., Vol.15, pp.371-388, 1991

## 2.8 敦賀港におけるビジネスモデル（NOWT-PARI）の適用と課題

### 2.8.1 はじめに

敦賀港鞠山北地区-9m岸壁では、フェリーが毎日着岸し荷役を行っているが、特に冬季には高波浪のため荷役障害が頻発している。本調査は、波浪の短期多点観測・船舶動揺観測を行い、敦賀港における波浪特性・船舶の動揺特性を明らかにするとともに、波浪伝搬シミュレーションにより、現況地形、計画平面及び対策工における波浪の港内への伝搬過程、静穏度を検討したものである。

### 2.8.2 波浪観測

波浪観測地点は、既設波高計地点（B）および港内の3地点（C、D、E）の計4地点である（図1）。観測期間は、平成13年12月25日～平成14年1月23日の30日間である（波浪観測諸元を表1に示す）。

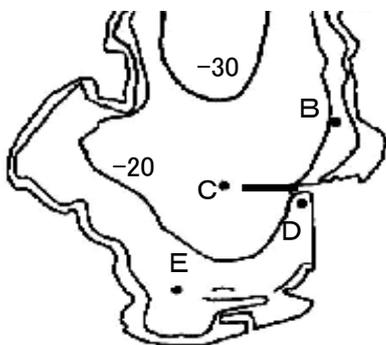


図1 波浪観測実施点

表1 波浪観測諸元

観測地点	観測期間	観測項目
B	通年	波高
C	冬季1ヶ月	波高・流向流速
D	冬季1ヶ月	波高・流向流速
E	冬季1ヶ月	波高・流向流速

観測期間中の波高の出現頻度分布を図2に示す。測点Bでは、100cm以上の波高が4%出現した。一方、測点Dではすべてが74cm以下であり、24cm以下の低波高の出現が66%と多い。

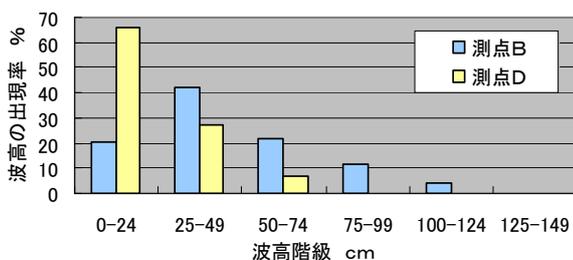


図2 波高の出現頻度分布

図3に周期の出現頻度分布を示す。測点Bでは、ほ

とんどが周期9秒未満であるが、測点Dでは周期9秒以上の波浪が出現している。これは港内にうねりが進入していることに対応する。

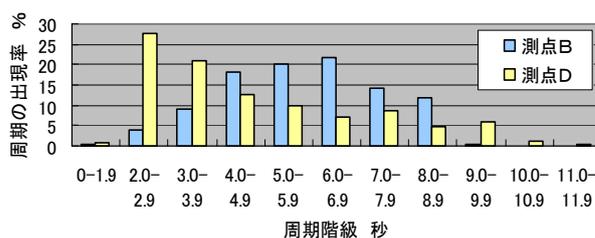


図3 周期の出現頻度分布

### 2.8.3 船舶動揺観測

船体動揺観測は、波浪観測と同じ期間に、荷役障害が頻発しているフェリー“すいせん”（総トン数17,300t）に対して行った。観測概要を表2に示す。

船体動揺観測結果から判明した動揺の固有周期を表3に示す。入港時と係船時で動揺周期が大きく異なる。注目すべき点は、横運動と縦運動のピーク周期が11ないし12秒とほぼ等しいことである。このため、入射するうねりの周期が10秒強の場合は、すべてのモードで同調現象が起き、船体は上下左右に大きく揺れることが明らかとなった。

表2 船体動揺観測の概要

項目	摘要
計測期間	平成13年12月24日～平成14年1月28日の間の敦賀港入港時
対象船舶	新日本海フェリー“すいせん”
計測対象の動揺量	並進運動（左右揺、前後揺、上下揺） 回転運動（縦揺、横揺、船首揺）
使用計器	サーボ加速計、光ファイバージャイロ

表3 船体動揺の固有周期

	入港時	係船時	主な理由
左右加速度	-	12秒	横揺との連成、係船索
横揺	20秒以上	11秒	係船索
上下加速度	7秒	11秒	浅底による付加質量増加
縦揺	7秒	11秒	浅底による付加質量増加

### 2.8.4 波浪伝搬シミュレーション

波浪伝搬シミュレーションにより、現況地形、計画平面及び対策工における波浪の港内への伝搬過程、静穏度を検討した。

シミュレーションには、ビジネス波浪変形モデル（港湾空港技術研究所「非線形波浪モデルNOWT-PARI Ver. 4.6」<sup>1)</sup>）を用いた。このモデルは、波の浅水変形、屈折、回折はもとより波の非線形性、分散性、砕波減衰等をした高精度な波浪変形計算を行うことができる。

(1) 計算条件

シミュレーションの計算地形と水深を図4に示す。

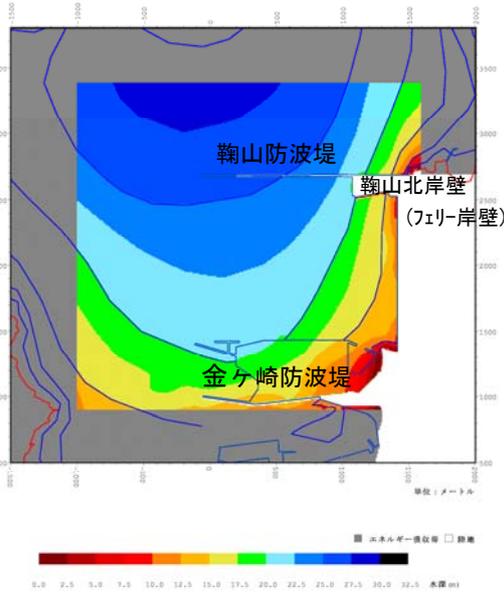


図4 シミュレーションの計算地形と水深(現況地形)

白色が陸地、灰色がエネルギー吸収帯(消波帯)を示す。水域は、作成した水深の格子点値を2.5m毎に色分けして示す。また、元となった等値線データも同時に示す。

図中の水域の北側を造波境界とし、ここでは陸側(南側)のみに波を入射し、陸域からの反射波を透過する様にしている。鞠山北岸壁付近では、ズリ石の水深を考慮している。

計算の諸条件を表5に示す。

表4 シミュレーションの計算条件

項目	条件
入射波の波高	1.0m
入射波の周期	6秒、9秒、12秒 の計3周期
入射波の波向	NNW
入射波のスペクトル形状	周波数: プレトシユナイター・光易型 方向関数: 光易型 Smax : 75
格子間隔	周期6秒の場合: 5m 周期9, 12秒の場合: 10m
積分時間間隔	周期の1/100秒
積分時間	40分

港湾構造物の反射率、稼働率算定地点を図6, 7に示す。ただし、黒色は直立護岸で反射率1.0としている。ここで用いた反射率は、予備計算によりエネルギー吸収帯の強度、幅と反射率の関係を求め、設定したものである。また、完成地形、対策工の反射率の設定は、計算地形によってこの図に示す以外の反射率を用いて計算している場合もある。

稼働率算出地点として示した地点のうち、①、②、③が鞠山北地区のフェリー岸壁にあたる。このうち、②の位置がフェリーが着岸した際の中央部分に相当する位置である。

シミュレーションの対象ケースは現況地形の他、施工途上の港形、完成形、対策工を行った場合の港形の4種類である。各ケースはさらに細分され、計14種の港形を計算対象とした。計算ケースの一覧を表6に示す。

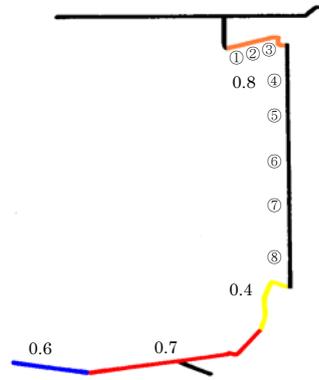


図6 現況地形の反射率および稼働率算定地点①~⑧

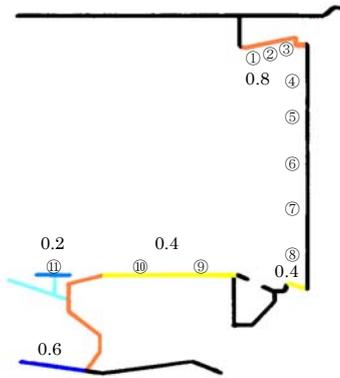


図7 完成地形3の反射率および稼働率算定地点①~⑪

表5 計算ケース数

	港形分類	鞠山北防波堤総延長m	鞠山南地区形状	対策工概要	計算周期秒	備考
[1]	現況	870	—	—	6,9,12	H12年度末
[2]	施工途上1	930	西側途上	—	12	H14年度末
[3]	施工途上2	990	西側途上	—	12	H16年度末
[4]	施工途上3	1020	西側途上	—	12	H17年度末
[5]	完成形1	1130	西側完成	0.4	—	6,9,12
[6]	完成形2	1130	西側完成	0.7	—	12
[7]	完成形3	1130	全面完成	0.4	—	6,9,12
[8]	対策工1	1130	西側完成	0.4 法線変更	6,9,12	
[9]	対策工2	1130	西側完成	0.7 法線変更	12	
[10]	対策工3	1130	全面完成	0.4 法線変更	6,9,12	
[11]	対策工4	1230	全面完成	0.4 延長100m	6,9,12	
[12]	対策工5	1330	全面完成	0.4 延長200m	6,9,12	
[13]	対策工6	1130	全面完成	0.4 縦堤	12	
[14]	対策工7	1130	全面完成	0.4 消波工	12	

(2) 計算結果

(a) 平面分布

現況地形(平成12年度末)の計算結果を図8に示す。鞠山北防波堤の総延長は870mである。各図は、入射波の波高を1.0mとしたときの港内波高分布を0.1m刻みで色付けしたものである。入射波の周期が9秒、12秒と長くなるにつれて、港内への波浪の進入が顕著になる。例えば波高0.5m以上(図では黄色が波高0.5~0.6mを示す)に注目すると、周期6秒

においては、鞍山北防波堤の背後で0.5m以上の領域は見られない。周期9秒では、0.5m以上の領域が防波堤背後に入り込んでいる。しかし多くの領域は0.5m以下である。一方、周期12秒の場合では、防波堤背後のかなりの領域が0.5m以上であることがわかる。さらに特徴的なことは、周期12秒においては、金ヶ崎防波堤の中央部まで0.7m以上の高波高域が存在することである。この高波高域は、回折波が波高を減じることなく金ヶ崎防波堤に達したのち、ここでの反射波と重なり合っただけで生じたものである。金ヶ崎防波堤で反射した波浪は、鞍山北防波堤の方向に向かい、鞍山北岸壁付近の波高を高めている。鞍山北岸壁付近は防波堤背後の奥部であるにもかかわらず、隅角部のため、反射波が重なって波高が高まっていることがわかる。

鞍山南地区が全面完成した場合の港内波高分布を図9に示す。鞍山北防波堤の総延長は1130mである。現況の波高分布図8と比較すると、防波堤の総延長が260m延びること、完成した西側前面（反射率0.4）からの反射波が現況地形のそれに比べ押さえられることから、港内の波高はいずれの周期においても、低くなる。その傾向は長い周期において顕著であり、周期12秒の場合について鞍山北岸壁付近の波高を見ると、現況地形では、0.3m以下の波高は見られないが、完成形では0.3m以下の領域が出現する。なお、実測値を用いたシミュレーション結果の検証は、2.8.6の図13, 14に示した。

(b) 断面分布

港内静穏度シミュレーション結果から得られる鞍山北岸壁前面海域の波浪特性を検討した。

鞍山北岸壁のフェリーが着岸する岸壁の中央部分から直角に沖合に向かって得られた波高分布を図10, 11に示す。図の横軸は岸壁からの離岸距離を表し、縦軸は港口での入射波高を1.0mとした時の各場所の波高である。

現況地形の場合では、入射波の周期が12秒のとき、岸壁から5mの場所での波高は0.8mである。岸壁から離れるにつれて波高は減じ、50m付近では極小値0.3mとなる。岸壁近傍で波高が高いことは、反射の影響による。50m付近で一旦減じた波高は再び、距離が離れるにつれて増大し、100m付近で極大となる。護岸前面でこのように波高分布が大きく変化する理由は、入射波と反射波の干渉による。上記の特徴はいずれの計算結果にも共通して現れている。周期に関しては、周期が長いほど波高（波高比）も高い。その傾向は現況地形で特に顕著であり、周期の長いうねり性の波浪が港内奥部まで到達していることが図8に示す港内波高分布とともに理解できる。

フェリーの着岸時、フェリーが岸壁付近に近づくにつれて動揺が急激に大きくなるということが報告されているが、その原因となる局所的な波高の変化が計算結果にも再現されている。

完成地形3では、入射波の周期が12秒のとき、波高は減じて、約0.3mとなる。

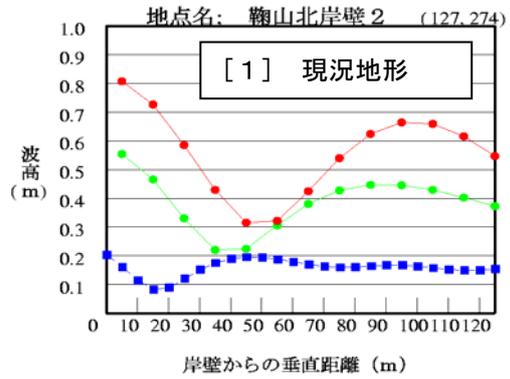


図10 波高の断面分布（現況地形）

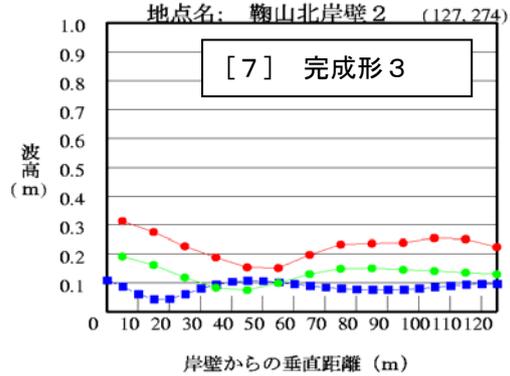


図11 波高の断面分布（完成地形）

鞍山防波堤②における各港形の波高の比較を図11に示す。周期12秒に着目すると、現況地形では波高0.8m、施工途中1では0.7m程度である。完成形3（全面完成時）では、0.3m程度にまで減じる。対策工1, 2は完成形3に比べ波高は高く、鞍山北岸壁に対する静穏度対策とならない。最も効果のある静穏度対策は、対策工5（法線の200m延長）で、この場合では波高は0.25mとなる。

周期6, 9秒に関しても対策工5が効果的である。

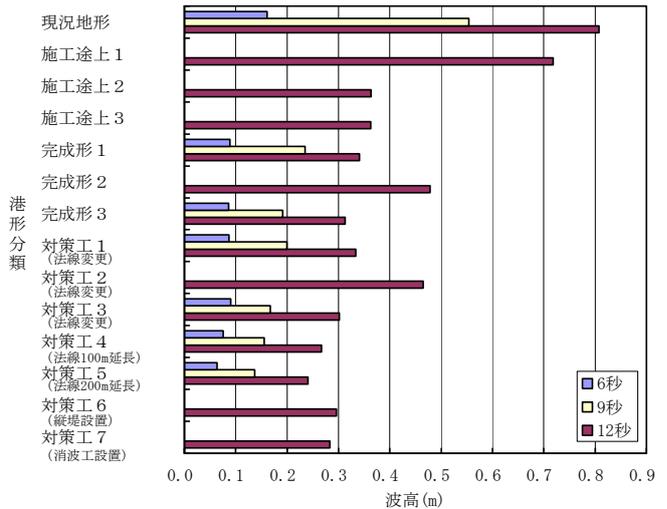
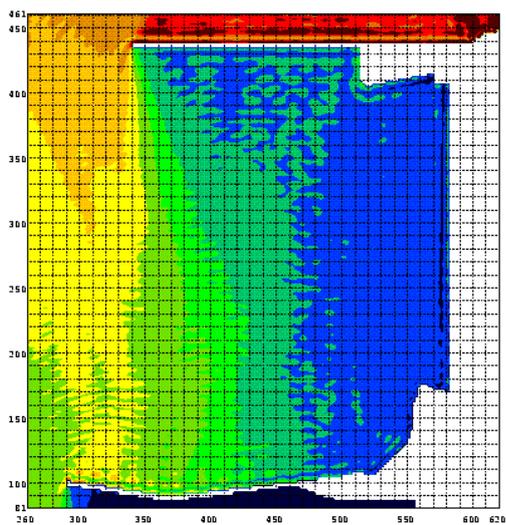
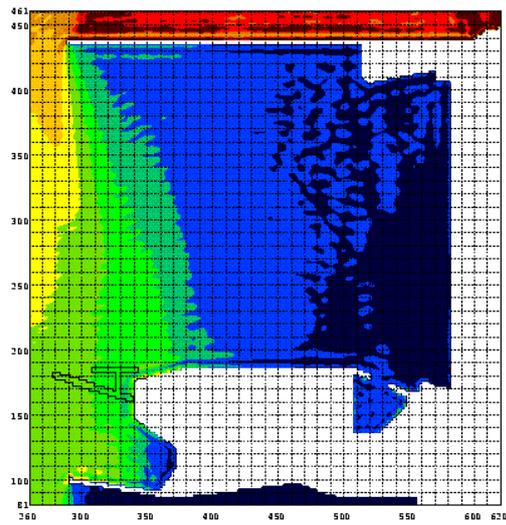
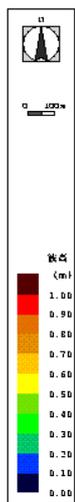


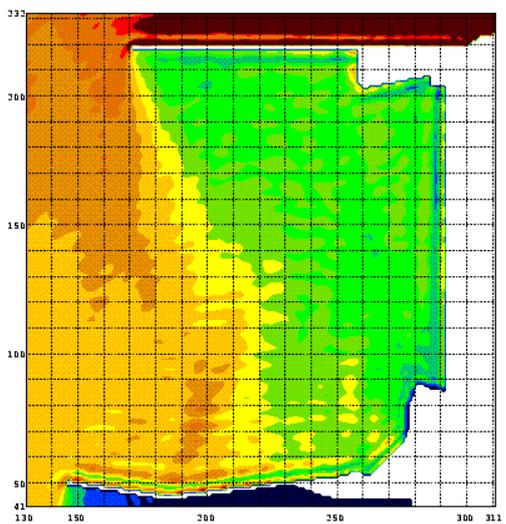
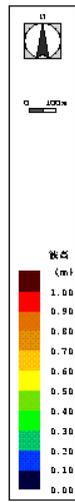
図11 鞍山北岸壁②における各港形の波高の比較（港口での入射波高を1.0mとした場合）



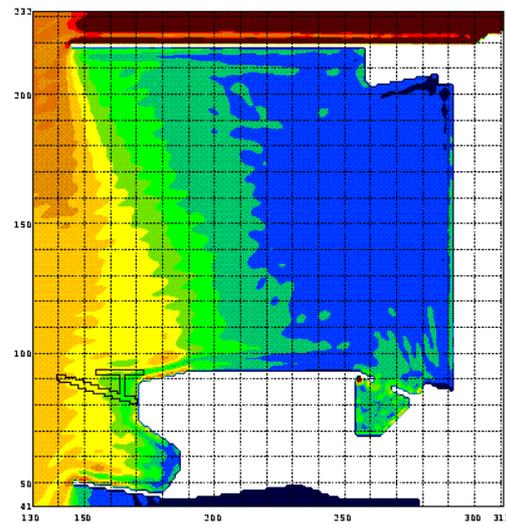
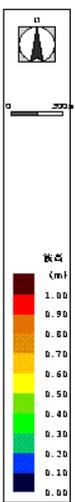
現況地形 (有義波周期 : 6秒)



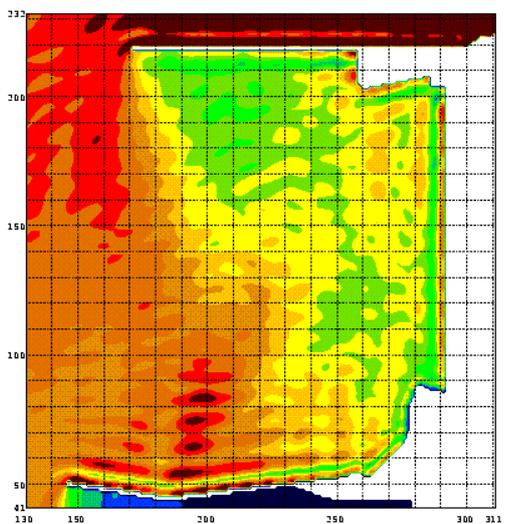
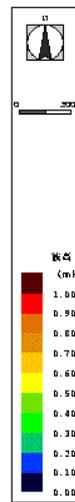
完成地形3 (有義波周期 : 6秒)



現況地形 (有義波周期 : 9秒)

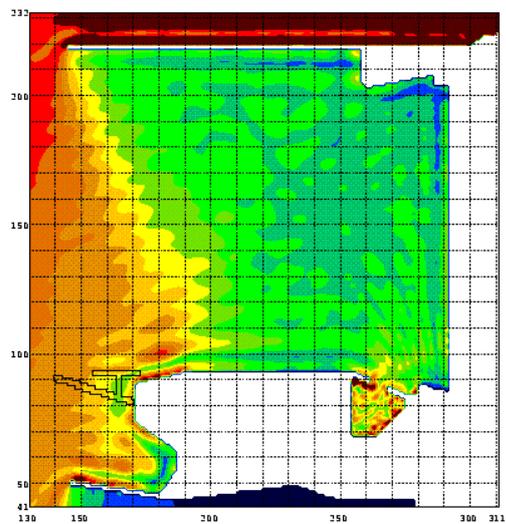
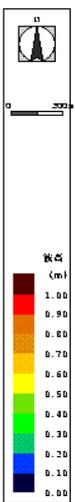


完成地形3 (有義波周期 : 9秒)



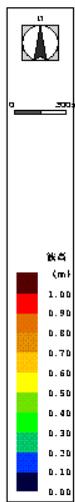
現況地形 (有義波周期 : 12秒)

図8 港内波高分布 (現況地形 平成12年度末)



完成地形3 (有義波周期 : 12秒)

図9 港内波高分布 (完成地形3 全面完成)



### 2.8.5 稼働率評価

鞍山北地区-9m岸壁におけるフェリーの荷役限界波高の算定には、平成8年4月から平成12年3月までの期間の「敦賀港 新日本海フェリー（株）荷役障害記録」を用いた。

平成8～12年度までの各年度末における鞍山北防波堤の総延長、荷役障害発生回数、稼働率を表6に示す。但し、フェリーはほぼ毎日1便入港するので、荷役障害の発生回数は障害の発生日数と同じ数値とし、年間の荷役作業の稼働率Sを次のように定義した。

$$S = 1.0 - (\text{年間の荷役障害の発生日数} / 365)$$

荷役障害の発生件数は、防波堤延長とともに必ずしも減少していない。年毎に波浪条件は異なるため、平成9年度以降の防波堤延長の効果をこれらの数値のみから判断することは難しい。そこで、年平均の稼働率を求めると94%となる。

表6 フェリーの稼働率と荷役限界波高の算定

年度	鞍山北防波堤総延長 m	通年の統計			荷役限界波高 cm
		障害日数	障害発生率 %	稼働率 S %	
8年	660	29	7.9	92.1	21.0
9年	720	17	4.7	95.3	25.4
10年	810	20	5.5	94.5	22.1
11年	840	26	7.1	92.9	20.8
12年	870	18	4.9	95.1	23.8
平均		22	6.0	94.0	22.3

通年の統計に関して、未超過確率 $P_c=94.0\%$ に対応する波高値を求めると $H_c=22.3\text{cm}$ を得る（図12）。

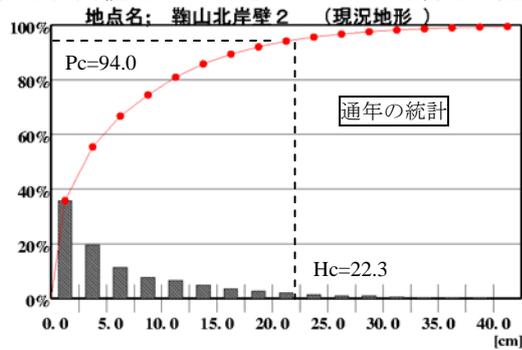


図12 波高の未超過確率と荷役限界波高

求めた荷役限界波高に対して、5年間の波浪データ及びシミュレーション結果から各港形に対する稼働率を算出した（表7）。対策工5が最も効果的である。

表7 各港形に対する稼働率

港形分類	鞍山北防波堤延長m	鞍山南地区	対策工概要	稼働率 %	
				通年	冬季
[1] 現況	870	—	—	93.9	85.8
[5] 完成形1	1130	西側完成	—	99.6	99.0
[7] 完成形3	1130	全面完成	—	99.7	99.4
[8] 対策工1	1130	西側完成	法線変更	99.8	99.4
[10] 対策工3	1130	全面完成	法線変更	99.7	99.3
[11] 対策工4	1230	全面完成	延長100m	99.9	99.8
[12] 対策工5	1330	全面完成	延長200m	100.0	99.9

### 2.8.6 今後の課題

#### (1) シミュレーションにおける不確定要素

シミュレーションモデルを実際の海域に適用する場合に、その海域で得た波浪観測データや地形の条件に関する情報は限られている。本調査では、波向に関する長期の観測データが得られていないために、入射波の波向は北北西で一定とした。また、反射率の設定に関しても、構造物が実際にもつ反射率には不明な点が多い。さらに、鞍山北岸壁はスリットケーソン構造で、本調査では反射率を0.8としたが、実際にフェリーが係留している場合、反射率を含め、シミュレーションにおける設定条件は不明である。静穏度シミュレーションの精度向上のためには、この様な不確定な要素をできる限り明らかにすることが必要である。

#### (2) 静穏度計算におけるうねりの評価

敦賀港では、高波浪時にスペクトルが双山になることが多い。従って、周期10数秒のうねりの来襲時でも風波の影響により、有義波周期が短くなることがある。そのため、高波浪時の有義波高の波高比は周期によらず概ね0.5前後である。一方、シミュレーションによる有義波高の波高比は、周期とともに高くなる。（図13）。稼働率の算定には有義波諸元（短めの有義波周期）とこれに対応するシミュレーションの港内増幅率を用いているために、稼働率は過大評価されていると考えられる。

フェリーの動揺が顕著になる周期11秒程度のうねりの周期帯に着目して静穏度解析を実施することによって、より精度の良い結果を得ることができる。入射波のスペクトルピーク付近（周期11秒帯）の相当波高を算出し、この波高が港内でどの程度減衰するのかを調べる必要がある。この考えに基づいて長期統計を行うためには、既設波高計で長期の波形データを得る必要がある。観測値と計算値のスペクトルピーク付近の波高比は一致する（図14）。

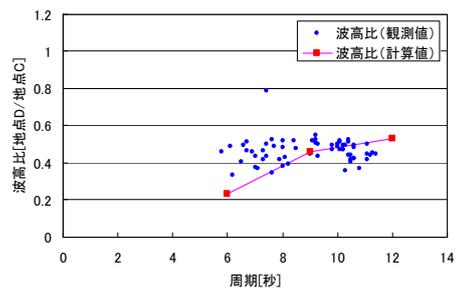


図13 観測値と計算値の波高比（有義波）

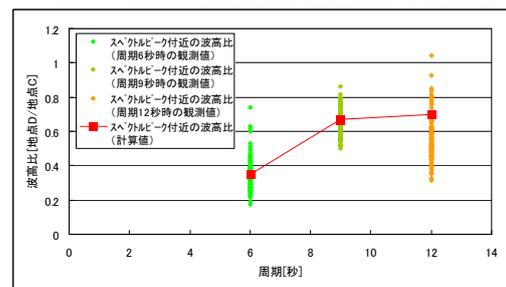


図14 観測値と計算値の波高比（うねり成分）

#### 参考文献

- 1) 平山克也・平石哲也：修正ブシネスク方程式による高精度波浪変形計算の基本特性，港湾空港技術研究所資料，平成14年3月

### 3. ブジネスモデル (NOWT-PARI) の現状

#### 3.1 多方向波の有効造波領域と差分条件が計算精度に及ぼす影響に関する検討

平山 (2002) は、波の非線形性と分散性を考慮できるブジネス方程式と各種の境界処理法を用いて、現実の港内外で生じるさまざまな波浪変形を同時に、かつ高精度に算定できるブジネスモデル (NOWT-PARI) を開発するとともに、その現地への適用性を検証した。この成果は、今後とも多様化する港湾設計の実務において、高精度波浪変形計算手法として広く活用されていくことが大いに期待されている。

ところで、実際に港湾設計の実務に携わる技術者が、このような計算手法を用いて妥当な解を得たり、その算定結果を評価しようとするとき、最も重要となるのは、計算プログラムの使用方法よりはむしろ、計算条件の設定方法とそのとき保証される計算精度に関する知識であると思われる。

そこで、本研究では、港湾設計の実務計算上、入射波条件として多く設定される多方向波を主な計算対象として、NOWT-PARI による計算精度と計算時間の観点から、設定すべき差分条件の目安を示すとともに、差分条件の制約を緩和するための効率的な計算手法を提案することを目的とした。

#### 3.1.1 多方向波の有効造波領域とその計算精度

NOWT-PARIの造波境界によって入射される多方向波の有効造波領域について、サーペント型造波装置による多方向波の造波特性に関する知見を用いて検討した。Hiraisi et al. (1998) は、成分波の到達可能範囲に関する幾何学的な検討により、多方向波の波エネルギーの80%以上が含まれる水域を有効造波領域として定義した場合 (図-3.1.1参照)、有限な計算領域に占めるその面積は、多方向波の方向集中度;  $S_{max}$  が小さいほど狭くなり、また、主波向が差分格子の軸方向に対して傾くほど狭くなることを、成分波の到達可能範囲に関する幾何学的な検討より明らかにしている (図-3.1.2)。

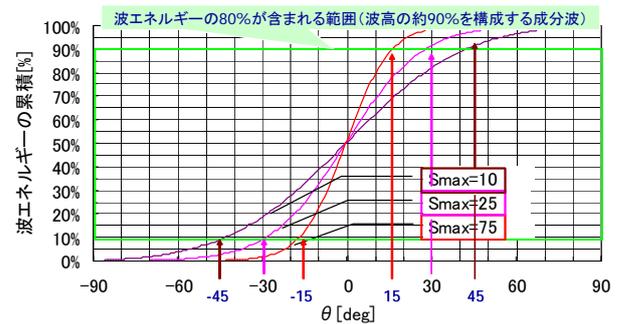
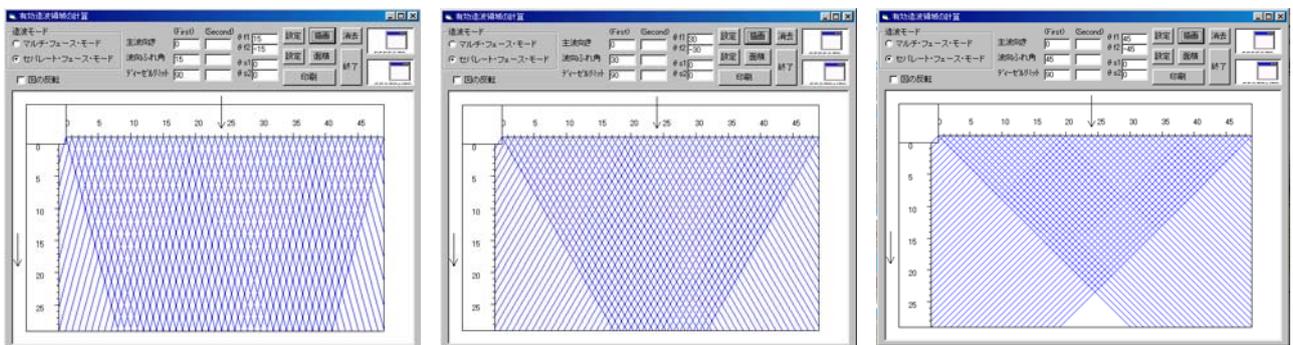


図-3.1.1  $S_{max}$ による波エネルギー累加曲線の変化

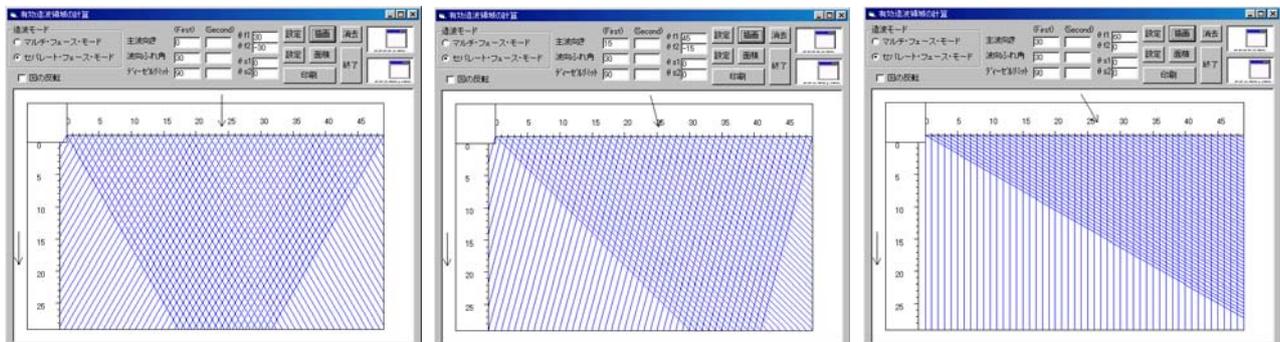


①主波向 $0^\circ$ ,  $S_{max}=75$

②主波向 $0^\circ$ ,  $S_{max}=25$

③主波向 $0^\circ$ ,  $S_{max}=10$

(a) 方向集中度;  $S_{max}$  が変化する場合



②主波向 $0^\circ$ ,  $S_{max}=25$

④主波向 $15^\circ$ ,  $S_{max}=25$

⑤主波向 $30^\circ$ ,  $S_{max}=25$

(b) 主波向が変化する場合

図-3.1.2 直線配置されたサーペント型造波装置による有効造波領域

表-3.1.1 NOWT-PARIにおける基本計算条件

海底地形	一様水深 $h_0=20\text{m}$
計算範囲	沿岸方向 $800\text{m}$ ×岸沖方向 $400\text{m}$
DX=10m	IS=3, IO=33, I1=73, IE=102
	JS=3, JO=33, J1=113, JE=142
DX=5m	IS=3, IO=63, I1=143, IE=202
	JS=3, JO=63, J1=223, JE=282
計算終了	TEND=220×T
取得時間	TSVE=20×T ~ TEND=220×T
碎波判定	Rb=0.80
摩擦係数	f=0.00
最小水深	HLIMIT=5m

表-3.1.2 波浪条件と差分条件

No	DX	DT	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	Direction	Wave Number	$S_{max}$	Error Term	Mesh	
F011H	10m	0.2s	2.0m	8.0s	0°	512	75	Without	Regular	
F011M							25			
F011S							10			
F012M							0.1s			
F013M		0.05s								
F022M	5m	0.1s	2.0m	8.0s	0°	512	25	With	Regular	
F023M							0.05s			
F111M	10m	0.2s	2.0m	8.0s	0°	512	25	With	Regular	
F112M										0.1s
F113M										0.05s
F122M	5m	0.1s	2.0m	8.0s	0°	512	25	With	Regular	
F123M										0.05s

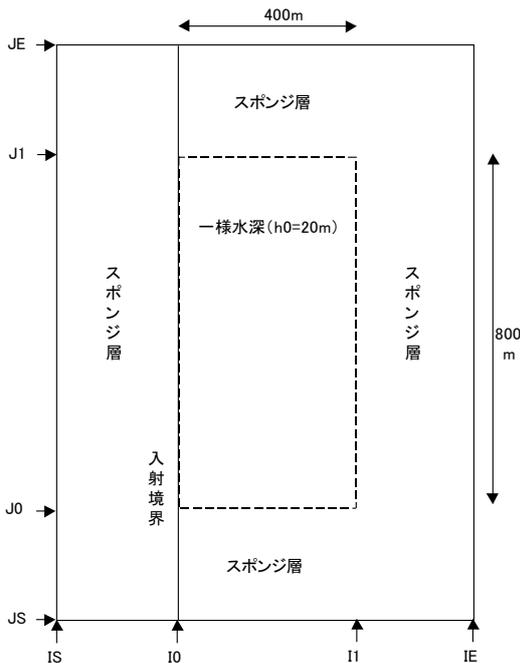


図-3.1.3 NOWT-PARIによる多方向波の計算領域

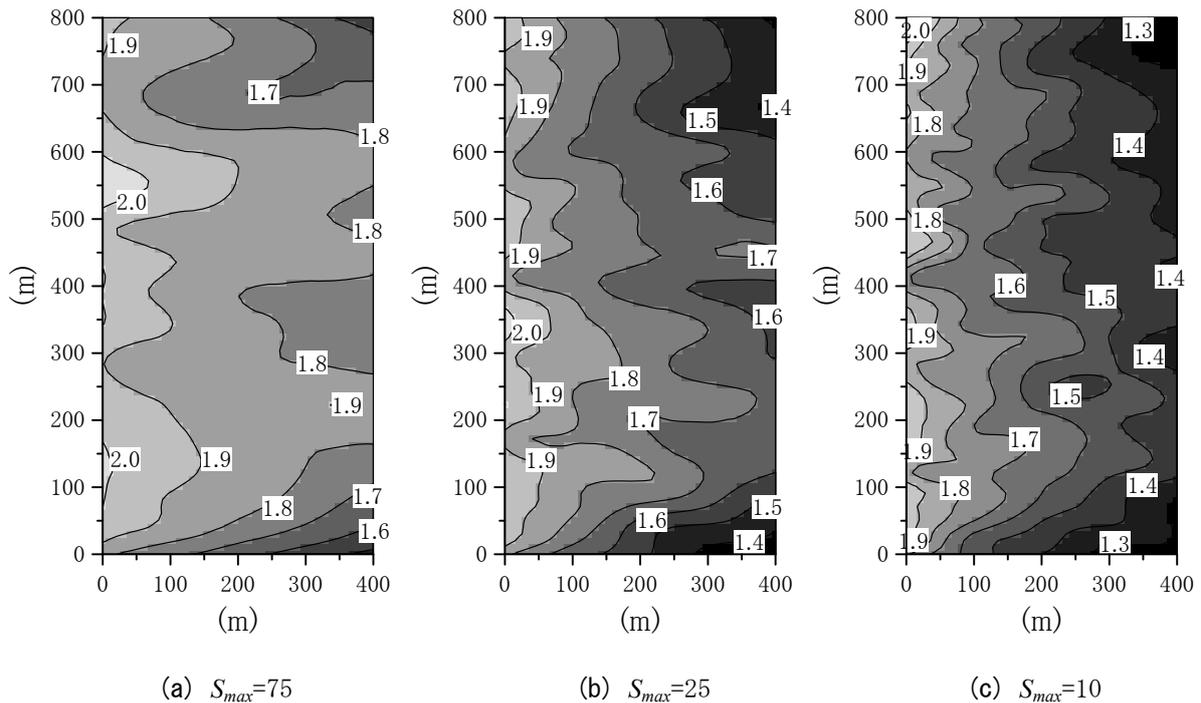


図-3.1.4 異なる $S_{max}$ の多方向波の有義波高分布

本研究では、図-3.1.3に示すように、沖側一辺に入射境界を設けた岸沖方向 $400\text{m}$ 、沿岸方向 $800\text{m}$ の計算領域（水深は $20\text{m}$ で一定）を設定し、この有限な海域でNOWT-PARIにより造波される多方向波の有効造波領域の計算精度と、多方向波の方向集中度； $S_{max}$ によるその違いを検討した。なお、計算領域の周囲には $300\text{m}$ 幅のスポンジ層による開境界を設置した。表-3.1.1は、NOWT-PARI使用時に設定する基

本的な計算条件の一覧である。また、表-3.1.2には、入射境界において造波する多方向波の諸元と数値計算に用いる差分条件を、次節以降で述べる、差分条件の違いや打ち切り誤差の修正による計算精度の検証のために設けた計算ケースと併せて示している。

表-3.1.2に示した計算ケース；F011H, F011MおよびF001Sに対し、NOWT-PARIを用いて計算された多方向波の有義波高分布を図-3.1.4に示す。ここで、こ

これらの有義波高は、レーリー分布を仮定し、各格子における水位変動の2乗平均に3.8を乗じて算定されたものである。多方向波が有する波群特性の影響により沿岸方向に対象な波高分布は得られていないものの、図-3.1.2(a)の各図と比較すると、 $S_{max}=75$ の多方向波では、波エネルギーの80%に当たる波高1.8m以上の等値線が有効造波領域の境界線にほぼ一致していることから、この計算ケースでは、多方向波の伝播がほぼ妥当に計算されていると評価できる。一方、 $S_{max}=25$ および $S_{max}=10$ の多方向波の場合には、等値線が示す形状は有効造波領域の形状にやや似ているものの、有効造波領域内で観測されるべき値よりも概ね1割程度小さな波高が算定されていることがわかる。この理由としては、特に格子の分割方向に対して斜めに伝播する成分波に対して、差分計算の打ち切り誤差による波高減衰が有意であったためと考えられる。したがって、方向集中度の低い多方向波の伝播を計算する場合には、差分間隔をさらに密に設定する必要があると考えられる。

### 3.1.2 差分条件の違いによる多方向波の計算精度

つぎに、差分計算における打ち切り誤差が多方向波の計算精度に及ぼす影響を検討するために、異なる差分条件を用いて、同一の多方向波に対する有義波高分布の再現性を比較した。これらの検討に用いた計算領域および基本計算条件は、すでに示した図-3.1.3および表-3.1.1と同様である。計算ケースは、 $S_{max}=25$ の多方向波を対象として、すでに実施したF011Mに加え、表-3.1.2のうちのF012M, F013M, F022MおよびF023Mである。これらに対して得られた計算領域内の有義波高分布を図-3.1.5に示す。

差分時間間隔；DTを有義波周期の1/40、差分格子間隔；DXを有義波に対する波長の1/10程度として算定した一様水深上の多方向波の有義波高（図-3.1.5(a)、先に示した図-3.1.4(b)を再掲）は、有効造波領域内でも入射境界から離れるにつれて減少

し、有効造波領域の外縁付近では入射波高の8割程度（波エネルギーでは64%）になることが確認された。一方、差分間隔を密にすると計算精度は改善し、DTを有義波周期の1/160、DXを有義波に対する波長の1/20程度とした場合（図-3.1.5(e)）には、有効造波領域の外縁付近で入射波高の9割程度（波エネルギーでは80%）の有義波高が算定された。これは、各地点に伝播する成分波数の割合に応じて80%まで波エネルギーが徐々に減衰するという有効造波領域の考え方とよく一致している。すなわち、多方向波の波群特性の影響を無視すると、このとき発生した打ち切り誤差はかなり小さかったと考えられる。

ところで、これらの中に位置する差分条件で計算された多方向波の有義波高（図-3.1.5(b)~(d))をみると、図の右へ進むにつれて、順に計算精度が改善されていることがわかる。しかしながら、これらの結果を得るために要した計算時間は、必ずしもこの順に増加していない。すなわち、図-3.1.5(a)に要した計算時間が約1時間であったのに対し（計算機CPU：1GHz、コンパイラ：Fujitsu Workbench 開発マネージャ V2.0L10を使用）、DTを半分にした図-3.1.5(b)では約2時間、さらにDX(DY)も半分にした図-3.1.5(c)では約8時間であった。ところが、DX=10m、DTのみをもとの1/4として、これより良い計算精度が得られた図-3.1.5(d)の計算時間は、約4時間であった。これらの結果より、NOWT-PARIによる波浪伝播計算において、計算時間の増大を抑えつつ打ち切り誤差の発生を効率的に抑制するためには、すでに波長の1/10程度に設定された差分格子をさらに密に設定するよりはむしろ、差分時間間隔を短くするほうが有利であることが判明した。

ちなみに、打ち切り誤差の影響をほぼ無視しうる計算精度が得られた図-3.1.5(e)の計算時間は、約16時間であった。一方、約4時間で計算された図-3.1.5(d)でも、これとほぼ同様な計算精度が得られている。したがって、成分波の波長が空間的に変化

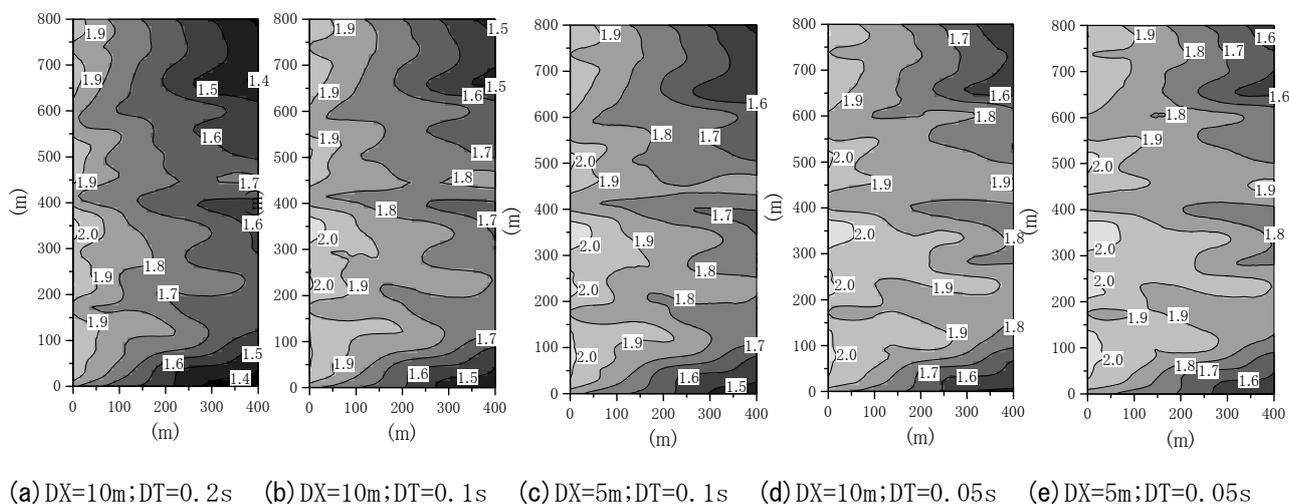


図-3.1.5 異なる差分条件で計算された多方向波の有義波高分布

しない一様水深場における多方向波の伝播計算に対しては、計算時間の節約上、計算ケース；F013Mの差分条件を適用してもよいと思われる。

### 3.1.3 打ち切り誤差を修正した多方向波の計算精度

差分計算における打ち切り誤差の発生を抑制するためには、差分時間や差分格子の間隔を密に設定することが有効であるが、同時に、多大な計算時間を要することを覚悟しなければならない。一方、差分計算に含まれる打ち切り誤差を評価して、事前にそれを除去することで、比較的疎な差分条件において良い計算精度を得ることができれば、実務計算における計算時間を大幅に短縮できることが期待される。

平山ら (1999) , 平山 (2003) は、ADI法を用いたNOWT-PARIの差分式に対して、Taylor展開による打ち切り誤差解析を実施して、分散項と同じ3次オーダーまでの打ち切り誤差項を導出し、差分計算における打ち切り誤差の修正を行っている。そこで、以下では、これらの手法による計算精度の向上と計算時間の短縮の効果について、誤差解析の成果や数値実験の結果を用いて検証した。なお、平山ら (1999) の中で行われた打ち切り誤差解析では、対象とした差分式の差分中心がNOWT-PARIで用いられているものと若干異なることに注意されたい。

#### (1) NOWT-PARIにおける打ち切り誤差項とその性質

NOWT-PARIに用いたブシネスク方程式に含まれる分散項は、すでに3次のオーダーをもっているため、この項から導かれる打ち切り誤差項はすべて3次オーダーを上回っている。したがって、3次オーダーまでの打ち切り誤差項を導出する際には、分散項に関する誤差解析を行う必要はない。すなわち、ブシネスク方程式から分散項を除いた非線形長波方程式に対する誤差解析を行うことにより、分散項と同程度の打ち切り誤差を定式化することができる。

平山 (2003) において誘導された、打ち切り誤差項を含むx方向の運動方程式は次式のようなものである。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{PQ}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - [\text{分散項}] \\
 & = \frac{\Delta x^2}{24} (1 + 2K_x^2) \frac{\partial^3 P}{\partial t \partial x^2} + \frac{\Delta x^2}{12} K_x^2 \frac{\partial^3 Q}{\partial t \partial x \partial y} \\
 & \quad - \frac{\Delta x^2}{24} \frac{\partial^3}{\partial x^3} \left( \frac{P^2}{D} \right) \\
 & \quad - \frac{\Delta x^2}{4} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (1 + K_x^2) \frac{P}{D} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + K_x^2 \frac{P}{D} \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial y} - K_x^2 g \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right\} \\
 & \quad + \frac{\Delta t}{2} \frac{Q}{D} \frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t} - \frac{\Delta y^2}{24} \frac{\partial^3}{\partial y^3} \left( \frac{PQ}{D} \right) \\
 & \quad - \frac{\Delta y^2}{8} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{Q}{D} \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{K_y^2}{K_x^2} \frac{P}{D} \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - K_y^2 \frac{Q}{D} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} \right\}
 \end{aligned} \tag{3.1.1}$$

ここで、 $\eta$ は水位変動、 $P, Q$ はそれぞれx方向、y方

向の線流量フラックスであり、 $D$ は全水深、 $g$ は重力加速度である。また、 $K_x, K_y$ はそれぞれ次式で定義されるクーラン数である。

$$K_x = \frac{\Delta t}{\Delta x} \sqrt{gD} \quad K_y = \frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{gD} \tag{3.1.2}$$

$\Delta x, \Delta y$ は差分格子間隔、 $\Delta t$ は差分格子間隔

一方、ADI法においてx方向の運動方程式の後に計算される、打ち切り誤差項を含む連続式は次式のようなものである。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} \\
 & = -\frac{\Delta t}{4} \left( \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} \right) \\
 & \quad - \frac{\Delta x^2}{24} (1 + 2K_x^2) \frac{\partial^3 P}{\partial x^3} - \frac{\Delta y^2}{24} (1 + 5K_y^2) \frac{\partial^3 Q}{\partial y^3} \\
 & \quad - \frac{5\Delta x^2}{24} K_x^2 \frac{\partial^3 P}{\partial x \partial y^2} - \frac{\Delta y^2}{12} K_y^2 \frac{\partial^3 Q}{\partial x^2 \partial y}
 \end{aligned} \tag{3.1.3}$$

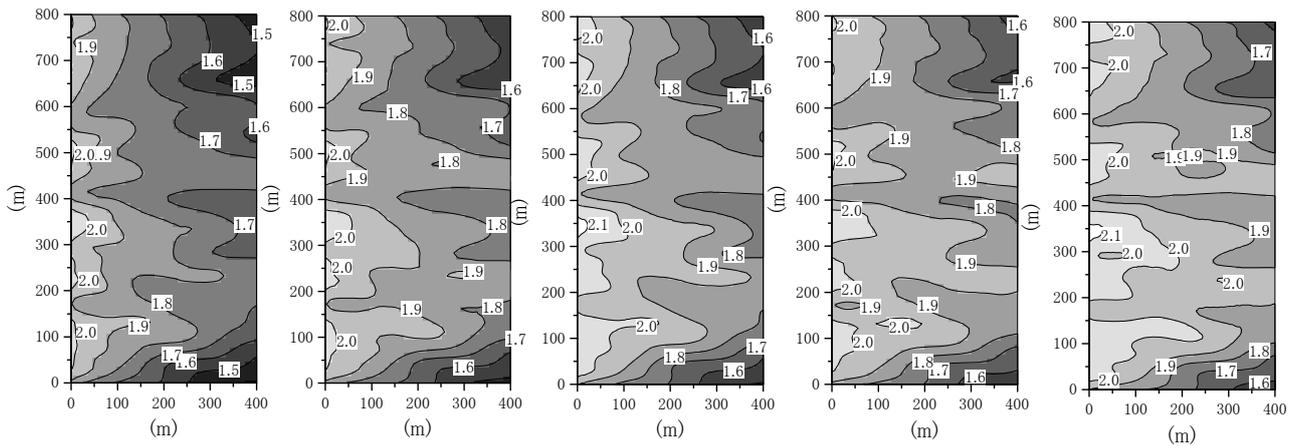
このように打ち切り誤差項はNOWT-PARIの各差分式についてそれぞれ導出されるが、残りは省略する。

ここで、式 (3.1.2) で表されるクーラン数を式 (3.1.1) および式 (3.1.3) に代入すると、それぞれ右辺に記述された多くの打ち切り誤差項に、 $\Delta t$ や $\Delta t^2$ が乗じられた形となっていることがわかる。すなわち、 $\Delta t$ を小さく設定した差分計算では、これらの打ち切り誤差項が計算精度に与える影響は、ほとんど無視しうる程度に小さくなると推定される。前項で述べた、効率的な差分条件の設定法に関する検討において、差分格子を小さくするよりも差分時間を短くしたとき、計算精度がよく改善されたのはこのような理由によるものと考えられる。

#### (2) 打ち切り誤差の修正効果に関する検討

多方向波の計算精度の向上や、それを得るために必要な計算時間の短縮に対する打ち切り誤差の修正効果を検討するために、3.1.2項と同様な波浪諸元と差分条件を用いて、打ち切り誤差修正項を導入したNOWT-PARIによる波浪伝播計算を実施した。これらに対応する計算ケースは、表-3.1.2に示した、F111M, F112M, F113M, F122MおよびF123Mである。なお、これらの検討に用いた計算領域および基本計算条件は、図-3.1.3および表-3.1.2と同様である。計算領域内で得られた有義波高分布を図-3.1.6に示す。

まず、打ち切り誤差を修正することにより、ある計算精度を確保するために必要な計算時間がどれほど短縮されるかを検討するために、図-3.1.5と図-3.1.6で得られた有義波高分布を比較した。すると、図-3.1.5(b), (c), (d)および(e)の有義波高分布は、それぞれ、図-3.1.6(a), (b), (c)および(d)にほぼ対応していることがわかる。それぞれの対応関係において計算時間の比率を整理すると、順に、1/2倍、



(a)DX=10m;DT=0.2s (b)DX=10m;DT=0.1s (c)DX=5m;DT=0.1s (d)DX=10m;DT=0.05s (e)DX=5m;DT=0.05s

図-3.1.6 打ち切り誤差修正項を導入したNOWT-PARIで計算された多方向波の有義波高分布

1/4倍, 2倍, 1/4倍であった. このうち, 図-3.1.5(d)の代わりに図-3.1.6(c)を算定することは, 差分時間が短いほど効率的な差分計算ができることを考慮すると非合理的であるため, これを無視すると, 打ち切り誤差を修正することにより, 少なくとも1/2倍以上, 計算時間を短縮することが可能になることがわかった.

さらに, 図-3.1.6をみると, 図の右へ進むにつれて, 多方向波の有義波高分布の計算精度が向上していることがわかる. これは, 打ち切り誤差の修正項を導入したNOWT-PARIにおいても, 差分間隔を密にし, 特に, 差分時間を短くするほど, 打ち切り誤差が小さくなることを示すものである. 打ち切り誤差を修正せずとも多方向波の有効造波領域をほぼ再現した図-3.1.5(e)の差分条件を用いて計算した図-3.1.6(e)では, 有効造波領域内の波高減衰がかなり抑制される結果が得られた. したがって, このとき発生した打ち切り誤差はほぼ無視しうる程度であったと考えられる.

### 3.1.4 まとめ

港湾設計の実務計算上, 入射波条件として多く設定される多方向波を主な計算対象として, NOWT-PARIによる計算精度の確保と計算時間の短縮の観点から, 設定すべき差分条件の目安を示すとともに, 差分条件の制約を緩和するために用いた打ち切り誤差修正項の効果について検証した. 得られた主な結論はおおよそ以下のとおりである.

- 1) 波エネルギーの80%が含まれる水域として定義される多方向波の有効造波領域は, 有限な計算

領域では, 方向集中度;  $S_{max}$ が小さいほど, 差分格子の分割方向に対して主波向が傾くほど, 狭くなる.

- 2) 多方向波の波群特性や差分計算の打ち切り誤差の影響を無視しうるとしても, 有効造波領域内で算定される有義波高は, 入射境界から離れるにつれて減衰し, 有効造波領域の外縁では, 入射波高の高々約90%程度である.
- 3) 方向集中度の低い多方向波の伝播計算では, 波長に対する差分格子, および周期に対する差分時間の分割数が大きいほど, 差分計算の打ち切り誤差は小さくなる. 特に, 効率的な差分計算を実施するためには, 差分格子を小さくするよりもむしろ, 差分時間を短くするほうが有利である.
- 4) 打ち切り誤差修正項を付加したNOWT-PARIでは, 同様な計算精度を得るために必要な差分条件を緩和できるため, 少なくとも計算時間を従来の半分程度に短縮できることが明らかとなった.

### 参考文献

- 1) Hiraishi, T., K., Hirayama and H., Maruyama : Applicability of Dual Face Serpent-type Wave Generator, *Rept. of Port and Harbour Res. Inst.*, Vol.37, No.4, pp.3-35, 1998.
- 2) 平山克也・加藤雅也・平石哲也: ADI差分法を用いたブシネスクモデルの打ち切り誤差解析, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.86-90, 1999.
- 3) 平山克也: 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, 2002.

### 3.2 ブジネスクモデル (NOWT-PARI) を使用した1次元砕波計算

水面の運動学的境界条件を用いて導かれたブジネスク方程式によって砕波現象のメカニズムを直接記述することは困難である。一方、実務において実施される波浪変形計算では、砕波現象自体を解析することよりもむしろ、砕波が周辺の波・流れ場に与える影響を定量化することが重要である。そこで、浅海域における波浪変形計算に多用されるブジネスクモデルにおいて砕波の有無を判定し、砕波によるエネルギー減衰の効果を計算結果に反映させることを目的とした砕波モデルがいくつか提案されている。例えば、佐藤・Kabiling (1993) は、一周期間の流量フラックスの計算値から得られる最大水粒子速度と水位変動から計算した波速の比を砕波判定指標とした砕波判定を行い、砕波と判定される場合には、運動式に、運動量の拡散項を付加して、砕波によるエネルギー減衰を表現している。また、拡散項に乗じる渦動粘性係数は一周期の流量フラックスの振幅や平均水位、海底勾配などから算出している。これらのモデルでは、砕波変形の算定に際し、波速、波向やその方向に対する海底勾配、あるいは経験的に設定される不確定値などを必要とすることとなり、実海域で見られるさまざまな砕波形態を汎用的かつ客観的に捉えるモデルとはなっていない。

そこで本研究では、海底勾配や数値計算内で算定することが困難な物理量などに依存せず、砕波の発生や砕波による波エネルギー減衰を客観的に算定する砕波モデルを開発した。この砕波モデルは、水表面の鉛直方向圧力勾配値が、砕波直前から急激に減少し、砕波時には、ほぼ0に近づくことを利用した砕波判定法 (灘岡ら, 1996) と、開水路非定常流の段波によるエネルギー逸散が砕波によるエネルギー減衰に類似していることを利用した砕波減衰項 (例えば、岩垣ら, 1981) からなる。砕波減衰項に関しては、時間発展形の波動モデルに適用するために、特に、非定常な砕波現象における単位時間あたりのエネルギー減衰量が、ある微小時間および微小空間における跳水によるエネルギー損失に等しいと仮定した時間領域における擬似段波モデルを開発した。さらに、断面水路を用いて、進行波および部分重複波の砕波に関する模型実験を行い、両者の砕波形態を統一的に取り扱うことができる新たな砕波モデルの計算精度を検証した。

#### 3.2.1 新たな砕波モデルの構築

##### (1) 砕波判定法

灘岡ら (1996) は、自由表面における鉛直方向のオイラーの運動方程式を変形し、仮定を一切導入することなく、水位変動 $\eta$ と表面流速 $u_s$ のみを用いた鉛直方向の圧力勾配式を誘導した。また、彼らによる砕波実験では、ビデオカメラで撮影された画像をデジタル化し、自由表面の時間変動と、それを利用

して自由表面流速を求めている。実験より得られた自由表面変動と鉛直方向圧力勾配から圧力勾配が急激に大きくなりやがてほぼ0に近づいたところで砕波が発生することが確認された。このような砕波判定法は、時間発展形の波動モデルにおいて砕波の発生を客観的に知る上で極めて有効である。本研究においても、彼らにならい、鉛直方向圧力勾配による砕波判定法を採用した。ただし、強非線形な水位変動 $\eta$ と表面流速 $u_s$ は、弱非線形、弱分散性のブジネスク方程式によって厳密には算定されないため、鉛直方向の圧力勾配式を圧力方程式 (1) から以下のように求めた。

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

ここで、 $p$ は圧力、 $\rho$ は水の密度、 $g$ は重力加速度、 $h$ は静水深、 $M$ は流量フラックス、 $\eta$ は水位である。

式 (1) を鉛直方向に偏微分すると、自由表面での鉛直方向圧力勾配は式 (2) のように表せる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=\eta} = g - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{M}{D} \right) - \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} \left( \frac{M}{D} \right) \quad (2)$$

次に、全水深 $D$ を定数とみなし、移流項と分散項を無視した運動方程式から得られる関係式を利用すると、式 (2) は時間微分項を含まない式 (3) に置換される。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=\eta} = g \left( 1 + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \quad (3)$$

式 (3) では砕波判定と砕波減衰を同時刻で考慮することが可能となるが、代わりに式 (2) に比べ、移流項と分散項を無視した運動方程式を用いて変換していることから波の非線形性に対する近似誤差が大きくなっている。そこで、後述する検証計算では、式 (2)、(3) による砕波判定の精度を比較して、より望ましい砕波判定式を選択した。

##### (2) 時間領域の擬似段波モデル

砕波による波エネルギー減衰量を客観的に定量化する砕波減衰項は、次のように定式化した。開水路定常流の跳水によるエネルギー逸散量が跳水区間における連続式、運動量保存則およびエネルギー保存則から定式化されることに着目し、これが非定常な砕波現象における単位時間あたりのエネルギー減衰量に等しいと仮定する。一方、跳水区間は、砕波点前後の水面勾配の変曲点に挟まれた区間として定義した。したがって、跳水区間長 $L$ は空間格子間隔 $\Delta x$ を用いて $L=n\Delta x$  ( $n$ は自然数) と表される。ただし、

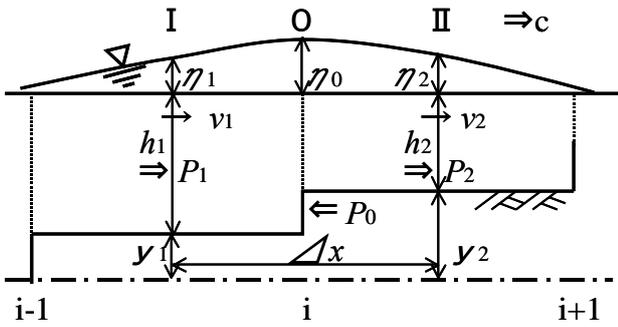


図-1 擬似段波モデルの模式図

連続式，運動量保存則およびエネルギー保存則は，跳水区間内の微小区間 $\Delta x$ においても近似的に成り立つことが仮定されている．また，エネルギー保存則は断面平均流速を含む流線上において成り立つ．このような碎波減衰モデルを本研究では時間領域における擬似段波モデルと定義する．図-1に，擬似段波モデルの模式図を示す．

連続式，運動量保存則およびエネルギー保存則より，碎波によるエネルギー減衰量 $\Delta E$ が式(4)のように導かれる．

$$\Delta E = \frac{1}{\rho g} \frac{D_0}{D_1 D_2} (P_1 - P_2 + P_0) - \frac{P_2 - P_1}{\rho g} + h_2 - h_1 \quad (4)$$

ここで，

$$D_0 = \frac{1}{2} (D_1 + D_2), P_1 = \int_{-h_1}^{\eta_1} p_1 dz, P_2 = \int_{-h_2}^{\eta_2} p_2 dz,$$

$$P_0 = - \int_{-h_1}^{\eta_0} p_0 dz + \int_{-h_2}^{\eta_0} p_0 dz,$$

であり， $v$ は断面平均流速， $c$ は波速である．

次に，式(1)を式(4)に代入し，圧力 $p$ を消去する．

一方，碎波減衰項は，運動方程式に対して式(5)左辺第4項のように導入さる．式(4)を代入して得られる碎波減衰項の差分式は，平山・原(2002)を参照されたい．

$$\text{局所項} + \text{移流項} + \text{圧力項} + gD \frac{\Delta E}{L} = \text{分散項} \quad (5)$$

### 3.2.2 実験および計算条件

不規則波造波装置(吸収造波機能付き)を有する全長35.0m，幅0.6m，深さ1.2mの水路を用いて碎波実験を行った．

進行波の碎波実験では，図-2に示すように，勾配を1/10，1/3の斜面岸側に延長4.0mの一様水深部を設け，反射波の発生を極力抑えるために，水路端に消波工として長さ1.4mのヘチマロン(ポリプロピレン樹脂製，空隙率92.8%)を設置した．造波水深は $h=0.5\text{m}$ 一定とした．波浪条件は，表-1に示す．

なお，一様水深部の水深は0.1mであり，このとき得られた碎波形態は斜面勾配に関わらず，すべて巻き波碎波であった．

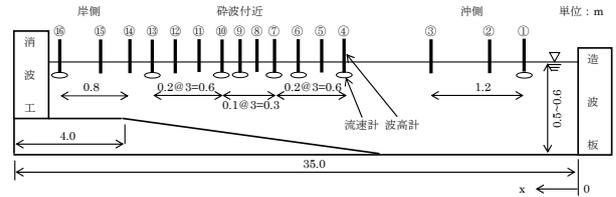


図-2 水路模型および計測機器配置

表-1 模型実験ケース

	斜面勾配s	波高H(cm)	周期T(s)	水深h(cm)	波の種類	
Case 1	1/10	2.0	2.00	50.0	進行波	規則波 不規則波
Case 2	1/10	8.0	3.00	50.0		
Case 3	1/10	10.0	2.00	50.0		
Case 4	1/10	12.0	1.00	50.0		
Case 5	1/3	2.0	2.20	50.0		
Case 6	1/3	4.0	2.20	50.0		
Case 7	1/3	6.0	2.20	50.0		
Case 8	1/3	8.0	2.20	50.0		
Case 9	1/10	3.0	0.99	50.0		
Case 10	1/10	4.0	0.99	50.0		
Case 11	1/10	5.0	0.99	50.0		
Case 12	1/10	2.0	1.41	50.0		
Case 13	1/10	3.0	1.41	50.0		
Case 14	1/10	4.0	1.41	50.0		
Case 15	1/10	1.0	1.41	60.0		
Case 16	1/10	6.0	1.41	60.0		
Case 17	1/10	8.0	1.41	60.0		

※不規則波の波高，周期は1/3有義波高，1/3有義周期である．

一方，部分重複波の碎波実験では，斜面勾配1/10とし，図-2に示す，水路岸側の延長4.0mの一様水深部を利用して行った．碎波や反射による水槽内の波浪場の乱れを抑え，かつ部分重複波の形成に十分な反射波を生じさせるために，長さ0.1mのヘチマロンからなる消波工を岸側水路端の前面に設置した．造波水深は， $h=0.5, 0.6\text{m}$ の2種類とし，波浪条件は，規則波9ケースを波高 $H=1.0\sim 8.0\text{cm}$ ，周期 $T=0.99, 1.41\text{s}$ の範囲で設定した．これらの模型実験ケースを表-1に示す．

計測は，容量式波高計，電磁流速計を設置して行った．碎波位置近傍の波高計は，目視により碎波位置を確認し，碎波位置が中心となるように，波高計10本，流速計6本を10~20cm刻みで密に配置し，計測した．なお，それぞれの計測機器のサンプリング間隔は0.05sとし，データ取得数は，規則波のケースで6,000，不規則波のケースで10,000とした．

以上の模型実験を対象として，碎波変形に関する再現計算を実施した．計算に用いた地形条件および波浪条件は，模型実験と全く同様である．また，消波工による碎波減衰や反射波の振幅や位相を再現するために，岸側端部には，平山(2001)の透水層モデルによる任意反射境界を設定した．そして，沖側はスポンジ層による吸収造波境界とした．なお，空間格子間隔 $\Delta x$ は0.05m，時間差分間隔 $\Delta t$ は0.02sであり，スタッガード格子を用いたADI法でMadsen型のブジネスク方程式の計算を行う．

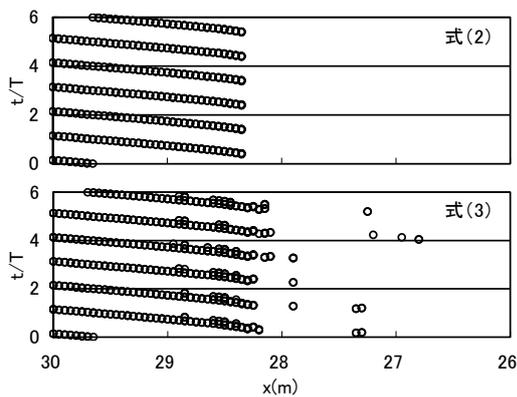


図-3 Case8 (規則波) の碎波判定位置

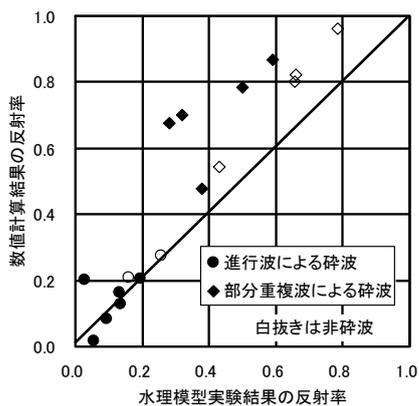


図-4 数値計算と模型実験の反射率

### (1) 碎波判定に関する検討

大気圧下の波動現象の場合、負圧は発生し得ないことから、碎波と判定される条件は、物理的に水表面の鉛直方向圧力勾配が0となることと考えられる。しかし、弱非線形のブジネスクモデルにおける碎波判定に、鉛直方向圧力勾配を適用した大山・長谷部(2001)は、判定の条件を0.5に緩和している。本研究では、碎波判定式の誘導に際してもブジネスク近似による圧力方程式を利用していることから、碎波判定条件をさらに緩和し、0.7と設定した。図-3は、入射波にCase8の規則波を用いたとき、碎波判定式(2)あるいは(3)を用いて判定された碎波時刻(6周期)とその位置を示しており、それぞれの式で判定された碎波点は造波板に近い点となり、6周期の無次元時間で表示しているため、6つの碎波点が示されている。なお、このとき模型実験において目視により観測された碎波位置は、造波板から28.2mであった。式(2)を用いた碎波判定では、模型実験によって確認された碎波の開始位置を精度良く、かつ安定に再現している。しかし、式(3)を用いた場合には規則波を入射条件と下にもかわらず、碎波の開始点にばらつきがあり、適切な碎波位置を判定できていない。したがって、本研究では、碎波判定式として式(2)を採用した。

### (2) 反射率の再現性

数値計算および模型実験で得られた時系列データ

に対して、合田ら(1976)による入・反射波分離推定法を適用して得られた反射率を図-4に示す。模型実験では、部分重複波が碎波することによって生じる乱れが水槽内で徐々に発達する傾向が見られるため、反射率の推定精度に対する信頼性は必ずしも充分ではない。これらを除けば、模型実験で得られた反射率は、数値計算によって良く再現されていることがわかる。

### 3.2.3 進行波の碎波に関するモデルの検証

#### (1) 碎波による波浪変形

図-5は、数値計算と模型実験で得られた、目視による碎波位置での水位、断面平均流速、および鉛直方向圧力勾配の時系列変化を示したものである。ここで、模型実験における鉛直方向圧力勾配は、碎波帯に設置した波高計および流速計を用いてどのように算出した。灘岡ら(1996)による鉛直方向圧力勾配式に含まれる水表面流速 $u_s$ は電磁流速計によって直接計測されないため、後藤(1984)を参考にし、幾分近似された鉛直方向圧力勾配式が導かれる。

進行波の碎波変形を図-5.1~2に示す。Case2, 7はそれぞれ勾配1/10, 1/3斜面に規則波が入射し進行波的な碎波が生じる場合である。図-5.1において、数値計算で得られた碎波点での水位、断面平均流速に関する時間波形は、変動量、位相ともに実験結果と良く一致している。また、鉛直方向圧力勾配は、数値計算では模型実験ほどの減少は見られないものの、碎波の判定基準とした0.7よりは小さく、かつ位相は良く一致している。そして、図-5.2に関して、目視で確認された碎波位置における水位、断面平均流速に関する時間波形は、実験結果とよく一致している。しかしながら、鉛直方向圧力勾配の変動量が小さく、数値計算の碎波判定が、模型実験よりも岸側となっていることから、0.7より小さくない。数値計算の碎波位置は、造波板から28.4mとなっており、20cm程度のずれが生じている。なお、1/3斜面の他のケースも同様である。また、逆に、1/10斜面では、数値計算の碎波位置が沖側となる。

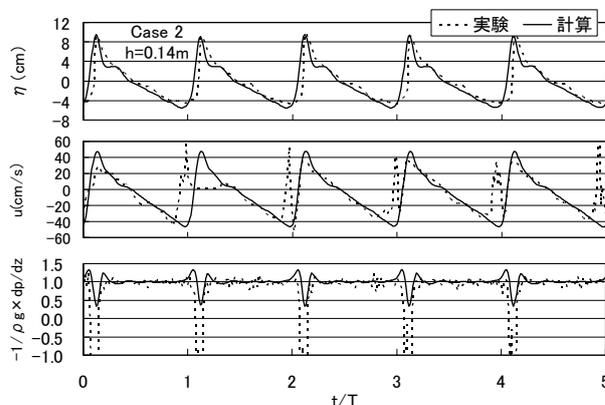


図-5.1 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case2, 海底勾配s=1/10)

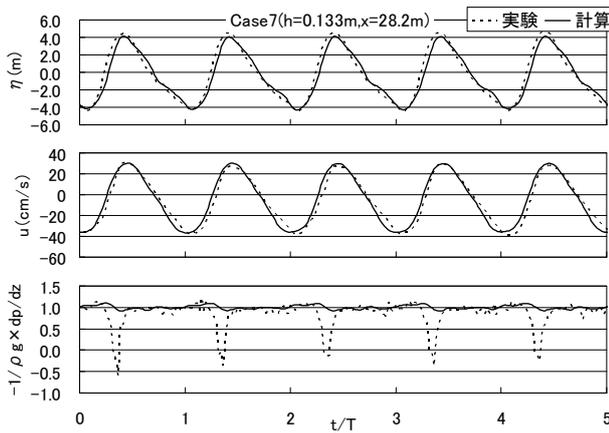


図-5.2 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case7, 海底勾配s=1/3)

(2) 砕波後の波高分布と平均水位

図-6は、進行波が砕波する場合に得られた砕波帯周辺の波高分布と平均水位分布である。Case2, 8はそれぞれ勾配1/10, 1/3斜面に不規則波が入射し進行波的な砕波が生じる場合である。図中の波高は1/3有義値であり、各水深での波高頻度分布を用いて統計的に得られたものである。数値計算で得られたいずれの波高分布も、模型実験で得られた砕波直前までの浅水変形および砕波後の波高減衰を概ね良く再現している。また、砕波帯内の平均水位は、斜面勾配を1/10としたCase2では、数値計算による再現性は良好である。しかし、斜面勾配を1/3としたCase8では、数値計算による平均水位変化量は模型実験のものに比べかなり小さくなる。

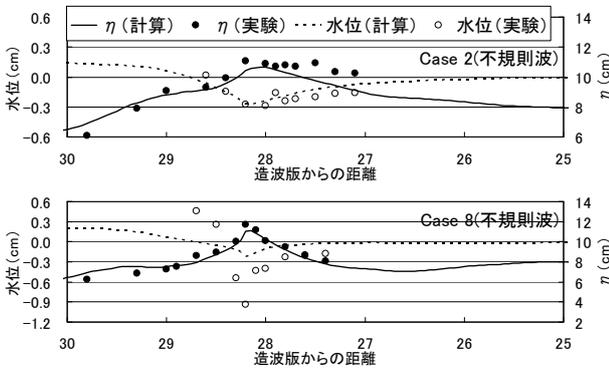


図-6 波高分布と平均水位の比較

(3) 波高の頻度分布による比較

Case3の不規則波を対象とし、砕波変形を伴う波高の頻度分布の水深による変化を図-7に示す。このとき用いた波数は、2種類のケース合わせて500波程度であった。一方、図中の実線は、合田(1975)の砕波による波高分布モデルである。このモデルでは、波高水深比が小さいときには、Rayleigh分布に従い、波高水深比が大きくなると砕波によって波高分布が変化する。このとき、砕波限界に幅を持たせていることが特徴である。図より、数値計算で得られた波高分布は、合田の砕波による波高分布モデルと比較的良好に一致していることがわかる。

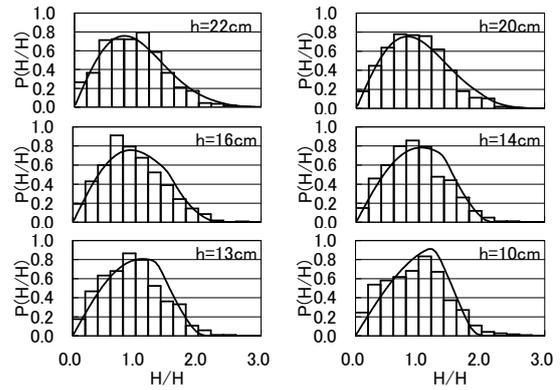


図-7 波高の頻度分布 (Case3)

3.2.4 部分重複波の砕波に関するモデルの検証

(1) 砕波による波浪変形

部分重複波の砕波変形を図-8.1~2に示す。数値計算で得られた水位変動は模型実験よりも小さく、逆に、断面平均流速の振幅は模型実験よりも大きくなっている。これは、重複波の腹の位置が反射波の位相や波速のわずかな違いによって敏感に変化するため、数値計算の砕波位置が、模型実験のそれより10cm程度沖側に現われたためであると考えられる。ただし、鉛直方向圧力勾配の最小値は、目視による砕波位置でも0.7程度であった。

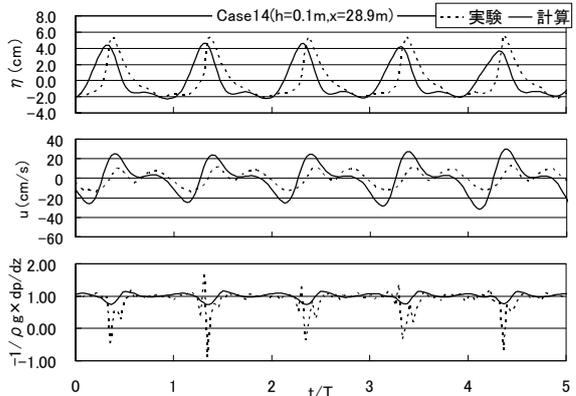


図-8.1 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case14)

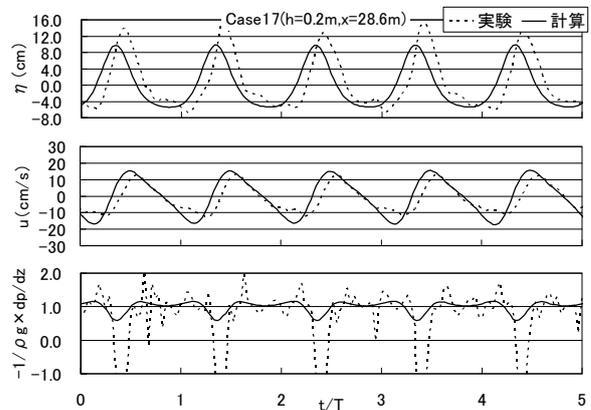


図-8.2 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case17)

## (2) 碎波後の波高分布と平均水位

図-9は、部分重複波が碎波する場合に得られた碎波帯周辺の波高分布と平均水位分布である。Case14, 17の規則波によって部分重複波の碎波が生じる場合には、波高や平均水位の空間分布は規則的に変動する。両者ともに模型実験で得られた変動量は、数値計算に比べ大きい。ただし、模型実験で計測した水位変動データは、波頂部において碎波により水面を飛び出した水塊高さを含んでいることが懸念される。

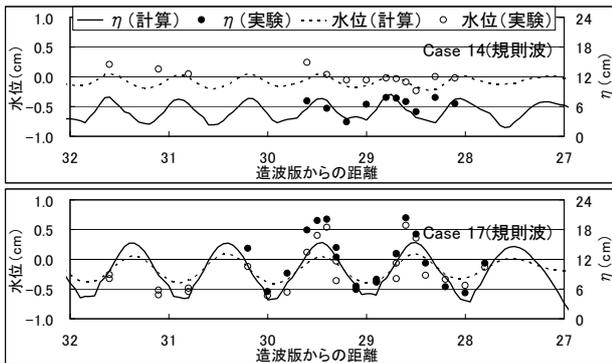


図-9 波高分布と平均水位の比較

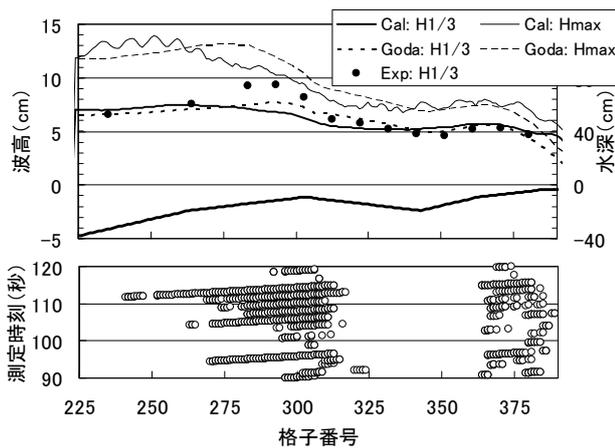


図-10 バー・トラフ地形における実験値と計算値の比較 ( $H_0' = 6.6\text{cm}$ ,  $T = 1.79\text{s}$ )

### 3.2.5 逆勾配の碎波に関するモデルの検証

逆勾配による碎波の検証として、合田 (2002) によるバー・トラフ地形における実験値および合田の計算値と本碎波モデルを比較する。図-10に実験結果と数値計算結果および碎波位置を示す。逆勾配を含めた岸側の波高分布は、最大波および有義波高ともに良く一致する。しかし、逆勾配より沖側の波高分布は、本碎波モデルの値の方が実験値および合田の計算値に比べ過小となる。これは、下図の碎波位置からわかるように、本碎波モデルの碎波位置が沖

側にあり、斜面勾配の比較的緩い (図-10の沖側の斜面勾配は、1/100と1/200) ときは、早くから碎波減衰が生じており、碎波位置を的確に判定していない可能性がある。

### 3.2.6 まとめ

鉛直方向圧力勾配を用いた碎波判定法によって進行波と部分重複波の碎波を統一的に精度良く判定できることを示した。また、跳水によるエネルギー逸散量が解析的に得られることを利用して、進行波と部分重複波の碎波による波エネルギー減衰を客観的に定量化する新たな碎波モデルを開発した。さらに、断面水路における模型実験結果を利用して、碎波位置における水位変動や流速変動、および碎波帯周辺の波高分布や平均水位分布などが精度良く計算されることを検証した。しかし、斜面勾配が緩い時の碎波位置は、実際の現象より沖側となる傾向がある。今後、平面2次元への拡張の際には、検討が必要と考えられる。

### 参考文献

- 1) 岩垣雄一, 間瀬肇, 田中剛: 不規則波の浅水変形モデルについて, 海岸工学論文集, 第28巻, pp. 104-108, 1981.
- 2) 大山巧, 長谷部雅伸: 碎波による渦度供給を考慮した碎波帯内の波・流れ場のモデル化, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 121-125, 2001.
- 3) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106, 1975.
- 4) 合田良実, 鈴木康正, 岸良安治, 菊地治: 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技術研究所資料, No. 248, 24p, 1976.
- 5) 合田良実: 不規則波浪変形計算における段階的碎波係数の導入について, エコー技術論文, No. 2, 12p, 2002.
- 6) 後藤智明: アーセル数が大きい場合の非線型分散波の方程式, 土木学会論文集, 第351/II-2, pp. 193-201, 1984.
- 7) 佐藤慎司, Michael Kabiling: Boussinesq方程式を用いた不規則波の浅水・碎波変形の計算法, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 16-20, 1993.
- 8) 灘岡和夫, 大野修史, 栗原礼: 波動場の力学状態に基づく碎波過程の解析と碎波実験, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 81-85, 1996.
- 9) 平山克也: ブジネスクにおける透水層内の波浪減衰を考慮した任意反射境界処理法の開発, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 26-30, 2001.
- 10) 平山克也・原信彦: 時間領域の擬似段波モデルに基づく碎波モデルの開発, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 121-125, 2001.

## 4. 強非線形モデルの現状

### 4.1 非線形緩勾配方程式を用いた計算手法の解説と計算事例

Boussinesqタイプの波動方程式は漸近法に基づいて定式化されたものであり、基本的には、長波近傍のみに適用領域が限られたものである。Madsen et al. (1991) やNwogu (1993) により改良されたものの、任意のスペクトル帯域で有効ではない。それに対して灘岡は、流速場の近似の仕方が問題であると考えた。そして、流速場の最良近似が得られるように、有限個数の水平空間における変数を、互いに独立な鉛直依存関数を用いて連成させて方程式を導出した（まとめとして、灘岡, 1995）。この考え方は、流速だけでなく、速度ポテンシャル・圧力にも応用できる。本節では、速度ポテンシャルに対して連成法を適用し、変分原理を用いて導出された非線形緩勾配方程式の計算手法・計算精度を検討する。

#### 4.1.1 基礎方程式の導出

##### (1) 基礎方程式

強非線形・強分散性の方程式のひとつである非線形緩勾配方程式(NonLinear Mild-Slope Equation, NLMSE)は磯部(1994)により提案された。NLMSEは速度ポテンシャル $\phi$ を、鉛直方向に既知の級数関数を用いて、

$$\phi(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{\alpha=1}^N Z_{\alpha}(z; h(\mathbf{x}, t)) f_{\alpha}(\mathbf{x}, t) \equiv Z_{\alpha} f_{\alpha} \quad (1)$$

のように  $M$  個の重ね合わせとして表現する。ここで、 $\mathbf{x} = (x, y)$  は水平座標、 $z$  は鉛直座標、 $t$  は時間そして  $f_{\alpha}$  は  $Z_{\alpha}$  に対する重み係数で未知変数となる。また、以後は右側の表示のようにギリシャ文字の添え字が重なった場合は総和規約を適用する。

変分原理はLagrangianの停留化問題である。水表面を表すLagrangianはLuke(1967)により

$$L[\phi, \eta] = \int_{t_1}^{t_2} \iint_A \int_{-h}^{\eta} \left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + gz \right] dz dA dt \quad (2)$$

が提案されている。それを鉛直方向に積分し、未知数である  $f_{\alpha}$  ならびに  $\eta$  のオイラー方程式を導出することにより非線形緩勾配方程式が得られる。

有川・磯部(2000)は、鉛直分布関数のパラメタに全水深 ( $h + \eta$ ) をとることが可能であるように、

$$\phi(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{\alpha=1}^N Z_{\alpha}(z; h, \eta) f_{\alpha}(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

として、拡張型非線形緩勾配方程式(ENLMSE)を導出した。これにより沖側から遡上域まで一つの方程式で解くことが可能となった。

オイラー方程式より得られるENLMSEの基礎方程式を表すと、

$$\begin{aligned} & Z_{\alpha} \Big|_{z=\eta} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \left[ \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial h} \Big|_{z=\eta} - \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial h} \Big|_{z=-h} \right] f_{\alpha} \frac{\partial h}{\partial t} + g \eta \\ & + \left( \frac{1}{2} \tilde{A}_{\alpha\beta} - F_{\alpha\beta} \right) \nabla f_{\alpha} \nabla f_{\beta} \\ & - \frac{1}{2} \tilde{E}_{\alpha\beta} f_{\alpha} f_{\beta} (\nabla \eta)^2 - \hat{E}_{\alpha\beta} f_{\alpha} f_{\beta} \nabla \eta \nabla h \\ & - 2E_{\alpha\beta} (\nabla f_{\alpha}) f_{\beta} \nabla \eta - E_{\alpha\beta} f_{\alpha} f_{\beta} \nabla^2 \eta \\ & + \left( \frac{1}{2} \tilde{D}_{\alpha\beta} - \hat{G}_{\alpha\beta} \right) f_{\alpha} f_{\beta} (\nabla h)^2 \\ & - (G_{\alpha\beta} + G_{\beta\alpha} + \hat{F}_{\alpha\beta} - \tilde{C}_{\beta\alpha}) (\nabla f_{\alpha}) f_{\beta} \nabla h \\ & - G_{\alpha\beta} f_{\alpha} f_{\beta} \nabla^2 h - F_{\alpha\beta} (\nabla^2 f_{\alpha}) f_{\beta} + \frac{1}{2} \tilde{B}_{\alpha\beta} f_{\alpha} f_{\beta} \eta \\ & - Z_{\alpha} \Big|_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} - Z_{\alpha} \Big|_{z=-h} \frac{\partial h}{\partial t} \\ & + (E_{\alpha\beta} - \tilde{F}_{\alpha\beta}) f_{\beta} (\nabla \eta)^2 + (D_{\alpha\beta} - \hat{C}_{\beta\alpha}) f_{\beta} (\nabla h)^2 \\ & + (G_{\alpha\beta} + G_{\beta\alpha} - \tilde{C}_{\beta\alpha} - \hat{F}_{\alpha\beta}) f_{\beta} \nabla \eta \nabla h \\ & + B_{\alpha\beta} f_{\beta} + (C_{\alpha\beta} - C_{\beta\alpha} - \hat{A}_{\alpha\beta}) \nabla f_{\alpha} \nabla h \\ & + (F_{\beta\alpha} - F_{\alpha\beta} - \tilde{A}_{\alpha\beta}) \nabla f_{\beta} \nabla \eta - C_{\beta\alpha} f_{\beta} \nabla^2 h \\ & - F_{\alpha\beta} f_{\beta} \nabla^2 \eta - A_{\alpha\beta} \nabla^2 f_{\beta} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

となる。ここで、

$$A_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} Z_{\alpha} Z_{\beta} dz, B_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial z} \frac{\partial Z_{\beta}}{\partial z} dz, C_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial h} Z_{\beta} dz, \quad (6)$$

$$D_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial h} \frac{\partial Z_{\beta}}{\partial h} dz, E_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial \eta} \frac{\partial Z_{\beta}}{\partial \eta} dz,$$

$$F_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} Z_{\alpha} \frac{\partial Z_{\beta}}{\partial \eta} dz, G_{\alpha\beta} = \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial Z_{\alpha}}{\partial \eta} \frac{\partial Z_{\beta}}{\partial h} dz$$

とし、また、 $\hat{A}$  や  $\tilde{A}$  は、

$$\hat{A} = \frac{\partial A_{\alpha\beta}}{\partial h}, \tilde{A} = \frac{\partial A_{\alpha\beta}}{\partial \eta} \quad (7)$$

と定義する。基礎方程式の数は、式(4)が1本、式(5)

がN本の合計N+1本あり，未知数の数は， $\eta$ ならびに  $f_\alpha (\alpha = 1, 2, \dots, N)$  の合計N+1個あることから方程式の解が求められることになる。

## (2) 碎波減衰項

碎波減衰項は，基礎方程式の式(4)が力学的境界条件と同じとなることから，式(4)の左辺に碎波減衰項

$$M_D = -v_f \nabla^2 Z_\alpha \Big|_{z=\eta} f_\alpha + v'_f Z_\alpha \Big|_{z=\eta} f_\alpha \quad (8)$$

を加える．ここで， $v_f$ ， $v'_f$  は碎波減衰係数である。

### 4.1.2 数値計算手法

断面における数値計算手法は，有川・磯部(1997)を，平面における数値計算手法は，有川・磯部(1999)および有川・岡安(2002)に詳しい．遡上境界の取り扱いに関しては，有川・磯部(2000)に述べられている．ここでは，その概略を説明する．

#### (1) 基礎方程式の数値解法

基礎方程式の数値解法は，2通り提案されている．ひとつは，Crank-Nicholson法を用いた陰的差分をNewton-Raphson法により解く方法であり，もう一つはADI法と陽的差分を適用し，繰り返し計算により解く方法である．平面計算では，Newton-Raphson法では安定しなかったために，陽的な手法を用いた．

#### (2) 入射

入射方法は，線境界入射方法を用い，規則波の場合，流れ関数法から求めた保存波の解を与える．不規則波の場合は線形波の重ね合わせを用いる．

#### (3) 側方境界

側方境界では，エネルギー吸収帯を設ける．エネルギーの吸収方法は，吸収帯内での未知数 $\eta$ および $f_\alpha$ を，次のように定義した変数 $\mu$

$$\mu(x) = \exp \left[ \left( 2^b \left( \frac{x-x_{\max}}{\Delta x} \right) - 2^b \left( \frac{x_s-x_{\max}}{\Delta x} \right) \right) \ln a \right] \quad (9)$$

で割るものとする．ただし， $a$ および $b$ は定数であり， $x_s$ ならびに $x_{\max}$ は吸収帯の開始，終了地点をそれぞれ表す． $\Delta x$ は格子幅である．ここでは， $x$ 方

向に吸収することを考えた．また $a$ ， $b$ および吸収帯の幅を調節することにより任意の反射率を持つ境界とすることが可能である．

#### (4) 汀線境界

本計算における汀線境界では，先端の水粒子は常に先端にあり，かつ水底に接していると仮定している．そして岸沖方向の先端の格子幅は変動可能として取り扱う．汀線においてまず，先端速度から移動距離を求め，

$$h + \eta = 0 \quad (10)$$

を用いて水位変動 $\eta$ を求め，同時に，

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2} \left[ (\nabla\phi)^2 + \left( \frac{\partial\phi}{\partial z} \right)^2 \right] - g\eta \quad (11)$$

から，先端の速度ポテンシャルを求める．また，重み係数は理論的に先端では，

$$f_1 = \phi, f_{\bar{\alpha}} = 0 \quad (12)$$

となることから，先端における境界条件が求まることとなる．なお， $\bar{\alpha} = 2, \dots, N$ である．

#### (5) 碎波点と碎波減衰係数

碎波判定は，圧力の鉛直勾配を0とする方法のみ決定した場合，潜堤上の碎波判定において精度よく判定できないという報告があり(大山・長谷部，2001)，流速・波速比と併用して使用するのが良い．

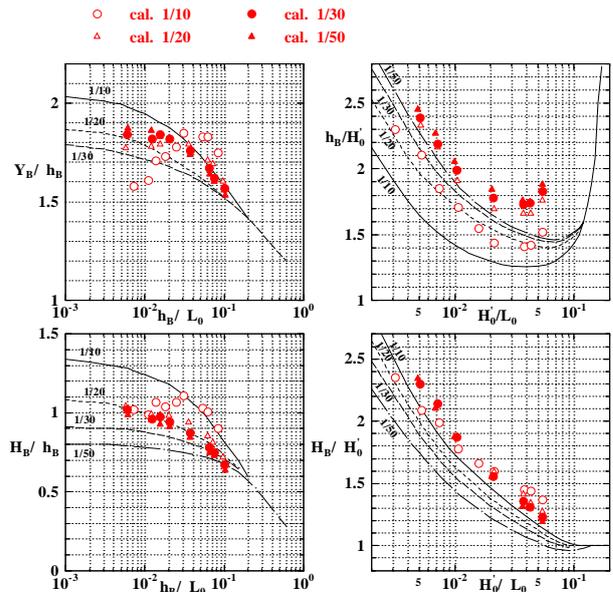


図1 進行型碎波点の比較

平面における波峰の移動速度については，水位のパターン相関法により求める方法を提案している(有

川・岡安, 2002).

図1に断面数値実験による砕波点と合田式との比較を, 図2に完全重複波の比較, 図3に部分重複波の比較をそれぞれ示す. それぞれ, 精度良く判定できていることがわかる.

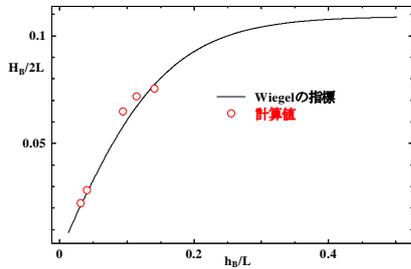


図2 完全重複波の砕波判定比較

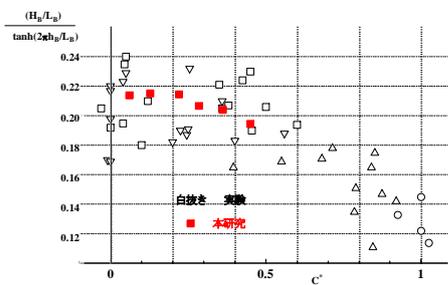


図3 部分重複波の砕波判定比較

砕波減衰係数は, 回転エネルギーを用いた方法と既存の経験則を用いる方法がある. 回転エネルギーを用いた方法は, 任意の地形で用いることができるために汎用性があるが, 実験と比較して砕波後の波が尖る傾向にある.

#### 4.1.3 計算精度

様々な場合における計算結果をまとめる.

##### (1) 一様水深上の保存波について

図4は規則波を入射した際における厳密解との比較である. 砕波限界付近の波から, 相対水深が0.2となる領域における波まで精度良く計算できていることがわかる.

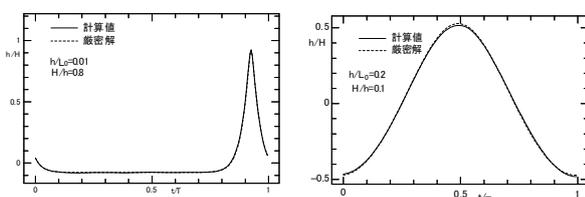


図4 保存波の厳密解との比較

##### (2) 潜堤上を通過する波について

図5のような潜堤を通過する規則波の変形計算を行い実験と比較した(図6). ST3において, 実験値の高周波成分の方が少し大きくなっているものの, ほぼ精度良く計算されていることがわかる.

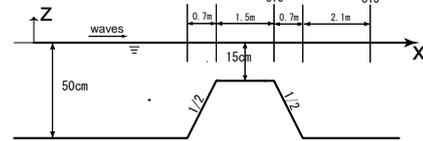


図5 断面図

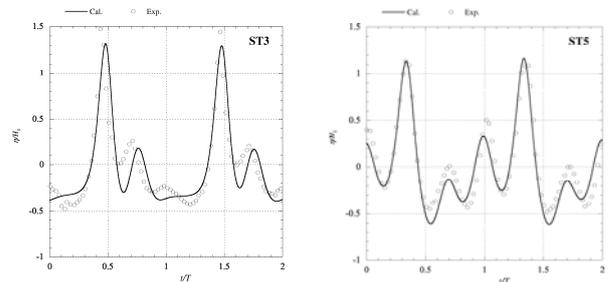


図6 水位の実験値との比較

##### (3) 一様勾配斜面上の遡上波について

図7は一様勾配が1/50の斜面上を遡上する非砕波限界の波形を解析解と比較したものである. 汀線境界処理が妥当であることがわかる.

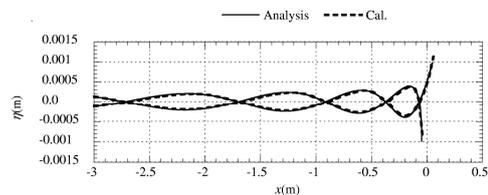


図7 非砕波条件下での解析解との空間波形比較

##### (4) 斜め入射波について

図8のように構造物に対して斜め入射するような場での変形計算を行った. この場合入射角が小さい場合はStem波という構造物に添って発達する波が発生する. 図9は計算結果であるが, その様子がよく再現されていることがわかる.

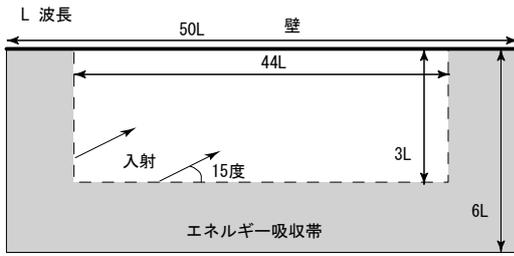


図 8 計算領域

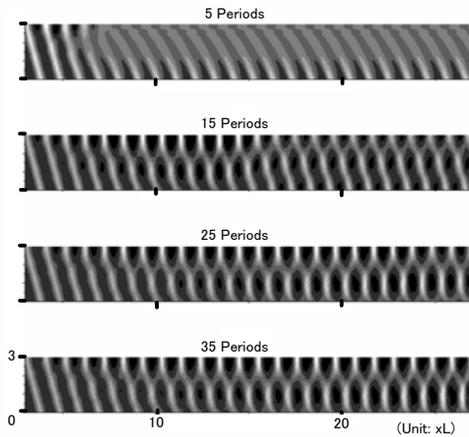


図 10 波形の変化の様子(5周期~35周期)

(5) 碎波帯について

碎波判定として流速・波速比を用い、また、減衰係数としては、既存の経験則による方法を採用した。

まず、水深0.56m、斜面勾配1/25を持つ断面に、周期2.0s、波高0.09mの規則波の碎波変形を実験と比較した。図10は、波高と平均水位を比較したものである。また、碎波点付近ならびに碎波帯内における時系列水位を比較したものを図11、図12にそれぞれ示す。それらを見ると碎波点の判定ならびに碎波減衰係数が妥当であることがわかる。

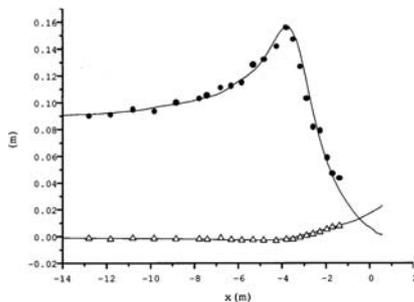


図 11 波高および平均水位の比較

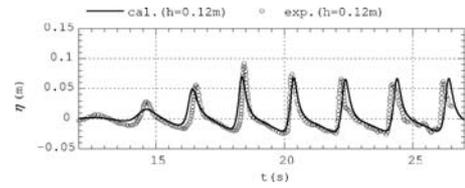


図 12 時系列波形の比較(碎波点付近)

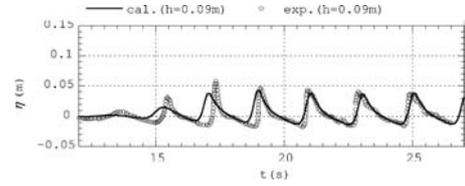


図 13 時系列波形の比較(碎波帯内)

4.1.4 実地形への適用

実地形に適用したときの計算例を示す。

(1) 地形

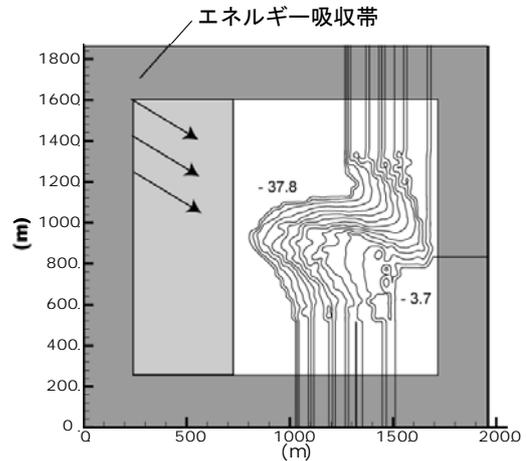


図 9 計算地形の等高線図

図13に地形の等高線ならびに計算領域を示す。中心部はハワイのマウイ島にある場所の等高線であるが、側方の地形は単純に外挿して補間している。また計算格子に応じて3次のスプライン補間を用いて内挿して水深を与えている。

(6) 碎波の取り扱い方法

碎波点の判定には、流速・波速比ならびに鉛直方向の圧力勾配を併用した。なお、流速・波速比を計算する際に用いる波速は、パターン相関法により求めた。碎波減衰係数は回転エネルギー法を用い、時々刻々、碎波減衰係数を計算した。

(7) 計算結果

図14は波高分布である。海底の峰の部分に波が集まり、波高が高くなっていることがわかる。図15か

ら波が峰に集まってくるのがわかる。図16は、パターン法を用いて波速を求めたものである。なお、この手法では、波峰近辺の波速のみを対象としている。これらの結果より、任意の地形上においても砕波変形計算が安定に行われていることがわかる。

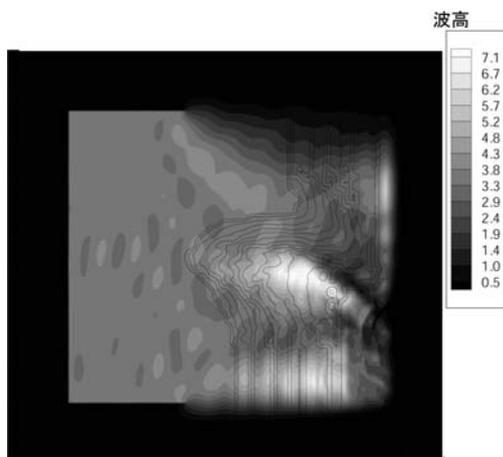


図 14 波高分布

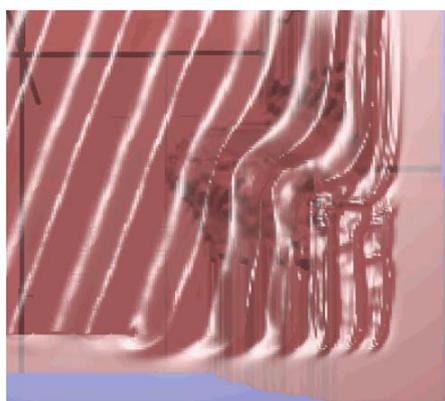


図 15 水面波形の鳥瞰図

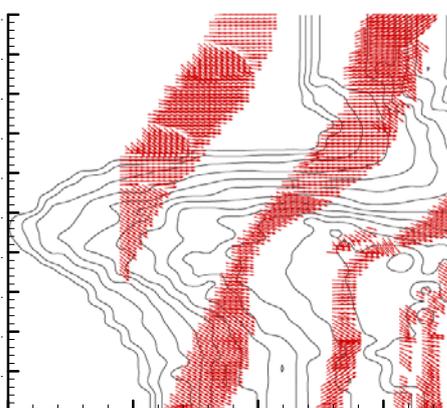


図 16 パターン相関法を用いた波速計算

#### 4.1.5 まとめ

本節では、強非線形モデルのひとつである非線形緩勾配方程式について、これまで行われた計算方法・計算例をまとめた。その結果規則波に関しては、ほぼ実験と整合性のある結果が得られていることがわかった。多方向不規則波による砕波変形計算を行い、さまざまな場所に適用可能とすることが次の課題である。

#### 参考文献

- 1) 有川・磯部(1997)：非線形緩勾配方程式を用いた砕波判定法の適用性，海講第44巻，pp. 91-95.
- 2) 有川・磯部(1998)：非線形緩勾配方程式を用いた砕波モデルの構築，海講第45巻，pp. 141-145.
- 3) 有川・磯部(1999)：非線形緩勾配方程式を用いた任意反射率を持ち構造物周辺の入・反射共存場の解析，海講第46巻，pp. 56-60.
- 4) 有川・磯部(2000)：非線形緩勾配方程式を用いた砕波・遡上計算モデルの開発，海講第47巻，pp. 186-190.
- 5) 有川・岡安(2002)：非線形緩勾配方程式を用いた屈折・回折・砕波変形モデルの開発，海講第49巻，pp. 26-30.
- 6) 磯部(1994)：非線形緩勾配波動方程式の提案，海講第41巻，pp. 1-5.
- 7) 灘岡(1995)：最近の非線形分散性波動理論の新展開，水工学に関する夏期研修会講義集Bコース，B-3.
- 8) Luke, J.C. (1966)：A Variational Principle For A Fluid With A Free Surface, J. Fluid Mech., Vol. 27 part2, pp. 395-397.
- 9) Madsen, et al. (1991)：A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Coastal Eng., Vol. 15, pp. 371-388.
- 10) Nwogu (1993)：Alternative form of Boussinesq equations for Nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol. 119, No. 6, pp. 618-638.

## 5. まとめ

平成 13 年度に開発した「NOWT-PARI Ver.4.6β」は、現在までに、いくつかの実港湾で使用されてきた。しかし、ビジネスモデルの実港湾に対する適用性については、さまざまな地形や波浪条件などを十分に検討しているとは言い難い。そこで、本年度は、ビジネスモデルを用いて計算した各港湾での事例を集め、それぞれの港湾に対する問題点の抽出や、その問題に対する解決法を取りまとめた。

波浪変形に関しては、

- ① 計算領域に対して斜め入射をすると、波高が小さくなる領域が生じる。
- ② 入射境界において水深差が大きい場合には、入射直後で波が屈折し、目標となる波高が計算領域に入射しない。
- ③ 周期が短い波は伝播する波高が減衰する。

などの問題が抽出された。これらに対する解決法として、

- ① 斜め入射に関しては、入射境界と垂直に入射させた場合よりも、計算領域内で有効造波領域が狭くなり、効率的に計算を行うことが難しい、よって、入射境界と垂直に入射させることが解決法の 1 つとして挙げられる。
- ② 入射境界において水深差が大きい場合には、入射境界での波数（位相差）を水深に対応させることで、目標とする入射条件を満足することができている。
- ③ 3.1 節において、同一の波浪条件のもと、空間格子間隔や時間差分間隔を変化させ波高の減衰による検討を行っている。その結果、空間格子間隔を小さくするよりも、時間差分間隔を小さくする方が波高減衰に関しては効果的である。

などの事例が紹介された。

また、地形変化計算における波浪場の計算にビジネスモデルを用いる場合に、「平成 13 年度非線形波浪変形モデル適用性調査評価委員会」によると、ビジネスモデルから算出された流れは、十分な精度を得ているとは言い難く、ラディエーションストレスから海浜流を計算した方が精度の良い結果となる。これは、ビジネスモデルにおいて、最小水深を設定するために、戻り流れを精度良く表現することが困難であることと、現砕波モデルは、波高とともに流速も遅くなり、砕波帯の流速を精度よく表現することが困難であるなどの原因が考えられる。これらは、今後の課題である。

波浪研究室では、今後、NOWT-PARI の高精度化として、人工リーフや潜堤などによる波浪減衰や、直立スリットケーソンによる波の部分反射などの消波機能の違いが算定できるよう改良を実施し、ビジネスモデルの精度を向上させていく予定である。

## 付録A ブジネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会議事録

### ブジネスクモデル (NOWT-PARI) を使用した1次元砕波計算

〈質問〉 実験の中で鉛直方向圧力勾配値を算出する際に必要な表面流速はどのように求めたのか？

〈回答〉 後藤 (1984) を参考に電磁流速計で計測した流速を表面流速に変換している。

〈質問〉 時系列の中で、流速の実験値は大きく振動しているがなぜか？

〈回答〉 砕波地点の流速変動を時系列化しているので砕波による巻き込みの影響と考えられる。

〈質問〉 本モデルの減衰項は、流量に比例するような摩擦型と考えてよいのか？

〈回答〉 おそらく、そのような考え方で正しいと思われるが、今後検討していきたい。

### ブジネスクモデル (NOWT-PARI Ver. 4.6 $\beta$ ) のプログラムの現地適用事例大型港湾 (苫小牧西港区) と漁港 (寿都漁港)

〈質問〉  $S_{max}$  はどのように設定するのか？

〈回答〉 これまでの観測例などから判断して、沖側境界の長周期波の  $S_{max}$  は10としている。

### ブジネスクモデルの伏木富山港 (伏木地区) への適用とその課題

〈質問〉 底面摩擦が効きすぎているのでは？

〈回答〉 底面摩擦は0で計算しているので、摩擦の影響ではないと思われる。

〈質問〉 クーラン数は満たしているのか？また、ブジネスク方程式では、短い周期の時の精度が悪いのでは？

〈回答〉 クーラン数は十分に満たしている。港内外の観測値と計算値を比較しており、現在のところ、短周期側の精度が良くないといったことはない。

〈質問〉 計算で水深200Mから周期6sの波を入射させているのか？

〈回答〉 水深の深い計算は長周期波や波長の長い場合であり、周期6s程度の比較的短い波は屈折の影響が少ないと考えているので、沖波波長の半分程度を入射波水深としている。

〈質問〉 また、ブジネスクの適用限界として、相対水深である程度限られているのでは？

〈回答〉 入射波境界の条件、差分の条件にもよるが、Madsen型のブジネスクでは、沖波長の半分程度まで扱える。ただし、今後検討する必要があると思う。

### 「ブジネスク方程式による波浪変形計算システム (P046)」の現地適合性について (小名浜港)

〈質問〉 長周期波の場合、対策工についてエネルギー吸収帯はどの程度？

〈回答〉 人工海浜で0.7程度であることから、今回の条件でも、0.7程度の反射率としている。

### 横須賀港走水地区における波浪場解析

〈質問〉部分反射について、乱流抵抗まで含んだ高次型を使っているのか？

〈回答〉高次のスポンジではなく NOWT-PARI4.6 $\beta$ のスポンジ層を用いて計算を行っている。

〈質問〉層流抵抗と乱流抵抗のどちらが消波に対して効くのか？

〈回答〉乱流抵抗の方が消波に対して効くが、層流抵抗と乱流抵抗のどちらが効くという定量的な評価は行っていない。ただし、少なくとも、周期の短い波を消波する場合は乱流抵抗を用いた方が効率的である。

### 非線形緩勾配方程式を用いた計算手法の解説と計算事例

〈コメント〉ぜひ、理想とする波浪変形計算を目指して欲しい。

### 玄界灘東海域におけるビジネスモデルによる適用事例及びその課題

〈質問〉境界の砂移動はどのように考えているのか？

〈回答〉境界で砂は出入りすることができる。

〈質問〉従来の地形変化モデルとビジネスモデルから地形変化までの計算を比較してある程度の目標値などを定めているのか？

〈回答〉水深変化は現地のデータが不足して再現まではできていないが、海浜流の結果に関しては、岩礁付近の流れは従来型の方が現実に近い結果となっている。これから、現地データとモデルの比較を行っていく予定である。

### ビジネスモデルの東通発電所建設地点への適用事例

〈質問〉ビジネスで海浜流計算は難しいのではないのか？

〈回答〉流れだけ別に計算した結果と、ビジネスでの流れを比較すると、ビジネスの流れが遅い傾向にある。今後、検討したいと考えている。

〈質問〉入射波高は2.7mより大きくしたのか？漂砂計算を行う場合、海浜流が大きな要因であり、より海岸線付近まで計算することと碎波帯内の海浜流を精度良く表現する必要があると考えられる、今回の計算の最小水深はどの位？また、最小水深を浅くするために何か工夫をしたか？

〈回答〉はい、大きくしました。今回の計算は、約1m程度の最小水深で計算している。今のところ最小水深を浅くするようなアイデアはないが、これから工夫していきたい。

〈コメント〉ビジネスモデルでは現段階では、流れは良く合わない。申さんの研究では碎波帯前の波高からラディエーションストレスを算出し海浜流を計算すると精度がよい。したがって、現在のモデルで海浜流がうまく計算されていない原因としては、ビジネスモデルの碎波減衰後の流れと、遡上による戻り流れが精度よく再現されていないためであると考えられる。今後、このような研究が進めばよいと思っている。

### 多方向波の有効造波領域と差分条件が計算精度に及ぼす影響に関する検討

〈質問〉 打ち切り誤差項はかなり複雑で計算時間がかかるのでは？

〈回答〉 実際、計算時間は増えるが、差分を半分にすることによる計算時間の増加に比べると、ほとんど無視できる程度である。

〈質問〉 有効造波領域内で波高が減衰する現象があり、打ち切り誤差の修正項を入れた計算では改善されている。規則波を入射させた場合も同様に計算精度は向上するのか？

〈回答〉 差分格子の計算に沿う向きでは、打ち切り誤差の影響はほとんど見られず、波高は減衰しない。斜め規則波では、多方向波と同様に、打ち切り誤差を修正することによる計算精度の向上がみられる。

〈質問〉 ブジネスク方程式は長波近似であり、短周期の波の精度はどの程度なのか？

〈回答〉 Madsen 型は、分散特性から考えると、深海波まで計算することが可能である。非線形性に関しては、2 次のストークス波の再現性を理論的に検討する限り、分散特性が改善されたことに対応して、長波から深海波まではほぼ再現できることを確認している。

〈質問〉 波の伝播の過程で、造波境界でも減衰が始まっている。入射境界でもある程度の格子が必要なのではないのか？

〈回答〉 差分格子の大きさに対して、相対的に波高が長い周期帯の波では、減衰する可能性がある。しかし、その短い周期帯が必要でなければ、その周期帯のエネルギーを長周期側へ移動させて計算を行うという方法もある。

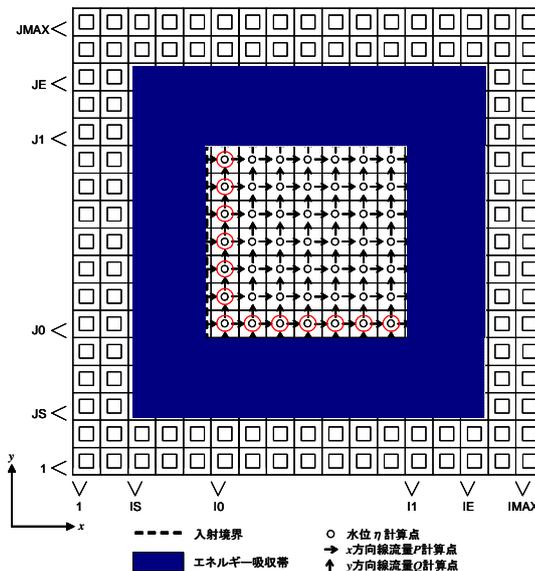
付録 B NOWT-PARI Ver. 4. 6βプログラムのバグ

正誤表

箇所	誤	正
1108行	FHABA = FLOAT(I0-IS)*DX	FHABA = FLOAT(I0-1-IS)*DX
1110行	DO 225 I = IS, I0	DO 225 I = IS, I0-1
1111行	XX = 3.0 * FLOAT(I0-I) * DX / FHABA	XX = 3.0 * FLOAT((I0-1)-I) * DX / FHABA
1123行	FHABA = FLOAT(IE+1-I1)*DX	FHABA = FLOAT(IE-I1)*DX
1143行	FHABA = FLOAT(J0-JS)*DY	FHABA = FLOAT(J0-1-JS)*DY
1145行	DO 245 J = JS, J0	DO 245 J = JS, J0-1
1146行	XX = 3.0 * FLOAT(J0-J) * DX / FHABA	XX = 3.0 * FLOAT(J0-1-J) * DX / FHABA
1158行	FHABA = FLOAT(JE+1-J1)*DY	FHABA = FLOAT(JE-J1)*DY
1177行	FHABA = FLOAT(I0-IS)*DX	FHABA = FLOAT(I0-1-IS)*DX
1179行	DO 260 I = IS, I0	DO 260 I = IS, I0-1
1180行	DO 265 J = JS, J0	DO 265 J = JS, J0-1
1188行	AX = FLOAT(I0-I)*DX	AX = FLOAT(I0-1-I)*DX
1189行	AY = FLOAT(J0-J)*DY	AY = FLOAT(J0-1-J)*DY
1206行	FHABA = FLOAT(IE+1-I1)*DX	FHABA = FLOAT(IE-I1)*DX
1209行	DO 275 J = JS, J0	DO 275 J = JS, J0-1
1218行	AY = FLOAT(J0-J)*DY	AY = FLOAT(J0-1-J)*DY
1235行	FHABA = FLOAT(IE+1-I1)*DX	FHABA = FLOAT(IE-I1)*DX
1264行	FHABA = FLOAT(I0-IS)*DX	FHABA = FLOAT(I0-1-IS)*DX
1266行	DO 290 I = IS, I0	DO 290 I = IS, I0-1
1275行	AX = FLOAT(I0-I)*DX	AX = FLOAT(I0-1-I)*DX
2006行	5 ( ENW-ENE-ESW+ESE )/DX/DY )	5 ( ENE-ENW-ESE+ESW )/DX/DY )

注 1)箇所の欄の行数は、コメント行、継続行も行としてカウントした(一般のエディターでカウントした) 行数である。

注 2)正誤表の最後の行のバグは、差分計算における単純な間違いである。その他のバグは、全て計算領域外周のエネルギー吸収帯係数の設定位置に関する間違いである。現状のプログラムでは、下図の○で示した位置にもエネルギー吸収帯係数が設定されることになっているが、これを修正するための表示となっている。



外周部エネルギー吸収帯の吸収係数設定の誤り