

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

VOL.38

NO.4

DEC. 1999

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第38巻 第4号 (Vol. 38, No. 4), 1999年12月 (Dec. 1999)

目 次 (CONTENTS)

1. 第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討
.....橋本典明・川口浩二・真期俊行・永井紀彦 3
(Examination of the Prediction Accuracy of the Third Generation Wave Prediction Model (WAM)
.....Noriaki HASHIMOTO, Koji KAWAGUCHI, Toshiyuki MAKI
and Toshihiko NAGAI)

2. 水の制震効果を付与した直杭式栈橋に関する研究
.....中原知洋・上部達生・三藤正明 49
(A Study on Sea Water Seismic Response Control of Pile-supported Quay
.....Tomohiro NAKAHARA, Tatsuo UWABE and Masaaki MITO)

第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討

橋本典明 *・川口浩二 **・真期俊行 ***・永井紀彦 ****

要 旨

現在、我が国では港湾構造物の耐波設計等の実務に第一世代波浪推算法 (MRI) が用いられている。一方、諸外国では、WAM に代表される第三世代波浪推算法が既に実務的なレベルで用いられてきており、我が国においても MRI に代わる次世代型波浪推算法の開発に大きな期待が寄せられている。しかしながら、MRI がこれまで長期間にわたり実務で使用されてきた実績があるのに対し、我が国周辺海域を対象として実務的観点から WAM の適用性や推算精度を検討した例はない。

本論文は、次世代型波浪推算法の開発のための第一歩として、現在用いられている MRI による推算結果およびいわき沖で観測された高精度な方向スペクトル観測結果を基に、世界で標準的な波浪推算法になりつつある第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度や問題点に関して検討を行ったものである。

検討の結果、有義波およびスペクトルでみて、一般に WAM は MRI に比べて推算精度が高いことが明らかになった。しかしながら、WAM においても高波浪時に波高を過小に与える傾向があり、その原因はうねりを十分に再現できないなどの問題点が残されていることがわかった。

キーワード：第3世代波浪推算法 (WAM)，第1世代波浪推算法 (MRI)，方向スペクトル，うねり，ECMWF

* 海洋環境部水理研究室長

** 水工部海象調査研究室

*** 海洋環境部水理研究室受託研修生 ((株) ニュージェック)

**** 水工部海象調査研究室長

〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1

Tel(0468)44-5016, Fax(0468)44-1274, E-mail : hashimoto@cc.phri.go.jp

Examination of the Prediction Accuracy of the Third Generation Wave Prediction Model (WAM)

Noriaki HASHIMOTO *

Koji KAWAGUCHI **

Toshiyuki MAKI ***

Toshihiko NAGAI ****

Synopsis

The first generation wave prediction model (MRI) has been used practically for the design of port and harbor structures in Japan. On the other hand, the third generation wave prediction models (WAM etc.) now receive widespread practical use in other countries. Therefore, it is anticipated that in the future the more advanced wave hindcasting models may take the place of MRI in Japan. However, there has been no previous examination of the applicability and the prediction accuracy of WAM from the viewpoint of practical use around Japan.

This report is a first step in developing the next generation wave prediction model. In this paper, the prediction accuracy of WAM was examined based on the prediction results of MRI and on the observed wave data at Iwaki offshore observation station. As a result of this examination, it is understood that the prediction accuracy of WAM is generally higher than that of MRI for significant waves and directional spectra. However, WAM also has the tendency to underestimate wave height under high wave conditions because the swell component cannot be evaluated well. Thus, it is clear that further improvements to WAM are required before it can be used with confidence for practical purposes.

Key words : the Third Generation Waves Prediction Model (WAM), the First Generation Waves Prediction Model (MRI), Directional Wave Spectrum, Swell, ECMWF

* Chief of Hydrodynamics Lab., Marine Environment Div.

** Member of Marine Observation Lab., Hydraulic Engineering Div.

*** Trainee of Hydrodynamics Lab., Marine Environment Div. (NEWJEC Inc.)

**** Chief of Marine Observation Lab., Hydraulic Engineering Div.

3-1-1, Nagase, Yokosuka, 239-0826, Japan

Tel: +81-468-44-5016, Fax: +81-468-44-1274, E-mail : hashimoto@cc.phri.go.jp

目 次

要 旨	3
1. はじめに	7
2. 既往の研究	7
2.1 波浪推算モデルの開発の歴史	7
2.2 スペクトル法の基礎方程式	8
2.3 波浪推算モデルの分類と各モデルの概要	9
3. 波浪推算モデル	10
3.1 第1世代波浪推算モデル：MRI	10
3.2 第3世代波浪推算モデル：WAM	13
4. 海上風データ	17
4.1 海上風データの概要	17
4.2 ECMWF 風データの精度検証	17
5. 波浪推算モデルの推算精度の検討	21
5.1 検討条件	21
5.2 有義波諸元に関する検討	23
5.3 代表的な気象擾乱に関する検討	23
6. まとめ	44
7. おわりに	44
参考文献	44
記号表	46

1. はじめに

我が国沿岸において定常的な波浪観測が始まってから既に30年が経とうとしている。この間、超音波式波高計やドップラー式海象計などの高精度な波浪観測機器が次々と開発され、波浪観測地点数も増加し、我が国沿岸における波浪情報の蓄積が着実に進められてきた。しかし、波浪観測の技術的困難さから暴浪時などに波浪データの取得ができなかったり、波浪データを必要としている海域周辺に波浪観測地点がないなどの問題も依然として残されている。このような問題を解決する手段として波浪推算法がしばしば用いられる。

現在、我が国では港湾構造物の耐波設計等の実務に気象庁で開発されたMRI (Meteorological Research Institute; 第1世代波浪推算モデル) が標準的な波浪推算法として用いられている。一方、諸外国においては既にWAM (the WAVE Modelling group) に代表される第3世代波浪推算法が実務的なレベルで用いられている。このような状況の中で、土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会でも第3世代波浪推算法とりわけWAMに関心が集まり、MRIに代わる次世代型波浪推算法の開発に大きな期待が寄せられている。

我が国ではMRIがこれまで長期間にわたり実務で使用されてきた実績があるのに対して、我が国周辺海域を対象として実務的観点からWAMの適用性や推算精度を検討した例はない。また、近年、波浪観測の高度化が進み、これまで単に波高・周期・波向に関する情報のみであったものが、現在ではより高度な方向スペクトルに関するデータが多く観測・蓄積されるようになってきた。

そこで本研究では、MRIとWAMを用い、種々の気象擾乱を対象として、我が国周辺海域の波浪推算を実施し、両モデルの特性や推算精度・問題点を有義波諸元のみならず方向スペクトルの観測値を用いて比較検討することにより、今後の次世代型波浪推算法の開発に資することとした。

2. 既往の研究

2.1 波浪推算モデルの開発の歴史

近代的な波浪推算法の開発の歴史は、第2次世界大戦中に行われた研究成果を基に、戦後に発表されたSverdrup and Munk¹⁾にまで遡る。本論文は現在でも広く用いられている「有義波」という言葉が初めて登

場した意味で画期的な論文であり、以下のように要約される。

- ・不規則に変動する海の波を定量的に記述するため、「有義波」という統計的な平均量を導入した。
- ・風波の発生・発達・伝播および減衰といった一連の現象を理論的な枠組みで捉えた。
- ・上記の枠組みに基づき、これまで断片的に得られていた観測データを統一的に整理することによって、有義波諸元 (有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$) と、その波を発生させる外的要因 (風速 U , 吹送時間 t , 吹送距離 F および水深 d など) の関係を導き出し (式 (2.1), 式 (2.2)), 実用的な波浪予測式を定式化した (SM法と呼ばれる)。

$$\frac{gH_{1/3}}{U^2} = F_1 \left(\frac{gF}{U^2}, \frac{gt}{U}, \frac{gd}{U^2} \right) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{gT_{1/3}}{2\pi U} &= \frac{C_{1/3}}{U} \\ &= F_2 \left(\frac{gF}{U^2}, \frac{gt}{U}, \frac{gd}{U^2} \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここに、 g は重力加速度、 U は風速であり、現在では、海面上10mの風速 U_{10} が U の代表値として用いられることが多い。

この「有義波」という仮想的な波は統計的な平均量である。SM法では、その平均量としての有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ が時間的・空間的に変化する波として扱われた。

その後、Bretschneider^{2,3)} や Wilson^{1,3)} によって、信頼性の高い観測結果をさらに追加してSM法の修正・改良が行われ、次第に完成度の高いものとなっていった。これがSverdrupとMunkおよびBretschneiderの3人の頭文字をとってSMB法と名付けられた有義波法である。現在では、次式で表されるWillson IV型と呼ばれる波浪予測式が有義波法の波浪予測式として用いられている。

$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.30 \left[1 - \left\{ 1 + 0.004 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/2} \right\}^{-2} \right] \quad (2.3)$$

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left[1 - \left\{ 1 + 0.008 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/3} \right\}^{-5} \right] \quad (2.4)$$

SMB法は元々時間的・空間的に一定の風が吹き続

き、定常状態に達した波の波高および周期と、風速・吹送距離あるいは吹送時間との関係に基づいている。このため、一定の風が吹き続き、吹送距離が限定されるような単純な条件のもとでは、実用上十分な精度で容易に波の推算が出来る。しかし、風場が時間的・空間的に変動している場合には、SMB法による波浪推算は容易ではない。このため、式(2.3)と式(2.4)の推算式に基づいて波の発達を数値的に解く方法が開発され、実用に供された。井島の方法⁶⁾は、風域内のいろいろな点から波が発生するものとし、風向に従って進行方向を転じながら波が発達する過程を追跡する方法である。堀川ほか⁷⁾はこれをやや変更して、格子点ごとの波の諸元が求められるように工夫した。

波浪の不規則性をより直接的に考慮して開発された波浪推算法がスペクトル法である。スペクトル法では不規則な波浪を仮想的な平均量である有義波を用いるのではなく、スペクトルを用いて表現した。Pierson, Neumann, Jamesらは、スペクトルの発達を図式的に推定する方法を開発した。この方法は3者の頭文字をとってPNJ法⁸⁾と呼ばれ、これがスペクトル法の最初のものである。その後、Hasselmann⁹⁾によりスペクトルに関するエネルギー平衡方程式が発表されて以来、スペクトル法は著しく進歩した。

1960年代～1970年代初めは、波の非線形効果を直接的には考慮しない第1世代モデルが開発された。

1970年代～1980年代初めには、波浪スペクトルの相似性を利用し、スペクトル形状を規定するパラメータを推定することにより非線形効果を間接的に考慮した第2世代モデルへと進化した。

1980年代半ば～現在は、非線形効果を直接的に考慮した第3世代モデルの開発・実用化が進められている。

このように波浪推算法の開発の歴史は、SMB法に代表される有義波法による波浪推算法から、スペクトルの時・空間変動を支配するエネルギー平衡方程式を数値的に解くスペクトル法による波浪推算法へと進化してきた。現在では、コンピュータの急速な発達もあり、多くの国々でスペクトル法が主流となっている。

なお、有義波と波浪のスペクトルは、Longuet-Higgins¹⁰⁾やCartwright and Longuet-Higgins¹¹⁾らによる波の統計理論により、次式で関係づけられる。

$$\bar{H} = \sqrt{2\pi m_0} \quad (2.5)$$

$$H_{1/3} = 4\sqrt{m_0} \quad (2.6)$$

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (2.7)$$

ここに、 \bar{H} は平均波高、 $H_{1/3}$ は有義波高、 m_0 はスペクトルの0次モーメント、 $S(f)$ は周波数スペクトルである。

2.2 スペクトル法の基礎方程式

(1) エネルギー平衡方程式

スペクトル法は波浪スペクトルに関するエネルギー平衡方程式を基礎方程式として、波浪スペクトルの時・空間的変動を数値的に求める方法である。

波の発生・発達・伝播および減衰に伴う波浪のエネルギー(スペクトル)の変動は、 E を波浪の方向スペクトル、 \mathbf{x} を空間座標、 \mathbf{k} を波数ベクトルとすると、一般に、次式のようなエネルギー平衡方程式で記述される(Hasselmann⁹⁾)。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \dot{\mathbf{x}} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{k}} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{k}} = S \quad (2.8)$$

ここに、左辺第1項は方向スペクトルの局所的な時間変化、第2項は方向スペクトルのエネルギーフラックスの空間変化、第3項は波浪の屈折によるエネルギー変化を示している。右辺の S は波浪スペクトルを構成する成分波へのエネルギーの入出力を表現したもので、エネルギー入出力関数とかエネルギーソース関数などと呼ばれる。

エネルギーソース関数 S は一般に次式のように表現される。

$$S = S_m + S_{dis} + S_{nl} \quad (2.9)$$

ここに、 S_m は風から波へのエネルギー輸送項、 S_{dis} は砕波や海底摩擦などのエネルギー消散項、 S_{nl} は非線形相互作用によるスペクトル成分間のエネルギー輸送項を表している。

このように、スペクトル法では、適当なエネルギーソース関数 S (S_m 、 S_{dis} および S_{nl})を時間的・空間的な関数として与え、適切な初期条件と境界条件のもとで式(2.8)の数値積分を行い、波浪場(スペクトル)の変動を求めるものである。以下では、これら3つのソース項の概要を示す。

(2) 風から波へのエネルギー輸送項 S_m

水面上に風が吹くと水面波が発生し、それが時間的・空間的に発達する。このような風波の発生・発達過程は、風と水面波の相互作用の結果、風から波へとエネルギーが輸送されるために生じる。これを示したものが風から波へのエネルギー輸送項 S_m である。

風から波へのエネルギー輸送項 S_m は、一般に次式で表される。

$$S_m = A + B \cdot E \quad (2.10)$$

ここに、 E は波浪の方向スペクトルであり、右辺第1項の A および第2項の BE は、それぞれ Phillips¹²⁾ の共鳴機構および Miles¹³⁾ の不安定機構に対応する項である。

Phillips の共鳴機構は、静水面上を吹く風のランダムな圧力変動の空間スケールと伝播速度が、風波のスペクトルを構成する成分波の波長と位相速度に一致するときに共鳴が起り、風から波へとエネルギーが輸送されるというものである。一方、Miles の不安定機構は、水面波によって海面上の気流が乱された結果、一種の不安定を生じ、波面勾配に比例する圧力変動が発生し、これにより効果的に風から波へエネルギーが輸送されるというものである。これらはそれぞれ異なるメカニズムによって波の発達を説明するものであるが、現在では初期の波の発生に対しては Phillips の共鳴機構、発達過程に対しては Miles の不安定機構が支配的であると考えられ、この考え方が風から波へのエネルギー輸送項 S_m に取り入れられている。ただし、式(2.10)に含まれる A や B の式形は各波浪推算モデルによって異なる。

(3) エネルギー消散項 S_{ms}

エネルギー消散の要因には、砕波や海底摩擦など様々な現象が考えられるが、最も重要な現象は砕波であろう。しかし、砕波現象の物理過程には未解明な部分が多く、いまだ適切な定式化がなされているとは言えない状況にある。このため、現在の波浪推算モデルに導入されている定式化のほとんどは、実験や経験のもとづくものである。

(4) 非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m

波浪は第1次近似としては、周波数と伝播方向および振幅が異なる無数の成分波がランダムな位相で重なり

り合ったものと考えられる。しかし、高次近似まで考えるとこの仮定は崩れ、非線形相互作用による成分波間のエネルギー輸送が生じる。この非線形効果を表現したものが非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m であり、Hasselmann¹⁴⁾ によって最初に定式化された。

非線形相互作用によるエネルギー輸送は、スペクトルエネルギーの積分値を変化させないが(すなわち、スペクトルの0次モーメントから計算される有義波高 $H_{1/3}$ には影響がない)、スペクトル形状を変化させる。このスペクトル形状の変化は、式(2.10)などからも分かるように、間接的に他のソース項にも影響を与えるために重要である。

2.3 波浪推算モデルの分類と各モデルの概要

スペクトル法は、式(2.8)の右辺のエネルギーソース関数 S の内、非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m の取り扱い方法の相違によって、以下の3つに大別されている。

- (1) DP モデル (Decoupled Propagation Model ; 分離伝播モデル)
- (2) CH モデル (Coupled Hybrid Model ; 結合ハイブリッドモデル)
- (3) CD モデル (Coupled Discrete Model ; 結合伝播モデル)

これらのモデルが開発された年代などにより、第1世代モデル(1960年代~1970年代初めのDPモデル)、第2世代モデル(1970年代~1980年代初めのCHモデルおよびCDモデル)および第3世代モデル(1980年代~)と分類されることもある。

本研究では、便宜上、DPモデル、CHモデルおよびCDモデルを、それぞれ第1世代、第2世代および第3世代モデルと呼び、以下に各モデルの概要を示す。

(1) 第1世代モデル (DPモデル)

第1世代モデル(DPモデル)は線形モデルであり、波浪スペクトルを構成する各成分波は互いに独立であると仮定されている。すなわち、第1世代モデルでは非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m は無視されており、各成分波は独立に発達・伝播および減衰する。しかし、実際には各成分波が独立に無制限に発達するのではなく、風速条件に対応した平衡スペクトル(例えば、Pierson-Moskowitz スペクトル; 以下では、PM スペクトルと表記)に達すると飽和し、それ

以上には発達しないようにスペクトルの上限が定められている。また、多くの第1世代モデルでは、風から波へのエネルギー輸送項 S_m に、波浪観測結果から経験的に得られた発達項を導入しているため、不完全ながらこの項に非線形効果が含まれている。このため、スペクトルの計算精度はともかくとして、有義波高や有義波周期などの統計量に関しては、実用に耐えうる精度を有する波浪推算モデルとなっている場合が多い。

我が国の代表的な第1世代モデル (DP モデル) には、Isozaki & Uji¹⁵⁾ が開発した MRI や、Inoue¹⁶⁾ モデルなどがある。

(2) 第2世代モデル (CH モデル)

一般に、風域内で発達過程にある風波のスペクトルには以下の特徴があることが知られている。

- ① スペクトル形状に相似形がある (Pierson & Moskowitz¹⁷⁾, Hasselmann ら¹⁸⁾, Mitsuyasu ら¹⁹⁾など)。
- ② スペクトル形状を規定するパラメータの変化には一定の法則がある (Mitsuyasu²⁰⁾, Hasselmann ら¹⁸⁾, Mitsuyasu ら²¹⁾。

しかも、Toba^{22, 23)}によれば、パラメータ間にも鳥羽の 3/2 乗則のような局所平衡的な関係があるため、スペクトルを規定するパラメータを推定することによって変動するスペクトル形状を求めることができる。そこで、これら風波のスペクトル特性に着目し、風波成分をいくつかのパラメータによって表現し、そのスペクトルを求める一方で、うねり成分については DP モデルと同様に、独立に伝播するものとして取り扱ったものが第2世代モデル (CH モデル) である。

風波のスペクトル変動は、 S_m 、 S_{ds} および S_{nl} など全ての物理機構の効果が総合的に働いた結果として現れる。このためスペクトル形の相似性を利用して、数個のパラメータによって風波のスペクトル変動を記述できれば、非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m や碎波などによるエネルギー消散項 S_{ds} など、個別には計算が困難な物理機構の効果も内包できることになる。ただし、このようなスペクトルの相似性が成り立つのは、発達過程にある風波に限られているため、風波と重合するうねりや風波が減衰しうねりに転化するなどといった場合には、DP モデル的な扱いが必要となる。

分類上、第2世代モデル (CH モデル) と考えられるものは数多くあるが、ドイツの HYPA (Günther ら²¹⁾、我が国の気象庁で使用された MRI-II (Uji²⁵⁾、

東北大学で開発された TOHOKU モデル (Kawai ら²⁶⁾, Joseph ら²⁷⁾) などがある。

(3) 第3世代モデル (CD モデル)

第3世代モデル (CD モデル) の特徴は、非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_m が何らかの形で直接的に表現されている点にある。この項は、後述の式 (3.37) で表されるが、計算が非常に複雑である。このため、 S_m を厳密に計算するスキームを実用的に波浪推算モデルに組み込むことは殆ど不可能である。そこで、 S_m を簡便な計算スキームで計算するための様々なパラメータ化が試みられた。例えば、標準的なスペクトル (例えば PM スペクトル) に対する S_m の厳密計算値を数個のパラメータによって表現し、これを他の多様な波浪スペクトルにも当てはめるというものである。しかし、最近の研究では、非線形相互作用によるエネルギー輸送は、スペクトル形状に敏感に反応して変化することが分かってきた (S.Hasselmann and K.Hasselmann²⁸⁾)。そこで、Hasselmann ら²⁹⁾ は非線形相互作用によるエネルギー輸送を、多様なスペクトルに対しても効率よく近似計算するためのアルゴリズムを開発した。Hasselmann らはこのアルゴリズムを波浪推算モデルに組み込んだ。これが K. Hasselmann らが中心となって世界各国の波浪研究者らを集めて組織された WAMDI グループ (Wave Modelling Development and Implementation Group) が開発した WAM^{30, 31)} である。この他、我が国で開発された第3世代モデルには、気象庁の MRI-III モデル³²⁾ や鈴木が開発した JWA3G モデル^{33, 34)} (日本気象協会) などがある。これらのモデルはいずれも WAM に準じて開発されたものである。

3. 波浪推算モデル

3.1 第1世代波浪推算モデル: MRI

本節では、これまで港湾・海岸構造物の設計等の実務で多く用いられてきた MRI を概説する。

(1) 基礎方程式 (エネルギー平衡方程式)

MRI の基礎方程式は、深海条件でかつ流れのない場合には、式 (2.8) より次式で表される。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + C_g \cdot \nabla E = S$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.1)$$

ここで、 E は周波数 f 、方向角 θ の方向スペクトル、 C_g は成分波の群速度である。また、 S はエネルギーソース項で、次式で表される。

$$S = S_m + S_{dis} \quad (3.2)$$

S_m は風から波へ輸送されるエネルギー輸送項、 S_{dis} はエネルギー消散項である。このようにMRIでは成分波間でエネルギーを輸送する非線形相互作用の効果は直接的には考慮されていない。

(2) 風によるエネルギー入力項 S_m

風から波へのエネルギー輸送項 S_m は一般に次式で与えられる。

$$S_m = A + B \cdot E \quad (3.3)$$

Inoue¹⁶⁾は、Phillips¹²⁾の共鳴機構およびMiles¹³⁾の不安定機構に基づき、過去の観測結果を用いて、式(3.3)中の A および B を次式のように提案した。

$$A(f, U_{19.5}) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{3.54 \times 10^{-11} \omega^{5.25} U_{19.5}^{2.25}}{\left\{ \frac{1}{4} \left(\frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^2 + (k \sin \theta_w)^2 \right\}} \times \frac{1}{\left\{ \frac{1}{9} \left(\frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^{2.5} + \left(k \cos \theta_w - \frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^2 \right\}} d\theta_w \quad (3.4)$$

$$B(f, u_*) = \left\{ 5e^{-7000 \left(\frac{u_*}{c} - 0.031 \right)^2} + 2612 \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 e^{-0.0004 \left(\frac{c}{u_*} \right)^2} \right\} f \quad (3.5)$$

ここに、 ω は角周波数、 k は波数、 $U_{19.5}$ は海面上19.5mの風速、 u_* は風の摩擦速度、 θ_w は風向と波向とのなす角、 c は位相速度である。

MRIでは A および B に上記の式(3.4)および(3.5)を採用している。なお、式(3.4)と(3.5)は、観測結果により経験的に求められた式であり、この中には非線形相互作用の効果が不完全ながら間接的に含まれている。

(3) エネルギー消散項 S_{dis}

MRIではエネルギー消散項に次式の3つの効果を

考慮している。

$$S_{dis} = S_b + S_d + S_w \quad (3.6)$$

ここに、 S_b は砕波によるエネルギー消散項、 S_d は内部摩擦によるエネルギー消散項、 S_w は逆風によるエネルギー消散項である。

a) 砕波によるエネルギー消散項 S_b

波はある程度以上に発達すると、砕波現象によりエネルギーを失うが、最終的にはエネルギーの供給、消散、非線形エネルギー輸送がバランスし、ある平衡スペクトル形を形成する。そこで、波は平衡スペクトル以上には発達しないものと仮定する。MRIでは、平衡スペクトルにPMスペクトルを仮定し、次式のようにエネルギー消散を便宜的に評価している。

$$S_b = -(A + BE) \left(\frac{E}{E_\infty} \right)^2 \quad (3.7)$$

ここに、 E_∞ は平衡スペクトルのPMスペクトルである。これにより、波のエネルギーはPMスペクトルによって規定されることになり、例えば、波の発達時にスペクトルピークが平衡スペクトルよりも大きくなるオーバーシュート現象を再現することはできない。

b) 内部摩擦によるエネルギー消散項 S_d

うねりのような低周波数の波は長い距離を伝播してもほとんど減衰しないが、高周波数の波は急速に減衰する。MRIでは、この現象を内部摩擦によるものとして、次式で与えている。

$$S_d = -D_1 \cdot f^4 \cdot E \quad (3.8)$$

ここに、 D_1 は周期3秒以下の波がエネルギー供給がなければ1時間で消滅してしまうように経験的に定められた定数で、 $D_1 = 3$ である。

c) 逆風によるエネルギー消散項 S_w

波は伝播中に逆風を受けると急速に減衰する。MRIでは、この現象を波の発達と逆の過程をたどるものと仮定し、次式で与えている。

$$S_w = -\{B + D_2 \cdot f^4\} E \quad (3.9)$$

ここに、 $D_2=3$ である。

(4) 数値計算法

波浪のエネルギー平衡方程式 (3.1) 式は差分方程式に直されて数値積分される。式 (3.1) を直接数値積分するためには多くの記憶容量と複雑なプログラムが必要である。そこで、MRIでは時間分割法により式 (3.1) の右辺を0とした移流伝播方程式と移流伝播項を0とした発達・減衰方程式の2つに分割し、1ステップ内でそれぞれを交互に解く近似的解法を採用している。

Isozaki & Uji¹³⁾ が開発したMRIの移流伝播項の計算には、差分法とジャンプ法を混在させた手法が用いられた。ジャンプ法は波が格子間隔を越えるまでは前の格子に留まっており、格子間隔を越えると次の格子点に移るという手法である。MRIでは波向を16方位で離散化しているために、差分法だけでは波浪エネルギーの伝播に偏りが生じやすい。そこで、波浪エネルギーが等方的に伝播するようにジャンプ法を併用したが、ジャンプ法は一定の係数を乗じて波浪のエネルギーを周囲の格子点に配分する手法であるために、波浪エネルギーの広がりが大きくなりすぎるという欠点がある。また、直交座標系以外の例えば球面座標系等への応用が困難であるという欠点がある。

波浪推算法を広い海域に適用する場合、基礎方程式に直交座標系を採用すると、低緯度や高緯度で推算誤差が大きくなる。特に波向に大きな誤差が生じると考えられる。そこで後藤ら¹³⁾ は、MRIの移流伝播計算を以下のように修正し、擬似的な球面座標系で移流伝播計算を行った。

式 (3.1) の基礎方程式は、 (x,y) 直交平面上における方程式である。波の伝播方向を θ とすると、移流伝播方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + |\cos\theta| \frac{\partial}{\partial x} (C_g \cdot E) + |\sin\theta| \frac{\partial}{\partial y} (C_g \cdot E) = 0 \quad (3.10)$$

式 (3.10) の左辺第2項を、図-3.1 に示すような擬似的な緯度・経度座標系に置き換え、一次の風上差分を用いて書き換えると次式のようになる。

$$\begin{aligned} |\cos\theta| \frac{\partial}{\partial x} (C_g \cdot E) = & -|\cos\theta| \frac{1}{2\Delta x} \{ (C_g \cdot E)_{i+1} - 2(C_g \cdot E)_i + (C_g \cdot E)_{i-1} \} \\ & - \cos\theta \frac{1}{2\Delta x} \{ (C_g \cdot E)_{i+1} - (C_g \cdot E)_{i-1} \} \end{aligned} \quad (3.11)$$

式 (3.10) の左辺第3項も同様に書き換えられるので、式 (3.10) は次式で表される。

$$\begin{aligned} E_i^{n+1} = E_i^n + & |\cos\theta| \frac{\Delta t}{2\Delta x} \{ (C_g \cdot E)_{i+1} - 2(C_g \cdot E)_i + (C_g \cdot E)_{i-1} \} \\ & + \cos\theta \frac{\Delta t}{2\Delta x} \{ (C_g \cdot E)_{i+1} - (C_g \cdot E)_{i-1} \} \\ & + |\sin\theta| \frac{\Delta t}{2\Delta y} \{ (C_g \cdot E)_{j+1} - 2(C_g \cdot E)_j + (C_g \cdot E)_{j-1} \} \\ & + \sin\theta \frac{\Delta t}{2\Delta y} \{ (C_g \cdot E)_{j+1} - (C_g \cdot E)_{j-1} \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta x = R \cos\phi \cdot \Delta\lambda \\ \Delta y = R \cdot \Delta\phi \end{aligned} \quad (3.12)$$

ここに、 R は地球半径、 ϕ は緯度、 λ は経度である。ただし、この緯度・経度座標系は、各計算格子を近似的に Δx 、 Δy の座標系に置き換えたものであるため、波が大圏コースを伝播することによる波向の変化は考慮されていない。

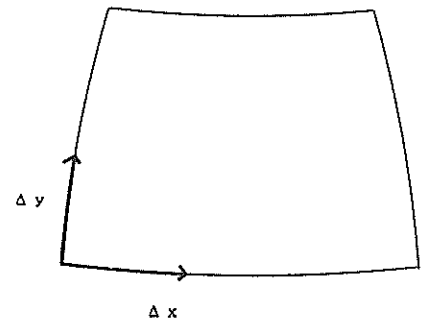


図-3.1 緯度・経度座標系

一方、波の発達・減衰計算は以下に示す3つの場合に分け、上述したエネルギーソース項を用いて計算する。

- ① 順風で波が発達中の場合 ($|\theta| < 90^\circ$, $E \leq E_\infty$)

$$E^{n+1} = E^n + \left[(A + BE^n) \left\{ 1 - \left(\frac{E^n}{E_\infty} \right)^2 \right\} \right] \Gamma(\theta) \quad (3.13)$$

ここに、 θ は風向と成分波の伝播方向との差、 $\Gamma(\theta)$

は方向分布関数で, MRI では式 (3.14) に示す $\cos^2 \theta$ 型を用いている.

$$\Gamma(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 2\theta \quad (3.14)$$

- ② 順風で波が十分発達している場合 ($|\theta| < 90^\circ$, $E > E_m$) 又は無風状態の場合

$$E^{n+1} = E^n - D_1 \cdot f^4 \cdot E^n \quad (3.15)$$

- ③ 逆風の場合 ($|\theta| \geq 90^\circ$)

$$E^{n+1} = E^n - \{B \cdot \Gamma(\theta) + D_2 \cdot f^4\} E^n \quad (3.16)$$

3.2 第3世代波浪推算モデル: WAM

ここでは, K.Hasselmann や G.J.Komen らが中心となって組織された WAMDI グループが開発した WAM の概要を述べる.

- (1) 基礎方程式 (エネルギー平衡方程式)

WAM では, 直交座標系と球面座標系の2つ基礎方程式が用意されている. 深海条件で流れのない場合を考えると, 球面座標系で表した基礎方程式は次式で表される.

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\dot{\phi} \cos \phi E) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (\dot{\lambda} E) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\dot{\theta} E) = S \quad (3.17)$$

ここに,

$$\dot{\phi} = \frac{C_g \cos \theta}{R} \quad (3.18)$$

$$\dot{\lambda} = \frac{C_g \sin \theta}{R \cos \phi} \quad (3.19)$$

$$\dot{\theta} = \frac{C_g \sin \theta \tan \phi}{R} \quad (3.20)$$

であり, ϕ , λ および θ はそれぞれ緯度, 経度および波向, R は地球の半径である.

WAM のエネルギーソース関数 S には次の3つの項が考慮されている.

$$S = S_m + S_{in} + S_{nl} \quad (3.21)$$

ここに, S_m は風から波へのエネルギー輸送項, S_{in} は砕波や海底摩擦などのエネルギー消散項, S_{nl} は非線形相互作用によるエネルギー輸送項である. WAM の特徴は非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl} を直接的に考慮している点にある.

- (2) 風から波へのエネルギー輸送項 S_m

風から波へのエネルギー輸送項 S_m は一般に式 (2.10) で表されるが, WAM の最新バージョンである Cycle4 では Phillips の共鳴機構に関する A の項を無視し, 次式を用いている.

$$S_m = B \cdot E \quad (3.22)$$

このため, 初期状態で波浪スペクトルのエネルギーが0であれば, そこでは波が発生しないので注意が必要である.

また, Cycle4 では, 従来用いられていた入力項に代え, Janssen^{36, 37)} の quasi-linear 理論を導入した. この理論の採用により, 同じ風場が与えられた場合でも海面の状態に依存して風から波へのエネルギー輸送量が異なることになり, より現実に近い定式化に改良された. すなわち, 波齢の大きな波よりも波齢の小さな波の方が, 風から波へのエネルギー輸送が活発に行われる.

Janssen^{36, 37)} の quasi-linear 理論によれば, 式 (3.22) 中の係数 B は次式で与えられる.

$$B = \omega \varepsilon \beta X^2 \quad (3.23)$$

ここに, ω は角周波数, $\varepsilon = \rho_a / \rho_w$ で ρ_a は大気ของความ, ρ_w は海水の密度, パラメータ β と x はそれぞれ次式で表される.

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{\beta_m}{\kappa^2} \mu \ln(\mu)^4 & \mu \leq 1 \\ \beta &= 0, & \mu > 1 \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

$$X = \left(\frac{U_*}{c} \right) \cos(\theta - \phi) \quad (3.25)$$

ここに, $\beta_m = 1.2$, κ はカルマン定数 (=0.41), U_*

は摩擦速度, c は位相速度, θ は波向, ϕ は風向で, パラメータ μ は次式で表される.

$$\mu = \left(\frac{U_*}{c}\right)^2 \Omega_m \exp\left(\frac{\kappa}{X}\right) \quad (3.26)$$

ここに,

$$\Omega_m = \frac{gz_0}{U_*^2} \quad (3.27)$$

であり, z_0 は粗度長である. 式 (3.22) ~ (3.27) で, 摩擦速度 U_* と粗度長 z_0 が与えられれば, S_m が求められる.

海上風の風速分布は次の対数分布で表される.

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.28)$$

ここに, $U(z)$ は高度 z における風速である. また, 粗度長 z_0 は次式で与えられる.

$$z_0 = \frac{\hat{\alpha}\tau}{g\sqrt{1-\tau_w/\tau}} \quad (3.29)$$

ここに, $\hat{\alpha} = 0.01$, τ は全応力 ($= \rho_a U_*^2$), τ_w は波による誘発応力で, 次式で表される.

$$\tau_w = \rho_w \iint \omega B E \cos(\theta - \phi) df d\theta \quad (3.30)$$

波による誘発応力 τ_w と全応力 τ との比 τ_w/τ は, 波齢の小さい波では約 1 で, 波齢の大きい十分に発達した波では約 0.5 である.

式 (3.28) ~ (3.30) は未知パラメータ U_* と z_0 に関して陰関数表示になっているが, 方程式系は閉じている. したがって, $z = 10\text{m}$ すなわち U_{10} を既知パラメータとして, 式 (3.28) ~ (3.30) に適当な初期値を仮定し, 逐次代入法を適用すれば, 摩擦速度 U_* や粗度長 z_0 を求めることができる.

WAM では, 波浪推算に必要ないくつかのパラメータは事前に計算され, 数値表に記憶される. 波浪推算の本計算では, これらの数値表の値が内挿して用いられる. S_m の計算では, 上記のように逐次代入法を適

用する必要があることから, いくつかのパラメータは事前に計算され, 数値表に記憶されて用いられている.

(3) エネルギー消散項 S_{ds}

初期の波浪推算モデルでは, 風波のスペクトルが規定されたスペクトルまで発達するとスペクトルは飽和して, それ以上は発達しないと仮定し, 便宜的にエネルギー消散が考慮されていた. WAM では, 以下に示すように直接的な表現でエネルギー消散項が考慮されている.

WAM の消散項では, Hasselmann³⁸⁾の白波理論に基づく Komen ら³⁹⁾の理論が採用された. この理論では高周波数領域で適切なエネルギーバランスを得るため, 白波による消散項に k^2 の項を加えることによって拡張されている.

$$S_{ds} = (-\gamma_d)E \quad (3.31)$$

ここに,

$$\gamma_d = \frac{1}{2} C_{ds} \langle \omega \rangle \left(\langle k \rangle^2 \bar{E} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{k}{\langle k \rangle} + \left(\frac{k}{\langle k \rangle} \right)^2 \right) \quad (3.32)$$

$$\langle \omega \rangle = \left[\bar{E}^{-1} \iint E(f, \theta) \omega^{-1} df d\theta \right]^{-1} \quad (3.33)$$

$$\langle k \rangle = \left[\bar{E}^{-1} \iint E(f, \theta) k^{-1/2} df d\theta \right]^{-2} \quad (3.34)$$

$$\bar{E} = \iint E(f, \theta) df d\theta \quad (3.35)$$

であり, $C_{ds} = 4.5$, \bar{E} は波浪スペクトルの全エネルギー, k は波数, $\langle \omega \rangle$ および $\langle k \rangle$ はそれぞれ平均周波数および平均波数である.

WAM では, この他に次式のような JONSWAP の経験式に基づいた底面摩擦によるエネルギー消散項 S_{bf} が定式化されているが, 本研究では深海域を対象としたため無視している.

$$S_{bf} = -C \left(\frac{\omega}{g \sinh kd} \right)^2 E, \quad C = 0.083 \quad (3.36)$$

(4) 非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl}

非線形相互作用によるエネルギー輸送は, 波浪の非

線形性によってスペクトルを構成する各成分波間でエネルギー輸送が行われる現象である。非線形相互作用によるエネルギー輸送の結果、各成分波のエネルギーは時間的に変化するが、成分波間でエネルギーが授受されるだけで、全エネルギーの積分値は変化しない。このため、スペクトルを積分して計算される有義波高などには直接には影響しない。しかし、実際にはエネルギー輸送によってスペクトル形が変化するため、これに伴って式 (3.22) の風から波へのエネルギー輸送項や式 (3.31) の砕波などによるエネルギー消散項も変化するため、間接的には全エネルギーにも影響が及ぶと考えられる。

Hasselmann¹¹⁾によると、非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl} は次式で与えられる。

$$S_{nl}(\mathbf{k}_4) = \omega_4 \int \int \int \int Q(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) \times \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \times \{n_1 n_2 (n_3 + n_4) - n_3 n_4 (n_1 + n_2)\} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3 \quad (3.37)$$

ここに、 $n(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k})/\omega$ は波の作用密度 (Wave Action) で、積分核関数 Q はスペクトル成分の結合係数、 δ はデルタ関数を表す。デルタ関数は共鳴条件を表しており、以下の関係を満足する4つの成分波間で共鳴が生じる。

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 &= \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 \\ \omega_1 + \omega_2 &= \omega_3 + \omega_4 \end{aligned} \quad (3.38)$$

ここに、 \mathbf{k} は波数ベクトル、 ω は角周波数、添え字は4つの成分波を示す。図-3.2はこの4つの成分波の関係を波数空間上に図示したものであり、成分波の進行方向を θ とすると、 $\mathbf{k} = (k \cos \theta, k \sin \theta)$ 、 $k = |\mathbf{k}|$ である。この図から、2つの成分波 (3 & 4) が決まれば残りの2つの成分波 (1 & 2) が1つの自由度 $\gamma_{nl} = const.$ の曲線上に決まることが分かる。ここに、 γ_{nl} は次式で定義されるパラメータである。

$$\gamma_{nl} = \frac{|\mathbf{k}_a|^{1/2}}{\omega_a} - \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.39)$$

非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl} は、式 (3.38) の共鳴条件を満たす4つの成分波に対して式

(3.37) を積分すれば良い。しかし、4つの成分波の組み合わせは無数に存在し、計算が非常に複雑である。このため、非線形効果を厳密な形で波浪推算モデルに組み込むことは現段階では不可能である。

WAM では数多くの共鳴4波の組合せを用いて式 (3.37) を数値積分する代わりに、図-3.2の相互作用曲線の中心近傍のただ1つの共鳴4波の組み合わせを用いて S_{nl} を近似した。WAM で採用した共鳴4波の組合せは、パラメータ λ_{nl} を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_2 = \omega \\ \omega_3 &= \omega(1 + \lambda_{nl}) = \omega^+ \\ \omega_4 &= \omega(1 - \lambda_{nl}) = \omega^- \\ \theta_1 &= \theta_2 = \theta = 0^\circ \\ \theta_3 - \theta &= \pm 11.5^\circ \\ \theta_4 - \theta &= \mp 33.6^\circ \\ \lambda_{nl} &= 0.25 (= const.) \end{aligned} \quad (3.40)$$

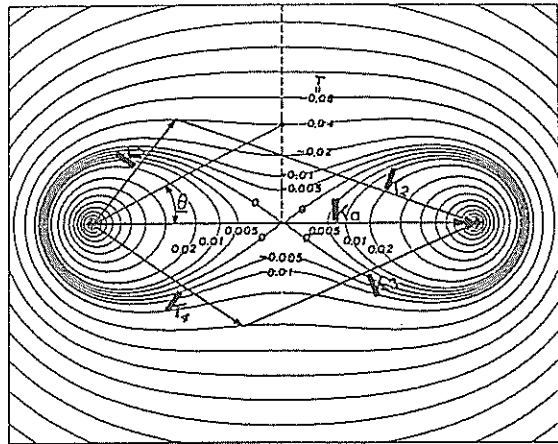


図-3.2 Longuet-Higgins による共鳴相互作用の図 (Masuda¹⁰⁾ より)

この組合せを用いれば、式 (3.37) は次式のような簡単な形になる。

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \delta S_{nl} \\ \delta S_{nl}^+ \\ \delta S_{nl}^- \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} -2(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega\Delta\theta) \\ (1 + \lambda_{nl})(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega^+\Delta\theta) \\ (1 - \lambda_{nl})(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega^-\Delta\theta) \end{Bmatrix} \\ &\times C_{nl} \omega^{11} g^{-4} \left[E^2 \left\{ \frac{E^+}{(1 + \lambda_{nl})^4} + \frac{E^-}{(1 - \lambda_{nl})^4} \right\} - 2 \frac{EE^+E^-}{(1 - \lambda_{nl}^2)^4} \right] \end{aligned} \quad (3.41)$$

ここに、 $\Delta\omega$, $\Delta\omega^+$, $\Delta\omega^-$ は角周波数 ω , ω^+ , ω^- の角周波数格子幅, δS_m , δS_m^+ , δS_m^- は方向スペクトル E , E^+ , E^- における非線形エネルギー輸送の単位時間あたりの変化量, $\Delta\theta$ は波向の格子幅, C_m は上記の近似法による結果が厳密計算値に合うように調節した無次元定数である. 式 (3.41) の左辺を全ての周波数および波向について足し合わせると S_m が計算できる.

このように、無数の4波共鳴に伴う非線形エネルギー輸送をたった1組の組み合わせで代表させる近似法を、離散相互作用近似 (Discrete Interaction Approximation ; DIA) と呼ぶ. (S.Hasselmann and K.Hasselmann¹¹⁾).

なお、最近の研究では、離散相互作用近似で採用されたただ一つの共鳴4波の組み合わせでは、多様な方向スペクトルに対する多様な非線形エネルギー輸送を精度よく近似できないことが明らかになってきており、より適切なパラメータ λ_m の設定や4波共鳴の組合せ数などに関する検討が行われている.

(5) 数値計算法

WAMでは、時間分割法により式 (3.17) の右辺を0とした移流伝播方程式と、移流伝播項を0とした発達・減衰方程式の2つに式 (3.17) を分割し、1ステップ内でそれぞれを交互に解く近似的解法を採用している.

a) 移流伝播方程式

WAMでは移流伝播方程式の計算に風上差分法を用いている. これは、1次の風上差分は最も単純なスキームで、コンピュータの計算時間やメモリの制約を受けにくく、安定したスキームであるためである.

いま、便宜的に1次元の移流伝播を考えると、移流伝播方程式は次式で表される.

$$\frac{\partial}{\partial t} E = -\frac{\partial}{\partial x} \Phi \quad (3.42)$$

ここに、 $\Phi = c_g E$ である.

図-3.3 に示す格子点の定義を用い、式 (3.42) に風上差分を適用すると、 j 番目の格子点でのスペクトルの変化率 ΔE_j は、格子間隔を Δx , 時間間隔を Δt とすると次式で与えられる.

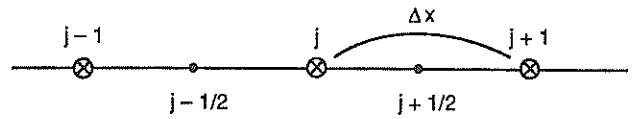


図-3.3 一次の風上差分スキームの格子の定義

$$\Delta E_j = -\frac{\Delta t}{\Delta x} (\Phi_{j+1/2} - \Phi_{j-1/2}) \quad (3.43)$$

ここに、

$$\Phi_{j+1/2} = \frac{1}{2} [v_j + |v_j|] E_j + \frac{1}{2} [v_j - |v_j|] E_{j+1} \quad (3.44)$$

$v_j = 0.5(c_{g,j} + c_{g,j+1})$ は平均群速度である. $\Phi_{j-1/2}$ は式 (3.44) の $j+1/2$ を $j-1/2$ に置き換えることで得られる.

b) 発達・減衰方程式

方向スペクトルの発達・減衰計算には、2次オーダーの陰的差分法を用いている. 陰的スキームの利点は、陽的スキームに比べて計算式が複雑になるものの、時間間隔 Δt を大きくとっても比較的安定した計算が可能である点である. WAM で用いられている発達・減衰方程式の2次オーダーの中心差分は次式で与えられる.

$$E_{n+1} = E_n + \frac{\Delta t}{2} (S_{n+1} + S_n) \quad (3.45)$$

ここに、 Δt は時間間隔, n は時間ステップ数である.

いま、ソース関数 S_{n+1} がスペクトル E_{n+1} に関する線形関数であれば、次の時間ステップのスペクトル E_{n+1} は、式 (3.45) を直接解くことによって得られる. しかし、全てのエネルギーソース関数がスペクトル E_{n+1} に関する線形関数ではないため、次式のように時間ステップ $n+1$ でのソース関数 S_{n+1} を Taylor 展開する.

$$S_{n+1} = S_n + \frac{\partial S_n}{\partial E} \Delta E + \dots \quad (3.46)$$

式 (3.46) の微分 (行列 M_n) は、次式のように対角行列 Λ_n と非対角行列である残差行列 N_n に分けることができる.

$$\frac{\partial S_n}{\partial E} = M_n = \Lambda_n + N_n. \quad (3.47)$$

ここで、式 (3.46) と (3.47) を式 (3.45) に代入し、ソース関数 S が時間ステップ $n+1$ での摩擦速度 u_n に依存していることを考慮すると次式が得られる。

$$\left[1 - \frac{1}{2} \Delta t \{ \Lambda_n(u_n^{n+1}) + N_n(u_n^{n+1}) \} \right] \Delta E = \frac{1}{2} \Delta t (S_n(u_n^n) + S_n(u_n^{n+1})) \quad (3.48)$$

ここに、 $\Delta E = E_{n+1} - E_n$ である。

式 (3.48) の各項の寄与に関する試算を行った結果、時間間隔 Δt が大きい場合を除き、残差行列 N_n の寄与はかなり小さいことが判明した。そこで、式 (3.48) の左辺の N_n を無視し、次式でスペクトルの増分量 ΔE を求めることができる。

$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta t (S_n(u_n^n) + S_n(u_n^{n+1})) \left[1 - \frac{1}{2} \Delta t \Lambda_n(u_n^{n+1}) \right]^{-1}. \quad (3.49)$$

これが、WAM の方向スペクトルの発達・減衰方程式の計算スキームである。

c) 方向スペクトル

WAM では方向スペクトル E をもとに、有義波高や波向など各種波浪緒元の計算を行っている。方向スペクトルは、 $KL \times ML$ (KL : 方向分割数, ML : 周波数分割数) 個の離散値として与えられる。方向スペクトルの離散化に際しては、方向角については等分割し、周波数に関しては次式のように対数分割して与えられている。

$$f_n = f_{\min} \times C_0^{n-1}, \quad (n=1, \dots, ML) \quad (3.50)$$

周波数の分割に対数分割を用いる利点は、少ない分割数でもスペクトルのピーク周波数付近でスペクトル形を細かく表現でき、比較的少ない分割数で高周波数領域まで取れる点である。WAM のデフォルト値は、周波数比率 $C_0 = 1.1$, 最小周波数 $f_{\min} = 0.042$, で、周波数分割数 $ML = 25$, 方向分割数 $KL = 12$ ($\Delta\theta = 30^\circ$ に相当) が用いられている。

なお、非線形相互作用の計算では、設定された最大周波数 f_{\max} ($= f_{\min} \times C_0^{ML-1}$) よりも高周波数側のスペ

クトルが必要であるが、これについては、スペクトルに f^{-5} 乗則を仮定し、以下の f_{bf} 以上の高周波領域でスペクトルを仮定している。

$$E(f, \theta) = E(f_{bf}, \theta) \left(\frac{f}{f_{bf}} \right)^{-5} \quad \text{for } f > f_{bf} \quad (3.51)$$

$$f_{bf} = \min \{ f_{\max}, \max \{ 2.5 \langle f \rangle, 4 f_{PM} \} \}$$

ここに、 $\langle f \rangle$ は平均周波数、 f_{PM} は PM スペクトルのピーク周波数である。

4. 海上風データ

4.1 海上風データの概要

波浪推算を実施する上で不可欠な海上風データは、モデル自体の精度以上に推算精度を左右する。これまでは気圧配置・前線・台風の中心気圧や位置などを示した天気図をもとに、傾度風モデルや境界層モデルを用いて海上風の推算を行ってきた。しかし近年では、海上風も含めた高精度な気象データが有償で入手できるようになってきた。気象データを提供している代表的な機関の1つが ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts; ヨーロッパ中期規模気象予報センター) である。

ECMWF はヨーロッパの 18 カ国を中心メンバーに 4 カ国の協力国を加えた国際的な気象機関であり、世界各地に気象データを提供している。ECMWF では、大気モデルと海洋モデルを結合させ全球的な予測を行うとともに、世界各地の気象観測用気球、海上の気象観測ブイ、観測を委託している船舶・航空機あるいは気象衛星からの観測データを基にデータ同化し、高精度な気象情報を提供している。また、ECMWF のデータでは地形効果も考慮されていることから、従来の波浪推算業務で用いられてきた海上風のデータに比べて、精度の高いデータが提供されていると考えられる。そこで、本研究では ECMWF 解析値に基づく海上風データ (以下では、ECMWF 風データと呼ぶ) を用いて、いくつかの検討を行うこととした。

4.2 ECMWF 風データの精度検証

波浪推算の精度はモデル自体の精度とともに推算に用いる風の精度に大きく依存する。波浪推算モデルは風から波浪へ輸送されるエネルギーを外力としているため、推算精度は入力風の精度を超えることはない。

したがって、波浪推算を実施する上で、風データの精度を把握しておくことは必要不可欠である。

ここでは ECMWF 風データの精度を図-4.1 に示す気象庁ブイによる日本海 (21002), 四国沖 (21004), 東シナ海 (22001) の 1993 年~1997 年の観測資料を用いて検討した。気象庁ブイデータは海上 7.5m での観測値である。

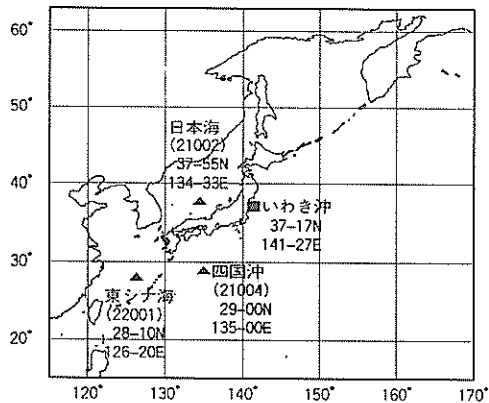


図-4.1 風観測位置図

一方、ECMWF 風データは海上 10m の風であるため、ブイデータを高度補正する必要がある。ここでは次式に示す $1/7$ 乗則を用いて高度補正した。

$$U_{10} = U_h (10/h)^{1/7} \quad (4.1)$$

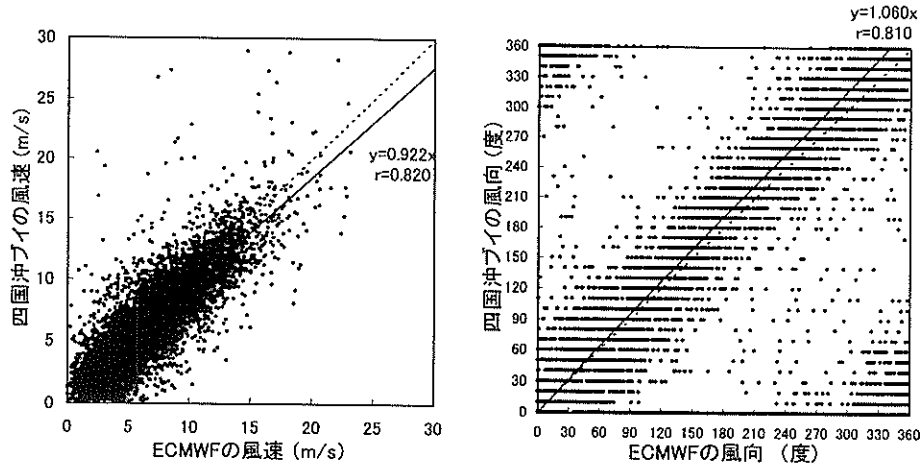
ここに、 U_{10} と U_h はそれぞれ高さ 10m と h における風速 (m/s) である。高度補正したブイデータと ECMWF 風データとの相関図を図-4.2 に示す。例えば、図-4.2 (a) 四国沖について見ると、風速については多少のバイアスは認められるものの、相関係数は 0.82 であり、相関は良好である。また、風向についても風速と比べると多少のばらつきがあるものの相関は良好である。なお、他地点についても同様の結果が得られており、風速では相関係数が 0.82~0.85、風向では相関係数は 0.70~0.81 となっている。このことから ECMWF 風データは信頼できる精度を有するものと考えられる。

代表的な気象擾乱の一例として、同時刻の ECMWF 風データと天気図を比較した例を図-4.3 に示す。図-4.3 は 1993 年 10 月 7 日 9 時の例で、天気図上には南太平洋上に台風 19 号および 20 号がある。台風 20 号の東側には停滞前線が存在している。ECMWF 風

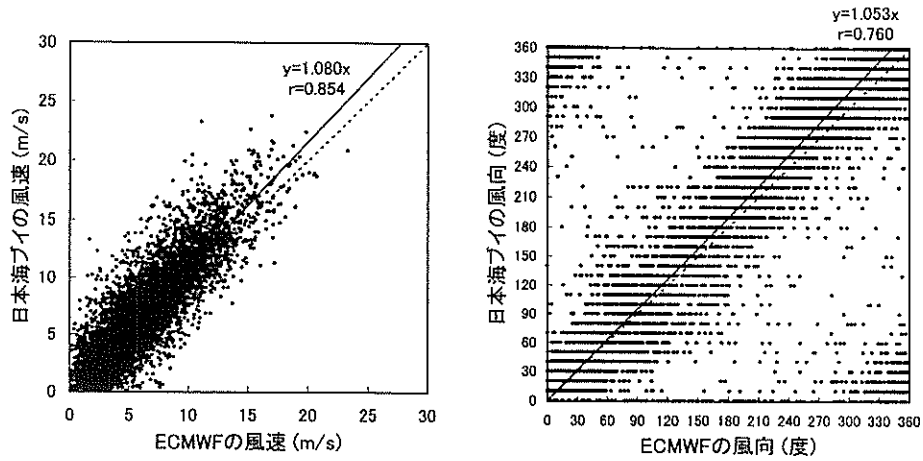
データでは、これらの台風や前線に吹き込む風をほぼ正確に表現できていることが分かる。また、地形効果も考慮されており、日本列島や朝鮮半島などの陸上では風速が弱くなっている。なお、天気図をもとに既往の傾度風モデルで風計算を行う場合、ECMWF 風データに見られるような前線に吹き込む風を再現することは不可能である。

ECMWF 風データの地形解像度は約 0.5 度であり、それ以下のスケールの風場の変動については再現できない。しかし、以上の検討結果により、傾向的には非常によく観測値を再現していることが判明した。そこで、以下で波浪推算値と観測値との誤差を検討する場合、ECMWF 風データの精度については言及せず、主として波浪推算モデルの精度によるものとして検討を進めるものとする。

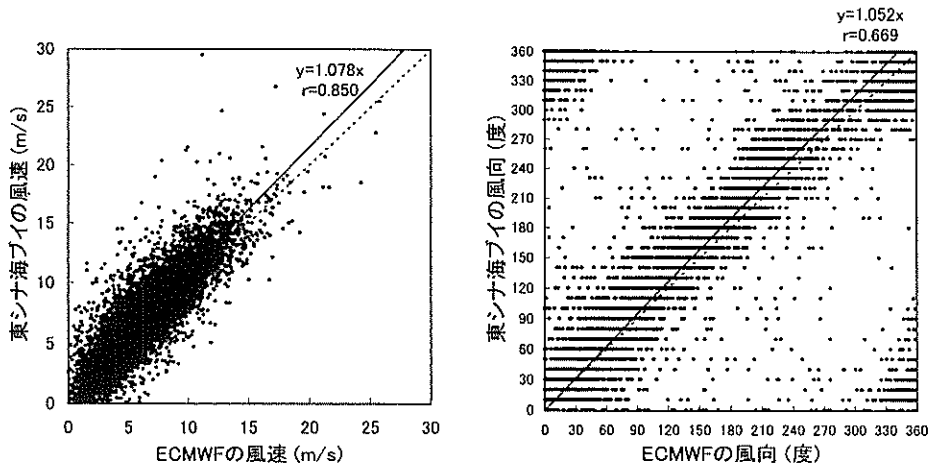
第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討



(a) 四国沖



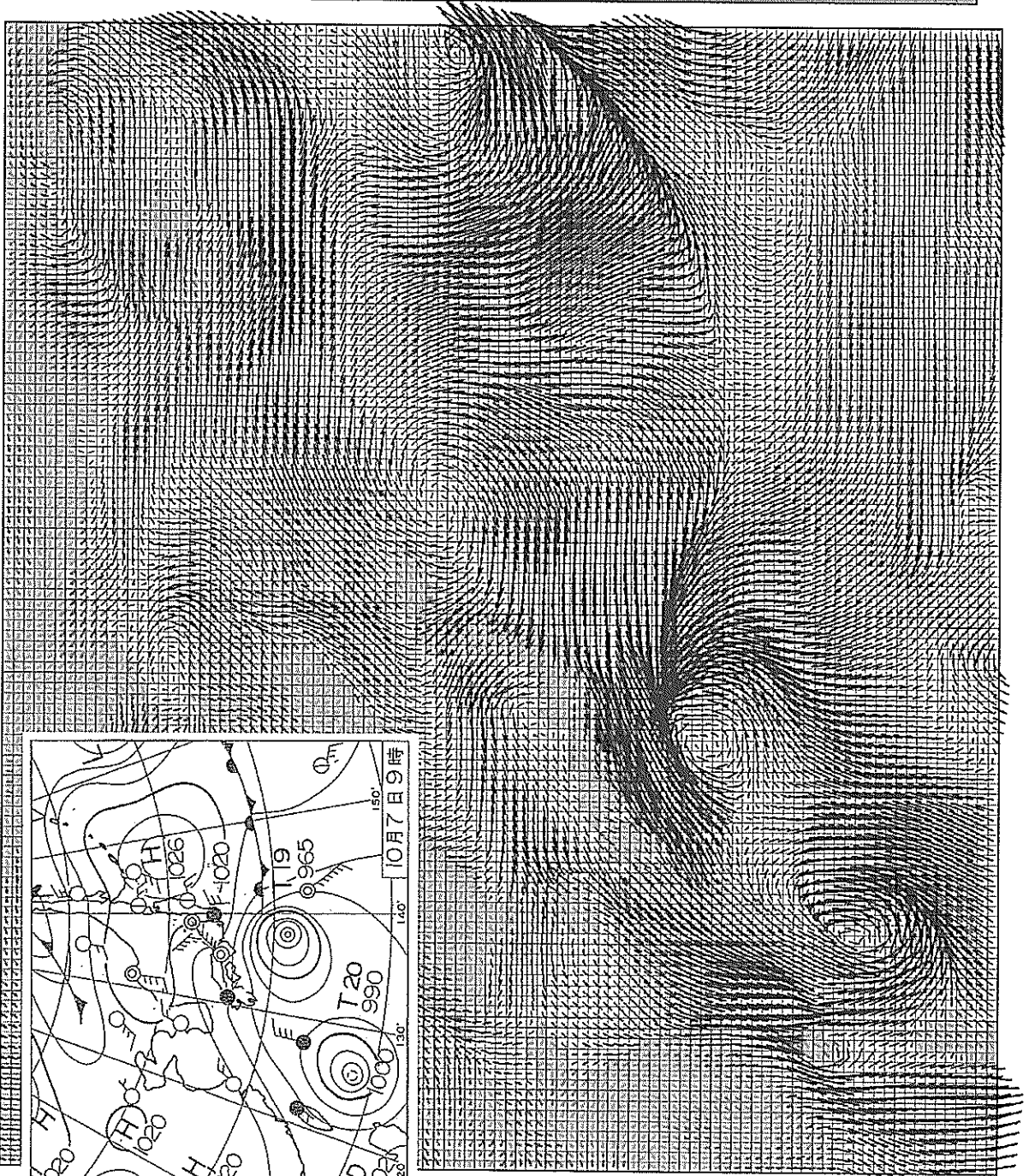
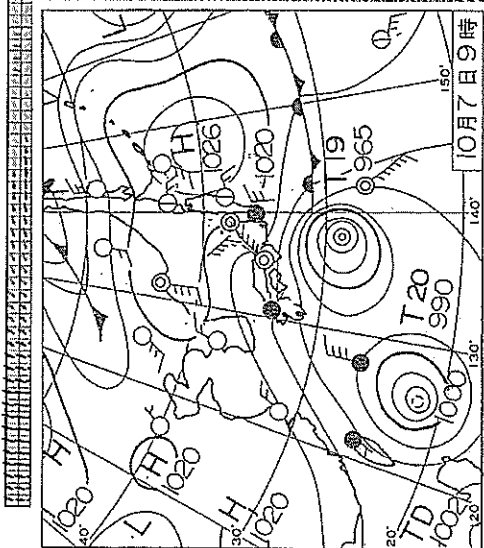
(b) 日本海



(c) 東シナ海

図-4.2 風速・風向の相関図

93年10月07日09時



凡例	風速 (m/s)	波高 (m)
	10.0 -	
	9.0 - 10.0	
	8.0 - 9.0	
	7.0 - 8.0	
	6.0 - 7.0	
	5.0 - 6.0	
	4.0 - 5.0	
	3.0 - 4.0	
	2.9 - 3.0	
	2.8 - 2.9	
	2.7 - 2.8	
	2.6 - 2.7	
	2.5 - 2.6	
	2.4 - 2.5	
	2.3 - 2.4	
	2.2 - 2.3	
	2.1 - 2.2	
	2.0 - 2.1	
	1.9 - 2.0	
	1.8 - 1.9	
	1.7 - 1.8	
	1.6 - 1.7	
	1.5 - 1.6	
	1.4 - 1.5	
	1.3 - 1.4	
	1.2 - 1.3	
	1.1 - 1.2	
	1.0 - 1.1	
	0.5 - 1.0	
	0.0 - 0.5	

図-4.3 ECMWF 風データと天気図の比較

5. 波浪推算モデルの推算精度の検討

5.1 検討条件

(1) 現地観測データ

運輸省第二港湾建設局のいわき沖波浪観測システムで観測された方向スペクトルの観測値を用いて推算精度を検討した。いわき沖観測局は、塩屋崎灯台の北東約 54km (北緯 37° 17' 49", 東経 141° 27' 47") の水深 154m の地点に位置し (図-5.1), 従来では困難とされてきた沖波の波浪観測が実施された。観測局では、波浪観測機器として4台のステップ式波高計および水圧式波高計の装備された超音波式の水平2成分流速計が設置され、最大7成分の観測データを取得した。観測は毎偶数正時前後の20分間で、0.5秒間隔のサンプリングでA/D変換を行った。方向スペクトルの推定には、橋本ら¹²⁾の拡張最大エントロピー原理法 (EMEP法) を用いた。

(2) 入力データ (海上風および地形データ)

本研究で用いた ECMWF 風データは、世界標準時 0時、6時、12時、18時 (6時間間隔) の1日4回で提供されている。波浪推算に必要な時刻の風データは、波浪推算モデル内で6時間間隔のデータを内挿して用いている。いわき沖観測局は深海域にあるため、深海条件で計算することとし、地形データについては格子点毎に海と陸の区別のみを与えた。なお、海上風および地形データは、いわき沖周辺海域の推算結果が境界条件の影響を受けないようにするため、北緯 15° ~ 63°, 東経 115° ~ 170° (0.5度格子) の広い領域で計算した (図-4.1参照)。

(3) 計算条件

波浪推算モデルは MRI と WAM の2つのモデルを用いたが、2つのモデルの与条件は極力同じにした。しかし、発達・減衰の計算時間ステップやソース関数の計算時間ステップに関しては、WAM ではデフォルト値を、MRI についてはこれまで当所で業務用に用いてきた値を採用した。主な計算条件は表-5.1 に示す通りである。

(4) 推算対象とした気象擾乱

推算対象とした気象擾乱は、1993年にいわき沖で観測された高波上位30位¹³⁾とし (表-5.2), さらにその中から系統的・網羅的に種々の気象擾乱とスペクトル特性を含むようにケースを選定した。推算実施期間は、最大有義波高が観測された日時の前後約1週間 (計2週間) とし、推算値と観測値の比較は、いわき沖観測局に最も近い計算メッシュ上の値を用いた。

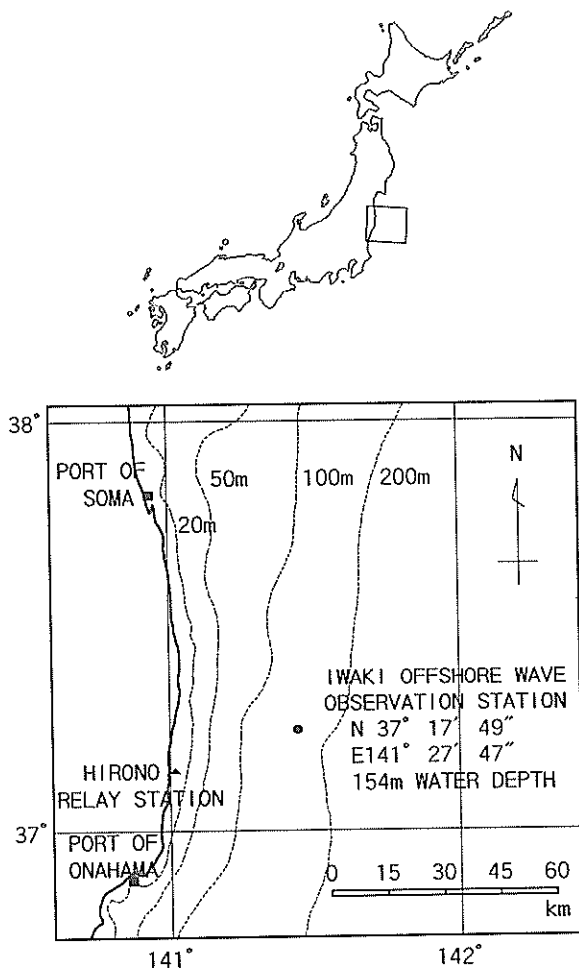


図-5.1 いわき沖波浪観測システム位置

表-5.1 各種計算条件

		WAM	MRI
計算条件	発達の時間ステップ (min)	20	15
	減衰の時間ステップ (min)	20	15
	ソース関数の時間ステップ (min)	20	15
	入力風の時間ステップ (hrs)	6	6
	座標系	球面座標系	球面近似座標系
	水深	深海条件(水深の影響はない)	
その他・備考		流れ・屈折の影響は考慮しない	
計算領域	緯度範囲 (°)	北緯15.0~63.0	
	経度範囲 (°)	東経115.0~170.0	
	緯度間隔 (°)	0.5	
	経度間隔 (°)	0.5	
	その他・備考	風および地形データ入力は同一	
スペクトル	周波数領域 (Hz)	0.042~0.453	0.04~0.25
	周期 (s)	2.0~24.0	4.0~25.0
	周波数分割数	25	22
	周波数間隔	対数間隔(倍率1.1)	等間隔(0.01)
	方向領域 (°)	0~360	
	方向分割数 (間隔)	16 ($\Delta\theta = 22.5^\circ$)	

表-5.2 推算対象とした気象擾乱 (1993年いわき沖高波一覧)

順位	高波期間	最大有義波高 の起時	有義波		最高波		気象要因
			波高	周期	波高	周期	
1	08/25/16-08/29/12	08/27/20	7.89	11.3	14.29	11.4	台風9311号
2	11/12/08-11/24/12	11/14/08	6.85	9.8	10.73	10.3	二つ玉低気圧
3	03/07/14-03/17/00	03/09/04	6.65	13.1	9.04	14.1	東方海上低気圧からのうねり
4	03/28/16-04/02/18	03/29/14	6.04	9.9	10.55	9.5	東方海上低気圧からのうねり
5	01/15/00-01/19/18	01/16/18	5.64	10.4	9.64	10.1	二つ玉低気圧及び冬型気圧配置
6	01/24/16-01/30/02	01/26/04	5.63	9.9	8.31	9.9	南岸低気圧及び高気圧の縁辺
7	10/07/06-10/12/20	10/08/12	4.94	11.0	9.72	12.4	台風9319号からのうねり
8	02/21/16-03/01/18	02/22/20	4.2	9.3	5.75	9.2	低気圧本州横断及び冬型気圧配置
9	02/17/06-02/20/20	02/17/22	4.09	8.9	7.63	9.1	二つ玉低気圧
10	12/20/20-12/24/00	12/21/20	4.03	10.9	6.61	11.5	冬型気圧配置
11	12/10/18-12/15/10	12/13/02	3.90	12.1	5.48	12.0	東方海上低気圧からのうねり
12	04/29/06-05/06/12	05/03/04	3.84	7.9	5.88	8.2	南岸低気圧
13	06/03/00-06/09/00	06/03/14	3.73	7.3	6.52	5.9	日本海低気圧
14	10/30/00-11/01/14	10/31/00	3.59	7.9	5.26	8.4	冬型気圧配置
15	09/29/12-10/02/22	09/30/18	3.42	10.4	5.18	12.7	北日本低気圧
16	09/04/10-09/05/18	09/04/12	3.34	6.6	5.35	6.5	台風9313号
17	05/07/02-05/12/20	05/11/02	3.27	10.8	5.10	11.1	東方海上低気圧からのうねり
18	09/23/00-09/26/06	09/23/14	3.25	8.8	4.71	6.7	北偏高気圧の縁辺
19	08/06/12-08/13/04	08/11/14	3.19	7.5	4.87	7.6	台風9307号
20	12/01/00-12/04/20	12/01/10	3.18	6.9	4.44	6.8	日本海低気圧
21	12/26/12-12/31/22	12/27/16	3.1	7.5	5.02	11.5	冬型気圧配置
22	01/07/10-01/08/20	01/07/22	3.08	9.5	5.12	9.7	南岸低気圧
23	02/06/22-02/09/00	02/08/14	2.96	6.0	4.54	8.7	日本海低気圧及び冬型気圧配置
24	07/03/06-07/07/12	07/03/10	2.94	5.8	5.48	4.6	低気圧本州横断
25	04/03/12-04/06/16	04/05/14	2.86	8.8	4.27	7.4	南岸低気圧
26	04/22/04-04/26/08	04/23/12	2.86	8.5	4.73	8.5	南岸低気圧
27	06/19/10-06/21/20	06/20/16	2.78	7.9	4.27	8.5	北日本低気圧
28	09/07/00-09/11/08	09/08/20	2.64	7.9	5.28	8.0	オホーツク海高気圧縁辺
29	02/02/12-02/03/16	02/03/00	2.54	8.0	5.35	7.4	冬型気圧配置
30	11/28/10-11/28/20	11/28/16	2.5	6.0	3.92	5.8	冬型気圧配置

※網掛け部が波浪推算実施ケース

5.2 有義波諸元に関する検討

図-5.2 は波浪推算した全ケースの有義波諸元の推算値と観測値の相関図である。ただし、推算開始後4日間のデータは推算値に初期条件の影響が残っているものとして除外した。図-5.2よりMRI・WAMとも高波浪時に有義波高を過小評価し、その傾向はMRIの方が大きいことがわかる。有義波周期については、WAMでは観測結果を良好に再現しているのに対し、MRIは全体的に過小評価している。

このように、観測値と比べると推算値は高波浪時に波高を過小評価する傾向はあるものの、WAMはMRIに比べて波高・周期とも偏りが小さく、同一の風データを用いた場合の推算精度はWAMの方が優れていると言える。

5.3 代表的な気象擾乱に関する検討

前節では、推算した全ケースの有義波諸元の推算精度を示した。本節では代表的な気象擾乱を対象として、特に波浪の最盛時付近に着目して、時間の経過に伴う

有義波諸元とスペクトルの推算精度の検討を行う。なお、本節では、波浪成分を風波とうねりに分離し、それぞれの成分の推算精度を検討するが、ここでの風波とうねりの分離は、WAMで採用されている分離基準に従い、以下の条件を満足する成分を風波成分とした。

$$1.2 \times 28 \frac{u_*}{c} \cos(\theta - \varphi) > 1 \quad (5.1)$$

ここに、 u_* は摩擦速度、 c は成分波の位相速度、 θ は波向、 φ は風向である。

図-5.3~5.6は各代表気象擾乱毎に、(a)波浪のピーク時付近におけるECMWF風データのベクトル図と、WAMによる推算結果の波浪ベクトル図および天気図、(b)ECMWF風データ、観測結果および推算結果の有義波諸元(全波浪・うねり成分・風波成分)の時系列図、(c)観測結果および推算結果の方向スペクトルの比較図、(d)ピーク前の周波数スペクトルの比較図をそれぞれ示している。

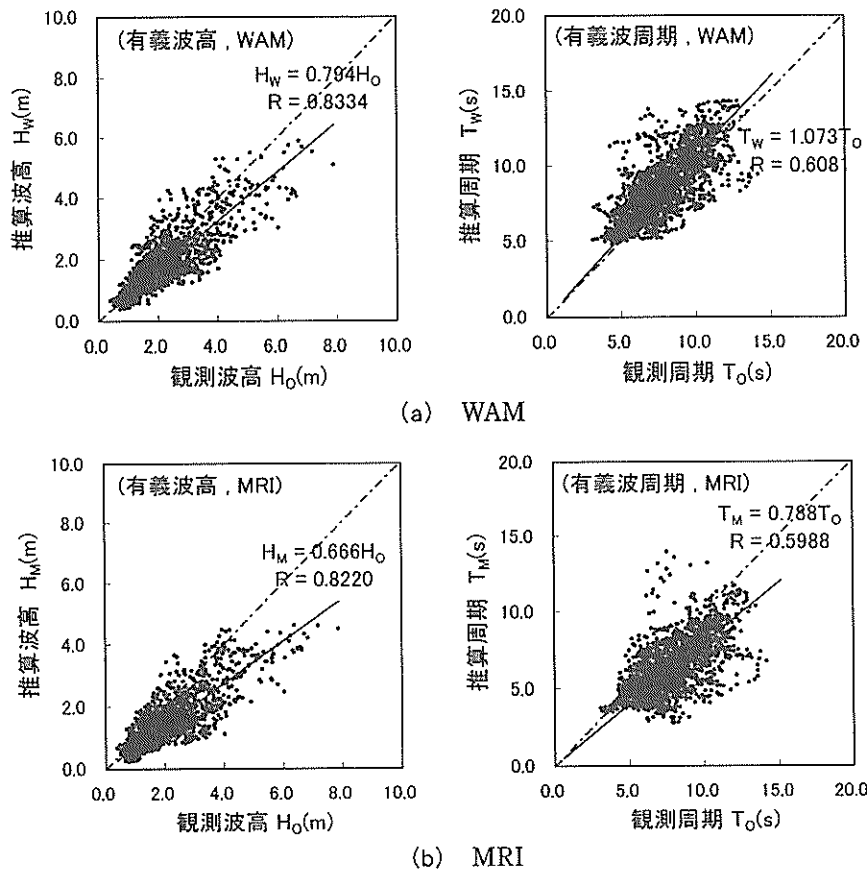


図-5.2 推算値と観測値の有義波諸元の散布図

(1) 図-5.3 (a) ~ (d) : 台風 19 号からのうねり
(10 月 1 日~10 月 15 日)

このケースは台風 19 号が勢力を弱めながら伊豆諸島を通過し、その際に発達したうねりにより有義波高 5.6m の高波が発生した例である。

図-5.3 (b) より、WAM・MRI とも 10 月 8 日のピーク時の波高を過小評価していることがわかる。また、風波成分は観測結果を良く再現しているのに対し、10 月 7 日からのうねりの発達を再現することができていない。

図-5.3 (c) の方向スペクトルの観測結果では、10 月 7 日には E 方向の風波と 0.08Hz 付近の S 方向のうねりが見られるが、推算結果では S 方向のうねりを再現することができていない。また、観測結果ではその後 S 方向のうねりが発達し、10 月 8 日のピーク時には SE 方向の一方方向波浪となっているのに対し、推算結果では SE 方向のうねりと N 方向の風による二方向波浪となっている。このような傾向は、図-5.3 (d) の周波数スペクトルの発達状況にも見られる。観測結果では 0.08Hz 付近に鋭いピークを持つスペクトル形であるのに対し、推算結果には 0.1Hz 付近に弱いピークはあるものの、鋭いピークのスペクトル形を

再現できていない。なお、上記の S 方向のうねりは台風 19 号が 10 月 7 日に四国沖を通過した際に、台風の東側の強風により発達した S 方向の波が、台風の通過に伴い風向が変化してうねりとなり、いわき沖に伝播してきたものと考えられる(図-5.3 (a) 参照)。

以上のような誤差の原因として、以下のようなことが考えられる。MRI では風からのエネルギーの供給量と砕波による消散量がバランスし、平衡スペクトルを形成すると仮定されている。したがって、MRI の平衡スペクトルとして導入された PM スペクトルではうねりのようなピークの鋭いスペクトル形は表現できず、精度に問題が生じる。一方、WAM でも、実際には、高波浪時に PM スペクトルに合うように種々のパラメータがチューニングされており、また、単位時間当たりのエネルギーの増分に上限を設けるなど、いくつかの不合理的な仮定が導入されているためと考えられる。さらに、WAM・MRI とも移流伝播計算に 1 次の風上差分を用いていることから、数値分散が大きいなどの問題もあると考えられる。このように、両モデルとも強風下における波浪の発達やうねりの伝播計算にまだ改良の余地があると推察される。

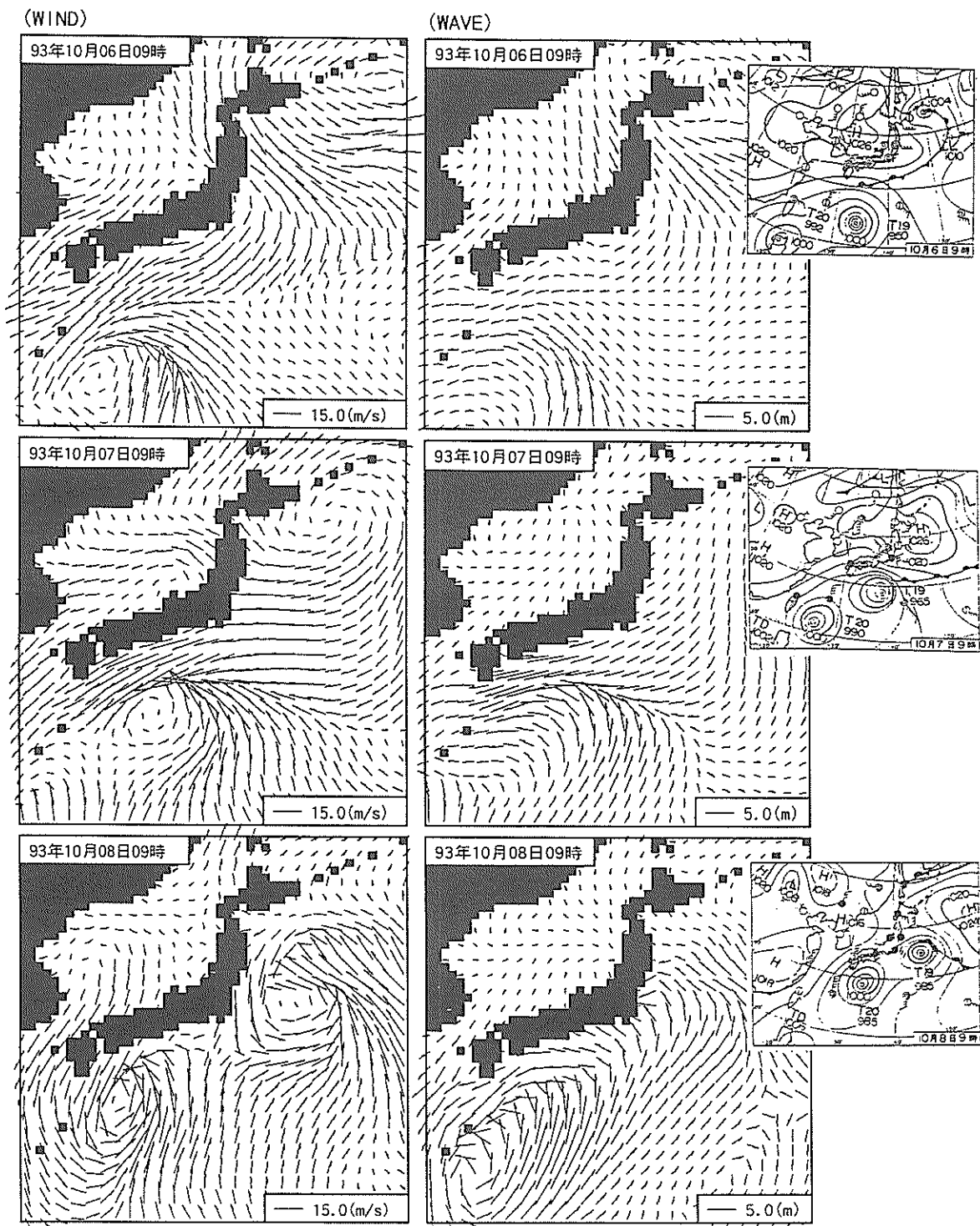


図-5.3(a) ECMWF 風データのベクトル図

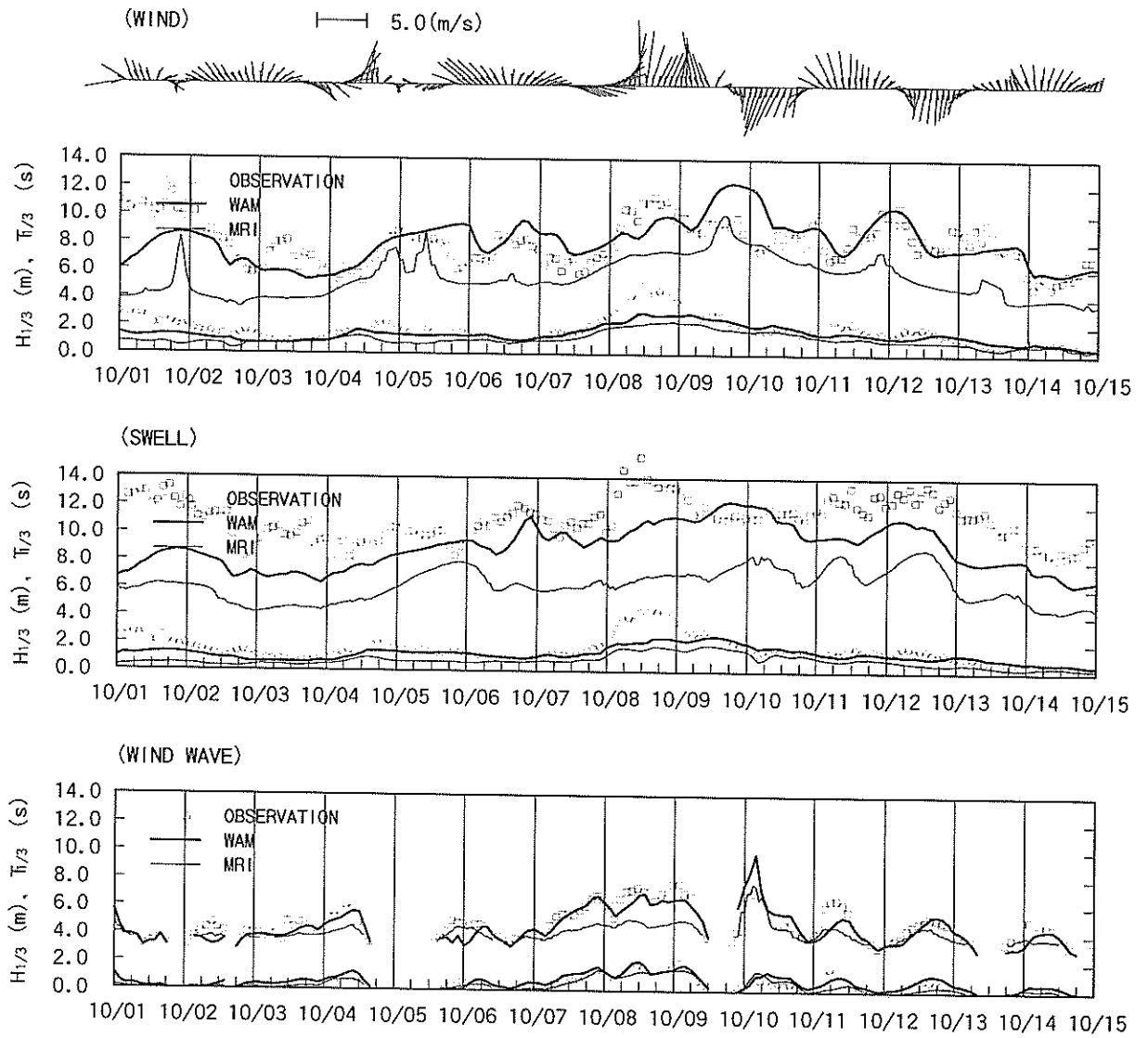


図-5.3(b) 時系列図

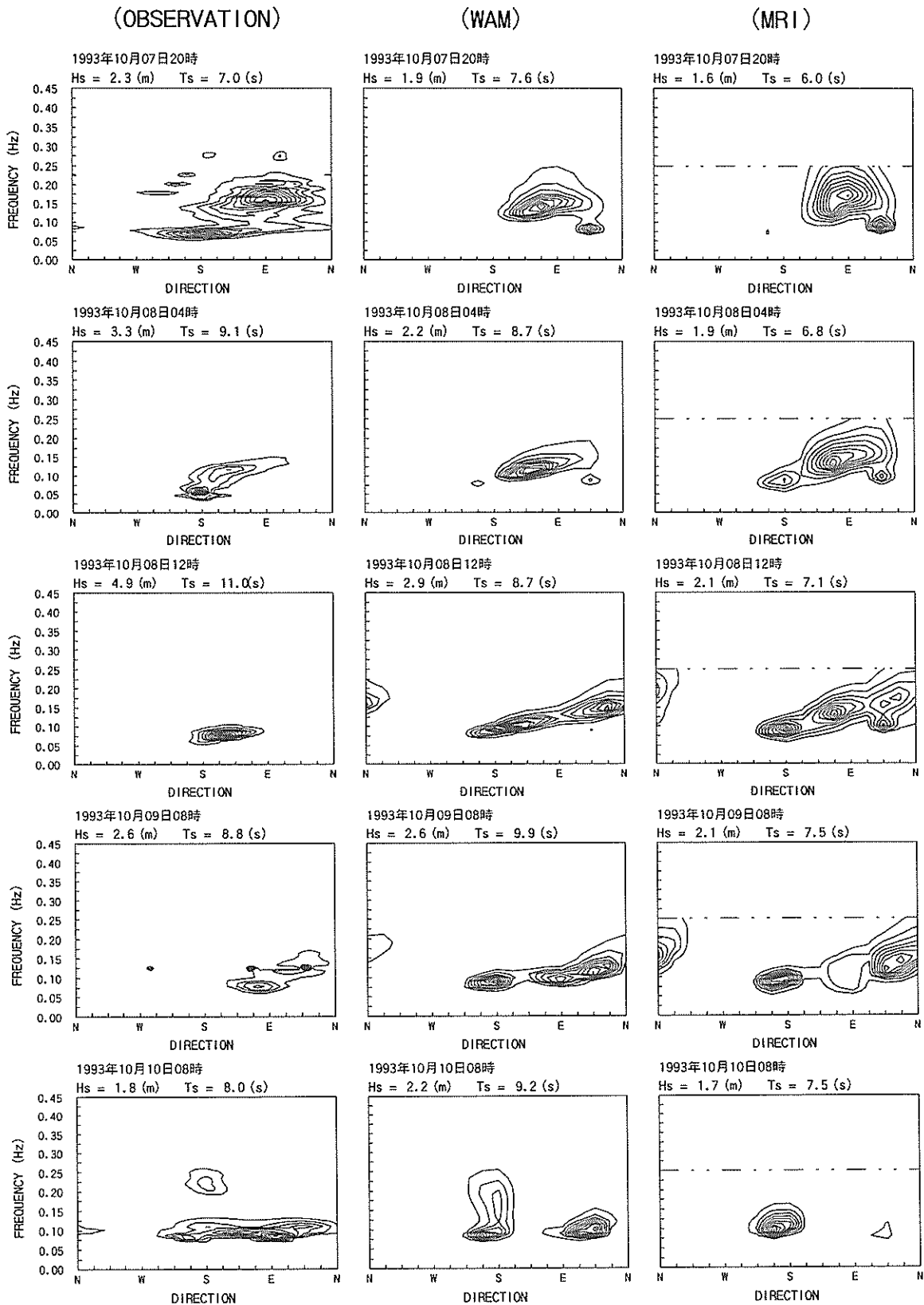


図-5.3(c) 方向スペクトルの比較図

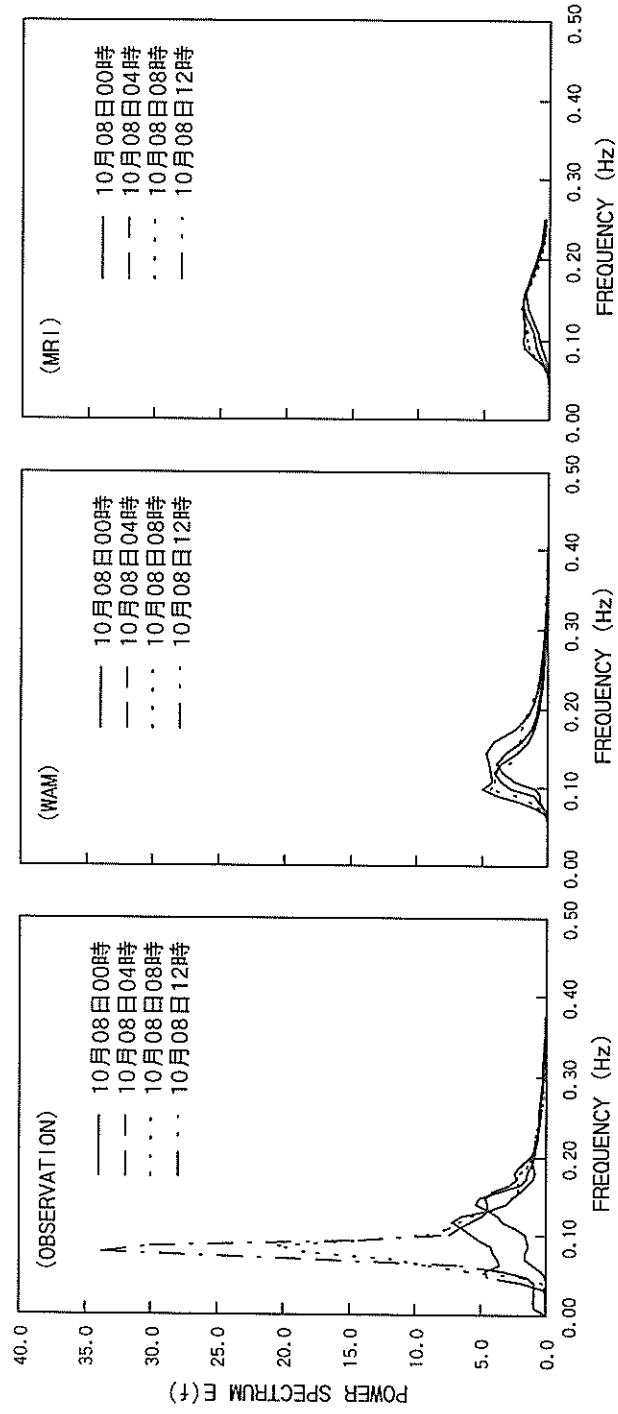


図-5.3(d) 周波数スペクトルの比較図

(2) 図-5.4 (a) ~ (d) : 二つ玉低気圧

(11月7日~11月21日)

このケースは11月13日~11月14日にかけて、日本海側および太平洋側に位置する二つの低気圧が発達しながらいわき沖を通過した際の有義波高6.85mの高波の例である。

図-5.4 (a) の風と波浪のベクトル図を見ると、11月14日にいわき沖を二つ玉低気圧が通過する際に強風が吹き、SE方向の波浪が発達している。一方、図-5.4 (b) の時系列図をみると、ピーク時の波浪は二つ玉低気圧による強風により11月13日18時頃から急激に発達している。この傾向はWAMでは良くとらえられており波高も合うが、MRIでは波浪の急激な発達を捉えられず、小さめの波高となっている。11月18日以降の波高の増大はWAM・MRIとも再現することができていない。この時の方向スペクトルを見ると、11月18日の波浪はE方向のうねり成分であり、低気圧通過後のE方向の風により発達したうねりが伝播してきたものと考えられる。したがって、この場合も(1)と同じ理由により推算波高に誤差が生じた

ものと考えられる。

図-5.4 (c) の方向スペクトルの比較図を見ると、観測結果はSEの風により風波が発達し、11月14日のピーク時にはSE方向の一方向波浪となっている。また、ピーク後は風向がN系に変化し、それに伴ってN方向の風波が発達し11月18日にはE方向のうねりとなっている。一方、推算結果でも同様なスペクトル変化を示している。

図-5.4 (d) のピーク時における周波数スペクトルの発達状況を見ると、観測結果は0.1Hz付近に鋭いピークを持つスペクトル形になっており、WAMでは同様のスペクトル形を再現しているのに対し、MRIでは鋭いピークを再現することができていない。MRIではPMスペクトルでスペクトル形を規定していることの影響が大きいものと考えられる。さらに、MRIではピークの鋭いスペクトル形を再現できないことが原因となり、周期を過小評価しているようである。

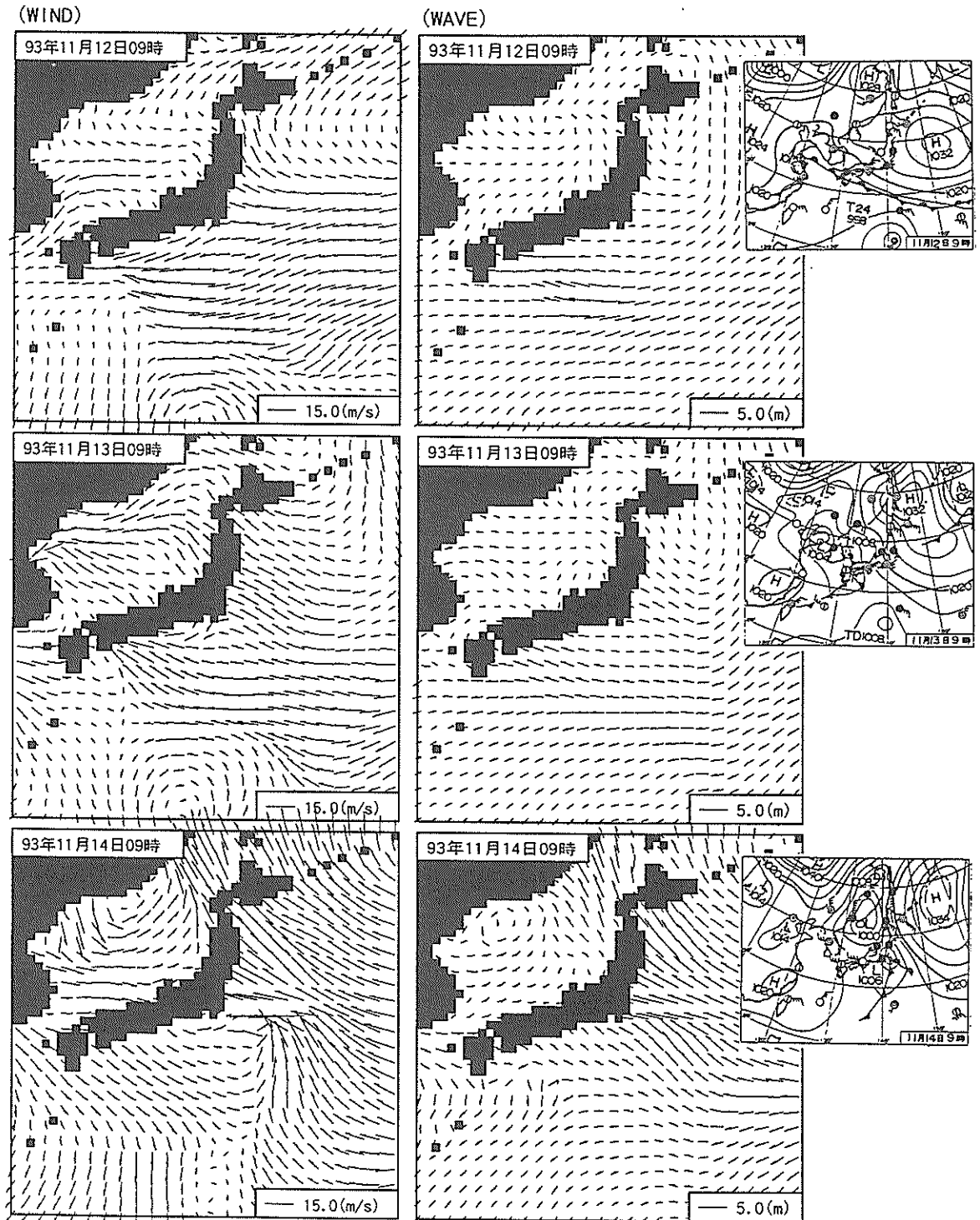


図-5.4(a) ECMWF 風データのベクトル図

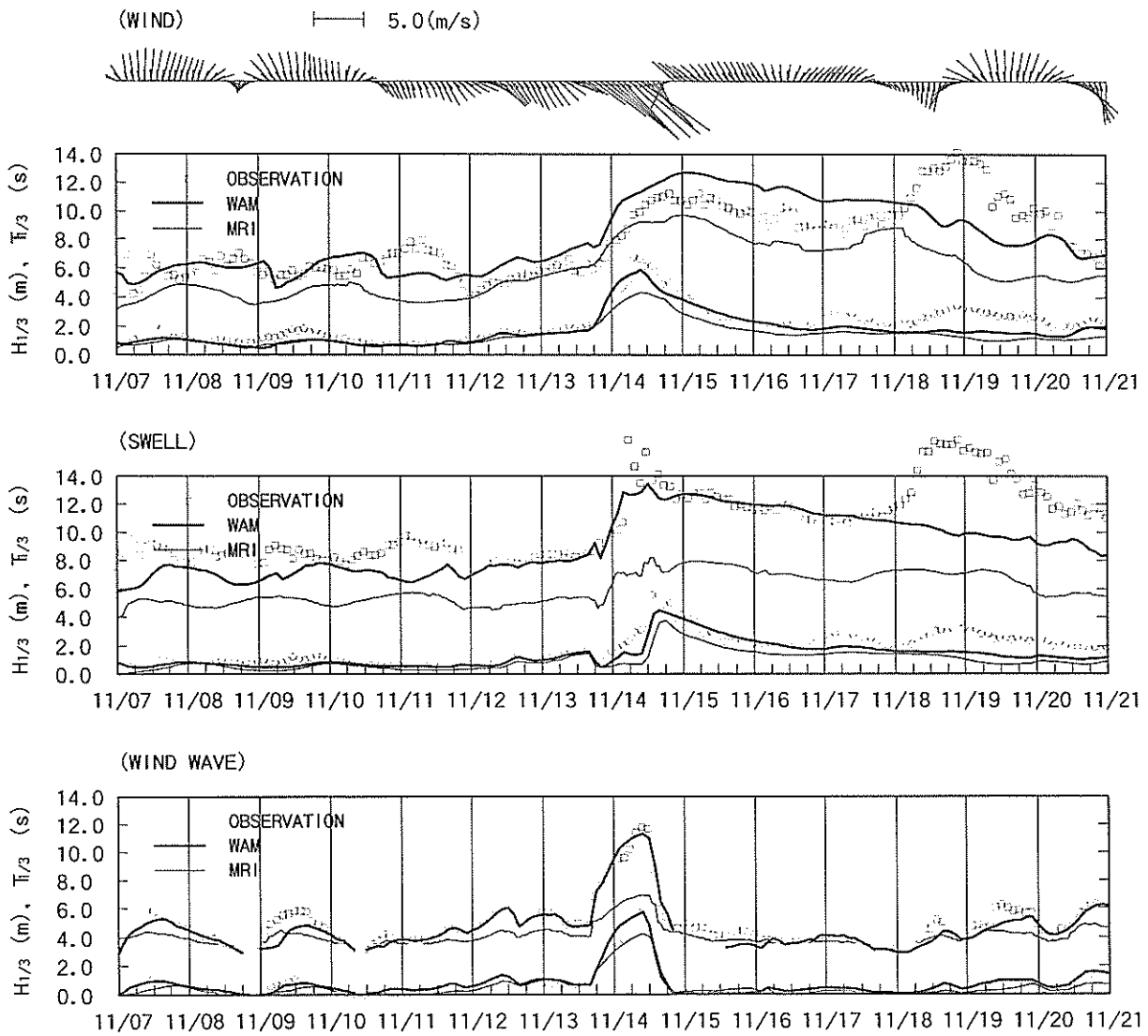


図-5.4(b) 時系列図

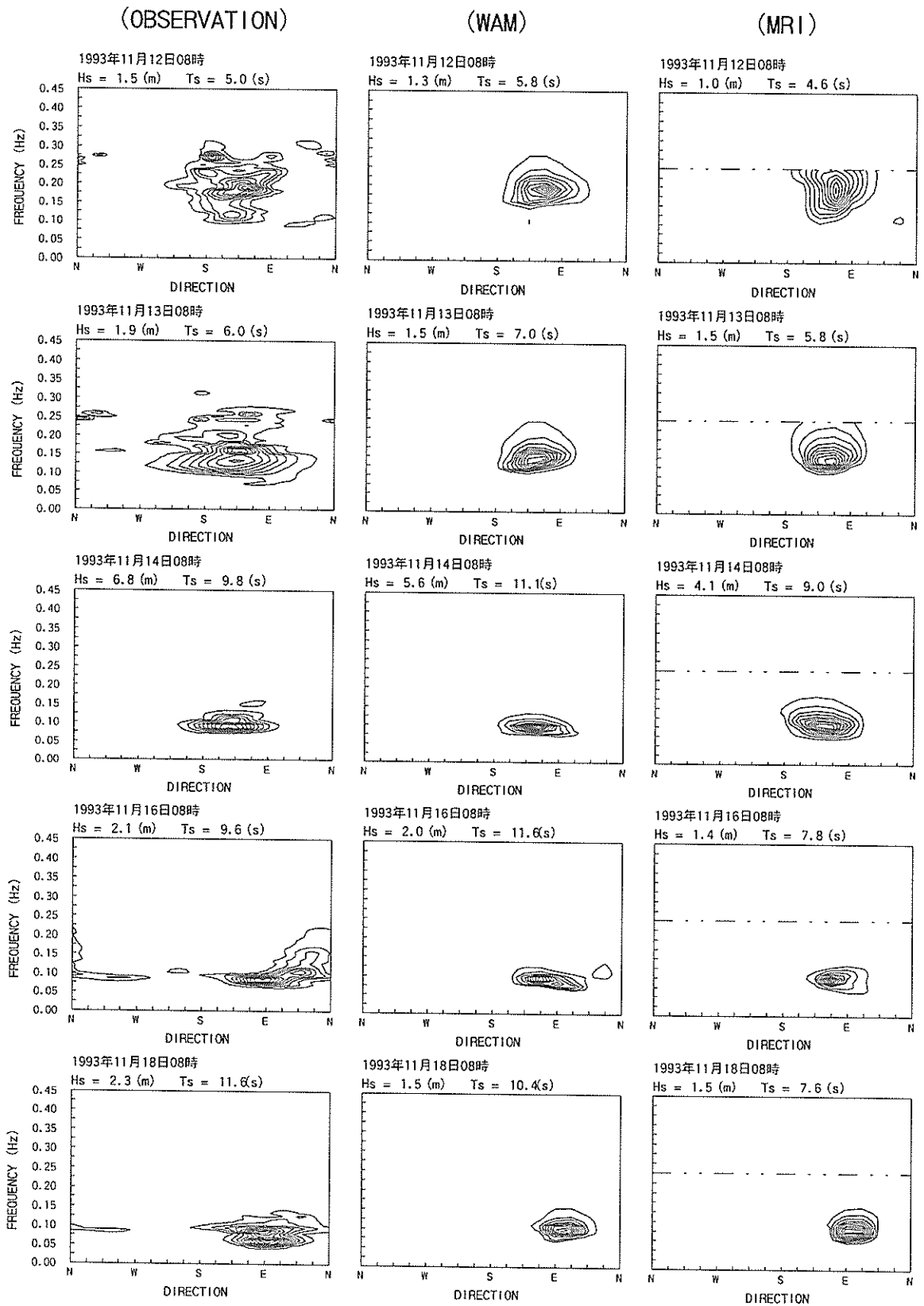


図-5.4(c) 方向スペクトルの比較図

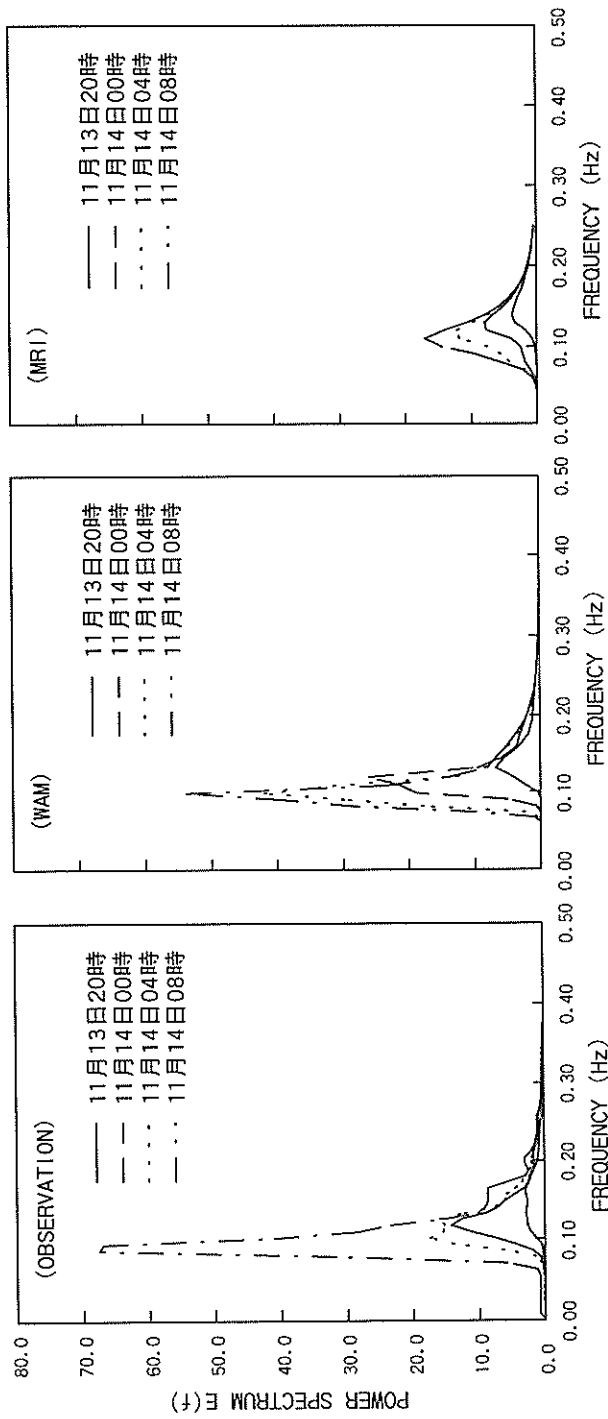


図-5.4 (d) 周波数スペクトルの比較図

(3) 図-5.5 (a) ~ (d) : 日本海低気圧
(11月25日~12月8日)

このケースは日本海の前線を伴った低気圧が東北地方を横断し、太平洋沖へ移動した際に発生した有義波高 3.18m の高波の例である。

図-5.5 (a) の風および波浪のベクトル図を見ると、低気圧が東北地方を横断する際に生じた S 方向の強風により高波が発生したと思われる。このケースでは、いわき沖と低気圧の位置から考えて、低気圧が接近する波浪の発達段階では、この低気圧によるうねりの影響は小さいと考えられる。しかし、低気圧が太平洋沖に抜けた 12 月 2 日以降は、この低気圧からと思われるうねりがいわき沖に來襲しており、このうねりによって高波がもたらされたものと考えられる。

図-5.5 (b) の時系列図で波高について見ると、WAM の推算値は若干低い値をとるものの観測値との対応は良い。しかし、MRI は WAM よりも低い値を示し、観測値との対応は良くない。風波成分については、WAM は観測値との対応は良いが、MRI は低めの値を示すことがわかる。また、周期についても上記と同様に、WAM の方が観測値との適合性が高い。うねり成分については、波高・周期共に WAM の方が現地観測結果との適合性がよい。

図-5.5 (c) の方向スペクトルの比較図を見ると、観測値では、初めは二方向波浪だったものが、低気圧の通過に伴い、次第に S 方向の強風による一方向波浪になる。低気圧通過後は太平洋沖の低気圧からのうねりと考えられる NE 方向のエネルギーが存在していることがわかる。この一連のスペクトル変化は、WAM では初期の二方向波浪が再現されているなど、低気圧の接近から通過まで、実際の波浪場をよく再現している。一方、MRI では初期の二方向波浪が再現できておらず、また、低気圧通過時の一方向波浪は再現されているものの、周波数方向に広がりを持ったスペクトル形となっているなど、実際の波浪場の再現性は低い。

図-5.5 (d) のピーク時の周波数スペクトルの比較図を見ると、WAM の周波数スペクトルの変化はエネルギーが小さいものの、現地のスペクトルの発達および鋭いスペクトル形状を表現できている。一方、MRI ではスペクトル形・エネルギーの大きさ共に表現できていないことが分かる。

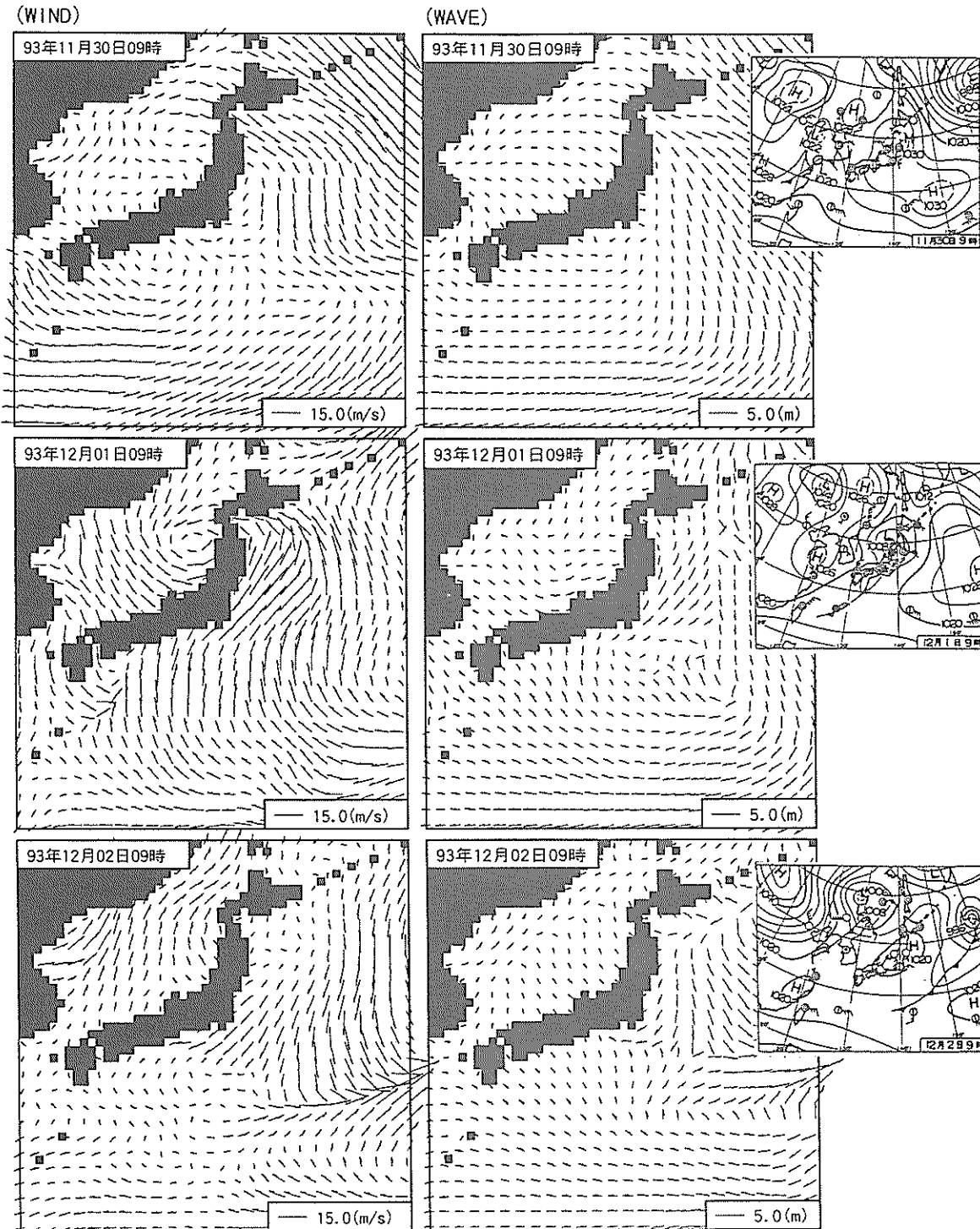


図-5.5(a) ECMWF 風データのベクトル図

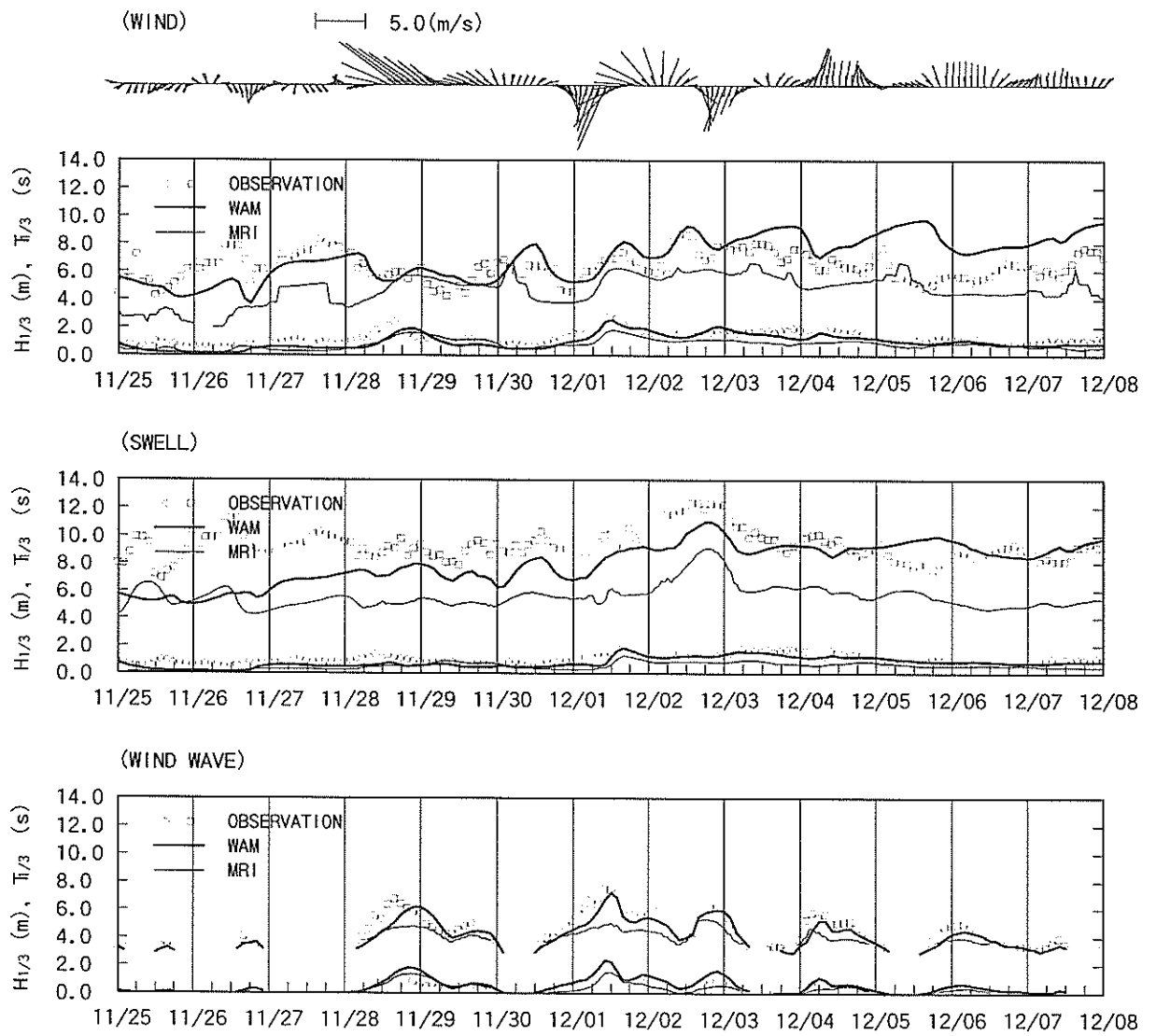


図-5.5(b) 時系列図

第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討

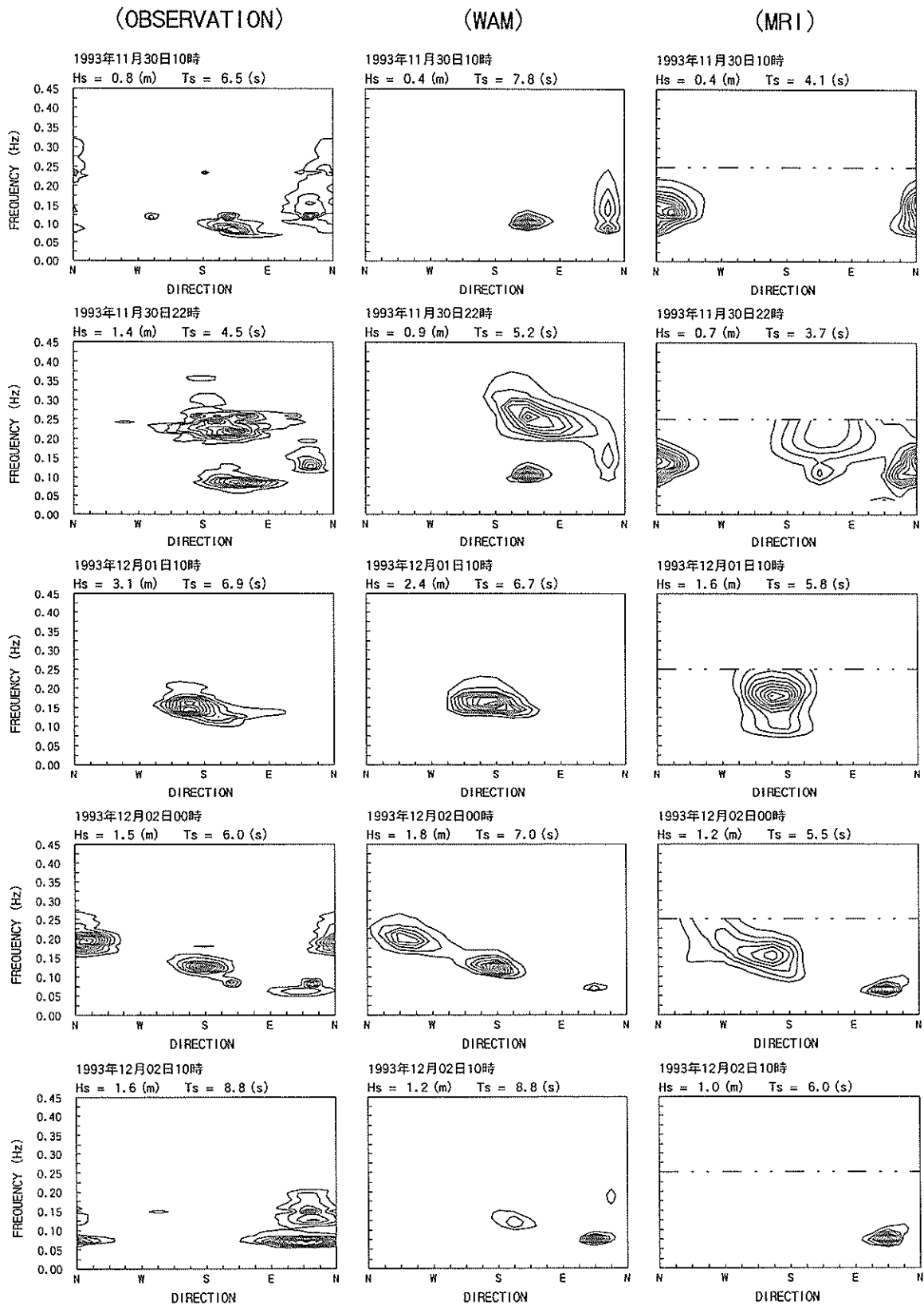


図-5.5(c) 方向スペクトルの比較図

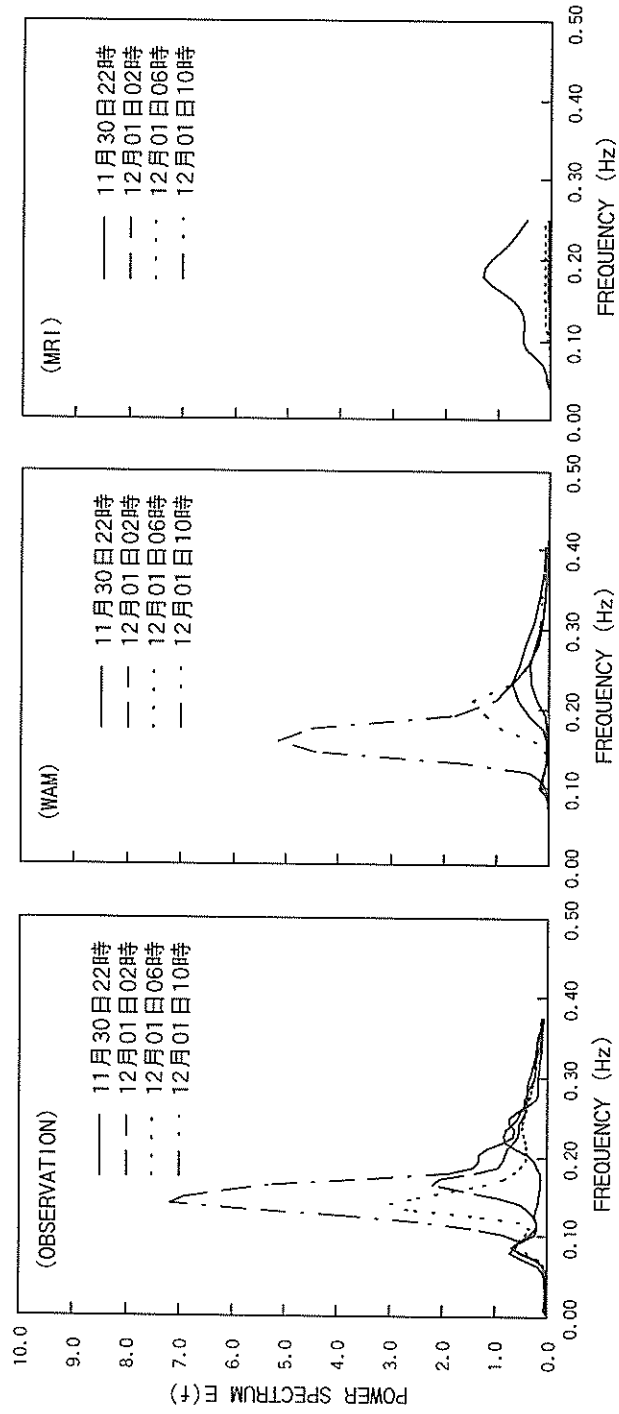


図-5.5(d) 周波数スペクトルの比較図

(4) 図-5.6 (a) ~ (d) : 東方低気圧からのうねり
(3月3日~3月17日)

このケースは西日本の太平洋側 (四国沖) にあった低気圧が発達しながら日本列島に沿って北上し、いわき沖の東側を通過した後、太平洋沖へ抜けた有義波高 6.65m の高波の例である。

図-5.6 (a) の風および波浪のベクトル図を見ると、波浪のピーク前日 (8日) には、低気圧による N 方向の強風が吹き、高波が発生したと考えられる。ピーク時 (9日) には、低気圧はいわき沖のはるか沖に移動するものの、低気圧からと思われるうねりがいわき沖に來襲しており、このうねりによって高波がもたされたと考えられる。

図-5.6 (b) の時系列をみると WAM・MRI ともにピーク前後の波高を過小に与えている。風波成分の波高については、WAM ではほぼ観測値を再現できているものの、MRI は低めの値を示している。一方、うねり成分については、両モデル共に過小な値を与える。したがって、ピーク前後において波高が過小であるのは、うねり成分を過小に与えていることによるものと考えられる。また、急激に風場が変化するピーク前後において、両モデルの風波成分を比較すると、WAM では風場が変化しても発達しているが、MRI では風場の変化に対応できずに発達開始が遅れており、WAM に比べて風波成分が十分に発達できなかったものと考えられる。一方、周期については、数値的

不安定が残っている初期の数日間を除き、WAM の方が観測データとの適合性はよい。MRI は観測値と比べて全体的にかなり低い値を示す。

図-5.6 (c) の方向スペクトルの比較図を見ると、最初 S 方向に卓越していたエネルギーが低気圧の接近に伴って、次第に S 方向から E 方向、さらに N 方向へと変化している。風が S 方向から完全に N 方向に変化する 3月7日後半から8日にかけては、S 方向のエネルギーはなくなり、NE 方向を中心としたエネルギー分布に変化している。この NE 方向のエネルギー成分は N 方向の強風による風波成分であると考えられる。この観測例に見られるスペクトル変化は WAM・MRI でも捉えられているが、7日18時の S 方向のエネルギーが残ったままである。この S 方向のエネルギーは風向きから判断してうねりと考えられ、両モデルでうねりが十分に再現されていないことが分かる。両モデルを比較すれば WAM の方が観測値との対応は良い。

図-5.6 (d) のピーク時における周波数スペクトルの比較図から、ピーク時の推算波高が小さいため、両モデルとも観測値に比べてエネルギーが小さいが、他のケースと同様、WAM の方が観測されたスペクトル形に近いことが分かる。WAM ではスペクトルの発達に伴うオーバーシュート・アンダーシュートの現象も生じており、より実現象に近い発達特性を再現できているものと思われる。

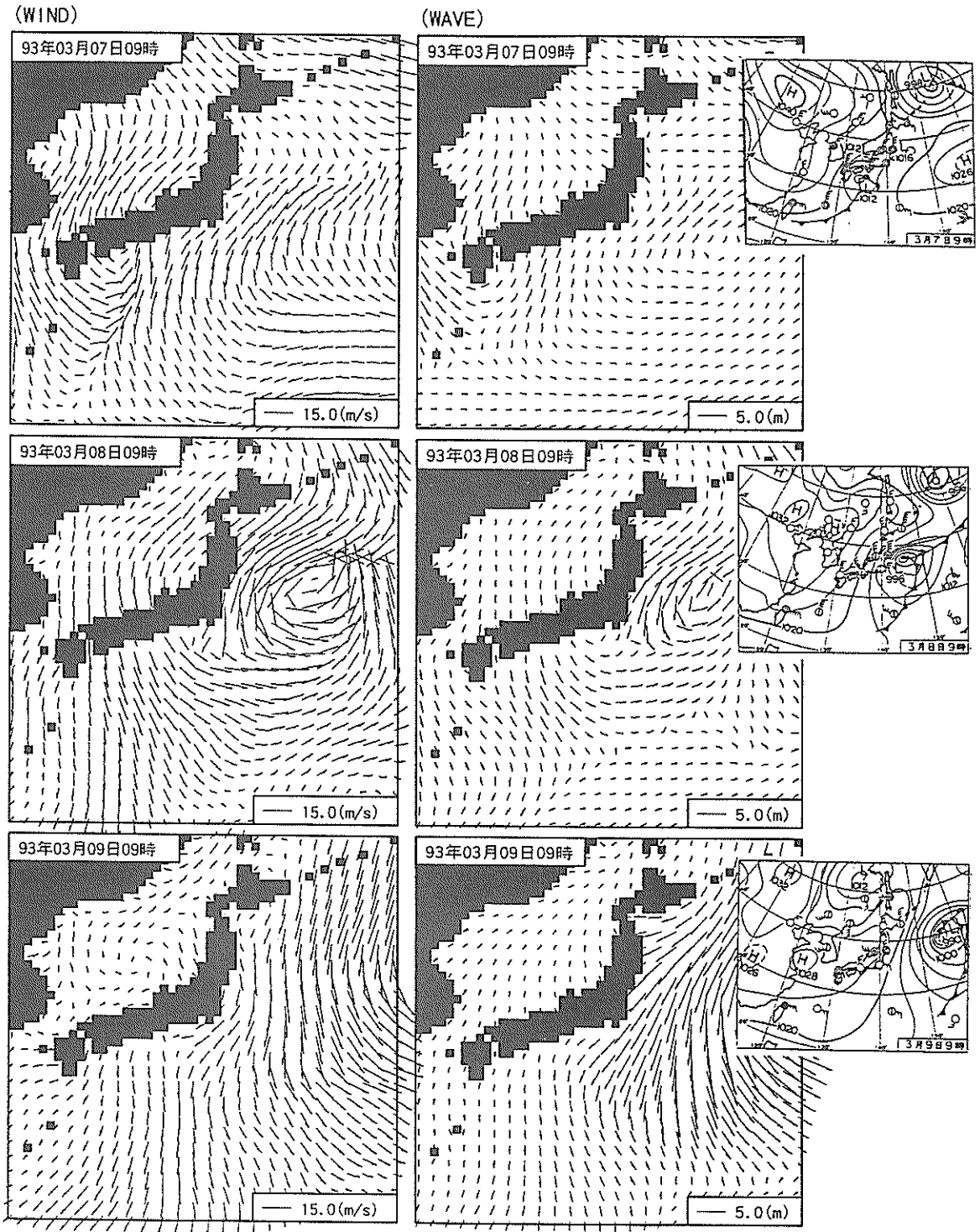


図-5.6(a) ECMWF 風データのベクトル図

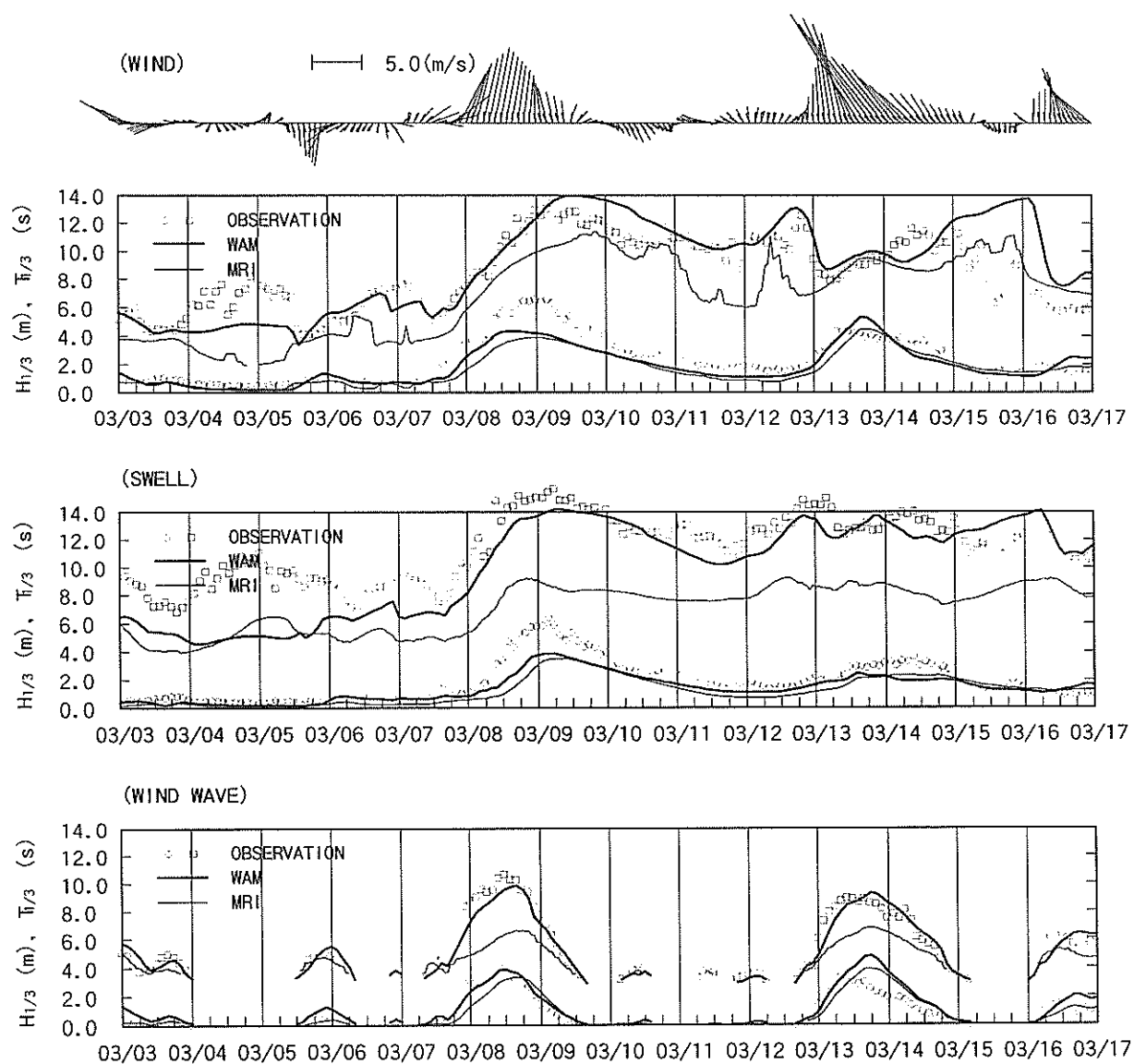


図-5.6(b) 時系列図

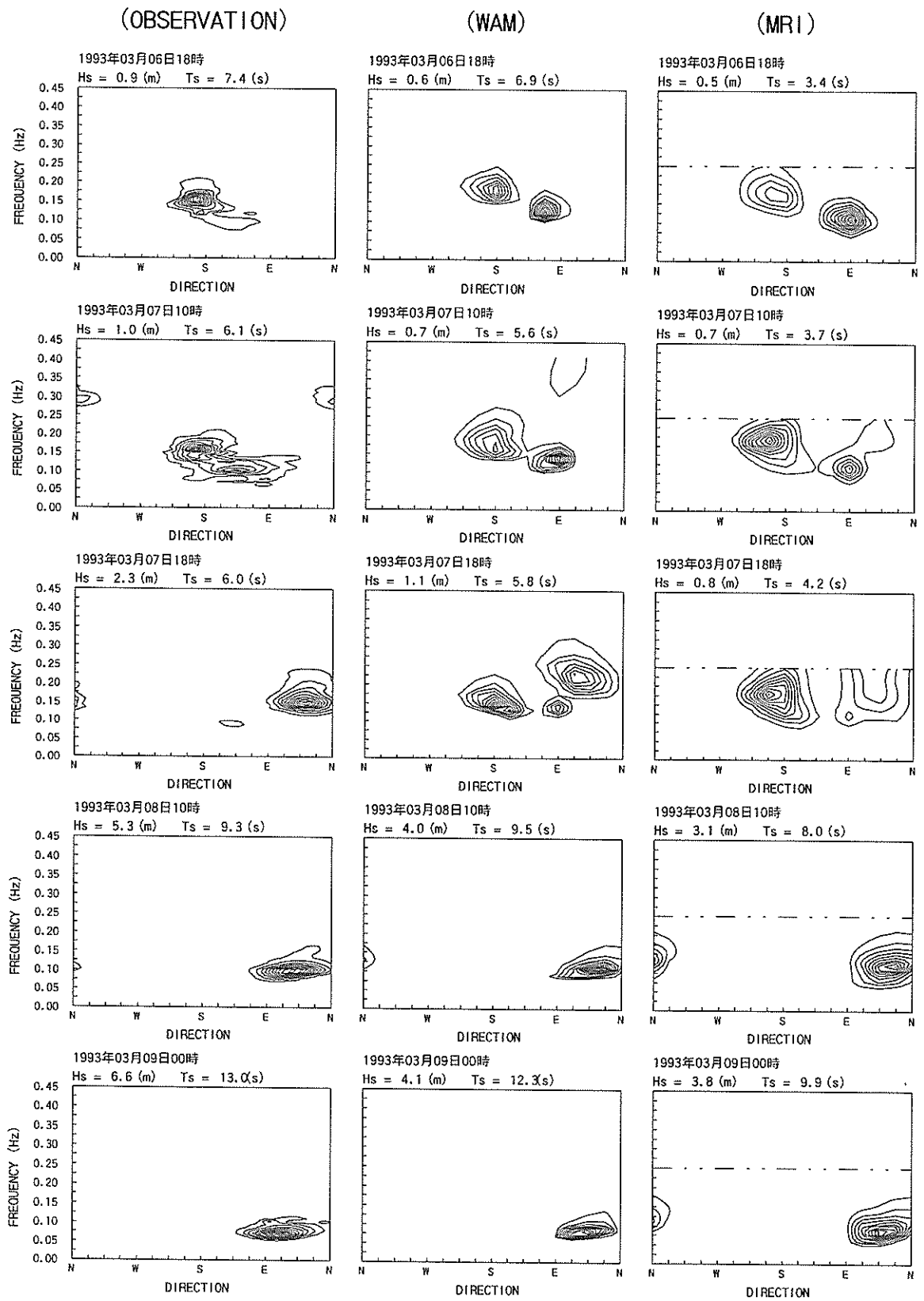
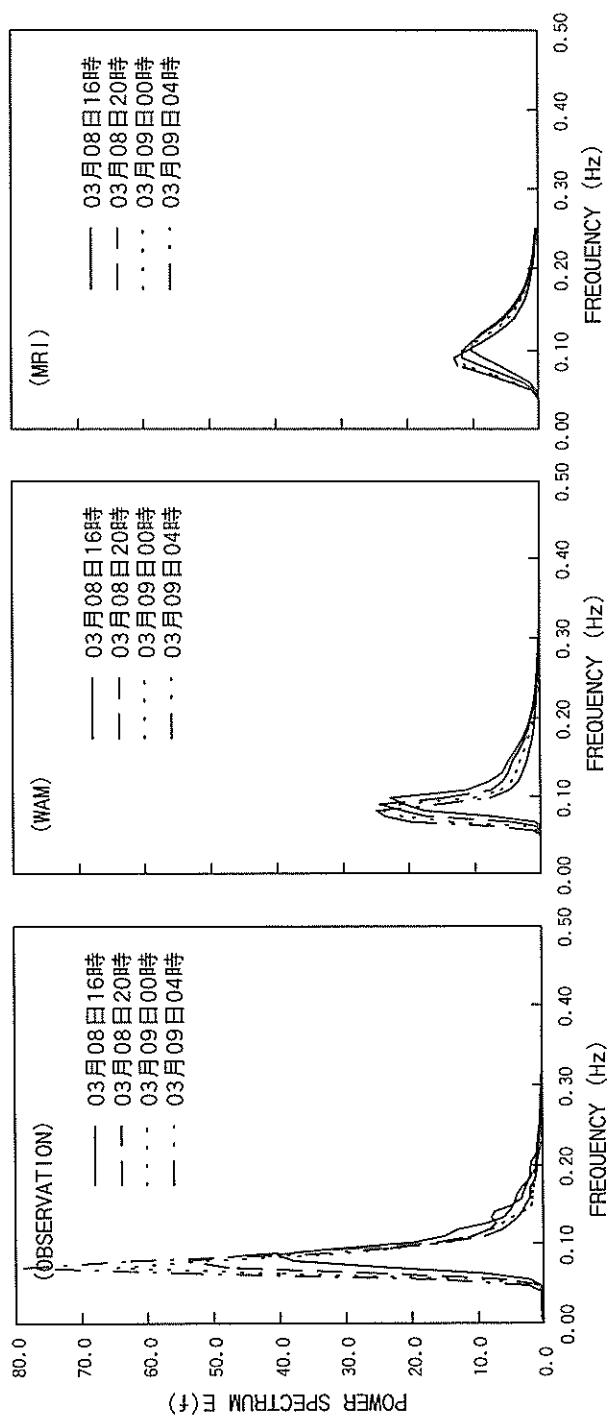


図-5.6(c) 方向スペクトルの比較図



図一5.6(d) 周波数スペクトルの比較図

6. まとめ

代表的な気象擾乱を対象として、WAM および MRI による波浪推算結果と現地観測結果との比較を行い、以下のことがわかった。

- (1) WAM と MRI による有義波高の推算値は、高波浪時に観測値に比べて過小な値を与える傾向があるが、一般に WAM の方が観測値に近い値を示す。また、有義波周期については、WAM は現地観測結果を良く再現できるのに対して、MRI の推算値は小さめの値を示す。
- (2) 方向スペクトルを比較した結果、MRI では観測結果に比べて周波数方向に広がった分布になるが、WAM ではピークの鋭いスペクトル形やオーバーシュートやアンダーシュートの現象を再現できることが分かった。また、WAM では二方向波浪場も良好に再現でき、MRI に比べて優れている。
- (3) WAM では発達上限のスペクトル形を仮定していないが、MRI では平衡スペクトルに PM スペクトルを仮定しており、ピークの鋭いスペクトル形状を再現することは困難であると考えられる。その結果、MRI ではスペクトルのモーメントから計算される有義波周期を過小に与える傾向がある。
- (4) うねり成分と風波成分に分離して検討した結果、高波浪時には WAM・MRI 両モデルともうねり成分を過小に与えることがわかった。
- (5) うねりが過小になる理由の一つは、差分スキームの精度の問題が考えられる。WAM・MRI とともに差分スキームに数値分散の大きな一次の風上差分を用いている。このためうねりの伝播に伴ってエネルギーが分散し、うねり成分が過小になったものと考えられる。この他、ソース項の取り扱いにも問題がある。MRI では PM スペクトルを平衡スペクトルとして便宜的に導入している問題があり、一方、WAM でも非線形相互作用のパラメータのチューニングが PM スペクトルに適合するように設定されている。また、ソース項の計算時間ステップ毎のエネルギーの増分に上限を設けるなどの制限が導入されている。

7. おわりに

本報告で検討したように、WAM は MRI に比べて方向スペクトルの再現性が良いなど推算精度が高い。しかし、WAM においてもうねりを過小に与えるなどの問題があることが判明した。この原因としては、移流伝播計算の差分スキームの問題や、非線形相互作用によるエネルギー輸送項が PM スペクトルに適合するようにチューニングされていることなどが考えられる。したがって、今後さらに推算精度の高い波浪推算モデルを開発するためには、未解明のまま残されているエネルギー消散項の適切な定式化のほか、差分スキームの改良や非線形相互作用によるエネルギー輸送項の改良等が必要であると考えられる。

非線形相互作用によるエネルギー輸送項の改良については、現在、筆者ら⁴⁾は WAM で用いられている離散相互作用近似 (DIA) の拡張を行い (拡張 DIA)、高精度化に関する検討を進めている。このような拡張された DIA を WAM に導入した結果については、別の機会に報告する予定である。

最後に、本研究を行うに際し、いわき沖で定常観測を担当された小名浜港工事事務所をはじめとする運輸省第二港湾建設局の関係各機関、風解析値を提供していただいた ECMWF ならびにブイロボット観測資料を提供していただいた気象庁海務課に謝意を表します。
(1999年9月30日受付)

参考文献

- 1) Sverdrup, H. U. and Munk, W. H. : Wind sea and swell. Theory of relation for forecasting, U. S. Navy Hydrogr. Office, Washington, No. 601, 1947, 44pp.
- 2) Bretschneider, C. L. : The generation and decay of wind waves in deep water, *Trans. A. G. U.*, 33(3), 1952, pp.381-389.
- 3) Bretschneider, C. L. : Revision in wave forecasting; deep and shallow water, *Proc. 6th Conf. Coastal Eng.*, 1958, pp. 30-67.
- 4) Wilson, B. W. : Deep water wave generation by moving wind system, *Proc. ASCE*, 87(WW2), 1961, pp.113-141.
- 5) Wilson, B. W. : Numerical prediction of ocean

- waves in the North Atlantic for December 1959, *Deut. Hydrogr. Zeit.*, 18, 1965, pp.114-130.
- 6) 井島武士：波浪の数値予測，水工夏期研修会講義集A，1968年，p.2-1~p.2-30.
 - 7) 堀川清司・西村仁嗣・小沢保臣・宮本幸始：別府湾における台風時の波浪推算について，第18回海岸工学講演会論文集，第18巻，1971年10月，pp.7~12.
 - 8) Pierson, W.J., G. Neumann and R.W. James : Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics, *H.O. Pub. 603*, U.S. Navy Hydrographic Office, 1955, p.284.
 - 9) Hasselmann, K. : Grundgleichungen der Seegangsvoraussage, *Schiffstechnik*, 7, 1960, pp.191-195.
 - 10) Longuet-Higgins. M. S. : On the statistical distribution of the height of sea waves, *J. Mar. Res.*, 11, 1952, pp.245-266.
 - 11) Cartwright, D. E. and Longuet-Higgins. M. S. : Statistical distribution of the maxima of random function, *Proc. Roy. Soc. A*, 237, 1956, pp.212-232.
 - 12) Phillips, O. M. : On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, 2, 1957, pp.417-445.
 - 13) Miles, J. W. : On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, 3, 1957, pp.185-204.
 - 14) Hasselmann, K. : On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part I. General theory, *J. Fluid Mech.*, 12, 1962, pp.481-500.
 - 15) Isozaki, I. and Uji, T. : Numerical prediction of ocean wind waves, *Paper Meteorol. Geophys.*, 24, 1973, pp.207-231.
 - 16) Inoue, T. : On the growth of the spectrum of a wind-generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting, *Geophys. Sci. Lab. Rep.*, New York Univ., No. TR67-5, 1967, pp.74.
 - 17) Pierson, W. J. and Moskowitz, L. : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, 1964, pp.5181-5190.
 - 18) Hasselmann, K. and 15 authors : Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deut. Hydrogr. Z.*, A8(12), 1973, 95pp.
 - 19) Mitsuyasu, H. and 6 authors : Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 1975, pp.750-760.
 - 20) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves I, *Rept. Res. Inst. Appl. Mech.*, Kyushu Univ., 16, 1968, pp.459-465.
 - 21) Mitsuyasu, H. and 6 authors : Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1980, pp.286-296.
 - 22) Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary processes I, On the growth process of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 28, 1972, pp.109-120.
 - 23) Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary processes III, On the spectrum of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 29, 1973, pp.209-220.
 - 24) Günther, H. and 5 authors : A hybrid parametrical wave prediction model, *J. Geophys. Res.*, 84, 1979, pp.5727-5738.
 - 25) Uji, T. : A coupled discrete wave model MRI-II, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 40, 1984, pp.303-313.
 - 26) Kawai, S., Joseph, P. S. and Toba, Y. : Prediction of ocean waves based on the single-parameter growth equation of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 35, 1979, pp.151-167.
 - 27) Joseph, P. S., Kawai, S. and Toba, Y. : Ocean wave prediction by a hybrid model-Combination of single-parameterized wind waves with spectrally treated swells, *Tohoku Geo. phys. J.*, Tohoku Univ., Ser. 5, 28, 1981, pp.27-45.
 - 28) Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity-wave spectrum, *Hamb. Geophys. Einzelschriften*, Reihe A : Wiss.

- Abhand., 52, 1981, 138p.
- 29) Hasselmann, S. and 3 authors : Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1985, pp.1378-1391.
- 30) The WAMDI Group : The WAM model-A third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1988, pp.1775-1810
- 31) Komen, G. J. and 5 authors : *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*, Cambridge University press, 1994.
- 32) 植野耕司・石坂正雄 : 風波の非線形エネルギー輸送の効率的な計算法, 測候時報, 第 64 巻, 1997 年, pp. 75~80.
- 33) Suzuki, Y. and Isozaki, I. : On the development of a global ocean wave model JWA3G, *Proc. Pacific Ocean Remote Sensing Conf. in Melbourne, Australia*, 1994, pp. 195-201
- 34) Suzuki, Y. : Development and application of a global ocean wave prediction model including nonlinear interactions and dissipation, Dr. Thesis, University of Tokyo, 1995, 182pp.
- 35) 後藤智明・亀山豊・柴木秀之 : 日本沿岸波浪の推算システム, 海洋開発論文集, Vol. 8, 1992 年 6 月, pp.47~52.
- 36) Janssen, P. A. E. M. : Wave-induced stress and the drag of air flow over sea wave, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1989, pp.745-754.
- 37) Janssen, P. A. E. M. : Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1991, pp.1631-1642.
- 38) Hasselmann, K. : On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, *Boundary Layer Meteorol.*, 6, 1974, pp.107-127.
- 39) Komen, G. J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : On the existence of a fully developed wind sea spectrum, *J. Phys. Oceanogr.*, 3, 14, 1984, pp.1271-1285.
- 40) Masuda, A. : Nonlinear energy transfer between wind wave, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1980, pp.2082-2093.
- 41) Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, part 1: A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1985, pp.1369-1377.
- 42) 橋本典明・永井紀彦・浅井 正・菅原一晃 : 海洋波の方向スペクトルの推定における最大エントロピー原理法 (MEP) の拡張, 港湾技術研究所報告, 第 32 巻第 1 号, 1993 年 3 月, pp. 3~25.
- 43) 永井紀彦・菅原一晃・清水勝義・橋本典明 : 全国港湾海洋波浪観測年報 (NOWPHAS 1993), 港湾技研資料, No.796, 1995 年 3 月, 309p.
- 44) 橋本典明・川口浩二・鈴木正芳 : 海洋波の非線形相互作用における離散相互作用近似の拡張, 第 46 回海岸工学講演会論文集, 第 46 巻, 1999 年 11 月.

記号表

A	; Phillips の共鳴機構に関する係数
B	; Miles の不安定機構に関する係数
c	; 位相速度
C_0	; 周波数比率
$C_{1/3}$; 有義波高の位相速度
C_D	; 抗力係数
C_{dis}	; S_{dis} 項における定数
C_g	; スペクトルの成分波の群速度
C_{nt}	; 離散相互作用近似法による結果が厳密解と合うように調節した無次元定数
d	; 水深
D_1, D_2	; エネルギー消散項における減衰係数
E	; 波浪の方向スペクトル
\bar{E}	; 波浪スペクトルの全エネルギー
E_w	; 平衡スペクトル
F, F_1, F_2	; 吹送距離
f	; 周波数
f_{bf}	; 高周波限界
f_{min}	; 最小周波数
f_{max}	; 最大周波数
f_{PM}	; PM スペクトルのピーク周波数
h	; 海面からの高さ
$H_{1/3}$; 有義波高
\bar{H}	; 平均波高
k	; 波数
\mathbf{k}, \mathbf{k}_w	; 波数ベクトル

第3世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討

m_0	; スペクトルの 0 次モーメント	β_m	; Miles の定数
M_n	; 数値離散行列	Λ_n	; 対角行列
n	; 時間ステップ数	γ	; 波の発達率
n_i	; 波の作用密度	γ_d	; 碎波によるエネルギー減衰率
N_n	; 残差行列	γ_m	; パラメータ
Q	; スペクトル成分の結合係数	$\Gamma(\theta)$; 方向分布関数
R	; 地球半径	δS_m	; 非線形エネルギー伝達の単位時間あたりの変化量
S	; エネルギーソース関数	ε	; 大気と水との密度比
$S(f)$; 周波数スペクトル	θ	; 波向
S_b	; 碎波によるエネルギー消散項	θ_w	; 風向と波向とのなす角
S_{bf}	; 底面摩擦によるエネルギー消散項	κ	; カルマン定数
S_d	; 内部摩擦によるエネルギー消散項	λ	; 経度
S_{dis}	; 碎波や海底摩擦などのエネルギー消散項	λ_w	; DIA 近似におけるパラメータ
S_m	; 風から波へのエネルギー輸送項	μ	; 無次元臨界高さ
S_{nl}	; 非線形相互作用によるエネルギー輸送項	ν_j	; 平均群速度
S_w	; 逆風によるエネルギー消散項	τ	; 海面波上の大気流れの応力
t	; 時間	τ_w	; 波の誘発応力
$T_{1/3}$; 有義波周期	ϕ	; 緯度
u_*	; 風の摩擦速度	Φ	; エネルギーフラックス
U	; 風速	φ	; 風向
U_{10}	; 海面上 10m の風速	ω	; 角周波数
$U_{19.5}$; 海面上 19.5m の風速	Ω	; パラメータ
U_5	; 海面上 5 m の風速		
U_h	; 海面 h m における風速		
X	; パラメータ		
x	; 空間座標		
z_c	; 臨界高さ		
z_0	; 粗度長さ		
$\langle f \rangle$; 平均周波数		
$\langle k \rangle$; 平均波数		
$\langle \omega \rangle$; 平均角周波数		
ΔE	; スペクトルの増分量		
Δt	; 時間間隔		
Δx	; 緯度増分 (直交座標系)		
Δy	; 経度増分 (直交座標系)		
$\Delta \theta$; 波向の格子幅		
$\Delta \lambda$; 経度増分 (球面座標系)		
$\Delta \phi$; 緯度増分 (球面座標系)		
$\Delta \omega$; 角周波数格子幅		
α	; 定数		
β	; Miles のパラメータ		