

# 日本海における季節風時の波浪予知 (2)

—波浪の数値予知—

土屋 義人・山口 正隆・平口 博丸

## PREDICTION OF OCEAN WIND WAVES WITH WINTER MONSOONS IN THE JAPAN SEA (2)

—Numerical Prediction of Wind Waves—

By Yoshito TSUCHIYA, Masataka YAMAGUCHI and Hiromaru HIRAGUCHI

### Synopsis

The prediction of huge waves in the Japan Sea is very important to prevent or mitigate coastal disasters. A series of numerical prediction of wind waves generated by monsoons is carried out by the wave prediction model of Yamaguchi and Tsuchiya for a period of about two months starting from February 8, 1981. Wave characteristics predicted are compared with wave data observed along the coasts of the Japan Sea. The applicability of the wave prediction model is practically very good. Growing and decaying processes of wind waves in the period of monsoons are considered to find possibility of the occurrence of huge waves which have sometimes attacked Toyama coasts and are called Yorimawari-nami waves in the district.

### 1. 緒 言

日本海においては、主として季節風によって異常波浪が発生し、海難のみならず、海岸災害の主要因になっていることは周知のとおりである。とくに、富山湾から越後地方に襲撃する通常寄り廻り波といわれる波は、非常に発達した季節風がこれらの地方を通過して後、風がなく凪いだ海に突然襲撃するうねり状の高波浪をいい、昔から沿岸住民に恐れられている異常波浪のひとつである<sup>1)</sup>。低気圧の通過後、1~2日経ってから発生することが大きな特徴であり、それだけに無警戒になりがちな沿岸での被害は大きく、最近では昭和54年3月31日に滑川で、また昭和55年12月25日には水見、高岡で死者や漁船の転覆などの事故が起きたり、これが海岸侵食の主原因となっている。このような高波浪は、これらの地域に限らず、山形、秋田などの諸県沿岸にも起るようであるが、その規模と被害の面からいって富山湾付近が最も顕著であり、それだけに大きな社会問題となっている。実際、富山・伏木海上保安部が中心となり、富山地方気象台や海事関係者らの協力を得て、その予報に取り組み出している。

また、寄り廻り波の発生機構に関する研究もいくつか行われており<sup>1)</sup>、低気圧が日本海を通過するときに生じた擾乱がうねりとして富山湾に伝播するという説、富山湾の静振(セイシュ)によってうねりが増幅されるとする説をはじめ、外海から非常に遅い速度で襲撃した波浪であるとする説など種々提案されているが、必ずしもその発生機構は説明されていない。最近の研究<sup>1), 2)</sup>では、寄り廻り波発生時の天気図に関する考察から、次のことが明らかにされている。すなわち、西高東低の強い冬型の気圧配置のときに発生し、北海道あるいはその東方海上に非常に発達した低気圧が存在し、しかもこのような状態が半日以上も継続している場合がほとんどである。この間、間宮海峡から北海道西方海上にかけては、等気圧線が北東あるいは北の方向に走って気圧傾度が急となり、強い風場が形成されている。このような日本海北部における北あるいは

は北東の強風によって発生した波浪が、寄り廻り波となって来襲してくるものと考えられる。その他、この波浪の発生には、日本海沿岸の地形的特性も微妙に影響しているものと考えられる。

本研究では、寄り廻り波で代表されるような日本海沿岸における異常波浪の予知を目的とし、その基礎的研究として、まず、著者ら<sup>3)</sup>が提案した波浪のエネルギー平衡方程式に基づく数値予知モデルによって、一様風域場を想定した場合の日本海の波浪予知を行って、風波の発生・発達と減衰の実態を調べたあと、1981年2月および3月の約2ヶ月間における冬期季節風時の波浪予知へこれを適用する。この場合、3時間毎の天気図から推定された海上風場を人力として、本数値予知モデルによって推算して、日本海沿岸各地の波浪観測記録と比較し、その適用性を検討する。この数値予知モデルは、一様風域場の方向スペクトルを定式化して、これをエネルギー平衡方程式に導入したもので、最初琵琶湖の波浪予知に適用され、次いで著者のひとり山口<sup>3)</sup>によって紀伊水道から大阪湾に適用された。実際の波浪推算においては、方向分布関数などを若干修正した場合について検討したが、基本的には同一である。このようにして、対象とした季節風による日本海における波浪の発生・発達および減衰の特性を究明するとともに、この過程において果してどのようなときに、どのようなメカニズムで寄り廻り波が発生するのか、その発生機構を考察する。また、寄り廻り波の記録によると、台風によっても発生するようである。とくに、昭和40年9月の台風6524号の場合の記録が残されているので、この台風をモデル化し、これを外力とした場合をシミュレーションし、台風によってもその経路や規模によっては寄り廻り波の発生の可能性があるかどうか検討したが、ここでは省略する。

なお、本研究の実施に当たっては、当然のことながら日本海の海上風の適切な推定が必要であるが、幸い当研究所光田寧教授、塚本修助手および京都産業大学藤井健教授の御協力によって、詳細に海上風を推定することができた。その成果は本研究の第1報としてとりまとめられているので、ここではその成果を本波浪数値予知モデルの入力として全面的に利用することにする。

## 2. エネルギー平衡方程式に基づく波浪の数値予知法

本章では、従来の波浪予知法を概観するとともに、最近の観測結果から得られた研究成果について述べる。次いで、本研究で用いる波浪の数値予知モデルを示し、その数値計算法について述べる。最後に、その数値予知モデルを日本海に適用し、一様風によるシミュレーションを行い、日本海での波浪の基本的特性を考察するとともに、数値予知モデルの適用性について述べる。

### 2.1 波浪予知法の現状

風波の推算法の先駆的研究としては、Sverdrup および Munk により開発され、それを Bretschneider や Wilson らが改良したいわゆる SMB 法がある。この方法は、有義波の概念による統計量を風速、吹送距離および吹送時間と結びつけたものである。その後、Pierson により風波を不規則過程としてとらえることが提唱され、波浪の不規則性をエネルギースペクトルで表示し、そのスペクトル構造から波浪を推算する PNJ 法が開発された。これらの方法は、いずれも観測結果、または実験によって導かれたものであり、これまでにもいろいろの問題点が指摘されてきたが、実用的な面では、風域が変化する場合や浅海域での予知法まで提案されており、比較的簡便に波浪を予知できるので、現在でもなお実用に供せられている。

1950年代には、風波の発生・発達に関する力学的機構が Miles や Phillips らによって精力的に研究され、その機構もかなり解明されたかに思えたが、観測技術の進歩に伴い、より高精度の観測結果が集積されるようになり、風波の発生・発達理論の欠陥がわかってきた。また、Hasselmann<sup>4)</sup>による波浪エネルギー平衡方程式が提案され、この方程式を時空間で直接数値計算するいわゆる波浪スペクトルの数値予知法が開発された。この波浪スペクトルの数値予知法は、次式で表わされる波浪スペクトル  $E$  に関するエネルギー平衡方程式、すなわちエネルギーの連続式を風場を与えて数値積分することにより、波浪スペクトルの時空間における変化を求め、その結果から波浪の特性としての各種統計量を計算する方法である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + C_g \cdot \nabla E &= S \\ S &= S_{is} + S_{as} + S_{ds} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $C_g$  は波浪の伝播速度スペクトル、 $t$  は時間であり、また  $S$  は風波のエネルギーの授受を表わす関数で、大別すると、波と風との相互作用によるエネルギーの供給を表わす  $S_{in}$ 、成分波間の非線形相互作用によるエネルギーの出入を表わす  $S_{nl}$ 、および砕波などによる波浪の場からのエネルギー逸散を表わす  $S_{out}$  とから表わされる。この方法は、エネルギーの連続性に基づいており、原理的には極めて一般性のあるすぐれた方法ではあるが、風の場合から波浪の場合へのエネルギーの授受をはじめとした波浪の発生・発達、波と波との相互干渉および減衰機構などの力学的機構が十分には解明されておらず、基本的な点でまだ問題が残されている。すなわち、式(1)で表わされたいわゆる source function の表現法が、各研究者により少しずつ異なっている。例えば、 $S_{in}$  の項の評価は、Phillips および Miles の理論を基礎におきながらも、種々の観測データや観測結果に基づいた経験式を用いているのが現状であり、また  $S_{out}$  に関しては、砕波などによる波浪エネルギー逸散に関する力学的機構が明らかでないため、これを表わすのに便宜的な方法として、次のような取扱いをしている。すなわち、風波の発達とともに、砕波などによるエネルギー損失は増大し、風波が充分発達すると、エネルギー損失と風からのエネルギー輸送とはちょうど打ち消し合うようになるとしている場合が多い。しかも、風波の発達過程において、重要な役割を果たすと考えられる波浪の非線形性によるエネルギー伝達  $S_{nl}$  に関しては、計算が非常に複雑であるため、全く無視するか、あるいはパラメータ化した実用式を用いている。このような問題点を有しながらも、この予知法はすでに実用化されており、わが国でも気象庁では、磯崎ら<sup>6)</sup> によって改良提案されたモデルを用いて、定常的に本年度より波浪予報を始めることになっている。

風波におけるエネルギーの供給、分配および逸散過程の力学的機構の解明が精力的に実施されてきた。その最近の研究の中で、風域内で発達過程にある風波のスペクトル形状が安定した相似性を保つことが報告された。このような現象の生ずる原因を Hasselmann ら<sup>5)</sup> は、JONSWAP で得られた観測結果から、波浪スペクトルの自己安定化作用にあるとしている。すなわち、発達過程にある風波では、波と波との強い非線形相互作用によって、スペクトルのピーク付近から低周波および高周波側にエネルギーが移流する。高周波側に移流したエネルギーは砕波などによって失われ、またピーク付近から失われたエネルギーは、風の場合から供給される。このような結果として、低周波側に移流したエネルギーの分だけ全体としてエネルギーレベルが増大し、それに伴ってピークが低周波側へと移行してゆく。しかも、ピーク付近におけるこのようなエネルギー授受による平衡は、波浪や風の場の時間スケールに比べてはるかに小さく、その結果、スペクトルの相似性が維持されていると考えられている。そこで、Hasselmann ら<sup>7)</sup> はこのようなスペクトルの相似性に着目し、次に述べるような波浪のパラメータ予知法を提案している。

波浪のパラメータ予知法とは、次のようなものである。相似形を保ちながら発達する風波のスペクトルを規定するパラメータとして、スペクトルのピーク周波数  $f_m$  および全エネルギー  $E$  を選ぶならば、これらと風速および吹送距離との間には一定の関係が保たれていることから、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、波浪のスペクトルの変化を予知しようとする方法である。ここでは、スペクトル形の相似性を仮定していることから明らかなように、風域を離れて相似性を維持していた波浪の非線形伝達と風の場合からのエネルギー供給とのバランスが保たれなくなった場合、例えばうねりに対しては適用できない。そこで、発達過程にある風波をパラメータ予知法で計算し、うねりに転化した後は、数値モデルで計算するといういわゆるハイブリッドパラメータ予知法<sup>8)</sup> なども提案されている。

このようなパラメトリックな予知法においては、風波からうねりに変化する時期の判定法に関する問題、またうねりのうねに風波が乗ったような場合をどのようにして表現するかなど、今後解決すべき点があるようである。なお、鳥羽<sup>9)</sup> は独自の考え方によって単一パラメータ波浪推算法を提案しているが、これもハイブリッドパラメータ予知法のひとつである。

## 2.2 波浪の数値予知モデル

前節で述べたように、波浪のエネルギー平衡方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial t} + V(E(f, \vartheta, X, t)C_p) = S(f, \vartheta, X, t) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $E(f, \vartheta, X, t)$ ; 方向スペクトル  $f$ ; 周波数,  $\vartheta$ ; 方向,  $X$ ; 位置スペクトル, および  $S(f, \vartheta, X, t)$ ; source function である。最近の研究では、ピーク周波数より高周波数側での波速は、線形分散関係より若干大きくなることが指摘されているが、ここでは、波浪は各成分波の群速度で伝播し、場所には依存しないものとする。そうすると式(2)は、次式のように変形される。

$$\frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial t} + C_p(f) \cos \vartheta \frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial x} + C_p(f) \sin \vartheta \frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial y} = S(f, \vartheta, X, t) \dots\dots\dots (3)$$

この式の左辺は、波浪エネルギーの時間的变化および波が各成分波で伝播することによるエネルギーの移流を表わす。また、右辺は波浪エネルギーの実質的な増減を表わす。前述したように、波の発生・発達あるいは減衰機構に関しては、いまだ力学的に未知な点が多く、source function の表現法については、各研究者によっていろいろな表示が試みられてきた。この点に関しては、従来の方法を踏襲し、今後の研究を待つとして、本研究では新たな平衡方向スペクトルを導入することによって、波浪の数値予知モデルを展開した著者ら<sup>3)</sup>の方法によることとし、まずその概要を述べる。

風波の方向スペクトル  $E(f, \vartheta)$  を波向  $\vartheta$  について全方向について積分したものは周波数スペクトルとなる。

$$\int_0^{2\pi} E(f, \vartheta) d\vartheta = E(f) \dots\dots\dots (4)$$

すなわち、この1次元スペクトルは、一点において測定された水位変動  $\eta(t)$  をスペクトル解析することによって比較的容易に求められるので、これに関しては非常に多く研究がなされてきた。さて、ここで2次元スペクトル  $E(f, \vartheta)$  を便宜的に、

$$E(f, \vartheta) = E(f)D(f, \vartheta) \dots\dots\dots (5)$$

で表すと、 $D(f, \vartheta)$  は波の進行方向別のエネルギー配分を示す分布関数で、一般に方向分布関数と呼ばれる。したがって、

$$\int_0^{2\pi} D(f, \vartheta) d\vartheta = 1 \dots\dots\dots (6)$$

なる関係が存在する。著者ら<sup>10)</sup> は、一様風域場とみなすことのできる琵琶湖での観測結果から、平衡方向スペクトル  $E_\infty(f, \vartheta)$  を導いたので、本研究ではそれを採用する。すなわち、波が完全に発達し平衡状態に達したときの方向スペクトル  $E_\infty(f, \vartheta)$  を、平衡周波数スペクトル  $E_\infty(f)$  と平衡方向分布関数  $D_\infty(f, \vartheta)$  との積で次式のように与える。

$$E_\infty(f, \vartheta) = E_\infty(f)D_\infty(f, \vartheta) \dots\dots\dots (7)$$

とし、平衡方向分布関数として次式の円正規分布を仮定する。

$$D_\infty(f, \vartheta) = \frac{\exp \{a \cos (\vartheta - \vartheta_0)\}}{2\pi I_0(a)} \dots\dots\dots (8)$$

このとき形状母数  $a$  は、次式のように表わされる。

$$a = 7.11 \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-1.99} \exp \left\{-0.074 \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-7.85}\right\} \gamma_0 \exp \left\{-\frac{(f-f_m)}{2\sigma^2 f_m}\right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $\gamma_0 = 1.62$  および  $\alpha = 0.211$  であり、 $I_0$ ; 0次の第1種変形 Bessel 関数、 $\vartheta_0$ ; 波の主方向、および  $f_m$ ; ピーク周波数である。このようにして得られた形状母数  $a$  のピーク周波数付近での値は、従来外洋で得られている値に比べてはるかに大きく、方向分散性がきわめて小さい。ただし、円正規分布は全平面上で定義されているが、風波の発達特性を考慮して、実用上半平面で有限値をとる  $\cos^2 \vartheta$  形関数を用いる。すなわち、

$$D_{\infty}(f, \vartheta) = \begin{cases} \frac{\Gamma\{(n+2)/2\}}{\sqrt{\pi}\Gamma\{(n+1)/2\}} \cos^n(\vartheta - \vartheta_0); & |\vartheta - \vartheta_0| \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 & ; |\vartheta - \vartheta_0| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \dots\dots\dots(10)$$

ここに、 $\Gamma$ ; ガンマ関数である。また、 $a$  と  $n$  との関係は最小自乗法によって、次式のように定められている。

$$n = \begin{cases} 1.01a - 1.05; & n > 2 \\ 2 & ; n \leq 2 \end{cases} \dots\dots\dots(11)$$

なお、従来の数値予知法では、式(10)における  $n$  の値としては一定数を用いているので、本研究では比較のために、 $n=2$  とした場合の数値計算も実施することにした。

つぎに、平衡スペクトル  $E_{\infty}(f)$  に対して JONSWAP 型スペクトルを採用するならば、そのスペクトルおよび各パラメータは、次式で与えられる。

$$E_{\infty}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^5 \exp \left\{ -\frac{5}{4} \left( \frac{f}{f_m} \right)^4 \right\} \gamma^{\exp \left\{ -\frac{(f-f_m)^2}{2\sigma_a^2 \sigma_b f_m^2} \right\}} \dots\dots\dots(12)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0.076 \bar{F}^{-0.22}, \quad \bar{f}_m = 3.5 \bar{F}^{-0.33}, \quad \bar{f}_m = U_{10} f_m / g, \\ \bar{F} &= gF / U_{10}^2, \quad \gamma = 7.0 \bar{F}^{-1/7} \\ \sigma_{ab} &= \begin{cases} \sigma_a = 0.0606; & f \leq f_m \\ \sigma_b = 0.0692; & f > f_m \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

であり、 $f_m$ ; スペクトルのピーク周波数、 $F$ ; 吹送距離、 $g$ ; 重力加速度、 $U_{10}$ ; 海面上 10m での風速、 $\gamma, \sigma_a$  および  $\sigma_b$ ; peak enhancement parameters である。ただし、 $\gamma$  は吹送距離によって変化するとした光易<sup>11)</sup>の式を採用する。本研究で用いる波浪の数値予知モデルでは、前述したような平衡方向スペクトルを採用し、source function としては、波浪の発生・発達項、非線形干渉項、砕波および逆風によるエネルギー逸散項を考慮している。数値予知モデルに用いた各 source function は、以下のようである。

(1) 風波の発生・発達項

風による風波の発生・発達の機構は Phillips の共鳴理論および Miles の不安定性理論でかなり説明できるとされている。これらの理論によれば、風から波へのエネルギー供給は、次式で表わされる。

$$G_1 = \alpha_p(f, \vartheta, U) + \beta_M(f, \vartheta, U) E(f, \vartheta) \dots\dots\dots(14)$$

この式における第 1 項の線形増幅係数は、風の乱れによる圧力変動に比例し、風波の初期の発達を表わすと考えられる。しかしながら、この圧力変動を表わすスペクトルはよくわかっておらず、Priestly が陸上の芝生のうえて実測したものがあに過ぎない。井上<sup>12)</sup> は、Priestly の圧力変動スペクトルを用いて、 $\alpha_p(f, U)$  を次式のように表わしている。

$$\alpha_p(f, U) = \int_{-\pi/2+\vartheta'_0}^{\pi/2+\vartheta'_0} \frac{5.904 \times 10^{-13} (2\pi f)^{5.25} U_{19.5}^{2.25}}{\left[ \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi f}{U_{19.5}} \right)^2 + \{k \sin(\vartheta - \vartheta'_0)\}^2 \right] \left[ \frac{1}{9} \left( \frac{2\pi f}{U_{19.5}} \right)^2 + \left\{ k \cos(\vartheta - \vartheta'_0) - \frac{2\pi f}{U_{19.5}} \right\}^2 \right]} d\vartheta \dots\dots\dots(15)$$

ここに、 $U_{19.5}$ ; 海面上 19.5m の高さにおける風速、 $k$ ; 係数、および  $\vartheta'_0$ ; 風の主方向である。ただし、本研究では、 $\alpha_p$  の方向成分を前述した平衡方向分布関数  $D_{\infty}(f, \vartheta)$  とし、次式のように表わす。

$$G_{11} = \alpha_p(f, \vartheta) D_{\infty}(f, \vartheta) \dots\dots\dots(16)$$

一方、式(14)の第 2 項の指数形増幅係数は、波の主要な発達過程を表わすものと考えられ、井上<sup>12)</sup> は、Snyder-Cox, Barnett-Wilkerson らの観測結果および北大西洋での観測結果を整理して、次式を与えている。

$$\beta_M(f, U_*) = \left[ 0.0834 \exp \left\{ -7.00 \left( \frac{U_*}{C} - 0.031 \right)^2 \right\} + 43.5 \left( \frac{U_*}{C} \right)^2 \exp \left\{ -0.0004 \left( \frac{C}{U_*} \right)^2 \right\} \right] f \dots\dots\dots(17)$$

ここに、 $U_*$ ; 摩擦速度, および  $C$ ; 成分波の波速である。また、 $U_*$  の推定は、次式の数法則による。

$$U_* = \frac{\kappa(\bar{U} - \bar{c})}{\ln(z/0.075 H_{1/3})}, \quad \bar{c} = \frac{gT_z}{2\pi} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 $\bar{U}$ ; 高さ  $z$  での風速,  $\bar{c}$ ; 平均周期に相当する仮想波の波速, および  $H_{1/3}$ ; 有義波高である。以上より、波の発生・発達項は、結局次式のようになる。

$$G_1 = \alpha_p(f, U_*) D_\infty(f, \vartheta) + \beta_M(f, U_*) E(f, \vartheta) \dots\dots\dots (19)$$

この場合、著者らは式(19)の右辺第2項をこのように表したが、一般には  $\beta_M(f, U_*)$  であり、その方向特性を考慮すべきことから、結局エネルギーの供給項を次式のように表わすことにする。

$$G_1 = \alpha_p(f, U_*) D_\infty(f, U_*) + \beta_M(f, U_*) D_\infty(f, \vartheta) E(f, \vartheta) \dots\dots\dots (20)$$

なお、 $\alpha_p$  および  $\beta_M$  の単位はそれぞれ  $m^2 \text{ sec}/\text{min}$  および  $\text{min}^{-1}$  である。

(2) 砕波によるエネルギー損失項

砕波によるエネルギー損失は、前述した平衡方向スペクトルを用いて、次式で表わす。

$$G_2 = -\{\alpha_p(f, U_*) D_\infty(f, \vartheta) + \beta_M(f, U_*) E(f, \vartheta)\} \left\{ \frac{E(f, \vartheta)}{E_\infty(f, \vartheta)} \right\}^2 \dots\dots\dots (21)$$

(3) 非線形干渉にエネルギー移流項

前述したように、Hasselmann ら<sup>21)</sup> の最近の研究によれば、非線形干渉は波浪の発達においてきわめて重要な役割を果たすことが明らかにされ、とくに発達過程にある風波のスペクトルの相似性は、非線形移流に伴う自己安定化作用のためとされている。しかしながら、非線形干渉によるエネルギー移流量の計算は、一般に三重積分を含むため、長時間の計算が必要となる。そこで、Barnett<sup>23)</sup> は Hasselmann らの計算結果をパラメータ表示した次式を提案している。

$$G_3 = \Gamma - \tau E(f, \vartheta) \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

$$\Gamma = \begin{cases} 2.862 \times 10^6 E_0^3 f_0^3 \cos^4(\vartheta - \bar{\vartheta}) \left(1 - 0.42 \frac{f_0}{f}\right)^3 \exp \left\{ -4 \left(1 - \frac{f_0}{f}\right)^2 + 0.1 \left(\frac{f_0}{f}\right)^3 \right\} & ; f > 0.42 f_0, |\vartheta - \bar{\vartheta}_0| < \pi/2 \\ 0 & ; f \leq 0.42 f_0, |\vartheta - \bar{\vartheta}_0| \geq \pi/2 \end{cases}$$

$$\tau = \begin{cases} 4.879 \times 10^5 \frac{E_0^2 f_0^2}{f} (f - 0.53 f_0)^3 \{1 + 16|\cos(\vartheta - \bar{\vartheta})|\} & ; f > 0.53 f_0 \\ 0 & ; f \leq 0.53 f_0 \end{cases} \dots\dots\dots (23)$$

であり、また  $f_0$ ,  $\bar{\vartheta}$ , および  $E_0$  はそれぞれ次式で定義される平均周波数, 平均波向, および全エネルギーである。

$$\left. \begin{aligned} f_0 &= \frac{1}{E_0} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f E(f, \vartheta) d\vartheta df \\ \bar{\vartheta} &= \frac{1}{E_0} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \vartheta E(f, \vartheta) d\vartheta df \left( = \tan^{-1} \left[ \frac{\iint E(f, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta df}{\iint E(f, \vartheta) \cos \vartheta d\vartheta df} \right] \right) \\ E_0 &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \vartheta) d\vartheta df \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 $\Gamma$  および  $\tau$  の単位は、それぞれ  $m^2/\text{rad}$  および  $\text{min}^{-1}$  であるが、 $t$  を分単位で計算するため、いずれの係数も Barnett の係数を 60 倍してある。この非線形干渉項は、高周波側のエネルギーを低周波側に移流させることにより、高周波側の平衡スペクトルを実現させるという意味で、大きな役割を果たしている。

(4) 逆風によるエネルギー減衰

風域が変化する場合には、逆風による減衰の効果が重要になる。しかしながら、逆風によるエネルギーの減衰機構はほとんど解明されておらず、磯崎ら<sup>6)</sup> は Miles 機構が逆向きに作用するものとしている。ここ

では、この考え方を採用し、次式でエネルギー減衰項を評価する。

$$G_k = -\beta_M(f, U_*)D_\infty(f, \pi - \vartheta)E(f, \vartheta) \dots\dots\dots (25)$$

すなわち、逆方向の風向で最大の減衰が波浪エネルギーに生ずるように、平衡方向分布関数に加えてある。

結局、本研究で用いる波浪の数値予知モデルは、次式で表わされる。

$$\frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial t} + C_x \cos \vartheta \frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial x} + C_y \sin \vartheta \frac{\partial E(f, \vartheta, X, t)}{\partial y} = \begin{cases} \{\alpha_r D_\infty(f, \vartheta) + \beta_M(f, \vartheta)\} \left\{ 1 - \left( \frac{E(f, \vartheta)}{E_\infty(f, \vartheta)} \right)^2 \right\} + \Gamma - \tau E(f, \vartheta) & ; |\vartheta - \vartheta_0| \leq \frac{\pi}{2}, E(f, \vartheta) \leq E_\infty(f, \vartheta) \\ \Gamma - \tau E(f, \vartheta) & ; |\vartheta - \vartheta_0| \leq \frac{\pi}{2}, E(f, \vartheta) > E_\infty(f, \vartheta) \\ -\beta_M D_\infty(f, \pi - \vartheta) E(f, \vartheta) + \Gamma - \tau E(f, \vartheta) & ; |\vartheta - \vartheta_0| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \dots\dots\dots (26)$$

なお、本数値予知モデルの基本的な構成は、前述したように琵琶湖（対岸距離約 20 km 程度）における波浪観測の結果に基づいて行われ、その追算に適用してから、著者のひとり山口<sup>4)</sup>によって紀伊水道より大阪湾（対岸距離約 100 km 程度）に至る海域における季節風および台風による波浪推算に適用され、よい結果を得ている。そして、本研究では、対岸距離約 1,000 km 程度の日本海へ適用することにしたのである。

### 3.3 波浪予知モデルの数値計算法

実際の波浪推算においては、式(26)を時空間で数値積分するわけであるが、その方法として一般に差分法が用られる。しかしながら、波浪推算の対象領域に比較して波浪のスケールがかなり小さいので、高精度の差分法が必要となる。そこで、ここでは計算を2段階に分けて考える。まず、右辺の各項で与えられる流入するエネルギーは全く伝播せず、すべて格子点での風波の発生・発達に寄与するとし、ついでその格子点での波浪エネルギーが同一タイムステップ内で移流項の影響によって伝播していくものとする。すなわち、第1段階では、

$$\frac{dE(f, \vartheta, X, t)}{dt} = \{\alpha_r D_\infty(f, \vartheta) + \beta_M E(f, \vartheta)\} \left\{ 1 - \left( \frac{E(f, \vartheta)}{E_\infty(f, \vartheta)} \right)^2 \right\} + \Gamma - \tau E(f, \vartheta) \dots\dots\dots (27)$$

を解くことになる。しかし、式(27)中の非線形干渉項には、これから求めるべき他の周波数および方向からの寄与があるため、前ステップでの計算結果を用いることにする。このようにして、この式の数値積分を3次の精度をもつ Runge-Kutta 法を用いて行うことにした。

また、減衰域および逆風をうける場合の第1段階の方程式は、それぞれ次式で与えられる。

$$\frac{dE(f, \vartheta)}{dt} = \Gamma - \tau E(f, \vartheta); |\vartheta - \vartheta_0| \leq \frac{\pi}{2}, E(f, \vartheta) > E_\infty(f, \vartheta) \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{dE(f, \vartheta)}{df} = \beta_M D_\infty(f, \pi - \vartheta) E(f, \vartheta) + \Gamma - \tau E(f, \vartheta); |\vartheta - \vartheta_0| \geq \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots (29)$$

しかし、これらに含まれる非線形干渉項の評価は1ステップ前の値を用い、 $E(f, \vartheta)$  の計算は次式による。

$$E(f, \vartheta) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{\tau} (1 - e^{-\tau t}) + E_0(f, \vartheta) e^{-\tau t}; |\vartheta - \vartheta_0| \leq \frac{\pi}{2}, E(f, \vartheta) > E_\infty(f, \vartheta) \\ \frac{\Gamma}{\beta_M D_\infty(f, \pi - \vartheta)} \left( 1 - \exp[-\{\beta_M D_\infty(f, \pi - \vartheta) + \tau\}t] \right) + E_0(f, \vartheta) \exp[-\{\beta_M D_\infty(f, \pi - \vartheta) + \tau\}t]; |\vartheta - \vartheta_0| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \dots\dots\dots (30)$$

ついで、第2段階である波浪エネルギーの伝播式の差分化には、Fromm のゼロ平均位相誤差法を用いる。

Fromm の差分法は、2 次の正確度を持ち、かつ位相誤差が Robert および Weiss による 4 次の差分法と同程度である特徴を有する。そして、Fromm の差分法の収束域は、次式で与えられる。

$$C_x + C_y \leq 1 \dots\dots\dots (31)$$

ここに、

$$C_x = C_g \cos \theta \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad C_y = C_g \sin \theta \frac{\Delta t}{\Delta x} \dots\dots\dots (32)$$

また、実際の計算にあたっては、次のように配慮した。

1) 初期条件として、 $t=0$  においてすべての格子点上で方向スペクトルは 0 とし、また境界条件としては、海岸において方向スペクトルを 0 とし、反射などは全く考慮せず、完全に消波するものとする。

2) 吹送距離は、格子点上の風向と逆向きに走査線をのびたものか、対岸距離を採用する。しかしながら、こうして求めた吹送距離が、そのときの風速に対応する Piereson-Moskowitz スペクトルにおける平衡定数  $\alpha$  と JONSWAP スペクトルのそれが一致するような吹送距離 ( $gF/U^2 = 216 \times 10^4$ ) よりも大きいときには、後者を採用する。

3) さらに、有義波高および有義波周期の計算は、それぞれ次式によって行う。

$$H_{1/3} = 3.90 \left( \int_0^\infty E(f) df \right)^{1/2} \dots\dots\dots (33)$$

$$T_{1/3} = 1.22 \left( \int_0^\infty E(f) df \int_0^\infty f^2 E(f) df \right)^{1/2} \dots\dots\dots (34)$$

2.4 一様風による日本海の波浪数値シミュレーション

実際に、前述した波浪予知モデルを日本海に適用する前に、まず日本海の形状について考察しておく。日本海は、北は間宮海峡によってオホーツク海と接し、南は対馬海峡および朝鮮海峡で東シナ海と接している。

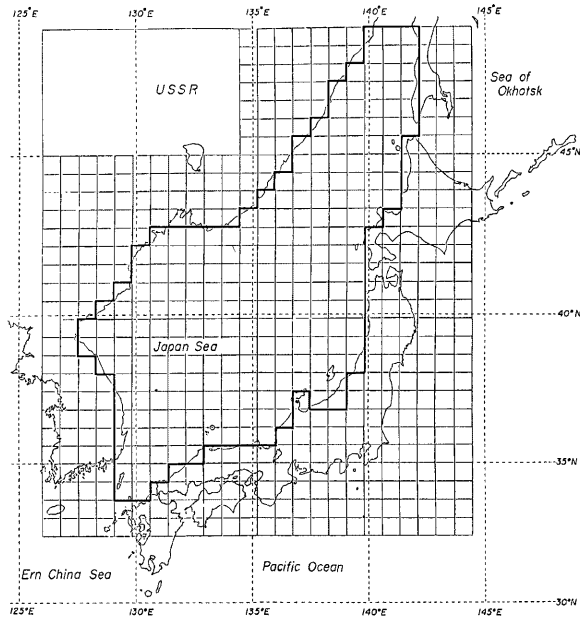


Fig. 1 Domain of wave prediction in Japan Sea, showing calculation meshes.



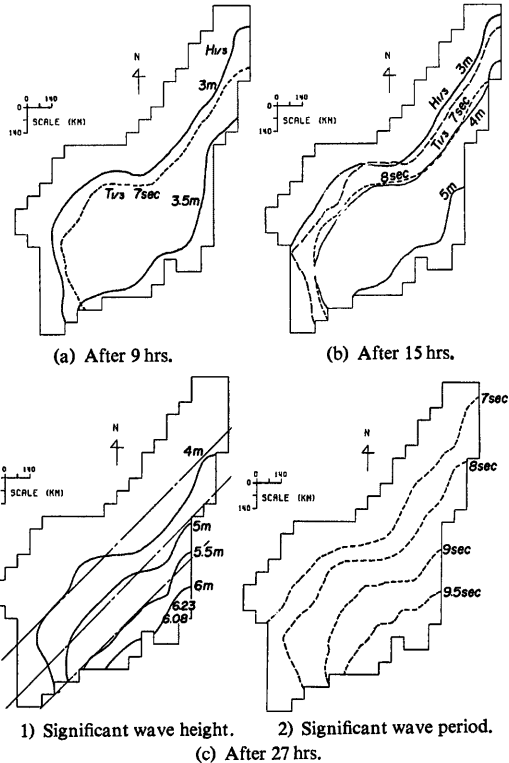
また、西は完全に大陸や半島で閉じられており、東側もわずかに津軽海峡で太平洋と通じているに過ぎない。しかも、その海峡の幅は、最も広い対馬海峡でさえ 100 km 程度である。日本海全域を考えた場合には、これらの海峡から来襲する外海からの波浪は、日本海内で発生・発達した波浪に大きな影響を及ぼさないものと考えられる。そこで、本研究では、日本海を閉領域として取扱う。

日本海はほぼ 35°N から 50°N, 130°E から 140°E の広い範囲にわたって存在している。そのため、このような自然現象の予測においては、一般に、地球の曲率の影響を考慮する必要がある。例えば、35°N 地点での 1° あたりの距離は、50°N 地点での距離の約 1.27 倍に及ぶ。したがって、採用すべき基礎式の座標系としては、厳密には 3 次元座標系でなければならない。しかしながら、本研究では、3 次元の曲面を 2 次元曲面で近似し、基礎式としては式 (26) をそのまま適用することにする。このような近似を行った場合、距離または方位のどちらか、あるいはその両方が不正確になることは避けられない。

本研究では、数値予知法の基礎方程式の中に方向スペクトルを導入しているため、その伝播方向を重視し、方位が正確に表現されるメルカトル図法を用いることにする。Fig. 1 には、メルカトル図法による日本近海の地図および本数値モデルに用いた間隔 70 km の計算用メッシュを示す。なお、この地図上 35°N における距離を基本とした。メッシュは、南北に 29 分割および東西に 22 分割したので、その個数は合計 22×29 個に及ぶ。なお、日本海および沿岸の

地点を示すために、メッシュには南北および東西にそれぞれ I および J の記号で通し番号をつけてある。一方、数値モデルにおける周波数は、広い周波数にわたり波浪の発達が表現できるように 0.05 Hz から 0.8 Hz まで 17 段階に不等分割し、またその方向は、全方向 360° を 20 方向に等分割した。すなわち、 $\Delta\theta = 18^\circ$  である。数値計算の時間間隔は、式 (31) で規制されるが、最も厳しい条件として、 $T_{max} = 20 \text{ sec}$ 、 $\Delta x = \Delta y = 70 \text{ km}$ 、および  $\theta = 45^\circ$  のとき  $t < 53 \text{ sec}$  となる。日本海の上風風のデータは最大限 3 時間毎でしか与えられないこと、および後述するように、本研究において対象とする波浪予知の期間がかなり長期であることを考慮して  $\Delta t = 45 \text{ sec}$  とした。

さて、日本海全域にわたって、一様風が連吹するようなことは、実際上まず考えられない。しかしながら、そのような状況をモデルでシミュレートすることにより、日本海の波浪特性をあらかじめ知ることは、波浪予知数値モデルの適用性を確かめるためのみならず、日本海の波浪の一般的特性を知るうえでも意義ある



1) Significant wave height. 2) Significant wave period.  
(c) After 27 hrs.  
Fig. 2 Wave characteristics in Japan Sea in uniform wind conditions.

ことであろう。ここでは、季節風時を想定し、NW の方向から風速 15m/sec の風が 30 hrs 連吹させた後、急激に風速を 1.1m/sec に減じた場合を対象として、波浪の発達、減衰特性を考察する。

前述した波浪予知モデルによって計算した有義波高および周期の分布を Fig. 2 に、風が吹き始めてから 9, 15, および 27 hrs 後について、それぞれ示してある。いずれの場合にも、大陸側では、大陸の地形的影響、すなわち吹送距離の大きさに応じた波高分布を示す。このうち Fig. 3 には、この場合の吹送距離 400 km の分布と、対岸距離に関係なく風速だけで決まるいわゆる最小吹送距離（この場合には 496.8 km）の領域を斜線で示してある。大陸側で発達した波がこの領域に近づくにつれて、有義波高の分布は、風向に垂直になる傾向がみられる。このことは、波浪が十分に発達すると、波浪エネルギーが飽和状態になるためであるが、この予知モデルでは方向スペクトルを用いているため、その方向分散の効果により、エネルギー分布（有義波高の分布）が、より安定な状態、すなわち風向に対して垂直になろうとするものと思われる。このことは、Fig. 3 に示した最小吹送距離の領域に到達する前に、例えば Fig. 2 (c) 中の有義波高 5 m の分布において、その傾向がみられることから推測される。また、有義波周期についても、波高と同様の分布をしていることがわかる。

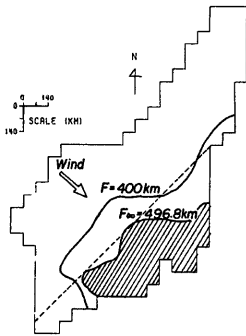


Fig. 3 Distribution of fetch of 400 km and minimum fetch.

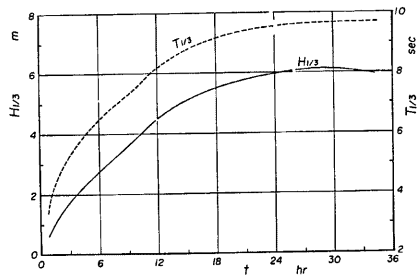


Fig. 4 Wave growing characteristics at Sado Island.

つぎに、日本海沿岸における波高分布を検討する。まず、9 時間後の Fig. 2 (a) では、日本列島に沿ってほぼ同じような分布をしているが、波浪が発達するにつれて、日本列島の地形特性による影響をうけ始め、Fig. 2 (b) および (c) から明らかなように、越前および北陸沖のように L 型にくぼんだ海域では波浪の集中が生じている。特に、後者では、南北にのびる東北地方の影響をうけてその傾向が強く現われている。

Fig. 4 には、佐渡島 ( $I=21$  および  $J=16$ ) における有義波高および周期の時間変化を示す。この図において、6 hrs から 9 hrs 後の波浪の発達の割合が変化している。これは陸地から離れた日本海内ではこのような傾向がみられないことから、発達過程にある波浪が、日本海沿岸の地形の影響をうけて波浪が集中し、波高がその地点で増したことによるものと思われる。また、Fig. 5 にはこのときの波浪のスペクトルの発達状況を示し、Fig. 6 には、12 hrs 後の各周波数ごとの方向スペクトルが示してある。これから、風向に対してほぼ対称に、スペクトルが分布していることがわかる。しかし、詳細においては、若干 W 方向の成分が大きくなっている。

ついで、減衰期の波浪特性について考察する。Fig. 7 には、減衰後 15 hrs のときの有義波高および周期の分布を示す。風からのエネルギーの供給がすでになくなっているため、方向分散の影響がより顕著に現われ、等エネルギー線（有義波高線）が主たる伝播方向に平行になってくる。その方向は、日本海中央部では、ほぼ風向に沿っているが、日本海沿岸では、発達過程のときと同様に、地形特性の影響をうけて波浪の集中が起こっている。

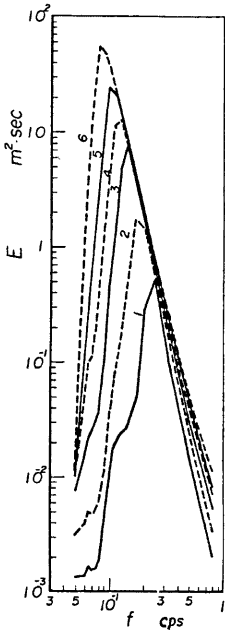


Fig. 5 Growing characteristics of wave spectra at Sado Island (1: 1.5 hrs, 2: 3 hrs, 3: 6 hrs, 4: 9 hrs, 5: 12 hrs and 6: 30 hrs).

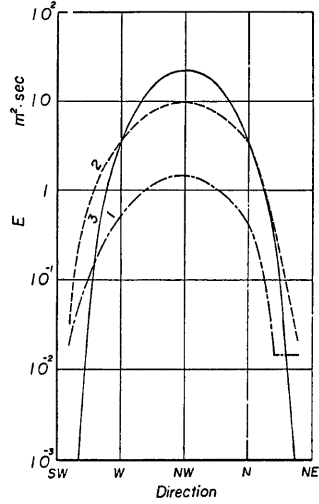
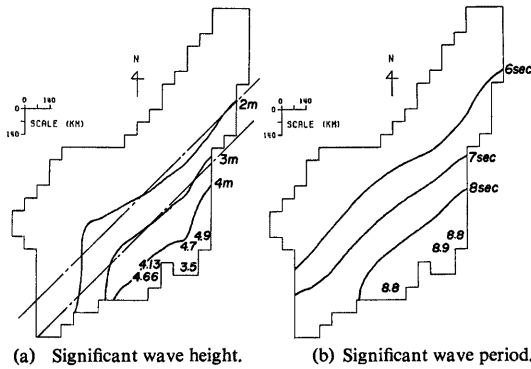


Fig. 6 Directional spectra at Sado Island (1:  $f=0.2$  Hz,  $n=2.00$ , 2:  $f=0.125$  Hz,  $n=2.40$  and 3:  $f=0.100$  Hz,  $n=6.07$ ).



(a) Significant wave height. (b) Significant wave period.

Fig. 7 Decaying characteristics of waves (after 15 hrs).

発達および減衰時における大きな差は、そのエネルギー成分の伝播方向にある。すなわち、佐渡島における発達および減衰過程にある波浪の方向スペクトルを周波数別に示した結果によれば、ピーク周波数よりも低周波の波では W 方向のエネルギーが大きくなることがわかった。波の発達後 27 hrs のときの波浪の主方向は、北から反時計まわりに計って約 50° の方向にあるが、減衰後 15 hrs のときには約 60° となった。同様のことを Fig. 1 における (I, J)=(9, 19), (14, 17), (17, 16), および (22, 13) の 4 地点について調べると、発達時には、それぞれ 45°, 47°, 49° および 48° となり、また減衰時には、46°, 79°, 73° および 53° となっており、地形による波浪の集中の影響が外力としての風の消滅とともに増大することが推察された。

### 3. 波浪数値予知モデルの日本海への適用性

波浪推算を行うにあたっては、数値予知モデルに風の入力として与える必要がある。本研究では、海面天気図から日本海の海上風を推定することにしたが、これは本研究の第 1 報として詳細に論じられているとおりである。したがって、ここでは、まず、ここで用いた日本海の海上風の推定法の概要について述べ、そのときの風特性について若干の考察を行う。ついで、前述した波浪の数値予知モデルに、推定された風の場合を入力として与え、日本海の波浪特性を数値計算し、得られた結果と日本海沿岸各地の波浪の観測値とを比較して、本数値予知モデルの適用性について述べる。この場合対象とする季節風時の波浪は、1981年 2 月および 3 月のものである。その時期において、日本海沿岸のある限られた地域には寄り廻り波が実際に発生したので、その発生機構についても考察することにしたい。

#### 3.1 天気図による海上風の推定

風波は風によって引き起こされるものであり、唯一のエネルギーの供給源である。したがって、波浪予知を行うにあたり、海上風を正確に推算することは、より精度の高い波浪予知モデルを作成するのと同程度以上に重要である。狭領域での波浪推算では、その周辺の陸上風の観測結果を海上風に変換して用いる方法がとられているが、一般にその変換係数の値のとり方に問題があるようである。広領域の計算では、観測船による風の実測結果を用いるか、あるいは天気図から海上風を推定する方法がある。前者の場合には、常に風のデータが得られるとは限らず、かなり大規模な観測網が必要となる。後者の場合には、天気図さえ入手できれば、海上風が推算できる。本研究の第 1 報では、この方法が採用されたので、その概要のみを述べる。

風は、時間的にも空間的にも非常に大きく変動する現象であり、これを理論的に解明し推定することはかなり困難な問題であるが、ここでは地衡風および傾度風を Bijvoet の提案した理論から推算し、海面摩擦および大気安定度の補正項には、Bijvoet の方法を日本海に適用した三木<sup>14)</sup> の値を用いる。

大気境界層における風と気圧の関係は、次の運動方程式で表わされる。

$$\frac{dV}{dt} = G + fV \times k + R \quad \dots\dots\dots (35)$$

ここに、 $G$ ; 気圧傾度力、 $fV \times k$ ; Coriolis の力、および  $R$ ; 摩擦力である。式 (35) を単位質量当りの力で表し、級数展開すれば次式となる。

$$V = \frac{1}{f} (G + R) \times k + \frac{1}{f^2} \frac{d}{dt} (G + R) \quad \dots\dots\dots (36)$$

また、 $R$  は  $V$  に比例させて次式を仮定する。

$$R = C_s fV \quad \dots\dots\dots (37)$$

ここに、 $C_s$  は摩擦係数である。さらに、 $R$  と  $-V$  のなす角を  $\beta$ 、地衡風速  $V_g$  と  $V$  のなす角を  $\alpha$  とすれば、これらは大気の大気安定度の指標である気温 ( $T$ ) と海水表面温度 ( $T_s$ ) の差の関数として表わされる。このようにして式 (36) は、次のようになる。

$$V = \left\{ \frac{a_1}{f} G_y - \frac{a_2}{f^2} \frac{\partial G_y}{\partial t} - \frac{a_3}{f^2} \frac{\partial G_x}{\partial t} \right\} \left\{ 1 + \frac{a_3}{f^2} \frac{\partial G_x}{\partial x} \right\}^{-1} \sec \alpha \quad \dots\dots\dots (38)$$

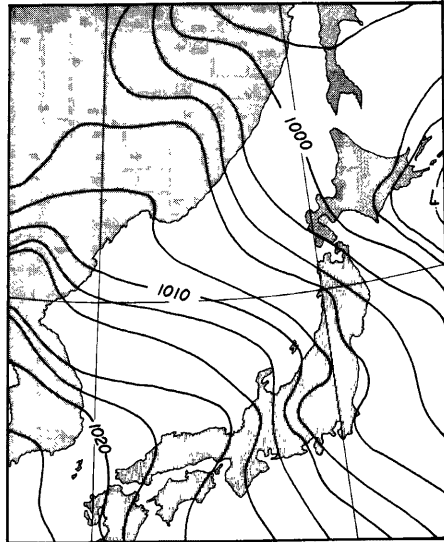
ここに、 $G_x$  および  $G_y$  は気圧傾度力の  $x$  および  $y$  方向の成分であるが、 $G_x=0$  となるよう座標をとって表わしてある。また、各係数  $a_1, a_2$  および  $a_3$  は  $\beta$  および  $C_s$  の関数として与えられている。この場合、日本海における気温 ( $T$ ) および水温 ( $T_w$ ) としては、舞鶴海洋気象台による観測値を用いることにした。また、海上風の推算においては、原則的に気象庁による3時間毎の天気図を用いたが、図示されている等圧線間隔をそのまま用いると、地衝風だけ 100m/sec 近い風速を与える場合があったので、等圧線が滑らかに走るように若干の手直しを行った。

本研究で対象とした期間は、1981年2月8日から20日までと、同年3月9日から26日までである。この期間の天気図の一部を Fig. 8 に示す。2月の風の特徴としては、日本海全域にわたり弱い風が吹いていたけれども、急な気圧傾度の場はほんの一部に限られていた。それに対して、日本海北部を北東に向かって発達しながら移動した3月15日から16日にかけての低気圧は、最終的には 968 mb にも達した。したがって、かなり急な気圧傾度を伴い、日本海全域が強風域に覆われたほど大きな季節風であった。このような天気図から推定された日本海海上の風速分布の一例を Fig. 9 に示す。Fig. 9 (a) では、低気圧の移動に伴い風速が徐々に変化してゆく様子がよくわかる。天気図からも予想されるように2月は全般に風が弱く、17日の北海道の西海上で北東から北よりの強い風が吹いているのが目にとまる程度である。これに対して、Fig. 9 (b) に示す3月15日の風の分布は、低気圧の移動に伴い徐々に風速が強まってゆくのが顕著に現れており、このときの風速は、日本海中部で 30 m/sec 近い暴風が広い範囲にわたり分布するなど、その値が若干大きすぎるような気さえる。

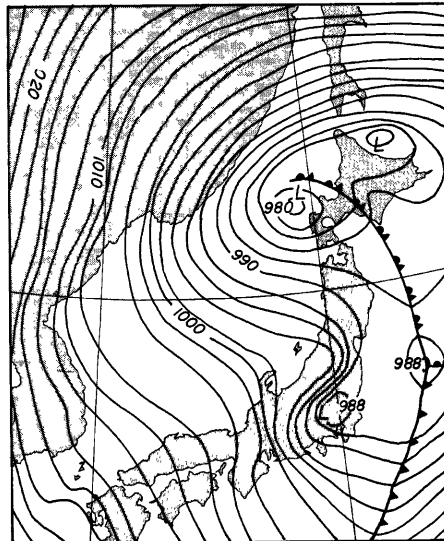
### 3.2 1981年2月の波浪推算結果とその考察

#### (1) 推算結果と実測値との比較

1981年2月の季節風時を対象として、日本海全域の波浪を推算するため、前述した波浪の数値予知モデルを適用することにした。前



(a) At 12:00, February 17, 1981.



(b) At 12:00, March 15, 1981.

Fig. 8 Weather maps over Japan Sea in the period of wave prediction.

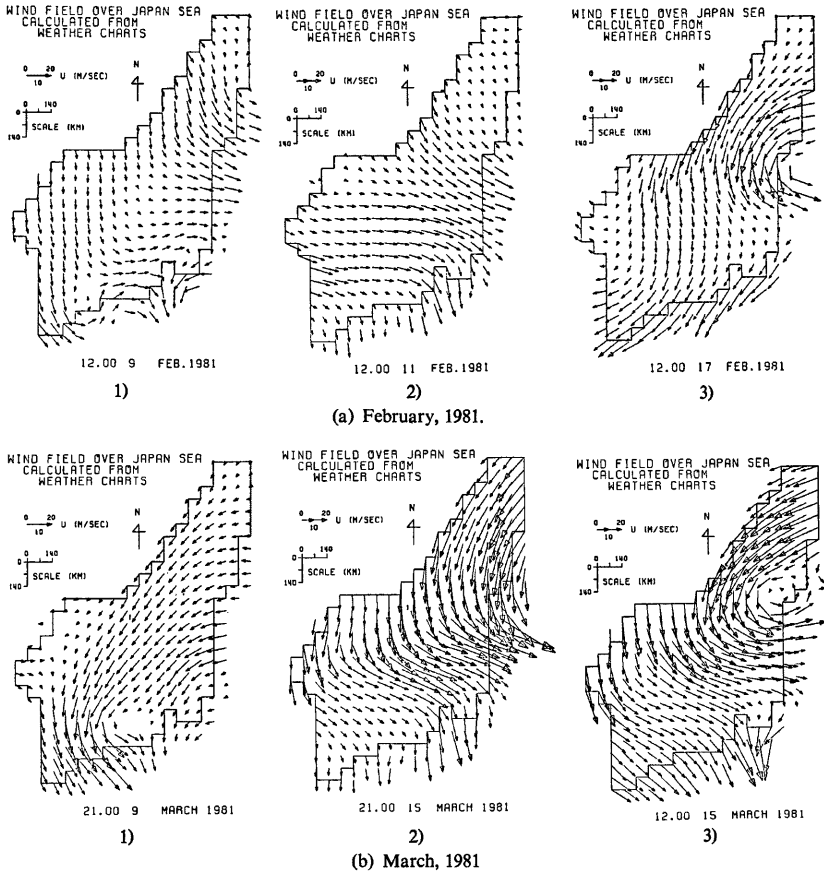
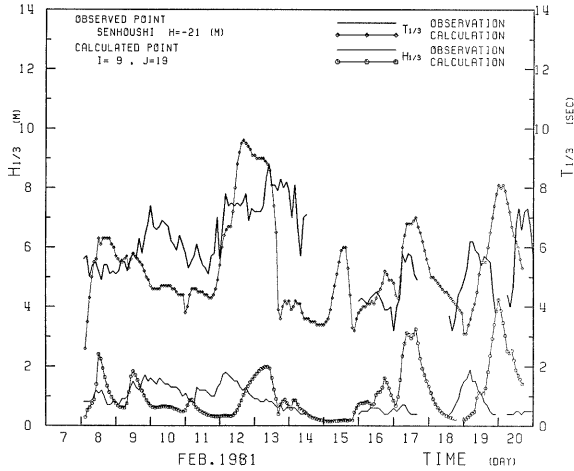


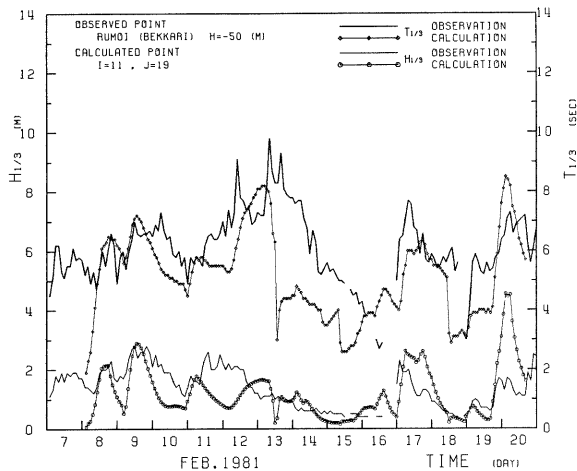
Fig. 9 Wind fields estimated over Japan Sea.

述したモデルに推定した毎時間の海上風を入力して得られた日本海沿岸各地点の有義波高および有義波周期の時間的変化を Fig. 10 に示し、これらの地点は Fig. 1 中の座標 (I, J) において、それぞれ (9, 19), (11, 19), (14, 17), (15, 17), (21, 16), および (24, 11) に対応する。また、同図には、これらの計算地点に最も近いところで得られた観測結果を比較のために図示しており、北から順に仙法志港、留萌(別荘)、瀬棚港、松前港、酒田港、弾崎および鳥取港における観測値である。これらの図から2月においては、比較的大きな波浪は4回ほど発生しており、それらは9日から10日、11日から12日、17日、そして19日から20日においてである。仙法志港での波高は推算値より全般に小さくなっており、4つの季節風時にも顕著な波高の変化はみられない。これは仙法志港の地形的特性によるものであると思われる。すなわち、仙法志港は利尻島の南部に位置しているため、冬季節風時のように北からの風で発生した波浪が直接来襲するようなことはほとんどなく、わずかに長い周期の波浪のみが屈折により進入するような港であると思われる。このことは、有義波高が 2m を越えていないのに、周期だけは 7sec から 8sec に及んでいることから推察できる。

留萌（別荘）港における比較では、ここでも推算値と実測値との対応は必ずしもよいとはいえない。Fig. 10 (b) によれば、8日および9日には海から陸へ向って風が吹いており、波高および周期とも実測値とかなりよい対応を示しているが、11日から12日においては、実測値では 2m 以上の波浪となっているのに、推算値は逆に波高が減少している。また、後述するように、波浪ベクトルを示す Fig. 12 によれば、留萌付近では 10sec~9sec の成分波の方が 7sec 以下の成分波よりもわずかながらエネルギーが大きくなっている。しかも、このときの波向は SW であるから、仙法志港では、地形的な影響は受けにくいと考えられる

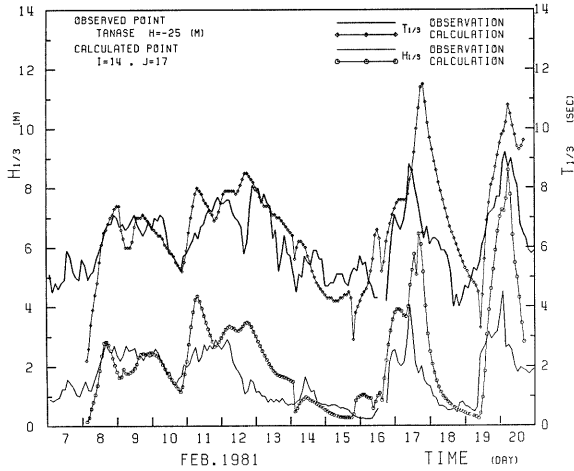


(a) Senhoshi Harbour.

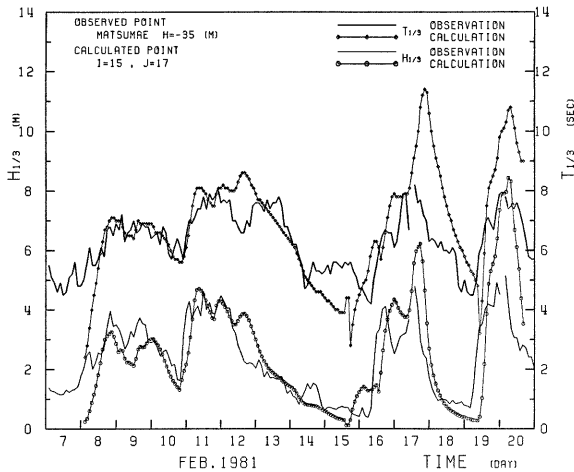


(b) Rumoi (Bekkari) Harbour.

が、そこでも留萌港と同程度な観測値が得られている。これらのことから、もし波浪推算の方の精度が十分であるとすれば、11日から12日における北海道北部付近の実際の風は、天気図から推算されたものより若干大きかったのではないと思われる。瀬棚港では、8日から10日の期間を除く全期間において、波高および周期の推算値はいずれも実測値よりは若干大きくなっているが、その時間的变化は2、3の点を除いてかなりよく対応している。相異している点としては、まず11日の波高および周期があげられる。このときの周波数別波浪ベクトルの分布を示す Fig. 12 をみると、WSWおよびSWの方向から波浪が侵入している。ま



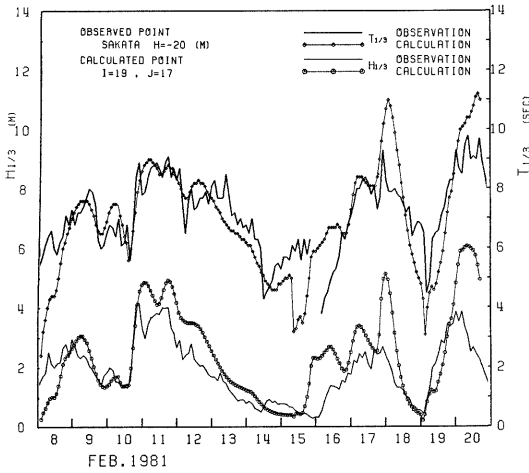
(c) Tanase Harbour.



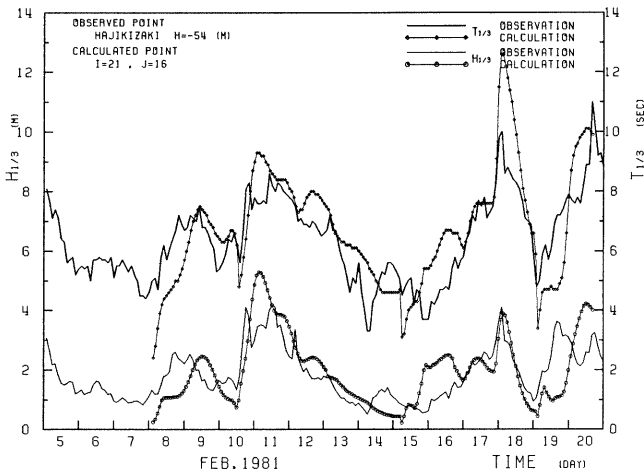
(d) Matsumae Harbour.



た, Fig. 11 に示す方向スペクトルをみれば, NWおよびSWの2方向の波浪が卓越し, さらに 12 sec~13 sec の波浪はSW方向の方が大きいことがわかる。ところが, 実際には瀬棚港はSW方向に奥尻島をひかえているため, この方向からの波浪はかなり弱められ, その結果として波高は減少し, また周期の増大は起らないものと考えられる。次いで, 12日および13日における波高および周期の推算値と実測値との相違も前述した場合と同様に説明できる。ただ, この場合には, 11日頃と異なり, NWからのエネルギーが弱くなって, 波高の減少が顕著になっているようである。最後に, 17日付近における推算値のずれは, 次のように説明さ



(e) Sakata Harbour.



(f) Hajikizaki Point.

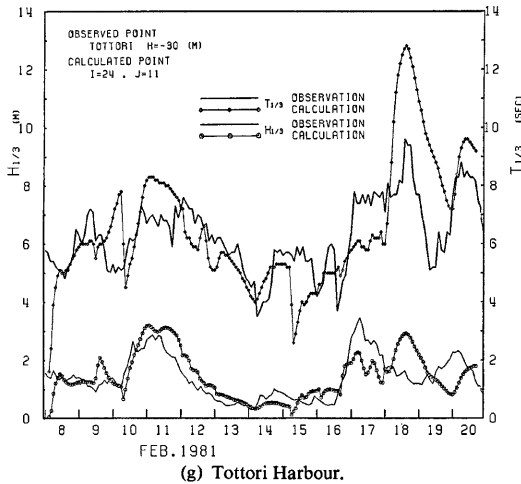
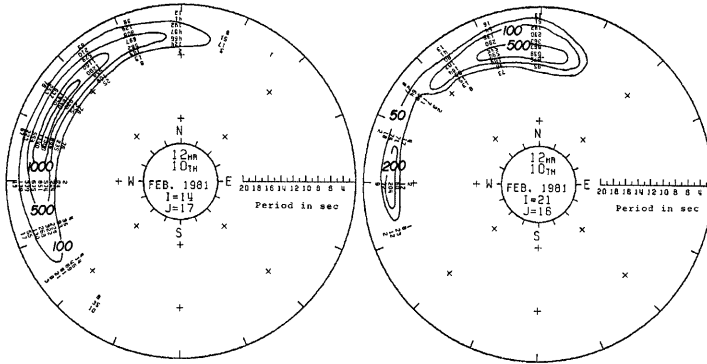


Fig. 10 Comparisons between wave characteristics predicted and observed along Japan Sea coasts (1).

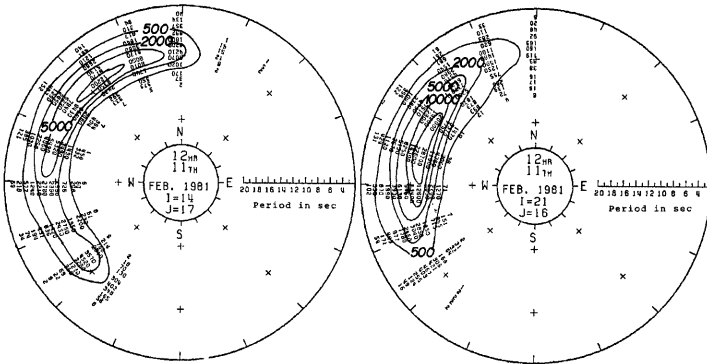
れよう。Fig. 10 (c) によれば、NEおよびNNEの方向から波浪が伝播してきており、瀬瀨港が西方に向っていることを考慮すると、波高および周期が沖合よりも小さくなくても不思議ではない。

次いで、松前港の推算結果について考察すれば、両者の対応は非常によく、ただ17日前後で大きく異っているのが、目立つ程度である。このときの周波数別の波浪ベクトルを Fig. 12 に示したが、これによれば波浪の主方向はNEおよびNNEとなっている。これはSSWの方向に開けた松前港にとっては、大きな波浪が進入しにくい方向の波浪であったことがわかる。17日以外の波浪では、たとえば19日から20日においては風はNWの方向から吹いている。この波高も、松前港にとっては大きな波浪の発生しにくい波向であるが、波向が港口に向かって入射する酒田港においても、波高で2m程度、周期でも1sec前後の開きがあることから考えれば、このときの風の推定値にも若干問題があるように思われる。しかしながら、波向が南寄りであるその他の季節風においては、推算値と実測値にはかなりよい対応関係が得られている。

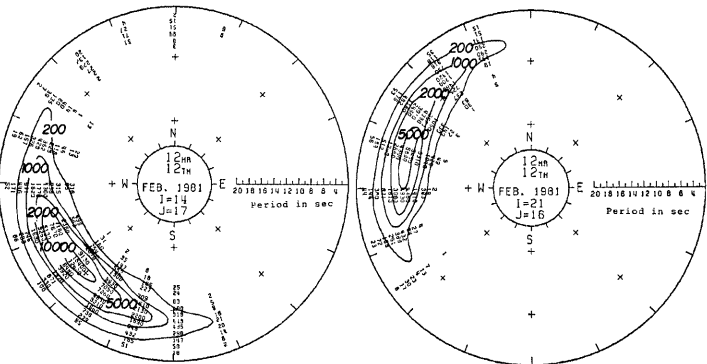
以上、4つのケースについての考察から、波向によって現地のデータはかなり影響を受け、波浪の伝播方向が観測点に対して垂直に近いほど、観測値と推算値との間によい対応が得られていることがわかる。このような考えのもとに、以下3ケースについて考察してみよう。酒田港に関しても、その対応はほぼ満足できるものであるが、ただ11日前後および15日から17日においては推算値が実測値に比べて若干大きくなっている。前者のときの風場を Fig. 9 に示したが、このときの方向スペクトルは、この地点付近の値から考えると、かなり広い範囲、すなわちほぼ半平面に及び、このとき波浪は広範囲から来襲してきていたと考えられる。前述した理由により、入射角の大きい波浪は、観測値にあまり影響を与えないために、波高が若干減少しているのではなかろうか。また、15日から16日については、周波数スペクトルなどの観測資料を得ていないので、詳細に考察することはできないが、この期間の天気図と風速分布から推察すると、日本海中部にあった低気圧の中心が東へ移動し、東北沖から北海道沖へと北上している。この間、風向はほぼ海岸線に平行であることから、波浪は発達しても、酒田港には来襲しなかったのではなかろうか。同様のことは、弾崎についても考えられる。この低気圧が北海道の東方海上に発達しながら移動し、17日から18日において高波浪をもたらしている。その様子は Fig. 10 に示したが、この図から得られる酒田沖での波高と酒田港



(a) At 12:00, February 10, 1981.

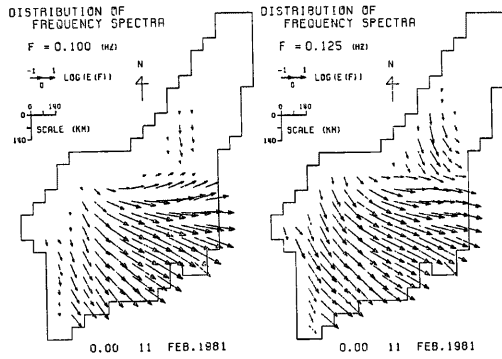


(b) At 12:00, February 11, 1981.

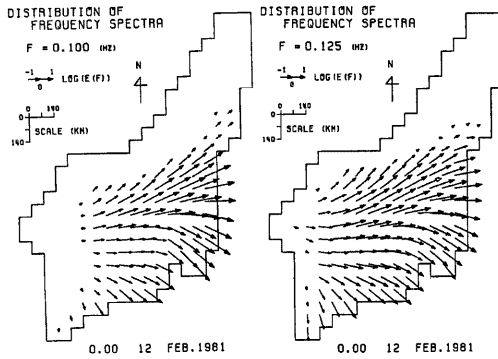


(c) At 12:00, February 12, 1981.

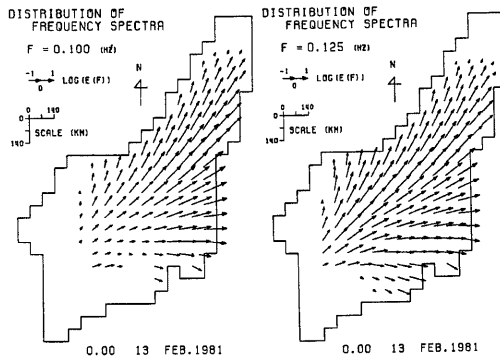
Fig. 11 Directional spectra predicted (1).



(a) February 11, 1981.



(b) February 12, 1981.



(c) February 13, 1981.

Fig. 12 Distributions of wave vectors in Japan Sea (1).

の位置を考えると、実測値は推算値より小さくなるのが予想されるが、実際にその傾向を見出すことができる。一方、弾崎では、波浪が海岸線に対してほぼ直角に入射しているため、有義波高の対応はきわめてよい。有義波周期は、酒田港で 11 sec、弾崎では 13 sec 近い値を示しているが、これについては後述する。

鳥取港における場合も、11日付近における推算値と観測値との相違も波浪の方向性で考察することができる。しかしながら、17日から20日における観測値と推算値の不一致は、波浪の方向性だけからでは議論できないことは Fig. 10 から明らかである。この期間に関しては、風の推算精度に問題があるのか、あるいは数値予知モデル自身のほか他の要因によるのかは今後の検討が必要であると思われる。

## (2) 異常波浪の発生の可能性

以上、有義波高および有義波周期の時間的変化の推算値と実測値とを比較して、本波浪数値予知モデルの適合性を考察してきたが、つぎに、11日から12日および17日から18日の期間の特徴について考える。まず、前者では、日本海全域にわたって、風向が大きく変化し、10日から11日において、10 m/sec 程度の北西風が全面にわたって吹いており、11日の12時ごろからは、日本海中央部では西向きの風に変わり、さらに12日になると全域にわたって S W の風が吹きはじめている。このような風域の移動に伴って、方向スペクトルが変化する様子を Fig. 11 から見出すことができる。すなわち、風向が西向きに変わり出すと、NNW 方向あるいは W の方向を中心としてエネルギーが分布しはじめ、その分布範囲はほぼ半平面にも及んでいる。それが12日の0時頃になると、西方から W S W の方向へとスペクトルの中心位置が変化してきている。このことから、本波浪数値予知モデルでは、風域の移動に伴って方向スペクトルがかなり適切に追従していることがよくわかる。

次に、17日から18日においては、Fig. 12 に示した波浪ベクトルによれば、F 地点 ( $I=21, J=16$ ) や地点 ( $I=22, J=16$ ) では、周期の長い 10 数秒の波浪が N 方向から伝播してきていることがわかる。このような傾向は、地点 ( $I=17, J=17$ ) にも現われており、18日の9時の方向スペクトルにもまだ残っている。このような低周波の波浪エネルギーがかなり大きいことは、周波数スペクトルの変化にも現われることがわかった。このように、富山湾あたりに長い周期の波浪が湾奥に向うように入射する場合がいわゆる寄り廻り波といわれる波の発生を可能にしている。Figs. 11 および 12 によれば、このような状態を見出すことができる。このときの風の分布を Fig. 9 で与えたが、寄り廻り波が一般に発生するパターンといわれる気象状態、すなわち低気圧が東方海上において NE あるいは N の風が卓越した状態となっている。もし、この低気圧が著しく発達し、かつ東方海上に長時間停滞していたとするならば、いわゆる寄り廻り波の発生する可能性は十分にあったと思われる。なお、Fig. 10 (f) に示した弾崎の推算結果をはじめ、Fig. 10 (e) に示した酒田港でもみられた推算結果における周期の長い波浪の出現は、この低周波成分が原因しているであろう。この傾向は、棚瀬および松前でも見られ、それぞれの地点におけるピーク値の出現時刻は、棚瀬で17日17時、松前で20時、酒田で18日2時および弾崎で18日3時頃であり、実測結果ではそれらのピークは若干早く出現している。

## (3) 方向分布関数の影響

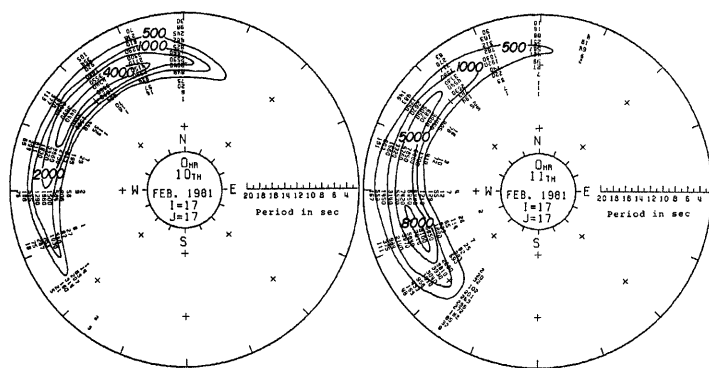
琵琶湖の観測結果から得られた平衡方向分布関数を用いた本波浪数値予知モデルを日本海に適用した結果、推算された有義波高および有義波周期と実測値との比較によれば、適用性はかなり良好であることがわかった。しかしながら、波浪の方向スペクトルについては、実際の観測データがないため、直接比較することはできなかった。そこで、方向分布関数として式(10)において  $n=2$  とした  $\cos^2 \theta$  型のものを用いた場合について同様な数値計算を行い、前述した推算結果と比較して、著者らの用いた方向分布関数の意義を考察する。

いうまでもなく  $\cos^2 \theta$  型の従来の方向分布関数は、周波数に関係なく方向にのみ規定されるのに対し、この方向分布関数は方向のみならず、無次元ピーク周波数にも依存し、かつそのピーク付近における集中度は従来のものに比べてかなり大きくなるので、ピーク付近におけるエネルギーの集中度が大きいことが期待される。事実、2地点 ( $I=21, J=16$ ) (弾崎沖) および ( $I=19, J=17$ ) (酒田沖) におけるスペクトルの時

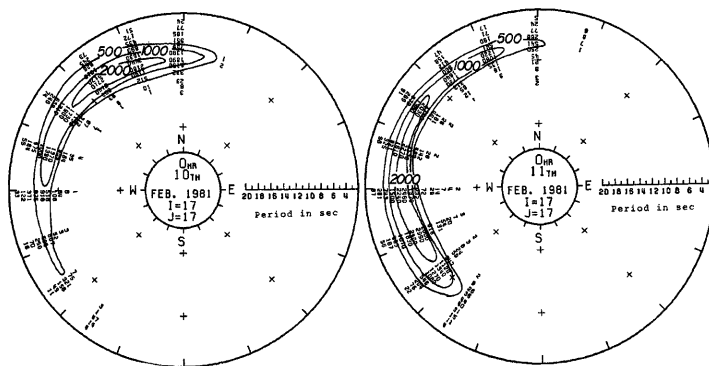
間の変化から、 $\cos^2 \theta$  の表示を用いた従来の予知モデルの場合には、全体的な傾向としては、スペクトルの発達過程が鈍く、ピーク付近の値は、この方向分布関数型を用いた方が従来のものに比べて2倍程度大きくなるようであった。また、17日からは18日におけるスペクトル形によれば、この方向分布関数を用いた場合にはピーク付近に若干の変化がみられるが、ほぼ相似形を保っているが、 $\cos^2 \theta$  型を用いると、スペクトルのピーク付近の幅が広がる傾向にあるようである。

一方、Fig. 13 には、この方向分布関数と  $\cos^2 \theta$  型の従来の方向スペクトルが、風域の移動に伴ってどのように発達してゆくかを示す。スペクトル形状の考察から推察されるように、前者の方が後者よりも各地点、各周波数においてエネルギーが大きくなっているが、この図に関する限りでは、両者とも風域の移動に伴って方向スペクトル形も変化しており、その分布特性に大きな差異はみられない。

最後に、 $\cos^2 \theta$  型の方向分布関数を用いて計算を行ったときの各地点における有義波高および有義波周期と実測値とを比較したものを Fig. 14 に示す。全体の傾向として、有義波向および有義波周期は、い



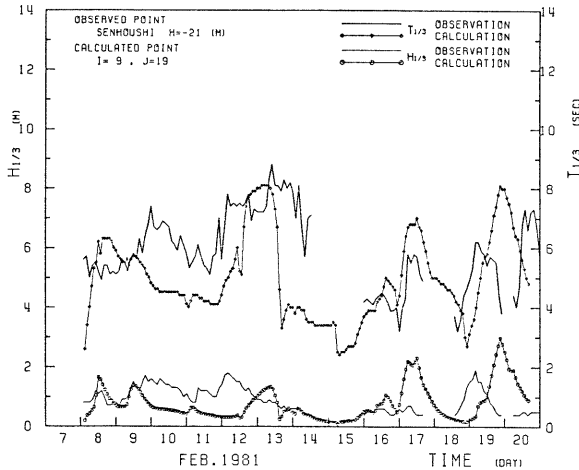
(a) In case of  $\cos^4 \theta$  type.



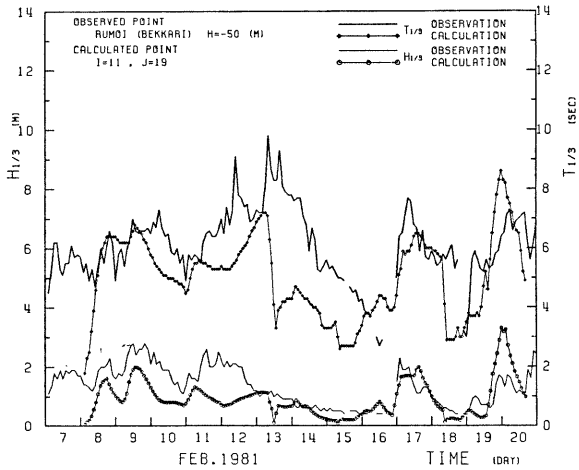
(b) In case of  $\cos^2 \theta$  type.

Fig. 13 Changes in directional spectra with moving wind fields.

れも前述した推算結果に比べて若干小さくでているが、その変動特性にはそんなに大きな差異はみられない。観測地点の水深はいずれも水深 20m 以上であり、波浪の shoaling などの変形を考慮する必要はほとんどないと考えられるので、結局有義波高は若干小さく見積もられていると思われる。なお、有義波周期のピークの出現時刻は、 $\cos^2 \theta$  型の方が実測値とよく一致しているという結果が出ているのは興味深い。



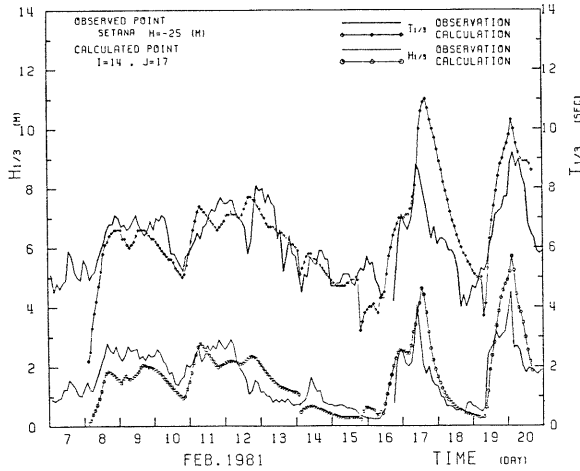
(a) Senhoshi Harbour.



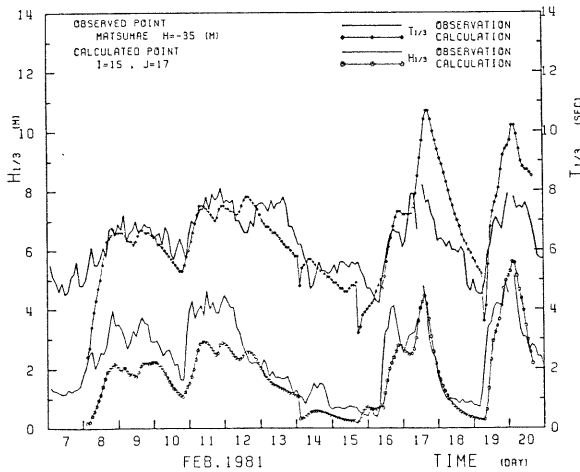
(b) Rumoi (Bekkari) Harbour.

### 3.3 1981年3月の波浪推算結果とその考察

前節では、2月の季節風時を対象として波浪推算を行い、本波浪数値予知モデルの日本海への適用性について考察した。その結果、本波浪数値予知モデルは、若干の問題はあるものの日本海の波浪特性をかなりよく推算できることがわかった。そこで本節では、かなり大きい低気圧が日本海を発達しながら通過したときに、寄り廻り波で代表されるような異常波浪の発生が、この数値予知モデルで表現できるかどうかを検討することにした。



(c) Tanase Harbour.

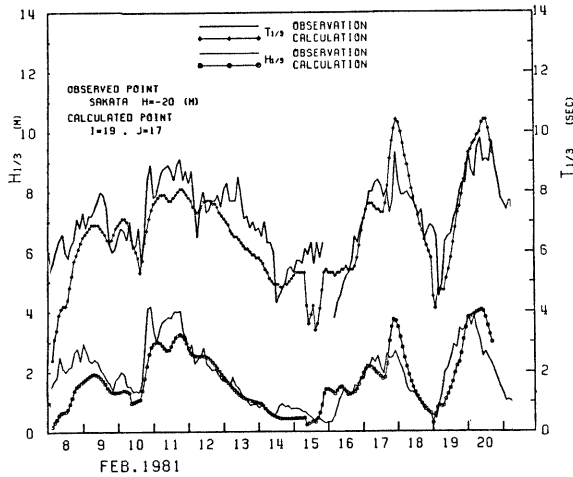


(d) Matsumae Harbour.

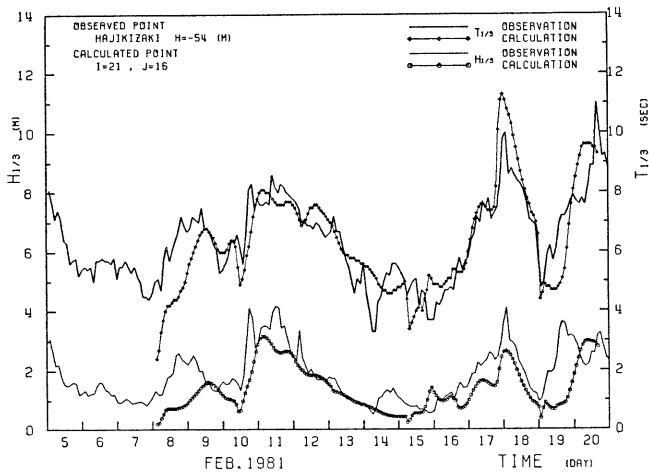


## (1) 推算結果と実測値との比較

波浪推算の対象とした期間は、1981年3月9日から25日までである。この期間のうち、14日の午前3時頃に対馬上空にあった低気圧は、発達しながら日本海を縦断し、翌15日未明には台風なみの規模にまで成長して北海道沖に向った。このときの天気図は、Fig. 8 に示した。この低気圧の通過後、富山新港においては、小規模ながらも寄り廻り波が発生している。Fig. 9 に示したような推定した海上風の特性を入力して本数値予知モデルで計算された有義波高および有義波周期の各地点における時間的変化を Fig. 15 に示す。こ



(e) Sakata Harbour.



(f) Hajikizaki Point.

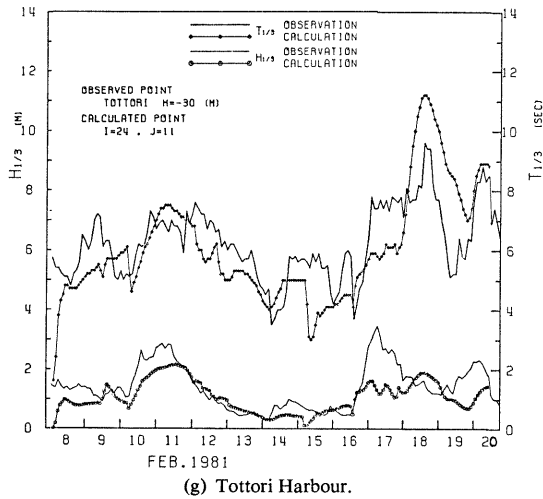
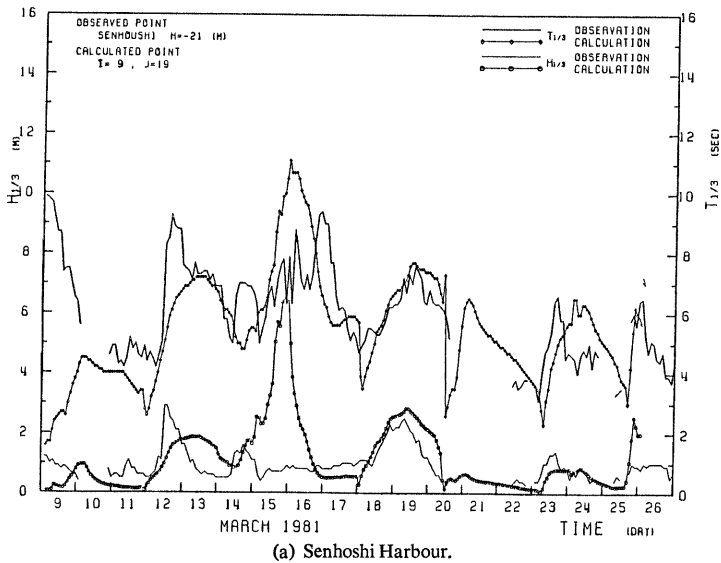
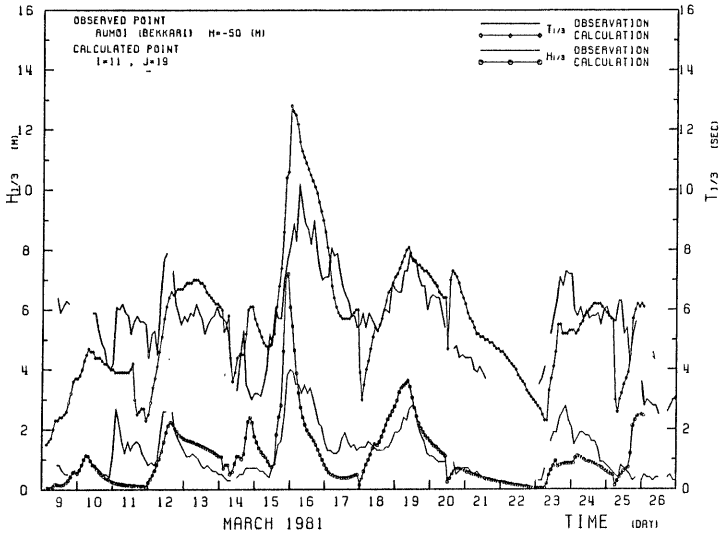


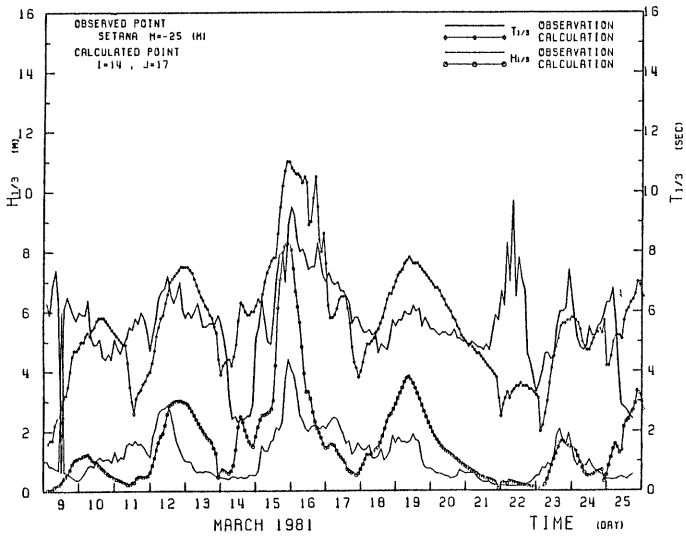
Fig. 14 Comparisons between wave characteristics predicted and observed along Japan Sea coasts (2).

これらの図から、15日から16日においてははかに大きな波浪が起こっていたかが推察されよう。ただ前述したように、この季節風のときには、天気図から推定された風速が非常に大きく、松前港では12m、酒田港では13mに及ぶ義波高となっている。これらの値はかなり大きな値ではあるが、松前港での観測値として有義波高8m以上の波浪が得られていることから、この低気圧の規模の大きさが想像できよう。推算値と

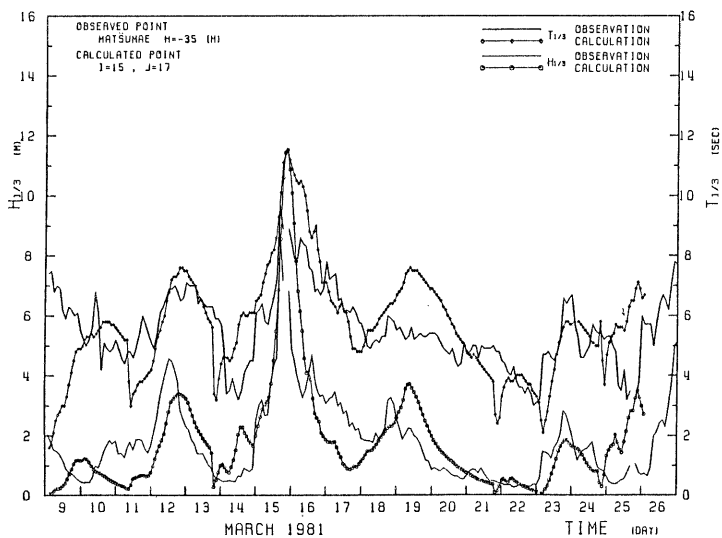




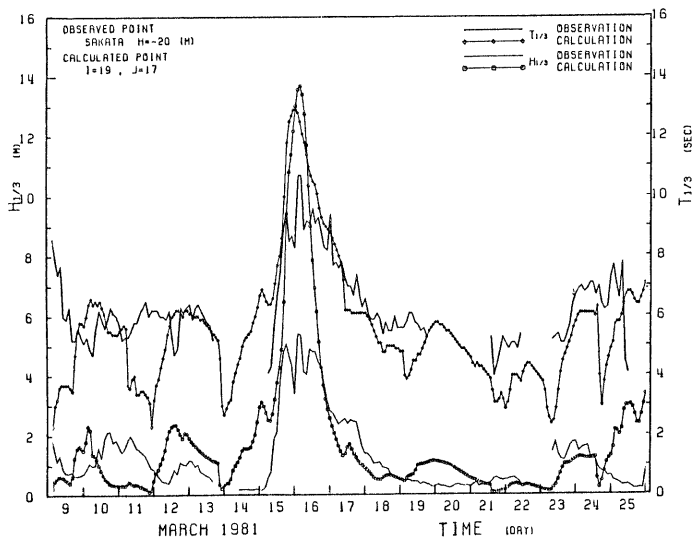
(b) Rumoi (Bakkari) Harbour.



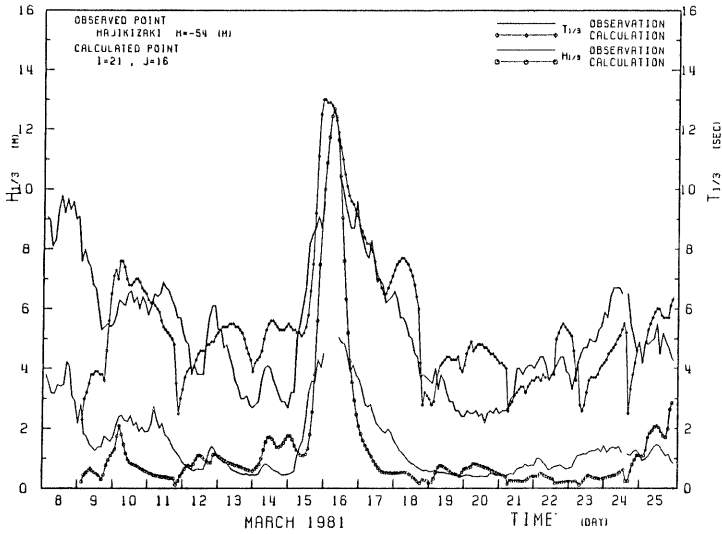
(c) Setana Harbour.



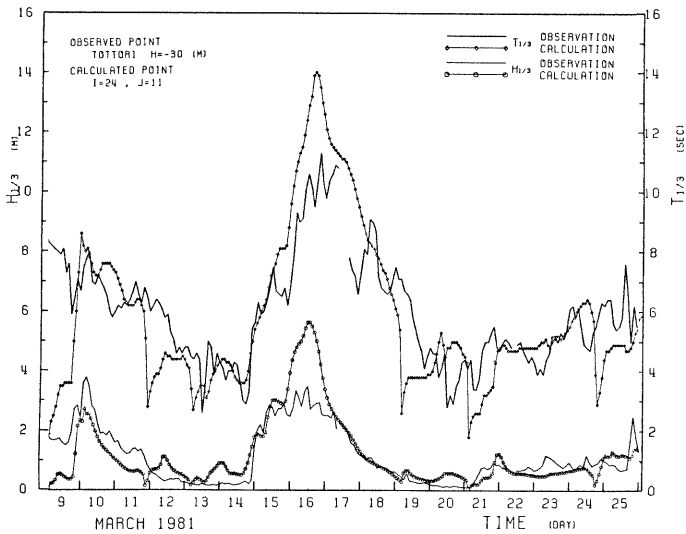
(d) Matsumae Harbour.



(e) Sakata Harbour.



(f) Hajikizaki Point.

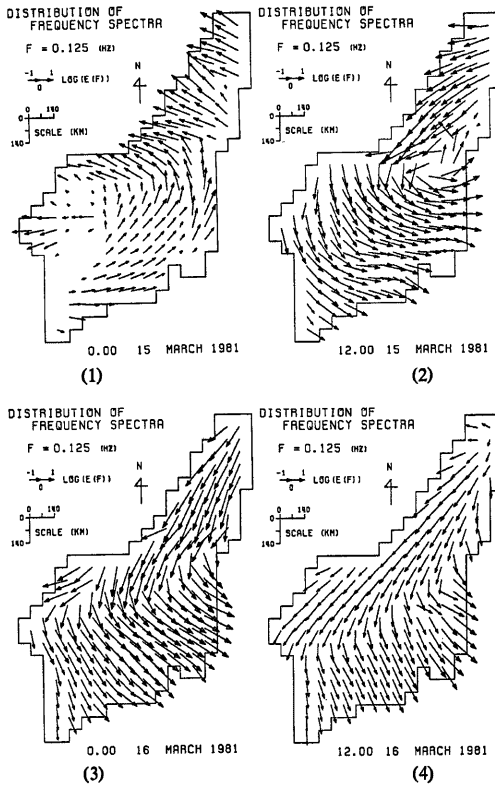


(g) Tottori Harbour.

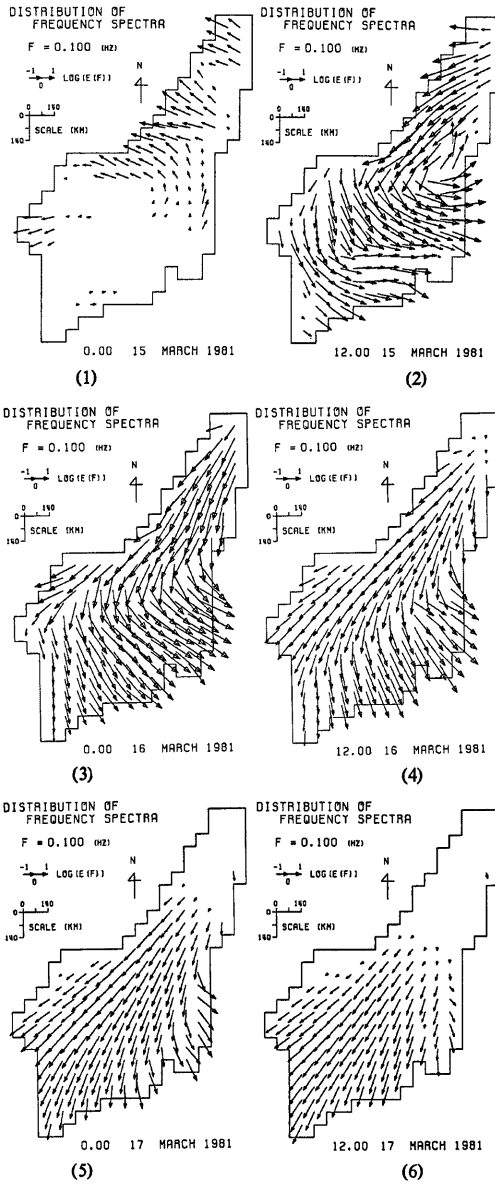
Fig. 15 Comparisons between wave characteristics predicted and observed along Japan Sea coasts (3).

実測値の有義波高および有義波周期にはかなりの差異が認められるが、それらの最大値の出現した時刻は両者でかなりよく一致している。また、実測結果における有義波の最大値の出現時刻の地域差から判断すると、松前港周辺から波浪エネルギーが南方に伝播しているように思われる。このことについては、後に詳述するが、数値計算でもこのような特徴が出ていることから、天気図から推定された風はかなり大きい、その風向などの風特性はかなりよく表わされていると考えてもよいであろう。Fig. 15 において、全体にわたっていえることは、特定の日の有義波の対応が悪いことであろう。例えば、25日あるいは、11日の前後において著しい。このことは波浪推算法そのものによるものか、あるいは風の推算法に若干問題があるのかは明らかでない。

つぎに、計算の対象期間における各地点における周波数スペクトルの変化を考察して、次のことがわかった。まず、3月15日における各地点のスペクトル変化によれば、松前港 ( $I=15, J=17$ ) と酒田港 ( $I=19, J=19$ ) ではかなり複雑な波浪の様相を示していることが推察される。また、鳥取港 ( $I=24, J=11$ ) においては、低周波成分に大きなエネルギーが存在していることが認められる。ついで、15日から17日の周波数別波浪ベクトルを Fig. 16 に示す。これらの図から、前述したように、松前港あたりにエネルギーが集中し南方に伝播していく状況がよく表現されている。また、仙法志や別荘港における周波数スペクトルが双峰形と



(a) Frequency  $f(F)=0.125$  Hz.



(b) Frequency  $f(F) = 0.100$  Hz.

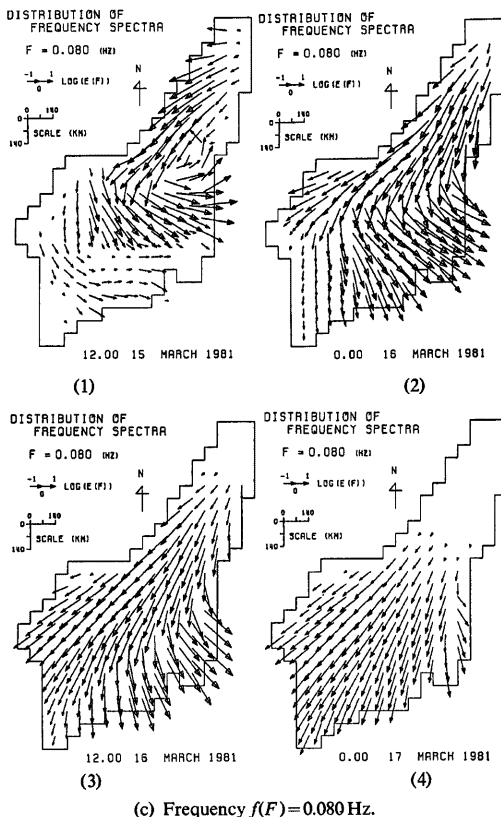
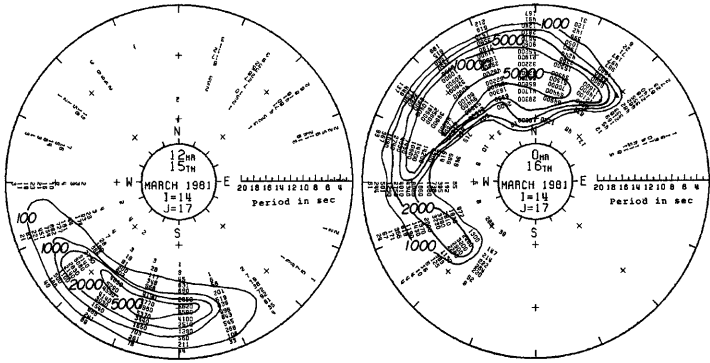


Fig. 16 Distributions of wave vectors in Japan Sea (2).

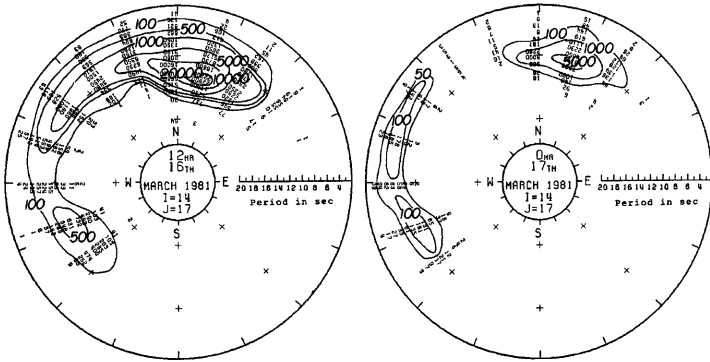
なっていたが、これは強いSWの風によって引き起された波浪と、松前港あたりから北上してきた波浪とが交叉して複雑な波の場となっていたためと考えられた。Fig. 15 に示したように、仙法志港における有義波高の変化では、15日から16日の間、顕著な波浪が現われていないのは、波向がNEであることから、3.2で述べたような地形特性の影響が大きく作用しているためであろう。すなわち、波高は大きくないが、その周辺からうねりのような形で周期の長い波浪が来襲していたと考えられる。Fig. 9 に示した海上風の分布からもわかるように、北海道の北西沖に強いNEの風の場が存在し、それによって波浪が発達してくる。ところが、日本海中央部から東北地方に向う非常に強い風によって波向が支配され、波浪の伝播主方向は東向きへと徐々に変化している。このときの方向スペクトルの1例を Fig. 17 に示す。この図からも明らかにように、波浪の伝播方向が急変しているため、エネルギーはかなり広い波向内に分布しており、そのエネルギーのピークは場所によって2ヶ所認められるものもある。これらの方向スペクトルは日本海沿岸におけるものであり、風向が急変している日本海中央部ではもっと複雑なスペクトル分布をしていることは想像にかたくない。16日の午前0時ごろになると、日本海中央部で吹いていた東寄りの強風が若干弱まりその風向もESEへと変化した。しかしながら、北海道の北西海上の風の場は依然として強く、かなり発達した波浪が





(1)

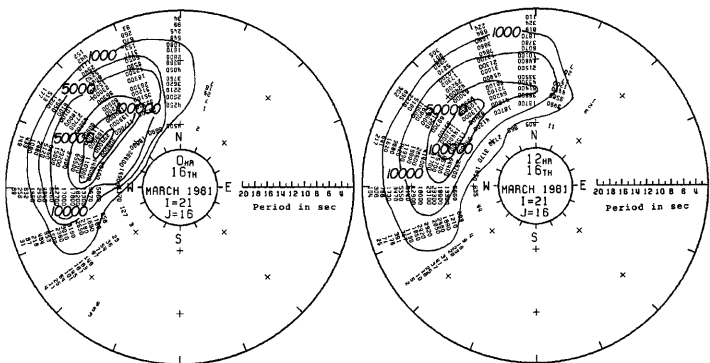
(2)



(3)

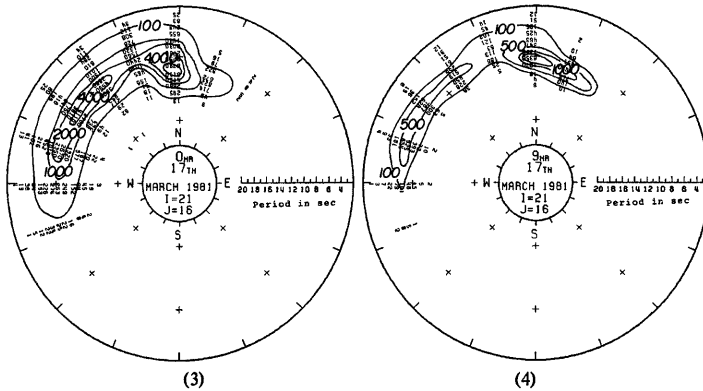
(4)

(a) Setana Harbour.



(1)

(2)



(b) Hajikizaki Point.

Fig. 17 Directional spectra predicted (2).

日本海中央部へ伝播してきたことが Fig. 16 からもわかる。そして、16日の6時ごろには、日本海全域において風の場は弱まり風速 10m/sec 程度になり、Fig. 16 から、北海道北海海上では、16日の12時ごろには、すでに長い周期の成分波はなく、これまでに発達した波浪が減衰しながら SW の方向へ伝播したことが想像される。

## (2) 異常波浪の発生機構

以上の考察から、波浪の伝播方向とその経路、あるいは風向と波向との関係などについて、日本海における波浪の発達特性が、かなり明らかになった。しかしながら、ここで問題にしたいのは、寄り廻り波などで代表される異常波浪、すなわち卓越した長い周期を持った波浪とくにうねりがいつ、どこにいかなる規模で来襲するか、あるいはその発生機構と伝播経路はどうなっているのかということである。緒言においても述べたように、寄り廻り波は周期10数秒のうねりであるから、周期 10sec 以上の波浪で、かつエネルギー的に意味のあるものが、果して富山湾あたりに来襲するかどうか考察してみよう。比較する地点としては弾崎 ( $I=21, J=16$ ) を選ぶことにする。Fig. 16 に示したように、15日の12時頃にはまだ低周波成分の発達はみられないが16日の0時頃には、エネルギー的にも大きい低周波成分が来襲しており、その波向はNWの方向で、富山湾にはさほど影響しないであろうと思われる。しかし、12時頃になると、10sec 以上の周波数成分波が入射角  $30^\circ$  程度で来襲しており、富山湾への影響もかなり出たものと予想される。さらに、17日0時では、以前に比べてエネルギー的には小さくなっているが、その入射角はほぼ真北であり、富山湾への影響はかなりあるものと思われる。方向スペクトルを用いてこの様子をもう少し詳しく考察する。

Fig. 17 は、弾崎および瀬棚港における方向スペクトルの時間的変化を示している。このうち前者では16日12時の方向スペクトルでは、NWの方向を中心に  $90^\circ$  の範囲内で強い波浪エネルギーが存在する。21時になると、全体に減衰し始めるが、NWとNの方向の2つのピークが出現しており、12時のときとは異なって、Nから伝播する 12sec から 11sec の波のエネルギーの方が大きくなっていることがわかる。これは17日の9時についても言えるが、波浪の減衰の効果によって、ピーク周波数が 10sec にまで落ちている。この季節風によって、富山新港では寄り廻り波が観測されており、そのときの記録を Fig. 18 に示す。なお、図中の有義波高は湾内の波高であって小さいため、その値を10倍してあることに注意すべきである。これによれば、16日の0時頃より、その前兆が現われ始め同日6時ごろには有義波周期で 10sec を越えている。また、8時には、周期はピークに達し、10sec 以上の波浪が17日の14時頃まで続いている。数値計算より得

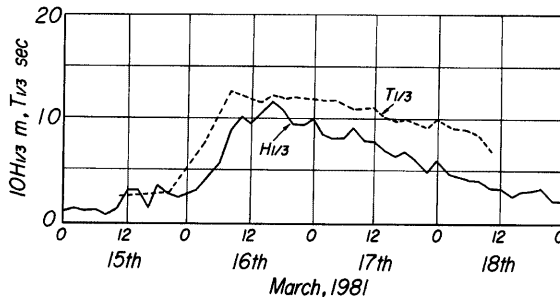


Fig. 18 Wave characteristics at Toyama-Shinko Harbour, showing Yorimawari-nami waves observed in March, 1981.

られた弾崎での結果と、新港での観測結果は、富山湾内の複雑な地形特性や佐渡島の存在を考えると即断はできないが、その傾向は非常によく一致しているといえよう。もちろん、ここで指摘したNからの低周波成分そのものが寄り周り波だと断定はできない。寄り周り波の発生は、富山湾の地形特性により大きく依存しているはずである。そうでなければ、富山湾の沿岸各地で寄り周り波の被害が発生するはずであるし、他府県の沿岸でもこのような被害が発生するはずであろう。したがって、ここでは寄り周り波が発生するための必要条件である低周波の波浪は、確かに真北の方向から富山湾へ向って来襲してきており、しかもその来襲時刻は季節風時の波浪のピークが過ぎてある程度おさまってからであり、その継続時間は1日以上に及ぶことを指摘しておくにとどめる。

### (3) 波浪予知モデルの改良

最後に、ここで用いた数値モデルの改良を目的として行った数値実験結果について述べる。前述したように、ここで用いたモデルにおいては、波の発達項を Miles 機構で表わし、 $\beta_M(f, U_*)E(f, \theta)$  という形で評価している。この指数型増幅項  $\beta_M$  は、周波数  $f$  と摩擦速度  $U_*$  だけの関数であり、風向と波向のなす角度の影響が含まれておらず、ある周波数については方向によらず同じ発達率が与えられることになる。これは不合理であると思われるので、実際には、 $\beta_M(f, U_*, \theta)$  と表わされるべきである。すなわち、方向による発達率の差を考慮に入れるべきであろう。そこで、本研究では簡単のために、平衡方向分布関数の形で、Miles の波浪の発達項の方向特性を評価することにした。すなわち、波浪の発達項としては、 $\beta_M(f, U_*) D_\omega(f, \theta) E(f, \theta)$  で表わされる表示を採用することにした。そして、指数型増幅項をこのように修正したものを、前述した1981年3月の季節風に対して適用した。その結果をもとに、各地点におけるスペクトルの時間的変化を考察した。その結果によると、全体のスペクトル形はほぼ一致しており、ただ発達初期の段階における差異が著しい程度である。指数型増幅項に方向性を持たせたわけであるから、全方向について同一の増幅率を採用したよりもその発達の割合が制限されるのは当然のことであると思われる。

今回の場合、6時間ごとのスペクトル変化しか表示しなかったため、詳しく検討することはできなかったが、風が吹き続けて少なくとも発達し出してから、6時間から12時間経過した後のスペクトル形は、ほとんど同じであった。これは何を示しているのであろうか。方向によらない増幅率を採用するならば、ある周波数全方向について同じ割合でエネルギーが授受される。もし、そうであるならば、方向スペクトルの分布形は周波数のみに依存し、方向に対しては、全く一定値として並ぶことになるはずである。ところが、実際の数値計算で求められる方向スペクトルはそのようには表わされておらず、かなりまとまな分布形をしている。このように考えると、スペクトル形に直接影響し、それを制御しているものは何なのかといえ、砕波項の中に含まれている  $E_\omega$  の項ではないだろうか。これの存在によって、無意味な周波数に大きくエネルギー的に出

た部分はけずられているのではないかと考えられる。したがって、今後はより基礎的な分野、特に source function の表現法、とくにその砕波項と平衡状態への移行過程をいかに定式化するかに関する研究が必要であろう。

#### 4. 結 語

本研究は、寄り廻り波で代表されるような日本海沿岸における異常波浪の予知に関する基礎研究であり、波浪のエネルギー平衡方程式に基づく数値予知モデルを季節風時の日本海の波浪推算に適用して、沿岸各地の観測結果と比較し、その適用性を明らかにするとともに、季節風時に極度に発達した低気圧や台風による寄り廻り波が発生する機構について研究したものであって、その主要研究成果は次のように要約される。まず、波浪の数値予知法について概説したのち、本研究で用いた計算法を示した。次に、これを一様風域場の日本海の波浪予知に適用し、その特性について考察した。その結果、波浪の発達期においては、波浪は風上側の地形特性によって波形特性の影響を強く受け、逆に減衰期では風下側の沿岸に波浪エネルギーが集中する場所が生じることを明らかにした。また、この計算を通じて、本研究で用いた日本海の波浪数値予知モデルが充分安定であることを確かめた。

波浪の数値予知モデルにおいては、そのモデルの構成のみならず、海上風の推定が最も重要であることから、3時間毎の天気図を用いて日本海の海上風を推定する Bijvoet の方法を用いて推算された風の特性を用いることにした。推算された海上風を用いて、1981年2月および3月の冬期季節風時を対象とした日本海における波浪推算を行った。その推算結果は、日本海沿岸各地の観測結果と比較され、この数値予知モデルの適用性について考察した。各地点の観測結果との比較から、2月における波浪の推算結果によれば、現地波浪の観測データとの比較は観測地点の地形特性と波向きとの関係に着目して行うべきことを指摘した。ついで、北海道から山陰に至るこの数値予知モデルによる推算結果は、日本海の波浪特性をかなりよく表わしうることがわかった。その場合、小規模ながらも寄り廻り波が発生した3月においては、寄り廻り波の発生源となるであろうN方向からの長周期の成分波の伝播が本モデルで再現されていることから、本研究で示した波浪の数値予知法で寄り廻り波の予知が可能であることがわかった。

なお、紙数の関係で省略したが、台風のひとつ台風6524号を対象として、同様な波浪の数値予知を行い、寄り廻り波の発生の可能性を考察した。その結果、季節風の場合と同様に、N方向からの長周期な成分波の伝播が確認されたことを付記しておきたい。

以上、日本海の異常波浪としての寄り廻り波の発生機構について、波浪の数値予知モデルによって考察したが、極度に発達した低気圧によってこのような異常波浪が発生する可能性を見出すことができた。今後、季節風時の低気圧のモデル化の研究とあいまって、低気圧や台風による異常波浪の発生条件を究明していかなければならないし、波浪の数値予知モデルから逆に海上風の推定ができるまで、その精度の向上を図ることが望まれるが、本研究はその基礎研究としても十分役立つものと思っている。

最後に、本研究は文部省特別研究として日本海中部における冬期季節風時の波浪予知に関する研究（昭和54、55年度）および科学研究費自然災害特別研究（No. 56020020）による研究成果の一部であることを明記するとともに、本研究の第1報に述べられている日本海上風の推定を実施して下さった光田寧教授らの御協力に深謝する次第である。さらに、本数値予知モデルによる推算結果の検証のため、日本海沿岸各地の波浪観測記録を提供して下さった関係諸方に感謝するとともに、本研究が異常波浪の予知と災害防止に役立てば幸いである。

#### 参 考 文 献

- 1) 富山地方気象台：富山湾の波浪の総観解析，1971。
- 2) 北出正清：「寄り廻り」波の機巧と予知，中央気象台海洋報告，第2巻，第4号，1952，pp. 125～151。

- 3) 山口正隆・土屋義人：有限風域場における波浪の数値予知法，第26回海岸工学講演会論文集，1979，pp. 96~100.
- 4) 山口正隆：有限風域場における波浪の数値予知法，数値予知法の大坂湾への適用性，高潮の発生機構とその極値に関する研究（代表者；土屋義人），自然災害科学総合研究班，No. A-56-4，1981，pp. 76~80.
- 5) Hasselmann, K. et al: Measurement of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deut. Hydrogn. Zeit., Suppl. A, 8, No. 12, 1973, 95 p.
- 6) Isozaki, I. and T. Uji: Numerical prediction of ocean wind waves, Paper in Meteorol. and Geophys., Vol. 24, No. 2, 1173, pp. 207-231.
- 7) Hasselmann, K. et al: A parametric wave prediction model, Jour. Phys. Oceanography, Vol. 6, 1976, pp. 200-228.
- 8) Ewing, J. A., T. J. Weare and B. A. Worthington: A hindcast study of extreme wave conditions in the north sea, Jour. Geophys. Res., Vol. 84, 1979, pp. 5739-5747.
- 9) Toba, Y.: Stochastic form of the growth of wind waves in a single-parameter representation with physical implications, Jour. Phys. Oceanography, Vol. 8, 1978, pp. 494-507.
- 10) Yamaguchi, M. and Y. Tsuchiya: Directional spectra of wind waves in growing stage, Coastal Engineering in Japan, Vol. XXIV, 1981, pp. 93-104.
- 11) Mitsuyasu, H. et al: Observation of the power spectrum of ocean waves using a clover leaf buoy, Jour. Phys. Oceanography, Vol. 10, 1980, pp. 286-296.
- 12) 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, Geophy. Science Lab., New York Univ., TR-67-5, 1967.
- 13) Barnett, T. P.: On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves, Jour. Geophys. Res., Vol. 73, No. 2, 1968, pp. 513-529.
- 14) 三木橋彦：海面天気図から海上風を算定するための Bijvoet の方法の日本付近への適用，海と空，第39巻，第3号，1963，pp. 118~126.