

港湾工事のための波浪予測手法の開発

稲 田 裕
(技術研究所)
鈴 木 誠
(技術研究所)
石 井 清
(技術研究所)

§1. はじめに

港湾施設の建設等の海洋における工事の場合、施工管理や安全確保のために正確な波浪予測を行なうことが必要とされる。特に、大規模な海上工事では、数日間にわたって一連の作業を行なうため、一定期間連続した静穏な波浪状態が求められる。例えば、ケーソン式護岸、防波堤を建設する場合、ケーソンの据付工事には曳航・据付から裏込石の投入までの作業があり、静穏な波浪状態が3日間連続することが条件とされている。近年、外洋型の港湾が計画されることが増えているが、波浪条件が厳しい地点ではこのような施工の機会は年間で限られた回数しかなく、これを逃さずに工事を行なえるか否かは安全性、経済性の両面において非常に重要となる。したがって、工事の可否判断のためには数日後までの精度の高い波浪予測が要求される。

波浪の予測には、気象データから波の変形の評価まで様々な問題が含まれる。特に、波の成長、減衰および伝播の理論については、これまで多くの研究が進められてきたが、未だ十分な解析手法が得られてはいない。波浪予測の手法は、国内では気象庁を中心にいくつかの手法が提案されている。しかし、各手法とも計算精度の面などで問題点があり、実用上確定した手法とはなっていない。また気象、海象データの收拾および評価等に非常に専門的な知識が要求され、一般的な技術とはなり得ていない。

そこで著者らは、新しい波浪予測手法の開発を目的として研究を進め、実用化の試みを行なっている。本報告では、その波浪予測手法の概要を示す。また、研究の過程で行なった現状の波浪予測技術の評価、波浪予測の基礎となる波浪推算手法の理論について説明を行なう。さらに、これまでに作成した数値波浪推算手法の内容とその主な結果について示す。

§2. 波浪予測手法の概説

2.1 波浪予測の現状

ある波浪予測地点まで、波浪は以下に示すような物理過程を経て到達する。海面上に風が吹き風から波へとエネルギーが供給されると、まず風送流というさざなみが発生し、さらに風が吹き続けると波高、周期が増大し風波へと成長する。さらに、風波は風域を脱すると短周期の成分が減衰されうねりとして遠方へと伝播する。また、波は沿岸域に到達すると水深の変化や海岸地形の影響を受けて、浅海変形や屈折、回折などの変形を生じる。沿岸波浪の予測では気象、海象の観測値また予測値を基にして、これらの物理過程を解析的にまたは統計的に評価している。

従来から波浪の予測のために用いられてきたモデルは、波浪推算手法に代表される物理モデルと呼ばれるものである。このモデルでは上で示した波浪が沿岸に到達するまでの物理過程をモデル化し、解析的に評価することにより波浪の予測を行なう。物理モデルは波浪の物理的な因果関係により定式化を行なっているため、気象擾乱による高波浪の発生を精度良く予測できる。しかし、得られる予測の精度は海上風の計算精度に依存する。風の推算精度を向上させるには専門的な知識が要求される上、推算の基になる気象データの精度の向上はあまり期待できない。また、全ての物理過程を解析的に評価するためには大量の計算を行なう必要があり、大容量、高性能のコンピュータが必要となる。さらに、沖波の推算に加えて沿岸変形の評価を行なうためには、予測地点ごとの計算モデルの作成が必要となる。

一方、近年波浪観測の技術が進歩し、多くのデータが蓄積され利用することができるようになるに伴い、統計的な手法を用いた予測手法が示されてきた。2) 統計モデルは観測された波浪とその発生原因と

なる気圧、風速等の気象要素との相関関係を調べ、回帰式を導いて波浪の予測を行なうものである。統計モデルによる予測は専門的な知識を必要とすることなく容易に予測を実施できる利点を持つが、現時刻における観測波浪の寄与率が高く、波浪の立ち上がりが遅れるなどの精度の問題がある。また、予測期間が長くなるに伴って予測精度が低下する傾向がある。

上記の問題を解決するために、物理モデルと統計モデルを混同した混合モデルが最近いくつか提案されている。波浪推算と重回帰式を組み合わせたモデル³⁾が示されているが、実用化されているものはまだ余り多くは見られない。

2.2 新しい予測手法の提案

現在開発を行なっている予測手法は、多変量自己回帰モデルと波浪推算モデルを組み合わせた新しい混合モデルである。このモデルは気圧データから海上風および沖合波浪の方向別のエネルギーを算出するまでの段階を物理モデル（波浪推算）により行ない、得られた沖波エネルギーから沿岸波浪を予測する過程を多変量自己回帰を用いた統計モデルにより行なうものである。提案する波浪予測手法のフローを図-1に示す。このモデルの特徴は多変量自己回帰モデルを用いることにより、対象地点における波浪の観測値とともに波浪推算により得られる沖波の情報を取り入れた予測が可能なことである。また、波浪推算手法を用いることにより沖合波浪は比較的容易にかつ高精度に予測することが可能である。さらに、沿岸変形を解析的に評価する必要がないため、

予測地点ごとのモデルの設定および近海領域での複雑な計算が省略できる。

この新しい混合モデルにより精度の高い波浪予測を行なうためには、沖波波浪を解析的に求める波浪推算手法の精度を十分高くする必要がある。そこで、本研究では新たに数値波浪推算手法の構築を行ない、精度についての考察を行なった。

§3. 波浪推算手法

3.1 海上風の推算

海上風は波浪の発達を支配する重要な要素であり、海上風の推算精度は波浪の推算精度に大きく影響を及ぼす。大気の運動は台風、前線等の気象擾乱による気圧傾度力にともなって発生する。そして、自由大気から海面近傍までの風は、気圧傾度力・コリオリ力・摩擦力がバランスするように高度に応じて風向・風速を変化させる。

海上風を数値的に推算するためにいくつかのモデルがある。最も正確なモデルは水平、鉛直方向ともに運動力学の式に基づいて風、温度等の時間的、空間的な変動を計算する力学的海上風モデルであるが、莫大な計算容量・時間を要し、業務上に用いることは未だ現実的ではない。現在一般的に用いられている手法は、診断的海上風モデルの中の解析的手法と呼ばれるものであり、自由大気の風と海面上の風を境界層理論を用いて結合している。波浪推算ではCaldoneが提案した数値モデル⁴⁾を用いることが多い。

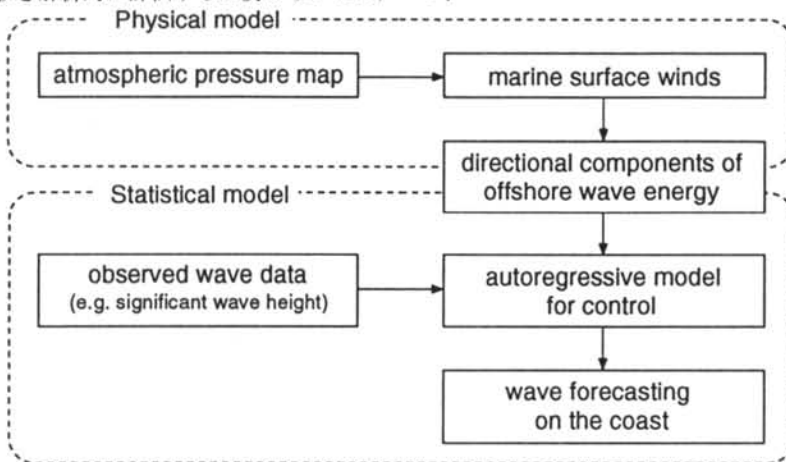


図-1 提案する波浪予測手法のフロー

Caldoneのモデルでは大気境界層の構造として、上層から自由大気、エクマン層、地表層の3層からなるモデルを考え、各層の特性を仮定して支配方程式を表わし、境界条件を満たすように任意の高さの風の分布を求める。

自由大気層の大気は気圧傾度力とコリオリ力が釣り合うように運動する。2つの力が釣り合う速度で等圧線に平行に吹く風を地衝風と呼ぶ。ある地点間に Δp の気圧差が生じたとすると、地衝風の速度 V は次の式で求められる。

$$V = -\frac{1}{2\rho\omega\sin\phi} \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad \dots\dots(1)$$

ただし、 ρ は空気の密度、 ω は地球の自転の角速度、 ϕ は緯度である。さらに、台風や発達した低気圧の場合のように等圧線が湾曲しているときには、遠心力の影響により風速が変化する。この影響を考慮した風を傾度風と呼び、風速を G とおき地衝風の風速との関係を表わすと次式のようになる。

$$G = \frac{V}{1/2 + \sqrt{1/4 + V/fR}} \quad \dots\dots(2)$$

ただし、 R は等圧線の曲率半径、 $f (=2\omega\sin\phi)$ はコリオリパラメータである。

エクマン層内ではレイノルズ応力は高さと共に減少し、うず交換係数 K_m は一定であると仮定する。風速 U の成分を (u, v) 、傾度風 G の成分を (u_G, v_G) とし、

$$W = (u - u_G) + i(v - v_G)$$

と定義して、エクマン層内の高さ z における W の分布を求めると、

$$W = W_0 \cdot \exp\{-\beta(z-h)\} \cdot \exp\{-i\beta(z-h)\} \quad \dots\dots(3)$$

となる。ここで、 W_0 は内部境界面の高さ h における W の値であり、 β は次式のような定数である。

$$\beta = \sqrt{f/2K_m} \quad \dots\dots(4)$$

地表層内では、レイノルズ応力は一定で、うず交換係数は高さと共に増加し、コリオリ力の効果は無視できるものとする。また、地表層の高さ h はBlackadarの求めた結果から次のようにおく。

$$h = B_0 G / f \quad \dots\dots(5)$$

ただし、 B_0 は定数 $(=3.0 \times 10^{-4})$ である。この結果、地表層内の風の鉛直分布は

$$U(z) = u_* / k [\ln(z/z_0) - \psi(z/L')] \quad \dots\dots(6)$$

で表わされる。ここで、 z_0 は粗度係数、 L' はMonin-obukovの安定度指数、 u_* は摩擦速度、 $\psi(z/L')$ は大気の安定度を定める関数で中立状態では0となる。

る。

さらに、各層間および地表上の境界条件は、次のように表わされる。

$$\vec{U} = 0 \quad \text{at } z = z_0 \quad \dots\dots(7)$$

$$\vec{U} = \vec{G} \quad \text{at } z = \infty \quad \dots\dots(8)$$

$$\vec{U}, \partial \vec{U} / \partial z, \vec{\tau} \text{ が連続} \quad \text{at } z = h \quad \dots\dots(9)$$

ここで、 τ は風の応力のベクトルである。

境界条件を用いて式(2)、(3)および(6)を連立方程式として解き摩擦速度および安定度指数を求めれば、各層の風の鉛直プロファイルが導かれる。しかし、実際には式中に変数自身が含まれているため、数値処理による収束計算を行なう必要がある。

3.2 波浪の推算

3.2.1 推算手法の概要

波浪の推算手法は経験公式に基づくもの、有義波法によるものおよびスペクトル法によるものに大別される。経験公式は、波の諸元を直接に風の諸元と結びつけ図化したもので、一般的な推算法として適用するには問題がある。有義波法は、不規則波の特性を有義波により代表させ、その波高、周期を風速、吹送距離および吹送時間に結びつけたものである。有義波法はSverdrup-Munk, BretschneiderによるSMB法によって実用化され、その後Wilson, 井島らにより改良が行なわれ、広く用いられてきた。しかし、不規則な風波の場を表わすには有義波という代表波だけでは十分ではないことから、Neumann, Piersonらによって、エネルギースペクトルの時間変化を追うスペクトル法が開発された。近年になり、計算機の発達により、エネルギースペクトルの平衡方程式を数値的に解く数値波浪モデルが開発され、異常時の波浪の推算、設計波の設定等に用いられるようになってきた。

現在実用化されているスペクトル法による数値波浪モデルは分離伝播(DP)モデルと結合分離(CD)モデルの2つに大別される。前者はスペクトルを周波数と伝播方向で分割した有限個の成分波の集合体で表わし、各成分波が独立して発達、減衰および伝播をすることでモデル化したものである。国内で開発されたものとしては最も初期に開発された井上モデル、気象庁によるMRI-I、琵琶湖の観測結果を取り入れた山口・土屋モデル等がある。一方、後者は第2世代の数値波浪モデルであり、成分波間の非線形エネルギー輸送の効果を取り入れている。例としては気象庁のMRI-II、東北大学の鳥羽らによるTO-

HOKU-II等がある。

3.2.2 基礎方程式

風波の発達・伝播はスペクトルのエネルギー平衡に基づいて考察することができる。エネルギー平衡方程式は、一般的に次式のように表わされる。

$$\frac{\partial E}{\partial t}(f, \theta, t, \mathbf{x}) + C_g(f) \cdot \nabla E(f, \theta, t, \mathbf{x}) = S(f, \theta, t, \mathbf{x}) \quad \dots\dots(10)$$

ここで、 $\mathbf{x}(x, y)$ は空間座標、 t は時間、 $E(f, \theta, t, \mathbf{x})$ は (t, \mathbf{x}) における θ 方向のスペクトル密度関数、 C_g は波の群速度、さらに $S(f, \theta, t, \mathbf{x})$ はスペクトル密度の増減を表わす関数である。式(10)において、左辺の第1項は波スペクトルの局所的な時間変化、第2項は移流項、そして右辺はソース項を表わしている。ソース項としては風から波へのエネルギーの入力 S_{in} 、砕波・逆風・内部摩擦などによるエネルギーの消散 S_{ds} 、成分波間の非線形干渉によるエネルギー交換 S_{nl} などが含まれ、これらをいかに関数化するかが問題となり、各推算モデルによりいろいろな方法が取られている。

風から波へのエネルギーの入力項 S_{in} としては、一般的に次式が用いられている。

$$S_{in}(f, \theta) = A(f, \theta) + B(f, \theta) \cdot E(f) \quad \dots\dots(11)$$

ここで、 $A(f, \theta)$ 、 $B(f, \theta)$ はそれぞれPhillipsとMilesによる風の発達係数である。また、 S_{ds} については、一定風速の風が長時間吹き続けると風速で定められるあるスペクトル形に近づくものとして取り扱う。定常状態における平衡スペクトルは、一般に次式のPierson-Moskowitzのスペクトル等が用いられる。

$$E_{\infty}(f) = \frac{8.1 \times 10^{-3} g^2}{(2\pi)^4 f^5} \exp \left\{ 0.74 \frac{g}{2\pi U_{19.5} f} \right\} (m^2 \cdot s) \quad \dots\dots(12)$$

ここに $U_{19.5}$ は海面上19.5mの高さにおける風速(m/s)である。非線形相互作用の項 S_{nl} は成分波の間でのエネルギー輸送であり、ピーク近傍での過剰に入力されたエネルギーが、低周波、高周波側に移動される。この相互作用の結果、スペクトル形状が相似形に保たれることになり、その性質を利用して非線形相互作用の効果を取り入れている波浪推算モデルもある。しかし、この項は厳密に評価するには計算時間の点で困難であり、無視しているモデルも見られる。

§4. 数値波浪推算手法の開発

4.1 計算領域と気圧データの設定

日本の沿岸地域に高波をもたらす気象擾乱としては、台風、冬型の気圧配置、前線性の低気圧などが考えられる。ある地点における波浪推算を行なうためには、影響を及ぼす気象擾乱について評価を行ない計算領域を設定する必要がある。ここでは、得られる気圧データの領域を考慮し、できるだけ多くの気象擾乱の影響を含むことができるように図-2に示すような日本近海の領域を設定する。また、海上風、波浪の推算は領域を正方形格子に分割し、格子上の点で計算を行なう。格子間隔は低気圧や台風による風の場合を台風モデル等の特殊な手法により評価する必要を省けるように50kmとした。なお、計算領域では全て水深の影響は考慮せず深海モデルとしている。さらに、地図情報を基に海岸線データを作成し、図に示すように格子網の中に海岸線を組み込んだ。なお、後に示す海上風と波浪の推算結果の検証を行なう気象観測ブイの位置に相当する格子点を図中に示す。

気圧データは(財)日本気象協会から常時に1日1枚(9時)、異常時に1日4枚(3, 9, 15, 21時)の等圧線データとして入手できる。データの読み込みと気圧の格子点データの作成は、ワークステーション上の地理情報システムを用いた。さらに、波浪推算の精度を上げるため、等圧線データの時間補間を行ない、全ての期間について6時間ごとの気圧の格

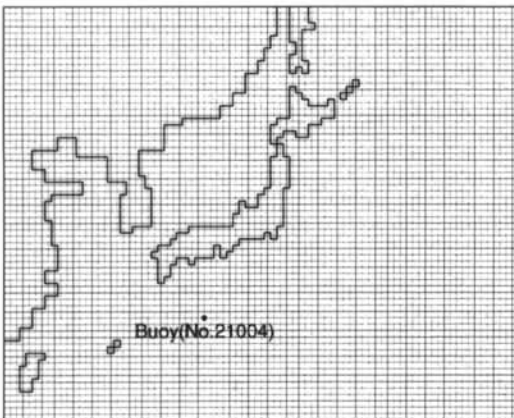


図-2 計算領域と格子の作成

子点データを作成した。また、各格子点における気圧傾度の値は中央差分を用いて求めた。

4.2 数値波浪モデル

4.2.1 数値計算手法の設定

本研究では、スペクトルモデルによる波浪推算法に基づいた数値波浪モデルにより計算を行なう。ここで、数値計算手法はエネルギーの伝播のスキームなど気象庁MRI-Iを基にして開発を行なった。MRI-Iは業務上用いられた実績が多く、推算結果の信頼性は高い。また、手法に関する文献、資料等も多く数値計算手法の検証に有利である。

4.2.2 海上風計算手法

海上風の算定は前章で示したCaldoneの数値モデルを用いて行なう。波浪の計算に必要な高度20mにおける値は式(6)の地表層内の風の分布の式により求められる。海上風の推算により格子点上の風速、風向の6時間ごとの分布が求められる。さらに得られた結果から一次補間による時間内挿を行ない、2時間ごとの風の分布を求める。

4.2.3 波の伝播の評価

数値計算を行なうに当って、エネルギースペクトルは、周波数および方向について分割してある微小な幅 Δf 、 $\Delta\theta$ を持つ有限個の成分波の集合として扱う。そして、格子間隔を Δx と置き、エネルギー平衡方程式(10)を差分方程式として表わすと、

$$E(x, t + \Delta t) = E(x, t) - \Delta t \times \frac{(C_g E)_{x-\Delta x} - (C_g E)}{\Delta x} + \Delta t \cdot S(x, t) \quad \dots\dots(13)$$

となる。ここで、 Δt はタイムステップ、 E と S は周波数 f および方向 θ の関数である。このモデルでは、周波数に関しては0.04Hzと0.26Hzの間を0.01Hz間隔に、方向に関しては16方位に分割した。また、計算のタイムステップは30分とした。

風波は周波数および方向について分散性を持つことから、時間の経過に従って空間的に広がりながら伝播していく。しかし、差分法による解法では各成分波は平均群速度で平均方向に伝播するものとして扱うので、空間的に連続にならず斑点状の分布になってしまう。そこで、これを防ぐために以下に示すような数値処理を行なう⁵⁾。

始めに、図-3において格子点 $P(I, J)$ の θ 方向のエネルギーを $S_{I, J}$ と表わし、点 P に θ 方向から到達するエネルギーを求める。ここで、点 X におけるエネルギー密度 S_X は次式で求められる。

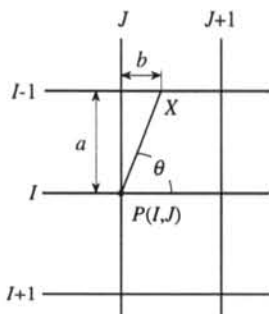


図-3 エネルギーの伝播の評価

$$S_X = \frac{1}{a} \{ b S_{I-1, J+1} + (a-b) S_{I-1, J} \} \quad \dots\dots(14)$$

そして、 θ 方向に沿う伝播の拡がりを考慮して格子点 P に到達するエネルギーの量を考えると、エネルギー密度の代表値 S_n は、

$$S_n = \frac{8}{\pi} \int_{\theta-\pi/16}^{\theta+\pi/16} S_X \cdot d\theta \quad \dots\dots(15)$$

となる。16方向の各成分波について同様にして式(14)、(15)を表わし、積分を行なえばこの値は次式のように一般的に表わすことができる。

$$S_n = C_1 S_{I+\alpha, J+\alpha'} + C_2 S_{I+\beta, J+\beta'} + C_3 S_{I+\gamma, J+\gamma'} \quad \dots\dots(16)$$

ここで、 C_1, C_2, C_3 は積分の結果求められる係数であり、 $I+\alpha, J+\alpha'$ は点 P に隣接する格子点の位置を示し伝播方向により定められる。

さらに、成分波の代表値は時間間隔 Δt ごとに $C_g \Delta t$ の距離だけ伝播するが、伝播距離と XP の幅に対応して X から P へ移すエネルギーの量を調節する。各時間ステップにおいて、 X からの伝播距離が P を飛び越えた場合、 P の寸前の微小間隔の中にある場合およびそこまで達しない場合の3ケースに分け、各ケースについて X のエネルギーを P へ移す割合 p をそれぞれ $p=1.0, 0.5, 0$ とする。したがって、ある時刻 $t=t_1$ から Δt 時間が経過したとき、点 P のエネルギーは、

$$(S_{I, J})_{t=t_1+\Delta t} = p \cdot (S_n)_{t=t_1} + (1-p) \cdot (S_{I, J})_{t=t_1} \quad \dots\dots(17)$$

として求めることができる。

4.2.4 波の成長、減衰の評価

波スペクトル $E(f, \theta, t, x)$ に関する平衡方程式(10)は、波の成長、エネルギーの減衰を考慮すると以下ようになる。

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -C_g \cdot \nabla E + (A + B \cdot E) \left\{ 1 - \left(\frac{E}{E_\infty} \right)^2 \right\} \Gamma(\theta), \quad E \leq E_\infty, \theta \leq 90^\circ$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -C_g \cdot \nabla E - D \cdot f^4 E, \quad E > E_\infty, \theta \leq 90^\circ \quad \dots\dots(18)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -C_g \cdot \nabla E - \left\{ B \cdot \Gamma(\theta) + D \cdot f^4 \right\} E \quad \theta \geq 90^\circ$$

ただし、 θ は風向と成分波の伝播方向の間の角度、 $\Gamma(\theta)$ は波の方向関数で、ここでは次のようにおいた。

$$\Gamma(\theta) = 2/\pi \times \cos^2 \theta \quad \dots\dots(19)$$

式(19)において、Aは時間に関して直線的な波の成長率を表わし、1時間当たりの成長率は次の式で求められる⁶⁾。

$$A(\omega, u) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{3.54 \times 10^{-11} \omega^{5.25} u^{2.25}}{[1/4(\omega/u)^2 + (k \sin \theta)^2] [1/9(\omega/u)^{2.5} + (k \cos \theta - \omega/u)^2]} d\theta \quad \dots\dots(20)$$

とする。一方、Bは指数関数的な成長を表わし、次式を用いて評価した。

$$B(\omega, u_*) = \omega/u_* \times [0.00139 \exp \{-7000(u_*/c - 0.031)^2\} + 0.725(u_*/c)^2 \exp \{-0.004(c/u_*)^2\}] \quad \dots\dots(21)$$

ここで、 u_* は摩擦速度である。

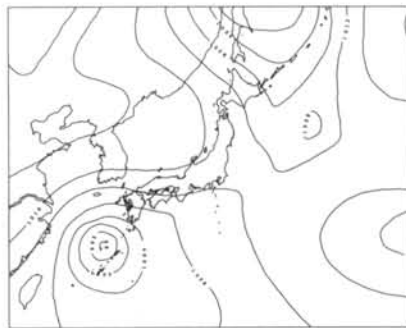
また、Dはエネルギーの消散を表わす定数で、風が

やんでから1時間以内に周期3秒以下の成分が消散するように、 $D=1$ とした。

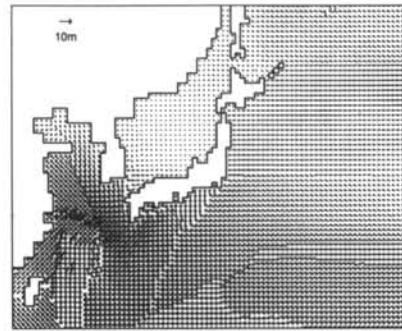
4.3 推算結果の評価

4.3.1 波高分布の評価

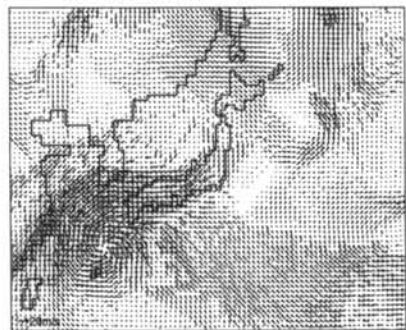
始めに、数値モデルにより気象擾乱に対して海上風および波浪がどのように発生しているかを検討するために、気圧配置と計算により得られる海上風お



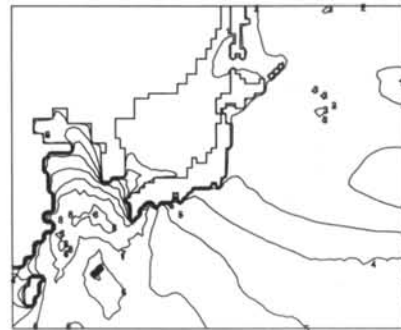
(a) 気圧配置



(c) 有義波高, 波向き分布



(b) 海上風分布



(d) 有義波高コンター図

図—4 気圧配置に対する海上風及び波浪の分布

よび波浪の比較を行なう。図-4に1990年10月7日を例に取り、気圧配置図、海上風分布図、波浪分布図および波高のコンターを示す。この日は大型の台風が沖縄近くに停滞しており、高波が記録されている。図から台風近く、および本州東岸の気圧の谷に当たる地域などの等圧線が密となっている地域において海上風が強くなっていることが分かる。また、それらの地域において風波が発生し、うねりとして伝播していることが波浪の分布図により示されている。得られた結果は実現象によく対応しており、また風速値、波高値とも妥当な値が得られている。

4.3.2 外洋波浪観測結果との比較

数値波浪モデルによる結果の精度の検証として、気象庁のパイロボットによる波浪観測値⁷⁾との比較を行なった。ここでは、1990年10月について四国沖に設置されたパイロボットNo.21004における海上風および波浪の観測値と計算値を比較した結果を例として示す。ブイステーションでは海面上高さ7.5mの地点で風向、風速の測定を行なっている。海上風推算モデルにより相当する地点、高さの風速を求め、一ヶ月間の風速の経時変化を表わす。図-5に観測値と推算値の比較を示す。図中で実線が推算値、破線が観測値である。推算値は観測値と良く一致しており、海上風の計算精度が良好であることが分かる。

つぎに、有義波高と有義波周期について、観測値と計算による推算値の経時変化を比較して図-6に示す。図中で(a)が波高、(b)が周期の結果である。全体に波高の推算値は観測値よりやや大きな値になっている。しかし、全体の傾向、特に高波となるとき波高の変化はよく一致しており、またパイロボットの観測精度を考慮すると波高の推算値は観測値と比較的合っていると言える。周期の推算値は観測値とほぼ一致しており、うねりの伝播による波高の増大と長周期化の対応等の周期特性もよく表現できている。

§5. おわりに

本研究では海洋工事の施工管理のための波浪予測手法の開発を目的として、その基礎となる波浪推算手法について現状の評価および数値評価手法の開発を行なった。数値波浪推算手法では気圧配置の読み込み、格子点データの作成および時間補間から海上

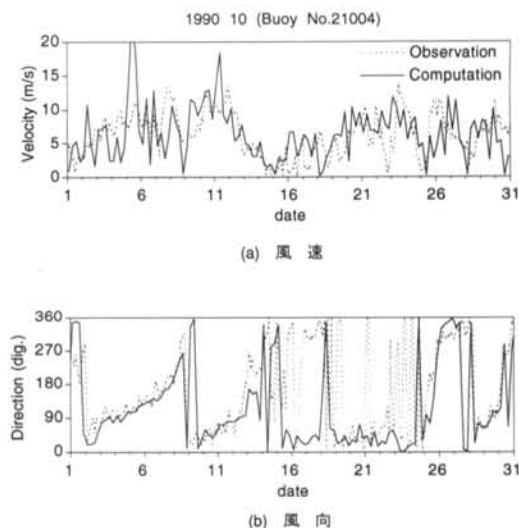


図-5 ブイ位置における海上風の観測値と計算値の比較

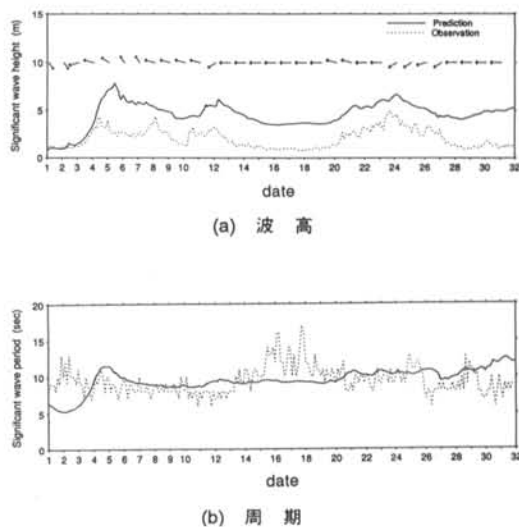


図-6 ブイ位置における波浪の観測値と計算値の比較

風の推算、波浪の推算に至るまでの一連の評価、解析システムが必要となる。そして各ステップにおいてかなり専門的な知識が要求されることから、一部の専門家の結果に頼ることが多かった。そこで、今回実際に数値波浪推算モデルの構築を行ない、理論の整理および技術的な問題点の評価を行なった。さらに、実際に数値計算を行ない、開発した手法の有効性を示した。

現在、実際の港湾工事において、この波浪推算手法により得られた結果を基にして報告中に示した混合モデルによる波浪予測の適用し、予測システムの

構築と精度に関する評価を行なっている段階である。これまでに得られた結果から、混合モデルを用いた場合も予測の精度には波浪推算の精度が大きく影響することがわかった。今後、台風などの局所的な擾

乱およびその移動による影響の評価、波スペクトルの成長、減衰のモデルの変更など研究を進めていく予定である。

<参考文献>

- 1) Isozaki, I. and T. Uji: "Numerical Prediction of Ocean Wind Waves" Papers in Meteorology and Geophysics, Vol.24, No.2 (1973) pp. 207~231.
- 2) 小舟浩治, 橋本展明: "重回帰式を用いた波浪予測手法の適用について" 第34回海岸工学講演会論文集 (1987年) pp. 167-171.
- 3) 後藤智明, 柴木秀之, 青野利夫, 片山忠: "波浪予測を目的とした物理因子重回帰モデル" 土木学会論文集, No.473/II-24 (1993年) pp.45~53.
- 4) 磯崎一郎, 宇治豪: "海上風数値モデルの波浪予報への応用" 気象研究所研究報告 第25巻 第3号 (1974年) pp.197~231
- 5) Uji, T. and I. Isozaki: "The Calculation of Wave Propagation in the Numerical Prediction of Ocean Waves" Papers in Meteorology and Geophysics, Vol.23, No.4 (1972) pp.347~359.
- 6) Inoue, T.: "On the Growth of the Spectrum of a Wind Generated Sea according to a Modified Meles-Phillips Mechanism and its application to wave forecasting" Geophy. Sci. Lab. Report, No.TR67-5, New York Univ., (1967) 74p.
- 7) 気象庁: "気象庁海洋気象パイロット観測資料" (1991年)