

水工学シリーズ02-B-7

波浪推算システムとその応用

岐阜大学工学部 助教授

小 林 智 尚

土木学会
海岸工学委員会・水理委員会
2002 年 9 月

波浪推算システムとその応用

Sea Wave Model and Its Application

小林 智尚

Tomonao Kobayashi

1. はじめに

海洋・沿岸域の開発計画策定にあたってはその計画区域内の波浪特性を把握する必要がある。また計画域内の港湾施設を始めとする海洋・沿岸構造物の設計にあたっては、構造物に作用する波浪外力を算定することが重要となる。特に近年の海域構造物の大水深化や外洋設置構造物の増加などに伴い、この設計外力に占める波浪の割合が増し、その算定の重要性が高まっている。現在、日本沿岸では多数の定点波浪観測点が設置されている。そして海域構造物の波浪外力は主にこの定点観測点での波浪観測データから算定されている。定点波浪観測では観測機器の開発・改良、新しい観測点の設置、解析手法の開発・改良などにより、波浪観測の技術や精度が向上している。しかしわが国では風速・風向などの気象観測に比べ定点波浪観測の歴史は浅く、また定点観測点の数も十分とは言えない。そのため海域構造物の波浪外力算定するうえでは定点波浪観測データだけでは必ずしも十分でなく、補助的に行われる波浪推算結果を加えて、確率波高などを半経験的に推定しているのが現状である。

これまで構造物の波浪外力算定などで補助的にしか使われていなかった波浪推算は、近年、研究の進歩や新しい数値モデルの開発・改良、そしてコンピュータの目覚ましい進歩によって大きな発展を遂げつつある。特に最近は波浪推算モデル WAM (WAMDI Group, 1988) や SWAN (Booij *et al.*, 1996) などが入手可能である上、ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts; ヨーロッパ中期気象予報センター) を始めとする気象機関から海上風などの精度・品質の高い気象データも容易に入手可能となり、波浪推算を試みる上でも良好な環境が整っている。

現在、定点波浪観測と同様の波浪データを波浪推算モデルで算出し、提供する試みが行われている。山口ら (2000) はわが国沿岸での過去 51 年間の波浪推算システムを構築した。また Sterl *et al.* (1998) は地球全球での 15 年間波浪追算を行っている。川口ら (2002) はわが国沿岸および周辺海域で 8 年間の追算を行い波浪の出現特性を明らかにした。これらの波浪推算システムは定点波浪観測に比べて、任意の地点での波浪情報が得られる、方向スペクトルなど観測では入手が比較的困難な波浪情報も得られる、観測機器の維持管理が不要、欠測がない、などの特徴を備えている。このため推算データの精度向上に伴い、波浪推算は定点波浪観測の補助的な役割から、今後は定点観測と同様の役割を担うものとして位置付けられるであろう。

一方、波浪推算は過去の気象データから過去の波浪を追算するだけでなく、気象の予報値から波浪の予測も可能である。海洋波浪予測は港湾工事や荷役の安全確保や最適な施工管理、航行船舶の安全確保、あるいは防災などに有効な情報である。海洋・沿岸域空間の有効活用には有効な予測波浪情報を提供する点からも、今後波浪推算の活用は急速に広がると期待される。

波浪推算や数値モデルに関する解説は既に数多くあり (たとえば、山口, 1985; Koimen *et al.*, 1994; 磯崎・鈴木, 1999; 土木学会研究現況レビュー小委員会, 2001) 重複する部分もあるが、ここでは第 3 世代浅海域波浪推算モデル SWAN を中心に、波浪推算モデルの概要と推算モデルによる台風時の波浪推算について論ずる。

2. 波浪推算モデル

(1) 波浪推算モデルの分類

波浪予測などを目的とした近代的な波浪推算法の歴史は第二次世界対戦中に開発され 1955 年に発表された SM 法 (Sverdrop and Munk, 1947) から始まる。この手法は有義波高などの波浪諸元を変数とし、海上風やうねりなどこの波浪諸元との関係を表す経験則から波浪の発達を推算する手法である。このように波浪諸元を変数とする波浪推算法をパラメータ法と呼ぶ。一般にこのパラメータ法は簡便に波浪予測が可能であるが、波浪方向スペクトルの相似性を仮定しているために、複雑なスペクトル形を有する波浪場や減衰段階の波浪など、相似性の仮定が満たされない場合には他の手法も採り入れる必要がある。

一方 Pierson *et al.* (1955) は波浪の方向スペクトルを変数とし、風波の不規則性をより直接的に表現する波浪推算法、すなわちスペクトル法を提案した。現在では、コンピュータの急速な発達もあり、このスペクトル法が主流となっている。スペクトル法はさらに第 1 世代、第 2 世代、第 3 世代、あるいは DP モデル、CH モデル、CD モデルに分類される。

- 第 1 世代波浪推算モデル。

DP モデル (Decoupled Propagation Model, 分離伝播モデル)。波浪の方向スペクトルを構成する各成分波は互いに独立であり、エネルギー授受は考慮していない。ただし、風から波へのエネルギー輸送項に、波浪観測結果から得られた経験則を用いているため、波浪成分波間の非線形相互作用の効果がこの項に陰的に含まれている。

- 第 2 世代波浪推算モデル。

風波の平衡スペクトル形状には相似性があり、かつ常にこの相似形を保つことを前提とし、ごく限られた数の波浪諸元 (たとえば波浪の全エネルギー) のみから、方向スペクトル成分波間の非線形相互作用によるエネルギー輸送を簡単な形で明示的に表現したモデル。このモデルはさらに CH モデルと CD モデルとに分けられる。

- － CH モデル (Coupled Hybrid Model, 結合ハイブリッドモデル)

このモデルでは海洋波浪を風波成分とうねり成分を分離し、風波成分については上記の方法で波浪スペクトル成分波間の非線形相互作用を考慮している。うねり成分については第 1 世代波浪推算モデルと同様に各成分波が独立であるとし、相互作用は考慮していない。

- － CD モデル (Coupled Discrete Model, 結合伝播モデル)

海洋波浪をうねり成分や風波成分には分離せず、波浪スペクトルの各成分波間での非線形相互作用を考慮したモデル。

- 第 3 世代波浪推算モデル。

風波の方向スペクトル形状の相似性の仮定なしに、波浪方向スペクトル成分波間の非線形相互作用を明示的に評価したモデル。非線形相互作用による成分波浪間でのエネルギー輸送をより正確に算定する必要がある。しかし一方でスペクトル形状の平衡状態を仮定する必要がなくなり、方向スペクトルの時空間変化まで再現できるようになった。

上記のパラメータ法、スペクトル法などモデルの特性による分類の他、適用対象海域によって、深海域モデルと浅海域モデルとに分類できる。深海域モデルは波浪の波長に比べて水深が大きい、深海条件の海域で適用する波浪推算モデルである。一方、浅海域モデルは海底面摩擦や浅水砕波など、海底面の影響による波浪エネルギー減衰やスペクトル形状変化の評価項を深海域モデルに追加したものである。

現在は第3世代の波浪推算モデルが主流となっている。国内外で使用されている主な第3世代波浪推算モデルは以下の通りである。

深海域モデル： WAM, MRI-III (気象庁モデル；植野・石阪, 1997),
JMA3G (気象協会モデル；Suzuki *et al.*)
浅海域モデル： WAVEWATCH (Tolman, 1991), SWAN

ここで対象とする波浪推算モデルSWANはDelft University of Technologyで開発されたモデルで、上記の通り第3世代の浅海域波浪推算モデルである。このモデルでは平面直交座標系と球面座標系の2種類の座標系を選択・採用することが可能である。このため直交座標系による湾・湖程度の局所領域スケールの波浪推算から、球面座標系による全球スケールの波浪推算まで可能である。またこのモデルの前身である深海域波浪推算モデルWAMで考慮されていた、風から波へのエネルギー輸送、4波共鳴非線形相互作用による成分波間でのエネルギー輸送、白波砕波によるエネルギー散逸、底面摩擦によるエネルギー散逸、に加えて、浅水砕波によるエネルギー散逸、極浅海域で顕著となる3波共鳴非線形相互作用による成分波間でのエネルギー輸送など、浅水域での波浪伝播に関わる点についても新たに考慮されている。

3. 波浪推算モデルの定式化

ここでは、第3世代浅海波浪推算モデルSWAN (Cycle 3, Ver.40.11) を例に波浪推算モデルの定式化について述べる。ただしSWANではエネルギーソース関数のうちいくつかは、複数の定式化されたモデルから選択できるようになっている。しかしここでは全てのモデルを網羅することはしない。個々のモデルの詳細な説明については、SWANのマニュアル (<http://swan.ct.tudelft.nl>) またはYang (1999), Booij *et al.* (1999)などを参照されたい。

(1) 波浪の作用密度スペクトル

SWANは各計算格子点上での波浪方向スペクトルを変数としている。ただし実際のモデル内では波浪方向スペクトル $E(\sigma, \theta)$ は用いず、代わりに2次元の波浪作用密度スペクトル (Wave action density spectrum) $N(\sigma, \theta)$ を用いている。ここで、 σ , θ はそれぞれ、流れとともに移動する座標系から見た各周波数、方向角である。また $N(\sigma, \theta) = E(\sigma, \theta)/\sigma$ である。このようにSWANが波浪の作用密度スペクトルを用いるのは、流れが存在する場では波浪方向スペクトル $E(\sigma, \theta)$ は保存しないが、波浪の作用密度スペクトル $N(\sigma, \theta)$ は保存量であるからである。

(2) 作用密度平衡方程式

2次元波浪作用密度スペクトル $N(\sigma, \theta)$ に関する平衡方程式は、直交2次元 (x - y) 空間上では次のように表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial x} (c_x N) + \frac{\partial}{\partial y} (c_y N) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (c_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_\theta N) = \frac{S(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (1)$$

ここで c_x , c_y , c_σ , c_θ はそれぞれ実空間 (x, y) ・スペクトル空間 (σ, θ) 上での伝播 (特性) 速度であり、各成分波の位相速度 c と群速度 c_g 、定常流流速ベクトル $\mathbf{U} = (U, V)$ 、波数ベクトル $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ と波数 $k = |\mathbf{k}|$ を用いて、

$$\left. \begin{aligned} c_x &= c_g \cos \theta + U, & c_y &= c_g \sin \theta + V, & c_\sigma &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\sqrt{gk \tanh(kh)} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{U} \right), \\ c_\theta &= \frac{c_g}{c} \left(\sin \theta \frac{\partial c}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial c}{\partial y} \right) - \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}}{k} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

と表される。ここで h は水深。式(1)左辺の各項は第1項から順にそれぞれ、作用密度 N の時間変化、 x 方向および y 方向の伝播による空間変化、水深と流れの時間変化による相対的な各周波数の変

化、水深や流速の空間分布による波の屈折、を表している。一方右辺の $S(\sigma, \theta)$ はこのシステムへのエネルギーの出入りを表すエネルギーソース関数である。この関数 S については後に述べる。

直交座標系での作用密度平衡方程式 (1) を地球上の球面座標系に書き換えると以下ようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} N + (\cos \phi)^{-1} \frac{\partial}{\partial \phi} (c_\phi \cos \phi N) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (c_\lambda N) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (c_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_\theta N) = \frac{S(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (3)$$

ここで $c_x, c_y, c_\sigma, c_\theta$ は

$$\left. \begin{aligned} c_\phi &= \frac{c_g \cos \theta + U}{R}, & c_\lambda &= \frac{c_g \sin \theta + V}{R \cos \phi}, & c_\sigma &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\sqrt{gk \tanh(kh)} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{U} \right) \\ c_\theta &= \frac{c_g \sin \theta \tan \phi}{R} + \frac{1}{kR} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \phi} - \frac{\cos \theta}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \left(\sqrt{gk \tanh(kh)} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{U} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

である。また ϕ, λ, R はそれぞれ緯度、経度、地球の半径を表す。

式 (1), 式 (3) 右辺のエネルギーソース関数 S は次のように表される。

$$S(\sigma, \theta) = S_{in} + S_{ds} + S_{br} + S_{bf} + S_{nl} + S_{tri} \quad (5)$$

ここで $S_{in}, S_{ds}, S_{br}, S_{bf}, S_{nl}, S_{tri}$ はそれぞれ、風から波へのエネルギー輸送、白波砕波によるエネルギー散逸、浅水砕波によるエネルギー散逸、海底面摩擦によるエネルギー消散、4 波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送、3 波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送、である。これらのエネルギーソース関数は個々に次に示す。

(3) 風から波へのエネルギー輸送 S_{in}

海上風が吹くことによって海上では波浪が発生し、時間・空間的に発達する。このプロセスは海上風から波浪へのエネルギーが輸送され波浪の発生・発達に寄与したものである。この風から波へのエネルギー輸送は Phillips (1957) の共鳴理論と Miles (1957) の相互作用理論で表される。Phillips の共鳴理論は、波浪発生の初期段階に関するもので、静水面上を吹く風が持つランダムな圧力変動に対して、その圧力変動の空間スケールと伝播速度に一致するスケールと位相速度を持つ波浪成分波が選択的に共鳴現象を生じ、その波浪成分が発生するというものである。一方 Miles の相互作用理論は、波浪の発達段階に支配的な機構であり、水面波の凹凸により水面上の気流が乱されて不安定が生じ、それによる圧力変動が風から波に効率的にエネルギーを輸送するというものである。

この風から波へのエネルギー輸送 S_{in} は Phillips の共鳴理論と Miles の相互作用理論を組み合わせ、

$$S_{in} = A + B E(\sigma, \theta) \quad (6)$$

と表される。ここで A は Phillips の共鳴理論による線形的な波の発達に関する項、また $B E(\sigma, \theta)$ は Miles の相互作用理論により指数関数的な波の発達に関する項である。これらの項の表現は波浪推算モデルごとに異なる。

SWAN では Phillips の共鳴理論に関する項 A に Cavaleri and Malanotte-Rizzoli (1981) の理論に Tolman (1992) のフィルターを加えた手法を用いている。

$$A = \frac{1.5 \times 10^{-3}}{g^2 2\pi} [U_* \max(0, \cos(\theta - \theta_w))]^4 H \quad (7)$$

ここで θ_w は風向である。 H はフィルターで

$$H = \exp \left(-(\sigma / \sigma_{PM}^*)^{-4} \right), \quad \sigma_{PM}^* = \frac{0.13g}{28U_*} 2\pi$$

σ_{PM}^* は Pierson・Moskowitz 型スペクトルのピーク周波数である。摩擦速度 U_* は

$$U_*^2 = C_D U_{10}^2$$

より求められる。ここで U_{10} は 10 m 高さの海上風速、抗力係数 C_D は Wu (1982) より

$$C_D(U_{10}) = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & : U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065 \text{ s/m} \times U_{10}) \times 10^{-3} & : U_{10} > 7.5 \text{ m/s} \end{cases}$$

一方 Miles の相互作用に関する項 $BE(\sigma, \theta)$ には Snyder *et al.* (1981) の理論または Janssen (1989, 1991) の quasi-linear 理論を用いることができる。ただし Snyder *et al.* の理論は高周波数領域において風から波へのエネルギー輸送量を過小評価する傾向がある (Komen *et al.*, 1994)。quasi-linear 理論は海上風の風速だけでなく海面状態も考慮した理論である。このため同一海上風でも波齢が若いほど風から波へのエネルギー輸送量が大きくなり、より現実的なモデル表現となっている。この quasi-linear 理論では B は次のように表される。

$$B = \beta \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_*}{c} \right)^2 [\max(0, \cos(\theta - \theta_w))]^2 \sigma \quad (8)$$

ここで ρ_a , ρ_w はそれぞれ空気と水の密度である。また β は Miles 定数であるが、quasi-linear 理論では定数としては扱わず、次式より求める。

$$\beta = \begin{cases} \frac{1.2}{\kappa^2} \lambda \ln^4 \lambda & : \lambda \leq 1 \\ 0 & : \lambda > 1 \end{cases} \quad (9)$$

ここで λ は

$$\lambda = \frac{gz_e}{c^2} \exp \left(\frac{\kappa c}{|U_* \cos(\theta - \theta_w)|} \right)$$

κ は Kármán 定数 ($= 0.41$)、 z_e は有効粗度高さである。今海面からの高さ z における海上風速 $U(z)$ を次のような対数則で仮定する。

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_e - z_0}{z_e} \right) \quad (10)$$

ここで z_0 は粗度高さである。有効粗度高さ z_e は z_0 、波による誘発応力 τ_w と全応力 $\tau (= \rho_a U_*^2)$ を用いて

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau_w/\tau}} \quad (11)$$

ただし

$$z_0 = \hat{\alpha} \frac{U_*^2}{g}, \quad \tau_w = \rho_w \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho B E(\sigma, \theta) \cos(\theta - \theta_w) d\sigma d\theta$$

である。ここで $\hat{\alpha}$ は定数で 0.01 である。

気象協会のモデル JMA3G (磯崎・鈴木, 1999) など、波浪推算モデルによっては式 (6) 中の Phillips の共鳴理論に関する項 A をゼロとしている。この場合、初期条件などで計算領域中の波浪スペクトルがすべてゼロであった場合には時間発展計算しても波が発生しないという、現実と矛盾した結果となる。ただし現実の波浪場で対象領域全体で波浪スペクトルがすべてゼロになることは考えられないので、現業等で用いる場合には問題とならない。

(4) 白波砕波によるエネルギー散逸 S_{ds}

風からのエネルギーによって風波は成長するが、ある程度大きくなると不安定を生じ白波砕波をもなってそのエネルギーを放出する。この白波砕波は時空間的に離散的に発生し、さらに非線形性の

極めて強い物理過程である。このためこの白波砕波過程をスペクトル理論で議論することは困難である。実際、風から波へのエネルギー輸送 S_{in} や波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl} , S_{tri} とは異なり、スペクトル空間上でこの白波砕波を表現しうる最適なモデルや理論は存在しない。そのためこの白波砕波によるエネルギー散逸を表現する項 S_{ds} は各波浪推算モデルで異なっている。また、この項は高周波数域のスペクトルの急激な増大を抑えるなど数値計算を安定化させ、他のエネルギー輸送項と組あわせた総合的な風波の発達・減衰過程が観測事実と符合するように波浪推算モデルの物理機構全体を調整する機能も有している（磯崎・鈴木, 1999）

この白波砕波によるエネルギー散逸は「局所的に強い砕波現象も平均すれば波浪場全体から見ると弱い（weak-in-the-mean）」という視点からスペクトル空間上で展開されている。このモデルには Hasselmann (1974) の白波理論に基づく白波モデル（Whitcap model）, Phillips (1985) らの疑似飽和モデル（Quasi-saturated model）, Longuet-Higgins (1969) の確率モデル（Probability model）, 次元解析から得られ気象協会のモデル JMA3G に採用されている Suzuki and Isozaki (1994) のモデル, 白波モデルを改良し気象庁の MRI-III に採用されているモデル（植野, 1998, 2000）などがある。このうち白波モデルは白波砕波の形状が個々の波の大小に関わらず図-1 に示す相似形であると仮定し、さらに砕波した場合にはその成分の波が減衰するだけでなく、より高周波数の波浪成分のエネルギーも減衰するとして構築されたモデルである。SWAN では他のエネルギーソース関数との整合性から、白波砕波によるエネルギー散逸に Hasselmann の白波モデルを浅海域まで拡張したモデル（WAMDI, 1988）を採用している。ただしこの拡張モデルでは白波砕波によるエネルギー散逸だけでなく、適切なスペクトル形状を保つために白波砕波以外の影響によるエネルギー消散も含まれてしまっている。

SWAN で白波砕波によるエネルギー散逸 S_{ds} は以下のように定式化されている。

$$S_{ds}(\sigma, \theta) = -\Gamma \bar{\sigma} \frac{k}{\bar{k}} E(\sigma, \theta) \quad (12)$$

$\bar{\sigma}$ と $\bar{k}$ はそれぞれ平均角周波数と平均波数であり、次のように表される。

$$\bar{\sigma} = E_{tot} / \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta, \quad \bar{k} = E_{tot} / \left(\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^2$$

ここで E_{tot} は以下の通り定義される。

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta$$

Γ は全体的な波形勾配 $\tilde{s}$ に依存する係数で、Günther *et al.* (1992) により以下の通りである。

$$\Gamma = C_{ds} \left((1 - \xi) + \xi \frac{k}{\bar{k}} \right) \left(\frac{\tilde{s}}{\tilde{s}_{PM}} \right)^p$$

ここで C_{ds} , ξ , p は実験定数であり、SWAN では $C_{ds} = 4.10 \times 10^{-5}$, $\xi = 0.5$, $p = 4$ を用いている。また波形勾配 $\tilde{s}$ は $\tilde{s} = \bar{k} \sqrt{E_{tot}}$ で定義され、 $\tilde{s}_{PM}$ は Pierson・Moskowitz 型スペクトルに関する波形勾配 $\tilde{s}$ で、 $\tilde{s}_{PM} = (3.02 \times 10^{-3})^{1/2}$ である。

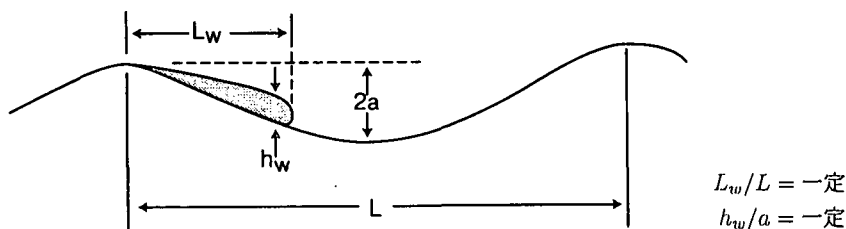


図-1 白波モデルで仮定された白波（ハッチ部）と波の相似形（Komen *et al.*, 1994）

(5) 浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br}

波浪が浅海領域に侵入すると浅水変形によって波高が増大し、そしてさらに浅い領域では波頂部分に不安定が生じて波は砕波になる。そしてこの浅水砕波が生じると、白波砕波と同様に、波動エネルギーは乱れエネルギーとして消費され波高が減衰する。

この浅水砕波によるエネルギー散逸のモデル化には、砕波を段波に置き換えた bore モデル（例えば、Battjes and Janssen, 1978；岩垣ら, 1981）、砕波によって生じた乱れに着目したモデル（例えば、泉宮・堀川, 1982；Dally and Dean, 1985）などがある。このうち bore モデルは砕波と段波の類似性から砕波のエネルギー散逸を段波のものに置き換えて算定するモデルで、直観的で分かりやすく、かつ実現象をかなりよく説明できる。しかしこれらのモデルは砕波によるエネルギー散逸を算定できるものの、そのスペクトル分布特性までは推定していない。これは白波砕波と同様に、砕波という現象が時空間上で離散的であり強非線形性をもつために、スペクトル理論で議論する事が困難であるからである。そこで SWAN では bore モデルで得られる浅水砕波による全エネルギー散逸 D_{tot} をその波浪のスペクトル強度に応じて各成分波のエネルギー散逸 S_{br} に分配する事とした。すなわち、

$$S_{br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) \quad (13)$$

ただし、間瀬・木井 (1992) は浅水砕波によるエネルギー散逸率が各周波数成分波ごとに異なり、高周波数域で大きい事を実験で示している。このことから SWAN で採用されている式 (13) の仮定は必ずしも正しいとは言えない。浅水砕波による全エネルギー散逸 D_{tot} は Battjes and Janssen (1978) より

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (14)$$

ここで $\alpha_{BJ} = 1$ 、 Q_b は砕波している波の確率で

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_{max}^2} = \left(\frac{H_{rms}}{H_{max}} \right)^2 \quad (15)$$

ここで H_{rms} は平均波高、 H_{max} は最大波高で $H_{max} = \gamma h$ より求められる。 γ は砕波パラメーターでその値は一般には 0.78 であるが、海底勾配が小さい場合はこの値も小さくなる事が知られている。SWAN では Battoes and Stive (1985) の室内実験による結果に従い、この γ の値に 0.73 を採用している。

式 (15) で表される、波高比 H_{rms}/H_{max} と砕波している波の確率 Q_b の関係を図-2 に示す。この図から H_{rms}/H_{max} が 0.4 を越えると砕波している波の確率 Q_b が急激に増加し、 H_{rms}/H_{max} が 1 で、確率 Q_b も 1 となっている事が分かる。

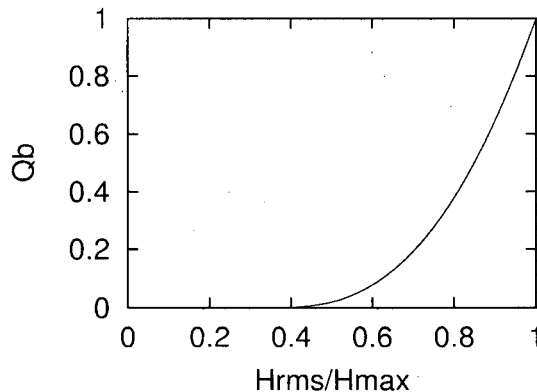


図-2 波高比 H_{rms}/H_{max} と砕波している波の確率 Q_b の関係、式 (15)

式 (13) 中の平均角周波数 $\bar{\sigma}$ は次式より求められる。

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{E_{tot}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (16)$$

(6) 海底面摩擦によるエネルギー消散 S_{bf}

浅海領域では海底面上でも波による軌道流速が生じるため、それによる底面摩擦によって波浪エネルギーが減少、波浪減衰が生じる。海底面上で生ずるせん断力 τ_b は底面境界層外縁での波による水粒子軌道流速ベクトル u_b と摩擦係数 C_f より

$$\tau_b = -C_f \rho_w u_b |u_b| \quad (17)$$

と表わされる。Hasselmann and Collins (1968) は式 (17) と微小振幅波理論から海底面摩擦によるエネルギー消散 S_{bf} を求めた。

$$S_{bf}(f, \theta) = -C_f g \frac{k^2}{\sigma^2} \frac{E(f, \theta)}{\cosh^2 kh} \left[\langle u_b \rangle + \frac{k_i k_j}{k^2} \left\langle \frac{u_{bi} u_{bj}}{u_b} \right\rangle \right] \quad (18)$$

SWAN ではエネルギー消散 S_{bf} の評価式 (18) を用いず、これを単純化した次式を用いている。

$$S_{bf}(f, \theta) = -C_{bot} \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2(kh)} E(\sigma, \theta) \quad (19)$$

ここで C_{bot} は底面摩擦係数である。JONSWAP の観測結果をもとに算定すると $C_{bot} = 0.038 \text{ m}^2/\text{s}^3$ となる。しかしこの係数は海底面境界層外縁での波による水粒子軌道流速 u_b の関数になるべきである。Collins (1972) は C_{bot} が底面上での流速 $|u_b|$ に比例するとして、また Madsen *et al.* (1988) は Jonnson (1966) の粗面乱流上での波による摩擦係数の関係式を用いて、 C_{bot} を底面上での流速 u_b と関連づけている。SWAN では C_{bot} に対して上記のいずれかの方法が選択できる。

(7) 4 波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl}

海洋で発生した波浪は発達・伝播する過程で一般に波長が長くなる傾向を示す。これは波浪の成分波間での非線形相互作用により成分波同士でのエネルギー輸送が生じたためである。この非線形相互作用によるエネルギー輸送は波浪成分間でのエネルギー授受であるため各成分波のエネルギーは変化するものの波浪の全エネルギーは変化しない。したがって全エネルギーから直接算出される有義波高は変化しないが、風波のスペクトル形状はこの非線形相互作用により影響を受ける。

第3世代波浪推算モデルはこの波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送を的確に算出する事により、波浪方向スペクトル形を規定せずに推算できるのが最大の特徴である。言い替えると、この非線形相互作用によるエネルギー輸送を評価できるように第3世代波浪推算モデルはスペクトル形を規定する必要がなく、海上風が急激に変動する場合や2方向波浪場も適切に再現できる。

深海条件における4波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl} は Hasselmann (1963) により次のように導かれた。

$$\begin{aligned} S_{nl} &= \frac{\partial N(k_4)}{\partial t} \\ &= \sigma_4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(k_1, k_2, k_3, k_4) \delta(k_1 + k_2 - k_3 - k_4) \delta(\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_4) \\ &\quad \times [N_1 N_3 (N_4 - N_2) + N_2 N_4 (N_3 - N_1)] dk_1 dk_2 dk_3 \end{aligned} \quad (20)$$

ここで N_j は作用密度 ($= N(k_j)$) であり、 $G()$ は結合関数である。この結合関数 $G()$ の表記は複雑であるので、Hasselmann (1963) や小松ら (1993) を参照されたい。 $\delta()$ はデルタ関数である。

この非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl} を周波数空間上で示した一例を図-3 に示す。この図では、作用密度 N のピーク周波数よりも高周波数側にエネルギー輸送 dN/dt が負の領域、逆に低

周波数側にエネルギー輸送 dN/dt が正の領域があり、波浪成分間では非線形相互作用により波浪のピーク周波数よりも高周波数側から低周波数側にエネルギーが輸送されている事が分かる。この図のように、非線形相互作用では波浪の高周波数成分から低周波数成分にエネルギーが輸送される事が多く、これによって波浪のピーク周波数は低周波数側に移動する。

式 (20) で示される非線形相互作用によるエネルギー輸送は任意の波浪成分間で起こるのではなく、共鳴条件を満たした波浪成分波の組合せでのみ行われる。式 (20) 中のデルタ関数 $\delta()$ がこの共鳴条件を示しており、以下の関係を満足する4つの成分波間で非線形相互作用が生じる。

$$\left. \begin{aligned} k_1 + k_2 &= k_a = k_3 + k_4 \\ \sigma_1 + \sigma_2 &= \sigma_a = \sigma_3 + \sigma_4 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

図-4 は Longuet-Higgins の4波相互作用の図で、共鳴する4つの成分波の関係 (式 (21)) を波数空間上で適切に表示したものである。この図は、

$$\gamma = \frac{|k_a|^{1/2}}{\sigma_a} - \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (22)$$

で定義されるパラメター γ の等値線図である。ここで、一方の極大点からある点 P を通って他方の極大点に達する2ベクトル1組の波数ベクトル対を考える。2対のベクトル対が通過するそれぞれの点 P の γ が等しい時、これらの波数ベクトルは式 (21) に示される共鳴条件を満たしている。言い替えると、図中、 k_3 と k_4 が決まるれば、 k_1 と k_2 は、 k_3 、 k_4 と同じ γ の等値線上を通らなければならない、という1つの自由度を残して決定する事ができる。

ただし共鳴条件を満たす波浪成分波の組合せの自由度が1つでも組合せは無数にあり、式 (20) に示される積分演算は非常に複雑で計算量も莫大であるため、厳密計算は現実的ではない。そこで無数にある共鳴条件を満たす波浪成分波の組合せのうち、代表的な1組の組合せによる演算で非線形相互作用 (式 (20)) を近似する手法が用いられている。この手法は離散相互作用近似 (Discrete Interaction Approximation, DIA) と呼ばれ、SWAN では次の条件を満たす1組の成分波の組合せによる演算で非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl} を近似している (Hasselmann and Hasselmann, 1985)。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma_2 = \sigma, & \sigma_3 &= \sigma(1 + \lambda_{nl}) = \sigma^+, & \sigma_4 &= \sigma(1 - \lambda_{nl}) = \sigma^-, & \lambda_{nl} &= 0.25 \\ \theta_1 &= \theta_2 = \theta = 0^\circ, & \theta_3 - \theta &= \pm 11.5^\circ, & \theta_4 - \theta &= \mp 33.6^\circ \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

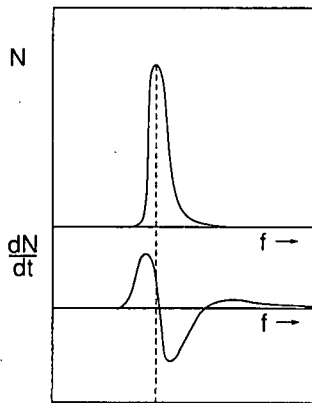


図-3 周波数空間上での波浪の作用密度 N 分布と非線形相互作用によるエネルギー輸送 dN/Dt (Komen et al., 1992)

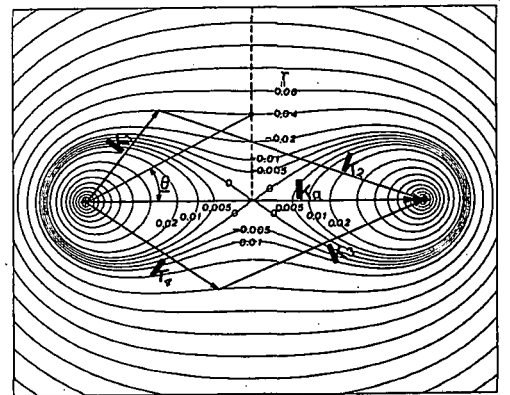


図-4 非線形4波相互作用での共鳴波浪成分波の波数ベクトルの相互関係 (Masuda, 1980)

この組合せのみの成分波で近似すれば、式 (20) は次のような簡単な式になる。

$$\begin{Bmatrix} \delta S_{nl} \\ \delta S_{nl}^+ \\ \delta S_{nl}^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -2 \frac{\Delta\sigma\Delta\theta}{\Delta\sigma\Delta\theta} \\ (1 + \lambda_{nl}) \frac{\Delta\sigma\Delta\theta}{\Delta\sigma^+\Delta\theta} \\ (1 - \lambda_{nl}) \frac{\Delta\sigma\Delta\theta}{\Delta\sigma^-\Delta\theta} \end{Bmatrix} C_{nl} \sigma^{11} g^{-4} \left[E^2 \left\{ \frac{E^+}{(1 + \lambda_{nl})^4} + \frac{E^-}{(1 - \lambda_{nl})^4} \right\} - 2 \frac{EE^+E^-}{(1 - \lambda_{nl}^2)^4} \right] \quad (24)$$

ここに、 $\Delta\sigma$ 、 $\Delta\sigma^+$ 、 $\Delta\sigma^-$ は角周波数 σ 、 σ^+ 、 σ^- の角周波数格子幅、 δS_{nl} 、 δS_{nl}^+ 、 δS_{nl}^- 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_{nl} は離散相互作用近似による計算結果が厳密計算値に合うように補正する無次元定数である。式 (24) 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_{nl} が計算できる。

波浪成分間の非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{nl} は、波浪の方向スペクトル形を仮定しない第3世代波浪推算モデルの中心的なソース項であり、その計算精度がモデルの全体を左右する。しかし一方、離散相互作用近似を用いていても、波浪推算全体の計算量の多くの部分をこの非線形相互作用によるエネルギー輸送の計算に費されている。現在離散相互作用近似より、より効率的で高精度にこの非線形相互作用によるエネルギー輸送を算定する手法の開発が試みられている。Hasselmann の離散相互作用近似が1組の4波共鳴を考慮して S_{nl} を近似したのに対し、小松 (1996) は式 (20) の積分への寄与に有意な20組の4波共鳴を用いた手法、RIAM法を提案している。一方、気象庁の波浪推算モデルMRI-IIIでは離散相互作用近似の組合せを3つに増やして精度の向上を試みている (植野・石阪, 1997)。気象協会のモデルJMA3Gでは式 (23) 中の非線形パラメータ λ_{nl} の値を0.19に変更し、鋭いスペクトルピークを持つ波浪に対する推定精度を向上させている (磯崎・鈴木, 1999)。

浅海域では深海域に比べて非線形相互作用の影響も大きくなる。ただしHasselmannの離散相互作用近似法は深海を対象とした式 (20) の近似法であり、これをそのまま浅海域に適用しても精度は期待できない。そこでSWANでは式 (20) に示す深海条件での非線形相互作用によるエネルギー輸送 $S_{nl, \text{infinite depth}}$ に次式に示す浅海波のための補正係数 $R(k_p h)$ を掛けて浅海域での非線形相互作用によるエネルギー輸送のソース項 $S_{nl, \text{finite depth}} = R(k_p h) S_{nl, \text{infinite depth}}$ としている。

$$R(k_p h) = \begin{cases} 1 + \frac{C_{sh1}}{k_p h} (1 - C_{sh2} k_p h) \exp(C_{sh3} k_p h) & : k_p h > 0.5 \\ 4.43 & : k_p h \leq 0.5 \end{cases} \quad (25)$$

ここで k_p はもともとスペクトル形がJONSWAPの場合のピーク波数であったが、任意のスペクトル形に対して拡張し、 $k_p = 0.75 \tilde{k}$ としている (Komen *et al.*, 1994)。また係数 C_{sh1} 、 C_{sh2} 、 C_{sh3} の値はそれぞれ5.5、6/7、-1.25である。

浅海域でも式 (25) に示すような補正係数を用いず、高精度でかつ安定して非線形相互作用によるエネルギー輸送を推定する手法が小松・増田 (2000)、橋本ら (2001) によって開発されている。今後、これらの手法が浅海域波浪推算モデルに組み込まれ高精度の計算が可能になると期待される。

(8) 3波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{tri}

波浪成分間での非線形相互作用は、深海域および浅海域では前節で述べた4波成分波間でのものが支配的である。これに対して極浅海域ではこれまで明確でなかった3波成分波間での非線形相互作用が顕著に現れる (Phillips, 1960)。この非線形相互作用は次の共鳴条件を満たす3つの波浪成分間で生じる (Elgar *et al.*, 1993)。

$$\left. \begin{aligned} k_1 \pm k_2 &= k_3 \\ \sigma_1 \pm \sigma_2 &= \sigma_3 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

そしてその結果、波数 k_3 、角周波数 σ_3 の成分波は他の成分波からエネルギーを受け、成長する。

前節の4波成分波間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{ds} に対する離散相互作用近似 (DIA) と同様に厳密計算は困難であるため、SWAN ではこの3波成分波間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{tri} を Eldeberky (1996) による近似解法 (Lumped Triad Approximation, LTA) を用いて計算している。この手法では3波成分波間でのエネルギー輸送 S_{tri} を

$$S_{tri}(\sigma, \theta) = S_{tri}^-(\sigma, \theta) + S_{tri}^+(\sigma, \theta) \quad (27)$$

として求めている。ただし

$$S_{tri}^+ = \max \left(0, \alpha_{EB} 2\pi c c_g J^2 |\sin \beta| \left\{ E^2 \left(\frac{\sigma}{2}, \theta \right) - 2E \left(\frac{\sigma}{2}, \theta \right) E(\sigma, \theta) \right\} \right) \quad (28)$$

$$S_{tri}^- = -2S_{tri}^+(2\sigma, \theta) \quad (29)$$

ここで α_{EB} はチューニング係数である。 β は各成分波間での3次オーダ相関関数のバイスペクトルの位相角で、Ursell 数 U_r を用いて近似的に

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh \left(\frac{0.2}{U_r} \right), \quad U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{h^2} \quad (30)$$

ここで $\bar{T} = 2\pi/\bar{\sigma}$ である。また3波成分波間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{tri} はこの Ursell 数 U_r が $0.1 < U_r < 10$ の時に算出される。相互作用係数 J は Madsen and Sørensen (1993) より

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gh + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} h \left(gh + \frac{2}{15} gh^3 k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 h^2 \right)} \quad (31)$$

で求められる。

4. 伊勢湾台風への適用

(1) 台風来襲時の再現

SWAN は深海域から極浅海域までを対象とした波浪推算モデルである。また推奨される計算格子サイズは沿岸域で 50 ~ 1000 m と、空間解像度を高く設定する事ができる。このため、この SWAN は特に沿岸域や湾内など浅く海底地形が複雑な領域での活用が期待できる。

この SWAN は既に国内外で利用されている。Ou et al. (2002) は台風来襲時における台湾沿岸域での波浪を SWAN を用いて追算している。ただし彼らは台風モデルを用いて海上風域場を算定しており、波浪観測値の再現性がそれほど高くないのは、この海上風域場の再現精度に問題があると考えられる。間瀬ら (2001) は広島湾や大阪湾で SWAN と WAM を用いて波浪追算し、これらの閉鎖性湾内での波浪推算では WAM は現地波浪を十分には再現できないが、SWAN には高い再現性がある事を示した。橋本ら (2002) は SWAN を含む複数の波浪推算モデルを用いて東京湾内の波浪追算を行い、湾内における追算での SWAN の有意性を示した。

ここでは SWAN による高波浪・荒天時の波浪推算の一例として伊勢湾台風来襲時の伊勢湾内波浪場を追算する。伊勢湾台風は 1959 年 9 月 26 日夕方に強い勢力を保ったまま紀伊半島に上陸し日本列島を縦断、伊勢湾での高潮による被害を中心に死者・行方不明者あわせて 5098 人という甚大な被害をもたらした台風である。この伊勢湾台風は現在でも設計潮位の算定等で参照されている。

海上風データには大澤ら (2001) が領域気象モデルによって求めた水平 3 km 格子間隔のデータを用いる。彼らはアメリカ環境予測センター (National Centers for Environmental Prediction, NCEP) の水平格子間隔 2.5° の気象客観解析データをもとに、台風ボーカスおよび領域気象モデル MM5 (5th-Generation Mesoscale Model) を用いて台風の持つシャープな大気圧勾配を持つ 3 次元気象場を再現した。これにより台風中心付近での暴風域も地形の影響を含んだ海上風を再現した。

表-1 海上風および波浪の計算条件（小領域）

気象計算		波浪推算	
項 目	内 容	項 目	内 容
計算モデル	領域気象モデル MM5	計算モデル	第3世代浅海域波浪推算モデル
座標系	鉛直 z 座標系		SWAN Cycle 3, Ver.40.11
計算領域	120 km $\times$ 120 km（水平）	座標系	球面座標系
計算格子	40 $\times$ 40（水平） $\times$ 25（鉛直）	計算領域	0.924° $\times$ 0.66°
水平格子間隔	3 km $\times$ 3 km		（85 km $\times$ 73 km）
境界条件	NCEP 客観解析値 + 台風ボークス ネスティングによるデータ	格子点数	88 $\times$ 88
データ同化	nudging 法	格子間隔	970 m $\times$ 830 m
		時間ステップ	1 分
		境界入力	ネスティングによるデータ

ここでは MM5 による気象場計算と SWAN による波浪場計算で 3 種類の異なる大きさの計算領域を設定し、ネスティングを行った。気象場計算と波浪場計算の領域はほぼ等しく、大領域および小領域は図-5 に示す通りである。また MM5 による気象場計算と SWAN による波浪場計算の計算条件のうち、伊勢湾周辺の小領域計算時のものを表-1 に示す。図-5(a) に示したように、大計算領域は太平洋で占められ、水深約 4000 m で風波やうねりに対して深海条件となっている。このような深海条件の計算領域で波浪推算を行う場合には浅海波浪推算モデル SWAN ではなく、その前身である深海波浪推算モデル WAM も適用可能である。また計算スキームの関係で WAM の方が計算時間が短くて済み計算上有利である。ただしここではネスティングによる境界データ授受の接続性を考え、この大領域にも SWAN を適用した。また図-5(b) より伊勢湾は湾央で水深約 30 m、岸に近付くにしたがって徐々に浅くなる海底地形を有する湾で、発達した波浪に対しては浅海条件となる。また知多半島を挟んで東側に位置する三河湾は水深約 10 m と、伊勢湾に比べて浅くなっている。ここでは表-1

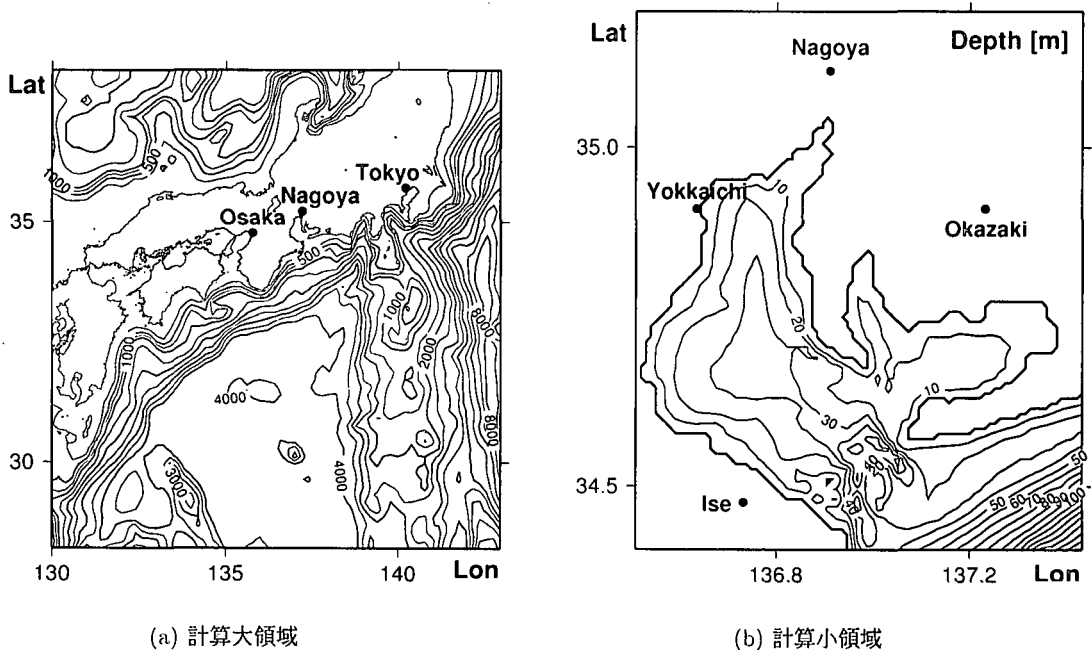


図-5 気象場計算と波浪場計算の対象領域と海底地形 (m)

に示したように、970 m × 830 m 間隔の計算格子を設置してSWANに適用する。この格子間隔は沿岸域での波浪推算でSWANが推奨している格子間隔 50 ～ 1000 m の範囲に入るように決定した。

図-6に伊勢湾台風の中心経路を示す。この図には、気象モデルでの計算に用いた3種類の領域も示されている。この図に示される通り、伊勢湾台風は1959年9月26日21時に伊勢湾西側に最接近し、中部地方を縦断した。計算によって得られた大領域における9月26日18時の海上風ベクトル図と有義波高分布図を図-7に示す。図-6から、この図は台風が紀伊半島南端に上陸した時刻のものである事が分かる。また図より台風中心では40 m/sを越える風が吹いており、それ伴い台風中心付近から東側の狭い領域では、吹送距離が短いにも関わらず強風によって波浪が急激に発達し、有義波高 H_s が20 mにも達している事が分かる。

次に伊勢湾内での波浪について、台風が伊勢湾に最接近する前後の9月26日19時から22時までの、小領域での計算結果を図-8および図-9に示す。これらの図から、まず海上風が大きく変化している事が分かる。特に台風の伊勢湾最接近時の21時を中心に20時から22時までの2時間の間に、海上風は40 m/s程度の風速を保ちながら、風向きが東から南南西へと90°以上も大きく変化し

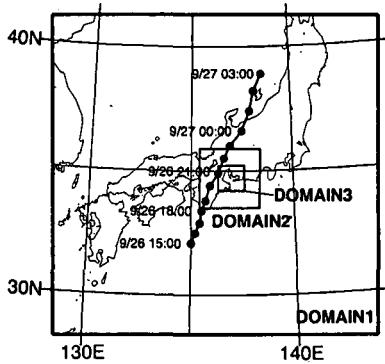
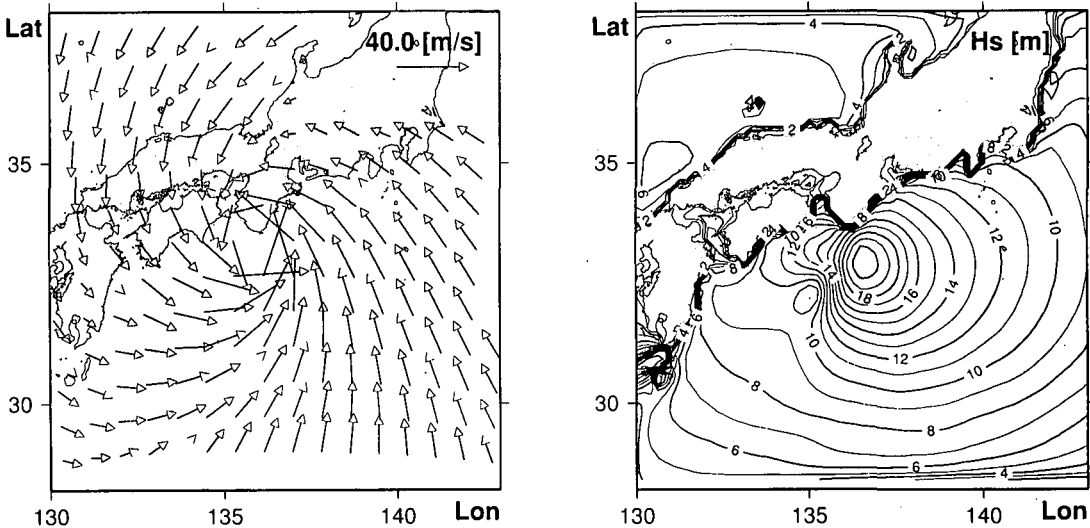


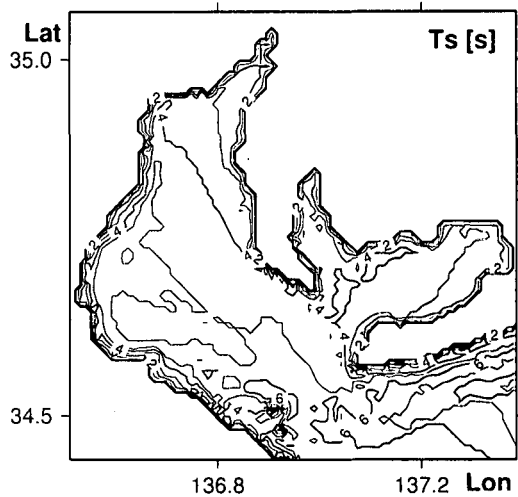
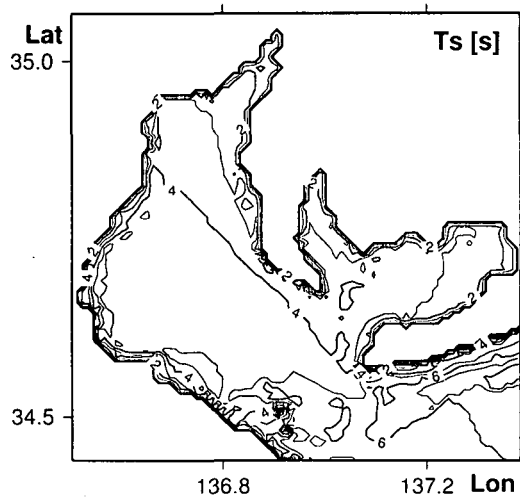
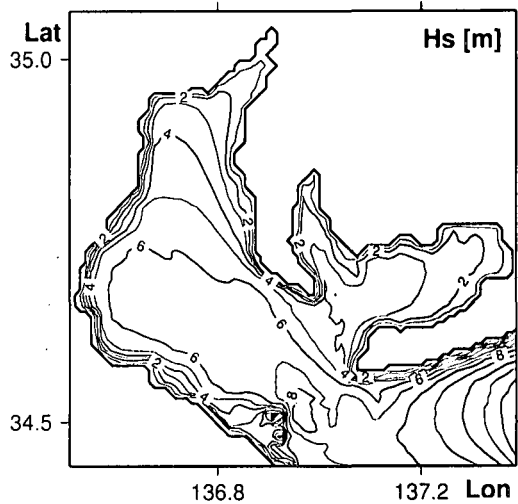
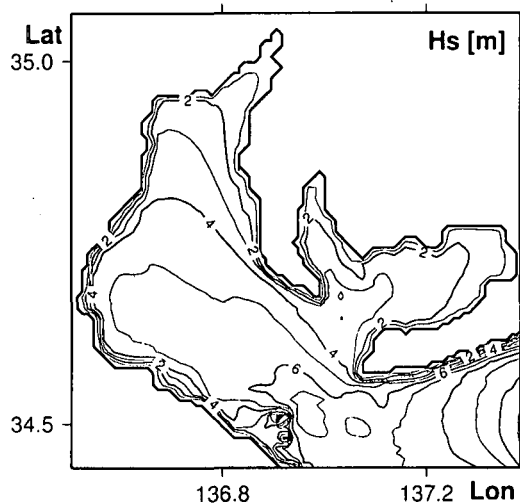
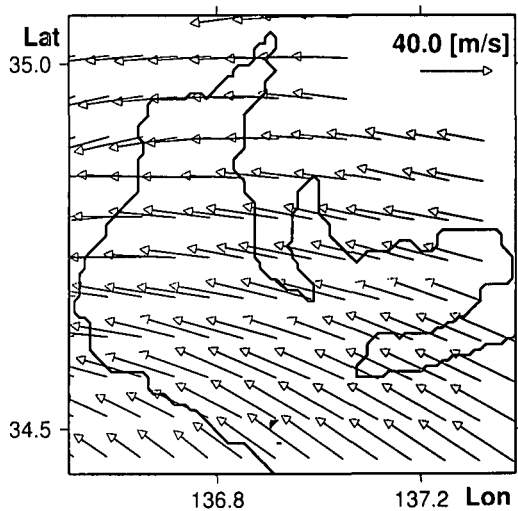
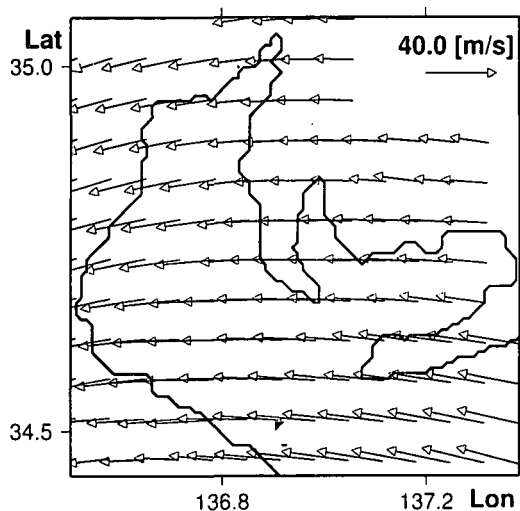
図-6 伊勢湾台風の台風経路と気象モデルの計算領域（大澤ら，2001）



(a) 海上風ベクトル

(b) 有義波高分布

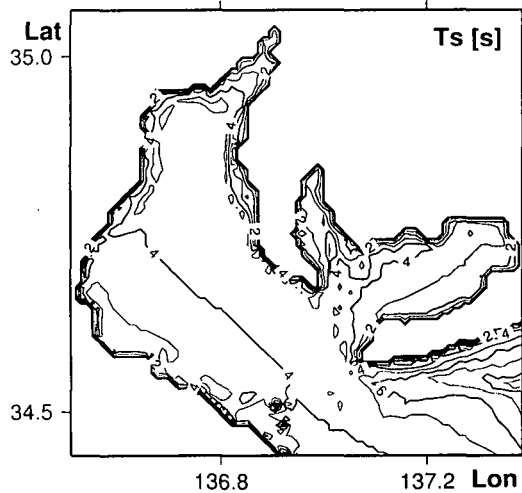
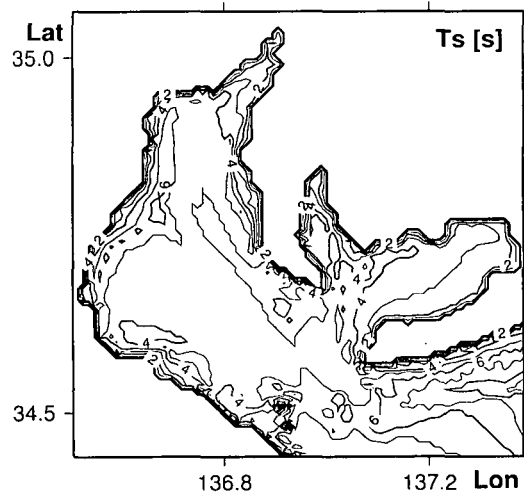
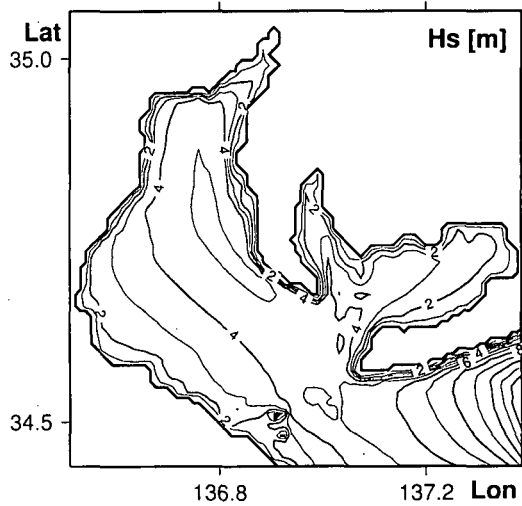
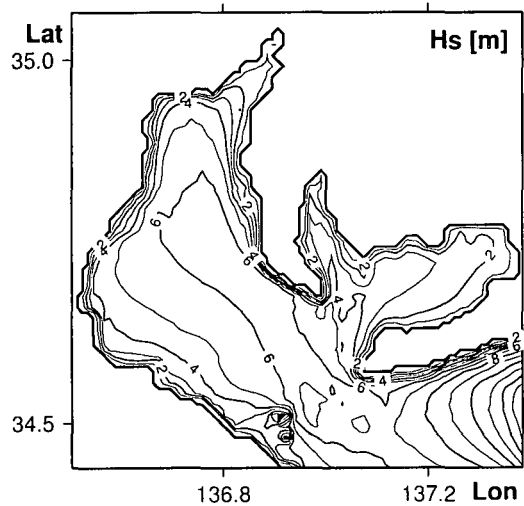
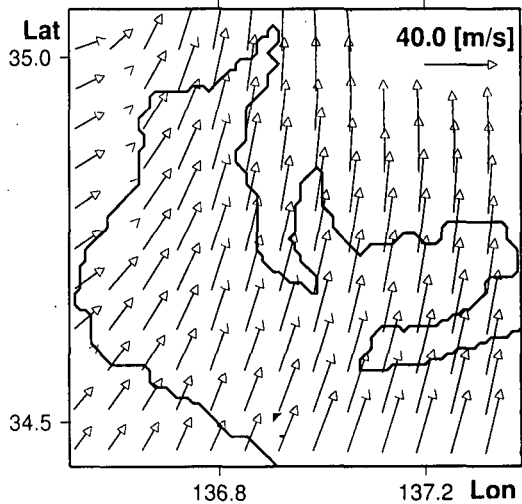
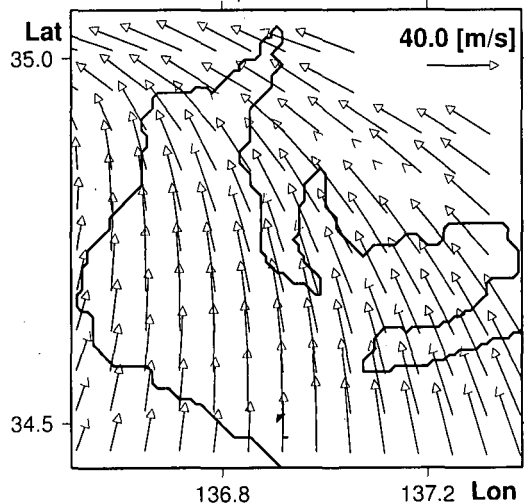
図-7 大領域における追算結果（1959年9月26日18時）



(a) 1959年9月26日19時

(b) 1959年9月26日20時

図-8 伊勢湾内での追算結果(1) (上から順に、海上風ベクトル、有義波高 H_s 分布、有義波周期 T_s 分布)



(c) 1959年9月26日21時

(d) 1959年9月26日22時

図-9 伊勢湾内での追算結果(2) (上から順に、海上風ベクトル、有義波高 H_s 分布、有義波周期 T_s 分布)

ている。また 21 時には湾内でも有義波高が 6 m 以上に、有義波周期も最高 6 s となっている。有義波高分布の時間変化を追うと、東風が卓越している 19 時では風下側にあたる伊勢湾の湾中央から南西側の領域で有義波高 5 m 程の高波浪域が現れている。ところが風向が南に変化する 21 時や 22 時には伊勢湾の北東側の領域で有義波高が 6 ~ 5 m の高波浪域となっている。このように SWAN では急激な風向の変化に対しても良好に追従し、今回の伊勢湾内での波浪追算ではこの風向変化とともに高波浪域が移動している。しかし、伊勢湾の東側に位置する三河湾では伊勢湾と異なり、台風最接近時の 21 時においても有義波高が 3 m と低くなっている。また 19 時から 22 時まで風向きが大きく変化しているにも関わらず有義波高分布に大きな変化は見られない。これは図-5(b) に示されているように、三河湾は水深が 10 m 程度と浅く、このために浅水砕波が発生して風波が発達できなかったためである。これについては浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} の影響とともに次節で議論する。有義波周期の空間分布及びその時間変化はほぼ有義波高と対応している。すなわち 19 時には伊勢湾中央部から風下側にあたる南西側で 4 s 程度の周期の波浪領域が見られるが、台風通過にともなう風上が変化する 21 時や 22 時には先程とは対岸あたる伊勢湾北東域に周期の長い波浪の領域が見られる。

以上のように領域気象モデルによる高解像度の海上風データとともに第 3 世代浅海域波浪推算モデル SWAN を用いて波浪推算する事により、台風来襲時の湾内の波浪状況を詳細に再現できる。

(2) 浅水砕波と 3 波相互作用のソース項 S_{br} , S_{tri} の寄与

前節で示した伊勢湾台風来襲時の波浪推算において、浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} と 3 波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{tri} がどの程度寄与したか議論する。この二つのソース項は、深海域波浪推算モデル WAM を浅海域まで拡張して SWAN を構築した際に新たに加えられた項であり、浅海域での波浪を再現するのに重要な項である。ここではこの二つの項を削除して前節と同様の計算を行い、その結果を前節のものと比較して議論する。

浅水砕波と 3 波相互作用のソース項 S_{br} , S_{tri} をそれぞれ削除して台風来襲時の波浪を追算した結果の一例として、1959 年 9 月 26 日 20 時の有義波高分布を図-10 に示す。この図の結果は前節の図-8(b) の有義波高分布に対応する。

浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} を削除した図-10(a) を図-8(b) と比較すると、 S_{br} を削除した図では伊勢湾の海岸線近傍に有義波高の等値線が集中しており、海岸線ごく近くまで有義波高の高い領域が迫っている事が分かる。これは本来海岸線付近の浅い領域では浅水砕波が起きエネルギーが散

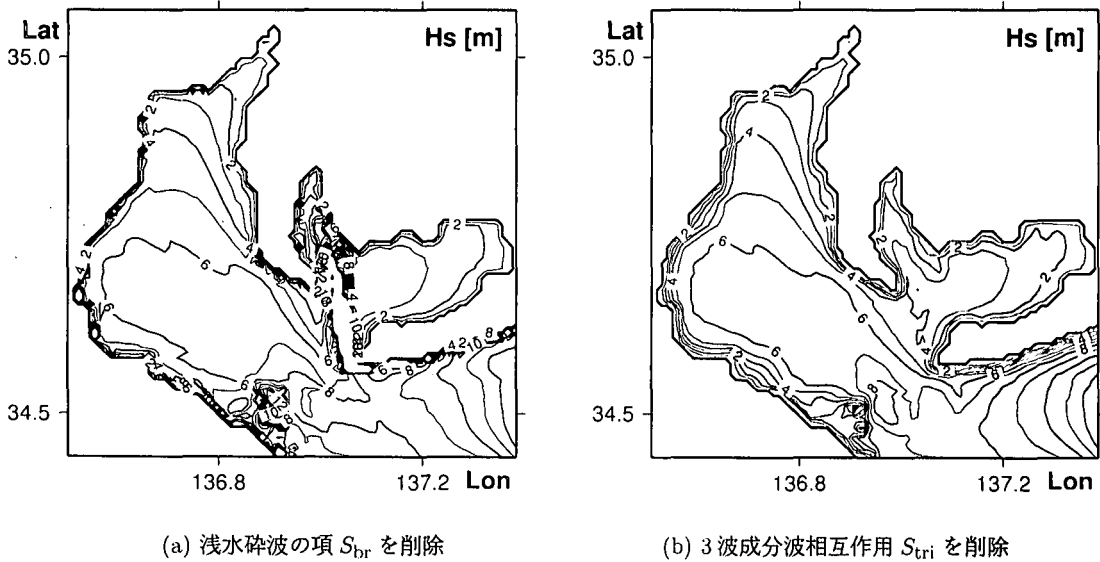


図-10 浅水砕波や 3 波成分波非線形相互作用のソース項 S_{br} , S_{tri} を削除した追算結果 (1959 年 9 月 26 日 20 時)

逸されて波高が減衰するが、図-10(a)ではこのエネルギー散逸 S_{br} を評価していないために、波高が減衰せずに高波浪が海岸線近くまで達してしまうためである。さらに図-10(a)では知多半島と渥美半島の間の三河湾湾口で有義波高など SWAN の計算が発散してしまった。これは図-5(b)で分かるように、この湾口部では水深が急激に浅くなっている。そのため本来ならば水深変化にともない波浪は浅水変形して波高を増し、浅水砕波するはずである。ところが浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} を評価していないために、浅水変形による波高が増加する過程だけが考慮されたために、この領域で有義波高が発散してしまった。これに対して三河湾内での有義波高分布は浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} の有無による差異は顕著には現れなかった。これは、湾に侵入する主要な波浪成分が、水深が急激に変化する三河湾湾口部で浅水砕波してエネルギーを失うため、湾内での波高は小さく、浅水砕波はもはや主要なエネルギー散逸過程ではなくなったためと考えられる。このように、台風来襲時の伊勢湾内の波動場では浅水砕波は主要な波浪物理過程の一つとなっているので、波浪推算を行う場合には浅水砕波によるエネルギー散逸 S_{br} を考慮する必要がある。

次に、3波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送 S_{tri} の寄与について、図-10(b)を図-8(b)と比較し検討する。この両者の図ではほとんど差異は見られなかった。これより3波波浪成分間での非線形相互作用は伊勢湾内では主要な海洋波浪物理過程ではないという事が分かった。実際この非線形相互作用はより浅いという極浅海条件が満たされないと、その効果が現れない。したがって、伊勢湾ではこの3波波浪成分間でのエネルギー輸送過程は必要でない事が分かる。

5. 波浪推算の高精度化

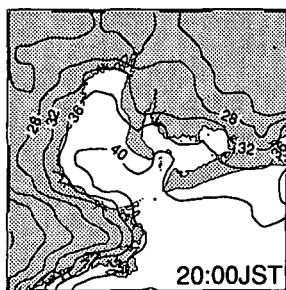
(1) 波浪推算モデルの改良・拡張

以上述べたように現在、WAMやSWANを初めとする第3世代波浪推算モデルが用意に入手できるようになった。そしてこれらを用いて実用に耐えうる波浪推算がほぼ可能となっている。しかしより高い精度・確度の波浪推算を行うためにまだやるべき事は多く残されている。まず、波浪現象に対するより一層の物理現象の解明とモデル化である。たとえばスペクトル空間上での白波砕波や浅水砕波のエネルギー散逸率など、波浪推算モデルには不可欠でありながら、その現象解明やモデルのための定式化が不十分なものがある。次に、数値解法技術の高度化。4波波浪成分間での非線形相互作用はHasselmann (1963)により厳密な定式化が行われている。しかしこの評価式を直接解く事は容易ではなく、現在は離散相互作用近似(DIA)などの近似法を用いている。したがって小松・増田(2000)や橋本ら(2002)の様に、より効率的で高精度な解法を適用できれば波浪推算モデルそのものの精度も向上する。そして、気象モデルなど他のモデルとの結合。波浪現象は自然界の中では決して独立ではなく、気象や海洋などと関係している。そこで気象モデルや海洋循環モデルと波浪推算モデルを結合し、これらを総合的に解析する事により精度向上を試みる事ができる(例えば、Bao *et al.*, 2000; Janssen, 1999; 小林ら, 2001)。最後に、観測データとのデータ同化。波浪推算モデルには必ず不確定要素を含んでおり、これが推算誤差の原因の一つとなっている。これに対して観測値は現実あるいは現実に近い値を示しているため、この観測値を同化して波浪推算モデルによる推算誤差を補正すれば、より精度の推算結果が得られる(例えば、Hersbach, 1998; 小林ら, 2000a)。特に近年では人工衛星によるリモートセンシング技術が発達し、多くの観測データが入手可能となっている。

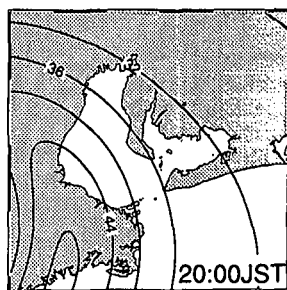
上記の手法は推算精度向上のためにそれぞれ精力的に研究が進められているものである。これらについての詳細は土木学会研究現況レビュー小委員会(2001)を参照されたい。ただしこれらはすべてで波浪推算モデルそのものに手を加える必要がある。

(2) 高精度・高解像度データの活用

波浪推算精度を向上させる手法として前節で消化した方法は数値モデルを改良・拡張する必要があるが、容易な事ではない。これに対して、海上風など波浪推算モデルにとって入力となる情報により高



(a) 台風ボーカス (3次元モデル) + MM5



(b) 2次元台風モデル

図-11 台風ボーカスと MM5, 2次元台風モデルによる地表風速分布 (1959年9月26日20時, m/s; 大澤ら, 2001)

精度・高解像度のものを用いて波浪推算精度を向上させることは、モデルに直接手を加える事に比べて容易である。特に SWAN を初めとする浅海波浪推算モデルによる沿岸域での波浪推算では用いる海上風データにある程度高い精度と時空間解像度が要求される。小林ら (2000b) は領域気象モデル ARPS によって得られた海上風データを用い、海上風データの持つ時空間解像度が波浪推算結果に及ぼす影響を検討し、外洋での波浪推算でも ECMWF などから現在入手可能な水平格子間隔 0.5° 、時間間隔 6 時間の海上風データでは時空間解像度が不十分である事を示している。また大澤ら (2001) は伊勢湾台風来襲時の伊勢湾周辺の海上風を領域気象モデル MM5 で再現した。そして図-11 のように、台風ボーカス (3次元性を考慮した台風モデル) と MM5 とを用いた手法では2次元の台風モデルのみによって算定される海上風とは大きく異なり、湾周辺部の海上風はまわりの局所地形の影響を強く受け、海上風速の大きい領域が湾奥まで深く及んでいる事を示している。さらに橋本ら (2002) は領域気象モデルによる水平格子間隔 2 km の海上風データを用いて東京湾内の波浪推算を行い、湾内の波浪推算には領域気象モデルによる高精度・高解像度の海上風データが必要であると説いている。

現在波浪推算に必要な海上風のデータは ECMWF など各国の気象機関から入手可能である。その中には気象庁の MSM (メソスケールモデル, 水平格子間隔 10 km) データの様に高精度・高解像度のものもあり、さらに提供データの高精度化・高解像度化も目まぐるしく進んでいる。一方、波浪推算モデル SWAN などと同様に、MM5 や ARPS など領域気象モデルも用意に入手可能である。これらの気象モデルを用いて海上風を独自に高精度・高解像度で再現する事も可能である。

今後はこれらのデータを活用してより精度の高い波浪推算が可能になると期待される。

6. おわりに

これまで述べたように、数値モデルや環境を含めた波浪推算システムはすでに実用の域に達している。これまで波浪推算は観測データに対する補助的な役割であったが、推算精度が大きく向上した現在、過去の波浪の追算だけでなく将来の波浪予測も可能である。これらの情報が防災のみならず効率的な人間活動や環境保全にも有効に活用される事を期待する次第である。

謝辞: 本原稿を執筆するにあたり、岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻の大澤輝夫助手には伊勢湾台風来襲時の海上風を提供して頂きました。ここに謝意を表します。

参考文献

- 泉宮尊司・堀川清司 (1982): 砕波によるエネルギー散逸過程に関する研究, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp.150-154.
- 磯崎一郎・鈴木 靖 (1999): 波浪の解析と予報, 東海大学出版会, 274p.
- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981): 不規則波の浅海変形モデルについて, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.104-108.
- 植野耕治 (1998): 数値波浪モデルのエネルギー散逸項について, 測候時報, 第 65 巻特別号, pp.S181-S187.
- 植野耕治 (2000): 風波の非線形モデルのエネルギー輸送の近似計算で満たすべき制限, 測候時報, 第 67 巻, pp.137-140.
- 植野耕治・石阪正雄 (1997): 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, pp.137-140.

- 大澤輝夫・竹山剛生・安田孝志 (2001) : メソ気象モデルと台風ポーカスを用いた伊勢湾台風時の風の場のシミュレーション, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.281-285.
- 川口浩二・橋本典明・鈴木勝之 (2002) : 波浪推算値に基づく日本沿岸波浪の出現特性について, 海岸工学論文集, 第 49 巻.
- 小林智尚・足立忠行・藤園康弘・安田孝志 (2000a) : データ同化を用いた波浪推算開境界条件の推定法, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.266-270.
- 小林智尚・足立忠行・水谷英朗・安田孝志 (2001) : 大気・海洋・波浪相互結合モデルの構築, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.221-225.
- 小林智尚・飯野智彦・足立忠行・安田孝志 (2000b) : 海上風データの時空間分解能が波浪推算に及ぼす影響, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.256-260.
- 小松幸生・草場忠夫・増田 章 (1993) : 風波成分波間の非線形エネルギー伝達 —新しく開発した効率的な計算法について— 九州大学応用力学研究所所報, 第 75 号, pp.121-146.
- 小松幸生・増田 章 (2000) : 有限水深域における非線形エネルギー伝達計算の開発, 次世代型波浪予測モデルの開発研究, 力学シミュレーション研究センター室内実験分野研究成果集, No.3, pp.191-195.
- 土木学会研究現況レビュー小委員会 (2001) : 新しい波浪算定法とこれからの海域施設の設計法, 土木学会, 256p.
- 橋本典明・杉本 彰・川口浩二・宇都宮好博 (2002) : 局地気象モデルと第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用, 海岸工学論文集, 第 49 巻.
- 橋本典明・I.J.Haagsma・L.H.Holthuijsen (2002) : 有限水深域における非線形エネルギー輸送の高精度計算法の SWAN への導入, 海岸工学論文集, 第 49 巻.
- 間瀬 肇・木井敦夫 (1992) : 不規則波のハイブリッド型浅水・砕波変形計算モデル, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.111-115.
- 間瀬 肇・平尾博樹・國富将嗣・高山知司 (2001) : SWAN を用いた日本沿岸波浪推算システム構築と適用性の検証, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.236-240.
- 山口正隆 (1985) : 波浪推算法とその適用性, 水工学に関する夏期研修会講義集, 第 21 回, pp.B-2-1-B-2-20.
- 山口正隆・畑田佳男・大福 学・李 敏杰・野中浩一・野間 敬 (2000) : わが国沿岸海域任意地点における波浪の 51 年推算システム, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.276-280.
- Bao, J.-W., J.M.Wilczak, J.-K.Choi and L.H.Kantha (2000) : Numerical simulations of air-sea interaction under high wind conditions using a coupled model: A study of hurricane development, Monthly Weather Review, Vol.128, pp.2190-2210.
- Battjes, J.A. and J.P.F.M.Janssen (1978) : Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proceedings of 16th International Conference of Coastal Engineering, ASCE, pp.569-587.
- Battjes, J.A. and M.J.F.Stive (1985) : Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves, Journal of Geophysical Research, Vol.90, No.C5, pp.9159-9167.
- Booij, N.R., R.C.Ris and L.H.Holthuijsen (1999) : A third-generation wave model for coastal regions, Part I, Model description and validation, Journal of Geophysical Research, Vol.104, No.C4, pp.7649-7666.
- Cavaleri, L. and P.Malanotte-Rizzoli (1981) : Wind wave prediction in shallow water: Theory and applications, Journal of Geophysical Research, Vol.86, No.C11, pp.10961-10973.
- Collins, J.I. (1972) : Prediction of shallow water spectra, Journal of Geophysical Research, Vol.77, No.15, pp.2693-2707.
- Darry, W.R. and R.G.Dean (1985) : Wave height variation across beaches of arbitrary profile, Journal of Geophysical Research, Vol.98, No.C6, pp.11917-11927.
- Elgar, S., R.T.Guza and M.H.Freilich (1993) : Observations of nonlinear interactions in directionally spread shoaling surface gravity waves, Journal of Geophysical Research, Vol.98, pp.20299-20305.
- Eldeberky, Y. (1996) : Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, The Netherlands.
- Günther, H., S.Hasselmann and P.A.E.M.Janssen (1992) : The WAM model Cycle 4 (revised version), Deutsches Klima Rechenzentrum, Technical Report, No.4, 101p.
- Hasselmann, K. (1963) : On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum: Part 1. General theory, Journal of Fluid Mechanics, Vol.12, pp.481-500.
- Hasselmann, K. (1974) : On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, Boundary Layer Meteorology, Vol.6, pp.107-127.

- Hasselmann, K. and J.I. Collins (1968) : Spectral dissipation of finite-depth gravity waves due to turbulent bottom friction, *Journal of Maritime Research*, Vol.26, pp.1-12.
- Hasselmann, S. and K. Hasselmann (1985) : 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, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.15, pp.1369-1377.
- Hersbach, H. (1998) : Application of the adjoint of the WAM model to inverse wave modeling, *Journal of Geophysical Research*, Vol.103, No.C5, pp.10469-10487.
- Janssen, P.A.E.M. (1989) : Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves, *Journal of Physical Oceanography*, No.19, pp.745-754.
- Janssen, P.A.E.M. (1991) : Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, *Journal of Physical Oceanography*, No.21, pp.1631-1642.
- Janssen, P.A.E.M. (1999) : Progress with wind-wave interaction, Technical Report 80, ECMWF Newsletter.
- Jonsson, I.G. (1966) : Wave boundary layers and friction factors, *Proceedings of 10th Coastal Engineering Conference*, ASCE, pp.127-148.
- Komen, G.J., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann and P.A.E.M. Janssen (1994) : *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*, Cambridge University Press, 532p.
- Longuet-Higgins, M.S. (1969) : On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated waves, *Proceedings of Royal Society of London*, A310, pp.151-159.
- Madsen, O.S., Y.-K. Poon and H.C. Graber (1988) : Spectral wave attenuation by bottom friction: Theory, *Proceedings of 21st International Conference of Coastal Engineering*, ASCE, pp.492-504.
- Madsen, P.A. and O.R. Sørensen (1993) : Bound waves and triad interactions in shallow water, *Ocean Engineering*, Vol.20, No.4, pp.359-388.
- Masuda, A. (1980) : Nonlinear energy transfer between wind waves, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.10, pp.2082-2092.
- Miles, J.W. (1957) : On the generation of surface waves by shear flows, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.102, pp.185-204.
- Ou, S.-H., J.-M. Liau, T.-W. Hsu and S.-Y. Tzang (2002) : Simulating typhoon waves by SWAN wave model in coastal waters of Taiwan, *Ocean Engineering*, Vol.29, pp.947-971.
- Phillips, O.M. (1957) : On the generation of waves by turbulent wind, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.2, pp.417-445.
- Phillips, O.M. (1960) : On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, Part 1, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.9, pp.193-217.
- Phillips, O.M. (1985) : Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.156, pp.505-531.
- Sterl, A., G.J. Komen and P.D. Cotton (1998) : Fifteen years of global wave hindcasts using winds from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts reanalysis: Validating the reanalyzed winds and assessing the wave climate, *Journal of Geophysical Research*, Vol.103, No.C3, pp.5477-5492.
- Snyder, R.L., F.W. Dobson, J.A. Elliott and R.B. Long (1981) : Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.102, pp.1-59.
- Suzuki, Y. and I. Isozaki (1994) : On the development of a global ocean wave model JMA3G, *Proceedings of Pacific Ocean Remote Sensing Conference in Melbourne, Australia*, pp.195-201.
- Tolman, H. (1991) : A third generation model for wind wave on slowly varying unsteady and inhomogeneous depths and currents, *Journal of Physical Oceanography*, No.21, pp.782-797.
- Tolman, H.J. (1992) : Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.22, No.10, pp.1095-1111.
- WAMDI Group (1988) : The WAM model — a third generation ocean wave prediction model, *Journal of Physical Oceanography*, No.18, pp.1775-1810.
- Wu, J. (1982) : Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, *Journal of Geophysical Research*, Vol.87, No.C12, pp.9704-9706.
- Young, I.R. (1999) : *Wind Generated Ocean Waves*, Ocean Engineering Series, Elsevier, 288p.