

## SWANによる波浪推算システム

### — 閉鎖性湾内における波浪推算への適用 —

間瀬 肇・平尾博樹\*・國富將嗣\*\*・高山知司

\*東海旅客鉄道株式会社

\*\*國富株式会社

#### 要 旨

本研究の目的は、わが国沿岸の波浪推算システムを構築するとともに、その応用例として閉鎖性湾内における波浪推算の精度を検証し、モデルの適用性を検討するものである。沿岸海域波浪推算モデルとしては、SWAN(Delft University of Technology 作成)を採用した。台風9918号によって港湾施設に被害が生じた広島湾、および大阪湾における発生波浪の追算を行い、SWANによる追算結果はかなりよく観測結果と一致することを確かめた。

キーワード: 波浪推算, SWAN, WAM, 日本沿岸波浪, 高波災害

#### 1 はじめに

1999年の台風18号は、八代海、周防灘、広島湾で大きな高波災害を引き起こした。八代海の不知火町松合地区では高潮と潮汐が重なって、高潮が船溜まりの護岸を越流して堤内地に流れ込み、12名がなくなった。周防灘沿岸では、高潮と高波によって多くの護岸が破壊され、背後地の浸水も生じた。広島湾においても、広島港内の埋立地の多くが冠水した。

一般に、被災時の高潮・高波を現地調査から推定することは容易ではない。しかし、被災実態と外力要因との関連を調べる上では、高潮・高波の推定が必要である。こうした調査を通じて、科学知識と経験を蓄積し、今後の防災対策を図らなければならない。高潮や高波の推算は数値シミュレーションに頼ることになるが、結果の信頼性は完璧ではない。したがって、実測データを得ることができれば、数値結果と比較することによって、精度の検証とさらなる数値モデルの改良が必要である。

海岸・港湾構造物の設計、あるいは漂砂制御施設等の設計に当たっては、対象とする計画波を設定しなければならない。対象地点において十分な観測デー

タがあれば、それらを用いて統計解析を行い、計画潮位や計画波を算定することができる。しかし、波浪観測が系統的に行われるようになったのは比較的最近であり、また高潮・波浪データが揃っている地点も限られているため、数値シミュレーションに頼らなければならないことが多い。

現在、波浪推算法としてWAMと呼ばれる数値計算モデルが世界的に用いられている。WAMは、大スケール(例えば地球規模)における波浪推算を行える。最近では、日本沿岸での波浪推算にも用いられるようになってきている。高山(2000)は、台風9918号時の広島湾における波浪推算にWAMを用いて、観測結果と比較した。入力とする風は高潮を比較的よく再現できたもの(実測風よりはかなり大きい)であるが、WAMによる推算結果は観測結果よりかなり小さかった。

本研究では、まず、波浪推算モデルとしてデルフト工科大学で開発されたSWAN(Simulating WAVES Nearshore)を用い、日本沿岸域での波浪推算を容易に行えるようにシステム化する。SWANを用いた波浪推算システムは、対象とする小領域の水深データと、特定の風を入力するだけで計算が実行できる。

これはプログラムがユーザーフレンドリーにできているからである。所定の海域を対象にして異常気象時の波浪推算を長期にわたって行うことにより、波浪極値統計解析にも供することができる。次に、100km程度の小領域（例えば、広島湾、大阪湾程度）における波浪推算をSWANとWAMを用いて行い、両者の比較を通してSWANの特徴を検討する。

最後に、この波浪推算システムを用いて、具体的に台風9918号による広島湾内発生波浪および5つの台風に対する大阪湾内発生波浪の追算を行い、観測結果と比較し、その精度を確かめる。

## 2 波浪推算モデルSWAN

### 2.1 モデルの基礎

本研究で採用したSWAN(Cycle3, Ver.40.11)は、Delft University of Technologyで開発された第3世代波浪推算モデルである。SWANでは、周波数 $\sigma$ 、方向 $\theta$ 、空間領域 $(x,y)$ の4つの独立変数の関数である波作用量平衡式を解くことによって、流れの影響も考慮した波浪変化を計算する。また、SWANは深海域モデルとして信頼性の高いWAM Cycle3およびCycle4で用いられている物理過程を浅海域に適用できるように改良され、浅海域における底面摩擦、3波共鳴、砕波の影響を加えられたものである。以下、モデルの定式化について述べる。

#### (1) 理論および定式化

##### (a) 波作用量平衡式

SWANでは、エネルギースペクトル $E(\sigma, \theta)$ ではなく、エネルギースペクトルを相対角周波数で割った波作用量スペクトル $N(\sigma, \theta) (= E(\sigma, \theta)/\sigma)$ の空間的および時間的変化を計算する。

波作用量平衡則は、次のように表される。

$(x, y)$ 座標系の場合:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(C_x N) + \frac{\partial}{\partial y}(C_y N) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(C_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta}(C_\theta N) = \frac{S}{\sigma} \quad (1)$$

球面座標系の場合:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi}(C_\phi \cos \phi N) + \frac{\partial}{\partial \lambda}(C_\lambda N) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(C_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta}(C_\theta N) = \frac{S}{\sigma} \quad (2)$$

式(1)の左辺第1項は局所的な時間変化、第2項および第3項はそれぞれ伝播速度が $C_x$ および $C_y$ である移流による空間的变化、第4項は特性速度が $C_\sigma$ による相対角周波数に対する変化、第5項は特性速度 $C_\theta$ による伝播方向への変化を表す。式(2)の $\phi$ 、 $\lambda$ および $\theta$ はそれぞれ緯度、経度および波向である。

また、両式の右辺はソース項であり、

$$S = S_{in} + S_{ds} + S_{nt} \quad (3)$$

と表され、右辺の第1項から順に発達、減衰、非線形干渉の効果を示す。SWANでは、複数のソース項をオプションとして選択できるが、本研究で採用した理論のみを以下に説明する。なお、SWANで選択可能なオプションをTable 1に示す。

##### (b) 風から波へのエネルギー伝達

SWANにおける風からの波へのエネルギーの伝達は、共鳴理論(Phillips, 1957)と相互作用理論(Miles, 1957)が用いられている。

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + BE(\sigma, \theta) \quad (4)$$

$A$ は線形的な発達を考慮するもので、SWANのオプションとして選択することが可能である。しかし、Ris(1997)は、 $A$ の項を様々に変化させて計算を行って実測値と比較した結果、 $A$ の項を用いないケースが最も妥当であったと述べており、このことから、本研究では $A$ の項を選択しない。指数関数的な発達を考慮する $B$ に関しては、オプションによりKomenモデルおよびJanssenモデルの2種類が用意されている。平尾(2001)は、両モデルによる風波の発達を比較したところ、Komenモデルの方が、風波発達をよりの確に表現すると述べている。したがって、本研究ではKomenモデルを採用する。Komenモデルは、抗力係数 $C_D$ 、摩擦速度 $U^*$ を用いて $U_* / c_{ph}$ の関数として以下のように表される(Komen et al., 1984)。

$$B = \max \left[ 0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} \left\{ 28 \frac{U_*}{c_{ph}} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right\} \right] \sigma \quad (5)$$

$$U_*^2 = C_D U_{10}^2 \quad (6)$$

$$C_D(U_{10}) = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & (\text{for } U_{10} < 7.5 \text{ m/s}) \\ (0.8 + 0.065 \text{ m/s} \times U_{10}) \times 10^{-3} & (\text{for } U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s}) \end{cases} \quad (7)$$

式(5)中の $c_{ph}$ は位相速度、 $\rho_a$ および $\rho_w$ はそれぞれ空気と水の密度を示す。

##### (c) 散逸

波エネルギーの散逸項は、白波 $S_{ds,w}$ 、底面摩擦 $S_{ds,b}$ 、砕波 $S_{ds,br}$ の3つの要素からなる。

SWANにおける白波のモデルはHasselmann(1974)のpulse-basedモデルに基づいている。このpulse-basedモデルは減衰率がスペクトル密度に比例し、平均波形勾配に依存すると仮定されている。有限水深で適用するために、これを波数に関して再定式化したものが次式である(WAMDI group, 1988)。

$$S_{ds,w}(\sigma, \theta) = -\Gamma \bar{\sigma} \frac{k}{k} E(\sigma, \theta) \quad (8)$$

**Table 1** List of available options by SWAN  
(○: Available options by SWAN in each generation, ⊙: Options in this study)

	Theory	1st	2nd	3rd
Linear wind growth	Cavaleri & Malanotte-Rizzoli (1981) modified	○	○	
	Cavaleri & Malanotte-Rizzoli (1981)			⊙
Exponential wind growth	Snyder et al. (1981) modified	○	○	
	Snyder et al. (1981)			⊙
	Janssen (1989, 1991)			○
Whitecapping	Holthuijsen and de Boer (1988)	○	○	
	Komen et al. (1984)			⊙
	Janssen (1991), Komen et al. (1994)			○
Quadruplet interaction	Hasselmann et al. (1985)			⊙
Triad interactions	Eldeberky (1996)	○	○	⊙
Depth-induced breaking	Battjes & Janssen (1978) with Nelson (1994)	○	○	⊙
	Hasselmann et al. JONSWAP (1973)	○	○	⊙
Bottom friction	Collins (1972)	○	○	○
	Madsen et al. (1988)	○	○	○
	Seelig (1979)	○	○	○

ここで、 $\bar{\sigma}$  は平均周波数、 $\bar{k}$  は平均波数 (式 (12) 参照)、 $\Gamma$  は波形勾配に依存する定数である。

$$\Gamma = \Gamma_{KJ} = C_{ds} \left( (1 - \delta) + \delta \frac{k}{\bar{k}} \right) \left( \frac{\bar{s}}{\bar{s}_{PM}} \right)^p \quad (9)$$

定数  $C_{ds}$ 、 $\delta$ 、 $p$  はチューニング係数、 $\bar{s}$  は式 (10) で定義される平均波形勾配であり、 $\bar{s}_{PM}$  は Pierson-Moskowitz スペクトルにおける  $\bar{s}$  の値で、 $\bar{s}_{PM} = (3.02 \times 10^3)^{0.5}$  となる。

$$\bar{s} = \bar{k} \sqrt{E_{tot}} \quad (10)$$

$$\bar{\sigma} = \left( E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (11)$$

$$\bar{k} = \left( E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (12)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (13)$$

式 (13) は全エネルギーを示す。

チューニング係数は、波浪エネルギーの平衡が保たれるように与えられた。したがって、これらのチューニング係数は使用される風入力モデルによって異なる。Komen モデルを選択した場合、チューニング係数はそれぞれ  $C_{ds} = 2.36 \times 10^{-5}$ 、 $\delta = 0$ 、 $p = 4$  である。

有限水深では、底面摩擦、浸透、散乱、底質の運動など、波と底面の相互作用が起こるため、波浪エネルギーは散逸する。これらの様々な要因のうち、底面摩擦が最も影響を与えることがわかっている。SWAN における底面摩擦は、次のように表される。

$$S_{ds,b}(\sigma, \theta) = -C_{bottom} \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2(kd)} E(\sigma, \theta) \quad (14)$$

ここで、 $C_{bottom}$  は底面摩擦係数である。本研究では、Bouws and Komen (1983) による  $C_{bottom} = 0.067 \text{ (m/s}^3\text{)}$  を採用した。

現段階において、砕波の過程は正確には知られておらず、そのスペクトル特性についてもあまりわかっていない。Battjes and Janssen (1978) は砕波する不規則波のエネルギー減衰の比率を計算する bore-based モデルを提案した。その後、このモデルは Eldeberky and Battjes (1996) によって再定式化されたが、SWAN ではこの再定式化されたモデルをさらに方向領域に拡張したものを採用している。

$$S_{ds,br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) \quad (15)$$

ここで、 $E_{tot}$  は波の全エネルギー、 $D_{tot}$  は砕波による平均エネルギー散逸率であり、以下のものである。

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left( \frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (16)$$

ここで、 $\alpha_{BJ}$  はチューニング係数で、 $Q_b$  は砕波の割合を表す。波がレイリー分布に従い、ある波高で全ての波が砕波すると仮定すると、砕波の割合  $Q_b$  が次式のように求められる。

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_m^2} \quad (17)$$

$H_m$  は最大波高であり、 $\bar{\sigma}$  は平均角周波数で次のように定義される。

$$\bar{\sigma} = E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (18)$$

浅海域において、最大波高  $H_m$  は水深  $d$  と砕波パラメータ  $\gamma$  を用いて  $H_m = \gamma d$  と表される。通常  $\gamma$  は定数であるか、海底勾配または波形勾配の関数として表される。SWAN では砕波パラメータの値を決定するために 2 つのオプション (定数あるいは海底勾配依存) が用意されているが、本研究では  $\gamma = 0.73$  (定数)、 $\alpha_{BJ} = 1.5$  (Nelson, 1987) を採用した。

(d) 4波共鳴

深海域では4組の成分波の干渉がスペクトルの発達に影響する。干渉により波のエネルギーは低周波数および高周波数側へ移行し、白波によって高周波エネルギーが散逸するので、ピーク周波数は低周波数側に移動する。

4波共鳴を完全に計算するためには、膨大な計算時間が必要である。計算速度を向上させるため、パラメータ化や様々な近似法が開発された。WAMモデルにおける4波共鳴はHasselmann et al. (1985)によって提案された離散相互作用近似(DIA)を用いて計算されている。DIAでは4つの周波数が2組考慮されており双方の周波数は、以下のような関係を持つ。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma_2 = \sigma \\ \sigma_3 &= \sigma(1+\lambda) = \sigma^+ \\ \sigma_4 &= \sigma(1-\lambda) = \sigma^- \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= 0 \quad (\text{deg}) \\ \theta_2 &= 0 \quad (\text{deg}) \\ \theta_3 &= \pm 11.5 \quad (\text{deg}) \\ \theta_4 &= \mp 33.6 \quad (\text{deg}) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ここで、 $\sigma$  および  $\theta$  は成分波の相対角周波数および波向であり、 $\lambda$  は定数で0.25である。±記号で区別された2組の4波は、いずれも共鳴条件を満たすように選択されている。

この離散相互作用近似(DIA)においては、ソース項  $S_{n14}(\sigma, \theta)$  は次のように与えられる。

$$S_{n14}(\sigma, \theta) = S_{n14}^*(\sigma, \theta) + S_{n14}^{**}(\sigma, \theta) \quad (21)$$

式(21)において、 $S_{n14}^*$  は1組目の4波に対応し、 $S_{n14}^{**}$  は2組目の4波に相当する。また、 $S_{n14}^*$  は、次式で表される。

$$S_{n14}^*(\sigma, \theta) = 2\delta S_{n14}(\alpha_1\sigma, \theta) - \delta S_{n14}(\alpha_2\sigma, \theta) - \delta S_{n14}(\alpha_3\sigma, \theta) \quad (22)$$

上式中の係数は、 $\alpha_1 = 1$ 、 $\alpha_2 = (1+\lambda)$ 、 $\alpha_3 = (1-\lambda)$  である。また、それぞれの項は次のように表される。 $(i = 1, 2, 3)$

$$\begin{aligned} \delta S_{n14}(\alpha_i\sigma, \theta) &= C_{n14}(2\pi)^2 g^{-4} \left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^{11} \\ &\times \left[ E^2(\alpha_i\sigma, \theta) \left( \frac{E(\alpha_i\sigma^+, \theta)}{(1+\lambda)^4} + \frac{E(\alpha_i\sigma^-, \theta)}{(1-\lambda)^4} \right) \right. \\ &\left. - 2 \frac{E(\alpha_i\sigma, \theta) E(\alpha_i\sigma^+, \theta) E(\alpha_i\sigma^-, \theta)}{(1-\lambda^2)^4} \right] \quad (23) \end{aligned}$$

ここで定数  $C_{n14}$  は  $3 \times 10^7$  であり、 $S_{n14}^{**}$  も対称な方向について式(2.1)と同様に表される。

Hasselmann and Hasselmann (1981)によると、有限水深での4波共鳴は、深海域での4波共鳴にスケーリング係数  $R$  を乗じたものとして、次式で示される。

$$S_{n14,finite} = R(k_p d) S_{n14,infinite} \quad (24)$$

ここで、 $R$  は次のように表される。

$$R(k_p d) = 1 + \frac{C_{sh1}}{k_p d} (1 - C_{sh2} k_p d) \exp(C_{sh3} k_p d) \quad (25)$$

$k_p$  は JONSWAP スペクトルのピーク波数である。定数の値は  $C_{sh1} = 5.5$ 、 $C_{sh2} = 6/7$ 、 $C_{sh3} = -1.25$  である。 $k_p d \rightarrow 0$  のとき非線形輸送は無限大に近づくため、 $k_p d = 0.5$  の下限値が適用される。また、任意のスペクトル形においてモデルの強度を上げるために、ピーク波数  $k_p$  は  $k_p d = 0.75\bar{k}$  によっておきかえている (Komen et al., 1994)。

(e) 3波共鳴

浅海域では3波共鳴が重要な役割を果たす。この3波共鳴の過程によるエネルギー遷移によって、波浪スペクトルは変化し、波の発達や減衰に大きな影響を与える。例えば、これによって、単峯型スペクトルをもつ波は海岸に近づくとき、多峯型スペクトルに変化する。

SWANにおいて、3波共鳴の過程には、Eldeberky and Battjes (1995)によるDTA (Discrete Triad Approximation) を改良した Eldeberky (1996)によるLTA (Lumped Triad Approximation) が用いられている。

$$S_{n13}(\sigma, \theta) = S_{n13}^-(\sigma, \theta) + S_{n13}^+(\sigma, \theta) \quad (26)$$

$$S_{n13}^+ = \max \left\{ 0, 2\pi\alpha_{EB} c c_g J^2 |\sin \beta| \times \left( E^2 \left( \frac{\sigma}{2}, \theta \right) - 2E \left( \frac{\sigma}{2}, \theta \right) E(\sigma, \theta) \right) \right\} \quad (27)$$

$$S_{n13}^-(\sigma, \theta) = -2S_{n13}^+(2\sigma, \theta) \quad (28)$$

ここで、 $\alpha_{EB}$  はチューニング係数であり、 $\beta$  はアーセル数  $U_r$  を用いて、次のように近似される。

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh \left( \frac{0.2}{U_r} \right) \quad (29)$$

$$U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{d^2} \quad (30)$$

ここで、 $\bar{T} = 2\pi/\sigma$  であり、 $10 > U_r > 0.1$  のみ3波共鳴が計算される。また、式(27)中の共鳴係数  $J$  は Madsen and Sørensen (1993) によって、次のように示される。

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gd + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} d (gd + \frac{2}{15}gd^3k_{\sigma}^2 - \frac{2}{3}\sigma^2 d^2)} \quad (31)$$

## (2) 方程式の離散化

### (a) 伝播

スペクトル領域は方向と相対周波数を分割することによって離散化される。相対周波数の分割は、任意の下限と上限の間で定義される。下限周波数より低い周波数領域ではスペクトル密度は0と仮定し、上限周波数より高い周波数領域では、 $f^{-m}$ の形で扱われ、定義された周波数領域内部と連続的に接続される。Komenの風入力の場合には $m=4$ を用いる。

時間 $t$ 、空間 $(x, y)$ 、スペクトル領域 $(\sigma, \theta)$ に関する伝播項の特性がそれぞれ異なるため、SWANでは、それぞれの伝播項に応じた差分スキームをもちいて離散化された。空間においては、安定性に優れた2次オーダー風上差分による陰的解法が用いられている。スペクトル領域においては1次オーダー風上差分と2次オーダー中央差分のハイブリッド型スキームによる陰的解法が用いられている。1次オーダー風上差分は拡散が大きいため、ブロッキング周波数付近での拡散を防ぐためにハイブリッド型スキームが用いられた。波作用量平衡式は次のように離散化される。

$$\begin{aligned}
 & \left[ \frac{N^{i_t, n} - N^{i_t, n-1}}{\Delta t} \right]_{i_x, i_y, i_\sigma, i_\theta} \\
 & + \left[ \frac{\frac{5}{6}[C_x N]_{i_x} - \frac{5}{4}[C_x N]_{i_x-1} + \frac{1}{2}[C_x N]_{i_x-2} - \frac{1}{12}[C_x N]_{i_x-3}}{\Delta x} \right]_{i_y, i_\sigma, i_\theta}^{i_t, n} \\
 & + \left[ \frac{\frac{5}{6}[C_y N]_{i_y} - \frac{5}{4}[C_y N]_{i_y-1} + \frac{1}{2}[C_y N]_{i_y-2} - \frac{1}{12}[C_y N]_{i_y-3}}{\Delta y} \right]_{i_x, i_\sigma, i_\theta}^{i_t, n} \\
 & + \left[ \frac{\frac{1}{4}[C_x N]_{i_x} - \frac{1}{4}[C_x N]_{i_x-1}}{\Delta x} \right]_{i_y, i_\sigma, i_\theta}^{i_t-1} \\
 & + \left[ \frac{\frac{1}{4}[C_y N]_{i_y} - \frac{1}{4}[C_y N]_{i_y-1}}{\Delta y} \right]_{i_x, i_\sigma, i_\theta}^{i_t-1} \\
 & + \left[ \frac{(1-\nu)[C_\sigma N]_{i_\sigma+1} + 2\nu[C_\sigma N]_{i_\sigma} - (1+\nu)[C_\sigma N]_{i_\sigma-1}}{2\Delta\sigma} \right]_{i_x, i_y, i_\theta}^{i_t, n} \\
 & + \left[ \frac{(1-\eta)[C_\theta N]_{i_\theta+1} + 2\eta[C_\theta N]_{i_\theta} - (1+\eta)[C_\theta N]_{i_\theta-1}}{2\Delta\theta} \right]_{i_x, i_y, i_\sigma}^{i_t, n} \\
 & = \left[ \frac{S}{\sigma} \right]_{i_x, i_y, i_\sigma, i_\theta}^{i_t, n^*} \quad (32)
 \end{aligned}$$

式(32)で、 $i_t$ 、 $i_x$ 、 $i_y$ 、 $i_\sigma$ 、 $i_\theta$ はそれぞれ時間、空間、スペクトル領域におけるインデックスであり、 $\Delta t$ 、 $\Delta x$ 、 $\Delta y$ 、 $\Delta\sigma$ 、 $\Delta\theta$ はそれぞれ時間、空間、スペクトル領域の分割幅である。反復計算のレベルは反復インデックス $n$ を用いて表される。ソース項の反復インデックス $n^*$ は $n$ か $n-1$ に等しいことを示している。式(32)はそれぞれの伝播速度が全て正の場合を示しており、伝播速度が負の場合は式中の分割イン

デックスの組み合わせが変わる。定数 $\nu$ と $\eta$ はスペクトル空間において、その項が風上差分スキームか中央差分スキームかを定める定数である。 $\nu=0$ 、 $\eta=0$ のとき中央差分スキームと一致し、最も高い精度が得られる(数値拡散 $\approx 0$ )。また、 $\nu=1$ 、 $\eta=1$ の場合、風上スキームと一致し、拡散が大きくなるため精度は低い安定である。本研究では、 $\nu$ 、 $\eta$ ともに0.5を用いる。

中央差分スキームを用いた場合、周波数領域や方向領域において波作用量の勾配が大きくなると数値振動が起こり、波作用量密度が負の値になることがある。このような場合、負の値を0にして、残っている正の値を再計算することで2次元スペクトルから負の値を取り除く。

### (b) ソース項

SWANの個々のソース項は陰的解法、陽的解法いずれの方法も用いられるが、反復計算を行う点から考えると、ソース項は近似的に陰的解法であるといえる。以下に、ソース項中のそれぞれの項について説明を加える。

風の入力項 $S_{in}$ の線形発達項 $A$ は波浪パラメータやエネルギー密度に対して独立であるため、容易に計算できる。他の全ての項は波浪パラメータやエネルギー密度に依存しており、 $S = \psi E$ という形で表される。ここで、 $\psi$ は波浪パラメータや他のスペクトル成分のエネルギー密度に依存した定数である。波浪パラメータなどは前の繰り返しステップ $n-1$ で既知であるので、時間 $n-1$ における比例定数 $\psi^{n-1}$ は決まる。

$$\psi = \psi^{n-1} \quad (33)$$

ソース項のうち、風の入力項 $S_{in}$ における指数関数的発達項 $B$ と正の3波共鳴 $S_{n,13}$ はソース項が正になる。正のソース項の場合、ソース項が $E^{n-1}$ に依存する陽的解法の方が高周波領域で安定である。このような陽的方程式は以下のように表される。

$$S^n \approx \psi^{n-1} E^{n-1} \quad (34)$$

4波共鳴 $S_{n,14}$ も計算の効率の点から、項の正負にかかわらずこの陽的近似が用いられる。

負のソース項の場合、モデルの安定性を確保するため陰的解法が用いられる。 $S = \psi E$ を線形的に近似すると、次のようになる。

$$S^n \approx \psi^{n-1} E^{n-1} + \left( \frac{\partial S}{\partial E} \right)^{n-1} (E^n - E^{n-1}) \quad (35)$$

強い非線形性を持つ碎波 $S_{ds,br}$ の過程は、同一の定数 $a$ を用いて $S = aS_{tot}$ 、 $E = aE_{tot}$ と表されるの

Table 2 Calculation condition of the test case

Setting Item	Value	
	WAM	SWAN
Coordinates	Spherical	Cartesian
Number of meshes (x-direction)	50	50
Number of meshes (y-direction)	50	50
Number of directions	36	36
Number of frequencies	39	39
$\Delta t$	Propagation terms	60(s)
	Source terms	30(s)
$\Delta x$	0.02(°)	1833.(m)
$\Delta y$	0.02(°)	2224.(m)
lowest discrete frequency	0.04177	0.04177
highest discrete frequency	—	1.0

で、式(35)の $\frac{\partial S}{\partial E}$ は解析的に $\frac{\partial S_{tot}}{\partial E_{tot}}$ と表せる。さらに、安定性から $\phi^{n-1}E^{n-1}$ の項を $\phi^{n-1}E^n$ に置き換えると、次のようになる。

$$S^n \simeq \psi^{n-1}E^n + \left(\frac{\partial S_{tot}}{\partial E_{tot}}\right)^{n-1} (E^n - E^{n-1}) \quad (36)$$

式(36)は右辺に $E^{n-1}$ が残るため、陽的な要素が残る。

白波 $S_{da,w}$ 、底面摩擦 $S_{da,b}$ 、負の3波共鳴の項は、 $E^{n-1}$ の依存を取り除くために、式(35)の $(\frac{\partial S}{\partial E})^{n-1}$ を $(\frac{\partial S}{\partial E})^n$ と置きかえる。ここで、 $S = \psi E$ であることから、式(35)は以下のようなになる。

$$S^n \simeq \psi^{n-1}E^n \quad (37)$$

### (c) マトリクスの計算

$N = E/\sigma$ であることから、式(34)、式(36)および式(37)を考慮して、式(32)を整理すると、 $AN = b$ の形の連立方程式となる。それぞれのグリッドポイントの新しい作用量スペクトルは、反復計算ごとに、 $N$ に関するマトリクスを解くことで得られる。反復計算の終了条件は、新しい $N$ と1回前の $N$ との差がある割合の計算グリッド点においてある精度に達することであり、この割合と精度は任意に設定できる。この条件を満たしたとき、反復計算のループを抜ける。

## 2.2 WAM との相違

SWAN と WAM の相違点については、第一に支配方程式の違いが挙げられる。WAM は支配方程式にエネルギー平衡式を用いているが、SWAN は流れを考慮するために作用量平衡式を採用している。

SWAN は WAM を拡張して開発されたモデルであることから、深海におけるソース項に用いられている機構は、細かな定数を除いて、WAM とほぼ同様である。ただし、浅海域に対応するため、 $S_{ni3}$ 、 $S_{da,br}$  が新たに加えられている。また、 $S_{in}$  の指数関数的

発達の理論は、WAM (Cycle4) が Janssen モデルを用いているのに対し、SWAN (40.11) では、Janssen モデルに加え Komen モデルが選択可能である。

また、両モデルは支配方程式の差分法が大きく異なる。WAM は、移流項に1次風上差分、ソース項には2次オーダーの中心差分を用い、移流項とソース項を単位時間ステップ内で交互に差分する。この点で、WAM は時間的に陽的な解法であるといえる。一方で、SWAN は空間においては2次オーダー風上差分を、スペクトル領域においては1次オーダー風上差分と2次オーダー中央差分のハイブリッド型スキームを用い、伝播項とソース項を同時に離散化する。SWAN は同一タイムステップ内で繰り返し計算を行うことから、時間的に擬似陰的スキームを実現している。

## 2.3 SWAN と WAM によるモデル計算結果の比較

SWAN と WAM 両モデルの深海域における再現性を検討するために、一様水深300mの深海域において一様な南風20m/sが吹きつづける理想的な状況を想定してモデル計算を行った。後に大阪湾などの閉鎖湾において波浪推算を行うことを考慮して、領域の大きさは約100kmの矩形とした。格子間隔については、SWAN はデカルト座標系を用いて $\Delta x =$ 約1832.86(m)、 $\Delta y =$ 約2224.00(m)とし、WAM は球面座標系を用いて $\Delta x = 0.02$ (度)、 $\Delta y = 0.02$ (度)とした。なお、両モデルの座標系が異なるが、東経134.5度、北緯34.5度で一致するようにした。また、風入力の指数関数的発達項を除いて、計算条件は、SWAN と WAM が可能な限り同じになるようにした。計算の基本条件をTable 2に記す。計算領域の中央を南北に走るラインをテストラインとして選び、フェッチに対する風波の発達を検討する。

領域中央のテストラインの風上側(南側)を0として、北向きに無次元化した距離 $X^*$ に対して無次元エネルギー $E^*$ と無次元ピーク周波数 $f_p^*$ をそれぞれFig.1とFig.2に示す。これらの無次元量は以下のように定義される。

$$X^* = \frac{gX}{U_*^2}, \quad E^* = \frac{g^2 E_{tot}}{U_*^4}, \quad f_p^* = \frac{f_p U_*}{g} \quad (38)$$

ここで、 $X$  はフェッチ、 $E_{tot}$  は全エネルギー、 $U_*$  は摩擦速度を表す。 $U_*$  は、式(7)に基づき $U_{10} = 20$ (m/s)で算出した。Fig.1には、Komenの理論を用いたSWANの計算値およびWAM (Janssenの理論)の計算値がプロットされている。図中の破線はKohma and Calkoen(1992)による観測データの近似直線である。この近似式は、Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)、Bothnian湖、Ontario湖における観測データから求め

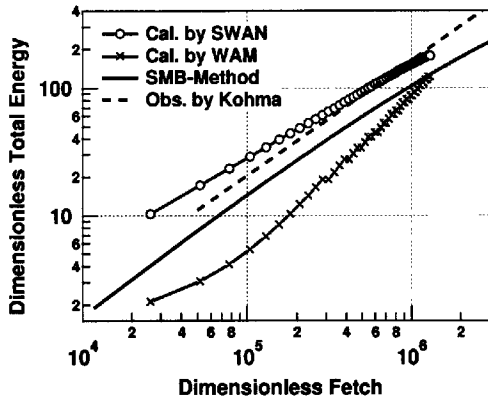


Fig.1 Deep water fetch limited growth curve of non-dimensional energy

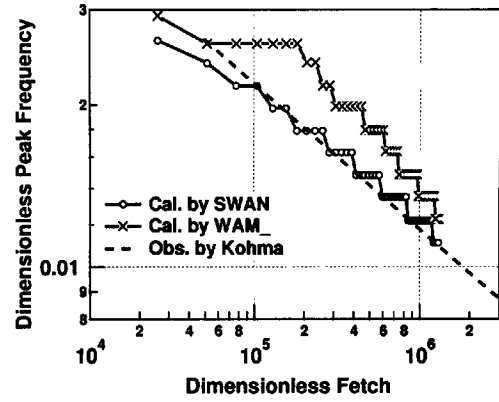


Fig.2 Deep water fetch limited growth curve of non-dimensional peak frequency

られたものであり、以下に示すとおりである。

$$E^* = 6.5 \times 10^{-4} X^{*0.9} \quad (5 \times 10^4 < X^* < 4 \times 10^6) \quad (39)$$

$$f_p^* = 0.49 X^{*-0.27} \quad (5 \times 10^4 < X^* < 4 \times 10^6) \quad (40)$$

また、SMB法による推算値を実線で示している。

Komenの理論を用いたSWANの計算結果は $X^* > 2 \times 10^5$ で $E^*$ および $f_p^*$ とも観測値とよく一致している。しかしながら、フェッチの短い領域では、無次元エネルギーに関して、計算値は観測値に対して過大評価する結果となった。また、このテストケースと同様の計算条件で、緯度方向の格子間隔を $\Delta x = 2224$ (m)、 $\Delta x = 444.8$ (m)、 $\Delta x = 88.96$ (m)と変化させた場合の、SWANによる風波の発達も検討した。その結果、いずれのケースも風上側の5格子ぐらいの領域では観測値よりやや大きな値を示した。このことから、小フェッチ側の過大評価の原因は、風入力モデルによるものではなく、計算上の性質であると考えられる。

一方で、WAMを用いた推算値を見ると、 $E^*$ は計算領域全域で観測値およびSMB法いずれに対しても大幅に小さい結果となり、フェッチが $X^* = 10^6$ 付近でSMB法による推算値に近づく。また、無次元ピーク周波数については、Kohmaの近似曲線に比べ、 $10^5 < X^* < 6 \times 10^5$ で25%程度過大評価する結果となった。先に述べたようにSWANはWAMを浅海域に拡張したモデルであるので、深海域ではSWANモデルとWAMモデルは同様の結果になることが予想されたが、実際は図に示すように大きな差異が現れた。この原因は、WAMモデルを数値的に安定させる目的のリミッターにあると考えられる。WAMモデルを説明した論文(WAMDI group, 1988)中には触られていないが、WAMモデルのソースコード内で、次のような関数がリミッターとして用いられている。

$$\Delta F = 0.62 \times 10^{-4} f^{-5} \frac{\Delta t}{1200} \quad (41)$$

ここで、ソース項の上限値 $\Delta F$ は、各成分波の周波数 $f$ およびソース項の計算タイムステップ $\Delta t$ の関数である。風入力、散逸、非線型干渉のそれぞれのソース項が計算された後、これらの和である全ソース項と式(41)の $\Delta F$ の小さい方がそのタイムステップでのソース項の値となる。WAMモデルはソース項と移流項を交互に計算する陰解法を用いているため、 $\Delta t$ はCFL安定条件を満たすよう格子間隔に制限される。つまり、格子を細かく設定した場合、タイムステップも小さくしなければならない。WAMは度単位の領域で計算されるように設計されているが、このケースでは大阪湾スケールの領域を想定したため格子間隔は0.02度と細かくした。このため、タイムステップは10秒としたが、それによってリミッター値が小さく押さえられた結果、波浪が発達しなかったものと考えられる。

このケースと同じ条件の下で、 $\Delta x = 0.2$ (度)としてWAMによって計算した結果がFig.3である。この図によると、格子間隔を大きくとった場合、無次元エネルギーは小フェッチ側( $X^* < 2 \times 10^6$ )で近似直線に比べ大きな値を示し、高フェッチ側( $X^* > 2 \times 10^6$ )ではSMB法による推算値と観測値の間の値をとる。また、格子間隔を小さくとったケースと比較すると、グリッドサイズが大きい方は、エネルギーが全体的に大きくなる。このことから、WAMモデルにおいて細かいグリッドが設定された場合、リミッター値が不適当なものになり、それに伴い風波の発達が妨げられると考えられる。このため、WAMモデルを使用する場合、適正なグリッドサイズの範囲で計算することが必要であり、また、WAMモデルを狭い領域に適用するためには、リミッターを改良する必要がある。

以上のことから、60 km程度の閉鎖湾域における適用性を考えた場合、SWANモデルのほうがより適

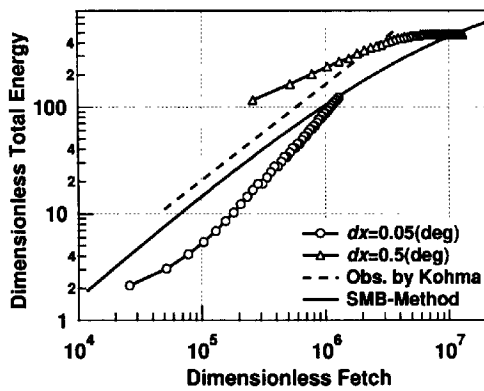


Fig.3 Deep water fetch limited growth curve calculated by WAM

していると考えられる。

### 3 SWANを用いた日本沿岸の波浪推算システム

#### 3.1 システムの構造

日本沿岸の波浪推算システムは、日本の沿岸域における波浪推算を可能にすること、および、計算以外にかかる労力を可能な限り合理化することを目的とする。

SWANにおいては、水深を与える領域、風速・風向を与える領域および計算の対象とする領域はいずれも独立しており、これらの領域を自由に設定することが可能である。また、SWANモデルは1つのコマンドファイルによって、モデルの実行を制御している。この点に注目すると、あらかじめ波浪推算の必要性の高い地点を想定して、その対象領域における水深データおよびコマンドファイルを準備しておけばよい。

対象とした海域で波浪推算を繰り返し実行する場合、実行に必要なデータを毎回作成することは非効率である。そこで、前もって共通のデータを作っておき、そのデータを基に必要な箇所のみ変更する方法を用いる。本システムでケース毎に準備が必要なのは、風データのみである。

計算の実行、および、そのために必要なデータについて以下に説明する。

#### (1) 計算の実行

日本沿岸波浪推算システムは日本沿岸全域を対象とすることが可能である。沿岸域における計算結果の精度を向上させるために、本システムでは、大中小3つの計算領域をネスティングによって順に接続することで計算を実行する。Fig.4には、計算を実行する際のデータの流れと計算の手順が示されている。この図のように、1ケースの波浪推算結果を得るために3度の計算を必要とする。

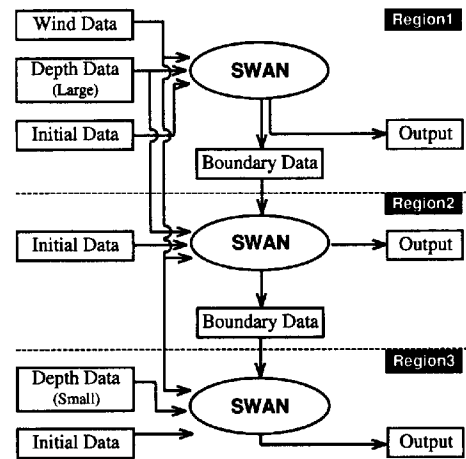


Fig.4 The flow of I/O data

3つの計算領域のうち最も広い第1領域は、北緯20.0度~50.0度、東経115.0度~155.0度の矩形からなる。計算対象海域に関わらず、この第1領域は固定である。第2領域および第3領域は、それぞれ、約3度および約0.5度のスケールの矩形とするが、対象海域によって、適宜設定する必要がある。それぞれの計算領域における格子数はいずれも60×60程度を目標とする。なお、SWANの設定ファイル中で対象領域の経度および緯度の範囲を変えることで、対象領域の変更を容易に行うことができる。

#### (2) 必要なデータ

システム全体を通して、波浪推算に伴うデータのの流れはFig.4に示すとおりであり、このうち、入力データとして必要なものは、①計算条件設定データ、②水深データ、③風データの3つである。

これらのデータのうち、1ケースの波浪推算ごとに異なるデータを用いるのは風データだけである。

同一の海域で波浪を推算する場合、風データファイルの指定やアウトプットの設定など、計算設定データはわずかに変更が必要であるが、水深データに関しては共通に使用できる。これにより、あらかじめ準備された海域における計算では、データ作成に伴う作業量は大幅に軽減される

#### (a) 計算条件設定データ

SWANを用いて波浪推算を行う際に、計算に関する設定は全てコマンドファイルの中で行われる。この設定データには計算領域の設定、入出力データなどの詳細な指定も含まれる。用意する設定ファイルは3つであり、それぞれの設定ファイルは3つの計算領域に対応する。

#### (b) 水深データ

推算を行う際に用いる水深データは、広領域水深データおよび狭領域水深データの2つである。広領



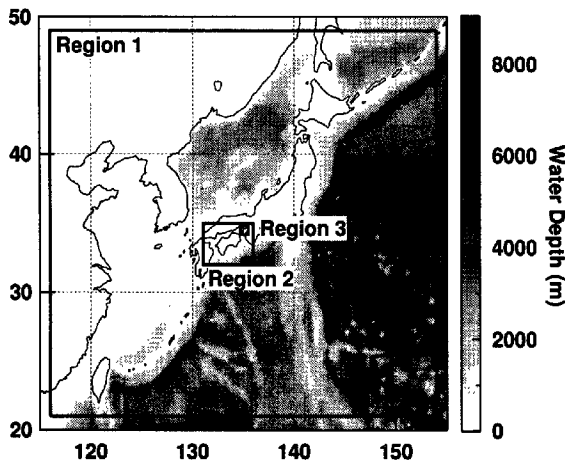


Fig.5 Computational domain

域水深データは第1領域および第2領域の計算に共通に必要なデータであり、その領域は北緯20度～50度、東経115度～155度からなる矩形であり、格子間隔は緯度方向、経度方向ともに0.1度である。また、第3領域用の狭領域水深データは、計算領域の格子間隔を考慮すると0.01度程度の解像度が必要である。

広領域水深データは、対象海域に関わらず同一のものを用いる。また、狭領域水深データは対象領域ごとに作成する必要がある。

なお、広領域データはNGDC (National Geophysical Data Center) から、狭領域データは海上保安庁水路部から提供されたものを用いる。

### (c) 風データ

風データは、ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) のような広範囲を平面的にカバーするデータを準備する。海上に観測点が極めて少ないため、離散的な観測点から風場を計算することは困難である。1ケースの計算では、用いる風データは1つである。

### 3.2 システムによるモデル計算例

日本沿岸域における波浪推算システムの適用例として、大阪湾を対象としたモデル計算を行う。このシステムを利用し、今後、必要に応じて容易に新たな海域を加えることができる。

大阪湾における計算領域は、第1領域が北緯21.0度～49.0度、東経116.0度～154.0度、第2領域が北緯32.0度～35.0度、東経131.0度～136.0度、第3領域が北緯34.25度～34.75度、東経134.8度～135.5度の矩形領域とした (Fig.5)。各領域の格子数はいずれの領域も60×60である。

広領域水深データは、3.1節で述べた領域と同様のものを用いる。狭領域水深データは、北緯34°10′

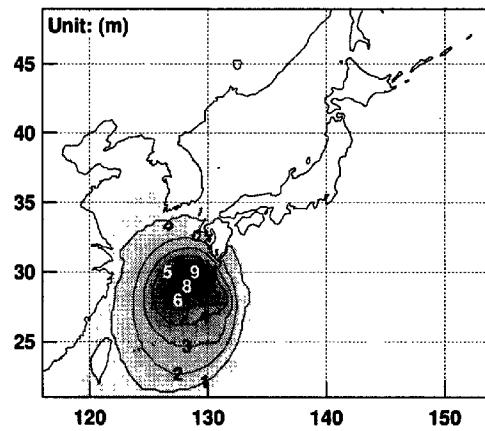


Fig.6 Example of significant wave height distribution by model typhoon

～34°50′、東経134°39.75′～135°30′の領域であり、経度方向および緯度方向の格子間隔はそれぞれ0.75分、0.50分である。なお、この計算は波浪推算システムの運用を確かめるためのものであり、実現象の追算を行う目的ではない。また、風データとしてT9313の接近に伴う風場を用いたが、この風場はサンプルであって、実際の風場を表すものではない。

以上のデータを用いて波浪を推算したところ、波浪推算システムはスムーズに運用できることが確認された。参考のため、計算結果のうち第1領域における有義波高の平面分布を Fig.6 に示す。

本研究では大阪湾を扱うにとどまった。今後、大阪湾以外の領域を必要に応じて増やしていけばよい。この場合、設定データは主に計算領域の変更を行うだけでよく、広領域水深データに関しては変更の必要がない。対象領域の追加に伴って新たに作成が必要なデータは、風データを除く入力データのうち、狭領域水深データのみである。このため、対象海域を加えることは容易である。

大阪湾において波浪推算システムの運用が確かめられたことから、今後、対象海域をとして追加することで、日本沿岸における波浪推算システムはさらに充実するものと考えられる。

### 3.3 閉鎖性湾内発生波の推算における外洋でのネスティングの影響

第4章で閉鎖性湾内における波浪推算を行うために、対象とした大阪湾において外洋からの来襲波の影響を調べた。本論文で定義する閉鎖性湾とは、対象とした湾域が計算領域外からの入射波浪の影響が無視できる湾をいう。つまり、閉鎖性湾域の波浪推算は領域の境界条件を必要としない。この点で、外洋からの計算が不要となり、計算時間が大幅に短縮

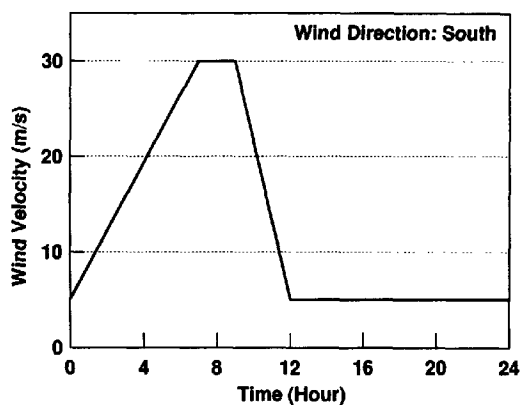


Fig.7 Wind condition

Table 3 Calculation condition of test case

Setting item	Reason		
	1	2	3
Coordinates	Spherical		
Number of meshes (x-direction)	60	50	60
Number of meshes (y-direction)	60	50	60
Number of directions	36	36	36
Number of frequencies	39	39	39
$\Delta t$ (s)	60	60	60
$\Delta x$ (degree)	.4000	.0500	.0167
$\Delta y$ (degree)	.4000	.0500	.0083
lowest discrete frequency (Hz)	.04177		
highest discrete frequency (Hz)	1.00		

できる。

この節では Fig.5 と同様に、領域 1 から領域 3 を設定した。この領域内に Fig.7 に示す時間変化をする一様な南風を 24 時間吹かせ、3 つの領域をネスティングによって接続して計算したケースと、第 3 領域のみ単独で計算した場合で計算結果を比較した。このとき、境界接続をする場合の第 1 領域、また、境界接続をしない場合の第 3 領域の境界は入射波なしの条件とした。テストポイントは大阪港にあたる北緯  $34^{\circ}36'46''$ 、東経  $135^{\circ}23'16''$  とした。その他の詳細な計算条件は Table 3 に示すとおりである。

Fig.8 は、ネスティングした場合としない場合の、テストポイントにおける平均周期と有義波高の時間変化がそれぞれ示されている。また、ネスティングをおこなった場合と行わない場合の差は破線で示してある。有義波高の推算結果を見ると、風速が時間と共に増加し、最大値 30 m/s で 2 時間継続した時 (9 時間後) に、最大値を示している。このとき、ネスティングを行ったほうが、行わない場合に比べてわずかに大きい有義波高を示している。また、11 時間後まで、差は 5% にとどまっているが、11 時間後以降、その差は増大する傾向にある。平均周期も同様に、風速が減少し始めるときにピーク値をとり、ネ

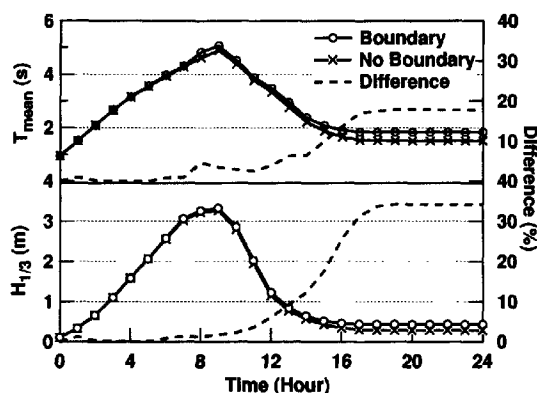


Fig.8 Significant wave height and mean wave period

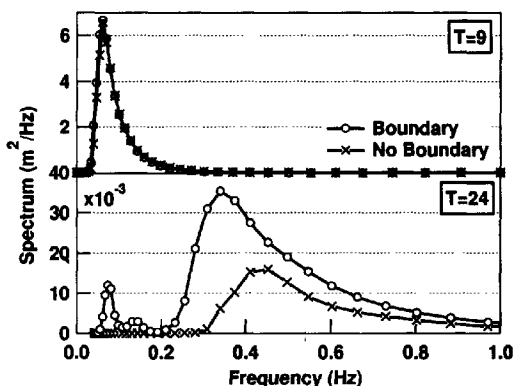


Fig.9 Comparison between two spectra

스팅を施したほうがしない場合に比べやや大きい値を示す結果となった。両者の差は、有義波高と同様に風速の減衰とともに増加する結果となった。

再現時間後半のネスティングによる影響は、うねりによる長周期成分が原因であると予想されるが、これについて、詳しく検討するために、有義波高ピーク時 (9 時間後) と風が十分に減衰した時 (24 時間後) おける両ケースのスペクトル形を Fig.9 に比較した。9 時間後では、ピーク周波数はネスティングありにかかわらず 0.14 Hz 付近である。ピーク周波数より低周波数側で、ネスティングをした方がわずかに大きい結果となっているが、全体的に見て 2 つの曲線はほぼ一致している。24 時間後のスペクトルを見ると、全体的にネスティングを施した方が、大きな値を示す。ただし、24 時間後のスペクトルのオーダーは 9 時間後のものと比べて、約 1/100 である。ネスティングありの方は、0.074 Hz にピーク周波数を持つうねりの影響と思われる長周期成分が現れている。また、風波成分のスペクトルも全体に大きくなっている。これを考慮すると、Fig.8 にみられる再現期間後半の有義波高および平均周期に現れたネスティングの影響は、風波が減衰することで、相対的に境界が

Table 4 Calculation condition for Hiroshima Bay

Items	Values	
	WAM	SWAN
Coordinates	Spherical	Spherical
Number of meshes (x-direction)	78	78
Number of meshes (y-direction)	58	58
Number of directions	36	36
Number of frequencies	39	39
$\Delta t$ (s)	Propagation terms	60
	Source terms	10
$\Delta x$ (degree)	0.39	0.39
$\Delta y$ (degree)	0.29	0.29
lowest discrete frequency (Hz)	0.04177	0.04177
highest discrete frequency (Hz)	—	1.0

ら入射した長周期成分の波浪と大きめに算定される風波成分が原因である。以上の考察から、台風接近時など湾内で風波が卓越する状況においては、ネスティングの影響は少ないと考えられる。

本研究では、第4章で大阪湾における波浪推算を行う。その計算に際しては、本節の結果を受けて、ネスティングを行わず、最も小さい領域のみで波浪推算を行う。

#### 4 閉鎖性湾内における波浪推算の検討

本章では、広島湾と大阪湾を対象海域として選んで、SWANの閉鎖性湾内における波浪推算への適用性を検討した。

##### 4.1 広島湾における台風9918号時の波浪推算

広島湾は瀬戸内海の西に位置し、瀬戸内海中央を東西に走る水路に対してさらに内に入りこんだ内湾である。面積は1,058 km<sup>2</sup>、平均水深23.9 mである。広島湾は宮島、江田島に囲まれ、その外側にも屋代島、倉橋島をはじめ数多くの島が点在する。この内湾の地形的特徴から見て、外海からの波浪の影響はほとんどないと考えられる。この節では、広島湾を閉鎖性湾として、1999年9月に大規模な災害をもたらしたT9918に伴って生じた波浪をSWAN、WAM両モデルによって追算し、その推算精度を検討する。

##### (1) 観測資料

広島湾における各データは広島浸水域被害調査報告書(広島県広島港湾振興局、中電技術コンサルタント株式会社)によって提供されたものである。データの詳細はT9918来襲にともなう台風の経路データ、観音沖の波浪データ(有義波高、有義波周期)と風データである。なお、観測点である観音沖は約668.6 m沖の北緯34°21'03"、東経132°24'55"に位置し、風速風向計は海上7.5 mに設置されている。

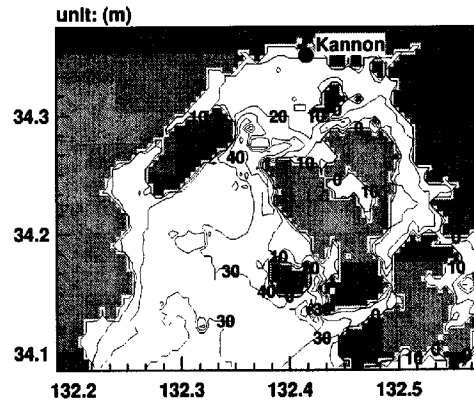


Fig.10 Hiroshima Bay

##### (2) 計算条件と解析手順

広島湾の計算領域は北緯34.085度~34.375度、東経132.185度~132.575度で囲まれる矩形であり、この領域における詳細な水深をFig.10に示す。また、観測点である観音沖を図中に示す。対象とする期間は、T9918の接近により観音沖で有義波高がピークとなった1999年9月24日10:30を含む1999年9月24日7:00から19:30とした。SWAN、WAM両モデルの詳細な計算条件はTable 4のとおりである。また、広島湾は閉鎖領域とみなされるため、入射波なしの境界条件を用いる。

まず、観測データを基にして、T9918による風速場を作成する。続いて、この風速場を入力データとして先に挙げた計算条件で波浪を推算する。そして、再現精度を検討するため、計算された有義波高と有義波周期を観測値と比較する。なお、風速場作成の手順については以下に詳しく述べる。

広島湾において利用可能なデータは観音沖の風データ・波浪データのみであり、気圧データは入手できなかった。このため広島湾において4.2節で述べた方法を用いる場合、風速がほぼ最大になる台風中心からの距離 $r_0$ を任意に与えなくてはならない。しかし、このような方法は著しく客観性を欠くため避けるべきである。観音沖の風速風向計設置位置、設置高さから考えると、この観測点は、地形の影響を受けない信頼性の高い観測ポイントであると考えられる。そのため、広島湾での波浪推算における台風風速場の作成にあたっては、観音沖観測所の風速を基にした一様風を用いる。

観測点の観測器の高度が7.5 mであることから、以下に示す対数則を用いて海上10 mの風速に換算した。

$$\frac{U(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (42)$$

ここで、 $U(z)$ は高度 $z$ での風速、 $U_*$ は摩擦速度、 $z_0$ は粗度定数、 $\kappa$ はカルマン定数0.41を示す。また、粗

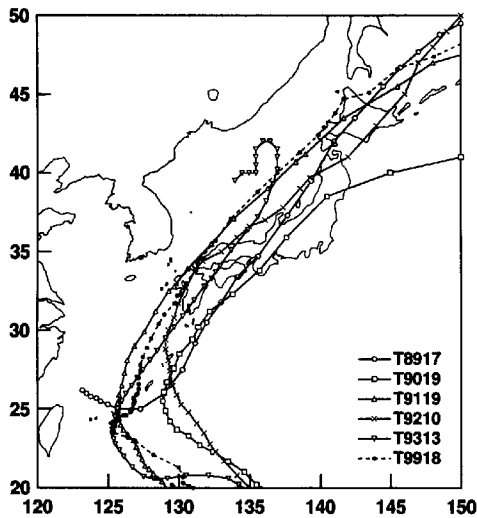


Fig.11 Route of tyoons

度定数は海面の凸凹を示す  $\epsilon$  を用いて経験的に以下のように表される。

$$\frac{z_0}{\epsilon} = \frac{1}{30} \quad (43)$$

平均的な波高を 1m とすると、 $\epsilon = 1$  となり、 $z = 7.5$ 、 $U(7.5)$  から  $U_*$  を消去することで、 $U(10)$  が得られる。

### (3) 推算結果の検証

T9918 は 1999 年 9 月 19 日に台湾の東方沖で発生し、20 日から 22 日にかけて宮古島付近に停滞しながら、勢力を増した。その後、ゆっくり北上し、24 日 4 時ごろ中心気圧約 945 hPa の勢力を保ちながら、熊本県牛深市に上陸した。八代海の湾軸と平行な北北東方向に進行し、有明海を横切って、9 月 24 日 6 時ごろに熊本県荒尾市付近に再上陸した。その後、T9918 は福岡県内を北東に進み、周防灘を横切り、8 時過ぎには山口県宇部市周辺に再々上陸した。この時の台風中心気圧は約 950 hPa である。そして、9 時過ぎには日本海に抜けた。この台風 T9918 の詳細な経路は Fig.11 に示されている。

Fig.12 および Fig.13 は、それぞれ広島観音沖における観測値および SWAN, WAM 両モデルの推算値についての有義波周期と有義波高を示したものである。SWAN について、有義波高を見ると、10:30 から 12 時の間、約 2.5m の高波浪が観測されているが、計算値は 11 時にピークを迎えその後減少している。その点を除けば、推算値は観測値に対してわずかに過小評価しているものの、全体として高い精度で一致している。有義波高の相関係数は 0.987 と極めて高い値を示しており、推算値は実測値の変化傾向を良好に再現しているといえる。また、横軸に観測値、縦軸に推算値をとった有義波高の相関図をプロットすると、その近似直線の勾配が 0.925、切片が 0.0540

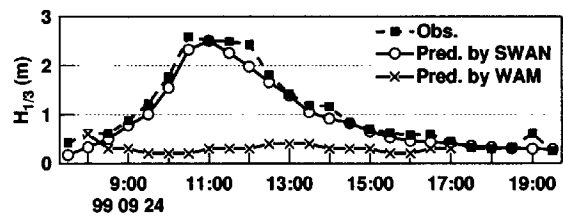


Fig.12 Significant wave height at Kannon (T9918)

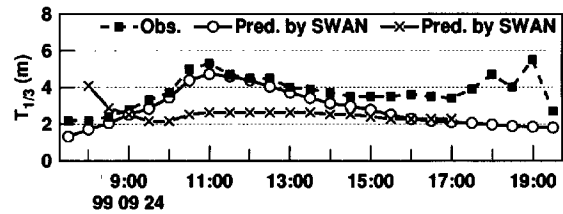


Fig.13 Significant wave period at Kannon (T9918)

であることから、定量的に見ても再現性が高いと考えられる。

SWAN で計算される波浪パラメータは、各格子点で波浪スペクトルを計算することで得られている。このため、有義波周期に関しては正しい値を得ることができないため、推算値の有義波周期は平均周期を 1.2 倍したもので代用している。この点を留意し、参考までに推算値の有義波周期と観測値を比較する。

有義波周期 (Fig.13) は 8 時から 14:30 までの間、推算値と観測値は比較的よい対応を示している。これに対して、14:30 以降の計算値の有義波周期は実測値を過小評価する結果となった。観音沖の観測された風速・風向によると、10 時以降、観音沖で南西方向の風が継続的に吹きつづけている。伊予灘は大島を介して計算対象とした広島湾に隣接し、佐田岬半島から大島までの北東方向に約 60~80 km のフェッチを持つ海域である。これらのことを考え合わせると、伊予灘で発達した長周期成分の波浪が大島と倉橋島の間から広島湾内に伝播したことが推測できる。追算期間後半において有義波周期の計算値が低い値を示した理由は、計算領域境界の都合により、SWAN モデルがこの影響を考慮できなかったためであると思われる。また、14 時以降に計算値の有義波周期が観測値に比べ低いのは、計算領域内の風の減衰に伴ない風波が減衰し、計算領域外からの長周期成分を含む来襲波が風波より卓越したためであると考えられる。

一方で、WAM の推算有義波高は、全追算期間にわたって、観測値に対し過小評価する結果となった。観測値の有義波高のピークに対応する 9 月 24 日 10:30 前後においても、推算有義波高は 0.2m と観測値の

Table 5 Calculation condition for Osaka Bay

Setting item	Value
Coordinates	Spherical
$\Delta x$ (minute)	0.75
$\Delta y$ (minute)	0.5
lowest discrete frequency (Hz)	0.04177
highest discrete frequency (Hz)	1.7187
$\Delta t$ (s)	60

2.59 m に対して、大幅に小さい値を示した。この原因は、2.3 節で述べたように、WAM のリミッターが作用したためであると考えられる。広島湾は約 32 km × 約 35 km の湾域であり、2.3 節と同様の理由から、WAM はこの程度の狭いスケールの海域での波浪推算には適していないと考える。

以上のことから、広島湾において、台風が接近するような風波が卓越する状況下では、WAM の推算精度は期待できないが、SWAN を用いて推算した有義波高の精度は非常に高いといえる。

#### 4.2 大阪湾における波浪推算

大阪湾は北東から南西方向に 58 km の長軸を持つ楕円形の湾である。この湾は本州と淡路島に囲まれ、西側に明石海峡、南側に友ヶ島水道を持つ。大阪湾では、台風によって高い波高を記録した 5 ケースを取り上げ、それらについて SWAN モデルを用いて波浪推算を行う。

##### (1) 観測資料

###### (a) 波浪データ

大阪湾における波浪データは関西国際空港(関西国際空港株式会社)、神戸港(運輸省第 3 港湾建設局)、大阪港(大阪市港湾局、ただし、1993 年以降、(財)日本気象協会関西本部)の 3 地点で長期間にわたって観測されている。

関空 MT 局では観測塔 (34°25'49"N, 135°14'26"E、ただし、1988 年に 34°25'18"N, 135°13'09"E へ移設) の西方 40m、水深 17.5m の海底に超音波式波高計が設置されている。測定レンジは 0~15m である。0.1 秒のサンプリングタイムで毎正時 10 分前から 13 分間または 20 分間測定されている。これを処理し、毎正時の有義波高と有義波周期として用いた。用いたデータの期間は 1978 年 1 月から 1994 年 5 月までである。

神戸港における波浪は六甲アイランドの約 3 km 沖の観測塔 (34°38'39.17"N, 135°16'46.35"E) で測定されており、水深 17 m の海底に超音波式波高計が設置されている。サンプリングタイムは 0.5 秒である。1978 年から 1994 年までのデータを運輸省から頂いた。ただし、1982 年、1991 年、1992 年は欠測であった。

大阪港では、北緯 34°36'10"、東経 135°23'20"(1993 年以降北緯 34°36'46"、東経 135°23'16") に位置する波浪観測点において、波浪データが超音波式波高計を用いて観測されている。入手できたデータ期間は 1989 年から 1996 年である。

###### (b) 風データおよび気象データ

大阪湾付近では、神戸海洋気象台、大阪管区気象台、洲本測候所、和歌山地方気象台(いずれも気象庁管轄)の各点で陸上の風速などの気象データが観測されており、関空 MT 局において海上風速が観測されている。本研究において、波浪推算に用いる海上風速場の精度を重視するため、陸上風は用いない。ただし、後述する述べた方法を用いて風速場を作成する際、陸上観測点の気圧を用いている。

得られた関空 MT 局(観測位置は波浪データと同様)の風データは、1978 年 1 月から 1994 年 5 月までの 1 時間おきの海上 10m における風向(16 方位)・風速である。ただし、1982 年 8 月は欠測である。

陸上観測点の位置は、神戸海洋気象台が北緯 34°41'18"、東経 135°10'48"、大阪管区気象台が北緯 34°40'42"、東経 134°54'24"、洲本測候所が北緯 34°20'06"、東経 135°31'18"、和歌山地方気象台が北緯 34°13'24"、東経 135°10'00" である。各点の気象データは 1989 年から 1994 年までのものを(財)気象業務支援センターから購入した。

###### (c) 台風データ

台風のデータには気象庁が台風と発表した全ての台風の経路が収録されている。1951 年から 1997 年までの台風経路データを(財)気象業務支援センターより購入した。

##### (2) 計算条件と解析手順

###### (a) 計算条件と追算期間

大阪湾における計算領域は北緯 34.25 度、東経 134.8 度を西南端とし、北緯 34.75 度、東経 135.5 度を北東端とする矩形領域とし、空間分割数は 60 × 60 とした。また、その他の計算条件は Table 5 に示すように、方向分割数 36、周波数分割数 39、タイムステップ 60 秒とした。計算に用いた領域内の水深と観測点を Fig.14 に示す。なお、3.3 節で述べたように、大阪湾は閉鎖性湾とみなすことができるので、境界条件は入射波なしの条件を用いた。

また、波浪推算を実行するケースは、入手できたデータ期間の中で以下の条件を満たすような 5 ケースを選んだ。

- ① 有義波高が 1.8 m を超える
- ② 大阪湾に台風が接近している
- ③ 関空で風速が観測されている

Table 7 Correlation Parameter

Typhoon	Kansai Airport			Osaka Port			Kobe Port			Total (each thphoon)		
	r	a	b	r	a	b	r	a	b	r	a	b
T8917	.70254	.88937	.44307	×	×	×	.72024	.97463	.15062	.80462	1.1023	.13410
T9019	.94797	1.0012	.13151	×	×	×	.71179	1.1701	.24733	.91062	.92103	.27905
T9119	.95901	1.0891	-.0869	×	×	×	×	×	×	.95901	1.0891	-.0869
T9210	.95881	.88512	.07540	×	×	×	×	×	×	.95881	.88512	.07540
T9313	.97675	1.2492	-.1555	.94235	.76395	.17864	.97667	.88789	.03658	.94216	.86173	.11661
Total (each location)	.92356	1.0731	.02506	.94235	.76395	.17864	.87865	.83559	.24939	.90349	.89470	.17976

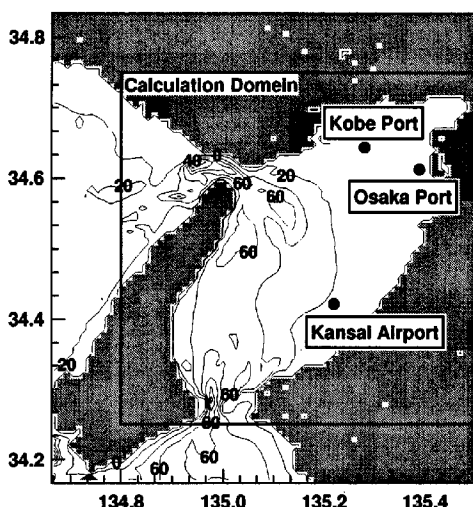


Fig.14 Significant wave height at Osaka Bay

なお、各ケースの追算期間は観測有義波高がピークを迎える前後12時間とした。Table 6には、各ケースの詳細な追算期間が記されている。

(b) 解析手順

上に述べた5ケースについて、以下の手順で解析を行った。

① 海上風速場

大阪管区気象台、和歌山地方気象台、洲本測候所、神戸海洋気象台における気圧データと関空MT局の風速データを用いて、(c)で説明する方法によって海上風速場を求める。

② 波浪推算

得られた風速場をもとに、SWANによって波浪推算を行う。

③ 計算結果の検討

各観測点と同位置における推算結果と観測値それ

Table 6 Calculation duration

Typhoon	Calculation Time	
	Start time	Finish time
T8917	1989/08/27 03:00	1989/08/28 03:00
T9019	1990/09/19 09:00	1990/09/20 09:00
T9119	1991/09/27 12:00	1991/09/28 12:00
T9210	1992/08/08 08:00	1992/08/09 08:00
T9313	1993/09/03 18:00	1993/09/04 18:00

ぞれの有義波高を比較し検討する。

なお、有義波周期の計算値は平均周期の出力値に1.2を乗じたもので代用する。このように経験則にもとづいて算出された有義波周期の計算値は、定量的には実測値と一致しない。しかし、有義波周期を定性的に比較することで、有義波周期を検討する際の参考にする。また、観測値と推算値の比較を行う際、相関パラメータを用いてその精度を検討する。Table 7は全てのケースにおける相関パラメータの一覧を示す。表中には、相関係数が左端に記され、近似直線の傾きと切片がそれぞれ中央と右端に示されている。ここで、傾きと切片とは、観測値をx軸に推算値をy軸にとった散布図において、最小二乗法を用いて算出された近似直線の傾きと切片を指す。相関係数が1に近いほど、推算値の変化の傾向は実測値の傾向をより反映しており、定性的な再現性の精度が高いと評価できる。また、近似直線の傾きが1に近く、切片が0に近いほど、相関図はy=xに対称に分布していることになる。相関係数が良好かつ近似直線がy=xに近い時、モデルの再現性は定量的にかつ定性的に高いといえる。

(c) 台風モデル

波浪推算を行う際、既知量入力データとして計算領域内での風速場が必要となる。この海上風速場を作成する手順を説明する。台風域内の傾度風速分布を求めるために、Myersの式

$$p = p_{\infty} - \Delta p \left[ 1 - \exp\left(1 - \frac{r}{r_0}\right) \right] \quad (44)$$

を用いた。ここで、 $p_{\infty}$ は台風中心から十分遠く離れた地点( $r \rightarrow \infty$ )での気圧、 $\Delta p$ は台風中心での気圧低下量、 $r_0$ は風速がほぼ最大になる台風中心からの距離、 $r$ は等圧線の曲率半径である。 $p_{\infty}$ は一般的な値1013hPaを用いる。 $r_0$ は、台風の位置および対象領域付近の気象観測所の位置から求めた $r$ 、台風の中心気圧および各観測点の気圧 $p$ を用いて、式(44)により逆算する。こうして、式(44)によって求めた気圧分布から、次式を用いて台風域内の傾度風速分

布  $U_{gr}$  を求める。

$$U_{gr} = r\Omega \sin \phi \left[ -1 + \sqrt{1 + \frac{dp/dr}{\rho_a r \Omega^2 \sin^2 \phi}} \right] \quad (45)$$

ここで、 $dp/dr$  は気圧傾度、 $\Omega$  は地球の自転角速度、 $\phi$  は緯度、 $\rho_a$  は空気の密度である。なお、観測データに基づいて、緯度によって 17~18 度の吹き込み角の補正を行った。

計算に用いる海上風は、この傾度風速分布にさらに台風の移動速度を加えたものであり、以下のように表わされる。

$$U = U_{gr} + U_t \quad (46)$$

ここで、 $U$  は海上風速、 $U_{gr}$  は台風域内の傾度風速、 $U_t$  は台風の移動速度である。ただし、式 (46) で台風移動速度を考慮するためには、台風の影響範囲を任意に決定しなければならない。また、台風時の臨時観測はおよそ 3 時間ごとに行われるため、観測データのない時間帯はその移動速度と位置を前後の観測値から線形的に補正することになる。この結果、観測値のない時間では、台風は等速で直線的に移動させることになる。実際の台風は水蒸気量などの周囲の気象状態によって複雑な挙動を示すので、このようにしてもとめた台風の移動速度や位置の精度はあまり高くないと思われる。そこで、対象領域内またはその付近の海上に、Myers の式によって得られる理想的な海上風と一致すると考えられる信頼性の高い観測所がある場合、台風の移動速度はその観測点と一致するように式 (46) から逆算する。このようにして  $U_t$  を求め、式 (46) から計算領域全域における各時間の海上風速場を求める。

しかし、風速の観測点が地上にしかない場合など、信頼できる風データが海上で得られない場合、台風移動速度を台風データのみから求める方法を用いるよりほかはない。

### (3) 推算結果の検証

#### (a) T8917

T8917 (Fig.11 参照) は 1989 年 08 月 27 日 9 時ごろ高知県室戸市付近に上陸した。さらに、四国東岸を経て大阪湾東岸を北東進し、近畿、北陸を通過し同日 21 時ごろ日本海に抜けた。四国東部を通過したときの台風の中心気圧は 975 hPa であった。

Fig.15 は、神戸港における有義波高の実測値と計算値の比較である。この図によると、実測値は 16 時まで 0.8 m 前後を推移しており、18 時にピーク 1.8 m を記録した。一方で、計算値は、追算開始から 13 時まで少しずつ増加し、1.60 m に達した後、急速に下降した。その後、16 時から再び上昇を始め、18 時に

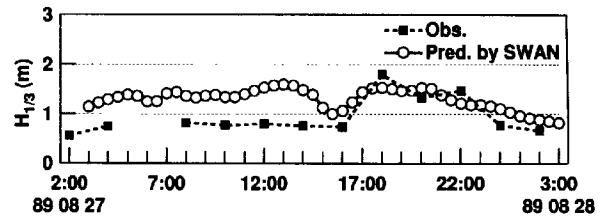


Fig.15 Significant wave height at Kobe Bay (T8917)

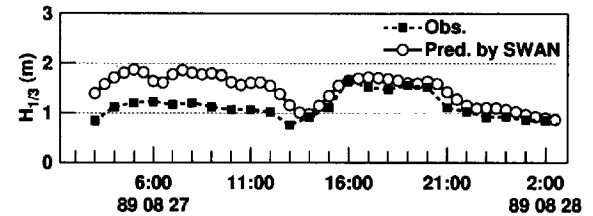


Fig.16 Significant wave height at Kansai Airport (T8917)

1.53 m を示した後、少しずつ減少した。双方を比較すると、前半において、計算値は観測値に対して大きい値を示しているが、16 時以降は比較的よく一致している。Table 7 に T8917 に伴う波浪に関する計算値と観測値の相関パラメータが示してある。これによると、再現性はあまり良好でない。

Fig.16 の関空における有義波高の比較を見ると、観測値は 12 時まで 1.2 m 前後を示し、13 時に極小値 0.76 m を記録した。その後、有義波高の観測値は増大し、16 時 (1.66 m) と 19 時 (1.56 m) に小さなピークを迎え、減少した。一方、計算値は 11 時頃まで 1.4 m から 1.9 m 程度で推移し、14 時に 0.98 m の極小を示した。その後、緩やかなピークを 15 時 (1.72 m) と 20 時 (1.64 m) に示した。双方の有義波高はいずれも、追算期間前半で変化が少なく、13 時前後で極小値を取り、その後 2 つのピーク値を示していることから、このケースは定性的に高い精度で再現されたと考えられる。ただし、定量的に見ると、追算期間前半 (11 時まで) において、推算値は実測値を約 50% 程度上回っている。しかし、14 時以降は定量的に見ても再現性は高いといえる。

T8917 の有義波高の再現については、神戸港、関空両地点において、有義波高が極小を示した後の追算期間後半においては、定量的かつ定性的な再現性を得られたといえる。

#### (b) T9019

T9019 (Fig.11 参照) は 1990 年 9 月 17 日から 18 日にかけて沖縄近海を通過した後、進路を北東に変え、19 日 20 時過ぎに大型で強い勢力 (中心気圧 950 hPa) を保ちながら、和歌山県白浜町南部に上陸した。その後、紀伊半島を北東進し、本州を縦断した。

このときの神戸港における推算値と観測値についての有義波高の比較を示したものが Fig.17 である。

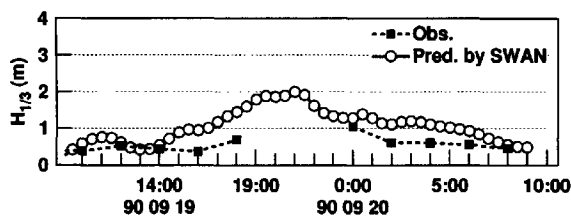


Fig.17 Significant wave height at Kobe Bay (T9019)

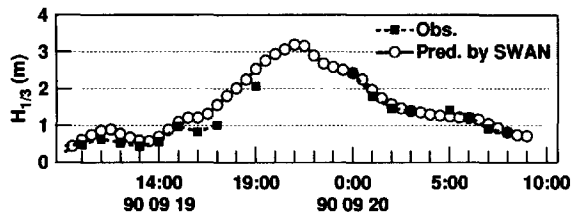


Fig.18 Significant wave height at Kansai Airport (T9019)

有義波高の観測値は9月16日16時までの間、0.37mから0.52mのほぼ横ばいであり、18時に0.69を示す。その後、20時と22時の欠測をはさみ、17日0時に1.05mを示した後、0.5m前後を緩やかに下降する。一方、有義波高の推算値は14時から上昇をはじめ、21時にピーク値1.99mに達し、その後緩やかに減少する。観測値は有義波高のピーク付近で欠測となっており、前後の有義波高の変化を考慮すると有義波高は20時と22時の間にピークを迎えたと思われる。このことから、計算値と推算値を比較すると、ピークに達した時間に関しては再現できたと考えられる。ただし、定量的に見ると、全体に観測値に対して計算値がやや過大であるといえる。

Fig.18はT9019来襲時の関空における有義波高の比較を表したものである。有義波高の観測値は9月19日11時と16時にそれぞれ0.63m、0.98mの小さなピークを記録した。その後、17時、19時20日0時のデータから推測すると、19日20時から23時の間にピークを迎えたと考えられる。20日0時以降、有義波高はほぼ一様に減少する。なお、関空における波浪データは19日17時、21時から23時、20日4時において欠測であった。推算値の有義波高は9日11:30に0.89mの小ピークを取った後増加し、21時に最大値3.19mを示す。その後、一様に減少し、20日9時には0.71mを示した。観測値と推算値を比較すると、11時付近の小ピーク、また、16時付近の増加率の減少、さらに20日0時以降の有義波高の減少の傾向がよく一致していると考えられる。また、両者の相関係数は0.948(Table 7)と非常に高い相関を見せていることから、定性的によい一致を見せていることがわかる。また、全体に推算値が観測に比してやや大きな値を示しているが、相関図の近似直線の勾配1.00、切片0.132であることから、定量的に見ても再

現精度は高いと考えられる。

T9019来襲における再現性については、神戸港と関空においてやや差の生じる結果となった。神戸港における有義波高は全体に傾向を捉えるにとどまったのに対し、関空における有義波高は全追算期間にわたって定性的にかつ定量的に再現できた。

(c) T9119

大型で非常に強いT9119(Fig.11参照)は1991年9月27日16時過ぎに佐世保市南部に上陸した。上陸後、加速しながら日本海を北東に進み、各地に甚大な被害をもたらした。佐世保上陸時の風速25m/s以上の暴風半径は600kmにも及んでいた。

Fig.19にT9119接近時の関空における有義波高の観測値と計算値の比較を示す。観測値の有義波高は前半から緩やかに増加し、9月27日17時に0.95mを示したあと、わずかに減少し、19時以降再び増加する。ピーク前に相当すると考えられる22時と23時のデータが欠測のため得られていないため、正確なピーク値は不明であるが、28日0時には3.08mであった有義波高は4時に0.80を記録し、それ以降、0.7mから1.0mをほぼ一定値で推移した。計算値のほうは、17:30に小ピーク1.10mを示した後、23:30に最大値3.07mを示す。その後計算値の有義波高は急速に減少し、4時以降、0.8m前後に落ち着く。両者を比較すると、全体に良好な一致を見せており、特に、17時付近の小ピーク、ピーク後の減少もよく再現できていると思われる。相関係数が0.959(Table 7)であること、また、相関図の傾きが1.09(Table 7)であることから、定性的かつ定量的な再現性が得られたといえる。

(d) T9210

T9210(Fig.11参照)は1992年8月8日7時頃鹿児島県北東部に上陸し、その後、有明海を縦断し、9時頃に熊本県西部に再上陸した。さらに、台風は北東進し、周防灘をとおり、山陰地方を縦断し20時頃鳥取県の北の沖に抜けた。この台風10号が、鹿児島県に上陸した時の中心気圧は965hPaであった。

このときの関空における有義波高を推算値と観測値について比較したものがFig.20である。観測値の有義波高は8月8日12時に小さなピーク0.47mを示し、一旦、減少した後、21時に最大値2.13mを記録した。その後観測値の有義波高は9日1時から2時にかけて、減少率が緩まるもののように減少した。なお、8日22時と9日4時は欠測であった。一方、推算値の有義波高は8日12時に小ピーク0.559mを示し、21時に最大値1.89mに達する。その後、推算値の有義波高は9日2時に緩やかな極大値を経て、下降する。両者を比較すると、推算値の有義波高は、



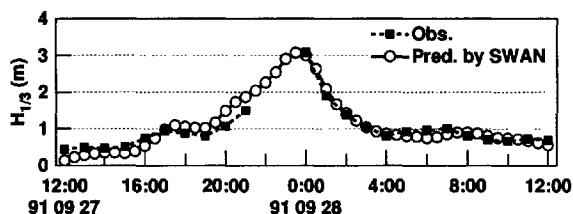


Fig.19 Significant wave height at Kansai Airport (T9119)

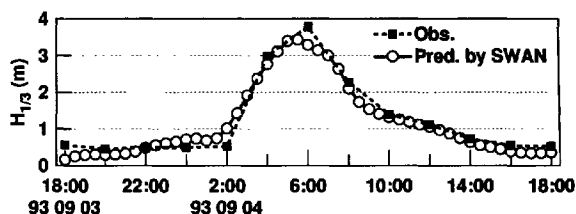


Fig.21 Significant wave height at Kobe Bay (T9313)

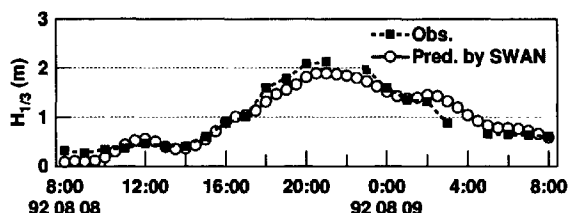


Fig.20 Significant wave height at Kansai Airport (T9210)

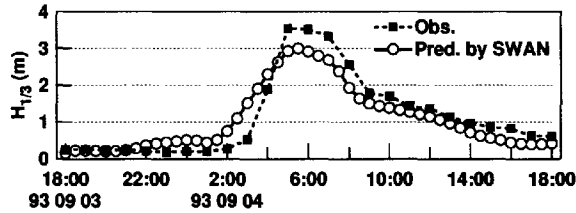


Fig.22 Significant wave height at Osaka Bay (T9313)

観測値における12時の緩やかなピーク, 21時の最大値, 9日2時前後の減少率の低下, いずれの変化に対しても良好に再現していると思われる. Table 7によると, 相関係数0.959, 相関図の傾き0.886, 切片0.0754であり, この点からもこのケースの高い再現性が評価できる.

(e) T9313

大型で非常に強いT9313(Fig.11参照)は1993年9月3日16時前後に薩摩半島南部に上陸した後, 九州南部を縦断し, 豊後水道に進んだ. 同日23時半頃中型で強い勢力で愛媛県八幡浜市に再上陸し, さらに翌日1時半頃広島県福山市付近に再々上陸した. その後台風は中国地方を横断し, 4日4時頃山陰沖に抜けた.

神戸港における観測値の有義波高(Fig.21)は追算期間開始の9月3日18時から9月4日2時まで0.5m程度を保った後, 急激な増加を見せ, 6時には最大値3.77を記録した. その後, 実測データの有義波高は急速に下降し, 追算期間終了時(4日18時)には0.52mまで減少した. 推算値の有義波高は追算期間開始時から緩やかに上昇し, 9月4日2時から高い増加率に遷移して, 5:30に最大値3.42mに達する. その後, 観測時間終了まで, 一様に減少する. 相関係数は0.97667であり, 相関図の傾きと切片はそれぞれ0.888, 0.0366である(Table 7)ことから, やや推算値が観測値に対して低めの値を取っているものの, 高い再現性を示したといえる.

Fig.22は大坂湾における計算値と実測値を有義波高について比較したものである. 観測値の有義波高は9月3日18時から9月4日2時まで0.2mのほぼ一定値を示した後, 高い増加率で上昇し5時に3.54mを記録した. その後, 観測値は7時と9時を境に3段階の減少率をもって下降する. 一方, 推算値の有義

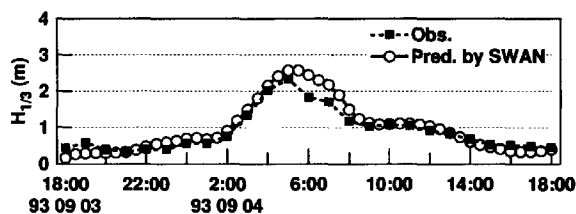


Fig.23 Significant wave height at Kansai Airport (T9313)

波高は1:30まで, 非常に緩やかに上昇した後, 5:30のピーク(2.99m)まで急激に増加する. そして, 7時前後まで緩やかに減少した後, 8:30まで急速に下降し, その後, 再び緩やかに減少する. 推算値, 計算値それぞれを比較すると, ピーク前までの2段階の増加, また, ピーク後の段階的な3つの減少の傾向がよく再現されていると考えられる(相関係数(Table 7)). ピーク後において, 計算値が推算値に対して系統的に過小に評価したことが影響して, 相関図の傾きが0.764という結果になった.

関空において有義波高に関する実測値と計算値の比較を行ったのがFig.23である. この図によると, 観測値の有義波高, 推算値の有義波高はともに9月4日5時前後まで1:30付近を境に段階的な増加を見せ, 両者とも5時に最大値に達する. それぞれのピーク値は, 観測値が2.33m, 推算値が2.57mである. その後, 8時前後まで, 計算値が観測値に比してやや大きな値を取りながら下降するが, 8時以降は, 両者はほぼ一致する. Table 7を見ると, このケースの相関係数は0.977と非常に高く, 相関図の傾き1.25, 切片-0.156と定量的に見ても高い再現性が得られたと考えられる.

以上のことから, T9313の再現性については, 大坂湾においては有義波高ピークの前後で, 関空においてはピークの後でやや誤差を伴うものの, いずれの地点においても有義波高の発達や減衰の過程を

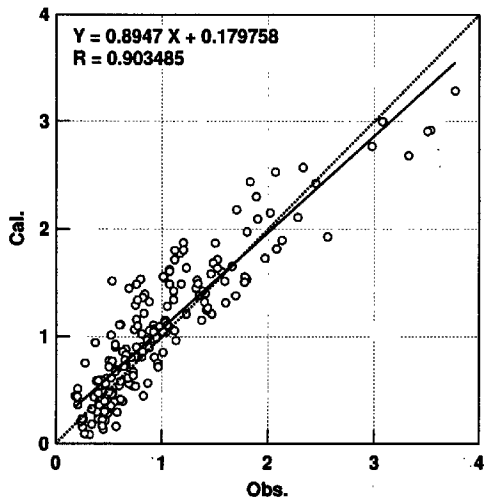


Fig.24 Correlation Diagram (Significant wave height)

十分な精度で捉えられたと考えられる。

(f) まとめ

Fig.24 は、本研究で行った台風についての5ケースの全テストポイントにおける有義波高について、観測値に対する推算値をプロットした相関図である。相関係数が0.908、近似直線の傾きが0.887、切片が0.189をそれぞれ示しており、定性的にも定量的にも再現性が高いと評価できる。

Table 7には、台風のケースごとおよび観測地点ごとに、有義波高に関する各相関パラメータが記してある。観測データ数が十分でないため、各ケース、各地点についての詳細な議論はできないが、可能な範囲で言及する。有義波高の推算結果の精度をケースごとに見ると、Table 7の各パラメータから、T8917以外のケースはいずれも高い再現性を示しているといえる。T8917は大阪湾直上を通過したため、台風に伴う湾上の風速場は非常に複雑になっていたと考えられる。このことから、SWANに入力した風速場の再現性が低かったため、ケースT8917において十分な再現性が得られなかったと考える。

同様にTable 7により有義波高の再現性を地点ごとに比較すると、関空での再現性は非常に高いが、神戸港における再現性はやや劣る結果となった。この原因は、モデルに入力する風速場が関空の観測データに基づいて作成されているため、関空から離れた神戸港付近では風場の精度が劣るためであると考えられる。また、本節(2)-(c)の方法で作成された風速場は地形の影響が考慮されておらず、このことも、神戸港の推算結果が良好でない原因であると思われる。

以上のことから、実際の風速場を精度よく表現したデータ、また、ECMWF(European Centre for Medium-

Range Weather Forecasts)のように信頼性が高く広範囲を平面的にカバーする風データを準備した場合、閉鎖性湾域において、SWANによる推算有義波高は非常に高い再現性をもつと考えられる。

## 5 結語

本研究は、閉鎖性湾内における波浪推算モデルSWANの適用性を検討すること、また、日本沿岸域を対象としたSWANモデルを用いた波浪推算システムを開発し、そのスムーズな運用を目指したものである。

ここで、本研究によって得られた主要な結果を整理して、結論とする。

- (1) SWANによって推算される全エネルギーはフェッチの短いところでは過大評価となり、ピーク周波数はやや過小評価される。
- (2) 格子間隔が約0.02度と狭い場合、WAMによる推算エネルギーはSMB法による推算値と比べ小さくなる。これは、WAM内部に設けられたリミッターが原因である。
- (3) 大阪湾を対象として波浪推算システムの運用を試した結果、システムがスムーズに動くことが確かめられた。
- (4) 大阪湾では、外洋からの侵入波の影響は小さいことがわかった。
- (5) 広島湾におけるT9918来襲時の波浪再現に関して、SWANを用いて推算された有義波高は、観測結果とよく一致した。
- (6) WAMによる広島湾における推算有義波高は、観測値に比べ非常に小さくなった。
- (7) 大阪湾において5ケースの波浪推算を行ったところ、SWANによる推算有義波高の精度は、台風が大阪湾の真上を通過したT8917を除く4ケースにおいて非常に高いことがわかった。

今後、SWANによる波浪推算システムの計算対象領域を追加することで、システムはより充実する。また、SWANの出力を受けて、より詳細な波浪変形特性を考慮した詳細波浪推算モデルを加える必要がある。

本研究は、運輸施設整備事業団「運輸分野における基礎的研究推進制度」による「高潮・高波の推算技術の高度化と防災に関する基礎研究」(代表:高山知司)による研究の一部であることを付記し、ここに謝意を表す。

## 参考文献

- 高山知司 (2000): 台風 9918 号による広島湾内の高潮とその再現性, 平成 11 年度科研費 (特別研究促進費, #1180014) 研究成果報告書, pp.1-16.
- 平尾博樹 (2001): 閉鎖性湾内における浅海波浪推算モデル, 京都大学工学研究科修士論文, 102p.
- Battjes, J.A. and Janssen, J.P.F.M.(1978): Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16 th Int. Conf. Coastal Engineering, ASCE, pp.569-587.
- Bouws, E. and Komen, G.J.(1983): On the balance between growth and dissipation in an extreme, depth-limited wind-sea in the southern North Sea, J. Phys. Oceanogr., Vol.13, pp.1653-1658.
- Eldeberky, Y. and Battjes, J.A.(1995): Parameterization of triad interactions in wave energy models, Proc. Coastal Dynamics Conf. '95, Gdansk, Poland, pp.140-148.
- Eldeberky, Y.(1996): Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Dept. of Civil Eng., The Netherlands.
- Eldeberky, Y. and Battjes, J.A.(1996): Spectral modelling of wave breaking: Application to Boussinesq equations, J. Geophys. Res., Vol.101, No.C1, pp.1253-1264.
- Hasselmann, K.(1974): On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, Bound.-layerMeteor., Vol.6, No.1-2, pp.107-127.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K.(1981): A symmetrical method of computing the non-linear transfer in a gravity-wave spectrum, Hamburger Geophys. Einzelschr., Serie A., No.52, 138p.
- Hasselmann, S., Hasselmann, K., Allender, J.H. and Barnett, T.P.(1985): Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum, Part II: Parameterizations of the nonlinear transfer for application in wave models, J. Phys. Oceanogr., Vol.15, No.11, pp.1378-1391.
- Kahma, K.K. and Calkoen, C.J.(1992): Reconciling discrepancies in the observed growth of wind-generated waves, J. Phys. Oceanogr., Vol.22, pp.1389-1405.
- Komen, G.J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K.(1984): On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, J. Phys. Oceanogr., Vol.14, pp.1271-1285.
- Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S. and Janssen, P.A.E.M.(1994): Dynamics and modelling of ocean waves, Cambridge University Press, 532p.
- Madsen, P.A. and Sørensen, O.R.(1993): Bound waves and triad interactions in shallow water, Ocean Engineering, Vol.20, No.4, pp.359-388.
- Miles, J.W.(1957): On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., Vol.3, pp.185-204.
- Nelson, R.C.(1987): Design wave heights on very mild slopes: An experimental study, Civil. Eng. Trans., Inst. Eng. Aust., Vol.29, pp.157-161.
- Phillips, O.M.(1957): On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mech., Vol.2, pp.417-445.
- Ris, R.C.(1997): Spectral modelling of wind waves in coastal areas, ISSN 0169-6548, Report No. 97-4.
- WAMDI group (1988): The WAM model - a third generation ocean wave prediction model, J. Phys. Oceanogr., Vol.18, pp.1775-1810.

## Wave Prediction System by Employing SWAN

### — Application to Wave Prediction in Nearly Closed Bay —

Hajime MASE, Hiroki HIRAO\*, Shoji KUNITOMI\*\*, Tomotsuka TAKAYAMA

\* Central Japan Railway Company

\*\* Kunitomi Co. Ltd.

### Synopsis

The objectives of this study are to construct wind wave predicting system around Japanese coasts by employing SWAN (Simulating WAVes Nearshore, Delft University of Technology), and to examine the validity of the wave model by comparing the wave observations and predictions. The comparisons were carried out for waves generated by typhoons in nearly closed bay such as the Hiroshima Bay and in the Osaka Bay.

**keywords:** SWAN, WAM, wind waves, wave prediction, wave prediction system