

— 研究展望  
Review

# 研究展望

## 波浪推算—数値モデルならびに関連した物理—

### WAVE PREDICTION—NUMERICAL WAVE MODEL AND ITS PHYSICS—

光易 恒\*

By Hisashi MITSUYASU

#### 1. はじめに

波浪推算とは、地形や気象条件を与えて海洋の波浪を計算することを意味し、過去の与えられた気象条件のもとに波浪を計算することを波浪追算 wave hindcasting、未来の気象条件を予測しそれを用いて波浪を計算することを波浪予測 wave prediction あるいは波浪予報 wave forecasting とよぶ。したがって波浪推算は波浪追算と波浪予測とを一括した用語である。推算とか追算といった用語は他の自然現象、たとえば気象の計算ではあまり用いられない。海洋波の計算の場合、特にこのような用語が使用されるのは次のような事情によるものではないかと思われる。気象の場合には、適当に配置された気象台や観測所においてたえずデータが記録されているので、過去および現在の状況に関してはある程度わかっている。これに対して海洋波は、沿岸部の観測点ならびに外洋のきわめてわずかの観測ポイントなどを除くと、常時波浪を観測しているところはほとんどない。したがって、海洋波に関しては、過去および現在の状況であっても不明の場合がほとんどである。しかし幸いなことに、海洋波は風によって発生し、その風は気象データ（気圧配置、気温、水温等）をもとに計算することができる。したがって、蓄積されている気象データをもとに風の場を計算し、風と波との関係を利用して波の場を計算することができ、これが波浪追算である。これに対し気象予測の手法に従って、未来の風の場を計算しこれをもとに波の場を計算するのが波浪予測である。

海洋波は、風によって海面に発生した小さな水面波が、風からエネルギーを吸収して次第に発達したもので、巨大なものは波高数 10 m、波長数 100 m にも達する。このような波浪は、海難や海洋災害を引き起こす要因となるのでその予測は、海洋の利用や海洋における人間活動にとってきわめて重要である。また最近、海洋波の存在によって、海面を通しての運動量、熱、CO<sub>2</sub> などの交換量が非常に影響を受けることが明らかになりつつあるので、地球環境の変動を予測するためにも全地球的なスケールで波浪推算を行い、その結果を大気・海洋結合大循環モデルに組み込むことが必要であり、このような試みも行われつつある。

海洋における波浪の予測は、海洋におけるさまざまな物理現象の中では、潮汐について予測精度が高いものと考えられる。これは、19 世紀の偉大な物理学者であるレイレー卿をして「海洋波に関する基本的法則は、いかなる法則性も欠如している点にある」といわしめたほど不規則な現象である海洋波の特性を考えると驚くべき研究の進歩といえることができる。

ここでは、近代的な波浪推算法が開発されたこの約 50 年間における研究の歴史について簡単にふれた後、最近の波浪推算法、特に波浪の数値モデルをもとに波浪スペクトルの予測を行う数値予報法の現状と問題点について述べる。ただし、波浪の数値モデルに関しては、The SWAMP Group, Ocean Wave Modeling, Plenum (1985)<sup>1)</sup> や磯崎一郎、波浪概論、日本気象協会 (1990)<sup>2)</sup> など、優れた図書が出版されており、数値モデルの具体的な適用に関しては、山口 (1985)<sup>3)</sup> の詳しい解説があるので、個々の数値モデルや具体的計算法にかかわる問題に関しては、あまり深く立ち入らない。波浪

\* 正会員 理博 九州大学応用力学研究所教授

Keywords: ocean wave, wind waves, wind wave prediction, numerical wave prediction model

推算法を大局的に概観するとともに、特に現在問題となっている波浪の数値モデルに関連した物理に関して少し詳しく述べる。

## 2. 波浪推算法の歴史の変遷

### (1) S M B 法

よく知られているように、近代的な波浪推算法が最初に出現したのは、有名な Sverdrup and Munk (1947)<sup>4)</sup> の論文によってである。この研究が当時として画期的なものであったのは次のような点にある。1) 不規則に変動する海洋波を定量的に記述するため統計的平均量として有義波なる概念を導入したこと、2) 風波の発生、発達、伝播および減衰といった一連の現象の全体像を把握して考え方の枠組みを示したこと、3) この枠組みのもとに、従来断片的に得られていた観測データを統一的に整理して有義波の波高  $H_{1/3}$  や周期  $T_{1/3}$  と、その波を起こした外的条件（風速  $U$ 、吹送時間  $t$ 、吹送距離  $x$ 、水深  $d$  等）との関係を次のように次元的に辻褃の合った形で具体的に示したこと、

$$gH_{1/3}/U^2 = F_1(gx/U^2, gt/U, gd/U^2), \dots\dots(1)$$

$$gT_{1/3}/2\pi U = C_{1/3}/U$$

$$= F_2(gx/U^2, gt/U, gh/U^2), \dots\dots(2)$$

ただし、 $g$  は重力加速度、風速  $U$  としては現在では海面上 10 m の風速  $U_{10}$  が使用されている。

彼らが直観的に導入した有義波の波高  $H_{1/3}$  や周期  $T_{1/3}$  は、その後、波の統計理論の出現により、波浪スペクトルの特性と明確な形で結び付けられた。また海洋波に関する精度の高い観測データが得られるに従って、この枠組みによる波浪推算法の改良（たとえば上記の  $F_1$  や  $F_2$  の関数形の精密化など）が Bretschneider (1952<sup>5)</sup>, 1958<sup>6)</sup>) や Wilson (1961<sup>7)</sup>, 1965<sup>8)</sup>) らによって精力的に進められ、次第に完成度の高いものとなっていった。これが、Sverdrup, Munk, Bretschneider の 3 人の頭文字をとって名付けた SMB 法とよばれる波浪推算法である。単純な外的条件、たとえば一定した風が吹き続き、吹送距離が明確に規定されている場合などにはこの方法で、簡単かつ精度よく波の推算を行うことができる。

### (2) P N J 法

1950 年代に入ると、不規則な性質を有する海洋波を記述するための統計理論が Longuet-Higgins (1952)<sup>9)</sup> や Pierson (1953)<sup>10)</sup> らにより急速に整備された。また Neumann (1953)<sup>11)</sup> は、海洋波の実測結果をもとに海洋波のスペクトル形（いわゆる Neumann スペクトル）を決定した。このような基礎研究の成果を背景にして波浪スペクトルをもとにした波浪推算法である“PNJ 法”が Pierson, Neumann and James (1955)<sup>12)</sup> によって提

出された。この波浪推算法の要点は次のようなものである。十分発達した海洋波のスペクトルである Neumann スペクトルは風速をパラメーターとして含んでいるので、風の場合が与えられるとまず、発生域内の風速に対応する Neumann スペクトルを推定する。吹送時間あるいは吹送距離で波の発達が制限されている場合には、波のエネルギーがその上限の値をとるようにスペクトルのある周波数以下の低周波成分を切り捨ててそれ以上の周波数領域の波浪スペクトルが発生するものとする。スペクトルを構成する各成分波はそれぞれ群速度で各方向に伝播する。発生域における初期波の方向分布としては  $\cos^2 \theta$  に比例するものを考える。また、PNJ 法による波の推算の手引書<sup>12)</sup>には波の推算ができるだけ機械的に行えるように、各種の便利な計算図表が数多く用意されている。

### (3) 数値モデルによる波浪推算法

SMB 法や PNJ 法は、海洋波の表現に有義波を用いるか波浪スペクトルを用いるかの差はあるが、いずれも一定した風が吹き続いて定常状態に達した波と風との関係を基礎にしている。これは、いわば波のエネルギーの変動を支配する微分方程式を風速一定のもとに積分したものを基礎にしていることになる。したがって、風の場合が時間・空間的に変動している場合にはこれらの方法による波浪推算は容易ではない（さまざまな便宜的な方法が考案されてはいるが）。このような場合には波のエネルギー、特にエネルギースペクトルの変動を記述する微分方程式に立ち返ってこれを基礎として波の推算を行うのが正統的である。この波のエネルギースペクトルの変動を記述する微分方程式が、いわゆるエネルギー平衡方程式で、これを用いた波浪推算法が今回詳しく述べる波浪の数値予報法である。

歴史的にみると、波の数値予報法の研究が盛んに行われるようになったのは、Hasselmann (1960)<sup>13)</sup> らにより波のエネルギー平衡方程式の原型が提出されてから以降、1960 年代に入ってからである。ただし、フランスの Gelci らは SMB 法の改良や PNJ 法の適用がまだ盛んに行われていた 1957 年頃すでに簡略化されたエネルギー平衡方程式を用いて波浪推算を行っている (Gelci, Cazale and Vassal 1957<sup>14)</sup>)。その後波浪の数値モデルの研究は目ざましい進歩を遂げ、1960 年代から 1970 年代の初めにかけて開発された波の非線形効果を直接的には考慮しないいわゆる第 1 世代のモデル、1970 年代から 1980 年代の初めにかけて開発された波浪スペクトルの相似性を利用し、スペクトルを規定するパラメーターを計算することによって、非線形効果を考慮したいいわゆるパラメーター予報法を加えた第 2 世代のモデルと変遷し、現在では非線形効果をできるだけ正確に取り入れて

波の推算を行う第3世代のモデルの開発が盛んに行われつつある。これらの数値モデルについては3. 以下でもう少し詳しく述べる。

### 3. 波浪の数値モデル

#### —波浪のエネルギー平衡方程式—

時間・空間的に緩やかに変動する波浪の二次元スペクトルエネルギー  $E(k; x, t)$  に関する平衡方程式は一般に次式で与えられる (たとえば Hasselmann 1968<sup>15)</sup>。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \dot{x} \frac{\partial E}{\partial x} + \dot{k} \frac{\partial E}{\partial k} = S, \dots\dots\dots(3)$$

(1)      (2)      (3)      (4)

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= \partial x / \partial t = \partial \omega / \partial k = C_g \quad (\text{群速度}) \\ \dot{k} &= \partial k / \partial t = \partial \omega / \partial x \\ \omega^2 &= gk \tanh kd \quad (\text{分散関係}), \\ d &: \text{水深}, \end{aligned} \right\} \dots\dots(4)$$

ただし、 $x=(x, y)$  は座標ベクトル、 $k=(k_x, k_y)$  は波数ベクトル、 $\omega (=2\pi f)$  : 角周波数。

上式において、左辺の (1) はスペクトルエネルギーの時間変化、(2) は移流、(3) は屈折および水深変化による変動で、深海波の場合にはこの項はない。右辺の (4) はエネルギーの出入りを一般的に表わしたもので、普通、

$$S = S_{in} + S_m + S_{as}, \dots\dots\dots(5)$$

のように、風から波へのエネルギー輸送  $S_{in}$ 、非線形相互作用によるスペクトル成分間のエネルギー伝達  $S_m$ 、およびさまざまな機構によるエネルギー損失  $S_{as}$  の3者から成るものとして取り扱う。

右辺のスペクトルエネルギーの出入りを表わす各項が時間・空間的に与えられるとこの式を(各スペクトル成分別に)適切な境界条件および初期条件のもとに、数值的に積分することによって波の二次元スペクトルと、その時間・空間的変動を求めることができる。この場合、対象海域を図-1<sup>16)</sup>のような格子網で覆い、全格子点で二次元スペクトルの変化を計算する格子点法と、特定地点に到達する各成分波の経路上でのみ計算を行い特定地点の二次元スペクトルの時間変化を計算する経路法あるいは1点法とがある(たとえば山口 1987<sup>17)</sup>)。前者は正統的な方法で、格子点で覆われた全海域の波の二次元スペクトルを求めることができる。これに対し、後者では非線形相互作用を考慮できない、対象地点の波しか求められない、などの制約があるかわりに、計算時間を非常に短縮することができる。したがって、前者が波浪の全般的性質を明らかにするのに適しているのに対し、後者は特定地点について非常に長期間の波浪計算を行い、波浪の統計的性質を解明する際などに有効な方法と考えら

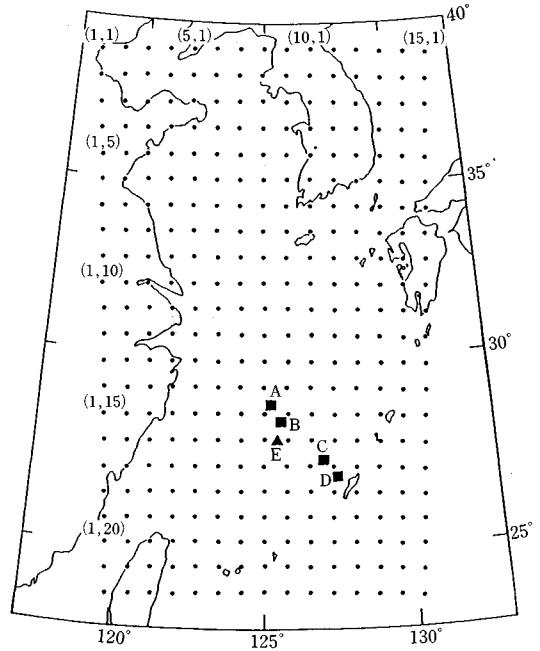


図-1 東シナ海における波浪推算に使用した格子点の例 (Mitsuyasu and Uji 1984)

れる。

### 4. 波浪の数値モデルに関連した物理機構

波のエネルギー平衡方程式の一般形 (3) は単純明解であるが、問題は右辺の波のエネルギーの出入りの項である。この項をはっきりさせるためには、風波の変動にかかわる各種の物理機構をはっきりさせなければならない。またたとえ物理機構がわかったとしても、その具体的計算に膨大な時間を要するのでは、実用的な数値モデルに組み込むことは困難である。したがって、波浪の数値モデルは、風波の物理機構の解明ならびに計算機の進歩に応じて変遷を続けてきたとも考えられる。ここでは、波浪の数値モデルに関連した各種の物理機構とその表現について述べる。

#### (1) 風と水面波との相互作用

これは、波のエネルギーの出入りの項の  $S_{in}$  に対応するもので、

$$S_{in} = A + BE(k), \dots\dots\dots(6)$$

と表現される場合が多い(たとえば Inoue 1967<sup>18)</sup>)。最初の項  $A$  は風波の発生に関する Phillips (1957)<sup>19)</sup> の共鳴機構に対応するもので、時間に対し線形的な増幅を示す。この機構は、気流とともに移動する乱流圧力変動により共鳴的に波にエネルギーを輸送するもので、Phillips は、当初、初期波の発生のみならず波の発達的全过程に対して有効に作用するものと考えた。しかし、その後の観測の結果、風波の主要発達過程に対しては不十分

であることが見出されたので、現在では初期波の発生にのみ適用されている。初期波の発生は、風波の物理過程としてはきわめて興味ある現象で、前述の Phillips の共鳴理論のほかに 2 層せん断流の不安定理論（たとえば Kawai 1979<sup>20)</sup>）がある。最近の研究（Kahma and Donelan 1988<sup>21)</sup>）によると Phillips の共鳴理論の方が若干有利なようであるが、まだ決着がついたようには思えない。波浪モデルで問題となる実際の海洋波においては、このような微妙な問題は、實際上支配的ではないのではないかと考えられる。しかし、第 2 項  $BE(\mathbf{k})$  に対応し、支配的なエネルギー輸送機構である Miles (1957) 機構<sup>22)</sup>はその形からもわかるように、波  $E(\mathbf{k})$  が存在しないと作用しないので、初期波を与える機構として Phillips の共鳴機構に対応する  $A$  が加えられている。モデルによると、この項を考えないで、初期条件としてきわめて低風速に対応する Pierson-Moskowitz スペクトルと適当な方向分布を与えるものもある（山口ら 1986<sup>23)</sup>）。

Phillips 機構と時を同じくして発表された Miles 機構は、波面上の気流の不安定に起因し、波面の勾配に比例する圧力変動によって効果的に風から波にエネルギーを伝達するもので、波はこれにより指数的増幅を示す。その後、Miles 理論の改良が継続的に行われ、ほぼ風波の発生発達の問題は解決されたかにみえた。しかしながら、Snyder and Cox (1966)<sup>24)</sup> や Barnett and Wilkerson (1967)<sup>25)</sup> による海洋計測の結果、現実の海洋波の発達率  $B$  は Miles 理論で予測される値よりも 1 桁程度大きいことがわかり、Miles 理論の不備が指摘された。それと同時に彼らは、現実の海洋波の発達率  $B$  を表現するため次のような形の実験式を導いた。

$$B = a(\rho_a/\rho_w)\omega[U/C-1], \dots\dots\dots(7)$$

ここで、 $a$  は無次元定数、 $\rho_a/\rho_w$  は空気の密度  $\rho_a$  と水の密度  $\rho_w$  の比、 $U$  は代表風速、そして  $C$  は成分波の波速をそれぞれ示す。

この式はその後、波浪の数値モデルに  $S_{in} = BE(\mathbf{k})$  として取り込まれている。

ところが、問題はさらに新たな展開をみた。Snyder and Cox や Barnett and Wilkerson が求めた海洋波の増幅率  $B$  は、実際の波のスペクトル成分の発達率を測定して求めたもので、確かに波の発達率ではあるが、スペクトルエネルギーの平衡方程式 (3) からわかるように、実際の波のスペクトルエネルギーの変化に対応する左辺の変化は、風からのエネルギー伝達  $S_{in}$  のみではなく、成分波間の非線形エネルギー伝達  $S_{nl}$  や、さまざまな機構によるエネルギー損失  $S_{as}$  を総合した結果生じたものである。特に、急速な発達過程にある風波のスペクトルのピークより低周波側の成分のエネルギーの増加は後述するように、スペクトルのピーク付近の周波数成分から

の非線形エネルギー伝達の寄与が大きい。したがって、Snyder and Cox らが求めたスペクトル成分の増幅率は、少なくとも風からのエネルギー伝達  $S_{in}$  と非線形相互作用によるエネルギー伝達  $S_{nl}$  との両者を含むものと考えられる。この意味では、この増幅率を使用した波浪モデルは、独立に非線形エネルギー伝達  $S_{nl}$  を考慮しなくても非線形エネルギー伝達の効果を不十分ながらすでに含んでいるものということができる。

風から波へのエネルギー伝達に関する信頼度の高い測定は Snyder *et al.* (1981)<sup>26)</sup> によって行われた。彼らは、海洋において、波による水位変動と同時に波面上の気流の圧力変動ならびに速度変動を測定し、そのデータを解析して風から波へのエネルギーフラックスを直接に求めた。その結果をもとに、次のような実験式を導いた。

$$S_{in}(\mathbf{k}) = 0.25(\rho_a/\rho_w)[(U_s/C)\cos\theta - 1]\omega E(\mathbf{k}), \dots\dots\dots(8)$$

ただし、 $U_s$  は海面上 5 m の風速である。

海面上 5 m の風速  $U_s$  が使用されているのは彼らが平均風速を測定した高さが、この高さだったためである。後に Komen *et al.* (1984)<sup>27)</sup> は、この式を一般化するため海面上の風速の対数分布ならびに海面の抵抗係数の変化を仮定して、次のように風の摩擦速度  $u_*$  を代表風速とする実験式に変換した。

$$S_{in}(\mathbf{k}) = 0.25(\rho_a/\rho_w)[28\beta(u_*/C)\cos\theta - 1]\omega E(\mathbf{k}), \dots\dots\dots(9)$$

$\beta$  は 0.85~1.0 の程度の無次元係数である。

これらの式 (8) および (9) は、非線形エネルギー伝達  $S_{nl}$  を別個に考慮した波浪の数値モデルにおいてしばしば使用されている。

その後、Plant (1982)<sup>28)</sup> は Snyder *et al.* (1981) のデータに加え、数多くの信頼度の高い室内実験のデータを使用し、 $u_*/C$  のより広範囲の値に対して適用できる実験式

$$S_{in}(\mathbf{k}) = (0.04 \pm 0.02)(u_*/C)^2 \cos\theta \cdot \omega E(\mathbf{k}), \dots\dots(10)$$

を導いた。ほとんど時を同じくして、Mitsuyasu and Honda (1982)<sup>29)</sup> は、単一周期の規則的な水面波の風による増幅率を直接測定して、風と同一方向に進む水面波 ( $\theta = 0$ ) に対して Plant の式の上限に近い次式を得た。

$$S_{in}(\mathbf{k}) = 0.054(u_*/C)^2 \omega E(\mathbf{k}). \dots\dots\dots(11)$$

この場合、他の成分波は存在しないので、非線形エネルギー伝達の効果を含まないで、直接に風による水面波の増幅を測定したことになる。一方、Hsiao and Shemdin (1983)<sup>30)</sup> は、実際の海洋波について、Snyder *et al.* (1981) と同様な測定をより広範囲の  $u_*/C$  に対して行い、次のような実験式を導いた。

$$S_{in}(\mathbf{k}) = 0.065(u_*/C - 0.047)^2 \omega E(\mathbf{k}). \dots\dots\dots(12)$$

ただし、理由がはっきりしないが、この式は波の数値モ

デルにおいてあまり使用されていないようである。

理論的に風から水面波へのエネルギー伝達を計算したものとすると、Al'Zanaidi and Hui (1984)<sup>31)</sup>の研究がある。彼らは、乱流モデルをもとに、波面上の気流の乱流境界層を数値的に計算し、その結果をもとに次式を導いた。

$$S_{in}(\mathbf{k}) = \delta_i (\rho_a / \rho_w) [U_\lambda / C - 1]^2 \omega E(\mathbf{k}), \dots\dots\dots (13)$$

$$\delta_i = \begin{cases} 0.04 & (\text{波面が流体力学的に平滑あるいは遷移状態}) \\ 0.06 \pm 0.01 & (\text{波面が流体力学的に粗な状態}) \end{cases}$$

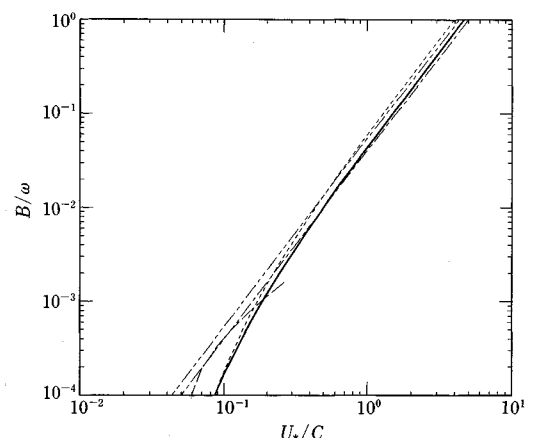
ただし、 $U_\lambda$  は  $Z = \lambda$  すなわち海面上 1 波長  $\lambda$  だけ上方の風速である。彼らはさらに、粗面の場合 ( $\delta = 0.06$ ) には、 $\rho_a / \rho_w = 1.25 \times 10^{-3}$ 、 $U_\lambda = 25 u_*$  と仮定すると、式 (13) は、

$$S_{in}(\mathbf{k}) = 0.047 (u_* / C)^2 \omega E(\mathbf{k}), \dots\dots\dots (14)$$

となり、Plant (1982) や Mitsuyasu and Honda (1982) に近い式となることを示した。図—2 は  $S_{in}(\mathbf{k})$  に関するさまざまな式を無次元増幅率  $B / \omega$  ( $= S_{in} / \omega E$ ) の形で比較したものである。

その後、Mitsuyasu and Kusaba (1988)<sup>32)</sup> は、彼らの測定データをもとに直接  $U_\lambda$  を計算し、 $U_\lambda = 25 u_*$  の仮定をすることなしに、Al'Zanaidi and Hui 型の実験式を導いた。その結果、平滑な波面に比べて粗な波面の方がエネルギー伝達が 40~50 % 大きい点では一致するが、全体的に実測されたエネルギー伝達が Al'Zanaidi and Hui の式に比べて 1.7~1.8 倍大きい結果を得た。

以上、少し詳しく述べたことからわかるように、 $S_{in}$  に関しては、まだ統一的な結果が得られるまでには至っていないが、かなりの程度までその性質が明らかになってきている。また、図—2 からわかるように  $u_* / C$  の小さいところを別にすれば、各種の実験式の差はそれほど大きくない。



図—2 風による水面波の増幅率  
[--- Snyder et al. (1981), -.-.- Plant (1982), ..... Mitsuyasu and Honda (1982), ..... Hsiao and Shemdin (1983), — Al'Zanaidi and Hui (1984)]

(2) 成分波間の非線形相互作用

海洋波のスペクトルモデルにおいては、第 1 近似として、波数周波数およびエネルギーを異にする無限に多くの成分波がランダムな位相で重ね合わされたものと仮定されている (線形近似)。しかしながら、高次近似まで考えると、成分波間の非線形相互作用によりエネルギー交換が生じる。これに対する表現を理論的に最初に導いたのは Hasselmann (1962)<sup>33)</sup> で、それは次式で与えられる。

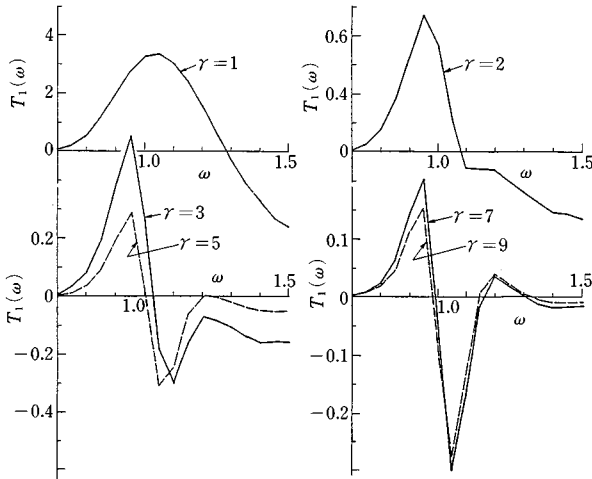
$$S_{nl}(\mathbf{k}) = \omega \iiint_{-\infty}^{\infty} \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}) \times \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}) \cdot \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega) \times [n_1 n_2 (n_3 + n) - n_3 n (n_1 + n_2)] d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3. \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 $n(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}) / \omega$  は波の action density で  $n_i = n(\mathbf{k}_i) = E(\mathbf{k}_i) / \omega_i$  ( $i = 1, 2, 3$ )、積分核関数  $\sigma$  はスペクトル成分の結合係数、 $\delta$  はデルタ関数 (共鳴条件に対応) をそれぞれ表わす。

Hasselmann (1963)<sup>34)</sup> はこの式をもとに、Neumann スペクトルについて非線形エネルギー伝達の数値計算を行い、スペクトルの高周波側からスペクトルのピーク付近の周波数成分に対してエネルギーが輸送されることを示した。その後、Sell and Hasselmann (1972)<sup>35)</sup> は JONSWAP スペクトル<sup>36)</sup> について同様な計算を行い、この場合には高周波側からスペクトルのピークより少し低周波側にエネルギーが輸送され、スペクトルのピークを低周波側に移動させるようにこの機構が働くこと、しかし、Pierson-Moskowitz スペクトル<sup>37)</sup> のようにエネルギー密度の集中度があまり大きくないスペクトルでは、高周波側からピーク周波数付近にエネルギーが輸送され、ピークを持ち上げるようにこの機構が働くことなどを示した。

このように、非線形エネルギー伝達の効果は、スペクトル形によって異なるものであるが、上記の式の積分はきわめて労力を要するため、スペクトル形を系統的に変化させた計算はなかなか行われなかった。

Longuet-Higgins (1976)<sup>38)</sup> は Hasselmann<sup>33)</sup> のモデルの計算上の困難を解決するため狭帯域スペクトルの仮定のもとに、非線形結合係数  $\sigma$  が複雑な Hasselmann のモデルとは異なって、スペクトルピーク付近で一定な結合係数、ならびにより単純な共鳴条件を仮定して、Hasselmann のモデルに比較すると計算がはるかに容易な新しいモデルを提出した。Fox (1976)<sup>39)</sup> は、このモデルに従って前述の JONSWAP スペクトルについて非線形エネルギー伝達の計算を行い、Sell and Hasselmann とは非常に異なった結果を得た。しかしながら、その後 Masuda (1980)<sup>40)</sup> は Hasselmann のモデルをも

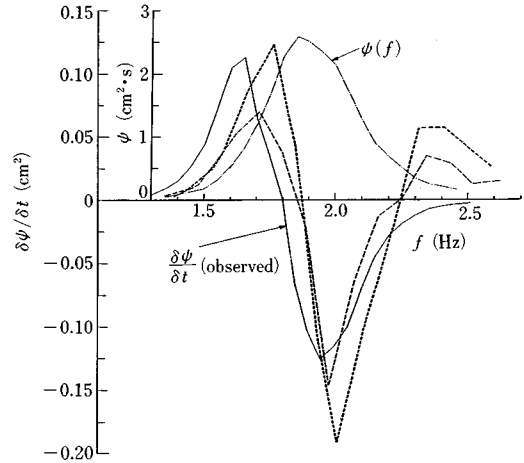


図—3 非線形エネルギー伝達の計算結果 (Masuda 1980)  
 (JONSWAP型スペクトルに対する計算例。γはスペクトルの集中度を表すパラメーター、γ=1はPierson-Moskowitzスペクトルに対応、γの増大とともにスペクトルの集中度が増す。)

とに計算精度を上げる工夫を行い、非常に精密な計算を行った結果、Sell and Hasselmann (1971) の結果が正しいこと、Fox (1976) の計算結果が異なるのは Longuet-Higgins (1976) が新しいモデルを導入に際して採用した仮定が実際のスペクトルに対して、適切でないためであることなどを示した。Masuda (1980) はまた、スペクトル形を系統的に変化させた場合の非線形エネルギー伝達の変化を明らかにするとともに (図—3)、Mitsuyasu (1968)<sup>41)</sup> が実験水槽の無風領域で測定した風波 (うねり) のスペクトルの変化が非線形エネルギー伝達によるものであることを示した (図—4)。これは著者の知る限り、風波の非線形エネルギー伝達の理論と実測結果との比較を直接行った唯一の例である。

Hasselmann and Hasselmann (1981)<sup>42)</sup> は、さらに広範囲のスペクトル形について非線形エネルギー伝達の計算を行い、そのスペクトル形への依存特性を明らかにした。このように風波のスペクトルの発達における非線形エネルギー伝達の重要性は明らかになったけれども、計算に要する時間自体は依然として膨大なもので、実際の波浪モデルに組み込むことは困難であった。このため、Neumann スペクトルに対する Hasselmann (1963) の計算結果をもとに、非線形エネルギー伝達の表現をパラメタライズした Barnett (1968)<sup>43)</sup> の式のように比較的簡単なパラメタリゼーションを行って、その効果を波浪モデルに組み込むのが最近までの状況であった。

しかしながら、Masuda (1980) や Hasselmann and Hasselmann (1981) の計算結果にみられるように、非線形エネルギー伝達のパターンはスペクトル形に敏感に



図—4 非線形エネルギー伝達の計算結果と波浪スペクトルの変化の比較 (Masuda 1980)

[—— 2点間におけるスペクトルの変化、--- 2点の間点におけるスペクトルの形、····· 非線形エネルギー伝達 (上端のスペクトルを使用)、- - - 非線形エネルギー伝達 (中間点のスペクトルを使用)]

依存するので、特定のスペクトル形に関する計算結果をもとにパラメタライズしたのでは十分ではない。特に、急速に変動している波浪スペクトルを記述するためには、非線形エネルギー伝達の直接的な計算を効率良く実行するか、よりきめ細かなパラメタリゼーションを行う必要がある。

以上のような問題を解決するため、最近 Hasselmann and Hasselmann (1985)<sup>44)</sup> および Hasselmann *et al.* (1985)<sup>45)</sup> は、非線形エネルギー伝達を直接的に効率良く計算するアルゴリズムの開発ならびにより進んだパラメタリゼーションの開発を行った。この結果をもとに出現したのが、第3世代の波浪モデルといわれる新しい数値モデルである (たとえば The WAMDI Group 1988<sup>46)</sup>)。この波浪モデルでは、風からのエネルギー輸送  $S_{in}$  は, Snyder *et al.* (1981) の式 (8) あるいは (9) で近似、非線形エネルギー伝達  $S_{nl}$  は直接計算あるいは、新しいパラメーター法で求める、砕波等によるエネルギー損失は、後述する Hasselmann (1974) の結果をもとに Kommen *et al.* (1984) が導いた式を使用するものである。ただし、エネルギー損失は吹送距離で制限された風波のスペクトルならびに十分発達した風波のスペクトルである Pierson-Moskowitz のスペクトルが再現できるよう調節されている。

### (3) 波のエネルギー損失

水面波の物理機構の中で、最も解決困難なものが、砕波によるエネルギー損失の機構である。水の分子粘性によるエネルギー損失は、表面張力波領域の高周波成分に対しては重要な役割を果たすが、海洋波の支配的な周波

数成分に対してはほとんど問題とならない。大部分のエネルギー損失は砕波によって生じるが、砕波は強い非線形現象であるため取扱いがきわめて厄介である。最近、水面波の非線形理論の発展により、水面波の不安定から砕波に至る過程はかなりはつきりしてきたが（たとえば光易 1987<sup>47)</sup> 参照）大規模に砕波しつつある波の特性ならびにエネルギー損失の量的表現に関してはまだきわめて不十分な状況にある。特に厄介な問題は、砕波によるエネルギー損失の推定にもあるが、個々の砕波によるエネルギー損失を波浪スペクトルに分配する方法にもある。

このため、初期の波浪モデルの多くにおいては、波浪スペクトルが、風速あるいは吹送距離に対応したスペクトルの平衡形 [たとえば Pierson-Moskowitz スペクトルや JONSWAP スペクトル] に達すると、エネルギー入力とエネルギー損失とがつり合って飽和し、それ以上にならないようにするなど便宜的方法で間接的に砕波によるエネルギー損失を考慮している。

砕波による風波のエネルギー損失の直接的表現を最初に求めたのは Hasselmann (1984)<sup>48)</sup> である。彼は、砕波の効果を波面に作用するランダムな圧力変動の効果に等価なものとして、砕波によるエネルギー損失の項として次のような表現を導いた。

$$S_{as} = -\eta^2 \omega^2 / E(k) \dots\dots\dots(16)$$

ただし、 $\eta$  は風速および波浪スペクトルの特性量の関数で、次式で近似される。

$$\eta = \omega_p^{-1} [2.2 \times 10^{-4} [1 - 0.3(\omega_p U/g)^{-1}] + 2 \alpha^2 \lambda] \dots\dots\dots(17)$$

$\omega_p$  : スペクトルのピーク周波数,  $\alpha$  : Phillips (1958)<sup>49)</sup> constant

$\lambda = \begin{cases} 0.12, & \text{Pierson-Moskowitz スペクトルの場合} \\ 0.16, & \text{JONSWAP スペクトルの場合} \end{cases}$

Komen *et al.* (1984)<sup>27)</sup> は、砕波によるエネルギー損失として

$$S_{as} = -C(\omega/\bar{\omega})^n (\hat{a}/\hat{a}_{PM})^m \bar{\omega} E(k), \dots\dots\dots(18)$$

の形を仮定した。ただし、 $C$  は無次元定数、 $\bar{\omega}$  および  $\hat{a}$  は、

$$\bar{\omega} = E_i^{-1} \int E(k) \omega dk, \dots\dots\dots(19)$$

$$\hat{a} = E_i \bar{\omega}^3 / g^2, \text{ (非線形パラメーター)}, \dots\dots\dots(20)$$

で与えられ、 $\alpha_{PM}$  は Pierson-Moskowitz スペクトルに対する  $\alpha$  で  $\alpha_{PM} = 4.57 \times 10^{-3}$  である。また、

$$E_i = \int E(k) dk$$

は波浪スペクトルの全エネルギーである。

この式 (18) で、 $n=2$  とすれば Hasselmann の式 (16) と同形の周波数依存を示す。

Komen *et al.* (1984)<sup>27)</sup> は、さらにスペクトル形としては Pierson-Moskowitz スペクトルを仮定、エネルギー

入力は Snyder *et al.* (1981) が求めた式 (8) を使用、非線形エネルギー伝達は式 (15) を直接計算、エネルギー損失は式 (18) において  $m$  および  $n$  を系統的に変化して計算し、吹送距離とともに発達しつつある風波のエネルギーバランスを計算して、従来の実測結果に最も良く合う最適な  $m, n$  を求めた。その結果をもとにエネルギー損失の表現として次式を得た。

$$S_{as} = -3.33 \times 10^{-5} (\omega/\bar{\omega})^2 (\hat{a}/\hat{a}_{PM})^2 \bar{\omega} E(k), \dots\dots(21)$$

以上からわかるように、砕波によるエネルギー損失の物理機構およびその表現に関しては、まだきわめて不十分な状況にあり、風波のエネルギー平衡を支配する他の物理機構のしわ寄せを一手に引き受けているようにすら考えられる。

#### (4) 逆風の効果

風向が水面波の進行方向と逆向の場合には風と波との相互作用は、波のエネルギーの損失機構として作用する。台風域内のように風向が空間的に大きく変化している場合には、ある場所で発生した風波は伝播とともに逆風の影響を受けるので、この問題は重要である。

波と風の向きが逆の場合には、風速と波速とが等しくなる、いわゆる臨界層 critical layer が存在しないので、Miles 機構<sup>22)</sup> は働かない。

逆風による波の減衰に関する実験的研究は、Mizuno (1976)<sup>50)</sup>、Young and Sobey (1985)<sup>51)</sup>、Tsuruya (1988)<sup>52)</sup>、光易・吉田 (1989)<sup>53)</sup> によって行われている。Mizuno (1976) は逆風の作用下にある規則的水面上の静圧変動の測定を行い、それから計算される逆風による波の減衰率が、波について実測された減衰率の約 30% であることを示した。Young and Sobey (1985) は、同様な実験において、波面上の気流の圧力変動に加えて速度変動の測定を行い、静圧変動の効果よりもむしろ、波により誘起された速度変動 ( $\bar{u}, \bar{w}$ ) による法線応力  $-\rho_a \bar{u} \bar{u}$  が支配的であることを見出した。ただし、彼らは水面波の減衰率を実測し、それと比較することは行っていない。その後、Tsuruya (1988) は非常に大型の実験水槽を用いて Young and Sobey (1985) と類似した測定を行い、Young and Sobey (1985) とは異なって静圧変動の効果が最も支配的で全体の約 90% を占め、そのほか波に誘起された速度変動 ( $\bar{u}, \bar{w}$ ) による法線応力  $-\rho_a \bar{u} \bar{u}$  および乱流速度変動 ( $u', w'$ ) による法線応力  $-\rho_a \overline{u' u'}$  の効果がそれぞれ数% を占めることを見出した。

このような測定結果をもとに Tsuruya (1988) は逆風による水面波の減衰率に関する実験式

$$B/\omega = -0.2 (\rho_a/\rho_w) (1 - U_\infty/C)^{1.44} \cdot [1 + 0.8 (ak)^{1.44} |U_\infty/C|^{0.56}] - 7.34 \times 10^{-3} (\rho_a/\rho_w) (1 - U_\infty/C)^2, \dots\dots(22)$$



を得た。ただし、 $U_\infty$ は境界層外の風速、 $ak (=2\pi a/L)$ は波形勾配をそれぞれ示す。彼は、この実験式を実際に測定した水面波の減衰率と比較し、この実験式による推定値は低風速では過大な減衰を与え、高風速では過少な減衰を与えることを見出した。

一方、Al'Zanai and Hui (1984)<sup>31)</sup>は、順風による波の増幅率の理論的計算と同時に逆風による波の減衰率の計算を行い

$$B/\omega = \delta(\rho_a/\rho_w)(U_\lambda/C+1)^2, \dots\dots\dots(23)$$

$$\delta = \begin{cases} 0.024 & (\text{波面が流体力学的に平滑あるいは遷移状態}) \\ 0.04 & (\text{波面が流体力学的に粗な状態}) \end{cases}$$

を導いた。

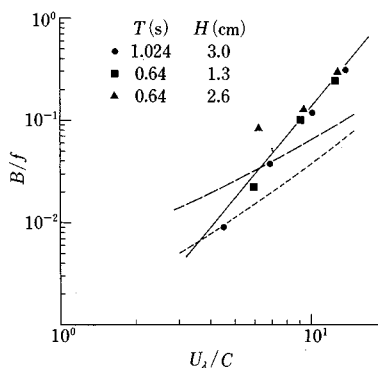
光易・吉田 (1989) は、風に逆行する水面波が存在する場合の風と海面との相互作用を総合的に調べ、逆風による水面波の減衰率に関しては、次の実験式を得た。

$$B/\omega = 1.5 \times 10^{-4} (U_\lambda/C)^{2.9}, \dots\dots\dots(24)$$

Tsuruya の式 (22) で  $U_\infty = U_\lambda$  とおいたもの、Al'Zanai and Hui の式 (23) で  $\delta = 0.04$  とおいたもの、および式 (24) を比較したものが図—5 である。ただし、 $\rho_a/\rho_w = 1.2 \times 10^{-3}$  とおいた。Tsuruya の式 (22) は平均的には光易・吉田 (1989) の式 (24) に近いが、著者自身も述べているように低風速では減衰率を過大評価し、高風速では過小評価する傾向がある。Al'Zanai and Hui (1984) の式 (23) は、低風速では (24) と一致するが変化の傾向が異なり高風速ではかなり小さな減衰率を与える。なお Young and Sobey の結果は、これらの3つの式に比べて非常に小さな値を与えるので示されていない。

光易・吉田 (1989) はまた上記と同じデータを用い、以前求めた順風による水面波の増幅率に関する式 (11) と比較するため風の摩擦速度  $u_*$  を使用して実験式

$$B/\omega = 0.083 (u_*/C)^{2.37}, \dots\dots\dots(25)$$



図—5 逆風による波の減衰率 (光易・吉田 1989)  
[..... Al'Zanai and Hui (1984), -.-.- Tsuruya (1988),  
—— 光易・吉田 (1989)]

を導いた。実験式 (25)、この式を導いた際の実験データならびに式 (11) から求めた順風による波の発達率に関する式

$$B/\omega = 0.054 (u_*/C)^2, \dots\dots\dots(26)$$

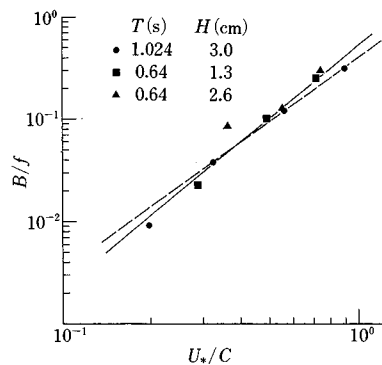
を相互に比較したものが図—6 である。この図に示されるように、順風による水面波の発達率と逆風による水面波の減衰率とは同程度で、しかも  $u_*/C$  に対する変化の傾向も類似したものであることがわかる。

以上の結果から、逆風による水面波の減衰機構に関しては、まだ不明の点が残されているが、減衰率自体は順風による水面波の増幅率と同程度で、しかも風速に対する依存関係も類似したものといえることができるであろう。

(5) 海底におけるエネルギー損失

浅海底においては、海底摩擦 (Hasselmann and Collins 1968<sup>84)</sup>, Collins 1972<sup>85)</sup>) や、海底における水の浸透作用 (Putnum 1949<sup>86)</sup>, Shemdin *et al.* 1977<sup>87)</sup>) に起因する波のエネルギー損失が生じる。このほか、水で飽和した浸透性で少し非弾性的な海底堆積層と水面波との相互作用 (Yamamoto 1981<sup>88)</sup>) を考えなければならない場合もある。このほか、複雑な海底地形によって生じる波の散乱によるエネルギー損失 (Long 1973<sup>89)</sup>) や浅海効果による飽和スペクトルの形の変化 (Bous *et al.* 1985<sup>90)</sup>) なども考えられる。これらは、いずれもきわめて複雑な物理過程で、しかも海底地形や底質の特性に大きく依存するので、現在の時点では厳密に取り扱うことがきわめて困難な問題である。

したがって、現在の浅海波浪モデルにおいては、これらの物理過程の一部を非常に単純化した形で取り込んでいるのが実状である (SWIM Group 1985<sup>91)</sup>, 山口 1984<sup>92)</sup>)。波浪スペクトルの構造を含め、浅海波浪モデルの精密化は、今後の問題のように思われる。



図—6 逆風による波の減衰率と順風による波の増幅率の比較 (光易・吉田 1989)  
[--- Mitsuyasu and Honda (1982) (増幅率), —— 光易・吉田 (1989) (減衰率)]

## 5. 波浪の数値モデルの実際

波浪の数値モデルに関連した物理機構に関し、統一的な結果が得られていないことを反映して、千差万別の数値モデルが各国で開発され実際の波浪予報に使用されている。大局的にみるとその差は、主としてエネルギー平衡方程式 (3) における、右辺のエネルギーの出入りを表わす項  $S$  の表現の差にある。その中でも大きな差は、非線形エネルギー伝達の取扱いにある。各モデルとも単純な条件では実測結果に合うように調節されているので、それほどおかしな値は与えないが、相互にどのような関係にあるのか全く不明であった。このような状況を打開するため、1979年頃、K. Hasselmannらが中心となって、Sea Wave Modeling Project, 通称 SWAMP とよばれるプロジェクトが始まり、各国で使用されている波浪の数値モデルの相互比較が行われた。このプロジェクトは、各種の数値モデルの優劣を決めるものではなく、統一的な外的条件のもとに、それぞれのモデルがどのような性質を示すかを明らかにすることを目的として行われたものである。風の場合 [たとえば無限に続く海岸線に直角方向に一樣な風が吹き続ける場合、斜め ( $45^\circ$  の方向) に風が吹き続ける場合、半平面にのみ風が吹く場合、等々] を与えて、各波浪数値モデルが与える計算結果の特徴を調べた。最初の結果は1981年 Miami で開催された Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface とよばれる国際シンポジウムの機会を利用して発表された。各モデルの特徴ならびに計算結果の詳細な比較は、1985年 Plenum 社から The SWAMP Group “Ocean Wave Modeling” というタイトルの本<sup>1)</sup>として発刊されている。したがって、詳細に関しては、その本を参照して頂きたい。

各種波浪モデルの特徴を概観するため、SWAMP で採用されている分類に従って、各種の数値モデルを分類すると既存の波浪モデルは次の3種類に分類される。

### 1) DP モデル Decoupled Propagation Model

一種の線形モデルで、波浪の二次元スペクトルを構成する各成分波は、独立に伝播し、非線形相互作用の項を含まないエネルギー平衡方程式に従って成長あるいは減衰をする。ただし、経験的に知られている十分発達した風波のスペクトル、たとえば Pierson-Moskowitz スペクトルに達すると飽和してそれ以上には発達しないように上限が抑えられている。DP モデルにおいては、非線形相互作用の効果は、直接には考えられていないが、多くのモデルではエネルギーの入力項  $S_{in}$  として、Snyder and Cox (1966)<sup>24)</sup> や Inoue (1967)<sup>18)</sup> のように実際の海洋波の発達特性から求めた実験式を用いているので、この中には風からのエネルギー入力に加えて、非線形エ

ネルギー伝達の効果も不完全ながら含まれている。このため、多くの場合他の複雑なモデルに比べてそれほどかけ離れた結果を与えない。

DP モデルの代表的なものとしては、日本の気象研究所で Isozaki and Uji (1973)<sup>63)</sup> らが開発し、気象庁で当初使用されていた MRI モデルやニューヨーク大学で開発された Inoue (1967) モデル<sup>18)</sup>、それを拡張しアメリカ海軍が全海域の波浪予報に使用している SOWM/GSOWM とよばれるモデル (Lazanoff and Stevenson 1975<sup>64)</sup>、Clancy *et al.* 1986<sup>65)</sup> などがある。

### 2) CH モデル Coupled Hybrid Model

一般に風域内で発達過程にある風波のスペクトルは、相似形を示す場合が多い (Pierson and Moskowitz 1964<sup>27)</sup>、Hasselmann *et al.* 1973<sup>36)</sup>、Mitsuyasu *et al.* 1975<sup>66)</sup>、1980<sup>67)</sup>)。また、このようなスペクトルを規定するパラメーターの変化には一定した法則性があり (Mitsuyasu 1968 a, b<sup>68), 69)</sup>、Hasselmann *et al.* 1973<sup>36)</sup>、Mitsuyasu 1980<sup>67)</sup>)、しかもパラメーター間にも鳥羽の  $3/2$  乗則のようなかなり規則的な関係がある (Toba 1972<sup>70)</sup>、1973<sup>71)</sup>)。したがって、スペクトルを規定するパラメーターを推定することによって、変動するスペクトル形を求めることができる。このような基準スペクトルは、 $S_{in} + S_{nl} + S_{ds}$  のすべての複合した結果として実現するものであるから、個別には計算がきわめて困難な非線形エネルギー伝達ならびに砕波によるエネルギー損失の効果も総合的に含んでいる。ただし、このようなスペクトル形の相似性の利用は発達過程にある風波に限られるので、風波と混存するうねりや、うねりに転化した波に関しては、DP モデルを併用する必要がある。Hybrid Model という名称が付いているのは、このような理由である。

この分類に入る波浪モデルは非常に多く、オランダの GONO (Sanders 1976<sup>72)</sup>、Janssen *et al.* 1984<sup>73)</sup>)、西ドイツの HYPA (Gunther *et al.* 1979<sup>74)</sup>)、日本の気象庁が現在使用している MRI-II (Uji 1984<sup>75)</sup>)、東北大学で開発した TOHOKU モデル (Kawai *et al.* 1979<sup>76)</sup>、Joseph *et al.* 1981<sup>77)</sup>) などがある。

### 3) CD モデル Coupled Discrete Model

DP モデルと同様に波浪の二次元スペクトルを構成する成分波の発達・減衰を別々に計算するが、なんらかの方法で成分波間の非線形エネルギー伝達を計算に取り入れたものである。しかしながら、CH モデルと CD モデルとの区別は、それほど明確ではなく、非線形エネルギー伝達の効果を表現する自由度の数に依存し、数少ない自由度で表現しているものが、CH モデル、自由度の数が多いものが CD モデルというようにも考えられる。CD モデルの例としては、イギリスで使用されている BMO

(Golding 1983<sup>78)</sup>)がある。

また、上記とは少し異なった分類として、主として1960年代から1970年代の初めにかけて開発されたDPモデルを第1世代の波浪モデル、1970年代から1980年代の初めにかけて開発されたCHモデルならびにCDモデルを第2世代の数値モデルとよぶ場合もある。ただし、1960年代に開発されたBarnett (1968)のモデル<sup>43)</sup>では非線形相互作用の効果が不完全ながらパラメータ化して取り入れられているにもかかわらず、第1世代のモデルに入れられているのでこの分類も明確ではない。

ところで、前記SWAMP<sup>1)</sup>の結果、形式的には進歩した波浪モデルと考えられる第2世代のモデルが必ずしも第1世代のモデルに対して非常に優れているとはいえないこと、その原因の1つが非線形エネルギー伝達の計算の不十分さにあること、特に第1世代および第2世代のモデルの欠陥は、急速に変動している風の場における波の記述において顕著に現われること等を明らかにした。このような問題点を解決するため、非線形エネルギー伝達の効果をもう少し精密に取り入れた第3世代の波浪モデルを開発する機運が高まった。このような状況に対応するため西ドイツのHasselmannやオランダのKomenらが中心になって世界各国の波浪モデラーを集めてグループを結成し、新しい第3世代の波浪モデルの開発に着手した。このモデルでは、非線形エネルギー伝達の効果がより精密に取り入れられているが、これは3.で述べたようにHasselmann and Hasselmann (1985)<sup>44)</sup>やHasselmann *et al.* (1985)<sup>45)</sup>によって非線形エネルギー伝達の計算式(15)を効率よく計算するアルゴリズムが開発され、より精度の高いパラメタリゼーションが可能となったことによるところが大である。

WAMDI<sup>2)</sup> group (1988)<sup>46)</sup>は、この第3世代の波浪モデルを用いて全地球的な波浪計算を行い、代表的な海域で観測ブイや人工衛星で得られたデータとの比較を行って、全体的にはかなり満足すべき結果を得ている。しかしながら、高波高領域においては、波浪モデルによる追算値が実測値に比べて小さめの値を与える傾向を示している。これは、風の場の計算モデルにも大きく支配されるので必ずしも、波浪モデル自体の欠陥というわけではない。

## 6. 波浪推算モデルの応用ならびに今後の展開

波浪推算の目的は、もちろん対象海域の波浪特性を常時予報することにある。このため、世界各国はそれぞれ独自の波浪モデルを開発し、日々の波浪予報に用いている。アメリカ海軍のように全地球的な規模で波浪予報を

行っているところもある。しかしながら、このほかにもさまざまな応用が考えられる。現在のところ、波浪観測点の数はそれほど多くなく、しかもほとんどが沿岸域に集中している。また、計測器による波浪観測が始められてからの期間もそれほど長くなく、非常に長いところでもせいぜい30年程度である。したがって、台風域内の波浪分布、広い海域における波浪の全般的性質、特定海域の波浪の極値あるいは設計波等を明らかにするためには、観測データのみでは十分ではなく、気象データを用いて波浪推算を行い、そのデータに基づいて行わざるを得ない。このような目的で、たとえばUji (1975)<sup>79)</sup>は台風域内の波浪分布を、土屋ら (1983)<sup>80)</sup>は日本海における季節風時の波浪推算を、山口ら (1987)<sup>81)</sup>は、わが国の太平洋岸における台風時の最大波高の地域分布の推定をそれぞれ行っている。

また最近、地球の温暖化、地球の砂漠化、異常気象の発生など、地球環境の変化が大きな問題となっている。地球環境の基本的な変動は、大気、海洋、陸地の相互作用の結果生じるもので、このような変動を予測するための数値モデルが開発されている。特に、長期的な地球環境の変動に対しては、海洋が重要な役割を果たしている。大気海洋相互作用の適切なパラメタリゼーションがきわめて重要な役割を果たしている。従来のモデルでは、大気海洋間の諸量のフラックスは、主として風速によって支配されるものとしてパラメタライズされているが、最近の研究によると風速と同時に波浪が重要な役割を果たしているらしいことが議論されている(たとえば、光易・草場 1990<sup>82)</sup>)。このような問題に対応するためには、全地球的な波浪モデルを大気・海洋結合大循環モデルに組み込むことが必要となる。もっとも、そのためには、一方で大気海洋間の諸量のフラックスに及ぼす海洋波の役割を基本的に明らかにする必要がある。

人工衛星を利用した海面のリモートセンシング技術の進歩により、全地球的な海洋波や海上風の計測が可能となりつつあることも、波浪モデルに新しい展開を与えようとしている。すなわち、マイクロ波高度計の信号をもとにした平均波高や海上風の推定(たとえばMognard 1988<sup>83)</sup>)、マイクロ波散乱計を用いた海上風の計測(文献に関しては、光易ら 1990<sup>84)</sup>参照)等がそれである。衛星から計測された広域の海上風のデータは、波浪計算の精度を左右する風の推算精度の飛躍的の向上につながり、波浪データは波浪数値モデルの精度のチェックならびに、数値予報と連動して波浪予報の精度の向上に役立つものである。このように、今後は、波浪の数値モデルによる波浪の広域計算と人工衛星を利用した海上風ならびに海洋波のモニタリングとが連携して、全地球的な海洋波の予測精度の向上、さらには、地球環境の変動予測

注1) WAMDI : Wave Model Development and Implementation Group

の精度の向上へと進んでゆくものと考えられる。

## 7. おわりに

1989年4月アメリカのJohns Hopkins大学のApplied Physics Laboratoryにおいて、“Measuring, Modeling, Predicting and Applying Directional Ocean Wave Spectra”という、少し欲張った名称のシンポジウムが開催された。この会議は、元々、LEWEX (Labrador Sea Extreme Wave Experiment) とよばれる国際共同研究の成果の発表を中心にしたものであったが、今後の波浪研究の方向についても議論するとのことで、著者も招待を受けた。会議にはカナダのDonelan, オランダのKomen および Janssen, アメリカのMelville, オーストラリアのBannerなど現在活躍中の若手の波浪研究者に加えて, W. J. Pierson, O. M. Phillips, K. Hasselmann など現在の波浪研究の基礎を築いた人達も出席し, 共同研究の成果の発表と同時に活発な討論が行われた。

共同集中観測の期間は1987年3月13日～19日と、比較的短かったようだが、この期間中に2隻の観測船で連続的に波の二次元スペクトルの計測が行われ、人工衛星による海洋計測ならびに航空機による二次元スペクトルの精密観測も併用して行われた。一方、参加各国の各種の波浪モデルを用いてこの海域の波浪場の計算を行い、刻々変化する波の二次元スペクトルを求め、観測結果と対比して波浪モデルの特性の実海域における比較検討が行われた。これらの研究成果の発表を聞きながら、この10数年間における波浪観測技術、波浪計算技術、結果の表示技術の長足の進歩に驚かされた。また、第3世代の波浪モデルであるWAMモデルが旧世代のモデルに比較して、たしかに急速に変動する波浪場の推算に対しては優れている点もまざまざと見せつけられた。

しかしながら、このような大規模な共同研究によって何が基本的に明らかになったのかと考えてみると、発表を聞いた限りではあまりはっきりしなかった。会議の最後にカナダのMark Donelanの司会で行われた総合討論においてコメントを求められ、次のような発言を行った。「現在、われわれは海洋波の推算を行うに必要な風波の物理機構に関し、これまで蓄積した基礎研究の成果を使い果たしてしまったような気がする。今後新たに波浪推算法の画期的な進歩を図るためには、風波の基本的な物理過程に関し、いろいろな角度からさらに新しい基礎研究の成果を蓄積していく必要があるのではないか…」

今回、この波浪推算に関する研究展望をまとめるにあたって、風波にかかわる物理過程に少しバランスを失するほどのページを割いたのは、このような考えが強かつ

たためである。

## 参考文献

- 1) The SWAMP Group (24 Authors) : Ocean Wave Modeling, Plenum Press, New York, 256 p., 1985.
- 2) 磯崎一郎：波浪概論, 日本気象協会, 260 p., 1990.
- 3) 山口正隆：波浪推算法とその適用性, 水工学シリーズ, 85-B-2, 土木学会水理委員会, 20 p., 1985.
- 4) Sverdrup, H. U. and Munk, W. H. : Wind sea and swell. Theory of relation for forecasting. U. S. Hydrogr. Office, Washington, Pub. No. 601, 44 p., 1947.
- 5) Bretschneider, C. L. : The generation and decay of wind waves in deep water, Trans. A. G. U., 33(3), 381-389, 1952.
- 6) Bretschneider, C. L. : Revision in wave forecasting; deep and shallow water, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 30-67, 1958.
- 7) Wilson, B. W. : Deep water wave generation by moving wind system. Proc. ASCE, 87 (WW 2), 113-141, 1961.
- 8) Wilson, B. W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959. Dt. Hydrogr. Z., 18, 114-130, 1965.
- 9) Longuet-Higgins, M. S. : On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Mar. Res., 11, 245-266, 1952.
- 10) Pierson, W. J. : A unified mathematical theory for the analysis, propagation and refraction of storm generated ocean surface waves, Parts I and II. N. Y. U., Coll of Eng., Res. Div., Dept. Meteorol. and Oceanogr. 461 p., 1953.
- 11) Neumann, G. : On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea. Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 43, 42 p., 1953.
- 12) Pierson, W. J., Neumann, G. and James, R. W. : Observing and Forecasting Ocean Waves by means of Wave Spectra and Statistics. U. S. Naval Oceanogr. Office, Pub. No. 603, 284 p., 1955.
- 13) Hasselmann, K. : Grundgleichungen der Seegangsvorhersage. Schiffstechnik, 7, 191-195, 1960.
- 14) Gelci, R., Cazale, H. and Vassale, J. : Prévision de la houle. La methode des densités spectroangulaires. Bull. Infor. Comité Central Oceanogr. d'Etude Côtes, 9, 416-435, 1957.
- 15) Hasselmann, K. : Weak interaction theory of ocean surface waves. In Basic Developments in Fluid Mechanics (ed. M. Holt) Vol. 2, 117-182, Academic, 1968.
- 16) Mitsuyasu, H. and Uji, T. : A comparison of observed and calculated directional wave spectra in the East China Sea. J. Oceanogr. Soc. Japan, 45, 338-349, 1989.
- 17) 山口正隆・畑田佳男・宇都宮好博：一地点を対象とした浅海波浪推算モデルとその適用性, 土木学会論文集, No. 381/II-7, pp. 151-160, 1987.
- 18) Inoue, T. : On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting.

- N. Y. U., Geophys. Sci. Lab. Rep. No. TR 67-5, 74 p., 1967.
- 19) Phillips, O. M. : On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, 2, 417-445, 1957.
  - 20) Kawai, S. : Generation of initial wavelets by instability of a coupled shear flow and their evolution to wind waves. *J. Fluid Mech.*, 93, 661-703, 1979.
  - 21) Kahma, K. K. and Donelan, M. A. : A laboratory study of the minimum wind speed for wind wave generation. *J. Fluid Mech.*, 192, 339-364, 1988.
  - 22) Miles, J. W. : On the generation of surface waves by shear flow. *J. Fluid Mech.*, 3, 185-204, 1957.
  - 23) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄・小淵恵一郎：エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪推算モデルの適用性について，土木学会論文集，No. 369/II-5, pp. 233~242, 1986.
  - 24) Snyder, R. L. and Cox, C. S. : A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Mar. Res.*, 24, 141-178, 1966.
  - 25) Barnett, T. P. and Wilkerson, J. C. : On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch-limited spectra. *J. Mar. Res.*, 25, 292-321, 1967.
  - 26) Snyder, R. L., Dobson, F. W., Elliott, J. A. and Long, R. B. : Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *J. Fluid Mech.*, 102, 1-59, 1981.
  - 27) Komen, G. J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : On the existence of a fully developed wind sea spectrum. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1271-1285, 1984.
  - 28) Plant, W. J. : A relationship between wind stress and wave slope. *J. Geophys. Res.*, 87, 1961-1967, 1982.
  - 29) Mitsuyasu, H. and Honda, T. : Wind-induced growth of water waves. *J. Fluid Mech.*, 123, 425-442, 1982.
  - 30) Hsiao, S. V. and Shemdin, O. H. : Measurements of wind velocity and pressure with a wave follower during MARSEN. *J. Geophys. Res.*, 88 (C14), 9841-9849, 1983.
  - 31) Al'Zanaidi, M. A. and Hui, H. W. : Turbulent air flow over water waves—A numerical study. *J. Fluid Mech.*, 48, 225-246, 1984.
  - 32) Mitsuyasu, H. and Kusaba, T. : On the relation between the growth rate of water waves and wind speed. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 44, 136-142, 1988.
  - 33) Hasselmann, K. : On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 1. *J. Fluid Mech.*, 12, 481-500, 1962.
  - 34) Hasselmann, K. : On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 2, *J. Fluid Mech.*, 15, 273-281, Part 3. *Ibid.*, 15, 385-398, 1963.
  - 35) Sell, W. and Hasselmann, K. : Computation of non-linear energy transfer for JONSWAP and empirical wind wave spectra. *Rep. Inst. Geophys., Univ. Hamburg*, 1-6, 1972.
  - 36) Hasselmann, K. and 15 authors : Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Dt. Hydrogr. Z.*, A8 (12), 95 p., 1973.
  - 37) Pierson, W. J. and Moskowitz, L. : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, 69, 5181-5190, 1964.
  - 38) Longuet-Higgins, M. S. : On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum : a simplified model. *Proc. Roy. Soc., A*, 347, 311-328, 1976.
  - 39) Fox, M. J. H. : On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum—II. *Proc. Roy. Soc., A*, 348, 467-483, 1976.
  - 40) Masuda, A. : Nonlinear energy transfer between wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 2082-2092, 1980.
  - 41) Mitsuyasu, H. : A note on the nonlinear energy transfer in the spectrum of wind-generated waves. *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, XVI, 251-264, 1968.
  - 42) Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity-wave spectrum. *Hamb. Geophys. Einzelschriften, Reihe A : Wiss. Abhand.*, 52, 138 p., 1981.
  - 43) Barnett, T. P. : On the generation, dissipation, and prediction of ocean wind waves. *J. Geophys. Res.*, 73, 513-529, 1968.
  - 44) Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 1 : A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1369-1377, 1985.
  - 45) Hasselmann, S., Hasselmann, K., Allender, J. H. and Barnett, T. P. : Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II : Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1378-1391, 1985.
  - 46) The WAMDI Group (13 Authors) : The WAM model—A third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1775-1810, 1988.
  - 47) 光易 恒：水面波の砕波と海洋におけるその役割，九州大学応用力学研究所所報，No. 65, 17-32, 1987.
  - 48) Hasselmann, K. : On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping. *Boundary Layer Meteor.*, 6, 107-127, 1974.
  - 49) Phillips, O. M. : The equilibrium range in the spectrum of wind-generated ocean waves. *J. Fluid Mech.*, 4, 426-434, 1981.
  - 50) Mizuno, S. : Pressure measurements above mechanically generated water waves (I). *Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, Vol. XXIII, 113-129, 1976.
  - 51) Young, I. R. and Sobey, R. J. : Measurements of the wind-wave energy flux in an opposing wind. *J. Fluid Mech.*, 151, 427-442, 1985.
  - 52) Tsuruya, H. : Experimental study on the wave decay in

- an opposing wind. Coastal Eng. in Japan, Vol.30, No.2, 25-43, 1988.
- 53) 光易 恒・吉田賀一：風に逆行するうねりが存在する海面における大気海洋相互作用，九州大学応用力学研究所所報，No.68, 47-71, 1989.
- 54) Hasselmann, K. and Collins, J.I. : Spatial dissipation of finite-depth gravity waves due to turbulent bottom friction. J. Mar. Res., 26, 1-12, 1968.
- 55) Collins, J.I. : Prediction of shallow water spectra, J. Geophys. Res., 77, 2693-2707, 1972.
- 56) Putnum, J.A. : Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom, Trans. AGU, 30, 349-356, 1949.
- 57) Shemdin, O., Hasselmann, K., Hsiao, S.V. and Herterich, K. : Nonlinear and linear bottom interaction effects in shallow water. In Turbulent Fluxes through the Sea Surface. Wave Dynamics and Prediction, NATO Conference Ser. V, Vol.1, Plenum Press, 647-665, 1978.
- 58) Yamamoto, T. : Ocean wave spectrum transformations due to sea-seabed interactions. Proc. Offshore Technol. Conf., 13th, Houston, 249-258, 1981.
- 59) Long, R.B. : Scattering of surface waves by an irregular bottom. J. Geophys. Res., 78, 7861-7870, 1973.
- 60) Bouws, E., Günther, H., Resenthal, W., Vincent, C.L. : Similarity of the wind wave spectral form. J. Geophys. Res. 90 (C1), 975-986, 1985.
- 61) The SWIM Group (9 authors) : A shallow water intercomparison of three numerical wave prediction models (SWIM). Q.J.R. Met. Soc., 111, 1087-1112, 1985.
- 62) 山口正隆・畑田佳男・細野浩司・日野幹雄：エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪の数値モデルについて，第31回海岸工学講演会論文集，123-127, 1984.
- 63) Isozaki, I. and Uji, T. : Numerical prediction of ocean wind waves, Paper Meteorol. Geophys., 24, 207-231, 1973.
- 64) Lazanoff, S.M. and Stevenson, N.M. : An evaluation of a hemispheric operational wave spectral model, Fleet Numerical Weather Center Tech. Note 75-3, 1975.
- 65) Clancy, R.M., Kaitala, J.E. and Zambresky, L.V. : The Fleet Numerical Oceanography Center Global Spectral Ocean Wave Model, Bull. Am. Meteorol. Soc., 67, 498-512, 1986.
- 66) Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T. and Rikiishi, K. : Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. J. Phys. Oceanogr., 5, 750-760, 1975.
- 67) Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T. and Rikiishi, K. : Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. J. Phys. Oceanogr., 10, 286-296, 1980.
- 68) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves, 1. Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., XVI, 459-465, 1968.
- 69) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves, II. Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., XVII, 235-243, 1969.
- 70) Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary processes, I. On the growth process of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, 28, 109-120, 1972.
- 71) Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary processes, III. On the spectrum of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, 29, 209-220, 1973.
- 72) Sanders, J.W. : A growth-stage scaling model for the wind-driven sea. Dt. Hydrogr. Z., 29, 136-161, 1976.
- 73) Janssen, P.A.E.M., Komen, G.J. and de Voogt, W.J.P. : A operational coupled hybrid wave prediction model. J. Geophys. Res., 89, (C3), 3635-3654, 1984.
- 74) Gunther, H., Rosenthal, W., Weare, T.J., Worthington, B.A., Hasselmann, K. and Ewing, J.A. : A hybrid parametrical wave prediction model. J. Geophys. Res., 84, 5727-5738, 1979.
- 75) Uji, T. : A coupled discrete wave model MRI-II. J. Oceanogr. Soc. Japan, 40, 303-313, 1984.
- 76) Kawai, S., Joseph, P.S. and Toba, Y. : Prediction of ocean waves based on the single-parameter growth equation of wind waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, 35, 151-167, 1979.
- 77) Joseph, P.S., Kawai, S. and Toba, Y. : Ocean wave prediction by a hybrid model-combination of single-parameterized wind waves with spectrally treated swells. Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, (Tohoku Geophys. J) 28, 27-45, 1981.
- 78) Golding, B.W. : A wave prediction system for real-time sea state forecasting. Q.J.R. Meteorol. Soc., 109, 393-416, 1983.
- 79) Uji, T. : Numerical estimation of sea wave in a typhoon area. Rep. Meteorol. Geophys., 26, 199-217, 1975.
- 80) 土屋義人・山口正隆・平口博丸：日本海における季節風時の波浪予知(2)—波浪の数値予知—，京都大学防災研究所年報，第26号，B-2, 599-635, 1983.
- 81) 山口正隆・畑田佳男・小淵恵一郎・日野幹雄：波浪推算に基づくわが国太平洋岸の台風発生最大波高の地域分布の推定，土木学会論文集，No.381/II-7, pp.131~140, 1987.
- 82) 光易 恒・草場忠夫：大気海洋間の運動量交換について，海洋，No.3, 1990, (印刷中).
- 83) Magnard, N.M., Campbell, W.J., Cheney, R.E. and Marsh, J.G. : Southern ocean mean monthly waves and surface winds for winter 1978 by SEASAT rader altimeter. J. Geophys. Res., 88, 1736-1744, 1983.
- 84) 光易 恒・丸林賢次・石橋道芳・草場忠夫：風波によるマイクロ波の散乱特性(1)，九州大学応用力学研究所所報，No.67, 21-38, 1989.