

海洋波に関する研究の現況

光 易 恒

1. 緒 言

海洋波に関する近代的な研究が始まった1950年頃から数えても、既に30年の年月が経過した。この間に、海洋波に関するおびただしい数の論文が発表され、しかもその内容は極めて多岐にわたっている。すなわち、現実の風波の特性を把握するために行なわれた現地計測ならびに室内実験、不規則性を有する風波を記述するための統計理論の研究、風波の発生、発達、減衰といった一連の変動にかかわる力学機構の研究、海洋波を予報するための実際的方法に関する研究などがそれである。

それでは、これ迄の研究の結果、海洋波に関する問題は、現在ほとんど解決されてしまったのか？ 少なくとも基本的な問題の大部分は解決されて、残されているのは派生的な問題だけではないのか？ あるいは、全般的に言って海洋波の研究は進歩したと言えるのかどうか？ 当然このような疑問が生じて来るであろう。これに対して正面から答えることは容易でないが、このような疑問を背景において、海洋波に関する研究の現状を概観するのがこの小論の目的である。主として、この約10年間に行なわれた研究を中心に述べることにした。限られた頁数の中でできるだけ広範囲の問題にふれるため、極力数式は使用しないことにした。このため、かえって隔靴搔痒の感がないでもないので、基本的な問題や実用的な問題については若干式を示すことにした。また、海岸工学において重要となる沿岸波浪の研究については、準備不足のためほとんどふれることが出来なかった。これに関しては、別の機会にゆずりたいと思う。この解説の構成は次のようになっている。

1. 緒 言

2. 風波の特性とその変動機構

2.1 風波の発生

2.2 波浪スペクトルの基礎

2.3 波浪スペクトルの特性

2.4 波浪スペクトルの変動機構

2.5 風と波との相互作用

2.6 風波の成分波間の非線形相互作用

2.7 砕波と波のエネルギー消散

3. 海洋波の推算

3.1 波浪の数値予報

3.2 波浪のパラメータ予報

3.3 波浪のハイブリッドパラメータ予報

4. 結 語

2. 風波の特性とその変動機構

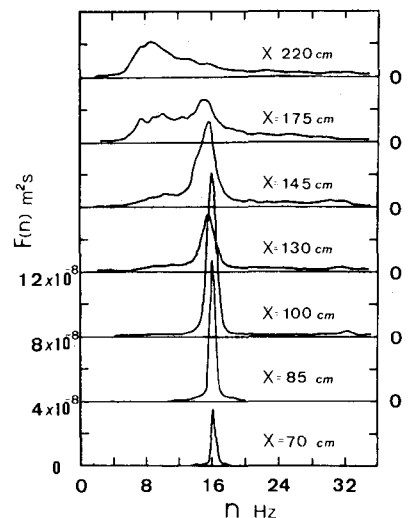
2.1 風波の発生

静止水面上に風が吹き始めると、風の摩擦力によって水のごく表層附近に流れ(吹送流)が発生する(例えば国司 1957)。そして、吹送流の発生にほんのわずかに遅れて極めて小さな漣が発生する(Kawai 1979)。この漣は、発生初期には、波高はミクロンのオーダーで周期は風速等に依存するが $10 \sim 20 \text{ Hz}$ 程度で時間的に安定し、しかも波の峯が横に連なって、いわゆる 2 次元の規則波の性格を帯びている(Chang, et al 1971, Ramamonjiarisoa 1974, Kawai 1979)。従って、初期波の周波数スペクトルは線スペクトルに近い。

最近の研究(Valenzuela 1976, Takematsu 1978, Kawai 1979)によると、このような初期波の発生機構は、空気と水という 2 層の流体の境界附近に発生する剪断流の不安定機構によるものと考えられる。すなわち、現実に近い速度分布をもった 2 層の剪断流の不安定により界面に発生するじょう乱のうち、成長率が最大の波が、初期波に対応することが理論と実験との比較により明らかにされている(Kawai 1979)。また、風波の発生の問題に関連して、古くからよく引用されて来た Lock (1951) の研究結果には重大な誤りのあることが明らかにされている(Takematsu 1978)。

しかしながら、上述のような初期波のふるまいは、発生の極く初期に限られて、振幅の増大とともに次第に波の峯が横方向に切れ切れになって 3 次元的になり、さらに不規則性を帯びてくる。このような初期波の発達過程は、周波数スペクトルでみると、次のようになる。最初、線スペクトルに近いスペクトルが生じ、そのままスペクトル密度が増大し、或値(Phillips 1958 の平衡スペクトルに近い値)に達すると低周波側に向かってスペクトル幅が増大しはじめる。一般に、我々の目にふれる漣は、大部分この 3 次元の不規則波に遷移した後の波である。このような 2 次元的な初期波が 3 次元的な不規則波に遷移する機構は、運動の強い非線型性によるものと考えられるが、これについては現在の所よくわかっていない。

かつては、風により静止水面に波が発生するのは、Phillips (1957) の共鳴機構、すなわち気流中に含まれている乱流圧力変動に対する水面の共鳴的応答によるものと考えられていた。しかしながら、これを直接に支持する実験結果は報告されていないし、前述のような初期波の性質からみると、少なくとも静止水面に最初に波が発生する機構としては、2 層の剪断流の不安定機構が支配的なものと考えられる。また、上記の説明においては、静止水面上に急に一定風速の風が吹き始めた場合に発生する初期波の時間的変化について述べたが、一定風速の風が吹き続いて定常状態に達した波の場合でも、風上側の境界の極く近くをみると、風下へ向かって同様なことがみられる(Chang et al 1971, Ramamonjiarisoa 1978)。すなわち、風上では 2 次元の規則波に近い性質を示していた漣が、風



図一1 初期波のスペクトルの吹送距離による発達、各吹送距離におけるスペクトルの 0 レベルは、右側に記入されている。X = 145 cm 附近からスペクトル幅の急激な増大が始まっている(Ramamonjiarisoa 1978)。

下へ向って発達するとともに3次元の不規則波へと変化してゆく。これにともなう、周波数スペクトルは、線スペクトルに近いものからスペクトル幅を増大し風波に特有のスペクトル形に漸近する(図-1, Ramamonjiarisoa 1978)。Imasato (1976a, 1976b) は, Kunishi (1963) の分類に従って, 風波の発達過程を, 初期波 initial wavelets, 遷移段階 transition stage, 風浪 sea-wave の3段階に分類して研究しているが, この分類は, 上述のような現象にほぼ対応しているものと思われる。

2.2 波浪スペクトルの基礎

2.1 で述べたように, 或程度発達してから後の風波は, 3次元のでも不規則である。このような波動を記述する一般的な方法は, 3次元スペクトル, すなわち, 波数・周波数スペクトル $\Psi(\mathbf{K}, \omega)$ を使用する方法である。すなわち, 実現している不規則波を, 波数 $\mathbf{K}(k_x, k_y)$ および周波数 ω を有する無限に多くの成分波に分解して記述する。波数 $\mathbf{K}$ はその絶対値 $|\mathbf{K}| = k$ と方向 θ によって表わすことが出来るので, 3次元スペクトルは $\psi'(k, \theta, \omega)$ と表わすことも出来る (Phillips 1977)。

以上の方法は極めて一般的であるが, 風波の場合には, さらに次のような力学的モデルを3次元スペクトルに対応させる。すなわち, 時間・空間的に不規則に変動する風波を, 第一近似として, 波高, 周期, 伝播方向をそれぞれ異にする無限に多くの独立した成分波(自由波)が, 全くランダムな位相で重ね合わされて実現したものとする。

波浪スペクトルを構成する各成分波が独立で, それぞれ水面波の線形の分散関係を満たすものと考えれば, 波数 k と周波数 ω の間には一定の関係 $k = k(\omega)$ があるので, 3次元スペクトル $\psi'(k, \theta, \omega)$ は $\psi''(k_x, k_y)$, $\psi'''(k, \theta)$ あるいは $\psi(\omega, \theta)$ のような2次元スペクトルに縮退する。普通, 海洋波を記述するために, 2次元スペクトル $\psi(\omega, \theta)$ を使用するのには, このような背景をもとにしているのである。

最近, 上述のような波浪スペクトルのモデルに対していくつかの疑問が提出されている。それは, 風波の成分波の波速が自由波としての分散関係から大きくはずれている例が数多く見出されたからである (Ramamonjiarisoa 1974, 加藤・鶴谷 1974, 徳田・鳥羽 1978, Rikiishi 1978)。例えば, 図-2(左)を見

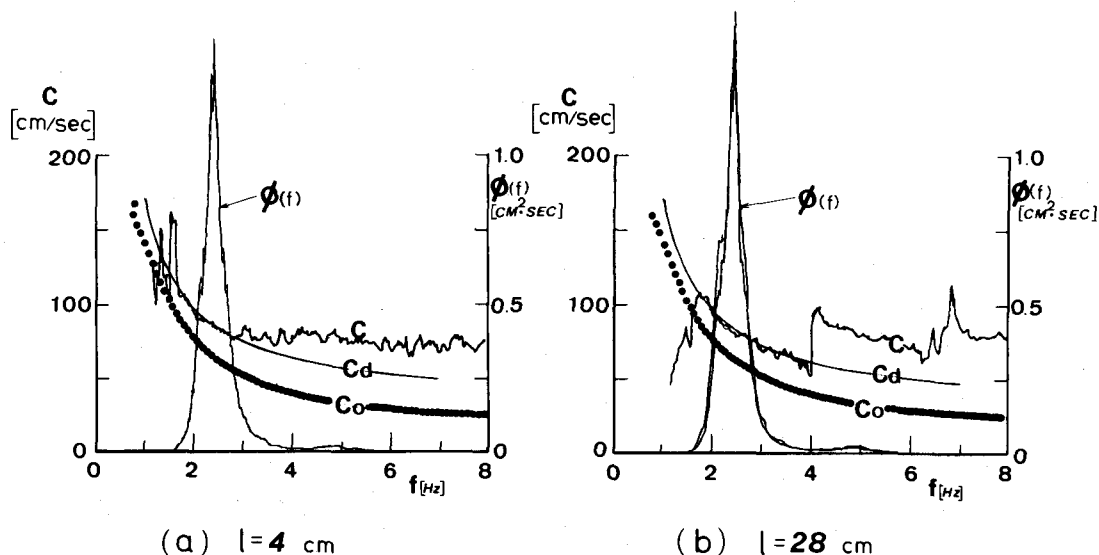


図-2 クロススペクトル法で測定された風波の成分波の波速, C : 実測値, $C_0 = g/2\pi f$, C_d : 吹送流および方向分散の効果を考慮した線形理論値, 波高計間隔 l により測定結果が異なることに注意 ($l = 28 \text{ cm}$ の結果の方が妥当, Kuo et al 1979a)。

ると、スペクトルのピークから高周波側の成分波は、周波数とは無関係にピークの成分波とほぼ同じ波速で進行しているように見える。このため、風波に対する新しい力学モデルの導入が議論されるようになった (Lake & Yuen 1978, Toba 1979, Ramamonjiarisoa & Mollo-Christensen 1979)。しかしながら、其の後の行なわれた研究によると、上述のような現象は弱非線形理論の枠組の範囲で近似的に説明可能であることがわかった (Masuda et al 1979, Mitsuyasu et al 1979, Kuo et al 1979 a, 1979 b)。

すなわち、非線形性が弱い不規則波の場合には、ストークス波と同様な摂動展開によって、次のように非線形スペクトルを導入することが出来る (Tick 1959, Weber & Barrick 1977, Masuda et al 1979)。

$$\psi(\omega, \theta) = \psi_1(\omega, \theta) + \psi_2(\omega, \theta) + \psi_3(\omega, \theta) + \dots \quad (1)$$

ここで、 $\psi_1(\omega, \theta)$ は線形スペクトルに対応し、 $\psi_2(\omega, \theta)$ は 2 次近似のスペクトル、 $\psi_3(\omega, \theta)$ は 3 次近似のスペクトルにそれぞれ対応する。 $\psi_2(\omega, \theta)$ や $\psi_3(\omega, \theta)$ を構成する成分波は、非線形効果により $\psi_1(\omega, \theta)$ から生じたもの、すなわち非線形強制波 (束縛波) であって自由波ではない。

最近の研究によると、風洞水槽の風波ではスペクトルのピークの周波数の 2 倍周波数附近の成分波は、大部分非線形強制波であって、自由波成分は極めて少ない (図-3, Mitsuyasu et al 1979)。また、この非線形強制波の効果に加えて波の方向分散の効果を考慮すれば、クロススペクトル法で測定された波速の一見特異な性質は、スペクトルモデルの枠内で理論的に十分説明することが出来る (図-3)。ただし、発生域の風波の場合には、さらに吹送流の効果を考慮する必要がある (Kuo et al 1979a)。さらに、重要な結果は、波浪スペクトルのエネルギーの大部分を含むスペクトルのピーク附近の成分波は、ほとんど線形の自由波と見做せることである (Mitsuyasu et al 1979, Plant & Wright 1979)。また、実際の海洋波、とくに深海波の場合には、非線形性がかなり弱いので、波の伝播特性に関する限り大部分の周波数領域にわたり、線形近似でも十分記述できることがわかった (Kuo et al 1979b)。ただし、沿岸部の波のように、かなり非線形性が強い波については、今後の研究が必要である。

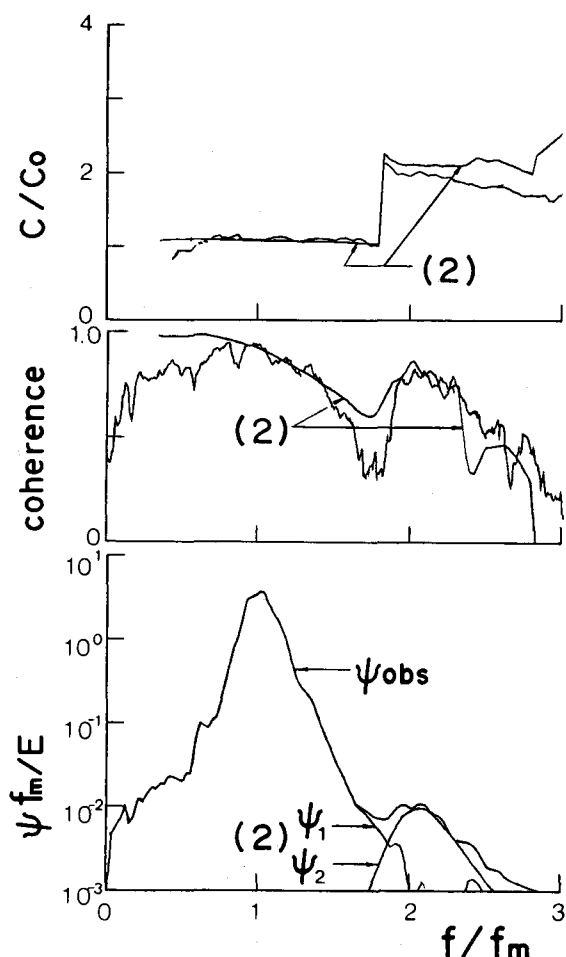


図-3 クロススペクトル法で測定された風波の成分波の波速、コヒーレンスならびにパワースペクトル。波速、パワースペクトルおよび周波数は規格化されている。(2)は 2 次近似理論、 ψ_1 は自由波のスペクトル、 ψ_2 は非線形強制波のスペクトル (Mitsuyasu et al 1979)。

2.3 波浪スペクトルの特性

2.2で述べた事からわかるように、海洋波のスペクトルモデルの基礎は、かなりはっきりしたものであるが、実際に海洋波を記述するためには、波浪スペクトルが具体的にどのような性質を有し、その変動がどのような物理機構によって支配されているかを明らかにする必要がある。波浪スペクトルの特性に関しては、前回(光易 1976)にかなり詳しい解説を行なったので、今回は、その後に得られた主要な結果についてのみ述べる。

周波数スペクトル 海洋波の2次元スペクトル $\psi(f, \theta)^*$ は、普通、1次元周波数スペクトル $\phi(f) [= \int_0^{2\pi} \psi(f, \theta) d\theta]$ と方向分布関数 $G(\theta, f)$ とに分離して、

$$\psi(f, \theta) = \phi(f) G(\theta, f) \quad (2)$$

のように表現される場合が多い。よく知られているように、比較的一定した風が長時間吹き続いて発生した海洋波の周波数スペクトル $\phi(f)$ は、非常に安定した相似形を保っている (Mitsuyasu 1968a, 光易外 1973)。

このような性質をもとに導かれたスペクトルの標準形としては、Pierson-Moskowitz (1964) のスペクトル (以下 P-M スペクトルと略記) や、Bretschneider - 光易 (1971) のスペクトルがある。これらのスペクトル形は、外洋で十分発達した波のスペクトルに対しては、かない良い一致を示すが、吹送距離が比較的短い発生域の波の場合には、実測したスペクトル密度の集中度がこれらのスペクトル形のそれよりもかなり大きく、必らずしもよく合わない (Mitsuyasu, et al 1975)。Hasselmann, et al (1973) は、北海の沿岸部における風波の精密な観測結果をもとにして、JONSWAP スペクトルと呼ばれるスペクトル形を提出した。このスペクトル形は、P-M スペクトルを基本形として、これに集中度係数 r を含む項を乗じて、スペクトルのピーク附近を持ちあげたものである。したがって、P-M スペクトルに比べるとかなり大きな集中度を示す。

しかしながら、最近外洋で発達過程にある海洋波のスペクトルを詳細に検討した結果、集中度係数 r は、スペクトルの無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ ($\equiv f_m U/g$) あるいは、等価的に無次元吹送距離 $\tilde{F}$ ($\equiv gF/U_{10}^2$) に依存することがわかった。これらの結果をもとにして、有限吹送距離における海洋波のスペクトル形として次のような標準形が提案された (Mitsuyasu et al 1980)。

$$\phi(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-3} \exp \left\{ -\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} r \exp \left\{ -\frac{(f/f_m - 1)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3)$$

$$\alpha = 3.26 \times 10^{-2} \tilde{f}_m^{6/7} \quad \text{あるいは} \quad \alpha = 8.17 \times 10^{-2} \tilde{F}^{-2/7} \quad (4)$$

$$\tilde{f}_m = 2.92 \tilde{F}^{-1/3}, \quad \tilde{E}^{1/2} = 5.24 \times 10^{-4} \tilde{F}^{1/2} \quad (5)$$

$$\text{ただし, } \tilde{E} = g^2 E / U_{10}^4, \quad E = \int_0^\infty \phi(f) df \quad (6)$$

$$r = 4.42 \tilde{f}_m^{3/7} \quad \text{あるいは} \quad r = 7.0 \tilde{F}^{-1/7} \quad (7)$$

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_a = 0.07 & f \leq f_m \\ \sigma_b = 0.09 & f > f_m \end{cases} \quad (8)$$

*) 以後角周波数 ω のかわりに周波数 f を用いる。

この標準スペクトルは、JONSWAP型のスペクトル(3)式を基本形として、スペクトルのスケールをきめるパラメータ α 、 f_m および E 等を(4)および(5)式で与え、スペクトルの形をきめるパラメータ γ および σ を(7)式および(8)式で与えたものである。

なお σ に関する(8)式は、Hasselmann et al (1973)の値をそのまま使用したものである。

方向分布関数 海洋波のスペクトルエネルギーの方向分布を示す方向分布関数に関しては、現在でも、精度の高い測定結果はあまり多いとは言えない。一定した風が長時間吹き続いて発生した風波の方向分布関数 $G(\theta, f)$ に関しては、比較的最近提出された標準形として次式がある(Mitsuyasu et al 1975)。

$$G(\theta, f) = G_1(s) [\cos\{(\theta - \bar{\theta})/2\}]^{s/2} \quad (9)$$

$\bar{\theta}$: 平均方向, s : 集中度係数

$$G_1(s) = \pi^{-1} 2^{2s-1} \Gamma^2(s+1) / \Gamma(2s+1) \quad (10)$$

$$s = \begin{cases} s_m (f/f_m)^5 & , f \leq f_m \\ s_m (f/f_m)^{-2.5} & , f \geq f_m \end{cases} \quad (11)$$

$$s_m = 11.5 (2\pi f_m U/g)^{-2.5} = 7.5 \times 10^{-3} \tilde{F}^{0.825} \quad (12)$$

最近行なわれた観測結果(Holthuijen 1977)も、この分布形を支持しているようである。しかしながら、低周波測($f \leq f_m$)の式ならびに s_m に関する式については若干検討の余地があるように思われる。

海洋波のスペクトルの標準形に関して注意すべき点は、これは比較的広い海域で一定した風が長時間吹き続けて発生した風波のスペクトル形であって、代表的ではあるけれども出現する機会は比較的少ない点である。すなわち、実際にはうねりと局地的風浪とが共存する場合が多く、両者のエネルギーの割合によって様々な形のスペクトル形が出現する。Ochi & Hubble(1976)は、海洋でよくみられる双峯性の波浪スペクトルを表現するため、スケールパラメータ E 、 f_m および形状パラメータ λ の3つのパラメータを含むスペクトルを2種類結合した次のようなスペクトル形を提案している。

$$\phi(f) = 4 \sum_{j=1,2} \frac{(\frac{4\lambda_j+1}{4} f_{mj}^4)^{\lambda_j}}{\Gamma(\lambda_j)} \cdot \frac{E_j}{f^{4\lambda_j+1}} \exp\left[-\frac{4\lambda_j+1}{4} \cdot \left(\frac{f}{f_{mj}}\right)^4\right] \quad (13)$$

このスペクトルは6ケのパラメータを含むことから“6パラメータ波浪スペクトル”と名づけられている。彼等は、このスペクトル形を北太平洋で観測した多数の波浪スペクトルに適用し、最も生じ易いスペクトル形のパラメータを決定する等、各種の検討を行なっている。また、沿岸部で計測された海洋波のスペクトルは一般に複雑な分布形のものが多い(Thompson 1980)。この理由ははっきりしないが、一つには、地形の平面的配置が複雑に影響しているように思われる。

2.4 海洋波のスペクトルの変動機構

海洋波の発達、伝播、減衰といった一連の変化は、海洋波の2次元スペクトル $\psi [\equiv \psi(f, \theta; \mathbf{x}, t)]$ のエネルギー平衡方程式

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{C}_g \cdot \nabla \psi = S \quad (14)$$

によって記述することが出来る (Hasselmann 1960, Hasselmann et al 1973)

$$C_g = C_g(f, \theta); \text{成分波の群速度} \quad (15)$$

$$\nabla = \partial/\partial x + \partial/\partial y; \text{微分演算子} \quad (16)$$

である。(14)式で左辺の第一項は、2次元スペクトルの時間的変化を示す項で、広い海域に一樣に風が吹き始めて時間的に発達過程にある波の場合には、この項のみが支配的である。左辺の第二項は、エネルギーフラックス $C_g \psi$ の空間的变化を示す項で、狭い海域で時間的に定常状態に達した波では、この項が支配的である。右辺の S は、source function と呼ばれ、様々な機構で成分波に加わったり、成分波から失なわれたりするエネルギーを一般的に表わしたものである。普通よく使用される一次元(周波数)スペクトル $\phi(f; x, t)$ に対するエネルギー平衡方程式は、(14)式を θ に関して $0 \sim 2\pi$ で積分することにより次のように得られる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \tilde{C}_g \cdot \nabla \phi = S' \quad (17)$$

ただし、

$$\tilde{C}_g = \int_0^{2\pi} C_g \psi d\theta / \phi, \quad S' = \int_0^{2\pi} S d\theta \quad (18)$$

関数 S に具体的表現を与える機構、すなわち、成分波に対するエネルギーの出入を支配する機構としては様々なものが考えられるが、それらは大別すると、

S_{in} ; 波と風との相互作用によるエネルギーの供給

S_{nl} ; 成分波間の非線形相互作用によるエネルギーの出入

S_{ds} ; 碎波等による波の場からのエネルギー消散

となり、関数 S は

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} \quad (19)$$

と表現することが出来る (Hasselmann et al 1973)。

ところで、問題は、これら S_{in} , S_{nl} , S_{ds} にかかわる具体的機構とその表現および計算法である。そして、それらを考慮すると、エネルギー平衡方程式の解として、例えば前節で述べたような発達過程における波浪スペクトルの相似形が得られるようなものでなければならない。しかしながら、これらの問題に関してはまだ十分解決されたとは言えない状況にある。従って、風波に関する最近の研究の多くは、風波におけるエネルギーの供給、分配、および消散の各機構の解明に集中しているとも言える。次の節以下で、このような研究の現況および成果について述べる。

2.5 風と波との相互作用

風波の発達に必要なエネルギーの供給は風から行なわれる。したがって、風波の発達機構を解明するためには、風波自体の発達特性を調べるとともに、風と波との相互作用の実体を調べ、風から波へのエネルギーの輸送機構を明らかにすることが必要である。このため、Jeffreys (1925) の理論的研究や Stanton, et al (1932) の実験的研究から数えると、約半世紀にもわたり数多くの研究が行なわれ、特に、この約10年間に進められた研究は膨大な数に達している。

理論 良く知られているように、1950年代の終りには、有名な Phillips (1957) の共鳴機構や Miles (1957) の剪断流不安定機構が提出され、前者は主として初期波の発生を、後者は引き続いての風波の主要な発達過程をそれぞれ支配するものと考えられた。理論を或程度支持する実験結果 (Shemdin & Hsu 1967) も発表され、問題は解決されたかに見えたが、その後約10年を経過して、Snyder & Cox (1966) や Barnett & Wilkerson (1967) により実測された海洋波の増幅率が、Miles 理論で予測される値よりも数倍大きく理論が不充分であることがわかった。このため、Miles 理論の改良の試みとともに、いくつかの新しい機構が提案されている。例えば、Longuet-Higgins (1969a) は風からエネルギーを吸収して発達した短周期の波が長周期の支配的な波の峯で選択的に砕けることによって、長周期の波の軌道速度と同位相の水平応力を及ぼし、これにより支配的な波が成長する機構 (maser mechanism) を提案している。しかしながら、この結論はこのような短周期の波の選択的砕波は、長周期の波の減衰を生じるという Phillips (1963) 結論とは全く逆のものである。この矛盾を解決するために Hasselmann (1971) は詳細な理論的検討を行なって、maser mechanism は実質的には無効で、Phillips (1963) の理論による減衰の方だけが生じることを示した。その後、Garrett & Smith (1976) は、短周期の波の発達 (減衰でなく) が長周期の波の軌道速度と同期していると長周期の波が発達するという理論を提出している。一方、Longuet-Higgins (1969b, 1976) は波面に沿った風の摩擦力が波の峯で大きく、谷で小さく不均一であると風から波にエネルギーが輸送されるという機構 (variable stress mechanism) を提案した。これらに関しては、実験的な検証が困難なこともあって、まだ定量的な評価が行なわれていないが、例えば Okuda et al (1977) が行なった最近の実験結果は、間接的ではあるが、気流の剪断力が波面に沿って著しく不均一であることを示しているので、今後更に詳しく研究する必要があるように思われる。

ところで、Miles 理論においては、乱流境界層に特有の対数分布が気流の平均速度分布として用いられているが、乱流変動成分自体は理論で考慮されていない。そこで、風波の増幅率に関する理論と実験との不一致を改善するために、乱流変動成分の効果を考慮した理論が各種提出されている (Davis 1972, Townsnt 1972, Gent & Taylor 1976, Gent 1977, Ichikawa 1978)。しかしながら、理論と実験との不一致はそれほど改善されず、問題が解決したとはまだ云えない状況にある。ただ、水面の粗度係数 z_0 が波面に沿って一様でない場合には、風から波へのエネルギー輸送が非常に増大するという Gent (1977) の研究結果は、仮定されたような条件が実際にも考えられるだけに (Kondo et al 1973)、非常に興味あるものである。

実験 波面上の気流の構造を実験的に調べ、風波の発達特性との関連を明らかにすることは、理論の実証あるいは新しい理論の導入にとって必要であるのみならず、波浪予報のような実目的に対しても直接役立つものである。このため、この10数年間には、前述のような理論的研究と並行して、おびただしい数の実験的研究が行なわれた。それらは、大別すると次のようになる。(i) 問題を単純化するため、造波機で規則波を起こしてその上に風を加え、波面上の気流の構造を調べたもの (Shemdin & Hsu 1967, Stewart 1970, Lai & Shemdin 1971, Kato & Sano 1969, 1971, Takeuchi et al 1977, 水野 1976a, 1976b, 1978)。(ii) 更に問題を単純化するため、水面波のかわりにゴム膜で進行波面をつくり、波面上の気流の構造を調べたもの (Zagustin et al 1968, Kendall 1970)。(iii) 風洞水槽で起こした風波の波面上の気流の構造を調べたもの (Plate et al 1969, Chang et al 1971, Kato & Sano 1969, 1971, Ichikawa & Imasato 1976)。(iv) 直接海洋波の波面上の気流の構造を調べたもの (Dobson 1971, Elliott 1972, Kondo et al 1972, Snyder 1974, Dobson & Elliott 1978, Snyder et al 1978)。

これらの研究の主要な目的は、水面波によって気流中に誘起された水面波とコヒーレントな気流変動の特性、波面上の気流の平均場ならびに乱流場の水面波による変化等を明らかにすることにあるが、現在の所、まだ十分統一的な理解が得られるまでには至っていない。

その理由は、一つには現象が極めて複雑なことにもあるが、時間・空間的に不規則に変動する水面波の波面の極く近傍で、気流の変動を精密に測定することが技術的に極めて困難なためである。

しかしながら、測定技術の進歩にともなって、次第に精度の高い結果が集積されつつあることは事実である。例えば、風から波へのエネルギー輸送過程において極めて重要な波面上の気流の圧力変動に関しては、従来、測定者によって一桁も異なった結果が報告されていた (Dobson 1971, Elliott 1972, Snyder 1974)。これが、最近行なわれた大規模な共同現地実験の結果、ほぼ統一的な結果に落ち着いてきている (Snyder et al 1978, Dobson & Elliott 1978)。すなわち、

$$p = \rho_a g r_1 \eta \quad (20)$$

p : 圧力変動, ρ_a : 空気密度, g : 重力加速度, η : 水面変動

で定義される圧力係数 $r_1 (= r_r + i r_i)$ の鉛直分布が

$$r_1 = r_0 e^{-dkz}, \quad d = 0.86 \pm 0.02 \quad (21)$$

r_0 : 波面上の値, k : 波数, z : 波面上の高さ

で与えられること、風から波へのエネルギー輸送において重要な波面の傾斜と同位相の圧力変動に対応する r_1 の虚部 r_i が

$$r_i = 0.25 (K \cdot u / \omega - 1) \quad (22)$$

K : 波数ベクトル, u : 風速ベクトル

で与えられることなどがわかった。また、この水面波で誘起される圧力変動により、波へ輸送される運動量が、吹送距離が短い風波の場合には、気流中の下向の運動量の 100% にも達することが示されている。

同様な結果は、最近行なわれた水野 (1978) の室内実験においても得られている。このように、波面上の圧力変動により、効果的に風から波へ運動量やエネルギーが輸送されるとすると、前に述べた variable stress などの効果を考えると、過剰の運動量やエネルギーが波に輸送されと言った状況も考えられる。このような点に関しては、波のエネルギーの消散機構とともに今後の研究が必要である。

風波の峯で気流が剝離すると、波面に沿った圧力分布に大きな非対称が生じ、風から波への運動量輸送が増大することが予想される。このような素朴な考えは、Jeffreys (1925) 以来の考えであるが、これを確かめることは技術的に極めて困難である。このため、水面波上の気流の剝離を明瞭に可視化することに成功したのは極く最近になってからの事である。前述の Banner & Melville (1976) は、流水中に障害物を置いて静止した波を生じさせ、その上の気流を調べて気流の剝離が碎波と密接に関係していることを見出した。しかしながら、最近河合 (1980) が風波を用いて行なった室内実験によると、必ずしも碎波を生じなくても波面上の気流が剝離を生じる場合があるようである。いずれにせよ、発生域の風波の波面上の気流が、その程度はともかくとして、剝離を生じていることは事実のようである。今後の問題は、この事実をふまえて、波面上の気流の静圧ならびに剪断力の変動特性を明らかにし、さらに風波の発達特性と結

びつけて行く事が必要であらう。

2.6 風波の成分波間の非線形相互作用

水面波は、一般に波形勾配の増大とともに、非線形的な性質を帯びてくる。単一周期の波の場合には、よく知られているように、波の峯が尖り谷が平坦となりさらに波速の若干の増大が生じる。複数の成分波から成る合成波の場合には、2次近似で非線形強制波(束縛波)の発生、3次近似で成分波の波速の増大、ならびに成分波間のエネルギーの交換が生じる(Phillips 1960, Longuet-Higgins & Phillips 1962)。

風波を対象とした連続スペクトルを有する不規則波の非線形相互作用に関する理論は、Hasselmann (1962)により既に約20年前に提出されている。しかしながら、Hasselmannの理論式に基づいて、非線形エネルギー伝達を計算するためには、特異点を含む3重積分の複雑な計算が必要で、具体的計算にはかなりの工夫と大型計算機による長時間の計算とを必要とする。このため、理論式にもとづいて様々なスペクトル形に対する非線形エネルギー伝達の計算が行なわれたのは、比較的最近になってからのことである(Sell & Hasselmann 1972, Hasselmann et al 1973)。また、実際の波浪予報の際、非線形エネルギー伝達を直接計算してその効果を取り入れることも、前述のような理由で技術的に困難である。このため、Barnett (1968)は、Hasselmann (1963)がNeumannスペクトルについて行なった数値計算の結果をもとにして、非線形エネルギー伝達をパラメータ化した近似式を導き、この近似式を波浪予報の式に導入した。一方、非線形エネルギー伝達自体の実験的検証は、数はそれほど多くないが、室内実験(Mitsuyasu 1968b)ならびに大規模な現地実験(Hasselmann et al 1973)により行なわれ、理論の妥当性を支持する結果が得られている。

しかしながら、Hasselmann et al (1973)の計算結果に関しては疑問がなかったわけではない(Phillips 1977)。それは、彼の計算結果がかなり不規則な変化を示しているので計算精度に疑問が持たれ、さらに、最近提出されたLonguet-Higgins (1976b)の新しい理論をもとにしたFox (1976)の計算結果が、Hasselmannの計算結果とはかなり異なった性質を示したからである。Longuet-Higgins (1976)は、波のスペクトルが極めて狭い場合には、非線形エネルギー伝達は波のスペクトルのピーク附近の成分波間で生じることに着目し、計算の容易なより単純なモデルを導いた。この新しいモデルによると、スペクトルエネルギーの非線形伝達を容易にしかも極めて精度よく計算することが出来る。Fox (1976)がこのモデルを用いて、JONSWAP型スペクトルに関する非線形エネルギー伝達を計算したところ、Sell & Hasselmann (1972)の計算結果とはかなり異なった結果を示した(図-4)。しかも、これらの新しい計算結果は、風波の発達特性から予想される結

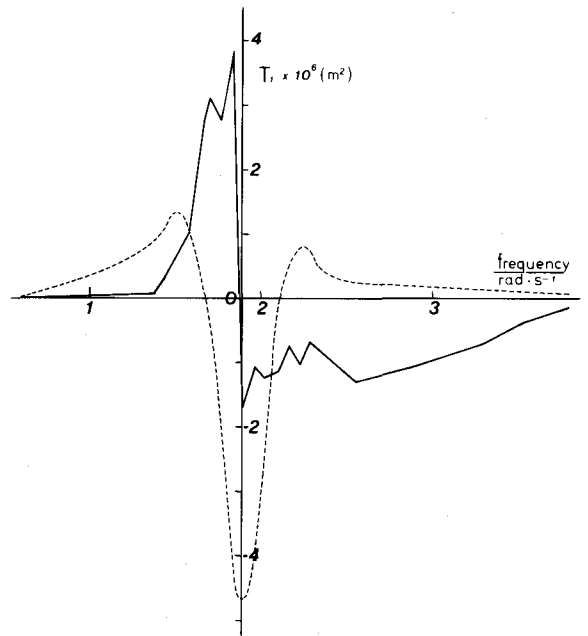


図-4 JONSWAP型スペクトル($\gamma = 3.3$)に対する非線形エネルギー伝達の計算結果、----- Fox (1976)の計算、—— Sell & Hasselmann (1972)の計算。

果とはかなり異なったものであったため、風波の発達過程における非線形エネルギー伝達の重要性そのものすら疑問視されるようになった (Phillips 1977)。

風波の非線形相互作用の計算におけるこのような混乱を解決するために、Masuda (1979) は、最近 Hasselmann のモデル*) を使用して、非常に精度の高い計算を行なった。この計算結果は、Sell & Hasselmann (1972) の結果を支持し、Longuet-Higgins (1976) の model を用いた計算とは異なった結果を与えた。また、現実に観測されるような風波のスペクトルに対しては、Longuet-Higgins の狭帯域スペクトルの仮定は厳しすぎるため、現実とは合わない結果が得られることを明らかにした。

最後に、波の非線形エネルギー伝達に関する Hasselmann モデルによる計算結果の数例を示すと、図-5 のようになる (Masuda 1979)。P-M スペクトル ($\gamma=1$) のように集中度の小さいスペクトルの場合

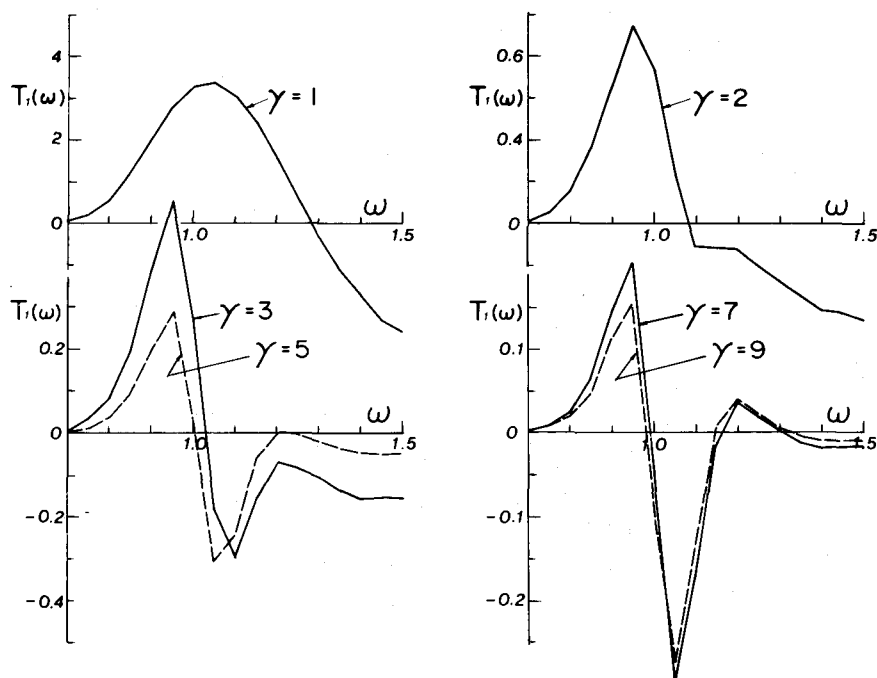
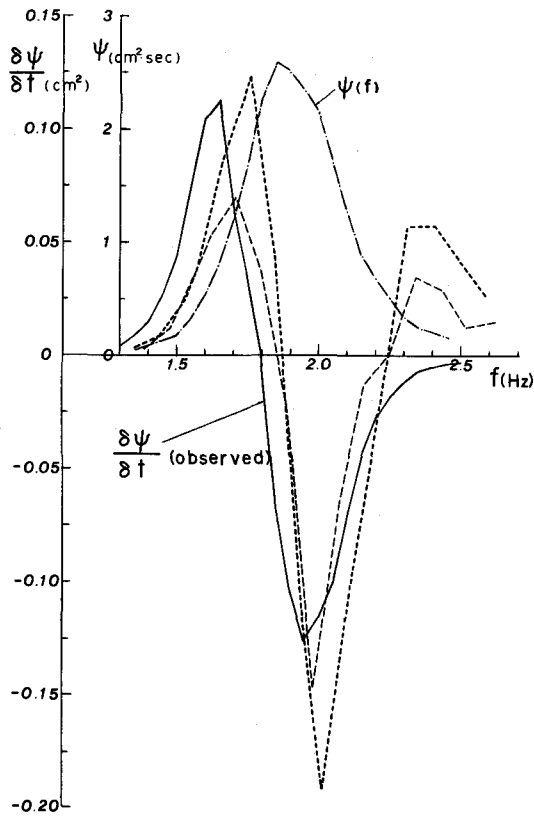


図-5 スペクトル形による非線形エネルギー伝達の変化, JONSWAP 型スペクトル(3)において集中度係数 γ を変化, 横軸の ω は規格化されている (ω/ω_m を ω と書いてある)。 $T_1(\omega)$ は $\phi_m^3 \omega_m^{11}/g^4$ で規格化されている (Masuda 1979)。

には、スペクトルの高周波側 ($\omega=1.5$) 附近からスペクトルのピーク附近 ($\omega=1$) に向かってエネルギーが輸送され、スペクトルの集中度が大きい ($\gamma \geq 3$) 場合には、スペクトルのピークよりわずかに高周波側 ($\omega \sim 1.1$) のエネルギーがスペクトルのピークの低周波側 ($\omega \sim 0.9$) に輸送されることがわかる。このような結果は、実際の海洋波のスペクトルの変化を定性的によく説明するものである。また、実験水槽で測定された風波のスペクトルの無風域における変化 (Mitsuyasu 1968) と非線形相互作用の理論による計算結果とはよく一致することが示された (図-6, Masuda 1979)。

*) モデル自体に関しても Hasselmann のモデルの方がより一般性を有し、Longuet-Higgins のモデルはこの近似にすぎない。



図一六 非線形エネルギー伝達に関する理論と実験との比較、実測値は2点で測定したスペクトルの差から算出(粘性損失は補正)、-----: 上側で測定されたスペクトルをもとに計算、———: 2点で測定されたスペクトルの平均値をもとに計算(Masuda 1979)。

2.7 砕波と波のエネルギー消散

水面波のエネルギーの消散機構として、理論的取扱いが比較的容易なものは、分子粘性の効果である。しかし、これは表面張力波のような高周波の波以外には余り効果的でない。最も効果的なエネルギーの消散機構は砕波であるが、これは理論的取扱いが極めて困難である。それは、砕波が局所的なしかも非常に強い非線形の現象であるため、摂動展開を用いるいわゆる弱非線形理論で取扱うことが出来ないからである。単一周期の規則波の砕波限界等に関しては、かなり昔から研究が行なわれていたが、砕波の力学過程に立入った研究が始まったのは比較的最近になってからのことである(Longuet-Higgins & Turner 1974, Longuet-Higgins & Cokelet 1976)。

規則波の砕波ですらこのような状態であるので、運動がランダムでしかも風圧や表面吹送流の影響を受けている風波の砕波現象を理論的に取扱うことは、絶望的に困難である。

しかしながら、最近、このような風波の砕波現象に関しても、少しずつ基礎的な研究が行なわれるようになってきた。まだ、風波の砕波現象を全体的に理解するにはほど遠い状況にあるが、その現象の特徴に関しては少しずつ理解が深まりつつある。以下、最近の代表的な研究成果について述べる。

発生域の風波のように、表面吹送流と共存する波は、流れがない場合に比して砕波し易くなる。このた

め、砕波限界波高 $\eta_{\max}$ は減少して次式で与えられる (Banner & Phillips 1974)。

$$\eta_{\max} = \frac{c^2}{2g} \left(1 - \frac{q}{c} \right)^2 \quad (23)$$

c : 波速, q : 吹送流の表面流速

また、これにうねりのように波長の長い波が加わると、うねりの峯附近で、表面吹送流の非線形的増強が生じ、長い波に乗っている短周期の波はさらに砕波し易くなり、限界波高は減少する (Phillips & Banner 1974)。実際、実験水槽において、造波機で起こした波が存在すると風波の発生が抑制され、造波機の波の波形勾配が大きいほど、風速は同一であっても風波のエネルギーが減少することが見出されているが (Mitsuyasu 1966)、このような現象は、上記の機構を考えるとよく説明することが出来る (Phillips & Banner 1974)。もっとも、実際の風波においては前にも述べたように、波面に沿った風の摩擦力は不均一で、峯で大きく谷で小さい (Okuda et al 1977)。したがって波の峯での吹送流の増大は、この風の直接的作用によっても生じる。しかし、いずれにせよ、長周期の波に乗っている風波の短周期成分が砕波によって、その限界波高を低くおさえられるという機構は、風波の構造を考える上で興味あるものである。

風波の砕波現象のもう一つの重要な側面は、砕波によって波面に沿った気流の剝離が促進されることである。Banner & Melville (1976) は局所的な砕波の発生により、気流の剝離が生じ、風から波へ輸送される運動量の急激な増大が生じることを実験的に示している。また、Amorocho & De Vries (1980) は、従来の観測データにみられる海面の抵抗係数の風速による増大が、海面の砕波領域の増大と対応していることを報告している。これらの事実は、砕波が、波のエネルギーの有力な消散機構である一方、波面に沿った気流の剝離を促進し、圧力分布を変え、風から波へのエネルギーおよび運動量の輸送を増大させる機構としても働いていることを示すものである。

風波の砕波に関する力学過程がはっきりしない以上、砕波による波のエネルギーの消散を表現する力学モデルを正統的な方法で導くことは困難である。このため、便宜的な方法として、風波のスペクトルがその発生条件に応じて平衡形を保っていることから考えて、スペクトルが平衡形に近づくとともに砕波によるエネルギー損失が増大し、平衡形に達すると、それからはずれた過剰のスペクトルエネルギーは、砕波によりすべて消散されるという形式的なモデルが各種考えられている。これらの具体的表現に関しては、後に波浪推算の所で述べる。若干異なった取扱いとしては、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的に置き直して、砕波による波のエネルギー消散項を次のように導いて Hasselmann (1974) の研究がある。

$$S_{ds} = -\eta \omega^2 \psi(K) \quad (24)$$

ただし、 η は風波の進行方向ならびに全体的な統計的性質に依存する関数である。

3. 海洋波の推算

3.1 波浪スペクトルの数値予報

海洋波の推算法は、Sverdrup & Munk (1947) により開発された S.M 法、これを Bretschneider (1958) や Wilson (1965) 等が改良した S.M.B 法、新たに波浪スペクトルや波浪の統計的性質を導入して Pierson, Neumann & James (1955) が開発した P.N.J. 法と変遷し、現在では波浪スペクトルの数値予

報法が主流を占めている。

波浪スペクトルの数値予報法は、2.4 で述べた波浪スペクトルに関するエネルギー平衡方程式を、風の場を与えて数値的に解く事によって波浪スペクトルの変化を追跡する方法で、原理的には極めて一般性のあるすぐれた方法である。現在すでに各国で実用段階に入っており、最近の報告によるとその精度はかなり向上しているようである (Gelci 1978, Lazanoff et al 1978, Ross & Cardone 1978)。我国でも Isozaki & Uji (1973) により数値予報モデルが開発され、現在、気象庁でこれを用いて波浪予報が行なわれている。しかしながら、この数値予報法も、風の推算精度の問題は別としても、基本的な点で問題がないわけではない。それは、(14)式でスペクトルエネルギーの受授を表わす右辺の項 S にかかわる物理機構が、十分には解明されていないからである。(19)式に示されるように S は、風との相互作用によるエネルギー輸送を表わす S_{in} 、スペクトル成分間の非線形エネルギー伝達を表わす S_{nl} 、および砕波等によるエネルギー消散を表わす S_{ds} とに分解される。ところが、2.5～2.7 で詳しく述べたように、 S_{in} や S_{ds} に関しては理論的に未解決であるし、 S_{nl} に関しては計算が極めてやっかいである。このため、実用的には S_{in} に関しては実験式を用い、 S_{ds} に関しては、もっともらしい仮定をおき、 S_{nl} に関しては全く無視するかパラメータ化した式を用いるかして、波浪推算のための数値モデルを導いているのが現状である。

例えば、米国および我国の数値モデルの一つの原型となっている Inoue (1966) モデルでは、 S_{in} については、Phillips (1957) および Miles (1957) の理論を参考にして、

$$S_{in} = A + B\psi$$

とおき、大気の乱流圧力変動スペクトルに関する Priestley (1966) の観測結果等を参考にして A の形をきめ、海洋波の発達率に関する独自の観測データならびに Snyder & Cox (1966), Barnett & Wilkerson (1967) 等の観測結果を参考にして B をきめ、一つの実験式が導かれている。 S_{nl} は全く無視され、 S_{ds} については風波の発達とともに砕波等によるエネルギー損失が増大し、風波が充分発達するとエネルギー損失と風からのエネルギー輸送とがちょうど打ち消し合うようになると考えて、次のような式が提案されている。

$$S_{ds} = -(A + B\psi) (\psi/\psi_{\infty})^2 \cdot G(\theta) \quad (25)$$

ただし、 ψ_{∞} は風速に対応して十分発達した波のスペクトルで、P・M スペクトルが使用されている。

Isozaki & Uji (1973) の数値モデルでは、 S_{in} は Inoue (1966) モデルと同様、エネルギー消散項 S_{ds} としては発生域の場合は (25) と同じものであるが、うねりの場合には

$$S'_{ds} = -Df^4\psi, \quad D: \text{定数} \quad (26)$$

を仮定し、波と風とが逆向の場合には、これに光易・水野 (1971) の実験結果を参考にして求めた項を加え

$$S''_{ds} = -Df^4\psi - B\psi G(\theta) \quad (27)$$

を仮定している。

S_{nl} を考慮した数値モデルとしては、 S_{nl} にパラメータ化した近似式を用いた Barnett (1968) のモデルや Ewing (1971) のモデルがあるが、実用モデルとしては使用されていないようである。

現在、現業で用いられている数値モデルとしては、米国海軍が使用している SOWM (Spectral Ocean Wave Model, Lazanoff et al 1978)、我国の気象庁が使用している Isozaki & Uji (1973) モデル、フランスで使用されている DSA モデル (Gelci 1978) などがある。はじめの 2 つは、Inoue (1966) のモデルの流れをくむものであり、最後のものはフランスで、Gelci et al (1956) が精力的に開発した独自のモデルである。これらの数値モデルでは、風からのエネルギー輸送を表わす項 S_{in} や波のエネルギーの消散を表わす項 S_{ds} に関しては、少しずつ異なった式が使用されており、しかも風波の発達過程において重要と考えられる成分波間の非線形エネルギー伝達 S_{nl} に関しては、いずれのモデルもこれを全く無視している。それにもかかわらず、全般的にかなり妥当で、しかも相互に類似した結果を与えるのは、一見奇妙に思われるがその理由は、 S_{nl} に関して言えばその効果が、近似的にはあるが、 S_{in} や S_{ds} の表現の中に実質的に含まれているためであろう。

実際、海洋波のスペクトルにおける低周波成分の増幅率から推定される風からのエネルギー輸送は、成分波間の非線形エネルギー伝達の効果を含んでいる可能性があり、同様に実測されたスペクトル成分の減衰率は、周波数帯によっては単なる減衰機構のみならず、非線形エネルギー伝達の効果を含んでいる可能性がある。

3.2 波浪のパラメータ予報

2.3 でも述べたように、最近行なわれた各種の観測結果によると、風域内で発達過程にある風波のスペクトルは安定した相似形を保っている (Mitsuyasu 1968, 光易外 1973, Hasselmann 1973)。このような現象の生じる理由を、Hasselmann et al (1976) はエネルギー平衡方程式と JONSWAP で得られた観測結果とをもとにして、次のように説明している。

発生域の風波においては、比較的強い非線形相互作用によって、スペクトルのピーク附近から低周波側ならびに高周波側にエネルギーが輸送される。高周波側に輸送されたエネルギーは砕波等によって失なわれ、また、ピーク附近から失なわれたエネルギーは風からのエネルギー輸送によって補なわれ、結果としてスペクトルのピークが低周波側に移動し、全体としてエネルギーが増大し、しかも相似形を保ったスペクトルが順次形成される。彼は、このような作用を波浪スペクトルの自己安定作用と名づけている。

このように相似形を保ちながら発達を続ける風波のスペクトルのスケールをきめるパラメータであるスペクトルのピーク周波数 f_m および全エネルギー E と、風速および吹送距離との間には極めて一定した関係が保たれている (例えば Mitsuyasu 1968, Hasselmann et al 1973)。

2.3 で述べたように、スペクトルの形自体も無次元吹送距離 gF/U^2 によりわずかに変化するので、形状パラメータは一定値ではないが、その変化は極めて緩慢である。

発生域の風波のこのような性質を考えると、スペクトルを規定するパラメータを推算することによって波浪スペクトルの変化を推算することが可能となる。これが波浪のパラメータ推算法の背景にある基本的考え方である。このような点からすれば、波浪の場を規定するパラメータとして有義波高 $H_{1/3}$ と有義周期 $T_{1/3}$ を選び、その変化を記述する式をもとにして波浪推算を行なう SM 法や、SMB 法も一種のパラメータ推算法である。

Hasselmann et al (1973, 1976) は、エネルギー平衡方程式

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{C}_g \cdot \nabla \psi = S \quad (28)$$

を数学的にパラメータ空間に変換することによって、パラメータ予報方程式

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + D_{ijk} \frac{\partial a_j}{\partial x_k} = T_i \quad i = 1, 2, \dots, \quad (29)$$

を導いた。ここに a_i はスペクトル ψ [($\equiv \psi(f, \theta; a_1, a_2 \dots)$)] を規定するパラメータ、 D_{ijk} は一般化された伝播速度を表わすマトリックス、 T_i はエネルギー入出項 S をパラメータ空間に変換したものをそれぞれ意味する。

パラメータ波浪予報に関する最近の研究 (Hasselmann et al 1976, Gunter et al 1979 a, Ewing et al 1979) においては、基準スペクトルとして JONSWAP 型スペクトルを選び、パラメータとして、 $a_1 = f_m$ = ピーク周波数、 $a_2 = \alpha$ = Phillips の平衡常数、 $a_3 = \gamma$ = ピーク増大係数、 $a_4 = \sigma_a$ = 低周波側のピーク幅、 $a_5 = \sigma_b$ = 高周波側のピーク幅、の 5 ケを選んでゐる。ただし実際には、 a_3, a_4, a_5 等は JONSWAP スペクトルの標準値を用いて一定として、 a_1 と a_2 とを予報している。方向分布に関しては、 $\cos^2 \theta$ に比例する一定した分布形を選んでゐるので、方向分布を規定するパラメータは含まれていない。Ross & Cardone (1978) の報告によると、パラメータ予報の結果と数値予報の結果とはかなりよい一致を示している。

3.3 波浪のハイブリッドパラメータ予報

最初にも述べたようにパラメータ予報は、発生域の風波のスペクトルにみられるスペクトルの相似形を大きな支えとしている。従って、相似形が考えにくい“うねり”に関しては適用困難である。“うねり”において相似形が保たれないのは、相似形を維持していた波の非線形エネルギー伝達と、風からのエネルギー輸送がともに小さくしかもバランスを保ち得ないためと考えられる*)

しかし、非線形エネルギー伝達が極めて小さいことは、エネルギー平衡方程式において計算困難な S_{nl} を無視してよいことになるので数値予報法にとっては好都合である。

以上のような事情を考慮して、発達過程にある風波をパラメータモデルで計算し、うねりに転化した波を数値モデルで計算するという方法が開発され、“ハイブリッドパラメータ予報”と名づけられ北海における波浪推算に使用されている (Gunter et al 1979 b, Ewing et al 1979)。

我国においては、Toba (1978) が独自の興味ある考え方で波浪のパラメータ予報方程式を導いている。これを基礎にして Kawai et al (1979) は、単一パラメータ波浪推算法を開発している。この波浪推算法では、発生域の風波は Toba (1978) の単一パラメータ波浪推算式で計算し、うねりに転化した波は、Bretschneider (1968) の方法で計算するので、一種のハイブリッドパラメータ予報と呼ぶことも出来るであろう。

最後に、現在の波浪推算法における問題点をあげると、エネルギー平衡方程式におけるエネルギーの入出項にかかわる基本的な問題は別としても、次のような問題が指摘される。現在までに精力的に進められてきた研究の多くは、数値予報もパラメータ予報も、深海波の推算法に関するもので、浅海波の推算に焦点を合わせたものは少ない。浅海波の場合には、エネルギー平衡方程式に屈折および shoaling の効果を加える必要があるし、水底摩擦によるエネルギー消散の項を加える必要がある (Collins 1972)。沿岸波浪の推算のためには、海底摩擦の効果、浅海砕波の効果、強い非線形の効果等、今後多くの研究が必要と思われる。また、パラメータ予報やハイブリッドパラメータ予報に関しては風向の変化に対する波向の応答特性、風波からうねりへの転化の合理的な判定法等の問題も残されている。

*) この考え方は検討の余地がある。

4. 結 語

この水工シリーズの目的からすれば、もう少し工学的に重要な問題に内容をしぼって、詳しく解説すべきであったかもしれない。しかしながら、海洋波の研究は現在一つの大きな転換期にさしかかっているように思われるので、研究の現状と問題点を把握するためにあえてこのような概括的な解説を試みた。準備不足のため、極めて大まかな内容となってしまったが、問題の輪郭だけでも理解していただければ幸いである。

最後に、全体的な参考文献として、海洋波に関する専門書ならびに最近発表された解説論文のうち、本稿に関係の深いものをあげておく。

専門書としては、少し古いものでは Kinsmann (1965) の教科書があり、最近のものでは、富永 (1976) および Phillips (1977) の教科書がある。また解説論文としては、風波の発生機構に関する竹松 (1976) の解説、風波の数値予報に関する磯崎 (1978) の解説、風波の力学全般に関する Barnett & Kenyon (1975) および、鳥羽 (1978) の解説がある。また、本稿では直接触れることの出来なかった海洋波の統計的性質に関しては合田 (1975) の解説があり、海洋波のリモートセンシングに関しては筆者の解説 (光易 1978) がある。

参 考 文 献

- Amorocho, J. and DeVries, J. J. (1980) : J. Geophys. Res. 85, 433-42.
Banner, M. L. and Melville, W. K. (1976) : J. Fluid Mech. 77, 825-42.
_____ and Phillips, O. M. (1974) : J. Fluid Mech. 65, 647-56.
Barnett, T. P. (1968) : J. Geophys. Res. 73, 513-30.
_____ and Kenyon, K. E. (1975) : Rep. Prog. Phys. 38, 667-729
_____ and Wilkerson, J. C. (1967) : J. Marine Res. 25, 292-328
Bretschneider, C. L. (1958) : Proc. 6th Conf. Coastal Eng.
_____ (1968) : Ocean Industry, March 36-39 and 51.
Chang, P. C., Plate, E. J. and Hidy, G. M. (1971) : J. Fluid Mech. 47, 183-208
Collins, J. I. (1972) : J. Geophys. Res. 77, 2693-2707.
Davis, R. E. (1972) : J. Fluid Mech. 52, 287-306
Dobson, F. W. (1971) : J. Fluid Mech. 48, 91-127.
_____ and Elliott, J. A. (1978) : NATO Conf. Series, V, Air-Sea Interaction, 1, 421-32.
Elliott, J. A. (1972) : J. Fluid Mech. 54, 427-48.
Ewing, J. A. (1971) : Deut. Hydrogr. Zeit. 24, 241-61
_____, Weare, T. J. and Worthington, B. A. (1979) : J. Geophys. Res. 84, 5739-47.
Fox, M. J. H. (1976) : Proc. Roy. Soc., London, A, 348, 467-83.
Garrett, C. and Smith, J. (1976) : J. Phys. Oceanogr. 6, 925-30.
Gelci, R. (1978) : NATO Conf. Series, V, Air-Sea Interaction, 1, 565-91.
_____, Cazale, J. and Vassal, R. (1956) : Bull. Inform. Comité Central Oceanog. d'Étude

- Gent, P. R. (1977) : J. Fluid Mech. 82, 349-69.
- _____ and Taylor, P. A. (1976) : J. Fluid Mech. 77, 105-28.
- 合田良実 (1975) : 水工学シリーズ, 75-B-1, 土木学会.
- Günther, H., Rosenthal, W. and Richter, K. (1979a) : J. Geophys. Res. 84, 4855-64.
- Günther, H. et al (1979b) : J. Geophys. Res. 84, 5727-38.
- Hasselmann, K. (1960) : Schiffstechnik, 7, 191-5.
- _____ (1962) : J. Fluid Mech. 12, 481-500.
- _____ (1963) : J. Fluid Mech. 15, 385-98.
- _____ (1971) : J. Fluid Mech. 50, 189-205.
- _____ (1974) : Boundary-Layer Meteor. 6, 107-27.
- _____ et al (1973) : Deut. Hydrogr. Zeit. Suppl. A. 8, No. 12, 95pp.
- _____ et al (1976) : J. Phys. Oceanogr. 6, 200-28.
- Holthuijzen, L. H. (1978) : Proc. 12th Sympo. Naval Hydrodynamics, Washington D. C.
- Ichikawa, H. (1978) : J. Oceanogr. Soc. Japan 34, 117-28.
- _____ and Imasato, N. (1976) : J. Oceanogr. Soc. Japan 32, 271-83.
- Imasato, N. (1976a) : J. Oceanogr. Soc. Japan 32, 21-32.
- _____ (1976b) : J. Oceanogr. Soc. Japan 32, 253-66.
- Inoue, T. (1966) : New York Univ. Geophys. Sci. Lab. Rep. No. TR67-5.
- 磯崎一郎 (1978) : 海と空, 53, 47-60.
- Isozaki, I. and Uji, T. (1973) : Rep. in Meteor. and Geophys. 24, 207-31.
- Jeffreys, H. (1924) : Proc. Roy. Soc. A, 107, 189-206.
- Kato, H. and Sano, K. (1969) : 港湾技術研究所報告, 8, No. 1, 3-35.
- _____ (1971) : 港湾技術研究所報告, 10, No. 1, 3-42.
- 加藤 始, 鶴谷広一 (1974) : 第21回海岸工学講演会論文集, 255-59.
- Kawai, S. (1979a) : J. Fluid Mech. 93, 661-703.
- _____ et al (1979b) : J. Oceanogr. Soc. Japan, 35, 151-67.
- 河合三四郎 (1980) : 日本海洋学会春季大会講演予稿集
- Kendall, J. M. (1970) : J. Fluid Mech. 41, 259-81.
- Kinsman, B. (1965) : Wind Waves, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs.
- Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. (1972) : J. Fluid Mech. 51, 751-71.
- Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. (1973) : J. Phys. Oceanogr. 3, 197-202.
- 国司秀明 (1957) : 京都大学防災研究所年報第一号, 119-27.
- Kunishi, H. (1963) : Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Bull., No. 61, 41pp.
- Kuo, Yi-Yu, Mitsuyasu, H. and Masuda, A. (1979a) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 27, 1-19.
- _____ (1979b) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 27, 47-66.
- Lai, R. J. and Shemdin O. H. (1971) : J. Geophys. Res. 76, 7334-50.
- Lake, B. M. and Yuen, H. C. (1978) : J. Fluid Mech. 88, 33-62.

- Lazanoff, S. M. and Stevenson, N. M. (1978) : NATO Conf. Series, V, Air-Sea Interaction, 1, 547-63.
- Lock, R. C. (1954) : Proc. Camb. Phil. Soc. 50, 105-24.
- Longuet-Higgins, M. S. (1969a) : Proc. Roy. Soc. A, 311, 371-89.
- _____ (1969b) : Phys. Fluids, 12, 737-40.
- _____ (1976a) : Proc. Roy. Soc. A, 347, 311-28.
- _____ (1976b) : Deep-Sea Res., Sir George Deacon Memorial Volume.
- _____ and Cokelet, E. D. (1976) : Proc. Roy. Soc. A, 350, 1-26.
- _____ and Phillips, O. M. (1962) : J. Fluid Mech. 12, 333-6.
- _____ and Turner, J. S. (1974) : J. Fluid Mech. 63, 1-20.
- Masuda, A. (1979) : Dr. Sci Dissertation, Tokyo Univ.
- _____, Kuo, Yi-Yu and Mitsuyasu, H. (1979) : J. Fluid Mech. 92, 713-30.
- Miles, J. W. (1957) : J. Fluid Mech. 3, 185-204.
- Mitsuyasu, H. (1966) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 14, 67-88.
- _____ (1968a) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 16, 459-82.
- _____ (1968b) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 17, 251-64.
- _____ (1971) : Coastal Eng. in Japan, 14, 7-14.
- _____ et al (1975) : J. Phys. Oceanogr. 5, 750-60.
- _____, Kuo, Yi-Yu and Masuda, A. (1979) : J. Fluid Mech. 92, 731-49.
- _____ et al (1980) : J. Phys. Oceanogr. 10, 286-96.
- 光易 恒 (1976) : 水工学シリーズ, 76-B-1, 土木学会.
- _____ (1978) : 海洋科学, 10, 586-92.
- _____, 水野信二郎 (1971) : 第18回海岸工学講演会論文集, 37-42.
- _____, 外5名 (1973) : 九大応力研所報, 39, 180-210.
- Mizuno, S. (1976) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 23, 113-29.
- 水野信二郎 (1976) : 九大応力研所報, 45, 451-71.
- _____ (1978) : 九大応力研所報, 48, 39-60.
- Ochi, M. K. and Hubble, E. N. (1976) : Proc. 15th Conf. Coast. Eng., 301-28.
- Okuda, K., Kawai, S. and Toba, Y. (1977) : J. Oceanogr. Soc. Japan, 33, 190-98.
- Phillips, O. M. (1957) : J. Fluid Mech. 2, 417-45.
- _____ (1958) : J. Fluid Mech. 4, 426-34.
- _____ (1960) : J. Fluid Mech. 9, 193-217.
- _____ (1963) : J. Fluid Mech. 16, 321-32.
- _____ (1977) : The Dynamics of Upper Ocean, 2nd ed., Cambridge Univ. Press.
- _____ and Banner, M. L. (1974) : J. Fluid Mech. 66, 625-40.
- Pierson, W. J. and Moskowitz, L. (1964) : J. Geophys. Res. 69, 5181-90.
- _____, Neumann, G. and James, R. W. (1955) : US Navy Hydrogr. Office Pub. No. 603, 284 pp.

- Plant, W. J. and Wright, J. W. (1979) : J. Phys. Oceanogr. 9, 621-4.
- Plate, E. J., Chang, P. C. and Hidy, G. M. (1969) : J. Fluid Mech. 35, 625-56.
- Priestley, J. T. (1966) : National Bureau of Standard, Rep. 8942, 92 pp.
- Ramamonjiarisoa, A. (1974) : Thèse à L'Université de Provence, Le Grade Docteur ès Sciences, 160pp.
- _____ (1978) : NATO Conf. Series, V, Air-Sea Interaction, 1, 403-20.
- _____ and Mollo-Christensen, E. (1979) : J. Geophys. Res., 84, 7769-75.
- Rikiishi, K. (1978) : J. Phys. Oceanogr. 8, 518-29.
- Ross, D. and Cardone, V. (1978) : NATO Conf. Series V, Air-Sea Interaction, 1, 647-65.
- Sell, W. and Hasselmann, K. (1972) : Rept. Inst. Geophys. Univ. Hamburg.
- Shemdin, O. H. and Hsu, E. Y. (1967) : J. Fluid Mech. 30, 403-16.
- Snyder, R. L. (1974) : J. Mar. Res. 32, 494-531.
- _____ and Cox, C. S. (1966) : J. Mar. Res. 24, 141-78.
- _____ et al (1978) : NATO Conf. Series V, Air-Sea Interaction, 1, 433-43.
- Stanton, T., Marshal, D. and Houghton, R. (1932) : Proc. Roy. Soc. A, 137, 283-93.
- Stewart, R. H. (1970) : J. Fluid Mech. 42, 733-54.
- Sverdrup, H. U. and Munk, W. H. (1947) : Hydrogr. Office Pub. 601, 44 pp.
- Takematsu, M. (1978) : Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 25, 167-82.
- 竹松正樹 (1976) : 水工学シリーズ, 76-B-1, 土木学会.
- Takeuchi, K. et al (1977) : J. Fluid Mech. 80, 535-59.
- Thompson, L. J. (1980) : Coast. Eng. Res. Center, Tech. Rep. No. 80-2
- Tick, L. J. (1959) : J. Math. Mech. 8, 643-51.
- Toba, Y. (1978) : J. Phys. Oceanogr. 8, 494-507.
- _____ (1979) : Proc. 12th Sympo. Naval Hydrodynamics, Washington D. C.
- 鳥羽良明 (1978) : 気象研究ノート, 第135号, 65-96.
- 徳田正幸, 鳥羽良明 (1978) : 1978年度日本海洋学会秋季大会, 講演要旨集.
- 富永政英 (1976) : 海洋波動論 - 基礎理論と観測成果 - 共立出版.
- Townsend, A. A. (1972) : J. Fluid Mech. 55, 719-35.
- Weber, B. L. and Barrick, D. E. (1977) : J. Phys. Oceanogr. 7, 3-10.
- Wilson, B. W. (1965) : Deut. Hydrogr. Zeit. 18, 114-30.
- Zagustin, K., Hsu, E. Y. and Street, R. L. (1968) : Proc. ASCE, 85, WW4, 397-414.

「NATO Conf. Series V, Air-Sea Interaction, 1,」は下記の本。

“Tubulent fluxes through the sea surface, wave dynamics, and prediction” ed. A. Favre
and K. Hasselmann, Plenum Press, New York and London, 1978.