

浅海における風波の1次元スペクトルの推算法

郭 金 棟*

1. 緒 言

Miles の shear-flow 説 (1957) と Phillips (1957) の共鳴説が提案された後、ここ十数年来その理論を検証する目的でかなりの実験および現地観測が行なわれてきた。これらの観測結果は必ずしも風波の発達機構の力学的解析モデルと一致せず、量的には Miles (1959) の計算値よりもはるかに大きい増幅率を与えているが、定性的には理論と同じ傾向をもって発達・成長している。また一般的なアプローチとして Hasselmann (1960) は radiative transfer の平衡方程式を提案している。井上 (1967) と Barnett (1968) は共に同じく Hasselmann の提案式を基礎とし、Snyder・Cox (1966) と Barnett・Wilkerson (1967) らが実地観測によって得られた増幅率を取り入れて、洋上の波のスペクトルを予報する数値計算モデルを提案した。浅海における波は水深の影響を受け、波の発達状態は深海の場合と変わりうるし、また shoaling, 屈折, 回折, 底面摩擦と非線型の効果などが表われる。ここでは線型的な1次元波動現象として、一様水深における波の発達と損失の収支からスペクトルの推算式を提案する。

2. スペクトルの成長と逸散

波のエネルギー伝達, 発達と逸散の過程を示す一般式として Hasselmann は次のような radiative transfer 方程式を提案している。

$$\frac{\partial \Phi(f, X, U, t)}{\partial t} + C_G(f) \Phi(f, X, U, t) = A(f, U) + B(f, U) \cdot \Phi(f, X, U, t) + I_1 + I_2 \quad (1)$$

ここでの Φ は周波数 f の成分波が X 点におけるときのスペクトル密度関数を表わし、 U は風速、 t は時間、 C_G は周波数 f の成分波が水深 h における波の群速度、 $A(f, U)$ は線型成長の関数、 $B(f, U)$ は指数型成長を表わす関数である。すなわち式 (1) 右辺第1, 2項は風によるエネルギーの供給率を表わす関数である。また I_1 は各成分波の間の非線型な相互干渉によるエネルギーの交換を表わす量であり、 I_2 は碎波, 摩擦損失, 逆風の影響, 表面張力, 流れの干渉などによって逸失するエネルギー

を表わす。したがって Hasselmann の提案したこの式は Miles, Phillips の理論を含み、また非線型干渉をも含む一般的な表示である。特に線型として波の現象を取り扱う場合、 I_1, I_2 項は省略される形になる。この場合 A 項は大気圧力変動によって供給されるエネルギーの input であり、Phillips の波の発達機構を表わす。また $B\Phi$ 項は水面変位の位相と 90° ずれた圧力変動によって供給されたエネルギーの input, すなわち Miles の波の発達機構に対応するものである。

(1) 線型成長係数 A についての考察

郭・堀川は Miles-Phillips の理論を有限水深の場合に拡張し、次式のような波の発達の関係を得た。

$$\Phi(f, t) = \frac{(2\pi)^7 f^5 F(m, t)}{4n\rho_w^2 g^4 \tanh^2 kh} \Pi(k, \sigma) \quad (2)$$

ただし、

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (3)$$

$$F(m, t) = \frac{e^{2mt} - 1}{2m} \doteq t + mt^2 + O(m^2 t^3) \quad (4)$$

$$m = \frac{1}{2} \zeta k c \tanh kh = \frac{1}{2} \beta \frac{\rho_a}{\rho_w} \tanh^2 kh \left(\frac{U_1}{c} \right)^2 \left(\frac{gt}{U} \right) \quad (5)$$

$$U_1 = U_* / \kappa \quad (6)$$

ここでの ζ は Miles のいわゆる negative damping factor であり、 k は波数、 β は Miles の表面波の位相と $\pi/2$ ずれた位相をもつ圧力変動係数である。また ρ_a は空気の密度、 ρ_w は水の密度、 U_* は風の摩擦速度、 κ は Kármán 定数 ($\kappa \doteq 0.4$) である。 c は浅海波の波速であり、 $\Pi(k, \sigma)$ はある特定な角周波数 $\sigma = 2\pi f$ についての圧力変動の波数スペクトルである。

Phillips の共鳴理論では、ある成分波のエネルギーは時間 t とともに線型的に成長する。すなわち式 (2) において mt が小さい場合に該当する。したがって波のスペクトルの線型成長係数 A はその微分から求められ式 (7) で表わされる。

$$A(f, U) = \frac{(2\pi)^7 f^5 \Pi(k, \sigma)}{4n\rho_w^2 g^4 \tanh^2 kh} \quad (7)$$

海面上の圧力変動スペクトル $\Pi(k, \sigma)$ についての知識は現在なお不十分ではあるが、陸上では Priestley (1965) が刈り込んだ芝の上の圧力変動の方向スペクトルを次のように求めている。

* 正会員 台湾成功大学教授 工学院水利工程学系

$$\Pi(k, \sigma) = \frac{\phi'(\sigma)}{\pi^2} \left[\frac{\nu_2}{\nu_2^2 + k^2 \sin^2 \alpha} \right] \times \left[\frac{\nu_1}{\nu_1^2 + (k \cos \alpha - A)^2} \right] \dots\dots(8)$$

ここに、 $A = \sigma/V$ 、 V は乱れの移動速度、 ν_1 と ν_2 は実験から決めて $\nu_1 = 0.33A^{1.28}$ 、 $\nu_2 = 0.52A^{0.95}$ と与えている。また $\phi'(\sigma)$ は乱流の scale factor Ω を用いて実験的に

$$\phi'(\sigma) = \Omega \cdot \psi'(\sigma), \quad \psi'(\sigma) = 1.23\sigma^2 \dots\dots\dots(9)$$

として表わされ、 Ω は風速と大気安定性またはその他のパラメーターによって決まる factor である。ここでは Priestley の式を $\alpha = 0$ の場合について次式のように書き変えて次元の一致を満たす。

$$\Pi(k, \sigma) \sim \frac{\rho_a^2 U^6 \sigma \frac{1}{6} \left(\frac{U\sigma}{g \tanh kh} \right)^{2.25} \left(\frac{g^2 \tanh kh}{\sigma^4} \right)}{\frac{1}{4} \pi^2 g^2 \left[\frac{1}{9} + \left(\frac{U\sigma}{g \tanh kh} - 1 \right)^2 \left(\frac{U\sigma}{g \tanh kh} \right)^{0.5} \right]} \dots\dots\dots(10)$$

定常状態において吹送距離が有限、風速も一定であり、かつエネルギー方程式が線型である場合 ($I_1 = I_2 = 0$) 式 (1) は

$$C_G(f) \frac{\partial \Phi(f, U, x)}{\partial x} = A(f, U) + B(f, U) \Phi(f, U, x) \dots\dots\dots(11)$$

となり、境界条件 $x=0$ において $\Phi(f, U, 0) = 0$ を満足する式 (11) の解を求めると式 (12) を得る。

$$\Phi(f, U, x) = \frac{A(f, U)}{B(f, U)} \left[\exp\left(\frac{Bx}{C_G}\right) - 1 \right] \dots\dots(12)$$

実験および現地観測のスペクトル密度からある周波数 f の成分波のスペクトルと吹送距離に基づいて、式(11)または式(12)を用い最小2乗法より A の値が求められる。ここでは Snyder・Cox, Barnett・Wilkerson と Schule・Simpson・DeLeonibus (1971) らが現地観測に基づいて推定した A の値、および光易 (1969), Burling (1959) と Liu (1968, 1970) の現地観測、光易 (1968), Sutherland (1968) と著者ら (1969) の実験結果を用いて線型増幅率 A を算出し、無次元量 Ag^2/U_*^4 と U_*/C の関係を示したのが図-1である。ただし、摩擦速度 U_* は現地観測の場合地上 10 m の風速 U_{10} より次の経験式で求めた。

$$U_* = \frac{1}{25} U_{10} \dots\dots\dots(13)$$

また著者らの実験においては、Wu (1968) の提案した風速分布

$$\frac{U_y}{U_*} = 5.7 \log_{10} \left(\frac{y}{\kappa} \right) + 8.5 \dots\dots\dots(14)$$

を用いて U_* を推算した。図-1 の無次元表示では波令 U_*/C がわずかに変わると Ag^2/U_*^4 の値が広範に変わり、また吹送距離によっても変わりうるようである。あるいは波令以外にも他のパラメーターが重要な役割をは

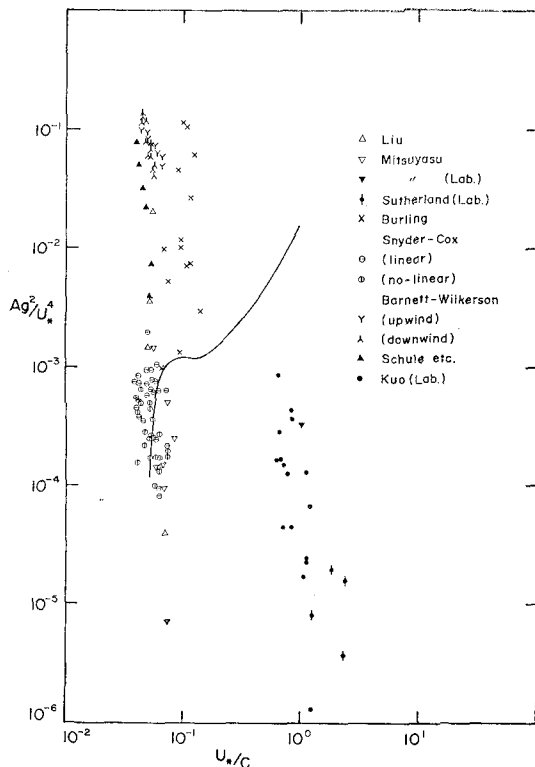


図-1 Ag^2/U_*^4 と U_*/C の関係

たしているかもしれないが、現在のデータでは線型増幅率を的確に把握するにはまだ不足である。 A の値は現地観測によるとだいたい $10^{-4} \sim 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{cycle}$ の order をとり、実験値から推定した結果ではだいたい $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{cycle}$ である。図-1 の実線は式 (10) の計算値を示す。計算値はほぼ Snyder・Cox の観測値に一致するが、その他の結果を代表できるとは言いがたい。線型増幅率がまだ十分に解明されていない現在、便宜的に Priestley の提案を引用し、式 (7) からこれを推定すると A の無次元量は

$$A_* = \frac{g^2 A}{U_{10}^4} = \frac{2.44 \times 10^{-10} \cdot \sigma_*^{4.25}}{2n(\tanh kh)^{2.25} \left[\frac{1}{9} + \left(\frac{\sigma_*}{\tanh kh} - 1 \right)^2 \left(\frac{\sigma_*}{\tanh kh} \right)^{0.5} \right]} \dots\dots\dots(15)$$

ただし、

$$\sigma_* = \frac{\sigma U_{10}}{g} \dots\dots\dots(16)$$

として表わされる。

(2) 指数型成長係数 B についての考察

Miles-Phillips の理論または Phillips (1966) の理論は一致して波の増幅率は指数的に成長すると指摘している。その成長率は式 (2) の微分からもわかるように $2m$ に等しく、式 (1) の B に等しい。したがって指数成長率 $B=2m$ は理論的に Miles の β から式 (5) によって求

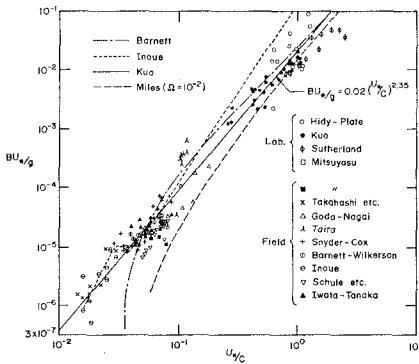


図-2 BU^*/g と U^*/C の関係

めることができる。実際においてはある成分波のスペクトルの時間的または空間的成長より B が先に求められ、それより β を算出することになる。 x が十分に大きい場合には式 (12) の微分より次式によって B が求められる。

$$B(f, U) = C_G(f) \cdot \frac{\partial \ln \Phi(f, U, x)}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (17)$$

またはスペクトルの時間的変化から次式によっても求められる。

$$B(f, U) = \frac{\partial \ln \Phi(f, U, t)}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (18)$$

指数成長率 B に関していくつかの検証がなされており、それに基づいて二、三の推算式が提案されている。

たとえば、Snyder・Cox は次のような経験式

$$B = (\rho_a / \rho_w)(kU - 2\pi f) \quad \dots\dots\dots (19)$$

を提案した。ただし、 U は海面上一波長の高さでの風速である。また Barnett (1968) は Snyder・Cox と Barnett・Wilkerson のデータから類似な次式を提案した。

$$B = 5(\rho_a / \rho_w)(U \cos \alpha / C - 0.90)f \quad \dots\dots\dots (20)$$

これらの諸経験式は主に外洋での観測データに基づくものである。時間または吹送距離の比較的短いケース、ひいては実験風洞におけるような U^*/C が比較的大きい場合についても適用しうる関係式を求めるため、著者は光易・高橋ら、合田らと平の諸氏が湾内で観測したスペクトル、また Hidy・Plate, Sutherland, 光易および著者らが風洞水槽で測定したスペクトルより指数型成長率 B を算出し、 BU^*/g と U^*/C の無次元関係をプロットしたのが図-2 である。図上にも式 (19), 式 (20), Miles の理論値と井上の提案式を書き入れて比較した。これらのデータに最もよく適合するように次式を提案する。

$$\frac{BU^*}{g} = 0.02 \left(\frac{U^*}{C} \right)^{2.35} \quad \dots\dots\dots (21)$$

(3) 底面摩擦によるエネルギー損失率についての考察

周波数 f の成分波のエネルギースペクトルの時間的変

化 $\partial \Phi(f) / \partial t$ は、その平均の波のエネルギー $\overline{E(f)}$ に比例することから

$$\frac{\partial \Phi(f)}{\partial t} = \frac{1}{\overline{E(f)}} \cdot \frac{\partial \overline{E(f)}}{\partial t} \cdot \Phi(f) \quad \dots\dots\dots (22)$$

のようになる。ただし、 $\Phi(f)$ は周波数 f の成分波のスペクトル、 $\overline{E(f)}$ は成分波のもつ平均的エネルギー、すなわち、 $\overline{E(f)} = \rho g a^2(f) / 2$ である。底面摩擦によるエネルギー損失率は梶浦 (1964) の表示によると

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{E(f)}}{\partial t} &= -\frac{\rho_w}{2} \hat{C}_f \cos \theta \cdot \hat{u}^3(f) \\ &= -\frac{\rho_w}{2} \hat{C}_f \cos \theta \cdot \left(\frac{\overline{\sigma a(f)}}{\sinh kh} \right)^3 \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

である。ただし、 $\overline{E(f)}$ は周波数 f の成分波の底面摩擦によるエネルギー損失、 $\hat{C}_f$ は摩擦係数の振幅、 θ は摩擦係数の位相ずれ、 $\sigma^2 = gk \tanh kh$, $\overline{a(f)}$ は成分波の振幅の平均値、 $\hat{u}(f)$ は成分波の底面流速の振幅である。 $\overline{a^2(f)} = \Phi(f) \cdot \Delta f$ の関係を用いて式 (23) を式 (22) に代入すると、底面摩擦によるスペクトルの損失率 I_{2f} は

$$I_{2f} = -\frac{\hat{C}_f \cos \theta \cdot \sigma^3}{g \sinh^3 kh} [\Phi(f) \cdot \Delta f]^{1/2} \Phi(f) \quad \dots\dots\dots (24)$$

として表われる。ここで、 $\Phi(f) \cdot \Delta f$ は近似的に式 (12) から次式で表わすことにする。

$$\begin{aligned} \Phi(f) \cdot \Delta f &= \frac{A(f)}{B(f)} \left\{ \exp \left[\frac{B(f) \cdot x}{C_G(f)} \right] - 1 \right\} \Delta f \\ &\quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

(4) 砕波によるエネルギー損失率についての考察

風からエネルギーを供給され発達しつつある波は、ある程度まで増幅されると波形は限界に達し、砕波によってエネルギーが消耗される。ここでは Longuet-Higgins (1969) の考えを取り入れて次のように砕波によるエネルギーの損失率を計算してみる。まず波の振幅の分布は Rayleigh 型

$$p(a) = 2 \left(\frac{a}{a^2} \right) \exp \left(-\frac{a^2}{a^2} \right) \quad \dots\dots\dots (26)$$

をなすと仮定する。ただし、 $p(a)$ は振幅 a の確率、 $\overline{a^2}$ は振幅の2乗平均である。波の極限振幅は

$$a_b = \frac{0.14\pi}{k_b} \tanh k_b h \quad \dots\dots\dots (27)$$

で表示する。ただし、 k_b は砕波の波数。いま a_b を越す波は砕波し振幅は a_b にとどまるとするとエネルギーの損失は $(1/2)\rho g(a^2 - a_b^2)$ となり、1 cycle 当たりの平均的エネルギー損失 $\Delta \overline{E_b}$ は

$$\begin{aligned} \Delta \overline{E_b} &= \int_{a_b}^{\infty} \frac{1}{2} \rho g(a^2 - a_b^2) p(a) da \\ &= - \int_{a_b}^{\infty} \frac{1}{2} \rho g(a^2 - a_b^2) d \left\{ \exp \left(-\frac{a^2}{a^2} \right) \right\} \\ &= \int_{a_b}^{\infty} \exp \left(-\frac{a^2}{a^2} \right) d \left(\frac{1}{2} \rho g a^2 \right) \\ &= \frac{1}{2} \rho g \overline{a^2} \cdot \exp \left(-\frac{a_b^2}{a^2} \right) = E \cdot \exp \left(-\frac{E_b}{E} \right) \quad \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

ただし、

$$E_b = \frac{1}{2} \rho g a_b^2 = \frac{1}{2} \rho g \left(\frac{0.14\pi}{k_b} \tanh k_b h \right)^2 \dots\dots(29)$$

スペクトル $\Phi(\sigma)$ の型は次のように表示しうとする。

$$\Phi(\sigma) = \beta' g^2 \sigma^{-5} \tanh^4 kh \times \begin{cases} 0 & (\sigma < \sigma_b) \\ 1 & (\sigma > \sigma_b) \end{cases} \dots(30)$$

すなわち平衡領域より低周波数側のスペクトルは cut-off されるとする。 β' は定数である。波のエネルギーは

$$E = \rho g \int_0^\infty \Phi(\sigma) d\sigma = \int_{\sigma_b}^\infty \rho \beta' g^2 \sigma^{-5} \tanh^4 kh d\sigma \\ \div \frac{\rho g}{4} \beta' g^2 \sigma^{-4} \tanh^4 kh_b \dots\dots\dots(31)$$

となる。ここでは近似的に $\tanh kh$ を定数として積分した。よって砕波によるスペクトルの損失率 I_{2b} は

$$I_{2b} = \frac{-1}{E} \frac{\partial E_b}{\partial t} \Phi(f) \div -\frac{1}{T} \cdot \frac{\Delta E_b}{E} \Phi(f) \\ \div \frac{-1}{T} \exp \left[\frac{-(1/2)(0.14\pi \tanh k_b h / k_b)^2}{(\beta' g^2 / 4) \cdot \sigma^{-4} \tanh^4 k_b h} \right] \Phi(f) \\ \div -\frac{\sigma}{2\pi} \exp \left[\frac{-2}{\beta'} (0.14\pi)^2 \right] \Phi(f) \\ = -6.54 \times 10^{-13} \sigma \cdot \Phi(f) \dots\dots\dots(32)$$

となる。ただし、 $\beta' = 1.48 \times 10^{-2}$ を用いて計算した。定数の order は過小ではあるが $I_{2b} \sim \Phi$ であることから、実際の計算では $B\Phi$ 項に含まれることになる。したがって実測から求めた B の値はすでに砕波の損失を含んだ値となる。

3. 数値計算式

2. において求めた波のスペクトルの線型成長係数 A 、指数型成長係数 B 、底面摩擦による損失率 I_{2f} および砕波による損失率 I_{2b} をスペクトルの平衡方程式 (1) に代入すると次式のような無次元化された 1 次元角周波数スペクトルと平衡方程式が求められる。

$$\frac{d\Phi_*(\sigma)}{dF_*} = \frac{1}{n} \left(\frac{\sigma_*}{\tanh kh} \right) \left\{ \frac{A_*}{2\pi} + (B_* - C_* \sigma_*) \Phi_*(\sigma) \right. \\ \left. - \frac{\hat{C}_f \cos \theta}{\sinh^3 kh} \sigma_*^3 \left[\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{A_*}{B_*} \left\{ \exp \left(\frac{B_* F_*}{n \sigma_* / \tanh kh} \right) - 1 \right\} d\sigma_* \right]^{1/2} \Phi_*(\sigma) \right\} \dots\dots\dots(33)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} F_* &= \frac{gF}{U_{10}^2} \\ B_* &= \frac{BU_{10}}{g} = 2.4 \times 10^{-4} \sigma_*^{2.35} (\tanh kh)^{-2.35} \\ \Phi_* &= \frac{g^3 \Phi(\sigma, U_{10}, x)}{U_{10}^5}, \quad C_* = 6.54 \times 10^{-13} \end{aligned} \right\} (34)$$

また、 $\tanh kh = f(h/L_0) = f(\sigma_*^2 h_*)$ であるから、 $\tanh kh$ は $h_* = gh/U_{10}^2$ をパラメーターとしての σ_* の関数として表わすことができる。なお遷移状態においては次式によって推定すればよい。

$$\frac{d\Phi'_*(\sigma)}{dt} = 2\pi A_* + (B_* - C_* \sigma_*) \Phi'_*(\sigma)$$

$$- \frac{\hat{C}_f \cos \theta}{\sinh^3 kh} \sigma_*^3 \left[\frac{A_*}{2\pi B_*} \{ \exp(B_* t_*) - 1 \} d\sigma_* \right]^{1/2} \\ \times \Phi'_*(\sigma) \dots\dots\dots(35)$$

ただし、

$$\Phi'_* = \frac{g^3 \Phi(\sigma, U_{10}, t)}{U_{10}^5}, \quad t_* = \frac{gt}{U_{10}} \dots\dots\dots(36)$$

底面摩擦の影響が省略しえる場合、式 (33) と式 (35) は次のように表示できる。

$$\Phi_*(\sigma) = \frac{A_*}{2\pi B_*} \left[\exp \left(\frac{B_* F_*}{n \sigma_*^{-1} \tanh kh} \right) - 1 \right] (37)$$

$$\Phi'_*(\sigma) = \frac{A_*}{2\pi B_*} [\exp(t_* B_*) - 1] \dots\dots\dots(38)$$

式 (33) と式 (37)、および式 (35) と式 (38) はおのこの定常状態または遷移状態の波のスペクトルの低周波数側の距離に伴う成長、または時間的成長を表わす式である。

高周波数の平衡領域においては -5 乗則に従うとして

$$\Phi_*(\sigma) = \beta' \sigma_*^{-5} \tanh^4 kh \dots\dots\dots(39)$$

によって計算すればよい。 β' の値は Phillips (1958) の提案によると $\beta' = 1.47 \times 10^{-2}$ としているが、Longuet-Higgins (1969) は β' は必ずしも一定ではないことを理論的に考察している。光易 (1969) は β' を吹送距離の無次元量 $F_* = gF/U_{10}$ の関数として次式を提案した。

$$\beta' = \left[21.0 \log \frac{F_*}{6.25 \times 10^2} - 34.5 \right]^{-1} \dots\dots\dots(40)$$

よって、周波数スペクトルのピークより高周波側のスペクトルの形は次式から求められる。

$$\Phi_*(\sigma) = \left[21.0 \log \frac{F_*}{6.25 \times 10^2} - 34.5 \right]^{-1} \\ \times \sigma_*^{-5} \tanh^4 kh \dots\dots\dots(41)$$

図-3 は $gh/U_{10}^2 = 0.02$ の場合について式 (33) より求めた低周波数側の各成分波スペクトル成長曲線を示す一例である。図中の実線は底面摩擦の影響を無視した場合、定常状態における成分波の成長である。破線は摩擦

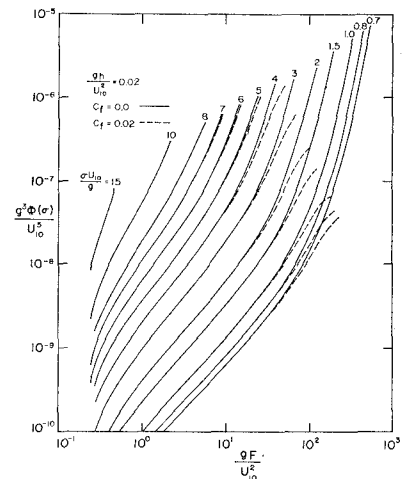


図-3 各成分波の生長曲線

係数を $C_f=0.02$ として計算した場合の成分波の成長曲線である。曲線の上端は波のスペクトルの極限值を示し、波のエネルギーはそこで飽和状態に達し吹送距離が増加してもスペクトルは発達しえない。すなわち同じ周波数において式(33)で求めたスペクトル密度 $\Phi_*(\sigma)$ が式(41)で求めた $\Phi_*(\sigma)$ と一致したときの値を示す。これよりも高い高周波数側の平衡領域は式(41)によって推定すべきである。同図からも知るように周波数が比較的高い場合、底面摩擦の影響は無視しえる程度のものである。また周波数の低い成分波においても、吹送距離が長くなるに従い摩擦によるエネルギーの損失がしだいに顕著になる。図-4は吹送距離の無次元量をパラメーターとした周波数スペクトル曲線の無次元表示の一例である。

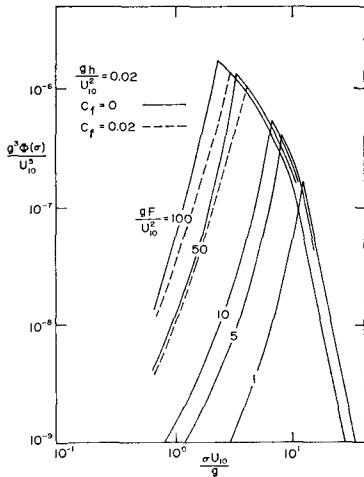


図-4 無次元スペクトル曲線

4. 実測値との比較

以上の数値計算値を Burling (1959) が 15 m 水深に設置された容量式波高計によって観測した深海波のスペクトルと比較してみると 図-5 のように理論値と実測値はかなり良い一致を示す。図-6は Liu (1968) が Michigan 湖畔 500 m 沖の水深 4.5 m に設置したステップ式波高計によって観測した浅海波のスペクトルと数値計算値との比較である。数値計算に用いた風速は 9.0 m/sec, 吹送距離は 125 km, 摩擦係数は $C_f=0.015$ とした。図-7 と 図-8 は著者が風洞水槽で行なった実験結果との比較である。図-7 の実験条件は風速 7 m/sec, 水深 36.0 cm であり、ほぼ深海から浅海に移る範囲に属する。図-8 での実験条件は風速 12 m/sec, 水深 8.0 cm の浅海である。いずれもスペクトルのピークにおいて計算値は観測値とよい一致を示すが、周波

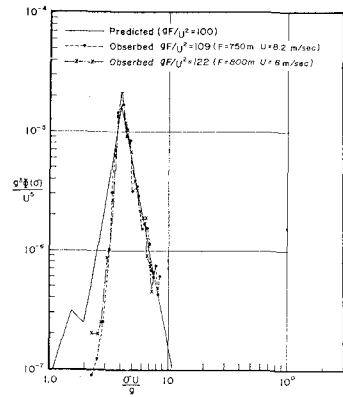


図-5 計算値と実測値の比較 (深海)

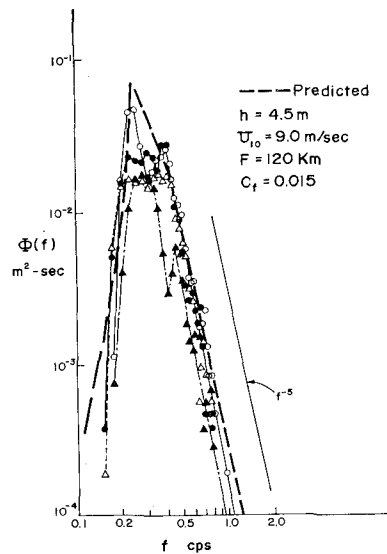
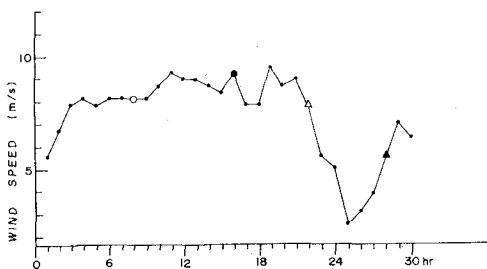


図-6 計算値と実測値の比較 (浅海)

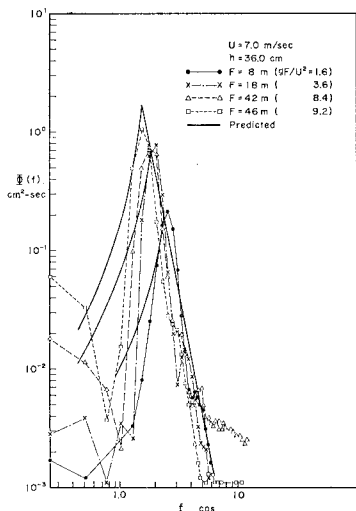


図-7 計算値と実測値との比較 (深水)

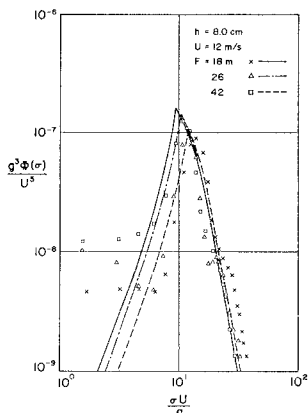


図-8 計算値と実測値との比較 (浅海)

数の低い部分においては計算値は観測値よりもスペクトル密度が大きい。その原因はおそらく線型成長率 A , すなわち圧力変動スペクトルの仮定によるものと考えられる。

5. 結 論

実験および現地観測のデータから波のスペクトルの線型および指数型成長率を算出し、各周波数を含む広範な経験式を提案することを意図したが、指数型成長率 B は図-2 のようにまとまったが、線型成長率 A は結果を得るに至らず今後さらに究明する必要がある。波のエネルギースペクトルの平衡方程式よりスペクトルの数値計算式を求め、計算値と実測値を比較した結果二者はやや一致する。しかし低周波数側においては一般にして計算結果は実測よりも大きい値を与えている。その相違は摩擦係数の取り方と圧力変動スペクトルの仮定によるものと考えられ、今後さらに究明する必要がある。

参 考 文 献

- Barnett, T. P.: On the generation, dissipation, and prediction of ocean wind waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, No. 2, 1968.
- Barnett, T.P. and J.C. Wilkerson: On the generation of wind waves as inferred from airborne measurements of fetch limited spectra, *J. Marine Res.*, Vol. 25, No. 3, 1967.
- Burling, R.W.: The spectrum of waves of short fetches, *Dtsch. Hydrogr. Zeis.*, No. 12, 1959.
- Collins, J.I.: Prediction of shallow water spectra, *J. Geophys. Res.*, Vol. 77, No. 5, 1972.
- 合田良実・永井康平: 名古屋港内における波浪観測第2報, 港湾技研資料, No. 61, 1968.
- Hasselmann, K.: Grundgleichungen der seegangsvorhersage, *Schiffstechnik*, Vol. 7, 1960.
- Hasselmann, K. and J.I. Collins: Spectral dissipation of finite-depth gravity wave due to bottom friction, *J. Marine Res.*, Vol. 26, No. 1, 1968.
- Hidy, G.M. and E.J. Plate: Wind action on water standing in a laboratory channel, *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, Part 4, 1966.
- 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, *Geophys. Sci. Lab.*, TR-67-5, N.Y. Univ., 1967.
- 岩田憲幸・田中孝紀: 発達過程にある風波, 国立防災科学センター研究報告, No. 4, 1970.
- Kajiura, K.: On the bottom friction in an oscillatory current, *Bull. of Earthq. Res. Inst., Univ. of Tokyo*, Vol. 42, 1964.
- Liu, P.C.: Spectral analysis of shallow water waves in Lake Michigan, *Proc. 11th, Conf. Great Lakes Res.*, Ann Arbor, Mich. 1968.
- Longuet-Higgins, M.S.: On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated waves, *Proc. Roy. Soc. London*, A310, 1969.
- Miles, J.W.: On the generation of surface wave by shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 3, 1957.
- Miles, J.W.: On the generation of surface wave by shear flows (Part 2), *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, 1959.
- Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind generated waves. (II), *Rept. Res. Inst. Appl. Mech. Kyushu Univ.*, Vol. 17, 1969.
- Phillips, O. M.: The dynamics of the upper ocean, *Camb. Univ. Press.*, 1966.
- Priestley, J. T.: Correlation studies of pressure fluctuations on the ground beneath a turbulent boundary layer, *N.B.S. Rept.* 8942, 1965.
- Schule, J. J., L.S. Simpson, and P.S. DeLeonibus: A study of fetch-limited wave spectra with an airborne laser, *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, No. 18, 1971.
- Sutherland, A. L.: Growth of spectral components in a wind-generated wave train, *J. Fluid Mech.*, Vol. 33, Part 3, 1968.
- Snyder, R.L. and C.S. Cox: A field study of wind generation of ocean waves, *J. Marine Res.* Vol. 24, No. 2, 1966.
- 高橋智晴・鈴木禧実・佐々木弘: 駿河湾台風 6626 綜合調査報告, 台風 6626 号の波浪, 港湾技研報告, Vol. 6, No. 2, 1967.