

発達過程にある風浪

著者	岩田 憲幸, 田中 孝紀
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	4
ページ	1-21
発行年	1970-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000676

発達過程にある風浪

岩田 憲幸・田中 孝紀

国立防災科学技術センター平塚支所

Spectral Development of Wind Waves

By

N. Iwata and T. Tanaka

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention

Abstract

Amplification factors for spectral components of wind-caused waves are reduced from wave observations at the Marine Observation Tower in Hiratsuka-city, Kanagawa-ken, Japan.

The most predominant features of this reduction are: (1) the spectral development of wind waves obeys the exponential law at earlier stages, but (2) the amplification factors for all of the frequency components are completely different and by far larger than those obtained by the critical layer instability model proposed by Miles (1960), and (3) the momentum transfer to the ocean surface waves constitutes a major portion of the total momentum transfer as suggested by Snyder and Cox (1966).

1. はじめに

風浪とは読んで字のごとく、風によって起きた水表面の波動のことである。風が吹けば波が立つ。それはわれわれにとってはごく自然の経験的事実である。しかしながら、どのようにして、どんな機構で風浪が発生し、発達するのかという問題になると途端にわからなくなる。何が (was) そうさせるのかということと、いかにして (wie) そうなるのかという二つの側面が、対照的に明暗二つに分かれているよい例である。

この風浪の発達過程の研究は、単に力学的興味にとどまらず環境科学的に見ても二つの重要な応用面を持つと考えられる。一つは、海洋における波浪の予報の問題であり、他は海洋大循環における風浪の役割の評価の問題である。

前者、すなわち波浪予報の問題は、経済航路の選択、海洋工事の施行等に関して特に重要であるが、その基本的な考え方は次のようなものである。いま、波浪のパワースペクトル密度を $S(\mathbf{k}, \mathbf{x}; t)$ とすると形式的に

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{c}_g \cdot \nabla S = W(\mathbf{k}, \mathbf{x}, U; t) - \Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{x}; t) \quad (1)$$

のように表現できる。左辺第1項は、考察している点におけるスペクトル密度の時間的变化を示し、第2項は、波のエネルギーの移流を示す。 c_g は考えている波数 k の成分波の群速度である。右辺第1項は風による波浪のスペクトル密度の増幅率を示し、第2項が減衰率を示す。増幅の機構がよくわからないのと同様に減衰についてもはっきりしないが、粘性による減衰はきわめて小さく無視してさしつかえない。したがって、減衰項 Γ は高次のオーダーの相互干渉によるものと考えられる。 W の関数形については後述することにするが、予報された風の場から、 W および Γ を決定して、(1)式を積分し S を求めるのが波浪予報である。

いま一つの問題である海水の大循環、特に風による大循環の問題には常に海面に及ぼす風の応力が必要となる。海洋表面における風の応力の大きさを

$$\tau = \rho_a u_*^2 \quad (2)$$

と表現する。 ρ_a は大気密度で、 u_* は海面近くの平均風速の分布に対数則を仮定するとき

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3)$$

として平均風に関係づけられる速度である。風成海流の大循環論では、洋上のこの応力を風の統計から適当に推定して、推定された応力はすべて海流の運動に使われるとしている。すなわち、このような考え方では、大気から海洋への運動量の輸送は大部分が海流の運動に変換され波浪の発達に寄与するものは無視できるほどに小さいことになる。一方 Snyder, Cox (1966) の風浪の発達に関する観測によれば、風の応力の大部分は、波浪の発達に費やされ、直接海流の発達に寄与するパーセントは無視できるほど小さい。もちろん、大洋上の風の応力の推定値もそれほど確かなものではないであろうし、それにもまして、海流の大循環で重要な役割を果たす横うず粘性係数 A の評価に任意性があるから、たとえば、海流の運動に寄与する風の応力を小さく見積もっても、横うず粘性係数 A を同様に小さく評価すれば、もっともらしい海流の流量が得られるかもしれない。(高野(1969)によれば、南極大陸のまわりの流量は A を 1×10^8 から 0.5×10^8 に変えると 1.4~1.8 倍になる。)しかし、本質的な問題は、輸送される運動量の海流と波浪への分配に関する矛盾を数値的に融和するだけでなく、その力学機構に立ち入って、概念的にとらえることであろう。

この小論の目ざすところは、風と波の共存系の機構を力学的に解析することではない。(1)式の右辺第1項の風浪のスペクトルの増幅率 W を観測から経験的に求め従来力学的な解析結果と比較したものである。得られた結論は、提案されている力学モデルに対しては全く悲観的なものであって、別の方法から求められた Snyder, Cox (1966) の観測結果を裏づけることはできても、Miles (1960) モデルを否定するものであった。

2. 風浪のスペクトルの増幅率

Miles (1960) の臨界境界層不安定 (critical layer instability) のモデルによる風浪のスペクトルは発達過程では次のような形になる。

$$S(\mathbf{k}, t) d\mathbf{k} \sim \frac{\Pi(\mathbf{k})}{2\rho_w^2 c^2} \Theta(\mathbf{k}, c, U) \frac{e^{\sigma\mu t} - 1}{\sigma\mu} d\mathbf{k}, \quad (4)$$

$$\mu = s \left(\frac{u_1}{c} \right)^3 \beta, \quad s = \frac{\rho_a}{\rho_w}. \quad (4a)$$

ここで $\mathbf{k}$: 考察している波の波数ベクトル, c : 波の位相速度, $\sigma = 2\pi f$ で f は波の周波数, $\Pi(\mathbf{k})$: 大気の圧力変動の波数スペクトル, Θ : 大気の圧力変動の時間スケール (integral time scale) で, 物理的にはじょう乱の寿命時間, ρ_a, ρ_w : 大気と海水の密度, u_1 : 無次元表示に必要な風速の表示で, 海面上の平均風速に対数法則を適用したときは (3) 式の摩擦速度 u_* をカルマン定数 $\kappa = 0.42$ で割ったものとする. β は (4) 式から明らかなようにスペクトル $S(\mathbf{k}, t)$ の増幅を支配するパラメーターで波浪によって誘起された大気中のじょう乱を支配する運動方程式を積分して得られるものである.

いま

$$\int [\Pi(k, \alpha) k d\alpha] d\alpha = \rho_a^2 u_1^4 P(f_*) df_*, \quad f_* = \frac{f u_1}{g}$$

として方向について積分し, 周波数スペクトルに変換すると, 定数項を除いて

$$S(f, t) df \sim s^2 \frac{u_1^3}{g} P(f_*) \Theta(f_*, \tau) \frac{u_1^2}{c^2} \frac{e^{2\pi\mu f t} - 1}{\mu f_*} df_*.$$

ここで波浪の分散を示す関係式 $\sigma c = g$ を使用すれば, 無次元化したスペクトルは,

$$S(f_*, t_*) df_* = \frac{g^3}{u_1^5} S(f, t) df \sim s^2 \frac{g}{u_1} \frac{e^{2\pi\mu f_* t_*} - 1}{\mu f_*} \Theta(f_*, \tau) P(f_*) df_*. \quad (5)$$

ここで

$$t_* = \frac{gt}{u_1}$$

は無次元化した連吹時間を示し, Θ の引き数 τ は時間スケールで時間の次元を示すだけのものので連吹時間 t_* とは無関係のものである. (5) 式を t_* について微分すると,

$$\frac{\partial}{\partial t_*} S(f_*, t_*) \sim A(f_*) + B(f_*) S(f_*, t_*). \quad (6)$$

ただし,

$$A(f_*) = 2\pi s^2 \frac{g}{u_1} - \Theta(f_*, \tau_*) P(f_*),$$

$$B(f_*) = 2\pi \mu f_* = (2\pi)^3 s f_*^3 \beta(f_*).$$

(6) 式を (1) 式と比較すれば明らかなように (6) 式の右辺は (1) 式の右辺の W に対応する. (6) 式の導出には, 無限に広い海に $t=0$ から一様に一定の風が吹き始めるという仮定があるから (1) 式の左辺の移流の項は存在しない. さらに解析は線形であるから, 右辺第 2 項の非線形干渉項 Γ も無視できる.

しかしながら (5) 式に示すように, スペクトルは, いつまでも時間とともに指数関数的に発達してゆくことはできない. 連吹時間が充分大きくなれば, 各周波数 f_* に対応したそれぞれの定常状態に漸近的に近づいてゆくはずである. この過程の解析的表現については, 現在いか

なるモデルも提案されていないので、次にデータ処理の必要上次元解析的な表現を試みることにする。(4)式から明らかなように、スペクトル S は $f, t, u_1, \rho_a, \rho_w, g$ の関数である。Miles のモデルよりさらに問題を一般化して、風の吹送距離 F をも考慮すれば、

$$S = \phi(f, t, u_1, F, \rho_a, \rho_w, g)$$

である。関数 ϕ の引き数はそれぞれ独立であって従属変数 S をも入れて全部で変数は8個ある。次元変数の数は M, L, T の3個であるから無次元量は $8-3=5$ 個あるはずである。事実次元解析の π 定理によってこの無次元量は

$$\frac{Sf^5}{g^3}, \quad \frac{fu_1}{g}, \quad \frac{gt}{u_1}, \quad \frac{gF}{u_1^2}, \quad \frac{\rho_a}{\rho_w}$$

であることがわかる。したがって

$$\frac{Sf^5}{g^3} = \phi\left(\frac{fu_1}{g}, \frac{gt}{u_1}, \frac{gF}{u_1^2}, \frac{\rho_a}{\rho_w}\right)$$

となるが、ここで

$$S(f_*, t_*) = \frac{Sg^3}{u_1^5}, \quad f_* = \frac{fu_1}{g}, \quad t_* = \frac{gt}{u_1}, \quad F_* = \frac{gF}{u_1^2}$$

とすれば上式は

$$S(f_*, t_*) = f_*^{-5} \phi(f_*, t_*, F_*, s) \quad (7)$$

となる。(7)式が一般化されたスペクトルの無次元表示で、その特別な場合として吹送距離が無限と考えられる場合は

$$S(f_*, t_*) = f_*^{-5} \phi(f_*, t_*, s). \quad (8)$$

さらに吹送距離も連吹時間も無限と考えられる場合、すなわち様な海における定常状態のスペクトルは、

$$S(f_*) = f_*^{-5} \phi(f_*, s). \quad (9)$$

この定常状態のスペクトルを元変数に戻すと、

$$S(f) = g^2 f^{-5} \phi\left(\frac{fu_1}{g}, \frac{\rho_a}{\rho_w}\right) \quad (10)$$

となるから、風浪のスペクトルの領域で風速に関係しない領域があるとすれば(10)式の右辺の ϕ は定数となり

$$S(f) = \alpha g^2 f^{-5} \quad (11)$$

という関係式が得られるはずである。風速に関係しないスペクトル領域とは、パワーのスペクトル密度が飽和していて、風速がそれ以上強くなっても、波浪の傾度の上限によって、波高の発達を押えられ、風速が弱くなっても、波数間の相互作用によって、他の波からエネルギーをもらって、減衰しない領域と考えれば一応の説明はつくが波数間の相互作用の機構が明らかにされないかぎり、推定の域を出ない。このような領域は現場の観測では、2秒以下の高周波低レベルのところ近似的に見いだされるようであるが、この平衡領域に関する議論は本稿の目的ではないので省略する。

(8) 式から明らかなように、無次元化したスペクトル $S(f_*, t_*)$ は $s = \text{const}$ であるから、ある f_* のパワーは t_* だけの関数となる。 ϕ の関数形は次元解析からはわからないが $t_* = 0$ で零で、 $t_* \rightarrow \infty$ で一定値に漸近的に収束するはずである。ここで Miles の線形解析から得られる (5) 式で $\sigma \mu t \gg 1$ の場合を考えると、

$$-\frac{\partial}{\partial t_*} \ln S(f_*, t_*) = 2\pi \mu f_* = (2\pi)^3 s f_*^3 \beta(f_*) \quad (12)$$

となる。すなわち風浪発生のごく初期および、非線形干渉の効果が顕著となる後期の段階を除いた中間領域では、スペクトルは時間の経過とともに指数関数的に増大する。その増幅の割合は無次元化した時間 t_* を使用すれば、無次元化した f_* のみの関数となる。(12) 式の $\beta(f_*)$ は Miles の線形解析によれば、海洋表面波によって誘起された海面近くの大気中のじょう乱を支配する運動方程式を数値的に積分することにより得られる。この計算を行なうときの最も重大な仮定は、海面上の平均風速分布が陸上と同様に、対数法則に従うとしていることである。すなわち、大気の乱流場は、平均風速の分布にのみ影響して、誘起されたじょう乱との間には相関がない。その意味でこのモデルは擬層流モデル (quasi-laminar model) であるといえるから、数値的に得られた β あるいは μ が観測値と必ずしも一致する必要はないのであるが、われわれの観測ではその差があまりにも大きいので風浪の発達に関する Miles の方式そのものに疑いが持たれてきた。

海洋表面波によって誘起された大気中のじょう乱と大気乱流場との相関による増幅率 μ の変化については現在なおはっきりしない。Phillips (1966) は、波形をした固定壁上の Motzfeld (1937) 等の実験結果から相関係数の正の値を推定しているが、Miles (1967) および浜田 (1968) 等が指摘したように、この相関が正となる力学的根拠は何もないのである。この点に関しては、現在観測と比較しうるほどの具体的な力学モデルがないため将来の研究を待つこととして、本稿では (12) 式で示された線形近似の増幅率を観測から求めることにする。なお、吹送距離 $F \rightarrow \infty$ の場合のスペクトルの時間的变化に関しては、次元解析から得られる表現は (8) 式であって、それ以上を出ない。(8) 式の ϕ の内容については次元解析は何も語らない。また (6) 式は Miles の臨界境界層不安定モデルによる線形解析の結果得られた関係式である。(6) 式の形式的な一般化は、Hasselmann (1960) によって試みられた。Hasselmann によって提案されたエネルギー収支の式は

$$-\frac{\partial}{\partial t} S(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}) + \mathbf{c}_g \cdot \nabla S(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}) = A_1(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}) + B_1(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}) S(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}) \quad (13)$$

であって、左辺第 2 項の移流の項が無視できる場合、すなわち $F \rightarrow \infty$ で、波浪の発達が空間的に一様な場合には、(6) 式と同じ形になるが、係数 A_1, B_1 が Miles のモデルと異なり、連吹時間の関数となっている。

Hasselmann の形式的な議論からは A_1, B_1 の関数形は具体的には求められない。しかしながら、発達の中期の段階で、 $A_1 = B_1 = \text{const}$ と近似的に見なせる領域があるとすれば Miles

の解析との対応を考えると,

$$B_1 \sim 2\pi\mu f_* \quad (14)$$

となるから、観測からパワースペクトル密度が指数関数的に増大する領域があることが確かめられれば、その増幅率 μ が Miles の数値解と異なる場合でも Hasselmann 流の考え方に対する一つの支持となるであろう。

3. 観測データの整理

観測値はすべて容量型波高計による。容量型波高計そのものについては稲田 (1969) を参照されたい。観測を行なった場所は、神奈川県平塚市の海岸で、距岸 1.3 km, 水深 20 m の洋中に建設されている観測塔である。線形近似では、波長および波速は h を水深とすれば

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kh}, \quad L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}$$

となるが、 $h \rightarrow \infty$ の場合を c_0, L_0 とすると、 $h=20$ m, $T=6$ s の波浪に対しては、

$$\frac{c}{c_0} \doteq 0.98, \quad \frac{L}{L_0} \doteq 0.98,$$

$T=8$ s の波浪に対しては、

$$\frac{c}{c_0} \doteq 0.87, \quad \frac{L}{L_0} \doteq 0.89$$

となるので、周期 6~8 秒までの波浪は近似的に深水波とみなしてさしつかえない。 $T < 3$ s の波浪は、波高計の取付け位置の関係により、観測塔による散乱波の影響を受けるようであるが (藤縄 (1969)), われわれの観測では $T < 3$ s の波浪は $U = 10$ m/s の場合、きわめて短時間 (大体のオーダーでは 20~30 分以内) に最も激しい増幅の過程を経過してしまうようであるし、 $T > 8$ s の波浪は、逆に 10 数時間の連続観測を行なわないと増幅率が求められないので、考察の中心を $T=4\sim 5$ s の波浪の発達に置いた。

力学モデルとの対応を見るためには、初め波浪の存在しない静止海面に突然一定の風向、風速を持つ風が無限大の吹送距離にわたって吹き始めるという条件が必要であるが、現実の観測ではこのようなことは望みえない。実際に整理したデータは表 1 にまとめてあるようなものである。読取りは容量型波高計の出力電圧を観測塔内で A-D 変換して数字化しこの数字を陸上の計測室まで伝送して計算機によってデータの紙テープを作るという操作をした。1回の観

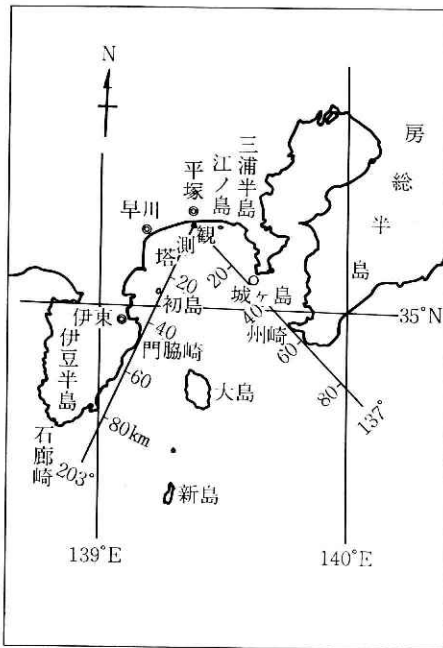


図 1 観測地点図

測を持つ風が無限大の吹送距離にわたって吹き始めるという条件が必要であるが、現実の観測ではこのようなことは望みえない。実際に整理したデータは表 1 にまとめてあるようなものである。読取りは容量型波高計の出力電圧を観測塔内で A-D 変換して数字化しこの数字を陸上の計測室まで伝送して計算機によってデータの紙テープを作るという操作をした。1回の観

測のデータの読取総

表 1 観測資料の概要

数は、停電のあった
4月4日の3番目の
観測のとき時間の関
係で、 $N=1,000$ と
したほかすべて
2,000 個である。読

月 日	時 間		読取間隔 時間原点		平均風速	回 数		
	h	m	h	m	m/s			
25 March 1969	13	25	~	14 25	0.1	12 25	8	10
4 April 1969	9	50	~	17 00	0.6	6 40	12	12
8 April 1969	10	00	~	15 00	0.3	9 50	10	11
12 April 1969	10	30	~	14 43	0.6	10 10	9	10
21 April 1969	9	27	~	13 53	0.3~0.6	9 12	10	15
11 May 1969	8	24	~	12 49		0.6	7 45	11

取時間間隔は表 1 に示してあるように必ずしも一定していない。特に 3 月 25 日の $\Delta t=0.1$ s のデータは $N=2,000$ としても 1 回の観測に要する時間が 3 分間であるから、 $T=4\sim 5$ s の波浪の発達を見るには、時間が短すぎてスペクトルの信頼度が弱い、これは他の目的のための観測データを転用したものであるのでやむを得ない。

問題は t_* および $S(f_*)$ を計算する場合に必要な、平均風速および立ち上り時刻の推定である。図 2a~2f は観測時の風の記録である。この図は、各観測点における風速を、なんらの補正も加えずにプロットしたものである。われわれが必要とする風速は、相模湾上の風域全体の平均風速であるが、これだけの資料から見ても、沿岸で観測した風は、相当局所的な地形の影響があると思われる。図 2 に示したすべての資料を通じて、平塚（支所構内）の風速は常に早川（水産指導所）より大きく、場合によっては、大島（測候所）の風速より大きいことを考え合わせると、平塚周辺は、特に風の強い地域であるように思える。したがって、これだけの資料から必要とする、海域上の平均風速を推定することはできないので、われわれは後述するように、Bretschneider (1959) によって、半経験的に求められた連吹時間図表 (duration graph) を用いて風速を推定した。

(12) 式に示したように Miles のモデルによって得られる増幅率 μ または β は f_* の関数である。 f_* は定義によって $f_*=fu_1/g$ であった。 u_1 は海面上の平均風速に対して (3) 式を適用したとき $u_1=u_*/\kappa$ で定義された量である。詳しい議論は省略するが、力学モデルから β を数値的に求める際には、ある高さ z の風速でなく、平均風速分布のシャーパラメーターとして、

$$\Omega = \frac{gz_0}{u_1^2}$$

という量が必要となる。 z_0 は乱流境界層の壁面の粗度を示す量と考えてよいが、海面のように風浪の存在する場合には陸上と異なって一定とならない。それがどんな振舞をするかは、固定壁を持つ乱流境界層の力学機構がわからない現在では次元解析にたよる以外にはない。

Ellison (1956) のように水面の z_0 は風の応力、すなわち u_1 のみの関数と考えれば、必然的に $\Omega=\text{const}$ となり、Shemdin (1966) の風洞水槽における実験および Hay (1955) の観測結果もこの関係を裏づけているようである。またその数値は $u_*z_0/\nu > 3$ となる、壁面が力学的に粗であるような場合には $\Omega \sim 10^{-2}$ のオーダーである。しかしながら海面におよぼす風の応

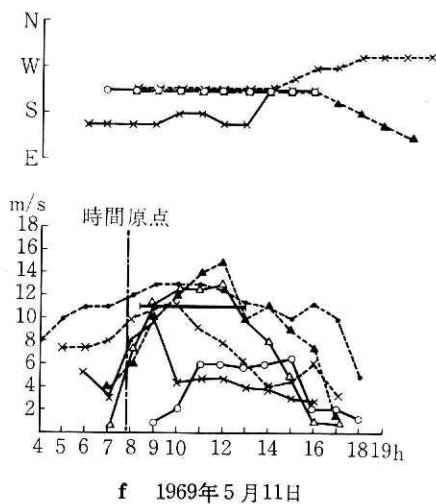
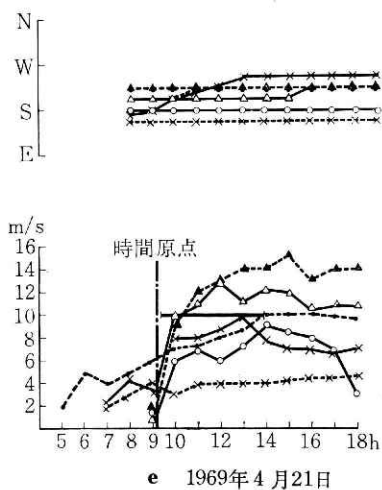
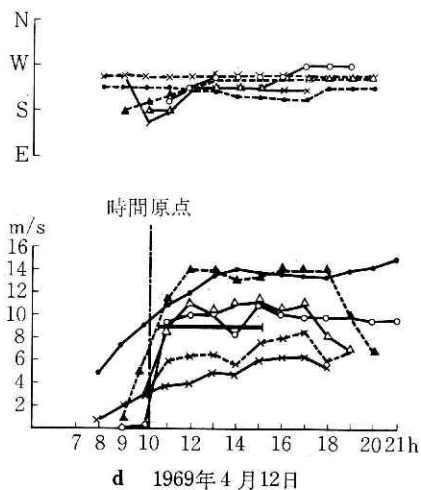
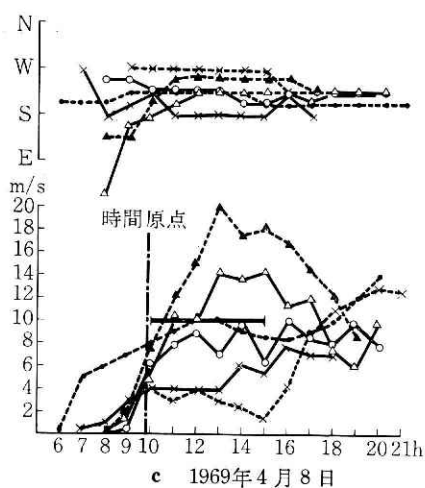
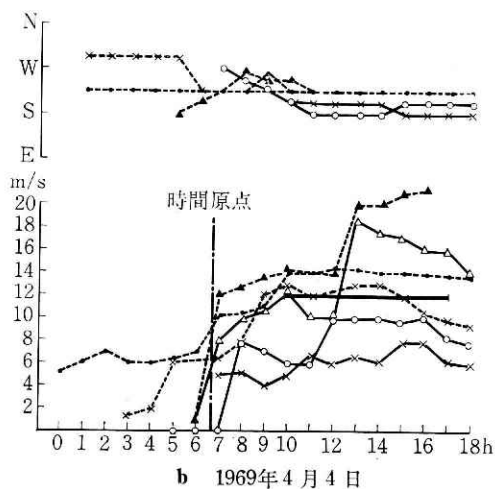
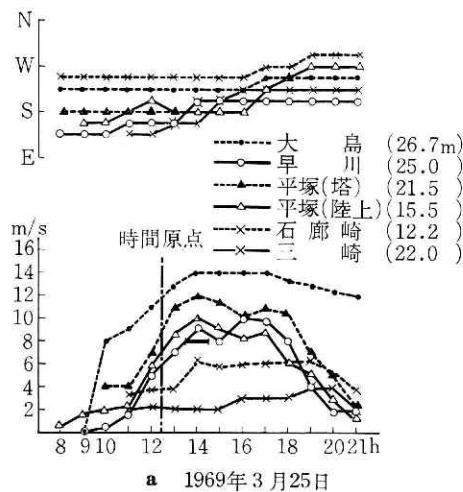


図2 平均風速と風向

力それ自身も、海面状態すなわち風浪の発達の過程において変化する。Miles の線形解析によれば、この応力は海面の傾度のスペクトルに増幅係数 β を乗じてすべての波数について積分したものに比例する。したがって一般には z_0 は風の応力のみならず、海面状況を示す平均二乗傾度 (mean square slope) の関数と考えた方が現実的であろう。すなわち

$$z_0 = H(u_1, \bar{s}^2, g), \quad \bar{s}^2 = (\overline{ka})^2.$$

これから直ちに、

$$\frac{gz_0}{u_1^2} = H(\bar{s}^2). \quad (15)$$

しかるに定義によって

$$\begin{aligned} \bar{s}^2 &= \int_0^\infty \mathbf{k}^2 S(\mathbf{k}, t, F) d\mathbf{k} \\ &= \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty f_*^4 S(f_*, t_*, F_*, \theta) df_* \\ &= N(t_*, F_*). \end{aligned}$$

すなわち、 $\bar{s}^2$ したがって Ω も吹送距離と連吹時間の関数であって、 F および t の増大につれて一定値に収束する。ところで Cox, Munk (1954) らの太平洋上における観測では

$$\bar{s}^2 = 1.1 \times 10^{-4} (g\nu_w)^{-1/3} U \quad (16)$$

となつて一見して次元解析と矛盾する結果を与えるが、これは関数 N の引き数である連吹時間の推定が困難であったためと思われる。この観測結果の $\bar{s}^2$ が U に比例するという現象の説明には Neumann スペクトルが使われているが Neumann のスペクトルは次元解析と矛盾したものであるのでここでは考えない。

このように $F \rightarrow \infty$ と考えられる場合でも、 $\bar{s}^2$ が t_* とともにどのように変化するかはっきりしないことに加えて (15) 式の $H(\bar{s}^2)$ の振舞について信頼すべきデータがないためここでは $\Omega = 0.01$ とする。 Ω をこのような値にとると

$$\tau = \rho_a u_*^2 = \rho_a C_D U_{10}^2$$

で定義される抵抗係数 C_D は $1.5 \times 10^{-3} (U_{10} = 6 \text{ m/s})$ から $2.5 \times 10^{-3} (U_{10} = 15 \text{ m/s})$ の間で変化し、観測から求められた C_D の変化に比較的よい近似で追従する (Phillips, 1966)。 (3) 式から

$$\Omega e^{\sigma/u_1} = \frac{gz}{U^2} \left(\frac{U}{u_1} \right)^2$$

となるから $U(z)$ を与えれば Ω に応じた u_1 が一義的に定まるが平均風速 U の推定誤差を ΔU とし ($U = U_0 + \Delta U$)、それに対応する U/u_1 の誤差を $\Delta(U/u_1)$ とすれば

$$\Delta \left(\frac{U}{u_1} \right) \doteq -2 \frac{\Delta U}{U_0} \left[1 + \frac{2}{(U/u_1)_0} \right] \sim -2 \frac{\Delta U}{U_0}$$

のオーダーとなる。したがって

$$S(f_*, t_*) = \frac{g^3 S}{U^5} \left(\frac{U}{u_1} \right)^5$$

の式により無次元化したスペクトルの誤差は、

$$\frac{\Delta S}{S(f_*, t_*)} \approx -5 \frac{\Delta U}{U_0} \left[1 + \frac{2}{(U/u_1)_0} \right] \sim -5 \frac{\Delta U}{U_0}$$

すなわち平均風速に 10% の推定誤差があると、計算されたスペクトルの誤差は 50% にも達する。これに反して、連吹時間 t_* の相対誤差は平均風速 U と同じである。

このように推定風速値によるスペクトルの変動が微妙であるため、風域全体にわたる平均風速の推定にいわゆる連吹時間図表 (duration graph) を参考にした。連吹時間図表とは、

$$\frac{gH_{1/3}}{U^3} = J \left(\frac{gt}{U} \right); \quad \frac{gT_{1/3}}{2\pi U} = I \left(\frac{gt}{U} \right)$$

として示されるように無次元化した有義波高および有義周期と連吹時間との関係を示すもので図3と図4に一括して示してある。3月25日の資料は観測時間が短すぎるため省略した。図の実線は Bretschneider (1959) が半経験的に求めた式から計算したものである。経過時間の初期の段階で有義波高、周期とも Bretschneider の求めた値より大きくなっているのは、風浪の発達する前に既に存在したうねりの影響を示すもので、このことは後述するパワースペクトルの形からも知ることができる。4月4日の資料のみが初期の段階で他のものとは、逆に小さくなっているのは、風速の記録 (図2b) からわかるように、観測の途中で風速がほぼ 5m/s ほど変動したためであると考えられる。この連吹時間図表は表1に示した平均風速を使用したものであるが、この推定風速は図2の風の記録と比較して見ると観測値よりやや低い。

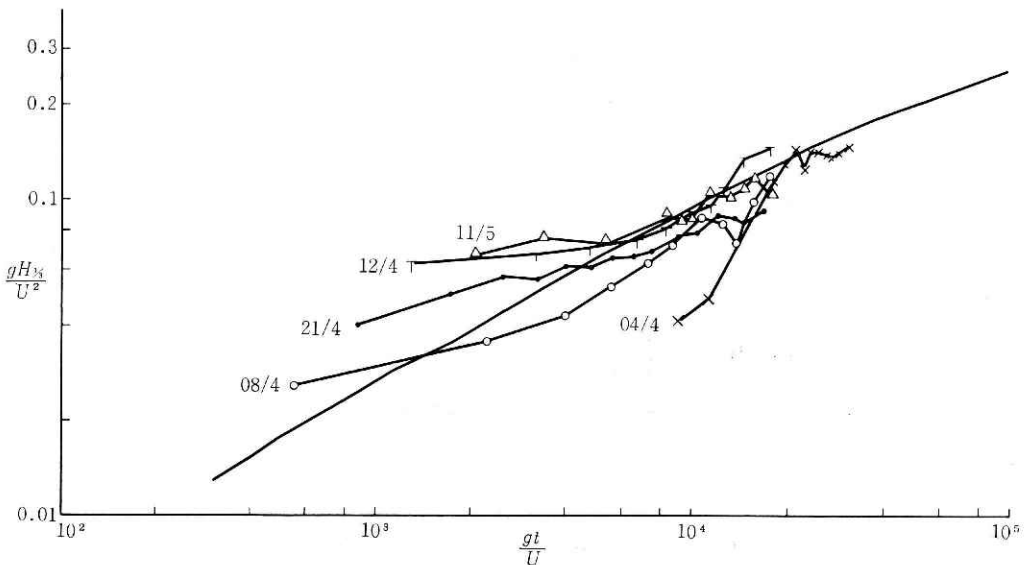


図3 連吹時間と有義波高との関係

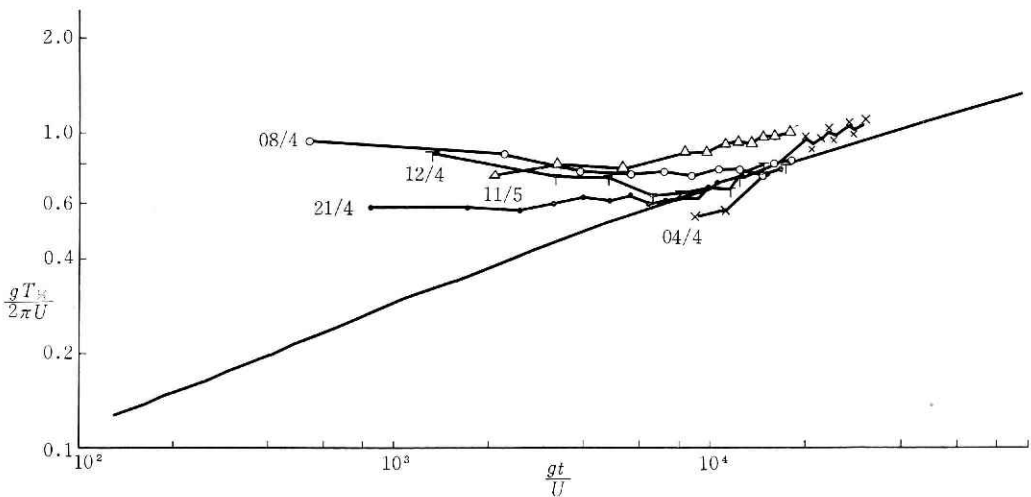
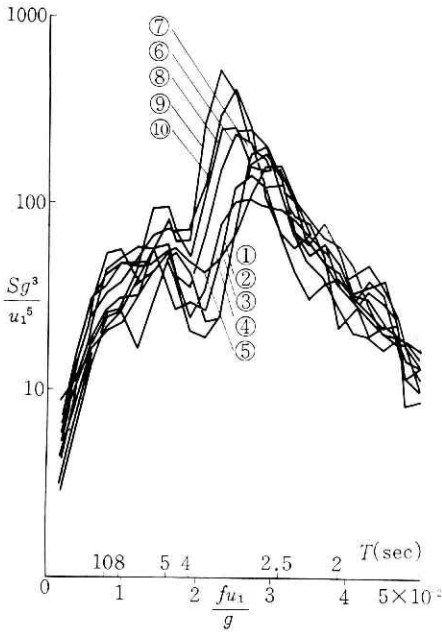


図 4 連吹時間と有義周期との関係

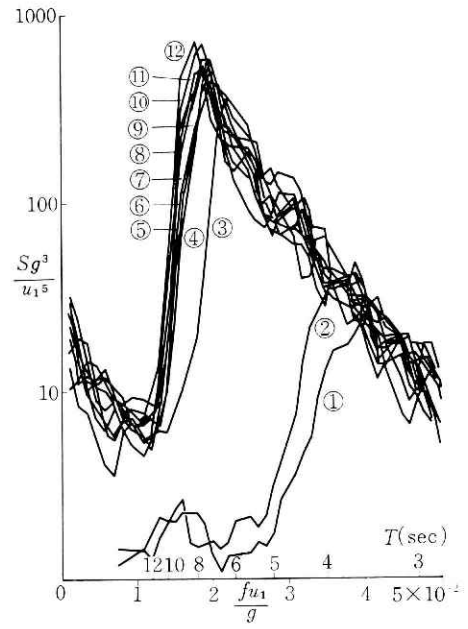
Bretschneider の半経験式は海面上 8~10 m における平均風速を使用して作られたのであるから、支所構内の風速計の高さを海面上 21.5 m と仮定すれば、その風速は 10 m の高度の風速より約 $0.7u_1$ だけ大きくてさしつかえないことになるが、観測塔上の風速計の示度が陸上の風速より大きいので推定値は観測値よりやはり低く見積もられていることになる。このことは言い換えれば波高が小さく評価されていることでもあるから、あるいは相模湾の地形が有効吹送距離に影響しているかもしれない。

このようにして決定した風速を使用して無次元化したパワースペクトルを求めると、図 5 のようになる。表 1 および図 2 から明らかなように、南風の吹き出しが始まって 30 分以内に観測を始めたのは 4 月 8 日、12 日、21 日の 3 日でその他は約 40 分から 3 時間近くのをずれがある。このことはスペクトルの形にもめいりょうに認められる。8 日および 12 日のスペクトルは $fu_1/g \approx 8 \times 10^{-3}$ (この場合は周期約 8 秒) のうねりのある静かな海面に突風によって発達する風浪を初期の段階からとらえた場合の典型的なスペクトルである。これに反して図 5 a, f は風の吹き出し後ある程度時間がたってしまってから観測を始めたために、高周波の成分が既に充分発達して平衡領域に近づいていることを示している。図 5 b No. 1, 2 のスペクトルは、風の記録 (図 2 b) に見られるように、最初の約 10 m/s の風速のときの観測で、No. 3 以下が 13 h 30 m 以降の風速が約 15 m/s の時のスペクトルである。両者の間の時間間隔と風速のずれとによってその間が大きく開いている。風の吹き出しが典型的なのは図 2 e の場合であって、風速がほぼ零の状態から 9 m/s になるまで 30 分とかからない。しかし、その時 (9h 27 m~47 m) の最初の観測は $fu_1/g = 3 \times 10^{-2}$ (周期約 3.5 秒) の波浪が既に充分発達していることを示している。したがって 10 m/s 程度の風による波浪の発達を見る場合は周期が 3 秒より短い波浪は局所的な影響を受けやすいことに留意しなければならない。

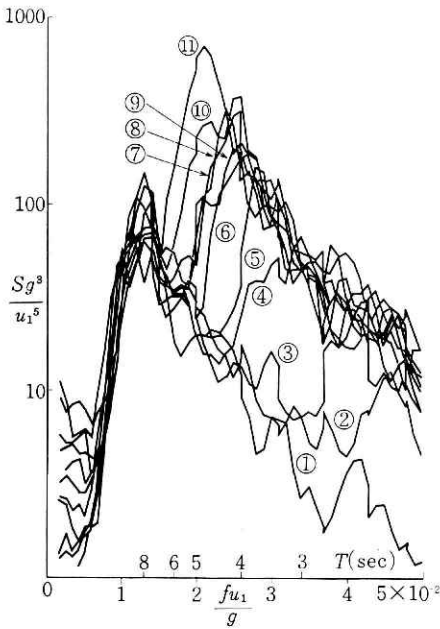
一方図 5 c, d と e を比較すると、前者ではうねり (周期約 8 秒) のパワーが後者 (周期約 10



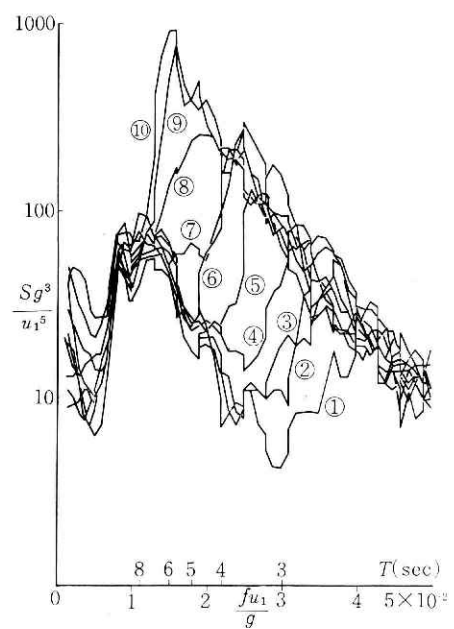
a 1969年3月25日, $U=8$ m/s



b 1969年4月4日, $U=13$ m/s



c 1969年4月8日, $U=10$ m/s



d 1969年4月12日, $U=9$ m/s

図 5.1 無次元化したパワースペクトル

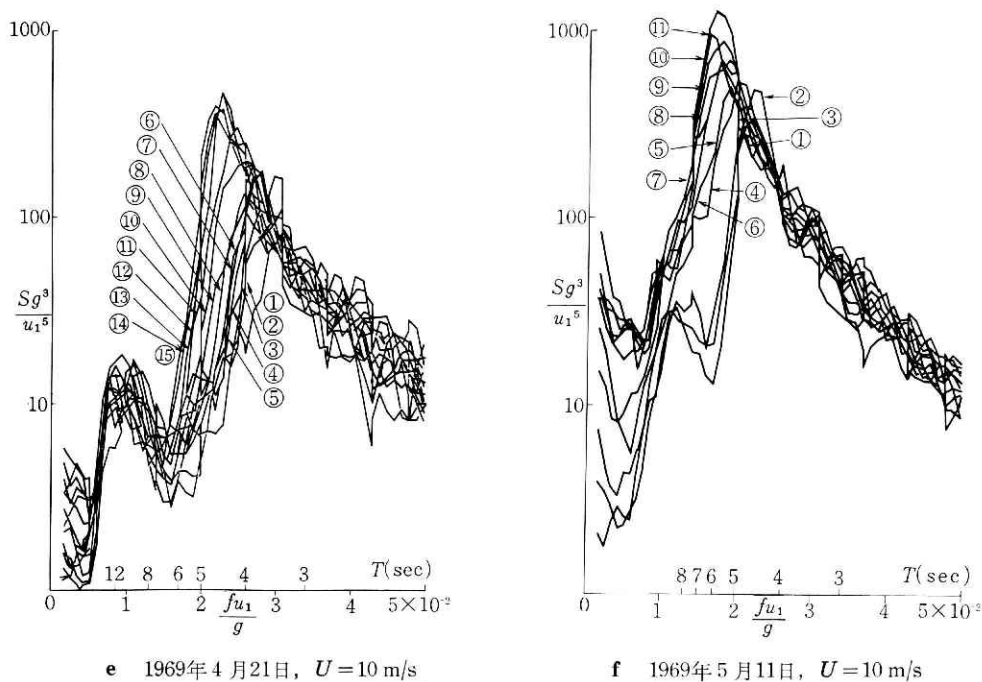


図 5.2 無次元化したパワースペクトル

～12秒) より数倍大きい. このようなバックグラウンドの波浪の状況によつてたとえば $fu_1/g = 1.7 \times 10^{-2}$ の波の発達 は図 5c,d と e とではかなり異なる. すなわち, 風の吹き出す前に既にうねりによるバックグラウンドの波高がある程度大きければ, その周波数成分の波は, 風の吹き出しが始まってもなかなか発達しない. それが急激に発達し始めるのは, ちょうどその周波数成分の波高が零の静止水面に風が吹き出したとして, 注目しているこの周波数の波高が, 現実に存在したうねりによる波高と同じくらいになるまで時間が経過して始めて急激な発達を見るようである.

今回の観測では, 風速が 10 m/s 程度であったので, $T=4 \sim 5$ 秒の波の発達が最も見やすかった. そしてこの代表的な周波数成分の波浪は, 始めは指数関数的に増幅してゆくのみなしてよいようである.

さて, 推定風速の誤差が無次元化したスペクトルに微妙に影響してくるので, 増幅率の算出には始めに $u_1=1.0$ m/s を仮定して, 観測ごとの風速の補正をあと回しにした. この u_1 の値は $\Omega=0.01$ とすると $z=24$ m の高度において, $U=10$ m/s, あるいは $z=10$ m において $U=9.2$ m/s に対応する.

一般に u_1 の代表的な値 (この場合は 1.0 m/s) を u_0 とし

$$f_0 = \frac{fu_0}{g}, \quad t_0 = \frac{gt}{u_0}$$

とすれば

$$S(f_*, t_*) = S(f_0, t_0) \left(\frac{u_0}{u_1} \right)^5,$$

$$t_* = t_0 \frac{u_0}{u_1}$$

であるから

$$\frac{\partial}{\partial t_*} \ln S(f_*, t_*) = \frac{u_1}{u_0} \frac{\partial}{\partial t_0} \ln S(f_0, t_0) \quad (17)$$

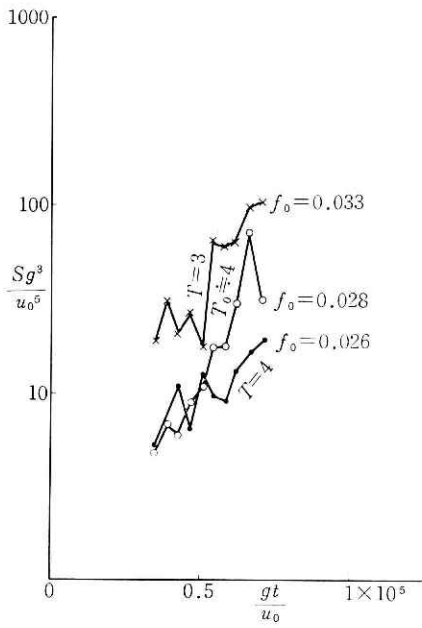
となるので $u_0 = 1.0 \text{ m/s}$ として右辺の $\ln S(f_0, t_0)$ の微係数を求め、観測ごとの u_1 の推定値による補正を行なえばよい。このことはまた (4a) 式と (5) 式とから

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t_0} \ln S(f_0, t_0) &= 2\pi\mu f_0 \\ &= (2\pi)^3 s f_0^3 \left(\frac{u_1}{u_0} \right)^3 \beta \left(\frac{c}{u_1} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial t_*} [\ln S(f_*, t_*)] \left(\frac{f_0}{f_*} \right)^3 \left(\frac{u_1}{u_0} \right)^2 \end{aligned}$$

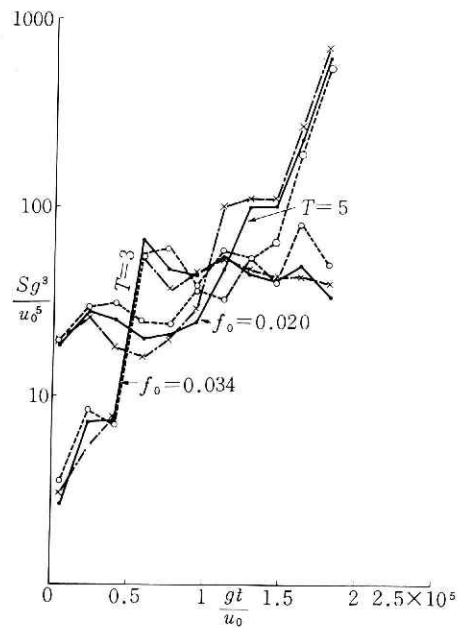
となることから確かめられることである。図6には、 $u_0 = 1.0 \text{ m/s}$ としたときの、代表的な周波数 f_0 に対するスペクトルの時間的変化を示した。図によって点線と鎖線で囲んであるものがあるが、これは、問題としている周波数の相前後する周波数の波の増幅図である。これか

表2 増幅率と増幅係数

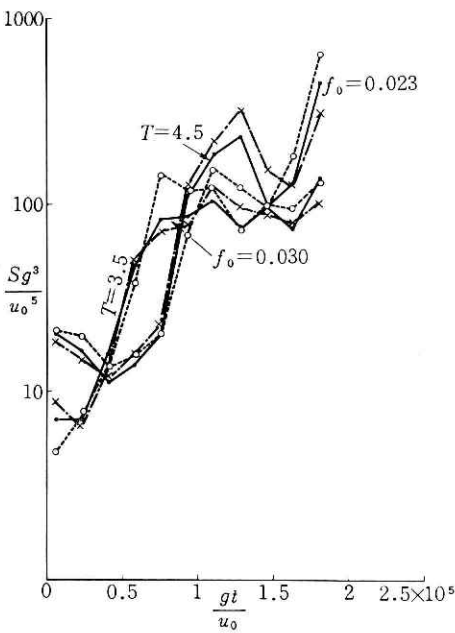
	$f_0 \times 10^{-2}$	$f_* \times 10^{-2}$	$2\pi f_0 \mu \times 10^{-5}$	$2\pi f_* \mu \times 10^{-5}$	$\gamma/f \times 10^{-3}$
25 March 1969 $U = 8.0 \text{ m/s}$	2.6	2.1	5.3 ~ 7.6	4.3 ~ 6.1	2.05 ~ 2.91
	2.8	2.2	8.5 ~ 9.2	6.4 ~ 7.4	3.10 ~ 3.38
	3.3	2.6	9.2 ~ 11.5	7.4 ~ 9.2	2.80 ~ 3.48
8 April 1969 $U = 10 \text{ m/s}$	1.7		2.3 ~ 3.7		1.35 ~ 2.18
	2.0		3.7 ~ 5.3		1.85 ~ 2.66
	2.3		4.2 ~ 8.5		1.83 ~ 3.70
	2.6		4.2 ~ 7.6		1.62 ~ 2.92
	3.0		4.8 ~ 7.6		1.60 ~ 2.54
	3.4		6.2 ~ 11.5		1.83 ~ 3.40
12 April 1969 $U = 9 \text{ m/s}$	1.7	1.5	5.8 ~ 6.9	5.2 ~ 6.2	3.40 ~ 4.05
	2.0	1.8	6.5 ~ 7.6	5.8 ~ 6.8	3.22 ~ 3.78
	2.3	2.1	5.8 ~ 7.6	5.2 ~ 6.8	2.52 ~ 3.28
	2.6	2.3	7.6 ~ 9.2	6.8 ~ 8.3	2.91 ~ 3.54
	3.0	2.7	9.2 ~ 12.7	8.3 ~ 11.4	3.08 ~ 4.22
	3.4	3.1	4.9 ~ 6.9	4.4 ~ 6.2	1.44 ~ 2.03
21 April 1969 $U = 10 \text{ m/s}$	1.7		2.3 ~ 3.0		1.35 ~ 1.77
	2.0		3.2 ~ 3.9		1.60 ~ 1.95
	2.3		3.7 ~ 5.5		1.61 ~ 2.40
	2.6		4.2 ~ 7.6		1.62 ~ 2.93
11 May 1969 $U = 11 \text{ m/s}$	1.7	1.9	3.9 ~ 4.6	4.3 ~ 5.1	2.26 ~ 2.68



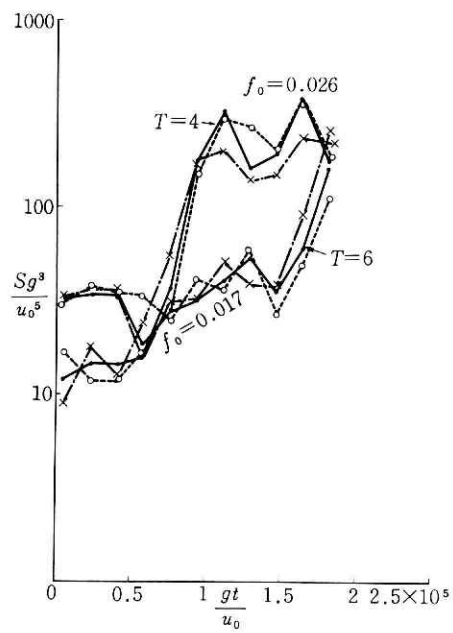
a 1969年3月25日
 $U = 10\text{m/s}$



c-1 1969年4月8日
 $U = 10\text{m/s}$

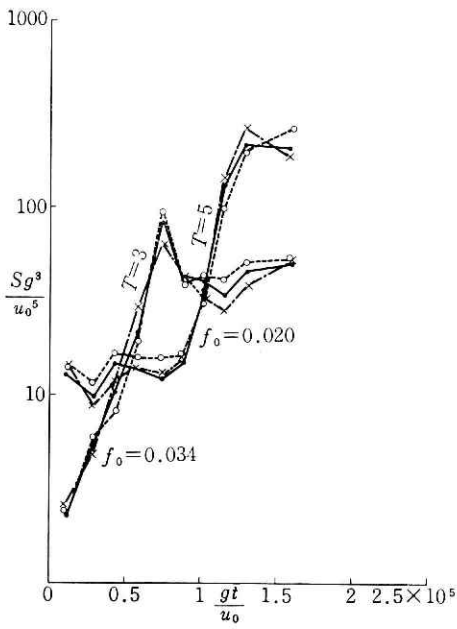


c-2 1969年4月8日
 $U = 10\text{m/s}$

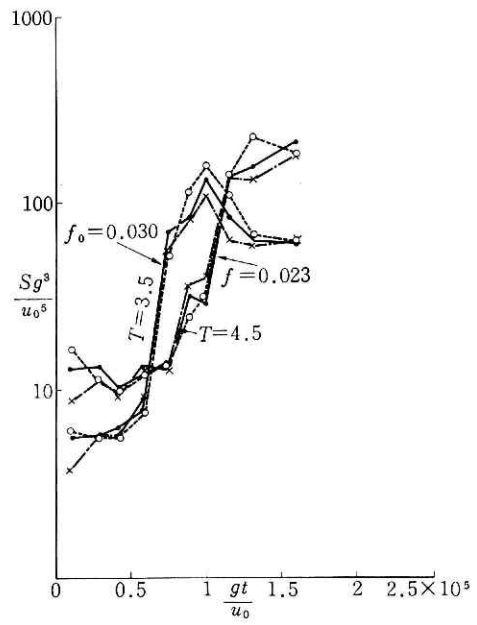


c-3 1969年4月8日
 $U = 10\text{m/s}$

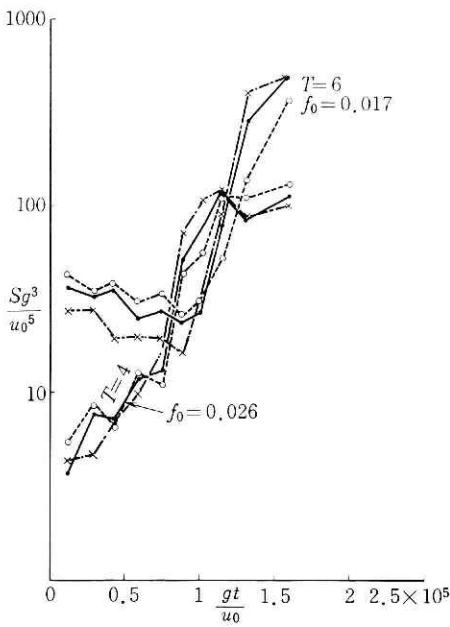
図 6.1 無次元化したスペクトル成分の時間的変化



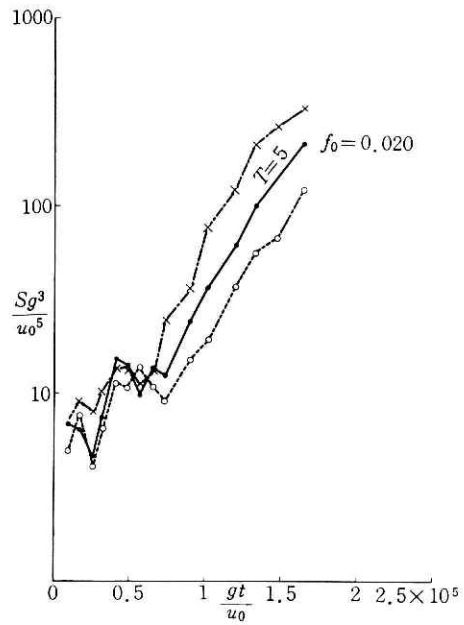
d-1 1969年4月12日
 $U=10\text{m/s}$



d-2 1969年4月12日
 $U=10\text{m/s}$

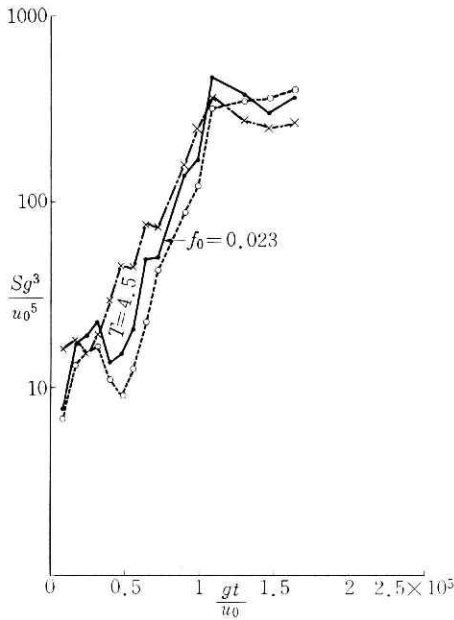


d-3 1969年4月12日
 $U=10\text{m/s}$

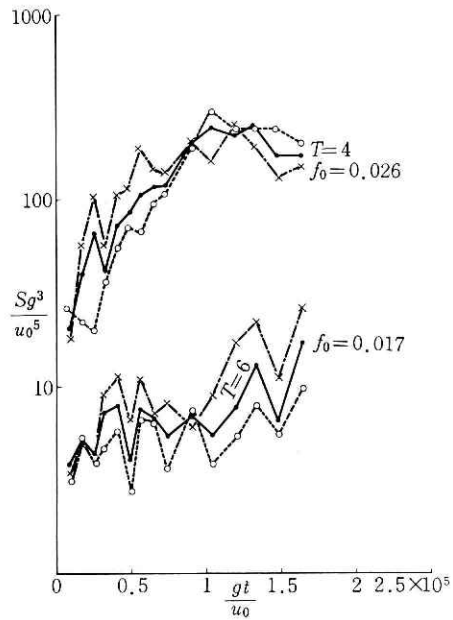


e-1 1969年4月21日
 $U=10\text{m/s}$

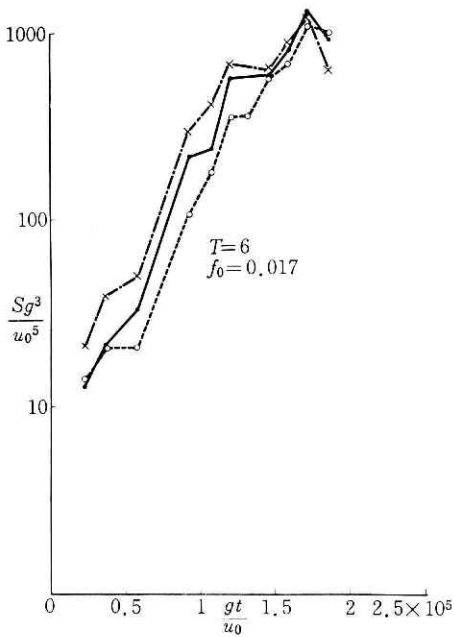
図 6.2 無次元化したスペクトル成分の時間的変化



e-2 1969年4月21日
 $U = 10 \text{ m/s}$



e-3 1969年4月21日
 $U = 10 \text{ m/s}$



f 1969年5月11日
 $U = 10 \text{ m/s}$

図 6.3 無次元化したスペクトル成分の時間的变化

ら表2に示すような増幅率が求められるが、これは数値微分係数を求めることであるから、その値は相当の誤差を覚悟しなければならない。このようにすれば、風速の推定誤差による、増幅率そのものの推定誤差は、無次元化スペクトルの推定誤差の1/5程度になるが、数値微分による誤差の方がはるかに大きいので、表1の風速を観測当日の風域全体の風速と仮定しても結果に大差はないと考えられる。また、4月4日の観測は途中で風速が変化し、図3の連吹時間図表からも不適当と判断されたので除外した。図7は増幅率をまとめて示したものである。実線は Miles の線形解析から得られるもので、われわれの観測で最も信頼度が高いと思われる $f_* = 2 \sim 3 \times 10^{-2}$ の増幅率から見て Miles の線形解析は、近似的にも風浪の発達の機構を示すものとは考えられない。

さて、以上のわれわれの結果を、他の観測と

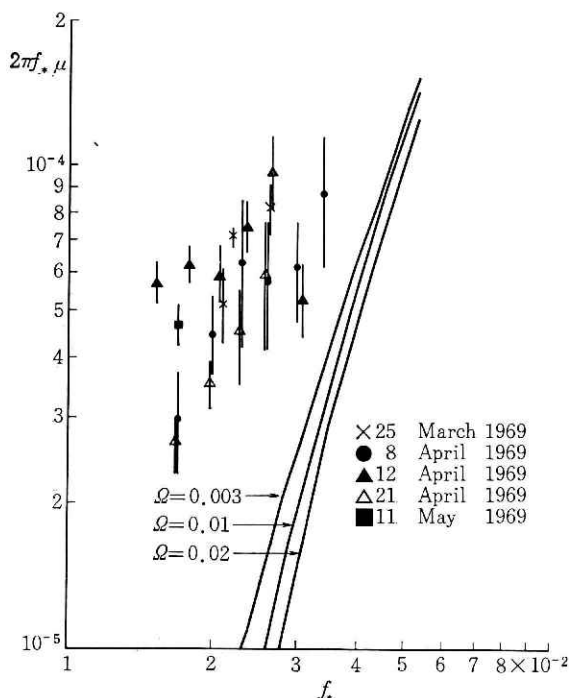


図7 増幅率

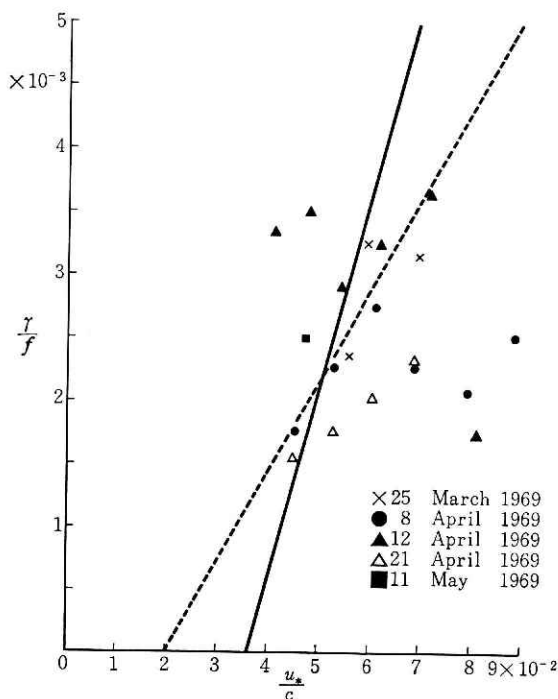


図8 増幅係数

比較するために(6)式を有次元に書き直すと

$$-\frac{\partial}{\partial t} S(f, t) \sim \alpha(f) + \gamma(f) S.$$

ここで

$$\frac{\gamma}{f} = \frac{B}{f_*} (= 2\pi\mu)$$

である。図8は γ/f を u_*/c に対してプロットしたものを示す。実線は Barnett (1968) が Snyder, Cox (1966) らの資料から求めた経験式で $U=25u_*$ として

$$\frac{\gamma}{f} = 2\pi\mu = 5s \left(25 \frac{u_*}{c} - 0.9 \right) \quad (18)$$

と表現できる。計算は $s=1.2 \times 10^{-8}$ とした。Barnett の経験式による増幅率は、われわれの観測より多少大きめになる。Barnett と同様に直線で近似すれば点線で示す

$$2\pi\mu = 2.4s \left(25 \frac{u_*}{c} - 0.5 \right) \quad (19)$$

の方が観測値に近いように見えるがこれだけの資料からは何とも言えない。また直線的に増加するという何の根拠もないので参考にしかない。4月12日の観測のうち最初の2個がとび離れているが、図6dからわかるように、事実この程度の増幅は行なわれたのである。このような特異な現象が何によるか明らかでない。このときだけ特に移流の影響があったかもしれないし、非線形干渉かもしれないがすべて想像である。

なお、高周波の領域で小さく出ている増幅率はあまり信用できない。

(17)式に示すように、この増幅率は u_1/u_0 に比例するから、平均風速の推定値の誤差を考慮しても、Miles の言うような臨境界層不安定による、風浪の発達理論を肯定できるような結果は与えないといえよう。

さて、(1)式の波浪予報に使われる W の項が Barnett(1968) の提案した経験式を使っても、われわれの観測値と矛盾しないことはわかったが、最初に述べた運動量の輸送はどうなるであろうか。波面に及ぼす風の応力は、

$$\tau_w = \rho_a u_1^2 \int_0^\infty \beta k^2 S(k) dk, \quad \beta = \frac{\mu}{s \left(\frac{u_1}{c} \right)^2}$$

である。 μ に (19) 式を代入すれば

$$\beta = \frac{2.4}{(2\pi)^2 f_*^2} \left(10f_* - \frac{1}{4\pi} \right)$$

となるから上式に代入して

$$\tau_w = \rho_a u_1^2 (2\pi)^2 \times 2.4 \int_{1/(40\pi)}^\infty f_*^2 \left(10f_* - \frac{1}{4\pi} \right) S(f_*) df_*.$$

ここで、近似的に

$$S(f_*) = \alpha f_*^{-5}, \quad f_* \geq f_m$$

とすれば

$$\tau_w = \rho_a u_1^2 (2\pi)^2 \times 2.4 \frac{\alpha}{f_m} \left(10 - \frac{1}{8\pi} \frac{1}{f_m} \right)$$

となる。ここで Pierson-Moskowitz(1964) のスペクトルを使って

$$\alpha = \frac{8.1}{(2\pi)^4} \times 10^{-3}$$

と仮定する。われわれの観測から求めた α の値もほぼ同様なものであったが τ のオーダーを求めるのが目的であるので従来使われている値を使用する。風の応力は摩擦速度を使用して表現すると、

$$\tau_w = \rho_a u_*^2 \frac{3.1 \times 10^{-3}}{f_m} \left(10 - \frac{1}{8\pi} \frac{1}{f_m} \right). \quad (20)$$

Pierson-Moskowitz のスペクトルは

$$S(f_*) = \alpha f_*^{-5} \exp(-\delta f_*^{-4}), \quad \delta = \frac{0.74}{(2\pi)^4} \times 10^{-4}$$

であるからスペクトルのピークを示す周波数は

$$f_*^{(m)} = \left(\frac{4}{5} \delta \right)^{1/4} = \frac{8.77}{2\pi} \times 10^{-2}$$

となるが、風の全応力 τ がすべて波の抵抗によると仮定すると (20) 式から

$$f_m = 2.64 \times 10^{-2}$$

となって、波のごく高周波の領域にのみ抗力は働かないとしなければ、風成海流は説明できない。従来は τ を二つに分けて乱流応力 τ_t と波によって誘起された応力 τ_w とより成り立つと

して Miles (1965) は

$$\tau = \tau_t + \tau_w,$$

$$\tau_w = \frac{0.28}{1 + \frac{70}{U}} \quad (U \text{ の単位 : cm/s})$$

と評価しているが、観測値から得られる τ_w はこの値よりはるかに大きく、全応力のほとんどすべてが波の抵抗によると考えなければならない。少なくとも $\tau_w \gg \tau_t$ と考えた方が至当であろう。

4. お わ り に

今回の観測値の整理では、風速を低目に見積もったり、また Ω を大き目に見積もったりして、増幅率を低く抑えようとしたが、結果は Miles の解析とは比較できないほど大きい増幅率を与えるものであった。今後の課題はこの増幅率を定量的に更に詳細に追求することである。

おわりに資料を提供された大島測候所、石廊崎測候所、神奈川県水産試験場、神奈川県水産指導所に深くお礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) Barnett, T. P. (1968): On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves. *J. Geophys. Res.*, **73**(2), 513-529.
- 2) Bretschneider, C. L. (1959): Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves. *B. E. B. Techn. Memo.* No. 118.
- 3) Cox, C. S. and W. H. Munk (1954): Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Mar. Res.*, **13**, 198-227.
- 4) Ellison, T. H. (1956): Atmospheric turbulence. In *Surveys in Mechanics*, pp. 400-430, Cambridge Univ. Press.
- 5) 藤縄幸雄 (1969): 重力波における波高と水圧の関係(I). 国立防災科学技術センター研究報告, 第2号, 69-74.
- 6) Hasselmann, K. (1960): Grundgleichung der Seegangsvoraussage. *Schiffstechnik*, **7**, 191-195.
- 7) Hay, J. S. (1955): Some observations of air flow over the sea. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **81**, 307-319.
- 8) 浜田徳一 (1968): 水面上の風の性質について. 港湾技術研究所報告, **7**(4), 1-22.
- 9) 稲田 亘・渡部 勲 (1969): 容量型波高計について. 国立防災科学技術センター研究報告, 第2号, 57-68.
- 10) Miles, J. W. (1960): On the generation of surface waves by turbulent shear flows. *J. Fluid Mech.*, **7**, 469-478.
- 11) Miles, J. W. (1965): A note on the interaction between surface waves and wind profiles. *J. Fluid Mech.*, **22**(4), 823-827.
- 12) Miles, J. W. (1967): On the generation of surface waves by shear flows, part 5. *J. Fluid Mech.*, **30**(1), 163-175.
- 13) Motzfeld, H. (1937): Die turbulente Stroemung an welligen Waenden. *Z. angew. Math. Mech.*, **17**, 193-212.
- 14) Phillips, O. M. (1966): *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Univ. Press, 261 pp.
- 15) Pierson, W. J. and L. Moskowitz (1964): A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, **69**(24), 5181-5190.
- 16) Snyder, R. L. and C. S. Cox (1966): A field study of the wind generation of ocean waves. *J.*

Mar. Res., **24**(2), 141-178.

- 17) Shemdin, O. H. and E. Y. Hsu (1966) : The dynamics of wind in the vicinity of progressive water waves. *Techn. Rep.* No. 66, Dept. of Civil Engng., Stanford Univ., 209 pp.
- 18) 高野健三 (1969) : 世界中の海水の大循環. 日本海洋学会誌, **25**(1), 48-50.

(1969年7月2日 原稿受理)