

減衰領域における風波の研究

光 易 恒*・木 村 久 雄**

1. は し が き

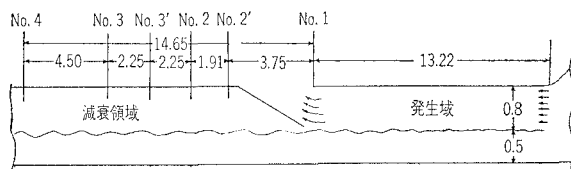
この約10年間に風波の発生、発達およびその統計的性質、風波のスペクトル構造、不規則波の非線型干渉などに関する基礎的な研究が盛んに行なわれ、一方では風波の追算または予報といった総合的な研究もすすめられ風波に関するわれわれの知識はいちじるしく豊富なものとなった。しかしながら、筆者の知るかぎりでは風波の減衰に関する研究はかなり昔に行なわれた Sverdrup & Munk (1947), Barbar & Ursell (1948), Grone & Drestein (1950) らの研究以外きわめて少ないように思われる。

今回報告する研究は発生域を離れて無風領域に進行して行った風波の特性を調べるために最近われわれが行なった研究 [Mitsuyasu (1964)] の概要であって、基礎的な面ではスペクトル構造をもった波の減衰機構を知るために、また実際の面ではうねりの発生機構を解明するために役立つものと思われる。研究は大型風洞水槽を使用して行なわれ、主として減衰領域における風波の平均周期、平均波高、統計的性質およびスペクトルの変化が調べられた。

2. 実験装置および方法

実験は浜田 (1963) の研究に使用されたものと同じの風洞水槽 (幅 1.5 m, 水深 0.5 m, 水面上の空間の高さ 0.8 m, 一樣幅部分の長さ 28.5 m) を使用して行なわれた。図-1 に図式的に示されたように気流の入口より

図-1 測定点の配置図
(単位: m)



13.22 m の所で排風板を入れて風を上方に逃がし、その下流に無風領域を作った。波の測定は発生域の終端に相当する No. 1, 減衰域の No. 2, 3, 4 の各断面の中央 (No. 2', 3' は付加的な測定に使用) で電気抵抗型の

波高計を使用して行なわれた。測点 No. 4 を少しすぎると水槽は一樣幅 1.5 m から幅 5 m に広がり、最後部には消波装置があるので反射波はほとんど無視できる。測定は送風機を始動したのち風波がほぼ定常状態に達した 10 分後からはじめられ、その後の 6 分間の風波の記録が磁気テープとインク書オシログラフとに同時にとられた。ただし磁気記録器のトラック数の都合で一度には一点ずつ測定し、現象をくり返して各点で測定を行なった。このため現象の再現性には細心の注意が払われた。実験に使用した風速は送風機の回転数 300 rpm に対応する $\bar{U}=8.12$ m/sec と回転数 400 rpm に対応する $\bar{U}=10.80$ m/sec の 2 種である。ここで $\bar{U}$ は断面平均風速である。

記録の解析は、波高 H , 周期 T (相隣る zero-up cross の間隔), 水位変動 $\eta(t)$ の等時間間隔のサンプル値などに関してはインク書オシログラフの記録を使用して行ない、スペクトル分析は磁気テープの記録を使用して行なった。

スペクトル分析装置は浜田 (1963) の研究に使用されたものと同じのヘテロダイン検波方式によるアナログ型分析器で、今回の実験で測定されたスペクトルの自由度は $30 \times 3 = 90$, したがって信頼限界は $\frac{1}{K0.95} = 1.31$, $\frac{1}{K0.05} = 0.80$ である。

3. 風浪の減衰

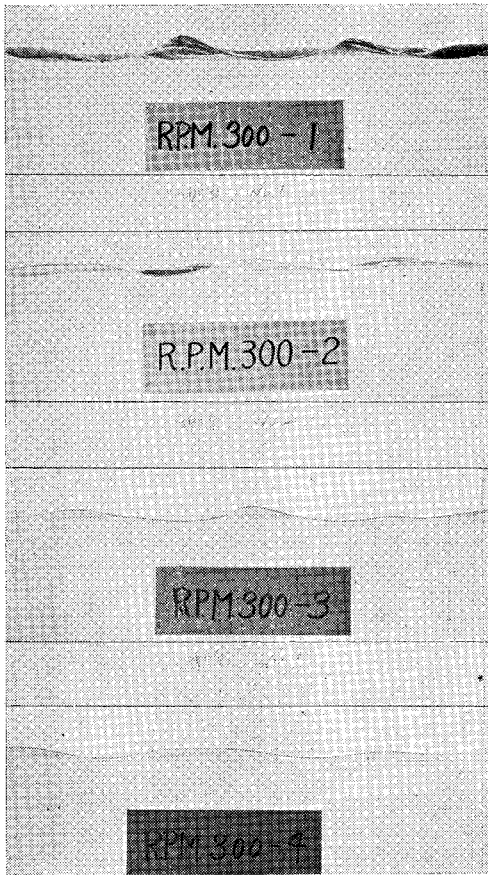
水路の側壁および天井よりの目視観測によると、発生域終端 No. 1 では波はほぼ飽和状態に達し盛んに砕波し表面は小さな表面張力波でおおわれていた。排風板の下を通過して 3~4 波長の間で大規模な砕波を続けたのち波はしだいに滑らかになり、表面をおおっていた複雑な表面張力波はほとんど消失した (図-2)。しかしながら水路の上部から注意深くみると波が十分平滑になったのちも峯の付近には規則的な表面張力波が乗っていて、それは No. 4 の測点においてすらみられた。これはおそらく Longuet-Higgins (1963) が理論的に解明した重力波の峯の近くの表面張力によって、発生した波で重力波よりエネルギーを奪うことによって重力波の減衰のいくらかを受持っているものと思われる。

個々の測点についていえば、300 rpm の場合には No. 2

*正会員 理博 運輸省港湾技術研究所

**正会員 運輸省港湾技術研究所

図-2 減衰領域における風波
(300 rpm)



に達する以前に波はほぼ砕波を完了し、No. 2 の点ではきわめてまれに砕ける程度で、それ以後ほとんど砕けなかった。400 rpm の場合には波は No. 2 以後も時に砕波し、No. 3 の点でもまれには砕波したが、これ以後ではほとんど砕波しなかった。この砕波は後述する波のスペクトルの変形に密接な関係があるように思われる。

表-1 減衰領域における風波の変化

$$\bar{L} = \frac{g\bar{T}^2}{2\pi}$$

rpm	測点	1	2	3	4
300	$\bar{T}$ sec	0.403	0.438	0.465	0.471
	$\bar{H}$ cm	± 0.010	± 0.011	± 0.010	± 0.011
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	2.05	1.41	1.28	1.12
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	± 0.11	± 0.09	± 0.07	± 0.07
	$\bar{H}/\bar{L}$	0.64	0.41	0.28	0.23
400	$\bar{T}$ sec	± 0.05	± 0.03	± 0.02	± 0.02
	$\bar{H}$ cm	0.081	0.047	0.038	0.025
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	0.420	0.525	0.561	0.556
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	± 0.011	± 0.010	± 0.014	± 0.018
	$\bar{H}/\bar{L}$	2.70	3.02	2.65	2.10
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	± 0.13	± 0.18	± 0.16	± 0.17
	$\bar{H}/\bar{L}$	1.10	1.35	0.96	0.85
	$\bar{\eta}^2$ cm ²	± 0.11	± 0.14	± 0.10	± 0.09
	$\bar{H}/\bar{L}$	0.089	0.070	0.053	0.044

図-3 減衰領域における風波の変化

$\bar{H}_2, \bar{T}_2$: 測点 No. 2 における平均波高および平均周期

$$\bar{L}_2 = \frac{g\bar{T}_2^2}{2\pi}, () \text{ 内の数字は測点番号}$$

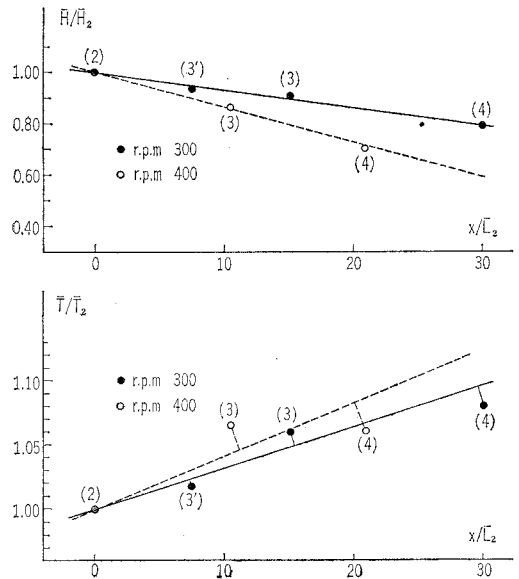


表-1 および 図-3 は各測点における平均波高 および平均周期の変化を示すものである。これより平均値の統計的な信頼限界を考慮しても、なおかつ無風領域における平均波高の減少と平均周期の増大をみることができる。ただし 図-3 においては、No. 1 の測点から No. 2 の測点に至る間で波は排風板の所で特殊な影響を受けて複雑な変化をすると考えられるので、無風領域の最初の点 No. 2 の値を標準にして、それに対する後の点の値の比がとられている。400 rpm の場合、平均波高が No. 2 の所で No. 1 の所の値より増加している奇妙な現象は、波高計は測定の前後精密に較正されているので、おそらく波が排風板の下を通過するとき受けた特別な風圧その他に原因するものではないかと思われる。周期の変化の模様はかなり複雑なようにみえるが、これは後述するスペクトルの変形とも密接に関係しているので測定誤差によるものではない。

4. 減衰領域における風波の統計的性質

風波の理論においては大部分の場合、1 点における水位変動 $\eta(t)$ が Gauss 型の定常確率過程の実現として取り扱われている。この仮定がほぼ正しいことは Pierson (1952) などにより示されているが、それは十分というほどのものではない。Kinsman (1960) は波の精密な現地観測により、 $\eta(t)$ のサンプル値が一見 Gauss 分布をしていてもかなり信頼限界の低いことを示した。Longuet-Higgins (1963) は第 1 近似としては Gauss 分布が得られるが弱い非線型性のある場合には、実際の確率分布が Gram-Charlier 型の分布になることを理論的に示

した。

この問題を規則的な条件で起こされた風波について検討するために、各測点でとられたインク書 オッシロの記録を使用して、 $y(t)$ の等時間サンプル値 (300 rpm の場合は 1/12 sec 間隔, 400 rpm の場合は 1/6 sec 間隔) を求め、その頻度分布を調べた。ただし、これには非常に労力を要するので6分間の記録のうち2分間だけのものを使用し、頻度分布 $P(y)$ 、および次式で定義される高次のモーメントを求めた。ここで y はオッシログラフの直接の読取値である。

$$\mu_n = \int_{-\infty}^{\infty} y^n P(y) dy \quad (n=2,3,4)$$

さらにこれらをもとにして skewness $\sqrt{\beta_1} = \mu_3/\mu_2^{3/2}$, kurtosis $\beta_2 = \mu_4/\mu_2^2$, 頻度分布 $P(y)$ をそれぞれ Gauss 分布および Gram-Charlier 分布と仮定したときの χ^2 の値および対応する確率などの計算を行なった。結果は一括して表-2 に示し、頻度分布の一例 (400rpm の場

表-2 風波の統計的性質

χ_1^2 , $P(\chi_1^2)$ は Gauss 分布を仮定したときの χ^2 値および確率
 χ_2^2 , $P(\chi_2^2)$ は Gram-Charlier 分布を仮定したときの χ^2 の値および確率

rpm	測点	読取値 の数	$\sqrt{\beta_1}$	β_2	χ_1^2	$P(\chi_1^2)$	χ_2^2	$P(\chi_2^2)$
300	1	1 157	0.228	2.43	37.9	$\sim < 0.01$	27.9	$\sim < 0.01$
	2	1 262	0.191	2.76	24.9	$\sim < 0.01$	18.1	$0.01 < \sim < 0.02$
	3	1 383	-0.052	2.90	10.6	$0.3 < \sim < 0.5$	13.0	$0.1 < \sim < 0.2$
	4	1 386	0.129	3.22	12.4	$0.2 < \sim < 0.3$	16.6	$0.02 < \sim < 0.05$
400	1	730	0.396	2.66	46.7	$\sim < 0.01$	23.2	$\sim < 0.01$
	2	728	0.332	2.83	13.7	$0.1 < \sim < 0.2$	3.22	$0.90 < \sim < 0.95$
	3	730	0.242	2.62	22.6	$\sim < 0.01$	11.4	$0.1 < \sim < 0.2$
	4	730	0.185	2.69	7.50	$0.5 < \sim < 0.7$	5.73	$0.5 < \sim < 0.7$

図-4 (a) 水位変動の頻度分布

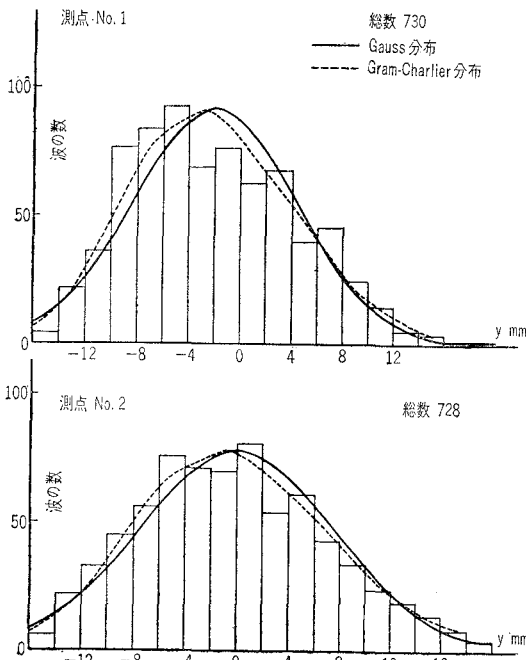
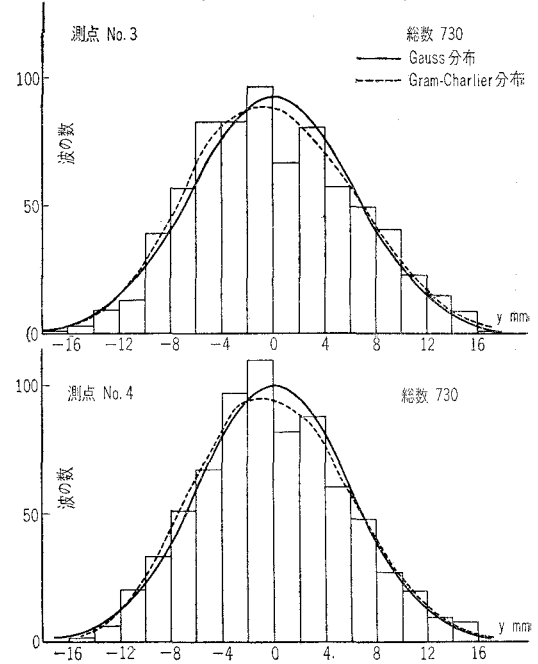


図-4 (b) 水位変動の頻度分布



合) は図-4 に示した。ただし Gram-Charlier 分布としては、Kinsman (1960) によって使用されたつぎのものを使用した。

$$P(y) = \frac{e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \left[1 + \frac{1}{6} \sqrt{\beta_1} H_3 + \frac{1}{24} \beta_2 H_4 \right]$$

$$H_3 = y^3 - 3y, \quad H_4 = y^4 - 6y^2 + 3$$

また χ^2 検定の際、頻度分布の両端に近い部分の頻度 30 以下の所は一緒にして計算した。skewness および kurtosis の値、さらに χ^2 検定の結果を総合するとつぎのことがいえるであろう。① No. 1 の測点すなわち発生域では風波はかなり Gauss 過程よりはずれているが、減衰領域を進行して図-2 にもみられるように非線型性がしだいに減少するにつれて Gauss 過程に漸近して行く、②発生域においては Gram-Charlier 分布をもっても必ずしもよい一致が得られないが、これはおそらく弱い非線型性という仮定が実際の波によって満足されなかったことに原因するものと思われる。③一、二の例外はあるが、全体としてみれば Gram-Charlier 分布のほうが Gauss 分布に比して実測の分布によく一致する。

表-3 は波高の資料を用いて各種の統計的に定義される波高すなわち平均波高 $\bar{H}$, 有義波高 $H_{1/3}$, $1/10$ 最大波 $H_{1/10}$ および最大波高 $H_{\max}$ などの相互間の関係を求め、それらを Longuet-Higgins (1952) が波の Gauss 過程とスペクトルの幅が狭いことを仮定して、理論的に求めた関係と比較したものである。

この結果よりも発生域においては実測値と理論値の一致があまりよくないが、波が減衰領域を進行して行くに

表-3 風波の統計的性質 (2)

rpm	測点	1	2	3	4	理論
300	$\bar{H}_{1/3}/\bar{H}$	1.45	1.51	1.59	1.61	1.59
	$\bar{H}_{1/10}/\bar{H}$	1.73	2.03	1.96	2.02	2.03
	$\bar{H}_{max}/\bar{H}$	2.04	2.70	2.28	2.62	2.70*
	$2\sqrt{\eta^2}/\bar{H}$	0.78	0.71	0.83	0.86	0.798
400	$\bar{H}_{1/3}/\bar{H}$	1.47	1.48	1.50	1.65	1.59
	$\bar{H}_{1/10}/\bar{H}$	1.70	1.78	1.83	2.02	2.03
	$\bar{H}_{max}/\bar{H}$	2.20	2.16	2.37	2.62	2.70*
	$2\sqrt{\eta^2}/\bar{H}$	0.78	0.77	0.74	0.88	0.798

* H_{max} の理論値は波の数 200 として求めた。

したがって、しだいによい一致を示すようになることがわかる。後述するように波のスペクトル幅自体は測点 No. 1~4 間でそれほど大きな変化を示さないで、この不一致、一致の原因は主として波の非線型性の強弱にあるものといえよう。

5. 風波のスペクトル

発生域の終端および減衰域の各点でそれぞれ測定された風波のスペクトルは図-5(a) および図-5(b) に示された。ここで縦軸には次式で定義されたスペクトル密度 $\phi(f)$ が、横軸には周波数 f がそれぞれ使用されている。

$$\int_0^\infty \phi(f) df = \eta^2$$

図-5(b) 減衰領域における風波のスペクトル

(300 rpm)

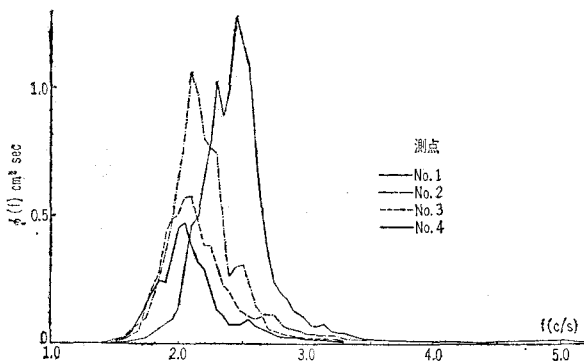
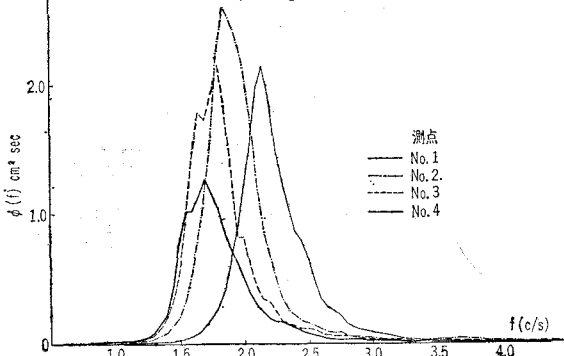


図-5(a) 減衰領域における風波のスペクトル

(400 rpm)



これらの図に示されたスペクトルの変化の顕著な特性をあげると、①スペクトル密度が最大となる周波数 f_{max} がスペクトルの減衰とともにわずかではあるが低周波のほうに移行すること、②スペクトル密度が最大の周波数付近から少し高い周波数の範囲にかけて、いちじるしいエネルギーの減衰が生じていること、③測点 No. 1 より No. 2 に移る間、400 rpm の場合には測点 No. 2 より No. 3 に移る間にも高周波成分より低周波成分に向かういちじるしいエネルギーの輸送があることなどである。

測点 No. 1 と No. 2 との間では、風波は特種な境界条件の影響をうけているかもしれないが、測点 No. 2 より No. 3 にいたる完全に無風領域においても 400 rpm の場合エネルギーの低周波に向かったかなりの輸送がみられることは、興味ある事実である。スペクトルの周波数の精度に関しては細心の注意が払われているのでこれは測定誤差とは考えられない。これは風波の砕波と密接な関係があるように思われる。すなわち 3. のべたように 300 rpm の場合は測点 No. 2 以後はほとんど砕波しておらず、この領域では図-5(a) に示されるようにエネルギーの低周波への輸送がみられない。400 rpm の場合は砕波が測点 No. 3 に至るまでみられたことに対応して、エネルギーの低周波への輸送が生じ、砕波しな

くなった No. 3 以後にはこのエネルギーの輸送が生じてない。しかしながら、現在のわれわれの知識では砕波により、風波のエネルギーが多量に低周波部分に移行して行くというような機構は説明できず、しかも例が少ないので、これは今後解決すべき問題であろう。スペクトルより得られる量を直接波の記録より得られたものと比較するために、スペクトル密度が最大値をとる周波数の逆数で定義される周期 $T_1 (=1/f_{max})$ 、次式でスペクトルより定義される平均周期 $\bar{T}$

$$\bar{T} = \left(\frac{\int_0^\infty \phi(f) df}{\int_0^\infty f^2 \phi(f) df} \right)^{1/2}$$

さらにスペクトルの全エネルギー $\int_0^\infty \phi(f) df$ および Cartwright (1956) により次式で定義されたスペクトル幅

$$\epsilon^2 = \frac{m_0 m_4 - m_2^2}{m_0 m_4}$$

$$m_n = \int_0^\infty \phi(f) f^n df$$

などを計算し一括して表-4 に示した。これより異なった方法で定義された風波の周期がお互いにきわめてよく一致し、いずれも減衰領域でわずかではあるが増大していることがわかる。

またスペクトルの全エネルギーは当然のことながら水位変動の自乗平均にはほぼ等しく、いずれも無風

表—4 風波のスペクトルより求めた平均量

rpm	測 点	1	2	3	4
300	$T_1 (=1/f_{max}) \text{ sec}$	0.408	0.476	0.483	0.495
	$T_1/\bar{T}$	1.01	1.09	1.04	1.05
	$\bar{T} \text{ sec}$	0.392	0.436	0.418	0.457
	$\bar{T}/T$	0.973	0.995	0.899	0.970
	$\int_0^\infty \phi(f) df \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}$	0.643	0.500	0.316	0.224
	$\bar{\eta}^2 / \int_0^\infty \phi(f) df$	0.995	0.803	0.874	1.009
400	ϵ	0.46	0.43	0.35	0.35
	$T_1 (=1/f_{max}) \text{ sec}$	0.465	0.540	0.555	0.588
	$T_1/\bar{T}$	1.05	1.03	0.99	1.05
	$\bar{T}$	0.499	0.496	0.522	0.538
	$\bar{T}/T$	1.13	0.946	0.933	0.965
	$\int_0^\infty \phi(f) df \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}$	1.038	1.228	1.000	0.678
	$\bar{\eta}^2 / \int_0^\infty \phi(f) df$	1.06	1.10	0.96	1.25
	ϵ	0.52	0.46	0.53	0.44

領域を進行するにつれていちじるしく減少していることがわかる。この風波のエネルギーの減衰の機構としてはつぎのものが考えられる。①水の表面、水底および側壁の近くの境界層内における分子粘性によるエネルギー損失、②砕波その他の未知の機構による波動運動のモードより乱流運動のモードへのエネルギーの逸散、③大気との干渉によるエネルギーの損失、④表面張力によるエネルギーの損失。

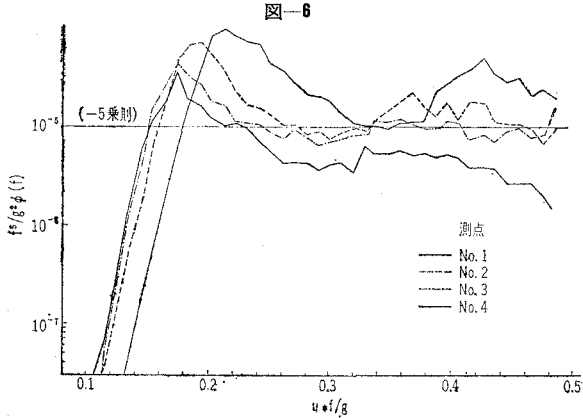
しかしながら、②の機構に関してはその解析的表現はほとんど不明であり、③の機構についても確定的なことはわかってない。④の機構もスペクトル構造をもった波の場合にははっきりした表現は求められていない。①の分子粘性のみを考慮した波のスペクトルの減衰量の近似的算定が筆者により試みられたが、それはわれわれの測定したスペクトルについていえば、3 c/s 以上の高い周波数の領域におけるエネルギー損失を説明できただけでスペクトル密度の最大値付近の多量のエネルギー損失

は、とうてい分子粘性では説明できなかった [Mitsuyasu (1964)]。浜田 (1964) は②の機構を解明する一つの試みとして風波のスペクトルの高周波側を $\phi(f) = af^{-n}$ と表現したとき、 $n > 5$ ならば渦動運動が発生することを摂動計算により示した。

このスペクトルの減衰に関して興味ある事実はわれわれの測定した、風波のスペクトルを Kitaigorodski (1962) にしたがって無次元表示した 図—6 に見られるように、分子粘性ではまったく説明できないような多量のエネルギー損失を生じた周波数領域が、いわゆる“—5 乗則”にしたがう平衡領域のスペクトルに比して、いちじるしく過剰のエネルギーを含んでいることである。Burling (1959) が測定したスペクトルや Phillips (1961) が引用した SWOP のスペクトルには、このような過剰エネルギーがあまり見られない所からすると、これは短い吹送距離の風洞水槽で生じた風波に固有の現象だという恐れもある。すなわち、発生域において何んらかの機構で風よりのエネルギーが風波の主要な波の部分に集中して入り、これが波の伝播距離が短かく非線型干渉その他によって他の周波数領域に分散されるに十分な時間をもたないこととあいまって生じた現象であるかもしれない。したがって高周波側が“—5 乗則”にしたがうようなスペクトル構造を有する風波においても同様な現象がみられるかどうか確かめる必要がある。しかしいづれにせよ、もし何んらかの機構で風波のエネルギーが Phillips (1958) により示されたエネルギー・スペクトルの平衡状態以上に、ある領域に蓄積されたならば、砕波、波動運動の不安定性の発生、非線型干渉、表面張力波の発生など様々な機構を通じてそのエネルギーは、その領域から逸散されるということができであろう。そして、その領域より失なわれたエネルギーの一部は他の周波数領域に一部は乱流運動のモードに移って行くように思われる。

参 考 文 献

1) Barber, N.A. and A.Ursell : The generation and propagation of ocean wave and swell, Trans. Roy. Soc. (London), Vol. 240, No. 824, 527-560, 1948.
2) Burling, R. W. : The spectrum of waves on short fetches, Deutchen Hydrog. Zeit. Vol. 12, 2-3, 1959.
3) Cartwright, D.E. and M. S. Longuet-Higgins : The statistical distribution of the maxima of random function, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 237, 212-232, 1956.
4) Grone, P. and R. Drestein : Ocean swell ; its decay and period increase, Nature, 165, 445, 1950.
5) Hamada et al : An experimental study of development of wind waves, Port and Harbour Tech. Res. Inst., Report No. 2, 1963.
6) Hamada, T. : On the f^{-5} law of wind-generated waves, Port and Harbour Tech. Res. Inst. Rep-



- ort No. 6, 1964.
- 7) Kinsman, B. : Surface waves at short fetches and low wind speeds, Chesapeake Bay Inst., Tech. Rep. 19, 1960.
 - 8) Kitaigorodski, S.A. : Applications of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave motion as a stochastic process, Bull. I.Z.V. Geophys. Ser. No. 1, 73-80, 1962.
 - 9) Longuet-Higgins, M.S. : On the statistical distribution of height of sea waves, J. Mar. Res., Vol. 11, No. 13, 245-266, 1952.
 - 10) Longuet-Higgins, M.S. : The generation of capillary waves by steep gravity waves, J. Fluid Mech., Vol. 16, Part. 1, 138-159, 1963.
 - 11) Longuet-Higgins, M.S. : The effect of non-linearities on statistical distributions in the theory of sea waves, J. Fluid Mech., Vol. 17, Part. 3, 459-480, 1963
 - 12) Mitsuyasu, H. and H. Kimura : Wind wave in decay area, Port and Harbour Tech. Res. Inst., Report No. 5, 1964.
 - 13) Phillips, O. M. : The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, J. Fluid Mech. Vol. 4, 426-434, 1958.
 - 14) Phillips, O.M. : The dynamics of random finite amplitude gravity waves, Proc. Conference Ocean wave spectra (Easton), 171-178, 1961.
 - 15) Pierson, W.J. and W. Marks : The power spectrum analysis of ocean wave record, Trans. Amer. Geophys. Union 33, No. 6, 834-844, 1952.
 - 16) Sverdrup, H. V. and W.H. Munk : Wind sea and swell, theory of relations for forecasting, U.S. Navy Hydrographic Office, Pub. No. 601, 1947.
-