

風波のスペクトルの相似性について

光 易 恒*・本 多 忠 夫**

1. 緒 言

実験水槽において、送風機で起こした風波が、海洋波に非常によく似た性質を示すことはよく知られている事実である。このことは、海洋波が、海面上の風によって発生した大規模な風波であることを思い起こすならば当然のことのようにも思われる。このような現象の類似性をもとにして、海洋波の発達機構を調べるために、風洞水槽の風波を使用した研究が行なわれたり、工学的目的で海洋波を水槽内に再現する手段として、送風機で起こした風波が使用されたりしている。しかしながら、風波の発達の際の条件に関しては海洋波と風洞水槽の風波とはかなりの差がある。たとえば、波を起こした風についてみると、風洞水槽の風は、側壁や天井の存在により方向が整えられており、風速の時間的および空間的変動も一般に、きわめてわずかであるのに反して、海面上を吹く自然風は、時間的にも空間的にもきわめて不規則に変動している。また、波と風との相互作用の機構に関して重要な役割を占めるパラメーター、 c/U_* (c : 波速, U_* : 風の摩擦速度) についてみると、風洞水槽の風波の場合、 c/U_* : 0.5~2 程度であるのに反して海洋波では、 c/U_* : 10~40 程度で、前者では風速に対する波速の比が後者に比してかなり小さい。したがって、風より波に対する運動量輸送の機構に関して若干差のあることが予想される。このような発生条件の差ならびに、scale effect 等を考慮すると発生した風波の特性にもそれらがある程度反映されていることは当然予想される。

今回の研究は、このような問題、すなわち、実験水槽の風波と海洋波とはどの程度似ており、またどのような点で異なっているかという問題に答えるために行なわれたものである。ただし、両者の統計的な性質、たとえば、波高の分布などに関しては従来にもかなり多くの研究^{1),2)}が行なわれているので、今回の研究では、波の一次元スペクトルの形に重点をおいて両者の比較検討が行なわれた。

2. 波の資料

今回の研究で使用された波の資料は、海洋波のデータ

としては、博多湾の観測塔(水深約 5m)において、容量型波高計を用いて計測された波の記録が使用された。データは、大部分、吹送距離 5km 前後、風速 10m/s 前後の条件で湾内で発生した風波に関するもので、近似的に深水波と見なし得るものである。実験水槽の風波のデータとしてはいずれも、津屋崎海洋災害実験所の大型水槽(70m×8m×3m)において送風機で起こされた風波を小型の容量型波高計で計測したものであるが、実験条件を異にする 2 群のデータが使用された。一つの実験においては、図-1 に示されたように、送風機を水槽の

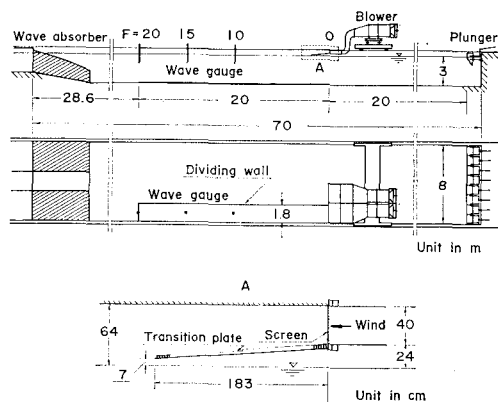
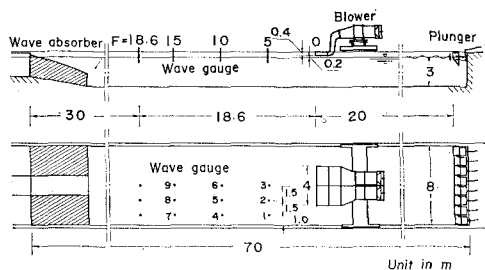


図-1 実験水槽および測点の配置 (A群)

一方の壁側に寄せ、大水槽を送風機の吹出口より下流に約 20m にわたって、側壁と仕切板とで幅 1.8m に仕切り、さらに、水面上約 64cm の所に天井を設けて、普通の風洞水槽のようにして、風波を発生させた。この実験条件により得られた波浪データを今後便宜的に A 群のデータと呼ぶことにする。もう一つの実験においては、図-2 に示されたように、大水槽の中央部に送風機をおいて、そのまま水面上に風を吹かせた。この場合には、横方向にも、上方にも、風を制限する壁がないので、風は下流に向かって噴流的に拡がり、したがって風速およびその分布は変化する。しかしながら、この場合の風および波は、側壁および天井の影響をほとんど受けないので、発生した風波は A 群の波浪データに比較すると海洋波に近い条件で発生したものと見なすことができる。この実験条件により得られた波浪データを便宜的に今後 B 群のデータと呼び、まえに述べた博多湾で得られた波浪データ

* 正会員 理博 九州大学教授 応用力学研究所
** 九州大学助手 応用力学研究所



図—2 実験水槽および測点の配置 (B群)

をC群のデータと呼ぶことにする。これらの実験水槽の風波も、水槽の水深が3mと非常に深いので、十分深水波と見なし得るものである。博多湾での波浪計測ならびに大水槽における波浪計測に関しては、それぞれ詳しい報告^{3),4),5)}がすでに行なわれているので、ここでは省略するが、風波の発生条件である無次元吹送距離の範囲は、大水槽の風波について、 $gF/U_*^2: 10^2 \sim 10^3$ 、博多湾の風波について、 $gF/U_*^2: 10^5 \sim 10^6$ である。ここに g は重力加速度、 F は吹送距離である。

3. 波浪データのスペクトル解析

海洋波のスペクトルと水槽内で発生した風波のスペクトルの詳細な比較が本研究の主要な目的であるので、スペクトル解析を行なう際両者の波浪データをできるだけ同様な方法で解析する必要がある。このため、Blackman & Tukeyの方法で、波のスペクトル計算を行なう際、次のような計算条件を選定した。(i) 計算されたスペクトルのNyquist周波数 $f_N: f_N \doteq 4f_m$ 、ここに、 f_m はスペクトルのピークに対応する周波数で、この逆数 $T_m (=1/f_m)$ は支配的な波の周期に近い。(ii) 計算されるスペクトルの分解能、すなわち隣接する周波数間隔、 $\Delta f: \Delta f \doteq f_m/10$ 。(iii) 波浪データの長さ、 $T_n: T_n = 100 T_m \sim 200 T_m$ 。すなわち、支配的な波100波 $\sim$ 200波が入っている程度の長さの波の記録をスペクトル解析する。以上のような条件をつけると、各風波の予想されるスペクトルのピークの周波数 f_m に応じて、データのサンプリング間隔 $\Delta t (=1/2 f_N)$ 、最大ラグ数 $M (=1/2 \Delta t \Delta f)$ 、1つの記録のデータ数 $N (=T_n/\Delta t)$ 、スペクトルの自由度 $\nu (=2N/M)$ などが必然的に定まってくる。博多湾の風波の場合には、 $f_m: 0.4 \text{ Hz}$ 前後、実験水槽の風波の場合には、 $f_m: 2 \text{ Hz}$ 前後であるので、スペクトルの計算における代表的な定数は次のようになる。

	f_N (Hz)	Δf (Hz)	$T_n(\text{sec})$	Δt (sec)	M	N	ν
水槽の風波	8	0.2	50 $\sim$ 100	1/16	40	800 $\sim$ 1600	40 $\sim$ 80
博多湾の波	1.6	0.04	250 $\sim$ 500	1/3.2	40	800 $\sim$ 1600	40 $\sim$ 80

実際の計算は、データの都合により多少の変動はあったけれども一応上記の定数を標準として行なわれた。

4. 風波のスペクトルの規格化

実験水槽の風波と海洋波とはその周波数帯域が著しく異なっているのでそれぞれのスペクトルを最初に次のような形に規格化して比較を行なった。

$$\phi(f) f_m / E = \Phi_1(f/f_m) \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 f_m はスペクトルのピークの周波数、 E は全スペクトルエネルギーである。この形式の規格化は Colonnelli¹⁾によっても試みられているが、今回このような規格を具体的に行なう際二つの点に注意が払われた。その一つは、 f_m の値の決定法である。測定されたスペクトル $\phi(f)$ の値は離散的な周波数 $f_i (i=1, 2, 3, \dots)$ に対して計算されているので、相隣する f_i の値の中間に $\phi(f)$ の極大値がある場合が生じるため機械的に $\phi(f)$ が最大値をとる周波数 f_i を f_m として選んだのでは、規格化されたスペクトルにばらつきが大きかった。このような不都合を少しでもさけるために、測定された波浪スペクトルのピークを中心として隣接する5点の周波数におけるスペクトル密度の値より最小自乗法近似で求められる二次曲線でスペクトルのピーク付近の形を近似して、その曲線のピークに対応する周波数を f_m とした。もう一つの考慮を払った点は全スペクトルエネルギー E の値の決定法である。一般に、測定された全スペクトルエネルギーならびにスペクトル密度には Aliasing 効果のため Nyquist 周波数 f_N 以上の周波数領域のスペクトルエネルギーが折り返されて入っている。そこで、 $f > f_N$ の領域のスペクトル $\phi(f)$ を一応

$$\phi(f) = \phi(f_N) f_N^5 f^{-5} / 2 \dots\dots\dots (2)$$

と仮定し、測定されたスペクトルにはこれが f_N で折り返されて入っているものと考えてスペクトル密度 $\phi(f)$ ならびに全エネルギー E の補正を行なった。全スペクトルエネルギーに対する、もう一つの修正は低周波領域での修正である。実験水槽の風波のスペクトルの場合には、ほとんど問題がないが、博多湾の風波のスペクトルの場合には、湾内で発生した風波よりかなり低周波領域に湾外よりの侵入波が重畳している場合があった。一般に風波のスペクトル密度は、 $f < f_m/2$ の周波数領域ではきわめて小さいこと、たまたま博多湾の波の場合、侵入波の支配的周波数領域が近似的に湾内で発生した風波のスペクトルのピークの周波数 f_m の1/2以下の所にあったことなどを考慮して、 $f \leq f_m/2$ の領域のスペクトルエネルギーを全スペクトルエネルギーより差し引いたものを風波のみのスペクトルエネルギーとした。結局、高周波側における Aliasing 効果によるスペクトルエネルギーおよび発生域における風波以外の波により低周波側に混入するスペクトルエネルギーを、測定されたスペクトルエネルギーより差し引いて E を求め、この E を使用してスペクトルの規格化を行なった。

ところで, Kitaigorodski⁶⁾ ならびに筆者らの一人⁴⁾ により行なわれた従来の研究によると, 風波のスペクトルのピークより低周波側は, 十分な近似で

$$\log_{10} \phi(f) f^5 / g^2 = A + B(gF/u_*^2) \cdot u_* f / g \quad \cdots (3)$$

と表わされる。一方, スペクトルのピークより高周波側は, 第一近似としては平衡領域のスペクトル形

$$\phi(f) f^5 / g^2 = \beta' \quad \cdots (4)$$

で表わすことができる。このような, 風波のスペクトルの特性を考慮して, 風波のスペクトルのもう一つの規格化として次のような形を選んだ。

$$\log_{10} \phi(f) f^5 / g^2 = \Phi_2(f/f_m) \quad \cdots (5)$$

この規格化は, 風波のスペクトルのピークより高周波側にかけての性質を詳しく調べるのに便利である。この場合, $\phi(f)$ の値としては, Aliasing の効果を前述の方法で修正したものが使用された。

5. 風波のスペクトルの相似性

式(1)の形に規格化されたすべてのスペクトルは, A群, B群およびC群にまとめてそれぞれ, 図-3, 図-4 および 図-5 に示されている。これらの図において, 下段には上段と同じスペクトルを, スペクトル密度の小さい高周波領域ならびに低周波領域におけるスペクトルの形をはっきりと示すため, 縦軸にその対数をとって示してある。図-3 は実験水槽におけるA群の波浪デ

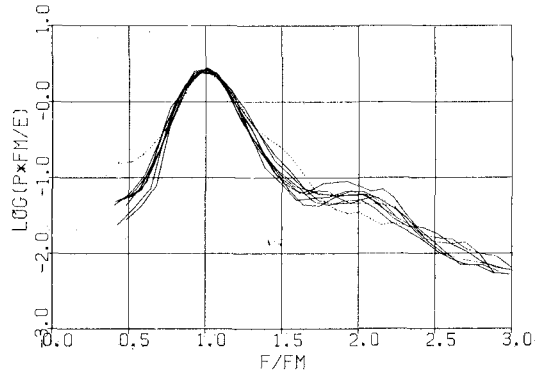
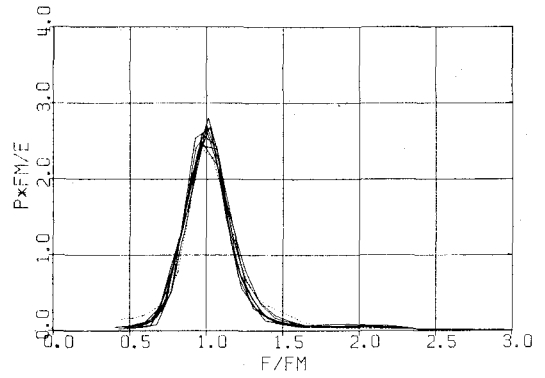


図-4 規格化された風波のスペクトル (B群)

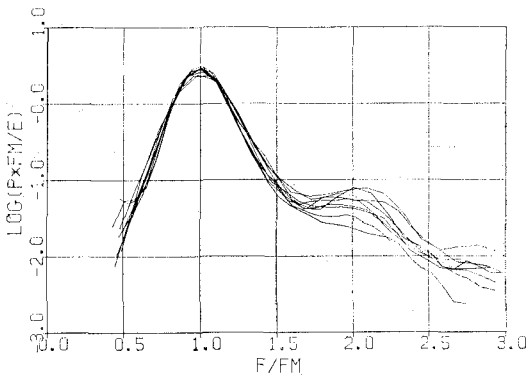
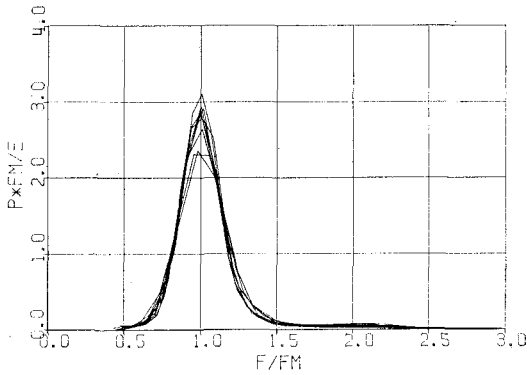


図-3 規格化された風波のスペクトル (A群)

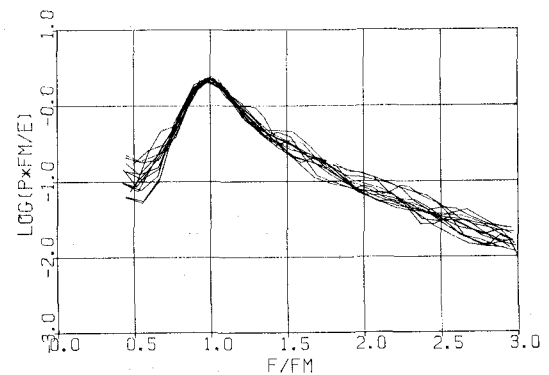
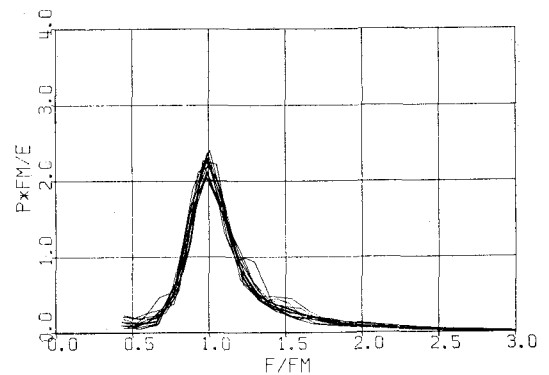


図-5 規格化された風波のスペクトル (C群)

ータより得られた結果であるが、有効吹送距離 F' : 8m, 13m, 18m の3種類、風速 U_* : 42cm/s, 72cm/s, 110cm/s の3種類、合わせて合計9種類の異なった条件で得られた波浪スペクトルが、記号を区別することなくまとめて示されている。図-4 は同じく実験水槽のB群の波浪データによる結果であるが、図-2 に示された測点 1~9 において測定された風波のスペクトルが測点 1 のもの(点線)以外記号を区別することなく示されている。この場合の風速は1種類で場所的に非常に変化しているが、たとえば測点 3 においては、 $U_*=90$ cm/s であった。図-5 は博多湾で得られた日時を異にするすべての波浪スペクトルを、まとめて示したものである。

これらの図に示された結果より、それぞれのグループ内でもかなり広範囲に風波の発生条件が変化しているにもかかわらず、(1) の形に規格化されたスペクトルは、非常によく一致した形を示して、系統的な差がほとんどみられないことがわかる。風洞水槽に近い比較的規則的な条件で得られたA群の波浪データのみならず、開放的で非常に不均一な風場で発生したB群の波浪データならびに実際の海で得られたC群の波浪データについても、それぞれの群内では規格化されたスペクトルが、広い周波数範囲にわたり非常に類似した形を示すことは注目すべき事実である。

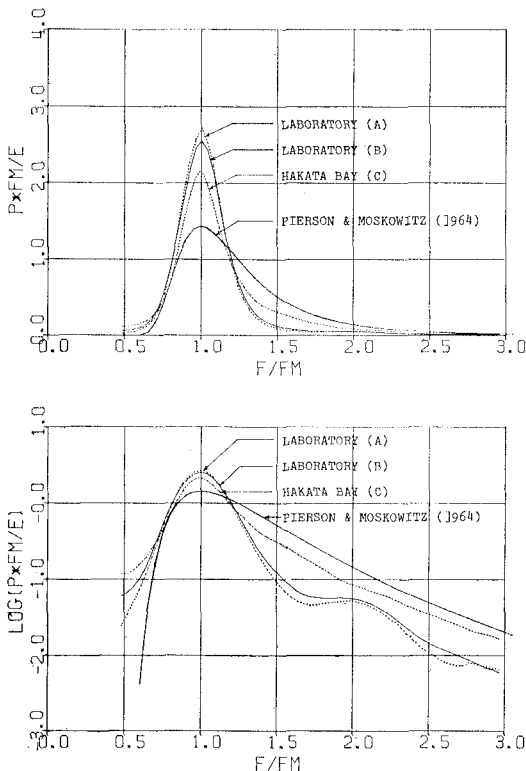


図-6 規格化された風波のスペクトルA群、B群およびC群のデータの比較

図-6 は、同様にして、A群、B群およびC群の波浪データの規格化されたスペクトルを相互に比較したものであるが、図の輻輳をさけるために、各群の平均スペクトルをそれぞれ求めたものがまとめて示されている。また、比較のために Pierson-Moskowitz のスペクトル⁷⁾ ($gF/U_*^3=10^7$) を同様に規格化したものも示されている。図-6 に示された結果より、実験水槽の風波のスペクトルに関しては、A群、B群ともにほとんど同様なスペクトルの形を示して、側壁と天井の影響は発生した風波のスペクトルの形にほとんどみられないことがわかる。これに反してC群の博多湾の風波のスペクトルは、実験水槽のデータに比較して、スペクトルのピーク付近における値の低下ならびにそれを補った高周波領域 f/f_m : 1.2~2.0 における値の増大がみられる。そして、このような傾向は Pierson-Moskowitz のスペクトルにおいてさらに著しい。ただ、ここで注意しなければならないことは、現在議論しているのは、 E および f_m で無次元化されたスペクトル密度であって、スペクトル密度自体は、実験水槽の風波の方が、海洋波に比して、高周波領域 ($f \geq f_m$) においてはるかに大きな値を示したことである。実験水槽の風波のスペクトルのピーク付近における集中度が高いこと、別のいい方をすれば、いわゆる overshooting 効果^{8),9)}のために規格化した際このようなことが生じたのである。このことは、次に述べる別の形に規格化されたスペクトルにおいてさらに明りょうになる。

図-7 および図-8 は、それぞれB群およびC群のスペクトルをまえに述べた式(5)により規格化したものを各群別にまとめて示したものであるが、両者を比較すると次のような点が見える。大局的にはすべてのスペクトルの形は似ており、高周波側は大ざっぱにみると $\phi(f) \sim f^{-5}$ の形を有しているが、細部についてみると、実験水槽の風波のスペクトルの方が、高周波側で全体的に高いスペクトル密度を有し、さらに、実験水槽の風波のスペクトルには、 f/f_m : 1および2の付近に極大値があるのに反して、博多湾の風波のスペクトルには、これらが

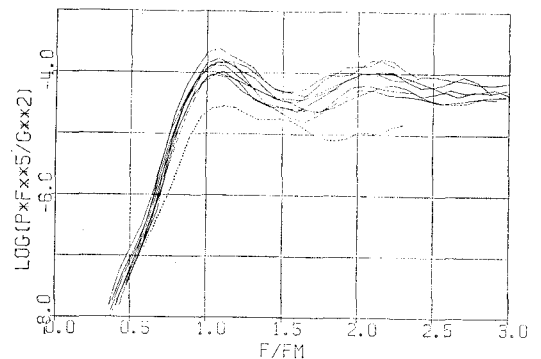
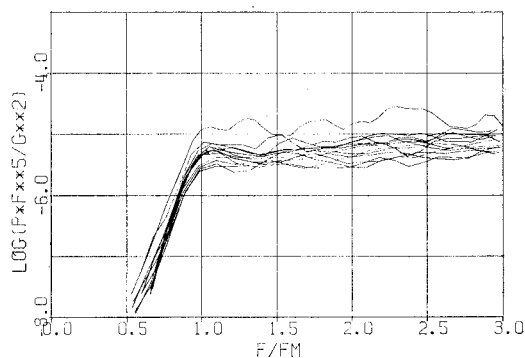


図-7 規格化された風波のスペクトル (B群)



図—8 規格化された風波のスペクトル (C群)

ほとんど見当たらないなどの差異がある。われわれは、以前、いわゆる平衡領域のスペクトルに対応する式(4)の係数 β' が無次元吹送距離 gF/U_*^2 の増大とともに減少することを示し、さらに、図—7 にみられた無次元スペクトル密度の極大値の存在が、Barnett-Sutherland⁹⁾ のいう、いわゆる overshooting 効果に対応した現象であることを明らかにした⁹⁾。実験水槽の風波については B 群の波浪データのように開放的で自然風に近い条件で生じた風波についても overshooting 効果が明りょうに見られるのに反して、博多湾の波の場合、ほとんどこれが見られないのは特異な現象である。一般に、海洋波のスペクトルについては overshooting 効果が見られる場合が少ないので、この現象は、 gF/U_*^2 に依存するようにも考えられるが、Barnett-Wilkerson¹⁰⁾ が海洋で計測したデータならびに最近 Hasselmann ら¹¹⁾ が北海で行なった JONSWAP の波のデータ等には明りょうに overshooting 効果がみられるので、この点、問題は今後に残されている。

6. 結 語

今回の研究で明らかにされた点をまとめると次のようになる。(i) 実験水槽で起こした風波のスペクトル ($gF/U_*^2: 10^2 \sim 10^3$) は、相当広範囲に変化された条件のもとにおいても、式(1)の形に規格化するとほとんど同一の形を示す。(ii) 博多湾で得られた波のスペクトル ($gF/U_*^2: 10^4 \sim 10^6$) も式(1)の形に規格化すると、相互に

ほとんど同一な形を示す。しかしながら、(iii) 実験水槽の風波のスペクトルと博多湾の風波のスペクトルとは後者の方がスペクトル密度のピーク付近での値が小で、それを補って、 $f/f_m: 1.5 \sim 2.0$ の周波数領域での値が大となって少しい違いを示す。(iv) このような傾向は Pierson-Moskowitz のスペクトル ($gF/U_*^2 \doteq 10^7$) において、さらに著しい。このことは、(v) 無次元吹送距離 gF/U_*^2 が、風波のスペクトル密度の集中度を支配するパラメーターであることを暗示している。(vi) スペクトル密度の集中度の増大は overshooting 効果にあることがわかったので、問題は overshooting 効果の発生条件に持ち越されたことになる。

本文中ではふれなかったけれども、今回検討した風波のスペクトルは、大部分重力波の領域にあるもので、表面張力の影響はあったとしてもきわめてわずかである。

この研究は文部省特殊研究費で行なわれたものであり、この研究においては、津屋崎海洋災害実験所の電子計算機システム FACOM 270-20 が使用された。

参 考 文 献

- 1) Colonell, J.M.: Tech. Rep., Dept. of Civil Engng., Stanford Univ., 65, 1966, 134 pp.
- 2) Hess, G.D., G.M. Hidy, and E.J. Plate: J. Marine Res. Vol. 27, No. 2, 1969, 216-225 pp.
- 3) Mitsuyasu, H., R. Nakayama, and T. Komori: Rep. Res. Inst. Appl. Mech. Vol. XIX, No. 62, 1971, 37-74 pp.
- 4) Mitsuyasu, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Vol. XVI, No. 55, 1968, 459-482 pp.
- 5) 光易 恒: 第14回海岸工学講演会講演集 1967, 39-44.
- 6) Kitaigorodskii, S.A.: Izv., Geophys. Ser. Acad. Sci, U.S.S.R. I, 1962, 105-117 pp.
- 7) Pierson, W.J. and L. Moskowitz: J. Geophys. Res. Vol. 69, No. 24, 1964, 5181-5190 pp.
- 8) Barnett, T.P. and A.J. Sutherland: J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 22, 1968, 6879-6885 pp.
- 9) Mitsuyasu, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Vol. XVII, No. 59, 1969, 235-248 pp.
- 10) Barnett, T.P. and J.C. Wilkerson: J. Marine Res. Vol. 25, No. 3, 1967, 292-328 pp.
- 11) Hasselmann, K.: Invited Review Paper presented at Conference on Sea Surface Topography, Miami, 1971.