

流れの中の風波の研究(3)

加藤 始*・宮崎 豊**

1. まえがき

海洋に発生する風波の推算や予報は、工学的見地からきわめて重要な問題である。ところで実際の海には潮流や海流などの流れが大きい海域があり、そこでの風波の推算を行う場合には流れの影響が無視できないと考えられる^{1),2)}。しかしながら従来からの波の推算法においては、水中の流れの影響は全く無視されており、簡単に流れの効果を取入れる方法は見当らない。

著者らは数年来、流れの中での風流について実験的な研究を行っており³⁾⁻⁶⁾、加藤・鶴谷⁴⁾では主として順流のケースでの結果を報告したが、その後さらに順流および逆流の上に生じる風波について詳しく調べている^{5),6)}。とくに、流れが波の発達におよぼす効果を表わす1つの方法として、等価吹送距離の概念を提案し、これを使うと流れの上での発生波の $H_{1/3}$ と真のスペクトル³⁾のピーク周波数 f_{0m} が、流れがない場合の波の推算式と同一のフェッチ・グラフの形で無次元表示できることを示した^{5),6)}。

実際の海でもっとも問題となるのは逆流時の発生波である。本論文においては、等価吹送距離の概念を逆流のある海域での風波の推算に応用するときの問題点を検討し、流れの効果を取入れた風波の試算例を示す。またその計算と関連して問題となる、流速が大きい逆流時の風上端の発生波についての実験結果の一部を述べる。

2. 等価吹送距離による無次元表示

Phillips & Katz⁷⁾によると、風波の成分波の発達に関して

$$t = F/c_g \quad \dots\dots\dots (1)$$

で関係づけられる吹送距離 F と吹送時間 t とは力学的に等価であるが、この t はその成分波のエネルギーが距離 F を伝播するのに要する時間を表わしている。式(1)と同様の意味で、ある流れの条件の下での吹送距離 F の点の波の全パワー $\overline{\eta^2}$ (または $H_{1/3}$) を支配する吹送時間は、卓越波のエネルギーがその点まで到達するのに要

する時間 $\hat{t}$ 、すなわち

$$\hat{t} = \int_0^F \frac{1}{c_{gm}(x)} dx \quad \dots\dots\dots (2)$$

に比例するものと仮定する。上式で $c_{gm}(x)$ は各点での卓越波(真のスペクトルのピーク周波数 f_{0m} に対応する波)の固定座標からみた群速度で、これが近似的にエネルギー伝達速度を表わすものと考えている。式(2)の $\hat{t}$ を使うと、吹送距離 F の点の流れの上での風波の発達に関して、流れがない場合と等価な吹送距離 F' を

$$F' = F \cdot (\hat{t}/t_0) \quad \dots\dots\dots (3)$$

によって定義することができる。この式の t_0 は流れがない場合について計算した $\hat{t}$ の値である。

ところで光易⁹⁾によると、流れがない場合の風波のデータは次のような無次元表示でうまく表わされている。

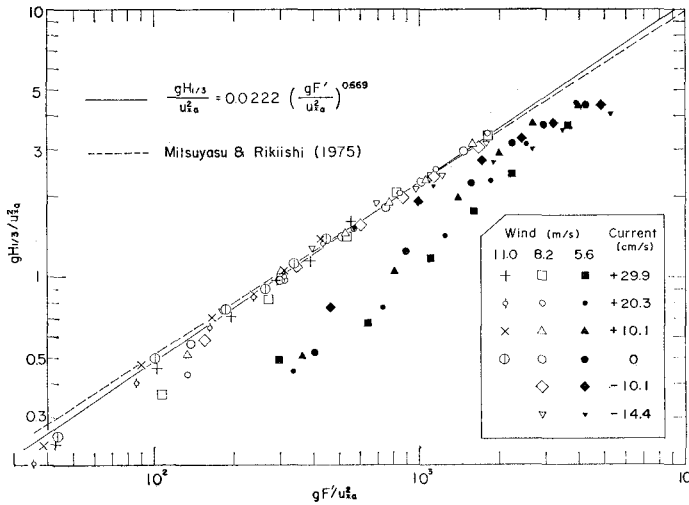
$$\frac{gH_{1/3}}{u_*^3} = 0.0524 \left(\frac{gF}{u_*^3} \right)^{0.504} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{u_* f_m}{g} = 1.00 \left(\frac{gF}{u_*^3} \right)^{-0.330} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに $H_{1/3}$ は風波の全パワー $E(=\overline{\eta^2})$ から求めた有義波高、 f_m はスペクトルのピーク周波数、 u_* は風の摩擦速度である。これらの式は実験室および現地のデータを使い、かなり広い範囲の吹送距離に対して求められたものであるが、その後の JONSWAP の観測結果⁹⁾ともよく合うことが確かめられている。なお、光易・力石¹⁰⁾は風洞水路における風波のデータだけを対象にすると、少し係数を変えた方がよく一致することを示している。

流れの上に生じる風波についての $H_{1/3}$ と f_{0m} の測定結果も、通常の吹送距離 F の代りに式(3)による等価吹送距離 F' を使うと、式(4)や(5)と同様の無次元形でうまく表わせる。図-1は $H_{1/3}$ の無次元プロットの結果である。この図で風速が 5.6 m/sec の場合だけは点のはずれるが、これと同様のことは光易・本多¹¹⁾による流れがない場合の実験結果でも見い出されており、波が十分発達しきっていない場合の特異現象と考えられている。風速が 8.2 および 11.0 m/sec と大きい場合には、いろいろな流れの下での測定結果が流れなしのケースの点とよく一致して直線上に並び、等価吹送距離を使った無次元表示が有効であることを示している。 f_{0m} につい

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室長
** 学生会員 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室

図-1 等価吹送距離による $H_{1/3}$ の無次元プロット

でも風速 8.2 と 11.0 m/sec の結果は 1 つの直線上によく並び、これらの風速の大きいときのデータを対象にして次のような実験式がえられている⁶⁾。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_*^2} = 0.0222 \left(\frac{gF'}{u_*^2} \right)^{0.669} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{u_* f_m}{g} = 0.939 \left(\frac{gF'}{u_*^2} \right)^{-0.354} \quad \dots\dots\dots (7)$$

3. 流れのある海域での発生波の試算

流れがない場合の波の推算式に関しては、前述のように実験室のデータを延長したものが現地の波にもかなりよくあてはまる。このことから考えて、上に述べた等価吹送距離を使った方法は、現地の流れのある海域での風波を推算する場合の有力な手がかりとして使えるものと期待される。もちろんそのためには、現地のスケールにおける波と流れと風の実測データを使って波の推算式を検証することが必要になるであろう。この論文では、現地のスケールでも等価吹送距離を使った波の無次元表示が実験室と同様に可能であると仮定して、流れが発生波の大きさにどの程度影響するかを試算してみる。

現地に適用する波の推算式としては、実験室の波に対してえられた式 (6), (7) よりも、現地の波も対象としてえられた式 (4), (5) の方が適している。ところで、SMB 法で使われている Wilson の公式¹²⁾は

$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.30 \left[1 - \frac{1}{\{1 + 0.004(gF/U_{10}^2)^{1/2}\}^2} \right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left[1 - \frac{1}{\{1 + 0.008(gF/U_{10}^2)^{1/3}\}^5} \right] \quad \dots\dots\dots (9)$$

であるが、 gF/U_{10}^2 が小さい範囲 (たとえば 10 以下) では次の 2 式で近似できる。

$$gH_{1/3}/U_{10}^2 = 0.0024(gF/U_{10}^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$gT_{1/3}/2\pi U_{10} = 0.0548(gF/U_{10}^2)^{1/3} \quad \dots\dots\dots (11)$$

光易⁸⁾ にならって

$$\{U_{10} = 25u_* \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\{T_{1/3} = 1/1.05f_m \quad \dots\dots\dots (13)$$

を仮定すると、式 (10), (11) はさらに次のように変形できる。

$$gH_{1/3}/u_*^2 = 6.0 \times 10^{-2}(gF/u_*^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$u_* f_m/g = 0.946(gF/u_*^2)^{-1/3} \quad \dots\dots\dots (15)$$

式 (14) と (15) は、式 (4) と (5) の係数を少し変えただけの式である。このように吹送距離が比較的小さい範囲で

は、SMB 法の推算式と式 (4), (5) は非常に類似している。以上のことから、以下の試算において、流れがないときの波の推算式としては式 (8) および (9) を用いることにする。

計算は吹送距離を微小区間 ΔF で区切って行う。いま $F_n = n\Delta F$ における等価吹送距離 F'_n まで求めていけば、次のステップの F'_{n+1} をまずある値に仮定する。次にその値を式 (9) に代入して $T_{1/3}$ を求め、式 (13) の f_m から卓越波の波長 L_m 、さらに $c_{gm}(F'_{n+1})$ を求める。そうすれば式 (2) と (3) から F' が計算できるから、その結果と最初仮定した F'_{n+1} が等しくなるまでこの計算を繰返す。こうして各点における等価吹送距離 F' が求まれば、それを式 (8) の F に代入することにより各点の $H_{1/3}$ は計算できる。

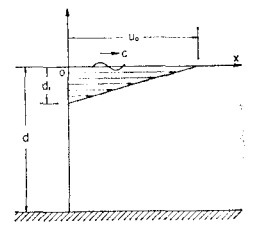
流れの鉛直分布は一樣な場合を考えるが、その一般流に相対的な流速を c' とすると、一般流に相対的な群速度 c'_g は次式で計算できる。

$$c'_g = \frac{d}{dk}(c'k) = c' + k \frac{dc'}{dk} \quad \dots\dots\dots (16)$$

波長が小さい範囲では c' の値に吹送流が影響するので加藤・佐野 (1970)⁹⁾ と同様に吹送流の分布を図-2 のような直線分布の表層流と仮定して c' を求めた。すなわち c' は加藤・佐野⁹⁾ に示した $\alpha_1 \sim \alpha_4$ を使うと

$$\alpha_1 c'^3 + \alpha_2 c'^2 + \alpha_3 c' + \alpha_4 = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

の形に表わされる。方程式 (17) は 3 つの実根をもつが、この場合の流速はそのうちの 1 つで、3 次方程式の根の公式を使うと次のように表わせる。

図-2 直線分布吹送流⁹⁾

$$c' = 2(p_1)^{1/2} \cos(\theta/3) - (\alpha_2/3\alpha_1) \dots\dots\dots(18)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= (\alpha_2^2 - 3\alpha_1\alpha_3)/9\alpha_1^2 \\ q_1 &= (2\alpha_2^3 - 9\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 27\alpha_1^2\alpha_4)/27\alpha_1^3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(19)$$

$$\left. \begin{aligned} q_1 < 0 \text{ のとき } \theta &= \tan^{-1} \{ \sqrt{4p_1^3/q_1} - 1 \} \\ q_1 > 0 \text{ のとき } \theta &= \tan^{-1} \{ -\sqrt{4p_1^3 - q_1^2}/q_1 \} + \pi \\ q_1 = 0 \text{ のとき } \theta &= \pi/2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(20)$$

なお, $u_0 = 0.03 U_{10}$, $d_1 = 8 \text{ cm}$, $d = 500 \text{ m}$ として計算している。

一般流の大きさを U_1 とすると, 式 (2) の $\hat{i}$ は次のように書ける。

$$\hat{i} = \int_0^F \frac{1}{c'_{gm}(x) + U_1} dx \dots\dots\dots(21)$$

流れがないときや順流のケースでは, 風上端の最小吹送距離の点でもっとも小さい波長の波が生じ, その波が伝播するとともに波長も増大していくが, 式 (21) による $\hat{i}_0$ や $\hat{i}$ の計算に問題は生じない。しかし逆流 ($U_1 < 0$) のケースでは $|U_1|$ がある程度より大きいと, 第1ステップの $F_1 = 1 \cdot (\Delta F)$ のときの計算で

$$c'_g + U_1 < 0 \dots\dots\dots(22)$$

となってしまう, 前に述べたような計算はできない。このことは, 最小の波長に対して式 (22) が成立つような場合には波が発達できないことを意味する。

しかし, 現実には逆流が大きくて風波が生じないということは考えにくいので, 風洞水路で $|U_1|$ が 60 cm/sec 以上の大きな逆流を生じさせ, その上に風を吹かせて風波の発生の様子を調べた。その実験の詳細は次章で述べるが, 結論として式 (22) が成立つ場合でも, 風上端で波は発生し, 最終的にはおおよそ

$$c'_g + U_1 = 0 \dots\dots\dots(23)$$

となるような波長の波が生じることがわかった。

この結果を考慮に入れて, 逆流のケースの第1ステップで式 (22) のようになる場合には, $F=0$ において式 (23) を満足する波長より $10 \sim 20 \text{ cm}$ 大きい波長 (これを L_0 とする) の波が生ずるものと仮定する。この範囲の L_0 の差は計算結果にほとんど影響しない。

次に, $F=0$ における $L=L_0$ の波は, 等価吹送距離 $F'=F'_0$ に対応して生じたものと仮定し, 式 (13) および (9) から F'_0 を求める。さらにこの場合の波の発達は, $c'_g + U_1 > 0$ のときの波の発達過程で, $F=F'_0$ において $F'=F'_0$ になり, $L=L_0$ の波が生じている場合と同じであると考え, まず

$$F'_0 = F_0 \cdot [\hat{i}_a/\hat{i}_{0a}] \dots\dots\dots(24)$$

の関係を満足する仮定の F_0 , $\hat{i}_a$, $\hat{i}_{0a}$ を求める。ここで $\hat{i}_{0a}$ は流れがない場合について式 (2) を $F=0$ から $F=F_0$ まで積分した値であるから, F_0 をある値に仮定すれば $\hat{i}_{0a}$ も定まり, 式 (24) から $\hat{i}_a$ が求められる。実際には $\hat{i}_a/\hat{i}_{0a}$ の値が第1ステップでの $\hat{i}/\hat{i}_0$ の値にほぼ等しくなるように $F_0/F'_0 = 1/50 \sim 1/15$ にとったが, F_0 の値はあまり計算結果に関係しない。 $F=n\Delta F$ における F' は次の関係を使って計算する。

$$F' = (F_0 + n\Delta F) \cdot [\hat{i}/\hat{i}_0] \dots\dots\dots(25)$$

$$\hat{i} = \hat{i}_a + \int_0^{n\Delta F} \frac{1}{c'_{gm}(x) + U_1} dx \dots\dots\dots(26)$$

$$\hat{i}_0 = \int_0^{F_0 + n\Delta F} \frac{1}{c'_{gm}(x)} dx \dots\dots\dots(27)$$

上に述べた方法により, 風速を $U_{10} = 20 \text{ m/sec}$ とし, 水中流速を $U_1 = +2.0 \sim -2.0 \text{ m/sec}$ と変えたときの発生波の L_m , T_m , $H_{1/3}$ の計算結果を, それぞれ 図-3~5 に

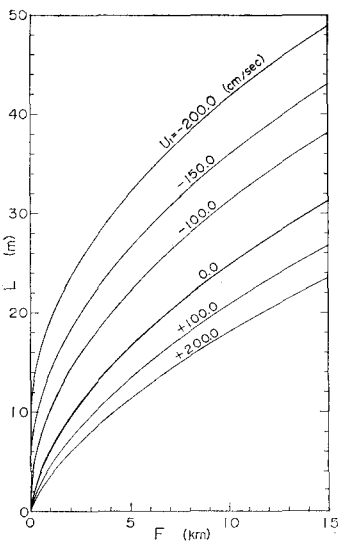


図-3 L_m の計算値

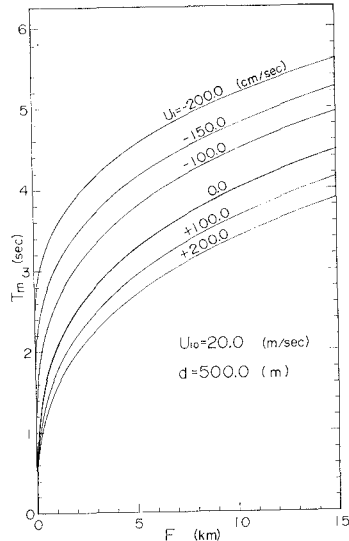


図-4 T_m の計算値

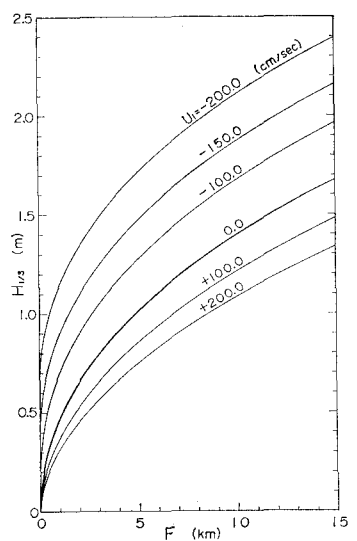
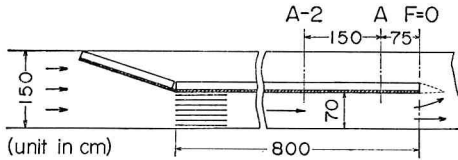


図-5 $H_{1/3}$ の計算値

示す。逆流の効果はとくに吹送距離の短い範囲で顕著に表われ、吹送距離は短くても逆流が大きいとより大きな波高の波が発生する可能性が考えられる。

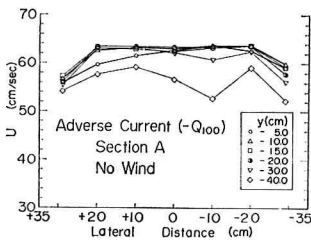
4. 比較的大きな逆流の上での風波の発生

前章で述べた疑問点を解明するため、かなりの波長の波に対してまで式 (22) が成立つような、強い逆流の上に風が吹いた場合の発生波を調べる簡単な実験を行った。このために、従来から使っている幅 1.5 m、高さ 1.3 m の風洞水路⁴⁾~⁶⁾の測定部風上側約 10 m の区間を、図 6 のように表面が耐水ベニヤの隔壁を底から 75 cm の高



図—6 水路平面略図

さまで取付けて、幅 70 cm の水路に改造した。これにより A 点での実験水深を約 48 cm としたとき、最大流速 86 cm/sec 程度までの逆流を生じさせることができた。図—7 は流量が Q_{100} (≈ 196 l/sec) の逆流で風がないときの A 点での水平流速分布を示している。

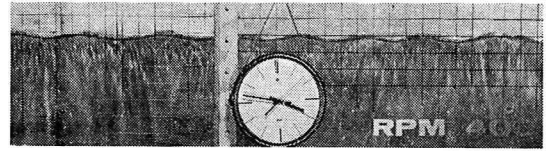


図—7 水平流速分布

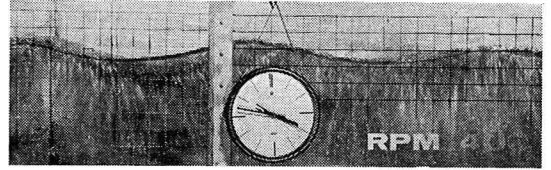
逆風機からの風は導風板をへて、図—6 の $F=0$ の位置で水面上へ吹き出される。A 点での水面付近の風速の水平分布は、隔壁の影響で少し左右非対称になったが、中央での鉛直分布に異常は見られなかった。

実験では、最初送風機のシャッターを閉じた状態で所定の回転数に合せておき、時計の秒針に合せてシャッターを急に開いて水面上に風をかけた。送風開始直後からの発生波は、水路の側方からモータードライブ付の 35 mm カメラで写真にとり、波長、波高、波速などの変化を調べた。流量が図—7 の場合と同じで、断面平均風速が約 11.0 m/sec のときの A 点 ~ A-2 点での発生波の例を写真—1 (a), (b), (c) に示す。

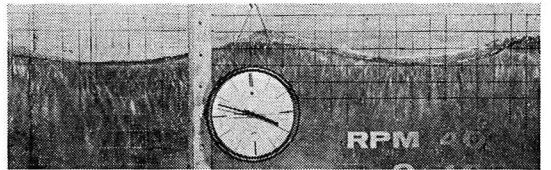
送風開始後 3~4 秒で風が水面上に到達するが、上に述べた風と流れの条件の下では送風後 5~6 秒で水面に波長 15~20 cm の凹凸がではじめる。写真—1 の (a)



(a)



(b)



(c)

写真—1 送風開始後の発生波の様子, (a): 8 秒後, (b): 21 秒後, (c): 1 分 16 秒後

は送風開始 8 秒後の水面の様子を示している。ガラス面には 5 cm ごとの格子がかいてあり、これから波の大きさが読みとれる。(a) の場合ほとんど波は停止しており、時間とともに波長と波高は増大する。その波が砕けるようにしてさら波長の長い波が現われ、波の位相も少しずつ風下側へ伝播するようになる。写真 (b) は送風後約 21 秒のもので、波長はほぼ $L \approx 75$ cm である。この写真と 0.40 秒後の写真から読取った波速は、前方 (左) の峯が約 60 cm/sec、後方 (右) が約 50 cm/sec であった。(b) の写真以後の波は発達あまり目立たなくなるが、送風開始 1 分 16 秒後の写真 (c) の波では $L \approx 85$ cm となり、このときの波速は前方が $c \approx 67.5$ 、後方が $c \approx 60.0$ cm/sec であった。

図—7 の流速分布を考慮に入れると、写真 (b) の波はほぼ式 (23) の条件に近いが、まだ $c_0 + U_1$ は少し負の値をもつようである。一方 (c) の場合、 $L = 85$ cm に対する静水中の波速は $c_0 \approx 115$ cm/sec であるから、吹送流を考えないときの群速度は $c_0' \approx 57.5$ cm/sec となる。したがって吹送流を考慮に入れると確実に

$$c_0' + U_1 > 0 \dots\dots\dots (28)$$

となっている。写真 (c) はほぼ最大波長の波に対応しており、これ以上時間がたつと A ~ A-2 点での波は加藤ほか⁵⁾ で述べたような横波の性質をもってくる。

流速がもっと大きい場合、風速さえある程度大きければ式 (23) に近い波が発生するが、波長が 150 cm 近くなり、水深も影響してくると思われるのでははっきりしたことがいいにくい。

5. あとがき

本論文で示した流れの効果を考慮に入れた風波の推算例で、逆流の場合はいろいろな仮定を用いた。今回述べた実験では有効吹送距離が短かくて、風上端に生じた波長 L_0 の波の発達がよく調べられなかったが、今後、できればその点を明らかにしたい。

参 考 文 献

- 1) Lord Rayleigh, O. M.: Hydrodynamical Notes, Phil. Mag., Vol. 21, 177~195, 1911.
- 2) Francis, J. R. D. and C. R. Dudgeon: An experimental study of wind-generated waves on a water current, Q.J.R.M. Soc., Vol. 93, 247~253, 1967.
- 3) 加藤 始・佐野喜久雄: 流れの中の風波についての研究, 第 17 回海岸工学講演会論文集, 19~25, 1970.
- 4) 加藤 始・鶴谷広一: 流れの中の風波の研究(2), 第 23 回海岸工学講演会論文集, 329~333, 1976.
- 5) 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊: 流れの中の風波についての実験的研究(第2報), 港湾技術研究所報告, Vol. 15, No. 4, 3~48, 1976.
- 6) 加藤 始・鶴谷広一: 流れの中の風波に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, No. 270, 73~83, 1978.
- 7) Phillips, O. M. and E. J. Katz: The low frequency components of the spectrum of wind-generated waves, J. Mar. Res., Vol. 19, 57~69, 1961.
- 8) Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 16, No. 55, 459~482, 1968.
- 9) Hasselmann, K. *et al.*: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deut. Hydrogr. Z., Vol. 12, 1~95, 1973.
- 10) Mitsuyasu, H. and K. Rikiishi: On the growth of duration-limited wave spectra, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 23, No. 72, 31~60, 1975.
- 11) Mitsuyasu, H. and T. Honda: The high frequency spectrum of wind-generated waves, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 22, No. 71, 327~355, 1975.
- 12) 水理公式集, 昭和 46 年改訂版, 土木学会.