

流れの中の風波に関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY OF WIND-GENERATED WAVES
ON WATER CURRENTS

加藤 始*・鶴谷 広一**

By Hajime KATO and Hiroichi TSURUYA

1. ま え が き

潮流などの流れがある海では、風と流れの向きの順・逆により、海面での波の状態が著しく変わることが昔から知られていたようである。Rayleigh 卿¹⁾が 1911 年に書いた覚え書きの中の Tide Races (潮波) という項目には「風と逆向きの潮流があると海は極度に荒れやすいことが一般に知られている。これについての一つの明白な説明が、逆流時には流れがないときに比べて風と水との相対速度が大きいという事実に基づいてなされるかも知れないが、この説明が妥当なものかどうかは疑わしい」と述べられている。

事実、風洞水路で流れの上に風を吹かせた場合、比較的小さな流れでも、風波の発生・発達には大きな影響をおよぼし、一般に順流での発生波は小さく、逆流では大きくなる。しかしながら、この場合の水面における空気と水との相対速度の差はごく小さく、それによって発生波の違いを説明することができないのは明白である。

このような流れの影響は、海峡などの流れの大きい場所や黒潮などの海流のある海域での風波を推算しようとする場合には無視できないであろう。しかるに従来から使われている波の推算法においては、水中の流れの影響はまったく無視されており、簡単に流れの効果を取入れる方法は見当たらない。

富永²⁾は流れがある場合の風波のスペクトルを独特の方法で計算し、それに基づく波高 $H_{1/3}$ の値と観測値とが同じ程度になることを示しているが、この方法は吹送距離や時間が有限な場合には適用できないようである。

一方、流れの中での風波を実験的に調べた研究もあまりなく、従来発表されているのは Francis ら³⁾のものくらいであった。彼らの実験は、使用した風洞水路が超小

型である上に、波の測定は水路の側面から撮った写真によるというやや大まかなものであったが、順流と逆流とで発生波が著しく異なることを、初めていくつかの系統的な測定結果で示している。

本研究はこのような背景に立ち、流れの中での風波の発生・発達を実験的に調べ、水中の流れが風波の発達におよぼす影響を明らかにし、それによって流れの場における波の推算方法に手がかりを得ようとするものである。

流れの中の風波の実験で成分波ごとの発達を調べるには波数スペクトルを測定する必要があり、波の測定がむずかしい。加藤・佐野⁴⁾はそれに代るものとして真の周波数スペクトルの概念を導入し、逆流のケースの実験において真のスペクトルの測定を試みたが、このときの実験ケースは逆流の大きいところだけであったため、現象も複雑でいろいろ不明な点が多かった。

その後実験装置や解析方法に改良を加え、順流および逆流が風波の発達におよぼす影響を実験的に調べており、それらの結果はこれまで参考文献 5), 6) で発表している。特に加藤ほか⁵⁾では、順・逆流の実験において、真のスペクトルの測定結果から各成分波ごとの波の発達率を求めるとともに、新しく提案した等価吹送距離を使うことにより、平均風速 8.2 m/sec のケースの流れの中での発生波の有義波高 $H_{1/3}$ は、流れのない場合と同様な無次元表示の形で表わされることを示した。ただこの場合、実験データの 1/2 にあたる低風速 (5.6 m/sec) のケースについてはこの無次元化がうまくいかず、その理由は流れのない場合の光易・本多⁶⁾の結果から説明されたけれども、等価吹送距離の有効性を十分に示すには高風速時のデータがやや不足していた。

この論文においては、これまでの実験結果の主要部をまとめるとともに、新たに平均風速 11.0 m/sec における順流と流れなしのケースの実験結果を追加し、それらの実験データを再整理して、等価吹送距離の概念が流れ

* 正会員 運輸省港湾技術研究所海洋水理部

** 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部

の中での発生波の $H_{1/3}$ や卓越波の周波数の無次元表示に有効だけでなく、成分波の発達率やスペクトル密度の変化におよぼす流れの影響を表わすためにも有効であることなどを示す。

2. 実験および解析方法

(1) 実験概要

実験に使用した風洞水路の平面略図を 図-1, 測定部見取図を 図-2 に示す。測定部は幅 1.5 m, 高さ 1.3 m で、側面はガラス張りである。送風機は 図-1 の右端の水路の上にあり、ファンで発生させた風は整流板, 金網, ハニコム等で整流され、ほぼ一様な風速分布をもって、図-2 の右端に示した上下可動の導風板により測定部の水深 50 cm の水面上に送り込まれる。風速は送風機の回転数で設定しているが、実験での風のケースは rpm 200, rpm 300, rpm 400 の 3 ケースで、このときの吹出口での断面平均風速はそれぞれほぼ $\bar{U}_a = 5.6, 8.2, 11.0$ m/sec である。以下においてはこの風速値で風のケースを表わす。

流れ(順・逆流)は 図-1, 2 に示したポンプとパイプからなる水循環装置で、①の水路の下の給排水ボックスと、④の砂利とステンレスくずによる消波装置の下の孔あきパイプとの間に水を流して発生させている。

実験ごとの流量の設定は、ベンチュリーの差圧を指標として流量調整バルブの開閉によって行った。実験での流れのケースは、順流で流量が $Q = 224, 152, 76.1$ l/sec の 3 ケース、逆流で $Q = 76.1, 108, 152$ l/sec の 3 ケースおよび流れなしの合計 7 ケースである。すなわち、実験水深 50 cm に対する断面平均流速は、順流で $\bar{U} = +29.9,$

+20.3, +10.1 cm/sec, 逆流で $\bar{U} = -10.1, -14.4, -20.3$ cm/sec となっており、以下においてはこの数字だけで流れのケースを表わす。

実験での水路にそった測定点は、図-1, 2 に示した A-2, A-3, B, B-2, C, D の 6 点で、フェッチは 2.25 m から 27.75 m まで変化している。

(2) 測定方法

波の測定は抵抗線式波高計によって行ったが、その検出部としては光易・本多³⁾と同様の 100 μ の白金線 2 本を 2 mm 間隔に張ったものを用いた。これらの波と風のデータは、直接デジタル・データレコーダに記録し、計算機であとの処理を行った。この場合、波のデータは FFT での計算の便も考えて、通常 $dt = 1/51.2$ sec でサンプリングしている。流れの測定は小型プロペラ流速計で行い、表面での吹送流は紙のフロートを流して測定した。また吹送流の分布をチェックをするため、いくつかのケースにつき洗剤で波を消し、ホットフィルム流速計で水面の近くの流速分布の測定も行った。

(3) 解析方法

波高計の記録に現われる波の周波数 f_A は、流れの影響の入った見かけの周波数であるから、直接計算されるスペクトルはこの f_A についての見かけのスペクトルである。したがって、成分波ごとの波の発達や変形を調べるためには流れの影響の入らない波数スペクトルに変換する必要があるが、それに代わるものとして加藤・佐野⁴⁾と同様に真のスペクトルを求める。まず、流れの中で波長が L である波の真の周波数 f_0 を、波長 L の波が静止した水中でもつ周波数と定義する。すなわち、静水中の微小振幅波の波速を c_0 とすると、 f_0 は次のよう

に表わされる。

$$f_0 = \frac{c_0}{L} = \frac{k}{2\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{T_s k}{\rho}\right) \tanh kd} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 k は波数、 T_s は表面張力、 d は水深である。一方、流れの中での波長 L の波の波速を c_A とすると、見かけの周波数 f_A は次のように表わされる。

$$f_A = c_A / L \dots\dots\dots (2)$$

波速 c_A の計算にあたっては、一般流に加えて吹送流の影響を考慮しなければならないが、加藤⁵⁾は吹送流が式 (3) の形の対数分布でよく表わされることを示してそれに対する波速を計算しており、ここでは、その結果を使う。なお、

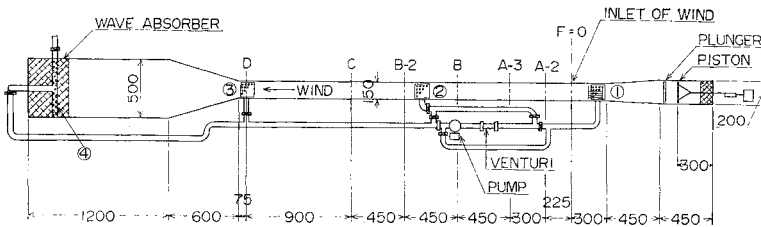


図-1 水路平面略図 (単位: cm)

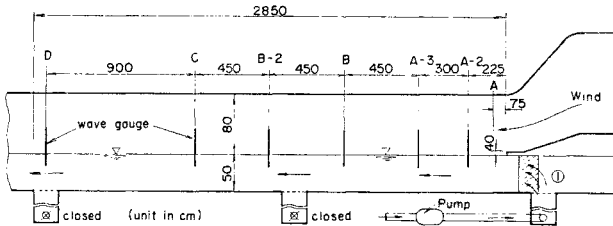


図-2 水路測定部見取図

この場合風圧の効果は無視されているが、加藤ほか⁶⁾は風圧が波速におよぼす影響は、吹送流の影響の約 20%より小さいことを示している。すなわち、吹送流の分布は次のように仮定する。

$$U(y) = u_0 - U_r \ln\left(\frac{z_{ow} - y}{z_{ow}}\right) - by \dots \dots \dots (3)$$

ここに、いくつかの実測値をもとに全ケースで $z_{ow} = 0.01$ cm とおき、 u_0 , U_r , b は実際の分布に合わせている。

流れの場に応じて波長 L の関数として波速 c_A が計算できれば、式 (1) と (2) の関係から流速分布に応じて $f_0 \rightarrow L \rightarrow f_A$ あるいはこの逆の計算ができる。実際の風波は多少とも方向分散特性をもつので、加藤・佐野⁴⁾で述べたように f_A と f_0 の関係は非常に複雑になり、スペクトル変換の仕事はむずかしくなる。しかしながら、一般に風洞水路における風波については方向分散があまり大きくはなく、しかもこの論文で主として問題とするスペクトルのピーク周波数近くの成分波の集中度は高いので、近似的に波の方向分散を無視した取扱いをしても後で述べる逆流のケースの横(斜)波のある場合を除いてあまり影響はないものと考えられる。

波の方向分散を無視すると、実験データの範囲で f_A と f_0 は 1 対 1 に対応するので、見かけのスペクトル $\phi_A(f_A)$ と真のスペクトル $\phi_0(f_0)$ の間には

$$\phi_0(f_0) \cdot \Delta f_0 = \phi_A(f_A) \cdot \Delta f_A \dots \dots \dots (4)$$

の関係が成立し、これを使って見かけのスペクトルから真のスペクトルを計算している。

3. 実験結果

(1) 風と流れのデータ

風速分布の測定結果に対数法則を適用して求めた摩擦速度 u_{*a} の値を表-1 に示す。一般に順流のケースより逆流のケースの方が u_{*a} は大きいですが、これは主として水面での波の状態が変わることによるものとみられる。

各点の幅方向流速分布の例として、図-3 には $\bar{U} = +29.9$, 風速 8.2 m/s のケースにおける A-2 点と C 点での測定結果を示す。この図でわかるように、順流のケースでは A-2 点での水面近くの分布は幅方向にほぼ一様であるが、流量の大きい $\bar{U} = +20.3$ と $+29.9$ のケースでは C 点あたりから水面近くの分布で中央部が増大し

て幅方向の一様性が悪くなっており、これは改善できなかった。

一方、逆流のケースでは全般的に流速の幅方向の一様性が非常によいが、図-4 には、もっとも下流側の A-2 点における $\bar{U} = -20.3$ のケースの風なしと風速 8.2 m/s

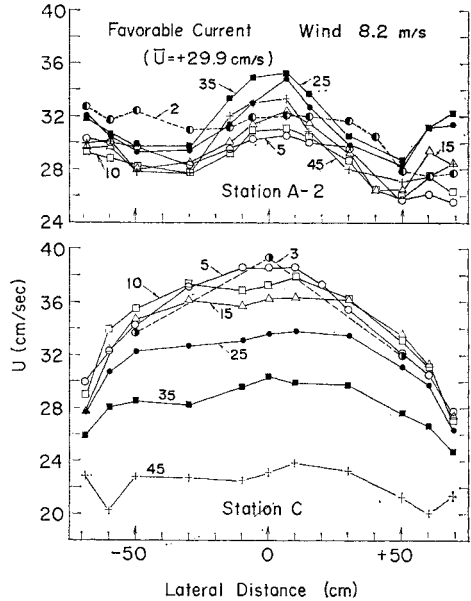


図-3 幅方向流速分布

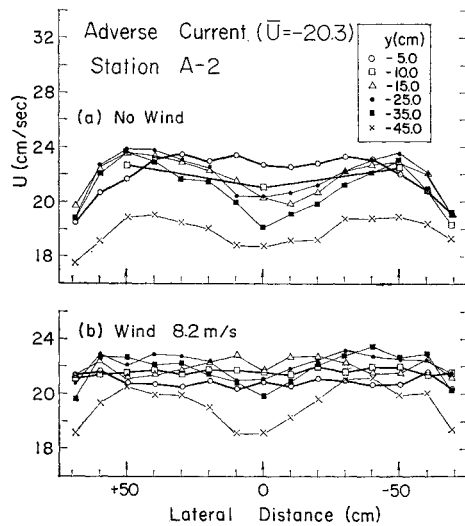


図-4 幅方向流速分布

表-1 各ケースにおける u_{*a} の測定値 (cm/sec)

測 点	風 速 5.6 m/s				風 速 8.2 m/s				風 速 11.0 m/s		
	+29.9	+20.3	$\bar{U}=0$	-20.3	+29.9	+20.3	$\bar{U}=0$	-20.3	+29.9	+20.3	$\bar{U}=0$
A-2	19.8	20.7	23.3	30.6	34.8	34.3	40.0	49.2	59.1	68.2	71.1
B	23.5	24.2	26.1	30.8	31.5	35.3	46.1	47.9	55.7	64.3	72.3
C	21.4	21.7	25.7	27.8	29.9	31.3	41.2	48.7	54.4	67.3	78.1
D	19.0	21.2	26.6	22.3	27.5	30.4	44.6	43.1	61.7	76.2	89.9

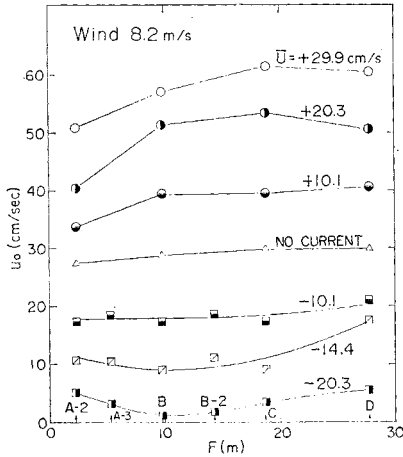


図-5 u_0 の測定値 (風速 8.2 m/s)

のときの分布を示す。この図でわかるように、逆流のケースでは風をかけると水面近くの幅方向流速分布はよりいっそう一様に近づくが、順流の場合にはこのような傾向は見られない。

図-5 には風速 8.2 m/s の各ケースでの表面流速 u_0 の測定結果を示す。このうち $\bar{U} = -20.3$ の場合は、そのままでは測定がむずかしいので、水中に洗剤を入れて風波を消して測定したものである。流速分布の式 (3) を適用する場合の z_{ow} の値としては、いくつかのケースにおいて洗剤で風波を消してホットフィルムを使って測定した値 $z_{ow} = 0.01$ cm を、近似値としてすべてのケースに対して使用した。この点に関しては、Duncan ほか⁹⁾ も $u_0 = 14 \sim 33$ cm/sec の範囲の吹送流分布の測定結果を式 (3) と同様の分布形にあてはめるとき、 $z_{ow} = 0.008 \sim 0.010$ cm となったことを報告している。またわれわれの実験では実測した u_0 を用い、流速の実測値に合せて式 (3) の U_r を決めているので、 z_{ow} の値の多少の誤差による流速分布のずれの影響は無視してさしつかえない。

(2) 発生波の波高の変化

波の測定は各点とも水路幅の中央と中央から左と右に各 50 cm の 3 点で行っている。一般に各点ともスペクトルの全パワー \bar{p}^2 から計算した $H_{1/3}$ の値は幅方向にはほぼ同じであるが、順流で流量が大きい $\bar{U} = +20.3$ と $+29.9$ のケースの C, D 点だけは中央の $H_{1/3}$ が左・右の値よりかなり小さくなるので各点の波高としては幅方向の 3 点の $H_{1/3}$ の平均値を用いる。図-6 は風速 8.2 m/s のときの各ケースの結果、図-7 は風速 11.0 m/s のときの順流と流れなしでの結果である。図-6 からわかるように、一般に順流で流速が大きいほど各点の波高は小さく、逆流で流速が大きいほど波高は大きくなる。ただし加藤ほか⁹⁾ で述べたように、逆流のケースでは風

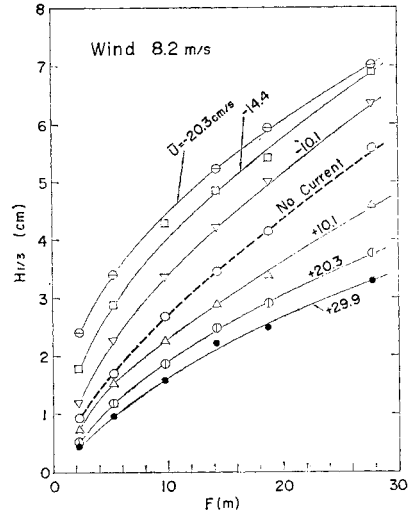


図-6 $H_{1/3}$ の変化 (風速 8.2 m/s)

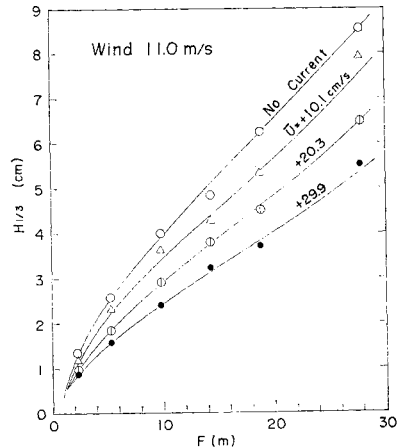


図-7 $H_{1/3}$ の変化 (風速 11.0 m/s)

上端に顕著な横 (斜) 波が生じ、その分だけ A-2~B 点あたりでの $H_{1/3}$ は過大に出るが、スペクトルの形 (図-9 参照) から横波に相当するとみられる部分のパワーを差引いて近似的に補正した $H_{1/3}$ の値を図-6 には示してある。

(3) 真のスペクトルとピーク周波数 f_{om}

波高計の記録から直接計算される見かけのスペクトルをもとに、式 (4) によりスペクトル変換して得られる真のスペクトルは、見かけのスペクトルに比べて、順流と流れなしのケースでは低周波数側へシフトし、逆流のケースでは高周波数側へ少しシフトする^{9), 10)}。 $\bar{U} = +29.9$ のケースでは一般流と吹送流の影響が重なるため、見かけの周波数 f_A は非常に大きくなり、もっとも風上の A-2 点での見かけのスペクトルのピーク周波数 f_{Am} は風速 5.6 m/s のときは $f_{Am} \approx 15$ Hz 程度、風速 8.2 m/s

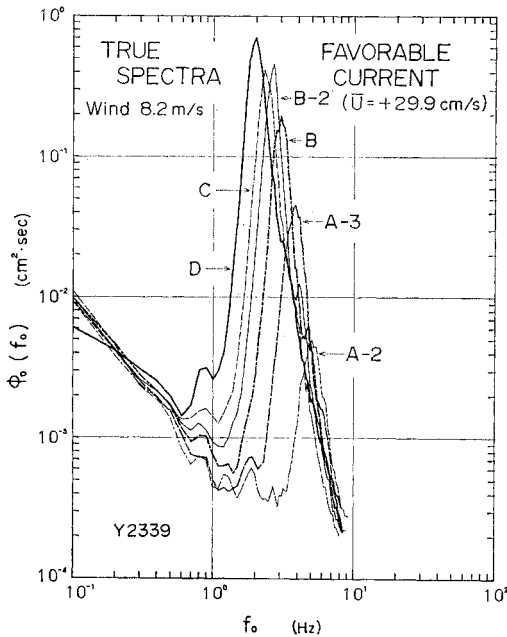


図-8 真のスペクトル

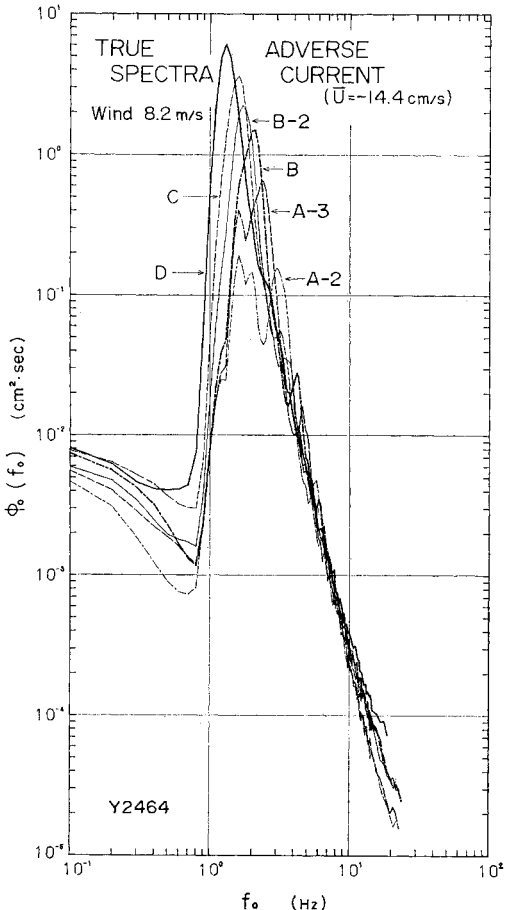


図-9 真のスペクトル

でも $f_{Am} \approx 11$ Hz 程度になる⁹⁾。このため波高計としては特に周波数応答性のよいものを使っている。

真のスペクトルの測定例として、風速 8.2 m/s の $\bar{U} = +29.9$ と $\bar{U} = -14.4$ のケースでの結果をそれぞれ図-8 と 図-9 に示す。図-8 の $\bar{U} = +29.9$ のケースでは、ピークより低周波数側の成分波が A-2 から B 点にかけて急激に発達する様子がよくわかる。また、2~3 Hz 以下の低周波側では流れそのものによる水面変動成分のパワーが支配的となっているため、風波成分が未発達のア-2 点などの低周波成分は大きめに出現しており、ここには示していないが $\bar{U} = +29.9$ で風速 5.6 m/s の A-2 点などで特にその影響が大きい。

図-9 に示した $\bar{U} = -14.4$ のケースの場合、A-2 点のスペクトルで左・右に 2 つのピークが現われているが、その高周波数側のピークが通常風波に対応している。一方、低周波数側のピークに関してはスペクトル変換の結果は正しくないが、これが風上端から生じている横(斜)波に対応している。この横波成分は A-3 点や B 点でのスペクトルにも含まれているため、低周波数側での成分波の発達がわかりにくくなっている。これらの真のスペクトルから求めた成分波の発達率や、特定の成分波についてのスペクトル密度の吹送距離に対する変化については後で述べる。

次に真のスペクトルのピーク周波数 f_{om} に対応する成分波をその点の卓越波と定義すると、卓越波の波長 L_m は f_{om} から式(1)を使って求められる。図-10 は風速 8.2 m/s の各ケースでの L_m の測定結果を示しているが、 $H_{1/3}$ と同様に各点とも順流ほど L_m の値は小さく、逆流ほど大きくなっている。この点は流れの中での発生波が流れのないところから流れの中への進入波と本質的に違うところで、注意が必要である(加藤・鶴谷⁹⁾参照)。図-10 中の曲線は、後で使う目的のためにこれらの測定値を

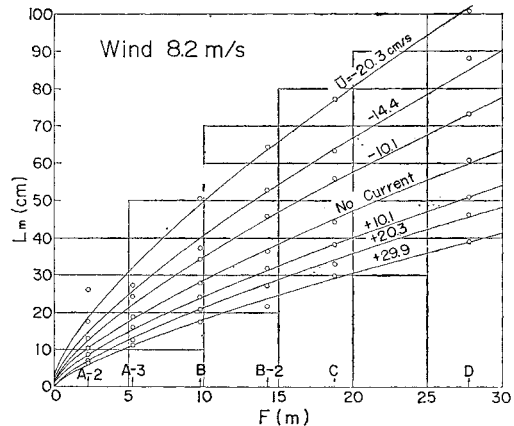


図-10 L_m のフェッチに対する変化

$$L_m = \alpha F^n + L_0 \dots\dots\dots (5)$$

の形で吹送距離 F の関数として表わしたものである。

(4) 等価吹送距離

ここで述べる等価吹送距離の概念は、本来、流れの中での風波の $H_{1/3}$ や f_{0m} を無次元化するための近似的な手段として考えられたものである。

まず 図-11 は吹送距離 $F=5.25$ m の A-3 点で、流れの条件が $\bar{U} = +29.9 \sim -14.4$ と変化した5ケースについての風速 8.2 m/s のときの真のスペクトルを示している。これを見ると、ピークより高周波数側ですべてのスペクトルがほぼ一つにまとまっており、流れの変化に対するスペクトルの変化は、流れなしの条件でフェッチが増加したときのスペクトルの発達の方と非常によく似ている。このことは、風波の発達に対して順流は実質的な吹送距離を短かくし、逆に逆流は長くする効果をもつことを示唆しているが、この効果は流れの影響で波のエネルギー輸送速度 c_E が変わることにより生じているはずである。鉛直せん断流に対しては、一般に c_E は波の群速度 c_g とは等しくないことが浜田¹¹⁾により示されているが、実際に c_E と c_g を数値計算してみると、深海波の範囲では両者の値はほとんど等しいので⁶⁾、以下の取扱いにおいては

$$c_E \doteq c_g \dots\dots\dots (6)$$

の近似を用いることにする。 c_g の値は

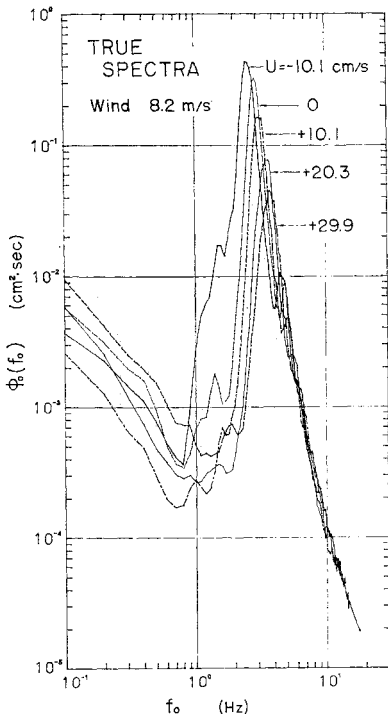


図-11 真のスペクトル (A-3 点)

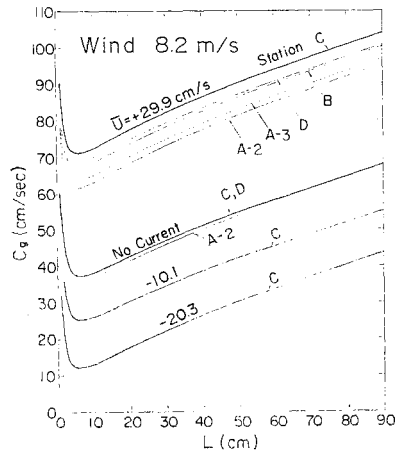


図-12 c_g の例

$$c_g = \frac{d}{dk}(kc) = c + k \frac{dc}{dk} \dots\dots\dots (7)$$

の関係から容易に計算できる。風速 8.2 m/s の各ケースの流速分布に対して計算した c_g の値の例を 図-12 に示しているが、この図はすぐ前に述べた流れの条件の違いによる $c_E (=c_g)$ の差をよく表わしている。

Phillips ら¹²⁾によると風波の成分波の発達に関して

$$t_1 = F_1 / c_g \dots\dots\dots (8)$$

で関係づけられる吹送距離 F_1 と吹送時間 t_1 とは力学的に等価であるが、この t_1 はその成分波のエネルギーが距離 F_1 を伝播するのに要する時間を表わしている。われわれは式 (8) と同様な意味で、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 (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 (途中各点の卓越波で引継がれて) その点まで到達するのに要する時間 \hat{t} に比例するものと仮定する。この場合、各点での卓越波は純物理的な保存波ではないため物理的な厳密性に欠けるが、統計的な意味でその点の波群のエネルギーの主要部を持ち、かつ輸送しているのが卓越波であるから、上のような仮定もそれほど的是はずれなものではないであろう。 \hat{t} は次式で計算される。

$$\hat{t} = \int_0^F \frac{1}{c_{gm}(x)} dx \dots\dots\dots (9)$$

ここに $c_{gm}(x)$ は各点での卓越波の群速度である。今回の実験では、各測点での流速分布を内挿または外挿して c_{gm} を求め、数値積分によって \hat{t} を計算した。この \hat{t} を使うと、各ケース・各点ごとの風波の発達に関して、流れなしのケースの吹送距離 F に等価な吹送距離 F' を

$$F' = F \cdot (\hat{t} / \hat{t}_0) \dots\dots\dots (10)$$

の関係から求めることができる。この式の \hat{t}_0 は流れなしのケースについて計算した \hat{t} の値である。

(5) 成分波の発達曲線と発達率

すでに述べたように、われわれが求めた真のスペクトル

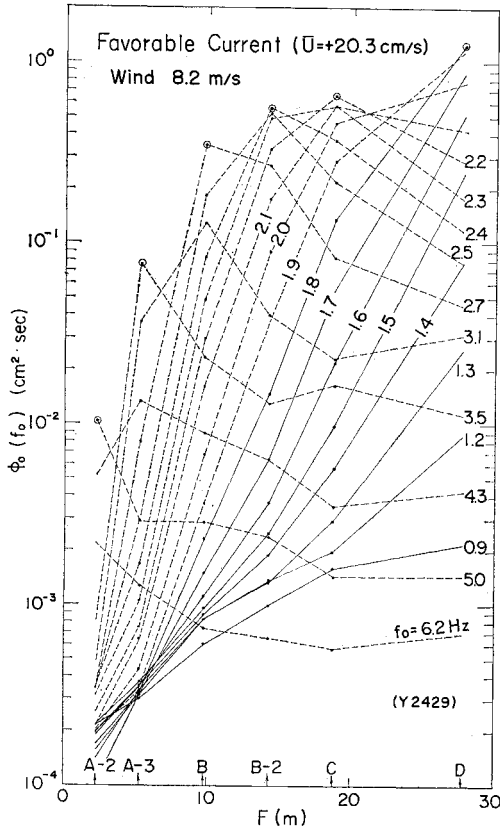


図-13 $\phi_0(f_0)$ のフェッチに対する変化の一例

ルでは流れの影響が除去されているので、それを使って成分波の発達を調べることができる。図-13は風速 8.2 m/s, $\bar{U}=+20.3$ のケースについて、各周波数 f_0 ごとに吹送距離(横座標)に対するスペクトル密度 $\phi_0(f_0)$ の変化をプロットしたもので、図中の○印は各測点でのスペクトルのピーク周波数を表わしている。風洞水路の流れのない場合については、吹送距離を少しづらしたくわしい成分波の発達曲線が Sutherland¹³⁾ によって測定されており、それには各成分波が指数関数的な発達を続けた後、いわゆる overshoot と undershoot を繰返して平衡値に達する様子が明りように示されている。また光易¹⁴⁾ は overshoot によって最大のスペクトル密度 ϕ_m の生ずる周波数は、その点(吹送距離)におけるスペクトルのピーク周波数 f_m よりやや大きめでほとんど等しいことを見出ししている。図-13の測定結果でも、各成分波のパワーはその周波数がスペクトルのピークより低周波数側にある間はフェッチに対しほぼ指数関数的に増加し、 ϕ_m をすぎるとまたかなり減少していて、上に述べた流れのない場合の成分波の発達曲線とよく似ているが、3.5 Hz 以上の高周波

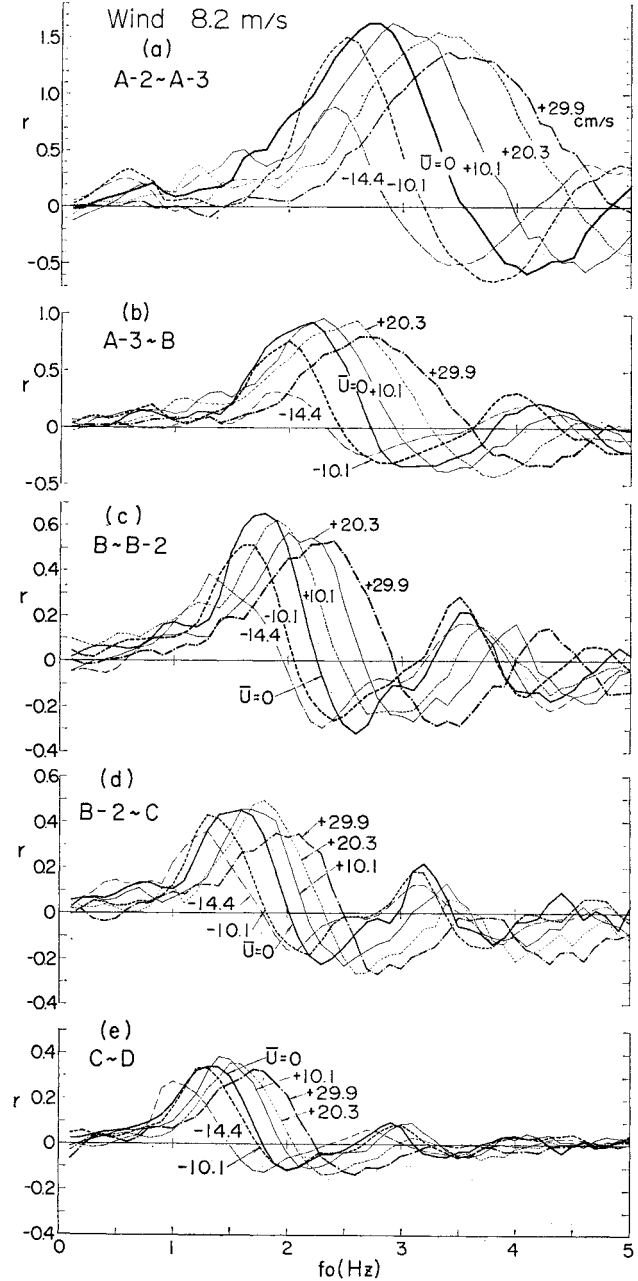


図-14 発達率 r の値 (風速 8.2 m/s)

数成分のパワーがほぼ単調に減少し続ける点は Sutherland¹³⁾ の結果と違っている。

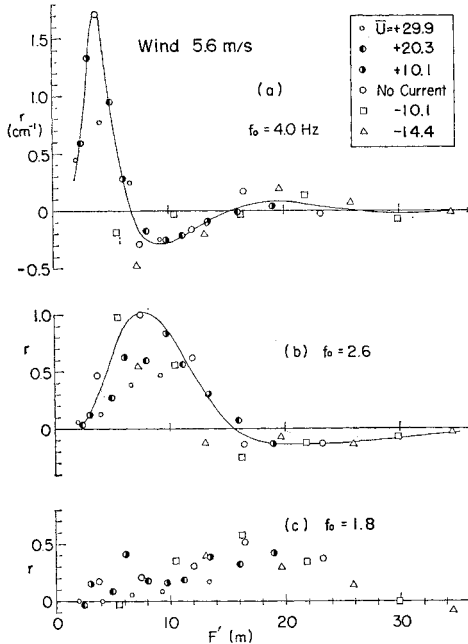
図-13の各区間の直線の勾配 r , すなわち

$$r = (1/\Delta x) \ln[\phi_{0x_1 + \Delta x}(f_0) / \phi_{0x_1}(f_0)] \dots \dots (11)$$

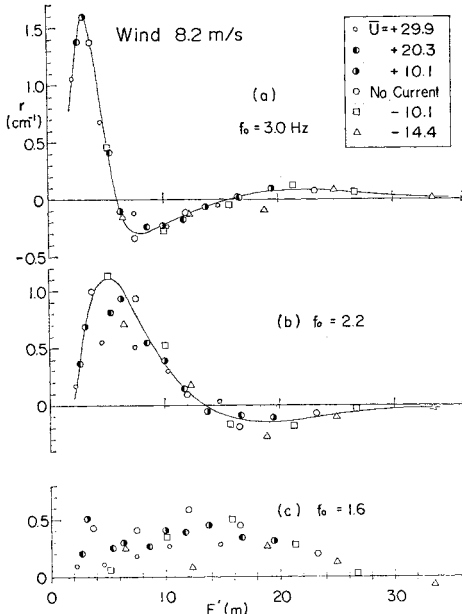
は各区間での波の発達率を表わす。図-14は風速 8.2 m/s で $\bar{U} = -20.3$ の場合だけを除いた 6 ケースについて、各区間ごとに求めた r の値を示している。この図の(a), (b)に示した風上の区間の逆流のケースの低周波数

部分では、前述の横波のため r の値はかなりの誤差を含むとみられるが、 r の値が最大になる周波数の位置は、どの区間においても $\bar{U} = -14.4$ から $+29.9$ へと流れの条件が変わるのにもない規則的に高周波数側へとずれていき、またどの流れの条件においても吹送距離が増すほど低周波数側へとずれてくる。

このような成分波の発達率 r に現われる流れの影響



図一五 F' に対する r の変化 (風速 5.6 m/s)



図一六 F' に対する r の変化 (風速 8.2 m/s)

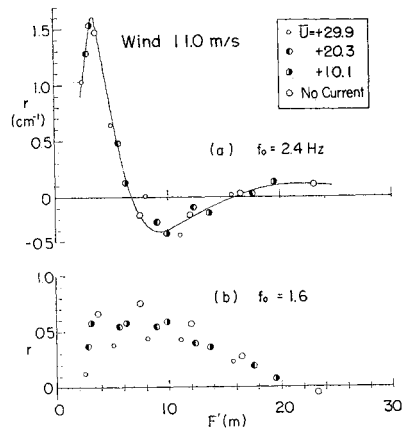
は、前節で述べた等価吹送距離 F' を使ってデータを整理すると意外にはっきりする。図一15~17 は3種類の風速ごとに、それぞれ代表的な周波数(成分波) f_0 についての r の値が F' に対してどう変化するかを6ケース分まとめてプロットしたもので、 F' の値としては各測定区間の前・後の F' の平均値をとっている。これらの図を見ると、どの風速の場合でも f_0 が小さいときはケースごとのバラツキが大きい、各図の(a)に示したある程度 f_0 が大きい成分波については、図中の曲線のような傾向をもって各ケースの点が1つにまとまる。各図での点のバラツキは、前に述べた流れによる水面変動や逆流時の横波のためにスペクトル密度のいわば S/N 比が低下したことに大きな原因があると思われる。この測定誤差は、風速、周波数 f_0 、吹送距離 F' のそれぞれにつき小さいときほど大きく出るはずで、図の結果でもそうになっている。また図一15~17の結果から、 f_0 の大きい成分波ほど短いフェッチで大きい r のピークをもち、以後 F' の増加とともに、Sutherland⁽¹³⁾ の発達曲線に見られる overshoot や undershoot の現象に対応した変動を示すことができる。

図一18, 19 は風速 8.2 m/s のときの $f_0 = 2.2$ Hz と $f_0 = 3.0$ Hz のそれぞれの成分波のスペクトル密度を各ケースまとめて等価吹送距離 F' に対してプロットしたものであるが、逆流のケースの一部を除いて、すべてのケースの点がかかなりよくまとまり、流れのないときの成分波の発達曲線と同じ変化をしている。

このように卓越波以外の成分波の発達についてまで等価吹送距離によって流れの影響を表現できるということは、風波においては卓越波が重要な意味をもつことを示唆している。

(6) $H_{1/3}$ とピーク周波数 f_{om} の無次元表示

流れがない場合、風波の全パワー $E (= \bar{\eta}^2)$ とスペク



図一七 F' に対する r の変化 (風速 11.0 m/s)

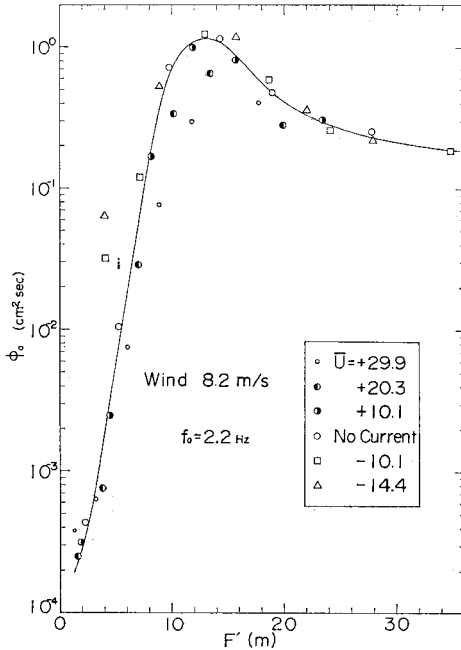


図-18 F' に対する成分波の発達

トルのピーク周波数 f_m は次のような無次元化した形で表わされることが光易¹⁵⁾によって見出されている。

$$\frac{g\sqrt{E}}{u_{*a}^2} = 1.31 \times 10^{-2} \left(\frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{0.504} \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{u_{*a}f_m}{g} = 1.00 \left(\frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{-0.330} \dots\dots\dots (13)$$

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 F を対象にして求められたものであるが、その後の JONSWAP の観測結果¹⁶⁾ともよく合うことが確かめられている。なお最近、光易・力石¹⁷⁾は風洞水路における風波のデータだけを対象にすると、次の2式

$$\frac{g\sqrt{E}}{u_{*a}^2} = 6.70 \times 10^{-3} \left(\frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{0.641} \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{u_{*a}f_m}{g} = 1.19 \left(\frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{-0.357} \dots\dots\dots (15)$$

の方がよくあてはまることを見出ししている。なおこれらの式は、摩擦速度 u_{*a} を海上の風速 U_{10} 、 $1/f_m$ を有義波周期、 \sqrt{E} を $H_{1/3}$ でおきかえると、SMB 法の推算式と同じ形になる。

流れの中での風波についての $H_{1/3}$ と f_{0m} の測定結果を上と同

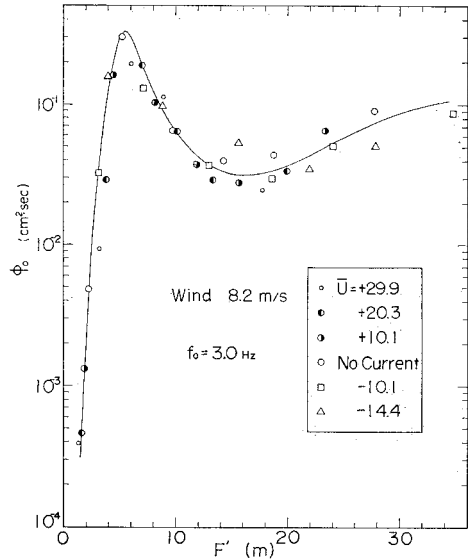


図-19 F' に対する成分波の発達

様の無次元表示の形で表わすために、前に述べた等価吹送距離の概念を用いる。すなわち、通常の吹送距離 F の代りに、式(10)による等価吹送距離 F' を使い、 $H_{1/3}$ と f_{0m} の測定値を光易¹⁵⁾にならって無次元プロットした結果を図-20と図-21にそれぞれ示す。この場合、A-2, B, C, D 点の計算に使う u_{*a} の値は、光易・本多¹⁷⁾と同様にその点までの u_{*a} の平均値 \bar{u}_{*a} を使い、実測値のないケースまたは測点については内挿により \bar{u}_{*a} を求めている。

図-20 の $H_{1/3}$ の結果をみると、風速が大きい $\bar{U}_a \approx 8.2$ と 11.0 m/s のときは、いろいろ異なる流れの条件

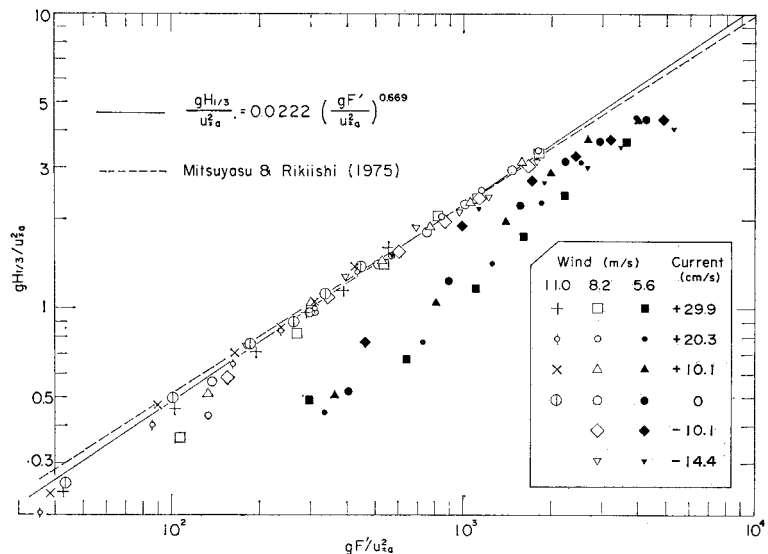


図-20 $H_{1/3}$ の無次元プロット

の下での測定結果がみな1つによくまとまり、等価吹送距離 F' を使った無次元表示が有効であることを示している。一方、風速がもっとも小さい $\bar{U}_a \approx 5.6$ m/s の各ケースの結果は、 $\bar{U}_a \approx 8.2$ や 11.0 m/s の結果とはかなりずれ、バラツキも大きい。しかしこれは流れがあるときだけの現象ではなく、光易・本多⁷⁾ による流れがないときの実験結果でも、吹送距離が非常に短いときと風速が 5 m/s 程度に小さいときの波のパワー E は、式

(12) のような無次元化された関係を満足せず、図-20 の風速 5.6 m/s の結果と非常によく似たずれ方をすることが見い出されている。なお 図-20 の風速 8.2 と 11.0 m/s の場合でも、各ケースで吹送距離がもっとも短い点 (A-2) での結果は全体の傾向にくらべてやはり少し下へずれており、そのずれ方も風速の小さい $\bar{U}_a \approx 8.2$ m/s の方が大きくなっている。ただし、この原因の1つには 図-2 に示したように風の吹出口で導風板と水面との間に (流れを乱さぬために) 約 4 cm の段差がついているのが関係がありそうである。いずれにせよ、光易・本多⁷⁾ によって指適されたように、スペクトルが十分に発達 (飽和) しきっていない場合の波では、このような $H_{1/3}$ の無次元化はうまくできないということのようである。

図-20 に示した直線 (実線) は風速 8.2 と 11.0 m/s の結果を対象に、ただもっとも風上の A-2 点のデータは無視して引いたもので、この直線の式は

$$\frac{gH_{1/3}}{u_* a^2} = 0.0222 \left(\frac{gF'}{u_* a^2} \right)^{0.669} \dots\dots\dots (16)$$

で表わされる。また図中の点線は光易・力石¹⁷⁾ による式 (14) を $H_{1/3}$ について書きかえた

$$\frac{gH_{1/3}}{u_* a^2} = 0.0268 \left(\frac{gF'}{u_* a^2} \right)^{0.641} \dots\dots\dots (17)$$

の関係を示しており、図-14 からわかるように、データのバラツキから考えて、両者の差はあまり有意義なものではないといえる。

図-21 に示したピーク周波数 f_{om} の結果でも、風速 8.2 および 11.0 m/s の測定値は図中に示した直線

$$\frac{u_* a f_{om}}{g} = 0.939 \left(\frac{gF'}{u_* a^2} \right)^{-0.354} \dots\dots\dots (18)$$

で非常によく表わされるが、風速 5.6 m/s のときの測定値は少しこれより上にずれる。光易・力石¹⁷⁾ による式 (15) の関係も図中に点線で示してあるが、この場合は $H_{1/3}$ のときと違って、今回の実験結果 (直線) との間に多少の差がみられる。なお、吹送流によるピークのずれを考

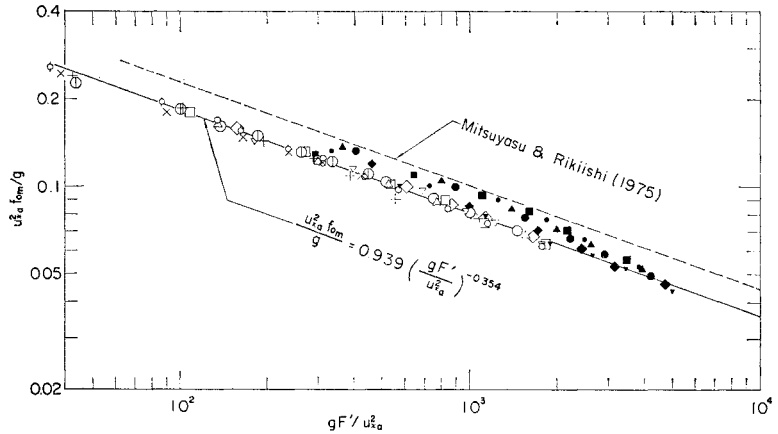


図-21 f_{om} の無次元プロット

慮すると A-2, A-3 点あたりの結果の差はほぼ説明がつくが、C点やD点での差は 20~30% 程度しか縮まらないようである。

4. 結 論

風洞水路を使って、流れの中での風波を実験的に調べた結果、主として次のようなことが明らかになった。

(1) 流れは一般に実質的な吹送距離を変える効果をもち、逆流時ほどそれは大きくなることがわかった。このことから、流れが波の発達におよぼす効果を表現する一つの方法として、等価吹送距離の概念を提案した。

(2) 波の全パワーから求めた $H_{1/3}$ と、真のスペクトルのピーク周波数 f_{om} に対応する卓越波の波長 L_m は、どちらも逆流では大きく、順流ほど小さくなることがわかったが、これも等価吹送距離の差に対応している。

(3) 真のスペクトルを使って調べたところ、流れの中においても、発達段階にある成分波はフェッチに対しほぼ指数関数的に発達し、流れのない場合と同様な overshoot や undershoot の現象もみられる。

(4) それぞれの成分波の発達率やスペクトル密度まで、等価吹送距離に対してプロットすると、流れなしの場合と同様の変化をする傾向が見い出された。

(5) 等価吹送距離を使うことにより、いろいろな流れの下での $H_{1/3}$ や f_{om} の測定結果が、流れのない場合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、それぞれの実験式を求めた。

今回の実験でえられた 図-20 や 図-21 の結果が、そのまま (延長して) 現地の条件に適用できるかどうかはまだわからないが、今後、現地の波の推算で流れの効果を考慮に入れようとする場合の1つの有力な手がかりとなることが期待される。結局は、今回の等価吹送距離の

考え方が現地のスケールで実験室と同様に有効に適用できるかどうかを調べる必要があるであろう。

最後に、実験とデータ整理に協力して頂いた水理研究室の土肥俊満、宮崎豊の両技官に深く感謝します。

なお、データ処理と計算には、港湾技術研究所計算センターの電子計算機 (TOSBAC-5600/160) を使用している。

参 考 文 献

- 1) Lord Rayleigh, O.M. : Hydrodynamical Notes, Phil. Mag., Vol. 21, pp. 177~195, 1911.
- 2) Tominaga, M. : Observation and analysis of significant height of wind waves generated on the surface of currents, 日本海洋学会誌, Vol. 20, No. 3, pp. 103~109, 1964.
- 3) Francis, J.R.D. and C.R. Dudgeon : An experimental study of wind-generated waves on a water current, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 93, pp. 247~253, 1967.
- 4) 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, pp. 19~25, 1970.
- 5) 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, pp. 329~333, 1976.
- 6) 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, pp. 3~48, 1976.
- 7) Mitsuyasu, H. and T. Honda : The high frequency spectrum of wind-generated waves, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 22, No. 71, pp. 327~355, 1975.
- 8) 加藤 始 : 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文報告集, No. 239, pp. 37~46, 1975.
- 9) Duncan, J.R., W.C. Keller and J.W. Wright : Fetch and wind speed dependence of Doppler spectra, Radio Sci., Vol. 9, pp. 809~819, 1974.
- 10) Kato, H. and S. Sato : An attempt of measuring power Spectra of wind-generated waves on currents, Proc. 16 th IAHR (São PAULO, BRASIL), Vol. 1, pp. 288~295, 1975.
- 11) 浜田徳一 : せん断流の中の表面波の性質について, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 111~114, 1971.
- 12) Phillips, O.M. and E.J. Katz : The low frequency components of the spectrum of wind-generated waves, J. Mar. Res., Vol. 19, pp. 57~69, 1961.
- 13) Sutherland, A.J. : Growth of spectral components in a wind-generated wave train, J. Fluid Mech., Vol. 33, pp. 545~560, 1968.
- 14) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves (II), Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 17, No. 59, pp. 235~248, 1969.
- 15) Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 16, No. 55, pp. 459~482, 1968.
- 16) 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, pp. 1~95, 1973.
- 17) Mitsuyasu, H. and K. Rikiishi : On the growth of duration-limited wave spectra, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 23, No. 72, pp. 31~60, 1975.

(1977.5.20・受付)