

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

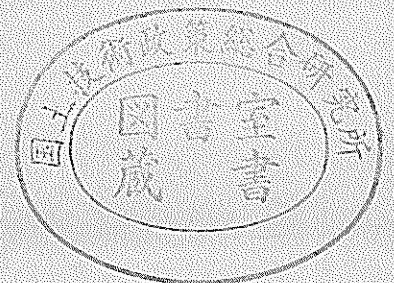
---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 15      NO. 4      DEC. 1976

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第15巻 第4号 (Vol. 15, No. 4), 1976年12月 (Dec. 1976)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)  
..... 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊..... 3 B- 6  
(Experimental Study of Wind Waves Generated on Water Currents (2nd Report)  
..... Hajime KATO, Hiroichi TSURUYA, Toshimitsu DOI, Yutaka MIYAZAKI)
2. 振動三軸試験による飽和砂の液状化特性  
..... 梅原靖文・善 功 企・浜田浩二..... 49 E-10  
(Liquefaction of Saturated Sands in Dynamic Triaxial Tests  
..... Yasufumi UMEHARA, Kouki ZEN, Kouji HAMADA)
3. 港湾における空間設計手法の開発 (第2報) ——任意形状物体および地形の  
景観図化——..... 奥山育英・佐々木芳寛..... 75 2B- 2  
(Development of Space Design of Port and Harbour (2nd Report)——Visual  
Simulation of Arbitrary Three Dimensional Objects and Terrain——  
..... Yasuhide OKUYAMA, Yoshihiro SASAKI)
4. 羽根車形状が浚渫ポンプ特性に及ぼす影響について  
..... 増田勝人・宮崎昭二・岡山義邦..... 95 2C- 8  
(Influence of Impeller's Shape on the Characteristics of Dredging Pump  
..... Katsuo MASUDA, Shoji MIYAZAKI, Yoshikuni OKAYAMA)

# 1. 流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)

加藤 始\*・鶴谷広一\*\*・土肥俊満\*\*・宮崎 豊\*\*

## 要 旨

水循環装置のついた大型風洞水路(幅 1.5 m)を使って、流れの上に生じる風波の発達を実験的に調べた。流れの種類は水深 50 cm で断面平均流速が +29.9 ~ -20.3 cm/sec の範囲の順・逆流と流れなしの 7 ケースで、風は断面平均風速が  $\bar{U}_a = 5.6$  および 8.2 m/sec の 2 ケースについて実験を行った。波の測定は吹送距離 27.75 m までの 6 点で、0.1 mmφ の白金線をセンサーとする抵抗線式波高計を用いて行った。また、各ケース・各点ごとに水中の流速分布および吹送流を含んだ表面流速  $u_0$  をくわしく測定し、前に計算した対数分布の吹送流に対する波速の結果を利用して、測定された見かけのスペクトルから波数スペクトルに代るものとして真のスペクトルを求めた。

えられた真のスペクトルから、発達段階にある成分波は流れの中においてもフェッチに対しほぼ指数関数的に発達することがわかったが、各ケースにおける各区間ごとの成分波の発達率を求めて比較している。また同一測定点において、流れの変化にともなう真のスペクトルの変化を調べた結果、流れは実質的な吹送距離を変化させるような効果をもつことがわかった。ただし逆流が大きくなると風上端で斜めに進む横波が発生するため現象が複雑になる。

$\bar{u}$  から求めた  $H_{1/3}$  と真のスペクトルのピーク周波数  $f_{0m}$  に対応する卓越波の波長  $L_m$  についても調べているが、どちらも順流では小さく、逆流では大きくなり、規則的に変化している。最後に、卓越波のエネルギーが到着する時間  $t$  の比から求めた流れなしの場合に等価な吹送距離  $F'$  を使って  $H_{1/3}$  と  $f_{0m}$  を無次元プロットし、 $\bar{U}_a = 8.2$  m/sec の場合には全ての流れのケースのデータが 1 つにまとまることを見出している。

\* 海洋水理部 水理研究室長

\*\* 海洋水理部 水理研究室

## 1. Experimental Study of Wind Waves Generated on Water Currents (2nd Report)

Hajime KATO\*

Hiroichi TSURUYA\*\*

Toshimitsu DOI\*\*

Yutaka MIYAZAKI\*\*

### Synopsis

We have investigated the wind waves generated on currents in a wind-wave channel 1.5 m wide and 1.3 m high. The experiments were conducted at seven current conditions with average cross sectional velocities of +29.9 to -20.3 cm/sec in 50 cm water depth for two wind conditions with average velocities  $\bar{U}_a \doteq 5.6$  and 8.2 m/sec. The measurement of waves was made at 6 fetch distances up to 27.75 m by using resistance-type wave gauges of 0.1 mm  $\phi$  platinum wires. Surface velocities  $u_0$  as well as velocity profiles in water were measured elaborately. By making use of the wave speed solution calculated previously for a logarithmic drift current applied to the measured velocity profiles we have evaluated the true frequency spectra (equivalent to the wave-number spectra) from the measured apparent spectra.

It was found from the true spectra that the powers of the developing wave components increase nearly exponentially with the fetch distance and that water currents seem to have the effect changing the substantial fetch length. The growth rate of each wave component at every interval for each case has been obtained.

$H_{1/3}$ , evaluated from  $\bar{\eta}^2$  and the wavelengths  $L_m$  of the dominant wave were also examined, and both of them were found to change systematically, being small for the favorable current and large for the adverse current. Finally the data of  $H_{1/3}$  and  $f_{0.5}$  were plotted in a non-dimensional form by using the fetch distance  $F'$  dynamically equivalent to the fetch in the case of no current and excellent agreement was obtained for all data under the different current conditions in the case of the higher wind speed  $\bar{U}_a \doteq 8.2$  m/sec.

---

\* Chief of the Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

\*\* Member of the Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

## 目 次

|                                    |      |    |
|------------------------------------|------|----|
| 要 旨                                | B- 6 | 3  |
| 1. ま え が き                         | B-10 | 7  |
| 2. 実 験 概 要                         |      | 7  |
| 2.1 実 験 水 路                        |      | 7  |
| 2.2 実 験 ケ ー ス                      | B-11 | 8  |
| 2.3 測 定 法                          | B-12 | 9  |
| 3. 風波の成分波の波速                       | B-13 | 10 |
| 3.1 吹送流に対する波速の計算                   |      | 10 |
| 3.2 空気流が波速におよぼす影響について              | B-14 | 11 |
| 4. スペクトル変換について                     | C- 1 | 12 |
| 5. 実験結果とその考察                       | C- 3 | 14 |
| 5.1 風速分布                           |      | 14 |
| 5.2 流速分布                           | C- 5 | 16 |
| 5.3 波についての結果                       | C- 7 | 18 |
| (1) 発生波の波高の変化                      |      | 18 |
| (2) 見かけのスペクトルと真のスペクトル              | C- 9 | 20 |
| (3) 成分波の発達率                        | C-11 | 22 |
| (4) 卓越波の波長の変化                      | C-14 | 25 |
| (5) ピーク周波数 $f_m$ と $H_{1/3}$ の無次元化 | D- 1 | 26 |
| (6) 逆流時における斜波と風波の発達について            | D- 5 | 30 |
| 6. ま と め                           |      | 30 |
| 参考文献                               | D-14 | 39 |
| 主要記号表                              | E- 1 | 40 |
| 付 録                                |      |    |
| 附表-1                               | E- 2 | 41 |
| 付図-1~15                            | E- 3 | 42 |

## 1. まえがき

潮流などの流れのある海では、風と流れの方向が同じか逆かで海面状態すなわち波が著しく変化することが昔からよく知られていたようである。1911年に Lord Rayleigh<sup>1)</sup> が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端に荒れやすいことが一般的に知られている。これについての1つの明白な説明が、逆流では流れがないときにくらべて風と水との相対速度が大きいう事実にもと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、比較的小きな流れでも、それが順流か逆流かによって風波の発生・発達に大きな影響をおよぼし、これは水面における空気と水との相対速度のわずかの差によって説明できるようなものではない。

このような流れの影響は吹送距離が短いときほど大きくあらわれるが、海峡などの流れの大きい場所や黒潮などの中での風波の推算を試み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も、あるいは最近の風波の発達理論においても、水中の流れは全く考慮されておらず、流れの効果をとり入れる方法は全く知られていない。

風波の発生・発達におよぼす流れの影響について実験的に最初に調べたのは Francis & Dudgeon<sup>2)</sup> のようである。彼等は順流と逆流で発生波が著しく異なることを見出したほか、流れの効果について2, 3の興味ある推定を行っているが、一方、使用した風洞水路は超小型(幅12.7 cm, 高さ50.1 cm, 長さ9.15 m)である上に、波についての測定は水路の側面から撮った写真だけによってなされており、実験としてはかなり初歩的なものであった。

加藤・佐野<sup>3)</sup> は逆流のケースについての風波の実験を行ない、波数スペクトルに代るものとして真のスペクトルの概念を導入し、波高計を使って測定された見かけのスペクトルから真のスペクトルの計算を試みた。結果的にみてこのときの実験ケースは逆流の大きいところだけだったため現象も複雑で、いろいろ不明な点が多かった。その後著者らの知るかぎり、流れの中の風波に関しての実験例は報告されていないようである。

上に述べたスペクトル変換のためには、流速分布に対応した波速、特に吹送流に対する波速の計算が必要で、加藤<sup>4)</sup> は上記第1報<sup>3)</sup> における直線分布を改良した放物線分布の吹送流に対する波速の計算も行った。ところが

その後、吹送流の分布は対数分布に近いという結果が Shemdin<sup>5)</sup> や Dobroklonsky ほか<sup>6)</sup> によって発表された。著者ら<sup>7)</sup> もそれを実験で確認するとともに、さらに対数分布の吹送流に対する波速の1次近似までの計算を行った。また2本の波高計を用いて風波の成分波の波速を測定し、上記の計算値と比較したところスペクトルのピーク周波数付近の成分波では両者はよく一致したが、高周波数部分ではかなり異なる場合も見出された。その後加藤<sup>8)</sup> は対数分布に対する波速の計算精度を上げるため、第2次近似までの計算を行っている。

第1報<sup>3)</sup> で述べた実験は、今から考えるとむしろ極端なケースだけで、流れが風波の発生・発達におよぼす効果を調べる目的からは不十分なものであった。その後水路を改修して順流の実験をしやすいとともに、測定方法もいろいろ改良して順流のケースの実験を行った。また流れの効果を系統的に調べるため、逆流でも比較的流速の小さいところを中心としてくわしい実験を行った。

この報告では、これまでに行った順流、逆流および流れなしの合計7ケースの実験結果について述べる。なお順流と流れなしのケースの初期の実験結果については加藤・鶴谷<sup>10)</sup> により発表されているが、その後測定点を多くしてより系統的な測定を行っている。この報告で述べる真のスペクトルとそれから出した成分波の発達率の値はすべてその後のものを使っており、 $H_{1/3}$  の値やスペクトルのピーク周波数  $f_{0.6}$  の値は前からのデータも考慮に入れて平均値を使っているが、発達率の値以外は大した差はついていない。なお風速分布から求めた  $u_{*0}$  の値は、加藤・鶴谷<sup>10)</sup> に示した値と一部だけ少し変っている。

## 2. 実験概要

### 2.1 実験水路

実験は当所の大型風洞水路を使って行った。この水路の平面略図を図-1に測定部見取図を図-2に示す。測定部は図-1の中央にあり、幅150 cm, 高さ130 cmの側面ガラス張り、床は板張りの矩形一様断面区間で、図-2の右端の風の吹出口からの長さ(有効フェッチ)は28.5 mである。

この測定部の風下側18mはコンクリート造りで、図-1のように幅が1.5 m~5.0 mに拡大され後方の終端部に砂利とステンレスくずの斜面よりなる消波装置がある。測定部の風上側の水路(鋼製)の上には、50 kWの超分巻モーターで駆動されるファンで風を押込む方式の送風機がある。風は整流板、細目の金網、ハニカム等で整流

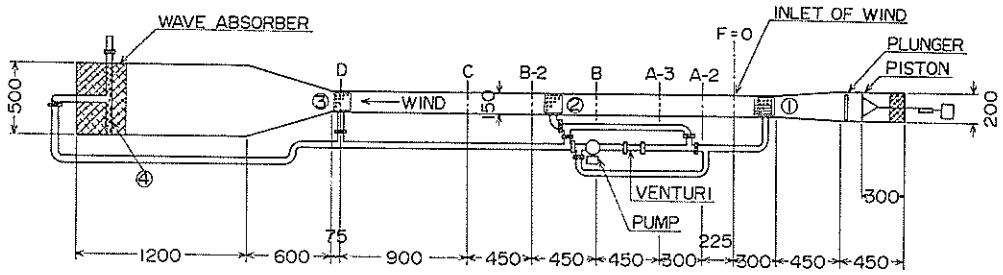


図-1 水路平面略図

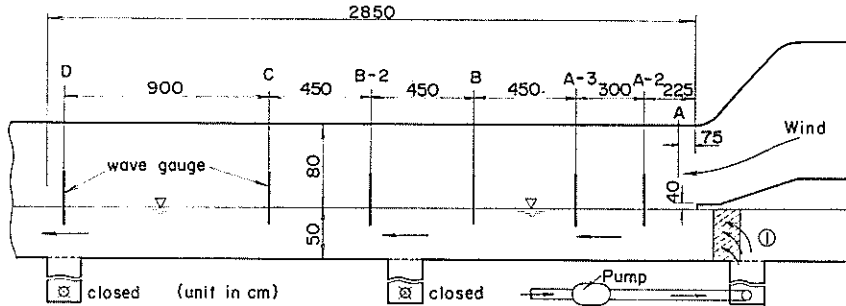


図-2 水路測定部見取図

され、ほぼ様な速度分布をもって、上下可動の導風板により測定部の水面上に送り込まれる。今回の実験では水の流れを抵抗なく通すため、導風板先端の水平な部分は水面から約4.0cm上に固定している。風速の調節は送風機の回転数を変えることにより行われるが、この回転数はパルス発生式タコメータとカウンターにより0.1 r.p.m. までこまかく読み取って合せた。

水循環装置は第1報の実験の後でパイプやポンプの各部分が老朽化していたので全面的に新替えを行っている。図-1の①、②、③の3点では水路床板が多くの丸い孔をあけたステンレス板になり、その下に長さ1.0m、幅1.3m、深さ1.25mの水循環用ボックスがついている。④の部分は消波装置の下の空間に、多数の丸い孔をあけた径300mmのステンレスパイプが固定されている。①～④の各点は300mmのパイプ(内部は塩ビ塗装)によってポンプと図-1のように連結され、各所についているバルブの開閉により水路内にいろいろな流れを起こさせるようになっている。流量の調整はポンプのすぐ下流側につけたバタフライバルブの開閉で行ない、特製のU字管でベンチュリーの差圧を1mmまで読取って所定の流量に合せた。

今回の実験では②と③に続くパイプのバルブは閉めきり、順流のケースでは①から④へ、逆流のケースでは④から①へと水を廻流させている。実験に先立ち流速分布

の一樣化のため、順流時のためには①の上とすぐ下流に整流板と金網を入れて調整しており、また逆流時のためには拡大部に幅13cm間隔で長さ2mにわたり整流板が入れている。

## 2.2 実験ケース

水深は50cmで実験しているが、実験ごとの流量の設定にはベンチュリーの差圧を指標として使っている。ベンチュリーの差圧 $\Delta h$ (cm)と流量 $Q$ (l/sec)との関係は、前もって逆流時にC点の流速分布を各水深ごとにこまかく測定して流量を計算することにより検定している。実験時には水深を正しく合せるとともに、ベンチュリーの差圧 $\Delta h$ を所定の値に $\pm 1$ mm程度まで合せて流れの再現性につとめている。

流れの条件の異なる実験ケースとしては、逆流で $\Delta h = 15.0, 30.0, 60.0$  cmの3ケース、順流で $\Delta h = 15.0, 60$  cmとバルブ全閉( $\Delta h = 130$  cm)の3ケースおよび流れなしの合計7ケースであるが、それぞれの $\Delta h, Q$ と断面平均流速 $\bar{U}$ とを表-1にまとめて示す。ただし図-1のD点の風上3.75mからコンクリート部分に接する測定部の終端にかけて、水路底面が一樣勾配で少しずつ沈んでいるためD点では実験水深が約52.5cmとなっており、このためD点付近での平均流速は他の点より少し小さくなっている。今回の実験では、ポンプ始動時には流量調整バルブを閉じておき、流量=0の状態から徐々に流れ

流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)

表-1 実験での流れの種類

|             | 名 称         | $\Delta h$<br>(cm) | $Q$<br>( $l/sec$ ) | $\bar{U}$<br>( $cm/sec$ ) |
|-------------|-------------|--------------------|--------------------|---------------------------|
| 順 流         | $+Q_{max}$  | (130)              | 224                | 29.9                      |
|             | $+Q_{60}$   | 60.0               | 152                | 20.3                      |
|             | $+Q_{15}$   | 15.0               | 76                 | 10.1                      |
| 逆 流         | $-Q_{15}$   | 15.0               | 76                 | -10.1                     |
|             | $-Q_{30}$   | 30.0               | 108                | -14.4                     |
|             | $-Q_{60}$   | 60.0               | 152                | -20.3                     |
| 流<br>な<br>し | $\bar{U}=0$ | 0                  | 0                  | 0                         |

をスタートさせて、水路内に水深の長周期変動が生じないよう注意した。しかしバルブの開閉とベンチュリー差圧の正確な調整に15~20分以上はかかった。

実験時の風については、送風機の回転数 (r.p.m.) を所定の値に合わせるにより (同一の水の流れに対して) 風の再現性はえられるものと考えて各回の風速の調整を行っているが、実験ケースとしては rpm 200 と rpm 300 の風を使っている。風の吹出口から 75 cm 風下の A 点における各々の場合の断面平均風速は、rpm 200 のときは  $\bar{U}_a \approx 5.6$  m/sec, rpm 300 では  $\bar{U}_a \approx 8.2$  m/sec である。第1報<sup>3)</sup>でも述べたようにこの A 点での風速分布の一様性は非常に良く、水平方向には壁から約 10 cm 以内を除き、また鉛直方向には水面と天井からそれぞれ約 5 cm を除いて風速の変化はほとんどない。実験はこのままの状態で行ない、人工的な風速分布のコントロールは行なっていない。したがって後の測定結果で示すように水面上の風の境界層は吹送距離とともに発達し、各点での最大風速も少しずつ大きくなっている。

2.3 測定法

今回の実験においては、順流  $Q_{max}$  のケースで非常に高い周波数の波が出現するので、波の測定は周波数応答性のよい抵抗線式波高計によって行った。センサーとしては Mitsuyasu & Honda<sup>11)</sup> と同様の  $\phi 100\mu$  の白金線 2本を 2 mm 間隔に張ったものを用いた。抵抗線式波高計の欠点は水温が変化すると出力感度が変わる点にあるが、1日の実験の前・後に (水温変化が大きいときは中間でも) センサーを 0.5 または 1.0 cm ごとに上・下させて出力の検定を行い、通常あまり差はなかったが前・後の平均値で係数を決めている。

波高計からの出力は (検定時も含めて) 直接デジタルデータレコーダ (岩崎通信機製) で磁気テープに記録し、大型電子計算機で後のデータ処理を行っている。最初、波の測定は図-1 の A-2, B, C, D の 4 点だけで行

っていたが、一通りとり終ったデータを解析した結果、A-2点とB点、B点とC点の間にもう1点ずつ測定点がある方が望ましいことがわかった。従来のデータレコーダは容量が3チャンネルだったため測定に時間がかかり、全ケースの実験に何日もかかっていたが、50年秋に8チャンネルまで同時記録可能な新機種 (DATAC-2000B) が導入されたので、その後測点としても図-1 の A-3, B-2 点を追加し、最終的にはこれらの6点で波を同時に記録し、しかも1日のうちに流れなしと順流または逆流の3ケースを全て測定し終るようにした。各ケースの波の測定は主として水路幅の中央 ( $l=0$  とする) と、風下に向けて中央から右へ 50 cm の点 ( $l=+50$  cm) および左へ 50 cm の点 ( $l=-50$  cm) の3点で行った。なお逆流のケースの A-2, B 点では後で述べる横 (斜) 波のチェックのために、さらに  $l=\pm 25$  cm での測定も行っている。

各点の1回の測定は、当初  $\Delta t=1/60$  秒で約4分30秒間の記録をとり相関法でスペクトル計算を行っていた。しかし、今回述べる主要なデータの実験では、FFT によるとスペクトル計算で周波数分解能を正確に  $\Delta f=0.1$  Hz とするため、サンプリング速度を  $\Delta t=1/51.2$  秒に合せ、 $N=16384$  (5分20秒) で測定を行ったが、一部では  $\Delta t=1/25.6$  秒で  $N=8192$  としている。この  $\Delta t$  の調節は、データレコーダの外部発振端子に、内蔵した高性能のシンセサイザー (分解能 0.01 Hz) から所定の周波数の信号を入れて行ったもので、これにより FFT での計算結果を相関法なみに見やすくすることができた。

流速の測定は電界型プロベラ流速計 (プロベラの径は 15 mm) を使い、その出力パルスカウンターで読みとって行った。前報でも述べたように、波が大きい場合の水面近くでは波の粒子速度の影響でプロベラが止りかける場合もあり測定値はかなりの誤差を含むおそれがある。したがって風をかけないときの流れのみの流速分布も測定し、波が大きい場合の水面から 5 cm~10 cm での結果をそのまま使用することはされた。

水面近くは吹送流があるため流速が急激に変化するが、表面での流速値  $u_0$  の測定のためには、パラフィンをしみこませた計算機カードを孔あけ器でパンチしたものをフロートとして流し、水路の一定区間を流下する時間をストップウォッチで測った。なお逆流  $Q_{60}$  のケースでは波が大きくなり、 $u_0$  の正確な測定が困難であったので、加藤・鶴谷<sup>12)</sup> の場合と同じ洗剤 (ラウリル硫酸ナトリウム) で波を消して  $u_0$  の測定を行った。またそれと同じ条件の下で、後で述べる  $z_{0.0}$  の値のチェックのため、A-2点とC点においてホットフィルム流速計を使って水



面近くの流速の測定を行い、同時にプロペラ流速計による測定も行った。

風速の測定はピトー静圧管からの差圧を微小差圧計で電圧に変換し、それをデータレコーダに記録して行った。差圧計の検定は風洞水路の A-2 点 (図-1 参照) の断面中央にピトー管をおき、実際にいろいろな速さの風をかけたときの差圧をゲツチンゲンマンメータで読取って行った。差圧計の出力は風速の 2 乗に比例するので、 $dt=1/30\sim 1/15$  sec で読取った電圧値を計算機で風速にリニアな量に変換した後で平均値をとったが、各点の測定時間は 2 分強としている。

### 3. 風波の成分波の波速

後で述べるスペクトル変換の仕事のためには、各ケース、各点の流れに対応して波長  $L$  の成分波の波速  $c$  を波長の関数として計算する必要がある。

ところで第 1 報<sup>3)</sup> で述べたように、流速分布が

$$U(y) = U_1 \left( \frac{y+d}{d} \right)^{1/2} \quad \dots\dots(3.1)$$

( $d$ : 水深) の形のベキ乗分布で表わされる流れに対する波速  $c$  は、深海波については、一様流速分布の場合の波速の式

$$c = c_0 + U_1 \quad \dots\dots(3.2)$$

によって近似できる。また水面での流速が  $U_1$ 、底での流速が  $U_2$  の台形分布の流れに対する微小振幅波の波速は次式により与えられる (厳密解)。

$$c = U_1 - \frac{(U_1 - U_2)}{2kd} \tanh kd \pm \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kd + \frac{(U_1 - U_2)^2}{4k^2 d^2} \tanh^2 kd} \quad \dots(3.3)$$

いずれにせよ通常の一般流だけに対する波速は容易に求められるので、微小振幅波の範囲で風波の成分波の計算で問題になるのは、水面上を風が吹くことにより生ずる吹送流および風圧 (風の垂直圧力) 変化にもとづく波速の変化ということになる。

#### 3.1 吹送流に対する波速の計算

第 1 報<sup>3)</sup> においては吹送流を水面から下へ  $d_1$  の深さまでにだけ存在する直線分布の流れと仮定して波速の計算を行っていた。著者の 1 人はもっと実際に近い分布として、この直線分布を放物線分布におきかえた場合の波速の計算も行った<sup>4)</sup>。しかしその後 Shemdin<sup>5)</sup> や Dobroklonsky & Lesnikov<sup>6)</sup> が風洞水路においてフロートを使って行った測定から、水面近くでの吹送流の大き

さは深さの対数に比例して減少することが見出された。加藤・鶴谷<sup>7)</sup> も洗剤で波を消した場合について、ホットフィルム流速計で吹送流の測定を行い、流れなしおよび順流  $Q_{max}$  のケースで水面から 2~3 cm までの流速はほぼ対数分布をすることを見出した。著者らはさらに吹送流の分布形として

$$U(y) = u_0 - U_r \ln \left( \frac{z_{sw} - y}{z_{sw}} \right) \quad \dots\dots(3.4)$$

を仮定し、この流れに対する波速を第 1 次近似まで計算した<sup>7)</sup>。(3.4) 式において  $y$  は水面から上向きを正にとっており、 $u_0$  は表面流速の値、 $U_r$  と  $z_{sw}$  は実際の吹送流の値に対して決めるべき定数である。この場合、風圧の影響は簡単に計算できないし、またそれは吹送流の影響よりかなり小さいものとして無視しているわけであるが、その妥当性については後で検討する。その後、この第 1 近似の計算では精度に不安が残ったため、加藤<sup>8),9)</sup> は第 2 次近似までの計算を行った。

風洞水路において流れなしのケースに生じる反流や、一般流のあるときの実際の分布に合わせるためには、(3.4) 式に水深に比例する項を加えた次式の分布形を使用する。

$$U(y) = u_0 - U_r \ln \left( \frac{z_{sw} - y}{z_{sw}} \right) - b_1 y \quad \dots\dots(3.5)$$

この場合の各定数の決め方は次のようにしている。 $u_0$  は実測値をとり、 $z_{sw}$  は後で述べるような理由から今回の報告ではすべて  $z_{sw} = 0.01$  cm と仮定している。次に流速の測定値を参考にして 2 点の流速値を与えて  $U_r$  と  $b_1$  を決定する。流れなしのケースについては、次の 2 つの条件を使っている。

$$\int_{-d}^0 U(y) dy = 0 \quad \dots\dots(3.6)$$

$$U(-d/2) = U(-d) \quad \dots\dots(3.7)$$

(3.7) の条件は水素気泡により反流の分布を観測して近似的に決めたものである。

深海波の波速に対しては水面近傍の流速の大きさが支配的で、水底近くで流速分布が変化しても波速におよぼす影響はきわめて小さいことが Kato<sup>8)</sup> により示されている。したがって (3.5) 式の係数  $U_r$  と  $b_1$  を決める場合には、水底近くで計算に使う分布形が実際の流速値と多少くらい違ってもかまわないという方針をとっている。実際の流速の測定値と波速の計算に使った (3.5) 式の分布形の比較例は後の図-15, 16 に示す。

(3.5) 式の分布をもつ流れに対して風圧の影響は無視

したときの速度  $c$  は,  $\varepsilon = u_0/c_0$  ( $c_0$  は流れがないときの波速) をパラメータにとつたせつ動法により

$$c = c_0 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2 \left[ 1 + \varepsilon \frac{c_1}{c_0} + \varepsilon^2 \frac{c_2}{c_0} + \dots \right] \quad \dots\dots(3.8)$$

のような形で計算され,  $c_1$  は次のように表わされている<sup>9)</sup>.

$$\frac{c_1}{c_0} = 1 + \frac{U_T}{u_0} \left( \frac{Q}{2k \sinh 2kd} - \frac{1}{2kz_0} \tanh kd \right) \quad \dots\dots(3.9)$$

ここに

$$Q = 2k \left[ \frac{\cosh 2kd}{y_1} - \frac{1}{y_1} + \sinh y_2 \cdot (\text{Chi} y_1 - \text{Chiy}_2) + \cosh y_2 \cdot (\text{Shiy}_2 - \text{Shiy}_1) \right] \quad \dots\dots(3.10)$$

$$\delta = 1 - (z_0 b_1 / U_T) \quad \dots\dots(3.11)$$

$$y_1 = 2kz_0, \quad y_2 = 2k(d + z_0) \quad \dots\dots(3.12)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Shi } x &= x + \frac{x^3}{3 \cdot 3!} + \frac{x^5}{5 \cdot 5!} + \dots\dots \\ \text{Chi } x &= \ln|x| + \frac{x^2}{2 \cdot 2!} + \frac{x^4}{4 \cdot 4!} + \dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots(3.13)$$

(3.8) 式の第2次近似の項  $c_2/c_0$  は複雑なので省略するが, 参考文献8), 9) に示されている。

なお, せつ動法の計算はあくまでも近似解法であり, 上述の計算の場合パラメータの  $\varepsilon (= u_0/c_0)$  の値があまり小さくないこともあって計算結果の正しさになお多少の疑問をさしはさむ余地がないとはいえなかった。その後, 波速計算の基本式<sup>8), 9)</sup>

$$\left\{ \begin{aligned} (U-c)(\phi'' - k^2\phi) - U'\phi &= 0 \quad \dots\dots(3.14) \\ (U-c)[(U-c)\phi' - \phi U'] &= g, \phi, (y=0) \quad \dots\dots(3.15) \\ g_r &= g + (T_1 k^2 / \rho_w) \quad \dots\dots(3.16) \\ \phi &= 0 \quad (y = -d) \quad \dots\dots(3.17) \end{aligned} \right.$$

$$\dots\dots(3.15)$$

$$\dots\dots(3.16)$$

$$\dots\dots(3.17)$$

を一種の積分進行法 (三木, p.153 参照) により数値的に解いて (3.4) 式の分布に対する波速  $c$  を計算してみた。この場合, 流速分布が水面近くで急激に変わるため正しい結果をうるには階差ステップ  $\Delta y$  を十分小さく,  $|\Delta y| = z_0/100$  程度にとらねばならず計算時間を非常に多く要したが, この数値解法で計算した波速の値  $c_N$  を, それと同じ分布に対して加藤<sup>9)</sup> により示されたせつ動法による計算結果  $c_P$  とともに表-2 に示す。これをみると  $c_P$  と  $c_N$  はよく一致しており, 波長  $L$  の小さいときの両者の差は, (この場合  $\varepsilon$  も大きいので) せつ動法を第2次近似までで打ち切ったことによる誤差と考えられるから, せつ動法による第2次近似までの計算は正しいと考えてよいであろう。

### 3.2 空気流が波速におよぼす影響について

前節で述べた吹送流による波速の計算においては, 風の直接の影響を無視しているが, ここではその妥当性を少し検討してみる。すなわち, 実際には水面上の空気流も波速に影響するから, 本来の波速の計算結果は次のように書かれるべきである<sup>13)</sup>。

$$c_T = c_0 + c_w + c_a \quad \dots\dots(3.18)$$

ここに  $c_w$  は吹送流,  $c_a$  は空気流の影響による波速の変化分である。

空気流の影響は水面での境界条件を通して波速に現われる。水の粘性を無視すれば, 境界条件に関係するのは水面に傾く空気の垂直圧力の変化だけである。Miles (1957)<sup>14)</sup> にしたがうと, 水面波形  $\eta$  を

$$\eta = ae^{ik(x-ct)} \quad \dots\dots(3.19)$$

とすると, 水面に傾く空気圧  $p_a$  は次式で与えられる。

$$p_a = \rho_a (\alpha + i\beta) U_i^2 k \eta \quad \dots\dots(3.20)$$

ここに  $\rho_a$  は空気の密度,  $U_i = u_{*a}/\kappa$  ( $u_{*a}$  は空気流の摩擦速度),  $\alpha, \beta$  は定数である。

前節の空気流を無視した計算における境界条件(3.15)

表-2 せつ動法と数値解法による波速の比較

( $d=50$  cm,  $u_0=28.0$  cm/sec,  $z_0=0.01$  cm;  $U_T=4.10190$  cm/sec,  $b_1=0$ )

| L<br>(cm) | せつ動法による解          |               |           |           |                   | 数値解<br>$c_N$<br>(cm/sec) | $\frac{c_N - c_P}{c_P} \times 100$ |
|-----------|-------------------|---------------|-----------|-----------|-------------------|--------------------------|------------------------------------|
|           | $c_0$<br>(cm/sec) | $\varepsilon$ | $c_1/c_0$ | $c_2/c_0$ | $c_P$<br>(cm/sec) |                          |                                    |
| 5         | 29.501            | 0.949         | 0.52960   | 0.01309   | 44.678            | 44.853                   | 0.39(%)                            |
| 10        | 40.062            | 0.699         | 0.43449   | 0.01457   | 52.513            | 52.629                   | 0.22                               |
| 20        | 56.054            | 0.500         | 0.33677   | 0.01564   | 65.702            | 65.765                   | 0.10                               |
| 40        | 79.058            | 0.354         | 0.23746   | 0.01639   | 85.870            | 85.893                   | 0.027                              |
| 60        | 96.775            | 0.289         | 0.17888   | 0.01669   | 101.918           | 101.924                  | 0.006                              |

式は、水中圧力を  $p_w$  としたとき

$$y=0 \text{ のとき } p_w + T_1 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \quad \dots\dots(3.21)$$

という表面条件から導かれたものであるが、空気流の圧力  $p_a$  を考慮に入れると (3.21) の条件は

$$y=0 \text{ のとき } p_w + T_1 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = p_a \quad \dots\dots(3.22)$$

となる。(3.20)式を上式に代入して変形すると、(3.15)の条件に対応するものとして次式がえられる。

$$(U-c)[(U-c)\phi' - \phi U'] \\ = [g_r + (\alpha + i\beta)k \frac{\rho_a}{\rho_w} U_1^2] \phi, \quad (y=0) \dots(3.23)$$

通常、波速  $c$  と流速  $U(y)$  との大きさをくらべると

$$c > U_0 \geq U(y) \quad \dots\dots(3.24)$$

であるから、水中の運動についての基本式 (3.14) は特異点をもたず、その解  $\phi_w$  は実数となる。一方、発達または減衰する波の波速は複素数で

$$c = c_r + ic_i \quad \dots\dots(3.25)$$

と書けるから、これを (3.23) 式に代入すると実数部、虚数部はそれぞれ次のようになる。

$$[(U_0 - c_r)^2 - c_i^2] \phi'_w - (U_0 - c_r) \phi_w U'_0 \\ = [g_r + \alpha k \frac{\rho_a}{\rho_w} U_1^2] \phi_w \quad \dots\dots(3.26)$$

$$c_i [2(c_r - U_0) \left( \frac{\phi'_w}{\phi_w} \right)_0 + U'_0] = \beta k \left( \frac{\rho_a}{\rho_w} \right) U_1^2 \dots(3.27)$$

後でも述べる実験室の条件に対する  $U_1, U'_0, (\phi'_w/\phi_w)_0$  の概略値と Conte & Miles<sup>15)</sup> が計算した  $\beta$  の値を使って、(3.27) 式から  $c_i$  の値を概算してみると、一般に

$$(U_0 - c_r)^2 \gg c_i^2 \quad \dots\dots(3.28)$$

の関係が成立しているので、(3.26) 式で  $c_i$  を無視すると次のようになる。

$$(U_0 - c_r)[(U_0 - c_r) \phi'_w - \phi_w U'_0] \\ = [g_r + \alpha k \left( \frac{\rho_a}{\rho_w} \right) U_1^2] \phi_w \quad \dots\dots(3.29)$$

(3.29) 式が (3.15) 式と違うのは右辺の [ ] の中の第 2 項だけであるから、 $\alpha$  の値さええられれば  $c_r$  は今まで通りの方で容易に計算できる。

しかし、 $\alpha$  の計算のためには水面上の空気流について (3.14) と同じ基本式、すなわち

$$(U_a - c)(\phi'_a - k^2 \phi_a) - U''_a \phi_a = 0 \quad \dots\dots(3.30)$$

を風速分布  $U_a(y)$  に対して解かねばならない。(3.30) 式は水中の運動についての (3.14) 式とは違って、 $U_a(y) = c$  となる高さ  $y = y_c$  で確定特異点をもつので、その解を求めるのは非常に面倒である。Conte & Miles<sup>15)</sup> は水中の流れを考慮しない場合について、風速  $U_a(y)$  を対数分布

$$U_a(y) = U_1 \ln(y/z_{0a}) \quad \dots\dots(3.31)$$

にとり、(3.30) 式の水面上での境界値問題を数値的に解いて  $\alpha, \beta$  の値を求めているが、その計算例は

$$\Omega = g z_{0a} / U_1^2 \quad \dots\dots(3.32)$$

で定義されるパラメータ  $\Omega$  が  $3 \times 10^{-3}, 1 \times 10^{-2}, 2 \times 10^{-2}$  の 3 ケースである。

われわれの実験での条件とは、吹送流が考慮されていない点と水路の天井の条件が違うが、近似的に Conte & Miles<sup>15)</sup> の計算結果から推定(外挿)した  $\alpha$  の値を (3.29) 式に適用して計算した波速  $c_r$  から (3.18) 式の表現による  $c_a$  と  $c_w$  を計算してみると表-3 のようになる。これは rpm 300、流れなしのケースの C 点についての計算例で、この場合の風のデータは他の点の結果も多少考慮に入るとほぼ  $U_1 = 105 \text{ cm/sec}$ 、 $\Omega = 1. \times 10^{-3}$  程度となっている。(3.5) 式の吹送流のみを考えに入れたときの波速を  $c_1$  とすると、 $c_w, c_a$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} c_a &= c_r - c_1 \\ c_w &= c_1 - c_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(3.33)$$

表-3 からわかるように、まず  $c_a < 0$  であるが、 $L = 5 \sim 60 \text{ cm}$  の範囲で  $|c_a/c_w|$  はほぼ  $1/6 \sim 1/4$  で波長とともに増加する傾向を示す。

Mizuno & Mitsuyasu<sup>13)</sup> は逆風の場合の波速を空気圧の変動も入れて計算しているが、波長が小さい範囲では  $|c_a/c_w|$  の値は表-3 の値と同じ (あるいはそれ以下) 程度に小さい。なおこの逆風の場合には基本式 (3.30) に特異点は存在しないので、解  $\phi_a$  は数値的に風洞水路の条件に合せて解かれ、 $\alpha$  も、したがって  $c_a$  も問題なく求められているようである。

いずれにせよ実験室での風波 (主として  $L < 60 \text{ cm}$ ) に関する限り、波速におよぼす風圧の影響は吹送流の影響よりかなり小さく、したがって波速の計算において風圧は無視して吹送流のみを考慮に入れるのは妥当なことといえるであろう。

#### 4. スペクトル変換について

われわれの実験においては、空間に固定した波高計で波の測定を行い、通常の方法でパワースペクトルを計算

流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)

表-3 風圧が波速におよぼす影響の計算例  
(流れなし, rpm 300; C点のデータによる)

| $L$<br>(cm) | $c/U_1$ | $\alpha$ | $c_0$<br>(cm/sec) | $c_1$<br>(cm/sec) | $c_T$<br>(cm/sec) | $c_w/c_0$ | $c_a/c_0$ | $ c_w/c_a $ |
|-------------|---------|----------|-------------------|-------------------|-------------------|-----------|-----------|-------------|
| 5           | 0.43    | -11      | 29.502            | 45.70             | 43.16             | 0.549     | -0.0860   | 6.38        |
| 10          | 0.50    | -13      | 40.062            | 53.44             | 51.26             | 0.534     | -0.0545   | 6.13        |
| 20          | 0.63    | -15      | 56.054            | 66.61             | 64.82             | 0.188     | -0.0319   | 5.91        |
| 40          | 0.82    | -18      | 79.058            | 86.87             | 85.36             | 0.099     | -0.0191   | 5.16        |
| 60          | 0.98    | -19      | 96.775            | 103.07            | 101.77            | 0.065     | -0.0135   | 4.84        |
| 100         | 1.22    | -20      | 124.67            | 129.23            | 128.17            | 0.037     | -0.0085   | 4.30        |

している。この場合、波高計で検出されるデータに現われる波の周波数は流れの影響の入った見かけの周波数  $f_A$  であり、したがって計算されたものはこの  $f_A$  についての見かけのスペクトルである。この見かけのスペクトルでは成分波ごとの波の発達や変化を比較できないので、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。この目的のため、著者らは第1報において真の周波数  $f_0$  の概念を導入し、波数スペクトルに代るものとして  $f_0$  についての真のスペクトルの計算を試みた。今回の実験においても、各ケース・各点における真のスペクトルを出来るだけ正確に求めるということを1つの大きな目的としており、前章で述べたような波速の計算もそのために行ってきたものである。

流れの中での波の波速を  $c$  とすると、見かけの周波数  $f_A$  は

$$f_A = c/L \quad \dots\dots(4.1)$$

と表わされる。一方、真の周波数  $f_0$  は次式で定義される。

$$f_0 = c_0/L \quad \dots\dots(4.2)$$

ここに

$$c_0 = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{T_1 k}{\rho_w}\right) \tanh kd} \quad \dots\dots(4.3)$$

で、この  $c_0$  は波長  $L$  の波が静止水中でもつ波速である。真の周波数  $f_0$  の意味は、鉛直方向に一樣な流速  $U_1$  をもつ流れの中を波長  $L$  の波が進行している場合を考えるとわかりやすい。すなわち一樣分布の流れでは、波速は

$$c = c_0 + U_1 \quad \dots\dots(4.4)$$

で与えられ、流れ  $U_1$  に相対的な波速は  $c_0$  であるから、波の本質的な性質を表わす真の周波数  $f_0$  は (4.2) 式で表わされるわけである。

流れの中での波の波速  $c$  が波長  $L$  の関係として explicit

に表わされるならば、(4.1) 式と (4.2) 式によって ( $L$  を媒介変数として)  $f_A$  と  $f_0$  が関係づけられることになる。見かけのスペクトル  $E_A(f_A)$  から真のスペクトル  $E_0(f_0)$  を求めるスペクトル変換の仕事においては  $f_A$  に対応する  $f_0$  を求めねばならず、そのためには (4.1) の関係を満足する  $L$  をまず求め、次に (4.2) 式から  $f_0$  を求めるという手順をとる。第1報<sup>3)</sup> で述べたように、実際の風波は多少とも方向分散特性をもつので  $f_A$  と  $f_0$  の関係は非常に複雑になり、また逆流が大きい場合にも周波数の対応関係に多個性が現われてスペクトル変換の仕事はむづかしくなる。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、また一般的に高周波数成分にくらべて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ことが知られている<sup>10)</sup>。真のスペクトルを求めて成分波の発達を考える場合の主要部分はスペクトルのピークよりやや低周波数側の部分であるから、波の方向分散を無視しても、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。

今回の報告においても、スペクトル変換を行うさいに波の方向分散を無視しており、それにより  $f_0$  と  $f_A$  の関係は簡略化されている。すなわち、今回の実験の全てのケースに対して  $f_0$  と  $f_A$  は常に1対1に対応するので、見かけのスペクトル  $E_A(f_A)$  と真のスペクトル  $E_0(f_0)$  の間には

$$E_0(f_0) \cdot \Delta f_0 = E_A(f_A) \cdot \Delta f_A \quad \dots\dots(4.5)$$

の関係が成立ち、これを使って真のスペクトル  $E_0(f_0)$  を計算している。

ここで参考のため、後で述べる実験の rpm 300 の各ケースの流速分布について計算した  $f_A$  と  $f_0$  との関係を図-3 に示す。この図には順流  $Q_{max}$  と逆流  $Q_{30}$  の2つのケースについて、加藤・鶴谷<sup>7)</sup> と同様のクロススペクトル法で求めた  $f_A$  と  $f_0$  の関係もプロットしてある。このう

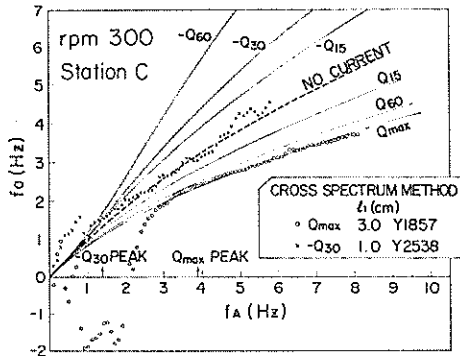


図-3  $f_A$  と  $f_0$  の関係 (rpm 300, C点)

ち順流  $Q_{max}$  の測定値はピーク周波数 ( $f_A=3.9\text{Hz}$ ) 近傍から高周波数にかけて計算値とよく一致している。ただピークより少し下の周波数から低周波数側にかけて  $f_0$  は計算値より小さくなりマイナスにまでなっている。この  $f_0 < 0$  というのは変であるが、これは単にクロススペクトルで位相角  $\theta$  がマイナスとなったことに対応している。何故この低周波数域で  $\theta < 0$  となるかについては反射波の有無を検討したり<sup>17)</sup>、いろいろ調べているがまだ原因はわからない。ただ波のパワーの点からいうと後の図-21 などからもわかるように、ピークの少し下の周波数ではパワーが急激に減少しており、この  $f_0 < 0$  となるところはあまり重要な部分ではないといえる。一方逆流  $Q_{30}$  のケースの実測値はピーク ( $f_A=1.4\text{Hz}$ ) においては計算値とよく一致しているが、そのすぐ高周波数側では測定した  $f_0$  の方が小さくなり、高周波数になるほどその差は大きくなっている。この差の生じる原因の1つとしては加藤・鶴谷<sup>17)</sup> で述べた高調波成分の存在があげられる。しかし加藤・鶴谷<sup>17)</sup> の反射波成分の計算によると、逆流のケースではピーク近くを除いてかなりの反射波成分が存在し、元来クロススペクトル法による波速の測定は反射波が存在する場合には適用できない方法であることを考慮すると、逆流あるいは流れなしのケースでのクロススペクトル法による波速の測定結果はかなりの誤差を含む可能性がある。一方、ピークより低周波数側では  $f_0$  の測定値は計算値より大きくなり、順流のケースの結果とは逆の傾向を示す。

以上のようにクロススペクトル法による測定値には問題点が多いので、今回の報告で述べるスペクトル変換の仕事では前章で述べた波速の計算値のみを使って  $f_A$  と  $f_0$  の関係を決めている。

## 5. 実験結果

### 5.1 風速分布

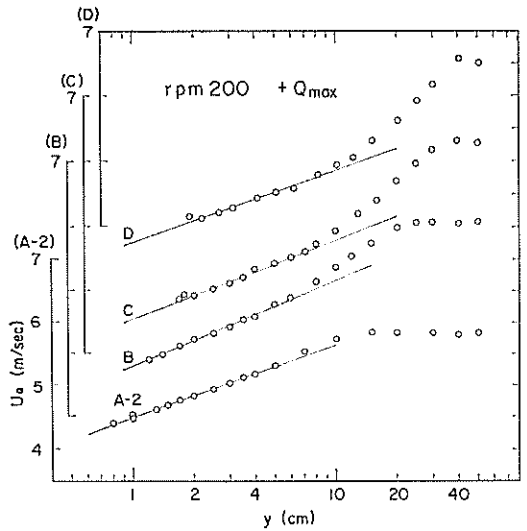


図-4 風速分布 (順流  $Q_{max}$ , rpm 200)

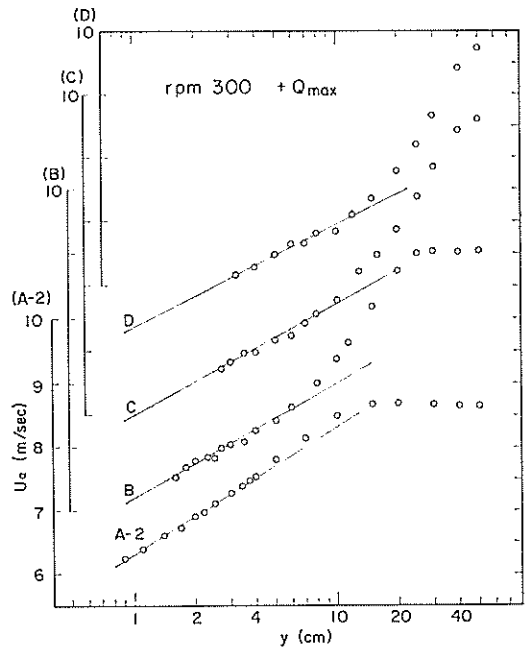


図-5 風速分布 (順流  $Q_{max}$ , rpm 300)

風速分布の測定は1975年12月にまとめて行った。測定ケースは順流の  $Q_{max}$  と  $Q_{60}$ 、流れなし、逆流の  $Q_{60}$  のケースの rpm 200 および rpm 300 で、A-2, B, C, D の各点中央で行っている。次に述べる  $u_{*a}$  の求め方に微妙に関係するので、順流  $Q_{max}$ 、流れなし、逆流  $Q_{60}$  の rpm 200 と 300 の各ケースごとの風速分布を図-4~図-9 に示すが、それぞれの図には A-2, B, C, D 各点の分布

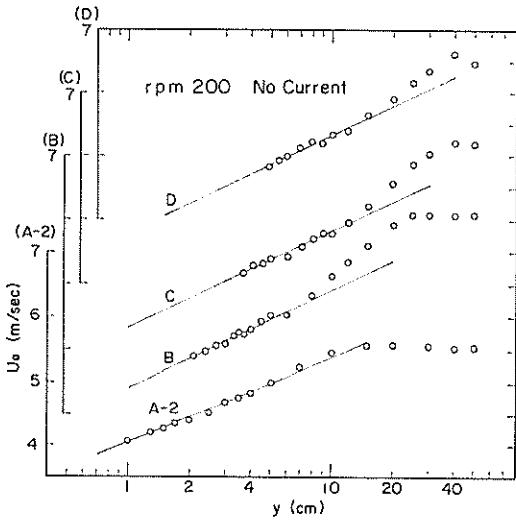


図-6 風速分布 (流れなし, rpm 200)

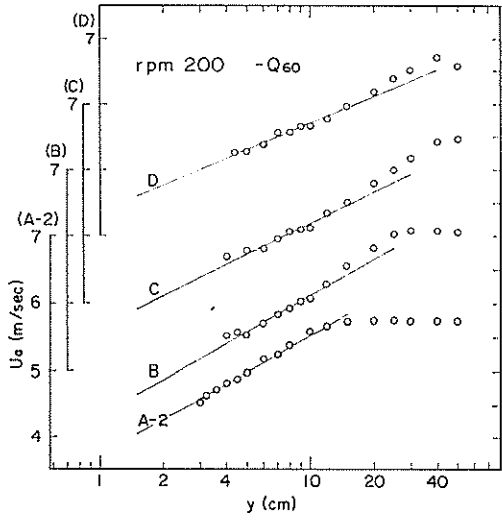


図-8 風速分布 (逆流  $Q_{60}$ , rpm 200)

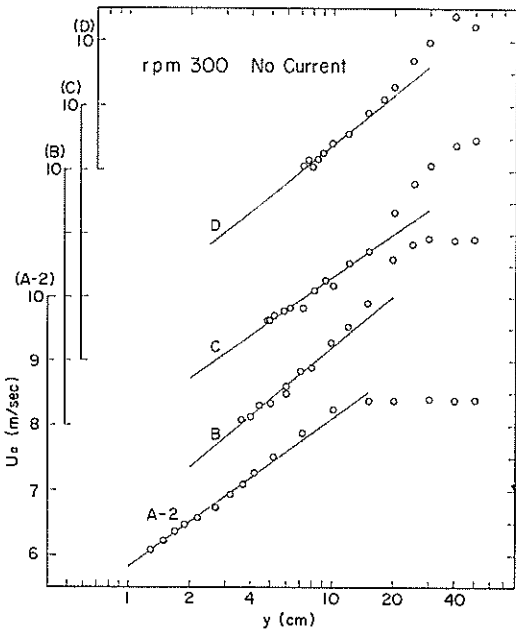


図-7 風速分布 (流れなし, rpm 300)

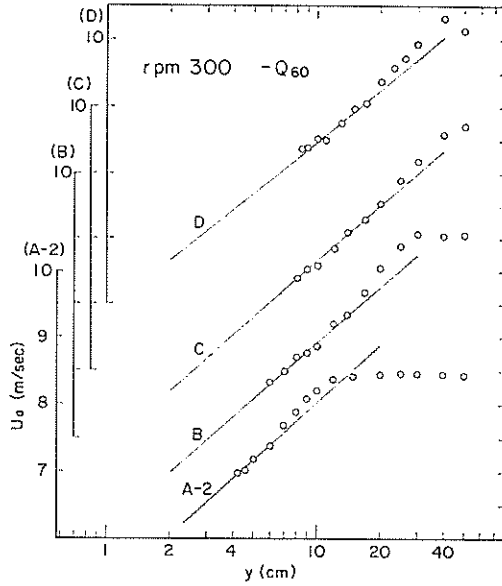


図-9 風速分布 (逆流  $Q_{60}$ , rpm 300)

がタテ (風速) の目盛をずらしてプロットしてある。これらの図からわかるように  $F=2.25$  m の A-2 点では水面上の風の境界層は十分発達しきってなく、吹送距離とともに境界層は発達しており、それともなって最大風速  $U_{a,max}$  も増大している。

これらの風速分布に対数法則

$$U_a = \frac{u_{*a}}{\kappa} \ln \frac{y}{z_{0a}} \quad \dots\dots(5.1)$$

を適用して求めた  $u_{*a}$  の値を表-4 に示す。この場合 図-4~9 に示した直線で (5.1) 式をあてはめているが、この直線の引き方 (あるいはどの部分の風速分布を重視するか) によって  $u_{*a}$  の値は多少変ることになる。Kato & Sano<sup>18)</sup> は水面上のせん断力 (Reynolds stress) の測定結果から風速分布に対する対数法則のあてはめ方を推定し、水面に一番近いところを重視した方がよいとしているが、この問題にはまだ不明な点が残されている。今

表-4  $u_{*a}$  の測定値

| rpm | 測点  | 順流<br>(+ $Q_{max}$ ) | 順流<br>(+ $Q_{60}$ ) | 流れなし<br>( $\bar{U}=0$ ) | 逆流<br>(- $Q_{60}$ ) |
|-----|-----|----------------------|---------------------|-------------------------|---------------------|
| 200 | A-2 | 19.8                 | 20.7                | 23.3                    | 30.6                |
|     | B   | 23.5                 | 24.2                | 26.1                    | 30.8                |
|     | C   | 21.4                 | 21.7                | 25.7                    | 27.8                |
|     | D   | 19.0                 | 21.2                | 26.6                    | 22.3                |
| 300 | A-2 | 34.8                 | 34.3                | 40.0                    | 49.2                |
|     | B   | 31.5                 | 35.3                | 46.1                    | 47.9                |
|     | C   | 29.9                 | 31.3                | 41.2                    | 48.7                |
|     | D   | 27.5                 | 30.4                | 44.6                    | 43.1                |

回の  $u_{*a}$  の計算に当っては、水面が一番近いところの測定値がずれるときはそれをあまり重視せずに直線を引いて  $u_{*a}$  を求めている。表-4の結果をみると、全体的に  $u_{*a}$  は順流  $Q_{max}$  のケースでもっとも小さく、逆流になるほど  $u_{*a}$  が大きくなる傾向が見られるが、これは主として水面での波の状態が変ることによるものとみられる。

5.2 流速分布

流速の測定は各ケース・各点ごとに、通常水面から 5, 10, 15, 25, 35, 45 cm の深さで幅方向にも 10~20 cm 間隔でくわしく行っている。第 1 報で述べた実験のときと違って、図-1の①、④に示す水の出・入口は多少改良されているため、順流でも逆流でも流速分布は水路中央に対しほぼ左右対称になっている。代表的な例として、順流の  $Q_{max}$ , rpm 300 のケースにおける A-2 点と C 点のプロベラで測定した幅方向の流速分布を 図-10 に示す。

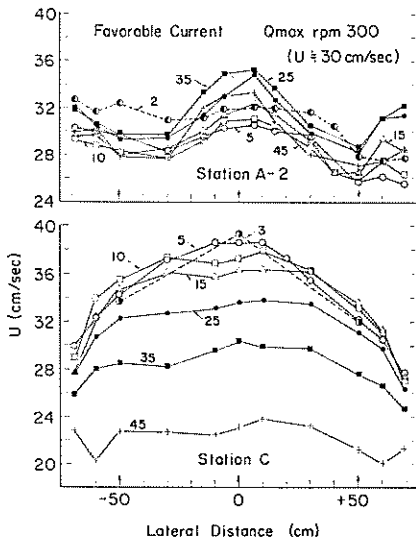


図-10 幅方向流速分布 (順流  $Q_{max}$ , rpm 300)

図中の数字は水面から下へ測った水深 (cm) を表わしている。順流の A-2 点での流速はこの図でわかるように、深いところの流速は幅方向の一様性が少し悪いが、これは下から水が出ている 図-1の①の点から近いためで、これ以上改善できなかった。しかし主として波に影響をおよぼす水面近くの幅方向の流速分布はこの図からわかるようになかなか一様性がよくなっており、実験上問題はないようである。しかし順流の  $Q_{max}$  と  $Q_{60}$  のケースの C, D 点については、図-9の C 点の例でもわかるように水面近くの分布で中央部の流速が増大して幅方向の一様性が悪くなっており、これが波高の分布にも影響しているようである。なお参考のために順流の  $Q_{max}$ ,  $Q_{60}$ ,  $Q_{15}$  の各ケースにおいて風を吹かせない場合の各点の幅方向の流速分布を付録の 付図-1~3 に示す。また順流  $Q_{max}$ , rpm 300 で図-9にのせなかった B, D 点の分布を付図-4 に、順流  $Q_{15}$  の rpm 200 と 300 の分布を付図-5, 6 に示す。逆流  $Q_{60}$  のときの分布は  $Q_{max}$  と  $Q_{15}$  の中間的なものなので省略する。

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よいが、逆流  $Q_{60}$  のケースの A-2 点における風なしと rpm 300 のときの流速分布を 図-11(a), (b) に示す。風がないときに多少両側の壁近くの流速が小さくなるが、風を吹かせて水面が波立つと流速分布の幅方向の一様性がよくなり、これは第 1 報の実験のときと同じである。このように順流  $Q_{max}$  のケースの C, D 点の場合と、逆流  $Q_{60}$  の A-2 点などの場合では波が流速分布におよぼす影響が逆になっているが、今のところその理由はわからない。

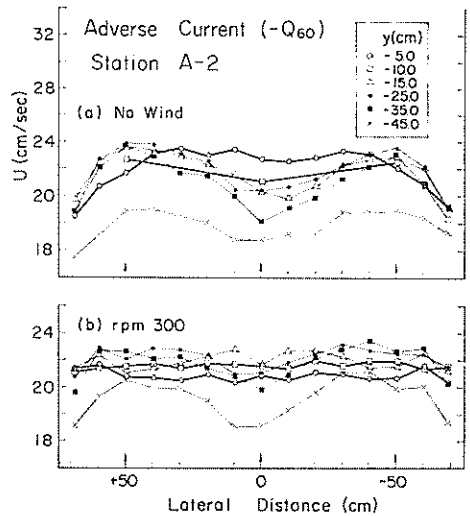


図-11 幅方向流速分布 (逆流  $Q_{60}$ , 風なしと rpm 300)

流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)

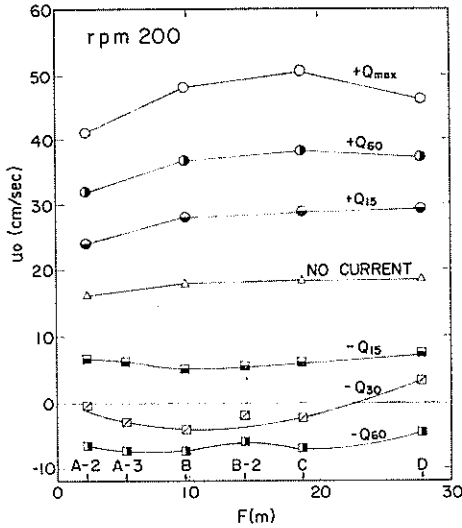


図-12  $u_0$  の測定値 (rpm 200)

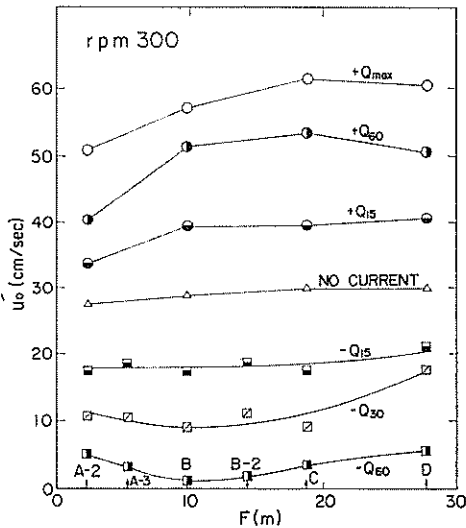


図-13  $u_0$  の測定値 (rpm 300)

図-12, 13には rpm 200 と 300 のそれぞれにつき、各ケース・各点 (中央) での表面流速  $u_0$  の値を示している。このうち逆流  $Q_{60}$  での値は、前に述べたように水中に洗剤を入れて風波を消して測定したものである。また、この洗剤入りの逆流  $Q_{60}$ , rpm 200 のケースの C 点での流速の鉛直分布をホットフィルムとプロペラ流速計で測定した結果をフロートで測った  $u_0$  の値とともに図-14 に示す。この図では、タテ軸を  $z_{*w}$  だけ下にならしてプロットして全体が直線にのるように  $z_{*w}$  を決めるとほぼ  $z_{*w} = 0.01 \text{ cm}$  となり、前に述べた(3.4)式の分布がよ

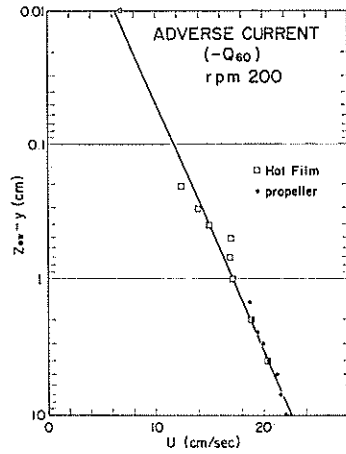


図-14 水面近くの流速分布 (洗剤入り, 逆流  $Q_{60}$ , rpm 200, C 点)

くあてはまることわかる。またこの  $z_{*w}$  の値は加藤・鶴谷<sup>7)</sup> による流れなしの条件での測定値とも一致している。一方 rpm 300 について行った同様の測定例ではプロペラとホットフィルムの値が少しずれて図-13 ほどにはよい分布がえられなかったが、 $y = -0.1 \sim 4 \text{ cm}$  のホットフィルムでの測定値だけを使うとほぼ  $z_{*w} = 0.001 \text{ cm}$  となった。なお参考までに、洗剤で風波を消したときの逆流  $Q_{60}$  のケースの C 点でも風速分布を測定し、前節の方法で  $u_{*a}$  を求めてみたところ、rpm 200 と 300 ではそれぞれ 17.4 と 29.2 cm/sec となり、洗剤を入れてない通常の場合 (表-4 参照) よりはかなり小さいことがわかった。このため洗剤を入れたときと通常の波立った水面とで多少吹送流が変わるかも知れないが、これについては今後の課題として考える。

$z_{*w}$  の値については、Duncan ほか<sup>10)</sup> も (3.4) 式と同じ分布形を彼等の波立った水面下での測定値にあてはめたとき、 $u_0 = 14 \sim 33 \text{ cm/sec}$  の範囲で  $z_{*w} = 0.008 \sim 0.010 \text{ cm}$  となったことを報告している。

$z_{*w}$  の測定値についてはまだ不明な点があるが、上に述べてきたいろいろな結果から考えると  $z_{*w} = 0.01$  にとるのが最もよいようである。また (3.5) 式の分布は  $z_{*w}$  のみで決まるわけではなく、前に述べたように実測値に合せて  $U_r$  を決めれば、 $z_{*w}$  の誤差による流速値の誤差は表面近く (たとえば水深 2~3 mm 以下) を除いてあまり大きくないはずで、それにもとづく波速の誤差も表面張力波的な波以外では無視できるであろう。以上のような理由で、今回の実験データのスペクトル変換のための計算では全てのケースで  $z_{*w} = 0.01 \text{ cm}$  としている。

流速の鉛直分布 (測定値) とそれに対応して  $U_r, b_1$  を



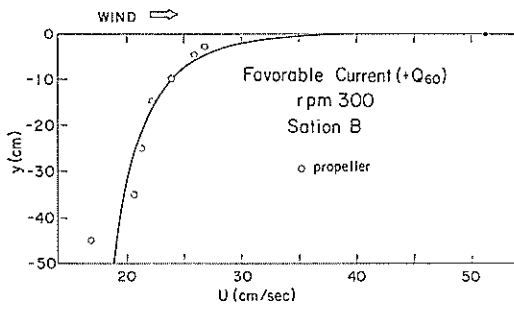


図-15 鉛直流速分布 (順流  $Q_{60}$ , rpm 300, B点)

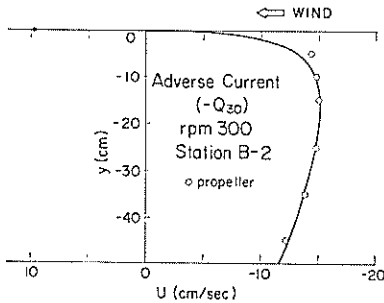


図-16 鉛直流速分布  
(逆流  $Q_{30}$ , rpm 300, B-2点)

決めた (3.5) 式の分布の例として、図-15には順流  $Q_{60}$ , rpm 300, B点の結果を、また図-16には逆流  $Q_{30}$ , rpm 300, B-2点のものをそれぞれ示す。なお、各ケース・各点で波速の計算のために使った (3.5) 式の  $u_0$ ,  $U_r$ ,  $b_l$  の値を参考のために付録の付表-1に示しておく。

### 5.3 波についての結果

#### (1) 発生波の波高の変化

波の測定は各ケース・各点ごとに、幅方向には中央

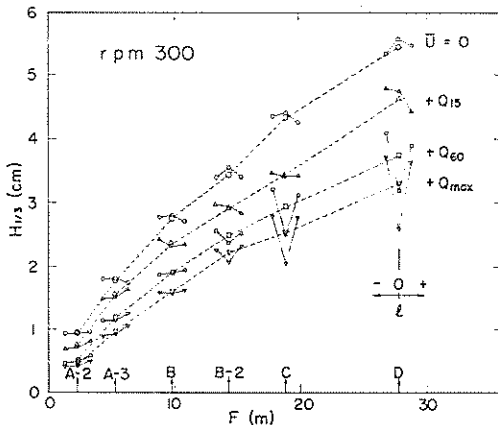


図-17  $H_{1/3}$  の幅方向 3点の分布

( $l=0$ ) と風下に向って中央より左と右に各 50 cm ( $l=-50$  cm と  $+50$  cm) の 3点で測定している。一般に各点ともスペクトルの全パワー  $\bar{q}^2$  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場合に C, D点で幅方向の一様性が悪くなるので、その測定例を図-17に示す。この図は 1回の実験における rpm 300の結果で、各点とも幅方向に 3点の測定値が  $l=0$  の値を中心に実線でつないで示してあり、その 3点の平均値をケースごとに点線で結んである。この図からわかるように、 $+Q_{60}$  と  $+Q_{max}$  のケースの C点と D点では  $l=0$  での  $H_{1/3}$  の値にくらべて  $l=\pm 50$  cm での値がかなり大きくなり、rpm 200の場合にも図-17の例と同じ程度の違いがでる。この C, D点での幅方向の差は測定上のバラツキではなく、おそらく前節で述べた流速分布の幅方向の差に原因しているのではないかと考えられる。

一部に上に述べたような問題点はあるが、各ケース・各点における  $H_{1/3}$  の幅方向の平均値をフェッチに対してプロットしたのが図-18 (rpm 200) と図-19 (rpm 300) である。この 2つの図に示した  $H_{1/3}$  の値は 1~3回の日を変えた実験 (10月と 6月) での結果の平均値である。すなわち  $-Q_{30}$  (逆流でベンチュリー差圧が  $\Delta h=30$  cm の意味) のケースは 1回だけ、 $-Q_{60}$ ,  $-Q_{15}$ ,  $+Q_{max}$  の 3ケースは 2回、流れなし、 $+Q_{15}$ ,  $+Q_{60}$  の 3ケースは 3回の平均値であるが、A-3 ( $F=5.25$  m) と B-2 ( $F=14.25$  m) の 2点についての測定回数は  $-Q_{30}$  のケース以外はそれぞれ 1回分ずつ少なくなっている。

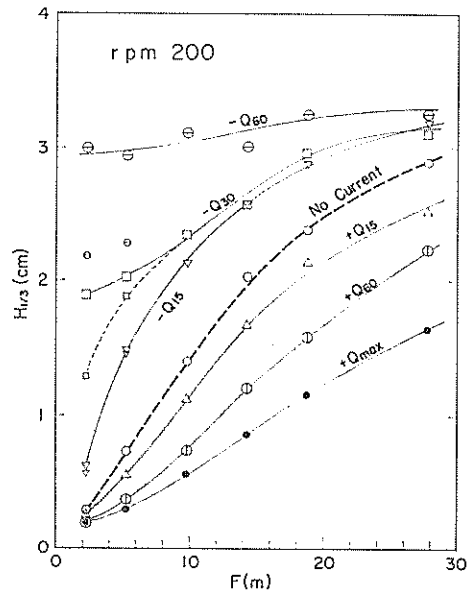


図-18  $H_{1/3}$  の変化 (rpm 200)

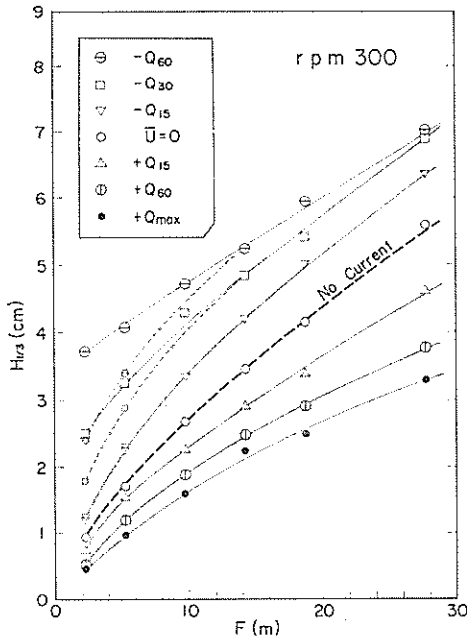


図-19  $H_{1/3}$  の変化 (rpm 300)

図-18, 19 をみると波の発達におよぼす流れの影響がよくわかる。すなわち、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。ただ逆流の場合の結果は順流の場合ほど単純ではない。まず風上の A-2, A-3 点あたりの  $H_{1/3}$  の値が異常に大きく、このため図-18 に示した rpm 200 の  $-Q_{60}$  のケースではフェッチが増加しても一見波はあまり大きくならないかのようにみえる。しかし、これは逆流で流速が大きい  $-Q_{60}$  や  $-Q_{30}$  のケースでは、後の写真-1, 2 からわかるように、もっとも風上の A 点で顕著な横(斜)波が生じ、それはフェッチとともに目立たなくなるが、B 点あたりまではまだかなりあるために生じたことである。A-2, A-3 点あたりではこの横波の周波数は通常風波の周波数よりも小さいので、測定したスペクトルの形から横波に相当するとみられる部分のパワーを差引くと通常風波だけに相当する  $\bar{p}$  の値がえられる。こうして補正した  $\bar{p}$  から求めた  $H_{1/3}$  の値を図-18, 19 に同種類の少し小さい記号で書き入れ一部点線でつないでいる。rpm 200 の  $-Q_{60}$  のケースでの補正値はまだ大きいようであるが、このようにして求めた補正値をみると、逆流の場合でも本来の風波は順流や流れなしの場合と同様にフェッチとともに次第に増大していくことがわかるが、このことは後で示す波の写真からも確認できる。また逆流のケースではフェッチの短いところでの  $H_{1/3}$  の増加の

割合が急激である反面、フェッチが大きくなると  $\sqrt{\bar{p}}$  の増加の割合は小さくなり、特に rpm 200 の場合には D 点あたりで  $H_{1/3}$  の値はほとんど増加しなくなっているが、

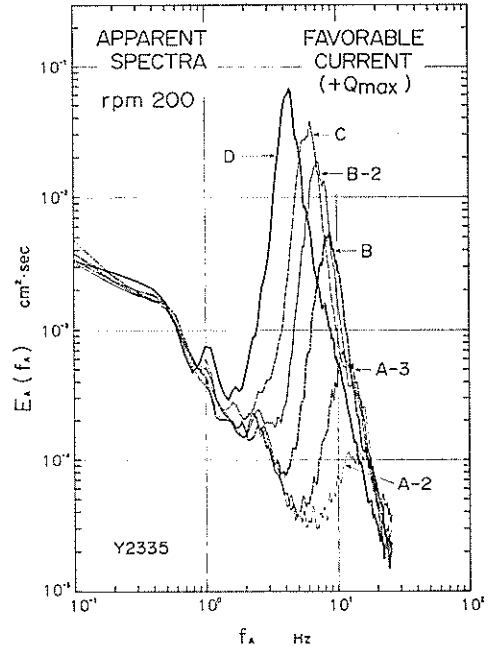


図-20 見かけのスペクトル ( $+Q_{max}$ , rpm 200)

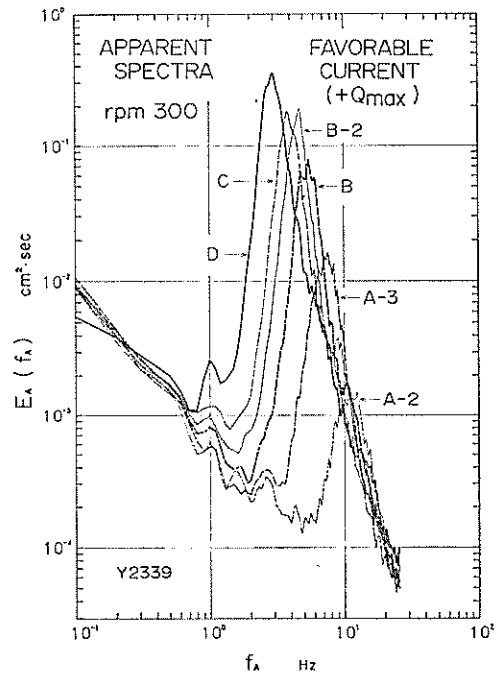


図-21 見かけのスペクトル ( $+Q_{max}$ , rpm 300)

これについてはまた後で述べる。

(2) 見かけのスペクトルと真のスペクトル

波高計の記録から直接計算された見かけのスペクトルの例として、順流  $Q_{max}$  のケースの rpm 200 と 300 の結果を図-20, 21 に示す。この順流  $Q_{max}$  のケースでは一般流のため見かけの周波数はかなり大きくなっており、

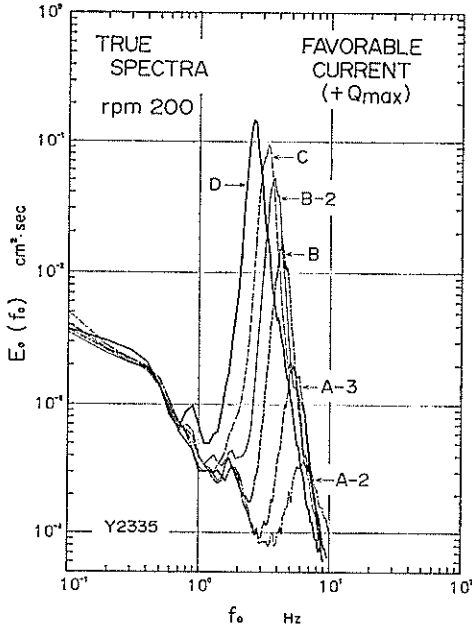


図-22 真のスペクトル (+ $Q_{max}$ , rpm 200)

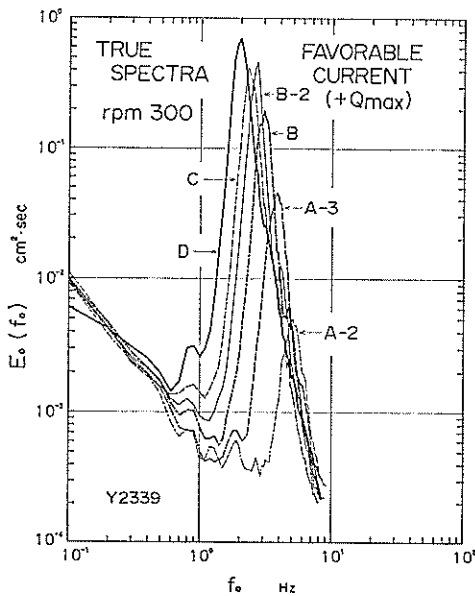


図-23 真のスペクトル (+ $Q_{max}$ , rpm 300)

図-20 に示した rpm 200 のケースの A-2 および A-3 点のスペクトルのピーク周波数は 10Hz を越えている。また順流  $Q_{max}$  のケースでは流れ自体のもつ変動成分のパワーが低周波数側で支配的となっている。なおこのケースで風をかけずに流れだけによる変動の(見かけの)スペクトルを測定すると、図-20 の A-2 点のスペクトルの  $f_A \leq 5\text{Hz}$  でのカーブとほぼ一致する。図-18, 19 に示した  $H_{i1}$  の計算では、測定した  $\bar{v}^2$  の値から風なしのときの  $\bar{v}^2$  の値を差引いた値を使用し、ほぼ風波だけに対応する  $H_{i1}$  の値を求めている。

これらの見かけのスペクトルから前に述べた方法で真のスペクトルを計算すると図-22, 23 のようになり、各点のスペクトルは全体的にかなり低周波数側へ寄るとともにピークでのスペクトル密度も増大する。またフェッチの増加に対して波が順次発達する様子は、流れなしの場合(付図-11, 12 参照)とほぼ同様である。

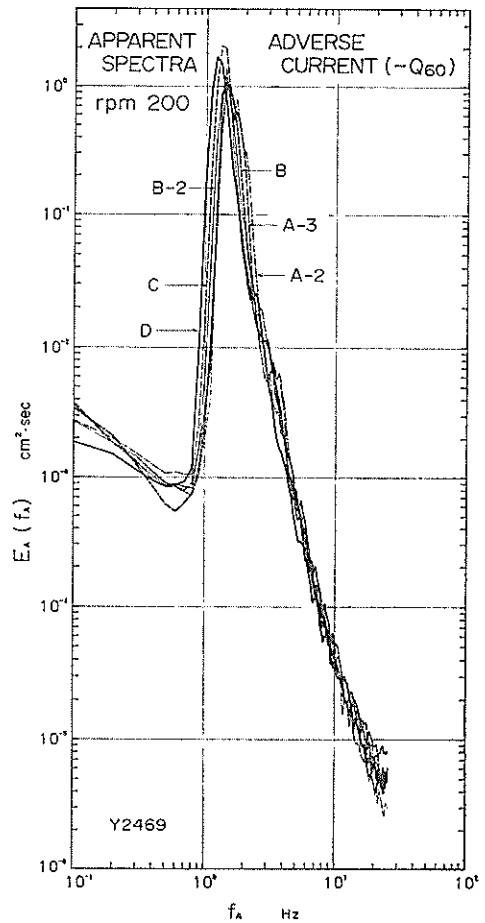


図-24 見かけのスペクトル (- $Q_{60}$ , rpm 200)

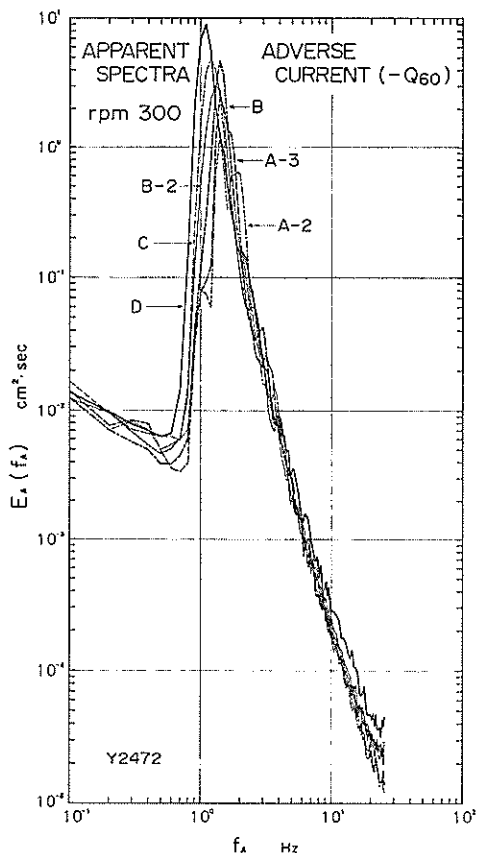


図-25 見かけのスペクトル ( $-Q_{60}$ , rpm 300)

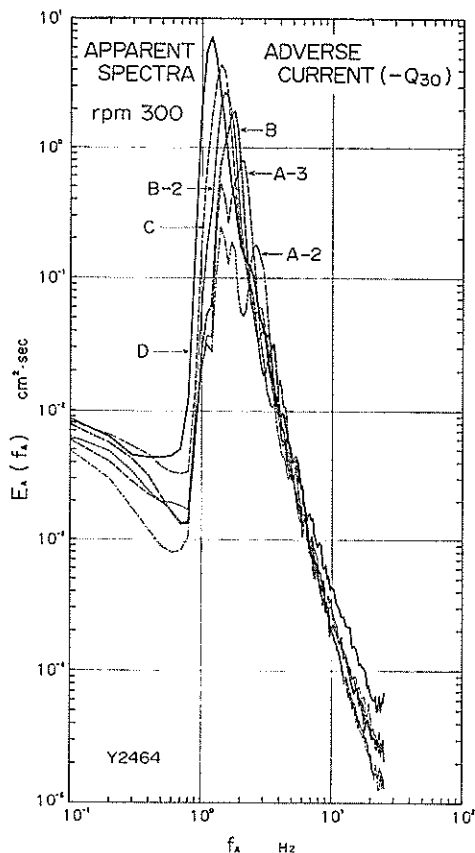


図-26 見かけのスペクトル ( $-Q_{30}$ , rpm 300)

次に逆流のケースの見かけのスペクトルのうち  $-Q_{60}$  の rpm 200, 300 のときの結果を図-24, 25に、 $-Q_{30}$ , rpm 300 のときの結果を図-26に示す。またこれらそれぞれに対応する真のスペクトルを図-27, 28および図-29に示す。逆流の  $Q_{60}$  と  $Q_{30}$  のケースでは前に述べたように A-2~B 点に横(斜)波が生じている。それをもっともよく表わしているのは図-26 ( $-Q_{30}$ , rpm 300) の A-2 点の見かけのスペクトルで、 $f_{\lambda}=2.1$  Hz あたりを境にして左右に2つあるピークの低周波数側の部分が横波に対応している。同じ図の A-3 点のスペクトルでも左右2つのピークが見られるが、右側の本来の風波に対応すると考えられる山の低周波数側には横波のパワーが含まれているようで、次の B 点になると明らかに本来の風波と横波のパワーが一緒になっている。一方、逆流がもっとも大きい  $-Q_{60}$  のケースの図-25, 26 のスペクトルでは、本来の風波のピークと横波の周波数とがかなり接近している上に、A-2 点においても本来の風波のパワーが横波と同程度に大きくなっていて、両者の区別

がつけにくくなっている。とくに図-24の  $-Q_{60}$ , rpm 200 の場合にはスペクトルによってパワーを分離するのが困難で、このため図-18に示した  $-Q_{60}$  のケースでの  $H_{1/3}$  の補正值は不正確なものとなっている。

図-27~29に示した真のスペクトルは、順流の場合とは逆にほぼ全体的に高周波数側へ少しシフトしているが、形そのものはあまり変化していない。次に波の発達の様子であるが、図-29の  $-Q_{30}$ , rpm 300 のケースでの本来の風波成分のパワーはフェッチが増加すると流れなしのケースと同様に大きくなっており、これは図-19における  $-Q_{30}$  の補正したカーブの変化に対応している。一方図-27に示した  $-Q_{60}$ , rpm 300 の結果で目立つのは、C 点から D 点へ移る間にスペクトルのピークは少し減少し、ピーク周波数  $f_{\lambda}$  ははっきりと低周波数側へずれており、一方高周波数部分で著しいパワーの減少が生じていることである。図-28の  $-Q_{60}$ , rpm 300 の場合にはこのような現象はみられず、このことが同じ逆流のケース ( $-Q_{60}$ ) でも図-18の rpm 200 と図-19の

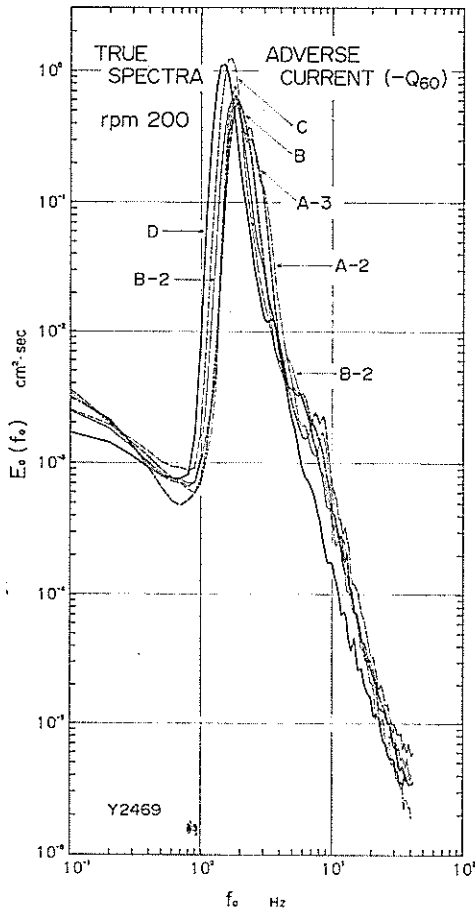


図-27 真のスペクトル ( $-Q_{60}$ , rpm 200)

rpm 300 とで C~D 間での波の発達に差が出た原因と深い関係がありそうであるが、これについてはまた後で検討する。

次に、同じ点について流れの条件が違った場合の真のスペクトルについて調べてみる。図-30 はフェッチ  $F=5.25$  m の A-2 点で、流れの条件が  $+Q_{max}$  から  $-Q_{15}$  まで 5 ケースについての rpm 300 のときの真のスペクトルを示している。この図で興味があるのは、ピークより高周波側で全てのスペクトルがほぼ 1 つにまとまっていることである。これは流れなしの条件でフェッチが変わったときの各点の波のスペクトルの発達の仕方と非常によく似ている。このことから考えると、流れが波の発達におよぼす影響は、順流では吹送距離を短くし、逆に逆流では長くしたときと同様の効果をかかなりもつのではないかと思われる。一方、図-31 に示したのは rpm 300 のときの C 点で、順流  $Q_{max}$ 、流れなし、逆流  $Q_{60}$  のときの真のスペクトルであるが、この図の場合には逆流  $Q_{60}$  の

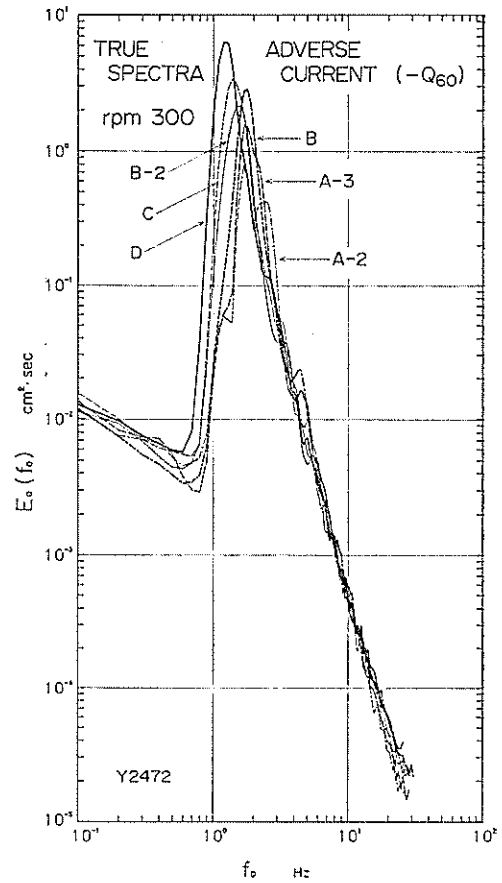


図-28 真のスペクトル ( $-Q_{60}$ , rpm 300)

ケースで高周波数成分が非常に多くなっており、図-30 についていったことがあまりあてはまらなくなっている。事実、各ケースごとにとった波の写真を見ると、rpm 300、逆流  $Q_{60}$  のケース (写真-6 参照) では水面に小さなしわが沢山あるのに対して、rpm 300、順流  $Q_{max}$  の水面ははるかになめらかである。この違いはおそらく波の砕波とも深い関係があると考えられ、今後さらに研究すべき点である。

なお、すべてのケースについて真のスペクトルを求めているが、ここに出さなかったケースについては付録の付図-7~15 に示す。

### (3) 成分波の発達率

次に真のスペクトルを使って各成分波の発達の様子をもっとくわしく調べてみる。この場合、逆流の  $Q_{60}$  のケースは横波成分があるため除外する。まず図-30 は順流  $Q_{60}$ , rpm 300 のケースにおける各点の真のスペクトルについて、周波数  $f_0$  をパラメータにとり、スペクトル密

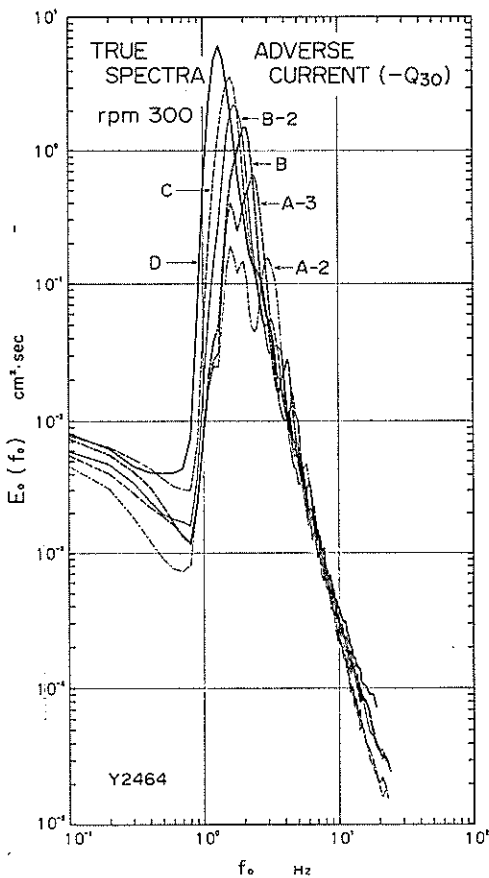


図-29 真のスペクトル (-Q<sub>30</sub>, rpm 300)

度  $E_0(f_0)$  をタテ座標に、各点のフェッチを横座標にとってプロットしたものである。図中の数字が各周波数  $f_0$  を表わし、各点のピークには○印がつけてある。点線と実線の区別は、D点にいたるまでの間にまだスペクトルのピークに達しない周波数が実線で示してあり、途中のどの点かでピークに達する周波数についての変化が点線で結んで示されている。図-30で周波数  $f_0$  ごとのスペクトル密度の変化を示した折線のかんりの部分が右上りの直線にほぼ等しいということは、その周波数成分の波がその区間でいわゆる指数関数的に増大しているということを表わしている。この図の各区間の直線の勾配  $r$ 、すなわち

$$r = (1/dx) \ln [E_{0x_1+dx}(f_0) / E_{0x_1}(f_0)] \quad \dots\dots(5.2)$$

は各区間での波の発達率を表わす。今回の全ケースのうち -Q<sub>60</sub> だけを除いた6ケースで、A-2~A-3, A-3~B, B~B-2, B-2~C, C~Dの各区間ごとに(5.2)式

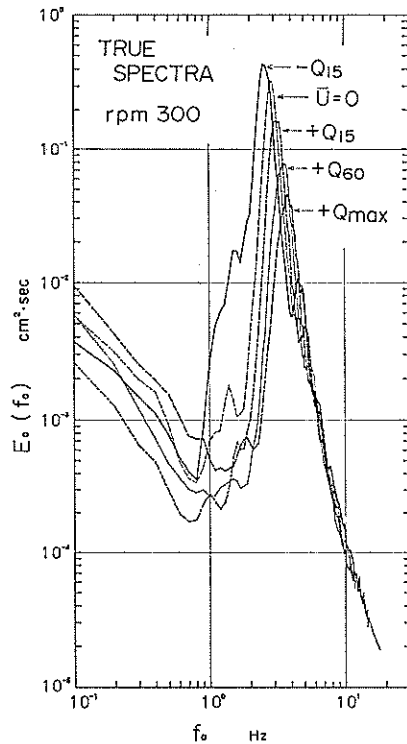


図-30 真のスペクトル (rpm 300, A-3点の各ケース)

の  $r$  の値を計算した結果を 図-31 (rpm 200) と 図-32 (rpm 300) に示す。図-31では、(a)のA-2~A-3区間の図の周波数目盛(横座標)が1 Hz だけ下の(b)~(e)の図とはずらして書かれており、また 図-31, 32の両図とも (e)~(e)のタテ座標のスケールが(a), (b)の倍のスケールで書かれていることに注意が必要である。図-31, 32および 図-30から次のことがわかる。まずある区間についてみると、 $r$  の値が最大になる周波数の位置は -Q<sub>30</sub> から +Q<sub>max</sub> へと流れの条件が変わるのにもない規則的に順次高い周波数へとずれていき、またケースごとの  $r$  の最大値  $r_{max}$  をくらべると、流れなしまたは +Q<sub>15</sub> のケースで  $r_{max}$  がもっとも大きいことが多いが、+Q<sub>60</sub> の  $r_{max}$  もほぼ同程度に大きく、ケースごとの  $r_{max}$  には -Q<sub>30</sub> の結果を除いてあまり差はないといえる。一方、吹送距離が増大すると各ケースとも  $r_{max}$  の値は小さくなっていき、また  $r_{max}$  の生ずる周波数も規則的に低周波数側へと変化する。

いま Miles 理論的な波の発達率  $m^{(2)}$  を

$$\eta = \eta_0 e^{\frac{1}{2} m t} \quad \dots\dots(5.3)$$

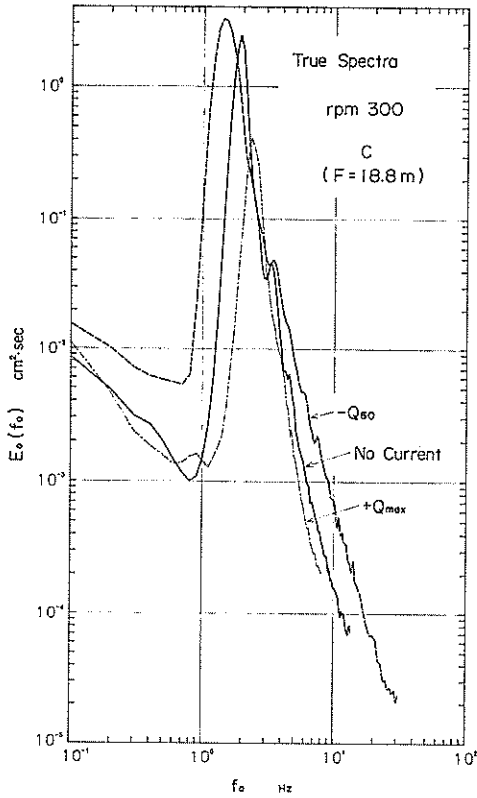


図-31 真のスペクトル

(rpm 300, C点, +Q<sub>max</sub>, 流れなし, -Q<sub>60</sub>)

の形で表わす。また波のエネルギー輸送速度を  $c_E$  とすると、時間  $T$  は

$$F = c_E T \quad \dots\dots(5.4)$$

で与えられる吹送距離  $F$  と同等であるから<sup>21)</sup>,

$$m = c_E \cdot \frac{d}{dx} [\ln E_0(f_0)] = c_E \cdot r \quad \dots\dots(5.5)$$

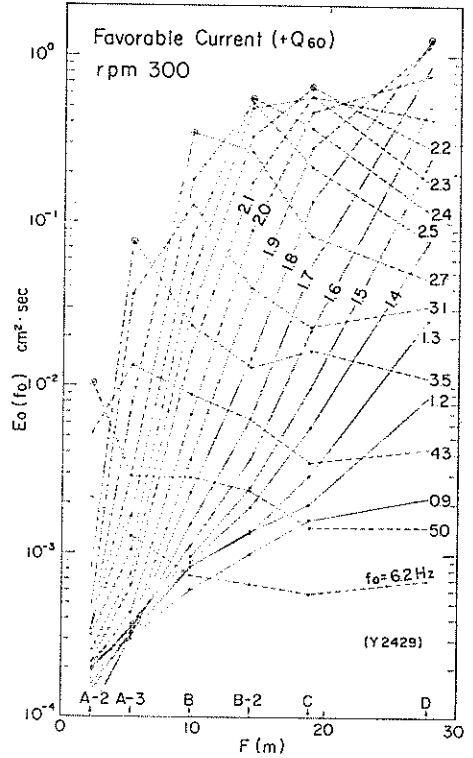


図-32  $E_0(f_0)$  のフェッチに対する変化 (+Q<sub>60</sub>, rpm 300)

と表わされる。後でも検討するが、近似的に  $c_E \approx c_g$  ( $c_g$ : 群速度) と考えると、結局

$$m \approx c_g \cdot r \quad \dots\dots(5.6)$$

の関係がえられる。後で示すように (図-35 参照)、順流で流速が大きいケースほど  $c_g$  の値は大きくなるので、図-31, 32 に示した  $r$  の値が同じでも (5.3) 式で定義した Miles 理論的な発達率  $m$  の値は順流の大きいケース

表-5  $f_{0m}$  の値

|                   | rpm 200 |      |      |      |      |      | rpm 300 |      |      |      |      |      |
|-------------------|---------|------|------|------|------|------|---------|------|------|------|------|------|
|                   | A-2     | A-3  | B    | B-2  | C    | D    | A-2     | A-3  | B    | B-2  | C    | D    |
| +Q <sub>max</sub> | 6.35    | 4.20 | 4.23 | 3.70 | 3.20 | 2.60 | 5.10    | 3.8  | 3.00 | 2.70 | 2.30 | 2.00 |
| +Q <sub>60</sub>  | 6.30    | 5.05 | 3.95 | 3.35 | 2.88 | 2.35 | 4.85    | 3.55 | 2.75 | 2.40 | 2.17 | 1.84 |
| +Q <sub>15</sub>  | 6.10    | 4.50 | 3.50 | 2.95 | 2.60 | 2.15 | 4.35    | 3.15 | 2.55 | 2.23 | 2.03 | 1.75 |
| No Current        | 5.60    | 4.10 | 3.12 | 2.60 | 2.30 | 1.90 | 3.95    | 2.9  | 2.37 | 2.07 | 1.87 | 1.61 |
| -Q <sub>15</sub>  | 4.30    | 3.05 | 2.50 | 2.17 | 1.90 | 1.68 | 3.50    | 2.55 | 2.14 | 1.85 | 1.67 | 1.46 |
| -Q <sub>30</sub>  | 3.45    | 2.70 | 2.15 | 1.97 | 1.80 | 1.54 | 3.00    | 2.40 | 2.05 | 1.72 | 1.57 | 1.33 |
| -Q <sub>60</sub>  | 2.36    | 2.35 | 1.90 | 1.76 | 1.66 | 1.46 | 2.45    | —    | 1.76 | 1.56 | 1.42 | 1.24 |

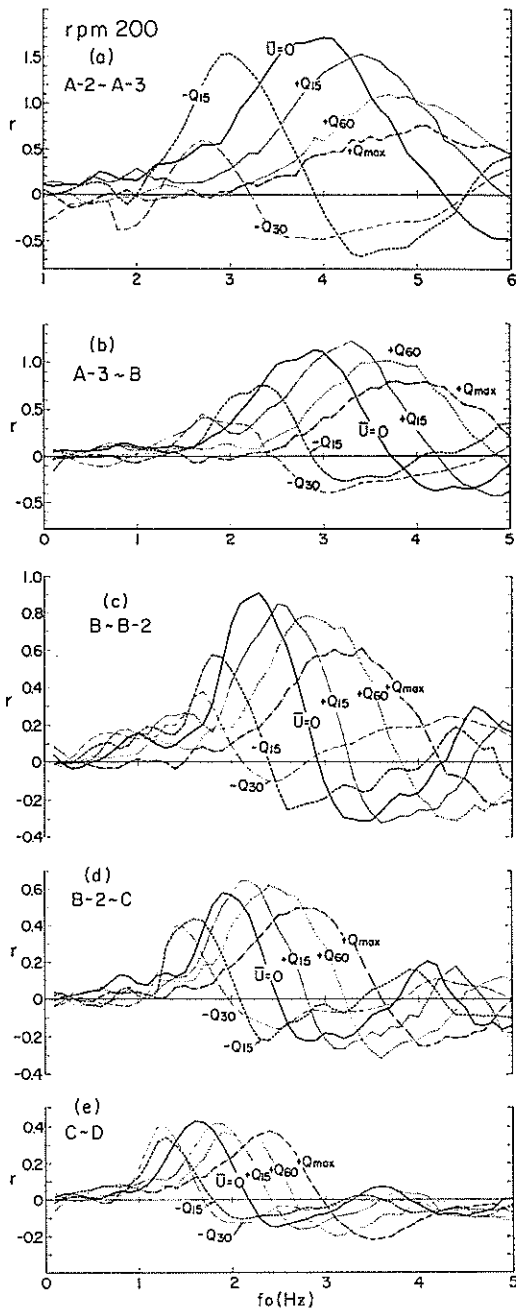


図-33 発達率  $r$  の値 (rpm 200)

ほど大きいことになる。図-31, 32の  $r$  の値は今回の実験における重要な測定結果であるが、それを使って成分波の発達におよぼす流れの効果を理論的に検討するのは今後の課題として残したい。

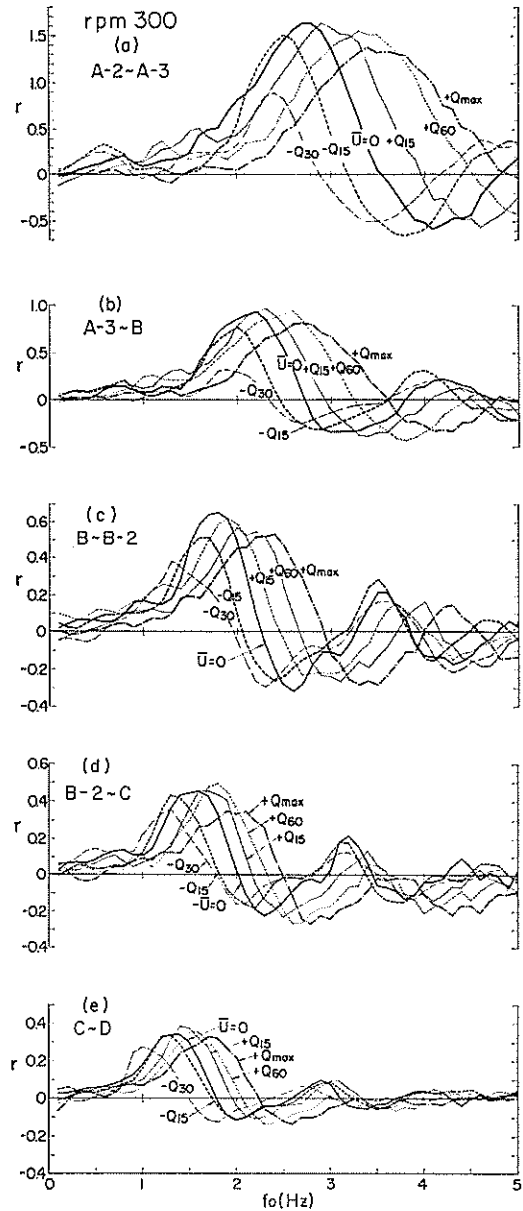


図-34 発達率  $r$  の値 (rpm 300)

(4) 卓越波の波長の変化

真のスペクトルのピーク周波数  $f_{0m}$  に対応する成分波としてその場合の卓越波を定義すると、その卓越波の波長  $L_m$  は

$$f_{0m} = \frac{1}{L_m} \sqrt{\left( \frac{gL_m}{2\pi} + \frac{2\pi T_1}{\rho_w L_m} \right) \tanh \frac{2\pi d}{L_m}} \dots (5.7)$$

の関係から計算できる。各ケース・各点の真のスペクト



ルについて求めた  $f_{0m}$  の値 (1~3回の平均値) は表-5の通りで、これに対して計算した  $L_m$  の値を風速別にプロットすると、rpm 200 のときは図-33, rpm 300 のときは図-34 のようになる。後で使う目的から、これらの測定値を

$$L_m = \alpha(F - F_0)^n + L_0 \quad \dots\dots(5.8)$$

の形 ( $F$  は cm 単位) にあてはめ、フェッチ=0の近くの波長は水面の写真を参考にして(5.8)式の各係数を表-6のように決定した。rpm 200 に対して  $F_0=75$  cm としたのは、図-2 に示した  $F=0$  の点の水路の構造から  $F \leq 75$  cm の範囲ではほとんど波が生じてないことが写真で確認されたためである。一方、rpm 300 の場合には風が強いため  $F=50$  cm あたりで波が生じており、 $F=75 \sim 100$  cm あたりでの写真で読取った波長の値や図-34の実測値を考慮すると、 $F_0=50$  cm としても  $F_0=0$  としても  $\alpha$  や  $L_0$  の決め方で大差なく測定値に合せることができるため、より簡単な  $F_0=0$  に決めたものである。また rpm 300 のほとんどのケースで  $n=0.75$  にとつてあるのは、実際に図上で最適な  $n$  の値を求めてみるとほとんど 0.75 に近い値をとるので、逆に  $n=0.75$  と固定して  $\alpha$  の値を決めたものである。

図-33, 34 を比較すると、図-34 の rpm 300 のときには流れの変化に応じて同じ傾向をもって  $L_m$  は変化しているのに対し、図-33 の rpm 200 のときは順流と逆流とでフェッチに対する  $L_m$  の増大の仕方が変わっているが目立つ。なおどちらの図についても逆流の大きい  $-Q_{60}$  や  $-Q_{30}$  のケースでは、 $f_{0m}$  から求めた  $L_m$  の値は写真で読取った本来の風波の波長よりかなり大きめになっているが、これは前に述べた横(斜)波の影響が入っているためと考えられる。この点についても後の写真-1, 2などを参照のこと。

(5) ピーク周波数  $f_{0m}$  と  $H_{1/3}$  の無次元化

鉛直方向の流速分布が一様な流れの中での波のエネルギー輸送速度  $c_E$  は波の群速度  $c_g$  と等しいことは周知のことである。一方、鉛直分布が一様ではないせん断流の中では一般に  $c_E \neq c_g$  であることが、台形分布の流れに対する  $c_E$  と  $c_g$  の計算結果を使って浜田<sup>22)</sup>によって見出された。確かに  $c_E$  と  $c_g$  の計算式は全く異っているが、浜田<sup>22)</sup>によって与えられた式によって実際に  $c_E$  と  $c_g$  を数値計算してみると、深海波の範囲では

$$c_E \doteq c_g \quad \dots\dots(5.9)$$

の近似が非常によく成立つことがわかった。その計算例を表-7に示すが、この場合の流速分布は

表-6 各ケースに対する(5.8)式の定数

| rpm | 実験ケース       | $\alpha$ | $F_0$ (cm) | $n$    | $L_0$ (cm) |
|-----|-------------|----------|------------|--------|------------|
| 200 | + $Q_{max}$ | 0.001962 | 75.0       | 1.163  | 3.8        |
|     | + $Q_{60}$  | 0.001673 | 75.0       | 1.214  | 3.8        |
|     | + $Q_{15}$  | 0.00670  | 75.0       | 1.065  | 3.6        |
|     | $\bar{U}=0$ | 0.00968  | 75.0       | 1.053  | 3.6        |
|     | - $Q_{15}$  | 0.1197   | 75.0       | 0.770  | 3.0        |
|     | - $Q_{30}$  | 0.2854   | 75.0       | 0.6790 | 3.0        |
|     | - $Q_{60}$  | 0.47066  | 75.0       | 0.6290 | 5.0        |
| 300 | + $Q_{max}$ | 0.10219  | 0          | 0.75   | 0          |
|     | + $Q_{60}$  | 0.11957  | 0          | 0.75   | 0          |
|     | + $Q_{15}$  | 0.13075  | 0          | 0.75   | 1.0        |
|     | $\bar{U}=0$ | 0.15290  | 0          | 0.75   | 1.5        |
|     | - $Q_{15}$  | 0.18805  | 0          | 0.75   | 1.5        |
|     | - $Q_{30}$  | 0.21730  | 0          | 0.75   | 2.0        |
|     | - $Q_{60}$  | 0.31570  | 0          | 0.725  | 2.5        |

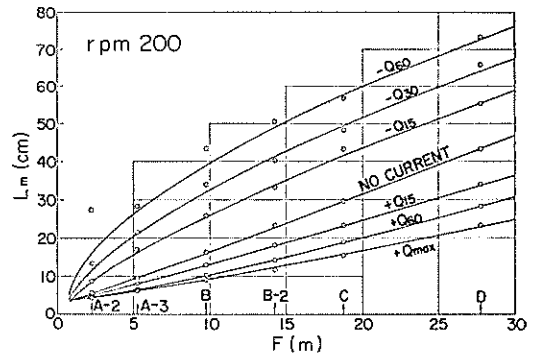


図-35  $L_m$  のフェッチに対する変化 (rpm 200)

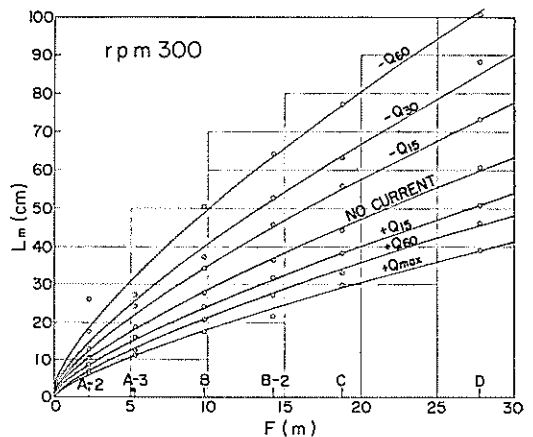


図-36  $L_m$  のフェッチに対する変化 (rpm 300)

表-7 台形分布の流れに対する  $c_0$  と  $c_E$  の値  
(浜田<sup>22)</sup>の式による)  
( $d=50$  cm,  $u_0=30.0$  cm/sec,  $\beta_1=0.5$ )

| $L$<br>(cm) | $c_0$<br>(cm/sec) | $c$<br>(cm/sec) | $c_0$<br>(cm/sec) | $c_E$<br>(cm/sec) |
|-------------|-------------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| 5           | 27.93             | 57.73           | 43.963            | 43.963            |
| 10          | 39.49             | 69.10           | 49.746            | 49.746            |
| 15          | 48.37             | 77.78           | 54.183            | 54.183            |
| 20          | 55.85             | 85.06           | 57.923            | 57.923            |
| 25          | 62.44             | 91.46           | 61.218            | 61.218            |
| 30          | 68.40             | 97.22           | 64.197            | 64.197            |
| 40          | 78.99             | 107.41          | 69.485            | 69.485            |
| 50          | 88.31             | 116.34          | 74.147            | 74.147            |
| 60          | 96.74             | 124.38          | 78.377            | 78.380            |
| 80          | 111.66            | 138.53          | 86.092            | 86.129            |
| 100         | 124.66            | 150.75          | 93.526            | 93.668            |
| 120         | 136.08            | 161.44          | 101.200           | 101.536           |
| 150         | 150.65            | 174.98          | 113.366           | 114.129           |
| 200         | 169.14            | 192.00          | 133.952           | 135.579           |
| 250         | 182.07            | 203.81          | 152.460           | 154.902           |

$$U(y) = U_0 + \beta_1 y \quad \dots\dots(5.10)$$

において  $U_0=50$  cm/sec,  $\beta_1=0.7$  としており, 水深は  $d=50$  cm である。流速の鉛直勾配をもっと大きくした  $U_0=100$  cm/sec,  $\beta_1=2.0$  の条件でも計算してみたが,  $c_E$  と  $c_0$  の一致の程度は表-7の結果と同様であった。

われわれが今問題にしている流れは吹送流のために表面近くで非常に大きな鉛直方向の速度勾配がつく。そのため, 全面的に (5.9) 式の近似が成立つかどうか多少不明な点はあるが, かりに表層のごく薄い層の流速変化が  $c_E$  に影響したとしても, それはごく波長の短い波に限られると考えられるから, ここで対象にしようとしている各点の卓越波にはあまり関係ないであろう。そこで (5.9) 式の近似が成立つものと仮定して以下の検討を行う。

流れがない場合の風波のエネルギー  $E(=\bar{e})$  とスペクトルのピーク周波数  $f_m$  のデータは, 次のような無次元化した形でうまくまとめられることが Mitsuyasu<sup>23)</sup> によって見出されている。すなわち,

$$\frac{g\sqrt{E}}{u_{*a}^2} = 1.31 \times 10^{-3} \left( \frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{0.504} \quad \dots\dots(5.11)$$

$$\frac{u_{*a} f_m}{g} = 1.00 \left( \frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{-0.330} \quad \dots\dots(5.12)$$

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。なお, 最近 Mitsuyasu & Rikiishi<sup>24)</sup> 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

$$\frac{g\sqrt{E}}{u_{*a}^2} = 6.70 \times 10^{-3} \left( \frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{0.641} \quad \dots\dots(5.13)$$

$$\frac{u_{*a} f_m}{g} = 1.19 \left( \frac{gF}{u_{*a}^2} \right)^{-0.357} \quad \dots\dots(5.14)$$

の方がよくあてはまることを見出している。

前に述べたように, 図-30の結果は流れの影響が実質的な吹送距離を変える効果をもつことを示唆している。その効果とは流れの影響で波のエネルギー輸送速度 (ここでは  $c_0$ ) が変わることに対応するはずである。 $c_0$  の値は (3.8) 式で与えられる波速  $c$  を使って

$$c_0 = \frac{d}{dk} (kc) = c + k \frac{dc}{dk} \quad \dots\dots(5.15)$$

の関係から計算される。rpm 300 の各ケースにおける  $c_0$  の計算結果を図-37に示す。この場合, (5.15) 式の計算において, (3.8) 式の  $c$  は第1次近似までの結果を使っている。図-37からわかるように,  $c_0$  の値は流れのケースによって大幅に変化しており, これが波の発達に差に影響しているはずである。

時間と吹送距離とは (5.4) 式の関係でおきかえられるが,  $c_E=c_0$  であれば (5.4) 式は次のように書きかえられる。

$$T = F/c_0 \quad \dots\dots(5.16)$$

この式は, もし  $c_0$  が一定であれば, 吹送距離  $F$  の点の

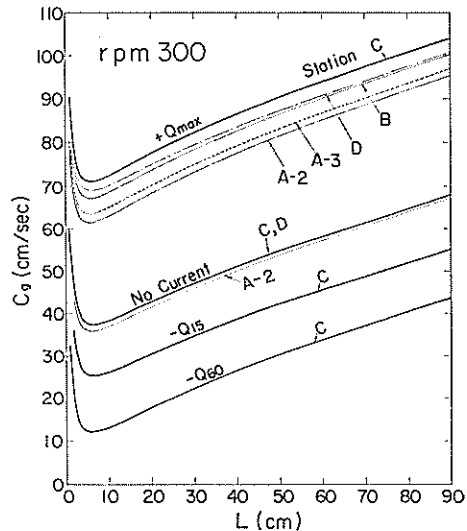


図-37  $c_0$  の値

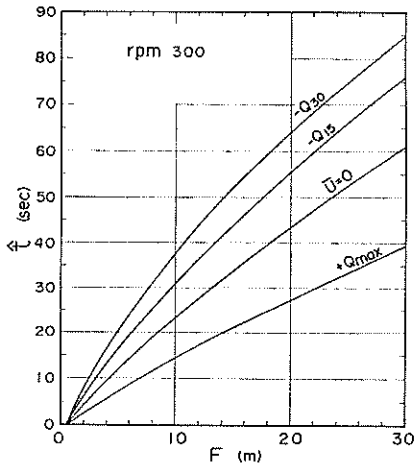


図-38  $\hat{t}$  の計算例 (rpm 300)

波は、風が吹き始めて時間が  $T$  だけ経過するとほぼ発達しきった状態になることを意味する。実際には波の発達にもなって図-37からもわかるように  $c_g$  は変化し、また波はいろいろな成分波からできているので単純には片づけられない。そこでわれわれは、ある(流れの)条件の下での吹送距離  $F$  に等価な時間  $\hat{t}$  は、各点での卓越波 ( $f_{0m}$  に対応する成分波) に対する  $c_g$  で波が距離  $F$  だけ伝播するに要する時間、すなわち卓越波のエネルギーが到達する時間であると仮定する。 $\hat{t}$  は次式で計算される。

$$\hat{t} = \int_{F_0}^F \frac{1}{c_{g_m}(x)} dx \quad \dots\dots(5.17)$$

ここに、 $c_{g_m}(x)$  は各点での卓越波の群速度である。この  $c_{g_m}(x)$  の値は、図-35, 36の結果、すなわち(5.8)式の関係を使うことによって計算できる。今回の実験の場合、図-37の  $+Q_{max}$  のケースについて示したように、吹送距離ごとに流速分布が多少変るため、 $c_g$  の値も変化している。したがって(5.17)式の計算を行うためには、 $4x(=25\text{cm})$  区間ごとに付表-1に示した各測点での流速分布を内挿または外挿して  $c_{g_m}$  を計算し、数値積分により  $\hat{t}$  を求めたが、rpm 300の場合の計算結果の一部を図-38に示す。このようにして計算した  $\hat{t}$  の値を使うと、各ケース・各点ごとに、次式によって流れなしのケースに等価な吹送距離  $F'$  を計算することができる。すなわち

$$F' = F_0 \cdot \frac{\hat{t}}{\hat{t}_0} \quad \dots\dots(5.18)$$

ここに  $\hat{t}_0$  は流れなしのケースについて(5.17)式で計算した  $\hat{t}$  の値である。

Mitsuyasu<sup>23)</sup>と同様の無次元表示の方法をわれわれの流れの中での風波のデータに適用するために、通常の吹送距離  $F$  の代りに、(5.18)式を使って求めた等価吹送距離  $F'$  を用いる。すなわち  $gF'/u_{*a}^2$  を横座標にとってプロットした無次元波高  $gH_{1/3}/u_{*a}^2$  を図-39に、無次元周波数  $u_{*a}f_{0m}/g$  を図-40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、Mitsuyasuほか<sup>24)</sup>と同様に、表-4に示した実測値のその点までの平均値  $\bar{u}_{*a}$  を使い、A-3はA-2とBの平均値、B-2はBとCの平均値としている。また  $+Q_{15}$ ,  $-Q_{15}$ ,  $-Q_{30}$  の測定結果はないので、これは  $+Q_{60}$ , 流れなし,  $-Q_{60}$  の3ケースで測定した  $u_{*a}$  の値をもとに、流量に応じて内挿して出している。

図-39は図-18と19に示した  $H_{1/3}$  を無次元化してプロットしたものであるが、rpm 300の場合の各ケースの結果は非常によくまとまり、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、rpm 200の各ケースの結果はまとまりが悪く、しかも rpm 300の結果とも異なる傾向を示している。しかし、これは元来この種の無次元プロットは十分発達した波についてしか適用できないものであるためらしく、Mitsuyasu & Honda<sup>11)</sup>も吹送距離が短いか風速が小さい(5 m/sec程度)場合の結果は、十分発達した波についての結果と一致しないことを示している。すなわち、図-39の rpm 200の結果が rpm 300の結果と一致しないのは、rpm 200の波が十分発達してなかったからだと考えられる。このことを確かめるために風速を rpm 400 ( $\bar{U}_a \approx 11.0 \text{ m/sec}$ ) とした流れなしのケースでの波と風速の測定を追加し、その結果も図-39の中にプロットしてあるが、この rpm 400, 流れなしでの結果は rpm 300の結果とよく一致している。図-39の中の実線は rpm 300, 流れなしのケースのデータに合せて引いた直線で、rpm 300の各ケースのデータはほぼこの直線を中心にして分布している。なおこの直線の式は次のように表わされる。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_{*a}^2} = 0.0192 \left( \frac{gF'}{u_{*a}^2} \right)^{0.688} \quad \dots\dots(5.19)$$

Mitsuyasu & Rikiishi<sup>24)</sup>による(5.13)式を  $H_{1/3}$  について書きかえた

$$\frac{gH_{1/3}}{u_{*a}^2} = 0.0268 \left( \frac{gF'}{u_{*a}^2} \right)^{0.641} \quad \dots\dots(5.20)$$

の関係も図-39の中に点線で示してあるが、rpm 300の結果はこれともかなりよく合っている。

図-40に示した  $f_{0m}$  の無次元プロットの結果でも、rpm 300の結果はよく一つにまとまっているが、rpm 200

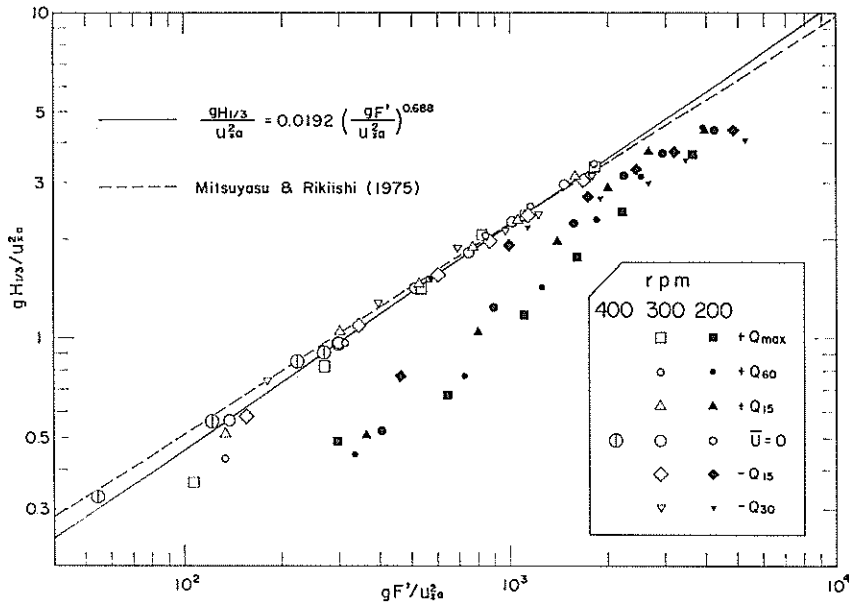


図-39  $H_{1/3}$  の無次元プロット

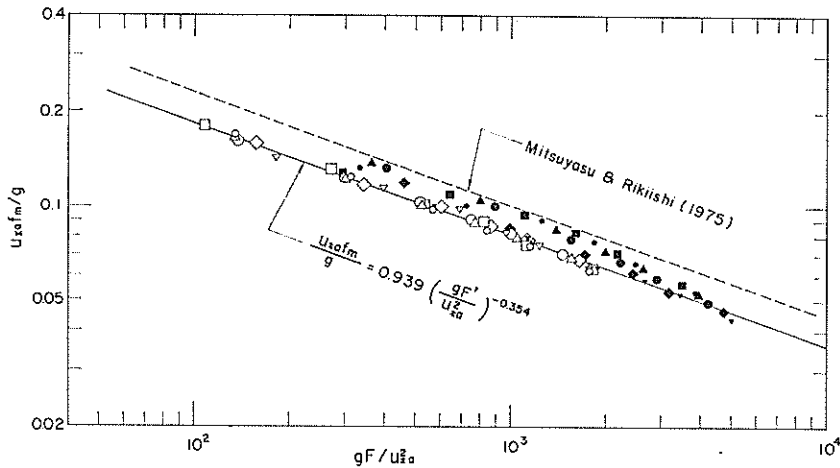


図-40  $f_{em}$  の無次元プロット

の順流と流れなしの結果は少し上側にずれている。前に述べた Mitsuyasu & Honda<sup>11)</sup> によると、無次元波高がずれるような場合でも無次元周波数はよく一致することが報告されているが、今回の実験結果では少し傾向が違っている。図-40 の実線は rpm 300 の結果を対象に引いた直線で、これは

$$\frac{u_{2a} f_{em}}{g} = 0.939 \left( \frac{g F'}{u_{2a}^2} \right)^{-0.354} \quad \dots\dots (5.21)$$

で表わされる。なお Mitsuyasu & Rikiishi<sup>24)</sup> による (5.14) の関係も図中に点線で示されているが、われわれ

の実験結果は少し下側へずれており、しかも rpm 300 の方がその差は大きくなっている。

図-41 は Mitsuyasu ほか<sup>24)</sup> にならって rpm 300 の順流と流れなしの合計 4 ケースの真のスペクトルを無次元プロットしたもので、B, B-2, C, D の 4 点の結果が含まれている。ピークの低周波数側で少し大き目にずれるのは順流  $Q_{max}$  のケースのもので、これは順流が大きいときほど流れの変動のパワーが低周波数部分に大きく現われるからである。A-2 と A-3 点ではこの低周波数部分のパワーが  $E(=\bar{v}^2)$  の値にかなり影響して全体のカーブが

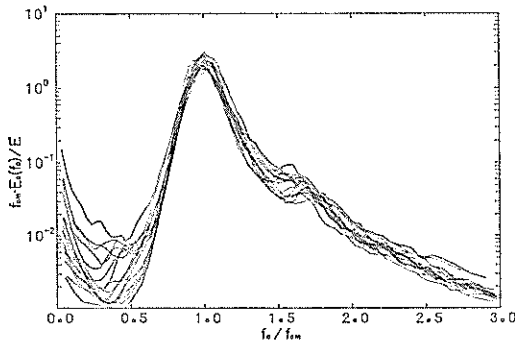


図-41 真のスペクトルの無次元表示

ずれるので除いたものである。それにしても図-41の結果から、流れの異なる各ケース・各点のスペクトルが、かなりよく似た形をしていることがわかる。

#### (6) 逆流時における斜波と風波の発達について

逆流のケースで流速が大きくなるとすでに指摘したように風上のA点あたりに特異な横(斜)波が生じ、一方、図-18, 19からわかるように吹送距離の大きいD点では波の発達が停止しはじめてくる。これらの現象はいずれも興味ある問題なので、実際の波がどのような形をするのかを写真で示す。すなわち写真-1~8は $-Q_{60}$ のケースでrpm 200と300のときのA, B, C, Dの各点で水路の側面(やや上方)からとった波を示している。200 mmの望遠レンズで水路の7~8 m前方からとっているため視差は少なく、前面ガラス壁についている5 cm間隔のマスキにより大略の波のスケールを見ることができ

る。写真-1(a)では風上端の $F=1$  m前後での本来の風波の様子がよくわかり、写真-1(b)では少し斜めに進む横波の様子がよくわかる。写真-2(a), (b)に示すrpm 300のA点の写真では本来の風波のため横波が明りようにはわからないが前面のガラス壁に接した水面波形によりその大きさは推定できる。このような横波は風を吹かせ始めて2~3分後に生じてくるが時間とともにだんだん大きくなりその周波数も少し小さい方へ移動する。風を止めると本来の風波だけはすぐ消えるが、横波はかなりの時間(20~30分)顕著に残っている。その周期は逆流とそれまでの風速の大きさによってはほぼ決るようで、 $-Q_{60}$ のケースでrpm 300の風をかけた後は周期0.802~0.803秒であった。

$-Q_{60}$ のケースのB, C, D点の波は写真-3~8の通りであるがrpm 200のときの波はrpm 300の波にくらべて表面がなめらかであるのが目立つ。またrpm 200のときの波はB, C, D点と吹送距離が長くなるほどしだいに

波形勾配がゆるやかになり、D点では写真-7の(a)のようにあまり波が目立たないような水面状態になることが多くなる。なおB点の写真-3(c)では横波のあるのが見られる。

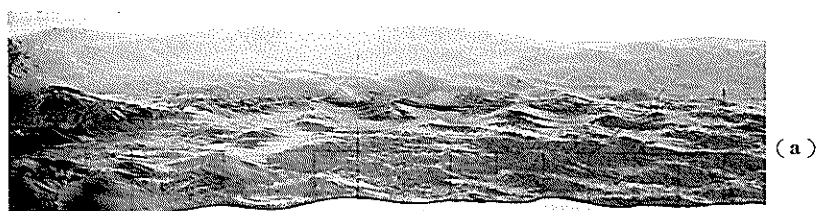
rpm 300のときの波は写真-4, 6, 8からわかるように非常に表面が小さきみに凸凹しており、また全体の波形も非常に不規則な形をしている。この場合には、気泡を巻き込むような砕波もしばしば見られ、実際の海で逆流があると海面が非常に荒れるといわれるのはこのような状態に近いのかもしれない。

## 6. ま と め

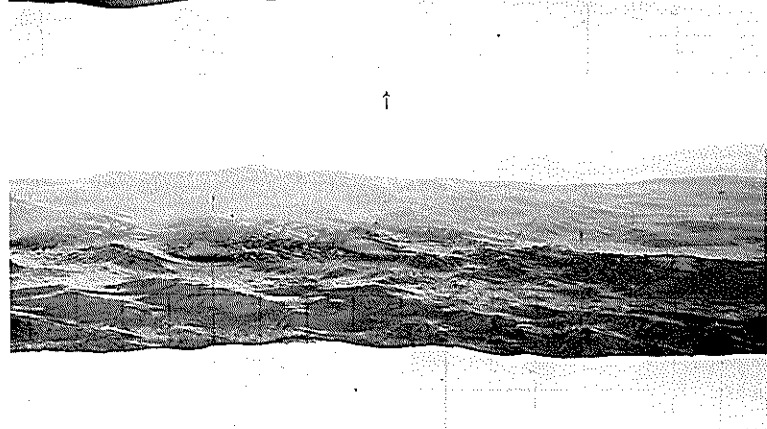
本報告では、大型風洞水路を使って行った順流および逆流のある場合の風波の発達に関する実験的研究の結果について述べてきた。流れの中の波の測定から直接えられるのは見かけの周波数についての見かけのスペクトルであり、各成分波の発達を調べるためには第1報<sup>9)</sup>で導入した(波数スペクトルに代るものとしての)真の周波数 $f_w$ についての真のスペクトルを求める必要があった。すなわち本研究の第1段階の目的ともいえるのが真のスペクトルの測定で、このために吹送流を含めて流速分布の測定などにも多大の時間を要したが、えられた真のスペクトルを使うことにより、いろいろな解析が可能になった。

今回の実験的研究からえられた成果をまとめると、大体つぎのとおりである。

- (1) 真のスペクトルを使って調べたところ、発達段階にある成分波は流れの中においてもフェッチに対しほぼ指数関数的に発達することがわかった。
- (2) 各ケースにおける各測定区間ごとの各成分波の発達率 $\gamma$ を(5.2)式から求めて比較したところ、流れの影響によって $\gamma_{max}$ の大きさやその生ずる周波数は規則的に変化することがわかった。
- (3) 比較的吹送距離の短い同一測定点において、流れの変化にともなう真のスペクトルの変化を調べたところ、逆流で流速の大きい $-Q_{60}$ のケースなどを除いて、流れは波の発達の仕方を根本的に変えるのではなく、むしろ実質的な吹送距離を変化させるような効果をもつことがわかった。
- (4) 一方、逆流で流速の大きい $-Q_{60}$ のケースでは真のスペクトルの高周波数成分が顕著に増大し、これは逆流の作用で波の砕波が活発になるためと考えられる。
- (5)  $\bar{v}$ から求めた $H_{1/3}$ と真のスペクトルのピーク周波数 $f_{wm}$ に対応する卓越波の波長 $L_m$ は、逆流の大

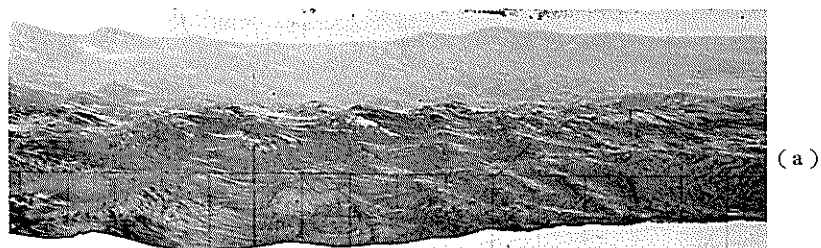


(a)

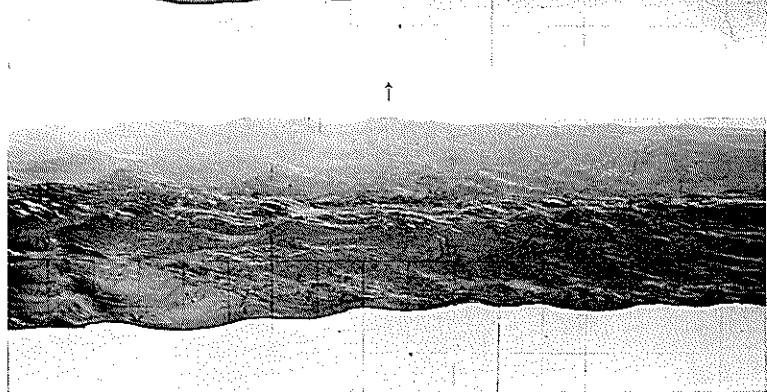


(b)

写真-1 -  $Q_{60}$ , rpm 200, A点 (矢印の位置が  $F=75$  cm)



(a)



(b)

写真-2 -  $Q_{60}$ , rpm 300, A点 (矢印の位置が  $F=75$  cm)

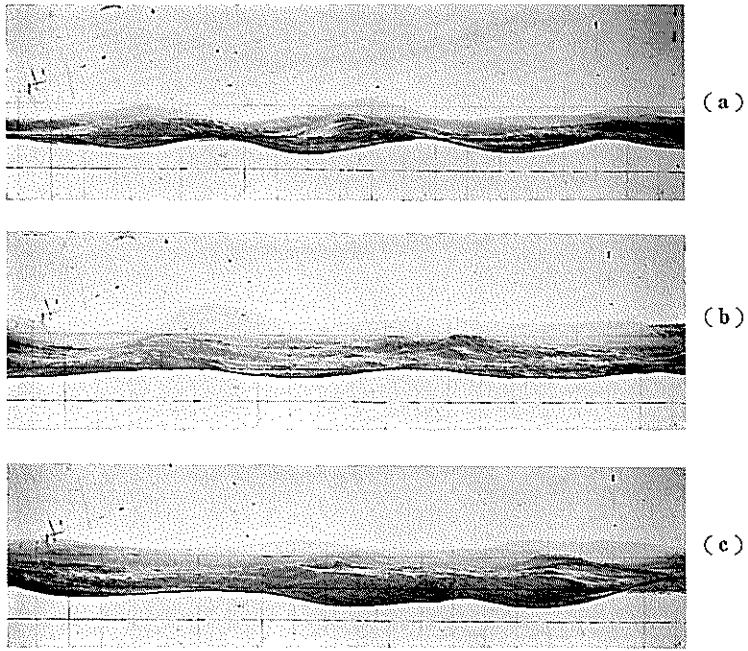


写真-3 - $Q_{60}$ , rpm 200, B点

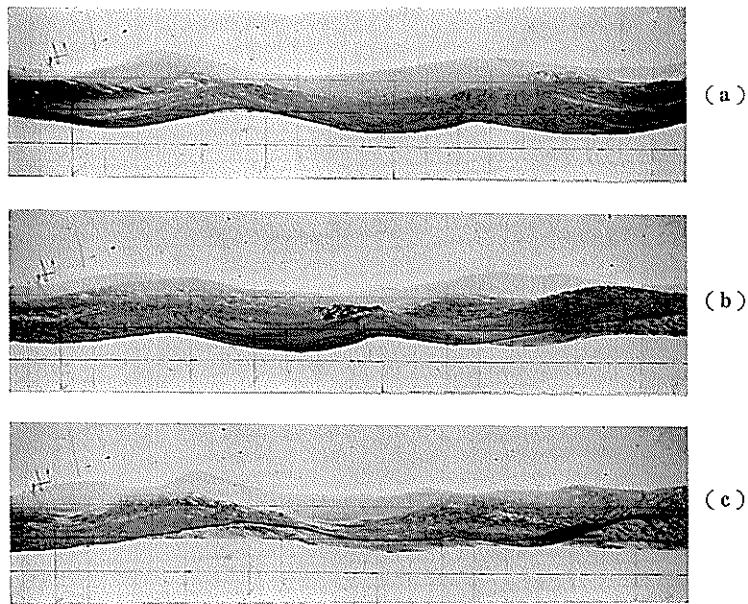


写真-4 - $Q_{60}$ , rpm 300, B点

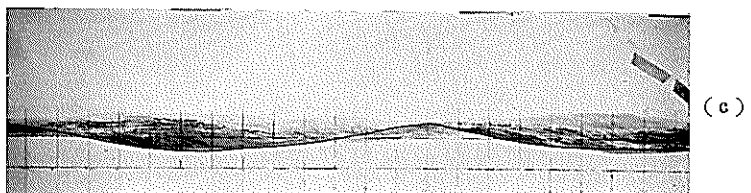
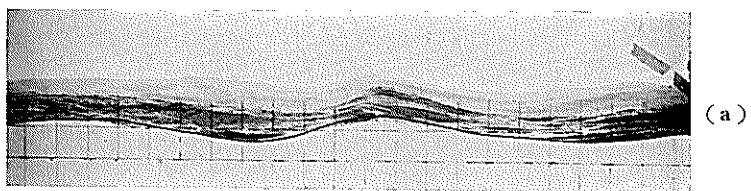


写真-5 - $Q_{60}$ , rpm 200, C点

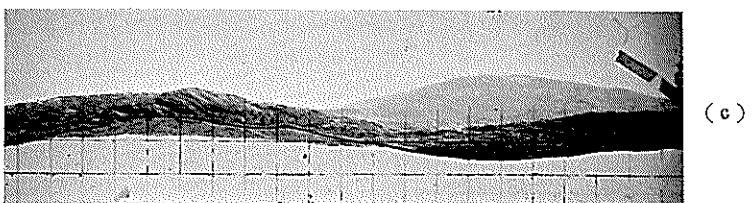
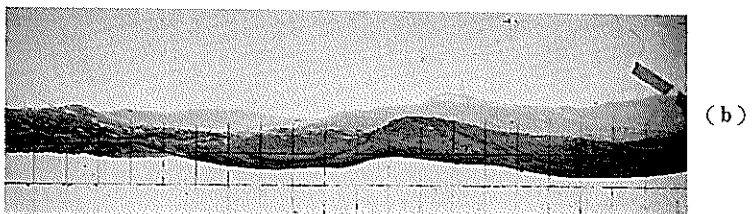
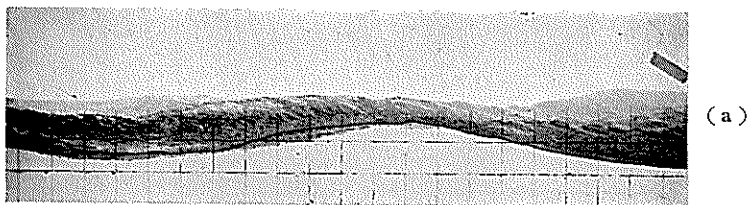


写真-6 - $Q_{60}$ , rpm 300, C点



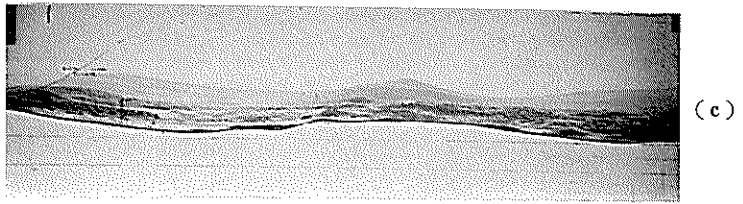
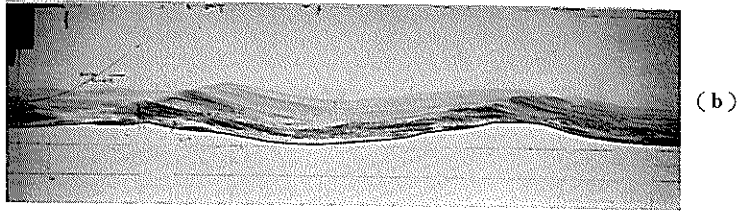
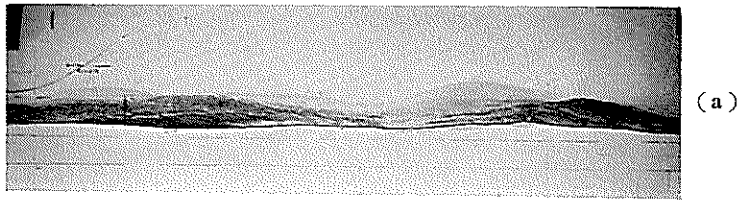


写真-7 - $Q_{60}$ , rpm 200, D点

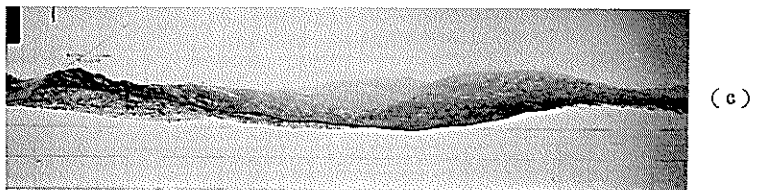
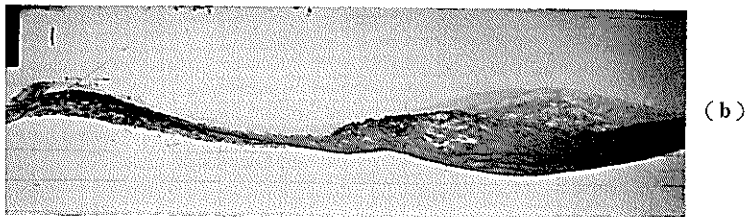
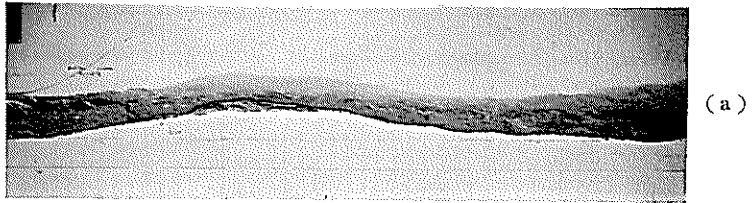


写真-8 - $Q_{60}$ , rpm 300, D点

きいケースのフェッチの短い点を除きどちらも順流では小さく、逆流では大きくなり、規則的に変化している。

- (6) 逆流のケースでは風上端で顕著な横(斜)波が生じ、このため  $H_{1/3}$  や  $L_m$  は大きくでるが、風の方向に進む本来の風波については風上端では  $H_{1/3} = 0$  でフェッチとともに順次大きくなる。
- (7) 各点の流速分布および  $L_m$  の測定値をもとに、卓越波のエネルギーが到達する時間  $t$  を計算し、その比から求めた流れなしの場合に等価な吹送距離  $F'$  を使って  $H_{1/3}$  と  $f_m$  を無次元プロットしたところ、平均風速 8.2 m/sec の rpm 300 の場合には全てのケースのデータが1つによくまとまり、それぞれ実験曲線の式を求めた。風速が小さい rpm 200 の場合  $H_{1/3}$  の結果はよくまとまらないが、これは十分に発達していない波のデータについては流れがなくてもこの種の無次元表示が適用できないためのようである。

今回の研究結果を現地の波の推算に利用しようとする場合、図-39や図-40の結果をそのまま延長したものが現地の条件に適用できるかどうかはよくわからない。流れなしの条件での波高や周期のデータは S. M. B 法として従来からかなり蓄積されているから、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、あるいはまた、どの程度の補正が必要かを調べる必要があるであろう。

今回の実験において、波と風の測定は加藤・宮崎、吹送流と流れの測定は鶴谷と土肥が主として担当した。電算機によるスペクトル変換の仕事とドラフターによる作図は主として鶴谷が担当し、まとめと報告書の作成は加藤が行った。最後に、本研究を行う過程でいろいろと有益な御意見ならびに御配慮を頂いた海洋水理部長佐藤昭二博士に深く感謝致します。なお、データ処理と計算には、当研究所計算センターの電子計算機(TOSBAC-3400および5600/160)を使用している。

(1976年9月30日受付)

#### 参考文献

1) Lord Rayleigh, O.M. (1911) Hydrodynamical Notes. Phil. Mag., 21, pp. 177~195.  
 2) Francis, J.R.D. & C.R. Dudgeon (1967) An experimental study of wind-generated waves on a water current. Quart. J.R. Met. Soc., 93, pp. 247~253.  
 3) 加藤 始・佐野喜久雄 (1970) 流れの中の風波についての実験的研究(1), 港湾技術研究所報告, 第9巻 第

3号, pp. 59~87.  
 4) 加藤 始 (1972) 放物線分布の吹送流に対する波速の計算, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 113~118.  
 5) Shemdin, O.H. (1972) Wind-generated current, and phase speed of wind waves. J. Phys. Oceanog. 2, pp. 411~419.  
 6) Dobroklonsky, S.S. & B.M. Lesnikov (1972) A study of near surface layer of drift currents in laboratory conditions. Izv. Acad. Sci., Atm. Oceanic Physics, 8, pp. 1177~1187.  
 7) 加藤 始・鶴谷広一 (1974) 風波の成分波の波速について, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 255~259.  
 8) Kato, H. (1974) Calculation of the wave speed for a logarithmic drift current. 港湾技術研究所報告, 第13巻 第4号, pp. 3~32.  
 9) 加藤 始 (1975) 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.  
 10) 加藤 始・鶴谷広一 (1976a) 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.  
 11) Mitsuyasu, H. & T. Honda (1975) The high frequency spectrum of wind-generated waves. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 22, No. 71, pp. 327~355.  
 12) 三木忠夫 (1956) 常微分方程式とその応用, 応用数学講座第8巻, コロナ社。  
 13) Mizuno, S. & H. Mitsuyasu (1973) Effects of adverse wind on the phase velocity of mechanically generated water waves. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 21, No. 68, pp. 33~52.  
 14) Miles, J.W. (1957) On the generation of surface waves by shear flows. J. Fluid Mech., 3, pp. 185~204.  
 15) Conte, S.D. & J.W. Miles (1959) On the numerical integration of the Orr-Sommerfeld equation. J. Soc. Indust. Appl. Math., 7, pp. 361~366.  
 16) 光易 恒・水野信二郎・本多忠夫・力石国男 (1973) 海洋波の方向スペクトルについて, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 435~439.  
 17) 加藤 始・鶴谷広一 (1976b) 流れの中での反射波について, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 390~394.  
 18) Kato, H. & K. Sano (1971) An experimental study of the turbulent structure of wind over water waves, 港湾技術研究所報告, 第10巻 第1号, pp. 3~42.  
 19) Duncan, J.R., W.C. Keller & J.W. Wright (1974) Fetch and wind speed dependence of Doppler spectra. Radio Sci., 9, pp. 809~819.  
 20) Miles, J.W. (1960) On the generation of surface waves by turbulent shear flows. J. Fluid Mech., 7, pp. 469~478.  
 21) Phillips, O.M. & E.J. Katz (1961) The low frequency components of the spectrum of wind-generated waves. J. Mar. Res., 19, pp. 57~69.  
 22) 浜田徳一 (1971) 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.  
 23) Mitsuyasu, H. (1968) On the growth of the spectrum of wind-generated wave (I). Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 16, No. 55, pp. 459~482.  
 24) Mitsuyasu, H. & K. Rikiishi (1975) On the growth of duration-limited wave spectra. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 23, No. 72, pp. 31~60.

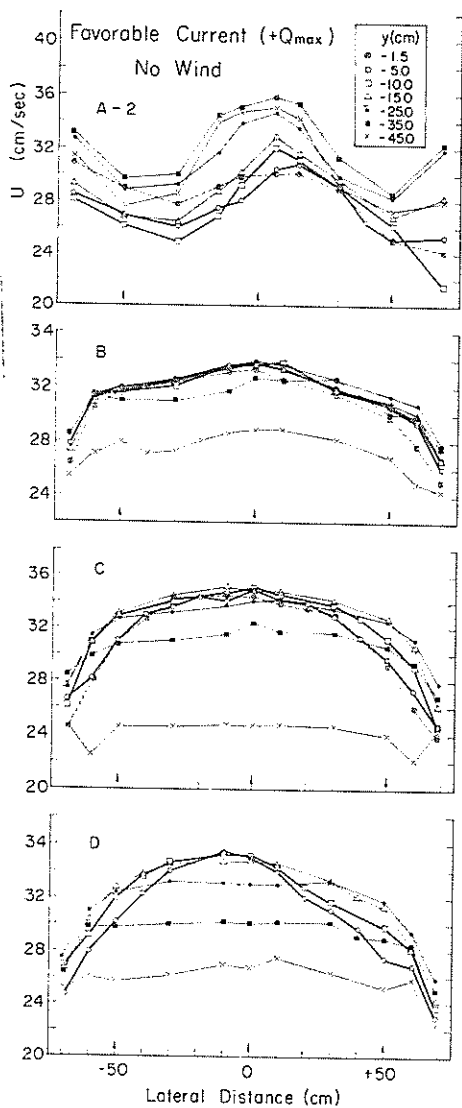
主要記号表

|            |                         |
|------------|-------------------------|
| $b_1$      | : 流速分布 (3.5) 式の数値       |
| $c$        | : 流れの中での波の波速            |
| $c_a$      | : 空気流による波速の変化分          |
| $c_E$      | : 波のエネルギー輸送速度           |
| $c_g$      | : 波の群速度                 |
| $c_{gm}$   | : 卓越波の群速度               |
| Chi        | : (3.13) 式の定義による関数      |
| $c_i$      | : 波速の虚数部                |
| $c_l$      | : 吹送流に対して計算した波速         |
| $c_N$      | : 数値解法により求めた波速          |
| $c_p$      | : せつ動法により求めた波速          |
| $c_T$      | : 空気流も吹送流も考慮したときの波速     |
| $c_w$      | : 吹送流による波速の変化分          |
| $c_0$      | : 静水中での波の波速             |
| $c_1, c_2$ | : せつ動法による波速の第1および第2近似成分 |
| $d$        | : 水深                    |
| $E$        | : $=\bar{\eta}^2$       |
| $E_A$      | : 見かけのスペクトル密度           |
| $E_0$      | : 真のスペクトル密度             |
| $F$        | : 吹送距離                  |
| $F'$       | : 流れのない場合に等価な吹送距離       |
| $f_A$      | : 見かけの周波数               |
| $f_m$      | : スペクトルのピーク周波数          |
| $f_0$      | : 真の周波数                 |
| $f_{0m}$   | : 真のスペクトルのピーク周波数        |
| $g$        | : 重力の加速度                |
| $g_T$      | : $=g+(T_1 k^2/\rho_w)$ |
| $H_{1/3}$  | : スペクトルから求めた有義波高        |
| $dh$       | : ベンチュリー差圧をマンメータで読んだ値   |
| $k$        | : 波数 ( $=2\pi/L$ )      |
| $L$        | : 波長                    |

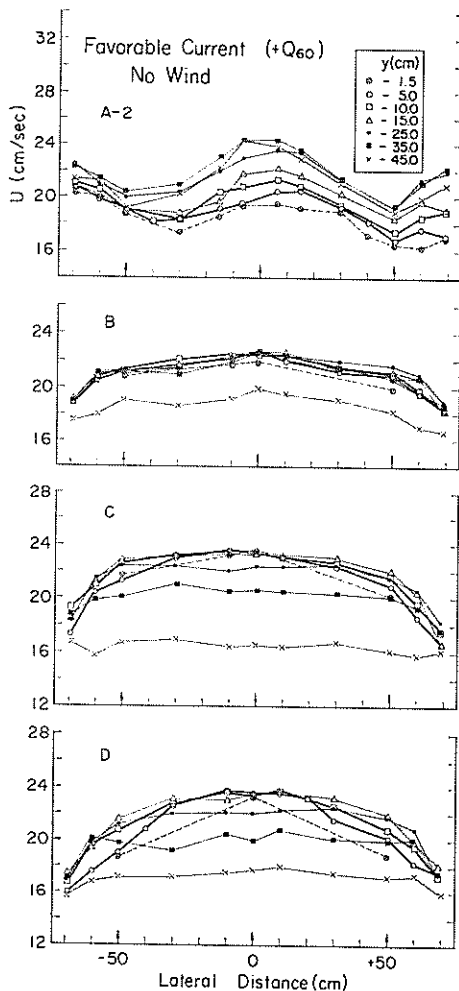
|                    |  |
|--------------------|--|
| $L_m$              | : 卓越波 ( $f_{0m}$ に対する波) の波長                          |
| $m$                | : (5.3), (5.5) 式の表現による波の発達率                          |
| $p_a$              | : 空気中の圧力   |
| $p_w$              | : 水中圧力   |
| $Q$                | : 流量 ( $l/sec$ )                                     |
| $+Q_{15}, +Q_{60}$ | : 順流で, ベンチュリー差圧が $dh=15.0$ および $60.0$ cm のケースを表わす略記号 |
| $+Q_{max}$         | : 順流で流量最大のケースを表わす略記号 (表-1参照)                         |
| $-Q_{15}$          | } 逆流でベンチュリー差圧がそれぞれ $15.0, 30.0, 60.0$ cm のケースを表わす略記号 |
| $-Q_{30}$          |  |
| $-Q_{60}$          |  |
| $r$                | : (5.2) 式で定義した成分波の発達率                                |
| $r_{max}$          | : あるケースのある区間における $r$ の最大値                            |
| Shi                | : (3.13) 式の定義による関数                                   |
| $T_1$              | : 表面張力係数   |
| $\hat{t}$          | : 流れの中で卓越波のエネルギーの到達時間 ((5.17) 式参照)                   |
| $\hat{t}_0$        | : 流れなしのケースについての $\hat{t}$ の値                         |
| $U$                | : 水中流速   |
| $U_a$              | : 風速   |
| $U_T$              | : 吹送流の分布 (3.4) 式の中の数値                                |
| $U_1$              | : $=u_{*a}/\kappa$                                   |
| $\bar{U}_a$        | : 断面平均風速 (A点)  |
| $\bar{U}$          | : 断面平均流速 (水中)  |
| $u_0$              | : 水面での吹送流の値  |
| $u_{*a}$           | : 空気流の摩擦速度   |
| $y_1, y_2$         | : (3.12) 式による定数                                      |
| $z_{0a}$           | : 風速分布についての水面粗度                                      |
| $z_{0w}$           | : 吹送流の分布 (3.4) 式の中の数値                                |
| $\alpha$           | : 水面に働く空気圧の波と同位相成分の係数 ((3.20) 式参照)                   |
| $\beta$            | : 水面に働く空気圧の波形勾配と同位相成分の係数                             |
| $\epsilon$         | : 波速計算のためのせつ動法のパラメータ ( $=u_0/c_0$ )                  |
| $\eta$             | : 波の表面波形   |
| $\kappa$           | : カルマンの定数 ( $=0.40$ )                                |
| $\rho_a$           | : 空気の密度  |
| $\rho_w$           | : 水の密度   |
| $\phi_a$           | : 空気流についての流関数 (振幅関数)                                 |
| $\phi_w$           | : 波についての流関数 (振幅関数)                                   |
| $\Omega$           | : 風速分布に関するパラメータ ( $=gz_{0a}/U_1^2$ )                 |

付表-1 流速分布のパラメータの値 ( $\epsilon_{av}=0.01$  cm)

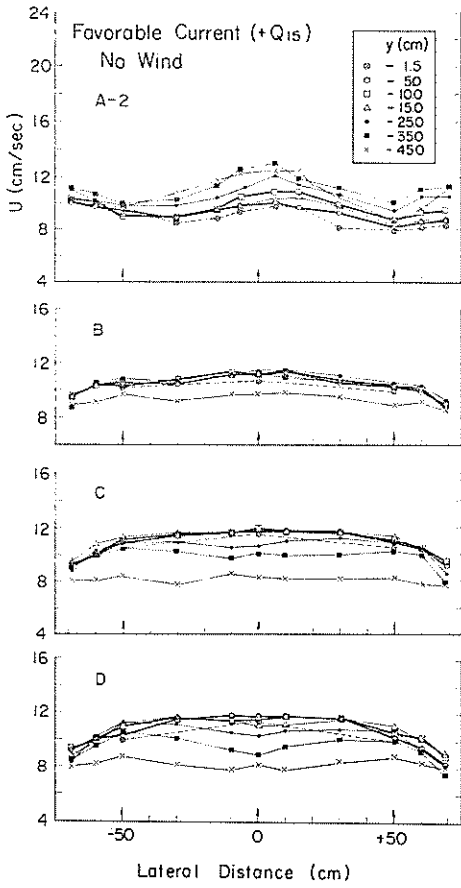
| 実験ケース                | 測点    | rpm 200 |         |         |          |          |          | rpm 300 |         |         |          |          |          |
|----------------------|-------|---------|---------|---------|----------|----------|----------|---------|---------|---------|----------|----------|----------|
|                      |       | A-2     | A-3     | B       | B-2      | C        | D        | A-2     | A-3     | B       | B-2      | C        | D        |
| 流れなし                 | $u_0$ | 16.32   | 16.98   | 17.98   | 18.15    | 18.32    | 18.43    | 27.37   | 27.92   | 28.75   | 29.22    | 29.68    | 29.80    |
|                      | $U_r$ | 2.3908  | 1.9936  | 2.6340  | 2.6596   | 2.6838   | 2.6999   | 4.0096  | 4.0912  | 4.2117  | 4.2817   | 4.3480   | 4.3656   |
|                      | $b_1$ | 0.06627 | 0.05526 | 0.07301 | 0.14696  | 0.07439  | 0.07484  | 0.11114 | 0.11340 | 0.11674 | 0.11868  | 0.12052  | 0.12100  |
| 順流<br>( $+Q_{15}$ )  | $u_0$ | 23.95   | 25.56   | 27.97   | 28.37    | 28.76    | 29.20    | 33.68   | 35.92   | 39.27   | 39.37    | 39.47    | 40.57    |
|                      | $U_r$ | 2.6880  | 2.4719  | 2.4454  | 2.2862   | 2.0631   | 2.7435   | 3.7434  | 3.7204  | 3.5753  | 3.7220   | 3.9623   | 4.1090   |
|                      | $b_1$ | 0.29207 | 0.15180 | 0.04247 | -0.03750 | -0.06065 | 0.12542  | 0.15825 | 0.11833 | -0.0369 | -0.00560 | 0.07046  | 0.06181  |
| 順流<br>( $+Q_{60}$ )  | $u_0$ | 31.85   | 33.80   | 36.72   | 37.47    | 38.21    | 37.18    | 40.37   | 44.73   | 51.26   | 52.28    | 53.29    | 50.52    |
|                      | $U_r$ | 2.4708  | 1.9757  | 2.2347  | 2.0272   | 1.8524   | 2.1130   | 3.5243  | 3.6595  | 4.0075  | 4.0044   | 3.6143   | 3.7750   |
|                      | $b_1$ | 0.38202 | 0.13495 | 0.07190 | -0.02648 | -0.07122 | 0.04182  | 0.38785 | 0.17528 | 0.03268 | -0.01145 | -0.03497 | -0.07095 |
| 順流<br>( $+Q_{max}$ ) | $u_0$ | 41.09   | 43.89   | 48.08   | 49.32    | 50.56    | 46.34    | 50.81   | 53.35   | 57.16   | 59.29    | 61.42    | 60.46    |
|                      | $U_r$ | 1.9169  | 2.0303  | 2.0506  | 2.1036   | 1.9320   | 1.3671   | 3.5996  | 3.2819  | 3.3771  | 3.3318   | 3.4676   | 3.9670   |
|                      | $b_1$ | 0.32534 | 0.19368 | 0.01871 | -0.03865 | -0.11123 | -0.11950 | 0.46021 | 0.17236 | 0.01713 | -0.07713 | -0.10634 | 0.05467  |
| 逆流<br>( $-Q_{15}$ )  | $u_0$ | 6.6     | 6.2     | 5.1     | 5.5      | 6.0      | 7.5      | 17.8    | 17.8    | 17.8    | 18.0     | 18.4     | 20.2     |
|                      | $U_r$ | 2.5668  | 2.5245  | 2.5139  | 2.5718   | 2.5933   | 2.6717   | 4.4663  | 4.4257  | 4.6150  | 4.5833   | 4.6349   | 4.8055   |
|                      | $b_1$ | 0.14335 | 0.11413 | 0.12680 | 0.15681  | 0.13166  | 0.12582  | 0.21568 | 0.19764 | 0.26840 | 0.26646  | 0.25212  | 0.24003  |
| 逆流<br>( $-Q_{30}$ )  | $u_0$ | -1.3    | -3.0    | -4.0    | -3.6     | -2.3     | 3.5      | 11.3    | 10.1    | 9.1     | 9.7      | 11.3     | 17.4     |
|                      | $U_r$ | 2.0693  | 1.9132  | 1.8040  | 1.9881   | 2.1348   | 2.1223   | 4.3602  | 4.1760  | 4.1386  | 3.8858   | 4.0839   | 4.9673   |
|                      | $b_1$ | 0.11963 | 0.13181 | 0.14634 | 0.20356  | 0.17491  | 0.12625  | 0.28236 | 0.28514 | 0.31926 | 0.23460  | 0.23793  | 0.23534  |
| 逆流<br>( $-Q_{60}$ )  | $u_0$ | -6.6    | -7.4    | -7.4    | -6.2     | -7.2     | -4.5     | 4.9     | 3.2     | 1.2     | 1.7      | 3.4      | 5.6      |
|                      | $U_r$ | 2.5800  | 2.5012  | 2.3302  | 2.5515   | 2.3377   | 2.3424   | 2.8329  | 2.7701  | 2.8095  | 2.5924   | 2.7726   | 2.7615   |
|                      | $b_1$ | 0.21748 | 0.22600 | 0.18889 | 0.23979  | 0.21308  | 0.10931  | 0.07150 | 0.13808 | 0.21003 | 0.21009  | 0.15508  | 0.07860  |



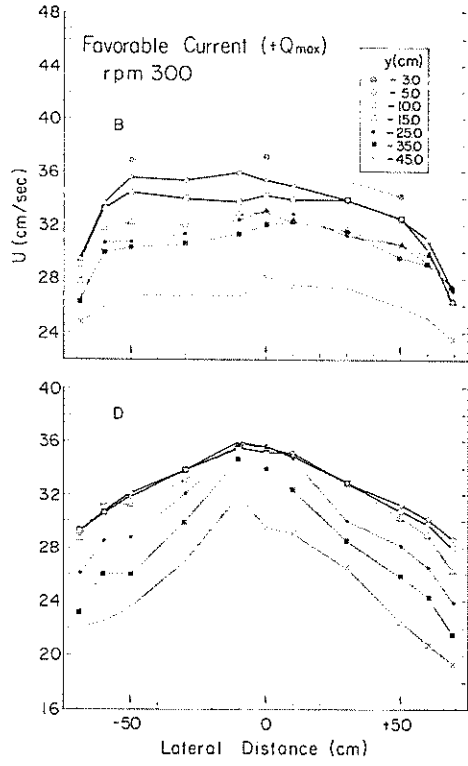
付図-1 順流  $Q_{max}$ , 風なし



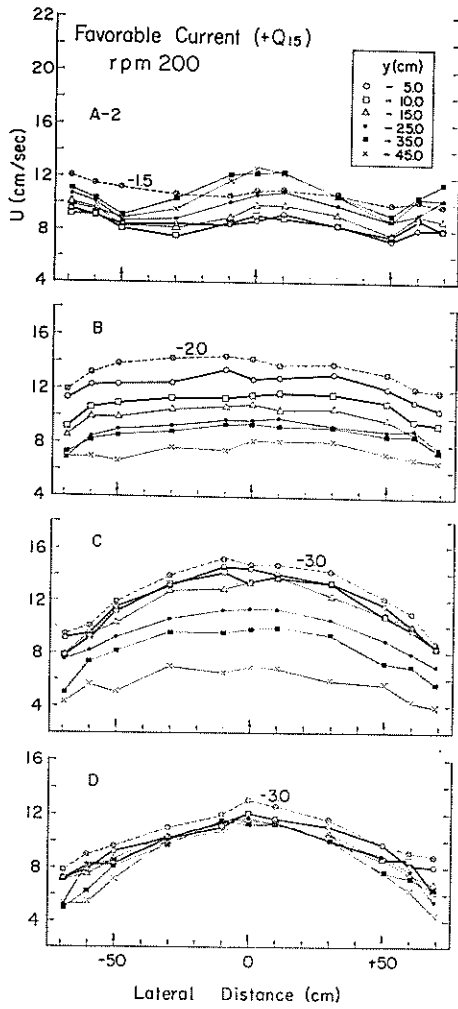
付図-2 順流  $Q_{60}$ , 風なし



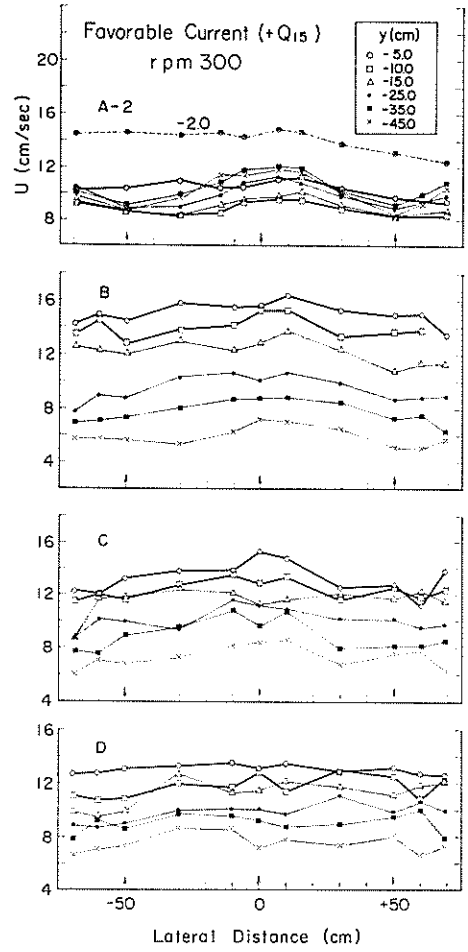
付図-3 順流  $Q_{1s}$ , 風なし



付図-4 順流  $Q_{max}$ , rpm 300

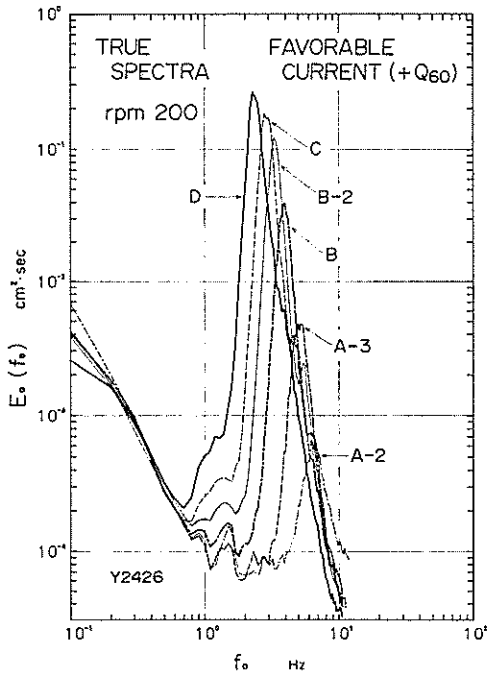


付図-5 順流  $Q_{15}$ , rpm 200

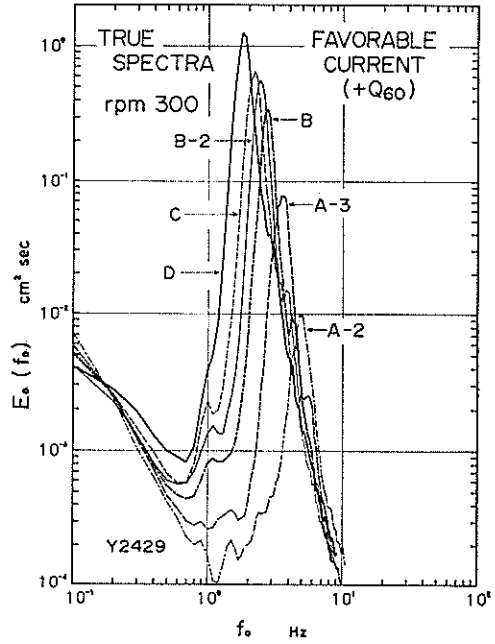


付図-6 順流  $Q_{15}$ , rpm 300

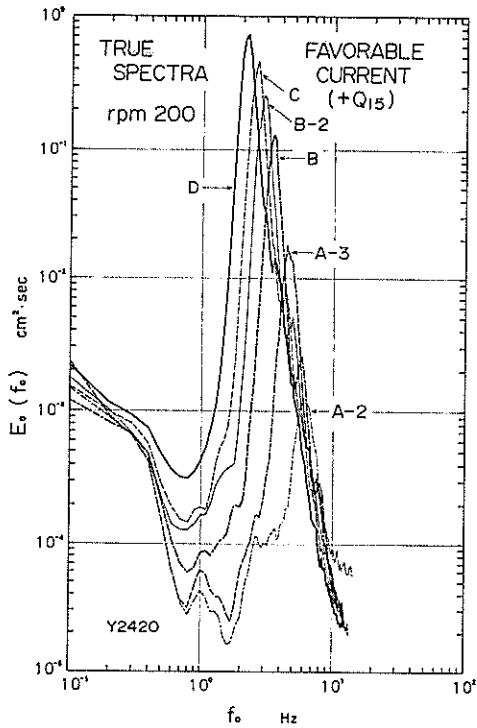
流れの中の風波についての実験的研究 (第2報)



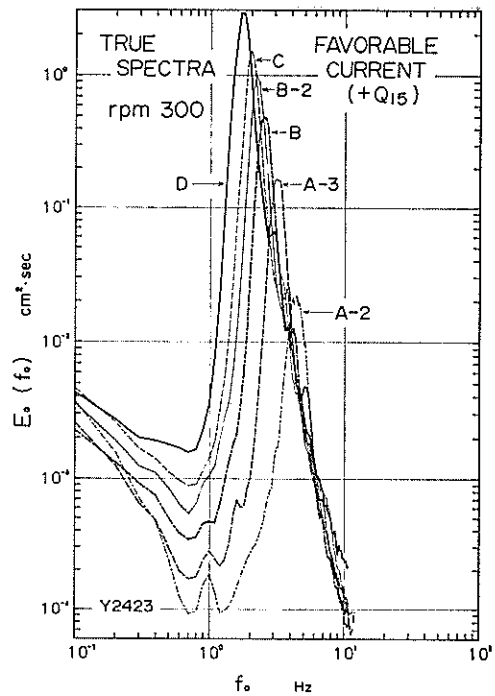
付図-7 真のスペクトル (+ $Q_{60}$ , rpm 200)



付図-8 真のスペクトル (+ $Q_{60}$ , rpm 300)

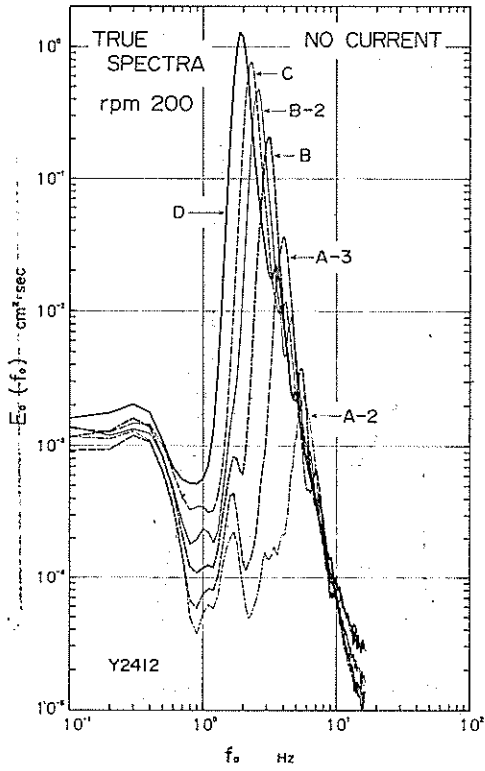


付図-9 真のスペクトル (+ $Q_{15}$ , rpm 200)

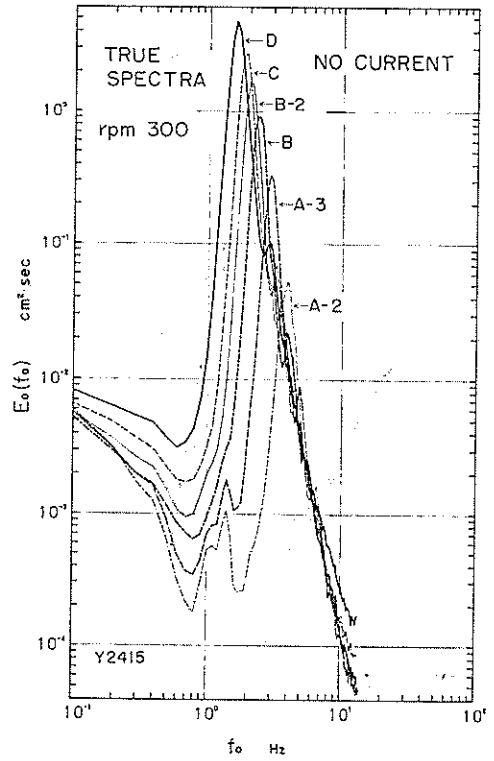


付図-10 真のスペクトル (+ $Q_{15}$ , rpm 300)

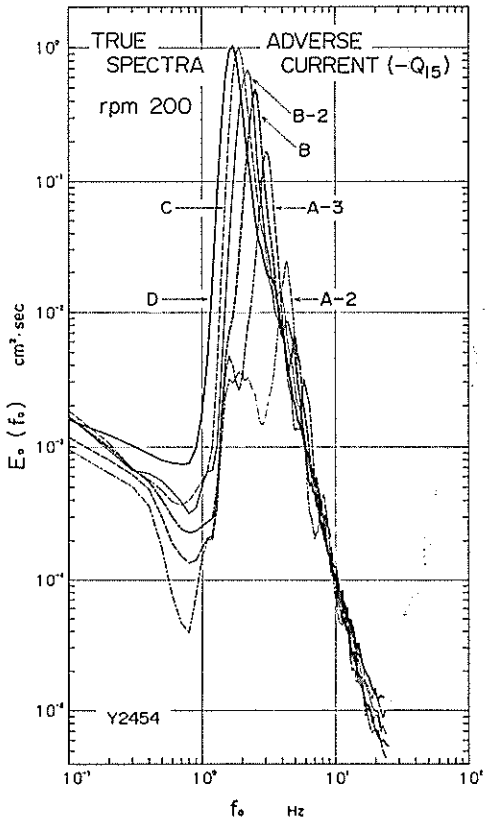




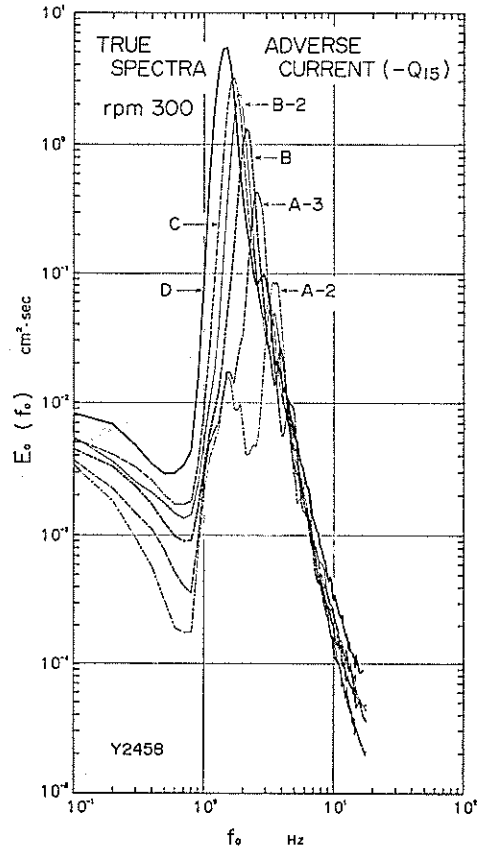
付図-11 真のスペクトル (流れなし, rpm 200)



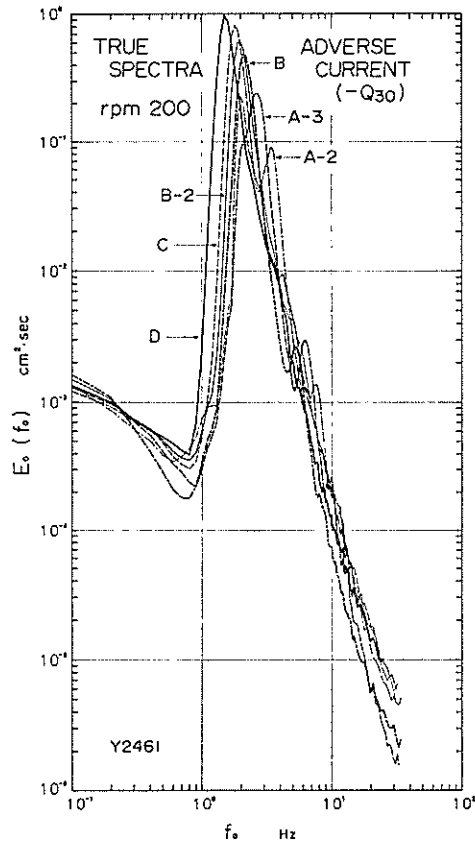
付図-12 真のスペクトル (流れなし, rpm 300)



付図-13 真のスペクトル ( $-Q_{15}$ , rpm 200)



付図-14 真のスペクトル ( $-Q_{15}$ , rpm 300)



付図-15 真のスペクトル ( $-Q_{30}$ , rpm 200)