

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

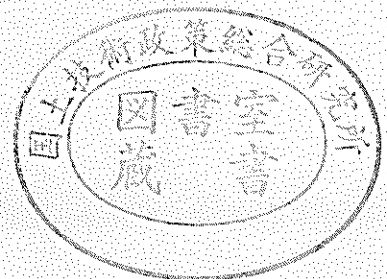
資料係
文献複写
禁持出

VOL. 9

NO. 3

SEPT. 1970

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第9巻 第3号 (Vol. 9, No. 3), 1970年9月 (Sept. 1970)

目 次 (CONTENTS)

1. Numerical Experiments on Wave Statistics with Spectral Simulation
..... Yoshimi GODA..... 3
(波浪の統計的性質に関する数値実験..... 合田良実)
2. 流れの中の風波についての実験的研究 (1) 加藤 始・佐野喜久雄..... 59
(Experimental Study of Wind Waves on Water Currents (1st Report)
..... Hajime KATO and Kikuo SANŌ)
3. 静的載荷試験による空港舗装の実験的研究
..... 須田 颯・森口 拓・佐藤勝久
吉田富雄・川本晴郎・阿部洋一..... 89
(Experimental Studies on Airport Pavements by Static Loading Tests
..... Hiroshi SUDA, Hiraku MORIGUCHI, Katsuhisa SATO,
Tomio YOSHIDA, Haruo KAWAMOTO and Yoichi ABE)
4. アルミナセメントを使用したプレパックドコンクリートの諸特性について
..... 青木義典・関 博・小野寺幸夫..... 111
(Basic Properties of Prepacked Concrete Using Alumina Cement
..... Yoshinori AOKI, Hiroshi SEKI and Sachio ONODERA)

2. 流れの中の風波についての実験的研究 (1)

加藤 始*・佐野喜久雄**

要 旨

水循環装置のついた大型風洞水路で、通常の波高計によって逆流のあるときの風波の測定を行なった。水路測定部が 28.5 m と長いので、風上端での流速を一様にする事ができず、横方向の波の均一性があまり良くないので、断面内横方向 3 点での平均スペクトルによるややおおまかな解析を行なった。直接えられるのは見かけの波のスペクトルで、波数成分ごとの性質を知るために、それを真のスペクトルへ変換する必要がある。そのために、表面付近にだけ直線分布の流速が存在する場合の波速を計算し、一様分布の逆流と組合わせて、実験での流速分布に対応した線型 1 次近似の理論的な波速を求めた。このようにしてえられた見かけの周波数と真の周波数の関係を使い、実測した流速分布の値にもとづいて、見かけのスペクトルから真のスペクトルを算定した。えられた真のスペクトルは、高周波数部分において多少おかしいところもあるが、低周波数部分については信頼できそうである。高周波数部分での変換精度の悪いのは流速測定値のわずかの誤差によるとともに、表面付近の流速変動の効果を考慮してないことにもよるようである。

求めた真のスペクトルによると、逆流が大きい場合には波の高周波数成分が流れのない場合よりもかなり大きいことがわかる。また、そのスペクトルのピーク周波数から、各ケースの卓越波の波長を求めたところ、各点での逆流のある場合の波長は、流れのない場合よりもかなり大きい。これは逆流があると風上端にかなりの波が生じているため、波長のフェッチにたいする増加の割合は流れなしのときと同じ程度であった。スペクトルのパワーから求めた $H_{1/3}$ も、大部分逆流のあるときの方が大きい。そのフェッチにたいする増加の割合は、逆に流れなしのときより小さくなっている。

* 水工部 高潮津波研究室長

** 水工部 水理研究室

2. Experimental Study of Wind Waves on Water Currents (1st Report)

Hajime KATO*

Kikuo SANO**

Synopsis

Using the usual capacitance wave gauges, the measurements have been made of the wind waves generated on opposing water currents in a wind wave channel which is equipped with a water circulation system. The working section of the channel is 28.5m long and the velocity distributions in water at the windward end could not be made uniform. Consequently, the waves were not very uniform in the lateral direction and we used the mean spectra obtained from three lateral points at each fetch, which enabled us to do only somewhat rough analyses. Since what computed directly were the apparent wave spectra, it was necessary to transform them into the true spectra to find the growth rate for each wavenumber component. For this purpose, we calculated the phase velocities of waves on linear drift currents existing only in the surface layer. By combining them with uniform opposing currents, obtained were the theoretical wave velocities to the first order approximation for the velocity distributions in our experiments. With the resulting relation between apparent and true frequency and also using the velocity data from measurements, the true spectra were estimated from the apparent spectra by neglecting the angular spreading of waves. The obtained true spectra seemed to be reliable for the low frequency part, although they revealed some inconsistency at the high frequency part, which was probably attributed to the neglect of the velocity fluctuations in the surface layer as well as the small errors in the velocity measurements.

The dominant wave's lengths for each fetch were estimated from the peak frequencies of true spectra and it was found that the wave lengths were much larger in the cases with opposing currents than those without current. However, their growth rates with increasing fetch were not very different between the two cases. The only difference was that the considerable waves already existed at the windward end of the channel in the cases with opposing currents. $H_{1/3}$ evaluated from the total power of the spectra were also larger with opposing currents than without current, but their growth rates with the increasing fetch were conversely smaller in the former cases than the latter ones.

* Chief, Storm Surge and Tsunami Laboratory, Hydraulics Division.

** Member of Hydraulics Laboratory, Hydraulics Division.

目 次

要 旨	
1. まえがき	63
2. 実験概要	63
2.1 実験水路	63
2.2 実験ケース	64
2.3 測定方法	65
2.4 流速分布	65
3. 理論的關係式	66
3.1 流れの中の波の波速	66
(i) べき数分布にたいする波速	67
(ii) 吹送流にたいする波速	68
3.2 スペクトル変換のための關係式	70
(i) 見かけの周波数と真の周波数の關係	71
(ii) スペクトル変換	72
4. 実験結果の考察	73
4.1 見かけの波のスペクトル	73
4.2 真のスペクトル	75
4.3 逆流の中の風波の性質	78
5. ま と め	79
謝 辞	80
参考文献	80
記号表	80
付 録	82

1. まえがき

従来、風波の予報のために用いられて来た SMB 法や PNI 法その他の工学的な方法においても、最近の Miles その他による風波の発達理論においても、水中に流れのある場合のその効果は考慮されていない。

一方、実際の海では、もし風と逆方向の潮流があると、同じ風速においても波の起こり方がそうでないときにくらべて著しく異なり、波高は大きくなり海の荒れ方がひどくなること、そして潮流の向きが同じ方向に変わると波は急に減少して海が穏やかになることが、船乗り等の人達の間では古くからよく知られていたようである³⁾。この流れの影響は、風速を水と空気の相対的な速度におきかえることにより説明できるような単純なものではなく、風速より1ケタ以上小さい水中の流速でも、波の発生・発達の初期段階では非常に支配的に影響する。

このように海峡や河口付近等での波の発生・発達を対象とするときには重要であると思われる流れのあるときの風波の研究は、これまでほとんどなされていないようである。最近 Francis & Dudgeon (1967) は、水還流装置のついた超小型風洞水路 (幅 12.7 cm, 高さ 50.1 cm, 長さ 9.15 m) で、風と順方向および逆方向の流れのあるときの風波の実験を行ない、水路の側面から撮った写真によって平均の波高と波長を求め、同じ風速とフェッチでは波高、波長ともに逆流の場合の方が流れのないときよりも顕著に大きく、順流では逆に小さくなることを

報告している。

われわれは、流れのあるときの風波の性質や波の発生率が流れのない場合とどう違うかを調べるために、水循環装置のついた風洞水路において、風と逆方向の流れがあるときの風波の実験を行なった。この場合、流れのコントロールはあまり十分には行なえず、特に水路の風の吹出口の近くでは幅方向の流れの一様性があまりよくなく、これが多分波にも影響して現象を余計複雑にしたようである。また波の測定は空間に固定した波高計によって行なったので、得られた見かけ上の波のパワースペクトルを真のスペクトルに変換せねばならず、このためにも流速は特に正確に測定する必要があった。かなりの時間をかけて一通り波と流れの測定を終えてみて、結果的にはまだいろいろ不完全なところもあるが、それらの解決のためにはまだかなりの時間を要しそうであり、これまでのところで逆流のある場合の風波についていくつかの興味ある結果と共に、このような実験における測定とデータ解析上のいろいろの問題点が明らかになったので、それらをまとめて以下に報告する。

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なった。この水路の概略図は図-1 の通りで、測定部は幅 150 cm, 高さ 130 cm の矩形一様断面で、長さ (有効フェッチ) は 28.5 m あり、両側面の下部 80 cm と上面 (天井) はガラス張り、

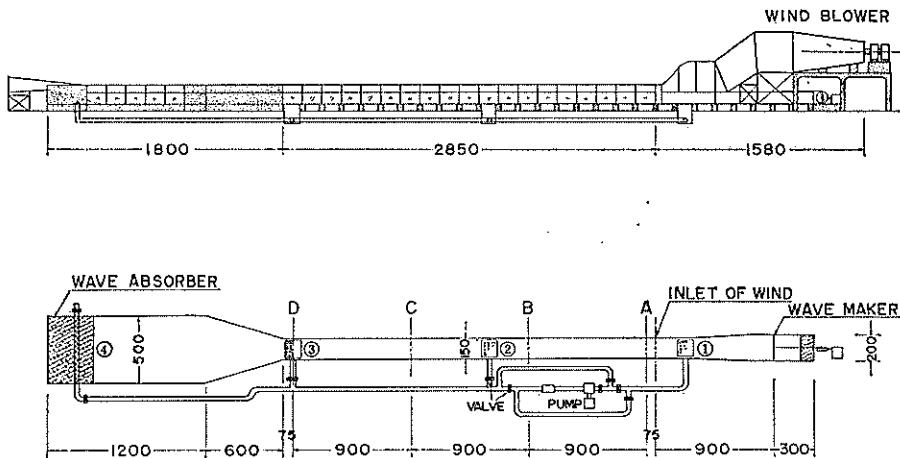


図-1 風洞水路略図 (単位: cm)

底は板で出来ている。図のように測定部の風下側 18m はコンクリート造りで幅が 5.0m まで拡大され、後方の終端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。測定部の風上側の下部の水路は鋼板造りで約 12m 延長されており、その上部には 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、細金網、ハニイコム等で整流され、一様な速度分布をもって上下可動の導風板により水面上に水平に送り込まれる。風速は遠隔操作により送風機モーターの回転数を変えて調整されるが、この回転数はパルス発生式タコメーターとカウンターにより 0.1 r.p.m. までこまかく読み取られる。

水路の 3 点①、②、③の部分は水路床板が多くの丸い孔をあけたステンレス板でおきかえられ、その下に長さ 100 cm, 幅 130 cm, 深さ 125 cm の給排水用のボックスがついている。④の部分はコンクリートの水路底に幅 60 cm, 深さ 30 cm の溝があり、そこへ給排水用のいくつも丸い孔をあけた径 300 mm のパイプが、その中心が丁度水路底面の高さになるように水平に固定されている。このパイプの上は消波装置になっているが、パイプの周囲はトンネル状の空間になっており、水は砂利とステンレスくずの間を通過して水路内へ出入りする。以上の①、②、③のボックスおよび④の各点は 300 mm のパイプによってポンプ (30 kW) と図-1 のように連結され、水を循環させることによって水路内に流れを生じさせられるようになっている。流れの向きの切り換えと流量の調整は、図の各所についたバルブの開閉によって行なう。

2.2 実験ケース

今回の実験では、水は④の部分から水路に入り①の部分から出るように循環させ、静水時の水深 50 cm で水路内に風と逆方向の流れを生じさせ、その上に風を吹かせて逆流のあるときの風波と流速分布の測定を行なった。実際には、ポンプを始動してしばらくは水路内の水は長さ方向に振動するので、水深に長周期の変動がなくなるまで通常 15~20 分ほど待ち、次に風を吹かせ始めて定常状態になるまで約 20 分さらに経過した後で各種の測定を開始した。これらの測定は、図-1 の A, B, C, D の断面で行なった。実験ケースとしては、流れ(逆流)の方はケース I としてバルブを全開にした流量最大の場合、およびケース II として逆流のまま流量が最大時の約半分になるようにバルブを合わせた場合の 2 つについて行なった。C 点で全断面の流速測定値から計算した断面平均流速は、ケース I では約 28.5 cm/sec, ケース II では

約 14.0 cm/sec であった。ただし D 点の手前 3.75 m からコンクリート部分に接する測定部分の終端にかけて、水路底面が一様勾配で少し沈んでいるため D 点では実験水深が約 52.0 cm となっており、そのため D 点での平均流速は他の点よりいくらか小さくなっている。

風速はわれわれがこの水路で行なっている他の実験との関係もあり、送風機の回転数を rpm 200 と rpm 300 にした 2 つの場合について実験を行なった。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流速は、rpm 200 のときは $\bar{V} \approx 5.6$ m/sec, rpm 300 のときは $\bar{V} \approx 8.2$ m/sec である。われわれは風速をもう一段速くした rpm 400 ($\bar{V} \approx 10.8$ m/sec) の風も試みたが、ケース I で波が非常に大きくなって測定がしにくいので、今回は風は上の 2 つの場合をケース I, II と組み合わせた計 4 ケースについて実験を行なった。なお比較のために、風のない場合のケース I および II における各点の流速分布と、水循環装置による流れを起さない状態での rpm 200 および 300 の各点での波の測定もあわせて行なった。

A 点での風速分布の均一性は非常に良く、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に行っていない。したがって水面上の風の境界層は、A 点から B 点、C 点にかけて発達し、C 点ではほとんど完全に発達した状態に達している。C 点におけるケース I の場合の rpm 200 および 300 でのピトー管による風速分布の測定例を 図-2 に示す。

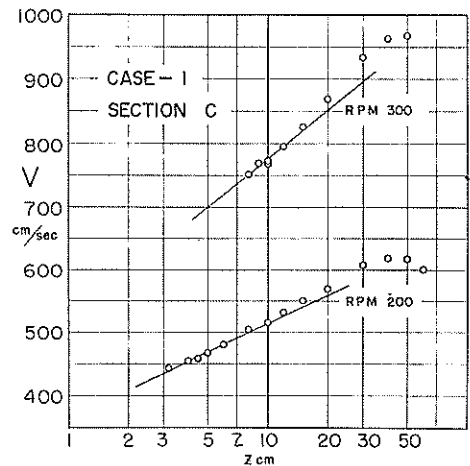


図-2 風速分布の例(ケース I, C 点)

一応実験上のパラメータとして $u_* (= \sqrt{\tau_0/\rho_a})$, τ_0 : 水面せん断力, ρ_a : 空気密度) を求めるため, 各々の風速分布の水面の近くに対数法則をあてはめてみると*, 図に示す直線から rpm 200 では $u_* = 26.1$ cm/sec, rpm 300 では $u_* = 43.8$ cm/sec とえられるが, これは図の直線の引き方で容易に $\pm 7\%$ くらいは変化する。いずれにせよこれらの値は, 流れのない場合の風速分布について同様の方法で求めた u_* とあまり差のない値である。

2.3 測定方法

波の測定は容量型波高計を各測点において行なった。その検出部は外径 0.8 mm の被覆線で, 直線的な出力特性をもっている。波高計からの出力電圧はデジタルデータレコーダ (DATAC-2000) によってデジタル量に変換し, $dt=1/30$ または $1/15$ で磁気テープに記録し, 電子計算機を使って通常の方法でパワースペクトルを求めた。計算条件は $dt=1/15$ 秒, $N=3920$ または 4000 , ラグ=75 で, 自由度は 105 程度である。この計算でえられたものは見かけの波のスペクトルで, これをもとに後で述べる方法で真のスペクトルを求めねばならない。今回の場合, 各測点での波は水路幅の中央 ($l=0$ とよぶ) と, 風下に向かって中央から左へ 50 cm の点 ($l=-50$) および右へ 50 cm の点 ($l=+50$) の 3 点で測定し, それぞれ見かけのスペクトルを求めた。

流速の測定は電界型プロペラ流速計 (プロペラの径は 15 mm) と一部はホートランジスタ型プロペラ流速計 (径 20 mm) を使い, その出力パルスをカウンターで読みとって行なった。この流速計の定常流にたいする検定は, 検定水路で台車につけて引っぱり, 何回も検定しているが, 変動流にたいする動的な検定は行っていない。流速は各測点で水面から 5, 15, 25, 35, 45 cm の各深さで水平方向に 10 cm ごとに測定したが, rpm 300 の場合には波高がかなり大きくなり, 特に水面から 5 cm の深さでは波の粒子速度の影響が大きく, プロペラは逆転しかける場合もあり, その測定値は多少正確でないおそれがある。しかしながら 15 cm ではプロペラの回転むらも最悪の場合でもあまり大きくなり, 25 cm では波の影響はほとんどないものと思われる。

水面から 5 cm あたりより上の表面のごく近くでは,

* 水面上の風速分布への対数法則の適用性についてはいろいろ不明確なところがあり, われわれも研究している問題であるが (文献 (5) 参照), ここでは単に流れのない時との比較のために図のような直線にあてはめてみた。

吹送流と波の質量輸送のために逆流の大きさが著しく減少し, ケース II の rpm 300 などでは表面の水は明らかに風の方向に流れていた。後のスペクトル変換のためには, このような表面およびそのすぐ近くでの流速の大きさを正確に測定する必要がある, これにはいろいろ苦心した。最初はパラフィンで直径 3 mm 程度のタマを作って着色し, これを流して水路の両側面に 60 cm 間隔で印をつけた区間を流れる時間をストップウォッチで何回も測って平均した。しかしながらこの方法で測ると, 表面に色素を入れたり, こまかく 2~3 mm 角にぎざんだ紙を流したりしたときより, 表面の逆方向の流速が多少大きく出るようであったので, つぎにはパラフィンを厚さ 1 mm 以下で直径 5~7 mm の円盤形に成形して着色したものを流し, その流下時間の平均からえられた値で表面の流速を決定した。また表面付近の流速の深さ方向の変化を調べるために, 4 塩化炭素またはトリクロルエチレンとトルエンで作った比重 1.0 のタマも流して, 同一水深内で進むものだけについて時間を測り, 各水深での大体の流速を求めた。

2.4 流速分布

本実験に先立って, 風のない状態で水路内に逆流を起こしてみたところ, D 点では風下に向かって右側 ($l>0$) の方が左側よりかなり流速が速くなっていた。このため D 点より風下側の拡大部に, なるべく波の反射を起さないように考慮しながら, 整流板や金網を入れてトライアルで流れの一樣化を計った。完全に左右対称には出来なかったが, かなり左右の差は小さくなった (付図-10 参照)。つぎに A 点での分布を測ってみると, 付図-1 に示すように中心から風下に向かって左側 ($l<0$) の方に流れが片寄り, さらに側壁での境界層の影響も大きく出て, 均一性があまり良くないことがわかった。当然この分布をもっと良くする必要があったが, 左右の境界層の影響はどうすることも出来ず (水深を 20 cm 以下にすれば多少改善されたけれども), せめて左右対称な分布にすることを試みた。しかしながら風の吹出口より風下 (流れでいえば上流) 側に物を入れるわけにはいかないし, それより下流側にはいくら密に格子や金網を入れても流れの性質上 A 点での流速分布はほとんど変化しなかった。仕方なく A 点付近での流速のコントロールはあきらめ, 吸込口①の付近に入れていた格子や整流板は取出して今回の実験を行なった。このような流速分布の不均一性の影響が波におよぼされないはずはなく, 現象を余計複雑にするとともに, 波のデータの取扱いを面倒にしている。

このような実験条件を明らかにする目的もあるので、各ケース、各測点における流速分布の測定結果を一括して最後に付図として示す。ケース I の A, B, C, D 点について各々風なし、rpm 200 および rpm 300 のものを付図 1~12 に、またケース II の B, C, D 点のものを付図 13~21 に順に示してある。図中の 5, 15, 25, 35, 45 の数はそれぞれ水面からの深さ (cm) を表わす。まず無風時の分布についてみると、D 点では全断面を通じてかなり一様であるが、C 点、B 点とかわるにつれて底面および側面にそって境界層が発達してきて、同一断面内での分布の均一性が悪くなっていくのがわかる。しかるに、風が吹いて表面に波ができた状態では、表面に近いほど、そして風速が大きい場合ほど水平方向の流速は一様になる傾向を示しており、それは付図-6 のケース、I, B 点、rpm 300 の場合に最も顕著に現われている。これは風と波の作用で水中の乱れが著しく大きくなり、それが水深の小さいときと似た効果をもって、水平方向の流速分布を一様にするのではないかと思われるが、今後水中の乱れを測定することができれば調べてみると面白いであろう。

付図に示した流速分布と一部補足して測定したものから、各水深で $l = -50$, $l = 0$ (中央), $l = +50$ の 3 点での平均値を出し、それで各ケース、各測点の鉛直方向の流速分布をかいたものを図-3 a, b, c, d に示す。鉛直方向にかなり一様な D 点の場合、および水面から 5 cm の点を除いて、鉛直方向の分布はいわゆるべき数分布に近い形をしていることがわかる。

3. 理論的關係式

3.1 流れの中の波の波速

次節で取扱う見かけの波の周波数を表現するために必要なので、ここで定常な流れ上に存在する波の波速を考えることにする。

流れのないときの微小振幅波の波速 c_0 は、表面張力も考慮に入るとよく知られるように

$$c_0 = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho}\right) \tanh kd} \quad \dots\dots(1)$$

で表わされる。ここに、 g : 重力の加速度、 k : 波数 (= $2\pi/L$, L : 波長)、 T : 表面張力、 ρ : 水の密度、 d : 水深

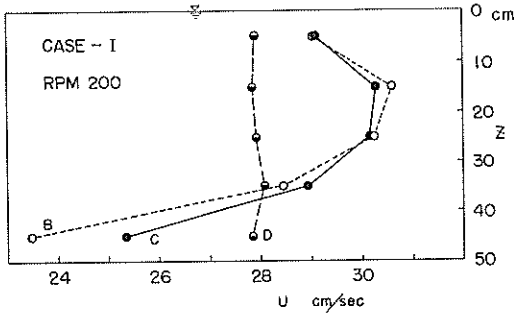


図-3 (a) 鉛直流速分布 (ケース I, rpm 200)

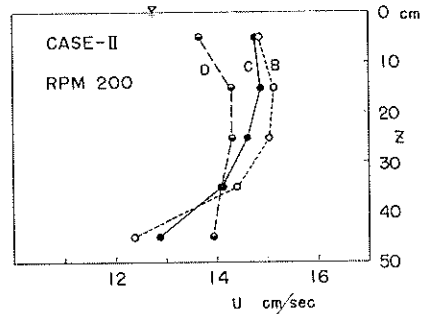


図-3 (c) 鉛直流速分布 (ケース II, rpm 200)

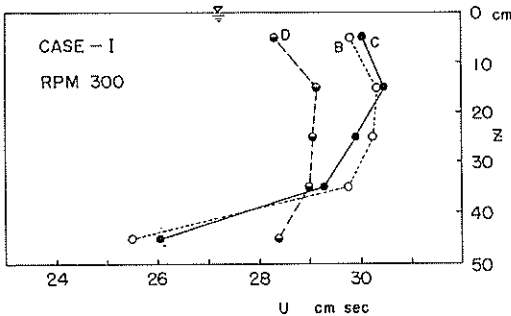


図-3 (b) 鉛直流速分布 (ケース I, rpm 300)

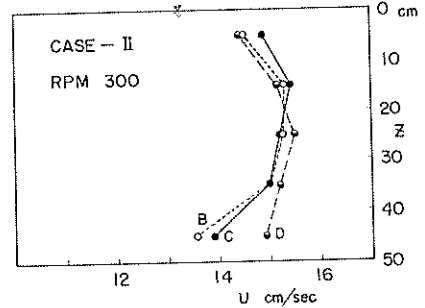


図-3 (d) 鉛直流速分布 (ケース II, rpm 300)

流れの中の風波についての実験的研究 (1)

である。流速が深さについて一定で V_1 であるときは、波の運動には irrotational theory が適用できて、流れに相対的な波速は静水中の波速 (1) と同じになる。したがって固定座標についての波速 c は

$$c=c_0+V_1 \quad \dots\dots(2)$$

として与えられる。

しかしながら、流速が深さ方向に変化しているときの表面波の波速を求めるには、全体の運動を定常流からの小さなせつ動の 1 つとした境界値問題を解かねばならない (ただし 1 次近似では、流れの速度は波の運動に影響されないものとする)。いま流速分布を $U(y)$ 、波の運動による流速を u, v 、乱流成分はこれらにくらべて無視しうるものとし、 y は静水面が原点で上向きに正とすると、線型化された運動の方程式と連続の式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g, \quad \dots\dots(4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad \dots\dots(5)$$

自由表面 $y=\eta$ での境界条件は、これも線型化すると、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = v, \quad (y=0 \text{ にて}) \quad \dots\dots(6)$$

$$p + T \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0, \quad (y=0 \text{ にて}) \quad \dots\dots(7)$$

となり、底面での条件はつぎのようになる。

$$v=0, \quad (y=-d) \quad \dots\dots(8)$$

波の運動は流関数 $\Psi(x, y)$ によって

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \dots\dots(9)$$

と表わすことができる。波形が

$$\eta = a e^{ik(x-ct)} \quad \dots\dots(10)$$

の正弦波に対しては

$$\Psi = \phi(y) e^{ik(x-ct)} \quad \dots\dots(11)$$

の形の解が存在する。(9), (11) 式を (3), (4) 式に代入して圧力 p を消去すると、よく知られるように ϕ についての方程式がえられる。

$$(U-c)(\phi'' - k^2 \phi) - U'' \phi = 0, \quad \dots\dots(12)$$

ここに (') は y についての微分を表わすものとする。

また (9), (11) 式を (3) 式に代入して積分し、(4) 式を考慮すると、圧力 p はつぎのように表わされる。

$$p = \rho [(U-c)\phi' - \phi U'] e^{ik(x-ct)} - \rho g y. \quad \dots\dots(13)$$

この (13) 式を (7) 式に代入し、(6) 式を使うと表面条件はつぎのようになる。

$$(U-c)[(U-c)\phi' - \phi U'] = \left(g + \frac{Tk^2}{\rho}\right) \phi. \quad (y=0) \quad \dots\dots(14)$$

また底面条件 (8) は

$$\phi = 0, \quad (y=-d) \quad \dots\dots(15)$$

となる。

(i) べき数分布にたいする波速

一般に $U'' \neq 0$ の場合の (12) 式の解は、ある特定の分布 $U(y)$ 以外については容易には求まらない。しかしながら流速分布が

$$U(y) = U_1 \left(\frac{y+d}{d}\right)^{1/7}, \quad \dots\dots(16)$$

のいわゆるべき数分布の場合については Hunt(1955) によって求められた解があり、また今回の実験での流速分布も 2.4 で示したように (16) 式の分布に近いので、その場合の波速について調べてみる。Hunt (1955) は表面張力を考えないで、(16) の分布にたいする線型 1 次近似の波速として次式を求めた。

$$c = \pm \left\{ \frac{g \tanh kd}{k} \right\}^{1/2} + U_1 \left\{ 1 - \frac{1}{7kd \sinh 2kd} \left(\sinh^2 kd + 6 \int_0^1 t^{-7} \sinh^2 k dt' \right) \right\}. \quad \dots\dots(17)$$

ここで $+$ は U_1 と同方向の波、 $-$ はそれと逆方向の波に対応する。われわれの場合のように表面張力を考慮に入れても、その効果は表面条件の (14) 式を通じて入るので (17) 式の第 1 項が変わるだけであるが、逆流を対象としているので流速を ($-$) 方向にとつて (17) 式を書き直すと

$$c = c_0 - U_1(1 - B(kd)), \quad \dots\dots(18)$$

ここに

$$B(kd) = \frac{1}{7kd \sinh 2kd} \left(\sinh^2 kd + 6 \int_0^1 t^{-7} \sinh^2 k dt' \right), \quad \dots\dots(19)$$

$$c_0 = \left\{ \left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho} \right) \tanh kd \right\}^{1/2}. \quad \dots\dots(1)'$$

Hunt によるこの波速の式は $\varepsilon \equiv U_1/\sqrt{gd}$ について展開した1次近似式であるが、われわれの実験の場合 $d=50$ cm, $U_1 \leq 30.5$ cm/sec であるから

$$\varepsilon \equiv \frac{U_1}{\sqrt{gd}} \leq 0.15,$$

の範囲にあり、(18)式は十分な精度をもっているものとみられる。これらの式の計算では $B(kd)$ の第2項の積分が少し面倒であるが、簡単な台形公式により $dt=0.01$ で数値積分していろいろな kd の値に対する B を求めてみると表-1 のようになる。これからわかるように波長

表-1 $B(kd)$ の値
($d=50$ cm)

L	kd	$B(kd)$
5 cm	62.8	0.00117
10	31.4	0.00234
15	20.9	0.00353
20	15.7	0.00472
30	10.5	0.00717
40	7.85	0.00971
50	6.28	0.01234
60	5.24	0.01510
80	3.93	0.02103
100	3.14	0.02755
150	2.09	0.04519
200	1.57	0.06167

の小さい波にたいしては $B(kd)$ の項は無視してもよいほどで、今回の実験では後で述べるように波長 L はほとんど $L < 110$ cm 程度なので (18) 式の代わりに近似的に

$$c \approx c_0 - U_1, \quad \dots\dots(20)$$

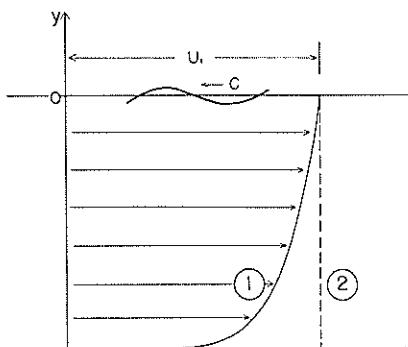


図-4 べき数分布①と一様分布②

として計算してもよいことがわかる。これは比較的波長の小さい波にたいしては、図-4 に示したべき数分布①の代わりに、②のような一様分布としての近似が使えることを意味している。

(ii) 吹送流にたいする波速

前章でも述べたように、今回の実験では風による吹送流のために、水の表面およびそのごく近くで逆流速は相当小さくなっている。流れの上の表面波の波速は (i) の結果からもわかるように下方の流速分布の影響はあまり受けなければならないが、表面近くの流速の影響は大きく、特に波長の短い波においては支配的になる。したがって後で述べるスペクトル変換のためには、表面近くの流速の変化を考慮に入れた波速の表現を求めることがどうしても必要である。

ここでは吹送流の分布を直線分布でおきかえて、波速の補正をすることにする。すなわち、(i) の結果も考慮して、全体の分布を図-5 のようにとるものとし、ここでは表面で u_0 の値をもち、水深 d_1 まで直線的に減少し、以下の深さでは流れが存在しない場合についての波速を求める。水中のせん断力が $y = -d_1$ で急に 0 になるとするのは不自然ではあるが、第1次近似的な波速の補正の目的は十分達せられるものと思われる。

まず、流速分布は

$$\left. \begin{aligned} U(y) &= \frac{u_0}{d_1}(y+d_1), & (y \geq -d_1) \\ U(y) &= 0, & (-d \leq y < -d_1) \end{aligned} \right\} \dots\dots(21)$$

この場合、 y によらず $U''=0$ であるから、(12) 式は

$$\phi'' - k^2\phi = 0, \quad \dots\dots(22)$$

と簡単になる。したがって $y \geq -d_1$ と $-d \leq y < -d_1$

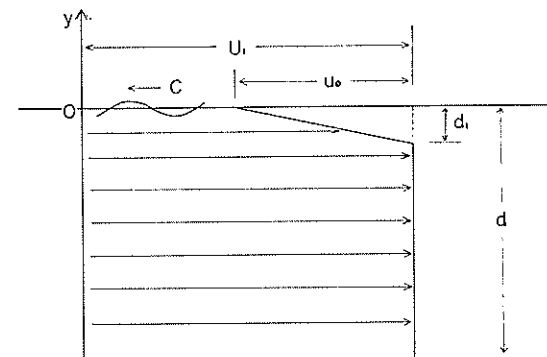


図-5 スペクトル変換のための逆流速分布

のそれぞれの範囲での解を ϕ_1, ϕ_2 とすると

$$\phi_1 = A_1 \sinh ky + B_1 \cosh ky, \quad (y \geq -d_1) \quad \dots\dots(23)$$

$$\phi_2 = A'_2 \sinh ky + B'_2 \cosh ky, \quad (-d \leq y \leq -d_1) \quad \dots\dots(24)$$

となり、ここに A_1, B_1, A'_2, B'_2 は定数である。まず底面条件 (15) を ϕ_2 にあてはめると (24) 式は

$$\phi_2 = A_2 \sinh k(y+d), \quad (-d \leq y \leq -d_1) \quad \dots\dots(25)$$

と少し簡単になる。ここに A_2 も定数 ($=A'_2/\cosh kd$) である。(23) 式と (25) 式で上下それぞれの区間の解は表わせたが、これらの解については $y=-d_1$ において鉛直速度成分と圧力 p が連続でなければならない (同様な問題は Thompson (1949) も取扱っている)。 v の連続の式は

$$\phi_1 = \phi_2, \quad (y = -d_1 \text{ にて}) \quad \dots\dots(26)$$

p の連続の条件は、(13) 式を使って

$$c\phi_1' + \phi_1 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) = c\phi_2', \quad (y = -d_1) \quad \dots\dots(27)$$

となる。また上方の解 ϕ_1 は、表面条件 (14) 式を満足しなくてはならないので、

$$\begin{aligned} (u_0 - c) \left[(u_0 - c)\phi_1' - \phi_1 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \right] \\ = \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \phi_1. \quad (y=0) \quad \dots\dots(28) \end{aligned}$$

(26), (27), (28) 式に (23), (25) 式を代入するとつぎの3式がえられる。

$$-A_1 \sinh kd_1 + B_1 \cosh kd_1 = A_2 \sinh k(d-d_1) \quad \dots\dots(29)$$

$$\begin{aligned} ck(A_1 \cosh kd_1 - B_1 \sinh kd_1) + \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \\ (-A_1 \sinh kd_1 + B_1 \cosh kd_1) \\ = ckA_2 \cosh k(d-d_1), \quad \dots\dots(30) \end{aligned}$$

$$(u_0 - c)^2 k A_1 = B_1 \left[g + \frac{Tk^2}{\rho} + \left(\frac{u_0}{d_1} \right) (u_0 - c) \right]. \quad \dots\dots(31)$$

求めるべき波速 c はこれらの3式からえられる。すなわち、(29), (30), (31) 式から A_1, B_1, A_2 を消去すると、つぎのような c についての3次方程式がえられる。

$$\alpha_1 c^3 + \alpha_2 c^2 + \alpha_3 c + \alpha_4 = 0 \quad \dots\dots(32)$$

ここに

$$\alpha_1 = k^2 [\coth k(d-d_1) + \tanh kd_1], \quad \dots\dots(33)$$

$$\begin{aligned} \alpha_2 = k \left[\left(\frac{u_0}{d_1} \right) \tanh kd_1 \coth k(d-d_1) \right. \\ \left. - 2ku_0 \coth k(d-d_1) - 2ku_0 \tanh kd_1 \right], \quad \dots\dots(34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_3 = \left[\left(k^2 u_0^2 - \frac{u_0^2}{d_1^2} \right) \tanh kd_1 + u_0 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) k - k \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \right. \\ \left. + \coth k(d-d_1) \left\{ k^2 u_0^2 - k \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \tanh kd_1 \right. \right. \\ \left. \left. - u_0 k \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \tanh kd_1 \right\} \right], \quad \dots\dots(35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_4 = \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \left[u_0 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \tanh kd_1 + \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \tanh kd_1 \right. \\ \left. - ku_0^2 \right]. \quad \dots\dots(36) \end{aligned}$$

今回の実験では $d=50$ cm で、表面張力は $T \approx 70$ dyne/cm 程度であるのでこのようにおき、 $d_1=3, 5, 10$ cm, 表面での吹送流の値は $u_0=8.0 \sim 22.0$ cm/sec につき、実際上必要なすべての波数範囲につきこの方程式の係数 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ の符号を調べてみると、常に α_1 と α_4 はプラス、 α_2 と α_3 はマイナスであった。 c についての3次方程式(32)は、1つの負根と2つの正根をもつが、正根のうちの1つはきわめて0に近く、ここで考えている問題の解にはならない。結局、大きい方の正根が求められるべき波速を与え、この根は確かに

$$c > c_0$$

を満足している。われわれは電子計算機を使い、近似解法により必要なすべての場合につき、この根を6桁まで正確に求めた。この求めた根を、以後 c_3 と表わす。一様流速分布の場合との比較のために $(c_3 - c_0)/u_0$ を求めて G とおく。すなわち、

$$c_3 = c_0 + G u_0, \quad \dots\dots(37)$$

のように表わすと、 T, d_1 は一応一定とすると G は波長 L と u_0 の関数になる。しかしながら、 $T=70, d_1=5.0$ の場合につき、 u_0 を $8.0 \sim 20.0$ と変えて $G(u_0, L)$ を求めてみると表-2 のようになり、同じ波長についてみれば、 u_0 による G の変化は比較的小さく、表-2 の範囲でみると $L < 10$ cm では0.5%以下、 $L=150$ cm でも差は2%程度である。したがって(37)式のように表わしたときの G は、ほとんど u_0 には依存しない量で、直線分布の場合の表面流速 u_0 がどの程度波速に効くかを表わしている。図-6として、 $u_0=12$ cm/sec で $d_1=3, 5, 10$ cm の各々の場合についての波長と G との関係を示

表-2 $G(u_0, L)$ の値 ($T=70$ dyne/cm, $d_1=5$ cm の場合)

u_0 cm/sec	8.0	10	12	14	16	18	20
L (cm)							
1.0	0.98413	0.98414	0.98415	0.98416	0.98417	0.98418	0.98419
5.0	0.92128	0.92150	0.92171	0.92193	0.92214	0.92236	0.92257
10	0.84362	0.84424	0.84486	0.84548	0.84611	0.84673	0.84735
20	0.70083	0.70221	0.70360	0.70501	0.70642	0.70785	0.70929
40	0.50228	0.50402	0.50580	0.50763	0.50949	0.51139	0.51333
60	0.38586	0.38739	0.38896	0.39058	0.39224	0.39394	0.39569
100	0.26145	0.26251	0.26360	0.26473	0.26589	0.26708	0.26831
150	0.18590	0.18665	0.18742	0.18821	0.18902	0.18986	0.19071

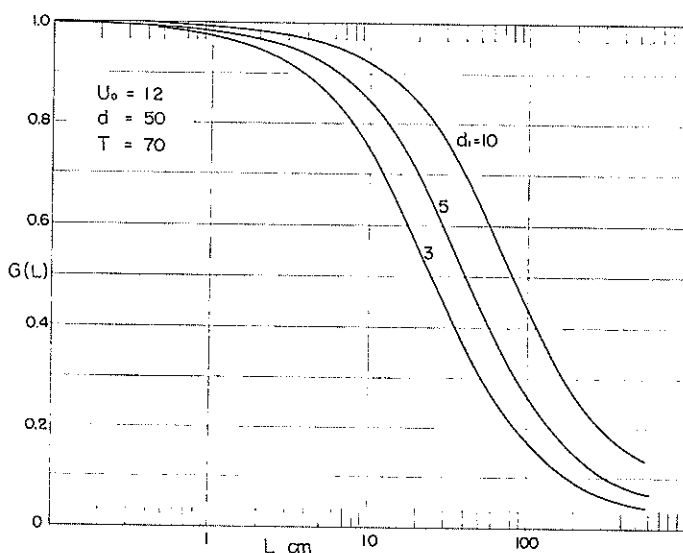


図-6 波長 L と G の関係

す。当然のことながら、 d_1 が大きいほど波速への効き方は大きく、また同じ d_1 についていうと波長の小さい波ほど吹送流の影響が大きいことを示している。

3.2 スペクトル変換のための関係式

われわれは、空間に固定した波高計で逆流のあるときの波の測定を行ない、通常の方法でスペクトルを求めた。したがって求められたものは、波高計に記録される見かけ上の波の周波数 f_A についての、見かけ上の波のスペクトル $E(f_A)$ である。波の性質や、波の発達率を調べるためには、 $E(f_A)$ から波数スペクトルを求めるか、あるいは真の周波数についての 2 次元スペクトル $F_1(\sigma, \theta)$ または 1 次元スペクトル $F(f_0)$ を求めねばならな

い。ここで $\sigma = 2\pi f_0$ で、真の周波数とは波長 L の波の静水中での周波数である。したがって

$$f_0 = \frac{c_0}{L} = \frac{k}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho}\right) \tanh kd}, \dots (38)$$

と表わされる。

このスペクトル変換に関しては、Cartright (1963) が進行する船につけた波高計による波の測定を対象に、数式的な取扱いを詳しく述べており、また Barnett & Wilkerson (1967) は飛行機につけたレーダーによる波の測定においてこの方法を用い、もっと実際的な使用例を示している。われわれの実験においても事情はこの両者の場合とほぼ同じであるが、流速分布が鉛直方向に一様で

はないためにより複雑であるとともに、流速の測定に誤差が入り易いという点も実際上余分なむづかしさを加えている。

(i) 見かけの周波数と真の周波数の関係

実際の風波は方向分散 (directional spreading) をもつので、一般には流れの方向と θ の角度をなす方向へ進む波を考えねばならない。一様な逆流 ($-V_1$) があるときの波速は (2) 式によって

$$c = c_0 - V_1 \cos \theta \quad \dots\dots(39)$$

で与えられる。したがって、見かけの周波数 f_A は

$$f_A = \frac{c}{L} = f_0 - \frac{V_1}{L} \cos \theta, \quad \dots\dots(40)$$

となり、またつぎのようにも表わせる。

$$\omega = \sigma - k V_1 \cos \theta, \quad \dots\dots(41)$$

ここに

$$\omega = 2\pi f_A, \quad \sigma = 2\pi f_0.$$

表面張力を無視できる深海波の場合には、(41) 式は

$$\omega = \sigma - \frac{V_1}{g} \sigma^2 \cos \theta, \quad \dots\dots(42)$$

となり、 ω は σ により 1 価的に表わされる。一方これを σ について解いた関係

$$\sigma = \frac{1 \pm [1 - (4\omega V_1/g) \cos \theta]^{1/2}}{(2V_1/g) \cos \theta}, \quad \dots\dots(43)$$

は多価的である。実際にスペクトル変換において使う関係式は (42) 式ではなく (43) 式で、この多価性のためにスペクトル変換の仕事は複雑でむづかしい⁽³⁾。われわれの場合には、波速と波数(または波長)の関係が簡単には表わせないで (42) 式のような表現はえられない。しかしながら、 f_A と f_0 とがそれぞれ波数 k (または波長 L) で表わされるので、間接的ではあるが f_A と f_0 の関係は決まる。すなわち、今回の実験の場合の流速分布は近似的に 図-5 のようにとるので、波速は前節の直線の吹送流の波速に、一様な逆流 $-U_1$ を重ね合わせることにより、

$$c = c'_s - U_1 \cos \theta \quad \dots\dots(44)$$

となる。ここに c'_s は (32) の方程式において、 u_0 の代りに $u_0 \cos \theta$ おいたときの根である。あるいは波長が小さければ、(44) の代りに

$$c = c_0 + [u_0 \cdot G - U_1] \cos \theta, \quad \dots\dots(45)$$

と表わすこともできる。したがって見かけの周波数 f_A は、

$$f_A = \frac{1}{L} [c'_s - U_1 \cos \theta], \quad \dots\dots(46)$$

または、

$$f_A = f_0 - \frac{1}{L} [U_1 - u_0 \cdot G(L)] \cos \theta, \quad \dots\dots(47)$$

と表わせる。真の周波数 f_0 は (38) 式によって k または L によって表わされているから、 f_A と f_0 の関係は k または L によって媒介変数表示されていることになる。

いま最も簡単に $\theta = 0$ で吹送流もない場合、すなわち

$$f_A = f_0 - \frac{U_1}{L}, \quad \dots\dots(48)$$

において逆流の大きさ U_1 がいろいろ変わったときの関係を $T = 70 \text{ dyne/cm}$ として計算すると 図-7 のようにな

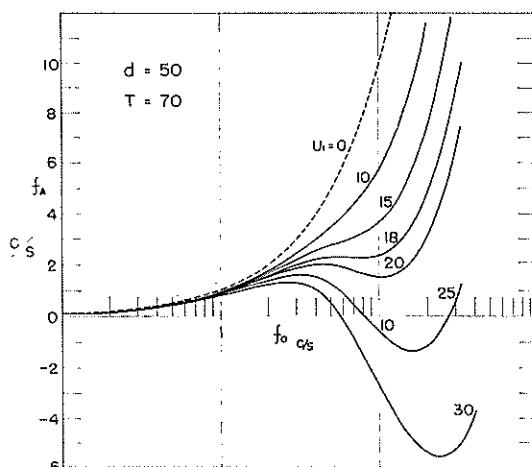


図-7 一様な逆流 U_1 だけのときの f_0 と f_A の関係

る。固定した波高計では、マイナスの f_A もプラスの f_A と同じに記録するので、図からわかるように U_1 が大きいときは、われわれが実験室で通常測定する $f_0 \leq 15 \text{ c/s}$ くらいの範囲で考えても、ある f_A にたいして 2 つまたは 3 つの f_0 が対応することのあることがわかる。また $U_1 = 18 \text{ cm/sec}$ あたりを境として、それより小さな U_1 にたいしては f_A と f_0 が 1 対 1 に対応している。

つぎに上の場合と比較するために、吹送流も考慮した (46) 式の関係において $\theta = 0$ とした場合、すなわち

$$f_A = \frac{1}{L} [c_3 - U_1], \quad \dots\dots(49)$$

のときの f_A と f_0 の関係を $T=70$ dyne/cm, $d_1=5.0$ cm, $U_1=30$ cm/sec で u_0 をいろいろな値にとって計算してみると図-8 のようになる。またこのときの L と f_A の関係を図-9 に示す。図-8 には u_0 の小さいときのカーブはかき入れてないが, $u_0=0$ ならば当然図-7 の $U_1=30$ のカーブと同じになるわけで, 吹送流が存在するといかに大きく見かけの周波数が変化するかがわかる。ま

た u_0 の値が大きくなると f_A から f_0 を求めるときの多価性が消えて, すべての周波数について1対1の対応がつくようになることがわかる。さらに 図-8 で注目すべきことは, u_0 が 10~12 cm/sec 前後にあると, 見かけの周波数 f_A の 2.0 c/s 近くでの値が真の周波数 f_0 のどの値に対応するかは, u_0 の値のわずかな変化によって非常に大きく影響を受けるということである。このことは, スペクトル変換を精度よく行なうためには, 吹送流, 特に表面流速の値を非常に正確に測定する必要のあるこ

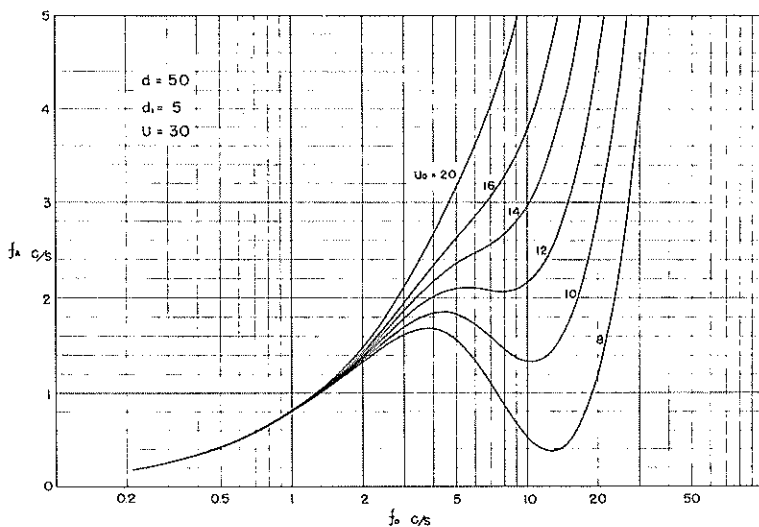


図-8 (38) 式と (49) 式による f_0 と f_A の関係

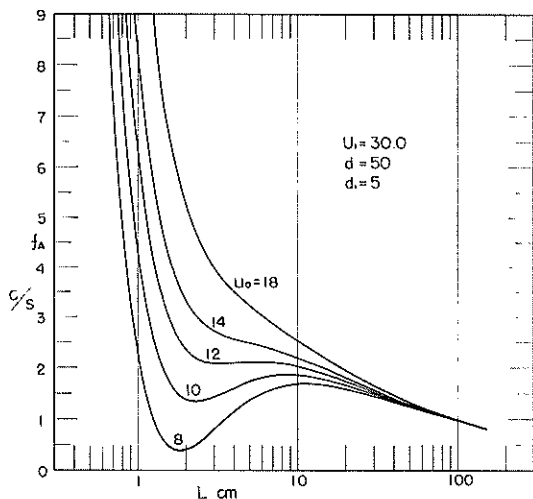


図-9 (49) 式による L と f_A の関係

とを示唆している。

(ii) スペクトル変換

Cartwright (1963) や Barnett & Wilkerson (1967) においては (42) または (43) 式が使えるので, 見かけのスペクトル $E_1(\omega)$ と真の2次元スペクトル $F_1(\sigma, \theta)$ の間の関係は, つぎの2つの形のいずれかで表わされる(1),(2)。

$$E_1(\omega) = \int_{C_I} F_1(\sigma, \theta) \left| \frac{\partial \theta}{\partial \omega} \right| d\sigma, \quad \dots\dots(50)$$

$$E_1(\omega) = \int_{C_I} F_1(\sigma, \theta) \left| \frac{\partial \sigma}{\partial \omega} \right| d\theta. \quad \dots\dots(51)$$

ここに C_I は, 問題とする ω を与えるすべての σ と θ について積分が行なわれるべきことを表わし, この σ と θ の関係は Cartwright (1963) によって説明されているように複雑である。実際の (50) または (51) 式の計算

のためには、2次元スペクトルがつぎのように表わせる
と仮定する。すなわち、

$$F_i(\sigma, \theta) = H(\sigma)K(\sigma, \theta) \quad \dots\dots(52)$$

ここに $K(\sigma, \theta)$ は angular spreading factor で、Barnett
らは3つの異なる K について (50), (51) 式の解を求め
た。

われわれの実験においても、本来上に述べた手順でス
ペクトル変換を行なうべきであるが、 K の形はわからな
いし、吹送流の測定や波速計算の精度、さらには後で述
べる流速変動の影響など、いろいろな不確定要素がある
ので、今回の報告では波の方向分散を考えず、すべての
波が風と同じ方向(または正反対の方向)のみに伝播して
いると仮定して以下の取扱いを行なう。これは

$$K(\sigma, \theta) = \delta(\theta) \quad \dots\dots(53)$$

とおいたことになり、(51) 式の関係は、 f_A と f_0 にも
どすと

$$E(f_A) = \sum_{C_I} F(f_0) \left. \frac{\partial f_0}{\partial f_A} \right|_{\sigma=0} \quad \dots\dots(54)$$

となる。ここに C_I は (46) 式において $\theta=0$ とした関
係、すなわち (49) 式で関係づけられる f_0 と f_A の、す
べての対応する値について和をとることを意味する。実
際に今回行なったスペクトル変換の操作は、ほとんどの
場合 f_A と f_0 が1対1に対応するので、(54) 式は

$$E(f_A) \cdot \Delta f_A = F(f_0) \Delta f_0 \quad \dots\dots(55)$$

とし、ある f_0 と $(f_0 + \Delta f_0)$ に対応する k を (38) 式
を解いて求め、その k に対応する (32) 式の根 ω を求
めて (49) 式からそれぞれ対応する f_A を出し、最後に
(55) 式から $F(f_0)$ を求めるという手順で行なった。

4. 実験結果の考察

4.1 見かけの波のスペクトル

波の測定は前に述べたように B, C, D の各点で、各々
幅方向に中心 ($l=0$)、風下へ向って左へ 50 cm ($l=-50$)、
および右へ 50 cm ($l=+50$) の3点づつ行なった。それ
らの一部を付図-22~25 に示す。

各測点での幅方向の均一性を調べると、一般にピーク
の周波数は $l=-50, 0, +50$ の3点でほとんど同じであ
る。しかしながら、ピークでのスペクトル密度の大きさを
比較すると、逆流の大きいケース I の場合には相当の
差があり、rpm 300 では常に中央 ($l=0$) が両側の2点

より大きい、風速のより小さい rpm 200 の D 点では
 $l=+50$ の点の方が中央よりかなり大きくなっている。
またケース I, rpm 300 の B 点におけるスペクトル (付
図-22) だけは他の場合と著しく違っているのが注目さ
れる。すなわち両側の2点 ($l=-50, +50$) でのピーク
は、 $l=0$ でのピークの位置とは明瞭に違って、より
高い周波数にあり、しかもそのピークが他のように尖っ
てなく、丸くつぶれている。同じケース I でも rpm 300
の C, D 点、および rpm 200 の B, C, D 点ではこのよ
うな現象はないし、ケース II の rpm 300 B 点(付図-25)
では幅方向の均一性ははるかに良くなっているし、この特
異な現象の原因はよくわからない。ケース II における幅
方向の均一性は、ケース I の場合よりかなり良くなって
いる。各点での幅方向の波の均一性と吹送距離による変
化をみるために、見かけのスペクトルの全パワー $\bar{\eta}^2 =$
 $\int E df_A$ から Longuet-Higgins⁽⁶⁾ による $H_{1/3}$ を求めた
ものを表-3 に示す。なお表-3 には参考のために測定し
た流れのない場合の値も一緒に示してあるが、流れがな
いときのスペクトルの幅方向の均一性は非常に良く、逆

表-3 スペクトルのパワーから求めた $H_{1/3}$ の値

実験 ケース	rpm	測点	$H_{1/3}$ (cm)			
			$l=+50$	$l=0$	$l=-50$	平均値
ケース I (逆流)	200	B	2.24	2.77	2.14	2.38
		C	2.41	2.67	2.04	2.37
		D	3.08	2.47	2.05	2.53
	300	B	4.35	6.62	4.63	5.20
		C	6.22	7.64	6.21	6.69
		D	7.12	9.11	7.60	7.94
ケース II (逆流)	200	B	2.53	2.44	2.67	2.54
		C	3.04	3.11	2.72	2.96
		D	3.52	3.11	3.03	3.22
	300	B	4.15	4.36	4.29	4.26
		C	5.83	5.95	5.27	5.69
		D	6.46	6.28	7.32	6.68
流れなし	200	B	1.40	1.40	1.36	1.39
		C	2.43	2.44	2.49	2.45
		D	3.00	3.09	3.13	3.07
	300	B	2.59	2.71	2.57	2.62
		C	4.29	4.59	4.10	4.32
		D	6.08	5.96	5.51	5.85

流の場合(特にケース I)での幅方向の均一性の悪さは、流れに原因があることが明らかである。

このようにケース I および II での波は、幅方向に十分な均一性がないので、フェッチにたいする波の変化を調べるためには、 $l = -50, 0, +50$ の 3 点でのスペクトルを周波数ごとに平均してえられる平均スペクトルで各測点のものを代表させ、以後の取扱いを行なう。その平均スペクトルを図-10~13 に示す。

まず図-10 のケース I, rpm 200 のときの見かけのスペクトルの特徴をみると、第 1 にピーク周波数はフェッチが増してもごくわずかしきずれず、パワーの増加もあまり見られない。第 2 にピーク付近へのエネルギーの集中が大きく、ピークのすぐ高周波数側のスペクトルの勾

配は $-12 \sim -13$ 程度と非常に急である。また $2.0 \sim 2.5$ c/s あたりにかかなり大きいパワーの集中がみられ、それより高い周波数では、流れのないときの波のスペクトルと大差ないような勾配で減少している。ところでこの場合の吹送流の大きさ u_0 は、次節で一括して示すように $12.8 \sim 14.0$ cm/sec であるが、この近くの u_0 の値にたいしては図-8 からわかるように、真の周波数 f_0 のかなり高い周波数が、 f_A の $3 \sim 4$ c/s あたりと対応しており、その意味からするとケース I, rpm 200 の見かけのスペクトルの高周波数側は、相当大きな値をもっているともいえる。

ケース I, rpm 300 のスペクトル(図-11)では、ピーク的位置はほとんど同じ $f_A \approx 1.0$ c/s にあるが、パワー

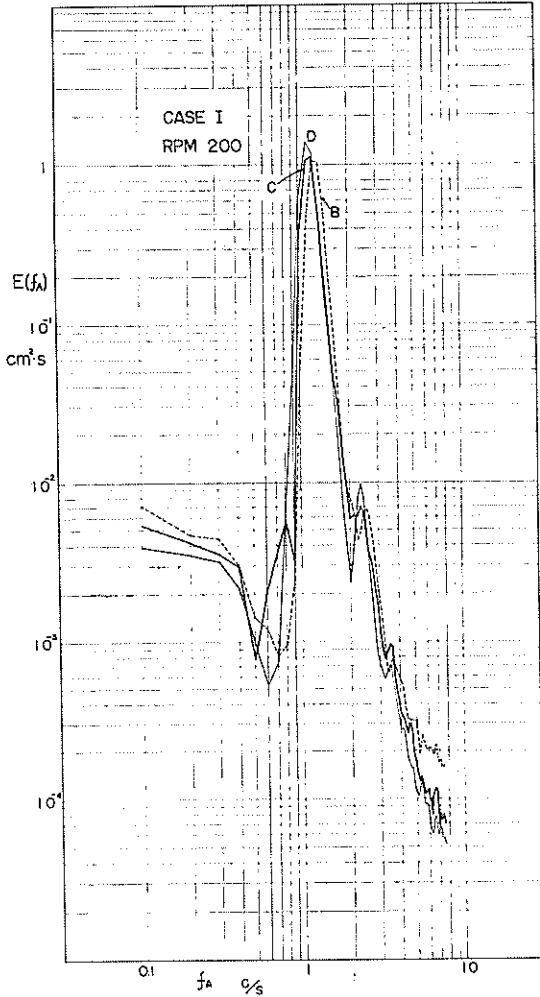


図-10 見かけの波のスペクトル(ケース I, rpm 200)

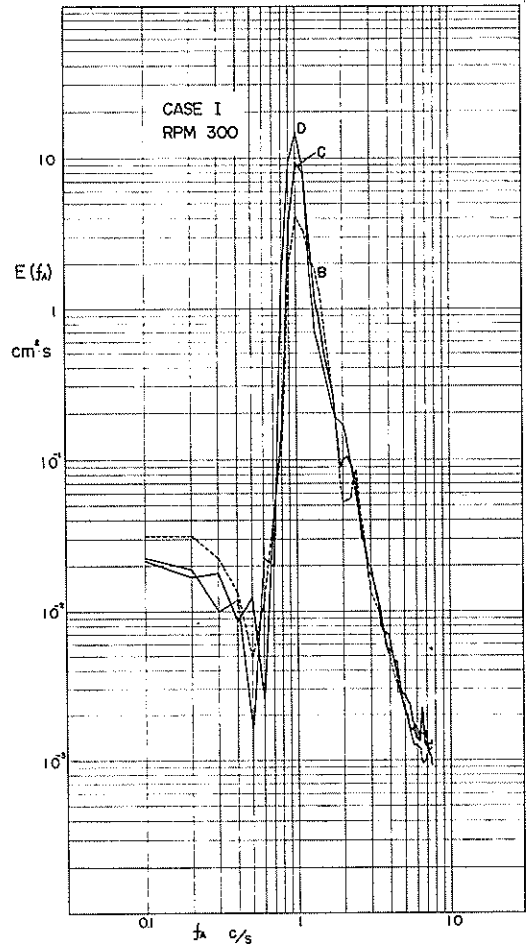


図-11 見かけの波のスペクトル(ケース I, rpm 300)

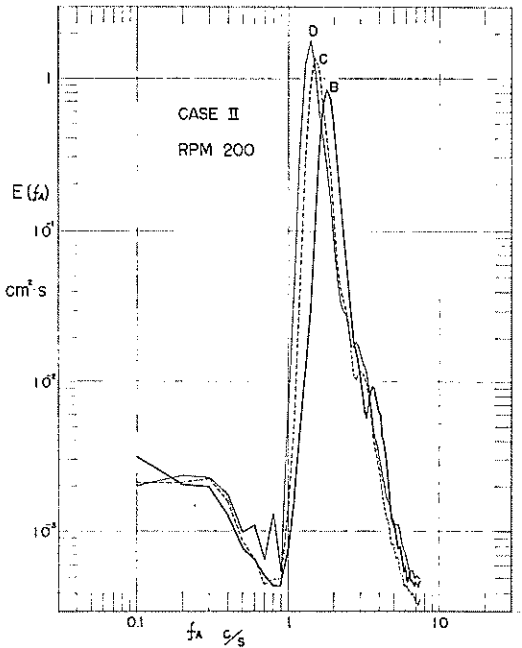


図-12 見かけの波のスペクトル(ケース II, rpm 200)

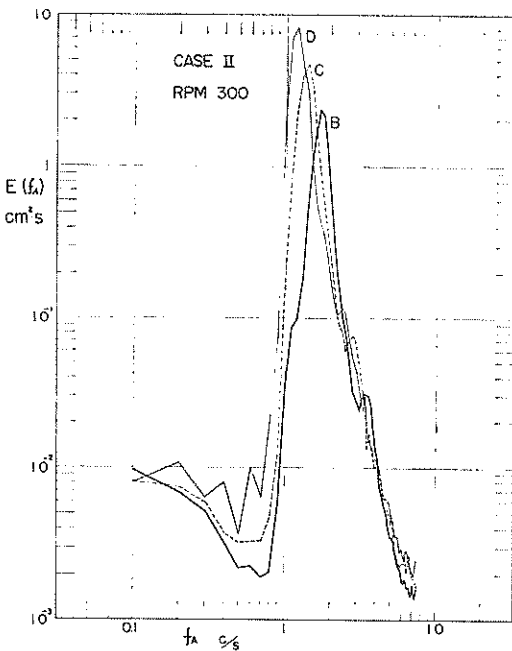


図-13 見かけの波のスペクトル(ケース II, rpm 300)

の方は B, C, D と明瞭に増加している (表-3 も参照)。B点でのスペクトルは、他の C, D 点でのスペクトルとピーク付近の形が著しく違っているが、これは前に述べたように幅方向にピークの位置も形も違うものを平均したために現われたので、この B 点のものとして単純に 3 ケ平均をとるのには多少問題があると思われる。また D 点のスペクトルの 2c/s あたりの形は、先のケース I, rpm 200; D 点のスペクトルの 2.3c/s 近くでの変化の様子とは大きく違って、なだらかな変化しか示していない。

ケース II における見かけのスペクトル(図-12, 13)になると、同じ風速とフェッチにおける流れのないときのスペクトルとくらべて、ピークの位置だけは明らかに低周波数側に寄っているが、スペクトルの形やフェッチにたいする変化などその他の点はかなり良く似ている。

4.2 真のスペクトル

前に述べたように、われわれは流速分布を 図-5 のようにしてスペクトル変換を行なう。図-5 の U_1 は 2.4 で示した流速分布の測定値から決め、別に 2.3 で述べたパラフィン片の測定から表面流速 \bar{u}_s を求め、つぎに

$$u_0 = U_1 - \bar{u}_s \quad \dots\dots (56)$$

として u_0 を決めた。また比重 1.0 のタマを流した測定値の水深方向の変化の仕方から、 $d_1 \approx 5\text{cm}$ 程度にとったとき u_0 と組合わせて水面から 2~3cm での流速とよく一致するようであるし、プロベラ流速計で測った水面から 5cm, 15cm での値とくらべても、直線分布で代表することからこの程度が妥当と思われるので、すべてのケースについて $d_1 = 5.0\text{cm}$ とした。以上の変換に使用するデータを一括して表-4 に示す。これらの値について f_A と f_0 の関係を調べてみると、ケース I, rpm 200 の B 点で一部 f_A と f_0 の 1 対 1 の対応関係がくずれる他は、すべて 1 対 1 に対応していることがわかった。表-4 の値を使って変換してえられた真のスペクトルを図-14~図-17 に示す。図-14 のケース I, rpm 200, B 点のスペクトルは、1 対 1 の対応関係のある部分だけを求めてある。参考のために、流れのない場合の rpm 200 および 300 の各測点におけるスペクトル (吹送流の補正済み) を付図-26, 27 に示してあり、以下この流れなしのスペクトルと比較しながら、求められた真のスペクトルの性質と問題点を考えてみる。

まずケース I では、各風速とフェッチ(測点)とも、流

表-4 スペクトル変換のための流速値と卓越波の波長 (L_d)

ケース	rpm	測点	U_1 (cm/sec)	u_0 (cm/sec)	d_1 (cm)	f_0 peak (c/s)	L_d (cm)
I	200	B	30.5	12.8	5.0	1.71	53.4
		C	30.0	14.0	5.0	1.54	65.8
		D	28.0	14.9	5.0	1.43	76.2
	300	B	30.3	19.8	5.0	1.30	92.0
		C	30.3	20.8	5.0	1.30	92.0
		D	29.0	23.0	5.0	1.20	107.6
II	200	B	15.1	12.5	5.0	2.04	37.6
		C	14.8	13.8	5.0	1.69	54.7
		D	14.3	14.5	5.0	1.53	66.7
	300	B	15.3	18.6	5.0	1.86	45.1
		C	15.3	19.5	5.0	1.51	68.4
		D	15.0	21.8	5.0	1.26	98.0

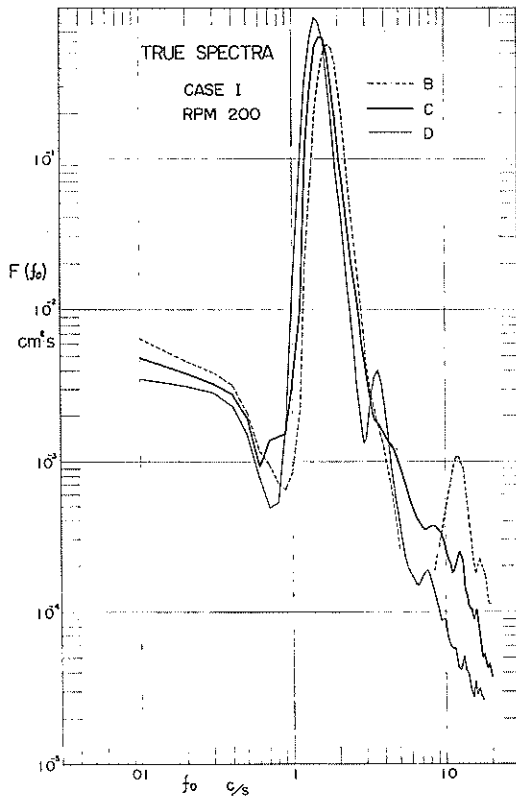


図-14 真のスペクトル (ケース I, rpm 200)

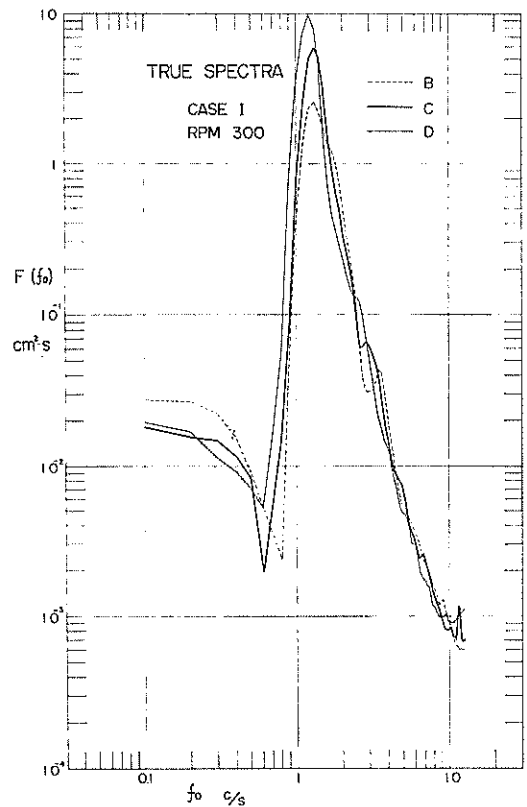


図-15 真のスペクトル (ケース I, rpm 300)

流れの中の風波についての実験的研究 (1)

れなしの場合よりピークが著しく低周波数側へ寄っており、しかもフェッチごとのピーク周波数の差が少なくなっている、これは後で述べる波長変化の特徴と対応している。また先に述べた rpm 300, B点でのピーク近くの特異性はやはり真のスペクトルにも現われているが、スペクトルの周波数ごとのパワーのフェッチにたいする変化の特徴、すなわちピークより高周波数側ではフェッチとともにパワーが減少し、逆にピークより低周波数側で著しくパワーが増加するという傾向は、流れなしの場合とよく似ている。ただし、図-14 の rpm 200, B点のスペクトルでは、ほぼ 5~8 c/s の間の決まらないのはさておき、その前後でパワーが著しく減少し、逆に 12 c/s あたりに目立った山が現われている。この場合、表-4 に示した流速分布 (u_0, U_1, d_1) では、見かけの周波数の $f_A \approx 2.5$ c/s が真の周波数の $f_0 \approx 12$ c/s に対応し、丁度見かけのスペクトル $E(f_A)$ の 2.5 c/s あたりにかなりの第2ピークがあるため (図-10)、図-14 の真のスペクトル $F(f_0)$ の 12 c/s あたりに著しい山となって現われたものである。一方 rpm 200, C点の見かけのスペクトルの 2.4 c/s 近くの第2ピークの影響は真のスペクトルには大して現われず、rpm 200, D点の $f_A \approx 2.3$ c/s の第2ピークは、図-14 の $f_0 \approx 3.6$ c/s の第2ピークとして現わ

れている。このように (u_0, U_1) のわずかの差によって、 f_A のほぼ同じ値が f_0 では別々のかなり離れた値に対応したり、 $E(f_A)$ のパワーの集中の影響が、 $F(f_0)$ に顕著に出たり、出なかったりすることから、流速の値が非常に敏感にスペクトル変換に影響することがわかる。また今回のスペクトル変換では、流速の変動は無視しているが、実際に表面近くにパラフィン片などを流して観察すると、かなりの変動があり、大きな波が来たときは u_0 が相当に大きくなっている。これは波の質量輸送速度が波高によって大きく変ること (Stokes 波では波高の2乗に比例) と密接な関係があると思われる。いま図-8 によって、かりに $U_1 = 30$ cm/sec, $u_0 = 12$ cm/sec とすると、 $f_A \approx 2.4$ c/s が $f_0 = 10.5$ c/s に対応している。もしここで u_0 が 12 ± 2 cm だけ変わるとすると、static な対応関係でいうと f_0 は 5.3~18 c/s と大幅に変ることになる。問題のケース I, rpm 200, B点の場合、こういう一番精度上むつかしい変換の条件にあるわけで、この速度変動の影響と u_0, U_1 の測定におけるわずかの誤差、それとあるいは今回は考えていない波の方向分散の効果などが重なって、図-14 のB点のような少しおかしい結果になったものと思われる。その点図-15 の rpm 300 の場合には、 u_0 が 20~23 cm/sec と大きいので、図-8 か

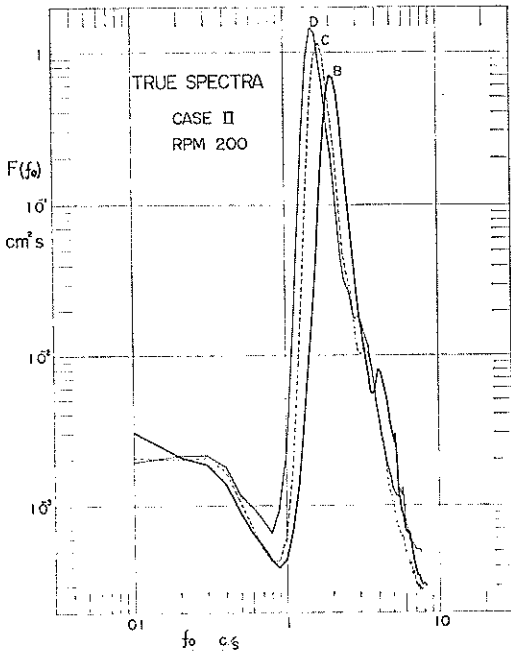


図-16 真のスペクトル (ケース II, rpm 200)

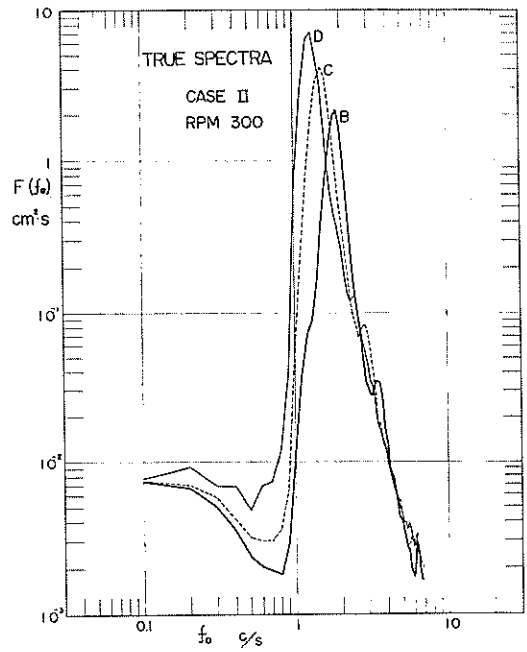


図-17 真のスペクトル (ケース II, rpm 300)

ら予想されるように、 $u_0 \approx 12 \text{ cm/sec}$ 近くのときのような変換のきわどさが少なく、そのためえられた真のスペクトルも、かなり確からしい形をしているものと思われる。

ケース I, rpm 200 の場合、このように多少問題はあるけれども、図-14 の B 点の $f_0 \approx 12 \text{ c/s}$ 近くに現われたかなりのパワーは、いずれにせよその近くの高周波数領域に大部分が配分されるべきものであろう。その場合、図-14 の C, D 点の真のスペクトルと合わせて考えると、これらのケースではスペクトルの高周波数成分が、流れなしの場合とくらべて非常に大きいことだけは間違いない。図-15 の rpm 300 のスペクトルではこの傾向がそれほど目立たないけれども、rpm 300 の高周波数領域では、すでに波のスペクトルの平衡限界 (Phillips 1966) 近くに達してそれ以上高くはなれず、またピークあたりのパワーが rpm 200 より 1 ケタ大きいため、相対的に高周波数側のパワーが目立たないのではないと思われる。実際に rpm 300 の波を目視観察したり、写真にとったりしてみると、表面は 2 cm 前後の波長の波でぎっしり被われていることがわかる。

つぎに図-16, 17 のケース II の場合の真のスペクトルであるが、表-4 からわかるように、この場合は u_0 と U_1 の大きさがあまり違わないため、互いに消しあってケース I のときほど大きな見かけのスペクトルとの違いは現われない。それでも真のスペクトルのピークの位置は rpm 200 も 300 もともに少しだけ高周波数側へずれており、また高周波数側の終端部が rpm 200 では少しだけ高い方へずれ、逆に rpm 300 では少しだけ低い方へずれている。このあたりのことは、もとの見かけのスペクトルが $f_A = 7.5 \text{ c/s}$ までしか求めてないため、くわしいことはわからない。

4.3 逆流の中の波の性質

今回の実験のケース I の場合 (特に rpm 200 のとき) に、まず逆流だけを水路の中に起こしておき、流れが安定してから風を吹かせ始めると、波はまず波長数 cm の小さなものが水路の一番風下に生じ、D 点付近の水面がそのごく小さな定常波動的な波で被われる。この時点では、それより風上側の水域には水面の小さな振動があるだけで、波らしいものは見あたらない。それから時間がたつにつれて、その波立った領域の風上側の端が、ごくゆっくりと (目立った波が逆行するのではなく) 風上 (下流) 側に向かって広がって行き、C, B, A 点と進行して、つい

には全水面を被う。これは全く逆流の大きなきに特有の現象で、ケース II の場合には通常の流れのないときと同様に、風上から風下に向かって波立った領域が進行して行く。

c_g を波長 L の波の group velocity とすると、一樣な逆流速 U_1 の中を進行する波長 L の波のエネルギーは $(c_g - U_1)$ で伝達されるから、一般に $c_g < U_1$ となるような波長の小さい波は進行できず、その前に砕波するものと考えられている (例えば Phillips 1966, p. 57)。今回の実験では流速分布が一樣でなく、また表面近くには吹送流が存在するため、上のように簡単な考え方はできないが、ケース I での波の起こり方を見ていると、まず水路全面が比較的小さな波で被われ、その波が徐々に発達して行って、流れのないときより長い時間の後に定常状態に達している。この場合 30 cm 近い逆流があるが、表面には 10 cm 以上の吹送流があるため、これが初期の短い波長の波 (波速が小さい) には効果的に働いて、徐々にではあるが波を発達させているものと思われる。この逆流時の波の発生のしかたは非常に興味ある問題ではあるが、今回の報告では立入った考察は行なわない。

今回の実験における各ケース、各測定におけるスペクトルのパワーから求めた $H_{1/3}$ は前の表-3 に示してあるが、各点の平均値をプロットしたのが図-18 である。また各点の卓越波の波長 L_a の変化をみるため、真のスペクトルのピーク周波数に対応した波長 (表-4) を求めると、図-19 のようになる。われわれも Francis & Dudgeon⁽⁹⁾ と同様に水路側面から写真をとって見たが、水路幅が大きいため手前側の写真しかとれず、また波の山、谷が流

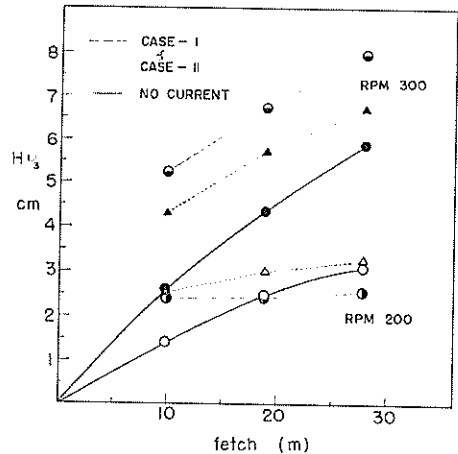


図-18 スペクトルより求めた $H_{1/3}$ の変化

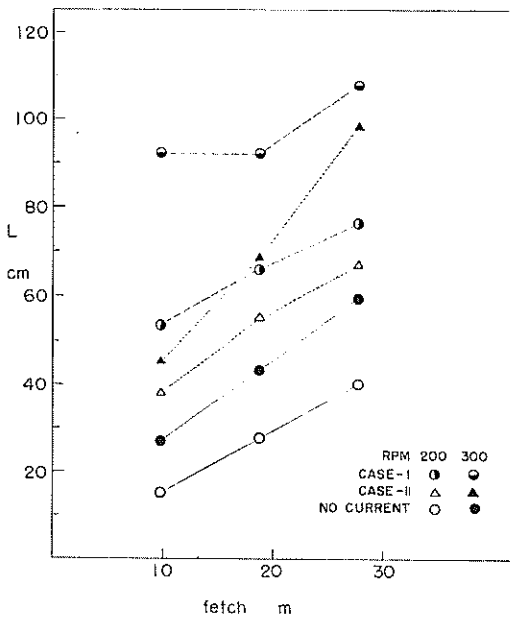


図-19 卓越波の波長の変化

れのないときほど明瞭でない場合も多く、平均波長の読みとりはかなりの誤差を含むのであまり多くは試みなかったが、ケース I の rpm200 と 300 の場合の写真から読みとった比較的波高の大きい波の平均波長は、図-19 に示した計算値と大体よく一致していた。この2つの図から、今回の逆流のあるときの風波の実験における卓越波の性質について、2,3 のことがわかる。まず図-19 でみると、逆流の大きいケース I の場合、フェッチ 9.8 m の B 点における波長は、他のケース II や風なしの場合よりはるかに大きく、その後もフェッチとともに増加するけれども、増加の仕方は他よりあまり大きくない。これと似た傾向は図-18 の波高変化にも現われており、ケース I、rpm 200 においては、B 点では他のケースとくらべても小さくない波高(パワー)をもっているが、その後フェッチにともなった増加はみられない。実際にはケース I では風の吹出口直後の A 点においてもかなりの波が存在しており、この点が流れのない場合と決定的に違っており、以後の各点にも影響しているものと思われる。ただし A 点における波は他の測点におけるものとは相当異なり、水路軸とかなりの角度をもってむしろ幅方向に進むようなものも多く、水路の側面で反射してやや定常波のような性質をもっている。この風と大きな角度をなして進む波は、B 点に行くまでにかかなりなくなるが、前に述べたケ

ース I、rpm 300、B 点のスペクトルの特異性には、この影響が入っているかも知れない。B 点から後のフェッチごとの波長と波高(パワー)の変化をみると、ケース II の rpm 300 のときに波長が著しく増加していること、および、rpm 200 の場合はケース I、ケース II とともに流れなしの場合より波長と波高の増加率が小さいことが目立つ。このことから、Francis & Dudgeon (1967) がふれたように、逆流のある場合の波長と波高が流れのないときより大きい原因として、ある特定の波が生じるに要した時間、すなわち wave age のような要素が支配的であるとするのは、今回の結果からみると妥当ではないようである。

5. まとめ

本報告では、大型風洞水路を使って行なった逆流の中の風波に関する実験につき、実験の概要とデータの解析方法およびその結果について述べてきた。以上のところをまとめると、大体つぎのとおりである。

(1) 水路の有効フェッチは 28.5 m と長いので、今回のような逆流の実験では、風上端の流速分布の一様性が保てず、このため実験結果に悪い影響が出た。

(2) 波の測定は、通常のように空間に固定した波高計を用いて行なった。したがって直接えられたパワースペクトルは、見かけの波のスペクトルで、波の性質や成分ごとの発達率を調べるためには、これを波長(または波数)ごとのパワーにもどして、真の波の周波数についてのスペクトルに変換することが必要であった。

(3) 実験における逆流の流速分布は、表面近傍を除いてべき数分布に近く、Hunt の解を用いて調べたところ、波速には一様分布としての近似が使えることがわかった。

(4) 表面付近に大きな速度勾配をもった吹送流にたいして波速を補正するために、表面付近にだけ直線分布の流速が存在する場合の波速の式(3次方程式)を導びき、数値計算によって表層流速と波速との関係を調べた。

(5) 一様な逆流と表層付近だけの直線的吹送流の重ね合わせによって、線型一次近似としての理論的な波速の表現を求め、それをもとに、波の方向分散は無視して、見かけの周波数と真の周波数の関係を調べた。その結果、スペクトル変換を精度よく行なうためには、流速分布の値を非常に正確に測定する必要のあることがわかった。

(6) このような方法により、流速分布の実測値を使っ

て、逆流の実験でえられた見かけの波のスペクトルから真のスペクトルを求めたところ、高周波数部分に関して一部おかしいところもあるが、低周波数部分に関してはかなり信頼できる結果がえられた。高周波数部分の変換の精度の悪さの原因は、流速分布の値の測定におけるわずかの誤差によるとともに、表面付近の流速変動の効果を考慮してないことにもよるものと思われる。

(7) 求めた真のスペクトルによると、逆流が大きい実験ケースでは、波の高周波数成分が流れなしの場合よりかなり大きいことがわかる。また、そのスペクトルのピークでの周波数から、各ケースの卓越波の波長を求めたところ、逆流が大きいほど、フェッチの小さい点での波長が非常に大きいことがわかった。

(8) 今回の実験では、逆流の大きいときの方が、流れなしのときより一般に波長も波高も大きくなっているが、これはフェッチごとの発達率が大きいからではなく、もっぱら、逆流の大きいときほどフェッチの短い場所にかんがりの波が生じているためである。

(9) 逆流の大きいケースでは、風が吹き始めたすぐ後では、まず小さい波が風下の方から起こり、その波立った領域は徐々に風上側におよんで全域をおおう。このような逆流の大きいときの特異な波の発生の仕方についても、今後さらにこまかく調べる必要がある。

謝 辞

この研究に関連して、たびたび有益な助言をして頂いた浜田徳一水理研究室長に深く感謝します。また、実験開始当初、一時水理研究室須藤茂技官がこの研究に参加したことおよび流速計の検定に柴山主任研究官の協力をえたことを付記し、謝意を表します。なお、データ処理と計算には、当研究所の電子計算機 TOSBAC-3400 を使用した。

参 考 文 献

- 1) Barnett, T.P. & Wilkerson, J.C. (1967). On the generation of wind waves as inferred from airborne radar measurement of fetch limited spectra. *J. Mar. Res.*, **25**, 292-328.
- 2) Cartwright, D.E. (1963). The use of directional spectra in studying the output of a wave recorder on a moving ship. *Ocean Wave Spectra*, Prentice-Hall, 203-218.
- 3) Francis, J.R.D. & Dudgeon, C.R. (1967). An experimental study of wind-generated waves on a water current. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **93**, 247-

253.

- 4) Hunt, N.J. (1955). Gravity waves in flowing water. *Proc. Roy. Soc. A*, **231**, 496-504.
- 5) 加藤 始, 佐野喜久雄(1969): 波の上の風の性質に関する実験的研究, 第16回海岸工学講演会講演集, 47-51.
- 6) Longuet-Higgins, M.S. (1952). On the statistical distribution of the heights of sea waves. *J. Mar. Res.*, **11**, 245-266.
- 7) Phillips, O.M. (1966). *The Dynamics of the Upper Ocean*. Camb. Univ. Press., 261 pp.
- 8) Thompson, P.D. (1949). The propagation of small surface disturbances through rotational flow. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **51**, 463-474.

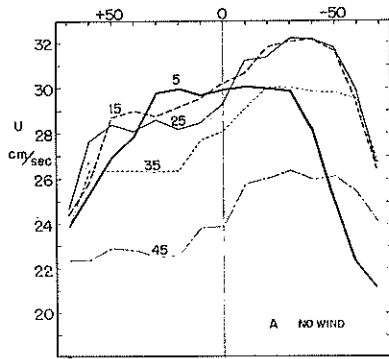
記 号 表

- $B(kd)$: べき数分布の流れにたいする波速の式の第2項
- c : 流れの中での波の波速
- c_0 : 静水中での波の波速
- c_g : ある波長に対応した静水中の波の group velocity
- c_s : 直線分布吹送流にたいする波速で、本文(32)式の根
- c'_s : u_0 の代わりに $u_0 \cos \theta$ とおいて求めた c_s の値
- d : 水深
- d_1 : 直線分布吹送流で $U=0$ となる水深
- $B(f_A)$: 見かけの波のスペクトル
- $E(\omega)$: ω についての見かけの波のスペクトル
- f_0 : 真の波の周波数
- f_A : 見かけの波の周波数
- $F(f_0)$: 真の波の1次元周波数スペクトル
- $F_1(\sigma, \theta)$: 真の波の2次元スペクトル
- g : 重力の加速度
- G : $(c_s - c_0)/u_0$
- $H(\sigma)$: 角周波数についての真の1次元スペクトル
- $H_{1/3}$: スペクトルから求めた有義波高
- $K(\sigma, \theta)$: angular spreading factor
- k : 波数
- l : 各測点での幅方向の位置を表わすために、中央から風下に向かって右側を正にとった距離 (cm)
- L : 波長
- L_A : 真のスペクトルのピークに対応する卓越波の波長

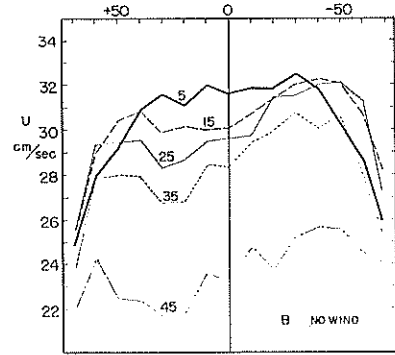
流れの中の風波についての実験的研究 (1)

p : 水中の圧力	$\delta(\theta)$: dirac function
rpm: 送風機の毎分の回転数	$\varepsilon = U_1 / \sqrt{gd}$
T : 表面張力	σ : 真の波の角周波数 ($= 2\pi f_0$)
u, v : 波の運動による速度の水平, 鉛直成分	ω : 見かけの波の角周波数 ($= 2\pi f \lambda$)
u_s : まさつ速度 ($= \sqrt{\tau_0 / \rho_a}$)	θ : 波の進行方向が流れとなす角度
u_0 : 表面での吹送流の値 ($= U_1 - u_s$)	ρ_a : 空気の密度
\bar{u}_s : 実測した水の表面流速	ρ : 水の密度
U_1 : べき数型流速分布の表面での値, およびそれ に対応する一様分布の逆流の大きさ	τ_0 : 風による表面せん断力
$U(y)$: 水中の流速 (cm/sec)	η : 波の表面波形
x : 水平座標	$\Psi(x, y)$: 流函数
y : 静水面から上向きにとった鉛直座標	$\phi(y)$: 流函数における振幅函数 ($W = \phi(y)e^{ik(x-ct)}$)

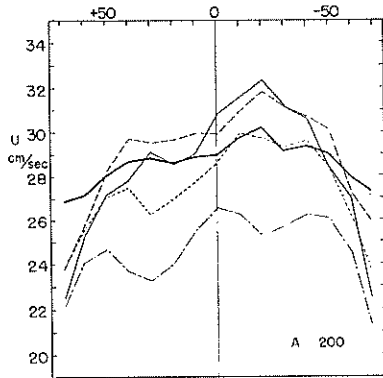
(1970, 6. 30 受付)



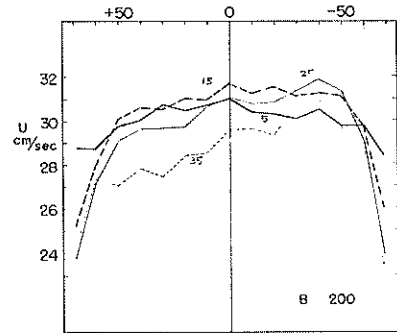
付図-1: 流速分布 (ケース I, A点, 風なし)



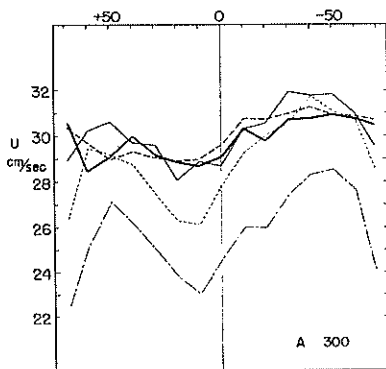
付図-4: 流速分布 (ケース I, B点, 風なし)



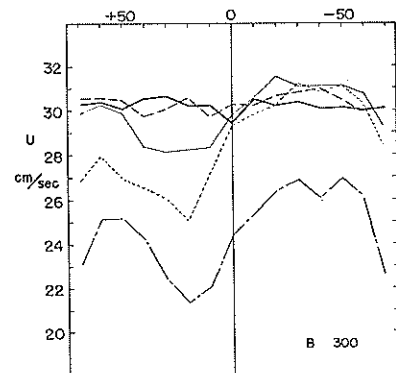
付図-2: 流速分布 (ケース I, A点, rpm 200)



付図-5: 流速分布 (ケース I, B点, rpm 900)

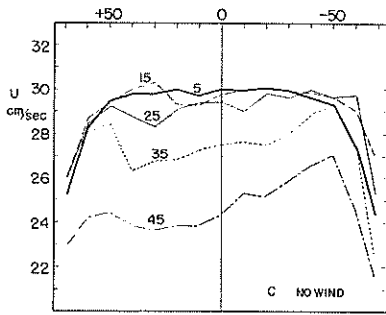


付図-3: 流速分布 (ケース I, A点, rpm 300)

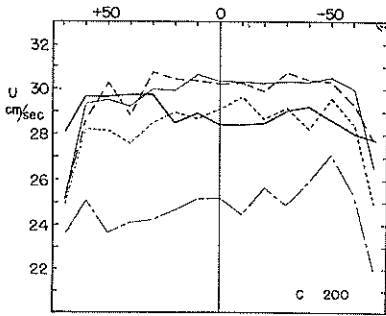


付図-6: 流速分布 (ケース I, B点, rpm 300)

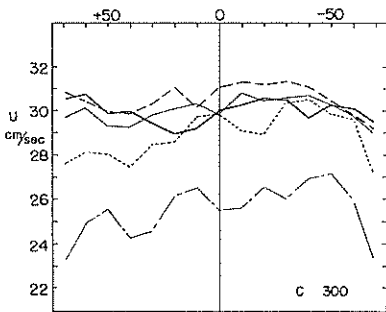
流れの中の風波についての実験的研究 (1)



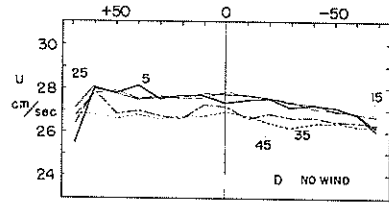
付図-7: 流速分布 (ケース I, C点, 風なし)



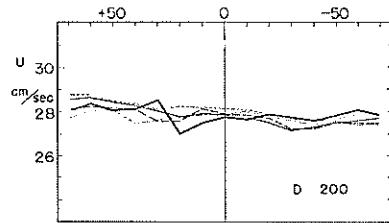
付図-8: 流速分布 (ケース I, C点, rpm 200)



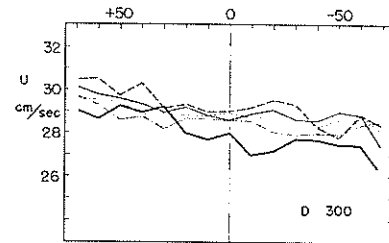
付図-9: 流速分布 (ケース I, C点, rpm 300)



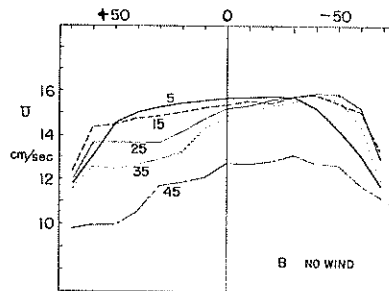
付図-10: 流速分布 (ケース I, D点, 風なし)



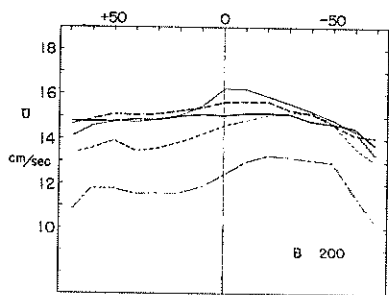
付図-11: 流速分布 (ケース I, D点, rpm 200)



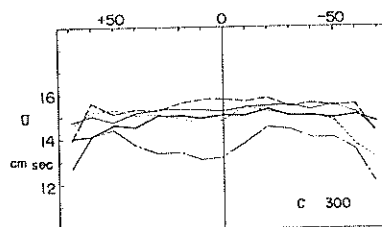
付図-12: 流速分布 (ケース I, D点, rpm 300)



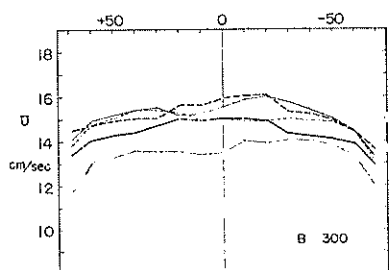
付図-13: 流速分布 (ケース II, B点, 風なし)



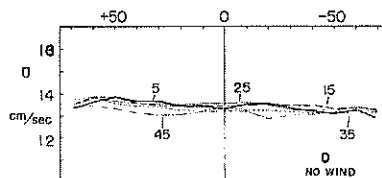
付図-14: 流速分布 (ケース II, B点, rpm 200)



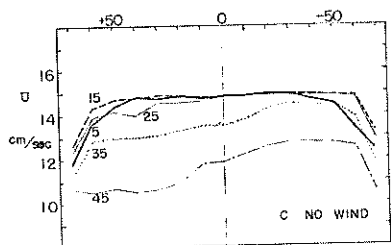
付図-18: 流速分布 (ケース II, C点, rpm 300)



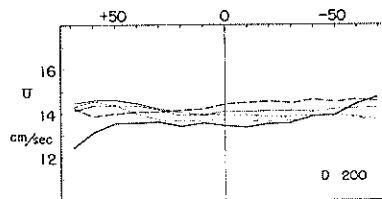
付図-15: 流速分布 (ケース II, B点, rpm 300)



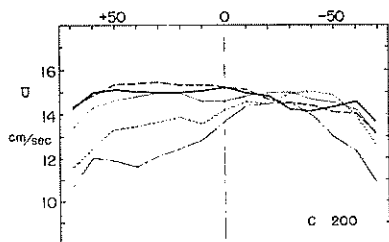
付図-19: 流速分布 (ケース II, D点, 風なし)



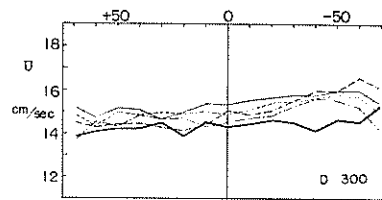
付図-16: 流速分布 (ケース II, C点, 風なし)



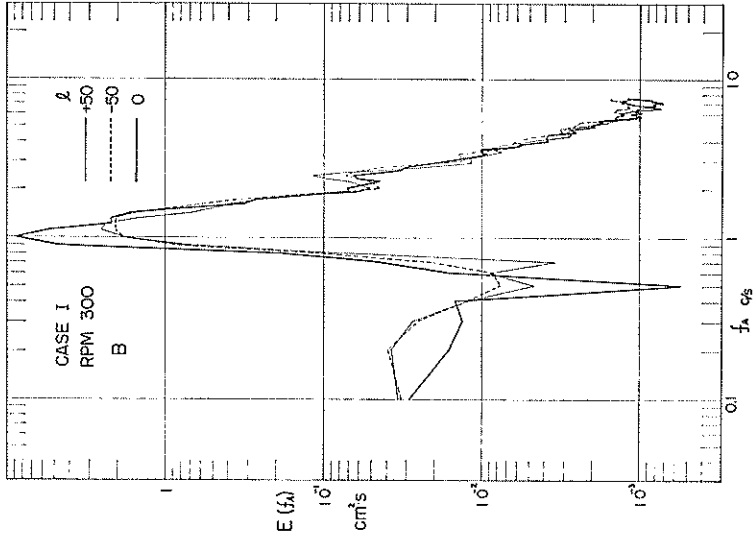
付図-20: 流速分布 (ケース II, D点, rpm 200)



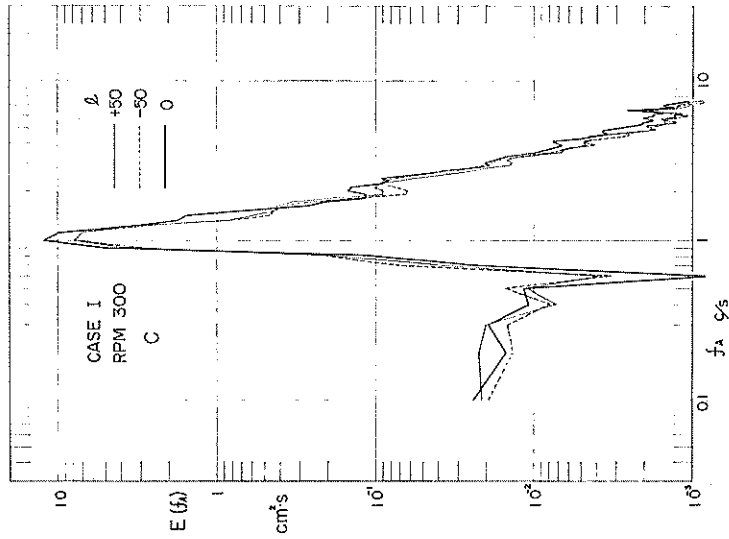
付図-17: 流速分布 (ケース II, C点, rpm 200)



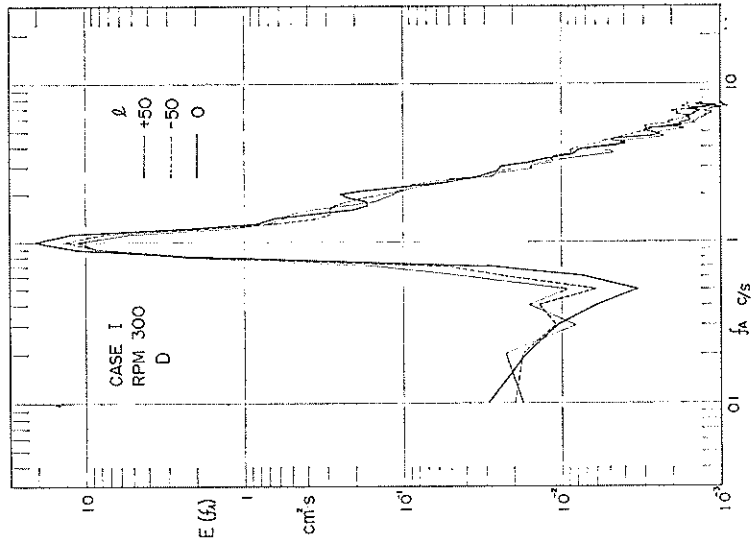
付図-21: 流速分布 (ケース II, D点, rpm 300)



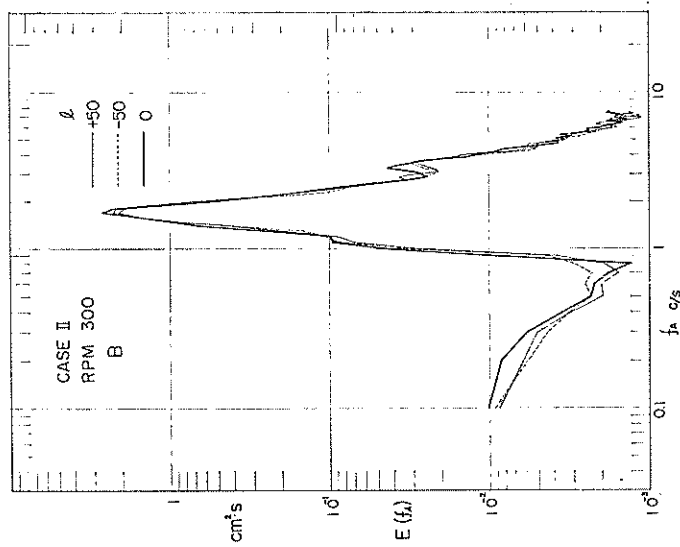
付図-22: 見かけの波のスペクトル
(ケース I, rpm 300, B点)



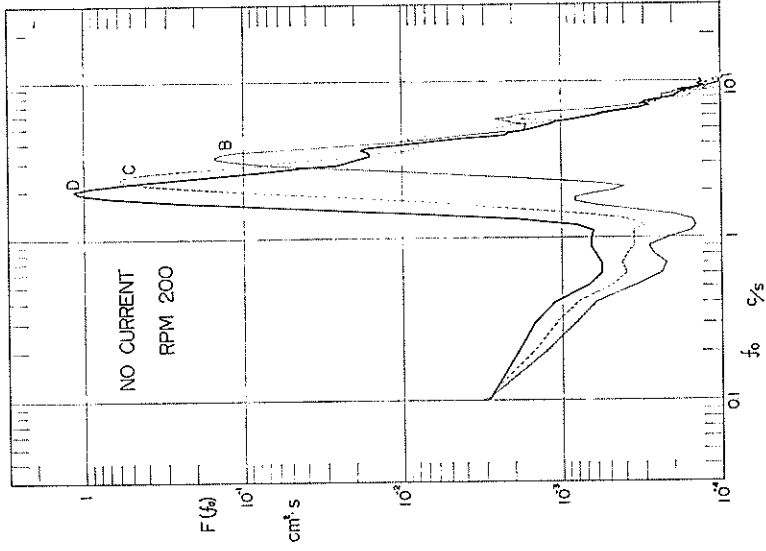
付図-23: 見かけの波のスペクトル
(ケース I, rpm 300, C点)



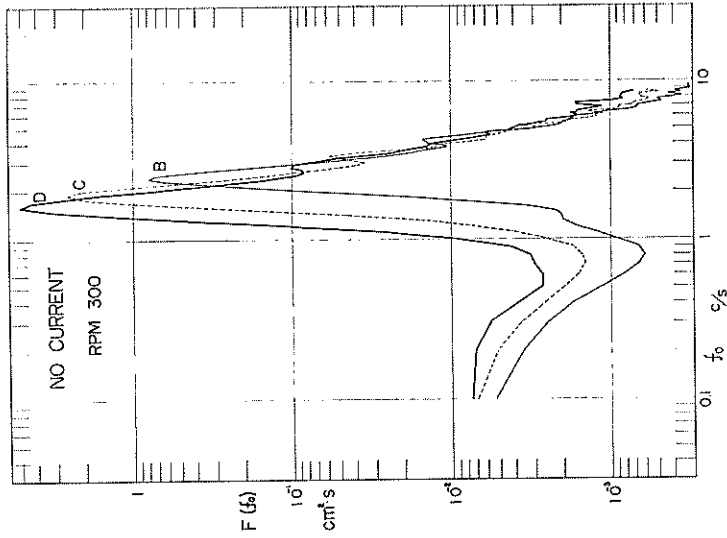
付図-24: 見かけの波のスペクトル
(ケース I, rpm300, D点)



付図-25: 見かけの波のスペクトル
(ケース II, rpm 300, B点)



付図-26: 波のスペクトル (流れなし, rpm 200)



付図-27: 波のスペクトル (流れなし, rpm 300)