

波の上の風速変動に関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON THE WIND VELOCITY FLUCTUATIONS
OVER WATER WAVES加 藤 始*
By Hajime Kato

1. ま え が き

風波の発生・発達の問題に関連して、波の上の風の乱流構造が注目されるようになったのはごく最近のことである。1950 年代以前においては、この問題に関する風の研究は、主として Jeffreys の sheltering 仮説の検証を目的として行なわれた。Stanton ら¹⁾や Motzfeld²⁾が風洞中におかれた固定模型波面上の静圧分布の測定から求めた sheltering 係数は、実際の波の観測値をもとに Jeffreys が推定したものより約 1 けた小さな値を示した。このため、その後 Jeffreys の理論の妥当性に疑問を持たれたのであったが、このような固定波面を対象とした実験は、実際の波の発達機構の研究には不適當であることが、最近の研究でわかってきている³⁾。

1950 年代の後半に 2 つの波の発生理論が Phillips⁴⁾と Miles⁵⁾によってそれぞれ発表された。前者は風波の発生のために風のもつ乱流成分が重要な働きをすることを示し、後者は風の乱れを無視した波の発達の非粘性理論において、風と波との相互作用の概念を導入した。すなわち Miles⁵⁾は、風速が波速に等しくなる高さ (critical layer) における波によって誘起された風速変動によりレイノルズ応力が生じ、それが水面まで維持されて波に運動量を伝達する働きをすることを見出した。

それ以来、これに関連した波の実験結果が少なからず発表され、その大部分は Miles 理論を支持するものであった。しかしながら、その後 Snyder & Cox⁶⁾および Barnett & Wilkerson⁷⁾によって海洋において観測された波の発達率は非粘性理論の推定値よりはるかに大きいことが見出され、Miles⁸⁾は、実際の海洋の波の発達を説明するためには風の乱れを考慮に入れた理論を考える必要を認め、その可能性を論じたが、この理論を進展させるためには波の上の風の乱流構造をもっとよく知

ることが不可欠の条件であることを明らかにした。

一方 Stewart⁹⁾は Miles 理論に対する根底からの疑問を提出し、代りに彼自身新しい風波の発達機構を提案したが、その妥当性もまた水面近く、特に波の谷間での風の測定結果がないため、チェックできなかった。

このような波の発達理論の面からの必要性に対応して、ここ 3~4 年来、波の上の風の乱流構造あるいは波によって誘起された風速変動成分の研究が急速にさかになってきているが^{10)~14)}、現状ではまだ実験データの集積すら十分とはいえない。著者らも風洞水路における波の上の風につき、波によって誘起された風速変動成分あるいは風のレイノルズ応力などの測定を行なってきた^{15)~18)}。この論文は、その後の実験結果も加えてこれまでの測定データを整理しまとめたもので、まず風洞水路における風のスペクトルも高周波数成分については海上の風と同様な性質をもつことを示し、さらに Miles 理論で問題となる波によって誘起されたレイノルズ応力の性質を中心として波の上の風速変動の測定結果を述べる。

2. 実験および測定方法

使用した風洞水路の測定部は幅 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 ある。測定部の風上側の下部はさらに約 12 m 延びており、約 9 m の位置にピストン型造波装置がついている。その上部には送風機 (75 HP) があり、ハニイコムや細目の金網で整流された風は、上下可動の導風板により測定部に水平に送られる。水深はすべて 50 cm とし測定はフェッチ 18.8 m で水路幅の中央の点でのみ行なった。風速は送風機の回転数を正確に合せて調整し、rpm 100、200 および 300 で測定を行なったが、このときの測定点における最大風速は波によって多少差があるが、それぞれ約 3.1、6.3 および 9.5 m/sec であった。

* 正会員 運輸省港湾技術研究所海洋水理部

実験での波の種類は大別して次の3種とした。(i) 風波だけの場合(ケースW), (ii) 混合長周期波(ケースL)—造波装置で周期1.60秒, 波高5.6~5.7cmの波を起こした上に風を吹かせたもので, 図-4に示すように卓越した長周期波と風波の共存する場合, (iii) 石けん入長周期波—これは風波を消すために十分な量の石けんを水中に入れ, 造波装置で周期1.60秒の正弦的な波を起こしたもので, 波高は1.1cmと6.0cm(補足的に7.0cm)である。

ある点の平均風速を U , 波の上の U 方向および鉛直方向の風速変動成分を u' と w' , 水面上向きの変位量を η と表わす。以下に述べる測定内容は, (1) u' スペクトルの高周波数成分, (2) u' と η のクロススペクトル, (3) u' と w' のクロススペクトルおよびレイノルズ応力分布の3点であるが, 石けん入長周期波のケースでは次のような波による誘起成分についても計算を行っている。

波の上の風の u' , w' は次のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} u' &= u_t' + \tilde{u} \\ w' &= w_t' + \tilde{w} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

ここに u_t' , w_t' は主流および鉛直方向の乱流成分, \tilde{u} , \tilde{w} は各方向の波による誘起(wave-induced)成分である。石けん入長周期波のケースでの \tilde{u} , \tilde{w} は次式で求まる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u}(t_\theta) &= \langle u' \rangle_\theta = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u'(t_\theta + jT) \\ \tilde{w}(t_\theta) &= \langle w' \rangle_\theta = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N w'(t_\theta + jT) \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

ここに t_θ は波のある位相に対応する時刻, $\langle \rangle_\theta$ は波の位相 θ についての時間平均(以下単に $\langle \rangle$ と書く), T は波の周期を表わす。この場合, 次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \langle u'^2 \rangle &= \langle u_t'^2 \rangle + \langle \tilde{u}^2 \rangle \\ \langle w'^2 \rangle &= \langle w_t'^2 \rangle + \langle \tilde{w}^2 \rangle \\ \langle u'w' \rangle &= \langle u_t'w_t' \rangle + \tilde{u} \cdot \tilde{w} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

また全時間平均を $\overline{(\quad)}$ で表わすと次式もなりたつ。

$$\left. \begin{aligned} \overline{u'^2} &= \overline{u_t'^2} + \overline{\tilde{u}^2} \\ \overline{w'^2} &= \overline{w_t'^2} + \overline{\tilde{w}^2} \\ \overline{u'w'} &= \overline{u_t'w_t'} + \overline{\tilde{u} \cdot \tilde{w}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

一方風波のケースでは, 形式的には式(1)のように u' , w' を分離しても, 波は short crest 的であるので実際には \tilde{u} , \tilde{w} の測定はできない。しかしながら, この場合にも式(4)の関係が近似的に成立すると考えられるので, 各スペクトルから \tilde{u} , \tilde{w} , $-\tilde{u}\tilde{w}$ の存在とその大きさを調べるものと期待される。

風速変動成分 u' , w' の測定は市販の2組の熱線風速計とリニアライザーを使って行なったが, u' のみの測定の場合にはこのうちの1組と single-wire を使って

る。流れの中におかれた熱線の冷却作用には, 通常, 主として熱線に垂直な速度成分 V のみが寄与

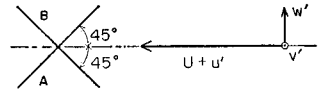


図-1 X-wire 配置図

すると考えられている¹⁹⁾。したがって, 図-1のように平均流 U に平行な鉛直面内におかれた2本の熱線 A, B に対する垂直成分 V は近似的に次のように書ける。

$$V = \frac{U}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{u' \pm w'}{U} + \frac{v'^2}{U^2} - \frac{(u' \pm w')v'^2}{U^3} + \dots \right] \dots\dots\dots(5)$$

ここに+と-はそれぞれ A と B に対応し, v' は水平横方向成分である。したがって $U \gg u', w', v'$ のときは, 上式の1次の項までをとった V_A, V_B の和と差から u', w' が求まる。実際には熱線出力電圧はリニアライザーを通して風速との関係を直線化するので, その出力の変動値 $X'(A$ に対応) と $Y'(B$ に対応) を記録することにより

$$\left. \begin{aligned} u' &= \alpha X' + \beta Y' \\ w' &= \alpha X' - \beta Y' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

の関係から u', w' を求めた。ここに α, β は検定で求まる定数である。

波の測定には容量型波高計(検出部は外径0.8mm)を使用し, 波高計およびリニアライザーからの電圧は, デジタルデータレコーダー(DATAC-2000)で準同時サンプリング(チャンネル間の時間差150 μ sec)により磁気テープに記録し, それを直接計算機で読ませた。 u' スペクトルの計算は Kato & Sano¹⁵⁾と同様に全周波数を3分割して行なっているが, 最高の周波数部分に対してはハイパスフィルターとアナログレコーダーを使ってデータの周波数を1/10に変換し, Δt を小さくしてある。

3. 実験結果

(1) u' スペクトルの高周波数部分の性質

風洞水路における波の上の風速変動スペクトルに対しても Kolmogoroff の普遍平衡理論が適用されるものと考えられる。理論的には一般に $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ に関する3次元の波数スペクトル $E(k)$ が使われるが, 実験値との比較のためには次のような1次元スペクトル $\phi(k)$ について考える。すなわち

$$\int_0^\infty \phi(k) dk = \overline{u'^2} \dots\dots\dots(7)$$

ここに u' は主流 U 方向の乱流成分である。Kolmogoro-

roff にしたがって、高波数成分に、乱れが局所等方性でスペクトルは波数 k , エネルギー消散率 ϵ および動粘性係数 ν のみによって決定される波数の平衡領域が存在すると仮定すると、次元解析から $\phi(k)$ は次のように表わされる。

$$\phi(k) = (\epsilon \nu^3)^{1/4} F_c(k/k_s) \dots\dots\dots (8)$$

ここに $k_s = (\epsilon \nu^{-3})^{1/4}$ で、 F_c は普遍的な無次元関数である。また ϵ は等方性乱流の表現 (たとえば Hinze¹⁹⁾ 参照) を適用して、近似的に次式により求めることができる。

$$\epsilon = 15 \nu \int_0^\infty k^2 \phi(k) dk \dots\dots\dots (9)$$

さらに、レイノルズ数が十分大きくて、平衡領域の中の波数の低いほうの端に慣性小領域 (inertial subrange) が存在する場合には、 $\phi(k)$ は次のような形をとる。

$$\phi(k) = K' \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \dots\dots\dots (10)$$

または

$$\phi(k) = K' (\epsilon \nu^3)^{1/4} (k/k_s)^{-5/3} \dots\dots\dots (11)$$

これが Kolmogoroff の $-5/3$ 乗スペクトルで、 K' は普遍定数である。

乱れのスペクトルに式 (10) のような変化をする慣性小領域が存在することの十分な実験的証明は、約 10 年ほど前まではなされていなかったが、その後 Grant ら²⁰⁾, Pond ら^{21), 22)} により海峡の流れや海上の風の乱れの測定からこれが実証された。一方、従来から実験室で作られる乱れはレイノルズ数が十分に大きくないため、 $-5/3$

乗スペクトルは得にくいといわれ、たとえば Gibson & Schwarz²³⁾ が測定したスペクトルでも $-5/3$ 乗部分はあまり明瞭ではなかった。

図-2 は著者ら¹⁵⁾ が今回と同じ条件のケース L の波の上で測定した u' スペクトルである。低周波数部分には後で述べるように波の影響が出ているが、高周波数部分のスペクトルは $z=6$ cm でも $z=40$ cm でも明瞭に $f^{-5/3}$ に比例する部分を示している。ただ測定周波数が 720 Hz までのため、慣性小領域の上限が明らかでなく、スペクトルの無次元化もできなかった。その後もっと高周波数まで波の上の u' スペクトルを測定したのでそれを示す。

実験で測定するのは 1 次元周波数スペクトル $F(f)$ であるが、大きな波数に対しては Taylor の仮説

$$k = 2\pi f/U \dots\dots\dots (12)$$

の関係により、 $F(f)$ を $\phi(k)$ に変換することができる。測定結果を式 (8) の形で無次元表示するためには、

$$B' = \frac{U}{2\pi} (\epsilon \nu^3)^{-1/4} \dots\dots\dots (13)$$

とおき、 k/k_s に対して $B' \cdot F(f)$ をプロットすればよい。

測定はフェッチ 18.8 m の点において、rpm 300 の $z=6, 10, 20$ cm と rpm 200 の $z=3, 10$ cm について行なった。得られたスペクトルを上 に述べたように無次元化したものを 図-3 に示すが式 (12) の関係があてはまらない k の小さい部分を除いて、各ケースの結果は

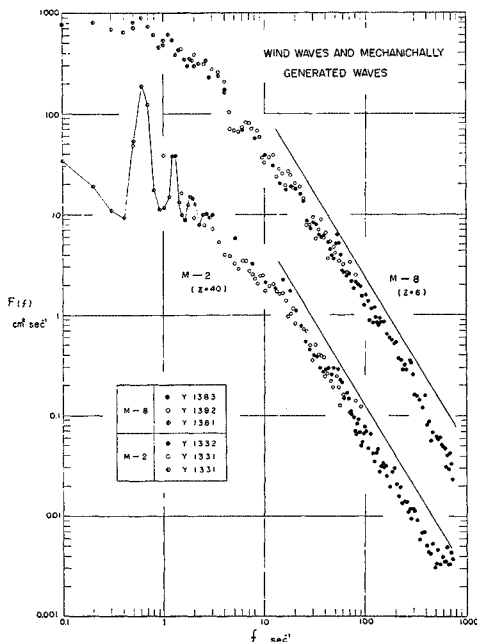


図-2 u' -スペクトル (ケース L)
(直線の勾配は $-5/3$)

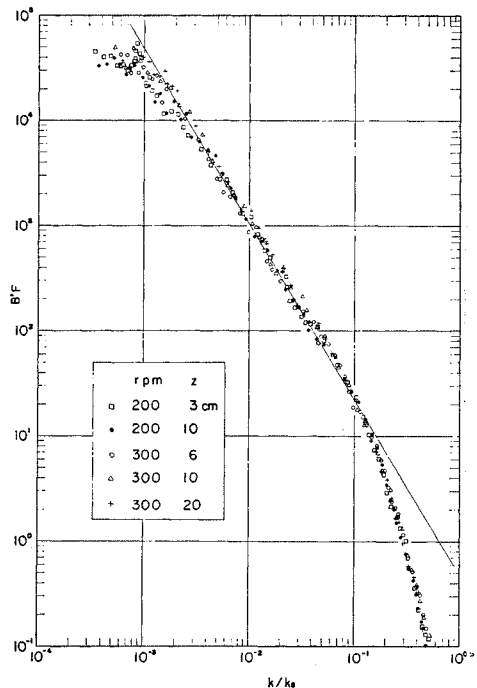


図-3 u' -スペクトル (ケース W)

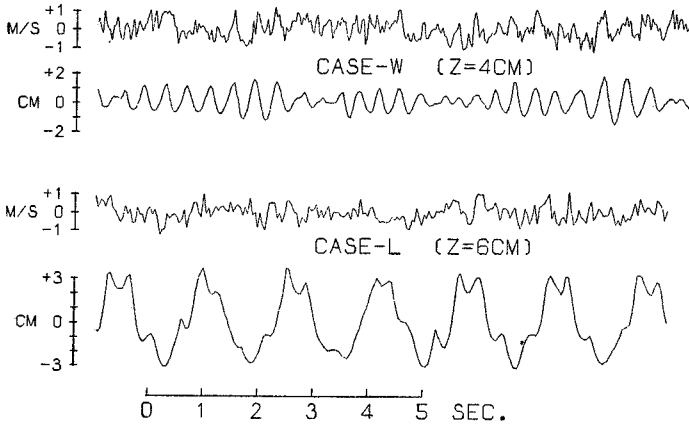


図-4 u' と η の同時記録の例

1つの曲線上によくまとまっており、式(8)の無次元表示の妥当なことを示している。また図-3には、Pondら²²⁾が海上の風について測定したスペクトル ($K'=0.49 \pm 0.044$) との比較のため $K'=0.49$ に対応する(11)の直線も示してある。今回の実験の Reynolds 数は $3 \sim 5 \times 10^5$ 程度であるが、スペクトルが $k^{-5/3}$ に比例する慣性小領域が明りょうに示されており、 K' の値も Pondら²²⁾の結果とかなりよく一致している。ただくわしく見ると、 $0.04 \leq k/k_s \leq 0.09$ のあたりがごくわずか大きくなる傾向があり、このあたりを対象にして K' をとると $K' \approx 0.56$ 程度になる。これと同様の区間でスペクトルのパワーが大きく、そこでは $-5/3$ 乗の変化をする全体の区間よりやや大き目の K' をもつことは Pondら²¹⁾も見出している。

(2) u' と η のクロススペクトル

測定は 2. で述べたケース W とケース L ($H=5.6$ cm) について行なったが、それぞれの u' と η の記録 (Δt ごとの値) の例を 図-4 に示す。また測定した最低の高さ ($z=3$ cm と 6 cm) におけるクロススペクトル $\hat{C}_{u'\eta}$ 、 $\hat{Q}_{u'\eta}$ およびそれから求めた u' と η の coherence $\hat{\rho}^2$ 、 u' に対する η の位相のおくれ $\hat{\theta}$ を波のスペクトル $\hat{P}_{\eta\eta}$ とともに 図-5 および 図-6 に示す。図-5 のケース W に対応した u' スペクトルは 図-14 の $z=3$ cm のものと全く同じ分布をし、また 図-6 に対応した u' スペクトルは 図-2 のスペクトルの低周波数部分とほぼ同じである。波のスペクトル $\hat{P}_{\eta\eta}$ はこれらの図からわかるように、ケース W では $f=2.5$ Hz あたりにピークがあり、ケース L では長周期波の周期に対応した $f=0.625$ Hz で線スペクトル状の大きなピークをもつ。 $\hat{C}_{u'\eta}$ 、 $\hat{Q}_{u'\eta}$ はこれらの波のピーク周波数においてのみ著しいパワーをもち、 $\hat{\rho}^2$ もそこでほかより大きな値を示す。 $\hat{\theta}$ の値はかなり不確実であるが、

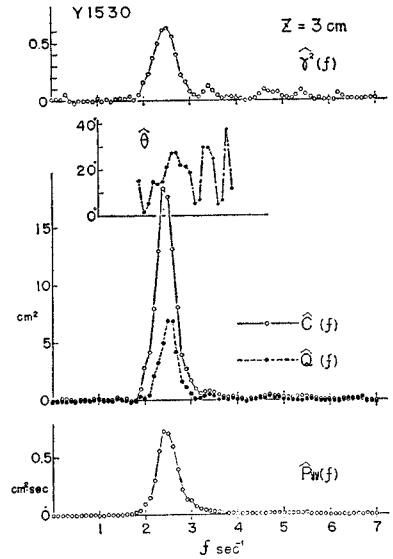


図-5 u' と η のクロススペクトル (ケース W, $z=3$ cm)

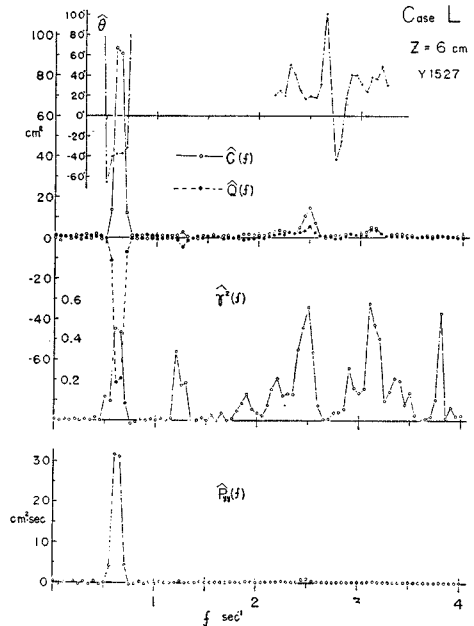


図-6 u' と η のクロススペクトル (ケース L, $z=6$ cm)

Jenkins²⁴⁾ によると $\hat{\theta}$ の分散は次式で与えられる。

$$\text{var}(\hat{\theta}(f)) \sim \frac{h}{2N} \left[\frac{1}{r^2(f)} - 1 \right] \dots \dots \dots (14)$$

ここに h はラグ、 N はデータ数、 r^2 は coherence の真値である。これにより coherence の減少に伴って $\hat{\theta}$ の計算精度が急激に低下することがわかる。

全体の測定結果がわかるように、おもな計算ケースについて η スペクトルのピーク周波数での $\hat{\theta}$ と $\hat{\rho}^2$ の値

表一 風と波のクロススペクトル計算結果

	Y番号	z (cm)	N	θ (度)	r^2	$\overline{u'^2} \times 10^{-3}$ (cm ² /sec ²)	$\overline{w'^2}$ (cm ²)
ケースW $\Delta t=1/30$ $h=150$	1522	3	4500	31.3	0.75	3.16	0.449
	1523	4	4500	11.7	0.55	2.95	0.457
	1524	6	4500	-5.3	0.25	2.47	0.398
	1525	10	4500	1.0	0.13	2.07	0.425
	1530	3	7500	16.6	0.62	3.36	0.450
	1531	4	7500	18.7	0.45	2.88	0.432
	1532	5	7500	16.9	0.32	2.82	0.453
1534	6	7500	18.1	0.28	2.72	0.504	
ケースL $\Delta t=2/45$ $h=225$	1486	40	4500	31	0.90	0.199	4.23
	1518	6	4500	-5	0.29	3.48	3.95
	1519	15	4500	-1	0.21	2.20	3.89
	1520	40	4500	31	0.93	0.168	3.53
	1527	6	5250	-38	0.43	2.47	3.89
	1528	15	5250	4	0.31	1.27	3.83

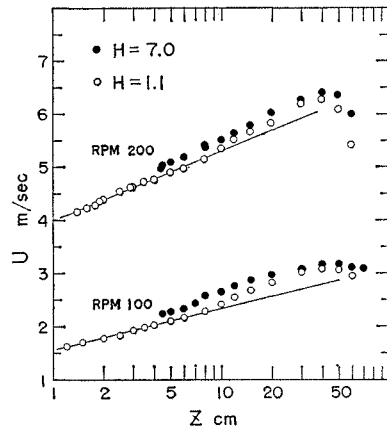
を $\overline{u'^2}, \overline{w'^2}$ とともに 表一 に示す。

波のピーク周波数における u' は、式 (1) で示したように波によって誘起された変動成分と波に無関係な乱流成分を含むが、coherence ρ^2 が大きいほど前者を多く含むことになる。このことと、表一 に示した結果から次のことがわかる。ケース W では、波によって誘起された風速変動成分は波の上の最低の高さ ($z=3$ cm) では乱流成分と比較してもかなり大きく、図一14 のようにそこの u' スペクトルは卓越波の周波数 $f=2.5$ Hz において目立ったピークを示すが高さとともに急速に減少し、 $z=10$ cm では乱流成分にくらべて無視しうる程度になる。一方、ケース L の長周期波による誘起成分は、波の峰のすぐ上 ($z=6$ cm) においても乱流成分にくらべるとそれほど強くないが、したがってここでは 図一2 のように u' スペクトルは卓越波の周波数 $f=0.625$ Hz においても小さなピークしかもたない。しかし、ケース W とは違って高さとともに急速には減衰せず、一方、波と無関係な乱流成分は風洞境界層の特性として高さとともに急激に減少するため、風洞断面中央の $z=40$ cm では波によって誘起された風速変動成分が u' スペクトルの非常に大きなピークとして残る。またこれらの波による誘起変動成分は波とほぼ同位相である。すなわち、ケース W では波による u' のほうが波より約 15~30° 位相が進んでおり、ケース L では水面近くで波による誘起成分のほうが η よりごく少し位相がおくれているようであるが、 $z=40$ cm ではかなり確かに u' のほうが 31° ほど位相が進んでいる。

(3) u' と w' のクロススペクトル

a) 石けん入り長周期波のケース

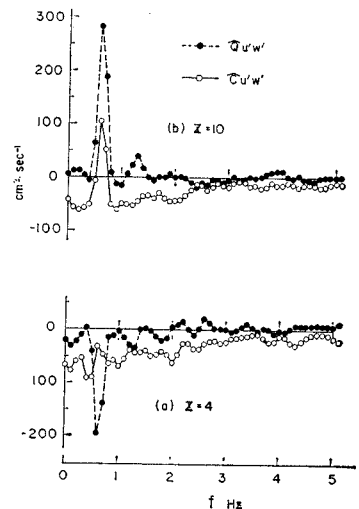
このケースでの風速は rpm 200 および rpm 100 について測定を行なった。波高 $H=7.0$ と 1.1 cm のとき



図一 風速分布 (石けん入り長周期波のケース)

の風速分布を 図一7 に示す。 $H=6.0$ と 7.0 cm では、波のために静水面上の高さ $z \geq 4$ cm の範囲でしか測定ができなかった。波速は $c=192$ cm/sec であるが、 $U=c$ となるいわゆる critical layer は $H=1.1$ cm, rpm 100 のときのみ測定範囲にあり、ほかの場合はすべて critical layer よりずっと上での測定である。このケースの測定は、11 月中の水温が $14.0 \sim 15.5^\circ\text{C}$ 、室温が $15 \sim 19^\circ\text{C}$ の時期に行なっており、後で述べる熱線風速計による結果の季節的な差の影響は比較的少ないものと見られる。

このケースの u' および w' スペクトルにおいても、波の周波数 $f_L=0.625$ Hz の近傍に \bar{u}, \bar{w} の存在を示すピークが現われるが、ここでは省略する (図一12, 13 参照)。



図一8 u' と w' のクロススペクトル (石けん入り長周期波, rpm 200 $H=6.0$)

$f > 5$ Hz の部分は省略してある。 $-\overline{u'w'}$ は次式により co-spectrum と関係づけられる。

$$-\overline{u'w'} = -\int_0^\infty C_{u'w'}(f) df \dots\dots\dots (15)$$

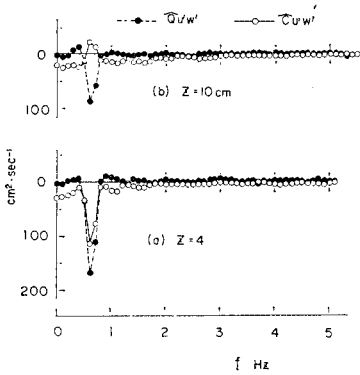


図-9 u' と w' のクロススペクトル
(石けん入長周期波, $H=6.0$, rpm 100)

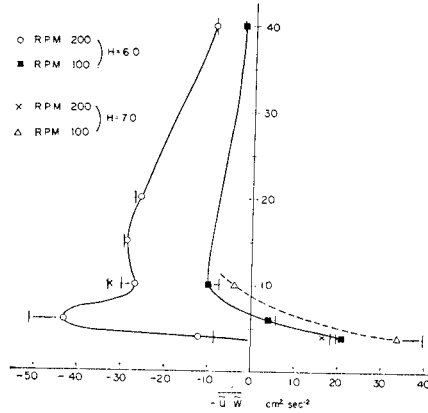


図-10 $-\overline{u'w'}$ の分布 ($H=6.0, 7.0$ cm)

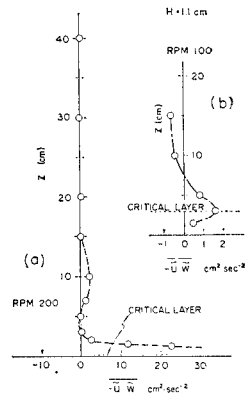


図-11 $-\overline{u'w'}$ の分布 ($H=1.1$ cm)

これと (4) の第3式から考えて、長周期波の周波数 f_L の近くでの co-spectrum 密度の目立った変化は、波により誘起されたレイノルズ応力 (以下“WIRS”と省略する) $-\overline{u'w'}$ に基づいているものと考えられる。すなわち、図-9(a) は正の WIRS の存在を、また 図-8(b) と 図-9(b) は負の WIRS の存在を示している。定量的には $f=f_L$ の近くの $C_{u'w'}(f)$ のピークの部分と、その両側の WIRS とは無関係と見られる部分 (この場合 $f=0.4$ と 0.8 Hz の点) を結ぶ直線で囲まれた面積が $-\overline{u'w'}$ の値に対応するものと期待される。

図-10, 図-11(a), (b) には石けん入長周期波の各ケースについて、式 (2) の位・相平均から求めた $-\overline{u'w'}$ の値の分布が示してある。図-10 には、co-spectrum から上に述べた図式方法で求めた $-\overline{u'w'}$ の値もタテ線で記入してあるが、それらは位相平均から直接求めた値とかなりよく一致しており、この図式方法の妥当性を裏付けている。

図-11(b) の場合は $-\overline{u'w'}$ の値そのものが小さいのであまり重視できないが、図-10, 11(a) の結果からは、Miles らによる非粘性準層流理論の結果に反して、critical layer よりかなり上方においても明りょうに WIRS が存在することがわかる。すなわち、波高が 1.1 cm と小さいときには波のすぐ上で正の値をとるが、高さとともに急速に減少して $z \approx 3$ cm あたりではほとんど0になっている。一方、波高が 6.0 または 7.0 cm と大きいと、風速によって違いはあるが、いずれも波のすぐ上では正の WIRS が存在し、高さとともにすぐ減少して負の

値をとり、以後あまり変わらず負の WIRS が風洞断面中央の境界層の外縁 $z=40$ cm の点にまでおよんでいる。風から波にエネルギーが伝達されている場合には正の WIRS が出現するはずで、この波高の大きいときの顕著な負の WIRS の出現はやや意外な結果であるが、これについてはまた後で述べる。

一方、Kendall¹⁰⁾ が模型波面を風洞中で伝播させた実験における $-\overline{u'w'}$ の測定結果では、波高と波速は不変でも風速が大きくなると $-\overline{u'w'}$ は+から-に変わる傾向が見られ、波速と風速との比がかなり支配的に影響し

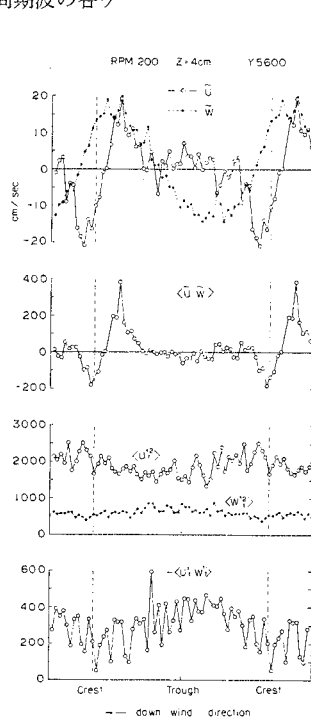


図-12 位相平均の結果 (rpm 200, $H=6.0, z=4$ cm)

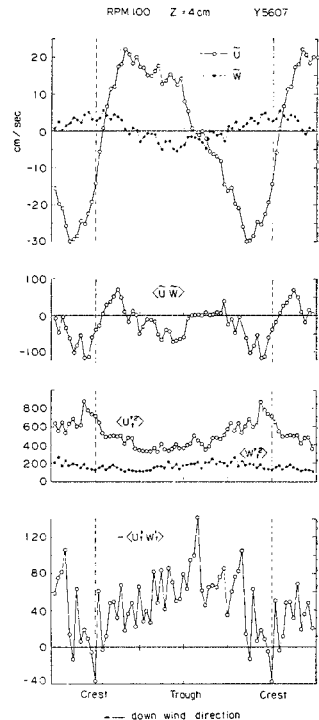


図-13 位相平均の結果 (rpm 100, $H=6.0, z=4$ cm)

ているようである。ただ Kendall の場合、波高が 0.64 cm と十分小さいためか ($H/L=1/16$), WIRS は正でも負でも高さとともにすぐ(峯の約 1 cm 上で) 0 に近づいており、今回の実験における $H=1.1$ cm の場合がちょうどこれに対応している。これらのことから判断すると、風洞水路において波高の大きい波で実験を行なうと天井の影響があるのではないかと疑われる。

波高 6.0 cm の rpm 200 と rpm 100 の 2 ケースについては、前に述べた方法により 2 重相関項 $\langle u_i'^2 \rangle$, $\langle w_i'^2 \rangle$, $\langle u_i'w_i' \rangle$ の測定を試みた。これらの項は、波により誘起された空気乱流の運動を記述する vorticity 方程式に出現するもので (Phillips⁹⁾, p. 97), Miles の準層流理論においては無視されているものである。これらとともに \bar{u} , \bar{w} および $\langle \bar{u}\bar{w} \rangle$ の測定例のうち、それぞれの最低の高さのものを 図-12, 図-13 に示す。図の横軸は右の方向(矢印と反対)が時間のおくれる方向、すなわち風上側を表わしている。各測定値にはかなりのばらつきがあるが、 $-\langle u_i'w_i' \rangle$ は波の谷の上(やや風上側)で最大に、峯の上で最小になっている。 $\langle u_i'^2 \rangle$ は波の峯の風下側で大きくなっており、同様のことは Chang ら¹³⁾の測定においても見出されている。また波高は同じでも 図-13 (rpm 100) のように風速が小さいと、 \bar{u} にくらべて \bar{w} の振幅がかなり小さくなることがわかる。

b) ケース W (風波のみ)

このケースでの風は rpm 200 と rpm 300 について測定を行なったが、測定点(フェッチ 18.8 m)における波のスペクトルのピーク周波数 f_p とスペクトルから求めた $H_{1/3}$ は、rpm 200 のとき $f_p \approx 2.5$ Hz, $H_{1/3} = 2.5$ cm, rpm 300 のとき $f_p = 2.0$ Hz, $H_{1/3} = 4.3$ cm であった。

最低の高さ $z=3$ cm と $z=10$ cm について X-wire で測定し、 $N=6000$, $\Delta t=1/30$ 秒, $h=150$ で計算した u' と w' のスペクトルを 図-14 に示し、クロススペクトルの結果を 図-15 と 図-16 に示す。以上は 7 月

の測定であるが、冬(2月)の測定例を 図-17 に示す。 図-14 に示した $z=3$ cm の w' スペクトルは、卓越波の周波数 $f=2.5$ Hz において非常に大きなピークをもつ。一方、 図-15 からみると、 $f=2.5$ Hz 近くの u' , w' は位相のずれが 90° 近くになっていて、大して co-spectrum の増加がみられない。すなわち $z=3$ cm での波によって誘起されたかなり大きな風速変動も、レイノルズ応力の増加にはあまり寄与していない。ただ、

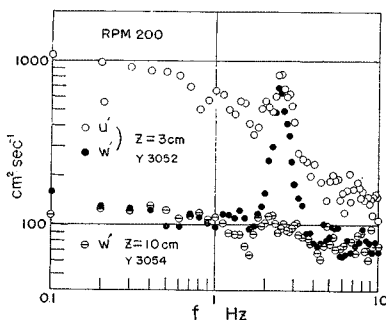


図-14 u' および w' のスペクトル (ケース W, rpm 200)

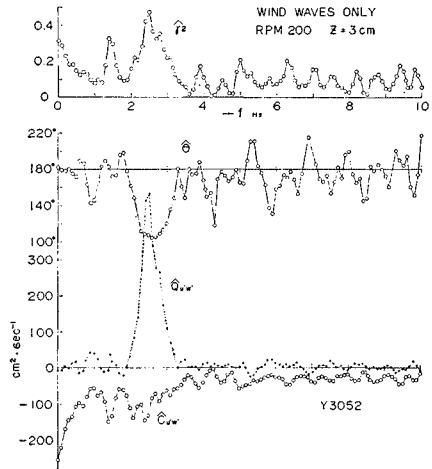


図-15 u' と w' のクロススペクトル (ケース W, $z=3$ cm, 7/10)

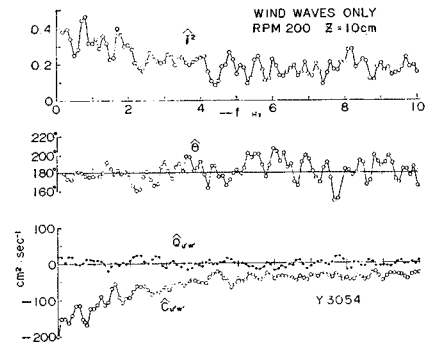


図-16 u' と w' のクロススペクトル (ケース W, $z=10$ cm)

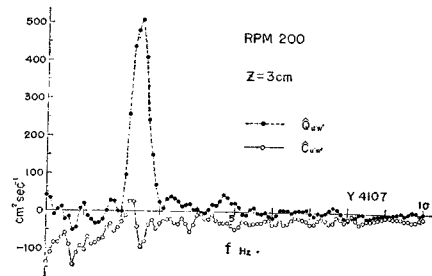


図-17 u' と w' のクロススペクトル (ケース W, $z=3$ cm, 2/6)

図-17 にみられるように、冬期の測定結果では卓越波の周波数で $-\hat{C}_{u'w'}$ の値がやや小さくなる傾向が現われていた。一方 $z=10$ cm では、 w' スペクトルの $f=2.5$ Hz でのピークもほとんど消失し、 $\hat{C}_{u'w'}$ 、 $\hat{Q}_{u'w'}$ にも波の影響を示すものは何も見られず、 u' と w' の位相差はすべての周波数について 180° 近くの値をもち、単に shear flow の特徴を示すだけである。このことは、前述の u' と η の coherence が $z=10$ cm あたりで非常に小さくなることに対応している。

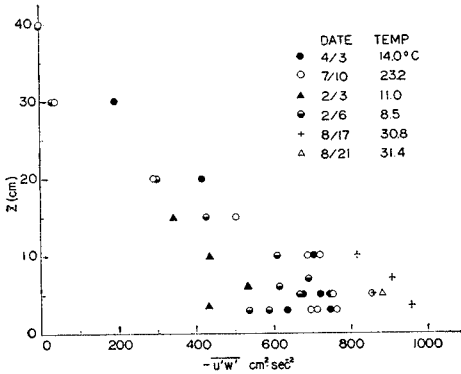


図-18 $-\overline{u'w'}$ の分布 (風波のみ, rpm 200)

この風波のケースでは、特に rpm 200 については、夏冬1年を通じて何回も測定を行なったが、得られた $-\overline{u'w'}$ の分布を 図-18 に示す。この図の点のばらつきが多きからは熱線風速計による測定精度の悪さが認められるが、それだけでなく、室温の高い夏の結果では水面に近づくほど $-\overline{u'w'}$ の値は大きくなっているが、それ以外では $z=5\sim 6$ cm あたりで $-\overline{u'w'}$ は最大となり、それより下では逆に値が減少しており、冬ほどこの傾向が強く出ている。この夏と冬の結果の差は rpm 300 の結果(省略)にも見られた。一方、図-18 の測定と同時に得られた $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{w'^2}$ の測定結果を 図-19 に示すが、これには 図-18 ほど大きなばらつきはなく、また季節的な値の差もほとんど見られない。

風波のみのケースにおける co-spectrum には石けん

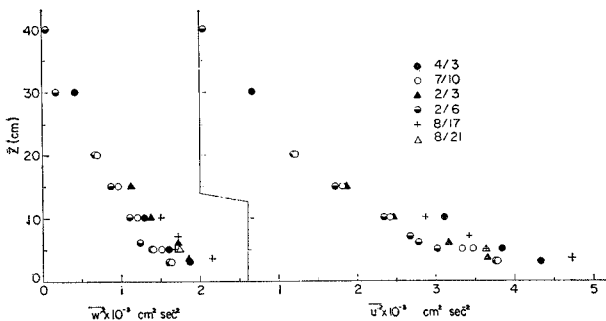


図-19 $\overline{u'^2}$ と $\overline{w'^2}$ の分布 (ケース W, rpm 200)

入長周期波のケースのように明りょうな wave-induced 成分の影響は出ず、ただ 図-15 と 図-17 の違いとして見られる程度に、冬の測定の水面上の結果にのみ、多少負の WIRS の存在が見出される。その大きさを前の図式方法で推定すると、これが冬における水面上近傍での $-\overline{u'w'}$ の減少量の 50% 程度にもなる場合が多い。

風速分布の対数法則が成立するためには、水面上のある高さに constant stress layer が存在する必要があるが、この対象となるレイノルズ応力は $-\overline{u'w'}$ ではなく $-\overline{u'_i w'_i}$ である。上に述べた負の WIRS の傾向を考慮に入ると、図-18 の夏以外の測定結果では水面上の波の上の $z < 5\sim 6$ cm あたりで $-\overline{u'_i w'_i}$ の高さ方向の分布は一定近くなっているといえる。ただその値と風速分布から求めた u_*^2 との一致の程度は 図-18 の 4/3, 7/10 の結果についてはかなりよいが、そのほかの夏と冬の結果では一致しない。このように $-\overline{u'w'}$ の測定結果に夏と冬で大きな差の出る理由はいろいろ検討してみたがまだわかっていない。

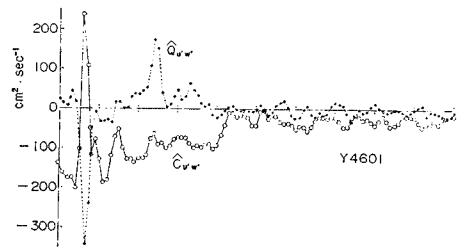
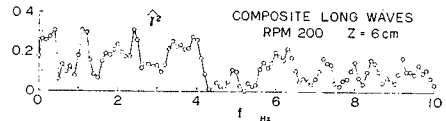


図-20 u' と w' のクロススペクトル (ケース L, $z=6$ cm)

e) ケース L (混合長周期波)

このケースでの風速は主として rpm 200 ($U_\infty=6.35$ m/sec) とし、一応夏冬通して測定してみたが、図-18 の傾向と同じく夏のほうが $-\overline{u'w'}$ の値が大きく出るほかにはほとんど差はみられなかった。 u' と w' のクロススペクトルの一例として $z=6$ cm のものを 図-20 に示す。これは夏のものであるが、図のように $f=f_L=0.625$ Hz の近くで co-spectrum は強力なプラスのピークを示し、負の WIRS の存在することがわかる。冬の測定結果でもこの負の WIRS の出現については全く同じで、また波の上のどの高さにおいても WIRS は負であった。

また $f=f_L$ の近くで coherence ρ^2 が非常に

小さいのも共通した性質で、長周期波による誘起成分が乱流成分にくらべて大きくないことを示している。

Lai & Shemdin¹²⁾はこのケースとほぼ同様な実験を行なったが、彼らの測定した co-spectrum は基準風速 $U_r=10.66$ m/sec で顕著な正の WIRS の存在を示しており、われわれの結果と全く逆である。われわれもチェックのために風速を rpm 400 ($U_\infty=12.2$ m/sec) まで順次大きくして u' と w' の co-spectrum を測定してみたが、負の WIRS の出現は 図-20 の場合と全く同じであった。

4. ま と め

熱線風速計を使い、風洞水路における波の上の風の乱れ、風と波の相関、レイノルズ応力などの測定を行なった結果、主として次のようなことが見出された。

(1) 風洞水路における波の上の風のスペクトルも、高周波数部分で Kolmogoroff の相似仮説にしたがった分布をする。また慣性小領域に対応する $k^{-5/3}$ 部分が明らかに存在し、普遍定数 K' も海上のものとはほぼ等しい値を示す。

(2) 今回実験した風波だけのケースでは、波の上の最低の高さ ($z=3$ cm) で u' と η の coherence は 0.7 程度あり、そこでの u' および w' スペクトルは卓越波の周波数で明らかなピークを示す。この波によって誘起された u' と w' 成分はほとんど 90° 近い位相差をもち、レイノルズ応力にそれほど寄与しない。また高さとともに風と波の相関は急速に減少し、 $z=10\sim 15$ cm では完全に消失する。

(3) 一方混合長周期波のケースでは、波の上の最低の高さ ($z=6$ cm) でも u' と η の coherence は $\hat{\rho}^2=0.4\sim 0.5$ と比較的小さいが、波による誘起成分は高さとともにあまり減少しないため、 $z=40$ cm では誘起成分のみが残り $\hat{\rho}^2\sim 0.9$ にも達する。

(4) u' の波による誘起成分と波とはどのケースでもほぼ同位相であるが、測定値はかなり誤差を含む。

(5) 石けん入長周期波のケースでは波により誘起されたレイノルズ応力 (WIRS) が層流理論の結果と違い、critical layer より上の部分にも存在することがわかった。また位相平均から求めた $-\langle u_i'w_i' \rangle$ はばらつきが大きいけれども、水面の近くでは波の谷の上で大きく、山の上で小さくなる傾向を明らかに示している。

(6) 季節(または気温)により、レイノルズ応力の測定結果に傾向的な差が見出され、これは今後解明すべき問題である。

(7) 混合長周期波および石けん入長周期波の波高の大きいケースで、 u' と w' の co-spectrum から負の

WIRS の存在が見出され、それは高さが増しても消失しない。このことから風洞水路で波高の大きな波の実験を行なう場合天井の影響が多少あるものと考えられる。

この研究に関して、浜田徳一博士からいろいろ有益な助言として頂いた。また佐野喜久雄技官、高瀬一君には実験をデータ整理に協力して頂いた。ここに記して深く謝意を表します。なお、データ処理と計算には、港研の電子計算機 TOSBAC-3400 を使用している。

参 考 文 献

- 1) Stanton, T.E., D. Marshall and R. Houghton: The growth of waves on water due to the action of the wind, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 137, pp. 283-293, 1932.
- 2) Motzfeld, H.: Die turbulente strömung an welligen wänden, Z. angew. Math. Mech., Bd. 17, pp. 193-212, 1937.
- 3) Phillips, O.M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 1966.
- 4) Phillips, O.M.: On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mech., Vol. 2, pp. 417-445, 1957.
- 5) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 3, pp. 185-204, 1957.
- 6) Snyder, R.L. and C.S. Cox: A field study of the wind generation of ocean waves, J. Mar. Res., Vol. 24, pp. 141-178, 1966.
- 7) Barnett, T.P. and J.C. Wilkerson: On the generation of wind waves as inferred from airborne radar measurement of fetch limited spectra, J. Mar. Res., Vol. 25, pp. 292-328, 1967.
- 8) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, Part 5, J. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 163-175, 1967.
- 9) Stewart, R.W.: Mechanics of the air-sea interface, Phys. Fluids, Vol. 10, Supplement, pp. S 47-S 55, 1967.
- 10) Kendall, J.M.: The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves, J. Fluid Mech., Vol. 41, pp. 259-281, 1970.
- 11) Stewart, R.H.: Laboratory studies of the velocity field over deep-water waves, J. Fluid Mech., Vol. 42, pp. 733-754, 1970.
- 12) Lai, R.J. and O.H. Shemdin: Laboratory investigation of air turbulence above simple water waves, J. Geophys. Res., Vol. 76, pp. 7334-7350, 1971.
- 13) Chang, P.C., E.J. Plate and G.M. Hidy: Turbulent air flow over the dominant component of wind-generated water waves, J. Fluid Mech., Vol. 47, pp. 183-208, 1971.
- 14) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito: Wave-induced wind fluctuation over the sea, J. Fluid Mech., Vol. 51, pp. 751-771, 1972.
- 15) Kato, H. and K. Sano: Measurements of wind velocity fluctuations over waves in a wind-wave tunnel, 港湾技術研究所報告, Vol. 8, No. 1, pp. 3-35, 1969.
- 16) 加藤 始・佐野喜久雄: 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, pp. 47-51, 1969.
- 17) Kato, H. and K. Sano: An experimental study of

- the turbulent structure of wind over water waves, 港湾技術研究所報告, Vol. 10, No. 1, pp. 3-42, 1971.
- 18) 加藤 始・佐野喜久雄 : 波の上の風の性質に関する実験的研究 (2), 第 18 回 海岸工学講演会論文集, pp. 13-18, 1971.
- 19) Hinze, J.O. : Turbulence, McGraw-Hill Book Co., 1959.
- 20) Grant, H.L., R.W. Stewart and A. Moilliet : Turbulence spectra from a tidal channel, J. Fluid Mech., Vol. 12, pp. 241-259, 1962.
- 21) Pond, S., R.W. Stewart and R.W. Burling : Turbulence spectra in the wind over waves, J. Atmos. Sci., Vol. 20, pp. 319-324, 1963.
- 22) Pond, S., S.D. Smith, D.F. Hamblin and R.W. Burling : Spectra of velocity and temperature fluctuations in the atmospheric boundary layer over the sea, J. Atmos. Sci., Vol. 23, pp. 376-386, 1966.
- 23) Gibson, C.H. and W.H. Schwartz : The universal equilibrium spectra of turbulent velocity and scalar fields, J. Fluid Mech., Vol. 16, pp. 365-384, 1963.
- 24) Jenkins, G.M. : Cross-spectral analysis and the estimation of linear open loop transfer functions, Time Series Analysis, John Wiley & Sons, Inc., pp. 267-276, 1963.

(1973.4.25・受付)
