

海上風の乱れのスケールと軸の傾き

著者	近藤 純正, 内藤 玄一, 藤縄 幸雄, 渡部 勲
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	10
ページ	25-40
発行年	1974-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000701

海上風の乱れのスケールと軸の傾き

近藤純正*・内藤玄一・藤縄幸雄・渡部 勲

国立防災科学技術センター平塚支所

Scale of Turbulence in Horizontal Wind Component Near the Sea Surface

By

J. Kondo*, G. Naito, Y. Fujinawa and I. Watabe

*Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for Disaster Prevention,
Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254*

Abstract

Wind fluctuations over the sea surface were measured by means of sensitive cup anemometers placed in line with the directions, vertical and lateral to the wind direction. The vertical and lateral scales of horizontal wind component were estimated by the cross-correlation analysis. The results are as follows: (1) The lateral scale is about 1.2 to 1.3 times as large as the vertical scale. (2) Where the normalized power spectrum in wind fluctuation has its maximum, the frequency is in proportion to the wind velocity divided by 0.34-power of the height from the sea surface. (3) The phase difference in wind fluctuation between two levels vertically separated is observed. The wind fluctuations at the higher level lead those at the lower level.

1. は し が き

大気の乱流場は古くから多くの人々によって研究されてきた。接地層における風速変動の観測や理論的考察によって乱れのうずの概念がとりいれられ、多くの特性を説明するのに成功した。井上 (1952) は乱子 (turbulon) の概念を用いて、乱流場のうずのスケール等を示した。Panofsky (1953), Davenport (1961) らは接地層で風速変動を詳細に観測し、パワースペクトルの形などを示して風の構造を明らかにしようとした。

風向、風速、気温等について、比較的広い場所でしかも数地点で同時観測が行なわれた例はあまり多くない。米国ネブラスカ州オニール (O'Neill) において行なわれた Project Prairie

* 現在: 東北大学理学部地球物理学教室

* Present address: Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai, Miyagi-ken 980.

Grass の実験 (Barad, 1956) はその代表的なものである。この野外実験では、測器を一直線に5か所に並べて風速変動等を同時に記録した。塩谷 (1967) は海岸近くの畑地に高さ 40 m の鉄塔を5基たてて、強風観測を行なった。Cramer (1960) は上記オニールで得られたデータを用いて、風速変動の相互の関係について解析を進めた。彼は風の乱れが空間的にどのような大きさを持つものかを知ろうとして、水平方向の乱れのスケール、特に風向に直角な方向のスケールを調べた。

この報告は平塚沖の海上観測塔において数個の3杯型微風速計を水平または鉛直に並べて風速変動を観測し、それらのデータから相互相関を計算して、周波数別うずの鉛直方向および水平横方向のスケールや乱渦の軸の傾きを求め、風の水平成分の三次元的構造を調べたものである。

2. コヒーレンスと位相差

乱れのうずのスケールとして、その風場を代表的に表わす平均うずの考えと、風速変動がいろいろな周波数成分 (フーリエ成分) をもったうずの重ね合せで表現できるとする考えがある。ここでは後者の立場で、周波数別うずのスケールを考える。

距離 l だけ離れた2点間における乱れの相互相関を求める。スペクトル解析により周波数 f についてのコヒーレンス (coherence) $\gamma(f, l)$ と位相差 $\theta(f, l)$ は次のように表わされる。

$$\gamma(f, l) = \frac{C_{\alpha}(f, l)^2 + Q(f, l)^2}{P_1(f) \cdot P_2(f)}, \quad (1)$$

$$\tan \theta(f, l) = \frac{Q(f, l)}{C_{\alpha}(f, l)}. \quad (2)$$

ここで $P_1(f)$, $P_2(f)$ はそれぞれの点における風速変動のパワースペクトル密度である。 $C_{\alpha}(f, l)$, $Q(f, l)$ は相互スペクトルの実数部と虚数部で、コ・スペクトル (cospectrum) およびクォドラチャ・スペクトル (quadrature spectrum) と呼ばれている。また $R(f, l)$ を2点間の相互相関関数とすると

$$R(f, l) = \sqrt{\gamma(f, l)} \quad (3)$$

で表わす。

Cramer (1960) はコヒーレンスを指数関数で次のように近似した。

$$\gamma(f, l) = e^{-\alpha l}. \quad (4)$$

α は高さや2点間の距離、平均風速の関数である。

乱れのうずのスケール $L(f)$ として相関関数 $R(f, l)$ を用いて、次の積分表示で定義する。

$$L(f) \equiv \int_0^{\infty} R(f, l) dl = \int_0^{\infty} \sqrt{\gamma(f, l)} dl. \quad (5)$$

$\theta(f, l)$ も近似的に次のように表わすことができると仮定する。

$$\theta(f, l) = Cf. \quad (6)$$

C は海面よりの高さや 2 点間の距離, 平均風速に依存する.

3. 観 測

平塚海岸より 1 km 沖の観測塔に 3 杯型微風速計を鉛直または水平に取り付けて測定した. この風速計は回転半径が 4 cm で, 風杯全体の重さが約 13 g の軽量なもので, 1 m/s の風速にほぼ 1 回転して微風に追従する. 諸特性については, Kondo, Naito and Fujinawa (1971) によって詳細に報告されている.

風速計を取り付ける際には観測塔自身によって風が乱されることを考慮して, その影響が無視できる位置に設置されなければならない. したがって自然の風速変動のみをとらえるため, 充分長いブーム (支柱) を出してその先端に受感部を取り付けた. 海上観測塔のまわりの風速の強度分布, 乱れが影響を及ぼす範囲等については, Kondo and Naito (1972) によって調べられているので, その結果を用いて塔の影響による誤差が少ないと思われる場所を選んだ.

平塚海岸において定常な風が比較的長時間吹くのは, 日本海を低気圧が進行する時で, 南寄りの風が 10 m/s 程度吹く. 時には 15 m/s を越えることもある. 観測はこのような場合を想定していて, 測器もこの条件にあうように取り付けられている.

図 1(a) は鉛直方向に取り付けた風速計の位置を示す. 下方の 3 個は同時に動かすことが

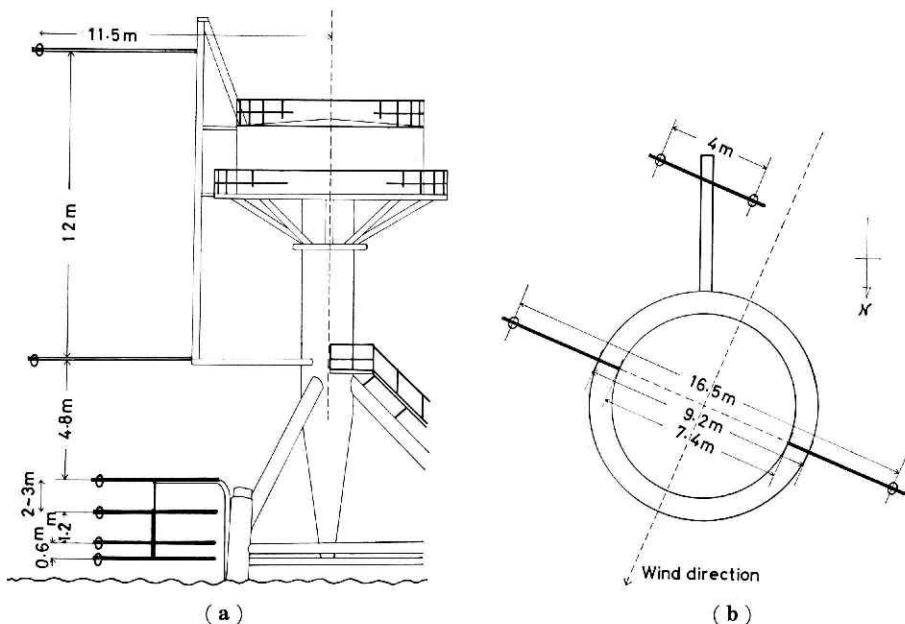


図 1 観測塔における風速計の配置図. (a) 鉛直方向の相関を求めるための配置, (b) 水平方向の相関を求めるための配置で, 風速計は屋上より約 2 m の水平面にある.

できるようになっていて、潮汐の干満に応じて位置を決める。他の風速計の水面よりの高さも潮汐により異なるが、最上部は約 21 m である。図 1(b) は塔の上部観測室の屋上付近に取り付けた水平方向の風を測定するための配置図である。風速計は南南西の風に対して直角になるように並べた。

風が弱く、うねりが高いときは、波による誘起風速成分が大きいので (Kondo, Fujinawa and Naito, 1972), このような条件で得られたデータは解析よりはずし、波と風速変動の相互相関がない条件の場合のみを解析した。観測は 1969 年 9 月から 1972 年 3 月までの期間で、大気安定度が中立に近い時を選んだ。

観測時間は 1 回 25 分である。光電式風速計の出力パルスを計算機 SDS-92 で数え風杯の回転速度を求めて、1 秒ごとの平均値をとり風速とした。したがって採取間隔は 1 秒である。

4. 結 果

4.1 鉛直方向の乱渦のスケール

鉛直方向に並べた 6 個の風速計の相互相関を求めた。コ・スペクトルに比べてクォドラチャ・スペクトルは充分小さいので、コヒーレンス $\gamma(f, l)$ は式 (4) で近似する。図 2 に $\gamma(f, l)$ の 1 例を示す。各回ではかなりばらつきがあるが、平均すれば周波数 f に対して指数関数で近似できることがわかる。図中の曲線は連続 4 回のデータより求めた。鉛直 2 点間の距離 l が大きいとき、例えば $l=12$ m のとき、 $f=0.25$ Hz 以上になると $\gamma(f, l)$ はほとんど零に近づく。しかし l が小さいとき、たとえば $l=0.92$ m や $l=0.96$ m の場合では対象としている周波数帯 ($f>0.5$ Hz) において収束しない。けれども l が大きい場合と同様

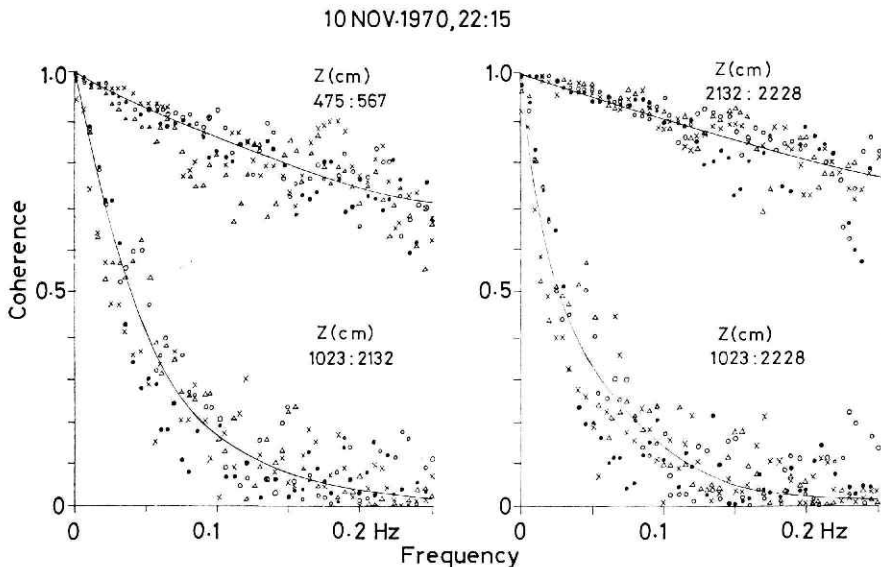


図 2 コヒーレンス $\gamma(f, l)$ の一例

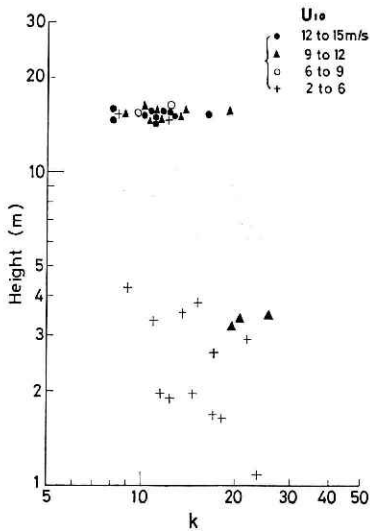


図3 式(7)で表わされる係数 k の高度分布, 平均風速で分類した。

に f が充分大きくなれば, $\gamma_z(f, l)$ は零に収束すると推定できる。よって l が小さい場合も指数関数で近似する。また図より l が大きくなると $\gamma_z(f, l)$ が急激に小さくなることも明らかである。

$\gamma_z(f, l)$ は $z=3\sim 23$ m, $l=0.9\sim 12$ m, $U_{10}=7\sim 14$ m/s (U_{10} は高度10 mでの風速)の範囲で得られた約250回のデータより計算を行なった。2点の相互相関をとったとき, その中点でもって海面よりの高さ z とした。コヒーレンスが求まると式(5)に従ってうずのスケールを求めることができる。

ここでコヒーレンスは指数関数であらわしたときの係数 α について考える。Cramer (1960)が考えたように, 今 k を定数と仮定して

$$\alpha = 2kl/U \quad (7)$$

としたときの k を求めてみた。図3に k と z の関係を示した。各点は連続2~5回の観測の平均値である。かなりばらついているが, k は z が大きくなるとわずかに小さくなるような傾向である。更に k は l や U にも依存するようである。それで z も含めて α の依存性を調べるために, $z=10$ mの風速を U_{10} として無次元量 $U_{10}\alpha/z$ と無次元間隔 l/z を

表1

Symbol	Time & Date		U_{10} (cm/s)
●	1540	2 Dec. 1969	1173
○	1851		1080
×	1130	8 Dec.	1316
△	1500	11 Jul. 1970	1140
■	945	18 Sep.	765
▽	1306		785
▼	1115	10 Nov.	1115
+	1430		1125
◁	2215		1110
◀	1240	2 Dec.	1315
⊙	1410		1275
▷	1515		1380
▶	1130	3 Dec.	1285
⊗	1519	22 Dec.	1320
※	1724		710
⊕	1453	5 Sep. 1971	1070
⊖	1734		1160
⊠	Shiotani (sea wind)		

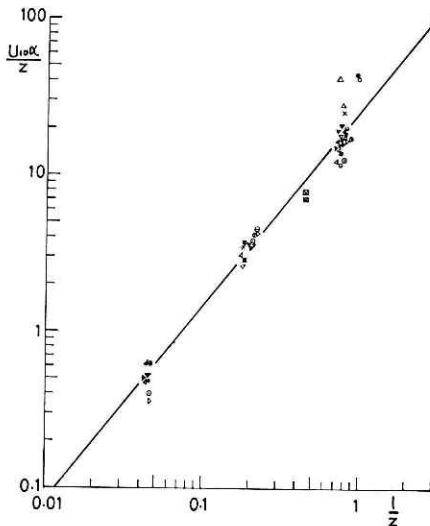


図4 鉛直方向の干渉度を指数関数で近似したときの無次元係数 $U_{10}\alpha/z$ を無次元間隔 l/z に対して表わしたものの, 各記号の説明は表1に示す。

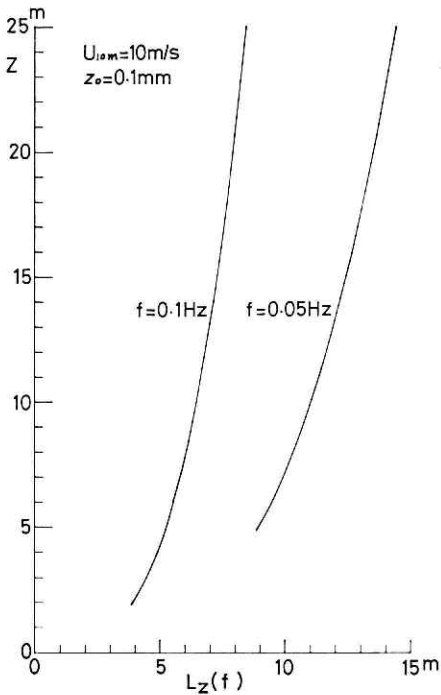


図5 鉛直方向のスケール $L_z(f)$ の高度分布. $f=0.05$ Hz, 0.1 Hz の場合について示す.

考える. この2変数の間に新しい関数関係をみつけて, その係数, すなわち新しい普遍定数を決め, 乱渦の特性をより明らかにする.

係数 $U_{10}\alpha/z$ と l/z を対数座標で両軸にとり, 図4に示した. 表1には図4に示されている各観測時の平均風速 U_{10} を表わした. 図中に同じ記号が数点あるのは, 同一観測時に l, z が異なる条件で計算された相関によるものである. また同図に塩谷(1967)の里浦海岸で行なった強風観測において得た資料のうち, 海から風が吹く時のデータを使って, $U_{10}\alpha/z$ を計算し, 図示した. 図から係数 $U_{10}\alpha/z$ の実験式は l/z のべきで次のように表わされる.

$$\frac{U_{10}\alpha}{z} = 25.2 \left(\frac{l}{z} \right)^{1.26}. \quad (8)$$

コヒーレンスの実験式は式(8)を式(4)に用いて

$$\begin{aligned} \gamma_z(f, l) &= \exp \left\{ -25.2z \left(\frac{l}{z} \right)^{1.26} \frac{f}{U_{10}} \right\} \\ &= \exp \left\{ -25.2z^{-0.26} l^{1.26} U_{10}^{-1} f \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

乱れのうずのスケール $L_z(f)$ として(5)の定義に従って式(9)の平方根を積分すると

$$\begin{aligned} L_z(f) &= \int_0^\infty \sqrt{\gamma_z(f, l)} dl \\ &= \Gamma \left(1 + \frac{1}{1.26} \right) \left(\frac{25.2}{2} \frac{fz}{U_{10}} z^{-1.26} \right)^{-1/1.26} \\ &= 0.125z \left(\frac{U_{10}}{fz} \right)^{0.79}. \end{aligned} \quad (10)$$

ここで Γ はガンマ関数を表わす. z は m 単位である.

式(10)によると鉛直方向のスケールは, 高さ z とともにわずかに増加する. そして $(U_{10}/f)^{0.79}$ に比例することを示している. 図5に例として, $U_{10}=10$ m/s のとき, $f=0.05$ Hz と $f=0.1$ Hz のうずのスケールの高度分布を示した. 図より $z=20$ m で, $L_z(0.1 \text{ Hz})=8.0$ m, $L_z(0.05 \text{ Hz})=13.5$ m である.

また風速変動の波長を考え, 高度 10 m での値を $\lambda_{10}=U_{10}/f$ としたとき, 鉛直スケール $L_z(f)$ との比をもとめると

$$\frac{L_z(f)}{\lambda_{10}} = 0.125 \left(\frac{U_{10}}{fz} \right)^{-0.21}. \quad (11)$$

以上の式 (8)~(11) は今回新しく見いだした結果である。もし式 (8) において右辺のベキが 1.26 でなくて 1 であれば、 $\alpha \propto l/U_{10}$ 、したがって $L_z(f) \propto (U_{10}/f)$ 、また $L_z(f)/\lambda_{10} =$ 一定となり従来の結果になるが、今回の結果は乱れのうずのスケールをより良く表現したものである。

4.2 鉛直方向の乱渦の軸の傾き

風速変動は海面近くになるにつれて位相が遅れてくる。しかし、位相の遅れはごく海面に近い層を除けば小さい。これは相互スペクトルにおいて、コ・スペクトルに比べてクォドラチャ・スペクトルが小さいことと同じである。式 (2) に従って位相差 $\theta(f, l)$ を求めた。図 6 に f の関数として $\theta(f, l)$ の 1 例を示す。この図には連続 5 回の観測が含まれている。位相差はかなりばらついているが周波数 f が大きくなれば $\theta(f, l)$ も大きくなる傾向がはあくできる。したがって $\theta(f, l)$ を f でもって線形に近似してもよいだろう。まず第一近似として式 (6) が成りたつとする。

次に $\theta(f, l)$ が平均風速及び高さに対してどのような傾向をもつかを調べるために、図 3 と同様に一部のデータを用いて、 $f=0.05$ Hz の場合の $\theta(f, l)$ を U_{10} で分類して z 分布を求めた。図 7 で横軸は相対的な位相差をとっている。縦軸は $\sqrt{z}$ を座標にとった。図中において点線の部分は上方 2 個の風速計と下方の風速計が同一鉛直線上にない場合である。各グループともほぼ直線であるので、 $\theta(f, l)$ の高度への依存性は $z^{0.5}$ に近いと思われる。また U_{10} が大きくなるとこう配が急になり $\theta(f, l)$ は風速にほぼ反比例する傾向をもつ。これ

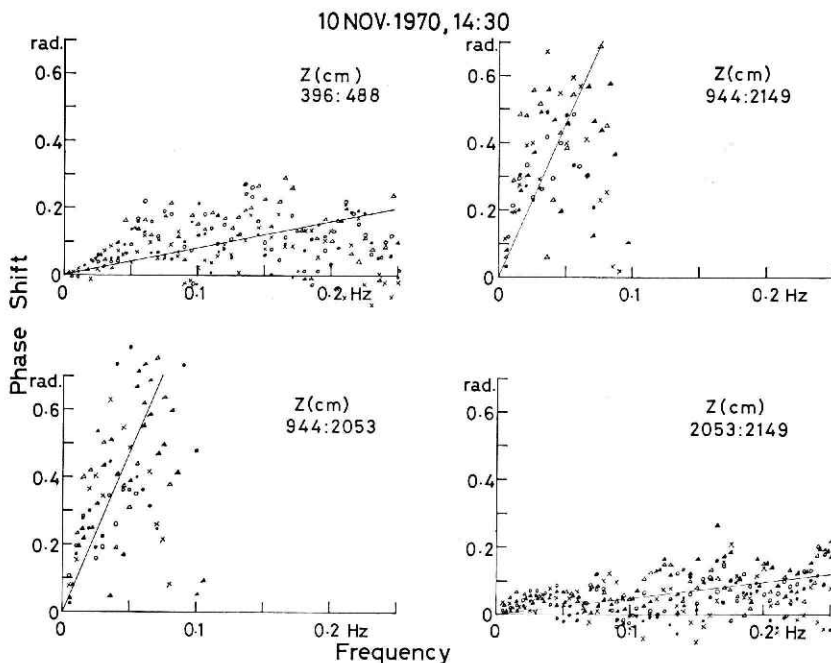


図 6 位相差 $\theta(f, l)$ の一例

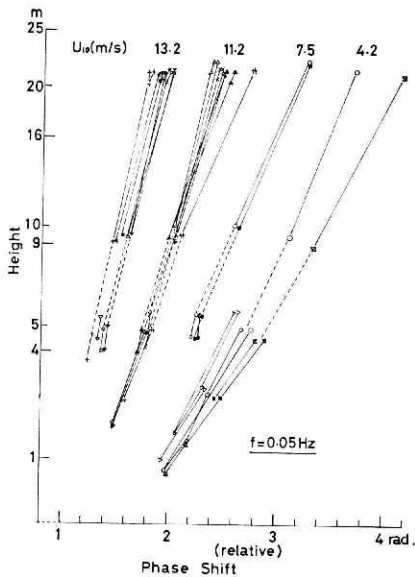


図7 位相差を平均風速で分類したときの高
度分布. $f=0.05$ Hz の場合で、横軸は相
対的な位相差、縦軸は高さの平方根をと
る。

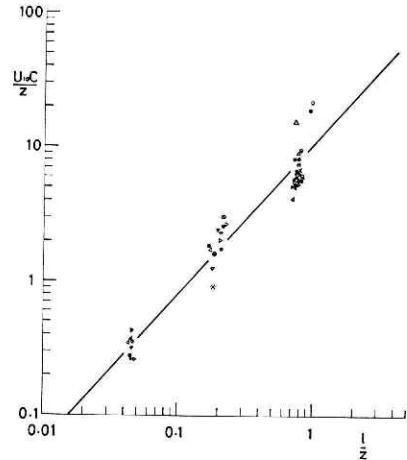


図8 位相差を線形近似したときの無次元係
数 $U_0 C / z$ を無次元間隔 l / z に対して表
わしたものの、各記号の説明は表1に示し
た。

は式 (6) において係数 C が U_{10} に逆比例することである。

コヒーレンスの実験式を得た場合と同様に無次元係数 $U_{10} C / z$ を考え、無次元間隔 l / z で表わす。図8はこの係数を図示したもので各記号は図4の場合と同じ観測時を示し、表1に記してある。コヒーレンスの場合よりばらつきがあるが次の式で近似できる。

$$\frac{U_{10} C}{z} = 10.4 \left(\frac{l}{z} \right)^{1.14}. \quad (12)$$

ゆえに

$$\begin{aligned} \theta(f, l) &= 10.4 \left(\frac{l}{z} \right)^{1.14} \frac{f z}{U_{10}} \\ &= 10.4 z^{-0.14} l^{1.14} U_{10}^{-1} f. \end{aligned} \quad (13)$$

$\theta(f, l)$ は式 (13) より z が大きくなればわずかだが小さくなる性質をもっていることを示している。式 (12) を近似する際、こう配を 1.14 でなく 1 とすれば $\theta(f, l) \propto l f / U_{10}$ となり z に無関係になるが今回の観測結果からこの考えは受入れにくく、式 (12) の形が図より最も適当な近似であろう。

うずの鉛直方向のスケール $L_z(f)$ が式 (10) によって得られているので、このうずの上下の位相差、すなわちうずの軸の傾き $\theta(f, L_z)$ を計算することができる。式 (13) において l の代わりに L_z を代入すると

$$\theta(f, L_z) = 0.97 \left(\frac{f z}{U_{10}} \right)^{0.10}. \quad (14)$$

うずの軸の傾きは規格化周波数で表わされることがわかる．例として $z=20$ m, $U_{10}=10$ m/s の場合 (図 5 の場合), $\theta(0.05 \text{ Hz}, 13.5 \text{ m})=0.77 \text{ rad}$ となる．

4.3 水平横方向のうずのスケール

南南西の風に対して測定線が直角になるようにあらかじめ配置された風速計 (図 3(b) を参照) から得られるデータより, 鉛直方向の場合と同様にして相関を得た．測定線に直角になるような風向は常に得られないので, 適当な条件になったときにのみデータを採取した．

コヒーレンス $r_v(f, l)$ を再び式 (4) に従って指数関数で近似する．鉛直方向に離れた 2 点のコヒーレンスの指数が式 (7) の形では不適当であったと同様に, 水平横方向に離れた 2 点のコヒーレンスも式 (7) の形が不適当であることが予備的な解析よりわかった．それで鉛直方向のスケールを求めたときと同様に無次元係数 $U_{10}\alpha/z$ を無次元間隔 l/z でもって表わす．図 9 は α が横方向の係数であることを除けば, 図 4 と同じ関係を示す．各記号は 5 回連続測定での平均値を表わし, 表 2 にその測定日時及び平均風速を列記した．塩谷 (1967) の結果も同図に示した．またオニールでの観測資料は Barad (1956) の報告の Run 45 から計算したものである．ともに今回の結果と大きな差はない．図中の直線は次に示す近似線を表わす．

$$\frac{U_{10}\alpha}{z} = 18.2 \left(\frac{l}{z} \right)^{1.26} .$$

ゆえにコヒーレンスは

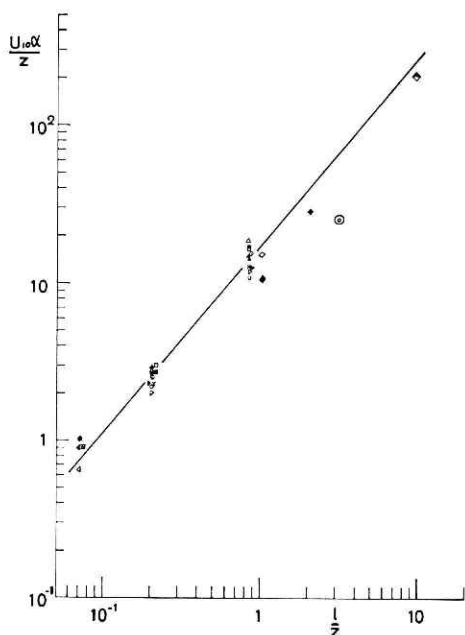


図 9 図 4 に同じ．ただし, 水平横方向のコヒーレンスに対するもので, 各記号の説明は表 2 に示した．

表 2

Symbol	Time & Date	U_{10} (cm/s)
○	1280 22 Oct. 1971	819
●	1348	935
×	1553	951
△	1046 23 Oct.	1141
▲	1145 31 Oct.	1220
□	1350	1290
■	1340 11 Dec.	1686
⊙	1545	1484
▷	1750	1133
▶	1445 14 Dec.	1281
⊗	1508 29 Feb. 1972	1130
◁	1313 16 May	472
◀	1818	599
田	1734 17 May	750
◇	Shiotani (sea wind)	
◆	Shiotani (land wind)	
◈	Barad (O'Neill)	
◎	Longitudinal coefficient Barad (O'Neill)	

$$\begin{aligned}
 r_v(f, l) &= \exp \left\{ -18.2 \left(\frac{l}{z} \right)^{1.26} \frac{fz}{U_{10}} \right\} \\
 &= \exp \{ -18.2 z^{-0.26} l^{1.26} U_{10}^{-1} f \}.
 \end{aligned} \quad (15)$$

式 (5) に従って、水平横方向の乱渦のスケール $L_v(f)$ は式 (10) をもとめたときと同じ方法で

$$\begin{aligned}
 L_v(f) &= \int_0^\infty \sqrt{r_v(f, l)} dl \\
 &= 0.161 z \left(\frac{U_{10}}{fz} \right)^{0.79}.
 \end{aligned} \quad (16)$$

ただし z は m 単位である。横方向のうずの大きさの 1 例を示すと、 $z=20$ m, $U_{10}=10$ m/s, $f=0.05$ Hz の場合、 $L_v(f)=17.2$ m となる。

うずの鉛直方向の大きさを表わす式 (10) と横方向の大きさを表わす式 (16) を比べると、全く同じ関数形をとっている。これはどちらの場合も相関が同じ関数で表わされることと同じである。両者の比をとると

$$\frac{L_v(f)}{L_z(f)} = 1.28 = \text{定数}. \quad (17)$$

この結果より言えることは、鉛直方向のスケールと横方向のスケールの比は高度や周波数によらず一定である。そして横方向のスケールの方が鉛直方向のスケールより大きい。

横方向のスケールを考える際、過大評価する可能性に注意しなければならない。その理由は風速計を設置した際、特定の風向（南南西）を仮想して、その風向に直角な測定線を作った。しかし、厳密な意味で常に測定線に直角な方向に風が吹いてくるとは限らない。このずれは測定点間の距離 l を常に大きくとっていることと同じである。 l を真の測定点間の距離 l_0 よりも大きくとることは、うずのスケール $L_v(f)$ が真のスケールよりも大きく評価されていることを意味する。したがって式 (17) で求めた比より真の比は小さい。もし仮に $L_v(f) = L_z(f)$ として比 1.28 は測定誤差、すなわち l の過大評価によるものとすれば、風向の測定線に直角な方向からのずれ φ が計算できる。

図 10 より

$$\frac{l}{l_0} = \frac{1}{\cos \varphi} = 1.28.$$

ゆえに

$$\varphi = 38^\circ. \quad (18)$$

これより風向は平均して常に 38° も測定線に直角な線よりずれていたことになる。しかしながら測定線と風向の間の角度が直角よりも大きくずれるときはデータ解析からはずし、 $|\varphi| < 15^\circ$ に含まれ

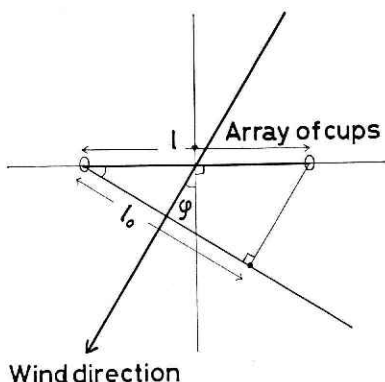


図 10 風向と測定点間の距離の関係

る条件のデータのみを用いた。 $\cos 15^\circ = 0.97$ であるので、式 (17) の結果がちがったとしても、1.28 が 1.25 になる程度である。またコヒーレンスと同時に求めた位相差は計算の誤差の範囲内で零であった。結果的にうずのスケールの比は式 (17) で表わされる値と大きく変わることはない。

4.4 風速変動のパワースペクトルのピークの周波数

風速変動の鉛直方向成分のパワースペクトルについてはかなり多くの研究があり、関数形もいくつか提案されているが、いずれもよく似ていて大差がない。しかし水平方向成分についてはパワースペクトルの形があまりよくわかっていない。この理由は鉛直成分には長周期の変動が含まれていないが、水平成分には長周期の変動が時には含まれているからである。どちらの場合も相似則に従って規格化パワースペクトルの形を求めている。提案されているいずれの形もある周波数でピークを持つようになっているけれども、実際の観測では図 11 に示すように必ずしもピークを持たない。今回のパワースペクトルの形を調べるために、観測時間 75 分のデータを解析したがピークを持たない場合の方が多く、ピークを持つ場合も鋭いものでなくゆるやかなピークであった。

以後パワースペクトルがピークを持つ場合のみを考える。図 12 に水面近くから $z=21$ m までのパワースペクトル分布を示す。表 3 はその時の平均風速 U と平均風速に対する変動値の標準偏差の割合である。表より σ/U は水面に近いほど大きいことが分かる。そして図よりピークの周波数 $f_p z/U$ は z が大きくなるとともに大きくなる傾向を示している。また

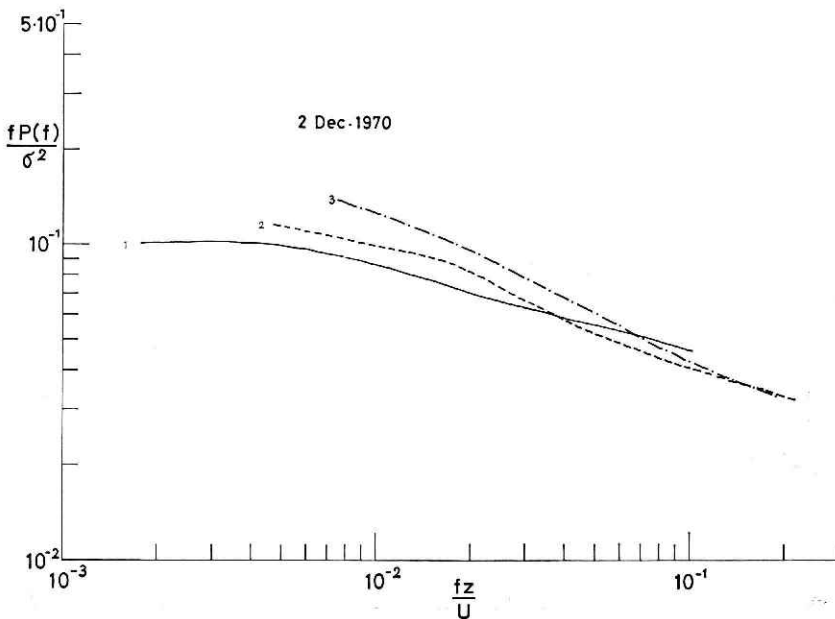


図 11 規格化パワースペクトルがピークを持たない例。各々の高度は、(1) $z=444$ cm, (2) $z=946$ cm, (3) $z=2,103$ cm.

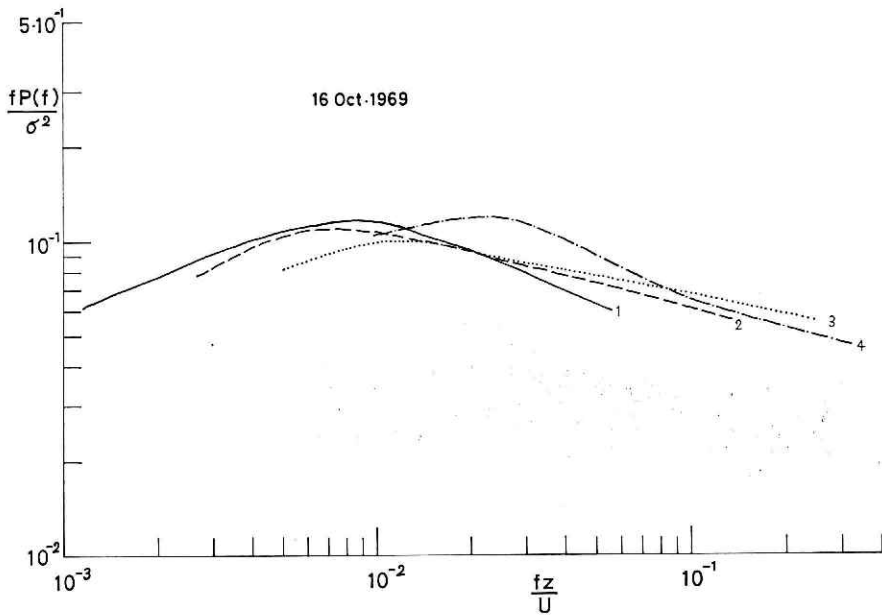


図 12 ピークを持つ場合のパワースペクトルの例。各曲線の説明は表 3 に示した。

表 3

Case	1	2	3	4
z (cm)	186	496	937	2142
U (cm/s)	833	915	940	1016
σ/U	0.097	0.090	0.084	0.069

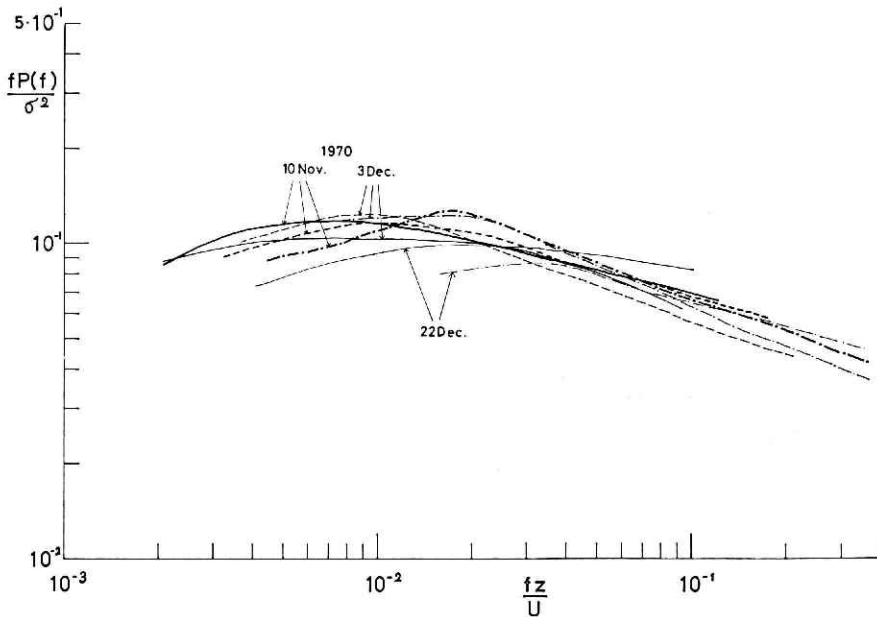


図 13 図 12 に同じ。ただし、各曲線の説明は表 4 に示した。

表 4

Date Curve	10 Nov. 1970			3 Dec. 1970			22 Dec. 1970	
	Solid	Dash	Dash-dot	Soild	Dash	Dash-dot	Solid	Dash-dot
z (cm)	450	952	2109	454	956	2113	491	2150
U_{10} (cm/s)		1123			1285			1320

ピークの位置のパワースペクトルの値は 0.1 付近にある. 図 13 に同じくパワースペクトルを示し, 表 4 に z と U_{10} を示す. いずれの場合も大気の安定度が中立と考えてよい条件である.

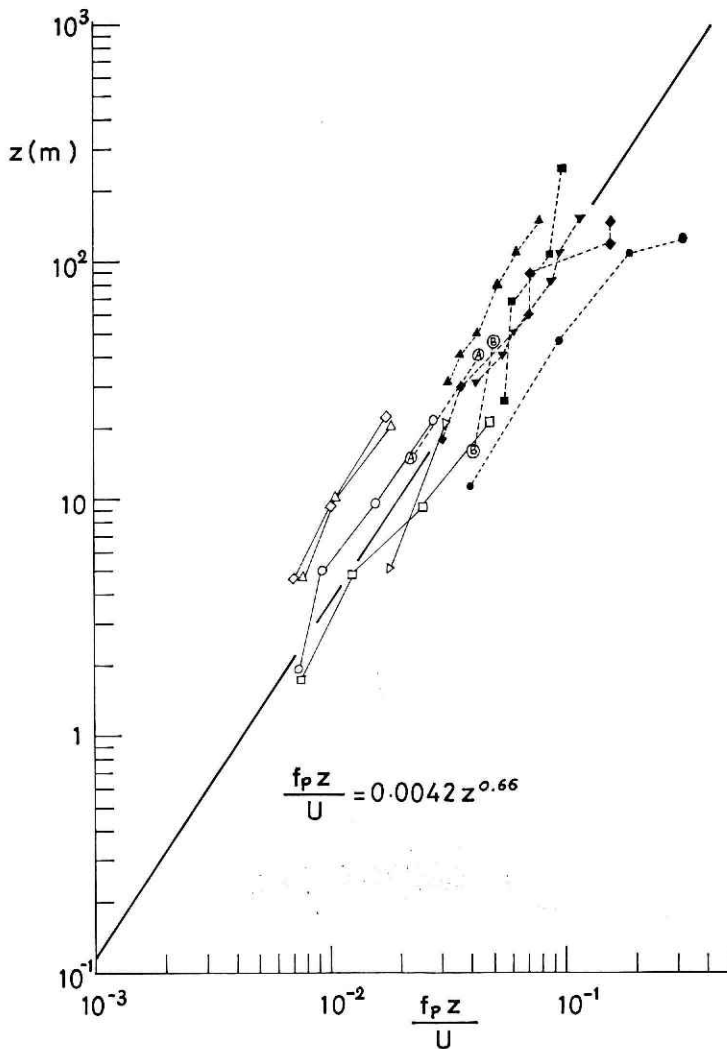


図 14 パワースペクトルのピークの周波数の高度分布. (1) ○, □, ◇, △, ▷: 今回の観測; (2) ●: Davenport (Brookhaven); ■: Soma (Tokyo Tower); ④, ⑤: Bush & Panofsky (Round Hill); ◆: Fichtl (NASA Tower); ▲, ▼: 塩谷 (里浦).

パワースペクトルのピークの周波数を無次元化した量 $f_p z/U$ (U は z の高さの風速) の z 分布を求め、他の著者の結果とともに図 14 に示す。他の著者の観測は比較的高い塔において行なわれ、一方我々の観測は水面に近い層において行なったものであるから、互いに相補い広い範囲の接地層についての結果と言える。図中の近似線より実験式を求めると

$$\frac{f_p z}{U} = 0.0042 z^{0.66} \quad (19)$$

となる。ただし z の単位は m である。

5. 乱渦のモデル

うずの鉛直方向と水平方向のスケール及びうずの軸の傾きが求められたので、モデル化した像を考えることができる。しかしながら今回の観測では平均流方向の観測がないので、そのスケール $L_x(f)$ として、オニールでの観測 (Barad, 1956) を参考にして計算した。オニールのデータのなかで、風速計が風向と同じ方向に並べられていて、大気の安定度が中立状態に近いときの Run 21 から式 (4) に従って係数 α を求めた。 $z=2$ m, $l=6$ m, $U_{10}=7.5$ m/s のとき、 $\alpha=6.9$ s であるから、 $l/z=3.0$ に対して $U_{10}\alpha/z=26$ となる。一方図 9 によると、 $l/z=3$ のときの y 方向の係数 $U_{10}\alpha/z=66$ である。 $L_x(f)$ の関数形が式 (10) や式 (16) と同じであると仮定すると

$$\frac{L_x(f)}{L_y(f)} = \left(\frac{26}{66} \right)^{-1/1.26} = 2.1 \quad (20)$$

うずの x 方向のスケールに関する観測資料が少ないので、上記の関係は必ずしも適当であるとは言えないが、一応この比を仮定する。

以上の結果から風速変動の水平成分のパワースペクトルがピークを持つ周波数 f_p のうずのモデルを考えてみよう。例として $U_{10}=10$ m/s, $z=20$ m の場合、風速の z 分布を対数分布と仮定して、海面粗度を 10^{-2} cm とすれば $U=10.6$ m/s となり、式 (19) より $f_p=0.016$ Hz, 式 (10), (17), (20) から $L_x(f_p)=38$ m, $L_y(f_p)=49$ m, $L_z(f_p)=103$ m となる。また

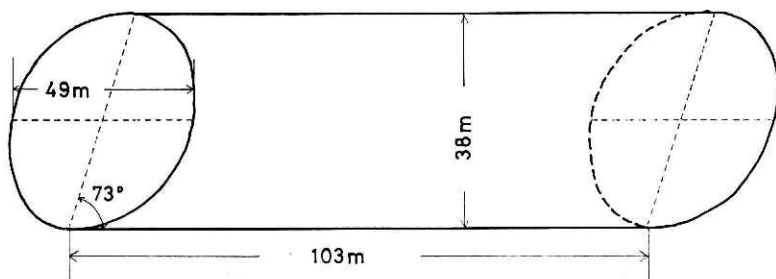


図 15 ピークの周波数をもつうずの三次元模型。 $z=20$ m, $U_{10}=10$ m/s の場合を示す。

このうずの上下の位相差は式 (14) より, $\theta(f_p, L_z)=0.69$ rad となる. したがってうずの軸の傾きは

$$\tan^{-1} \left\{ \frac{2\pi L_z(f_p)}{\theta(f_p, L_z)L_x(f_p)} \right\} = 73^\circ \quad (21)$$

で与えられる. これをモデルとして柱状形で表わすと図 15 の形となる.

6. ま と め

海上における風速変動の水平成分について三次元的構造を明らかにするため, 海面からの高度が 1~21 m の範囲に数個の微風速計を取付け, 鉛直方向または水平横方向の相関を求めた. 風速変動をフーリエ分解して, 各周波数に対するうずのスケール $L(f)$ を調べた. 鉛直方向のスケール $L_z(f)$ および水平横方向のスケール $L_y(f)$ は海面からの高度と平均風速の関数で, それぞれ式 (10) と (16) の実験式で表わされ, $L_y(f)$ は $L_z(f)$ より 20~30% 大きいことがわかった.

乱れのうずは風向に沿って前方に傾き, 上下に距離 l だけ離れた 2 点の位相差は式 (13) で与えられ, 下層側が遅れる.

風速変動のエネルギーを最も多く含むうずの周波数は, 式 (19) で表わされる分布を持ち, 高度が高くなると小さくなる.

今回は風向方向 (x 方向) に風速計を並べた場合の観測がなかったが, 次回に行なってより詳細に風の構造を明らかにしたい.

参 考 文 献

- 1) Barad, M. L., ed. (1958): Project prairie grass, a field program in diffusion. *Geophys. Res. Pap.*, No. 59, U. S. Air Force, Bedford, Mass.
- 2) Bush, N. E. and H. A. Panofsky (1968): Recent spectra of atmospheric turbulence. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **94**, 79—84.
- 3) Cramer, H. E. (1960): Use of power spectra and scales of turbulence in estimating wind loads. *Meteorol. Monogr.*, **4**, 12—18.
- 4) Davenport, A. G. (1961): The spectrum of longitudinal gustiness near the ground in high winds. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **87**, 194—221.
- 5) Fichtl, G. H. (1968): Characteristics of turbulence observed in the NASA 150-m Meteorological Tower. *J. appl. Meteorol.*, **7** (5), 838—844.
- 6) 井上栄一 (1952): 地表風の構造. 農業技術研究所報告, A (物理統計), 第 2 号, 93 pp.
- 7) Kondo, J., G. Naito and Y. Fujinawa (1971): Response of cup anemometer in turbulence. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **II**, **49**, 63—74.
- 8) Kondo, J. and G. Naito (1972): Disturbed wind field around the obstacle in sheared flow near the ground surface. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **II**, **50**, 346—354.
- 9) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1972): Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51**, 751—771.
- 10) Panofsky, H. A. (1953): The variation of the turbulence spectrum with height under super-adiabatic conditions. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **79**, 150—153.
- 11) 塩谷正雄 (1967): 暴風時における突風の横方向の構造. 昭和 41 年度, 日本鉄道建設公団研究報告. 日大習志野, 物理研究室, 91 pp.

- 12) 塩谷正雄 (1969): 暴風時における突風の構造 (中間報告, その3), 昭和43年度, 日本鉄道建設公団依頼研究報告, 日大習志野, 物理研究室, 118 pp.
- 13) Soma, S. (1964): The properties of atmospheric turbulence in high winds. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, II, **42** (6), 372—396.

(1972年7月3日原稿受理)