

海洋上の大気境界層における風速, 気温変動の空間 相関(?)

著者	内藤 玄一
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	29
ページ	137-156
発行年	1982-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000880

海洋上の大気境界層における風速，気温変動の空間相関(Ⅱ)

内 藤 玄 一*

国立防災科学技術センター平塚支所

Space Correlations of Wind Velocity and Air Temperature Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer Above the Ocean (II)

By

Gen'ichi Naito

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention

Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254, Japan

Abstract

The space correlation of atmospheric turbulent eddy is investigated by experimentally measuring wind velocity and air temperature following the previous paper. The probability distribution of air flow over the sea surface is nearly Gaussian, although the distribution of temperature fluctuations cannot be decided except for in high winds.

Horizontal coherences of wind vector and air temperature are considered to be a unique function of non-dimensional frequency and non-dimensional distance as well as vertical coherences. Empirical formulas of coherence are shown with the previous result of vertical coordinate as follows:

$$\gamma_{ij}(\varrho_j, n) = \exp \left[-A_{ij} \left(\frac{\varrho_j}{z} \right)^{P_j} \left(\frac{nz}{\bar{U}} \right) \right],$$

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3.7 & 25.6 & 24.0 \\ 1.5 & 10.6 & 12.5 \\ 0.9 & - & 8.0 \end{pmatrix} \quad \text{for wind vector,}$$

$$\begin{pmatrix} A_{01} & A_{02} & A_{03} \end{pmatrix} = (4.6 \quad 14.4 \quad 15.0) \quad \text{for air temperature, and}$$

$$\begin{pmatrix} P_1 & P_2 & P_3 \end{pmatrix} = (1.0 \quad 1.26 \quad 1.26) \quad \text{for all components,}$$

where n is the frequency, ϱ_j the distance, z the height above the sea surface and $\bar{U}$ the mean wind speed.

An integral scale of turbulent eddy with frequency and an eddy slope are estimated with discussions of surface boundary layer.

* 沿岸防災第2研究室

1. まえがき

海洋上の大気境界層の構造を、海上観測塔における測定実験から調べ報告してきた（内藤, 1977 ; 内藤, 1978 ; Naito, 1978）. 今回は気流の空間相関から導き出される接地層の乱渦のスケールを評価することを中心にして議論する. なお境界層内の鉛直方向に関する空間相関の実験結果はすでに報告したが、この結果から波及する問題についても解析を行なう. 水平方向の空間相関を測定した実験のデータについては前報以降に継続して行なった部分が多いが、乱流統計量に付随する諸特性は既にこれまでのデータから解析された結果と同一なのでここで改めて示さない. 但し乱渦の相関に関する要素については表で与える.

海面の粗度は風によって生成される重力波群からなり、陸面の粗度に比べると非常に小さい. 従って海洋上の接地境界層も陸上のそれに比べると薄い. この実験で得られる乱流の構造は海面から高さ約30mまでの気層についてあてはまるものである. 3次元空間における気流の相関を調べる際、大気の安定状態を考慮されていない. 即ち、比較的強風である時の観測であり、大気が中立状態とみなされる測定条件のもとにデータを解析した. この条件は必ずしも気温・海面温度の差が小さい場合を特定していない. 気温変動の空間相関は、海面から大気へ（又はこの逆の方向へ）熱量が充分に輸送される状態のとき一定の性質を示すのであり、熱輸送量が極めて少いとき複雑な境界層構造をもつと思われる（Naito, 1978）.

風速変動の空間相関に関する研究は建築学、土木工学的見地からも次第に盛んになってきたが、気温変動の空間相関や乱れの渦のスケールについては実用的な面が乏しい為か報告がほとんど見あたらない.

2. 観 測

大気乱流についての測定実験は、平塚沖の海洋観測塔で行なった. 観測に伴う諸条件は、内藤（1977）に詳しく記述されているので参照されたい.

測定は気流が外洋上の風速と同様な特性を有する事を前提として行ない、南に向って開いている相模湾内では南寄りの風向の場合のみデータ採集した. 風ベクトルの測定は、2台の超音波風速計（海上電機製、PAT-311）を用い、気温変動の測定には銅・コンスタンタン熱電対を数個同時に使用することによって変動量のみを得た. 平均気温及び海面温度は受感部に白金抵抗体を用いて測定した.

乱流の空間相関を求める実験では、波浪によって誘起される気流の擾乱が無視できる程度に小さいとしているけれども、その影響を一部の特定な RUN において調べた. その際水位変動を測定するために容量型波高計を用い、海面上約6mの高さにある超音波風速計の受感部と同一の位置に配置した. 図1に測器受感部の観測塔周辺における配置状態を示す. 図に

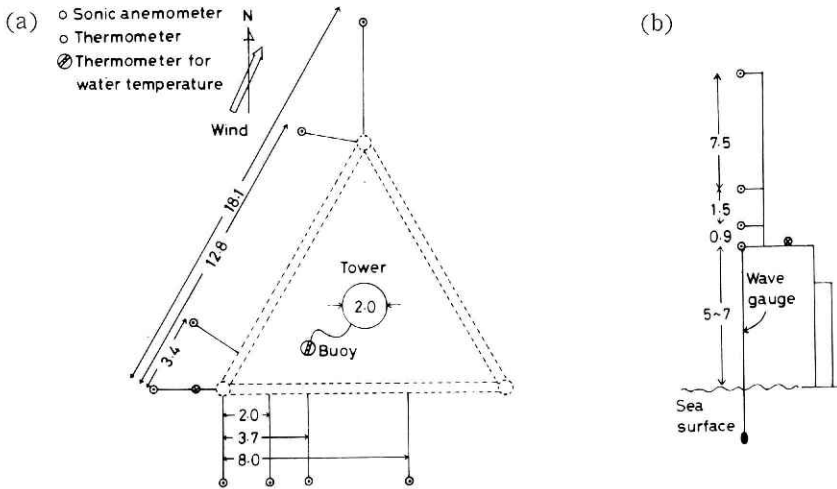


図 1 観測塔の周りの超音波風速計と付設した熱電対の配置図。超音波風速計は図中の適当な 1 組の位置に取り付けられる。(a) 平面図, (b) 立面図。(単位: m)

Fig. 1 Array of sonic anemometers attached with thermocouples around the tower. One pair of anemometers is situated at two suitable positions in the figure.

(a) Horizontal and (b) vertical sketch. (Unit: m)

において超音波風速計は鉛直断面及び水平面に示される数箇所のうち、測定条件に適う 2 点を選んで配置される。また熱電対も図中の 2 ないし 4 点を選んで配置され、超音波風速計と同一の位置には必ず取り付けられる。

風向方向の乱流の空間相関を得るためには、風速計を並べた測定線に沿って流れる条件が不可欠である。しかしこの様な理想的な状態は、予め期待した気流通りに風が吹く事であり皆無に近い。そのためデータ解析に際しては測定線と風向のずれの許容範囲を決めて行なう。2 台の超音波風速計を近づけて設置する場合、互に音波の干渉が生ずるため、ある一定の距離以内の空間相関を求めることが出来ない。風速鉛直成分は流れ方向の成分に比べて乱流強度が非常に小さいため、大きく離れた 2 点での相関はなく、小さい空間のみに相関が意味をもつ。従って超音波風速計を用いた野外での気流の相関の測定では小さいスケールの乱渦を対象としないため、鉛直成分については多少不十分な議論となる。

3. 乱渦の相関の定式化

乱渦の空間スケールの評価は境界層内である距離だけ離れた 2 点以上の位置において乱流を測定すればよい。いま空間の 2 点 A と B における気流の擾乱成分 $\eta^A(t)$, $\eta^B(t+\tau)$ の相互相関関数は、定常状態において

$$R_{\eta}(\ell, \tau) = \frac{\overline{\eta^A(t) \cdot \eta^B(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{\eta^A(t)^2}} \sqrt{\overline{\eta^B(t+\tau)^2}}} \quad (1)$$

と定義される。ここで、 ℓ は A B 間の距離、 τ は時間の遅れである。相関係数は $R_{\eta}(\ell, \tau)$ の最大値をもって与えられ、その時の時間遅れを $\tau = \tau_m$ とする。

相互相関関数から導出されるクロス・スペクトルはパワースペクトルで無次元化すると次式で表わすことができる。

$$\frac{\text{Co}(n) + iQ(n)}{\sqrt{P_{\eta}^A(n) \cdot P_{\eta}^B(n)}} = \sqrt{\gamma(\ell, n)} \exp \{i\phi(\ell, n)\} \quad (2)$$

ここで n は周波数、 $P_{\eta}^A(n)$ 、 $P_{\eta}^B(n)$ はそれぞれ A、B 点での $\eta(t)$ のパワースペクトル、 $\text{Co}(n)$ 、 $Q(n)$ はコスペクトル、クウォドラチャ・スペクトルである。 $\gamma(\ell, n)$ はコヒーレンスであり、乱流場において周波数別乱渦の空間相関を示す。また $\phi(\ell, n)$ は位相スペクトルである。

コヒーレンスと位相スペクトルは大気境界層の乱流構造を表現する有力な関数であるので定式化する(内藤, 1978)。コヒーレンスは周波数 n に対して指数関数的に減少することのみを仮定する。即ち乱流 i -成分の 3 次元空間における j -方向のコヒーレンス $\gamma_{ij}(\ell_j, n)$ は

$$\begin{aligned} \gamma_{ij}(\ell_j, n) &= \exp(-\alpha_{ij} \cdot n) \\ &= \exp \left\{ -A_{ij} \left(\frac{\ell_i}{z} \right)^{p_j} \left(\frac{nz}{\bar{U}} \right) \right\}, \quad (i, j) = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (3)$$

と表わされる。上式で A_{ij} は大気が中立状態のとき風速成分と空間方向によってのみ定まる普偏定数、 p_j は空間の方向のみによって定まる普偏定数である。(3)よりコヒーレンスは、高度 z で無次元化された距離 ℓ_j/z と平均風速 $\bar{U}$ と z で無次元化された周波数 $nz/\bar{U}$ ($=f$ とおく) の唯一の関数となり、一種の相似則を示している。一方減衰係数 α_{ij} は実験より求めることができ、次の式で与える性質をもつとする。

$$\frac{\bar{U} \alpha_{ij}}{z} = A_{ij} \left(\frac{\ell_i}{z} \right)^{p_j} \quad (4)$$

Davenport (1961) が水平風速の測定から得たいわゆる“Davenportの相似則”は(3)において $p_j = 1$ とした場合に相当し、この形は今回定式化したものの中に含まれてしまう。

風速変動の i = 方向における位相スペクトルもコヒーレンスと同様に定式化され、次式で与えられる。但し位相差が意味をもつ周波数帯は、対応するコヒーレンスが有意義な値をもつ範囲に限られる。しかしこの場合必ずしもコヒーレンスが(3)の形をして与えられる必要はない。

$$\begin{aligned}\phi_{ij}(\ell_j, n) &= c_{ij} \cdot n \\ &= B_{ij} \left(\frac{\ell_j}{z} \right)^{q_j} \left(\frac{nz}{U} \right), \quad (i, j) = 1, 2, 3\end{aligned}\quad (5)$$

ここで位相差が小さいとき、周波数 n とともに $\phi_{ij}(\ell_j, n)$ が線型に増加すると仮定している。係数 c_{ij} は実験によって求め、次式で与える性質をもつとする。

$$\frac{U c_{ij}}{z} = B_{ij} \left(\frac{\ell_j}{z} \right)^{q_j} \quad (6)$$

B_{ij} , q_j は普遍定数であり、とくに q_j は空間の方向のみに依存する。(5)から位相スペクトルはコヒーレンスと同様に無次元距離 ℓ_j/z と無次元周波数 f の唯一の関数である。

気温変動の境界層における振舞いについては風速と同様に解析を進めて行くため、便宜上この節の諸式を適用し $i = 0$ の添字で示す。(3), (5)で表現される乱渦の構造は、内藤(1978)において空間の鉛直方向で正しいことが明らかにされている。

4. 実験結果と考察

4.1 観測時間の評価

接地境界層の現象はどの程度の時間スケールの変化を含むものかということによってデータ採集時間及び読取り時間が決定される。通常境界層の研究では1 RUNについて約30分の連続測定を行ない、読取り時間は0.1秒とすることが多い。周期が0.1秒より小さい変動は気象学的な要因にならないと考えてよいから、長周期の乱流が境界層の現象に占める影響について調べる。

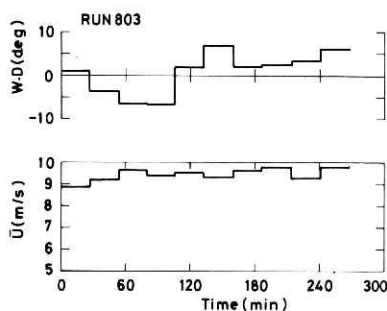


図 2 風向 $W.D$ と風速 $\bar{U}$ の長時間連続測定の実例。

Fig. 2 An example of long continuous measurement of wind direction $W.D.$ and speed $\bar{U}$.

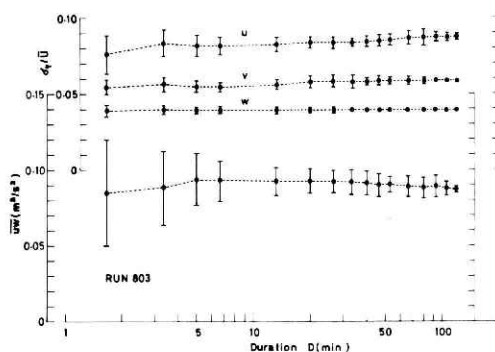


図 3 乱流強度と運動量の分散の変化を採集時間に対して示したもの。

Fig. 3 Variations of intensities of turbulence and covariance of momentum flux with respect to sampling duration.

表 1 1,600 秒の採集時間における $\sigma_\eta/\bar{U}$ と $\overline{uw}$ に対する種々の採集時間におけるそれらの比。
データは長時間測定 RUN 803.

Table 1. The ratio of $\sigma_\eta/\bar{U}$ and $\overline{uw}$ in several sampling durations to those in 1,600 sec. Data from the long measurement RUN 803.

D(sec)	100	400	800	2,400	3,200	6,400
$(\sigma_u/\bar{U})/(\sigma_u/\bar{U})_R$	0.91	0.98	0.99	1.01	1.02	1.04
$(\sigma_v/\bar{U})/(\sigma_v/\bar{U})_R$	0.94	0.93	0.96	1.00	1.00	1.01
$(\sigma_w/\bar{U})/(\sigma_w/\bar{U})_R$	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
$\overline{uw}/(\overline{uw})_R$	0.93	1.00	1.00	0.99	0.98	0.95

比較的定常な大気状態のとき、長時間風ベクトルを連続測定した際の乱流強度の例を図2と図3に示す。図2は採集時間 1.6×10^4 秒 (≈ 267 分) における風向風速の変化を 1.6×10^3 秒毎の平均値で示したものである。この例は海上風が安定して吹く典型的な場合であり、通常は風向風速ともに変化が大きい。風速計の高度は潮汐による水位の変化があるため、 $z = 640 \pm 35$ cm である。大気の安定度は $z/L = -0.012$ (L は Monin・Obukhov 長) であって、ほぼ中立に近い。図3は風速変動の成分 (u, v, w) の乱流強度 $\sigma_\eta/\bar{U}$ と運動量の鉛直輸送を与える分散 $\overline{uw}$ の採集時間 D に対する変化を示したものである。測定値に付した線分は、ばらつきの標準偏差を表す。種々の採集時間における乱流強度と分散 $\overline{uw}$ を 1,600 秒の採集時間における各々の値と比較して表1に示す。これらの図と表から海洋上の接地境界層の乱流統計量は 400 秒前後の採集時間でほとんど誤差なく評価できることが分る。但し v 成分に関しては、 u 成分のゆらぎが入ってくると考えられるため可能な限り 1,600 秒程度の採集が解析上好ましい。また u 成分は長時間採集すると接地層を越える大きなスケールの擾乱が測定されると思われる、大きな値をとるようになる。

4.2 乱流の3次と4次モーメント

乱流の確率分布の2次モーメント即ち乱流強度の評価は前報(内藤, 1977; Naito, 1978)で行なった。ここでは風ベクトルと気温の3次及び4次モーメントである Skewness と Kurtosis について調べる。

図4に風ベクトルの Skewness S_η を平均風速 $\bar{U}$ に対して示す。 u, v 成分については海面からの高さ $z = 645$ cm の層では広い範囲の風速にわたってほぼ0の値をとり、分布の非対称性がないことが分る。しかし w 成分については弱風のときは正の値をとるが ($\bar{U} = 3$ m/s) で $S_w \approx 0.35$), 強風になるに従って0に近づく。これは w 成分は海面で押えられるため非対称だが、風速が強くなって乱流運動が激しくなると境界面が気流に及ばず層が薄くなることを示唆している。

図5に Kurtosis K_η を平均風速 $\bar{U}$ に対して示す。 u 成分については低風速ではばらつく

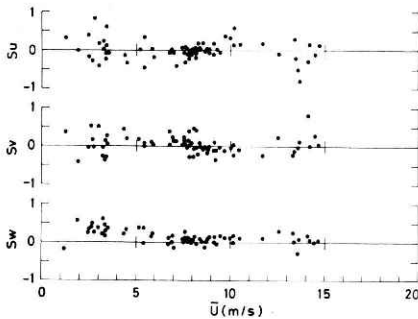


図 4 高度 645cm での平均風速 $\bar{U}$ に対する風速の Skewness S_{η} .

Fig. 4 Skewness of wind velocity S_{η} against mean wind speed $\bar{U}$ at 645cm height.

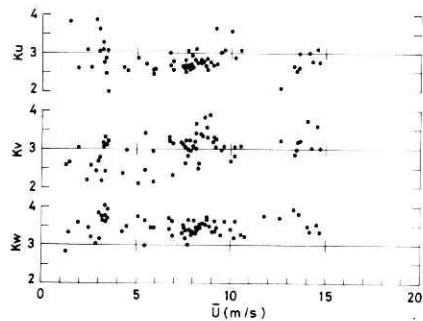


図 5 高度 645cm での平均風速 $\bar{U}$ に対する風速の Kurtosis K_{η} .

Fig. 5 Kurtosis of wind velocity K_{η} against mean wind speed $\bar{U}$ at 645cm height.

表 2 強風時における気温擾乱の統計量

Table 2. Summary of the fluctuation statistics of air temperature in high winds.

Number of runs	z (cm)	$\bar{U}$ (cm/s)	z/L	T_* °C	S_{θ}	K_{θ}
7	598	1155	0.042	-0.041	0.13	3.18
6	631	1304	-0.051	-0.171	0.27	3.07

けれども， $\bar{U} > 4\text{m/s}$ では Gauss 分布を表わす $K_u = 3$ より小さい．そして平均的に $K_u \approx 2.75$ をとり，強風でもこの性質は変らない． K_v は全体にばらつきが大きいけれども 3.0 近傍の値をとり， $S_v \approx 0$ と合せて v 成分の分布形は Gauss 分布に近い． w 成分の Kurtosis は大きく， $K_w \approx 3.45$ で平均風速への依存性はほとんどない．

Maitani (1978) は植被上の気層で乱流統計量を測定していて，風速 3 成分の確率密度分布を評価している．それによれば流れ方向の S_u は正の値をとり，鉛直方向の S_w は負の値をとっている．今回の結果は $S_u \approx 0$ で， $S_w > 0$ であり植被上とは全く逆の歪みになっている．また Kurtosis では $K_u > 3$ を報告していて，海面上の $K_u < 3$ と異なる． K_w はどちらの気層でも 3 より大きい値をとる．海面の粗度は非常に小さいため，境界面に極く近い気層の測定が必要だが，技術的にも不可能なため厳密には Maitani の結果と比較できない．しかし 2 つの層では気流の密度分布は異なることが指摘できる．更に海面上では Gauss 分布からのずれは大きくなく，高次モーメントから乱流境界層の特性を定量的に評価するのは困難であろう．

気温変動の高次モーメントのばらつきは非常に大きい． $U < 10\text{m/s}$ では大気が安定か不安定かによらず $S_{\theta} = -1.0 \sim 1.6$ ， $K_{\theta} = 1.5 \sim 5.5$ の範囲の値をとる．しかし $\bar{U} > 10\text{m/s}$ になるとばらつきが急に小さくなる．Skewness と Kurtosis を大気の安定度で分類し，scaling temperature T_* 等と共に表 2 に示す．表より強風時には気温変動は常に少しばかり高温の方へ歪んでいるが，全体として Gauss 分布に近い擾乱であると言える．

4.3 水平方向のコヒーレンス

⼤気境界層における周波数別乱渦の空間相関は、(2)で表現できるコヒーレンス $\gamma(\ell, n)$ で⽰される。このコヒーレンスの特性に関しては前報（内藤，1978）で、鉛直方向の振舞いについて議論した。続けて水平面での振舞いについて実験結果を⽰し議論する。

風ベクトルのコヒーレンスの観測例を無次元周波数に対して図6に⽰す。流れの方向に対55°開いた測定線での乱渦の相関である。u, v成分が2RUN, w成分が2RUNの測定データを同時に図⽰したもので、無次元距離 $\ell/z=0.31$ の条件で求めている。平均風速 $\bar{U} =$

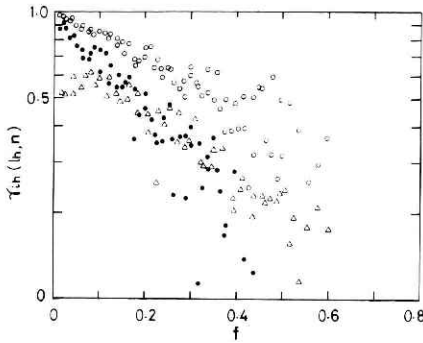


図 6 無次元周波数 f の関数として⽰した風速擾乱の水平コヒーレンス $\gamma_{ih}(\ell_h, n)$ の観測例。ここで風向と測定線のなす角は55°， $\ell/z=0.31$ である。

Fig. 6 Observed horizontal coherence $\gamma_{ih}(\ell_h, n)$ of wind fluctuations as a function of non-dimensional frequency f , where the wind-anemometer line angle is 55° and $\ell/z = 0.31$. ●, u component; ○, v component; Δ, w component.

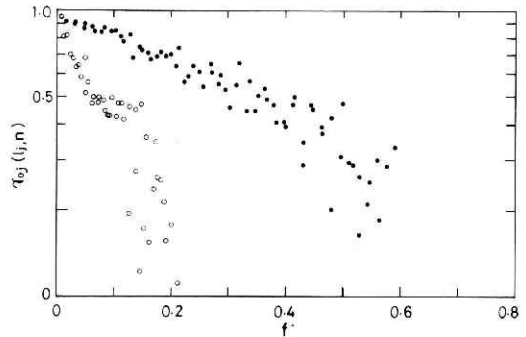


図 7 無次元周波数 f の関数として⽰した気温擾乱の水平コヒーレンス $\gamma_{oj}(\ell_j, n)$ の観測例。ここで $\ell_j/z=0.57$ 。

●，流れ方向，○，横方向。

Fig. 7 Observed horizontal coherence $\gamma_{oj}(\ell_j, n)$ of air temperature fluctuations as a function of non-dimensional frequency f where $\ell_j/z = 0.57$. ●, longitudinal; ○, lateral separations.

650~1,350 cm/s で、⼤気の安定度 $z/L < 0.1$ の中立に近い状態であった。図より3成分のコヒーレンスとも測定のはらつきが多少ある程度で、無次元周波数 $f=nz/\bar{U}$ の関数としてよく表現されている。即ちコヒーレンスはパワースペクトルと同様に境界層の相似則を持つ。またu, v成分のコヒーレンスは f の指数関数として近似することができ、(3)の実験式を適用できると期待される。w成分においてはこの場合の間隔 z/ℓ では、周波数 n が0に近づいたとき $\gamma(\ell, n)$ は1.0の値に近づかないので(3)の仮定を用いることができない。従って適当な表現の実験式を得る手段を持たない。図よりv成分の周波数に対する指数関数的減衰がu成分のそれよりも遅い。即ちほとんどすべての周波数において乱渦の相関はv成分の方が強いことを⽰しており、この性質は鉛直方向のコヒーレンスでも認められている。

図7に気温変動の水平コヒーレンスの観測例を⽰す。図6と同様に⼤気の状態がほとんど中立の時で、 $\bar{U}=700\sim950$ cm/sの条件下で測定した4RUNを同時に図⽰したものである。図中のデータは相関を求める測定線が気流に対して流れの方向とそれに垂直な方向のグループに分れていて、それぞれのコヒーレンスとも無次元周波数の関数として表わすことができ、

風ベクトルと同様に(3)の形を仮定して良い。図中の測定値は両グループとも $\ell/z=0.57$ の測定であり，流れ方向のコヒーレンスは横方向のコヒーレンスより非常に大きい。

自然風が測定線に沿って吹いたり，また測定線に垂直に吹くような条件が実現する場合の観測は極めて少く，取得するデータも限られる。従って流れ方向と横方向のコヒーレンスを求めるために測定線から風向のずれの許容範囲を予め定める必要がある。今回の観測では流れ方向の相関がすべての成分において最も強いので，このずれの限度を流れの方向で 5° 以内横方向で 8° 以内とした。この範囲にある測定例のうち横方向のコヒーレンス $r_{12}(\ell_2, n)$ が n の増加とともに 1.0 から指数関数的に減少するものに限って(3)の形の実験式を試みる。表 3 にこれらの条件を満たす RUN について観測時の気象要素と減衰係数を表わす。但し w 成分については今回の観測における最小間隔 $\ell_2/z=0.31$ でも上記の減衰形で近似することが不可能であったため表示されていない。

表 3 の減衰係数等を用いて(4)に従って解析する。図 8 に無次元減衰係数 $\bar{U} \alpha_{12}/z$ を無次元距離 ℓ_2/z に対して示す。

表 3 水平横方向のコヒーレンスの指数関数的減衰係数 α_{12} と実験条件。

Table 3. Exponential decay parameters α_{12} of lateral coherence with experimental conditions.

Run No.	Date & time	z cm	ℓ_2 cm	U cm/s	α_{12} s	α_{22} s	α_{32} s	α_{02} s
C-122	1975. 11. 7 15:36	606	370	954	8.77	3.66	—	—
C-123	16:03	606	370	881	8.30	3.51	—	—
C-124	11. 16 8:30	655	370	708	13.7	4.91	—	—
C-125	8:57	655	370	663	12.5	5.68	—	—
C-130	12. 5 10:41	643	200	1,084	3.12	1.34	—	—
128	12. 22 12:12	658	200	1,073	3.14	0.94	—	—
129	12:39	663	800	835	3.05	1.46	—	—
141	1976. 1. 28 14:41	614	800	870	23.0	9.80	—	—
142	15:08	623	800	933	22.5	7.90	—	—
143	15:35	628	800	892	22.7	9.80	—	—
144	16:03	635	800	873	26.1	10.3	—	—
173	11. 26 11:50	558	324	677	—	—	—	6.17
174	14:36	557	264	694	—	—	—	5.00
176	11. 28 17:05	565	77	890	—	—	—	0.63
		565	148	890	—	—	—	1.75
		565	225	890	—	—	—	2.40
185	1978. 7. 11 14:57	610	350	835	—	—	—	7.18
188	16:17	620	350	622	—	—	—	6.24
194	18:57	630	350	738	—	—	—	6.60

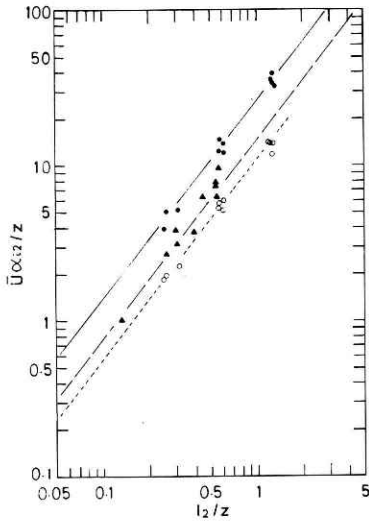


図 8 無次元距離 ℓ_2/z の関数として示した水平横方向コヒーレンスの無次元減衰係数 $\bar{U}\alpha_{i2}/z$ 各直線は観測値に適せたもの。●, u 成分; ○, v 成分; △, w 成分; ▲, θ 成分。

Fig. 8 Non-dimensional decay parameter $\bar{U}\alpha_{i2}/z$ of lateral coherence as a function of non-dimensional distance ℓ_2/z . Each line fits observed values. ●, u component; ○, v component; △, w component, ▲, θ component.

図中の 3 本の直線は測定値を近似したものであり、同一の勾配をもつ。換言すれば風ベクトル 3 成分と気温の乱れの渦の距離依存性は同じであると考えられる。またこの勾配は鉛直方向のコヒーレンスと同一である。総じて横方向のコヒーレンスは鉛直方向のコヒーレンスより多少強いけれども、そのスペクトルの振舞いは良く似ていると言えよう(内藤, 1978)。

図中の近似線から実験定数は次のようになる。

$$p_2 = 1.26 \quad (7)$$

$$\begin{bmatrix} A_{12} \\ A_{22} \\ A_{32} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 25.6 \\ 10.6 \\ - \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$A_{02} = 14.4 \quad (9)$$

流れ方向のコヒーレンスについても横方向と同様に実験式を与える。表 4 に指数関数近似ができる観測例を表 3 にならって示す。更に無次元減衰係数 $\bar{U}\alpha_{i1}/z$ を無次元距離 ℓ_1/z に対して図 9 に示す。図中の直線は測定値を近似するものであるが、流れ方向に関しては他の方向に比べて減衰係数のばらつきが大きいためすべての成分で同一の勾配をもち、その値は $p_1=1.0$ とした。結果的には Davenport (1961) の与えた解析方法と同じとなる。w 成分については指数関数近似が有効である ℓ_1/z の範囲は小さいけれども、かなり広い周波数帯で成立する。気温のコヒーレンスは、強風時に海面上での熱輸送に複雑な機構が存在すると考えられるため、多くの場合大きな水平距離に対して非常に小さな値を示すとともに周波数依存性は単調な指数関数近似で表現できない。従って図 9 で与えている気温のコヒーレンスの減衰係数は比較的短い距離におけるもののみであり、且つばらつきも大きい。図中の近似線から実験定数を求めると次の値になる。

$$p_1 = 1.0 \quad (10)$$

表 4 流れ方向のコヒーレンスの指数関数的減衰係数 α_{i1} と実験条件.

Table 4. Exponential decay parameters α_{i1} of longitudinal coherence with experimental conditions.

Run No.	Date & Time	z cm	ℓ_1 cm	$\bar{U}$ cm/s	α_{11} s	α_{21} s	α_{31} s	α_{01} s
51	1975. 6. 16 15:00	674	350	284	3.66	1.87	2.03	3.16
112	8. 20 13:30	642	335	914	1.58	0.47	0.47	2.75
116	15:30	600	335	865	1.15	0.39	0.46	1.50
117	16:00	595	335	874	1.29	0.39	0.47	1.88
119	17:00	590	335	890	1.28	0.45	0.53	1.41
145	3. 18 13:44	710	1,280	1,119	4.49	2.17	—	—
147	3. 30 10:25	710	1,280	1,624	2.25	0.91	—	—
149	4. 5 13:40	724	1,280	469	10.9	5.17	—	—
153	4. 14 13:18	644	1,280	1,225	4.55	1.95	—	—
167	5. 15 16:38	618	1,740	890	8.25	3.80	—	—
168	17:05	612	1,740	902	9.00	4.28	—	—

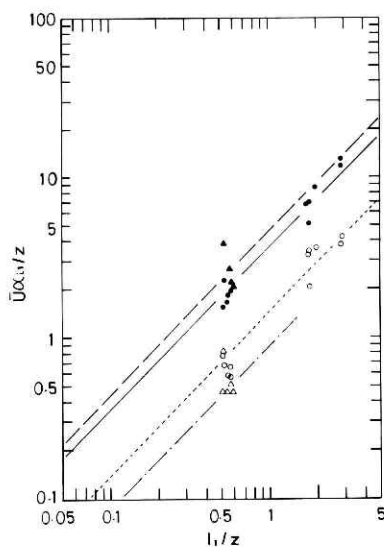


図 9 図 8 に同じ，但し流れ方向コヒーレンスと流れ方向距離

Fig. 9. Same as Fig. 8, but for longitudinal coherence and longitudinal distance.

$$\begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{12} \\ A_{13} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3.7 \\ 1.5 \\ 0.9 \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$A_{01} = 4.6 \quad (12)$$

流れ方向及び横方向以外の水平面での任意の方向におけるコヒーレンスの実験式は, Hino (1973) と Iwatani (1977) の一様な乱流場でのコヒーレンスの減衰定数についての示唆を考慮して与える. 新しいパラメータとして(3)から境界層の相似則(周波数依存性)を除いた部分を用いる. 即ち

$$\beta_{ij} = A_{ij} \left(\frac{\ell_j}{z} \right)^{p_j} \quad (13)$$

を定義する. β_{ij} はすべての周波数別乱渦に共通する相関特性をもつパラメーターである. 水平面内の流れの方向と測定線のなす角を ϕ とし, $j = h$ の添字でその方向を表わすと, ℓ だけ離れた2点における相関特性は

$$\beta_{ih} = A_{11} \left(\frac{\ell}{z} \cos \phi \right)^{p_1} + A_{12} \left(\frac{\ell}{z} \sin \phi \right)^{p_2} \quad (14)$$

と表現できる. 従って流れの方向と任意の角度をとる測定線でのコヒーレンスは, 上式を(3)に代入することによって得られる.

風速変動の u , v 成分について(14)で与えられる相関のパラメータ β_{ih} の2次元ダイアグラムを図10に示す. 同図には測定値もいくつかのクラスに分けて同時に示した. 図10(a)の破線は Iwatani (1977) が与えた水平風速の2次元面内の減衰係数の式から β_{ih} に変換したもので, $\beta_{ih}=10$ の場合に相当するものである. 図中の等値線は横方向にはほとんど垂直に近い形で接近し, 流れ方向の軸には小さな角で接近する. これより横方向の相関を得るためには風向の測定線に対するずれが多少あっても, 測定値にはほとんど影響を及ぼさないことが分る. 他方流れ方向の場合は数度のずれが相関値に大きな変化を与える. 風向の揺ぎの標準偏差 σ_A は v 成分の擾乱の標準偏差 σ_v から

$$\sigma_A (\text{deg}) = (\sigma_v / \bar{U}) \cdot (180/\pi)$$

で与えることができる. 海洋上で非常に定常な場合で, 中程度の風速の場合接地境界層では乱流強度は $\sigma_v / \bar{U} = 0.060$ であるから(内藤, 1977), $\sigma_A = 3.4^\circ$ となる. 陸上風の場合乱流強度は海洋上に比べて一般に大きく, 従って風向の揺ぎ σ_A も大きくなる. ここで測定上の矛盾が生じる. 即ち厳密に測定線と風向の一致を求めるのが不可能であるのに, 風向のわずかな揺ぎが流れ方向の相関の測定に大きな誤差を生む. 図10で u , v 成分とも流れ方向に近い測定値はかなりばらついているのに, 流れに垂直な方向では等値線と良く一致している. 流れ方向では測定点の間隔が大きくなり観測条件に困難な面が増えるとともに, 風向の変動によるためである. 従って流れ方向のコヒーレンスは過少評価される可能性が多い. Iwatani

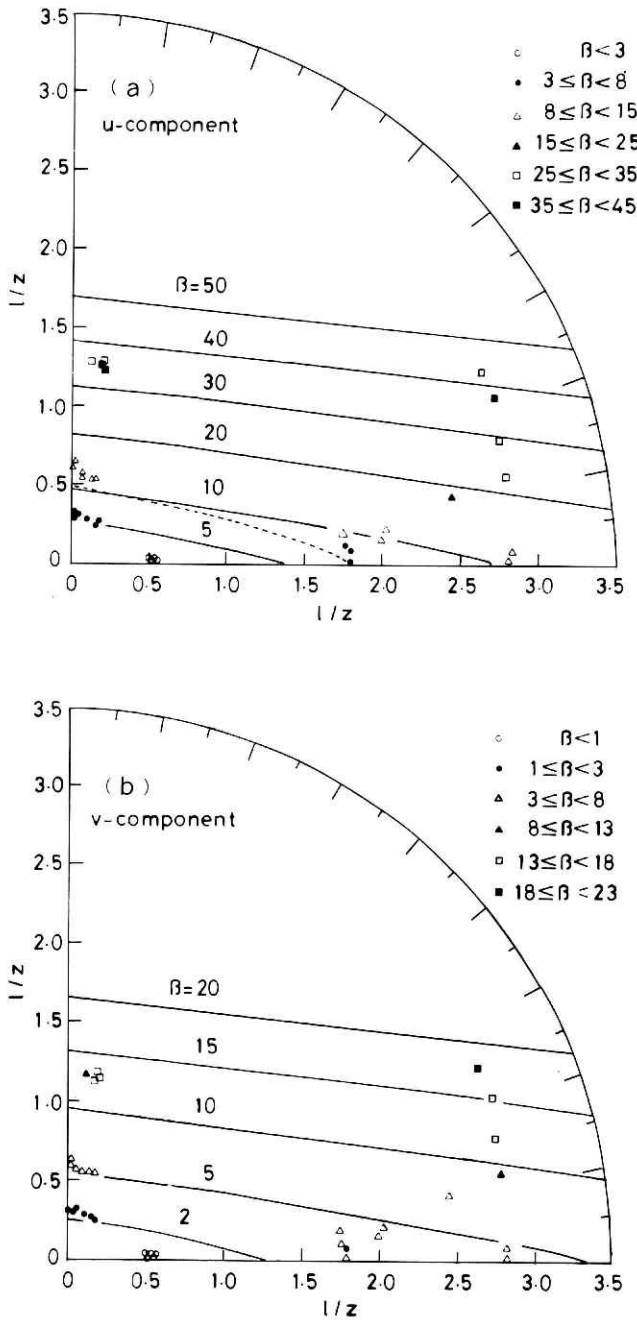


図 10 無次元空間座標 l/z での空間相関パラメータ β の等直線 (a) u 成分, (b) v 成分. 破線は Iwatani (1977) から求めたもので $\beta = 10$ に対応する.

Fig. 10 Isopleths of space correlation parameter β in non-dimensional space coordinates l/z for (a) u component, (b) v component. Dashed curve is evaluated from Iwatani (1977) for $\beta = 10$.

(1977) の水平面でのコヒーレンスは横方向では今回の結果とよく一致しているが、流れ方向では小さい。

水平面でのコヒーレンスの報告は上記の Iwatani (1977) を除いて(3)の指数 $p_1=p_2=1$ とした場合の解析結果である。Panofsky et al. (1974) は水面上での観測から $A_{11}=2\sim 3$ を得ており、今回の測定値と一致する。Ropelewski et al. (1973) がまとめた陸上における測定値は、水平成分について

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 8 & 42 \\ 4 & 28 \end{bmatrix}$$

となっている。また Berman and Stearns (1977) は、草地で 1～3 m の高度の気層における水平コヒーレンスを測定した。いくつかの条件のうち十分に刈り込んだ草地上で（空気力学的粗度は 0.2 cm）

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 8.1 & 26.2 \\ 5.7 & 16.5 \end{bmatrix}$$

を得ている。水面上で横方向コヒーレンスの測定実験として、Kristensen and Jensen (1979) は吊り橋での結果から

$$\begin{bmatrix} A_{12} \\ A_{22} \\ A_{32} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 11 \\ 6.5 \\ 11 \end{bmatrix}$$

を報告している。w 成分の流れ方向コヒーレンスは、Mizuno (1976) が係留気球を使って地上から数百 m の高さの層で測定を行い、 $A_{31}=1.7$ を得ている。今回の海洋上での測定結果と比較すると、横方向コヒーレンスについては Kristensen and Jensen が例外的に小さな減衰係数（強い相関）を示しているけれども他の報告の測定条件を考慮すれば、粗度が小さい海面上境界層の特性を表わしていると言えよう。流れ方向コヒーレンスの減衰係数は今回の測定値の方が小さいが、測定線からの風向のずれを厳しく抑えたためと考えられ、正しい評価である。

水平コヒーレンスは風ベクトルの定常性に大きく左右されるため測定値のばらつきが多く、他方境界面の異なる気層では違った相関を示すため十分な比較が困難である。Ropelewski et al. (1973), Kristensen (1979) らは、流れ方向のコヒーレンスの空間特性を決める基本的な要素として乱流強度を導入している。流れ方向の相関の揺らぎは、これからの実験によって明らかにされよう。

4.4 コヒーレンスと相関係数

空間相関係数 $R_\eta(\ell, \tau_m)$ はコヒーレンスとパワースペクトル及び位相スペクトルから評価できる。ここで鉛直方向の相関について直接求めた係数と気流の時間遅れ τ_m を、スペクトル解析によって得た実験式から推算した値と比較してみる。

相関関数(1)は規格化されたパワースペクトルとコヒーレンス、位相の項で表現できるが、時間遅れが

$$\tau = \tau_m = \phi(\ell, n) / 2\pi n$$

のとき最大値をとる。従って鉛直方向の2点A, Bでの気流の遅れは定式化された位相スペクトル(5)から

$$\tau_m = B_{13} \frac{z}{2\pi U} \left(\frac{\ell_3}{z} \right)^{q_3} \quad (15)$$

で表わすことができ、相関係数は次式で与えられる。

$$R_\eta(\ell_3, \tau_m) \doteq \int_{\ell_{nfL}}^{\ell_{nfH}} \sqrt{\frac{nP_\eta^A(n)}{\sigma_\eta^{A2}} \cdot \frac{nP_\eta^B(n)}{\sigma_\eta^{B2}}} \cdot \sqrt{\gamma_{13}(\ell_3, n)} d(\ell_{nf}) \quad (16)$$

ここで B_{13} と q_3 は実験定数で、内藤(1978)より風ベクトルに対して

$$q_3 = 1.4$$

$$\begin{bmatrix} B_{13} \\ B_{23} \\ B_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 7.5 \\ 11.4 \\ 3.0 \end{bmatrix}$$

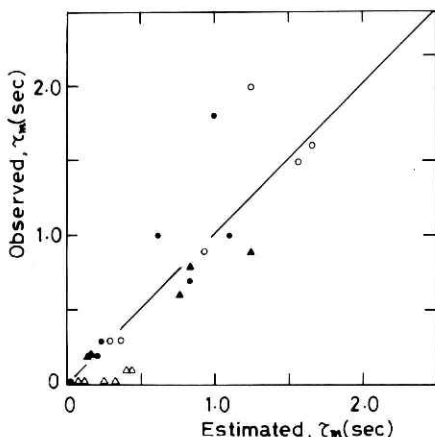


図 11 鉛直相関関数の最大時間遅れの測定値と計算値の比較。記号は図8に同じ。

Fig. 11 Comparison of the observed with the estimated maximum delay time of vertical correlation function. Symbols same as in Fig. 8.

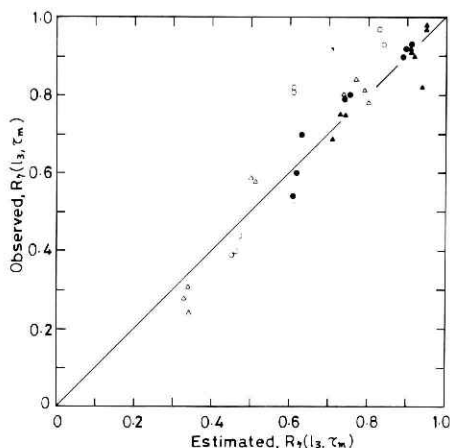


図 12 鉛直相関係数の測定値と計算値の比較。記号は図8に同じ。

Fig. 12 Comparison of the observed with the estimated vertical correlation coefficient. Symbols same as in Fig. 8.

気温に対して

$$q_3 = 1.9, \quad B_{03} = 8.4$$

を用いることができる。図11に(15)から計算した時間遅れと直接求めた時間遅れを対比させる。海洋上の接地層では気流の境界面による遅れは小さいため比較する測定値のばらつきが大きくなる。特にw成分に関しては約0.1秒程度であるので、(15)からの計算値と対比させるのが難しい。

図から風ベクトル及び気温とも直接測定値と計算値が大体において1対1に対応しており、 ℓ_3/z があまり大きくない範囲で(15)による最大時間遅れ τ_m の評価は可能である。

相関関数を与える(16)の積分区間は大気境界層の現象の最大スケールによって定まる。無次元周波数の範囲(f_L, f_H)は、海洋上の接地境界層として

$$f_L = 0.002, \quad f_H = 10$$

が中立に近い大気状態で適当であろう。図12にパワースペクトルとコヒーレンスの実験式から(16)で計算した相関関数を直接測定値と対比して示す。風ベクトルのパワースペクトルは、内藤(1977)で提案した式を使った。また気温のパワースペクトルは同報告で示した実験から、大気の安定度が少し不安定で、大量に海面から大気へ熱輸送が行なわれる強風時のケースから次の形を与える。

$$\frac{nP_\theta(n)}{\sigma_\theta^2} = \frac{c_1 f}{1+c_2 f} + \frac{c_3 f}{1+c_4 f^{7/3}} \quad (17)$$

ここで、 $c_1=47$, $c_2=2.8 \times 10^4$, $c_3=0.29$, $c_4=35$ である。鉛直方向のコヒーレンスは、内藤(1978)より(3)の実験定数として、

$$\begin{aligned} p_3 &= 1.26 \\ \begin{bmatrix} A_{13} \\ A_{23} \\ A_{33} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 24.0 \\ 12.5 \\ 8.8 \end{bmatrix} \\ A_{03} &= 15.0 \end{aligned}$$

を用いた。図12から風速v成分について多少ばらつきがみられるけれども、他の風速成分と気温の相関については直接測定値と計算値は良い一致をみる。従って今回の実験から得られたコヒーレンス、位相スペクトル及びパワースペクトルの実験式は大気境界層の構造を良く説明しているといえる。

4.5 周波数別乱渦のスケールと渦の鉛直軸の傾き

周波数空間における大気乱流の渦のモデルとして、コヒーレンスの積分スケールを考え

る。次式で定義する。

$$I_{ij}(n) = \int_0^\infty \sqrt{\gamma_{ij}(\ell_j, n)} d\ell_j, \quad i=0, 1, 2, 3, \quad j=1, 2, 3.$$

コヒーレンスは必ずしも(8)の形を持たなくても上式を適用できるが、ここでは接地層に限り(8)の実験式を満足する渦についてその特性を調べる。(8)を上式に代入すると、 $p_j > 0$ のとき、 $f = nz/\bar{U}$ において

$$I_{ij}(n) = \Gamma\left(\frac{1}{p_j} + 1\right) z / \left(\frac{A_{ij}}{2} f\right)^{1/p_j} \quad (18)$$

が得られる。 Γ はガンマ関数である。(18)より境界層の相似則に従う乱渦、即ち $f = \text{一定}$ の条件を満たす乱渦は高度 z に線型比例して大きくなる。前報において鉛直方向の積分スケール $I_{13}(n)$ が与えられているので、4.3節の水平方向のコヒーレンスから同スケールを計算する。3次元空間の方向特性を比較するため、全方位のスケールについて示すと次のようになる。風ベクトルに対して

$$\begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.54 f^{-1} & 0.12 f^{-0.79} & 0.13 f^{-0.79} \\ 1.33 f^{-1} & 0.25 f^{-0.79} & 0.22 f^{-0.79} \\ 2.22 f^{-1} & - & 0.29 f^{-0.79} \end{bmatrix} \cdot z \quad (19)$$

気温に対して

$$(I_{01} \quad I_{02} \quad I_{03}) = (0.43 f^{-1} \quad 0.19 f^{-0.79} \quad 0.19 f^{-0.79}) \cdot z \quad (20)$$

が求められる。

乱渦の鉛直軸の傾きを位相スペクトルから与えることができる。Pielke and Panofsky (1970) は渦の勾配を

$$s_i = \frac{U \phi_{i3}(\ell_3, n)}{2\pi n \ell_3}$$

で定義している。今回乱渦の積分スケールを用いて、勾配を次のように定義しなおすことが適当である。

$$s_i = \frac{I_{i1}}{I_{i3}} \cdot \frac{\phi_{i3}(L_{i3}, n)}{2\pi}, \quad i=0, 1, 2, 3 \quad (21)$$

位相スペクトルと積分スケールは実験定数を付した(5)と(19), (20)を用いると、風ベクトルに対して

$$\begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.28 \\ 1.31 \\ 0.64 \end{bmatrix} \cdot f^{-0.32} \quad (22)$$

気温に対して

$$s_0 = 0.13 f^{-0.71} \quad (23)$$

が得られる。上式より渦の勾配は f のみに依存することが分る。

乱渦のモデルの具体例を次に示す。無次元周波数 $f = 0.1$ のとき（高度 $z = 10\text{m}$ ，風速 $\bar{U}_{10} = 10\text{m/s}$ ，変動の周期10秒の渦では），風ベクトルの積分スケールは，

$$\begin{pmatrix} I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5.4 & 0.74 & 0.80 \\ 13.3 & 1.54 & 1.35 \\ 22.2 & - & 1.78 \end{pmatrix} \cdot z \quad (24)$$

渦の鉛直軸の傾きは，

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.58 \\ 2.73 \\ 1.33 \end{pmatrix} \quad (25)$$

気温の積分スケールは，

$$(I_{01} \ I_{02} \ I_{03}) = (4.3 \ 1.17 \ 1.17) \cdot z \quad (26)$$

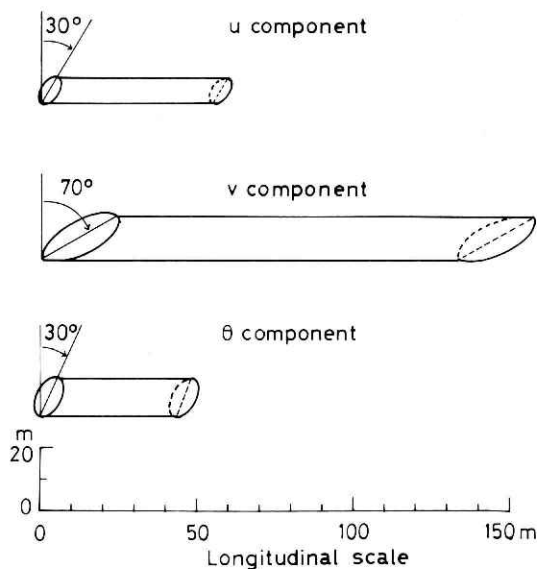


図 13 乱渦のモデル。 $f=0.1$ ， $z=10\text{m}$ ($\bar{U}=10\text{m/s}$ ， $n=0.1\text{ Hz}$) の場合。

Fig. 13 A model of turbulent eddy in the case of $f=0.1$ ， $z=10\text{ m}$ (for example, $\bar{U} = 10\text{ m/s}$ ， $n=0.1\text{ Hz}$).

渦の鉛直軸の傾きは，

$$s_0 = 0.66 \quad (27)$$

となる．これらの値から風ベクトル及び気温とも水平横方向と鉛直方向のスケールはほぼ等しい．また流れ方向のスケールはこれらに比べて風ベクトルでは約 8 倍，気温では約 4 倍の大きさをもつ．

渦の傾きは風速 v 成分に関してが最も大きく， u 成分が最も小さい．Pielke and Panofsky (1970) は大気が中立時に u 成分について $s_1 = 0.2 \sim 1.5$ ， v 成分について $s_2 = 1.8 \sim 2.8$ を得ている．他方 Shiotani (1975) は相関関数が最大値をとるときの時間遅れ τ_m から乱渦の勾配を与え，水平風速の場合高度 50 m 以下の気層で $s_1 = 1.6$ を，それよりも上層に行くに従って小さくなる値を示した．今回の風ベクトルの渦の傾きは，これまでの報告と良く一致していると言える．気温の乱渦の傾きは風速 u 成分のそれに近い．

図 13 に乱渦のモデルとして， $f = 0.1$ ， $z = 10$ m の渦を傾いた円柱形で表現を試みた．周波数別乱渦は図でみられるように，ロール状の渦が連続して流れていると考えて良いだろう．

5. 結 論

海洋上の大気境界層の乱流構造を風ベクトルと気温の擾乱成分から評価した．乱渦の空間相関については前報で鉛直構造を調べたので，今回は水平構造を調べるとともに 3 次元空間での特性を見出した．主な結果は次のとおりである．

(1) 大気境界層の現象を評価するために必要なデータ採集時間は，海上接地層では約 400 秒で充分である．

(2) 風ベクトルの乱れの歪みと尖りの程度はガウス分布に近い．気温の乱れは強風時にはガウス分布になるが中程度以下の風速時では不定である．

(3) 水平コヒーレンスは風ベクトル，気温ともに無次元周波数と無次元距離の関数となり，一種の相似則をもつ．コヒーレンスのうち周波数に対して指数関数的減衰をするものについては，次の実験式で表わすことができる．実験定数は前報の鉛直方向に関するものと合せて示す．

$$r_{ij}(\ell_j, n) = \exp \left\{ -A_{ij} \left(\frac{\ell_j}{z} \right)^{p_j} \cdot f \right\}$$

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3.7 & 25.6 & 24.0 \\ 1.5 & 10.6 & 12.5 \\ 0.9 & - & 8.8 \end{bmatrix}$$

$$(A_{01} \quad A_{02} \quad A_{03}) = (4.6 \quad 14.4 \quad 15.0)$$

$$(p_1 \quad p_2 \quad p_3) = (1.0 \quad 1.26 \quad 1.26)$$

水平面の任意の方向の測定線におけるコヒーレンスを評価できる実験式も導出した。

(4) コヒーレンスと位相スペクトルから空間相関係数を求められることを確めた。

(5) 3次元空間における周波数別乱渦の積分スケールと乱渦の鉛直軸の傾きをコヒーレンス及び位相スペクトルから与えた。鉛直方向と水平方向のスケールは各成分ともすべての周波数帯でほとんど等しく、流れ方向のスケールはこれらのスケールに対して風ベクトルで約8倍、気温で約4倍である。渦の傾きは風速 u 成分が最も小さく、 v 成分が最も大きい。

参 考 文 献

- 1) Berman, S. and C. R. Stearn, (1977): Near-earth turbulence and coherence measurements at aberdeen proving ground, Md. Boundary-Layer Meteorol., **11**, 485-506.
- 2) Davenport, A. G., (1961): The spectrum of longitudinal gustiness near the ground in high winds. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **87**, 194-221.
- 3) Hino, M., (1973): Theoretical argument on turbulent structure of gusty wind. Jap. Soc. Civil Eng., **202**, 115-118.
- 4) Iwatani, Y., (1977): Some features of the spatial structures of the surface layer turbulence in the high wind condition. J. Meteorol. Soc. Jap., **55**, 130-138.
- 5) Kristensen, L., (1979): On longitudinal spectral coherence. Boundary-Layer Meteorol., **16**, 145-153.
- 6) Kristensen, L. and N. O. Jensen, (1979): Lateral coherence in isotropic turbulence and in the neutral wind. Boundary-Layer Meteorol., **17**, 353-373.
- 7) Maitani, T., (1978): On the downward transport of turbulent kinetic energy in the surface layer over plant canopies. Boundary-Layer Meteorol., **14**, 571-584.
- 8) Mizuno, T., (1976): Space-time correlations measured by two tethered balloon. J. Meteorol. Soc. Jap., **54**, 182-186.
- 9) 内藤玄一 (1977): 海面近くの大気境界層における運動量、顕熱輸送の直接測定. 国立防災科学技術センター研究報告, **17**, 189-213.
- 10) 内藤玄一 (1978): 海洋上の大気境界層における風速、気温変動の空間相関(I). 国立防災科学技術センター研究報告, **19**, 167-189.
- 11) Naito, G. (1978): Direct measurement of momentum and sensible heat fluxes at the tower in the open sea. J. Meteorol. Soc. Jap., **56**, 25-34.
- 12) Panofsky, H. A., D. W. Thomson, D. A. Sullivan and D. E. Moravek, (1974): Two-point velocity statistics over Lake Ontario. Boundary-Layer Meteorol., **7**, 309-321.
- 13) Pielke, R. A. and H. A. Panofsky, (1970): Turbulence characteristics along several towers. Boundary-Layer Meteorol., **1**, 115-130.
- 14) Ropelewski, C. F., H. Tennekes and H. A. Panofsky, (1973): Horizontal coherence of wind fluctuations. Boundary-Layer Meteorol., **5**, 353-363.
- 15) Shiotani, M., (1975): Turbulence measurements at the sea coast during high winds. J. Meteorol. Soc. Jap., **53**, 340-354.

(1982年6月14日 原稿受理)