

発達した低気圧による海上強風の乱流特性と長周期スペクトル構造

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	41
ページ	341-359
発行年	1988-03
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000979

発達した低気圧による海上強風の乱流 特性と長周期スペクトル構造

内藤玄一*

国立防災科学技術センター平塚支所

Turbulent Properties and Long-period Spectral Behaviours of Strong Ocean Winds Caused by Developed Cyclones

By

Gen'ichi Naito

*Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention,
9-2, Nijigahama, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254, Japan*

Abstract

Long lasting strong winds were observed at two heights of the off-shore tower by using a couple of sonic anemometers. Those turbulent properties were statistically evaluated with discussion of behaviours of the atmospheric disturbances.

Gust factor is from 1.46 to 1.36 under the stationary turbulence of the layer from 7 m to 23 m high, but abruptly becomes large to about 3.2 when the strong disturbance caused by the developed cyclone passes. Turbulent intensities and surface drag coefficient under strong disturbances are larger than those of the boundary layer turbulence, and are different with the kind of disturbance.

Power spectra of the longitudinal wind vector in very wide frequencies were obtained by the long observation more than 400 min, and those features were discussed. Correlation coefficient of horizontal wind vectors decreases with increasing mean wind speed under the condition of large vertical separation. Additionally, eddy coherence of horizontal wind vectors does not exponentially decay with increasing frequency, and its dependency of mean wind speed is not clear. Therefore, the Davenport geometric similarity cannot express the spatial correlation of wind fluctuations larger than surface layer turbulences.

*沿岸防災第2研究室

1. はじめに

強風による災害は家屋や樹木の倒壊、自動車の横転、海洋上における船舶の座礁などの直接的なものから、高波、高潮、塩害などの間接的なものまで広範囲にわたっている。これらの災害を防止するためには先ず強風の発生原因と強風の性質を充分解明することが不可欠である。そして強風の時間的空間的挙動に関する知識の積み重ねは、災害防止に最も必要な都市計画、耐風設計に資するものである。沿岸地域に生活圏が集中する我が国において、これから長大橋、高層建築物など増々構造物が大型化する方向にある。この条件下では地震よりも現象の時間スケールが大きい風の問題が、相対的に比重を増してくる。

我々が生活している空間は、ほとんど地表面から数100mまでの大気境界層の内である。従って大気境界層における強風の挙動が災害の要因となる。境界面すなわち地面(または海面)の特徴がその上の気層の性質を支配するが、乱流よりも大きな上空の気象擾乱も地表面近くにまで達することが少なくないと考えられる。

海上風は地形に影響されないため、大気境界層の性質を明らかにするのに最も都合がよい。ただし海面の空気力学的粗度が陸上の草地などと比べてかなり小さいため、乱流の特性が両方の大気層でかなり異なる。陸上における強風は、気象擾乱によって生じる本来の大きさに複雑な地形効果加わるため局地性が非常に強い。他方海洋上では非常に長い吹送距離が期待できるため、気象擾乱のみによる変質されない強風が観測できる。

境界面に近い接地層の乱流構造については多くの研究者によってかなり詳しく調べられているが、ほとんど陸地面上での気流に関してである。海上の気流の構造についての実験的研究は少なく、Kondo *et al.* (1972)は波浪との相関に関して貴重な成果を得た。境界層の気流のスペクトル構造は、Davenport (1961), Hino (1971), Kaimal *et al.* (1975)らがパワースペクトルなどの実験式を提案することによってモデル化をはかった。しかしこれらのスペクトル形はおよそ30分間の測定時間における風速変動に適用されるものであり、大気の長周期の挙動を無視している。長時間にわたる風速のパワースペクトルはVan der Hoven (1957)の他にほとんど報告されていない。大気境界層の乱流特性は、乱流よりも長い周期をもつ大気擾乱と切り離して論じることが出来ない。したがってかなり広い周期帯における連続スペクトルを実験的に得ることは、境界層の構造を理解するためにも非常に重要なことと考えられる。

大気乱流の空間相関に関する研究は、Davenport (1961)の幾何学的相似則の提案以降、急速に進展した。Shiotani *et al.* (1976), Pielke *et al.* (1970)らは、乱渦の周波数別相関を表現するコヒーレンスの性質を実験から追求した。Naito (1982)は海面上の接地層で3次元風ベクトルのコヒーレンスを、測定データより詳細に調べてDavenportの相似則を発展させた。

今回の報告は主として、時間スケールの大きな乱流の特性を明らかにすること、及び強い気象擾乱が接地層の乱流に干渉する程度を評価することを目的としている。そのため長時間

にわたって強い海上風が吹く条件下で、海上の観測塔の2高度に設置された超音波風速計によって連続測定が行われた。強風を対象としているため、大気状態の安定度は中立であるととし、気流の解析には安定度は特に考慮していない。

2. 測 定

強風の測定は相模湾の最奥部にある当所の波浪等観測塔で行った。相模湾は南方に向って開いており、南寄りの風に対しては無限吹送距離が期待できる。また後背地は平野であり、丘などによって気流が大きく変質することがない。

風の測定には2台の3次元超音波風速温度計(海上電機、モデルDAT-300)を用いた。各々の受感部は塔自体による気流の乱れを避ける配慮をし、更に南寄りの風を想定して取り付けた(写真1)。下方の受感部の高度は平均海面より6.85m、上方の受感部の高度は23.0mである。両方の風速計は海面よりの同一鉛直線上にある。また海面の波浪状況は容量型波高計の出力から求めた。良質な測定値を取得するために、塔に設置されている他の測器によって風

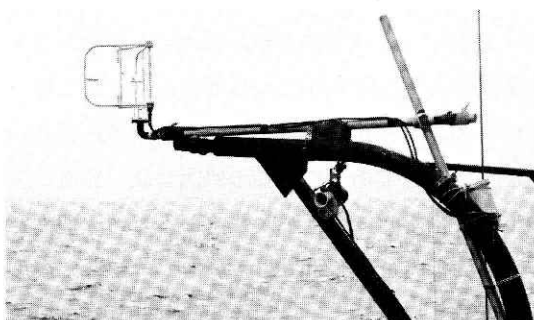


写真1 2台の超音波風速温度計による観測

Photo 1 Observation by using a couple of sonic anemometer-thermometers.

向風速、気温、水温等を常時観測して測定条件の総合的な判断を行っている。

風速変動と波高の出力は観測塔内でデジタル化され、オンライン・データ収集システムで陸上の計算機に伝送される。3次元風ベクトルは0.06sで読みとり、解析の目的に従って、10分、30分及び200分を一つの単位として統計処理する。スペクトル解析の場合、200分以上の連続観測データに対しては全体のスペクトル挙動が明らかになるように処理する。解析方法としてFFT法を用いた。

3. 結果と考察

3.1 3次元風ベクトルの乱流特性

海上風の3次元成分の乱流特性については、Naito(1978)は比較的定常な場合の観測値から乱流強度、海面の抵抗係数などを示した。長時間にわたって強風が吹くとき、必ずしも充分定常な状態が続かない。強風が観測される場合、その原因となる大気擾乱、例えば台風、メイ・ストームをおこす発達した温帯低気圧などの中心が時刻とともに移動する。またそれらの大きな低気圧に伴う中小規模の擾乱が速く変動する。従って地表面で測定される風向と風速はかなりよく変化する。しかし別な角度から強風時の風向風速の変化をみれば、その発生原因となる大気擾乱を捕えていると言えよう。

今回解析の対象とした事例は日本海を通過した中程度の強さの台風と、前線を伴っている発達した温帯低気圧による強風である。いずれの場合も12時間以上連続して10m/s以上の平均風速が観測された。

地表面近くの乱流境界層では、大気の安定度が中立であるとき平均風速 $\bar{U}$ の鉛直分布は高度 z の対数分布で与えられる。すなわち

$$\bar{U} = \frac{u_*}{K} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

ここで $K=0.40$ はKármán定数、 u_* は摩擦速度、 z_0 は空気力学的粗度である。 u_* は大気乱流の運動量の鉛直輸送スケールを表わすパラメーターであり、接地層では一定と考えられる。(1)は風浪が発達するとともに z_0 が大きくなる海上においても成立するが、海面の z_0 は極めて小さい。今回の一連の観測で、高度6.85mの風速変動より直接求めた u_* は非常に合理的な値であった。他方高度23.0mの風速変動より求めた u_* は、高度6.85mで求めた値と異なるかあるいは算出不可能(運動量フラックスが海面へ向いていない)であった。この原因は風の鉛直シアが高度23.0mでは小さいため、測定が困難になり相対的に誤差が大きくなるという理由だけでは説明できない。(1)が成立する定フラックス層すなわち接地層は海洋上では薄く、高度20mを越えると異った性質を示すようになると思われる。

平均風速の鉛直分布として

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_1} = \left(\frac{z}{z_1} \right)^\alpha \quad (2)$$

の形がかなり高い層まで成立する．ここで $\bar{U}_1$ は基準高度 z_1 での平均風速， α は地表面の粗度によって決まる定数である．図 1 は (2) が成立すると仮定して高度 6.85m と 23.0m での 10 分間平均風速より α を求め， $z_1 = 6.85\text{m}$ での平均風速 $\bar{U}_1$ に対して示したものである．

風速分布として近似的に (1) と (2) が同時に成立する境界層では，両式より次の関係が導かれる．

$$\alpha = \frac{1}{K} \frac{u_*}{\bar{U}_1} = \frac{1}{K} \sqrt{C_D} \quad (3)$$

C_D は海面の抵抗係数である．図 1 より α は $\bar{U}_1$ の増大とともに，わずかに小さくなる傾向をもつ．後述するが C_D は風速が大きくなると，少し増大する．従って上式より α は $\bar{U}_1$ とともに少

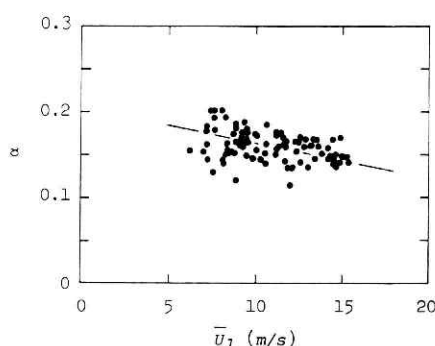


図 1 平均風速に対して示した風速鉛直分布のべき指数

Fig. 1 Power of the vertical wind profile against mean wind speed.

しずつ増加する性質を示すはずであり，図 1 での風速依存性とは逆になっている．しかし測定値のばらつき程度を考慮すると大きな矛盾を与えるものでなく， α は $\bar{U}_1$ に対して一定と考えて良いだろう．図より $\bar{U}_1 > 10\text{m/s}$ で， $\alpha = 0.13 \sim 0.18$ の値をとり，平均的には， $\bar{U}_1 = 14\text{m/s}$ 近傍で， $\alpha = 0.145 (\approx 1/7)$ となる．この値は今までに報告されている α の値とほぼ等しい．

図 2 に 2 高度における 10 分間の突風率 G を平均風速に対して示す．突風率は平均風速に対する最大瞬間風速の比でもって定義されるため，風速計の応答特性に依存する．今回のデータ処理における評価時間(読み取り時間)は 0.24s である．図より上方の高度の G よりも海面に近い高度の G の方が少し大きい性質が見出されるが，二つの高度での G の差はあまり大きくない事が分る．同図の破線に囲まれた一群の測定値及び右上方の矢印を付した測定値を除くと，あとの測定値は海洋上の定常な境界層乱流によって与えられるものである．この条件下

で G の平均風速に対する依存性は小さく、風速の増加とともに少し小さくなる。突風率の中心値は、 $\bar{U}=12\text{m/s}$ の近傍で、

$$z=6.85\text{m} \quad \text{で、} \quad G=1.36 \quad (4)$$

$$z=23.0\text{m} \quad \text{で、} \quad G=1.26 \quad (5)$$

が得られる。

図2の破線で囲まれた測定値は発達した温帯低気圧が日本海を通過するとき、前線に挟ま

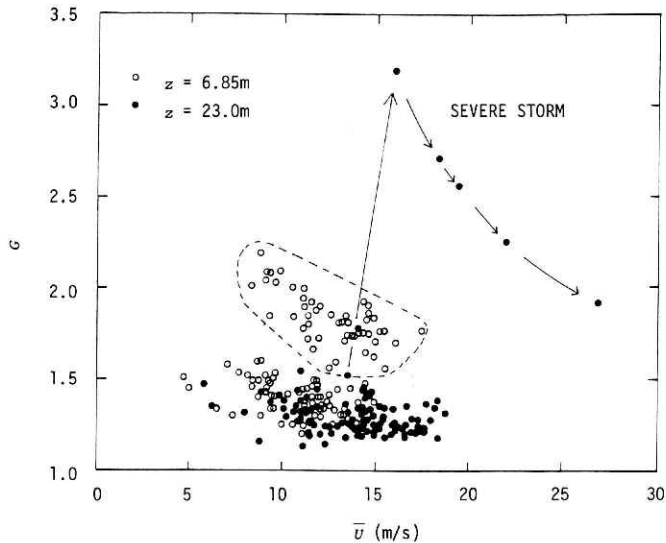


図2 2高度での平均風速に対する突風率

Fig. 2 Gust factor against mean wind speed at two heights.

れた暖域での強風に対応する。このとき G の値は海面近くで大きく、高度23mでは通常の海上風とほとんど同じ値をとった。上空の擾乱が接地境界層に深く及んだ事例である。右上方の矢印を付した G は高度23.0mにおける突風を示すもので、この場合は上記の事例とは逆に海面近くでは通常の G の値を示している。矢印は時間の経過を指すもので、最大瞬間風速が20 m/s程度の状態から突然50m/sまで上昇し、ほとんど同じ強さを保ちながら約50分間続いた。この間に平均風速が単調に上昇していったため、図に見られるような G の傾向となった。強い中規模擾乱が通過したと考えられる。やはり発達した温帯低気圧の南側に存在した暖域で起った。

これらの例は突風率に関してこれまでに提案されている種々の実験式に従わないものである。海洋上では明瞭に現われるため観測が可能となったが、複雑な地形をもつ陸上では現象を抽出するのは困難であろう。乱流のスケールを越える強い大気擾乱による突風の存在は、耐風設計において充分考慮されなければならない。

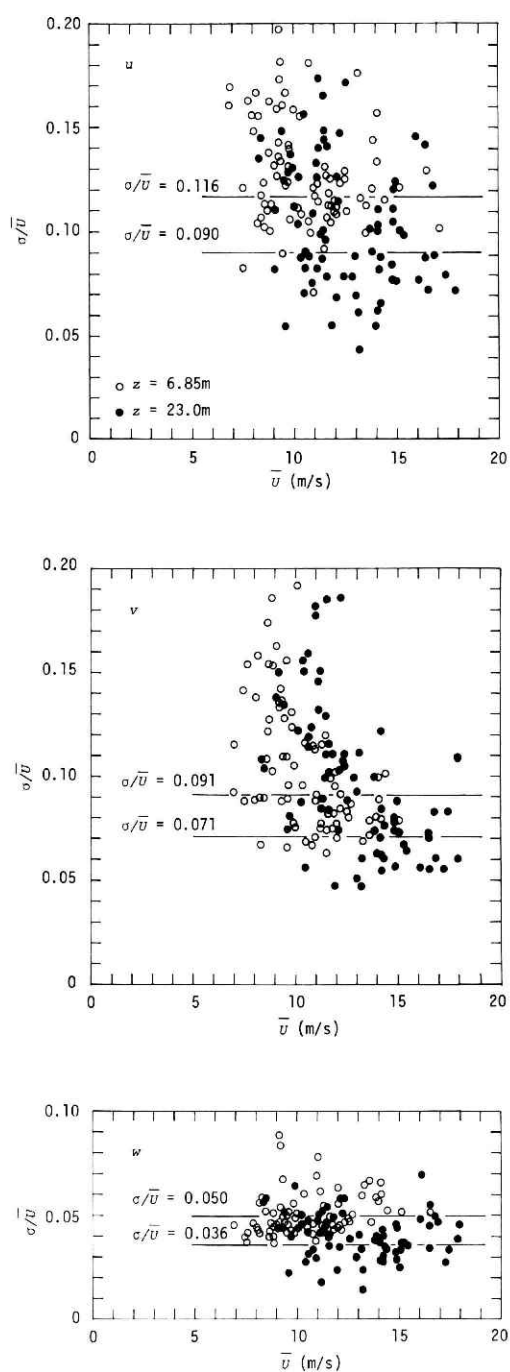


図3 2高度での平均風速に対する風ベクトル(u , v , w)の乱流強度

Fig. 3 Turbulent intensities of wind vectors (u , v , w) against mean wind speed at two height.

風速3成分(u, v, w)の30分間における乱流強度($\sigma_u/\bar{U}, \sigma_v/\bar{U}, \sigma_w/\bar{U}$)を平均風速に対して示したのが図3である。 $(\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w)$ は各々の風速変動のRMSを指す。図中の2高度の値は同時に測定されたものである。

強風時の風速変動は海面の粗度のみで決定される大気乱流の性質に、乱流よりもスケールの大きい擾乱の挙動が重ね合わされると考えられる。従って図でみられるように乱流強度も平均風速に対してかなりばらついている。しかし海面から上方に離れると3成分ともに乱流強度が小さくなっていく事が分る。この事は突風率の性質と対応する。

強風時の2高度における平均的な強度は図中の直線で示される。各成分とも乱れの強さは平均風速に依存しないと言えよう。

$$z=6.85\text{m}, \bar{U} \geq 10\text{m/sのとき},$$

$$(\sigma_u/\bar{U}, \sigma_v/\bar{U}, \sigma_w/\bar{U}) = (0.116, 0.091, 0.050) \quad (6)$$

$$z=23.0\text{m}, \bar{U} \geq 12\text{m/sのとき},$$

$$(\sigma_u/\bar{U}, \sigma_v/\bar{U}, \sigma_w/\bar{U}) = (0.090, 0.071, 0.036) \quad (7)$$

$\bar{U} < 10\text{m/s}$ では乱流強度のばらつきは各成分とも大きく、見かけ上平均的には大きな乱流強度を持つ性質を示す。上記の測定値は定常状態が非常に長く保たれている海上風の場合と比べて20%程度大きい。

突風率は水平風速の乱れの強さと密接な関係にあり、Ishizaki(1983)は次の式を提案している。

$$G = 1 + \frac{1}{2} \frac{\sigma_u}{\bar{U}} \ln \frac{T_0}{\Delta T} \quad (8)$$

ΔT は評価時間、 T は観測時間である。評価時間は充分小さくなると必ずしも G に良い相関をもつとは考えられないが、今回の条件である $\Delta T = 0.24\text{s}$, $T_0 = 10\text{min}$ を(8)に代入して G を求めると次の値をとる。

$$z=6.85\text{m} \quad \text{で} \quad G=1.45,$$

$$z=23.0\text{m} \quad \text{で} \quad G=1.35$$

上記の値は実測値である(4),(5)とよく一致する。従って定常状態が続く場合、(8)で突風率と乱流強度の関係が近似的に示すことができよう。

海面上の乱流境界層の構造を示すのに最も重要な尺度の一つは、運動量の鉛直フラックスすなわち風の鉛直シア・ストレス τ_0 であり、次式で定義される。

$$\tau_0 = -\overline{\rho u w} = \rho u_*^2 = \rho C_D \bar{U}^2 \quad (9)$$

ここで ρ は空気密度である。海面へ輸送された τ_0 は風浪を発生、発達させるため、海面の空気力学的粗度 z_0 が多少変化する。 τ_0 は通常海面の抵抗係数 C_D でもって評価される。

図4に30分間の測定値から求めた C_D を $z=6.85\text{m}$ の平均風速 $\bar{U}_1$ に対して示す。シアア・ストレス τ_0 も接地層の乱流のみでなく、大きなスケールの大気擾乱の干渉を受けると考えられる。図には台風時の測定値と、発達した温帯低気圧時の測定値を分類して示してある。明らかに台風時の C_D の方が大きい。図中の2本の直線は測定値を近似するものである。温帯低気圧の場合の近似線はDavies & Flather(1978)が地衡風から海上風を求めるために提案した式と一致する。このことは接地層を越えた広域的な見地から与える海上風は、中小規模の擾乱を含んだ「短時間では定常でない測定値」に対応すると考えてよいだろう。

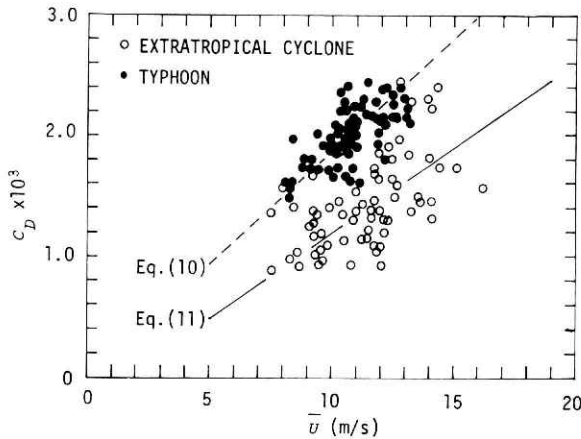


図4 6.85mの高度における平均風速に対する抵抗係数

Fig.4 Drag coefficient against mean wind speed at the height of 6.85m.

図の近似線は次式で表わされる。

$$\text{台風のとき,} \quad 10^3 C_D = 0.186 \bar{U}_1 \quad (10)$$

$$\text{温帯低気圧のとき,} \quad 10^3 C_D = -0.12 + 0.137 \bar{U}_1 \quad (11)$$

但し $\bar{U}$ は m/s 単位の値をとる。上式は $\bar{U}_1 > 7\text{m/s}$ の条件下で適用できる。定常的な海洋上の乱流では、Naito(1978)は

$$10^3 C_D = 0.36 + 0.118 \bar{U}_1, \quad 3 < \bar{U}_1 \leq 8\text{m/s}$$

$$= 1.01 + 0.036 \bar{U}_1, \quad 8\text{m/s} < \bar{U}_1$$

を得ている。上式と(11)を比較すると強風時では(11)の方が平均風速の増大とともに急速に C_D が大きくなるが、 $\bar{U}_1 = 12\text{m/s}$ 近傍における値はほぼ等しい。

表1に海洋上の強風の接地層におけるモデル化した値を示す。平均風速 $\bar{U}_1 = 12\text{m/s}$ に対する台風時と温帯低気圧時の各パラメーターの差異を比較する。表中の α は、平均風速の鉛直分布をベキ乗則で表わしたときの指数である。(3)で示されるように α は抵抗係数 C_D から導くことができる。表1の α の値は(10)、(11)より求めた C_D を(3)に代入して得たものであり、図1から直接求めた値よりも小さい。この理由として考えられることは接地層内の平均風速の鉛直分布に関して対数則とベキ乗則が同時に成立するとした点があげられる。ここで表より

台風時の海面は、他の強風時と比較してかなり粗い事が見出せる。

種々の大気擾乱による強風の10分間乱流統計量を表2に示す。各RUNは長時間強風が続い

表1 強風時の接地境界層における乱流輸送のモデル

Table 1 Model of turbulent transfer in the surface layer under strong winds.

Case	$\bar{U}_t$ (m/s)	C_D ×1000	u_* (cm/s)	z_o (cm)	α
Extratropical cyclone	12.0	1.52	46	0.02	0.097 (=1/10.2)
Typhoon	12.0	2.23	56	0.13	0.118 (=1/ 8.5)

表2 強風時の海上風の10分間乱流統計

Table 2 Turbulent characteristics of strong winds under 10 min in severe storms.

RUN	$\bar{U}$ (cm/s)	U_m (cm/s)	σ_u (cm/s)	σ_v (cm/s)	σ_w (cm/s)	u_* (cm/s)	C_D ×1000	ξ_m (cm)	S_u	K_u
8402-7	1,436	2,584	266	184	82	78	2.99	208	0.51	2.60
8402-13	1,461	2,206	194	162	92	71	2.41	266	0.38	3.17
8414-A118	1,425	2,268	193	126	72	70	2.23	200	0.17	2.94
8414-B26	1,233	1,788	150	86	66	59	2.29	161	0.04	2.70
8608-39	1,486	2,412	183	133	96	66	2.00	265	0.02	3.06
	1,936	4,954	379	226	93	110	3.29		-0.64	5.10
8608-41	1,741	3,069	188	166	86	77	1.97	226	0.13	3.96
	2,687	5,176	931	384	61	135	2.54		1.92	5.26
8611-119	1,511	2,671	208	123	86	75	3.76	282	0.30	4.49
	1,808	2,422	163	126	89	64	1.28		0.27	3.23
8611-129	1,537	2,708	165	104	78	67	1.90	352	0.15	4.44
	1,827	2,148	116	100	69	—	—		-0.15	2.84

た擾乱の、最も強い10分間平均値が現れた時刻を中心として解析されたものである。従って必ずしも充分定常な状態が続いた条件下で測定されたものではない。しかし風向変化は60°以内のものとし、大部分はこの値よりもはるかに小さい。表の測定値のうち U_m は最大瞬間風速、 S_u と K_u は風速 u 成分の3次と4次のモーメント、すなわちSkewnessとKurtosisを表わす。 ξ_m は同時刻に容量型波高計で測定された10分間の最大波高を示す。2行にわたって数値があるRUNでは、上段が高度6.85m、下段が23.0mにおける測定値である。RUN8414-A, Bは台風、他のRUNは発達した温帯低気圧による強風の性質を与えている。RUN8608-39, 41は突風率

の考察でとりあげた図1の矢印を付した測定値の場合を示す。同様にRUN8611-119, 129は同図の破線で囲まれた測定値の場合に対応する。この表からも強い中規模擾乱が通過するときの強風は、境界層乱流とかなり異った特性をもつことが分る。定常な海洋上の乱流では風速 u 成分のKurtosis K_u は、Gauss分布($K_u=3.0$ の値をとる)に近い値を持つことが知られている。すなわち $K_u=2.7$ であるが、RUN8606-39, 41の $z=23.0\text{m}$ では(下段) $K_u>5$ であって突風の形が全くGauss分布と異なる統計を示すことが分る。更にRUN8611-119, 129の $z=6.85\text{m}$ (上段)では $K_u>4$ であり、海面に近い気流のみが全くGauss分布の形をもたない事が見出せる。後者の事例では海面上に定フラックス層の存在を仮定することが出来ない。従って摩擦速度 u_* の意味も通常の乱流と異ったものとなろう。

最大波高 ξ_m は観測塔の位置の水深が平均20mであるため、底面の影響をほとんど受けていないと考えてよい。なお台風通過時の海上風の乱流特性については、内藤(1985)に詳細に報告されている。

3.2 海上風の長周期スペクトル

大気境界層の風速のパワースペクトル形に関しては、多くのモデルが提案されている。これらのほとんどは規格化された形をとっている。すなわち30分から1時間程度の観測によって得られたデータをもとにして、等方性乱流を基礎とする解析である。換言すれば0.1sから10min程度のスケールの乱流が大気境界層を支配していると、乱流よりも大きなスケールの大気擾乱は意識的に、あるいは無意識的に排除している。しかし大気境界層の風の乱れは、境界面に起因する強制対流と大きな規模の大気擾乱が重なったものである。従って特定の周期でもって乱れを二つの集団に分けることができない。大きなスケールの大気擾乱の挙動が強く影響する周波数帯、すなわち境界層乱流のパワースペクトルのピークよりも低周波数帯でのスペクトル特性はあまり調べられていなくて、報告されているスペクトルの実験式もKármán型スペクトル形に準じているのが多い。風速の長期にわたるデータからスペクトル挙動を調べたVan der Hovenの例は、風速変動の大きさに対する解析であって風向を考えていない。これは風をベクトル量として扱っていないため、大気擾乱の空間構造を調べる事にほとんど利用できない。

図5に強風時の風速3成分(u, v, w)のパワースペクトルの例を示す。高度23mにおける測定で、30分間の平均風速は $U_2=1.769\text{cm/s}$ であった。このスペクトルは典型的な境界層乱流の特徴を示す形を持っていて、3成分の周波数 n に対するスペクトル密度の差異はそれをよく示している。また高周波数側の減衰は、図の直線で示されるように $-5/3$ 乗則に従っている。中程度以下の平均風速のときは、高度23m近傍の風速変動は必ずしも良く境界層乱流の特性を示さない。しかしこの例で見られるように、強風時には海面上20mを越える層において充分境界層乱流の性質を備えるようになると考えられる。

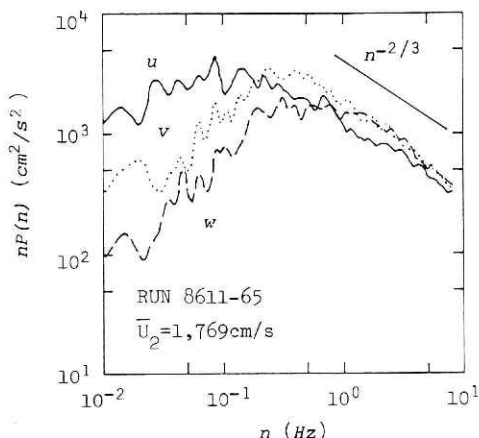


図5 強風時における23.0mの高度における風速3成分のパワースペクトル

Fig. 5 Power spectra of 3 wind vectors at the height of 23.0 m in strong winds.

図6に長時間にわたって観測された u 成分のパワースペクトルを示す。解析対象とした比較的定常性が保たれた風速の測定時間 D は四つの事例のいずれも400min以上であり、読み取り時間は60msである。図中に付した平均風速 $\bar{U}_1$ 、 $\bar{U}_2$ はそれぞれ高度6.85mと23mにおけるもので、スペクトル形もそれぞれの高度に対応する。 $\bar{U}_1$ と $\bar{U}_2$ は観測時間 D の間の平均値である。なお図5は図6の事例の一つRUN8611の測定時の一部分から求めた、RUN8402に付した滑

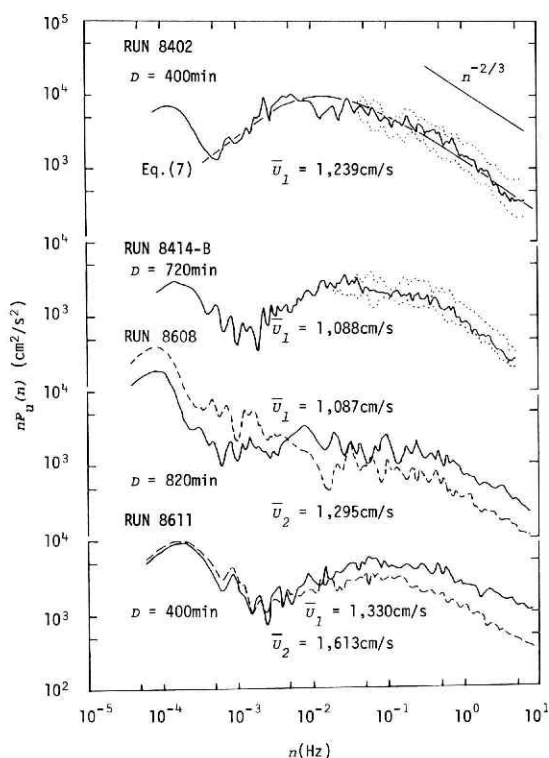


図6 強風が定常状態である条件下における風向方向風ベクトルのパワースペクトル。 $\bar{U}_1$ と $\bar{U}_2$ はそれぞれ6.85mと23.0mの高度での観測時間 D の平均風速である。

Fig. 6 Power spectra of the longitudinal wind vector under the condition of a stationary strong wind. $\bar{U}_1$ and $\bar{U}_2$ are the mean wind speed during the observation D at two height of 6.85 m and 23.0 m respectively.

らかな曲線は低周波数帯の一部を除いて測定値を近似するものであり、次式で表わされる。

$$\frac{nP_u(n)}{\sigma_u^2} = \frac{71n}{(1+93n)^{5/3}} \quad (12)$$

ここで $\sigma_u=188\text{cm/s}$ は30分間の u 成分のRMSを400分間で求め平均したものである。

図の四つの事例をみると低周波数側のピーク近傍は大気擾乱の挙動を示すものであり、この周波数帯のスペクトル密度の大きさが接地層乱流の挙動を示す高周波数帯のスペクトル密度に影響を与えていることが分る。RUN8608では明瞭でないが、各スペクトルは $5 \times 10^{-4}\text{Hz}$ から $5 \times 10^{-3}\text{Hz}$ において谷を持つ。この谷の周波数よりも高い周波数帯が境界層乱流が卓越する領域とされよう。表3に谷の周波数 n_t 、及び n_t よりも高い周波数帯でのスペクトル・ピークを示す周波数 n_p を与える。同時にそれぞれの周波数に対応する波数 $n/\bar{U}$ も示す。但しRUN

RUN	n_p (Hz)	$n_p/\bar{U}$ (m^{-1})	n_t (Hz)	$n_t/\bar{U}$ (m^{-1})
8402	0.016	0.0013	0.00055	0.000044
8414-B	0.028	0.0026	0.0012	0.00011
8611	0.061	0.0046	0.0025	0.00019
*	0.052	0.0032	0.0025	0.00015

表3 図6のスペクトルのピーク及び谷における周波数と波数。
*印は高度23.0mにおけるもの。

Table 3 Frequencies and wave numbers of spectral peak and trough corresponding to Fig.6.

8608では求めることが出来ず、RUN8611は2高度でのスペクトルに対して求めており、下段が高度23mの値を示す。表3で示されているピークの波数は、全体として今までに提案されているスペクトル密度のモデルよりもかなり小さい。これは各モデルは陸面上の風のデータを主として解析したものであるため、海面上の風では良く適合しない事を示している。海洋上の風のスペクトル・ピークは陸風に比べてかなり長い周期の方へ偏っているのである。

RUN8402及びRUN8414-Bでの高周波数帯に付した点線は、長い観測時間にこの点線に挟まれた幅を測定値が変動することを示す。2高度の同時測定がなされたRUN8608とRUN8611で見出される重要な事は、低周波数帯では上の高度のスペクトルが大きく、谷を越えた高周波数帯では下の高度のスペクトルが大きい事である。これはある限界周波数よりも大きい領域では海面の粗度による強制対流が風の乱れの中で卓越するという事をスペクトル密度分布から示しているのである。RUN8611ではその限界周波数が谷の周波数と一致している。

3.3 乱渦の鉛直相関

風速変動の空間相関についてNaito(1983)は海上での詳細な実験よりモデル化を行っている。これは接地層の乱渦に対するもので、鉛直方向に大きな高度差があるような場合、この

モデルでは必ずしも十分に相関を説明できない。今回の2高度6.85mと23mで同時測定された3成分(u , v , w)のうち、 w 成分はいかなる強風の条件においても有意な相関をもたなかった。従ってこの節で扱う風速は二つの水平ベクトル u と v である。高度差16.15mは接地層の乱流のスケールと比べると比較的大きい。そのため小さな乱渦はこの高度差では“通り抜けてしまう”。また乱渦のスケールは平均風速の増大とともに大きくなるために、弱風の場合もまた相関値が低い。

Shiotaniらは水平風速の相関はかなり大きな時間遅れ(Lag time)でも有意な相関がある事を指摘している。これは大きな大気擾乱が境界層乱流に重なっているために示される特性と考えられる。

今回風ベクトルの鉛直相関は20分間と200分間の観測値を単位として解析し、長い時間における相関の特徴を主として調べた。2高度及びその高度の平均風速から、代表させる高度と平均風速は幾何平均を行って求めた。従って代表高度は $\bar{z}=12.55\text{m}$ である。図7に水平風速 u と v の200分間における相互相関関数 R を示す。相互相関関数の形は200分間に含まれる擾乱の

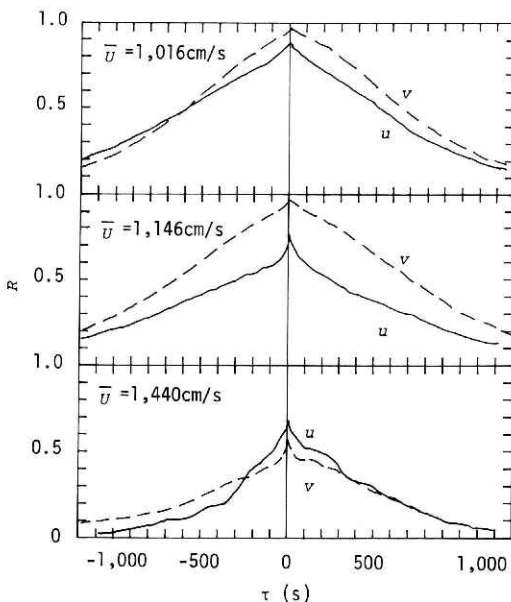


図7 観測時間200分での水平風ベクトル鉛直相互相関関数

Fig. 7 Vertical cross-correlation functions of horizontal wind vectors under the duration of 200 min.

種類によって異なるが、図は代表的な三つの事例を示す。図から見出せる傾向は、風速が強くなると相関はLag time τ のすべての範囲で弱くなることである。そして中程度の風速で τ が1,000sを越えても、 u , v 成分ともに有意な相関がある。換言すれば測定時間が200分よりも少なくなると相関値が小さくなる事を意味する。更にほとんどのLag timeで、 v 成分の相関値の方が u 成分の相関値よりも大きい。また三つの事例ともLag time $\tau=0$ の中心線に対して対称な形をもっていなくて、擾乱の空間的特徴の一端が見出される。相関関数のピークは $\tau=2\text{s}$ 前

後のときに現われるため図では詳細に示すことが出来ないが、 $\tau=0$ での相関値とピーク値はかなり異っている。

図8に観測時間200分の相関係数と20分の相関係数 R_z を平均風速 $\bar{U}$ に対して示す。図の値はいずれも相関関数のピーク値である。図より観測時間200分の相関の方が20分の相関よりもかなり大きい事が分る。これは図7の相関関数の形からも示唆された。測定値のばらつきもかなり大きいが、 u 、 v 成分の両方とも平均風速の増大とともに相関が小さくなっていく傾向にある。これは20分間の相関の方が低い風速から始まる。

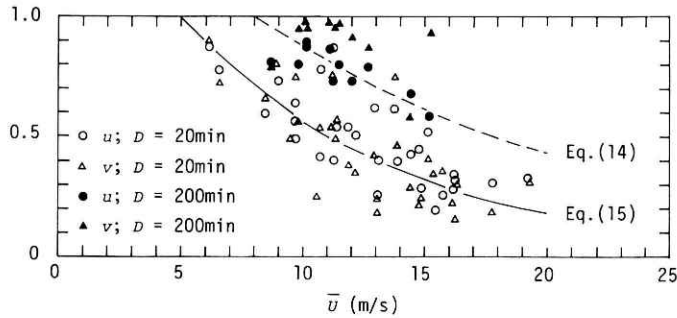


図8 平均風速に対する200分間と20分間の水平風ベクトルの相関係数

Fig. 8 Correlation coefficients of horizontal wind vectors during 200 min and 20 min against mean wind speed.

Panofsky & Singer(1965)は鉛直相関係数を二つの高度の関数として次の形で表現した。

$$R_z = \exp \{ -a_i (z_2^{1/3} - z_1^{1/3}) \}, \quad i = u, v \quad (13)$$

ここで $z_2 > z_1$ をとる。彼らは相関係数の平均風速に対する依存性がないと仮定し、 a_i を定数とした。実測より $a_u = 0.5$ 、 $a_v = 0.86$ を得ている。図8で明らかなように今回の測定より相関係数 R_z は平均風速 $\bar{U}$ と観測時間 D の関数であるとするのが極めて合理的である。 R_z の D に対する依存性は今回の二つの条件からでは数式化できないが、 $\bar{U}$ に対する依存性を(13)の形を踏襲して行く。すなわち減数定数 a_i を改めて $\bar{U}$ の関数とする。図中の近似線は u 成分に対するもので次のように表わされる。

$$D = 200 \text{ min}, \quad \bar{U} > 8 \text{ m/s のとき} \\ a_u = 0.076 (\bar{U} - 8.0) \quad (14)$$

$$D = 20 \text{ min}, \quad \bar{U} > 5 \text{ m/s のとき} \\ a_u = 0.122 (\bar{U} - 5.0) \quad (15)$$

ここで $\bar{U}$ はm/s単位の値を用いる。 v 成分の相関は u 成分に比べてわずかに大きい事が図より見出せる。

乱渦の鉛直相関の周波数スペクトルを表わすコヒーレンス γ は次式で定義される。

$$\frac{C_o(n) + iQ(n)}{\sqrt{P_A(n)P_B(n)}} = \sqrt{\gamma(l, n)} \exp \{i\phi(l, n)\} \quad (16)$$

ここで $P_A(n)$, $P_B(n)$ は高度差 l の2点A, Bにおける風速変動のパワースペクトルであり, $C_o(n) + iQ(n)$ は同じくクロススペクトルである。また $\phi(l, n)$ はAB間の位相の遅れを表わす。Naito(1982)は接地層乱流の3成分について3次元空間でのコヒーレンスを、無次元周波数 $nz/\bar{U}$ と無次元距離 l/z の関数として表現した。このうち鉛直方向についてのみ示すと

$$\gamma\left(\frac{l}{z}, \frac{nz}{\bar{U}}\right) = \exp \left\{ -A_i \left(\frac{l}{z}\right)^{1.26} \frac{nz}{\bar{U}} \right\}, \quad (17)$$

$$(A_u, A_v, A_w) = (24.0, 12.5, 8.8) \quad (18)$$

である。Davenportが最初に示した実験式は、(17)の l/z の指数1.26を1.0に置き換えたものである。従ってDavenportはコヒーレンスの高度依存性はないとしている。

空間距離 l が大きい場合、小さいスケールの高周波数乱渦が相関をもたなくなるため、(17)ではコヒーレンスを十分に表現できなくなる。また接地層乱流のスケールを越える擾乱に対しても(17)で表現できる限界を調べる必要がある。今回、2高度6.85mと23.0mでの風速変動における強風時の乱渦のコヒーレンスについて吟味し、大きなスケールの乱れの挙動を調べる。

w 成分については相関関数においても指摘したと同様に、すべての周波数について全く有意な相関をもたない。従ってコヒーレンスは水平2成分 u と v についてのみ評価する。 u , v 成分のコヒーレンスの実測値を観測時間30分程度で求めると、周波数依存性はこれまでの多くの解析の前提となった指数関数的減衰を示さない。今回の観測での高度差 $l=16.15\text{m}$ は接地層乱流の挙動を調べるために大きすぎるのである。しかし観測時間を充分長くすれば大きなスケールの擾乱をとらえることができ、コヒーレンスが周波数の増加とともに単調に減少する形が期待できる。

図9に観測時間200分のコヒーレンスの例を示す。図中の曲線はコヒーレンスが周波数 n とともに指数関数的に減衰するとし、 $n < 0.05\text{Hz}$ の u 成分の測定値に対して近似したものである。かなりばらついてはいるが3例とも周波数の増加とともに単調に減少していると言えよう。しかし n が充分大きくなってもコヒーレンスは0に充分近づかず、かなり広い周波数帯で有意な値を持ち続ける。そしてこの領域では u 成分のコヒーレンスより v 成分のコヒーレンスの方が大きいことが見出せる。これは以前も指摘したように接地層の乱渦の特性である。

図から分るように、 $n > 0.05\text{Hz}$ ではコヒーレンスは指数関数で良く近似できない。他の多

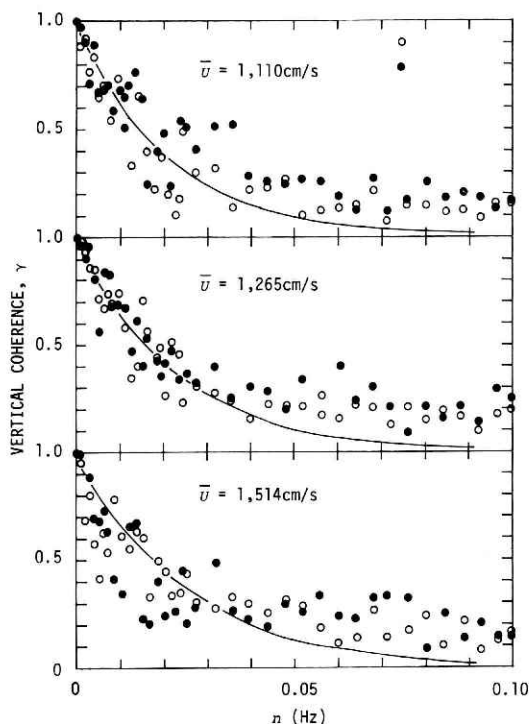


図9 200分間における水平風速ベクトルの鉛直コヒーレンス

Fig. 9 Vertical coherences of horizontal wind vectors during 200 min.

くの観測例から、風速が強くなるとともにこの傾向が増大することが分る。従って(17)でもってコヒーレンスを定式化することが困難であるが、長周期の大気擾乱の鉛直相関を調べるために比較的指数関数的な減衰を示すRUNについて同様な方法で解析した。図10にコヒーレンス γ が周波数 n とともに指数関数的な減衰をするとき、その減衰定数 $-\ln \gamma/n$ を平均風速 $\bar{U}$ に対して示した。図中の2本の曲線は、(17)で A_i に24及び31の値を与えて更に今回の測定条件を代入し減衰定数の風速依存性を示したものである。各々の曲線は v 成分及び u 成分の測定値を(17)で近似したときの様子を示す。全件的に測定値はばらついていて、平均風速に対す

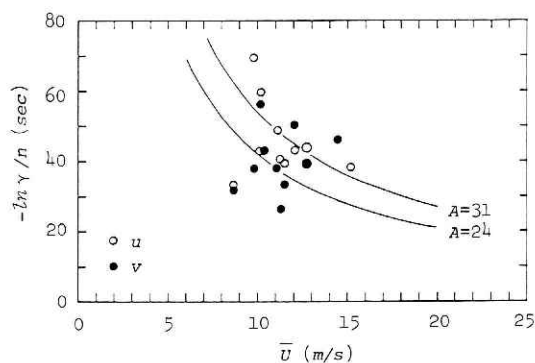


図10 平均風速に対するコヒーレンスの指数関数減衰定数

Fig. 10 Exponential decay factor of eddy coherence against mean wind speed.

る依存性も明瞭でない。しかし v 成分の値の方が u 成分の値よりも小さいことが分る。すなわち v 成分の方が u 成分よりも相関が強い。

図中の曲線は測定値の特徴を表現するのに必ずしも適当な近似でないことが分る。しかし境界層乱流の空間相関を表わす(17)と今回の結果を比較するため、敢えて図示した。(18)で与えられる定数 A_u と A_v に比べて図中の曲線で与えられる定数 A はかなり大きい。従って境界層乱流の特性が、乱流よりも充分大きな大気擾乱において持続されるとして適用した(17),(18)の乱渦のコヒーレンスよりも実測値はかなり小さいと言える。ここで再び言えることは、接地層にまで大きなスケールの擾乱が及び、その擾乱は乱流に重なって境界層の諸特性にばらつきや偏りを与える。しかし大きな擾乱は乱流とは基本的に異質なものであると思われる。

4. 結 論

長時間続けて吹いた海洋上の強風を観測し、統計的に解析することによって接地境界層の乱流特性及び乱流のスケールを越える大気擾乱の挙動を調べた。3次元風ベクトルは海面上6.85mと23.0mの2高度で同時に連続測定した。主な結果は次のとおりである。

- (1) 海上風の突風率は、通常の境界層乱流では高度約7mから23mの層において平均的に1.46から1.36の値をとる。他方発達した低気圧に伴う大気擾乱が通過するとき、同層において3.2程度までの大きな値をとるようになる。
- (2) 強い大気擾乱が境界層乱流に重なるとき、強風の乱れの強さや海面の抵抗係数は定常な乱流の状態で測定された値よりも平均的に少し大きくなり、ばらつく。更に大気擾乱の種類によって平均的な値が異なってくると考えられる。
- (3) 測定時間が400分以上にわたる広周波数領域の風のパワースペクトルを求めた。10分を越える長周期のスペクトル挙動は強風の原因となった擾乱によるものと推定され、一つのピークを形成する。
- (4) 大きな高度差をもつ2点での相関係数は、平均風速の増大とともに減少する。
- (5) 大きな高度差をもつ2点での乱渦のコヒーレンスは、長時間の測定値でも周波数の増大とともに必ずしも指数関数的に減少しないし、また平均風速に対する依存性も明瞭でない。従ってDavenportの相似則では接地層乱流のスケールを越える擾乱に対して良い近似で表現できない。

謝 辞

平塚沖の海上観測塔における測器の設置等の準備に関して、海洋科学技術センター佐々木保徳氏に助力をいただき感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Davenport, A.G. (1961): The spectrum of longitudinal gustiness near the ground in high winds. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **87**, 194-221.
- 2) Davies, A.M. and R.A. Flather (1978): Application of numerical models of the Northwest European Continental Shelf and the North Sea to the computation of the storm surges of November-December 1973. Dtsch. Hydrogr. Z. Eng. H.A. **14**, 1-72.
- 3) Hino, M. (1971): Spectrum of gusty wind. Proc. 3rd Int. Conf. on Wind Effects on Bldgs. and Structures. Tokyo, 1971, 19-71.
- 4) Ishizaki, H. (1983): Wind profiles, turbulent intensities and gust factors for design in typhoon-prone regions. J. Wind Eng. and Ind. Aerodynamics, **13**, 55-66.
- 5) Kaimal, J.C., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and O.R. Cote (1972): Spectral characteristics of surface layer turbulence. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **98**, 563-589.
- 6) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1972): Wave-induced wind fluctuation over the sea. J. Fluid Mech., **51**, 751-771.
- 7) Naito, G. (1978): Direct measurements of momentum and sensible heat fluxes at the tower in the open sea. J. Meteorol. Soc. JPN., **56**, 25-34.
- 8) Naito, G. (1982): Three-dimensional space structure of turbulent eddy in the atmospheric boundary layer above the ocean. J. Meteorol. Soc. JPN., **60**, 1299-1315.
- 9) 内藤 玄 (1985): 台風通過時の海洋風の乱流特性. 国立防災科学技術センター研究報告第**35**号, 315-333.
- 10) Panofsky, H.A. and I.A. Singer (1965): Vertical Structure of turbulence. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **91**, 339-344.
- 11) Pielke, R.A. and H.A. Panofsky (1970): Turbulence characteristics along several towers. Boundary-Layer Meteorol., **1**, 115-130.
- 12) Shiotani, M. and Y. Iwatani (1976): Horizontal space correlations of velocity fluctuations during strong wind. J. Meteorol. Soc., **54**, 59-67.
- 13) Van der Hoven, I. (1957): Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. J. Meteorol., **14**, 160-164.

(1987年11月24日 原稿受理)