

# 接地気層における風速鉛直成分の分布特性\*

千葉 修\*\*

## 要 旨

大気接地気層中で、超音波風速温度計を用いて観測した3高度(2 m, 11.25 m, 21 m)の風の乱れの鉛直成分を解析し、乱れの分布特性を調べた。

5%の有意水準での $\chi^2$ 検定の結果、実測された確率密度分布は正規分布ではもちろん、8次までの高次相関量を考慮してGram-Charlier展開した確率密度関数によっても、良く表現されえない。

確率密度関数を大気安定度の関数として表現することが試みられ、それが大気安定度の変化に伴う確率密度分布の特徴を示した。

確率密度分布と関連して不安定成層中の風の鉛直成分の最頻値が大気安定度と観測高度に依存することが確かめられ、さらにスペクトルピーク周波数との実験関係も指摘された。

## 1. 序 論

風の鉛直方向の乱れの成分は、1つの確率変数とみなすことができるので、大量のデータを集めれば、その極限において正規分布に近づくという中心極限定理に支えられた特性を持つ。しかしながら、風の乱れが全て正規分布(Gauss分布)をしているかという問題があり、どうしても正規分布とみなせない分布が存在することも事実である。このことは、乱れのエネルギー輸送にみられるように複雑な非線型現象と結びついている。

実際の大気の乱れの分布を示す1つの試みとして、乱れの確率密度分布が正規分布に近い、あるいは正規分布からの偏りが小さいものに対して正規分布をエルミート多項式と関連づけたGram-Charlier展開の方法がある。この方法を用いた二、三の解析的研究〔例えば、塩谷・岩谷(1974)、Hayashi(1974)、SethuRaman・Tichler(1977)〕はあるが、8次という高次の相関量まで適用させた研究は殆どなされていない。

この研究では、8次相関量まで考慮してGram-charlier展開を施した確率密度関数と、野外の乱流観測で実測し

て得たそれとの比較をするために、数理統計学でいう $\chi^2$ 検定を行って、その適合性を検討した。さらに、確率密度分布は平均値の周りに変量がどの様に分布しているかの情報を与えるが、特に確率密度分布のピーク値の位置(最頻値)について注目し、そのふるまいを大気安定度と観測高度について調べた。

## 2. 観測資料

2つの異なる観測(観測(I)と観測(II))が、高知市から東へ約20 kmにある高知大学農学部附属農場設置の約21 mの観測塔を利用して行われた。まず、観測(I)では、1980年12月に11.25 mの1高度での風の鉛直成分と温度変動量が超音波風速温度計(SAT)によって測定された。一方、観測(II)は、1982年の3月に行われ、3高度(2 m, 11.25 m, 21 m)での風の鉛直成分と、11.25 mでの温度変動量が採集された。変動成分を測定した時、同時に平均風速、平均気温の垂直分布も得られている。これらの観測を通して、観測場所の地表面状態は殆ど乾燥しており、平均した粗度定数 $z_0$ は2 cmであった。10 Hzの低域フィルターをかけたSATの信号は、マイクロコンピュータ(PS-80, TEAC/TANDY社製)を用いて、0.05秒でAD変換された。観測(I)では、観測時間40分のものが45ラン、そして観測(II)では、20分のものが41ラン解析された。なお、観測(I)の詳細については、千葉・菊地

\* Characteristics of the distribution of vertical wind velocity in the atmospheric surface layer.

\*\* Osamu Chiba, 高知大学理学部.

—1983年6月16日受領—

—1983年10月27日受理—

(1982) を、そして観測 (II) については Chiba (1983) を参照していただきたい。観測 (I) と (II) の大きな違いは、(I) では幅広い安定度範囲にわたって観測が行われ、(II) の方では中立状態に近いデータが採集された。

3. Gram-Charlier 展開をした確率密度関数 (PDF)

$X \equiv w/\sigma_w$  ( $\sigma_w$  は  $w$  成分の標準偏差) の変数からなるエルミート多項式  $H_n(X)$  を含む Gram-Charlier 展開をした確率密度関数  $P(X)$  は、

$$P(X) = N(0, 1) \sum_0^n A_n H_n(X) \dots\dots\dots (1)$$

で示される。ここで、 $N(0, 1) = (2\pi)^{-1/2} \exp(-\frac{1}{2}X^2)$ ,  $A_n = (\frac{1}{n!}) \overline{H_n(X)}$  で、 $H_n(X) = (-1)^n \exp(\frac{1}{2}X^2) \frac{d^n}{dX^n} \exp(-\frac{1}{2}X^2)$  である。 $H_n(X)$  を  $H_0(X) \sim H_8(X)$  まで考慮すると、

$$\begin{aligned} H_0(X) &= 1, & H_1(X) &= X, & H_2(X) &= X^2 - 1, \\ H_3(X) &= X^3 - 3X, & H_4(X) &= X^4 - 6X^2 + 3, \\ H_5(X) &= X^5 - 10X^3 + 15X, \\ H_6(X) &= X^6 - 15X^4 + 45X^2 - 15, \\ H_7(X) &= X^7 - 21X^5 + 105X^3 - 105X, \\ H_8(X) &= X^8 - 28X^6 + 210X^4 - 420X^2 + 105 \end{aligned} \dots\dots\dots (2)$$

であるから、結局 8 次相関量まで考慮した  $P(X)$  は、(1) 式から

$$\begin{aligned} P(X) &= N(0, 1) \left\{ 1 + \frac{1}{6} S_w (X^3 - 3X) \right. \\ &+ \frac{1}{24} (K_w - 3) (X^4 - 6X^2 + 3) \\ &+ \frac{1}{120} (SS - 10S_w) (X^5 - 10X^3 + 15X) \\ &+ \frac{1}{720} (SF - 15K_w + 30) (X^6 - 15X^4 \\ &+ 45X^2 - 15) \\ &+ \frac{1}{5040} (HS - 21SS + 105S_w) (X^7 - 21X^5 \\ &+ 105X^3 - 105X) \\ &+ \left. \frac{1}{40320} (HF - 28SF + 210K_w - 315) (X^8 \right. \\ &\left. - 28X^6 + 210X^4 - 420X^2 + 105) \right\} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

となる。但し、(3) 式で  $S_w = \overline{w^3}/\sigma_w^3$  (歪度),  $K_w = \overline{w^4}/\sigma_w^4$  (尖度),  $SS = \overline{w^5}/\sigma_w^5$ ,  $SF = \overline{w^6}/\sigma_w^6$ ,  $HS = \overline{w^7}/$

$\sigma_w^7$ ,  $HF = \overline{w^8}/\sigma_w^8$  である。なお、(3) 式の右辺の ( ) では、1 の値を除いた各項が、正規分布からの偏りを表している。

3.1. 大気安定度 ( $z/L$ ) の関数としての確率密度関数  
千葉・菊地 (1982) は、観測 (I) で得た接地気層のデータを基にして歪度  $S_w$  及び尖度  $K_w$  と  $\zeta = z/L$  の間に成り立つ実験式を  $-2.4 < \zeta < 1.6$  の範囲で、次のように

$$S_w = -0.07\zeta + 0.1, \quad (\gamma = -0.73) \dots\dots\dots (4)$$

$$K_w = 0.24\zeta + 3.3, \quad (\gamma = 0.83) \dots\dots\dots (5)$$

と導びいた。但し、 $L$  はモニン・オプロフの安定度長さ、 $\gamma$  は相関係数である。

次に、一般に従来の乱流研究で認められていることであるが、正負と符号の変わる変動量の平均値を示す奇数次相関量に比較して偶数次相関量の方が、その測定に高い精度を期待することができる。そういう観点から、(5) 式で示されるように比較の高い精度 ( $\gamma = 0.83$ ) で大気安定度との関係が求められた  $K_w$  を 5 次以上の高次相関量を無次元化するための基準量として選んで、各々の高次相関量の安定度依存性を調べた。第 1 図と第 2 図には、 $K_w$  で無次元化した 5 次から 8 次までの高次相関量の安定度に対する変化が示されている。そして、安定度群毎に平均した値に最小自乗法を適用させて各々の実験式を求めた。先ず、無次元化した偶数次相関量 (6 次, 8 次) に関しては、

$$\frac{\overline{w^6}}{\sigma_w^6} / K_w^{3/2} = \overline{w^6}/(\overline{w^4})^{3/2} = 0.26\zeta + 3.33, \quad (\gamma = 0.78) \dots\dots\dots (6)$$

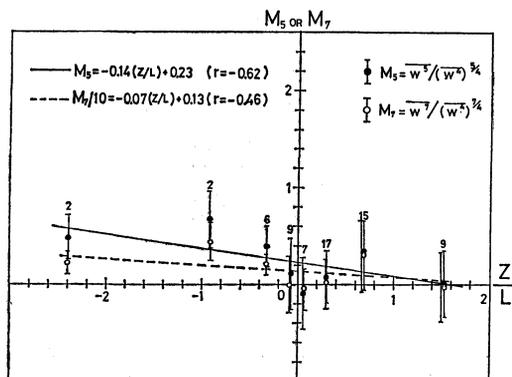
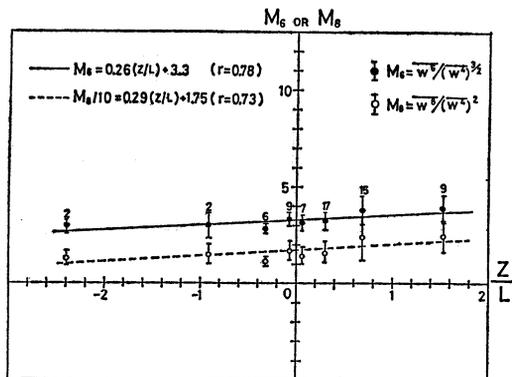
$$\frac{\overline{w^8}}{\sigma_w^8} / K_w^2 = \overline{w^8}/(\overline{w^4})^2 = 2.9\zeta + 17.5, \quad (\gamma = 0.73) \dots\dots\dots (7)$$

と表される。一方、無次元化した奇数次相関量 (5 次, 7 次) に関しては、

$$\frac{\overline{w^5}}{\sigma_w^5} / K_w^{5/4} = \overline{w^5}/(\overline{w^4})^{5/4} = -0.14\zeta + 0.23, \quad (\gamma = -0.62) \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\overline{w^7}}{\sigma_w^7} / K_w^{7/4} = \overline{w^7}/(\overline{w^4})^{7/4} = -0.7\zeta + 1.3, \quad (\gamma = -0.46) \dots\dots\dots (9)$$

と求められた。なお、使用した 5 次から 8 次までの無次元化多重相関量を  $K_w$  で規格化した値とこの値の各々の平均値と標準偏差が第 1 表に添付されている。無次元化した各々の高次相関量とこの相関は、前述の理由か



第1図 無次元化した偶数次相関量（6次，8次）と大気安定度（ $z/L$ ）との関係。

第2図 無次元化した奇数次相関量（5次，7次）と大気安定度（ $z/L$ ）との関係。

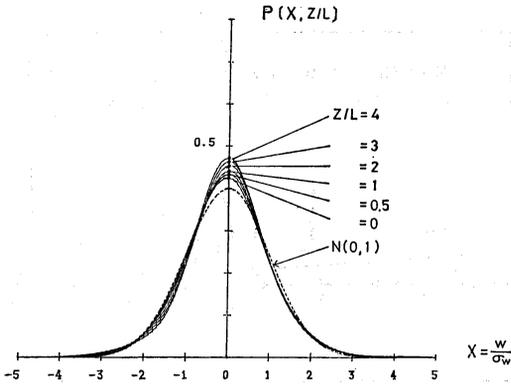
第1表 観測(I)で得られた無次元化した5次から8次までの高次相関量。  
(1980. Dec.  $z=11.25$  m)

(1) 不安定側 ( $z/L < 0$ )				
データの個数	9	6	2	2
$z/L$	$-0.06 \pm 0.03$	$-0.32 \pm 0.11$	$-0.92 \pm 0.18$	$-2.39 \pm 0.07$
$\overline{w^5}/(\overline{w^4})^{5/4}$	$0.10 \pm 0.38$	$0.39 \pm 0.21$	$0.67 \pm 0.31$	$0.48 \pm 0.23$
$\overline{w^6}/(\overline{w^4})^{3/2}$	$3.35 \pm 0.30$	$2.85 \pm 0.21$	$3.01 \pm 0.65$	$2.98 \pm 0.27$
$\overline{w^7}/(\overline{w^4})^{7/4}$	$-0.01 \pm 2.99$	$2.00 \pm 1.14$	$4.33 \pm 2.19$	$2.27 \pm 0.93$
$\overline{w^8}/(\overline{w^4})^2$	$17.85 \pm 4.51$	$11.61 \pm 2.28$	$15.41 \pm 5.27$	$13.14 \pm 3.08$
(2) 安定側 ( $z/L > 0$ )				
データの個数	7	17	15	9
$z/L$	$0.06 \pm 0.02$	$0.30 \pm 0.12$	$0.69 \pm 0.12$	$1.53 \pm 0.32$
$\overline{w^5}/(\overline{w^4})^{5/4}$	$-0.11 \pm 0.33$	$0.08 \pm 0.28$	$0.34 \pm 0.37$	$0.02 \pm 0.35$
$\overline{w^6}/(\overline{w^4})^{3/2}$	$3.17 \pm 0.36$	$3.28 \pm 0.40$	$3.82 \pm 0.74$	$3.92 \pm 0.67$
$\overline{w^7}/(\overline{w^4})^{7/4}$	$-0.45 \pm 2.20$	$0.07 \pm 2.45$	$3.20 \pm 3.62$	$-0.34 \pm 3.32$
$\overline{w^8}/(\overline{w^4})^2$	$14.66 \pm 4.18$	$16.04 \pm 5.30$	$23.95 \pm 11.41$	$24.28 \pm 8.21$

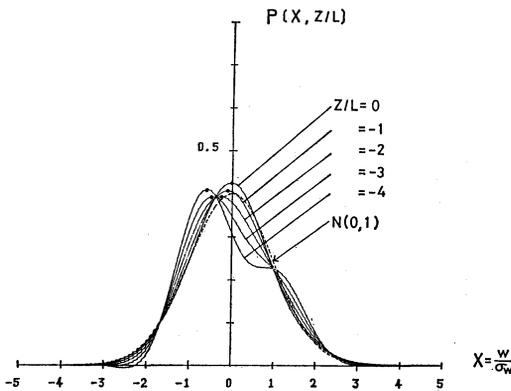
ら(6)，(7)式の方が(8)，(9)式より高く，さらに偶数次相関量が $\zeta$ に対して正の相関を，そして奇数次相関量は負の相関を持つことがわかった。

8次相関量まで考慮してGram-Charlier展開したPDFを示す(3)式に，(4)～(9)式を代入することによって風の鉛直成分 $w$ のPDFは， $X$ と $\zeta$ の関数 $P(X, \zeta)$ として求められる。 $\zeta$ の値を正の側(安定側)と負の側(不安定側)に変化させた時，それに対応する $P(X, \zeta)$ の様子が第3図と第4図に示される。安定側では，安定度が増すにつれ( $\zeta=0.5 \sim 4$ )，確率密度のピーク値が上

方へ移動する。このことは，大気の成層状態が安定になるにつれて乱れがその平均値の周りに数多く集中してくることを意味している。安定度が増して波動的な現象が混在するようになる時については，扱ったデータの中に“波動”を認識することが困難なため言及できない。他方，不安定側では，はじめは不安定性の増加につれてピーク値の位置(最頻値)が徐々に大きな負の値へ移動し，さらに強まると( $\zeta=-4$ )， $P(X, \zeta)$ の2つのピークが，各々 $X=-0.5$ と $X=1.0$ 近辺に認められるようになる。不安定な対流層では不安定度が増すと，下降流



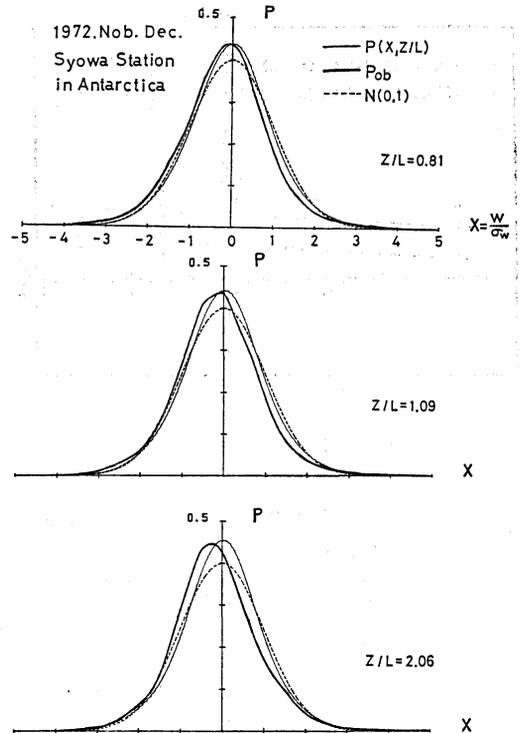
第3図 安定側 ( $z/L=0\sim 4$ ) における  $P(X, z/L)$  の変化.  $N(0, 1)$  は正規分布を示す.



第4図 不安定側 ( $z/L=-4\sim 0$ ) における  $P(X, z/L)$  の変化.

域に比べて上昇流域が減少し、質量保存則の考えから次第に上昇流の強さが大きくなっていく。つまり、熱対流による混合が及んでいない上空から数多く降下してきた補償下降流が  $X = -0.5$  近辺の  $P(X, \zeta)$  に寄与し、一方、 $X$  の正の側 ( $X = 1.0$ ) でのコブ状の特徴ある形で示される部分には、上向きの活発な流れが寄与していると考えられる。

このような結果に何次の相関量が主に寄与しているかを観測から得た確率密度分布から推定することは容易でない。そこで、(1)式で用いた正規分布  $N(0,1)$  とエルミート多項式  $H_n(X)$  の掛算、つまり  $N(0,1)H_n(X)$  の  $X$  に対するふるまい (森口・宇田川・一松, 1970 参照) に注目し、(3)式の右辺での各々の高次相関量の役割を考えると、偶数次相関量は安定状態での平均値の所でピーク値をもつという性質に効果を与え、奇数次相



第5図 南極昭和基地の  $w$  成分の  $P_{ob}$  と  $P(X, z/L)$  との比較.

関量は2つのピークが見られる不安定状態でのふるまいに大きく寄与していることがわかる。

第5図は、南極の昭和基地で高度20mでの乱流観測 (Adachi, 1973) から得られた  $w$  成分の確率密度分布  $P_{ob}$  と  $P(X, \zeta)$  との比較を示す。  $\zeta = 0.81$  の場合には、  $P_{ob}$  と  $P(X, \zeta)$  の間に良い一致は見られるが、  $\zeta = 1.09, 2.06$  の場合には両者の間にずれがある。このことから  $P(X, \zeta)$  は個々の  $P_{ob}$  をより良く表現するというものではない。

なお、  $P_{ob}$  の算出方法を簡単に述べると、菊地原(1981)の解説に紹介されている森 (1974) の方法に従った。つまり、標本の大きさ12,000に対し、最適階級数を50、階級幅を0.2と選んだ。

### 3.2. 実測した高次相関量を考慮した確率密度関数 ( $P_{G4}$ と $P_{G6}$ )

個々の  $P_{ob}$  との適合性を調べるためには、3.1.節の後半で述べた理由から、  $P(X, \zeta)$  で適合させることは難しい。そこで、実測で得た8次までの高次相関量を考慮するという本研究の目的を遂行するために(3)式で示

される  $P(X)$  を用いた。(3) 式の右辺の  $\{ \}$  の中で、1を含んで第3項までの  $S_w$  と  $K_w$  の実測値を考慮した  $P(X)$  を  $P_{G4}$ 、そして第7項までの  $S_w \sim HF$  の実測値を考慮したのを  $P_{G8}$  と表し、数理統計学で行われている  $\chi^2$  検定によって  $P_{G4}$  と  $P_{G8}$  の適合性を調べた。なお、 $P_{ob}$  が正規分布から著しくはずれるものは対象外とした。

3.3.  $P_{G4}$  と  $P_{G8}$  の  $\chi^2$  検定と適合性の吟味

ある予想された確率密度関数が、実測データから得られた確率密度分布に適合しているかどうかを調べるために、 $\chi^2$  検定が行われた。Bendat・Piersol (1971) によれば、 $N$ 個の観測量に対し、 $k-1$ の自由度をもつ  $\chi^2$  値は、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(f_i - F_i)^2}{F_i} \dots\dots\dots(10)$$

と示される。ここで、 $f_i$  は  $i$  番目の階級幅の観察度数、 $F_i$  は予測された PDF に基づく期待度数で確率密度関数  $P_i$  と  $F_i = NP_i$  の関係にある。それから、 $\chi^2$  値の自由度について、 $m$  を観測量から評価されるパラメータの数とすると、その時の自由度は  $k-1-m$  と表される。ところで、適合性の良否は以下の様に行われる。つまり、自由度  $k-1-m$  に対する  $\chi^2(\alpha)$  ( $\alpha$ : 有意水準、または危険率) を  $\chi^2$  分布表から求め、(10) 式で計算した  $\chi^2$  値と大きさを比較し、 $\chi^2 \geq \chi^2(\alpha)$  となれば有意水準  $\alpha\%$  で予測した PDF は実測で得た分布と適合しないと判定するのが  $\chi^2$  検定による方法である。

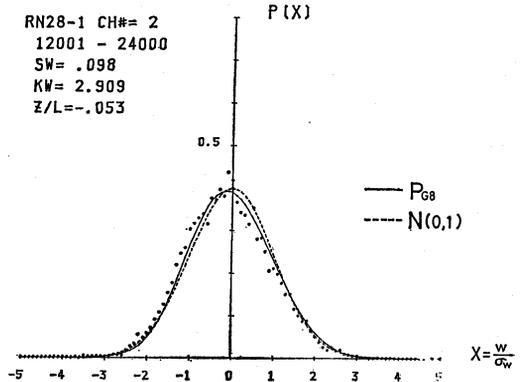
この解析では、観測時間 10 分に対応する 12,000 個の  $w$  成分のデータをその標準偏差の 0.2 倍の等しい階級幅で 50 階級に分割した。  $P_i$  に  $P_{G8}$ 、 $P_{G4}$  及び正規分布  $N(0, 1)$  をあてはめた場合、各々の自由度とそれに対応する有意水準 5% の  $\chi^2$  値は第 2 表のようになる。

$P_{G8}$  と  $P_{G4}$  の  $\chi^2$  検定は、いろいろな安定度領域に属する約 51 ランについて行われた。その一例が第 6 図で、この場合の背景となる統計量は、 $S_w = 0.098$ 、 $K_w = 2.909$ 、 $z/L = -0.053$  で、 $P_{G8}$  に対する  $\chi^2$  値は 71.26 であった。この例からも明らかなように、 $(P_{G8}$  の  $\chi^2$  値) /  $\chi^2(5\%) = 71.26 / 56.66 = 1.26$  で、1 よりも大きい。

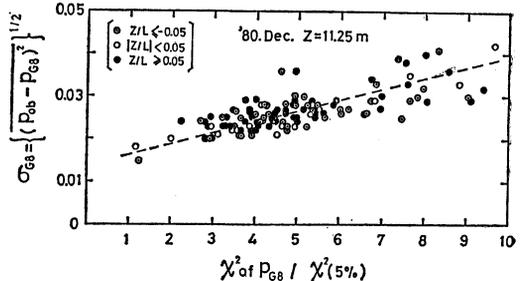
第 7 図は、横軸に適合性を調べるために有意水準 5% の  $\chi^2$  値に対する  $P_{G8}$  の  $\chi^2$  値との比をとり、そして詳しいことは後述するが、縦軸には偏差 (=  $P_{ob} - P_{G8}$ ) の標準偏差  $\sigma_{G8}$  を選んで両者を大気安定度別に比較したものである。この図から明らかなように、すべてのランは横軸の値が 1 より大きい部分に分布していて  $P_{G8}$  が 5

第 2 表 種々の確率密度関数に対する自由度と有意水準 5% の  $\chi^2$  値。

$P_i$	自由度( $k-1-m$ )	有意水準 5% の $\chi^2$ 値
$P_{G8}$	50-9=41	56.66
$P_{G4}$	50-5=45	61.37
$N(0, 1)$	50-3=47	63.72



第 6 図 実測された確率密度分布と  $P_{G8}$  との比較例。



第 7 図  $\sigma_{G8}$  と  $(P_{G8}$  の  $\chi^2$  値) /  $\chi^2(5\%)$  との関係。

%の有意水準では、実際の確率密度分布に適合しないことがわかった。このことの1つの原因として高次相関量の測定誤差が  $\chi^2$  検定に影響を与えているかもしれない。ところで、SethuRaman・Tichler (1977) はリニヤトレンドを除去した接地気層での観測データに 5% の有意水準で  $\chi^2$  検定を行った。そして扱ったデータの 70% が正規分布あるいは近似的に正規分布していると結論した。一方、野外での風の乱れの分布に関する塩谷・岩谷 (1974) の研究では、80% のデータが正規分布からはずれるという結果を得ている。これらの対照的な結果と今回の結果を考慮すると、大部分は非正規的な分布をして

いるのであり、さらに Gram-Charlier 展開した PDF によっても表現しえないような複雑な分布が存在することが普通であると言える。言い換えると、接地気層の乱れは大気乱流データがどの様に分布しているかを正規分布をもとにして予測したにもかかわらず、その予測分布が  $\chi^2$  検定に合格するのが難しいほど複雑な様相を示している。

そこで、概略的な評価の方法であるが  $P_{G8}$  と  $P_{G4}$  のどちらの方が実際の分布により良く適合しているかを調べる目的で、 $\chi^2$  値よりは簡単に求めることができる新しいパラメータ  $\sigma_a$  を考えた。すなわち、

$$\sigma_a = \{(\overline{P_{ob}} - P_a)^2\}^{1/2} \dots \dots \dots (11)$$

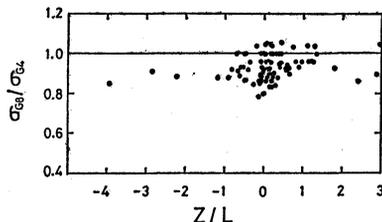
但し、 $a$  は  $G8$ , 又は  $G4$  である。(11) 式は実測で得た分布  $P_{ob}$  と  $P_{G8}$  (あるいは  $P_{G4}$ ) との偏りの標準偏差を示す。さて、一般に速度成分  $u$  の確率密度分布  $P(u)$  は、(12) 式で表現されるように  $n$  次相関量  $\overline{u^n}$  のテイラー級数として求められる (ロッタ, 1975)。

$$\begin{aligned} P(u) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iku} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik)^n}{n!} \overline{u^n} dk \\ &= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iku} \left\{ 1 - \frac{1}{2!} k^2 \overline{u^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{3!} k^3 \overline{u^3} + \dots \right\} dk \dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

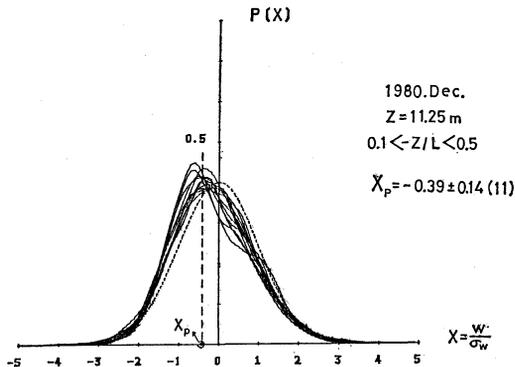
但し、 $i = \sqrt{-1}$  で、 $k$  は波数である。

$P_{ob}$ ,  $P_a$  の各々に対応する速度成分を  $u_{ob}$ ,  $u_a$  とすると、差  $(P_{ob} - P_a)$  は  $(\overline{u_{ob}^3} - \overline{u_a^3})$ ,  $(\overline{u_{ob}^3} - \overline{u_a^3})$ ,  $\dots$  の項を含んでおり、そのために  $n$  次相関量  $\overline{u_{ob}^n}$  と  $\overline{u_a^n}$  の差のテイラー級数に比例する量とみなすことができる。相関量  $\overline{u^n}$  が、その次数  $n$  を増す毎に PDF の尾の部分の広がりや緊密な関係をもつことは、Frenkiel・Klebanoff (1973) の研究によっても指摘されている。第6図の  $|X| > 3$  の尾の部分に見られるように  $P_{ob}$  と  $P_a$  の差はほとんどなく、 $P_{ob} - P_a$  の評価には平均値近く ( $|X| < 3$ ) での差が大きく効いてくると推測される。従って、高次相関量の差は、 $\sigma_a$  の値の精度を考える際には大きな問題とはならない。

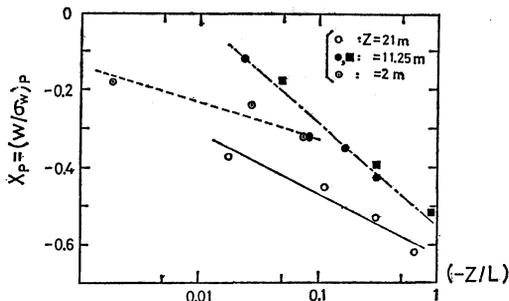
第7図で明らかなように  $\sigma_{G8}$  と  $(P_{G8}$  の  $\chi^2$  値)/ $\chi^2$  (5%) は比例関係にある。このことは、 $\sigma_{G8}$  の値が増加するにつれ  $P_{G8}$  と  $P_{ob}$  の適合性が悪くなることを意味している。それから、 $\sigma_{G8}/\sigma_{G4}$  と  $z/L$  の関係が第8図で示され、 $z/L$  の値に関係なく、 $\sigma_{G8}/\sigma_{G4} \leq 1$  と判断でき  $P_{G8}$  の方が  $P_{G4}$  より  $P_{ob}$  に良く合っていると結論される。



第8図  $\sigma_{G8}/\sigma_{G4}$  の大気安定度 ( $z/L$ ) に対する傾向。



第9図  $0.1 < -z/L < 0.5$  に属する  $z = 11.25$  m で実測された確率密度分布曲線群。  $X_p$  は最頻値を示す。



第10図 最頻値  $X_p$  の大気安定度 ( $z/L$ ) と高度に対する変化。破線、一点鎖線及び実線は各高度での回帰式を示す。

#### 4. 風の鉛直成分の確率密度分布の最頻値 $X_p$ について

確率密度分布の最頻値  $X_p$  の物理的な意義については、対流層中での乱流拡散問題を取り扱った Lamb (1982) によって指摘されている。つまり、彼は数値計算の解析から不安定な成層状態での上昇流、下降流及びブルームの挙動について詳細に述べている。その研究内

容の1つとして、ブルームの中心線は、拡散物質の最大濃度の位置によって定義されるという考えから、 $X_p$  が近似的に最大濃度の位置を表すことを示した。本研究においても、不安定成層に限定し、 $X_p$  の安定度依存性と高度依存性が調べられた。

4.1. 最頻値  $X_p$  の安定度及び高度依存性

第9図は、安定度範囲が  $0.1 < -\zeta < 0.5$  に属する  $z = 11.25$  m で実測した確率密度分布の11本の曲線を集めたものである。ピーク密度に対応する  $X$  の位置、 $X_p = (w/\sigma_w)$  が平均して  $-0.39$  (標準偏差=0.14) と求められた。この方法を他の観測高度 (2 m, 21 m) についても同様に適用して安定度群毎の  $X_p$  の平均値と標準偏差を計算し、安定度と高度に対する  $X_p$  の変化を示したのが第10図である。この図から、不安定度が増すにつれ  $X_p$  の値が大きな負の方向へ増加することがわかる。さらに、 $\zeta < -0.1$  では高度が高くなるほど  $X_p$  は大きな負の値をとる。 $X_p$  が大きな負の値をもつ事実は、質量保存則から不安定層内での上昇流と下降流の強さと各々の占める流域の面積とのつり合いを考慮することで説明される。つまり、下降流域の面積に比べて上昇流域の面積が減少し、そして上昇流の強さの増加に対応してその強さを補償する程度の下降流が流入するためである。一方、後者の  $X_p$  の高度依存の結果は前述の Lamb (1982) が示唆した Fig. 5.15 に見られるように、 $z = 0.25 h$  ( $h$  は境界層高度) 以下での  $w$  成分の最頻値の高度依存と同じ傾向をもつ。

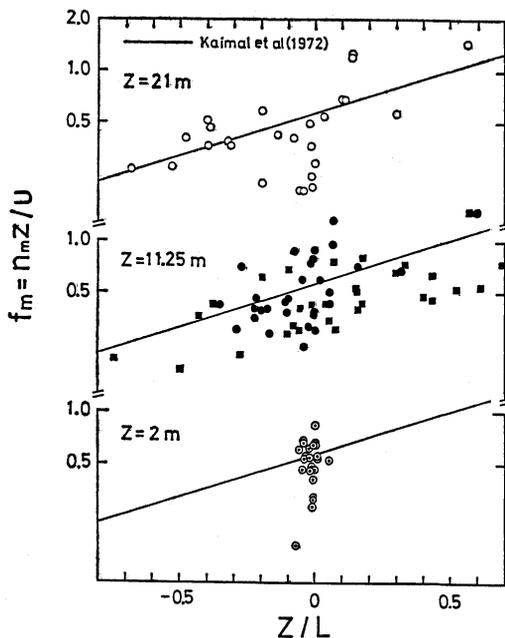
以上を整理すると第10図の各直線で示される  $X_p$  と  $\zeta$  の平均値に対する回帰式は、

$$\left. \begin{aligned} z=2\text{ m}, X_p &= -0.04 \ln[2.59 \times 10^4(-\zeta)] \\ z=11.25\text{ m}, X_p &= -0.12 \ln[113.6(-\zeta)] \\ z=21\text{ m}, X_p &= -0.07 \ln[7.35 \times 10^3(-\zeta)] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

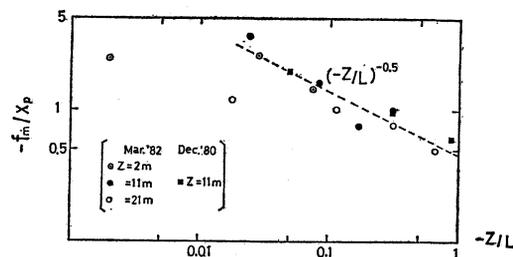
となる。(13) 式に用いられた  $X_p$  と  $\zeta (=z/L)$  の値は第3表に整理した。

4.2. 最頻値  $X_p$  と無次元ピーク周波数  $f_m$  との関係

最も発生頻度の高い変動量の大きさと、最も乱れのエネルギーを含む渦の周波数の間に、何らかの関係があると予想するのは不自然なことではない。代表的な渦の周波数は、 $w$  成分のスペクトルピーク周波数  $n_m$  を用いて、 $f_m (=n_m z/U)$  と表されるが3高度 (2m, 11.25 m, 21m) での大気安定度及び観測時間20分に対して得られた  $f_m$  との関係が第11図に示される。さらに同図には、Kaimal et al. (1972) が米国カンザス州での農耕



第11図 無次元ピーク周波数  $f_m$  と大気安定度 ( $z/L$ ) との関係。実線は Kaimal et al.(1972) の実験関係を示す。



第12図 無次元ピーク周波数と最頻値との比 ( $-f_m / X_p$ ) と大気安定度 ( $z/L$ ) との関係。破線は、 $-f_m / X_p = 0.46 (-z/L)^{-0.5}$  を示す。

地で観測したデータに基づいて得た  $f_m$  と  $z/L$  の実験関係が実線で示してあるが、高知で得た  $f_m$  の値はこの実線の周りに分布している。

これらの  $f_m$  を安定度群毎に分割し、各々の平均値と標準偏差を評価し3高度別に整理したものが第3表に記される。この表の  $f_m$  と  $X_p$  の平均値をもとにして、比  $-f_m / X_p$  と  $(-z/L)$  の関係が第12図に示される。この図から、 $z/L < -0.02$  の不安定側では観測高度に無関係に、

第3表 観測(I)及び(II)で得られた無次元ピーク周波数  $f_m$  と最頻値  $X_p$ .

(1982. March)

高 度	z=2 m			z=11.25 m			
	データの個数	13	18	4	8	5	9
$z/L$	-0.002 ±0.002	-0.028 ±0.01	-0.075 ±0.01	-0.024 ±0.008	-0.084 ±0.009	-0.170 ±0.033	-0.307 ±0.096
$X_p$	-0.18 ±0.117	-0.24 ±0.09	-0.325 ±0.11	-0.113 ±0.117	-0.32 ±0.075	-0.34 ±0.117	-0.425 ±0.217
$f_m$	0.437 ±0.116	0.618 ±0.151	0.465 ±0.289	0.419 ±0.24	0.522 ±0.42	0.266 ±0.096	0.421 ±0.176
$-f_m/X_p$	2.43	2.58	1.43	3.72	1.63	0.77	0.99

高 度	z=21 m			(1980. Dec.) z=11.25 m			
	データの個数	6	6	6	5	8	11
$z/L$	0.018 ±0.005	-0.114 ±0.04	-0.305 ±0.07	-0.66 ±0.19	-0.049 ±0.038	-0.309 ±0.160	-0.891 ±0.221
$X_p$	-0.37 ±0.16	-0.45 ±0.15	-0.53 ±0.094	-0.62 ±0.17	-0.175 ±0.097	-0.391 ±0.138	-0.517 ±0.090
$f_m$	0.449 ±0.203	0.452 ±0.172	0.414 ±0.164	0.302 ±0.077	0.345 ±0.216	0.377 ±0.147	0.311 ±0.157
$-f_m/X_p$	1.21	1.00	0.781	0.490	1.97	0.97	0.60

$$-f_m/X_p = 0.46(-z/L)^{-0.5} \dots\dots\dots(14)$$

の関係式が良く成立しており、 $-f_m/X_p$  が不安定になるにつれ減少することが実験的に示された。このことは、定性的に次の様に解釈される。 $-f_m/X_p = \frac{z}{\lambda_m} / \left(\frac{w}{\sigma_w}\right)_p$  (但し、 $(w/\sigma_w)_p$  は負の値をとる) の形から、 $z/\lambda_m$  はほぼ一定であるにしても不安定性が増すにつれて上昇流が強さを増し、それを補償する程度の大きさの下降流が数多く存在するようになり、 $(w/\sigma_w)_p$  が負の方向へ増加するためと考えられる。

なお、 $f_m$  と  $X_p$  の必然的な関係を求めるための理論的な方面からのアプローチは今後の研究に期待される。

5. 結 論

(1) 風速鉛直成分の3次から8次までの無次元化多重相関量と大気安定度との実験関係を用いて、風速鉛直成分の確率密度関数を大気安定度の関数として表現した。

(2) 4次までの多重相関量と、そして8次までのそれを考慮して Gram-Charlier 展開した確率密度関数は、5%の有意水準の  $\chi^2$  検定の結果、すべてが実際の風速鉛直成分の乱れの分布と適合しないことがわかった。しかしながら、実用的な応用を考慮して  $\chi^2$  検定方法以外

の概略的な評価方法を用いると8次までの多重相関量を考慮した方が4次までのそれを考慮した方より実際の分布を近似することができる。

(3) 確率密度分布に関連して、風速鉛直成分の最頻値は不安定度及び観測高度の増加に対して徐々に大きな負の値をとることが認められた。

(4) 無次元ピーク周波数と風速鉛直成分の最頻値との比は、不安定度の増加につれ観測高度に関係なく減少することが実験的に示された。

謝 辞

日本気象協会中央本部研究所の安達隆史氏には、この研究について有益な助言をいただいたことを、そして高知大学理学部の菊地時夫氏には野外観測及びデータ解析の際、いろいろと御助力をいただいたことに感謝します。

〔付 録〕

(記号表)

$w$  : 鉛直方向の風速変動量。

$\sigma_w$  :  $w$  の標準偏差。

PDF : 確率密度関数 (Probability Density Function) の略称。

$X=w/\sigma_w$ : 無次元変動量  
 $P(X)$ :  $X$  の確率密度関数.  
 $N(0, 1)$ : 平均値が 0 で, 標準偏差が 1 の正規分布関数.  
 $H_n(X)$ : エルミート多項式 ( $n$  は整数).  
 $S_w=\overline{w^3}/\sigma_w^3$ : 歪度.  
 $K_w=\overline{w^4}/\sigma_w^4$ : 尖度.  
 $\zeta=z/L$ : 大気安定度.  $L$  は モニン・オブコフの 安定度長さ.  
 $P_{ob}$ : 野外の観測データから得られた確率密度分布.  
 $P(X, \zeta)$ :  $X$  と  $\zeta$  の関数である確率密度関数.  
 $P_{G4}$ : 4 次までの多重相関量の実測値を考慮して Gram-Charlier 展開して求めた確率密度関数.  
 $P_{G8}$ : 8 次までの多重相関量の実測値を考慮して Gram-charlier 展開して求めた確率密度関数.  
 $f_i$ :  $i$  番目の階級幅の観察度数.  
 $F_i$ :  $i$  番目の階級幅の期待度数.  
 $\sigma_a$ :  $P_{ob}-P_a(a=G8$  又は  $G4)$  の標準偏差.  
 $k$ : 波数.  
 $X_p=(w/\sigma_w)_p$ :  $w$  成分の最頻値.  
 $n_m$ : スペクトルのピーク周波数.  
 $f_m=n_m z/U$ : 無次元ピーク周波数.  
 $\lambda_m=U/n_m$ : スペクトルのピーク波長.

文 献

Adachi, T., 1973: Observation of atmospheric turbulence at Syowa Station in Antarctica (I) (in Japanese with English abstract), Antarctic Record, 47, 62-76.  
 Bendat, J.S., and A.G. Piersol, 1971: RANDOM DATA: analysis and measurement procedures, John Wiley and Sons, Inc., 407 pp. (see Chap.

4).  
 千葉 修, 菊地時夫, 1982: 不安定な接地気層における風速鉛直成分の歪度の半実験式, 天気, 29, 1213-1220.  
 Chiba, O., 1983: Height dependence of the scale of turbulence and higher order moments of the vertical wind velocity in the neutral atmospheric surface layer, Submitted to J. Met. Soc. Japan.  
 Frenkiel, F.N. and P.S. Klebanoff, 1973: Probability distributions and correlations in a turbulent boundary layer, phys. Fluids, 16, 725-737.  
 Hayashi, M., 1974: A preliminary study on the statistical characters of the atmospheric turbulence, J. Met. Soc. Japan, 52, 400-406.  
 J.C. ロッタ(大踏通雄 訳), 1975: 乱流, 岩波書店, 277 pp. (see p.10).  
 Kaimal, J.C., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, and O.R. Coté, 1972: Spectral characteristics of surface-layer turbulence, Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, 563-589.  
 菊地原英和, 1981: ヒストグラムの誤差と描き方 第1報 標準誤差, 天気, 28, 395-411.  
 Lamb, R.G., 1982: Atmospheric turbulence and air pollution modeling, D. Reidel, 358 pp. (see p.191-197).  
 森 俊夫, 1974: ヒストグラムの最適級間隔について, 応用統計学, 4, No. 1, 17-24.  
 森口繁一, 宇田川銈久, 一松 信, 1970: 数学公式 III, 岩波全書, 310 pp. (see p.92).  
 SethuRaman, S. and J. Tichler, 1977: Statistical hypothesis tests of some micrometeorological observations, J. Appl. Met., 16, 455-461.  
 塩谷正雄, 岩谷祥美, 1974: 変動風速の頻度分布, 日本気象学会秋季大会講演, No. 133.

(18頁より続く)

Tung, K.K. and R.S. Lindzen, 1979: A theory of stationary long waves, Part I; A simple theory of blocking, Mon. Wea. Rev., 107, 714-734.  
 ———— and ———— 1979: A theory of stationary long waves, Part II; Resonant Rossby waves in the presence of realistic vertical shears, Mon. Wea. Rev., 107, 735-750.  
 渡辺正雄, 1966: プロッキング高気圧の形成について—主として大気大循環の立場より—, 研究時報, 18, 253-262.

White, E.B., and N.E. Clark, 1975: On the development of blocking ridge activity over the central North Pacific, J. Atmos. Sci., 32, 489-501.  
 Yoden, S., 1983: Nonlinear interactions in a two-layer, quasigeostrophic, low-order model with topography, Part I; Zonal flow-forced wave interactions, J. Met. Soc. Japan, 61, 1-18, Part II; Interactions between zonal flow, forced waves and free waves, J. Met. Soc. Japan, 61, 19-35.