

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*

千葉 修・菊地 時夫**

要 旨

接地気層での風速鉛直成分の3重相関量の運動方程式を閉じたものにするため、圧力項には修正したダビドフの仮定を、そして非線型項の1つである4重相関量に野外観測で得た実験式を用いた。このような操作ののち、風速鉛直成分の歪度の不安定側でのふるまいをより良く表わす半実験式を、大気現象が定常で、水平方向に一様であるという条件のもとで得ることができた。

1. 序 論

大気乱流において3次以上の高次相関量は、2次相関量では十分に説明の及ばない複雑な非線型現象（例えば、乱れのエネルギーの輸送過程や非正規的な確率密度分布の力学機構など）を説明する上で、重要な役割を担っている。さらに高次相関量は、Mellor(1973), Launder, Reece・Rodi (1975) そして Yasuda (1978) の研究で試みられているように、乱流の完結問題にも関係している。その中で物理的に意味の明瞭なのは4重相関量までで、それ以上の相関量のふるまいは未知の段階にある。そのために高次相関量の定量的及び定性的な知識や情報が望まれて来ている。幸いなことに、超音波風速計などの乱流測定器の発達に伴い、直接、高次相関量を測定できるようになった。

この研究では、野外の乱流観測資料を基にして、比較的低周波成分の影響の少ない風速鉛直成分を選び、その3重相関量の運動方程式と不安定側でのその特性を考慮して、歪度の半実験式を導いた。なお、用語の問題として、“多重相関量”は同一成分の相関量を示し、“高次相関量”は、より一般的で同一成分及び異なる成分の相関量を意味する。

2. 風速鉛直成分の3重相関量の運動方程式に含まれる分子粘性項と圧力項、そして非線型項（4重相関量）の取扱い

浮力の効果を考慮した3次相関量の運動方程式は、Zeman・Lumley (1974) によると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial t} = & \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_l} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_l} (\overline{u_i u_j u_k u_l}) \\ & + \beta_i \overline{u_j u_k \theta} + \beta_j \overline{u_i u_k \theta} + \beta_k \overline{u_i u_j \theta} \\ & - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial x_i} \overline{u_k u_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} \overline{u_i u_k} + \frac{\partial p}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} \right] \\ & - 2\nu \left[u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_j}{\partial x_l} \right] \\ & \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

但し、 u_i, u_j, u_k : 風速変動量, θ : 温度変動量, p : 圧力変動量, ρ : 空気の密度, ν : 動粘性係数, β_i : 浮力のパラメータで、 $\beta_i \delta_{is} = (g/T) \delta_{is}$, g : 重力加速度, T : 平均温位である。ここで、風速鉛直成分 w のみ考えるので、(1)式で $i=j=k=3$ とし、接地気層での定常性と水平一様性を仮定すると、 w についての3重相関量の運動方程式は、

$$\begin{aligned} 3 \overline{w^2} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w^3} + 3 \frac{g}{T} \overline{w^2 \theta} - \frac{3}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \overline{w^2} \\ - 6\nu \left[w \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + w \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + w \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \\ \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

* A Semiempirical Formula for the Vertical Wind Velocity Skewness in the Unstable Atmospheric Surface Layer.
** Osamu Chiba and Tokio Kikuchi, 高知大学理学部。
——1982年8月23日受領——
——1982年10月8日受理——

とまとめられる。

(2) 式の左辺の第2項: $-\partial \bar{w}^2 / \partial z$ は非線型項の1つとしての4重相関量を, 第4項: $-\frac{3}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} w^2$ は圧力項を, そして第5項:

$$-6\nu \left[w \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + w \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + w \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$$

は分子粘性項を示す。

2.1. 分子粘性項について

分子粘性項 $-6\nu w \left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$ は, w にはエネルギーを含む渦の低周波成分の寄与が大きく, 一方, $\left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$ は高周波成分が寄与すると考えられるので, これらの波数間の相関が小さいことと, ν の大きさが $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 程度であることから無視される。

2.2. 圧力項について

圧力変動量 p と速度成分との相関項であり, この項については, Hanjalic・Launder (1972) も引用している, いわゆるダビドフの仮定を修正して用いた。つまり, もともとのダビドフの仮定は,

$$-\frac{1}{\rho} \left\{ \overline{u_i u_j} \frac{\partial p}{\partial x_k} + u_j u_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + u_k u_i \frac{\partial p}{\partial x_j} \right\} \approx -\frac{\epsilon}{E} \overline{u_i u_j u_k} \dots\dots\dots (3)$$

と示されるもので, ϵ は粘性消散率, E は風の乱れの全エネルギー $-\frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ である。鉛直成分 w のみ考慮すると,

$$-\frac{3}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} w^2 = -C \frac{\epsilon}{E} \overline{w^3} \dots\dots\dots (4)$$

となる。なお, C は正の実験定数である。この仮定の物理的意味は, 局所的な圧力変動に伴う“乱流成分の衝突”として考えられている(Yasuda, 1978)。ところで, (3) 式は浮力の影響が少ない中立に近い気層状態の時に有用な仮定として引用されてきているが, それ以外の状態で用いる場合には検討する必要がある。

圧力項に関しては, これ以外によく引用されるものとして Launder et al. (1975) があり, それは

$$\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = -C_1 \frac{\epsilon}{E} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} E \right) - C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P) \dots\dots\dots (5) \text{ である。}$$

ここで, $P_{ij} \equiv -\left\{ \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right\} + \frac{g}{T} (\overline{\theta u_i} \delta_{i3})$

第1表 不安定成層時の, 圧力項に関する物理量のふるまい。

圧力項に関する物理量	上昇流	下降流
$\frac{\partial p}{\partial z}$	負の値	正の値
$ w $	大きな正の値	小さな正の値
w^2	大きな正の値	小さな正の値
$\frac{\partial p}{\partial z} w^2$	大きな負の値	小さな正の値

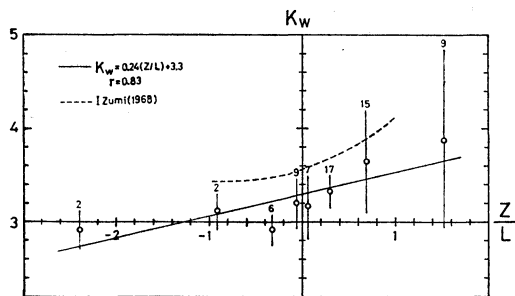
$$P \equiv -\left\{ \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \frac{g}{T} \overline{\theta u_i} \delta_{i3} \right\} \text{ である。}$$

つまり, (5) 式の右辺の第1項が乱れのエネルギーの再分配項を示し, 第2項はシアーと浮力の効果を表わしている。しかし(5)式は, 物理的な配慮がなされているにしても, 数の限られた精度の高いデータから2つの定数 C_1, C_2 を決めることは難しい。さらに(5)式を p と u_i (または u_j) の3次相関量に拡張した関係も提案されていない。それより, (4) 式の右辺で, E/ϵ が乱れの特徴的な減衰時間を示し, さらに $\overline{w^3}$ が鉛直方向へのエネルギー-流束を意味していることを考えると, これらの量が浮力やシアーの影響を受けないはずはないと考えられる。それで, (4) 式を再吟味することにする。

<ダビドフの仮定の修正>

不安定層内では, 局所的に熱せられた空気塊(ブルーム)が上昇し, そしてその補償流としての下降流とが交互に存在している。ブルーム内では熱対流が源となって低圧領域 ($\partial p / \partial z < 0$) が作られ, そのため鉛直上方へエネルギー w^2 が運ばれる。一方, 上方からは冷たい下降流があり, これらのことを整理すると第1表のようになる。ところで近藤(1982)によれば, 自由対流の平均の上昇流域及び下降流域は各々42%, 58%といわれ, これらの間には大差はない。さらに乱れの強さは, w^2 で効いてくることを考えると, 上昇流の方が下降流よりも強い。そのため, $w^2 \partial p / \partial z$ の時間平均あるいは空間平均 $\overline{w^2 \partial p / \partial z}$ は, 総体的にみれば $\overline{w^2 \partial p / \partial z} < 0$ とみなすことができる。

このような定性的な様子は, Kaimal・Businger (1970) の事例研究や Nicholl (1970) の室内実験の結果からも理解される。他方, $\overline{w^3}$ が不安定層で正の値をと



第1図 風速鉛直成分の尖度 $K_w = \overline{w^3} / \sigma_w^3$ と大気安定度 ζ の関係。

第2表 歪度 S_w と尖度 K_w の観測値 (千葉・菊地, 1981)。

$\zeta (= \frac{z}{L})$	S_w	K_w	データの個数*
1.53	-0.004	3.88	9
0.69	0.118	3.65	15
0.30	0.053	3.31	17
0.06	-0.055	3.17	7
-0.07	0.090	3.20	9
-0.32	0.198	2.92	6
-0.91	0.260	3.13	2
-2.39	0.244	2.92	2

* 1 データは10分ずつのデータを2個平均して20分のデータとした。

るといふ観測事実から、 w に関するダビドフの仮定を示す(4)式を、

$$-\frac{3}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} w^2 = C \frac{\varepsilon}{E} \overline{w^3} \dots\dots\dots(6)$$

と修正して用いた。

2.3. 非線型項 (4重相関量) について

奇数次相関量に比べて偶数次相関量の方の観測値の精度が高いという理由から、 w の4重相関量 $\overline{w^4}$ をその標準偏差 σ_w で規格化した尖度 K_w に、野外観測データ(千葉・菊地, 1981)を基にして計算した実験式を採用した。この実験式を説明する前に、用いた観測データとその解析処理の概要について述べよう。

1980年12月8~26日の期間に、高知県南国市にある高知大学農学部付属農場設置の約20mの観測塔を利用して、超音波風速温度計によって高度11.25mでの w と θ を観測した。同時に平均風速、平均気温の高度分布も得ている。観測場所の地表面粗度は約2cmで、フェッチの良好な風を選んだ。採集回数は約45ラン(1ランは40分)で、0.05秒でAD変換し、そのうちマイクロコンピュータ(PS-80, TEAC/TANDY社製)による統計処理を行った。なお、各ランは全て処理前にトレースし、ノイズ及び異常値を含むデータは修正され、データテープを再編集した。それから、大気安定度を算出するのに、 w のスペクトル値 $P_w(n)$ (n : 周波数) と分散値 σ_w^2 、それに乱れの熱流束 $\overline{w\theta}$ を用いた。つまり、

(1) 不安定側では、Maitani (1975) による式

$$u_*^2 = \frac{1}{C_1} \left[\sigma_w^2 - C_2 \left(\frac{kgw\theta}{T} z \right)^{2/3} \right],$$

(但し、 $C_1 = 1.44$, $C_2 = 2.56$)

から摩擦速度 u_* を出し、それから z/L を求める方法によった。 L はモニン・オボコフの安定度長さである。

(2) 安定側では、Moravek et al. (1975) による式

$$Q/u_*^2 = 0.426 \left[\phi_m - 2 \frac{z}{L} \right]^{2/3},$$

(但し、 Q は $nP_w(n)$ の最大値を示し、 ϕ_m は無次元シアー関数である) から、 z/L を求めた。これらの方法によって求めた z/L と $\sigma_\theta / |T_*| (T_* = -\overline{w\theta} / u_*)$, $\sigma_\theta = \sqrt{\overline{\theta^2}}$ の関係は従来の結果と変らなかった。

多重相関量については、評価時間をいろいろ変えて、その上で収束性の良い、定常性の高いデータを厳選し解析を行った。

さて、 K_w と $\zeta (= z/L)$ の実験式は、第1図に示されるように各安定度群毎に平均した K_w と ζ に最小自乗法を適用して求めた。すなわち、 $K_w = a\zeta + b$ として表わすと $a = 0.24$, $b = 3.31$ で、 K_w と ζ の相関係数 γ は $\gamma = 0.83$ である。そして係数 a , b の確率誤差は両方とも ± 0.05 であった。なお、使用した K_w と歪度 S_w と ζ の値を第2表に添付する。

従来、 S_w や K_w で示される4次までの多重相関量については、大気安定度 ζ に対する依存性について検討されているが、精度の問題もあって、それらの実験式を提案したという例は少ない。Sreenivasan et al. (1978) は、接地気層での観測値から高次相関量の精度について研究している。彼等の精度の評価方法によれば、 n 次相関量の平均自乗誤差 ε^2 が、

$$\varepsilon^2 = \left(\frac{F_{2n}}{F_n^2} - 1 \right) 2 \frac{\tau_n}{T_x} \dots\dots\dots(7)$$

として求められる。ここで x を変動量とし、 $F_n = \langle x^n \rangle / \langle x^2 \rangle^{n/2}$, $F_{2n} = \langle x^{2n} \rangle / \langle x^2 \rangle^n$, τ_n は x^n に関連し

第3表 中立状態における歪度 S_w と尖度 K_w

研究者名	観測場所	S_w	K_w	備考
Wyngaard (1973)	Kansas U.S.A.	0.13 ⁽¹⁾	—	(1) $\frac{\overline{w^3}}{u_* w^2} \approx 0.01 - 0.1$ $\sigma_w = 1.3 u_*$
McBean and Elliott (1975)	Suffield Canada	0.18 ⁽²⁾	—	(2) $\frac{\overline{w^3}}{2 u_*^3} = 0.2$ $\sigma_w = 1.3 u_*$
Sreenivasan <i>et al.</i> (1978)	Bass Strait Australia	0.02 ± 0.10 (22)	3.16 ± 0.13 (22)	() はデータの個数 $z/L \approx -0.05$
Present Study	Kochi Japan	0.03 ± 0.16 (16)	3.19 ± 0.30 (16)	$ z/L < 0.1$

た時間の積分スケールを、そして T_x は観測時間を示す。(7)式で $x \equiv w$ として w の4重相関量の ε^2 を求めると、

$$\varepsilon^2 = \left[\frac{\overline{w^3}}{(\overline{w^2})^2} \cdot \frac{1}{K_w^2} - 1 \right] 2 \frac{\tau_4}{T_x}$$

と表わされる。これから、 ε^2 を評価するには、8重相関量 $\overline{w^8}$ と τ_4 の情報が必要になる。 $\overline{w^8}$ については直接観測データから計算し、 τ_4 については Sreenivasan *et al.* が導いた τ_n と τ_1 の関係式 $\tau_n = (0.82 - 0.07n) \tau_1$ を用いた。さらに τ_1 はスペクトルスケール $l = U / (2\pi n_p)$ (n_p は、 $nP_w(n)$ のピーク値の周波数を示し、 U は平均風速である) から $\tau_1 = l / U = 1 / (2\pi n_p)$ と求めた。それから T_x は20分である。この様な解析結果から、4重相関量 $\overline{w^4}$ の ε は $-4 \leq \zeta < 2.5$ の安定度範囲で、10.5~28%の値をとる。

まとめとして、今回の高知での乱流観測で得られた中立状態付近での w の歪度 S_w 及び尖度 K_w に関する事柄を、他の研究者のものと比較するため第3表に載せておく。

3. 風速鉛直成分の歪度の半実験式の導出

空気の密度 ρ は、M.K.S. 単位で $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ であるので、 $\rho \approx 1.0 \text{ kg/m}^3$ とし、(2)式に(6)式を代入すると、 w の3重相関量の運動方程式は、

$$C \frac{\varepsilon}{E} \overline{w^3} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left[\frac{\overline{w^4}}{(\overline{w^2})^2} - \frac{3}{2} \right] (\overline{w^2})^2 \right\} - 3 \frac{g}{T} \overline{w^2} \theta$$

.....(8)

と書き改められる。ここで変数 z から $\zeta = z/L$ に変換

して、簡単な計算ののち歪度 S_w は、

$$S_w = \frac{\overline{w^3}}{\sigma_w^3} = \frac{k}{C} \zeta \frac{\phi_E}{\phi_\varepsilon} \frac{1}{f^3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\left(K_w - \frac{3}{2} \right) f^4 \right] - \frac{3}{k} \frac{\overline{w^2} \theta}{u_*^2 T_*} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

となる。但し、カルマン定数 $k = 0.41$ 、摩擦温度 $T_* = -\overline{w\theta}/u_*$ 、 $\phi_E = E/u_*^2$ 、 $\phi_\varepsilon = k z \varepsilon / u_*^3$ 、そして $f = \sigma_w / u_*$ である。従って(9)式の形から、 S_w は f 、 ϕ_E 、 ϕ_ε 、 K_w そして $\overline{w^2} \theta / (u_*^2 T_*)$ の ζ に関する関係式がわかれば求めることができる。次節では、引用した $f \sim \overline{w^2} \theta / (u_*^2 T_*)$ の説明に移る。

3.1. S_w の半実験式に引用された実験式

3.1.1. $f = \sigma_w / u_*$ の関数形

Panofsky *et al.* (1967) は、多くの研究者の得た観測値を整理して、 f と ζ の関係を

$$f = 1.25 [\phi_m - 1.8 \zeta]^{1/3}$$

と提案している。 ϕ_m に、Businger *et al.* (1971) の Kansas 実験の結果 $\phi_m = (1 - 15 \zeta)^{-1/4}$ ($\zeta < 0$) を用いると、

$$f = 1.25 [(1 - 15 \zeta)^{-1/4} - 1.8 \zeta]^{1/3} \dots\dots\dots(10)$$

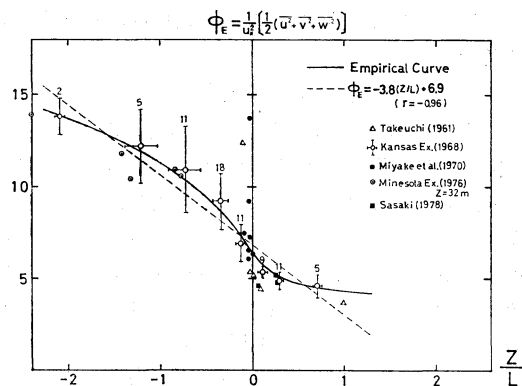
となる。

3.1.2. ϕ_E の関数形

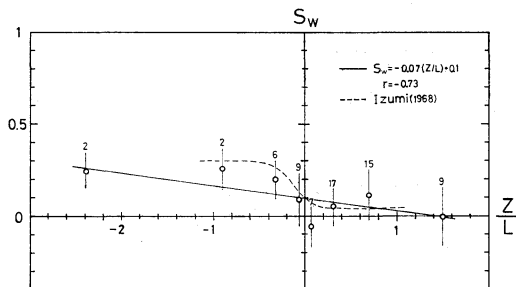
ϕ_E の実験式を決めるのに、 ϕ_E の形状に注目した。つまり、 $\phi_E = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / u_*^2$ で示されるように、 ϕ_E は $\overline{w^2} / u_*^2$ に比例するだろうと予側される。不安定側 ($\zeta < 0$) で、 $\overline{w^2} / u_*^2 \propto (-\zeta)^{2/3}$ の関係が良く知られているが、しかし水平成分の $\overline{u^2} / u_*^2$ と $\overline{v^2} / u_*^2$ が $(-\zeta)^{2/3}$

第4表 S_w 半実験式に引用された関係式.

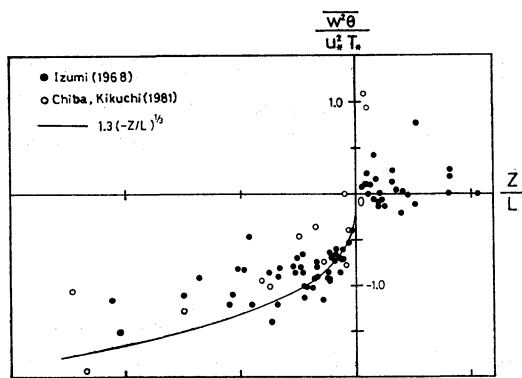
関係式	関数形	図番号
$f(\zeta) = \frac{\sigma_w}{u_*}$	$1.25[\phi_m(\zeta) - 1.8\zeta]^{1/3}$	—
$\phi_m(\zeta) = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z}$	$(1 - 15\zeta)^{-1/4} \quad (\zeta < 0)$	—
$\phi_e(\zeta) = \frac{kz}{u_*^3} \varepsilon$	$(1 + 0.5 \zeta ^{2/3})^{3/2} \quad (\zeta < 0)$	—
$\phi_E = \frac{1}{2} \frac{(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})}{u_*^2}$	$6.5 \left[1 - \frac{4.5\zeta}{(1 - 15\zeta)^{-1/4}} \right]^{1/4}$	第2図
$\overline{w^2\theta} / (u_*^2 T_*)$	$1.3(-\zeta)^{1/3} \quad (\zeta < 0)$	第3図
K_w	$0.24\zeta + 3.31$	第1図



第2図 無次元化した乱れの全エネルギー ϕ_E と大気安定度 ζ の関係.



第4図 風速鉛直成分の歪度 $S_w = \overline{w^3} / \sigma_w^3$ と大気安定度 ζ の関係.



第3図 $\overline{w^2\theta} / (u_*^2 T_*)$ と大気安定度 ζ の関係.

に比例しているとは言えないので、 $\phi_E \propto (-\zeta)^{2/3}$ の形は不適当である。そこで Kazanskiy・Monin (1957) が簡化した乱れのエネルギー収支方程式にもとづいて提案した式

$$\sigma_w / u_* = A \left[1 - \frac{\zeta}{\phi_m} \right]^{1/4}$$

(但し、 A は実験定数である) を参考にし、 ϕ_E を

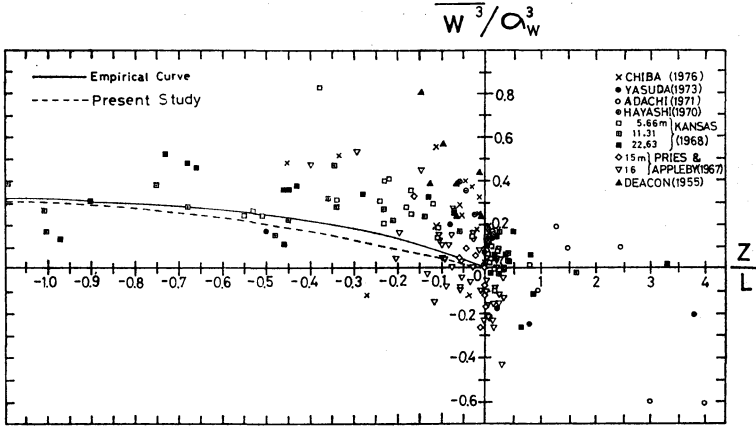
$$\phi_E = A_E \left[1 - \frac{a\zeta}{\phi_m} \right]^n$$

と仮定した。係数 A_E , a , n は Kansas 実験とその他の実測値から、 $A_E = 6.5$, $a = 4.5$, $n = 1/4$ が最適とみられる(第2図参照)。

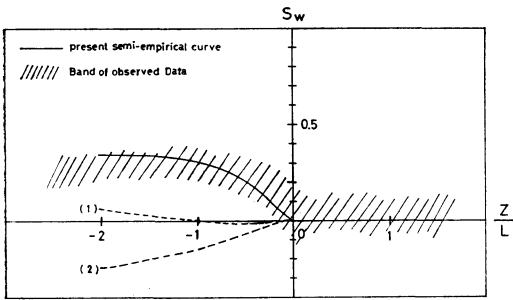
従って、

$$\phi_E = 6.5 \left[1 - \frac{4.5\zeta}{(1 - 15\zeta)^{-1/4}} \right]^{1/4} \dots\dots\dots(11)$$

とした。(11)式は、第2図に同時に示してある、最小



第5図 S_w の観測値と半実験式との比較 (引用した観測値は Chiba (1978) を参照).



第6図 S_w の観測値の分布と二、三の仮定から導出された半実験式との比較.

自乗法で求めた関係式 $\phi_E = -3.8\zeta + 6.9$ ($\gamma = -0.96$)
とも良く一致している.

3.1.3. ϕ_E の関数形

Kansas 実験の結果から導びいた Businger *et al.* (1971) の式

$$\phi_E = (1 + 0.5|\zeta|^{2/3})^{3/2} \quad (\zeta < 0) \dots\dots\dots(12)$$

を選んだ.

3.1.4. $w^2\theta/(u_*^2T_*)$ の関数形

熱流束の鉛直フラックス $w^2\theta$ は3次相関量で、ある程度のばらつきを持ちながらも不安定側でのそのふるまいは、Wyngaard, *et al.* (1971) によって近似的に

$$\overline{w^2\theta}/(u_*^2T_*) \approx 1.3(-\zeta)^{1/3} \dots\dots\dots(13)$$

と与えられている. この (13) 式は、1980年高知での乱流観測で得たデータの傾向をも良く示している (第3図参照).

まとめとして、 $f \sim K_w$ について引用した関係式を第4表に示す.

3.2. S_w の半実験式の実験定数

(8) 式の中に含まれる比例定数 C は、本来 (5) 式の両辺の実測値から決定すべきであるが、圧力変動量 ρ の測定が容易でないことから、(9) 式の右辺で C の値を除いて計算した値を S_{cal} とし、実測 (1980年の高知のデータ) で求めた値 S_w と比較することによって決めた. なお、 S_w の ζ に関する値が第2表に、そして S_w と ζ の実験関係を示す回帰式 $S_w = -0.07\zeta + 0.1$ ($\gamma = -0.73$) が第4図に示される. その結果、中立成層で歪度 S_w がゼロになるという後述の理論的見解から、 $-2.4 < \zeta < 0$ の安定度範囲で、 S_w と S_{cal} の関係が $S_{w0} = [0.028 \pm 0.0033$ (確率誤差)] S_{cal} と求まった. つまり C は、 $C = 1/0.028 = 35.7$ となる.

この C の値に関して、Laufer (1954) は室内実験の結果から $C = 10$ を求めた. 一方、Hanjalic・Launder (1972) が、乱れの輸送方程式に差分法を用いて数値的に解く際に与えた $C = 1/0.08 = 12.5$ がある. 今回の野外の自然風のデータから求めた $C = 35.7$ はこれらの値より大きい.

4. 結論

加熱された地表面から強い上昇流が間欠的に局在している不安定層内で、風速鉛直成分 w の歪度 S_w が正の値をとり、不安定性が強まるにつれ増大することがいろいろの研究結果から良く知られている. さらに、モニ

ン・オブコフの相似理論によれば、安定度が極端に不安定な状態に近づいた時 ($\zeta \rightarrow -\infty$), S_w が一定値に収束することも指摘されている (Monin・Yaglom, 1971). 今回の観測結果も同様に S_w のこのようなふるまいを示している.

ところで, Chiba (1978) は, これまでの多くの研究者の歪度 S_w の観測値を整理し, S_w の大気安定度 ζ に関する実験式を

$$S_w = -\frac{0.6\zeta}{(1.25)^3 k [(1-15\zeta)^{-1/4} - 1.8\zeta]} + 0.1$$

と提案した. この式では, 中立付近のデータのばらつきを考慮して中立では $S_w=0.1$ としたが, 理論的には浮力が直接 w にエネルギーを供給しなくなることから, $S_w=0$ である. 中立で $S_w=0$ とした式とこの研究で得た半実験式とは良く一致する (第5図参照). さらにこの半実験式を吟味するために, (1) 修正しないダビドフの仮定を用いた場合と, (2) 修正しないダビドフの仮定と w にミリオンセンチコフの準正規分布仮定を用いた場合 (つまり, $\overline{w^4}/\sigma_w^4=3$ とした場合) に (9) 式を計算 ($C \rightarrow C$, $K_w \rightarrow 3$) した結果を同時に第6図に示す. (1), (2) 両者のいずれの場合においても, 導出した S_w が不安定側で負の値をとり, 観測事実と矛盾している. 一方, (6) 式で示される修正したダビドフの仮定を用いた方法が観測値を良く表現しており, 最終的には最良の結果を得た.

謝 辞

東北大学理学部の安田延壽博士及び日本気象協会中央本部研究所の安達隆史氏には, この研究にあたり有益なコメントをいただいたことを, そして和田浩司氏 (現在, 香川県中学校教員) には高知大学在学中の御助力と御協力に併せて感謝致します.

文 献

- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley, 1971: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1021-1025.
- Chiba, O., 1978: Stability dependence of the vertical wind velocity skewness in the atmospheric surface layer, *J. Met. Soc. Japan*, 56, 140-142.
- 千葉 修, 菊地時夫, 1981: 風速鉛直成分の高次相関量 (主として偶数次相関量) の特性について, 日本気象学会秋季大会講演 No. 213.
- Hanjalic, K. and B.E. Launder, 1972: A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.*, 52, 609-638.
- Izumi, Y., 1968: Kansas 1968 field program data report environmental research papers, AFCRL, No. 379, 1971.
- , and J.S. Caughey, 1976: Minnesota atmospheric boundary layer experiment data report environmental research papers, AFCRL, No. 547.
- Kaimal, J.C., and J.A. Businger, 1970: Case study of convective plume and a dust devil, *J.A. Met.*, 9, 612-620.
- Kazanskiy, A.B., and A.S. Monin, 1957: Shape of smoke plumes, *Izvestiya ANSSSR, Ser. Geofiz.*, No. 6, 741-751.
- 近藤純正, 1982: 大気境界層の科学, 東京堂出版, 133.
- Laufer, J., 1954: The structure of turbulence in fully developed pipe flow, *Nat. Advis. Com. Aeronaut. Rep. No.* 1174.
- Launder, B.E., G.J., Reece and W. Rodi, 1975: Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, 68, 537-566.
- Maitani, T., 1975: Characteristics of the atmospheric turbulence in the surface layer at Tarama island, *AMTEX Report*, No. 8, 97-100.
- McBean, G.A., and J.A. Elliott, 1975: The vertical transports of kinetic energy by turbulence and pressure in the boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 32, 753-766.
- Mellor, G.L., 1973: Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1061-1069.
- Miyake, M., R.W., Stewart and R.W. Burling, 1970: Spectra and cospectra of turbulence over water, *Quart. J.R. Met. Soc.*, 96, 138-143.
- Monin, A.S. and A.M. Yaglom, 1971: *Statistical fluid mechanics*, The MIT press, Cambridge, (English translation), 462 pp.
- Moravek, D., H.A. Panofsky and A. Weber, 1975: Determination of surface stress from vertical velocity spectra, *Quart. J.R. Met. Soc.*, 102, 260-263.
- Nicholl, C.I.H., 1970: Some dynamical effects of heat on a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 40, 361-384.
- Panofsky, H.A., N. Busch, B. Prasad, S. Hanna, E. Peterson and E. Mares, 1967: "Properties of wind and temperature at Round Hill," Dartmouth, Mass., Penn. State Univ. Res. and Develop. Tech. Rept. ECOM-0035-F.
- Sasaki, H., 1978: Preliminary study on the structure of the atmospheric surface layer in Mizuho

- Plateau, East Antarctica, Nankyoku Shiryô (Antarct. Rec.), 67, 86-100.
- Sreenivasan, K.R., Chambers, A.J. and R.A. Antonia, 1978: Accuracy of moments of velocity and scalar fluctuations in the atmospheric surface layer, B.L. Met., 14, 341-359.
- Takeuchi, K., 1961: On the structure of the turbulent field in the surface boundary layer —analysis of the data obtained at O'Neill, Nebraska, J. Met. Soc. Japan, 39, 346-367.
- Wyngaard, J.C., O.R. Côté and Y. Izumi, 1971: Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux, J. Atmos. Sci., 28, 1171-1182.
- Wyngaard, J.C., 1973: On surface layer turbulence, Workshop on Micrometeorology, Amer. Met. Soc., 127.
- Yasuda, N., 1978: High-order equations of turbulence and characteristics of turbulence based on their simple solution in the atmospheric boundary layer near the ground, Pap. Met. and Geophys., 29, No. 3, 109-123.
- Zeman, O., and J.L. Lumley, 1974: Modeling buoyancy driven mixed layers, J. Atmos. Sci., 33, 1974-1988.

 NEWS

オーストラリア内陸部で早ばつの被害深刻

オーストラリア東部では、ここしばらく雨らしい雨がなく、内陸部の農村地帯に深刻な被害をもたらし始めている。8月にオーストラリア農業経済局は、昨年度は総額44億6000万豪ドル相当あった農業生産が、今年度はわずか22億豪ドル相当まで落ち込むものとの予測を発表した。オーストラリアに18万戸ある農家のうち、すでに10万戸の農家が何らかの形で早ばつの被害を受けている。農家にとって最も大事な5月から9月までの期間にほとんど雨らしい雨の降らないシーズンが今年で3回目であることから、たとえかなりの雨が今すぐ降ったとしても、被害を受けた農家が立ちなおるには2年から5年はかかるものとみられている。

最大の打撃をうけているのは、オーストラリア産小麦の大生産地であるニュー・サウス・ウェールズ州（州都シドニー）である。今年は、ほとんど州全体で早ばつ被害宣言を出しており、冬期の穀類の生産高は通常の年のわずか3分の1程度にとどまりそうな気配である。シドニーの北西約400kmにある人口約3万のダボー市のアルダーマン・ハリ・クレグ市長は、「早ばつは累積効果を持っている。農家で穀物がとれないと現金が手に

入らないことになり、そのことは、化学薬品製造業者や農機具業者、タイヤメーカー、家畜のプロカー、運搬業者、仲買人や羊の毛刈り職人など、みんなの仕事が減少することを意味している。町の中の販売が低下すれば在庫は増し、商店は店員を解雇せざるをえなくなってくる」と心配している。

ダボー市周辺では5月の初め以来雨らしい雨がいない。3年間にわたって雨が少なかったことから、地中深くまで湿気がなくなり、あたり一帯土がむき出しとなり、地元の人が原住民のことばでいうウィリー・ウィリー* という土ぼこりがみられるようになってしまっている。

ダボー地区の農学者、コル・マレン氏は、今年の早ばつは、少なくとも1965年と1972年の大早ばつに匹敵する大規模なものとみており、ダボー牧草保護局でも同様の見解をとっている。しかし、現代の早ばつの問題点は、オーストラリアの農業が10年、20年前と比較すると大きく企業化している点である。負債の負担は重く、長びく早ばつは回復するのにこれまで以上の長期間を要する。クレグ市長同様マレン氏も、真の困難は1年後にくるものとみている。

(オーストラリア大使館より
資料をいただきました)

* 今日では dust devils の別名といわれているが、20世紀初め頃には熱帯低気圧を意味する言葉として用いられていた。