

地表面近くの対流現象の特性

文 字 信 貴

CHARACTERISTICS OF THE ATMOSPHERIC CONVECTION NEAR THE GROUND

By *Nobutaka* MONJI

Synopsis

Thermal convection in the atmospheric surface layer is studied based on a field experiment. Standard deviations of vertical wind velocity component and temperature fluctuations are simply expressed in terms of heat flux under very unstable conditions. Clear diurnal variations are seen in the statistical quantities such as σ_θ , σ_w and $\overline{w'\theta'}$ when wind speed is low.

The characteristics of buoyant elements near the surface are also examined closely. They are considerably different from those of the upper boundary layer plumes.

1. 結 言

大気の接地気層は地表面の影響を直接受けるためその中では機械的な乱流と熱的な乱流が混在し、大気の運動は複雑な様相を呈している。機械的な乱れと熱的な乱れとが互に独立した機構で全体としての大気の乱れに寄与しているならば、それぞれの機構を独立に究明し後に統合する事によって一般的な成層状態の乱れを明らかにする事が可能であろう。一般に強風時には大気成層は中立となり機械的な乱流が卓越するが、弱風時には熱的な要素が強くなる。大気境界層はさらに大きな規模の運動の影響が少ない時は熱的な乱流による明確な日変化を示す。太陽からの輻射が始まるとともに地表面が熱せられ対流現象が活発になり、熱を上層に運ぶ事によって境界層を上方に拡大して行く。その対流の実体は境界層上部では plume 状である事が明らかにされつつあり理論的な考察も進んでいる。しかしながら接地気層内で対流要素がどのような構造をもちどのような機構で乱流輸送に寄与し、どのように上層の plume とつながっているのかという点については風速 shear との相互作用等の複雑さが理解を困難にしている。ここでは1973年の夏に京都大学防災研究所潮岬風力実験所の構内の草地で晴天弱風時に行った実験の結果をもとにして地面近くでの対流現象の性質について考察を行う。

2. 実験とデータの処理方法

実験地の潮岬風力実験所の野外試験場は平均の高さ約 10 cm の草が生えており、選んだ風向の風上側は数百メートルにわたって畑地で野外試験場と同程度の粗度をもっている。

用いた測器は3次元超音波風速温度計(海上電機社製 Model PAT-311)、3杯風速計(Gill 型風速計を改造したもの)、及び銅コンスタンタン熱電対乾湿計(Sano and Mitsuta¹⁾参照)であり、全く同一のものを5.5 m と 1.4 m の高度に取付け、その2高度の間の温度差を測定するために熱電対温度差計を設置した。さらに1 m の高さには示差輻射計(英弘社製、Funk 型)を設置した。記録は1/2インチ幅の磁気テープにデータレコーダ(TEAC R-271)を用いてFMで収録した。

解析にはテープ送りの速さを増してアナログデータ処理装置(Hanafusa²⁾参照)を用いて平均時間15分間の標準偏差、共分散等の値を得た。ここに示す風速の鉛直成分、温度変動成分は超音波風速温度計によるもので

あり、風速の水平成分 (u) は3杯風速計によるものである。用いた3杯風速計の時定数は風速 1 m/sec で約 1 秒 (厳密には未測定) であり、 u' のスペクトルが長周期変動を主成分としているとはいえ、 u' の標準偏差の値は過少評価になっているであろう。

3. 乱流統計量の時間変化

太陽からの輻射が始まると同時に地表面が熱せられ、大気境界層の最下層から対流が始まる。風速が弱い時はこの熱対流の開始を明確に知る事ができる。Fig. 1 は朝の6時の日の出より正午までの乱流変動量の時間変化を示した一例であり、風速は終始 1 m/sec 前後である。風速の鉛直成分 w の標準偏差 σ_w と温度変動の標準偏差 σ_θ 、及び w と θ の共分散 $\overline{w'\theta'}$ は正午に向って増大する。 σ_w は高さ 5.5 m の方が 1.4 m における値よりも大きく σ_θ は 1.4 m における値の方が常に大きい。 $\overline{w'\theta'}$ は後にも示す様に高さの方向にはほとんど変化がない。もう少し風速の大きい場合 (Fig. 2) には σ_w の明確な日変化は現れずむしろ風速に強く支配される。 σ_u においてはその傾向はさらに強い。

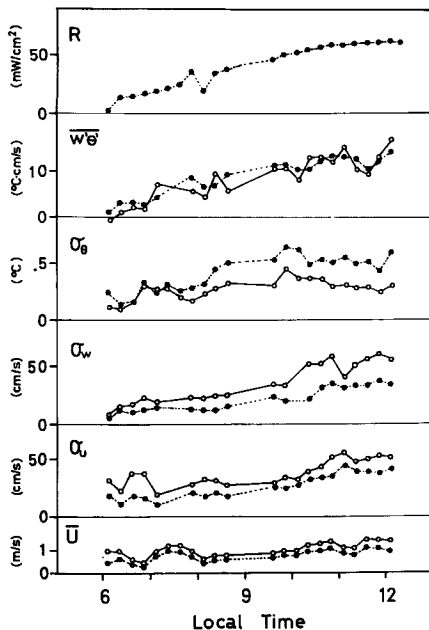


Fig. 1 Time variation of the statistical quantities for very low wind speed.

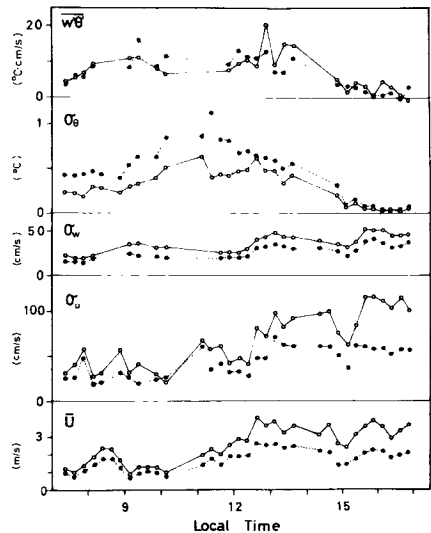


Fig. 2 Time variation of the statistical quantities for relatively low wind speed.

4. 不安定時の乱流の特性

非常に大気が不安定であり平均風速が小さい時、乱れの生成項として浮力によるものが重要になる。この時乱れのエネルギーは風速の鉛直成分を通じて与えられるため不安定になるほど σ_w の重要性が増す。Fig. 3 に σ_w と σ_u の比を Richardson 数の関数として示す。 σ_w/σ_u は中立付近では約 0.5 であるが大気が不安定になれば増大する。また σ_w や σ_u を対流要素 (thermal) の生成消滅に基いて考えれば、 σ_w は上下層の混合を効果的に行うのに必要な要素であるが、 σ_u は対流要素の内部の上昇領域と外部の下降領域とを混合して対流要素を破壊する働きをするために σ_w/σ_u が大きいほど熱対流は活発になる。しかし大気がある程度以上不安

定になり接地気層内の対流のパターンが確立すればこの比は一定の値に近づくものと考えられる。ここで用いる Richardson 数 (R_i) は 2 高度の温度、風速差より高度 ($z_2 \cdot z_1$)^{1/2} での値

$$R_i = \frac{g}{T} \cdot \frac{\Delta\theta}{\Delta U^2} \cdot \ln \frac{z_2}{z_1} \cdot (z_2 \cdot z_1)^{\frac{1}{2}}$$

を求め、不安定条件下では R_i が高さに比例すると仮定して各高度の R_i を求めたものである。

風速勾配の存在しない自由対流においては摩擦速度 u_* は存在しないが、乱れが浮力因子 g/\bar{T} , $H/C_p\rho$ (ここに H は顕熱輸送量, C_p は定圧比熱, ρ は密度), 及び高度 z によって決定されると仮定する事によって自由対流速度

$$u_f = \left(\frac{g}{T} \cdot \frac{H}{C_p\rho} \cdot z \right)^{\frac{1}{3}}$$

が定義でき (Deardorff³⁾ 参照), これを接地気層における熱対流を特徴づける風速変動のスケールであるとみ

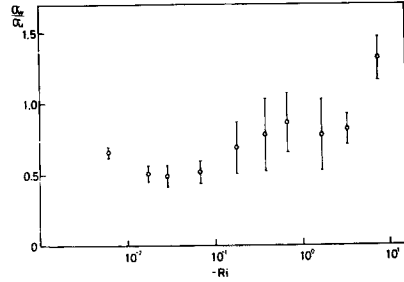


Fig. 3 σ_w/σ_u versus the Richardson number.

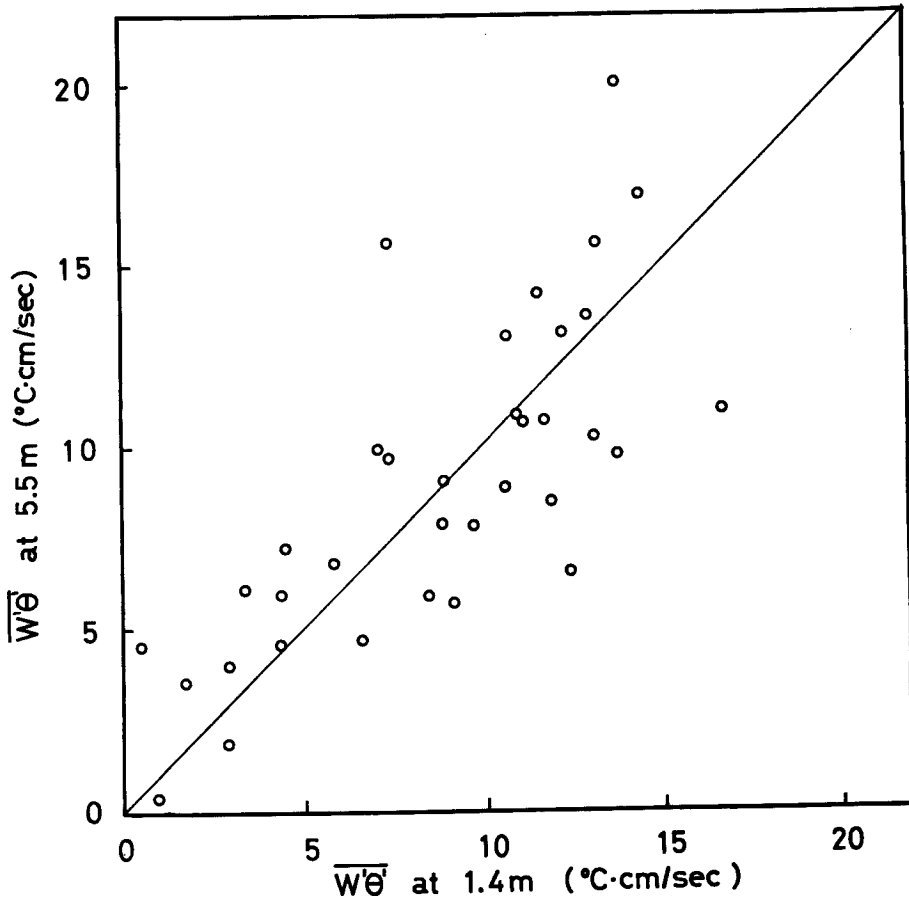


Fig. 4 Comparison of $\overline{w'\theta'}$ at the two heights.

なす事ができる。接地気層中では顕熱輸送量 (H) の鉛直方向の収束発散はないと考えられるので u_f は高さ方向に $z^{\frac{1}{2}}$ に比例して増加する事が予想される。Fig. 4 に $\overline{w'\theta'}$ ($=H/C_{pp}$) の 2 高度における値の比較を示すが目立った偏りは認められない。 u_f は自由対流に起因する速度であるから大気乱流場が純粋に自由対流の時は σ_w は u_f のみの関数である。Fig. 5 に σ_w/u_f と R_i との関係を示す。安定度が中立近くでは σ_w は主として機械的なものとなり

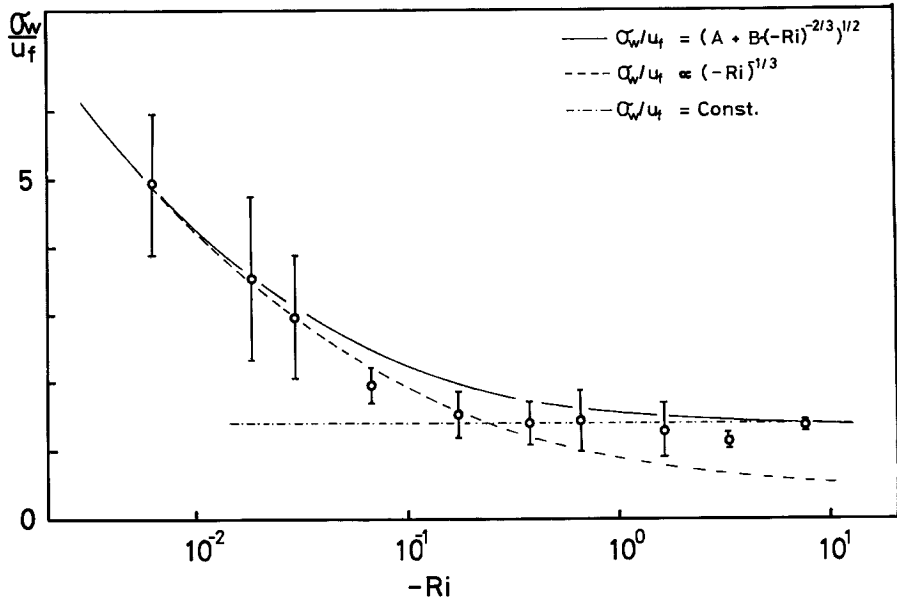


Fig. 5 σ_w/u_f versus the Richardson number.

$$\frac{\sigma_w}{u_f} = C_{w2}(-z/L)^{-\frac{1}{3}} \approx C_{w2}(-R_i)^{-\frac{1}{3}}$$

の関係が成立する。ここに L は Obukhov の長さであり、不安定時には z/L はほぼ R_i に等しい (Businger et al⁴⁾ 参照)。非常に不安定な時には

$$\frac{\sigma_w}{u_f} = \text{Const.} (=C_{w1})$$

となる。これは $\sigma_w/u_* = C(-z/L)^{\frac{1}{3}}$ と同じ内容で定数は $C_{w1} = k^{\frac{1}{3}} \cdot C$ (k は Kármán 定数) の関係にある。 C の値については例えば Monji⁷⁾ 参照) 今度の実験で得られた値は $C_{w1} = 1.4$ 及び $C_{w2} = 0.91$ である。中間の不安定の際は機械的な乱れと熱的な対流との両方が乱流エネルギーに寄与しているものと考えれば

$$\left(\frac{\sigma_w}{u_f}\right)^2 = A + B(-R_i)^{-\frac{2}{3}}$$

が成立する事が予想される。Fig. 5 の実線は $A = 1.7, B = 0.76$ の値を用いた時の上式を描いたものである。

温度変動についても類似的な考え方を適用すれば自由対流の温度変動スケールとして

$$\theta_f = \left\{ \frac{T}{g\alpha} \cdot \left(\frac{H}{C_{pp}} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{3}}$$

を定義する事ができる (Deardorff³⁾ 参照)。 σ_θ/θ_f は中立近くでは

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_f} = C_{\theta 2}(-R_i)^{\frac{1}{3}}$$

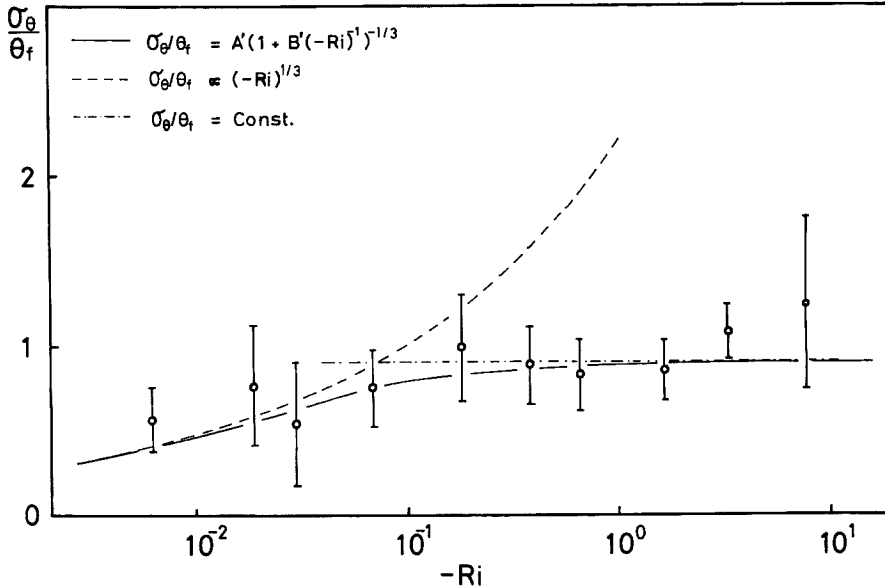


Fig. 6 σ_θ/θ_f versus the Richardson number.

に従って変化し非常に不安定な条件下では

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_f} = \text{Const. } (=C_{\theta 1})$$

が成立する。今回解析したデータでは $C_{\theta 1}=0.91$, $C_{\theta 2}=2.3$ の値をとる。Fig. 6 に σ_θ/θ_f と R_i との関係を示す。温度変動はエネルギー的に加える事が出来ないので一般の不安定条件に対して σ_w/σ_f の時の様な表現式を用いる事は不可能であろう。単純な形の実験式としては

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_f} = A' \cdot (1 + B' \cdot (-R_i)^{-1})^{-1/3}$$

を考える事ができる (Fig. 6 の実線)。ここに $A' (=0.91)$ 及び $B' (=0.065)$ は定数である。

以上から明らかな様に u_f や θ_f は大気の非常に不安定な条件下ではそれぞれ風速変動と温度変動を表わす適切なスケールであると言える。

5. 接地気層内の対流要素

大気境界層内の対流は熱気泡が plume 状に連なった状態で起っていると考えられる。境界層の上部においてはこの plume の形も明確であり理論的にも (Telford⁵⁾、観測によっても (Warner and Telford⁶⁾ 理解が進んでいる。しかしながら接地気層内の対流現象は風速の shear のため plume が単純な形状を保てず、これまで開発されている plume 理論を適用する事は困難である。Fig. 7 に高さ 5.5 m と 1.4 m における温度変動と風速鉛直成分の変動例を示す。これは午前 9 時半頃のもので対流境界層が発達しつつある時のものである。この図で温度変動が全くみとめられない領域が存在している (図中矢印↓) が、これに対応する w の変動振幅も他の部分より小さい事がわかる。この領域は下降気流領域であって、対流混合がまだ到達していない上層の空気が下降して来ている事を示している。この領域の出現は対流境界層内の上層ほど顕著である。それに対して温度変動の活発な領域は対流要素の内部と考えられる。

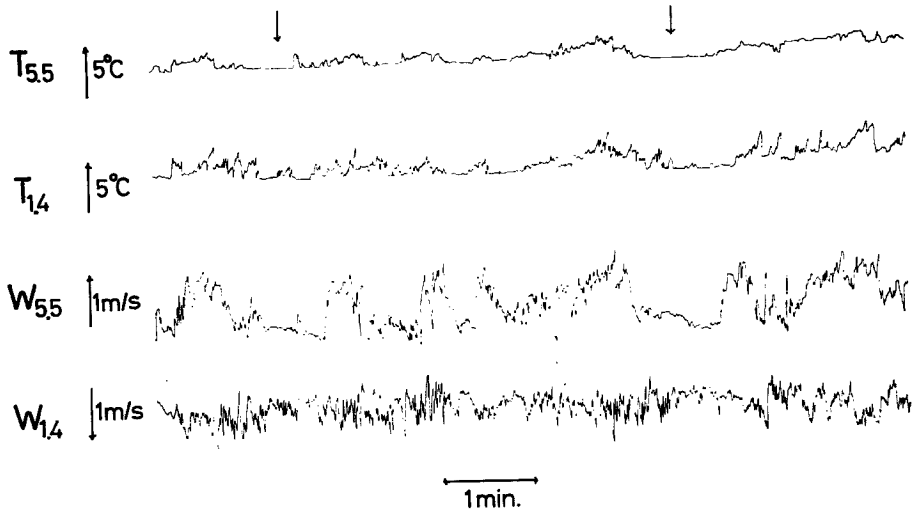


Fig. 7 Examples of the fluctuations.

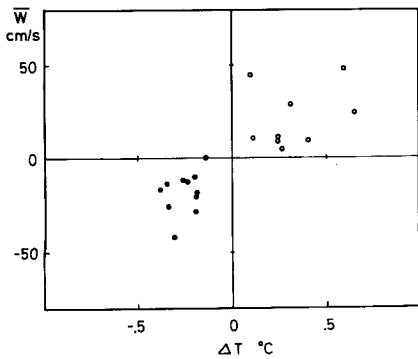


Fig. 8 Mean vertical wind velocity inside ($\Delta T > 0$) and outside ($\Delta T < 0$) of the thermals.

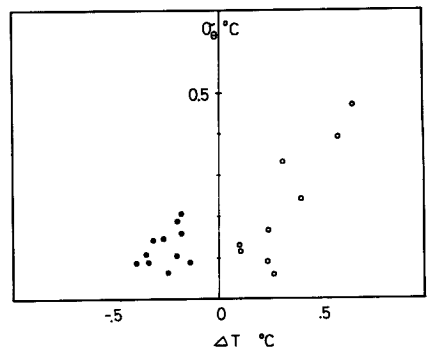


Fig. 9 σ_{θ} inside ($\Delta T > 0$) and outside ($\Delta T < 0$) of the thermals.

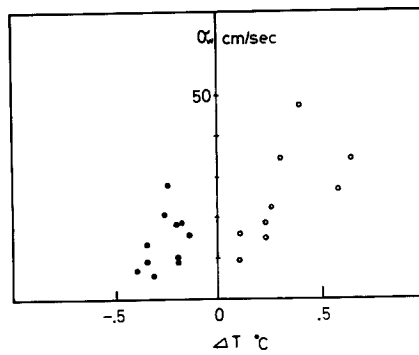


Fig. 10 σ_w inside ($\Delta T > 0$) and outside ($\Delta T < 0$) of the thermals.

接地気層内の対流要素のふるまいをより詳しく理解するために Fig. 7 付近の区間10分間を詳細に検討した。Fig. 8, Fig. 9, と Fig. 10 において横軸は平均温度からのずれを表わし、右側は温度の高い領域すなわち対流要素の内部を、左側は外部を表わす。Fig. 8 は平均鉛直速度成分と温度差との関係を表わし、Fig. 9 は σ_θ と温度差、Fig. 10 は σ_w と温度差との関係を表わした図である。これらの図から明らかな事は 1) $\Delta T > 0$ の所、すなわち平均温度よりも温度の高い領域は上昇気流領域（対流要素内部）であり、 $\Delta T < 0$ の領域は下降気流領域（対流要素外部）である、2) 対流要素内部では温度変動は外部より大きい、3) 対流要素内部では風速変動も外部より大きい、という事である。

接地気層内の対流要素は上下方向にも変化をする。Table 1 に高さ 5.5 m と 1.4 m における対流要素内外の乱流変動の特徴を示す。この表から次の様な点が明らかである。1) 対流要素内の領域 (thermal region) も対流要素外の領域 (quiescent region) も上層の方が大きい。(表中 D で示す。ただしここでは測器を通過した要素のみかけの直径であり真の直径よりも小さい。) 2) 対流要素内では \bar{w} も σ_w も上層の方が大きい。3) σ_θ は対流要素内でも外でも下層の方が大きい。4) 対流要素内の ΔT は上層でも下層でも大差はないが少し下層における値の方が大きい。Fig. 7 の変動例からわかる様に下層の方が鋸状の波形が温度変動において顕著であり、 w 成分における短周期変動も下層においてより卓越しており、下層がより強く風速の shear の影響を受けている事がわかる。

Table 1 Typical feature of the surface layer thermals.

Height		Thermal	Quiescent
5.5 m	D	14 m.	18 m.
	\bar{w}	+21 cm/sec	-18 cm/sec
	σ_w	25 cm/sec	14 cm/sec
	ΔT	+0.32 °C	-0.26 °C
	σ_θ	0.22 °C	0.13 °C
1.4 m	D	8 m.	13 m.
	\bar{w}	+6.6 cm/sec	-8.5 cm/sec
	σ_w	14 cm/sec	13 cm/sec
	ΔT	+0.39 °C	-0.46 °C
	σ_θ	0.43 °C	0.26 °C

6. 結 語

接地気層の対流は複雑な様相を呈しており単純な plume や気泡の理論をそのまま適用する事は困難であるため、ここでは統計的な取扱を主として議論を行った。対流要素は対流境界層が発達途上にある時に顕著に認められるが、そのため場が非定常状態にある事が統計量の考察にあたっては留意されなければならない。これは σ_θ/θ_f や σ_w/u_f と R_i との関係等に見られるばらつきの一つの原因とも考えられる。

風速や温度変動は $-R_i$ の大きいところでは自由対流の相似則に従う事がわかった。すなわち風速変動スケール u_f と温度変動スケール θ_f は自由対流を特徴づけるスケールと考える事ができる。 u_f や θ_f に含まれている $w'\theta'$ の高さ方向の変化はみとめられなかった。

接地気層内の対流要素はその形状がはっきりしたものではないがその内部では温度変動のみならず w 成分の変動も活発であり上層の方が直径が大きく上昇速度も大きい等の特徴がみとめられる。接地気層内の対流の理論的開発には前節までに述べてきた性質を考慮する事が必要であろう。

謝 辞

本研究は日本学術振興会の補助によって行われた。この実験を行うにあたり御協力を頂いた京都大学潮岬風力実験所助手森征洋、技官河内伸治、尾崎寿秀、防災研究所技官羽野淳介、大学院理学研究科林泰一の諸氏に謝意を表します。また実験の遂行から論文作製まで多大な御助力を頂いた京都大学防災研究所助教授光田寧氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Sano, Y. and Y. Mitsuta: Dynamic Response of the Hygrometer Using Fine Thermocouple Psychrometer, Special Contributions of the Geophysical Inst., Kyoto Univ., No. 8, 1968, pp. 61-70.
- 2) Hanafusa, T.: A New Method of On-site Data Analysis of Turbulent Transport near the Ground, Contribution of the Geophysical Inst., Kyoto Univ., No. 11, 1971, pp. 35-45.
- 3) Deardorff, J. W.: Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection, J. Atmos. Sci., 27, 1970, pp. 1211-1213.
- 4) Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley: Flux Profile Relationship in the Atmospheric Surface Layer, J. Atmos. Sci., 28, 1971, pp. 181-189.
- 5) Telford, J. W.: The Convective Mechanism in Clear Air, J. Atmos. Sci., 23, 1966, pp. 652-666.
- 6) Warner, J. and J. W. Telford: Convection below Cloud Base, J. Atmos. Sci., 24, 1967, pp. 374-382.
- 7) Monji, N.: Budgets of Turbulent Energy and Temperature Variance in the Transition Zone from Forced to Free Convection, J. Meteor. Soc. Japan, 51, 1973, pp. 133-145.