

消散法による地表面フラックスの算定と その水田上での応用

DISSIPATION METHODS TO ESTIMATE TURBULENT FLUXES AND THEIR APPLICATIONS TO THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER OVER PADDY FIELD

浅沼 順¹・工藤 裕己²

by Jun ASANUMA and Hiroki Kudo

¹ 正会員 Ph.D. 長岡技術科学大学環境・建設系 (〒 940-2188 新潟県長岡市上富岡町 1603-1)

² 学生員 長岡技術科学大学大学院環境システム工学専攻 (〒 940-2188 新潟県長岡市上富岡町 1603-1)

The dissipation rates of the turbulent kinetic energy and the variance of temperature and humidity were estimated from the turbulence measurements through the relation between the dissipation rates and the second- or third-order structure functions. These estimations of dissipation rates are applied to the dissipation methods to estimate turbulent fluxes of sensible/latent heat and momentum flux from the flat rice paddy field. The estimated flux values are found to be comparable with those estimated with the eddy correlation technique, suggesting the feasibility and applicability of the dissipation methods in the hydrological application.

Key Words : *Inertial subrange, atmospheric surface layer, atmospheric turbulence, dissipation methods, evapotranspiration, surface heat balance*

1. はじめに

近年, 蒸発散や地表面熱収支に関する研究は, 従来のプロットスケールでの研究から, 流域スケールやメソあるいはさらに大きなスケールにおいて, 領域平均フラックスや複雑地表面上における顕熱/潜熱フラックスの空間分布の定量的な把握といったように, 広いスケールでの大気陸面過程の解明に関する研究に重心が移ってきている。このような研究の推進のためには, 対象領域内の様々な地表面被覆上の多点においてのフラックスの観測が必要であり, 乱流フラックスの簡便な計測方法に関する必要性は高い。

一方, 従来の乱流フラックスの観測による定量化手法としては, 渦相関法, ボーエン比法, バルク法, 傾度法, 分散法などが一般的である。これらのうち, 直接測定である渦相関法を除いては, 間接測定であり, 何らかの物理法則を仮定している。たとえばボーエン比法は, 温位と比湿のレイノルズ平均値間の相似 (Reynold's analogy), すなわち温位と比湿の渦拡散係数が等しいことを仮定している。このように, 大気乱流の特性量に関する研究の進展は, 顕熱/潜熱/運動量フラックスの新しい計測手法を産み出す可能性を与えるものである。

消散法 (dissipation methods) は, 消散率と顕熱/潜熱/運動量フラックスの関係をを用いて, 消散率から, これら

のフラックスを求める手法である。この手法は, Deacon¹⁾によって提案され, Taylor²⁾によって始めてその有効性が認められた。乱流計測値の高周波部分で消散率を決定することから, 船舶のゆれ等の低周波でのノイズに強く, これまで海上でのフラックス計測をはじめとした多くの応用的研究がある^{3), 4), 5), 6), 7)}。しかしながら, 本論文の最後に述べるように, 消散法は多くの問題点を抱えていること, また水蒸気 (潜熱フラックス) への応用が少ないなど, 未だ野心的な研究の対象であり, 近年においても様々な新しい手法が提案されている⁸⁾。

本研究では, まず消散法によるフラックスの算定について紹介し, 消散法における様々な手法をレビューする。また, 稲刈り後の水田上での乱流計測結果に, 幾つかの新しく提案された消散法を適用し, そのフラックス算定手法として水文学的な観点からの適用性・実用性を検討する。

2. 消散法

消散法による顕熱/潜熱/運動量フラックスの算定は, 2段階から成り立つ。すなわち, 風速あるいは温位 θ , 比湿 q 等のスカラー c の乱流信号から, 乱流運動エネルギー ($\bar{e} = (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'})/2$, 以下 TKE と呼ぶ) とスカラーの分散 ($\overline{c'c'}$)/2 の消散率を求める段階と, 消散率

から、フラックスと消散率の係数を用いて、フラックスを算定する段階である。以下、この順に従って説明する。

(1) 消散率の算定

消散法の第1段階における消散率の算定手法としては、乱流信号から直接消散率を計算する方法と慣性小領域における乱流特性を用いて消散率を間接的に求める方法の2通りがある。前者の方法を利用する消散法を直接消散法 (direct dissipation methods) と呼ぶが、乱流エネルギーが分子粘性で消散する時空間スケール (大気境界層では、空間スケールで1mm、時間スケールで1/1000秒のオーダー) での乱流計測を必要とするため、実用的ではない。一方、消散率を慣性小領域の乱流特性を用いて間接的に求める方法を、慣性消散法 (inertial dissipation methods) と呼び、本研究の対象とする。

消散率の間接計算方法として一般的なのは、風速やスカラーのスペクトルの慣性小領域における特性を利用する方法であるが、フーリエ変換の結果は一般に乱れが大きく、また、値があまりはっきりしていない経験定数値を用いる必要があることから、ここでは採用せず、本研究では以下の構造関数を用いる手法を用いる。

2次および3次の構造関数はそれぞれ、 $D_{ab}(r) \equiv \overline{\Delta a \Delta b}$, $D_{abc}(r) \equiv \overline{\Delta a \Delta b \Delta c}$ の様に定義される。ここで、 a, b はそれぞれ、 u, θ, q などを表し、 $\Delta a \equiv a(x+r) - a(x)$ である。Kolmogorov の理論によれば、 r が慣性小領域内にあるとき2次の構造関数と消散率は以下のような関係にある^{9), 5), 7)}。

$$D_{uu}(r) = 4.0 \alpha_{uu} \epsilon_c^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}} \quad (1a)$$

$$D_{cc}(r) = 4.0 \alpha_{cc} \epsilon_c \epsilon_c^{-\frac{1}{3}} r^{\frac{2}{3}} \quad (1b)$$

ここで ϵ, ϵ_c は、それぞれ TKE, スカラーの分散の消散率であり、両式にある定数 4.0 は $2/3 \cdot \Gamma(1/3) \simeq 4.0$ から求めたものである⁹⁾。また、 α_{uu}, α_{cc} は普遍的な定数であり、特に α_{uu} をコルモゴロフ (Kolmogorov) 定数、 $\alpha_{\theta\theta}$ をオブコフ=コーシン (Obukhov-Corsin) 定数と呼ぶ。この普遍定数に関して報告されている値^{3), 10), 11)}を総合すると、それぞれの値は $\alpha_{uu} \simeq 0.55$ および $\alpha_{\theta\theta} \simeq \alpha_{qq} \simeq 0.8$ 付近にあるが、報告によって大きくばらつきがあり、またレイノルズ数の関数であるという報告もある¹²⁾。

一方、3次の構造関数は、消散率と以下の関係にある^{13), 14), 5), 7), 15)}。

$$D_{uuu}(r) = -\frac{4}{5} \epsilon r \quad (2a)$$

$$D_{ucc}(r) = -\frac{4}{3} \epsilon_c r \quad (2b)$$

特に式 (2a) はコルモゴロフ (Kolmogorov) の5分の4則と呼ばれ、定数 4/5 はカルマン=ハワース方程式から導出される正確な分数である¹⁵⁾。

式 (1a), (1b), (2a), (2b) によって、 u, c の2次ないしは3次の構造関数から、消散率 ϵ, ϵ_c が求まることになる。ここで注意すべきなのが、2次の構造関数からの消散率の算定は、上記のスペクトルからの消散率の算定と同じように、普遍定数 α_{uu}, α_{cc} の値が不確実である (あるいは

は定数ではない) ことから、求められた消散率には不確実さが伴う。これに対し、3次の構造関数と消散率の関係にはこのような経験定数を含まないことが、3次構造関数を用いる利点となっている。

(2) フラックスの算定

上記の様に算定された TKE およびスカラー分散の消散率から、顕熱/潜熱などのスカラーと運動量のフラックスとを求めるのが、消散法の第二段階である。この際に用いられるフラックスと消散率の関係として、モニン=オブコフ相似則 (Monin-Obukhov Similarity, 略して MOS)¹¹⁾における無次元消散率を用いる。

a) 消散法の原理

MOS において、TKE およびスカラー分散の消散率は以下のように無次元化される^{16), 11)}。

$$\phi_\epsilon \equiv \frac{kz\epsilon}{u_*^3} \quad \phi_{\epsilon_c} \equiv \frac{kzu_*\epsilon_c}{(w'c')^2} \quad (3)$$

ここで $u_* \equiv \sqrt{-u'w'_0}$ は摩擦速度である。MOS によれば、水平一様で定常な接地層においては、これらの無次元化消散率は、 $\zeta \equiv z/L$ のみに依存する普遍的な関数となる。ここで、 L はオブコフ長さで、以下の式により定義される。

$$L \equiv \frac{-u_*^3}{k \frac{g}{T_a} w' \theta'_0} = \frac{-u_*^3 \rho}{kg (H/C_p T_a + 0.61E)} \quad (4)$$

ここで $\theta_0 = \theta(1 + 0.61q)$, $T_a, \rho, k = 0.4$ はそれぞれ、仮温位、気温、空気密度、カルマン定数であり、 $H = \rho C_p \overline{w'\theta'_0}$, $E = \ell \rho \overline{w'q'_0}$ はそれぞれ地表面における顕熱、潜熱フラックスであり、 ℓ は水の蒸発潜熱である。

式 (3) 第1式、式 (3) 第2式の $c = \theta$ に関する式、および $c = q$ に関する式をそれぞれ u_*, H, E について解くと¹¹⁾、

$$u_* = [kz\epsilon/\phi_\epsilon(\zeta)]^{\frac{1}{3}} \quad (5a)$$

$$H = \rho C_p [kzu_*\epsilon_\theta/\phi_{\epsilon_\theta}(\zeta)]^{\frac{1}{2}} \quad (5b)$$

$$E = \rho \ell [kzu_*\epsilon_q/\phi_{\epsilon_q}(\zeta)]^{\frac{1}{2}} \quad (5c)$$

式 (5a)~(5c) は、無次元消散率の関数形が既知であるならば、消散率 $\epsilon, \epsilon_\theta, \epsilon_q$ を与えることにより、連立方程式として解くことにより、フラックス H, E, u_* が求められることになる。また、温位と比湿が相似であるならば、 $\phi_{\epsilon_\theta} = \phi_{\epsilon_q}$ が成立し、式 (5b) ÷ 式 (5c) からボーエン比 $Bo \equiv H/E$ が得られる。

$$Bo = (C_p/\ell) (\epsilon_\theta/\epsilon_q)^{1/2} \quad (6)$$

これは、ボーエン比法の消散率への拡張ともいうべき方法である。

b) 無次元消散率

水平一様で定常な接地層における TKE, $\overline{e_t}$, およびスカラー分散の収支方程式は、以下のように書かれる^{11), 17)}。

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \frac{g}{T_a} \overline{w'\theta'_0} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'e'_t} + \frac{1}{\rho} \overline{w'p'} \right) = \epsilon \quad (7a)$$

$$-\overline{w'c'} \frac{\partial \overline{c}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'c'^2} = \epsilon_c \quad (7b)$$

ここで p は気圧である。式 (7a) の各項はそれぞれ、シアー生成項、浮力項、輸送項、圧力項、そして消散項である。また、(7b) の各項は、シアーによる生成、輸送項、そして消散項である。両式とも輸送項を無視できると仮定し¹²⁾、それぞれを u_*^3/kz と $kzu_*/(\overline{w'c'_0})^2$ によって無次元化すると、式 (7a) の各項は、MOS の普遍関数によって以下のように表現される。

$$\phi_\epsilon(\zeta) = \phi_{\bar{u}}(\zeta) - \zeta \quad (8a)$$

$$\phi_{\epsilon_c}(\zeta) = \phi_{\bar{c}}(\zeta) \quad (8b)$$

ここで $\phi_{\bar{u}} \equiv (kz/u_*)\partial\bar{u}/\partial z$, $\phi_{\bar{c}} \equiv (kzu_*/\overline{w'c'_0})\partial\bar{c}/\partial z$ はそれぞれ風速、温位の無次元鉛直勾配であり、Businger-Dyer 式¹¹⁾をはじめとして、多くの観測からその関数形が明らかになっている。

また、観測結果から求められた無次元消散率の関数形も、これまでいくつか提案されており^{16),8),5)}、ここでは、Kader¹⁸⁾による以下の経験式を用いる。

$$\phi_\epsilon = \frac{4 - 3\zeta + 2.5\zeta^2}{4 - 2.5\zeta} \quad (9a)$$

$$\phi_{\epsilon_\theta} = 0.4 \left[\frac{10 - 7.5\zeta + 6.25\zeta^2}{1 + 125\zeta^2 - 78.125\zeta^3} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (9b)$$

3. 解析データ

解析に用いた観測データは、1998 年 10 月に行った大気乱流観測によって得られた。観測地点は、新潟県南蒲原郡中之島町土地改良区内の水田である。周辺は、信濃川右岸に広がる約 5km × 20km の広大でかつ圃場の行き届いた水田地帯であり、観測地点から周辺約 4km 四方は全く遮蔽物の無い平坦な土地である。観測期間は収穫直後であるため、水稻の株が残っており、排水は終わっている状態であった。観測項目は超音波風速温度計と赤外線湿度二酸化炭素変動計を中心とした乱流計測である。東西に 100 m、南北に 200 m の長方形の水田の、ほぼ北東の角に計測器を設置した。水田の北側と西側には砂利道と排水路が沿っており、南と東は 30cm 程度の畦をはさんで、となりの水田に接している。となりの水田とは必ずしも地面が同じ高さではなく、数十 cm の違いがある。ロガーなどは計測器から北側約 30m の位置に設置したテント内に格納した。以上の状況から、南から西が主風向の時には十分に一樣な水田がフェッチとなっているが、それ以外は移流の条件下の観測である。

各データは周波数 20Hz でサンプリングされ、1run=30 分として扱った。乱流データの前処理は、玉川¹⁹⁾や塚本²⁰⁾によるものを使用測器に合わせて採用している。

4. 解析結果と考察

(1) 消散率の算定

構造関数の一例を図-1 に示す。構造関数は、スペクトルよりも滑らかとなり、消散率を決定するには実用上有利であることがわかる。また、式 (1a),(1b) に示すよう

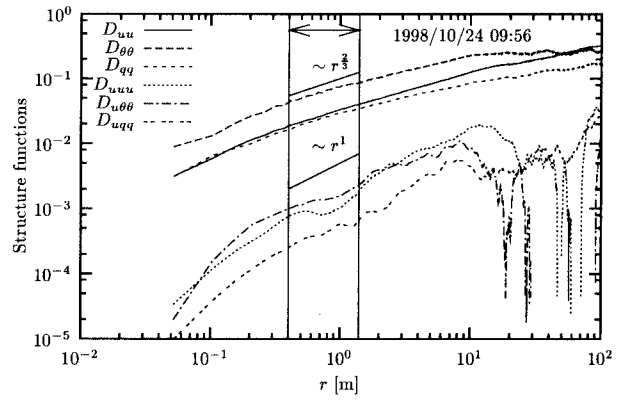


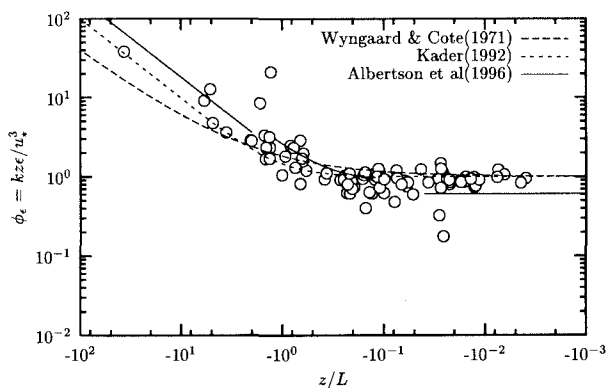
図-1 構造関数の一例。計算で慣性小領域として用いた範囲を矢印で示した。

に、2 次の構造関数が $r^{2/3}$ に、3 次の構造関数が r^1 にそれぞれ比例している。よって、慣性小領域に相当する r の範囲を指定し、その範囲での構造関数に $r^{2/3}, r^1$ の曲線をフィットさせることにより、式 (1a),(1b),(2a),(2b) から、消散率が求められることになる。

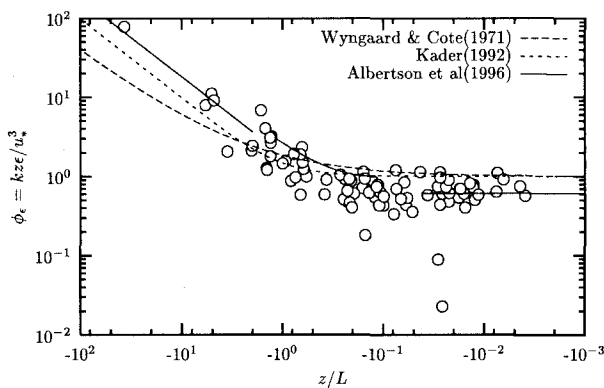
超音波風速計および赤外線吸収式の湿度計の風速、温度、および湿度の計測は、そのパス間の平均を計測していることになるので、パス $d = 0.2$ m より小さな渦構造は計測できていない。図-1 においても、 $r < d$ においては、構造関数が慣性小領域より早く減少しているのはこのためである。また、観測高度 z においては、大きさ z 以上の渦は一部しか計測していないことになる。以上のようなことから、精度も考量して、慣性小領域として消散率の計算に用いる領域を $2d < r < z/2$ とした。また、経験定数として Högström¹²⁾による考察を元に、 $\alpha_{uu} = 0.52, \alpha_{cc} = 0.80$ を用い、また $\phi_\epsilon, \phi_{\epsilon_\theta}$ として、式 (9a),(9b) を用いる。

以上のようにして求められた消散率を無次元化して表示したものが、図-2～3 である。図中の曲線は、それぞれ既往の研究^{16),8),5)}により提案された $\phi_\epsilon, \phi_{\epsilon_\theta}$ の関数形であるが、本研究において求められた消散率は、これらの関数形と大まかに一致しており、本研究で用いた構造関数による消散率算定の妥当性を示している。相対的に 3 次構造関数が 2 次構造関数よりもばらつきが大きいのは、3 次構造関数が変数 3 つの積であるためであり、統計値において分散よりも 3 次以上の高次モーメントの方が測定値に含まれる誤差の影響を受けやすいのと同じである。

いくつかの注目すべき点の第 1 点は、中立 ($\zeta = 0$) 付近において本研究における TKE 消散率の算定結果は、明らかに 1 よりも小さく、他の経験式よりも Albertson ら⁸⁾の経験式 ($\phi_\epsilon = 0.9$) に良く一致している。式 (8b) の右辺は中立付近で $\phi_{\bar{u}}(0) \rightarrow 1$ となるので、本研究の結果は中立付近において $\phi_\epsilon < \phi_{\bar{u}} - \zeta$ 、すなわち乱流生成項 (シアー + 浮力) が消散率よりも大きいことを示している。これは式 (7a) 左辺第 3,4 項の輸送項が無視できないことを意味しており、Albertson ら⁸⁾の主張と一致している。

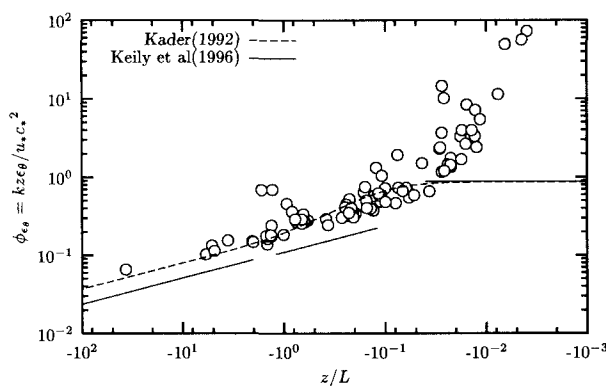


(a) 2次構造関数

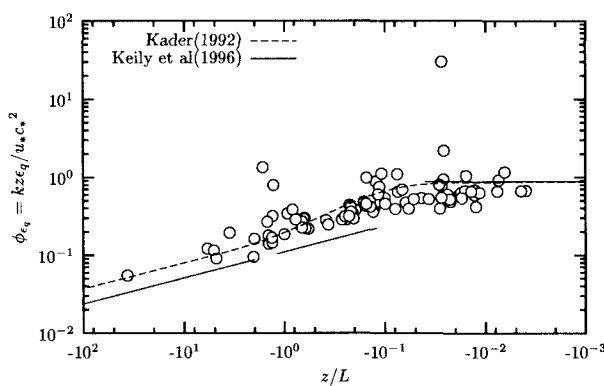


(b) 3次構造関数

図-2 2次構造関数 (式 (1a)), 3次構造関数 (式 (2a)) より求めた TKE の消散率 (渦相関法によって求めたフラックスで無次元化してある).



(a) 温度



(b) 比湿

図-3 図-2 に同じ (2次構造関数 (式 (1b)) より求めた温度および比湿の分散の消散率).

第2点は、図-2(a),(b) で消散率の値が若干異なることである。全安定度において、約 30%程度、3次構造関数によって計算された消散率が小さくなっている。この原因として考えられるのは、まず、2次構造関数からの消散率の算定に必要となるコルモゴロフ定数 (α_{uu}) が異なることである。いくつかの文献^{(11),(12)}によれば、 α_{uu} は 0.50 ~ 0.60 の間の値が報告されているが、これは本研究の値 0.52 に比べ最大 2 割程度の差異となり、式 (1a) より消散率の算定値は α_{uu} の 3/2 乗に比例することから、大まかに約 3 割程度の消散率の差異が生じることとなる。

もう一つ考えられる原因として、時系列データより構造関数を導き出す時に用いるテイラーの凍結乱流仮説の適用性が考えられる。すなわち、乱流強度 ($\sigma_u/\bar{u}$) が大きいときは厳密な意味でテイラーの仮説が成り立たなくなり、時間構造を空間構造に変換するときは補正が必要となるというものである^{(21),(6)}。この効果は 2次構造関数には現れるが、3次構造関数には現れないため、算定した消散率の差異につながる可能性がある。しかし、 $\sigma_u/\bar{u}$ は不安定度が増すと強くなることから、このような効果は、不安定度が増すに従って大きくなることが予想され、図-2(a),(b) のような消散率の全安定度にわたる差異には結び付かない。

(2) フラックスの算定

上記にて算定された消散率から、連立方程式 (5a) ~ (5c) を解くことによって、 H, E, u_* を計算した。式 (5a) ~ (5c) は、 L の中に H, E, u_* を含んでおり、 ϕ が非線型の関数形を持っているため、直接には解けず、繰り返し計算を必要とする。ここでは、まず H, E, u_* の初期値を与え、それによって、さらに ϕ 関数値を計算、そして式 (5a) ~ (5c) から H, E, u_* を計算するという方式の繰り返し計算を行った。収束条件としては、 H, E, u_* のすべてが収束することとした。この繰り返し計算は安定しており、初期値によらず 10 回程度の繰り返しで収束した。

このようにして計算したフラックスの計算値を図-4,5 にて、渦相関法による値と比較した。いずれの図でも、移流の影響が全くないと考えられる風向 (南から西風) の場合を白で、それ以外を黒丸で示している。これらの図にあるように 2次・3次いずれの構造関数の場合でも、消散法による H, E の算定値は、渦相関法による値と 50 W/m² ~ 100 W/m² 程度の差で一致しており、消散法の応用の可能性を示すものと言える。しかしながら、いずれの図においても、消散法による H, E, u_* の計算値が、過小あるいは過大評価の傾向が見え、これは明らかに図-2~3 において、観測値と用いた ϕ 関数の関数形とのずれによ

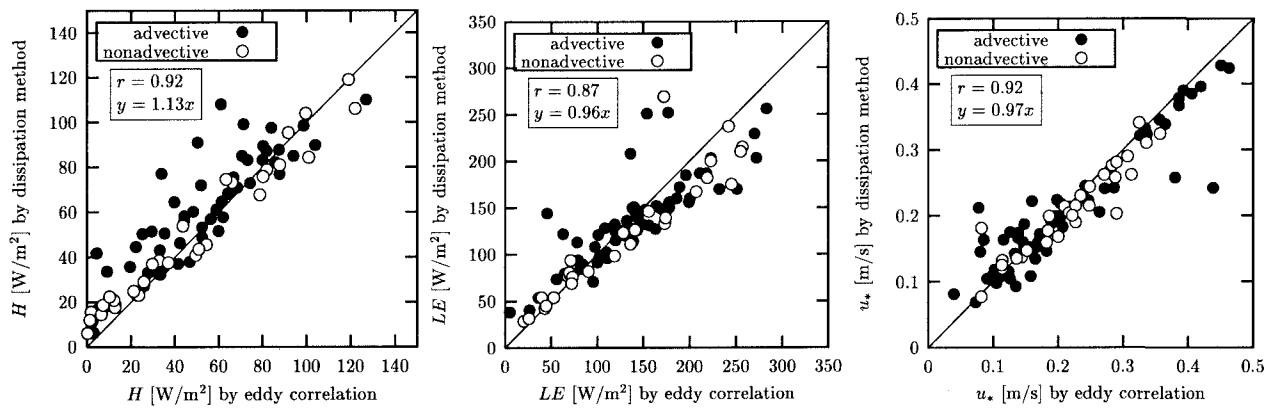


図-4 消散法による顕熱／潜熱フラックスおよび摩擦速度の渦相関法との比較 (2 次構造関数を用いて得られた消散率によるもの). 相関係数と原点を通る回帰直線式を囲みの中に与えてある.

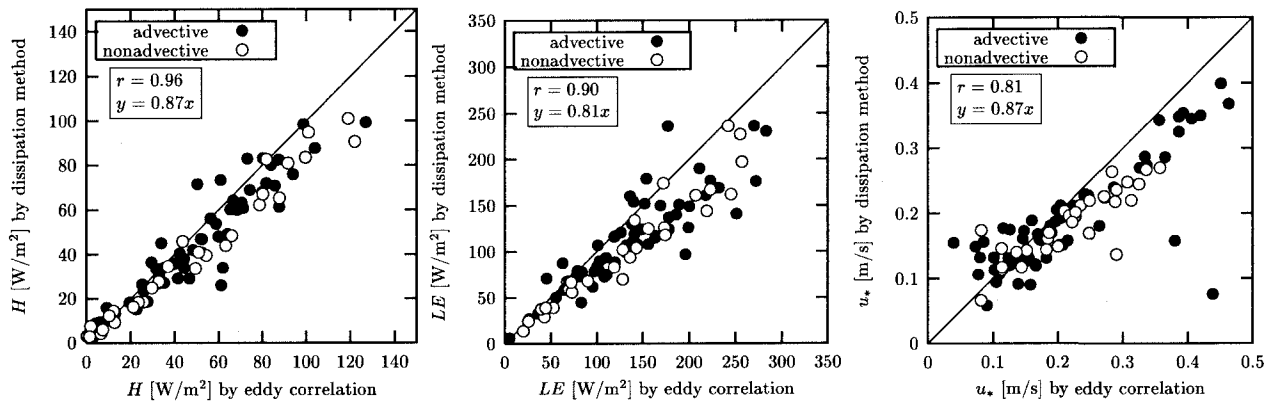


図-5 図-4 に同じ (3 次構造関数を用いて得られた消散率によるもの).

るものである. 特に中立近辺での ϕ_ϵ の挙動は, フラックスの算定値に大きく影響を与えていると考えられる. 図中の黒丸と白丸で, 大きな統計的差異がみられないことは, 移流の有無に関して, 消散法が敏感でないことを示しており, 一様でない地表面上で大きな誤差を生ずる可能性のある分散法の場合²²⁾とは対比的である.

ボーエン比法の消散法への拡張というべき式 (6) によるボーエン比の計算結果を渦相関法によるものと比較したものが, 図-6 であるが, この図はそのまま, 慣性小領域における温位と比湿の相似性を表している. 図-6 はばらつきが大きいものの, 黒丸・白丸ともに 1:1 から大きく離れる傾向を示しておらず, 移流の有無に関わらず慣性小領域において, スカラー同士の相似が成り立つ可能性を示しており, 分散の場合^{22), 23)}とは対照的である. Bo が小さいときに, 消散法による Bo が渦相関法による Bo に比べて過大評価になるのは, 図-3 における中立付近での ϕ_{ϵ_θ} と ϕ_{ϵ_q} の観測値の挙動が一致しないことに起因すると思われる. 図-3 にあるような, 中立付近で ϕ_{ϵ_θ} が経験式よりも過大に観測されるのは, 過去にも例があるが⁵⁾, 比湿には同様の現象は見られない. これは中立付近で温度と比湿の間の相似関係が崩れていることを意味しており, その原因についてはさらに詳細な解析が必要である.

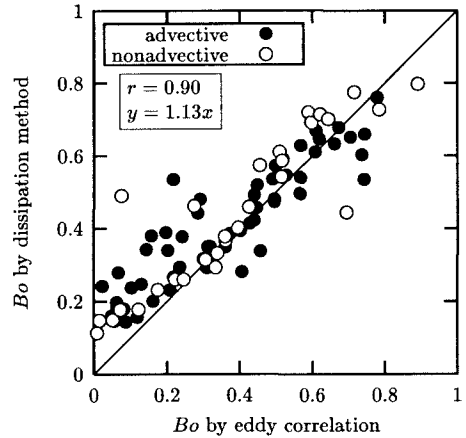


図-6 消散法 (式 (6)) によるボーエン比の渦相関法との比較. 2 次構造関数を用いて得られた消散率によるもの.

5. まとめ

大気乱流における慣性小領域での風速, 温度, 比湿などの特性は, 平均値の鉛直プロファイルや分散などの 1 次, 2 次モーメントの特性に比べて, 未だ不明な点が多い. それは, コルモゴロフ定数やオブコフ=コーシン定数などが確定していないこと, MOS の無次元消散率関数が

いまだに定まらないこと、テイラーの凍結乱流仮説の適用性の問題、移流や地表面の非一様性が慣性小領域内の現象にどのような効果を与えるかが不明であること、などの諸問題に由来しているが、これらの問題の解決が今後の大気乱流の分野における挑戦の分野であることは、言うまでもない。

このような背景から、消散法はいまだに数々の研究者の挑戦的研究の対象となっており、関連する問題の解決が望まれる。そのような中で、本研究の成果の一つとしてあげられるのは、消散法による顕熱／潜熱／運動量フラックスの算定が、地表面状態の空間的な分布、およびその非一様性に由来する、移流や水平方向の強い乱流混合に大きな影響を受けないという可能性を見いだした点にある。

謝辞：観測に用いた水田を快く貸して下さった室橋正雄氏、および観測における様々な調整を行って下さった中之島土地改良区（新潟県南蒲原郡）に感謝する。乱流観測の観測法に関して、京都大学防災研究所石川裕彦助教授にアドバイスを頂いた。長岡技術科学大学地球環境研究室のみなさんには、野外観測および室内実験において多大な支援を頂いた。また本研究の一部は、文部省科学研究費（奨励 A、課題番号 10750386、代表者：浅沼 順）および日産学術振興財団による研究費援助を受けた。

参考文献

- 1) Deacon E.: The measurement of turbulent transfer in the lower atmosphere. 1959, vol. 6, pp. 211–228, Adv. in Geophys.
- 2) Taylor R.: A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the lower atmosphere. *J. Fluid. Mech.*, vol. 10, pp. 449–458, 1961.
- 3) Champagne F., Friche C., LaRue J. and Wyngaard J.C.: Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 515–530, 1977.
- 4) Marsden R., McBean G. and Proctor B.: Momentum and sensible heat fluxes calculated by the dissipation technique during the ocean storms project. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 63, pp. 23–38, 1993.
- 5) Kiely G., Albertson J., Parlange M.B. and Eichinger W.: Convective scaling of the average dissipation rate of temperature variance in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 77, pp. 267–284, 1996.
- 6) Hsieh C.I. and Katul G.G.: Dissipation methods, Taylor's hypothesis, and stability correction functions in the atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, vol. 102(D14), pp. 16391–16405, 1997.
- 7) Albertson J., Parlange M.B., Kiely G. and Eichinger W.: The average dissipation rate of turbulence kinetic energy in the neutral and unstable atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, vol. 102(D12), pp. 13423–13432, 1997.
- 8) Albertson J., Kiely G. and Parlange M.B.: Surface fluxes of momentum and water vapor. In E. Raschke, ed., *Radiation and Water in the Climate System*, vol. 45 of *NATO ASI Ser. I*, pp. 59–82. NATO, 1996.
- 9) Kaimal J. and Finnigan J.: *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*. Oxford University Press, New York, 1994.
- 10) Dyer A. and Hicks B.: Kolmogoroff constants at the 1976 ITCE. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 22, pp. 137–150, 1982.
- 11) Brutsaert W.: *Evaporation into the Atmosphere*. D. Reidel-Kluwer, Hingham, Mass., 1982.
- 12) Höglström U.: Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 78, pp. 215–246, 1996.
- 13) Monin A.S. and Yaglom A.M.: *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, vol. 2. The MIT Press, Cambridge, MA, 1971. 769pp.
- 14) Frisch U.: *Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press., 1995.
- 15) 木田重雄, 柳瀬真一郎: 乱流力学. 浅倉書店, 1999.
- 16) Wyngaard J.C. and Coté O.R.: The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, vol. 28, pp. 190–201, 1971.
- 17) Stull R.B.: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, 1988.
- 18) Kader B.A.: Determination of turbulent momentum and heat fluxes by spectral methods. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 61, pp. 323–347, 1992.
- 19) 玉川一郎: 超音波風速温度計と赤外線湿度変動計を用いた渦相関法による乱流輸送量の測定の解析法の検討. 水文・水資源学会誌, vol. 12(2), pp. 130–138, 1999.
- 20) 塚本修: 超音波風速温度計による乱流計測. 京都大学防災研究所共同研究 “大気接地層における乱流輸送過程の観測法に関する研究”, pp. 1–14. 京都大学防災研究所, 1998.
- 21) Wyngaard J.C. and Clifford S.: Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 922–929, 1977.
- 22) Asanuma J. and Brutsaert W.: Turbulence variance characteristics of temperature and humidity in the unstable atmospheric surface layer above variable pine forest. *Water Resour. Res.*, vol. 35(2), pp. 515–521, 1999.
- 23) Asanuma J. and Brutsaert W.: Chessboard inhomogeneity of surface fluxes and its effect on the turbulence statistics in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 91(1), pp. 23–35, 1999.

(1999. 9. 30 受付)