HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	海洋表層混合層エネルギー散逸率のスケーリングについて
Author(s)	小林, 智加志; 金成, 誠一; 小賀, 百樹
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 56, 33-40
Issue Date	1992-09-10
DOI	10.14943/gbhu.56.33
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/14217
Type	bulletin (article)
File Information	56_p33-40.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学地球物理学研究報告
Geophysical Bulletin of Hokkaio University, Sapporo, Japan
No. 56, September 1992, p. 33−40.

海洋表層混合層エネルギー散逸率のスケーリングについて

小林智加志・金成　誠一
北海道大学理学部地球物理学教室
小賀　百樹
琉球大学理学部海洋学科

(1992年6月16日受理)

Similarity Scaling for Turbulent Kinetic Energy Dissipation Rate in the Ocean Surface Mixed Layer

Chikashi KOBAYASHI and Sei-ichi KANARI
Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University
Momoki KOGA
Department of Marine Sciences, Faculty of Science, University of Ryukyu

(Received June 16, 1992)

Turbulent energy dissipation rate ε in ocean surface mixed layer is related with turbulent shear production due to wind current and with surface buoyancy flux, following to Lombardo and Gregg (1989).

The above similarity scaling of dissipation rate ε is well defined using both the buoyancy scale factor J_b^0 and the stress scale factor u_*^3 within factor 5 in the case of approximately steady condition. However, in the case of unsteady surface forcing, the scaling breaks down because of that the term of local time rate in turbulent kinetic energy budget would be effective.

I. はじめに

海洋表層混合層は，海洋側の境界層として大気一海洋間のエネルギー交換に大きな役割を果たしており，その力学の中では乱流が大きな要素を占めている。しかし，混合層内部の乱流エネルギー収支については未知の部分が多い。最近の研究によると，海表面での風の仕事をE_{10}としたときに，Richman and Garrett (1977) は風から海洋に入っていくエネルギーの割合を (0.02−0.1) E_{10}程度と見積もっている。ところが，混合層の深化に相当するポテンシャル・エネルギーの増加は (0.001−0.002) E_{10}程度にすぎないと見積もられている (Denman and Miyake, 1973) のに

対し，粘性で散逸していくエネルギーは，厚さ 20 mの境界層の中だけでも 0.01 E_{10} 程度であると見積もられている (Oakey and Elliott, 1982)。

このような，混合層の深化に費やされるエネルギーと粘性で散逸するエネルギーとの間の不一致という点から見ても，乱流を正確にパラメータ化することは，混合層内のエネルギー収支を知るために，さらには混合層を現実的にモデリングするうえでも非常に重要である。大気境界層における乱流のパラメータ化の試みのひとつに，シミラリティー・スケーリングという手法があるが，Lombardo and Gregg (1989) は，これを海洋表層境界層（混合層）に適用し，境界層内の乱流運動エネルギーを散逸率を風の応力と浮力に基づくスケール・ファクターによってスケールすることにより，同様のシミラリティーが成り立つことを示した。

本研究では，1991 年 1 月に行なわれたマイクロ・ストラクチャー・プロファイラー (MSP) による海洋表層混合層の鉛直微細乱流構造の観測で得られたデータから混合層内のエネルギー散逸率を算出し，散逸率に対するスケーリングを試みた。

II. シミラリティー・スケーリング

大気境界層は，地表面での風のストレスと熱フラックスによりコントロールされて鉛直方向に発達するため，その中の平均的な乱流構造のほとんどは，地表面における熱フラックスと風のストレス，地表面からの距離，そして暖められた大気の持つ浮力の 4 つの変数によって決められる。そして，境界層の乱流エネルギーをこれら 4 つの変数によって記述する手法は，シミラリティー・スケーリングとして知られている (Monin and Obukhov, 1954)。

Lombardo and Gregg (1989, 以下 L & G と記す) は，海洋表層混合層の厚さ D とモーニン・オブコフの長さ (Monin-Obukhov length)

$$L \equiv -\frac{{u_*}^3}{\kappa {J_b}^0} \tag{1}$$

の比 $D/-L$ の大小に応じて，次式で定義される境界層のストレス・パラメータ ε_s と浮力フラックス・パラメータ ε_f で乱流運動エネルギー散逸率 ε をスケールすることにより，海洋表層境界層において大気境界層と同様のシミラリティー・スケーリングが成り立つことを示した。

$$\varepsilon_s \equiv \frac{{u_*}^3}{\kappa z} \tag{2}$$

$$\varepsilon_s \equiv {J_b}^0 = \frac{gQ}{T} \tag{3}$$

ここで，u_* は摩擦速度，κ はフォン・カルマン定数 (=0.4)，z は深さ，${J_b}^0$ は海表面での浮力フラックス，g は重力加速度，Q は海表面の熱フラックス，T は海面水温である。したがって，海表面における風のストレスと海表面からの距離の 2 変数がストレス・パラメータに含まれ，海表面における熱フラックスと冷やされた海水が失う浮力の 2 変数が浮力フラックス・パラメータに含まれることになる。一様等方乱流を仮定すると，乱流運動エネルギー収支方程式は次式で与えら

れる (Osborn, 1980)。

$$\langle q\rangle_t+\langle u'w'\rangle\frac{\partial\langle u\rangle}{\partial z}=J_b-\langle\varepsilon\rangle \tag{4}$$

ここで，添字のtは時間微分を表わし，〈 〉は平均を表わす。ただし，

$$\langle q\rangle_t=\frac{1}{2}\langle u'^2+v'^2+w'^2\rangle$$

である。(4)式では，左辺第1項が乱流速度の時間変化，第2項がシアーによる乱流の生成，右辺第一項が浮力フラックス，そして第2項がエネルギーの散逸を表わす。境界層を考えていることから，それぞれの項について，

$$\langle u'w'\rangle=-u_*^2 \tag{5}$$

$$\frac{\partial\langle u\rangle}{\partial z}=a\frac{u_*}{\kappa z} \tag{6}$$

$$J_b=bJ_b^0 \tag{7}$$

を仮定すると（a, bは定数），(4) ～(7) 式から

$$\langle\varepsilon\rangle=a\frac{u_*^3}{\kappa z}+bJ_b^0-\langle q\rangle_t \tag{8}$$

となる。乱流を定常と考えると$\langle q\rangle_t=0$と仮定でき，(2)，(3) 式を用いて，

$$\langle\varepsilon\rangle=a\varepsilon_s+b\varepsilon_f \tag{9}$$

というエネルギー散逸とシアー・プロダクション，浮力フラックスの3つの項のバランスを考えることができる。このバランスとモーニン・オブコフの長さをあわせて考えると，$z/L\ll 1$の深さでは，風のストレスによるシアーが乱流場の生成に支配的であり，$z/L\gg 1$の深さでは，浮力フラックスによる対流が乱流場が生成をコントロールしていることになる。L&Gによると，混合層の深さDを基本にして，$D/-L<1$の時を海表面の風のストレスが支配的な場合として，εはε_sによってスケールでき，$D/-L>10$の時を海表面の浮力フラックスがコントロールしている場合として，εはε_fでスケーリングすることができる。また，$1<D/-L<10$の場合には，εはε_fの両方を用いてスケールできる。L&Gは，εにスケーリングを施した値の混合層内での平均値を，それぞれ$\varepsilon/\varepsilon_s=1.76$ $(D/-L<1)$，$\varepsilon/\varepsilon_f=0.58$ $(D/-L>10)$ となることを示した。また，以上2つの場合の平均値から$1<D/-L<10$の場合には，

$$\varepsilon_m\equiv 1.76\varepsilon_s+0.58\varepsilon_f \tag{10}$$

を用いてスケーリングを行なっている。そして，その結果として得られる値の混合層内での平均

値は，$\varepsilon/(1.76\varepsilon_s+0.58\varepsilon_f)=0.84$であることを示した。

III. 観 測 デ ー タ

1991年1月から2月にかけて，白鳳丸によるOMLET集中観測（KH-91-01）が本州南方海域定点で行なわれた。MSPによる海洋表層混合層の鉛直微細構造観測は，1月17日14時から19日16時までの約2日間にわたり3時間毎に行なわれた（Table 1）。ただし，1投目と8投目はデータ不良で解析に用いていない。この期間の表層混合層は，深さ200 m以上にまで発達していた。

Fig. 1は，OMLET観測中に1分毎に計測された海上気象データの時間平均値から，バルク式に従って算出した，海面での浮力フラックスJ_b^0（上向き正），風のモーメンタム・フラックスu_*^3，

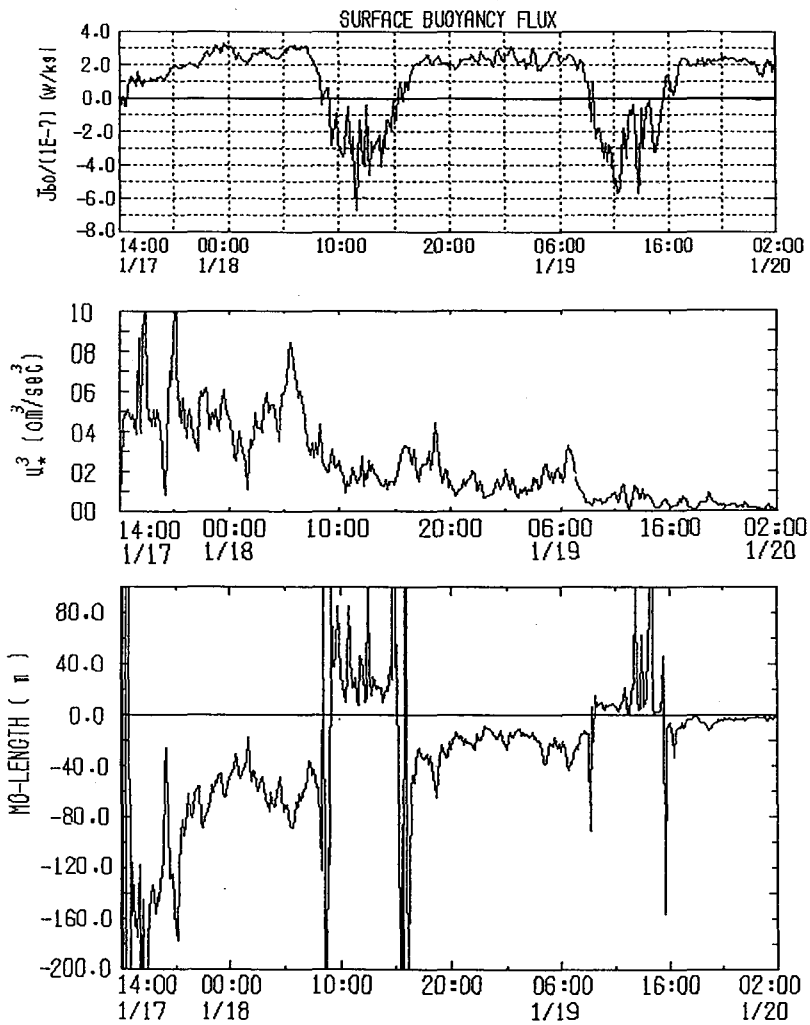

Fig. 1. Time series of sea surface buoyancy flux (top panel), momentum flux of the wind (middle panel) and Monin-Obukhov length.

及びモーニン・オブコフの長さ L の時系列である。J_b^0 は，上記の海上気象要素に基ずく正味の熱フラックスを用い，Dorrestein (1979) の方法にしたがって見積もった。(1) 式からも解るように，夜間の海面冷却時 ($J_b^0 > 0$) のような対流不安定下では $L < 0$ となり，逆に日中の海面加熱時 ($J_b^0 < 0$) の安定成層下では $L > 0$ となる。J_b^0 は，夜間は変動が少なくほぼ 2.0～3.0 W/kg の値で推移している。u_*^3 は 18 日 07 時頃を境に，それ以前では u_*^3 の変動が非常に大きいのに対し、それ以後では u_*^3 の値は漸減し変動も小さくなっている。したがって，J_b^0 と u_*^3 から算出される L の全体的な傾向は u_*^3 の変動傾向に従い，観測前半では 80 m以上であったのに対し，後半では 40 m以下になっている。

Table1.　List of MSP observations.

Obs. Nos.	Obs. Start Time(JST)	Obs. End Time(JST)	Latitude	Longitude
MSP01	1/17 14:00	14:29	29°06.77N	135°07.30E
MSP02	16:09	16:45	29°08.50N	135°07.72E
MSP03	19:20	19:52	29°10.20N	135°06.23E
MSP04	22:12	22:40	29°10.16N	135°07.09E
MSP05	1/18 04:10	04:43	29°08.76N	135°07.37E
MSP06	07:23	07:55	29°09.05N	135°06.16E
MSP07	10:17	10:45	29°09.78N	135°06.93E
MSP08	13:08	13:30	29°11.91N	135°04.38E
MSP09	16:05	16:30	29°09.71N	135°06.95E
MSP10	19:00	19:25	29°08.45N	135°07.83E
MSP11	22:05	22:28	29°09.06N	135°06.79E
MSP12	1/19 04:00	04:24	29°09.07N	135°08.21E
MSP13	07:00	07:23	29°08.71N	135°07.90E
MSP14	10:06	10:32	29°08.94N	135°06.17E
MSP15	12:59	13:21	29°09.29N	135°08.41E
MSP16	16:04	16:27	29°10.76N	135°08.22E

Table2.　Classification for similarity scaling.

Obs. Nos.	D/-L<1	1<D/-L<10	D/-L>10
MSP02	●		
MSP03		●	
MSP04		●	
MSP05		●	
MSP06		●	
MSP07	●		
MSP09		●	
MSP10		●	
MSP11		●	
MSP12		●	
MSP13		●	
MSP14	●		
MSP15	●		
MSP16			●

以上のデータを用い，エネルギー散逸率εの鉛直プロファイル (MSP02～MSP16) について，前述のL＆Gのスケーリング区分に従って区分した結果を Table 2 に示す。

IV. 結 果 と 考 察

Fig. 2 は，$D/-L<1$に当たる4つのプロファイルについて，エネルギー散逸率 ε をストレスパラメータε_sによってスケーリング ($\varepsilon/\varepsilon_s$) を行なった結果である。また Fig. 3 には，$D/-L>10$に当たるプロファイルについて浮力パラメータε_fによるスケーリング ($\varepsilon/\varepsilon_f$) の結果を示した。$1<D/-L<10$に相当した9つのプロファイルについては，スケーリングした結果を観測前半にサンプルしたグループ (MSP03～MSP06, Fig. 4) と後半にサンプルしたグループ (MSP09～MSP13, Fig. 5)に分けて示してある。また，それぞれのパネルの破線はL＆Gが求めた混合層内の平均値を示す。

$D/-L<1$での結果 (Fig. 2) は，■印 (MSP02) のプロファイルを除き，1桁程度の範囲に納まっている。L＆Gの結果では，95%の信頼性をもつ見積もりが混合層内の平均値を中心として1桁程度の範囲を持っていることを考えると，L＆Gの示した平均値1.76に対してほぼスケーリングが成り立っている。また$D/-L>10$の結果 (Fig. 3) は，L＆Gが示した平均値0.58にかな

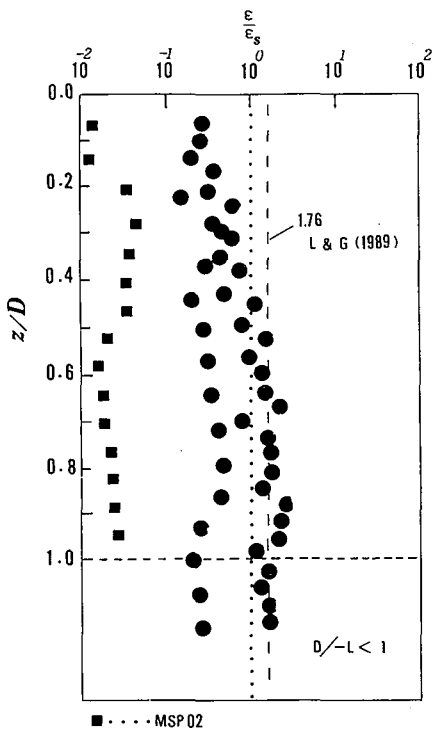

Fig. 2. Normalized dissipation profiles follow wind-stress scaling when $D/-L<1$ (MSP02, 07, 14, 15). Only MSP02 profile is marked with ■.

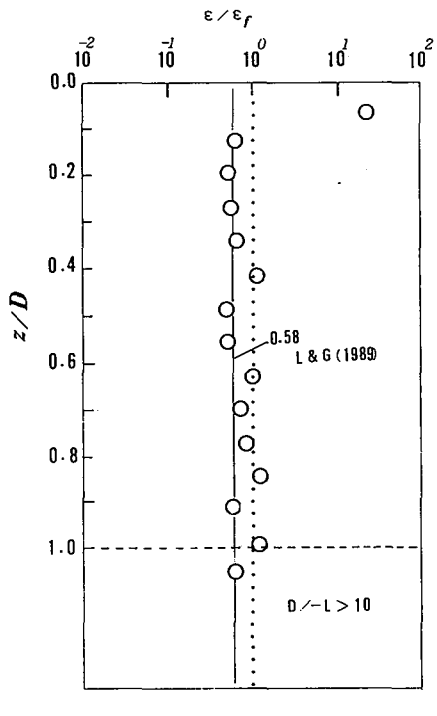

Fig. 3. Normalized dissipation profile follow buoyancy-flux scaling when $D/-L>10$ (MSP16).

りよい一致を示している。$1<D/-L<10$ の場合については，観測前半のデータと後半のデータではスケーリングの結果に大きな違いがでた。後半のデータについては，$D/-L<1$ のデータと同様にばらつきが1桁程度の範囲に納まっており，L＆Gが示した平均値 0.84 と比べてもそれほど悪い結果ではない(Fig. 5)。しかし，前半のデータではばらつきが大きいうえ，L＆Gのスケール結果と比べても大幅にずれている (Fig. 4)。

他とのずれが大きい Fig. 2 の■印 (MSP02) のプロファイルおよび Fig. 4 (MSP03～06) のプロファイフは，u_*^3 の値が大きく変動している期間に観測されたデータに基づくことに注意するべきである (Table 1 and Fig. 1)。u_*^3 が大きい変動を示すケースでは，定常エネルギー収支 $\langle q\rangle_t=0$ の条件が満たされない可能性がある。つまり，風のモーメンタム・フラックスの時間変化 $\langle u_*^3\rangle_t$ の正負にしたがって $\langle q\rangle_t$ の正負が決まり，これに応じ（9）式のスケーリングからのずれに寄与しているものと考えられる。$\langle q\rangle_t\neq 0$ であれば，（9）式は

$$\varepsilon^*=a\varepsilon_s+b\varepsilon_f-\langle q\rangle_t \tag{11}$$

となる。u_*^3 が増大していく時間に観測されている MSP02 では，$\langle u_*^3\rangle_t$ および $\langle q\rangle_t$ は正の値となる。このとき，(11) 式より ε^* は（9）式でスケーリングされる $\langle\varepsilon\rangle$ に比べ小さくなる傾向に

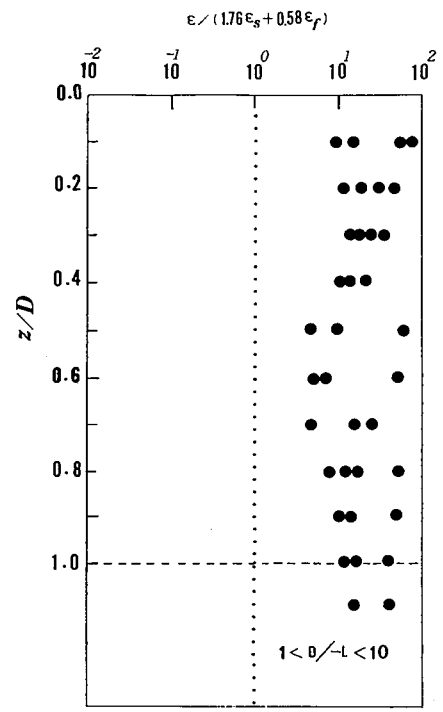

Fig. 4. Normalized dissipation profiles follow mixed scaling for the profiles of the first half of the observations when $1<D/-L<10$ (MSP03～06).

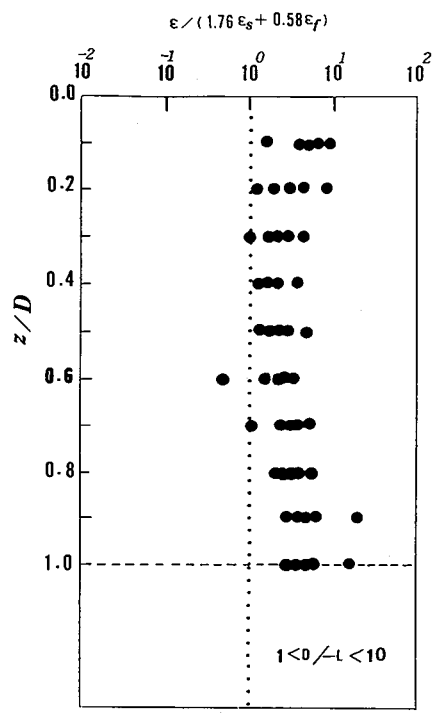

Fig. 5. Normalized dissipation profiles follow mixed scaling for the profiles of the latter half of the observations when $1<D/-L<10$ (MSP09～13).

なる。逆に，u_*^3 が減少していく時間帯に観測されている MSP03～06 では，ε^* は（9）式でスケーリングされる $\langle\varepsilon\rangle$ に比べ大きくなる傾向になる。これらの ε^* の傾向と，実際にスケーリングされた散逸率のずれは，いずれの場合もよく一致している（Table 3）。

Table3. Inference of the tendency of ε^* due to the time rate of $\langle q\rangle_t$.

Obs. Nos.	Scaled $\langle\varepsilon\rangle$	Sign of $\langle u_*^3\rangle_t$	Tendency of ε^*
MSP02	too low	+	small
MSP03	high	−	large
MSP04	high	−	large
MSP05	high	−	large
MSP06	high	−	large

V. ま と め

本州南方海域において，鉛直微細乱流構造の定点観測を行ない，乱流運動エネルギー散逸率のスケーリングを検討した。その結果，海面の擾乱が定常に近いケースでは，1桁程度の許容範囲で Lombardo and Gregg（1989）の示したスケーリングにほぼ従うと考えてよさそうであるが，場の非定常性が強い場合には，こうしたスケーリングは適用できない。このことは，スケーリングの仮定で無視した乱流の時間発展項の寄与が，そうしたケースでは大きくなるためと考えられる。

謝辞 本研究で用いたデータは，KH-91-01 航海の Leg I で行なわれた MSP 観測に基づくものである。データの取得にあたっては，東京大学海洋研究所白鳳丸の乗組員ならびに多くの乗船研究員の方々にお世話になった。また，本研究で用いた海上気象データは，東京大学海洋研究所の乙部氏の御好意で提供していただいた。ここに併せて謝意を表します。なお，本研究は気候変動国際共同研究計画（WCRP）の中の OMLET の一環として行なわれたものである。

文 献

Denman, K. L., and M. Miyake, 1973. Upper layer modification at ocean station Papa : Observations and simulations. J. Phys. Oceanogr., **3**, 185−196.

Dorrestein, R., 1979. On the vertical buoyancy flux below the sea surface as induced by atmospheric factors. J. Phys. Oceanogr., **9**, 229−231.

Lombardo, C. P., and M. C. Gregg, 1989. Similarity scaling of viscous and thermal dissipation in a convecting surface boundary layer. J. Geophys. Res., **94**, 6273−6284.

Monin, A. S., and A. M. Obukhov, 1954. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR, **24**, 163−187.

Oakey, N. S., and J. A. Elliott, 1982. Dissipation within the surface mixed layer. J. Phys. Oceanogr., **12**, 171−185.

Osborn, T. R., 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. J. Phys. Oceanogr., **10**, 83−89.

Richman, J., and C. Garrett, 1977. The transfer of energy and momentum by wind to the surface mixed layer. J. Phys. Oceanogr., **7**, 876−881.