



Title	密度プロファイルに基づくエネルギー散逸率と渦拡散率の推定
Author(s)	金成, 誠一; KANARI, Sei-ichi
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 51, 47-54
Issue Date	1988-09-30
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.51.47
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14195
Type	departmental bulletin paper
File Information	51_p47-54.pdf



密度プロファイルに基づくエネルギー 散逸率と渦拡散率の推定

金 成 誠 一

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和63年6月20日受理)

An Estimate of Energy Dissipation Rate and Eddy Diffusivity Coefficient Based on the Thorpe Scale Profile

Sei-ichi KANARI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received June 20, 1988)

Thorpe scale profiles in mixed layer are estimated from the density profiles obtained with the free-fall VCTP.

The estimated Thorpe scale is correlated with the dissipation rate ϵ , through the Thorpe-Ozumidov correlation presented by Dillon (1982). This enables us to estimate the dissipation rate ϵ through the fine density profile.

Estimate of ϵ shows a reasonable correlation with the triple power of wind speed, comparable with the correlation presented by Oakey and Elliott (1982).

I. は じ め に

海洋表層混合層内のエネルギー収支を考えるにあたり、混合層内のエネルギー散逸率を見積ることはきわめて重要である。従来は水温の超微細構造観測に基づいて水温の鉛直傾度のバチェラーズベクトルからバチェラー波数を決定し、散逸率を求めるというやり方がとられていた (Gregg, 1976 ; Elliott and Oakey, 1976 ; Osborn and Cox, 1982 ; Dillon and Caldwell, 1980) が、バチェラー波数を十分な精度で求めるには高レスポンスの水温センサーが必要であり技術的にそれほど容易ではない。また、水温や塩分のような保存量のパターンは単に fossil である場合があり、必ずしも active turbulence を反映しているとは限らないという指摘 (Gibson, 1980) があって、現在では水温や塩分 (電気伝導度) の超微細傾度のみならず、直接流速の鉛直シアを同時に測定する (Osborn and Crawford, 1980) のが標準的になりつつある。こうした方法も、粘性

散逸が行われる高波数域の流速シアを計測することには変わりはないわけで、高レスポンスのシアセンサーが必要という点で技術的困難さは依然として残る。

Dillon and Caldwell (1980)は、海洋におけるマイクロストラクチャー計測によって、オズミドフ・スケールとソープ・スケールの相関を調べ、両者の間に良い相関が成り立つことを示した。オズミドフ・スケールはマイクロスケールの散逸率と密接な関係を持ち、マイクロスケール計測によって決定されるが、ソープ・スケールは鉛直混合に伴う渦スケールに対応するもので、ファインスケールの現象と結びついている。したがって、ソープ・スケールとオズミドフ・スケールの相関関係 (T-O 相関) はマイクロスケールとファインスケールの間の橋渡しとみなすことができ、ソープ・スケールの観測からエネルギー散逸率を見積る手段を提供するものと考えられる。

本論文では、フリーフォール型プロファイラーで観測された T. S のプロファイルから T-O 相関を用いて散逸率を求めた結果について述べ、散逸率と風速の相関が、マイクロストラクチャー計測で見積られた結果 (Oakey and Elliott, 1982) とほぼ一致することを示す。

II. 観測データ

昭和 62 年 12 月に白鳳丸第 5 次航海として本州南方海域における OMLET 観測が行われたが、この航海のうち、12 月 8 日 12 時から 12 月 11 日 0 時までの 3.5 日が定点 TANGO (29° N. 135° E) 周辺の観測にあてられた。

Fig. 1 は、この定点観測中の日射量 S 、風の応力 τ 、気温 T_a 、気圧 P_a 、季節躍層の深度 MLD 及び表面及び 80 m 層の水温の変化を示したものである。▼印は VCTP (流速プロファイラー) の投入が行われた時間を示す。

VCTP による観測は Table 1 に示すように、投入番号 3 を除く 1 から 8 まで計 7 回の観測が行われた。

VCTP の計測項目は流速の鉛直分布と同時に水温及び電気伝導度の鉛直プロファイルを平均 25 cm 間隔で計測することができる。以下の解析に用いるデータは、水温及び電気伝導度に基づく密度プロファイルデータのみで、流速データは敢えて用いない。それは、以下に示す散逸率の見

Table 1. Time of VCTP casts and weather condition.

	MONTH	DATE	HOUR	MAX DEP. (m)	WEATHER	m/s
TANGO 1	12	7	12	130	NNE	15.0
2	12	7	14	260	NNE	15.0
4	12	8	12	270	ENE	10.0
5	12	8	16	270	NE	10.0
6	12	10	14	270	NNW	5.0
7	12	10	18	270	N	6.5
8	12	10	22	140	N	7.0

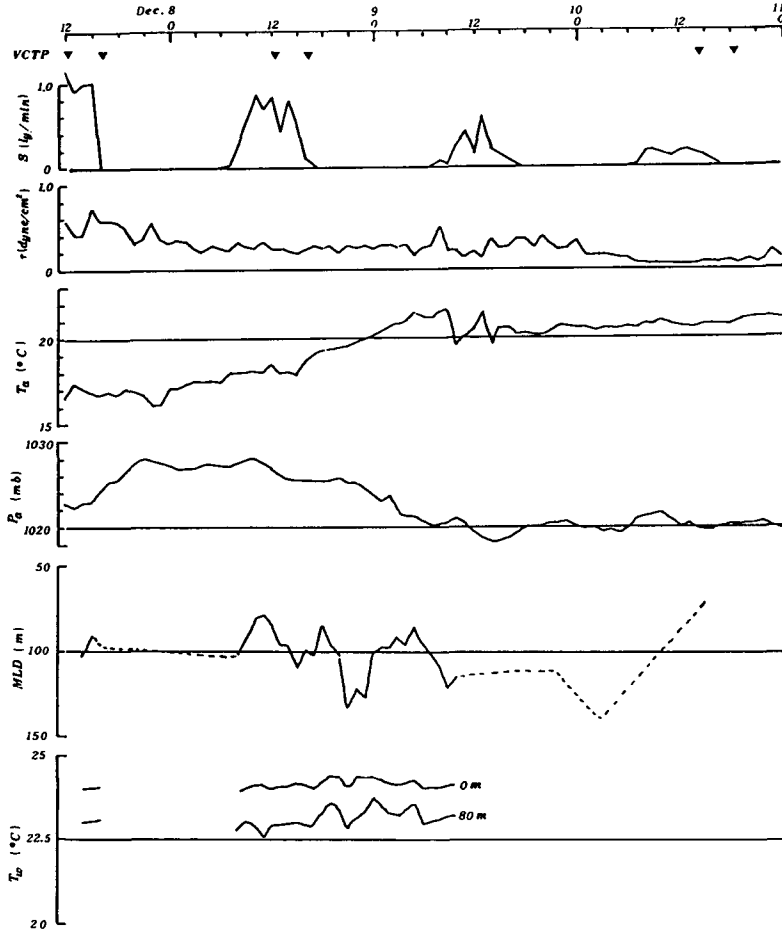


Fig. 1. Hourly weather and thermal condition at the observation site. Upper to lower ; solar radiation S (ly/min), wind stress τ (dyne/cm²), atmospheric pressure P_a (mb), mixed layer depth MLD (m), and water temperature T_w (°C) at the surface and 80m layers. The black triangles show the time of the VCTP casts.

積り手法が通常用いられる CTD 観測からもある程度可能であることを示すことにひとつの目的があるからである。

III. ソープ・スケール

安定密度成層内で active turbulence が発達すると乱れによる密度成層の破壊が生じ、局所的密度逆転が形成される。観測された密度プロファイル中に密度逆転が存在するとき、そのプロファイルを元の安定成層になるように微小水層を sorting する (Fig 2)。この sorting に要する水層の鉛直変位をソープ変位と呼び、有限の厚さの層内でソープ変位を統計的に平均 (分散値) したものを、その層におけるソープ・スケールと定義する (Dillon and Caldwell 1980)。密度逆転を引

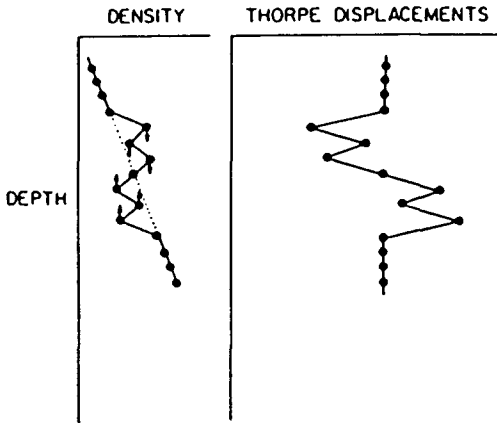


Fig. 2. Schematics of the vertical density profile with local density inversion (left) and the Thorpe displacement profile obtained from the sorting of the inverted profile (right), (after Dillon, 1982).

き起こす擾乱が流速シアに基づく場合は、ソープ変位、 l_i は

$$l_i \propto \frac{\sqrt{-\langle u'w' \rangle}}{\frac{\partial u}{\partial z}} \quad (1)$$

のように表わされるべき量である。

オズミドフ・スケール L_o はエネルギー散逸率 ϵ と安定度 N ($\equiv \sqrt{g/\rho \cdot \partial\rho/\partial z}$) とによって

$$L_o = \sqrt{\epsilon/N^3} \quad (2)$$

のように定義される (Ozmidov, 1965).

Dillon and Caldwell (1980) に依れば、オズミドフ・スケールの広い範囲にわたりソープ・スケールときわめて良い線型関係が成り立つという。Fig. 3 は Dillon の観測結果であるが、ソープ・スケール L_T ($\equiv \sqrt{\langle l_i^2 \rangle}$) とオズミドフ・スケール L_o の間には

$$L_o = 0.8 L_T \quad (3)$$

の関係が高風速、低風速のいずれでも成り立っていることが判る。

(2), (3) から直ちに

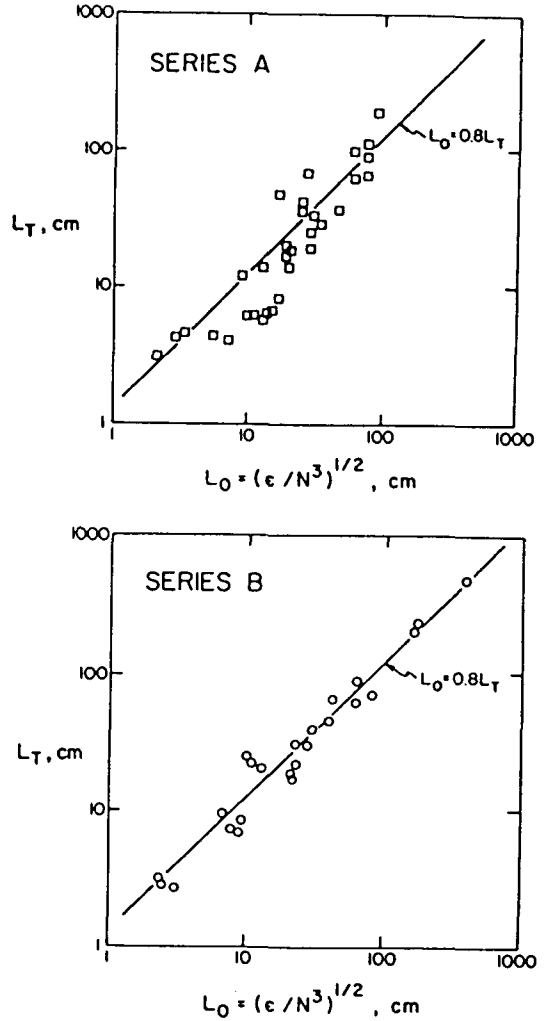


Fig. 3. Correlations between Ozmidov scale L_o and Thorpe scale L_T for low wind condition (Series A) and high wind condition (Series B), (after Dillon, 1982).

$$\epsilon = 0.64 L_t^2 N^3 \tag{4}$$

が得られる。(4)の右辺の L_t , N はいずれも密度分布に関係した量であり、密度プロファイルデータから直接計算できる。しかし、密度逆転を含むデータをそのまま N の計算に使用することは、逆転層で N が虚数になるので有意性が失われる。そこで、以下の解析では、 N の計算を sorting

Table 2. Vertical distribution of the r.m.s Thorpe scale averaged in every 20m section.

深度レンジ	TANGO1	TANGO2	TANGO4	TANGO5	TANGO6	TANGO7	TANGO8
0~20	1.85	14.57	3.00	20.57	10.41	3.06	2.86
20~40	4.43	7.33	8.07	8.46	5.02	3.74	2.81
40~60	4.99	9.43	6.83	12.36	2.70	5.29	1.85
60~80	8.60	3.11	8.69	6.25	0.71	5.99	0.39
80~100	0.23	1.45	0.36	3.31	0.64	0.18	0.58
100~120	0.17	0.12	0.40	0.24	0.27	0.24	0.37
120~140	0.0	0.76	0.32	0.40	0.71	0.55	0.0
140~160	0.0	0.68	1.26	0.36	0.63	0.60	0.0
160~180	0.0	1.26	1.07	1.45	2.71	0.82	0.0
180~200	0.0	0.17	0.61	1.25	3.56	0.29	0.0

後の密度プロファイルを用いて行った。また、 L_T の計算は 50 cm 毎に行い、その結果を便宜上 20 m 毎に平均した。

各投入毎のソープ・スケールの分布を Table 2 に示す。TANGO8 の 120 m 以深の値は $L_t = 0$ の意味ではなく、単なる欠測を表す。観測時の季節躍層は 100 m ± 20 m にあり、明らかに混合層内で L_T が大きく、サーモクラインでは L_T が小さくなっている。

Fig. 4 はソープ・スケール L_T と風の応力との相関を示したものである。混合層内の L_T (黒丸) は風の応力と相関があるが、サーモクラインの L_T (白丸) は殆ど有意な相関が見られない。これは、混合層内のオーバーターンが主として風に起因し、サーモクライン内のそれは内部波等に起因していることを示唆している。

混合層内部への表層からの擾乱は高々 50 m 位までで、それ以深の擾乱は内部波性のものであるということを著者はすでに指摘していた (金成,

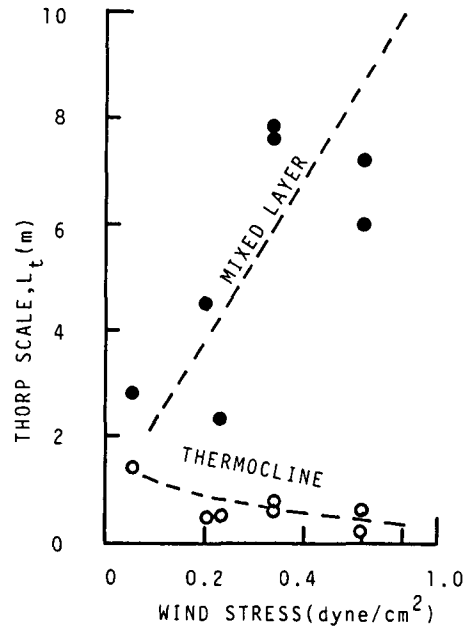


Fig. 4. Correlation between wind stress and Thorpe scale, estimated from the density profiles measured by VCTP, in mixed layer (black circles) and thermocline (open circles).

1987)が、今回のデータに見られるサーモクラインのソープスケールと風との明らかな無相関は、上記の著者の指摘を裏付けるものと考えられる。

IV. 混合層のエネルギー散逸率と風の相関

Table 2 に示したソープスケール L_T を用いて(4)式から ϵ を求め、混合層内の ϵ の積算値と風の仕事に対応する量（風速の三乗）との相関を調べた結果を Fig. 5 に示す。白丸は今回の観測結

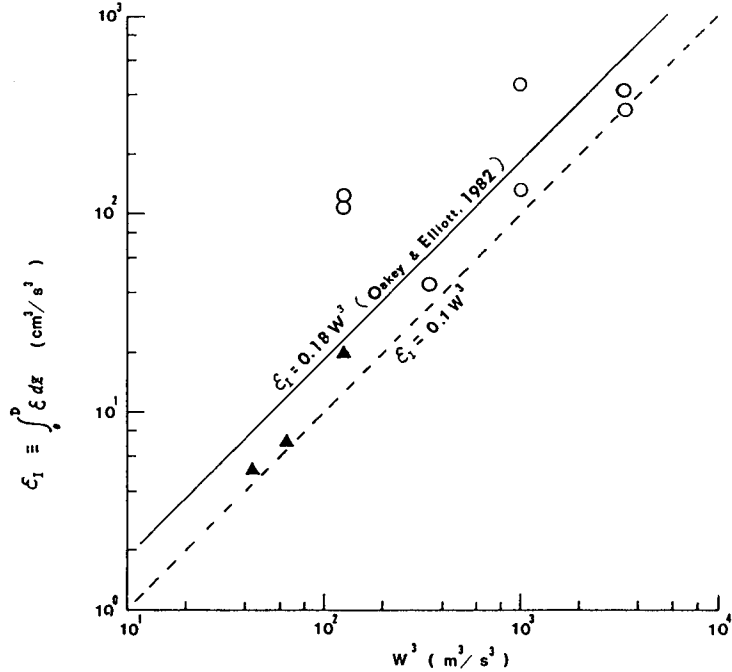


Fig. 5. Correlation between the integrated energy dissipation rate ϵ_1 and the triple power of wind speed, observed during KH-87-5 (open circles) and the PREOMLET (black triangles). The broken line shows $\epsilon_1 = 0.1W^3$.

果、また黒三角は東海大学望星丸で行われた PREOMLET の観測結果（金成，1985）で、両者の下限を破線で示してある。また、実線は Oakey and Elliott, (1982)による結果であるが、いづれも傾向は一致しているといえよう。

混合層及びその近傍のエネルギー収支が、乱流剪断積と浮力フラックス及び散逸の三つでバランスしていると仮定すると、適当なパラメータリゼーションにより

$$K_z = \frac{R_f}{1-R_f} \cdot \frac{\epsilon}{N^2} \approx \frac{R_f}{N^2} \cdot \epsilon \quad (5)$$

が導かれる。ここに R_f は乱流剪断積と浮力フラックスの比でフラックス・リチャードソン数と呼ばれ、また K_z は鉛直渦粘性係数である。

Table 3. Mean energy dissipation rate $\bar{\epsilon}$ and the eddy diffusivity K_z in mixed layer and thermocline.

Profile Nos.		1	2	4	5	6	7	8	Mean
MIXED LAYER	W (m/s)	15.0	15.0	10.0	10.0	5.0	6.5	7.0	
	D (m)	90	95	85	100	65	70	80	
	N ($\times 10^{-1}$ /s)	7.07	5.10	3.78	4.08	4.10	5.13	5.91	
	ϵ ($\times 10^{-3}$ cm ² /s ³)	3.65	4.39	1.53	4.52	1.61	1.77	0.52	
	K_z/R_f	30	1690	1070	2710	960	670	150	
	$K_z(R_f=0.1)$ (cm ² /s)	73	169	107	271	96	67	15	114
THERMOCLINE	N ($\times 10^{-1}$ /s)	11.14	9.43	9.02	9.75	8.96	9.18	5.70	
	ϵ ($\times 10^{-3}$ cm ² /s ³)	0.26	1.92	2.11	3.26	8.00	1.00	0.27	
	K_z/R_f	2.1	22	26	34	99	11	8.3	
	$K_z(R_f=0.1)$ (cm ² /s)	0.21	2.2	2.6	3.4	9.9	1.1	8.03	2.89

この観測データでは R_f の評価は不可能であるが、ここでは $R_f=0.1$ と仮定して K_z を見積った。混合層内及びサーモクラインでの平均の ϵ 及び $R_f=0.1$ に対する K_z を各投入毎に求めた結果を Table 3 に示す。混合層内の平均のエネルギー散逸率は $(0.5\sim 4.5)\times 10^{-2}$ cm²/s³、渦粘性係数は $15\sim 270$ cm²/s と比較的大きい値を示しているのに対し、サーモクラインでは散逸率が $(0.26\sim 8)\times 10^{-3}$ cm²/s³、渦粘性係数は $0.2\sim 9.9$ cm²/s と比較的小さい。

V. む す び

Dillon and Caldwell (1980)によって与えられたソープ・オズミドフ・スケール相関を用いて密度プロファイルからエネルギー散逸率を推定するひとつの試みを行ったが結果は Oakey and Elliott (1982)がマイクロストラクチャー計測に基づいて得た混合層の散逸率と風速の三乗の相関関係と同様な結果が許容し得る精度で一致することが示された。また、得られた散逸率に基づく渦拡散係数は、 R_f についての任意性を残してはいるが、通常 R_f が取り得る値 ($0.05\sim 0.25$) を仮定した範囲 (本論文では $R_f=0.1$ を仮定) で妥当と思われる値を示した。混合層内での散逸率及び渦拡散率の値が若干大きい傾向が見受けられるが、高波浪が存在した観測時の海況を考慮すれば、それほど不適切な値であるようには思われない。

本論文で示した手法は、高精度 CTD による T,S の観測からもエネルギー散逸率の推定がある程度可能であることを示すものである。著者は、現在、ストレインゲージ型のアプロブローブによる流速シアのマイクロスケール計測装置 (MSP) による観測を準備中であり、この観測が実行された暁には上記手法による散逸率の推定方法の妥当性が明らかになるものと期待される。

謝辞 KH-87-5 の Leg 2 で行われた荒天中のリスクなプロファイラー投入観測が無事終了したのは白鳳丸のスキルフルな操船と本航海に乗船された多くの研究員及び院生の方々の御協

力の結果である。ここに心からの謝意を表する次第である。

文 献

- Dillon, T. M., and D. R. Caldwell, 1980. The Batchelor spectrum and dissipation in the upper ocean. *J. Geophys.*, **85**, 1910–1916.
- Elliott, J. A., and N. S. Oakey, 1976. Spectrum of small-scale oceanic temperature gradients. *J. Fish. Res. Board Can.* **33**, 2296–2306.
- Gibson, C. H., 1980. Fossil temperature, salinity, and verticity turbulence in the ocean. in *Marine Turbulence*, (ed) J. C. J. Nihoul, p. 221–258, Elsevier, New York.
- Gregg, M. C., 1976. Temperature and salinity microstructure in the Pacific Equatorial Undercurrent. *J. Geophys. Res.*, **81**, 1180–1196.
- 金成誠一, 1987. 混合層ベースの内部波逸散. 北海道大学地球物理学研究報告, **48**, 35–43.
- Oakey, N. S., and J. A. Elliott, 1982. Dissipation within the surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 171–185.
- Osborn, T. R., and W. R. Crawford, 1980. An airfoil probe for measuring turbulent velocity fluctuations in water, Air-Sea Interaction. in *Instruments and Methods*, F(eds) F. Dobson, L. Hasse and R. Davis, Plenum, 3369–386.
- Ozmidov, R. V., 1965. On the turbulent exchange in a stably stratified ocean. *Izv., Atmos. Oceanic Phys.* **1**, 493–497.