夏季成層期の有明海における乱流エネルギー散逸率の時空間変動

Spatio-Temporal Variations of Turbulent Energy Dissipation Rate during Stratification Period in Ariake Bay

田井 明¹·志岐慎介²·齋田倫範³·矢野真一郎⁴·小松利光⁵

Akira TAI, Shinsuke SHIKI, Tomonori SAITA, Shinichiro YANO and Toshimitsu KOMATSU

In recent years in-situ measurements on microstructures are carried out to investigate turbulence structures in shallow sea areas. However it is difficult to figure out turbulent structures near interfaces, such as sea beds, sea surfaces and pycnocline, because of the measuring principle of a commonly-used shear sensor. In this study, field observations on microstructures were carried out in Ariake Bay by using the microstructure profiler which acquires fine-scale temperature gradients. As a result of these observations, spatio-temporal variations of turbulent energy dissipation rate in the northern area of Ariake Bay were observed and it is clarified that the way to estimate turbulent energy dissipation rate from temperature gradients in shallow sea areas is valid especially under strongly stratified condition.

1. はじめに

有明海では貧酸素水塊の大規模化・長期化が問題とな っている. この貧酸素水塊の消長を再現・予測可能な数 値モデルを開発することは有明海異変の原因や対策を検 討するために有用である。貧酸素化には密度成層の形成 による酸素供給の減少, ならびに密度効果によって駆動 されたエスチャリー循環による有機物の輸送が大きく影 響するため (徳永ら, 2009;速水ら, 2006), 密度成層 の形成・崩壊過程を高精度に再現可能な乱流モデルが必 要になる. そのためには実海域における乱流構造の定量 的な把握が重要であることから、微細構造プロファイラ を用いた沿岸域での現地観測が実施されている(長尾ら, 2004). 有明海では齋田ら (2009) などによって現地観 測が行われており、乱流エネルギー散逸率 ε や鉛直渦動 粘性係数Kzの時間変動が示されている。また、齋田ら (2008) は同様の観測によって大浦沖は島原半島沖に比 べて ε やKzが小さいことを示したが、冬季混合期の観測 結果であるため, 夏季成層期に関する再検証が必要であ る. さらに、従来の乱流シア測定ではシアセンサーが等 速運動を行っていなければならないという測定上の制約 から, 測定開始直後や密度躍層通過時といった測定機器 が加減速を生じる領域のデータは利用できない. 特に, 水深20m以下程度の浅海域では取得したデータの大部分 が利用できなくなるため, 有明海北部海域のように密度 躍層が存在する浅海域への微細構造プロファイラの適用 に際しては改善すべき点が多く残されている. このよう な背景から、同海域における夏季の乱流構造に関しては 十分な知見が得られていないのが実状である.

そこで, 本研究では前述のような測定上の制約を受け ない温度シアによるεの推定の有用性について検討を行 った. さらに、混合海域とされる有明海島原半島沖から 成層海域とされる大浦沖にかけての海域の乱流構造の時 空間変動特性について評価を行った.

2. 観測概要

(1) 島原半島沖での定点観測 (観測I)

本研究では、有明海における2回の観測で得られたデ ータを用いて解析を行った.一つは,2007年8月24日 (中潮期) に一潮汐間にわたって実施された観測 (観測I) である、測点は、図-1に示す点S(32°51′56″N,130° 21'27"E) である. 微細構造の測定は, 錘を取り付けた 微細構造プロファイラ TurboMAP9(JFE アレック社製:

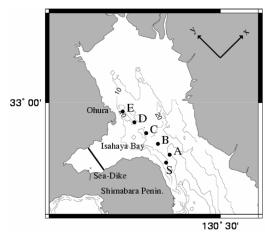


図-1 対象海域と観測地点

¹ 正会員 博(工) 九州大学大学院特任助教

修(工) 三菱重工業株式会社

³ 正会員 博(工) 鹿児島大学大学院助教

九州大学大学院准教授 博(工) 4 正会員

九州大学大学院教授 5 フェロー 工博

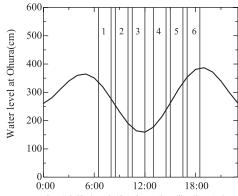


図-2 観測実施時の潮汐と観測時間帯 (観測II)

以下TurboMAP) を海底まで沈めた後に錘を切り離して海面に向かって0.5m/sで自由浮上させる方法(上昇式)で実施した.この観測の詳細ならびに乱流シアを用いた解析結果は既に齎田ら(2009)によって報告されている.

(2) 島原半島沖での定点観測 (観測II)

観測IIは、諫早湾湾口に沿った時空間分布を把握することを目的として、2009年8月1日(小潮期)に図-1に示すA~Eの5測点における測定を1セットとし、一潮汐間に6セット実施したものである(図-2). 鉛直微細構造の測定にはTurboMAPを使用し、約0.5m/sで自由落下させる方法(下降式)で測定した。なお、1測点につき3回のデータ取得を行った。また、平均流の測定には超音波ドップラー流速計WorkhorseADCP600kHz(RD-Instruments社製)を用いた。

3. データ解析

(1) TurboMAPの上昇および下降速度について

シアセンサーによる乱流シア測定の主な制約条件となる TurboMAPの上昇および下降速度について検討を行った。 TurboMAPは上昇式の場合には海底から上昇を開始した直後から加速して一定の速度になる。 同様に下降式の場合にも海面から投入した直後から加速して一定の速度になる。シアセンサーによる測定では、これらの著しく加速度が大きい区間は欠測として扱われる。 また、強く密度成層している海域では、密度躍層での TurboMAP に作用する浮力の急激な変化に伴って上昇および下降速度が変化する。ここでは、簡単な計算により、海水密度の変化によって生じる TurboMAP上昇時の速度変動について議論する。 TurboMAPの体積、投影面積、密度、抵抗係数をそれぞれと、S、 ρ_T 、 C_D 、海水密度を ρ_f ,重力加速度をgとすると TurboMAPに作用する力のつりあいとそれから求められる終端速度は、

$$V\rho_f g - V\rho_\tau g - \frac{1}{2}\rho_f v^2 SC_D = 0 \quad \cdots \qquad (1)$$

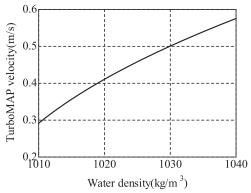


図-3 海水密度とTurboMAPの終端速度の関係

$$v^2 = \frac{2Vg(\rho_f - \rho_T)}{\rho_L SC_D} \qquad (2)$$

となる. 式 (1) 右辺第一項は浮力項,第二項は重力項,第三項は流体中を進む際に生じる抗力である.この式から上昇速度を求めるために,TurboMAP本体の抵抗係数 C_D を求める.通常TurboMAPの上昇速度を0.5m/s前後に調整することからv=0.5m/sとし,TurboMAPを長さv=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mの円柱形,v=0.0mm。

$$C_D = \frac{2(\pi r^2 l)g(\rho_f - \rho_T)}{\rho_f \pi r^2 v^2} = 4.1$$
(3)

となる.この値を用いて式(2)より求めた海水密度と TurboMAPの終端速度との関係を図-3に示す.これは後述する実測値ともよく一致しており、密度成層が発達した状況下で乱流シアデータを用いる際には注意を要することを示している.

(2) 乱流シアによる乱流エネルギー散逸率 ε_s の算出

齎田ら(2009)と同様の方法を用いて乱流シアデータから乱流エネルギー散逸率 ε_s の算出を行った。TurboMAPによってサンプリング周波数512Hzで測定された乱れ速度u'の鉛直シアから得られたパワースペクトル ϕ (k)より,等方性を仮定して導かれる以下の式(4)を用いて層厚1m毎に乱流エネルギー散逸率 ε_s を算出した。

$$\varepsilon_S = \frac{15}{2} \nu \left(\frac{du'}{dz} \right)^2 = \frac{15}{2} \nu \int_{k_1}^{k_2} \phi(k) \ dk \ \cdots \cdots (4)$$

ここで、 ν は動粘性係数であり、TurboMAPによって測定された塩分、水温の値を用いて層毎に算定した。 k_1 は乱流シアのスペクトルを算出する際の層厚を1mに設定したため1cpmとした。さらに、式(5)から求まるKolmogorovスケールの波数 k_s と k_2 との比較を行いながら k_2 を変化させて計算を繰り返し、 k_2 と k_s とが等しくなった時点での ϵ_s を結果として用いた。

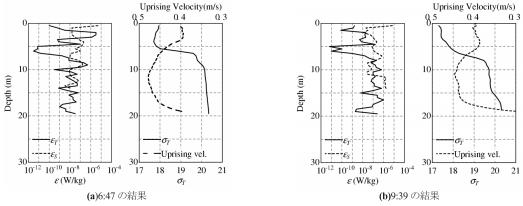


図-4 ε_T , ε_S , σ_T , 浮上速度の関係 (観測I)

$$k_s = \left(\frac{\varepsilon_S}{v^3}\right)^{1/4} \tag{5}$$

機器の振動によって生じるノイズの波数(波数300cpm 付近)よりも k_2 が高波数側にある場合には、Nasmythスペクトル(Nasmyth,1970)を積分した。

(3) 温度シアによる乱流エネルギー散逸率 ε_{T} の算出

TurboMAPに搭載された温度シアセンサーFPO7によりサンプリング周波数512Hzで測定された温度シアデータdT'/dzから温度シアの理論スペクトルであるBatchelorスペクトル(Batchelor、1959)を用いて乱流エネルギー散逸率 ε_T を算出した。式(6)~(9)にRoget(2006)によるBatchelorスペクトルの関数を示す。

$$E_{\frac{dT}{dt}}(k) = \frac{\chi_0 q^{1/2}}{D\kappa_B} y^2 \left\{ \frac{\exp(-y^2)}{y} - \sqrt{\pi} \left(1 - erf(y)\right) \right\} \qquad \cdots (6)$$

$$erf(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-x^2) dx$$
 (7)

$$y = 2\pi k \kappa_T^{1/2} v^{1/4} q^{1/2} \varepsilon^{1/4} \qquad (8)$$

$$\kappa_{\scriptscriptstyle B} = \left(\varepsilon_{\scriptscriptstyle T}/vD^2\right)^{1/4} \quad \cdots \qquad (9)$$

yは無次元化された波数、 κ_B はBatchelorスケールに対応する波数、 κ_T は熱伝導率である。 χ_0 は温度シアのパワースペクトル ϕ_T を積分して以下の式(10)から得られる。

$$\chi_0 = 6D \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial z}\right)^2} = 6D \int_{k_i}^{k_i} \phi_T(k) \ dk \qquad \cdots$$
 (10)

$$D = \kappa / \rho c$$
(11)

Dは熱拡散率であり、各層の海水密度 ρ 、比熱容量 c_p および熱伝導率 κ_T から求められる。 k_3 は測定回によって異なるが、スペクトルが十分減衰していると思われる 3000cpm程度とした。

算出は、測定された温度シアから層厚1mごとにパワ

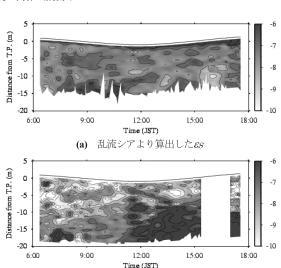


図-5 観測Iにおけるlog をのイソプレット (W/kg)

(b) 温度シアより算出した ϵ_T

ースペクトルを求め、そのスペクトルに式(6)に示したBatchelorスペクトルを最小二乗法によりフィッティングさせて最適な ε_T を求めた(Ruddickら、2000).その際、 χ_0 の値は $\phi_T(k)$ を積分して得られる値を用いた.なお、式(6)、(8)中のqについては、2.2~5.2程度であることがOakey(1982)によって示されている.本研究では、qの値を2.0~5.0として各層ごとに最小二乗法を用いて最適な値を用いた.

4. 結果と考察

(1) 密度躍層における ε_s と ε_T の比較

図-4に観測Iにおける ε_s , ε_T , σ_T およびTurboMAPの浮上速度の代表的な鉛直分布を示す.なお, ε_s , ε_T は \log スケールで表示してある. σ_T と浮上速度の鉛直分布から,水深5~10mに発達した密度躍層付近でTurboMAPが減速していることが分かる.ここで, ε_s に関しては

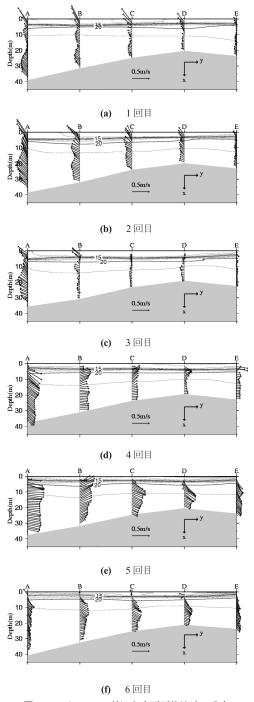
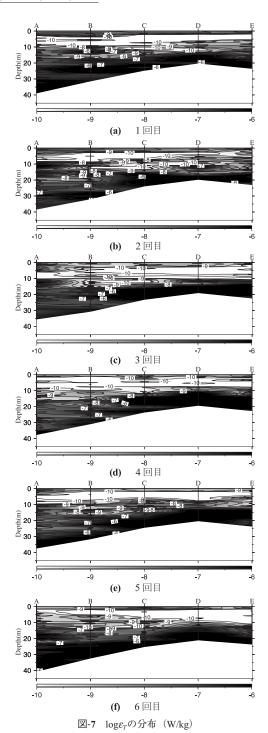


図-6 σ_T (コンター線) と水平平均流速の分布

TurboMAPが減速している区間についても比較のために 値を表示している.

密度躍層付近における ε_{τ} の値は、他の層と比べて小さくなっており、密度躍層による乱れの抑制がとらえられていると考えられる.一方、 ε_{s} の値には密度躍層付近で



の変化がほとんど現れなかった。次に、齎田ら(2009)により示された ε_s (図-5(a))と本研究で算出した ε_T (図-5(b))のイソプレットの比較を行う。 ε_s では鉛直方向にほとんど変化がなく一様なのに対し、 ε_T では、密度躍層の生じていた-5m付近で底層に比べて値が低くなっ

ていることが分かる。これらは、TurboMAPの加減速の影響により、乱流シアデータから算出した ε_s では密度躍層における乱れの抑制を正確に評価できていないことを示している。また、温度シアは上昇開始直後の加速区間のデータや密度躍層付近のデータを用いることができない乱流シアに比べ、乱流エネルギー散逸率を算出可能な区間が多いことが分かる。これらより、密度躍層が発達している海域においては温度シアを用いた乱流エネルギー散逸率の測定が有用であることが示された。

(2) 時空間分布特性について

次に、観測Ⅱによって得られた結果より、有明海中央 部の乱流エネルギー散逸率の時空間分布特性についての 検討を行う. 図-6に σ_r ならびに超音波ドップラー流速計 によって得られた水平平均流速、図-7に温度シアより算 出された ε_{τ} の空間分布を測定回毎に示す。全測定回で ε_{τ} が表層と底層付近で大きくなっていることが分かる. 水 深5mから20mでは、地点間で流速の大きさが大きく異 なるものの、 ε_{τ} は全地点で同程度の値となっている。ま た, A点では底層付近と中層付近で流速の大きさが同程 度であっても ε_{τ} が大きく異なる観測回が多い.これは, ε_{τ} が流速の大きさのみからは推定できないことを示して いる. さらに、下げ潮時(1回目→2回目)ならびに上げ 潮時(4回目→5回目)には底層から乱れが発達し、満潮 時(5回目→6回目)と干潮時(2回目→3回目)には乱 れが減衰していることが分かる. 以上のように時間的・ 空間的な ε_{τ} の変動は見られるものの、表層から密度躍層 の生じる中層に着目すると, 夏季成層期には流速が大き い島原半島沿岸(測点A付近)と流速の小さい大浦沖 (測点E付近) とで、鉛直混合力の指標となる乱流エネル ギー散逸率に大きな違いはないことが明らかとなった.

5. まとめ

本研究では、夏季成層期の有明海において温度シアデータを用いて乱流エネルギー散逸率を算出し、その有用性を示した。今後、乱流シアによる乱流エネルギー散逸率の推定が困難な領域を温度シアによる推定値で補完することで、浅い沿岸域における乱流構造の観測が可能に

なると考えられる. さらに, その手法を用いて夏季成層 期の有明海の乱流エネルギー散逸率の時空間分布が定量 的に示されたことから, 今後この結果を利用することで 乱流モデルならびに数値モデルの精度向上が期待される.

謝辞:本研究を実施するにあたり,有明町漁業協同組合の松本正明氏,宮本雄二氏ならびに篠塚光信氏には現地観測の際に多大なる御協力を頂きました.ここに記して深甚なる謝意を表します.最後に,本研究は科学研究費補助金若手研究(B)(課題番号:20760333,研究代表者:齋田倫範)の補助を受けて実施したことを付記する.

参考文献

- 齋田倫範・志岐慎介・田井 明・重田真一・矢野真一郎・小 松利光 (2009):現地観測による島原半島沿岸の鉛直混合 強度の評価,水工学論文集,第53巻,pp.1471-1476.
- 齋田倫範・矢野真一郎・田井 明・志岐慎介・重田真一・小 松利光(2008):冬期有明海における鉛直混合強度の現地 観測,海岸工学論文集,第55巻,pp421-424.
- 速水祐一・山本浩一・大串浩一郎・濱田孝治・平川隆一・宮 坂仁・大森浩二 (2006):夏季の有明海奥部における懸濁 物質輸送とその水質への影響,海岸工学論文集,第53巻, pp.956-960.
- 徳永貴久・児玉真史・木元克則・柴原芳一 (2009): 有明海湾 奥西部海域における貧酸素水塊の形成特性, 土木学会論 文集B2 (海岸工学), Vol. B2-65, pp.1011-1015.
- 長尾正之・橋本英資・高杉由夫 (2004):瀬戸内海における鉛 直混合強度の測定,海岸工学論文集,第51巻,pp.946-950.
- Batchelor G. K. (1959): Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid: Part 1. General discussion and the case of small conductivity, Journal of Fluid Mechanics, Vol.5, pp.113-133.
- Nasmyth, P.W. (1970): Oceanic Turbulence, Ph.D thesis (The University of British Columbia), p.69.
- Oakey N. S. (1982) : Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temparature and velocity shear microstructure measurements, Journal of Physical Oceanography, Vol.12, pp.256-271.
- Roget, E., I. Lozovatsky, X. Sanchez, M. Figueroa (2006): Microstructure measurements in natural waters: Methodology and applications, Progress in Oceanography, Vol.70, pp.126-148.
- Ruddick B., A. Ayal, K. Thompson (2000): Maximum Likelihood Spectral Fitting: The Batchelor Spectrum., Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol.17, pp.1541-1552.