

乱流微細構造観測に基づく海底近傍での鉛直渦粘性・拡散係数の推定

廣岡, 拓也
九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4372195>

出版情報：九州大学，2020，修士，修士
バージョン：
権利関係：



令和 2 年度

九州大学大学院総合理工学府

大気海洋環境システム学専攻修士論文

乱流微細構造観測に基づく

海底近傍での鉛直渦粘性・拡散係数の推定

氏 名 廣岡 拓也

指導教員 遠藤 貴洋 准教授

目次

1. はじめに	2
2. 観測	4
3. データ解析	
3.1 R_f と R_i の比例関係の検証	9
3.2 鉛直渦粘性係数の検証	17
3.3 鉛直渦拡散係数の検証	20
4. まとめと今後の課題	23
5. 補遺	24
6. 参考文献	26

1. はじめに

海洋の大部分は、密度の小さい水が上、大きい水が下に存在する安定成層状態にあり、その度合いは上下の海水を混合する乱流運動の強さ、すなわち、鉛直乱流混合の強さに応じて大きく変化する。鉛直乱流混合は、安定成層状態に打ち克って熱や運動量、栄養塩を鉛直方向に輸送する唯一のメカニズムであり、基礎生産をはじめとする海洋環境だけでなく (Lewis et al. 1986)、浅海域から (Tsutsumi and Matsuno 2012; Endoh et al. 2016) 全球規模に至る (Munk 1966; Munk and Wunsch 1998) 幅広い時空間スケールの海洋循環の強さやパターンを支配している。したがって、鉛直乱流混合の強度・分布を把握することは、海洋構造や海洋環境を理解するうえで必要不可欠な要素の一つである。

乱流運動を陽に解像していない、一般的な海洋観測や数値モデルでは、鉛直乱流混合による密度フラックス ($\overline{w'\rho'}$) を、鉛直渦拡散係数 K_V を導入して、

$$\overline{w'\rho'} = -K_V \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}, \quad (1)$$

のように、背景場の密度勾配との積の形で表現している。ここで、 w は鉛直流速、 ρ は海水の密度、プライム記号 ($'$) は乱流変動、バー記号 ($\bar{}$) は時間平均を表す。この鉛直渦拡散係数 K_V の適切な定量化が重要な課題であるが、測器を固定できない海中において、 w' と ρ' を同時かつ高精度で計測することは不可能である。そこで、鉛直乱流混合による密度フラックスが、鉛直一次元・乱流運動エネルギー (TKE, Turbulent Kinetic Energy) 方程式

$$M = P + T + B - \varepsilon, \quad (2)$$

(M は TKE の時間変化、 P はシアー生成率、 T はエネルギー輸送、 ε は乱流運動エネルギー散逸率) 中の浮力フラックス

$$B = -\frac{g}{\rho_0} \overline{w'\rho'}, \quad (3)$$

(g は重力加速度、 ρ_0 は参照密度) に現れることを利用して、間接的に $\overline{w'\rho'}$ を見積もらざるを得ないのが現状である。

(2) 式のうち、乱流運動エネルギー散逸率 (ε) については、乱流微細構造プロファイラーで計測した流速の微細シアーから算出する手法がすでに確立されている。そこで、Osborn (1980) は、(2) 式において時間一様性・空間一様性・局所性 ($M = T = 0$) を仮定して、(1) 式を (3) 式に代入することにより、観測可能な物理量からなる鉛直渦拡散係数の推定式

$$K_O = \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2} = \frac{R_f}{1 - R_f} \frac{\varepsilon}{N^2}, \quad (4)$$

を提案した。ここで、 Γ は混合効率、 R_f はフラックスリチャードソン数 ($= -B/P$)、 N は浮力振動数 ($N^2 = -(g/\rho_0)\partial\bar{\rho}/\partial z$) である。さらに、 R_f ($=0.18$) と Γ ($=0.2$) の値は一定と仮定している。以降、本論文ではこの手法を Osborn's method と呼ぶ。

Osborn's method は内部領域においては有効な手法であるが、海底近傍では、 K_O が実際の鉛直渦拡散係数 K_V と比べて数オーダーもの過大評価になってしまうという問題点が LES (Large Eddy Simulation) により指摘されている (Wakata 2018) 。Wakata (2018) は、海底近傍の R_f と勾配リチャードソン数 R_i との間に比例関係があることを示し、その結果に基づいて Osborn's method ((4) 式) を拡張した推定式

$$K_W = \Gamma_W \frac{\varepsilon}{N^2} = \frac{\beta R_i}{1 - \beta R_i} \frac{\varepsilon}{N^2}, \quad (5)$$

を提案した。ここで、 $\beta (=1.79)$ は無次元定数である。(5) 式は観測可能な物理量で構成されているだけでなく、混合効率 Γ_W が可変で、(4) 式で K_O が過大評価となるような場合でも、 K_W の増大を抑えられるという利点がある。以降、本論文ではこの手法を Wakata's method と呼ぶ。

本研究では、2020 年 7 月に東シナ海陸棚上にて実施した、乱流微細構造観測時に得られたデータを用いて、この Wakata's method の妥当性について検討した。2 章で述べるように、この乱流微細構造観測では、乱流微細構造プロファイラーに加え、最新式の音響ドップラー流速プロファイラー (ADCP, Acoustic Doppler Current Profiler) を導入して、従来の 3 倍のサンプリング周波数で流速の鉛直プロファイルを計測した。その結果、シアー生成率 P を算出することに成功し、(2) 式の収支の見積もりが初めて可能となった。この見積もりをもとにして、3.1 節で R_f と R_i の比例関係を検証する。続く 3.2 節、3.3 節で鉛直渦粘性係数、鉛直渦拡散係数の推定値をそれぞれ検討し、結論、ならびに、残された課題について 4 章で述べる。

2. 観測

乱流微細構造観測は、長崎大学水産学部の練習船・長崎丸による第 55 次航海中 (2020 年 7 月 18 ～24 日) に、水深約 127 m の東シナ海陸棚上 (28°54'N, 126°38'E) にて実施した (図 1)。まず、7 月 19 日の 17:00 に、音響ドップラー流速プロファイラー (ADCP) (Teledyne RD Instruments 製, SentinelV S20 1000 kHz) を抗トロール測流装置 (TRBM, Trawl Resistance Bottom Mount) にマウントして海底に設置し、ビーム方向流速をサンプリング周波数 3 Hz で約 2.5 日間計測した。鉛直方向の層厚は 1 m とし、第一層の深度が約 125 m、すなわち海底から約 2 m の高さとなるように設置した。この ADCP から半径 0.5 海里 (926 m) の範囲内で、7 月 20 日の 23:00 から 21 日の 23:00 にかけて約 1 時間ごとに 3 回、船上から乱流微細構造プロファイラー (JFE アドバンテック(株)製, TurboMAP-L) を用いた観測を行った。TurboMAP-L は水面から約 0.6~0.7 ms⁻¹ の速度で着底するまで自由落下させ、512 Hz のサンプリング周波数で流速微細構造シアを測定するとともに、64 Hz のサンプリング周波数で水温と塩分の鉛直プロファイルを計測した。その後、7 月 22 日 8 時 30 分に ADCP を回収した。

ADCP のビーム方向流速の 30 分間 (約 5400 ping) の時間平均値から、Lu and Lueck (1999a) に基づき、水平流速 (図 2a, b)、および、その鉛直シア (図 2c, d) を算出した。東西流速、南北流速ともに半日周潮が卓越していたが、最大流速の変動には日周潮の寄与も見てとれる。さらに、時間平均値からの偏差に分散法 (Stacey et al. 1999; Lu and Lueck 1999b) を適用してレイノルズ応力を算出 (図 2e, f) し、平均流の鉛直シアとの積をとることで、シア生成率

$$P = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (6)$$

を算出した (図 2g)。分散法の詳細については補遺に示す。

また、TurboMAP-L の流速微細構造シアから一様等方性乱流 (Hinze 1987) の関係

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \mu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} = \frac{15}{2} \mu \int_{k_1}^{k_2} \varphi(k) dk, \quad (7)$$

を利用して、乱流運動エネルギー散逸率 (ε) を算出した。ここで、 μ は海水の動粘性係数、 u' は乱流成分、 k は鉛直波数、 φ はシアースペクトルを表す。 φ は Endoh et al. (2009; 2014) と同様に、データ数 1024 個 (約 1 m) のスライディングウィンドウを用いて計算した。積分下限 k_1 は 1 cpm、積分上限 k_2 は機器のノイズの影響を受けない最高波数に設定したが、 k_2 が対応する Kolmogorov 波数 k_s ($= (2\pi)^{-1}(\varepsilon/\mu^3)^{1/4}$) よりも小さい場合には、 $k_2 \sim k_s$ の範囲に Nasmyth (1970) が提案した普遍スペクトルをフィッティングして積分した。こうして得られた、1 時間に 3 つのプロファイルをまず海底からの高さ (HAB, height above the bottom) ごとに平均し、さらに 1 m 間隔に補間した。水温と塩分も同様に補間し、得ら

れた密度から浮力振動数 (N^2) を 1 m 間隔で算出した。

図 3 に ADCP と TurboMAP-L による同時観測の結果を示す。TurboMAP-L で観測した水温 (図 3c)・密度 (図 3d) は、いずれも HAB 約 10~30 m までほぼ一様となっており、その上に鋭い躍層が存在していた。躍層の深度は、半日周期で約 20 m 変動しており、密度の鉛直勾配が大きい $N^2 > 10^{-3} \text{s}^{-2}$ の領域により顕著に見てとれる (図 3e)。この深度変動の位相は、南北流速の変動 (図 3b) と一致し、東西流速の変動 (図 3a) とは 90° ずれている。また、東西流速、南北流速ともに HAB 0~10 m で海底に向かうにつれて減少しており、その結果、海底近傍での鉛直シアアの二乗 S^2 の時間変動 (図 3f) は 1/4 日周期が卓越する。これと同期して、 P , ε の時間変動も 1/4 日周期が卓越している様子が見てとれる (図 3g, h)。両者は類似の時間変動をしているが、同時刻、同深度で比較すると P の値が ε の値よりも数倍ほど大きい。次節以降は、これらのデータのうち、HAB 2~21 m (深度 106~125 m) の範囲を解析して Wakata's method の妥当性を検証していく。

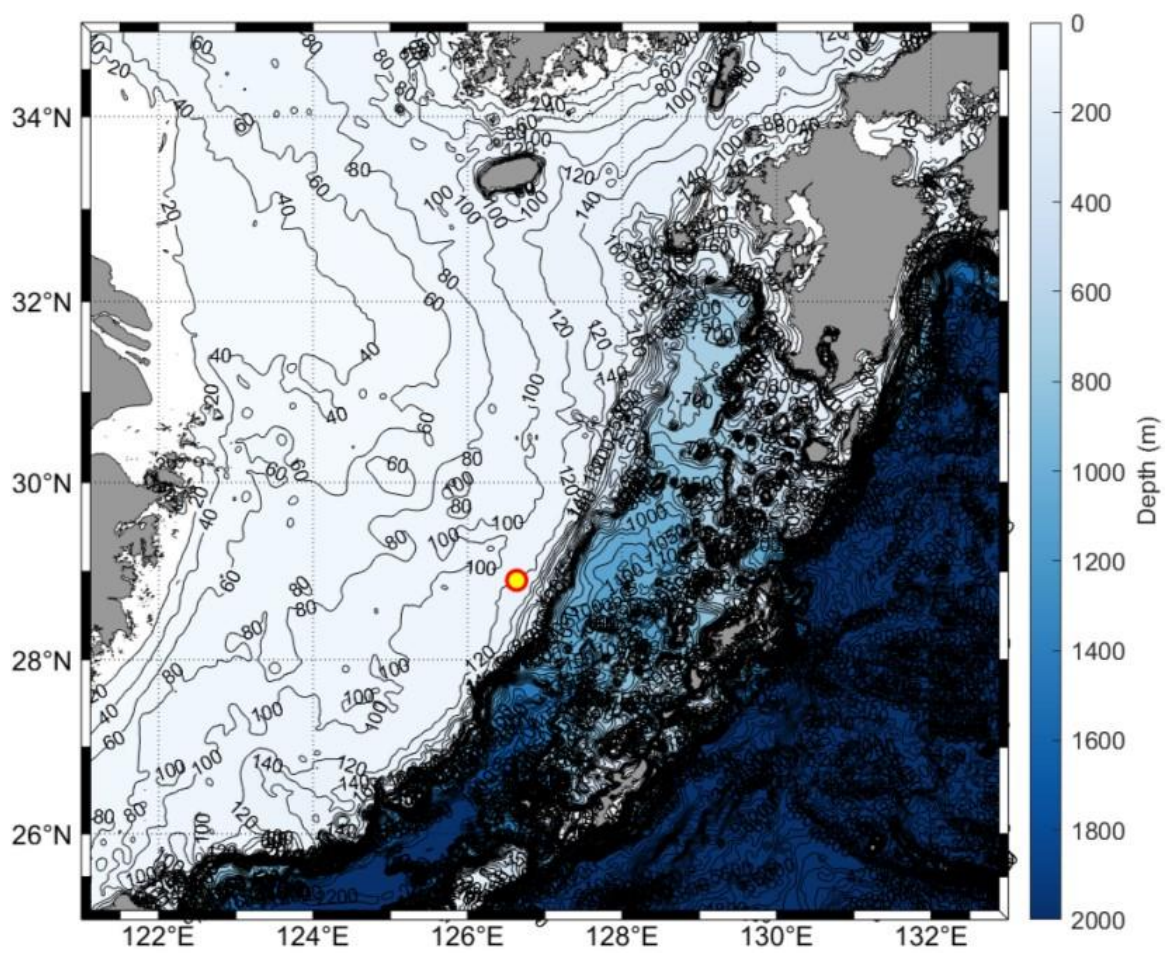


図 1. 東シナ海の地図。赤丸は乱流微細構造観測を行った地点を表す。

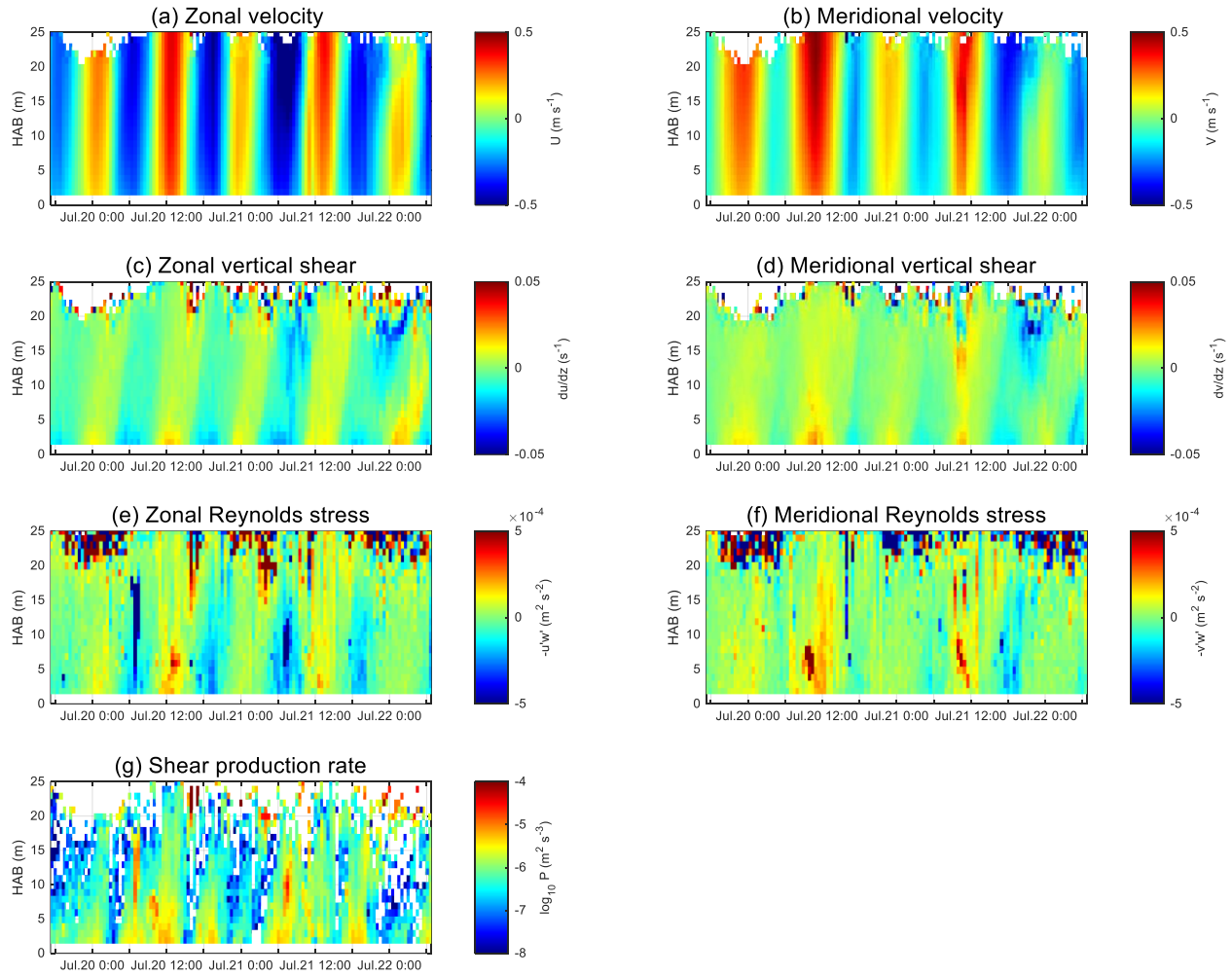


図 2. ADCP で観測した、平均流の(a)東西成分、(b)南北成分、(c)東西成分の鉛直シアー、(d)南北成分の鉛直シアー、平均流からの偏差に分散法を適用して算出したレイノルズ応力の(e)東西成分、(f)南北成分、ならびに、(g)シアー生成率 $\log_{10}(P)$ の時間変動。HAB 20m 以上の白抜きは欠測、HAB 20m 未満の白抜きは負値を表す。

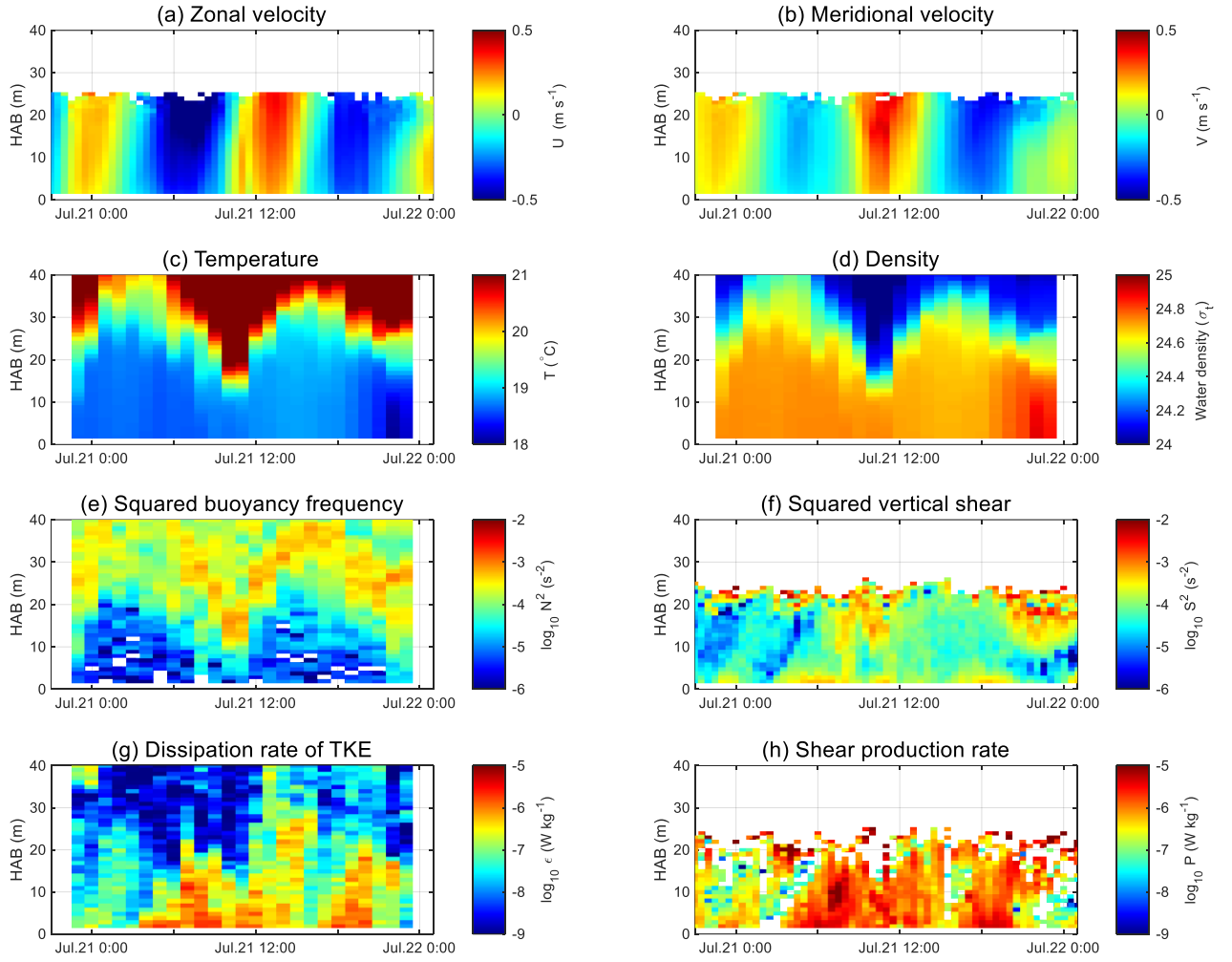


図3. ADCP と TurboMAP-L の同時観測時における、(a)東西流速、(b)南北流速、(c)水温、(d)ポテンシャル密度、(e)浮力振動数 $\log_{10}(N^2)$ 、(f)水平流速の鉛直シア $\log_{10}(S^2)$ 、(g)乱流運動エネルギー散逸率 $\log_{10}(\varepsilon)$ 、(h)シアー生成率 $\log_{10}(P)$ の時間変動。HAB 20m 以上の白抜きは欠測、HAB 20m 未満の白抜きは負値を表す。

3.1 R_f と R_i の比例関係の検証

Wakata (2018) はまず、LES の結果に基づいて、海底近傍における (2) 式の収支を計算し、Osborn (1980) で考慮されていない T 項と M 項のうち、 T 項が無視できない大きさであることを示した (図 4)。そして、 R_f ($= -B/P$) と一般フラックスリチャードソン数

$$R_f^* = \frac{-B}{P + T - M}, \quad (8)$$

(Ivey and Imberger 1991) との間に

$$R_f^* = \alpha R_f, \quad (9)$$

の比例関係があり (図 5a)、Osborn's method ((4) 式) の R_f を R_f^* で置き換えると、実際の鉛直渦拡散係数に極めて近い値を与えることを示した (図 6)。さらに、 R_f^* と $R_i (= N^2/S^2)$ との間には、

$$R_f^* = \beta R_i, \quad (10)$$

の比例関係があることを示した (図 5b)。これを (4) 式に代入して、観測可能な物理量だけで構成した推定式が Wakata's method ((5) 式) である。本節では、乱流微細構造観測の結果に基づいて、これらの結果を検証する。

(2) 式の M 項が無視できる場合、

$$P + B_W + T_W - \varepsilon = 0, \quad (11)$$

$$\frac{1}{R_f} - \frac{1}{R_f^*} = \frac{T_W}{B_W}, \quad (12)$$

の関係が成立し、これらに (9), (10) 式を代入すると、

$$\begin{aligned} B_W &= \frac{\varepsilon - P}{1 + D}, \\ T_W &= D B_W, \\ D &= \frac{\alpha - 1}{\beta} \frac{1}{R_i}, \end{aligned} \quad (13)$$

となって、 B_W と T_W を観測データから見積もることができる。

まず、Wakata (2018) の無次元定数 ($\alpha=1.19, \beta=1.79$) を仮定して見積もった B_W と T_W から計算される、 R_f と R_f^* 、ならびに、 R_i と R_f^* の関係を図 7 に示す。青線はそれぞれ (9), (10) 式の直線、赤線は最小二乗法で求めた回帰直線である。 α の値は回帰直線の傾きと比較的よく一致しているものの、 β の値に少し開きがあることがわかる。そこで、 R_f と R_f^* 、 R_i と R_f 、 R_i と R_f^* の三者について、回帰直線の傾きとの差が最小となるような無次元定数を計算した結果、 $\alpha=1.57, \beta=1.56$ となった (図 8)。 α の値は大気境界層の観測から見積もられた 1.1 (Lozovatsky and Fernando 2013) から離れてしまったものの、 β の値は風洞実験から見積もられた 1.43 (Kitamura et al. 2013) により近い。以降、本論文ではこれらの無次元定数を使用することとする。

$\alpha=1.57, \beta=1.56$ を用いて見積もられた、(11) 式の各項の時間平均値を図 9 に示す。HAB 17 m 以下で各項の鉛直プロファイルが Wakata (2018) の形状 (図 4) とよく似ており、さらに T_W 項が無視できない大きさをもっていることがわかる。ただし、Wakata (2018) では P が ε とほぼ同じ大きさであるのに対して、今回の観測データでは 2 節でも示したように、 P が ε の数倍大きくなっていることに留意する必要がある。その結果、 P と ε の残差から見積もられる B_W と T_W も大きくなり、 ε とほぼ同じ大きさとなってしまう。このように TKE 方程式の収支の詳細には課題が残るものの、Wakata's method の骨子である (9), (10) 式の比例関係が、海底近傍で成立していることが明らかとなった。

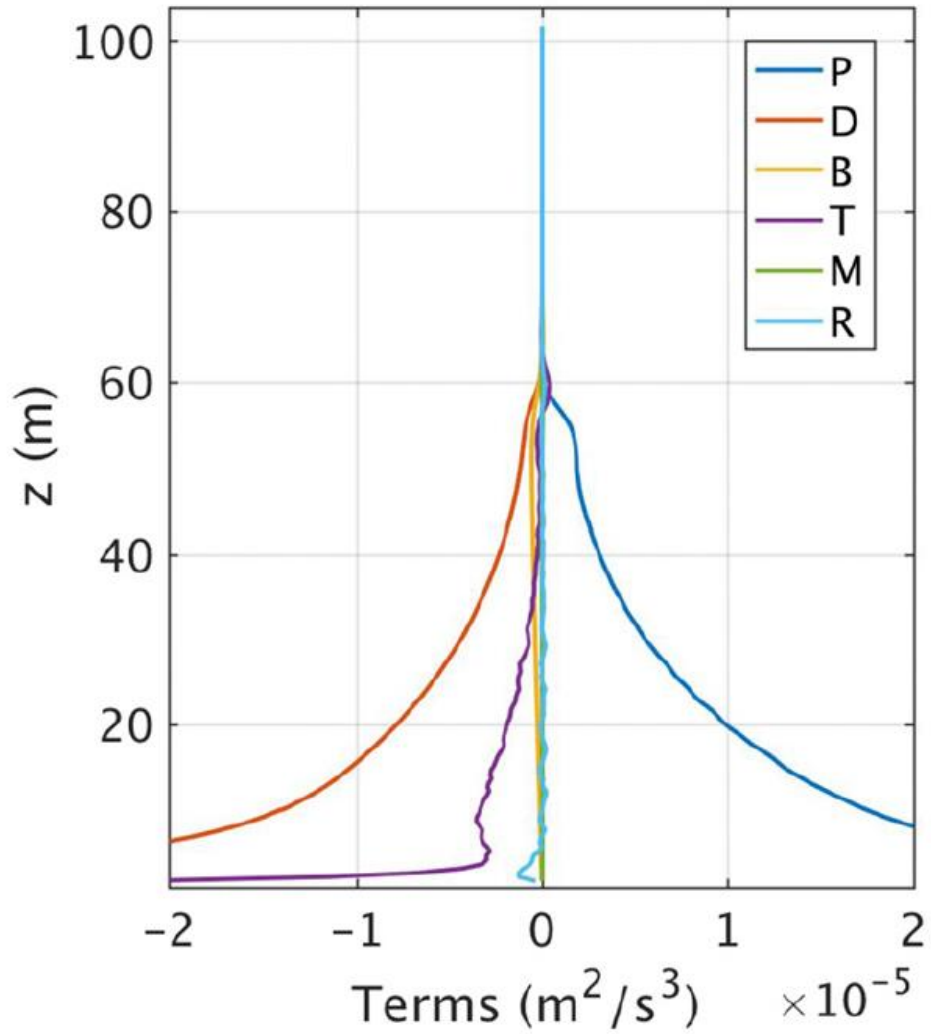


図 4. Wakata (2018) の LES の結果における、TKE 方程式各項の時間平均値。P, D, B, T, M はそれぞれ、(2) 式のシアー生成率 P 、乱流運動エネルギー散逸率 ε 、浮力フラックス B 、エネルギー輸送 T 、時間変化率 M に対応し、R は残差を表す。

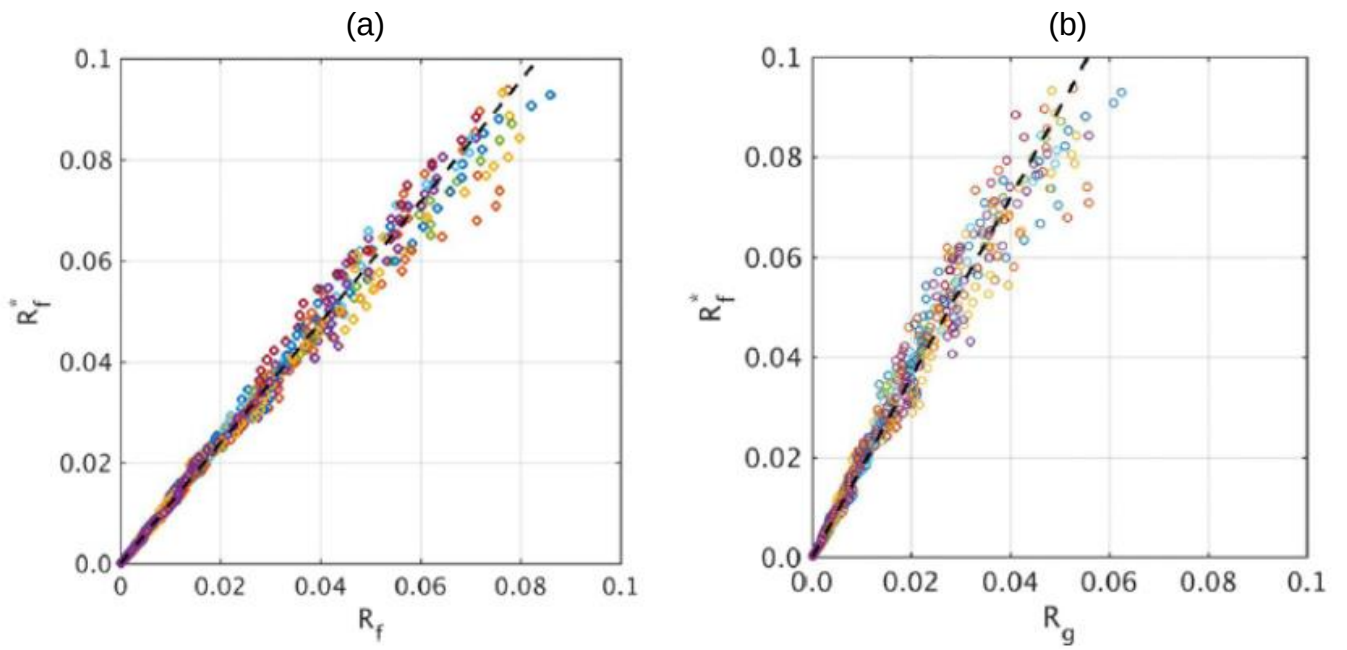


図 5. Wakata (2018) の LES の結果における、海底近傍 (HAB 0 ~ 30 m) での (a) R_f と R_f^* 、
(b) R_i と R_f の散布図。 R_g が本論文の R_i に対応している。

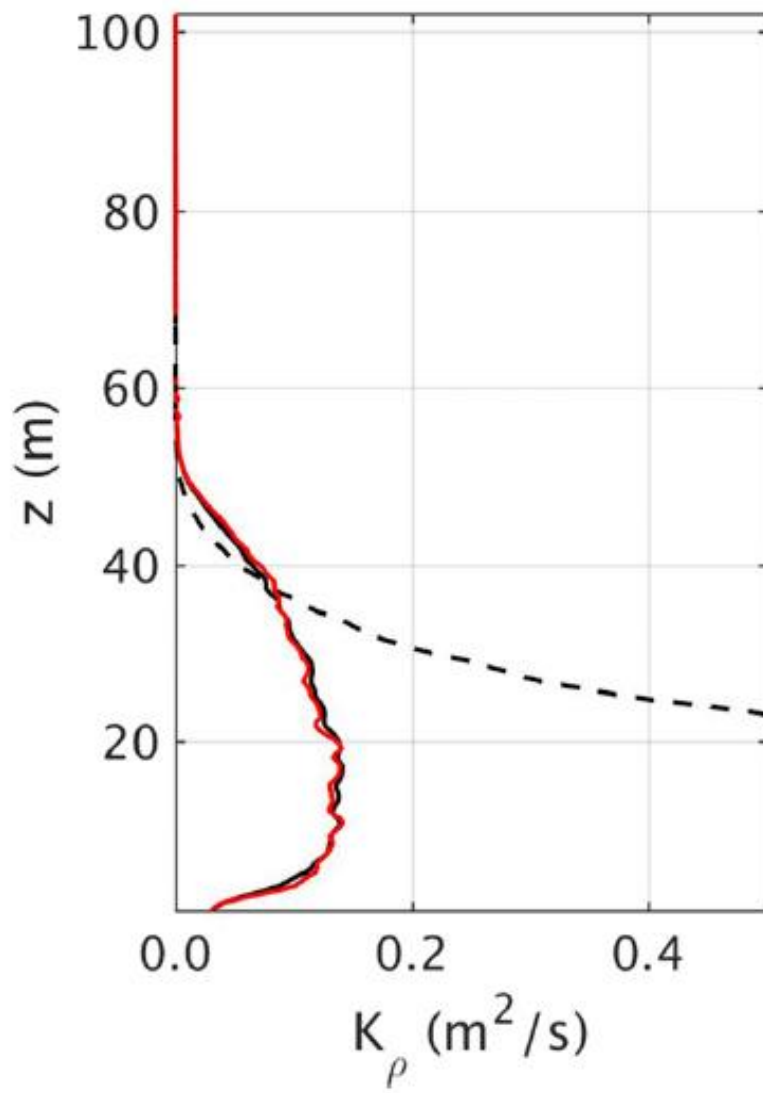


図 6. Wakata (2018) の LES の結果における、(黒線) 直接計算された鉛直渦拡散係数、(赤線) (4) 式の R_f を R_f^* で置き換えて見積もった鉛直渦拡散係数、(黒破線) Osborn's method をそのまま適用して見積もった鉛直渦拡散係数の比較。

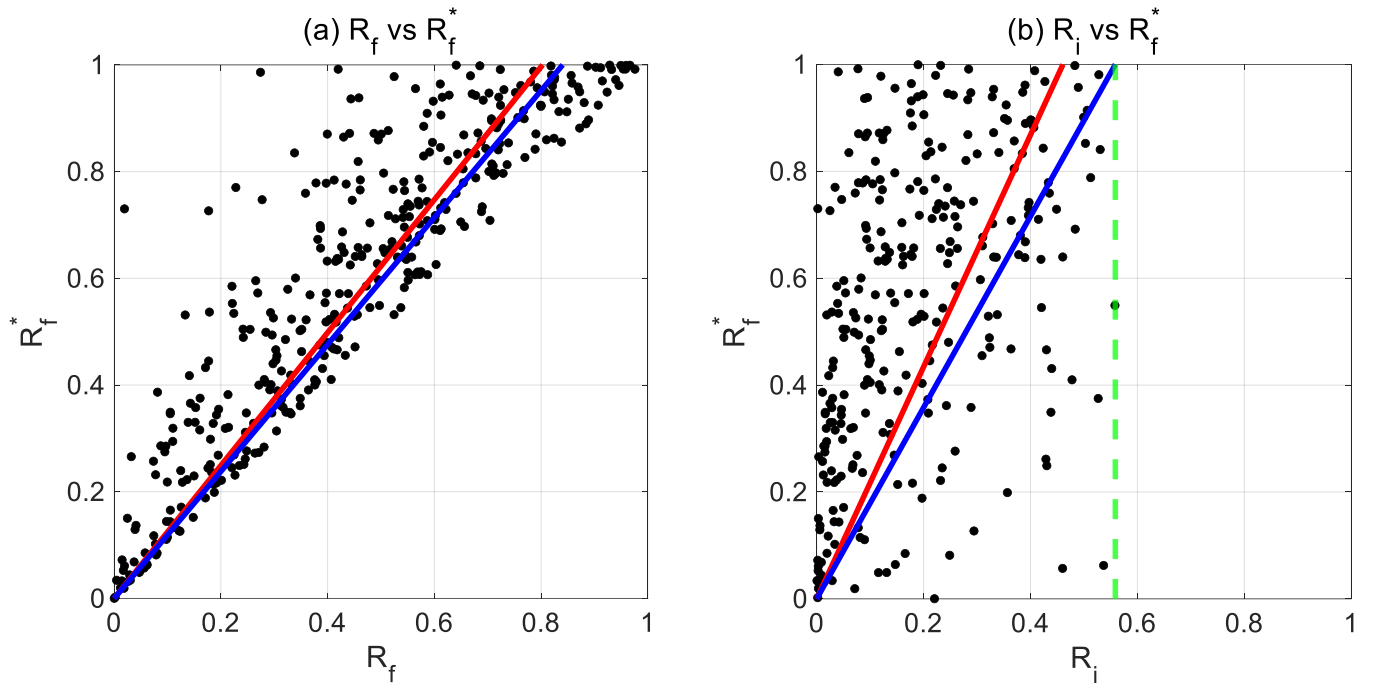


図 7. Wakata (2018) が提案した無次元定数 ($\alpha=1.19, \beta=1.79$) を仮定して見積もった、(a) R_f と R_f^* 、(b) R_i と R_f^* の散布図 (相関係数はそれぞれ 0.90, 0.44)。青線はそれぞれ (9), (10) 式の直線、赤線は最小二乗法で求めた回帰直線 (傾きはそれぞれ 1.25, 2.17)、緑破線は (5) 式において K_W が負とならないための R_i の臨界値を表す。

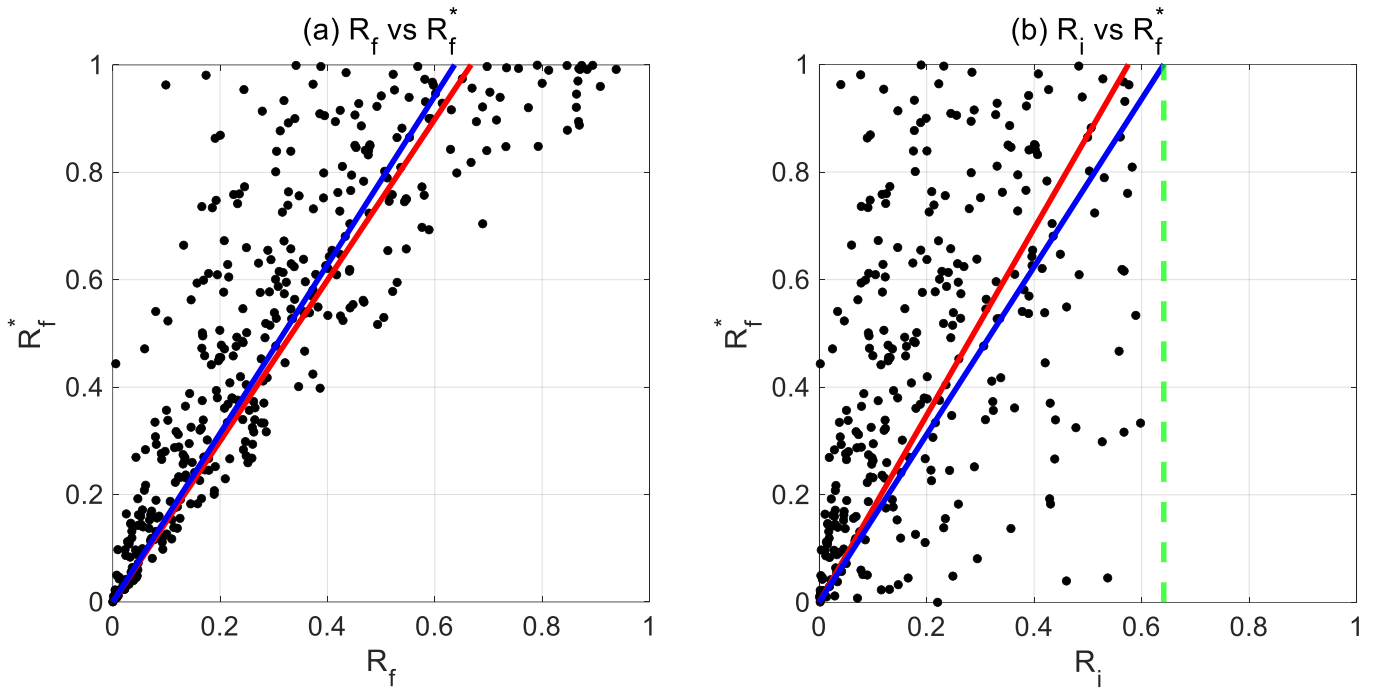


図 8. R_f と R_f^* 、 R_i と R_f 、 R_i と R_f^* の三者について、回帰直線の傾きとの差が最小となる無次元定数 ($\alpha=1.57$, $\beta=1.56$) を仮定して見積もった (a) R_f と R_f^* 、(b) R_i と R_f^* の散布図 (相関係数はそれぞれ 0.85, 0.54)。青線はそれぞれ (9), (10) 式の直線、赤線は最小二乗法で求めた回帰直線 (傾きはそれぞれ 1.50, 1.74)、緑破線は (5) 式において K_W が負とならないための R_i の臨界値を表す。

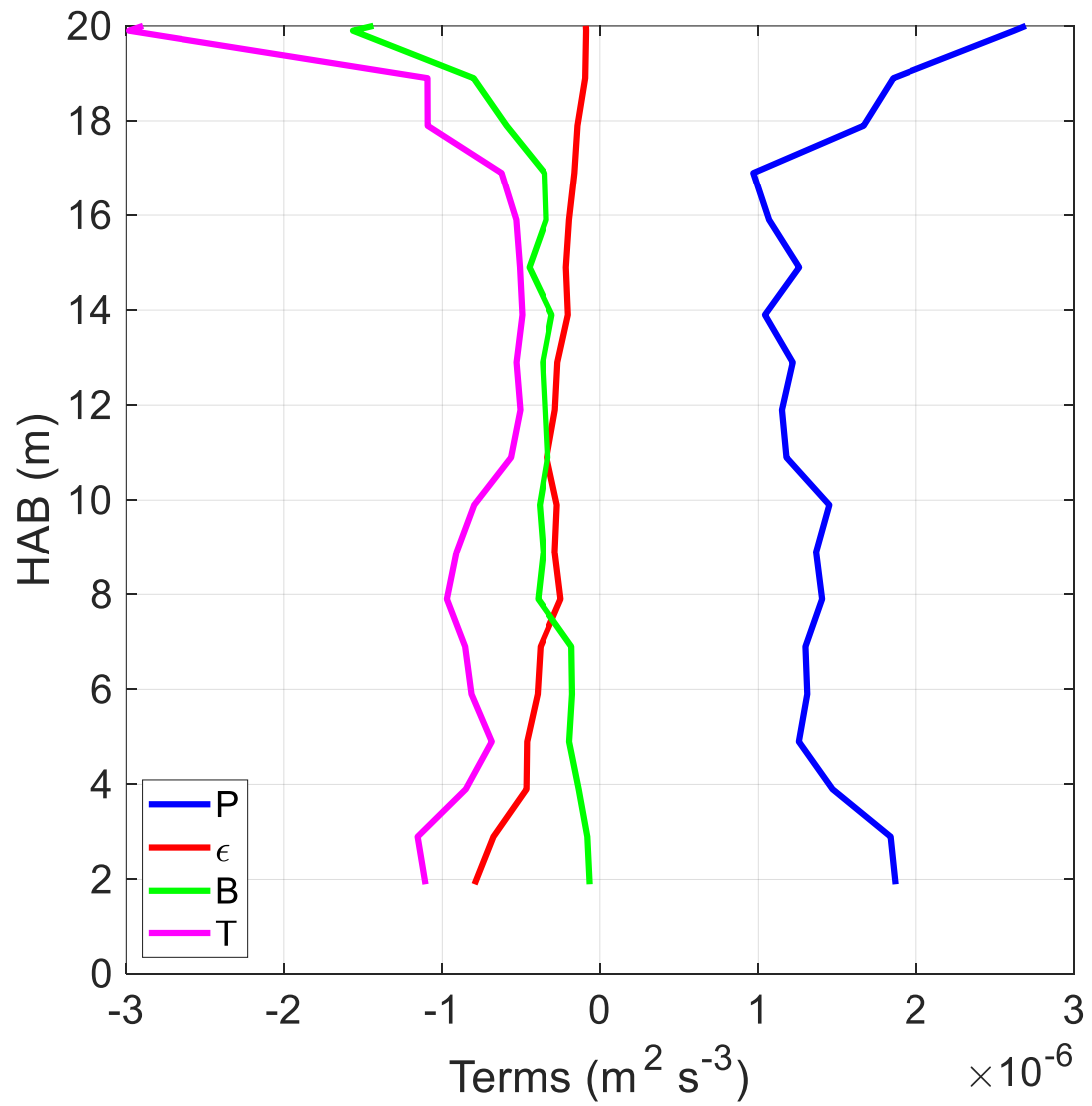


図 9. TKE 方程式 ((11) 式) における各項の時間平均値。図中の P , ϵ , B , T はそれぞれ、シアー生成率 P 、乱流運動エネルギー散逸率 ϵ 、浮力フラックス B_W 、エネルギー輸送 T_W を表す。

3.2 鉛直渦粘性係数の検証

Wakata's method で推定される鉛直渦拡散係数 K_W ((5) 式) の妥当性を検証するには、実際の鉛直渦拡散係数 K_V との比較が必要である。しかし、3.1 節で述べたように B_W が直接観測されておらず ((13) 式)、推定値を含んだ比較となることが避けられない。そこで、本節では ADCP の観測データのみから推定値を含まずに算出可能な、鉛直渦粘性係数 $A_V (=P/S^2)$ との比較を試みる。

Wakata's method と Osborn's method で見積もられる鉛直渦粘性係数は、フラックスリチャードソン数の定義

$$R_f = \frac{-B}{P} = \frac{K_V N^2}{A_V S^2}, \quad (14)$$

を利用することにより、それぞれ鉛直渦拡散係数 K_W と K_O を用いて

$$A_W = \frac{\alpha}{\beta} K_W = \frac{\alpha}{1 - \beta R_i} \frac{\varepsilon}{S^2} = \frac{\alpha}{S^2 - \beta N^2} \varepsilon, \quad (15)$$

$$A_O = \frac{R_i}{R_f} K_O = \frac{1}{1 - R_f} \frac{\varepsilon}{S^2}, \quad (16)$$

と関係づけられる。この (15), (16) 式から算出される鉛直渦粘性係数 A_W, A_O を、本来の定義に基づく A_V と比較することで、Wakata's method の妥当性を検証した。なお、 A_O の算出には TurboMAP-L のデータのみを使用し、一般的に用いられるフラックスリチャードソン数 $R_f = 0.18$ を仮定した。

A_V, A_W, A_O の時間変動を図 10a-c に示す。いずれも HAB 7 m 付近に極大値をもつ 1/4 日周期の時間変動をしているが、同深度、同時刻において負値（白抜き）の部分を除き、 A_W の値が A_V の値と近いのに対して、 A_O の値は小さい様子がみてとれる。実際、散布図（図 11）を比較すると、 A_W は A_V とほぼ一致し、 A_O は明らかに過小評価であることがわかる。

この大小関係は (15), (16) 式から説明可能である。ともに ε/S^2 を共通に含んでいるため、 $0 < A_W < A_O$ となるには、

$$0 < R_i < \frac{1 - \alpha(1 - R_f)}{\beta} \cong 0.0135, \quad (17)$$

を満たす必要がある。図 8 で示したように、 R_i がこの範囲に入るデータはあまり存在しないため、全般的には A_W の方が A_O よりも大きい値をとることとなる。

これらの結果は、 A_V, A_W, A_O の時間平均値の鉛直プロファイル（図 10d）により顕著に現れ、 A_W の値が A_V と非常によく一致しているのに対して、 A_O の値はほぼ 1 オーダー小さくなっている。このように、海底近傍の鉛直渦粘性係数については、Wakata's method が妥当であることが示された。

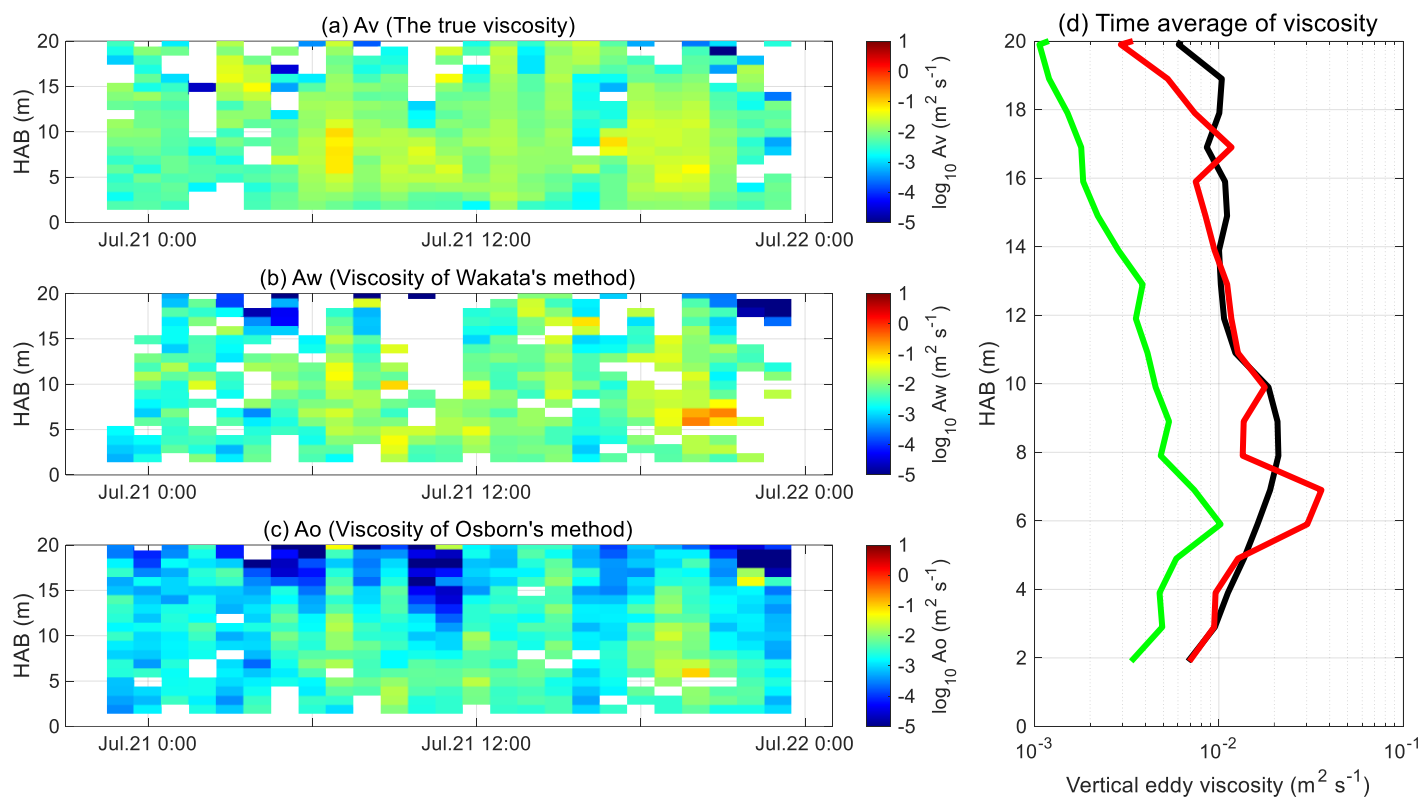


図 10. 鉛直渦粘性係数 (a) $\log_{10}(A_v)$ 、(b) $\log_{10}(A_w)$ 、(c) $\log_{10}(A_o)$ の時間変動、および、(d) A_v (黒線)、 A_w (赤線)、 A_o (緑線) の時間平均値の鉛直プロファイル。(a-c) の HAB 2 m 以上の白抜きは負値を表す。

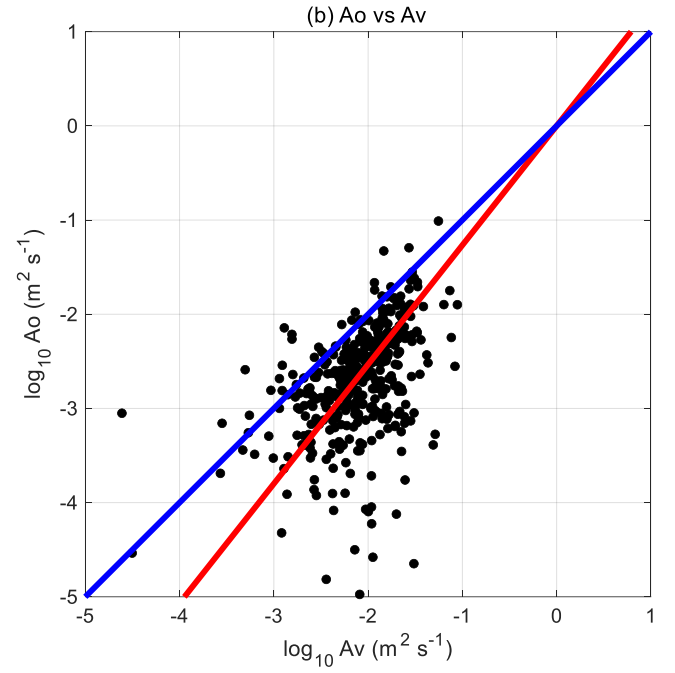
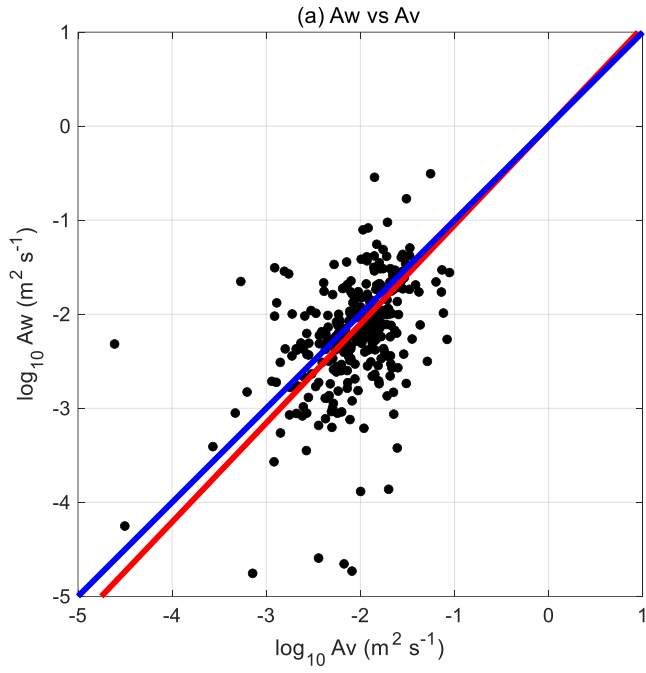


図 11. 鉛直渦粘性係数 (a) $\log_{10}(A_V)$ と $\log_{10}(A_W)$ 、(b) $\log_{10}(A_V)$ と $\log_{10}(A_O)$ の散布図（相関係数はそれぞれ 0.481, 0.483）。赤線は最小二乗法で求めた回帰直線（傾きは (a) 1.05, (b) 1.12）、青線は $A_V = A_W$ ($A_V = A_O$) の直線である。

3.3 鉛直渦拡散係数の検証

3.2 節では推定値を含まずに算出可能な、鉛直渦粘性係数 A_V との比較から Wakata's method の妥当性を明らかにした。本節では、3.1 節の (13) 式で見積もられた B_W を、(3) 式における真の浮力フラックスと仮定し、(1) 式に代入することにより求められる

$$K_{VW} = -\frac{B_W}{N^2}, \quad (18)$$

を真値と見做して、(4), (5) 式から算出される K_W, K_O と比較することで、Wakata's method の妥当性を検証する。

K_{VW}, K_W, K_O の時間変動を図 12 a-c に示す。 K_{VW} と K_W は HAB 7 m 付近に極大値をもち、1/4 日周期で時間変動をしている様子が見てとれる。 K_O は 1/4 日周期の時間変動がより明瞭であるものの、HAB 7 m 付近の極大が見られない。実際、時間平均値の鉛直プロファイル (図 12d) を比較すると、 K_W は K_{VW} に類似した形状であるのに対して、 K_O は海底に向かって増加し、海底のごく近傍では K_{VW} よりも約 1 オーダーの過大評価となっている。これらの傾向は、Wakata (2018) の LES の結果 (図 6) と定性的には一致する。

しかし、 K_W の値は常に K_{VW} の数分の 1 であるのに加え、散布図 (図 13) を比較すると、 A_W ほど真値との相関が見られない。この原因の一つとして、真値と見做した K_{VW} に含まれる推定値 B_W の影響が考えられる。2 節 (図 3)、3.1 節 (図 9) で示したように、今回の観測データでは P が ε の数倍大きいため、(13) 式で見積もられる B_W が過大評価となっている可能性がある。このように、海底近傍の鉛直渦拡散係数について、定性的には Wakata's method の妥当性が示唆されたものの、定量的な検証には、より精度の高い P の計測が必要不可欠であると思われる。

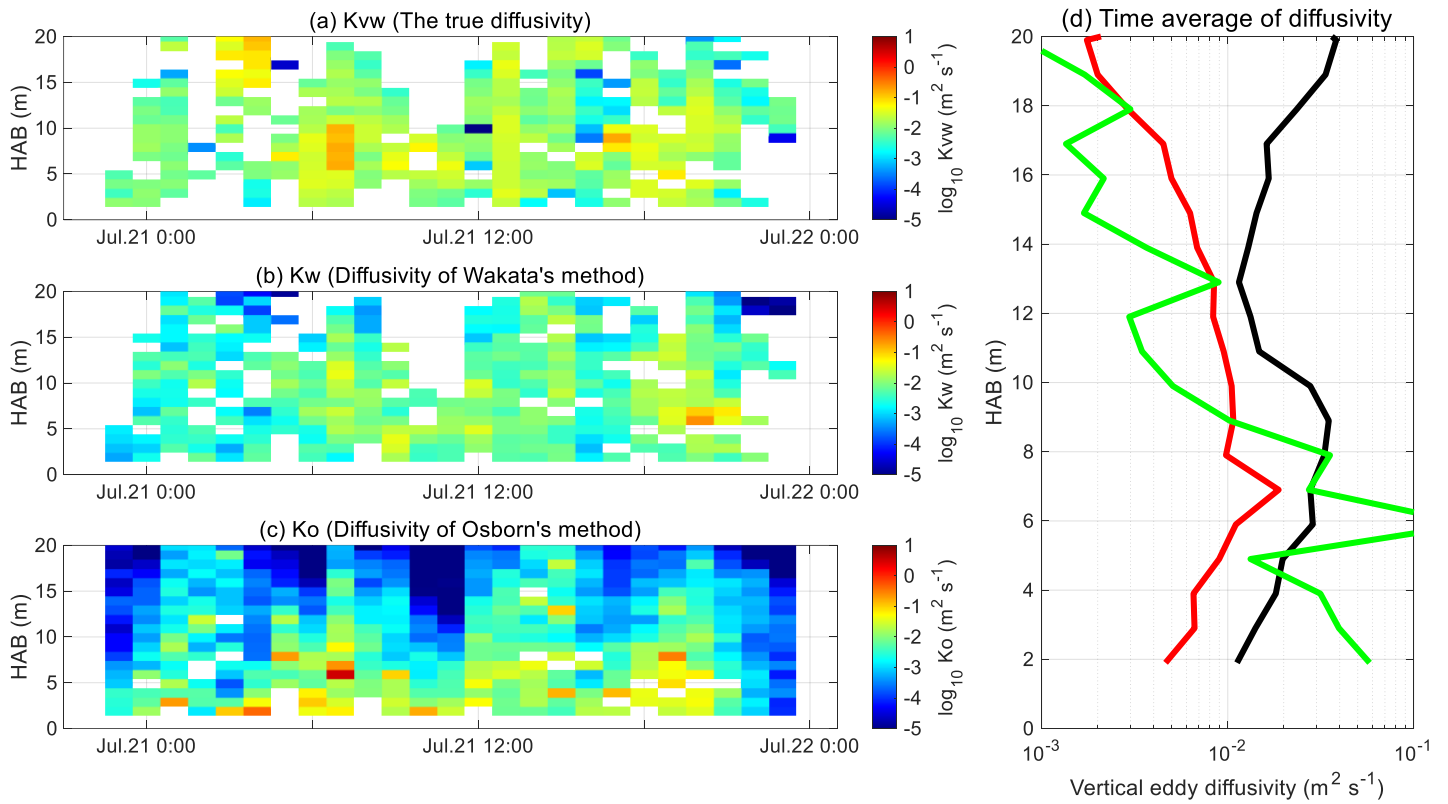


図 12. 鉛直渦拡散係数 (a) $\log_{10}(K_{vw})$ 、(b) $\log_{10}(K_w)$ 、(c) $\log_{10}(K_o)$ の時間変動、および、(d) K_{vw} (黒線)、 K_w (赤線)、 K_o (緑線) の時間平均値の鉛直プロファイル。(a-c) の HAB 2 m 以上での白抜きは負値を表す。

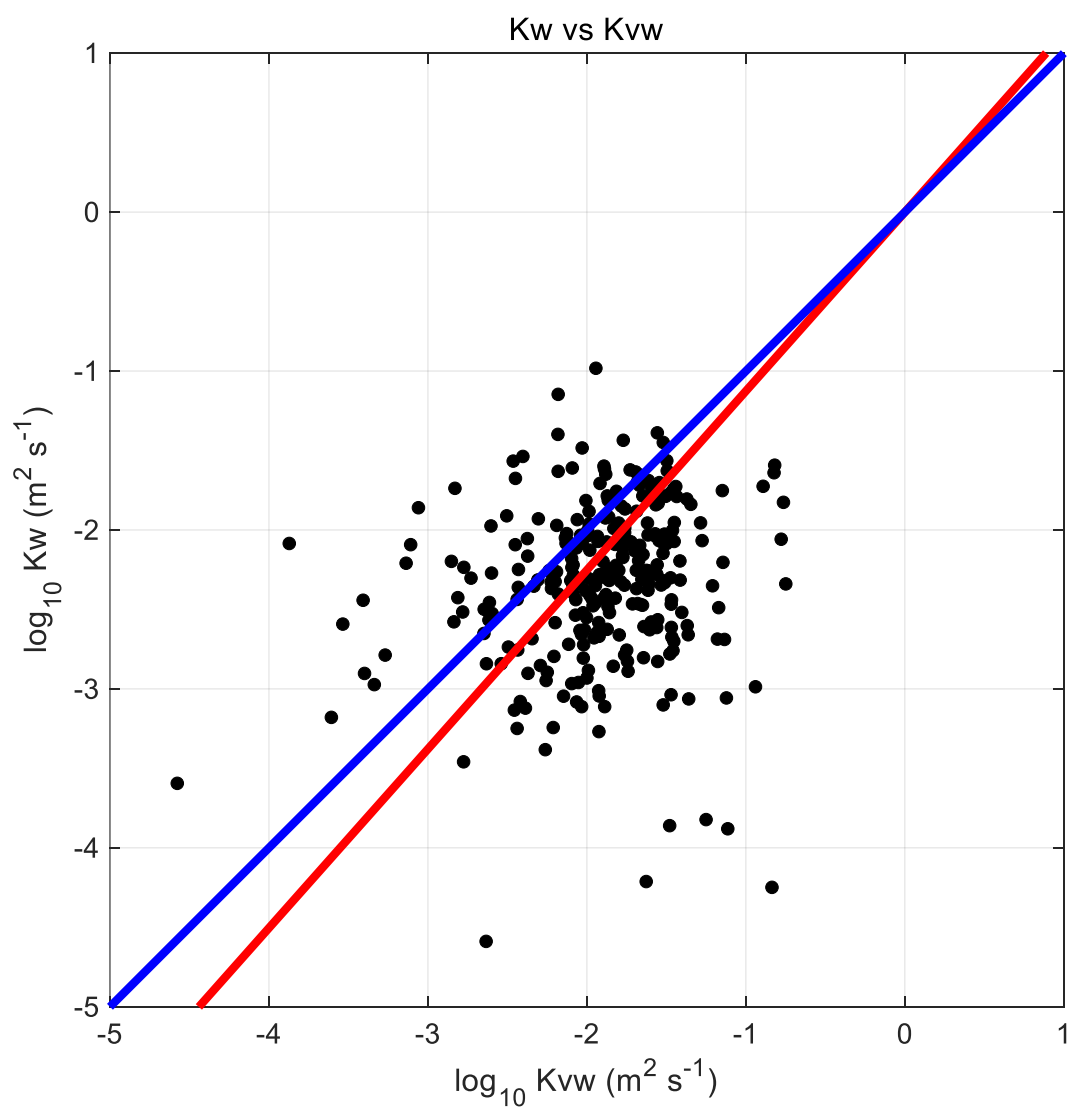


図 13. 鉛直渦拡散係数 $\log_{10}(K_{vw})$ と $\log_{10}(K_w)$ の散布図（相関係数は 0.123）。赤線は最小二乗法で求めた回帰直線（傾きは 1.13）、青線は $K_{vw} = K_w$ の直線である。

4. まとめと今後の課題

2020 年 7 月に東シナ海陸棚上にて実施した乱流微細構造観測時に得られたデータを用いて、LES の結果に基づいて提案された鉛直渦粘性・拡散係数の推定式である Wakata's method の妥当性について検討した。その結果、TKE 方程式の収支の詳細には課題が残るものの、Wakata's method の骨子である、フラックスリチャードソン数 R_f と一般フラックスリチャードソン数 R_f^* 、ならびに、勾配リチャードソン数 R_i と一般フラックスリチャードソン数 R_f^* の比例関係が、いずれも海底近傍で成立していることが明らかとなった。さらに、Wakata's method で推定される鉛直渦粘性係数が、ADCP の観測データに分散法を適用して算出した鉛直渦粘性係数と非常によく一致することが示された。また、鉛直渦拡散係数については、今回真値とした鉛直渦拡散係数 K_{TW} よりも過小評価とはなるが、鉛直プロファイルの形状はほぼ同様であることが示された。以上の結果より、海底近傍において、少なくとも定性的には Wakata's method が妥当であると結論できる。

今後の課題として、第一に、より精度の高いシアー生成率 P の計測が挙げられる。今回の観測データでは、 P が乱流運動エネルギー散逸率 ε よりも数倍大きくなっており、TKE 方程式中の浮力フラックスの過大評価に繋がっている可能性がある。仮に精度の高い計測による P の値が ε の値と同程度であれば、Wakata's method で推定した鉛直渦拡散係数の過小評価も大幅に改善されることが期待される。第二に、Wakata's method に含まれる無次元定数の普遍性が挙げられる。実際、LES の結果に基づく無次元定数の値と、今回の観測データから示唆される値には少し開きがあり、今後、精度の高い計測手法を用いた観測データを蓄積していくことによって、普遍的な値が定まっていくものと期待される。

5. 補遺

ADCP のビーム i ($=1\sim4$) 方向の流速を b_i 、ビーム方向と鉛直面とのなす角を $\theta(=20^\circ)$ 、ビーム 1 と 2 (3 と 4) がつくる平面上の水平流速を $u(v)$ 、鉛直流速を w とする (図 A1) と、ビーム方向流速と水平流速および鉛直流速は次の関係を持つ。

$$\begin{aligned} b_1 &= -u_1 \sin \theta - w_1 \cos \theta, \\ b_2 &= u_2 \sin \theta - w_2 \cos \theta, \\ b_3 &= -v_3 \sin \theta - w_3 \cos \theta, \\ b_4 &= v_4 \sin \theta - w_4 \cos \theta. \end{aligned} \quad (a1)$$

これらの時間平均値からの偏差 (b'_i) を二乗して平均する、すなわち、ビーム方向流速の分散を計算すると、水平流速および鉛直流速の分散との関係は

$$\overline{b_1'^2} = \overline{u_1'^2} \sin^2 \theta + 2\overline{u_1'w_1'} \sin \theta \cos \theta + \overline{w_1'^2} \cos^2 \theta, \quad (a2)$$

$$\overline{b_2'^2} = \overline{u_2'^2} \sin^2 \theta - 2\overline{u_2'w_2'} \sin \theta \cos \theta + \overline{w_2'^2} \cos^2 \theta, \quad (a3)$$

$$\overline{b_3'^2} = \overline{v_3'^2} \sin^2 \theta + 2\overline{v_3'w_3'} \sin \theta \cos \theta + \overline{w_3'^2} \cos^2 \theta, \quad (a4)$$

$$\overline{b_4'^2} = \overline{v_4'^2} \sin^2 \theta - 2\overline{v_4'w_4'} \sin \theta \cos \theta + \overline{w_4'^2} \cos^2 \theta, \quad (a5)$$

となる。したがって、2 次の統計量の一様性を仮定すると、レイノルズ応力は (a2) 式と (a3) 式、(a4) 式と (a5) 式の差を取って、

$$\begin{aligned} \overline{u'w'} &= \frac{\overline{b_1'^2} - \overline{b_2'^2}}{2 \sin 2\theta}, \\ \overline{v'w'} &= \frac{\overline{b_3'^2} - \overline{b_4'^2}}{2 \sin 2\theta}, \end{aligned} \quad (a6)$$

のように算出することができる (Stacey et al. 1999; Lu and Lueck 1999b)。本論文では、時間平均操作を 30 分 (約 5400 ping) ごとに行ったが、1 時間や 15 分間で平均しても結果はそれほど変わらない。

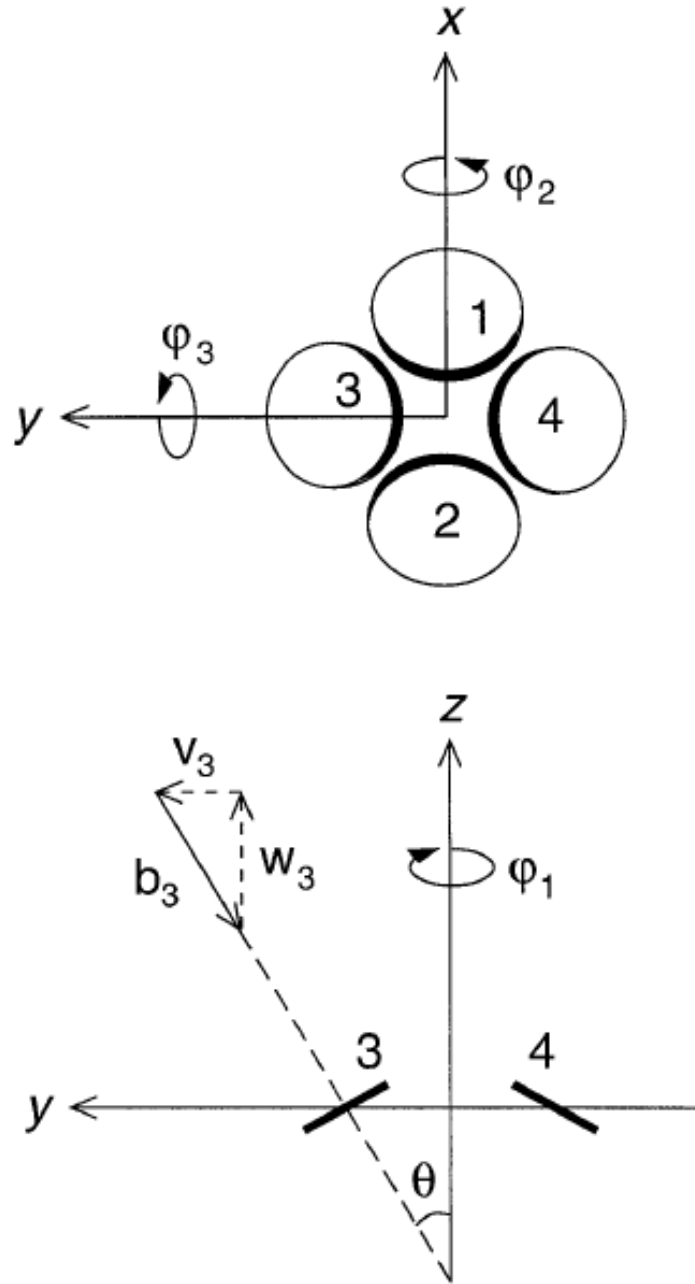


図 A1. ADCP のトランスデューサー配置とビーム方向 (Lu and Lueck 1999a)。各ビームは測器の z 軸（ほぼ鉛直方向）に対して θ 傾いている。

6. 参考文献

- Endoh, T., Matsuno, T., Yoshikawa, Y., Tatusyama, Y., Ishizaka, J., 2009: Observations of wind-driven deepening of the surface mixing layer in the Tsushima Strait. *Journal of Oceanography*, 65, 273-279.
- Endoh, T., Matsuno, T., Yoshikawa, Y., Tsutsumi, E., 2014: Estimates of the turbulent kinetic energy budget in the oceanic convective boundary layer. *Journal of Oceanography*, 70, 81-90.
- Endoh, T., Y. Yoshikawa, T. Matsuno, Y. Wakata, K.-J. Lee, and L. Umlauf, 2016: Observational evidence for tidal staining over a sloping continental shelf. *Continental Shelf Research*, 117, 12-19.
- Hinze, J., 1987: *Turbulence, 2nd edition*, McGraw-Hill, New York, USA, 586.pp.
- Ivey, G. N., and J. Imberger, 1991: On the nature turbulence in a stratified fluid. Part I: The energetics of mixing. *Journal of Physics Oceanography*, 21, 650-658.
- Kitamura, Y., A. Hori, and T., Yagi, 2013: Flux Richardson number and turbulent Prandtl number in a developing stable boundary layer. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 91, 655-666.
- Lewis, M. R., W. G. Harrison, N. S. Oakey, D. Hebert, and T. Platt, 1986: Vertical nitrate fluxes in the oligotrophic ocean. *Science*, 234, 870-873.
- Lozovatsky, I. D., and H. J. S. Fernando, 2013: Mixing efficiency in natural flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 371A, 1982.
- Lu, Y., and R. G. Lueck, 1999a: Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part I : Mean flow and shear. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16, 1556-1567.
- Lu, Y., and R. G. Lueck, 1999b: Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part II : Turbulence. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16, 1568-1579.

- Munk, W., 1966; Abyssal recipes. *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 13, 707-730.
- Munk, W., and C. Wunsch, 1998: Abyssal recipes II. Energetics of tidal wind mixing. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 45, 1977-2010.
- Nasmyth, P., 1970: Oceanic turbulence. Ph. D. thesis, Institute of Oceanography, University of British Columbia, Vancouver, Canada, p 69.
- Osborn, T., 1980: Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 10, 83-89.
- Stacey, M. T., S. G. Monismith, and J. R. Burau., 1999: Observations of turbulence in a partially stratified estuary. *Journal of Physical Oceanography*, 29, 1950-1970.
- Tsutsumi, E., and Matsuno, T., 2012: Observations of turbulence under weakly and highly stratified conditions in the Ariake Sea. *Journal of Oceanography*, 68, 369-386.
- Wakata, Y., 2018: LES study of vertical eddy diffusivity estimation in bottom boundary layers. *Journal of Physical Oceanography*, 48 1903-1920.

謝辞

本研究を進めるにあたって、九州大学応用力学研究所の遠藤貴洋准教授にはご多忙にも関わらず終始丁寧にご指導していただいたことを心よりお礼申し上げます。また、適切なご助言・ご指導を賜った松野健名誉教授、研究室内や観測航海でご厚意を賜りました千手智晴准教授に深く感謝の意を表します。本微細構造観測を行うにあたって、多大なる協力をしていただいた長崎大学水産学部練習船「長崎丸」の乗組員の皆様に心より感謝いたします。