

— 論 文 —

有明海諫早湾湾口付近における外部，内部潮汐流およびそれに伴う乱流混合の観測*

堤 英輔^{1**}・松野 健²

要 旨

本稿では，2009年と2010年の成層期に有明海の諫早湾湾口周辺において行った係留系による流速場観測と乱流微細構造プロファイラを用いた乱流観測結果から，潮流の鉛直構造（鉛直シア）の特性とその形成要因を明らかにし，その鉛直混合との関係を調べた。有明海は外力として潮汐が卓越するため海底摩擦に起因する鉛直シアが卓越するが，成層時には海底境界層から離れた海洋内部においても鉛直シアが発達していた。この中層における鉛直シアは，大潮期に発達する半日周期の外部潮汐流と小潮期に発達する日周期の内部潮汐流に伴うものであった。乱流観測結果には，中層において大潮期よりも小潮期に鉛直混合が発達する様子が捉えられており，日周期の内部潮汐が特に海底境界層より上部の鉛直混合過程として重要であることが示された。

キーワード：内部潮汐，外部潮汐，鉛直混合，乱流運動エネルギー散逸率，諫早湾

1. はじめに

2000年の大規模な養殖ノリの色落ち問題を契機に，2000年代に有明海の問題は社会的な注目を集めた。環境問題が生じて以降，原因究明のために多くの機関や研究者によって様々な調査が行われてきた。近年の有明

海における海洋環境の経年変化について，清本ら（2008）は過去30年間の浅海定線調査データを解析し，湾奥西部や湾央東部海域において透明度の有意な上昇トレンドを報告している。また2000年代に湾奥部で赤潮が多発していることを報告し，冬季の赤潮多発の一つの要因として透明度上昇に起因する植物プランクトンの光制限の緩和を挙げ，透明度上昇の原因に潮流の弱体化に伴う再懸濁の低下が推察されている。貧酸素水塊について，堤ら（2007）や濱田ら（2008）が2000年代夏季の湾奥における大規模な発生を報告し，その原因として潮流の弱体化に起因して夏季の塩分成層が長期間維持されやすくなった可能性や赤潮発生に伴う海底の有機物負荷の増大を推測している。このように複数の研究で環境変化の原因の内，物理場に関連したものとして潮流の弱体化とそれに伴う鉛直混合の弱まりが想定されている。

* 2013年2月28日受理；2013年9月13日受理
著作権：日本海洋学会，2014

1 愛媛大学沿岸環境科学研究センター
〒790-8577 松山市文京町2-5

2 九州大学応用力学研究所
〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1

** 連絡著者：堤 英輔
TEL：089-027-8179 FAX：089-027-9846
e-mail: tsutsumi.eisuke.my@chime-u.ac.jp

これらをはじめとした有明海の海洋環境に関する複数の研究が示すように、鉛直混合の経年変化が環境悪化の原因に関連していると考えられている。そのため多くの研究で鉛直混合強度を代表するものとして潮位や潮流の経年変化が取り上げられてきた。

有明海における潮汐の経年変化について、武岡(2002)や松野・中田(2004)を参照すると、近年環境が悪化したとされる1990年代後半から2000年代にかけて、正味の潮位差は月軌道の昇降点変化に伴う18.6年周期変動と長期的な減少トレンドによっておよそ5~6%減少している。ただし鉛直混合にとって潮位差は第一義的なものではなく、潮流の方がより関連性が高い。そこで有明海の潮流であるが、観測を基にしたものに限れば、経年的な潮流振幅の変化について海洋学的知見はほとんど得られていない。

多数の潮流観測が行われている一方でこのような状況にある理由は、異なる期間における潮流振幅の比較がされていても、その統計的な取扱いや、比較を行う二つの期間で成層構造をはじめとした潮汐以外の条件の違いが潮流に与える影響の議論がほとんどなされていないためである。成層によって潮流振幅や鉛直構造が変化しうるとは小田巻(2007)で議論されているが、その物理的機構については明らかではなく、成層の影響を取り除いた潮流の経年変化の評価は現状では困難である。

また潮流振幅で鉛直混合強度を評価できるかという点も検討すべきである。後述するTsutsumi and Matsuno(2012)では鉛直混合を担う乱流と潮流を初めとする一般流の鉛直シアとの正の相関や、鉛直シアが成層時に強化されることが示されており、鉛直混合強度が潮流流速だけでは決まらないことが示唆される。鉛直混合の評価においては、潮流振幅よりも鉛直シアとの関連を議論することがより本質的であると考えられるが、有明海においてそのような研究例は非常に少ない。

以上より有明海環境異変問題の議論において鉛直混合や潮流構造(鉛直シア)が重要であるが、それに関する知見や物理過程は未だ整理されていないと言える。そこで本稿の目的は、有明海の問題に関わる潮汐・潮流や水環境の経年変化の適切な評価や議論の基礎となり得る、成層下の潮流構造および鉛直混合に関する物理過程を明らかにすることにある。以下ではこの目的に関連し

た既存の知見を挙げる。

潮流の鉛直構造と成層の関係について、小田巻(2007)は、東京湾や有明海で成層期に底層ほど半日周期の潮流が強くなるような、成層の強化に伴った潮流の鉛直構造の有意な変化を見出している。彼はこのような潮流構造の変化を潮時によって変動する重力循環を仮定して説明している。一方で最近Tsutsumi and Matsuno(2012)は、成層期に半日周期潮流楕円の楕円率(補遺A)が水柱全体で大きくなることや、その時の流向の回転方向が水柱上層(下層)で時計回り(反時計回り)であることを見出し、小田巻(2007)の報告と符合する潮流の特徴を報告している。彼らはこの変化を成層化に伴う鉛直渦粘性の減少によって変形された外部潮汐流、または内部潮汐流の寄与と推測している。このように順圧または傾圧の潮流に対する成層の寄与や、水平的な密度構造と潮汐との相互作用によって潮流構造が変化する可能性が指摘されているが、その詳細な物理的機構は明らかではない。なお本稿で順圧(傾圧)と言う場合、厳密ではないが、現象が海面の変位(海洋内部の等密度面の変位)による圧力傾度力に起因することを想定し、潮汐については外部潮汐(内部潮汐)に対応する。

上記と類似した成層による潮流構造の変化は世界中の沿岸域で観測されている(例えばMaas and van Haren(1987), Visser *et al.*(1994), Souza and Simpson(1996))。その中でSouza and Simpson(1996)は、半日周期潮流の形成する海底境界層について、時計回り成分は反時計回り成分のものに比べて厚く(補遺A)、それらの差が成層強化による鉛直渦粘性の減少に伴って顕著になり、結果として表層(底層)において潮流の時計回り成分の振幅が反時計回りのものを上回る(下回る)ため上下層における楕円率の差が顕著になると説明した。正味の潮流の回転方向が上下層で逆になるため、満潮・干潮時において、潮流は流軸に直交する方向に上下層で逆向きの分布を持つことになる。

有明海における鉛直混合強度について、松野・中田(2004)は自由落下式の乱流微細構造プロファイラを用いて直接的な評価を初めて試みた。その結果、流速の鉛直シア(成層強度)と鉛直混合強度との間に正(負)の相関があることを示したが、データのばらつきが大きいためその議論は定性的なものに留まっていた。この一つ

の原因として、海底境界層と中・表層において鉛直混合過程が異なる可能性が示唆されている。その後 Tsutsumi and Matsuno (2012) は、諫早湾湾口付近において成層期に行った乱流微細構造の観測結果より、海底境界層の強い乱流混合は潮流に伴う海底摩擦によって定量的に説明できることと、そのような混合が成層によって海底付近に制限されることを示している。一方で海底境界層から離れた海洋内部において、強い鉛直シアに対応して顕著な乱流混合が生じていたことを見出し、そこでの鉛直混合に内部（潮汐）波が寄与している可能性を示唆している。しかし内部波の特性や海洋内部における鉛直混合についての詳細については明らかにされておらず、有明海において他の研究例も見られない。

本研究は上述の目的のために、有明海の諫早湾湾口付近において流れ場と乱流微細構造の観測を行い、特に海洋中層における潮流の鉛直構造と鉛直混合に注目した解析を行った。以下の第2節で観測の概要や用いたデータについて述べる。その後第3節で観測時の流れ場や成層場の概要を述べその特徴を整理する。第4節と第5節では流れ場の内、それぞれ外部潮汐流と内部潮汐流に注目した解析と議論を行う。第6節では乱流微細構造の観測結果を示し、鉛直混合と流れ場との関係を議論する。第7節に本研究のまとめを記す。

2. 観測と解析資料

本研究では流速場の解析のために流速データと海水の密度データを用いた。流速データは、諫早湾湾口付近において、2009年と2010年の成層期に係留系を用いた観測を実施することによって得た。密度データについては、九州農政局が諫早湾において実施している、自動昇降装置による水質観測資料を用いた。また、鉛直混合過程を調べるために自由落下式の乱流計を用いた乱流観測を2009年の係留観測期間の初めと終わりのそれぞれ約半日の間に行った。以下にそれぞれの観測とデータの一次処理についての概要を示す。

2.1 流速場

2009年7月28日18時から8月6日18時までの9日

間に、Fig. 1中に示す諫早湾湾口付近のStn. X1 (32° 55.00' N, 130° 18.00' E, 平均水深21 m) およびStn. X2 (32° 54.60' N, 130° 17.20' E, 平均水深17 m) に海底設置した音響ドップラー流速プロファイラ (ADCP) により流速場の観測を行った。ADCPはTeledyne RD Instruments社製のWorkhorse 300 kHz (Stn. X1) と600 kHz (Stn. X2) を用いた。いずれの流速データも鉛直分解能は1 mで海底上3 mから海面直下までのデータが得られた。また2010年は8月16日から9月30日までの約45日間に、Stn. Y1 (32° 55' 57" N, 130° 17' 30" E, 平均水深25 m), Stn. Y2 (32° 56' 59" N, 130° 15' 59" E, 平均水深23 m), Stn. Y3 (32° 55' 17" N, 130° 15' 26" E, 平均水深16 m) の3点において流速場の観測を行った。Stn. Y1, Stn. Y2では600 kHz ADCP (Teledyne RD社) を、またStn. Y3では1 MHz Aquadopp Profiler (Nortek社) を測器に使い、いずれも海底上に設置して使用した。鉛直ビンの幅はすべて0.5 mで、海底上1.3 mまたは0.8 mから海面直下までのデータが得られた。

流速データはすべて30分間で平均したものを解析に使用した。また水深全体にわたる流速の鉛直分布を得るために、海底上0.8~3 mと海面下1~2 m程度の測定が不可能かまたは信頼できるデータが得られていない層についてはそれぞれ、海底上 ($z=0$) での流速がゼロと海面 ($z=H$) において鉛直シアがゼロの境界条件を満たすようにスプライン法により外挿した。

2.2 成層場

諫早湾における自動昇降装置は、毎正時に昇降し、取り付けられた多項目水質系AAQプロファイラにより水温、塩分、濁度、クロロフィル、溶存酸素を海面と海底上0.1 mの間を鉛直幅0.5 m毎に計測する。この観測の詳細については有明海貧酸素水塊広域連続観測のwebページ (<http://www.ariake-do.jp>) に記載されている。観測点は諫早湾内に6点 (S1, S6, B3, B4, B5, B6; Fig. 1) あり、本研究では水温および塩分のデータから海水の密度を求め、解析に使用した。

九州農政局より提供された水質データには、各値が海面下0 mから0.5 m毎に記載されているが、各測点の各時刻における正確な水深は不明である。そのためここで

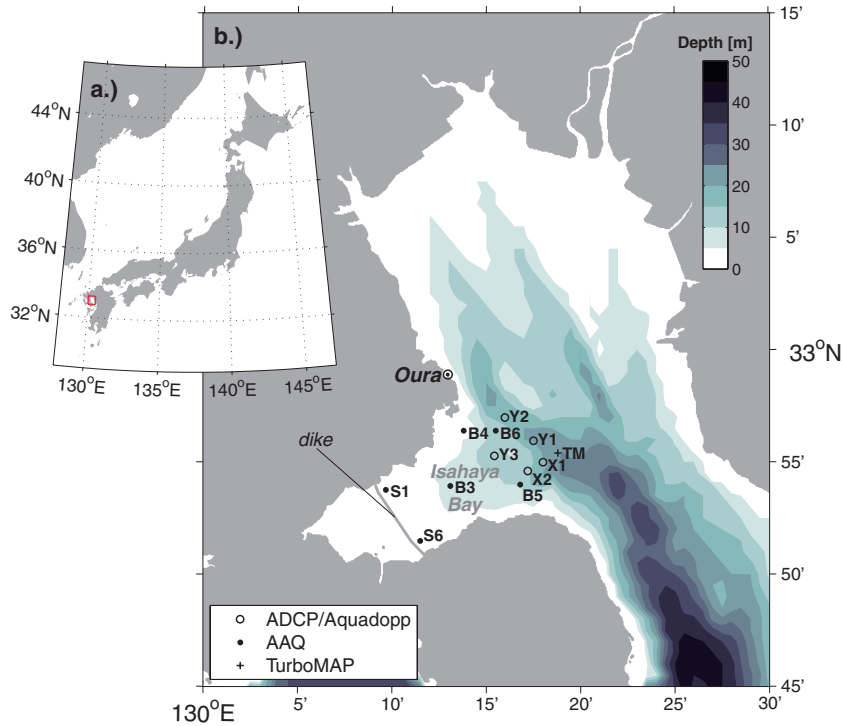


Fig. 1. (a) Location of the Ariake Sea (surrounded by a red box) and (b) topographic feature and observation sites around the Isahaya Bay, part of whose area is reclaimed by dikes, in the Ariake Sea. In 2009, current field observation was made with moored ADCPs at Stn. X1 and X2, and turbulence measurements using a microstructure profiler, TurboMAP were performed at Stn. TM. In 2010, current field observation was made with moored ADCPs and Aquadopp Profiler at Stn. Y1, Y2 and Y3. Stratification data collected using AAQ profilers by the Kyushu Regional Agriculture Administration Office at Stn. S1, S6, B3, B4, B5 and B6, and sea level data measured by the Japan Metrological Agency at the Oura tidal observatory were used in this study.

は単純に、測定された最深層のデータが記載されている位置を海底の位置とした。またデータには比較的多くの欠測が存在するが、その欠測期間が1～3時間のものについては時間方向に線形補間を行い内挿した。3時間を超える欠測については欠測として扱った。ただし、海面下0mにおける欠測値のみ海表面における鉛直勾配がゼロになるようにスプライン法により外挿し補間した。

また、Stn. Y1において8月16, 22日, 9月2, 3, 14, 26, 29日に、Stn. Y2において8月17, 23日, 9月3, 15, 26, 30日に、Stn. Y3において8月16, 22日, 9月3, 14, 26, 29日にそれぞれ1または2回のAAQプロファイラによる水質計測を行った。このデータの密度 ρ より、浮力振動数 $N^2(=-(g/\rho_0)\partial\rho/\partial z)$ を計算し解析に用いた。ただしこの N^2 の値に関しては、計測記録の精度のため

に $10^{-3}[s^{-2}]$ を下回るものは有意ではない。

2.3 乱流微細構造

2009年の流速計係留期間の初め(7月28日18時～29日8時)と終わり(8月6日7時～同日18時)の約半日間に、係留系設置点より沖側のTM点(32°55.40' N, 130°18.80' E)付近において乱流計測を行った。前者の観測は長崎大学水産学部練習船「鶴洋丸」第198次航海にて実施し、後者の観測は漁船を傭船して行った。ただし2回の乱流観測でわずかに観測点の位置が異なったために観測点の水深も異なっている。乱流微細構造プロファイラ TurboMAP5 (JFE Advantech 社) を用いて乱流運動エネルギー散逸率(ϵ)の計測を行った。Turbo-

MAPは自由落下式で用い、原則として4回のキャストを30分毎に繰り返した。4回のキャストは通常10分以内に終了し、ほとんどの測定で再現性の良い ε のプロファイルが得られた。解析には4キャストのデータを平均したものを用いた。またTurboMAP計測と同時に、鶴洋丸搭載のADCP(Workhorse 300 kHz)または船から吊下したADCP(Workhorse 600 kHz)によって流速を計測した。いずれも鉛直ビン幅は1 mである。解析には30分平均流速を用いた。

3. 流れ場および密度場の概要

3.1 2009年

Fig. 2 (a)～(d)にStn. B3～B6における2009年7月27日正午から8月11日までの大潮(8月6日)・小潮(7月29日)変動の約1周期にわたる密度の時間変化を、Fig. 2 (e)に同観測点における海底-海面間の密度差の時系列を示す。ただしStn. B6の初めの約1日間は欠測である。7月27日から29日にかけて湾口付近の表層に塩分が10を下回るような顕著な低塩分水塊が存在していた。これは7月24日から26日にかけて九州北部を襲った記録的な豪雨に伴う河川水の流入のためである。この低塩分水に起因する密度成層は小潮にあたる7月29日付近に最も強く、表層と底層の密度差は最大で 18 kgm^{-3} にも達していた(Fig. 2 (e))。その後密度成層は次第に解消されるものの、大潮にあたる8月7日においても、表層-底層間の密度差 $\Delta\rho$ は $4 \sim 8 \text{ kgm}^{-3}$ 程度と依然として高い水準にあり、流速計係留期間を通じて非常に強い密度成層が維持されていた。なお7月29日午前において、海底-海面間密度差に 10 kgm^{-3} 程度の大幅な減少が見られたが、これは28日夕方から連吹した南寄りの風による比較的鉛直混合された高密度水の移流のためだと推測される。各測点において密度躍層に顕著な半日周期の上下動が認められるが、それらは概して満潮(干潮)時に最も高い(低い)位置を取る傾向にあり、外部潮汐流による密度の水平移流の影響を強く受けていると考えられる。

Fig. 3にStn. X1およびX2における水平方向流速の測定結果を、流軸方向成分 v_{total} とそれに直交する方向

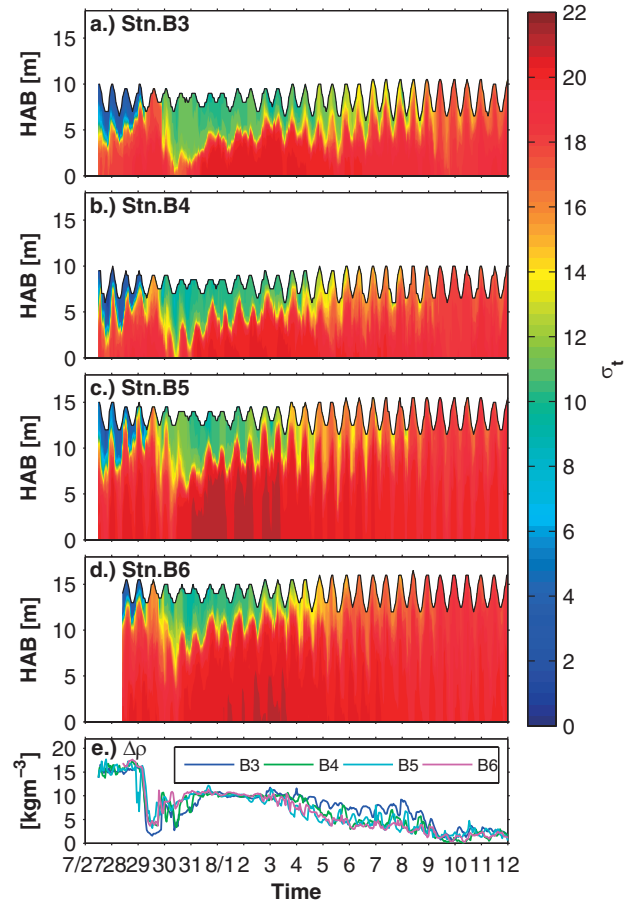


Fig. 2. Temporal variations of seawater density measured at (a) Stn. B3, (b) Stn. B4, (c) Stn. B5, and (d) Stn. B6 with (e) density difference between the sea surface and bottom from 27 July to 11 August 2009.

成分 u_{total} に分けて示す。ここで流軸方向とは、流速場観測の全期間から計算した半日周期(ここではM2周期:12.42 hを用いた)潮流楕円の長軸の方向であり、上げ潮の向きを正とする。また流軸に直交する成分については、流軸の正の向きに対して 90° 右向きを正とする。Fig. 3 (a), (c)に示されるように、Stn. X1, X2における流軸方向の流れについては、順圧的な半日周期の変動が支配的である。ただし小潮にあたる7月29日から30日にかけて、両測点において中層から表層で深度によって流れの向きが逆向きになる箇所が見られる。一方でFig. 3 (b), (d)に示される流軸に直交する方向の流れ

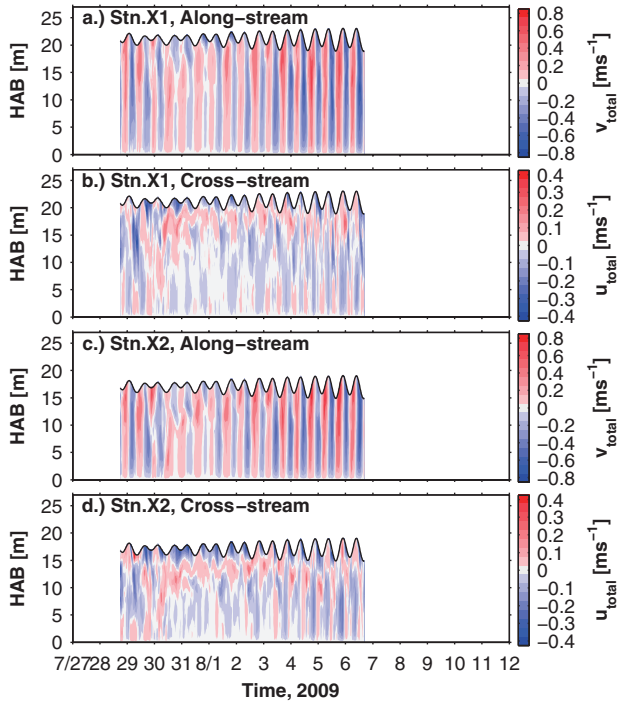


Fig. 3. Temporal variations of total horizontal velocities from 27 July to 11 August 2009; (a) along-stream and (b) cross-stream components at Stn. X1, and (c) along-stream and (d) cross-stream components at Stn. X2.

に関しては、深度によって流向が逆になる流速構造が期間を通じて見られ、鉛直距離5メートルで流速が約 $0.2 \sim 0.3 \text{ ms}^{-1}$ も変化するような強い鉛直シアがしばしば見られる。

3.2 2010年

Fig. 4 (a)～(e)にStn. B3～B6における2010年8月16日から9月29日までの大潮(8月25日, 9月8日, 9月23日)・小潮(8月17日, 9月1日, 9月15日)変動の約3周期にわたる密度プロファイルと海底-海面間密度差の時間変化をFig. 2と同様に示す。ただしStn. B6の9月21日午後以降は欠測である。河川流量の変化に伴って大きな違いはあるが、密度成層は観測期間を通じて小潮期に強まる傾向にあった。Fig. 4 (e)に示すように、海面-海底間の密度差は各測点で8月21日から22

日にかけて約 6 kgm^{-3} と最も大きく、9月5日頃に $2 \sim 3 \text{ kgm}^{-3}$ 程度、9月18日から19日に 2 kgm^{-3} 程度であった。一方、大潮以降に密度成層は弱まる傾向にあり、特に9月23日正午以降は海面-海底間の密度差が 0.1 kgm^{-3} のオーダーかそれ以下と非常に弱い成層状態であった。密度成層が顕著な期間においては、各測点で2009年と同様に等密度線の半日周期の上下動が見られ、その様態は各測点間で異なる傾向を示すが、これが内部波の影響によるものかどうかは、水平移流の影響が大きいためこの図からは定かでない。

Fig. 5 (a)～(f)にStn. Y1, Y2, およびY3における水平方向流速の観測結果を示す。各図上部に位置する黒い三角は、AAQプロファイラによる水質の計測が行われた日時を示す。2010年観測時の流速の鉛直構造および時間変化の特徴は、2009年のものといくつかの点で一致する。すなわち流軸方向成分については、順圧的な半日周期の変動が卓越するが、小潮期には一部に傾圧的な構造が見られる。また流軸に直交する方向成分については、深度によって逆向きとなる鉛直構造が支配的であり、小潮期に日周期の変動が顕著になる傾向(例えば、Stn. Y1の海底上15～20メートル付近において、8月17日から20日の期間: Fig. 5 (b))が認められる。さらにFig. 5 (b), (d)より、大潮期の干潮(満潮)時に表層で南西(北東)向き、底層でその逆向きになる傾圧第1モードのような半日周期の流速変動がStn. Y1, Stn. Y2において顕著に認められる。

以上のように、深度によって流向が変化する傾圧的な鉛直構造が成層期に見られ、水柱の中層から上層にかけても鉛直シアを持った潮流が生じていたことが明らかになった。特にこのような潮流の鉛直構造が、大潮・小潮の周期で再現性を持つことが注目されるが、外部潮流と内部潮流のどちらによるものであるかは自明ではない。以下ではこの点について明らかにする。

4. 外部潮流

前節で述べた潮流の鉛直構造を詳細に調べるために、流速の調和分解を行い潮流楕円の特徴に注目する。以下では潮汐周期の時間スケールの現象を議論の対象とするため、カットオフ周期50時間のハイパスフィルターを

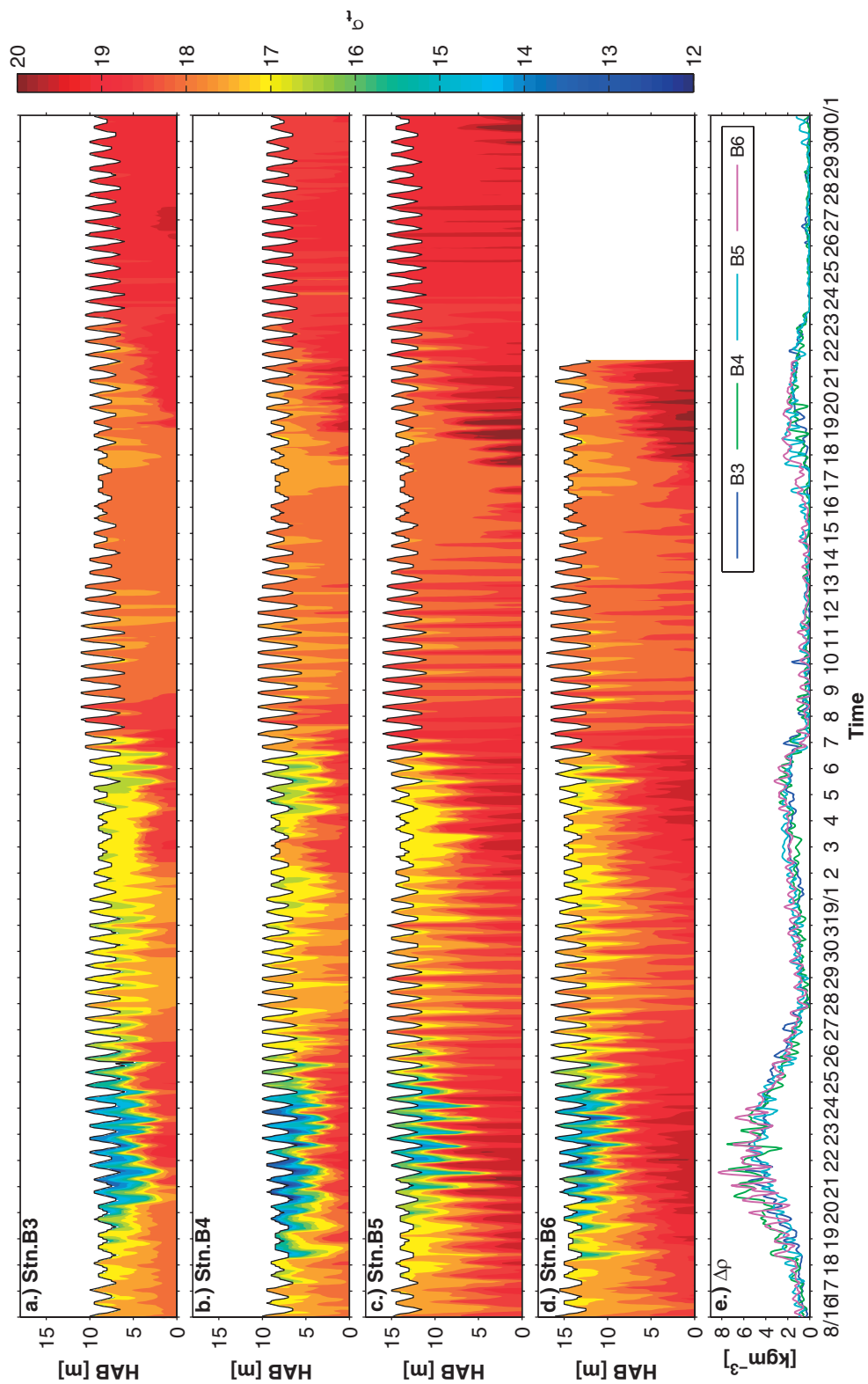


Fig. 4. Same as Fig. 2 but from 16 August to 30 September 2010.

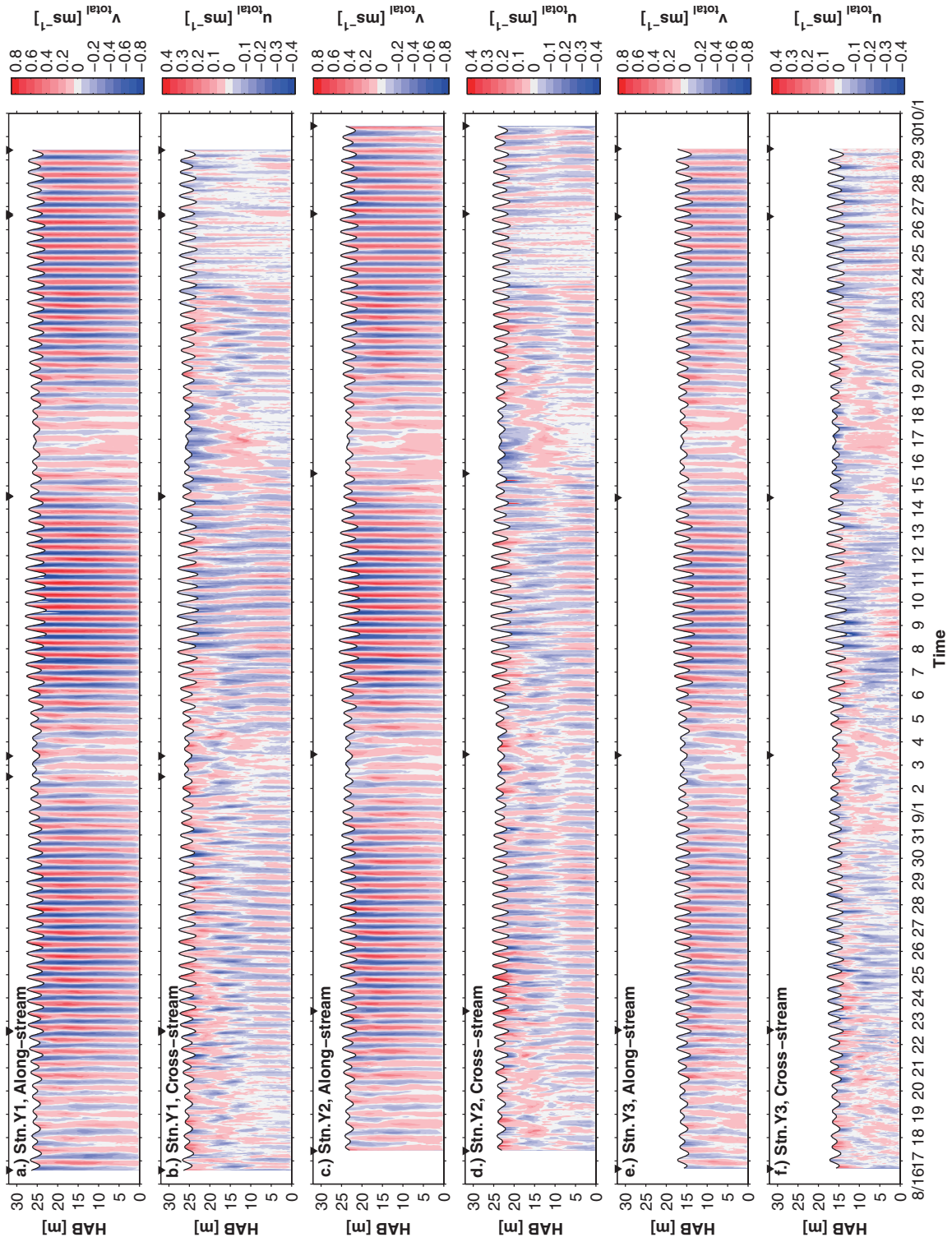


Fig. 5. Temporal variations of total horizontal velocities from 16 August to 30 September 2010 ; (a) along-stream and (b) cross-stream components at Stn. Y1, and (c) along-stream and (d) cross-stream components at Stn. Y2, and (e) along-stream and (f) cross-stream components at Stn. Y3.

通過させた流速 u_{tide} を解析に使用する。浅海域における海底設置の ADCP データに対して，一般には潮流楕円は海底上から一定の高さにある層における流速の時系列に対して求められる。しかし本研究のように水深に比較して潮位差が大きい ($\sim 30\%$) 場合，潮流楕円は常に海中に位置するデータについてのみ求まり，そうではない海面付近のデータは破棄されることになる。加えて，最低潮位時に海面直下に位置するピンは，潮時によって海面から様々な距離にある流速時系列に対して潮流楕円が求められることになる。一方で，鉛直座標系に海底からの高さ z を水深 H で無次元化した座標 (σ 座標) を用いることも考えられる。この場合は海面付近のデータの破棄や海面からの距離の問題が低減されるが，海面からの距離が異なる流速の時系列を扱うことには変わらない。このように浅海域の時系列解析において，鉛直座標系の取り方は調和定数推定の誤差となり得るが，いずれの座標系を採用しても誤差は避けられないため，本研究では σ 座標を採用して，同一の $\sigma (=z/H)$ にある流速時系列に対して調和解析を行い，調和定数やそれから求まる各種推定量を，可能な限りそれらの推定誤差 (ブートストラップ法による 95% パーセンタイル信頼区間, Emery and Thomson 2004) とともに解析した。

4.1 半日周期潮流の鉛直構造

海域において最も卓越する半日周期潮流の鉛直構造を議論するために，まず Fig. 6, 7 に 2009 年の 2 測点および 2010 年の 3 測点における楕円率の時間変化を大浦で計測された水位変化とともにそれぞれ示す。楕円率の時系列は 50 時間の矩形窓を流速データに適用し，最小二乗法によって求めた M2 周期変動の振幅，位相より計算した。楕円率の絶対値は海底直上と表層で大きな値を取る傾向にあり (0.2 \sim 0.3)，顕著な大潮・小潮の変動は示さない。しかし同じ大潮期でも 2010 年の 9 月 26 日前後の比較的混合している時期の Stn. Y1 と Stn. Y2 における楕円率は 0.05 未満と，成層が形成されていた 8 月 26 日付近の値に比べて有意に小さな値であった (Fig. 7 (a), (b))。

全観測点における潮流の回転方向の特徴として，概して海底から中層にかけての水柱下部において反時計回り

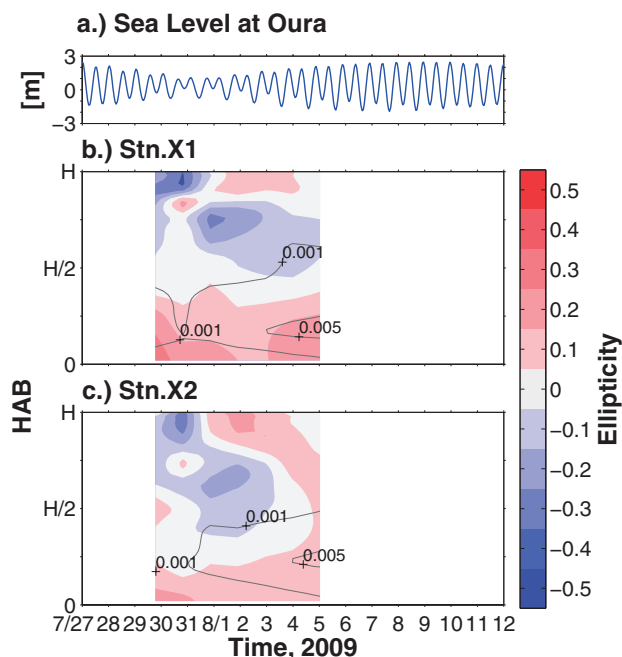


Fig. 6. Temporal variations of (a) sea level at Oura, semidiurnal current ellipticity (color shading), and tidally-averaged vertical eddy viscosity (contour line) at (b) Stn. X1 and (c) Stn. X2 in 2009. Positive (negative) values of ellipticity indicate anticlockwise (clockwise) rotational direction of tidal velocity.

(楕円率：正) である一方で，水中上部においては時計回り (楕円率：負) である点が挙げられる。このような潮流の回転方向の特徴は 2010 年の Stn. Y1 と Y2 において最も顕著に表れており，これは前節で述べた流軸に直交する流速成分に見られる傾圧第 1 モードのような半日周期の変動に対応するものである (Fig. 5: (b), (d))。仮にこれが内部潮汐流であれば，北半球においてその流向は時間とともに時計回りに回転するため (Gill 1982)，楕円率は全層で負になる。したがって今回観測された傾圧第 1 モードのような半日周期の変動は，内部潮汐流ではなく，Souza and Simpson (1996) で示されるような外部潮汐流によるものであると考えられる。以下ではこの半日周期外部潮汐流の鉛直構造を詳細に調べる。

はじめに潮流の時計回り・反時計回り成分に注目するために，鉛直シアの回転スペクトルを求める。全流速の鉛直シアの時系列に 100 時間の長さの矩形窓を適用し切

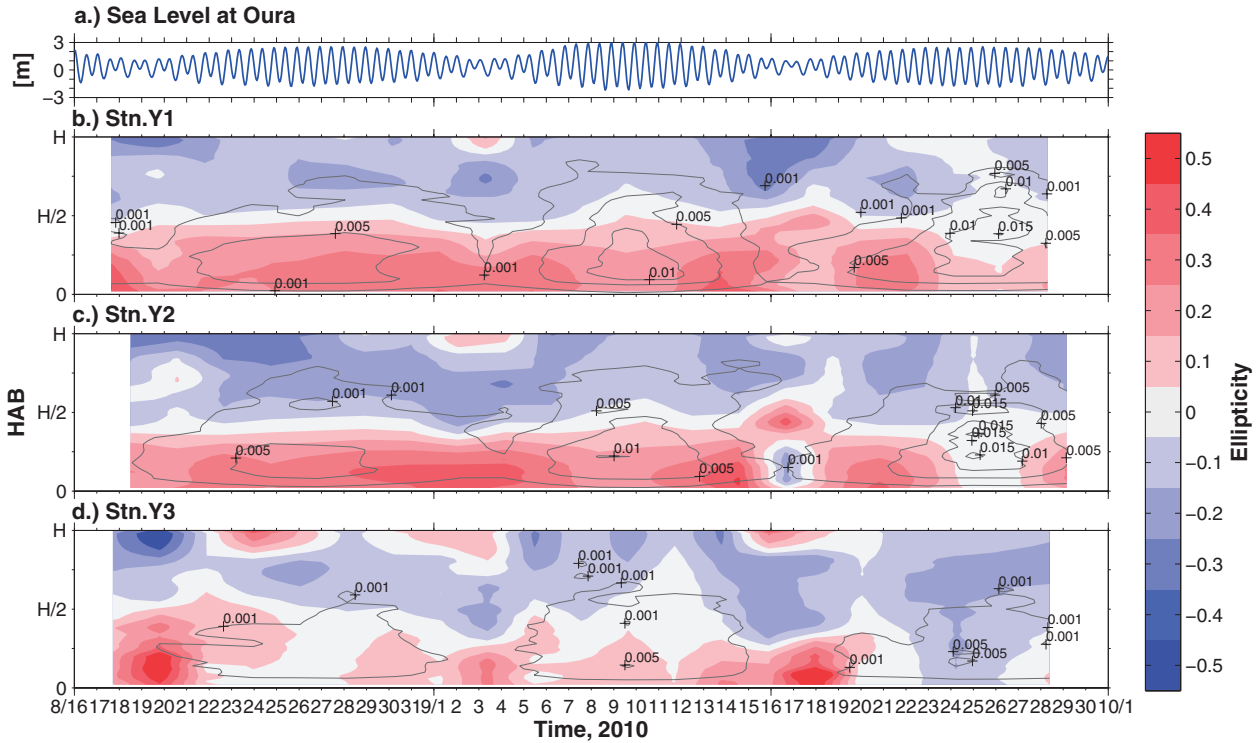


Fig. 7. Temporal variations of (a) sea level at Oura, semidiurnal current ellipticity (color shading), and tidally-averaged vertical eddy viscosity (contour line) at (b) Stn. Y1, (c) Stn. Y2, and (d) Stn. Y3 in 2010.

り出した後、 σ 毎にスペクトルの計算を行い、それらを海底付近のデータ ($\sigma: 0 \sim 1/4$) を除いて鉛直平均した。2009年と2010年の回転スペクトルの時系列を、大浦における潮位変化とその日周期成分 (K1+O1) とともにそれぞれ Fig. 8 および Fig. 9 に示す。半日周期 (M2) の変動に注目すると、すべての測点において鉛直シアの時計回り成分 (-) が卓越している。すなわち潮流の反時計回り成分 (+) の振幅は、海底付近を除いて、深度によってほとんど変化せず時計回り成分の振幅のみが大きく変化する。したがって半日周期外部潮汐流の回転方向の鉛直変化は、時計回り成分の鉛直シアによるものである。

これらの結果も Souza and Simpson (1996) と一致する結果であり、潮流の時計回り成分の海底境界層の厚さが反時計回り成分のものに比べて厚くなることに起因している。海底境界層の厚さは、補遺 A の A7 式に示すように鉛直渦粘性係数 K_m にも依存するが、 K_m の大き

さや分布は水柱の成層状態に強く左右されるため、成層によって海底境界層の厚さと潮流の鉛直構造が変わる。順圧の潮流構造のより具体的な理解のために鉛直渦粘性係数を推定し、その成層と潮流構造との関係を以下で調べる。

4.2 鉛直構造、鉛直渦粘性および成層の関係

Yoshikawa *et al.* (2010) (補遺 B) の手法を用いて見積もった 2009 年と 2010 年における鉛直渦粘性係数 K_m の鉛直プロファイルの時間変化を、それぞれ Fig. 6, 7 の楕円率のカラーシェードの上に等値線で示す。ただしこの鉛直渦粘性は外部潮汐流に起因したものであり、内部潮汐流に起因するものは含まないことに注意されたい。 K_m は楕円率と同様に 50 時間長のデータ毎に計算した。すべての観測点において K_m は水柱中部から下部にかけて最大値を取り、境界条件の為に海底に近づくにつれて

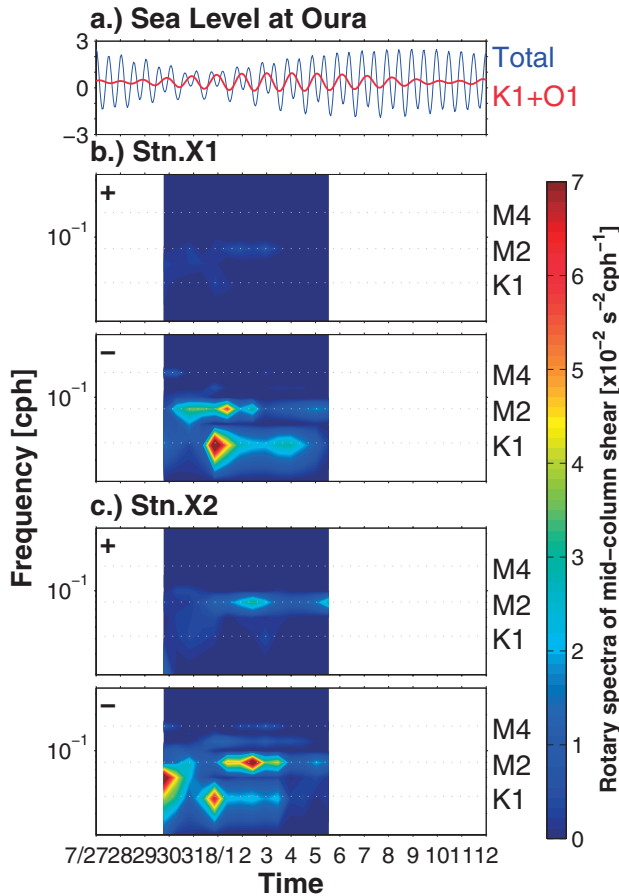


Fig. 8. Temporal variations of (a) sea level (blue) with its diurnal constituents, K1+O1 (red), 100h-windowed running rotary spectra of mid-column shear at (b) Stn.X1 and (c) Stn.X2 during observation in 2009. The symbols, ‘+’ and ‘-’, on the panels mean anti-clockwise and clockwise rotary spectra, respectively. Dashed lines on the color shadings indicate diurnal (K1), semi-diurnal (M2) and quarter-diurnal (M4) frequencies.

減少し、また海面に近づくにつれて減少する。このようなプロファイルの形状はSakamoto and Akitomo (2008) による Direct Numerical Simulation (DNS) の結果によく一致する。また K_m の時間変化には、期待されるように、明瞭な大潮・小潮変動が認められる。典型的な大潮期の K_m の値は、 $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーであり、小潮期の典型的な値は $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ かそれよりの下のオーダーである。表層付近においては、ほとんどの期間で有意な

値は得られなかった (95%信頼限界の下限がゼロより小さかった) ため、 K_m は大潮・小潮にほとんど無関係であり $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を下回るオーダーであったと推測される。

K_m が観測期間中に最大の値 ($K_m \sim 1.5 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) を示したのは2010年9月25日前後の大潮期であるが、これは同じ大潮期の8月26日前後の値 ($K_m \sim 0.5 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) に比べて、3倍程度大きい。これらの期間の大きな違いは背景の成層構造であり、その潮流構造に対する影響に注目するため、8月22日 (Stn. Y1, Stn. Y3), 23日 (Stn. Y2) の成層期と9月26日の非成層期について、各係留観測点において得られた成層構造 (ρ, N^2) と、半日周期潮流の反時計回り・時計回り成分の振幅 R_{M2+} , R_{M2-} , それらより求められる楕円率、および鉛直渦粘性係数 K_m の鉛直プロファイルを図. 10に示す。ただし成層構造のプロファイルは瞬時値であり、潮流振幅、楕円率および渦動粘性係数の値は50時間の平均値を表すことに注意されたい。

まず8月22, 23日の成層期の Stn. Y1 と Stn. Y2 の結果について見る。両測点においては海底付近に混合層が存在し、水柱上部では有意な成層 ($N^2 > 10^{-3} \text{ s}^{-2}$) が存在していた (Fig. 10 (a), (b))。潮流の反時計回り成分の振幅 R_{M2+} は、混合層内で自由流れに達している一方で、時計回り成分 R_{M2-} は混合層上端付近で急激に増加し、大きな鉛直シアを生じる。その結果として、楕円率が下層で正、上層で負となっている。この R_{M2-} の急激な増加は、混合層内で極大値 ($\sim 5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) を取る K_m が混合層上端付近で小さくなる ($< 1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) ことと対応しており、上層の流れが鉛直渦粘性の減少によって海底摩擦の影響から切り離されたことに起因する。混合層上端で鉛直渦粘性が小さくなることは、乱流の長さスケールが成層によって制限されるためであり、Tsutsumi and Matsuno (2012) の結果にも定性的に一致している。

次に9月26日の非成層期の Stn. Y1, Stn. Y2 においては (Fig. 10 (b), (d)), 水柱全体で有意な成層は見られず、乱流に対する成層による制限は小さかったと考えられる。実際に、鉛直渦粘性係数の極大値は成層期よりも大きな値であり ($\sim 1 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)、また8月の結果に比較して K_m は上層に向かってより緩やかに減少し

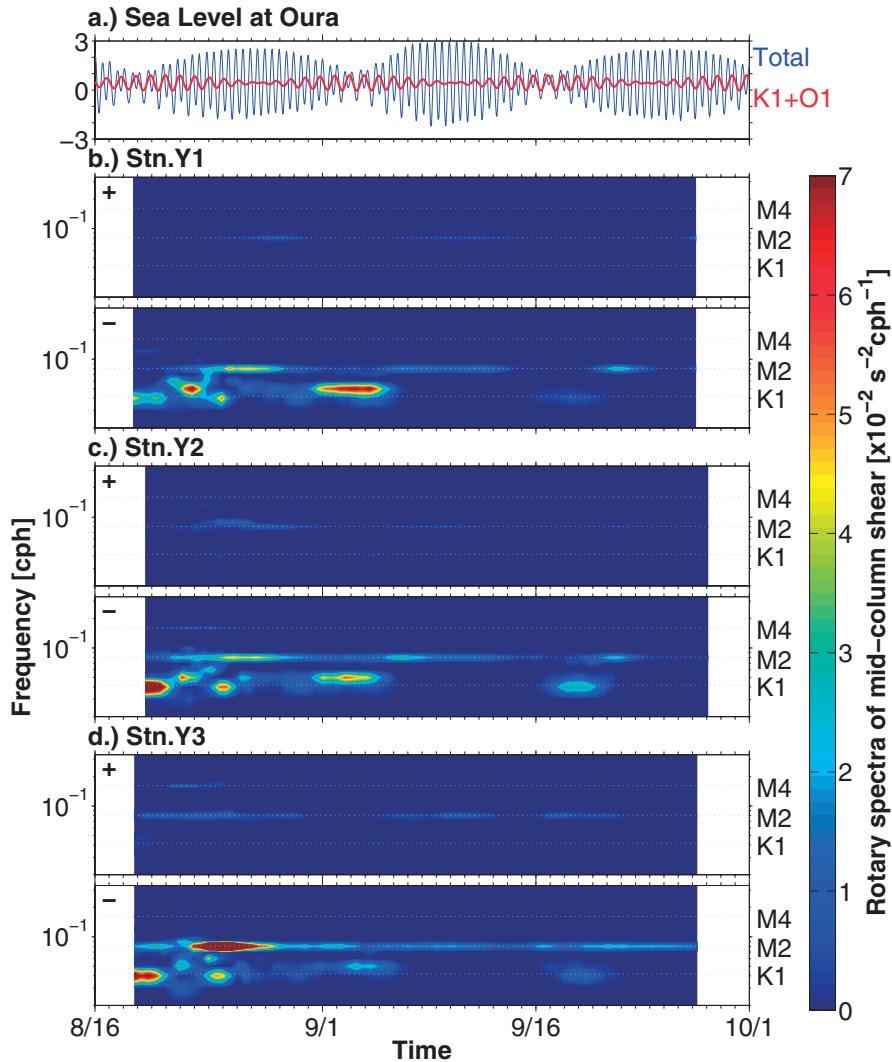


Fig. 9. Same as Fig. 8 but for observation in 2010.

ていたため、表層付近にまで海底摩擦の影響が及んでいたと考えられる。このため、厚い境界層を持つ時計回り成分の振幅 R_{M2-} は海底からの距離とともに単調かつ緩やかに増加し、結果として底層や表層における楕円率は、8月のもの (0.2 ~ 0.3) に比較して小さくなった (≤ 0.1) と考えられる。

Stn. Y3において、鉛直渦粘性係数の成層による変化は上記の他測点のものと同様であるが、楕円率については異なる傾向を示す。すなわち、9月26日に水柱は他の測点と同様によく混合していたが、ほぼ水柱全体で

R_{M2-} が R_{M2+} を上回るため、全層で楕円率が負であり潮流の回転方向の逆転は見られない (Fig. 10 (e), (f))。このような R_{M2-} と R_{M2+} の相対的な大きさは、Stn. Y3は水深の浅い岸側に位置するため、地形の影響によるものと推測される。一方8月22日には他測点と異なり、海底直上においても比較的強い成層が存在していたため、成層の影響は R_{M2-} と R_{M2+} の両方に表れている。これらの結果としてStn. Y3における楕円率の成層に対する変化は他の測点とは異なる傾向を示したと考えられる。

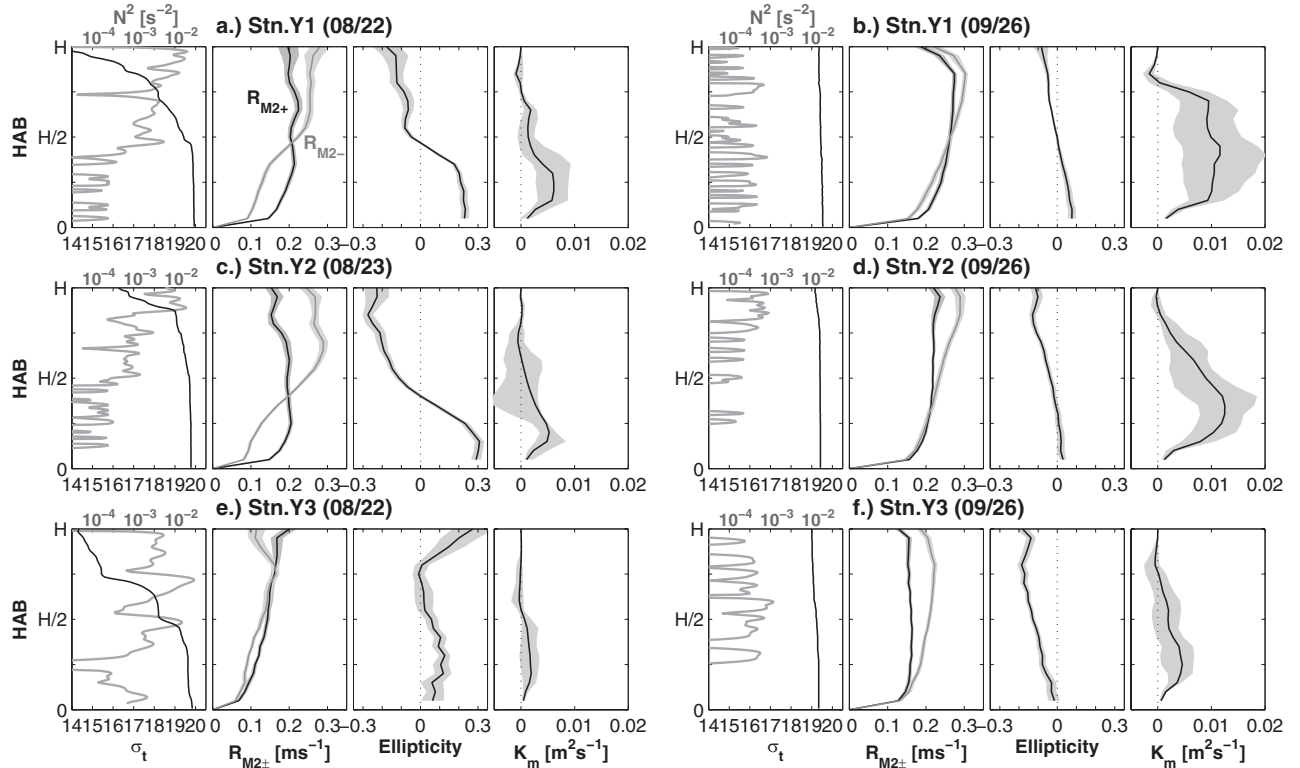


Fig. 10. Profiles of stratification (seawater density σ_t and buoyancy frequency N^2), clockwise/anti-clockwise rotary components (R_{M2-} and R_{M2+}), ellipticity of semidiurnal (M2) tidal current and vertical eddy viscosity K_m on (a) 8/22 and (b) 9/26 at Stn. Y1, (c) 8/23 and (d) 8/26 at Stn. Y2, and (e) 8/22 and (f) 9/26 at Stn. Y3. In the figures of R_{M2} , ellipticity and K_m , the 95% bootstrap confidence intervals of the least-square fit are indicated by gray shading. Note that the amplitudes of M2 tidal current are calculated from 50h velocity records, while σ_t and N^2 are snapshot data.

4.3 外部潮汐流についてのまとめ

以上のように観測された半日周外部潮汐流の鉛直構造とその成層に伴う変化は、反時計・時計回り成分それぞれで異なる鉛直構造と鉛直渦粘性の関係によって説明されると考えられる。この説明は Souza and Simpson (1996) と同様であり新しいものではないが、本研究は Yoshikawa *et al.* (2010) の手法によって推定した鉛直渦粘性係数との比較を行うことで、成層との関連をより系統的に議論できた。特に混合層上端に鉛直シアが集中することや、時計回り成分のみに鉛直シアが現れるといった成層期の潮流の特徴は、成層下の潮汐混合を DNS による数値実験で調べた Sakamoto and Akitomo (2008)

と符合する結果であり、同論文では混合層上端における潮流の鉛直シアが活発な鉛直混合を引き起こすことが示唆されている。以上より、外部潮汐流は上げ潮、下げ潮時に海底付近において顕著な鉛直混合を生じるが、成層時の大潮期には海洋中層においても顕著な鉛直シアを生じる。このような外部潮汐流の鉛直シアは、特に大潮期中層における鉛直混合過程として重要になることが強く示唆される。

なお、Stn. X1 と X2 において表層の半日周期潮流に反時計回りの回転が卓越することがあるが (Fig. 6, 7: (b), (c)), これは上記の潮流の鉛直構造の変化とは異なる特徴である。反時計回りの回転を与える要因としては、水平シアを持った残差流が実効的なコリオリ係数を

変化させることが考えられる。2009年の観測時には表層からその下部において、Stn. X1 (X2) で 0.05 (0.08) ms^{-1} 程度の顕著な諫早湾から流出する向きの残差流が存在しており、仮にこの残差流が島原半島に近づくほど強まる分布を持っていれば、平均的に流速場は正(反時計回り)の渦度を持つことになる。このような水平シアを伴う島原半島に沿った流れは、松野・中田(2004)の解説をはじめとして多くの報告があるように、Stn. X1, X2 付近における特徴的な流れであり、観測時に存在した可能性が考えられる。ここでは残差流の水平シアを見積もることが難しいため詳しい議論は別の報告に譲るが、実効的なコリオリ係数の平均流場の渦度による変化は外部および内部潮汐流の両者に作用することに注意したい。

5. 内部潮汐流

5.1 潮流の傾圧成分の見積もり

以下では内部潮汐の特性を調べるために、前節で明らかにした外部潮汐流の特性を考慮した潮流の傾圧成分の見積もりを行う。潮流の強い浅海域において、流速の傾圧成分を見積もる方法として Edward and Seim (2008) は経験直交関数(EOF)解析を用いる手法を提案している。しかしこの手法は鉛直的に同位相で変動するモードを抽出するため、上で述べた外部潮汐流の鉛直構造の特徴(表層と底層で流向が逆向きに回転する)を捉えることができない。そこで本研究では、位相の情報を含めた

モードを抽出する CEOF (Complex Empirical Orthogonal Function) 解析を行う。これは解析を行うデータ行列に、もとのデータ行列の Hilbert 変換を虚部に加えたものの共分散行列から EOF を計算する手法である (Emery and Thomson 2004)。

ただし、CEOF 解析を行うデータに傾圧モードの流速が存在している場合、順圧モードとその傾圧モードを合わせたモードを CEOF 第1モードとして捉える可能性が高い。実際には内部潮汐は間欠的に起こることが多いため、その時間スケール以上で、かつ背景の成層場に対応した順圧流の鉛直構造が大きく変化しない長さの矩形窓を用いてデータを切り出し、解析を行えば良いと考えられる。このような長さは解析に前もって決まるものではないため、本研究では上記の条件を満たすような矩形窓の長さを検討し、2009年は観測期間の半分である108時間、2010年は87時間(≒3.5日)として、矩形窓を移動させながら潮流流速 \mathbf{u}_{tide} の u , v それぞれの成分毎に CEOF を計算した(この長さは50~150時間程度であれば結果に有意な差は見られない)。

Fig. 11 に例として示す Stn. Y2 における CEOF 第1モード流速 $\mathbf{u}_{CEOF1} (= u_{CEOF1} + iv_{CEOF1})$ は、流軸に沿う成分の海底付近の流速の弱まりや、前節で議論した表層で時計回り、底層で反時計回りとなる外部潮汐流の特徴を持っている。加えて、9月23日付近の成層の変化に伴う楕円率の変化の特徴も概ね捉えている。本研究では上記の方法で計算した CEOF 第1モード流速が外部潮汐流を表すと解釈し、もとの潮流流速 \mathbf{u}_{tide} からの偏差 $\mathbf{u}_{bc} (=$

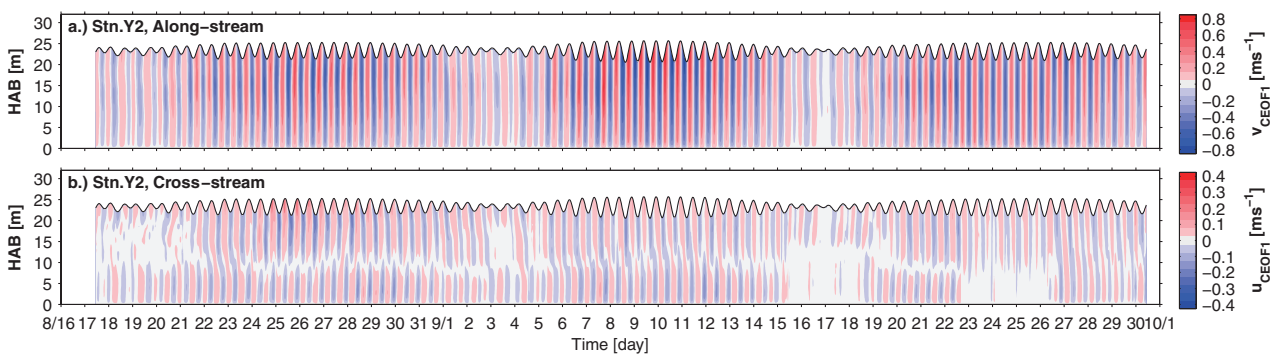


Fig. 11. Temporal variations of (a) along-stream and (b) cross-stream components of CEOF 1st mode velocity at Stn. Y2.

$u_{bc} + iv_{bc}$) を傾圧成分とした。すなわち、 $\mathbf{u}_{bc} = \mathbf{u}_{tide} - \bar{\mathbf{u}}_{tide} - \mathbf{u}_{CEOF1}$ である。ただし $\bar{\mathbf{u}}_{tide}$ は \mathbf{u}_{tide} の CEOF を計算する矩形窓毎の時間平均流速である。以下では順圧流速 (成分) と言った場合、CEO1 第 1 モード流速を指す。

5.2 傾圧流速鉛直シアの時空間変動特性

Fig. 12 (a)–(d), Fig. 13 (a)–(f) に 2009 年と 2010 年の潮流の傾圧成分の時間変化を、流軸に沿う成分 v_{bc} とそれに直交する成分 u_{bc} 毎にそれぞれ示す。潮汐流の傾圧成分の標準偏差は、2009 年の 2 測点で約 0.07 ms^{-1} 、2010 年の 3 測点で約 0.05 ms^{-1} であった。また傾圧流振幅の最大値は 0.2 ms^{-1} 程度で小潮期に多く見られ、さらに小潮期には日周期の変動が卓越する傾向にあった。

傾圧流速の持つ鉛直シアに注目する。順圧流速と傾圧流速のそれぞれについて Fig. 8, 9 に示したものと同様にシアスペクトルの時間変化を計算すると、順圧流速の鉛直シアは Fig. 8, 9 に示した正味の潮流流速シアの半

日周期帯のエネルギーを独占し、一方で傾圧流速の鉛直シアは日周期帯のエネルギーを独占していた。これを示す例として、2010 年におけるシアスペクトルの時計回り成分を Fig. 14 に表すが、傾圧成分 $-bc$ に見られる日周期帯シアの大きさは順圧成分 $-bt$ に見られる半日周期帯のシアに比較して同程度かそれ以上である点が注目される。大浦の潮位を見ると、日周期 K1+O1 の振幅は 0.48 m 、半日周期 M2+S2 の振幅は 2.25 m と両者は 5 倍程度の違いがあり、潮位振幅を基準にすると、日周期の鉛直シアは半日周期に比較して大きいと言える。

Sakamoto and Akitomo (2008) は、同じ潮汐の外力条件の下でも、コリオリ周波数 f に対する潮流の角周波数の比 ω/f が 1 に近づくにつれて、混合層上端における外部潮汐流の鉛直シアが強められることを述べている。有明海では日周期 (K1) の角周波数 ($7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) がコリオリ角周波数 ($7.93 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) に近いため、Sakamoto and Akitomo (2008) が示すような順圧の力学による鉛直シアの強まりも考えられる。しかし今回観測された日周期潮流は、後述するように、水柱上部において多層構造を持つ等の外部潮汐流では説明できない特徴を持つため内部潮汐流であると考えられる。

Fig. 15 (a)–(c) に 8 月 17 日正午から 19 日正午までの各側点における傾圧流速の日周期変動成分を示す。内部潮汐流は傾圧第 2 モードに近い鉛直構造を持ち、その鉛直波長は $10 \sim 15$ メートルである。また Fig. 15 (d) に示すように、各深度における日周期内部潮汐流は、表層に向かうほど位相が遅れる傾向を持つ。このことは、内部慣性重力波の polarization relation (Gill 1982; 補遺 C) によると、鉛直方向に伝搬する内部慣性重力波を示すものであり、そのエネルギー (群速度) の伝播方向は鉛直下向きであることを示す。

日周期帯の鉛直シアのエネルギーは特に小潮期に大きくなる傾向があるが (Fig. 8, 9)、この理由の一つとして、Fig. 8, 9 (a) に見られるように潮位変動の日周期成分 K1+O1 が小潮期に極大になることが挙げられる。すなわち、夏期においては大潮不等が最大になるのがおよそ小潮期に一致し (宇野木 1996)、内部潮汐の駆動力としての日周期外部潮汐流が強まることで小潮期は日周期内部潮汐が発生しやすい条件にあったと推測される。

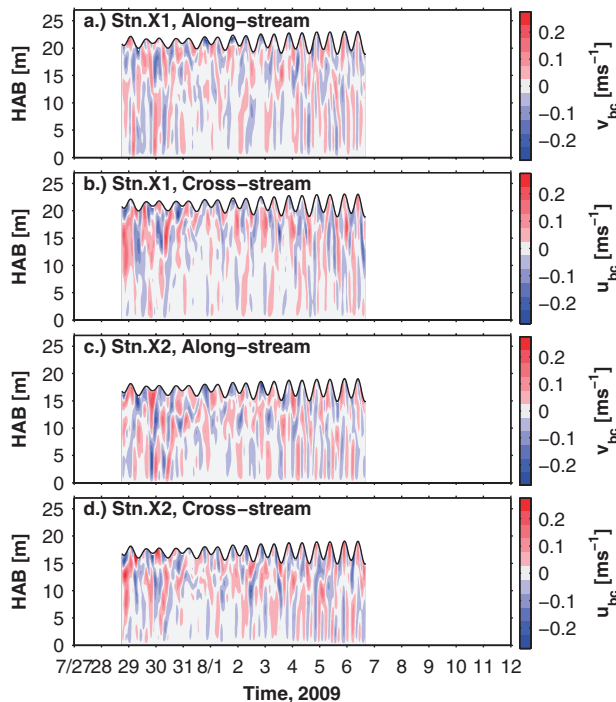


Fig. 12. Same as Fig. 3 but for baroclinic tidal velocities.

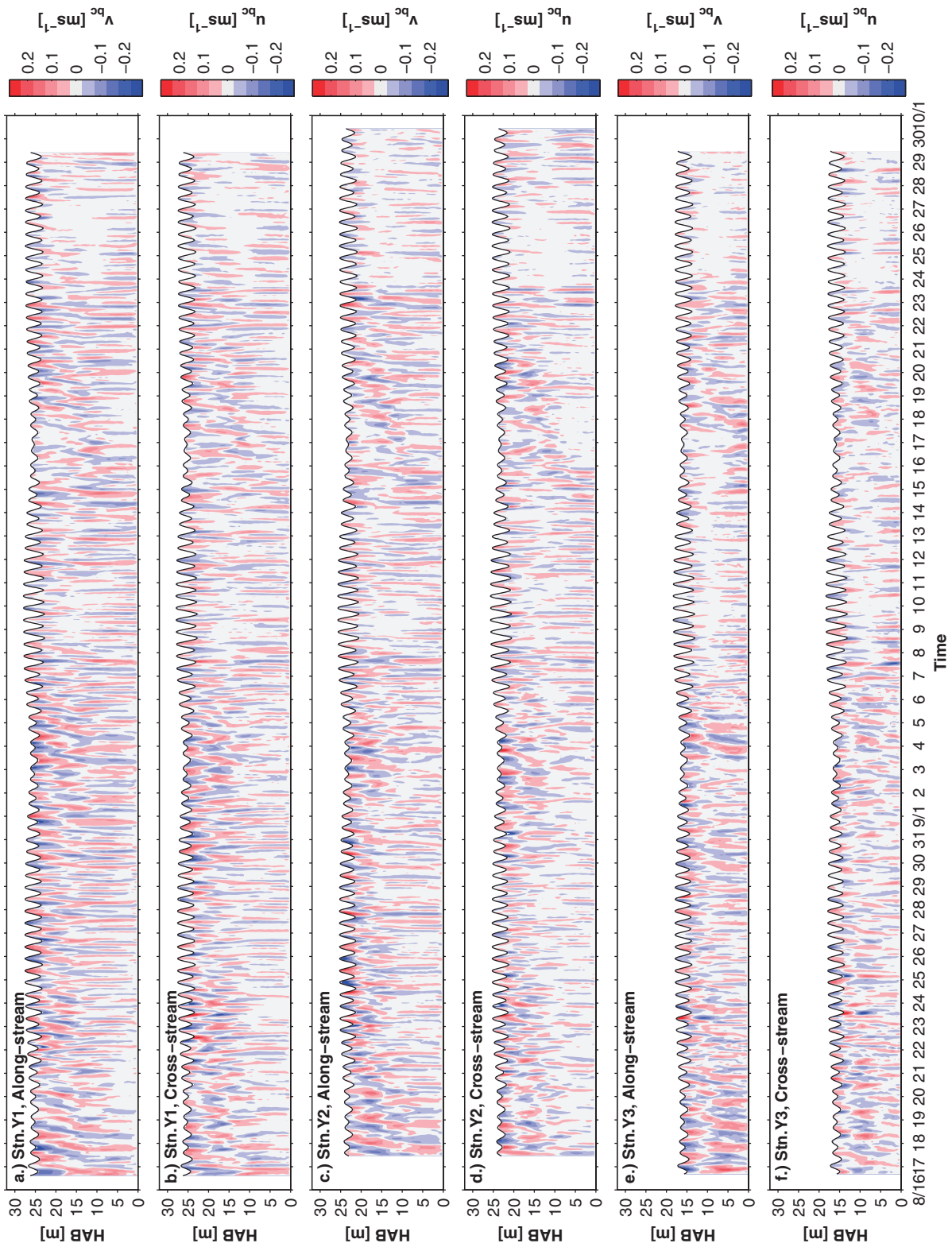


Fig. 13. Same as Fig. 5 but for baroclinic tidal velocities.

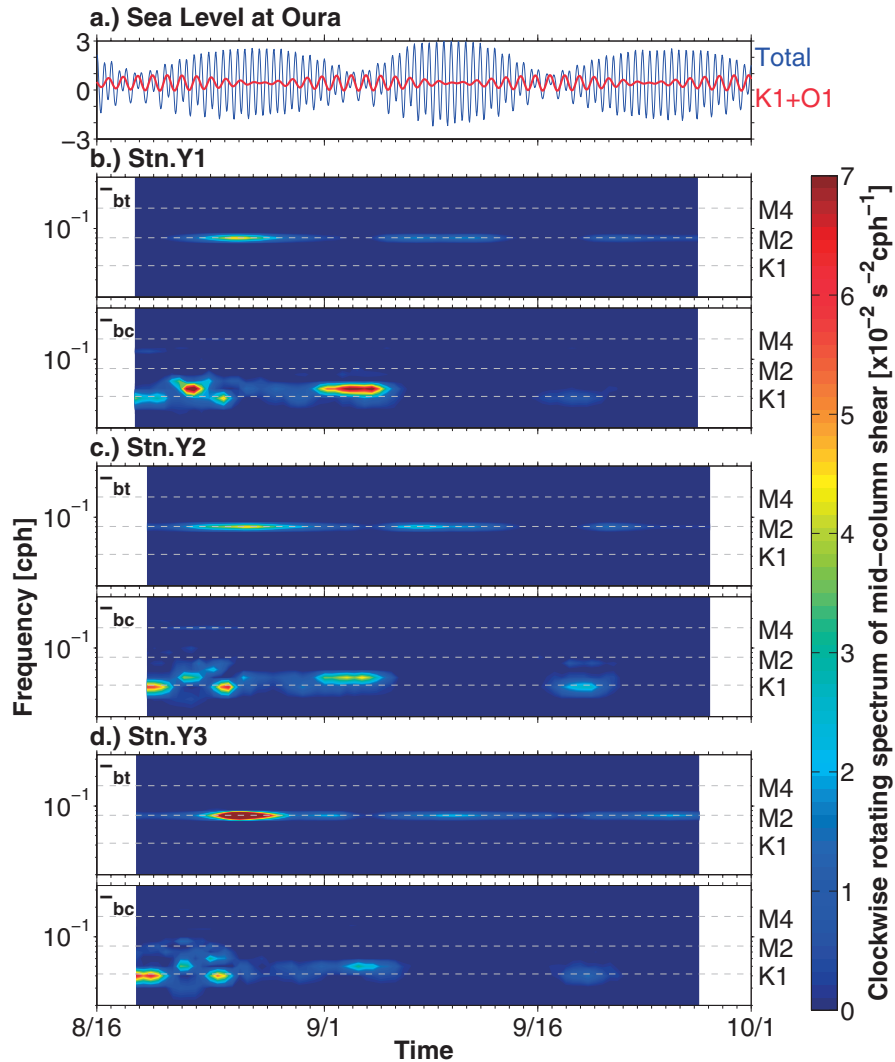


Fig. 14. Same as Fig. 9 but for clockwise rotating shear of barotropic ($-\text{bt}$) and baroclinic ($-\text{bc}$) tidal velocities.

5.3 日周期内部潮汐波の分散関係

観測点付近の緯度における慣性周期は約 22 時間であるが、これに比較して日周潮の周期は約 24 時間と長い (sub-inertial)。このような緯度においては、通常日周期の内部慣性重力波は分散関係を満たさないため自由伝播することができない (Gill 1982)。Fig. 13 を見ると、顕著な日周期の変動は数日程度の時間スケールで間欠的に発生している傾向があるため、日周期内部潮汐波は、補遺 C に示すような発生域からの水平距離に伴って指

数的に減衰するエヴァネッセントモードの内部慣性重力波として存在していた可能性が考えられる。Arblecht *et al.* (2006) によると、エヴァネッセントモードの内部慣性重力波の伝播に伴って振幅が e^{-1} になる水平スケールは、 $1/ke = (1/m) \left\{ \frac{(N^2 - \omega^2)}{|\omega^2 - f^2|} \right\}^{1/2}$ で与えられる (補遺 B)。例えば $m = 0.1$ [cpm], $N^2 = 10^{-3}$ [s^{-2}], $f = 7.93 \times 10^{-5}$ [s^{-1}] を与え、日周期について上記のスケールを見積もるとおよそ 10 km になる。今回の観測では N^2 はより大きな値をとる傾向にあったため、実際にはこの水平スケールは 10 ~ 20 km 程度で

あったと考えられる。

sub-inertial の日周期内部潮汐波が存在し得る内部波の形態として、他に内部ケルビン波が挙げられる。この場合、内部ケルビン波は地形に捕捉された内部波であるため、その潮流楕円は直線的な形状を取る傾向になると推測される。Fig. 15 (d) を見ると、Stn. Y1 の楕円率の絶対値は 0.6 ~ 0.8 程度であるが、Stn. Y2, Stn. Y3 のものは概して 0.3 程度と比較的小さい。これらの測点は岸近くに位置しているため海底地形の影響を受けやすく、日周期内部潮汐波は一部内部ケルビン波として存在していた可能性がある。

また、残差流による渦度によって海域の実効的なコリオリ周波数が変化し得ることを 4.3 節で述べたが、同様に海域に正の渦度場が形成されていれば、実効的なコリオリ周波数は小さくなるため、日周期内部潮汐波が分散関係を満たし、自由伝搬する可能性もある。このような

日周期内部潮汐波の実態解明のためには、流速構造を等密度面の鉛直変位と共に解析する必要がある。しかし本研究では流速観測点における密度の連続データは得られていないため、詳細は別の報告に譲りたい。

5.4 内部潮汐の発生における海底地形、成層および周期依存性

諫早湾湾口付近において日周期の内部潮汐が小潮期に発達していた傾向が明らかになった。日周期の変動が発達する一因としては日周期の外部潮汐が小潮期に強まるためであることは上で述べたが、内部潮汐が発生するために必要な条件は他に成層と海底地形が考えられるため、これらの要因についても考察する。

海底地形の傾きと内部波エネルギーの伝播方向が一致するとき、海底上において強い鉛直シアを持った内部波

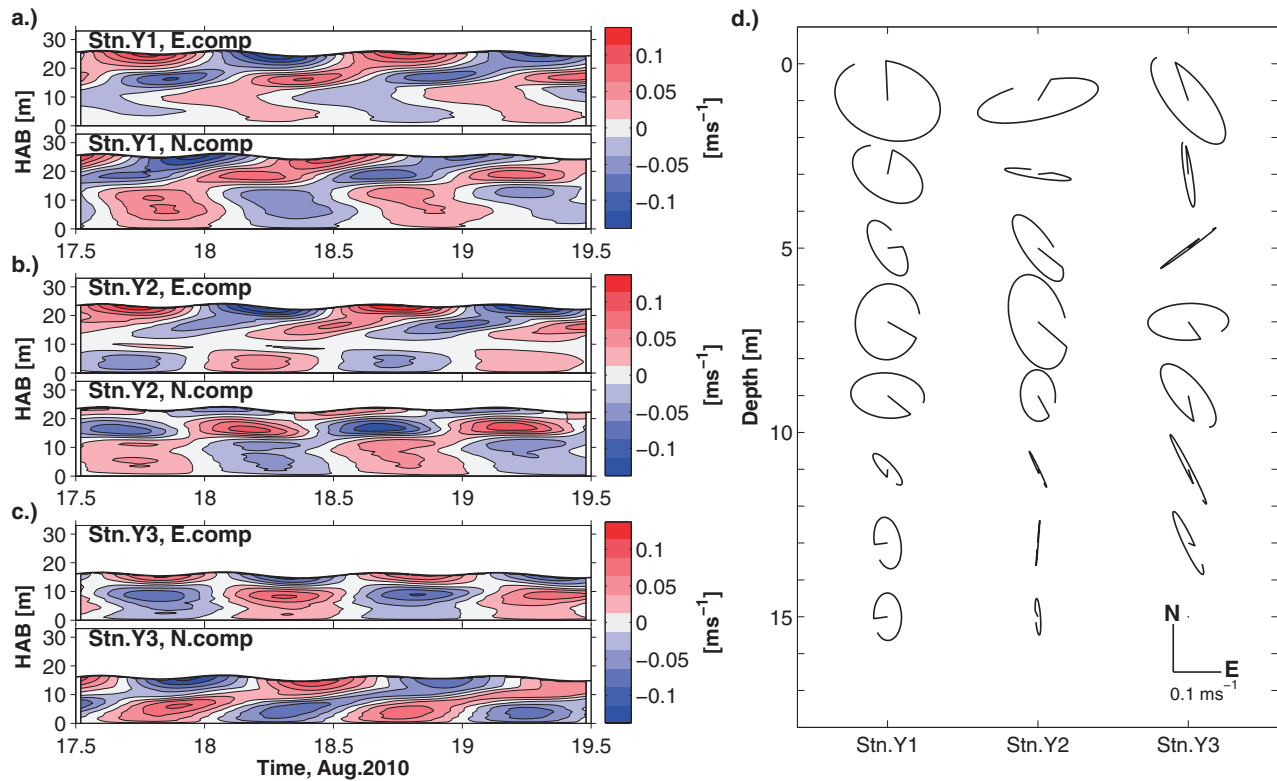


Fig. 15. Temporal variations of eastward and northward components of diurnal baroclinic velocity at (a) Stn. Y1, (b) Stn. Y2 and (c) Stn. Y3 during 17.5–19.5 [day] on August 2010. The K1 internal tidal current ellipses during the period are depicted in (d).

が生じるとされる。そこで諫早湾内の自動昇降装置によって得られた水質データを用いて，海底地形の傾き $|\nabla_h H|$ の内部波エネルギーの水平からの伝播角 α に対する比 γ ，

$$\gamma = \frac{|\nabla_h H|}{\alpha} = |\nabla_h H| \sqrt{\frac{N^2 - \omega_i^2}{|\omega_i^2 - f^2|}} \quad (1)$$

によって内部潮汐発生に対する地形，成層，および周期の影響を考える (Albrecht *et al.* 2006)。Baines (1986) によれば， $0.5 < \gamma < 2$ の時に顕著な内部波が生じるとされる。(1) 式の計算の際に本研究では海底地形データ H として，日本近海 30 秒グリッド水深データを用いた。 $|\nabla_h H|$ はそれぞれの地点において最大となる方角の海底地形の傾きを与えるが，実際にはこの方角に内部波エネルギーが入射するとは限らない。したがって (1) 式は傾きの比の最大値を与えるものと考えられる。(1) 式中の N^2 については，自動昇降機による各測点の水質データから 2010 年の大潮期 (8 月 24 ~ 28 日，9 月 7 ~ 11 日) および小潮期 (8 月 17 ~ 21 日，9 月 1 ~ 5 日) 間それぞれの海底上 0.1 ~ 2 m にわたる鉛直・時間平均値を求め，最適内挿法によって諫早湾内の地形データが存在する位置に内挿したものをを用いた。

これらの大潮・小潮期の成層それぞれに対する日周期 ($\omega_i = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)，半日周期 ($\omega_i = 1.41 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) の計 4 通りの γ の空間分布と頻度分布を Fig. 16 に示す。図より γ の値の分布は，内部潮汐周期の違いによって大きく異なる一方で，大潮・小潮の成層の違いに対しては顕著な変化は見られない。すなわち，半日周期については γ の大部分が 0.5 程度かそれを下回るのに対し，日周期については γ は 0.5 以上に広く分布している。 γ の値が最大値を与えることを考慮すれば，半日周期内部潮汐波のエネルギー伝播方向は諫早湾内の海底斜面に対して鉛直に大きく傾いているため (sub-critical)，両者は一致し得ず内部潮汐が発達できないと考えられる。一方で，日周期内部潮汐波のエネルギー伝播方向は海底斜面の傾きに対して水平に傾く傾向にあるが (super-critical)，入射する方角によっては，両者が臨界条件に近い (near-critical) 点が存在し，顕著な内部潮汐波が発生し得る。したがって海底地形の傾きと日周期・半日周期内部慣性重力波のエネルギーの伝播方向の

関係および日周潮外部潮汐の時間変動特性を考慮すれば，小潮期に日周潮が卓越するという本研究で捉えられた諫早湾湾口付近の内部潮汐の特性は説明されると考えられる。

上記は，諫早湾全体を見た平均的な場としての内部潮汐発生議論であり，湾内における内部潮汐発生の詳細については，本研究で用いた地形や成層のデータの精度を考慮すると難しいと考えられる。具体的な内部潮汐の発生源・伝搬過程の解明のためには高精度の観測データを用いた解析や数値実験が必要である。

6. 鉛直混合

本節では 2009 年の係留観測時の小潮と大潮にあたる 7 月 28-29 日および 8 月 6 日の約 1 潮汐間に行った乱流微細構造の観測結果より，鉛直混合強度の大潮・小潮変動について述べる。乱流計測を行った測点 Stn. TM における内部潮汐の動態については，短い観測時間のために詳細は明らかでないが，5.3 節で述べたように諫早湾のスケールに比較して大きな内部潮汐波の水平スケールと，小潮期に傾圧流速の反時計回り成分の鉛直シアが卓越していたという 2009 年の流速場観測結果 (Fig. 8) より，この大潮・小潮の比較をすることは内部潮汐の発生の有無による鉛直混合の変化を検討することになると考えられる。なお乱流観測時の天候は非常に穏やかで海面混合層が発達しておらず，また解析に海面から海面下 5 m までの乱流データは使用しないことから，以下で議論する乱流混合に対する風や海面冷却の影響は無視できると考えられる。

6.1 乱流微細構造の計測結果概要

Fig. 17 に Stn. TM における (a), (b) 浮力振動数 N^2 ，(c), (d) 鉛直シア $S^2 = (\partial u_{total} / \partial z)^2 + (\partial v_{total} / \partial z)^2$ ，(e), (f) 乱流運動エネルギー散逸率 ε の時間変化を示す。それぞれの図中の灰色の等値線は 1 kgm^{-3} 間隔で示した海水密度である。密度場は諫早湾内の自動昇降装置で観測されたものと同様の特徴を示し，小潮期には海底-海面間の密度差が観測期間平均で約 12 kgm^{-3} ，大潮期には約 3 kgm^{-3} ，代表的な N^2 の値は小潮期で

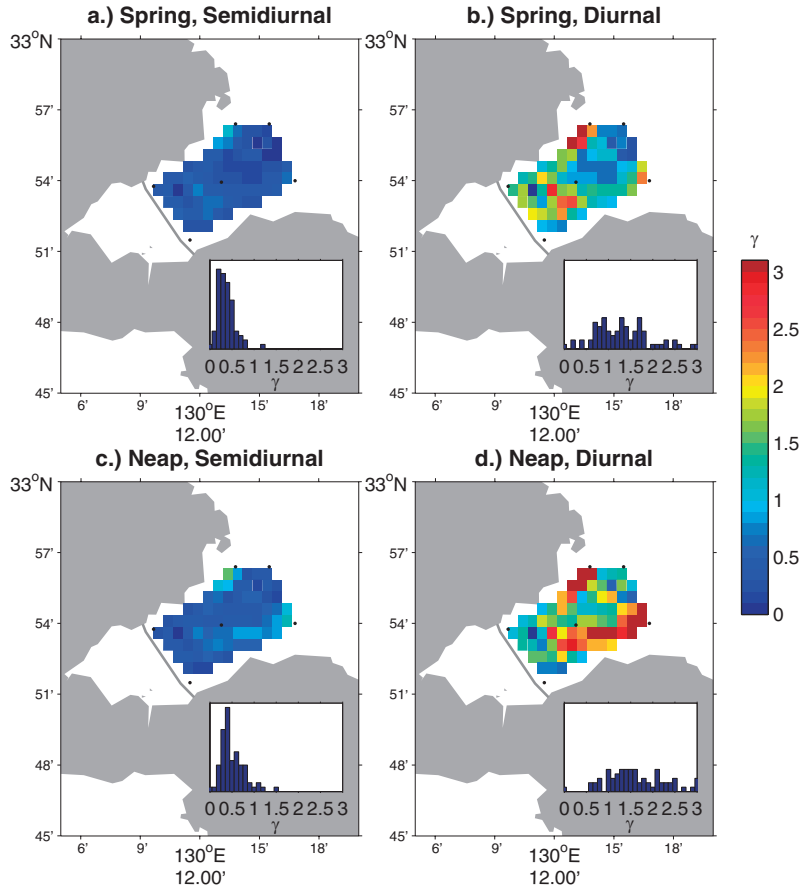


Fig. 16. Spatial variations in the ratio of the bottom slope relative to internal tide characteristic, γ , and its frequency distribution in the Isahaya bay calculated using (a) averaged stratification on spring tides and semidiurnal angular frequency, (b) averaged stratification on spring tides and diurnal angular frequency, (c) averaged stratification on neap tides and semidiurnal angular frequency, and (d) averaged stratification on neap tides and diurnal angular frequency.

$10^{-2} [\text{s}^{-2}]$, 大潮期で $10^{-3} [\text{s}^{-2}]$ のオーダーであった (Fig. 17 (a), (b)). 密度躍層付近では, 特に小潮期に $10^{-2} [\text{s}^{-2}]$ のオーダーの強い鉛直シアがしばしば見られた (Fig. 17 (c)). このようなシアは数メートル程度の鉛直スケールのパッチ状に存在しており, 内部潮汐流のシアであると推測されるが, これらの付近で ε の極大値が頻繁に見られた。例えば, 小潮期の 19 時から 20 時にかけて, 海底上 10m 付近において明瞭な ε の極大値 ($\sim 10^{-6} \text{ Wkg}^{-1}$) が認められる (Fig. 17 (e)) 一方で, 海底付近において潮流の海底摩擦に起因する大きなエネルギー散逸が生じている ($\varepsilon \sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ Wkg}^{-1}$)。

ここで海底摩擦の影響の及ぶ海底からの高さとして, Ozmidov 長 $l_o = (\varepsilon N^{-3})^{1/2}$ が混合長 kz (k : カルマン定数) と等しくなる $z = h$ を与え (Tsutsumi and Matsuno 2012), Fig. 17 (e), (f) 中に破線で示す。以下では $z < h$ を満たす領域を海底境界層, $z > h$ を満たす領域を中層と呼ぶことにする。海底境界層の厚さについては小潮期と大潮期で顕著な差は見られず, 海底境界層のエネルギー散逸率は流速の大きさに対応して大潮期の方が大きい, 中層においては, 上記のように小潮期の方が $\varepsilon \sim 10^{-6} \text{ Wkg}^{-1}$ の値がより頻繁に見られる。以上より観測点付近において乱流運動エネルギーは外部潮汐流

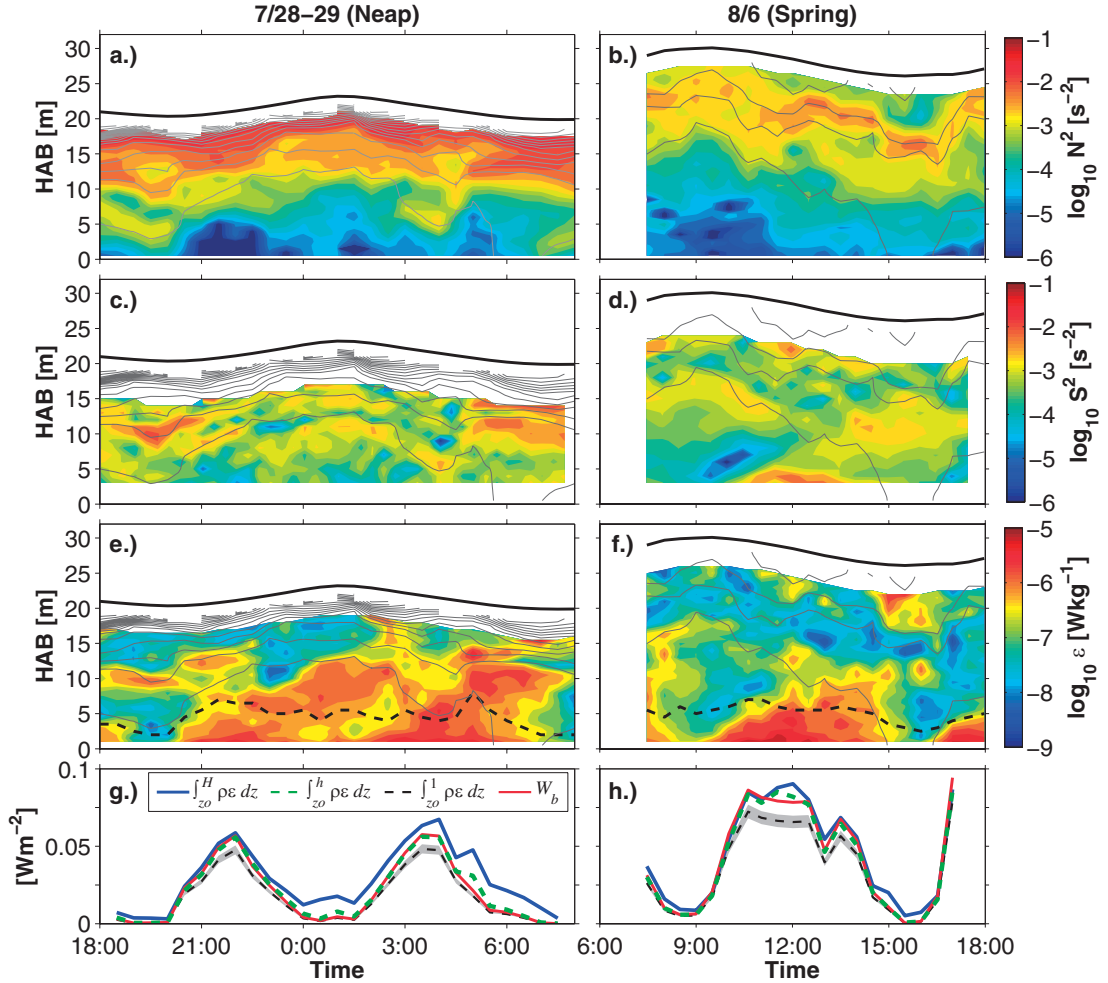


Fig. 17. Temporal variations of (a), (b) squared buoyancy frequency N^2 [s^{-2}], (c), (d) squared vertical shear S^2 [s^{-2}], (e), (f) turbulent dissipation rate per unit mass ε [Wkg^{-1}] and (g), (h) turbulent dissipation rate integrated vertically from roughness length z_0 to the sea surface H (blue solid line), to the top of bottom boundary layer (BBL) h (green dashed line), to 1m above the bed done by bed friction W_b (red solid line) [Wm^{-2}] during 28–29 July (left panels) and 6 August 2009 (right panels). Light lines on color shadings show seawater density at the intervals of 1 kgm^{-3} and thick dashed lines on color shadings of ε show the BBL height h [m].

と内部潮汐流に起因して供給され、それらは大潮と小潮で異なる振る舞いをすることが観測結果から示唆される。この点について以下で検討する。

6.2 水柱における乱流運動エネルギーの起源

水柱全体の乱流運動エネルギーに対する順圧の潮流に伴う海底摩擦の寄与を検討する。水柱に対して海底摩擦

によってなされる仕事が乱流運動エネルギーの一つの起源であり、 $W_b = \tau_b \cdot \mathbf{u}_{3m} = \rho_0 C_f |\mathbf{u}_{3m}|^3$ [Wm^{-2}]と見積られる。ここで \mathbf{u}_{3m} は海底上 3 m における全流速ベクトルで、海底摩擦係数はそれに対応した値 $C_f = 1.58 \times 10^{-3}$ を用いた (Tsutsumi and Matsuno 2012)。一方、水柱で実際に生じた鉛直混合を乱流運動エネルギー散逸率の鉛直積分値 $E_H = \int_{z_0}^H \rho \varepsilon dz$ [Wm^{-2}] (z_0 は海底の粗度長 [m]) で評価することを考えるが、海底から海底上 1 m

までおよび海面から海面下5 mまでにおいて ε の値は得られていないため、このままでは水柱全体にわたる積分は計算できない。本研究では海底直上の ε は以下に述べる方法で推定し、海面下5 mまでの ε はそれより下部のものに比較して小さいと仮定して無視した。

海底上 z_0 から z までの ε の積分値は、壁乱流の法則および乱流運動エネルギーの生成と散逸のバランスを仮定すると、

$$\int_{z_0}^z \rho \varepsilon dz = \frac{\rho_0 u_*^3}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2)$$

と推定される。(2) 式中の未知数 z_0 は、流速の壁法則 $u(z) = (u_* / \kappa) \ln(z/z_0)$ に、ADCP によって測定した海底上2 mの流速と乱流観測によって得られた海底上1 mの ε ($z = 1$) から見積もった摩擦速度 $u_* = (\varepsilon \kappa z)^{1/3}$ を用いて、最小二乗法により求めた。その結果、 2.2×10^{-3} (1.3×10^{-3} , 3.6×10^{-3}) m が得られた (推定値の後に続く丸括弧内の二つの値は95%ブートストラップ信頼限界を示す。以下でも同様の表記を行う)。この値は Soulsby (1990) で報告されている、砂質や泥質の平坦な海底上における z_0 の典型的な値 $2 \sim 4 \times 10^{-3}$ m と一致する値である。

上記のように見積もった z_0 の値を用い、小潮期と大潮期における ε の水柱における積分値 $E_H (= \int_{z_0}^H \rho \varepsilon dz)$ 、海底境界層における積分値 $E_h (= \int_{z_0}^h \rho \varepsilon dz)$ 、海底上1 mまでの積分値 $E_{1m} (= \int_{z_0}^1 \rho \varepsilon dz)$ および W_b の時系列を Fig. 17 (g), (h) にそれぞれ示す。ただし ε から求めた摩擦速度のばらつきが大きいため、(2) 式の計算における u_* には、 W_b の計算と同様に、海底上3 m高の流速を用いて $u_* = C_f^{1/2} |u_{3m}|$ により求めたものを用いた。

上記の計算では、 W_b に対する E_{1m} の比は、 z_0 のみで決まり、0.84 となる。すなわち海底摩擦によって水柱に与えられた潮汐エネルギーの約8割が海底直上1 mの薄い層で乱流エネルギーとして生成・散逸されることになる。Fig. 17 (g), (h) に見られるように、小潮期において E_H は W_b を上回っているが、大潮期にはそれらは概ね同程度である。したがって小潮期には、海底摩擦によって供給されたものよりも大きなエネルギーが水柱において散逸されている。一方で、小潮期と大潮期のいずれにおいても E_h と W_b は同程度であり、海底摩擦によ

る潮汐エネルギーは海底境界層内で概ね散逸されることを示している。中層において散逸されたエネルギーは、その大部分が海底摩擦起源ではないと推察されるが、観測期間の平均で小潮期が0.71 (0.56, 0.86) [$\times 10^{-2}$ Wm^{-2}], 大潮期が0.40 (0.30, 0.51) [$\times 10^{-2}$ Wm^{-2}] であり小潮期の方が有意に大きい。

生成 (散逸) された乱流運動エネルギーに対する、浮力への変換すなわち鉛直混合に使われたエネルギーの割合が最大で15% (20%) になるという Osborn (1980) の結果を適用すると、生成された乱流エネルギーは上記の散逸されたエネルギーの1~1.2倍になる。したがって、 W_b の観測期間の平均値は小潮期で1.98 (1.27, 2.74) [$\times 10^{-2}$ Wm^{-2}], 大潮期で4.23 (2.85, 5.66) [$\times 10^{-2}$ Wm^{-2}] であるので、海底摩擦によって水柱に与えられるエネルギー量に対する中層において生成された乱流運動エネルギーの相対的な大きさは、小潮期で36~43%, 大潮期で9~11%であったと推定される。

以上の結果から小潮期・大潮期いずれにおいても、海底摩擦によって水柱に与えられた潮流のエネルギーは、大部分が海底境界層内で生成・散逸されることが示唆される。これに加えて中層においては、小潮期に海底境界層内の4割程度と無視できない大きさの乱流運動エネルギーの散逸が生じていたことから、このエネルギーの起源が海底摩擦の他に存在することが示唆される。前節の流速場観測の結果から、これは小潮期に発達していた日周期の内部潮汐波によるエネルギーフラックスで説明されると考えられる。順圧潮流の中層における鉛直シアの影響や、他の地点の海底付近で生じた高いエネルギー散逸を持った水塊が一般流によって水平移流された可能性も考えられるが、小潮期にそれらの過程が顕著に起こるとは考え難い。いずれにせよ本研究の限られた観測結果から中層における乱流エネルギーの起源を詳細に調べることは困難であるが、結論としては、流速場と乱流場の観測結果を合わせて考えると、小潮期に発達していた内部潮汐が中層における乱流エネルギーの生成に有意な役割を果たしていた可能性が高いと言える。

6.3 中層における乱流運動エネルギー散逸

中層における外部潮汐流・内部潮汐流を含んだ一般流

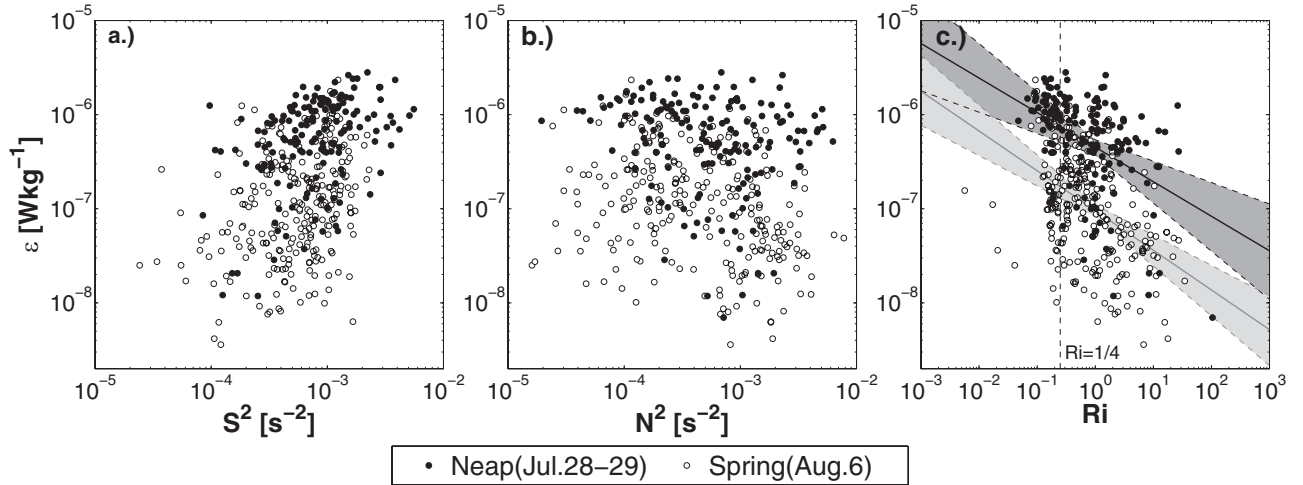


Fig. 18. Scatter plots of turbulent dissipation rate versus (a) squared vertical shear, (b) buoyancy frequency and (c) gradient Richardson number R_i at mid-column on neap (filled circle) and spring (open circle) tides. In fig. (c), the least-square fits of the dissipation rates on during neap and spring tides to $\varepsilon = \varepsilon_0 R_i^\alpha$ (ε_0 and α are both constant) are shown by black and gray solid lines with the 95% bootstrap confidence intervals indicated by dark and light gray shadings, respectively.

の鉛直シアと乱流運動エネルギー散逸率の関係を調べる。Fig. 18 (a), (b), (c) に中層における ε と S^2 , N^2 , および勾配リチャードソン数 $R_i = N^2/S^2$ の散布図をそれぞれ示す。 ε と S^2 の相関係数は、小潮期で 0.32 (0.20, 0.45), 大潮期で 0.25 (0.15, 0.34) とともに有意な正の相関が見られた。相関自体は強くはないが、平均的には鉛直シアが大きいほど強い鉛直混合が生じる傾向にある。一方で ε と N^2 の関係については、データの散らばりが大きい、相関係数が小潮期で -0.11 ($-0.21, 0.01$), 大潮期で -0.26 ($-0.32, -0.20$) と、大潮期のみ有意な負の相関が見られた。この結果は、必ずしも強い成層ほど鉛直混合をより抑制するわけではないことを示唆するが、この一因として、成層強度が強いほど外部潮汐流や内部潮汐流の鉛直シアも大きくなることが考えられる。

そこで鉛直シアと成層の効果考えた勾配リチャードソン数との関係を調べると、相関係数が小潮期に -0.19 ($-0.31, -0.10$), 大潮期に -0.24 ($-0.29, -0.20$) と両者ともに負の相関があるが、相関自体は強くない。流れの安定性の議論では、 $R_i < 1/4$ の時に流れが不安定となり、強い鉛直混合が起こる必要条件を満たすとされる。

Fig. 18 (c) を見ると、 $R_i < 1/4$ を満たす時に 10^{-6} Wkg^{-1} を超えるような大きな散逸率が頻繁に生じる傾向が見られるものの、 R_i の臨界値と鉛直混合の強さの関係は明瞭ではない。加えて、データを小潮・大潮毎に $\varepsilon = \varepsilon_0 R_i^\alpha$ (ε_0 と α は定数) の回帰曲線に当てはめた時に、平均的な散逸率の大きさを表す ε_0 は、大潮期の値 0.96 ($0.83, 1.11$) [$\times 10^{-7} \text{ Wkg}^{-1}$] に比べて小潮期は 4.51 ($3.74, 5.42$) [$\times 10^{-7} \text{ Wkg}^{-1}$] と 5 倍程度大きくなり、 ε が R_i では単純に決まらないことを示している。同様の傾向は、回帰曲線は示さないが、 S^2 や N^2 についても見られる。

上記のように ε と S^2 , N^2 , および R_i の間に強い相関は見られなかったが、興味深い結果として、同じ程度の S^2 , N^2 , および R_i の値に対して、中層における ε の平均的な値が大潮期に比較して小潮期の方が有意に大きかった。これまでの議論により、小潮期と大潮期の中層における鉛直シアの違いが、内部潮汐か外部潮汐に起因しているかということで特徴づけられると考えると、上記の結果は、内部潮汐に起因して中層で生じる鉛直混合は外部潮汐のものに比べて効率的に生じ得る可能性を示唆する。

7. まとめと今後の課題

本稿では、成層期の有明海諫早湾湾口周辺において行った流速場観測と乱流微細構造の観測結果から、潮流の鉛直構造（鉛直シア）の時空間的な特性とその形成要因を明らかにし、その鉛直混合との関係を調べた。その結果、鉛直シアは海底境界層から離れた海洋内部においても顕著であり、大潮期に発達する半日周期の外部潮汐流と小潮期に発達する日周期の内部潮汐流に伴うものであった。外部潮汐流の鉛直シアについては、時計回り成分が混合層上端付近における鉛直渦粘性の弱まりによって強化されていた。日周期の内部潮汐は、小潮期に強まる日周期の潮汐と、諫早湾の海底斜面と日周期内部潮汐波の伝搬方向が臨界条件を満たすことによって生じていたと考えられた。乱流観測によって得られた乱流運動エネルギー散逸率は、中層において大潮期よりも小潮期に増大する様子が捉えられた。海底摩擦によって与えられた潮流のエネルギーと乱流観測によって捉えられた乱流運動エネルギーの散逸の比較によって、日周期の内部潮汐が特に海底境界層より上部の鉛直混合の力学要因として重要である可能性が示唆された。

以上のように本研究で諫早湾湾口付近における日周期の内部潮汐の発生とその鉛直混合への有意な寄与が示された。しかし内部潮汐の詳細な発生域、発生機構および伝播・散逸過程は明らかにされなかった。その原因としては5.3節で述べたように内部潮汐波の水平スケールが10～20 kmと今回の流速場観測点の間隔（2～4 km）に比べて大きいため、有意な測点間の差異を見出すことが困難であったことと、流速計測点における密度の連続データが得られていないことが大きい。内部潮汐の発生から伝播・散逸に至る過程を明らかにするためには、観測的なアプローチからは、複数点における長期的な（15日以上）流速場と密度場の同時観測および乱流の水平断面観測が必要である。流速場と密度場の同時観測データを用いて内部潮汐波のエネルギーフラックスを見積もることができれば、内部潮汐波の伝搬過程や、鉛直混合のエネルギーに関するより詳細な議論ができると期待されるが、密度の水平移流の取り扱い等の解析的な課題や、限られた観測データからどこまで現象の代表性が

確保できるかといった問題がある。現実的には観測で得られた内部潮汐の特性を再現する数値模型によって検証することが必要であろう。ただしそのような数値模型の構築には、現実の乱流過程の再現が不可欠で、今回の観測からは特に中層における乱流混合の適切なパラメタリゼーションが必要であることが示唆される。このためには、より多くの地点における乱流観測データの収集・整理とともに、外部潮汐流や内部潮汐流の違い、およびそれらの相互作用などの流れ場の特徴を考慮したエネルギーカスケード過程について解析的および実験的な議論が必要であると考えており、著者らの今後の課題である。

おわりに今回得られた結果から、有明海の環境問題に関わる物理場の研究について言及したい。成層構造の変化が極めて大きな有明海において、観測によって潮流の経年変動を定量的に評価することは、その結果が多くの研究者や機関に注目されている一方で、経年変動をどのように定義するかということも含めてなお難しい問題だと言える。潮流観測結果の比較を行う場合、ある深さのみの振幅を比べるのではなく、鉛直構造やその場の成層とともに比較することが少なくとも必要であり、また振幅の大小が必ずしも鉛直混合の強弱を意味するわけではないことに注意すべきである。一方で、流速観測データの再解析に大きな意義があると考えられる。本研究で示したのは諫早湾湾口付近に限られた期間における観測データであるが、有明海の各海域で海底地形や形成される成層構造の特性は異なり、それに伴って潮流構造および鉛直混合の特性も異なると考えられる。特に内部潮汐については海域によってその発生状況、周期性および鉛直構造が大きく違い得るが、未知の部分が多い。したがって過去の観測データを再解析し系統的に整理することで、環境変化に関わる潮流の鉛直構造や鉛直混合の変化を議論することや、有明海の流動場を再現する数値モデル検証することの基礎となる新たな知見が得られると期待する。有明海をはじめとした浅海域の鉛直混合過程にはまだ未解明な点が多いが、本稿がその理解の一助となれば幸いである。

補遺 A

潮流楕円の解析法を Soulsby (1990) の表記に従って記述する。角周波数 ω で変動する潮流の東西成分を u ，南北成分を v と置くと，これらはそれぞれ時刻 t の関数として，

$$\begin{aligned} u &= a_u \cos(\omega t) + b_u \sin(\omega t) \\ v &= a_v \cos(\omega t) + b_v \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (\text{A1, A2})$$

と表される。ここで， a_u ， b_u ， a_v ， b_v はそれぞれ実数の振幅である。この時，複素数で表した潮流 $u + iv$ ($i = (-1)^{1/2}$) を反時計回り成分 \mathbf{R}_+ と時計回り成分 \mathbf{R}_- に分解すると，

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_+ &= \frac{1}{2} \{(a_u + b_v) + i(a_v - b_u)\} \exp(i\omega t) \\ \mathbf{R}_- &= \frac{1}{2} \{(a_u - b_v) + i(a_v + b_u)\} \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (\text{A3, A4})$$

となる。この時，潮流楕円の長径 U_a と短径 U_b は以下のように表される。

$$\begin{aligned} U_a &= |\mathbf{R}_+| + |\mathbf{R}_-| \\ U_b &= |\mathbf{R}_+| - |\mathbf{R}_-| \end{aligned} \quad (\text{A5, A6})$$

ここで，潮流楕円の長径に対する短径の比 U_b/U_a を楕円率と呼ぶ。楕円率の正(負)の値は潮流が時間とともに反時計(時計)回りに回転することを表す。また，反時計回り成分と時計回り成分が形成する海底境界層の厚さ δ_{\pm} は，鉛直渦粘性係数 K_m ，コリオリ角周波数 f ，潮汐角周波数 ω を用いて

$$\delta_{\pm} \sim \sqrt{\frac{K_m}{|f \pm \omega|}} \quad (\text{A7})$$

とスケーリングされる。A7式は，同じ K_m ， f ， ω の条件の場合には，北半球 ($f > 0$) では，時計回り成分 \mathbf{R}_- の作る海底境界層の厚さは，反時計回り成分 \mathbf{R}_+ のものに比べて厚くなることを示す。

補遺 B 鉛直渦粘性係数 K_m の見積もり

Yoshikawa *et al.* (2010) は，鉛直方向に多層で測定した水平流速の調和成分を用いて，海底境界層における鉛

直渦粘性係数のプロファイルを精度よく見積もる方法を提案した。本研究では，彼らの手法を以下に述べる形で用いる。潮流の反時計回り (+)・時計回り (-) 各回転成分の複素振幅 \mathbf{R}_{\pm} は以下の鉛直座標に σ を取った運動方程式に従うとする (Cushman-Roisin and Beckers 2011);

$$i(f \pm \omega) \mathbf{R}_{\pm} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_m \frac{\partial \mathbf{R}_{\pm}}{\partial \sigma} \right) \quad (\text{B1})$$

ここで， $f (= 7.93 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$ はコリオリ角周波数， ω は潮流の角周波数， $\nabla_h p = \partial p / \partial x + i \partial p / \partial y$ は外部潮汐による水平圧力勾配， K_m は鉛直渦粘性係数である。ここでは密度成層の効果は K_m を通してのみ考慮し，圧力場への影響は考えない。(B1) 式の境界条件として，

$$\begin{aligned} \frac{K_m}{H} \frac{\partial \mathbf{R}_{\pm}}{\partial \sigma} &= \frac{\tau_{b_{\pm}}}{\rho_0} \quad \text{at } \sigma = 0 \\ \frac{K_m}{H} \frac{\partial \mathbf{R}_{\pm}}{\partial \sigma} &= 0 \quad \text{at } \sigma = 1 \end{aligned} \quad (\text{B2})$$

を与える。ここで $\tau_{b_{\pm}}$ は海底摩擦応力の反時計回り・時計回り成分である。水平方向の圧力勾配は鉛直一様であるから，(B1) 式は上記の境界条件を用いて，

$$i(f \pm \omega) (\mathbf{R}_{\pm} - \langle \mathbf{R}_{\pm} \rangle) = \frac{\tau_{b_{\pm}}}{\rho_0 H} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_m \frac{\partial \mathbf{R}_{\pm}}{\partial \sigma} \right) \quad (\text{B3})$$

と変形される。ただし $\langle \mathbf{R}_{\pm} \rangle = \int_0^1 \mathbf{R}_{\pm} d\sigma$ である。 $\tau_{b_{\pm}}$ の見積もりには鉛直平均流速の二乗則を用いた;

$$\tau_{b_{\pm}} = \rho_0 C_f |\langle \mathbf{R}_{\pm} \rangle| \langle \mathbf{R}_{\pm} \rangle \quad (\text{B4})$$

ここで C_f は鉛直平均流に対応する海底摩擦係数で，ここでは Tsutsumi and Matsuno (2012) で見積もられた $C_f = 2.27 \times 10^{-3}$ を用いた。これより半日周期 ($\omega_i = 1.41 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)，日周期 ($\omega_i = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) のそれぞれの反時計・時計回り成分および平均流 ($\omega_i = 0$) の u ， v 両成分の計 10 成分を用いて，差分化した (B3) 式を最小二乗的に解き， K_m の鉛直分布を計算した。このようにして見積もられた K_m は潮汐周期での平均的な鉛直渦粘性を表すと考えられる (Yoshikawa *et al.* 2010)。

補遺 C

内部慣性重力波の鉛直流速 w は、非粘性・非圧縮のブシネス近似下で、

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\nabla_h^2 w + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + N^2 \nabla_h^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0 \quad (C1)$$

で表されるとする。この式の解の形として、

$w = w_0 \exp\{i(k_x x + k_y y + m z - \omega t)\}$ を考え、C1 式に代入し分散関係式

$$\frac{m^2}{k^2} = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (C2)$$

を得る。ただし $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ である。ここで $\omega < f < N$ (sub-inertial) である変動を考えると、実数の波数 k , m は C2 式を満たさない。そこで Albrecht *et al.* (2006) と同様に虚数の水平波数を仮定し、 k_{xe} , k_{ye} を実数として $k_x = ik_{xe}$, $k_y = ik_{ye}$, とおくと、B2 式は

$$w = w_0 \exp(-k_{xe} x - k_{ye} y) \exp\{i(m z - \omega t)\} \quad (C3)$$

となり、水平方向に指数的に減衰する内部慣性重力波を示す。このとき水平方向流速 u , v と鉛直流速 w の関係は、

$$u = -\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} w, \quad v = \frac{if(N^2 - \omega^2)}{\omega(\omega^2 - f^2)} w \quad (C4)$$

であり (Gill 1982), 水平流速楕円の楕円率は $-\omega/f$ である。(B4), (B5) 式より、ある時刻において内部波の位相が鉛直上方 (下方) に伝搬する場合、すなわち $m > 0$ ($m < 0$) の時、水平流速は海底からの距離とともに反時計回り (時計回り) に回転する。また、内部波エネルギー (群速度) の水平に対する伝搬方向 α は

$$\alpha = |\omega^2 - f^2|^{1/2} (N^2 - \omega^2)^{-1/2} \quad \text{で与えられる。}$$

謝辞

本稿は第一著者が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博士後期課程に在籍時の研究結果を基に執筆された。2010 年の係留系による流速観測はいで株式会社からの全面的な協力を受けて行われた。2009 年の係留系の設置および乱流観測では長崎大学水産学部練習船鶴洋丸の兼原壽生船長 (現同学部練習船長崎丸), 青島隆主席一等航海士 (現同学部練習船長崎丸) をはじめとする乗組員諸氏, および同学部鈴木利一博士から多大な協力を受けた。本研究に対して東京大学日比谷紀之博士, 京都大学吉川裕博士および九州大学市川香博士に有益な意見を頂いた。また二人の査読者からは本稿の改訂に際して多くの建設的な意見を頂いた。本研究の一部は平成 21 年度笹川科学研究助成の補助を受けて行われた。諫早湾自動昇降機による水質観測データは九州農政局から提供を受けた。本研究では、大浦における潮位観測データは気象庁の Web サイト (<http://www.jma.go.jp>) 記載のものを、海底地形データとして日本水路協会発行の日本近海 30 秒グリッド水深データ (JTOPO30) を用い、地図の作成には数値計算言語 MATLAB 用に作成され Web 上で公開されているマッピングツールパッケージ M_Map (<http://www.eos.ubc.ca/~rich/>) を用いた。ここに上記の方々ならびに関係者に甚大な感謝の意を申し上げる。

References

- Albrecht, N., R. Vennell, M. Williams, C. Stevens, P. Langhorne, G. Leonard, and T. Haskell (2006), Observation of sub-inertial internal tides in McMurdo Sound, Antarctica, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L24606, doi:10.1029/2006GL027377.
- Baines, P. G. (1986), Internal tides, internal waves and near-inertial motions, in *Baroclinic Processes on Continental Shelves, Coastal Estuarine Sci.*, vol. 3, edited by C. N. K. Mooers, pp. 19–31, AGU, Washington, D. C.
- Cushman, B., and J. M. Beckers (2011), *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, 2nd ed., Academic Press, London, 828 pp.
- Edwards, C.R., and H. E. Seim (2008), Complex EOF Analysis as a Method to Separate Barotropic and Baroclinic Velocity Structure in Shallow Water, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 25, 808–821.
- Emery, W. E., and R. E. Thomson (2004), *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*, 2nd ed., Elsevier, Amsterdam, 638 pp.
- Gill, A. E. (1982), *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, London, 662 pp.

- 濱田孝治, 速水祐一, 山本浩一, 大串浩一郎, 吉野健児, 平川隆一, 山田裕樹 (2008), 2006年夏季の有明海奥部における大規模貧酸素化, *海の研究*, **17**, 371–377.
- 清本容子, 山田一來, 中田英昭, 石坂丞二, 田中勝久, 岡村和磨, 熊谷香, 梅田智樹, 木野世紀 (2008), 有明海における透明度の長期的上昇傾向及び赤潮発生との関連, *海の研究*, **17**, 337–356.
- Maas, L. R. M., and J. van Haren (1987), Observations on the vertical structure of tidal and inertial currents in the central North Sea, *J. Mar. Res.*, **45**, 293–318.
- 松野健, 中田英昭 (2004), 有明海の流れ場を支配する物理過程, *沿岸海洋研究*, **42**, 11–17.
- 小田巻実 (2007), 河口循環流と潮流—潮流の鉛直分布に対する重力循環の可能性—, *沿岸海洋研究*, **44**, 107–115.
- Osborn, T. R. (1980), Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 83–89.
- Sakamoto, K., and K. Akitomo (2008), The tidally induced bottom boundary layer in the rotating frame: development of the turbulent mixed layer under stratification, *J. Fluid Mech.*, **619**, 235–259.
- Souza, A. J., and J. H. Simpson (1996), The modification of tidal ellipses by stratification in the Rhine ROFI, *Cont. Shelf Res.*, **16**, 997–1007.
- Soulsby R. L. (1990), Tidal-current boundary layers. In: Mehoute B.L., Hanes D. M. (eds) *The sea. Ocean engineering science*, vol 9. Wiley, New York, 523–566.
- 武岡英隆 (2003), 有明海における M_2 潮汐の変化に関する議論へのコメント, *沿岸海洋研究*, **41**, 61–64.
- Tsutsumi, E. and T. Matsuno (2012), Observations of turbulent mixing under weakly and highly stratified conditions in the Ariake Sea, *Journal of Oceanography*, **68**, 369–386.
- 堤 裕昭, 堤 彩, 高松篤志, 木村千寿子, 永田紗矢香, 佃政則, 小森田智大, 高橋 徹, 門谷 茂 (2007), 有明海奥部における夏季の貧酸素水発生域の拡大とそのメカニズム, *海の研究*, **16**, 183–202.
- 宇野木早苗, (1993), *沿岸の海洋物理学*, 東海大学出版会, 672 pp.
- Visser, A. W., A. J. Souza, K. Hessner, and J. H. Simpson (1994), The effect of stratification on tidal current profiles in a region of freshwater influence, *Oceanol. Acta*, **17**, 369–381.
- Yoshikawa, Y., T. Endoh, T. Matsuno, T. Wagawa, E. Tsutsumi, H. Yoshimura, and Y. Morii (2010), Turbulent bottom Ekman boundary layer measured over a continental shelf, *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L15605, doi: 10.1029/2010GL044156.

Observations of external, internal tidal currents and associated turbulent mixing around the Isahaya bay mouth, Ariake Sea

Eisuke Tsutsumi ^{1*} and Takeshi Matsuno ²

Abstract

In this paper, we investigated the spatio-temporal characteristics and dynamics of vertical structure (vertical shear) of tidal currents, and discussed their relation to vertical mixing, performing measurements of current field and turbulence at the mouth of the Isahaya Bay, Ariake Sea during stratified season in 2009 and 2010. We found intense vertical shear at ocean interior above the bottom boundary layer (BBL) when the water column was highly stratified. Such vertical shear at mid-column is caused mainly due to semi-diurnal external tide on spring tides and diurnal internal tide on neap tides. Results of the turbulence measurements exhibit mid-column vertical mixing obtained on neap tide is stronger than that on spring tide, and the fact indicates diurnal internal tide plays an important role in promoting vertical mixing in the stratified region above BBL.

Key words: internal tides, external tides, vertical mixing, turbulent energy dissipation rate, Isahaya Bay

(Corresponding author's e-mail address: tsutsumi.eisuke.my@ehime-u.ac.jp)

(Received 28 February 2013; accepted 13 September 2013)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2014)

¹ Center for Marine Environmental Studies, Ehime University, 2-5 Bunkyo-cho, Matsuyama, 790-8577, Japan

² Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, 6-1 Kasuga-koen, Kasuga 816-8580, Japan

* TEL: 089-027-8179 FAX: 089-027-9846

e-mail: tsutsumi.eisuke.my@ehime-u.ac.jp