

— 原著論文 —

富山トラフに捕捉された渦モード乱泥流*

高橋 陽奈^{1†}・磯田 豊¹・芳村 毅²・中田 聡史³・今井 圭理⁴・小熊 健治⁴・
高槻 丈嘉¹・西森 祐太¹・仲 美紀²・菊入 夏海²

要 旨

富山トラフを横断する4断面の海洋観測によって、低透過度、低溶存酸素、低 Pre-formed PO_4 から推測される底層高濁度水の空間分布を調べた。その結果、高濁度水（粒径 $5\ \mu\text{m}$ 以下の微細な粘土粒子の巻き上げ）と思われる水塊が富山湾奥部から佐渡側のトラフ斜面底層に偏って存在していることが確認された。そこで、モデルの初期条件として、微細な海底泥と海水との混合を想定した、わずかに重い海水を湾奥底層に設定した数値実験を行った。重い海水である高濁度水は、佐渡側のトラフ斜面に沿って、反時計回りの弱い水平渦流の形状を保ちながら、ゆっくりと深い沖合へ移動した。水平渦流の流れ場は海底捕捉でありながらも、海底の高密度水（高濁度水）を超えて上方へ広がっていた。本研究では、モデル再現された海底捕捉の反時計回り渦流のことを、海底地すべりを引き起こすような強い「堆積物重力流」とは区別して、「渦モード乱泥流」と呼ぶ。しかしながら、このような弱い乱泥流を引き起こす高濁度水の密度の値は不明であり、それを実際に観測することも困難である。そこで、2層近似したV字型のトラフ地形に存在できる渦モードの波動、Trench Wave (TW) の解析解を導いた。この解の特性から、密度差から計算される内部変形半径がトラフ斜面幅に比べて十分に小さければ、TWの下層と上層の運動がほぼ等しくなり、海底捕捉の性質が弱まることがわかった。

キーワード：富山トラフ、海洋観測、数値実験、渦モードの乱泥流、Trench Wave

* 2025年7月22日受領 2025年11月25日受理

著作権：日本海洋学会, 2026年

1 北海道大学大学院水産科学院
〒041-8611 函館市港町 3-1-1

2 北海道大学大学院環境科学院
〒060-0810 札幌市北区北 10 条西 5 条

3 国立研究開発法人 国立環境研究所
〒305-8506 茨城県つくば市小野川 16-2

4 北海道大学水産学部
〒041-8611 函館市港町 3-1-1

† 連絡著者：高橋 陽奈
e-mail: takahashi.hina.n2@elms.hokudai.ac.jp

1. はじめに

Swift (1974) の教科書「Continental shelf sedimentation」によれば、河川を通して沿岸域に輸送され、海底に堆積した細粒の砂や泥は、沿岸流や潮流、風波等による巻き上げと移流分散により、沖合の大陸棚に運ばれ再堆積する。その再堆積した土砂は、地震などをきっかけに海底地すべり（海底土石流）を引き起こすことがある。このとき、土砂と海水が混合した高密度の流れ（混

濁流)が発生し、時速数十 km に達する高速度で陸棚斜面を流下する。これを乱泥流 (Turbidity current) と言い、日本近海では 2011 年の東北沖地震津波において、海底設置型圧力計の移動や海底水温変化から乱泥流の発生が間接的に捉えられている (Arai *et al.*, 2013; Inazu *et al.*, 2023)。このような乱泥流の浸食力は大きく、陸棚斜面に深い海底谷を刻み、堆積と浸食を繰り返しながら、陸起源物質を深海底へ供給している。日本海の日本列島側で最も大きな海底谷は富山トラフ (Toyama Trough) であり、富山湾から大和海盆に向かって、全長約 750 km に及ぶ V 字型の溝地形を形成している (Fig. 1)。

Nakajima *et al.* (1998) は富山トラフに沿った反射法地震探査と海底堆積物の分布調査を行い、sediment wave、堤防複合体、海底扇状地などの海底形状から、大洪水によると思われる乱泥流の存在を推測した。海底に痕跡が

残るような乱泥流は、低頻度で短期的な発生であるが、比較的大きな土粒子を一度に大量に輸送できる強い流れを伴っている。このように、海底地すべりを伴う強い乱泥流は、重力によって海底斜面を下るので、力学的な名称では「堆積物重力流」と呼ばれる。この強い乱泥流とは異なり、Senju (2022) は同じ富山トラフにおいて、海底ではなく、海底付近の海水に残る痕跡から、年間を通してほぼ定常的に発生し、非常に細かい微粒子で構成されるような弱い乱泥流の存在を推測している。

Senju (2022) は富山トラフの東西両斜面上で実施した過去の係留流速観測結果をまとめ、さらにスナップショット観測 (2020 年 11 月) ではあるが、富山トラフ近傍を横切る断面観測 (Fig. 1 の C 線と D 線の間付近) を実施した。年平均でみたとき、トラフを挟んで佐渡側 (東側) 斜面上では大和海盆向き、能登側 (西側) 斜面上では富

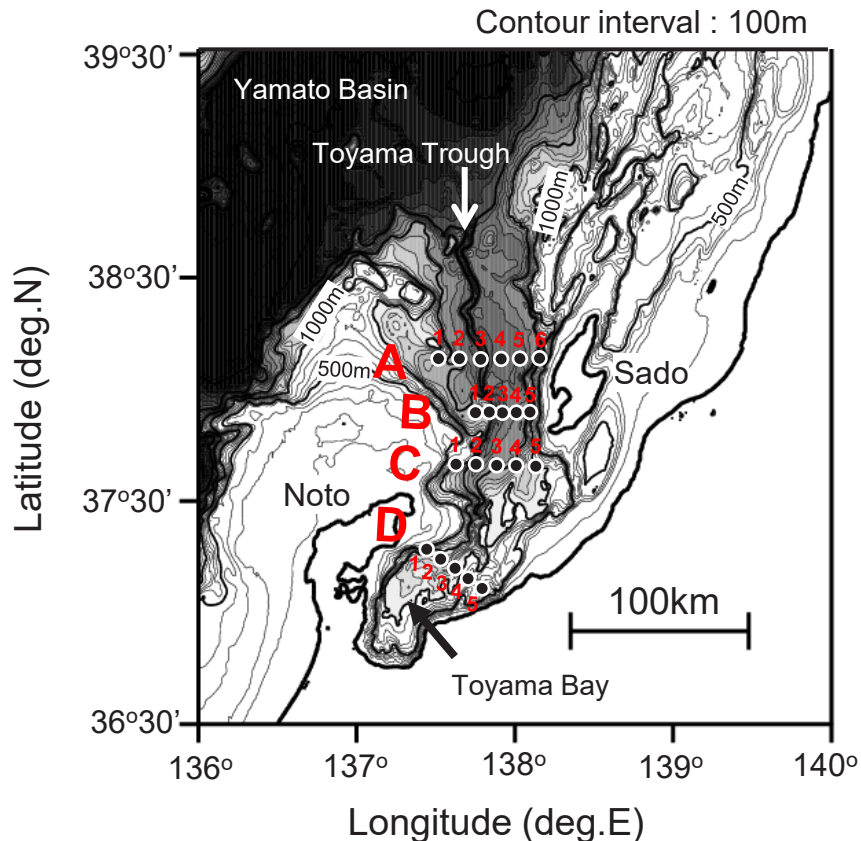


Fig. 1 Bottom topography around Toyama Bay and the Toyama Trough with isobaths every 100 m (thin lines) and every 500 m (thick lines). The black circles indicate hydrographic stations located along four observation lines (A-D).

山湾向きの等深線に沿った流速 1 cm s^{-1} 前後の弱い平均流が観測された。特に、佐渡側の年平均流は海底に近い流速計ほど大きかった。また、年平均流からの偏差流速を用いて計算された流速分散楕円の形状は円形に近く、その大きさは年平均流と同程度であった。そして溶存酸素と透過度の鉛直断面分布には、低酸素高濁度な水塊が大和海湾向き流となる佐渡側の海底上数百 m の厚さで捉えられた。

以上の観測結果をもとに、Senjyu (2022) は低酸素高濁度な水塊の起源が湾奥にあり、この水塊が土砂を伴わないような弱い乱泥流として、地球自転の影響を受け、浅瀬側を右手にみる海底捕捉流の性質をもっていることを指摘した。乱泥流を発生させる巻き上げの原因として、上述した地震や洪水時に湾奥の河川から濁流水が供給されることなどが一般的であろう。しかし、地震や洪水はめったに発生しないので、それによる高濁度水が、Senjyu (2022) や本研究のような一回きりの海洋観測で捉えられる可能性は非常に低いと思われる。最近、別の原因として、越後ほか (2023) は日本海を通過する気象擾乱によって、一年を通して発生する近慣性周期の内部重力波が富山湾北部の表層から湾内底層へ侵入し、底泥水を巻き上げている可能性を提案している (付録 A を参照)。本研究において、湾奥底層を起源とした弱い乱泥流は重力の影響が小さく、主に地形性ベータ (海底斜面勾配) を復元力とした渦モードの擾乱として説明されることを、富山トラフを東西に横切る 4 断面の海洋観測 (2 節)、湾奥起源の底泥高密度水を模した数値実験 (3 節)、V 字型トラフ地形に捕捉された Trench Wave の理論解析 (4 節) を通して提示する。それゆえ、本研究で議論する弱い乱泥流のことを、先に紹介した「堆積物重力流」、すなわち、重力モードの乱泥流とは区別して、本論文で新規に提案する名称「渦モード乱泥流」と呼ぶことにする。

2. 富山トラフを東西方向に横切る海洋観測

2.1. 観測方法

Fig. 1 の海底地形図に示すように、本研究では富山トラフをほぼ東西に横切る A~D の 4 本の観測線を設定し、2024 年の 7 月 25~27 日に北海道大学水産学部附属練習船おしよる丸を用いて CTD (Conductivity—

Temperature—Depth profiler) 観測とニスキンボトルによる採水を実施した。D 線は富山湾内、C 線は湾口付近、B 線と A 線は富山湾北方で佐渡島の西側にある。海底近傍の水塊を捉えることを目的に、CTD キャストの最大水深は海底上 +30 dbar に統一した。各測点の採水層は、海底上 +30, +50, +100 dbar に固定した 3 層と海底上 +100 dbar と深度 500 dbar の間を 3 等分した 3 層の計 6 層とした。各観測線の中で、最深となる測点 (トラフの溝付近) では 400 dbar 以浅の CTD キャストを再度実施し、10, 50, 100, 200, 300, 400 dbar の計 6 層の採水層を加えた。

1 dbar 毎の水溫塩分の測定は SEA BIRD 社製の CTD (センサー名: SBE 9-11plus) で行い、塩分と水溫の測定分解能はそれぞれ 0.0001 と 0.0001°C である。なお、CTD の塩分プロファイルには、微細ではあるが、ランダムに変化する電気伝導度のノイズが現れていた。そこで、スパイク上のノイズを削除することを目的に、水溫と塩分の両鉛直プロファイルには 25 dbar 幅のメジアンフィルターを施した。その後、現場水溫からポテンシャル水溫 (以下、水溫と呼ぶ) へ変換した。同 CTD に搭載された溶存酸素 (Dissolved Oxygen; 以下、DO と略す) センサーは SEA BIRD 社製の SBE43、海水の濁りを数量化した透過度 (Transmittance: 以下、Tr と略す) は Seapoint Sensors 社製の蛍光光度センサーで計測した。

採水による測定項目は、DO、栄養塩のアンモニウム塩: NH_4 、亜硝酸塩と硝酸塩: $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ 、リン酸塩: PO_4 、ケイ酸塩: SiO_2 、そして蛍光性溶存有機物 (Fluorescent DOM: 以下、FDOM と略す) と濁度である。DO の校正は Kimoto 社の DOR-01X、栄養塩の分析は Bran+Luebbe 社の QuAAtro による。なお、500 dbar 以深で採水された海水を用いて、ウインクラー法により測定した DO 測定値 (分析精度は $1 \mu\text{mol L}^{-1}$) から DO センサー値を補正した。補正は回帰直線で行い、補正式は $\text{DO} = (\text{DO}_{\text{CTD}} + 0.9858) / 1.204$ (DO_{CTD} は DO センサー値) となった。栄養塩の検出限界は、 NH_4 が $0.15 \mu\text{mol L}^{-1}$ 、 $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ が $0.07 \mu\text{mol L}^{-1}$ 、 PO_4 が $0.01 \mu\text{mol L}^{-1}$ で、 SiO_2 が $0.69 \mu\text{mol L}^{-1}$ であった。なお、観測された NH_4 の値はほとんど検出限界以下であったため、本研究では使用しなかった。FDOM と濁度の測定は、それぞれ、JFE アドバンテック社製の infinity シリーズ

の蛍光センサーと赤外光後方散乱式センサーで行った。その際、採水した深度毎の海水を黒色バケツに入れ替え、それに両センサーを挿入し、暗所にて5分間の測定を実施した。蛍光センサーの励起波長は365 nm、蛍光波長は430~490 nm、分解能は0.05 QSU (Quinine Sulfate Unit)、赤外光後方散乱式センサーの分解能は0.03 FTU (Formazin Turbidity Unit)、精度は ± 0.3 FTUもしくは $\pm 2\%$ である。両センサーの値は5分間でほぼ安定することを確認し、その値から零点補正値を差し引いて解析に使用した。零点補正値は、全ての観測終了後、船内のミリQ水を使って両センサーの測定を行い、それにより得られた値はFDOMが -1.74 QSU、濁度が $+13.64$ FTUであった。ところが、濁度の計測値は零点補正値よりも小さい場合がほとんどであった。これは、透過度計で感知された富山湾底層付近の濁った水塊は、大きな粒径の土砂を伴うものではなく、蛍光光度センサーでは捉えられるが、赤外光後方散乱式センサーでは捉えられない微粒子で構成されていることを示す。また、透

過度計の蛍光光度センサーはCTDフレームに固定されていたため、船上での零点補正ができず、相対的な透過度(%表示)の大小に関する記述に留まる。

2.2. 観測結果

2.2.1. 富山トラフ深層域における塩分均一水と透過度の鉛直断面分布

Fig. 2は全測点のCTDデータを用いて作成した水温-塩分(TS)ダイアグラム図である。左側の(a)は塩分極大(以下、 S_{\max})で特徴付けられる対馬暖流水を強調したTSレンジ(水温 $0\sim 20^\circ\text{C}$ 、塩分 $33.5\sim 34.5$)、右側の(b)はその下方にある塩分極小(以下、 S_{\min})付近から深層域を拡大表示したTSレンジ(水温 $0\sim 2^\circ\text{C}$ 、塩分 $34.055\sim 34.075$)である。4本の測線毎に色を変えているが、 S_{\max} 水は共通して密度 $25.0\sigma_\theta$ 付近、 S_{\min} 水は密度 $27.28\sigma_\theta$ 付近にあり、測線による密度差はほとんどみられない。また、 S_{\min} 水の水温 1.2°C 、塩分 34.06 と比べて、海底側の密度 $27.34\sigma_\theta$ 付近にある

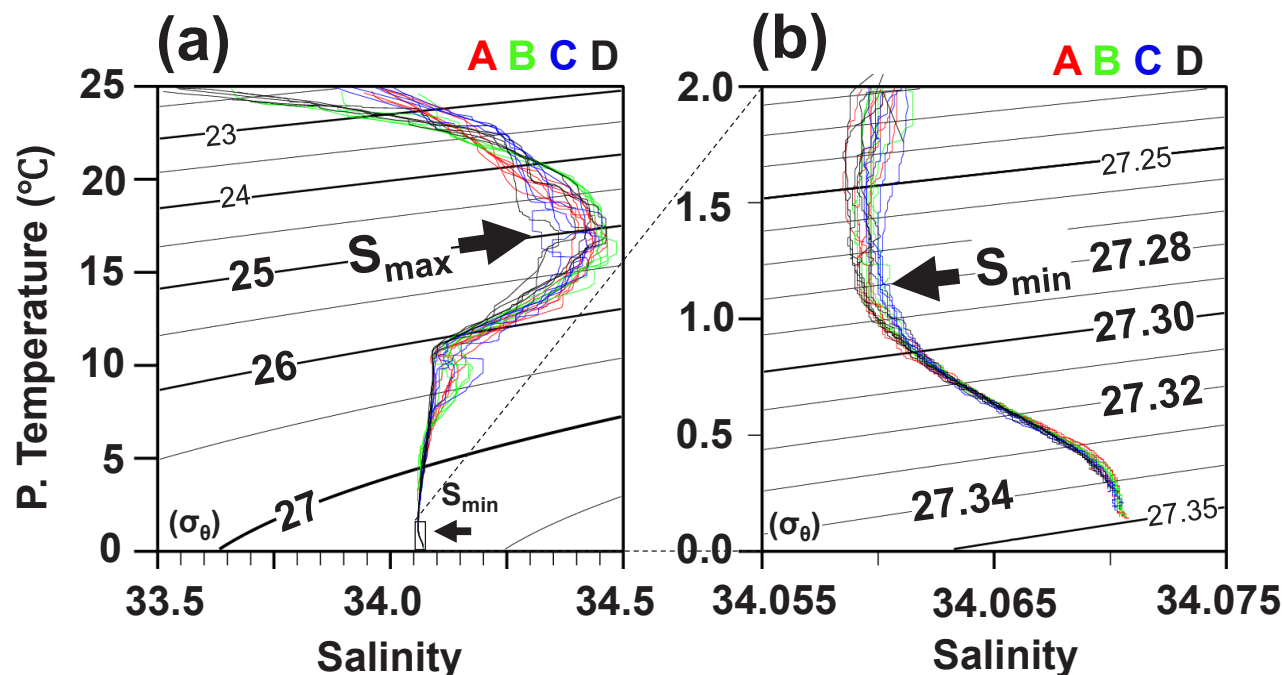


Fig. 2 (a) Potential temperature-salinity (T-S) diagram showing the salinity maximum (S_{\max}) range of the Tsushima Warm Current Water ($T=0^\circ\text{C}-25^\circ\text{C}$ and $S=33.5-34.5$). The red, green, blue, and black lines correspond to observation lines A-D, respectively. (b) Same as (a), but for the salinity minimum (S_{\min}) range in the middle layer ($T=0^\circ\text{C}-2^\circ\text{C}$ and $S=34.055-34.075$).

深層水は低温高塩分（水温 0.2°C ，塩分 34.07）であり，
両者の間にある水塊は両水塊の混合を示唆する直線関係

を示している。

Fig. 3 (a) の塩分の鉛直断面図には密度分布の目安

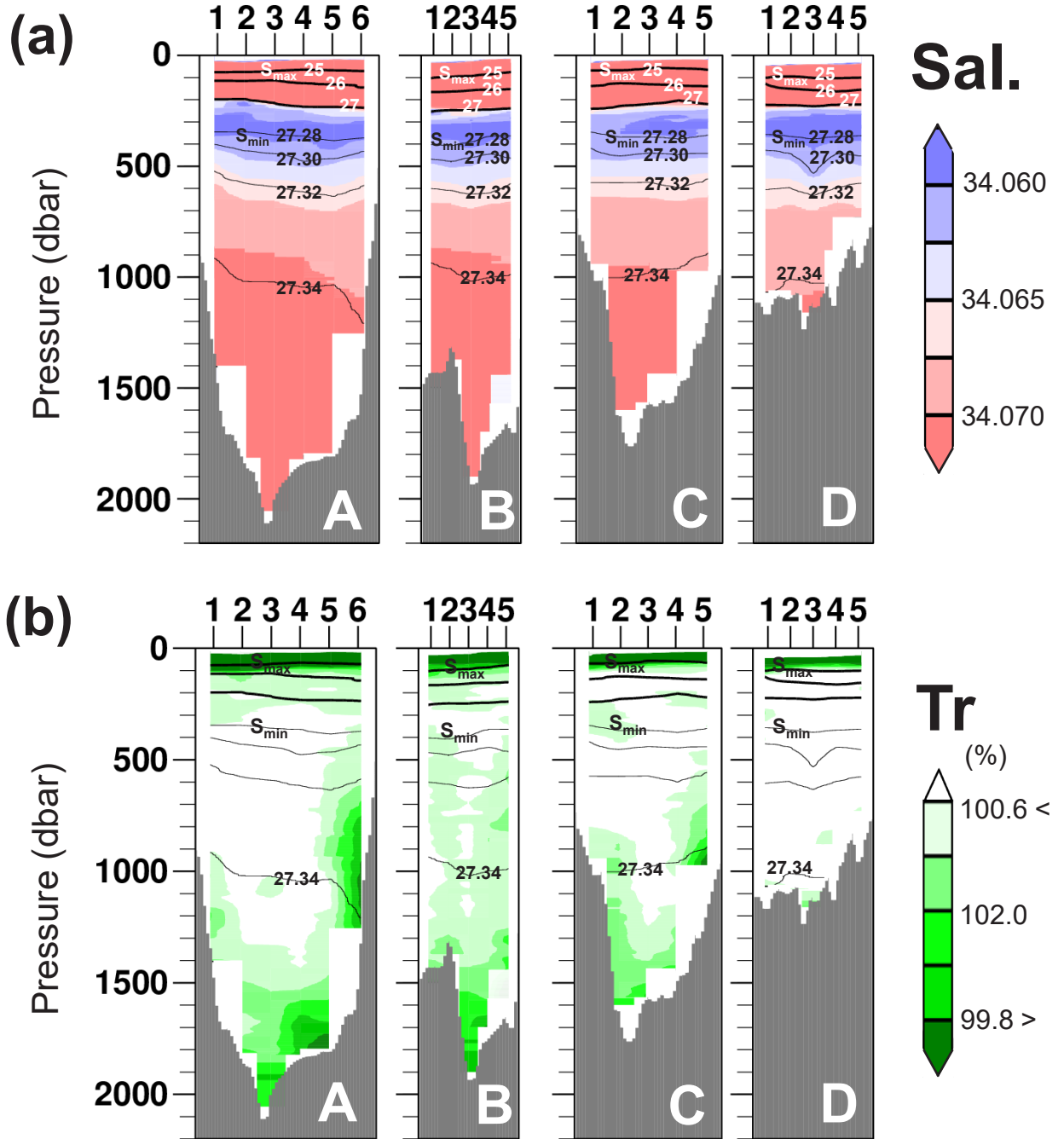


Fig. 3 Sectional distributions of (a) salinity and (b) transmittance along four observation lines (A-D), shown in color shades. Contours indicate densities, with thick lines representing the three isopycnals at 25, 26 and 27 σ_θ and thin lines representing four isopycnals at 27.28, 27.30, 27.32 and 27.34 σ_θ .

として、 S_{\max} 水の密度 $25 \sigma_\theta$ とその下部にある密度 $26, 27 \sigma_\theta$ の計 3 本の等密度線を太線で、 S_{\min} 水の密度 $27.28 \sigma_\theta$ とその下部にある密度 $27.30, 27.32, 27.34 \sigma_\theta$ の計 4 本の等密度線を細線で表示した。密度分布の測線及び測点による水深差はほとんどなく、 S_{\max} 水は 100 dbar 以浅の表層付近、 S_{\min} 水は深度 350 dbar 付近、深層水の密度を代表する $27.34 \sigma_\theta$ の等密度線は深度 1,000 dbar 付近にある。富山トラフ内の 1,000 dbar 以深の水塊は塩分がほぼ均一の深層水であり、その厚さは浅い D 線の約 100 m から最も深い A 線の約 1,000 m にもなる。

ところが、Tr の鉛直断面分布 (Fig. 3 (b)) をみると、500 dbar 以深には均一な塩分分布とは異なり、V 字型トラフを挟んだ東西方向に大きな偏りが捉えられた。零点補正をしていないため、高い透過度は 100% を超えているが、ここでは緑色濃淡で強調した低透過度の分布パターンに注目する。4 観測線で共通して、表層の対馬暖流水 (海面から S_{\max} 水の間) は低透過度、そこから下方に向けて S_{\min} 水がある深度 400 dbar 付近までは、透過度が次第に高くなる。 S_{\min} 水付近の海水は、相対的に濁りが小さい水塊である。 S_{\min} 水から底層へ向かって透過度が再び低くなり、海底近傍で極小となる。これは、濁度計では捉えられない非常に細かい粒子の海底泥の巻き上げを推測させる。沖合側の A~C の測線において、その低透過度域の厚さは海底上数百 m もあり、透過度 99.8% 以下の海水は、A 線と C 線では V 字型トラフの東側 (佐渡側) に偏っているようにみえる。低透過度水が佐渡側へ偏って分布する傾向は、「はじめに」で紹介した Senjyu (2022) の観測結果と同じ特徴である。

2.2.2. レッドフィールド比でみた栄養塩の鉛直分布

春季ブルーム等の後、表層から中深層へ沈降した有機物は、レッドフィールド比に従って分解される (Redfield *et al.*, 1963)。全地点の栄養塩データを用いて、Fig. 4 の (a) には $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ に対する PO_4 (観測値 *measure* という意味で PO_4^m) の散布図、(b) には同じ $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ に対する SiO_2 の散布図を作成した。表層から 500 m までは 100 m 毎に赤青色を交互に変え、500 m 以深は全て黒色で表示した。黒実線の傾きが $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ に対する PO_4 と SiO_2 、それぞれのレッドフィールド比である。緑矢印は深度の目安として、 S_{\min}

水が存在する深度 350 m 付近を示す。 $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ に対する PO_4 の関係は、表層から S_{\min} 水の深度まではレッドフィールド比の傾きにほぼ従っているが、 S_{\min} 水以深はバラツキの大きな一塊になっている。 $\text{NO}_2 + \text{NO}_3$ に対する SiO_2 の関係も、 S_{\min} 水の深度まで傾きはほぼレッドフィールド比に従うものの、それ以深では SiO_2 の濃度が明らかに高い。 S_{\min} 水以深の深層及び底層水では、レッドフィールド比から外れた有機物分解過程、または海底泥の巻き上げの存在が示唆される。

2.2.3. AOU に対する栄養塩と溶存有機物との関係

海水中の有機物が分解されるとき、上述した栄養塩の無機化と同時に、酸素が消費される。観測された水温と塩分から飽和酸素量が計算でき (Weiss, 1981)、この値から観測された DO 値を差し引くと、見かけの酸素消費量 (Apparent Oxygen Utilization; 以下、AOU と略す) が求められる。継続的な酸素供給が少ない有光層以深や深層域では、AOU 値は経時的に増加するため、その値の空間分布は海水年齢 (大きな値ほど古い海水) の定性的な指標となる。

植田・磯田 (2022) や大野ほか (2025) は、AOU と PO_4^m を利用した疑似的な保存量 Preformed PO_4 ($\text{PO}_4^0 = \text{PO}_4^m - \text{AOU}/138$ から計算される「海面から沈み込む前に、その水塊が有していた PO_4 」または「有機物分解による PO_4 再生が起きる前の PO_4 」の値) が日本海中深層水の起源やその追跡に有用であることを示した。そこで、Fig. 5 (a) は横軸に AOU、縦軸にべた塗り丸印で観測した PO_4 (PO_4^m)、中抜き丸印で計算された Preformed PO_4 (PO_4^0) をプロットした。なお、 S_{\min} 水以深で一塊にみえる AOU- PO_4^0 部分 (緑枠領域) を同図の右側に拡大表示した。AOU と PO_4^m の間には正の相関、高 AOU で高 PO_4^m となる関係があった。これは海面から沈降して時間が経過した (酸素が消費された) 古い海水ほど、有機物の分解が進んでいることを示す。 PO_4^m から PO_4^0 へ変換すると、AOU に依存しないほぼ定数の PO_4^0 が現れる。これらは、植田・磯田 (2022) が指摘したように、表層の対馬暖流水起源の α 水塊と高塩分中層水起源 (もしくは底層水起源) の β 水塊に対応する。拡大表示した深層部分をみると、ほぼ同じ AOU 値のままで、 PO_4^0 が低濃度側にばらつく水塊も存在しており、本論文ではこれを γ 水塊と名付ける。

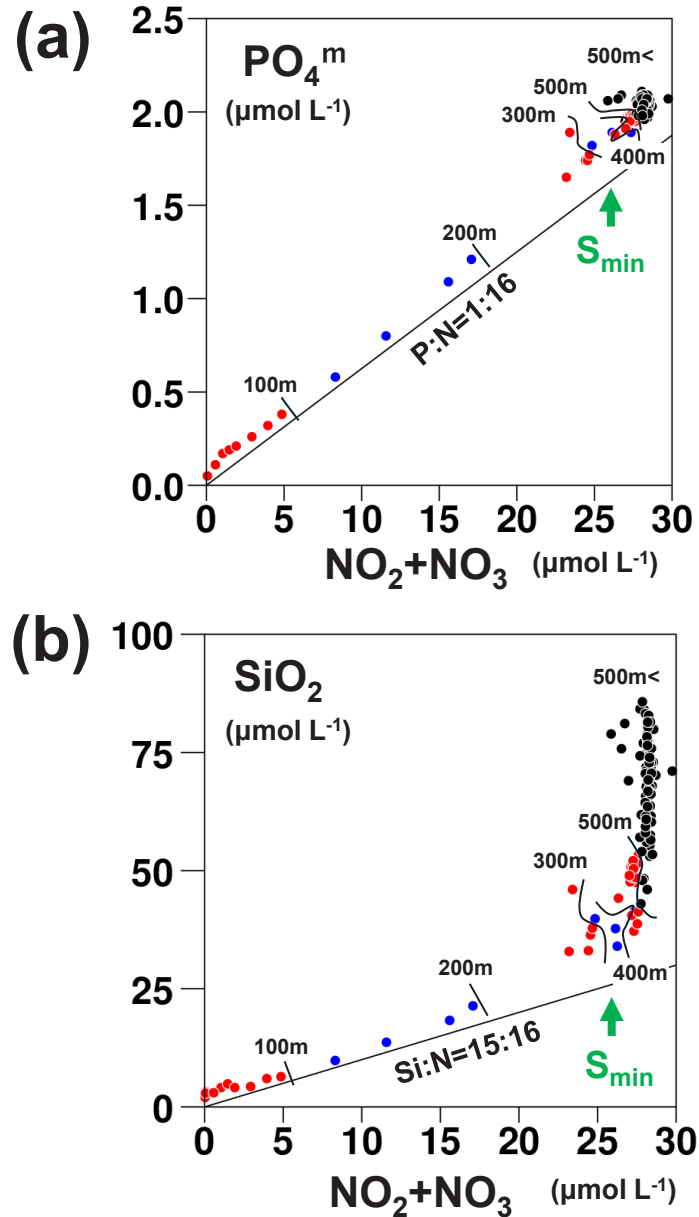


Fig. 4 (a) Scatter plots of measured $\text{PO}_4(\text{PO}_4^{\text{m}})$ versus NO_2+NO_3 , using all data. The auxiliary line indicates the molar ratio of P:N=1:16. From the surface to a depth of 500 m, the color-coded dots alternate between red and blue every 100 m, while data deeper than 500 m are shown in black. The green arrow roughly indicates a depth of approximately 350 m, where S_{min} water is present. (b) Same as (a), but for SiO_2 versus NO_2+NO_3 , with the auxiliary line showing the molar ratio of Si:N=15:16.

Fig. 5 の (b) と (c) も同様に横軸に AOU をとり、栄養塩の SiO_2 と溶存有機物の FDOM をプロットした。海底及び底層における SiO_2 の再生は酸素消費を伴わないため (杉浦, 1979), S_{min} 水以深の SiO_2 (黒丸印) は

AOU によらない高濃度を示すと考えられる。深層域は有機物分解の進行が示唆されるが, S_{min} 水以深の FDOM の値は小さくなく, 200 m 以浅の表層よりもむしろ大きな値を示している。このように, 富山トラフ内の

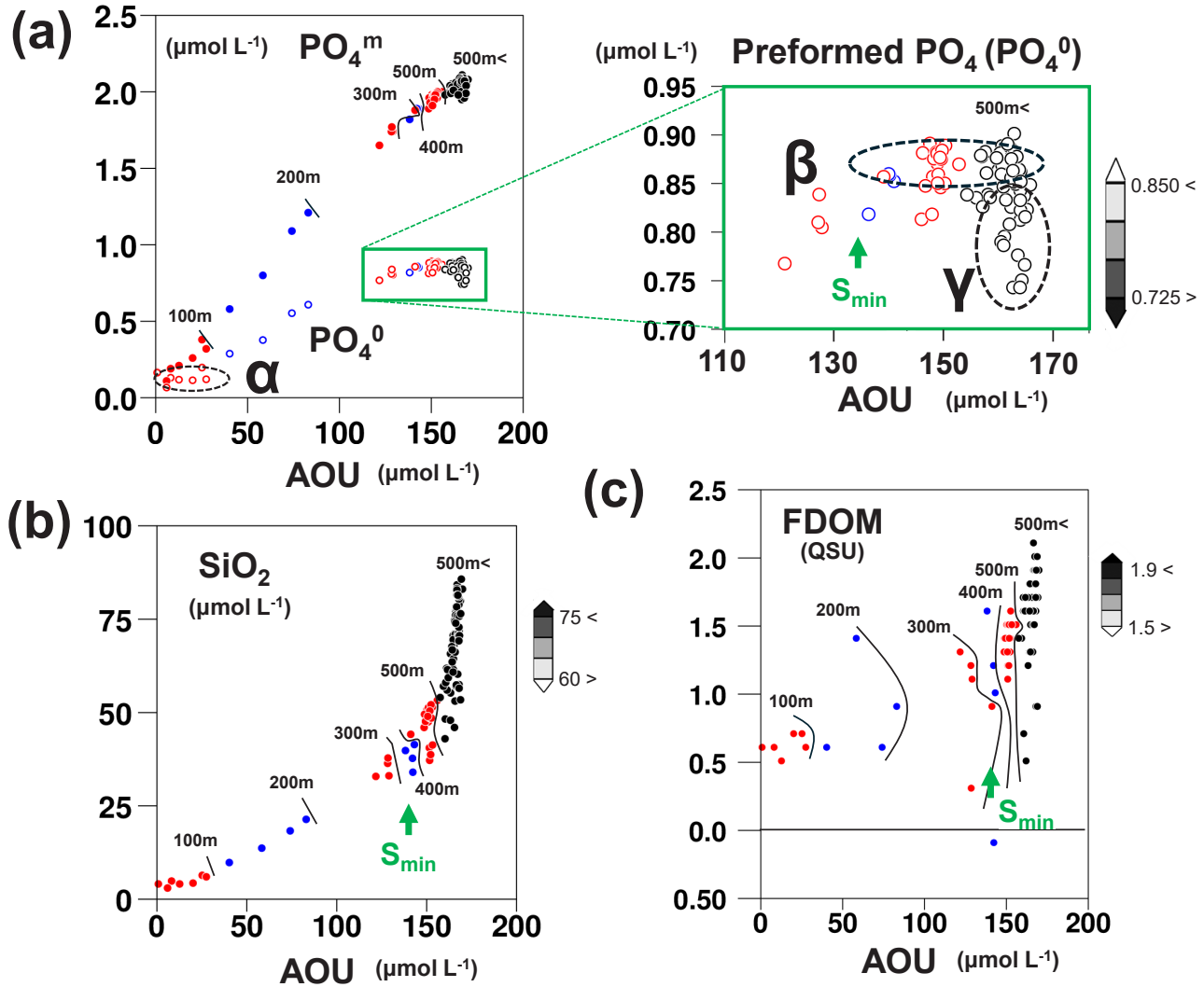


Fig. 5 (a) Same as Fig. 4(a), but showing two types of PO_4 : measured PO_4 (PO_4^m ; closed dots) and preformed PO_4 (PO_4^0 ; open dots) plotted against Apparent Oxygen Utilization (AOU). The enlarged AOU- PO_4^0 area (enclosed in green), which appears as an almost single mass at depths below S_{\min} water, is shown on the right-hand side. Following Ueda and Isoda (2022), water masses of surface Tsushima Warm Current Water origin are referred to as “ α ,” and those of high salinity intermediate water origin as “ β .” Water masses with nearly the same AOU values but with lower PO_4^0 are newly termed “ γ ” water masses in this study. (b) and (c) Same as (a), but for SiO_2 and FDOM versus AOU, respectively.

1000 dbar 以深の深層域では、塩分がほぼ均一、AOU もほぼ同じ（ほぼ同じ海水年齢）で区別できないのに対し、 PO_4^0 （ γ 水塊）、 SiO_2 、FDOM にはその均一性とは異なる水塊の存在を示している。

2.2.4. 富山トラフ深層域の PO_4^0 、DO、 SiO_2 、FDOM の鉛直断面分布

PO_4^0 と DO、 SiO_2 と FDOM を上下に並べた鉛直断面分布（等値線は代表密度）を 500 dbar 以深の濃度分布が強調されるレンジで、それぞれ Fig. 6 と Fig. 7 に示した。 PO_4^0 図 (Fig. 6 (a)) の赤丸印は表層にある α 起

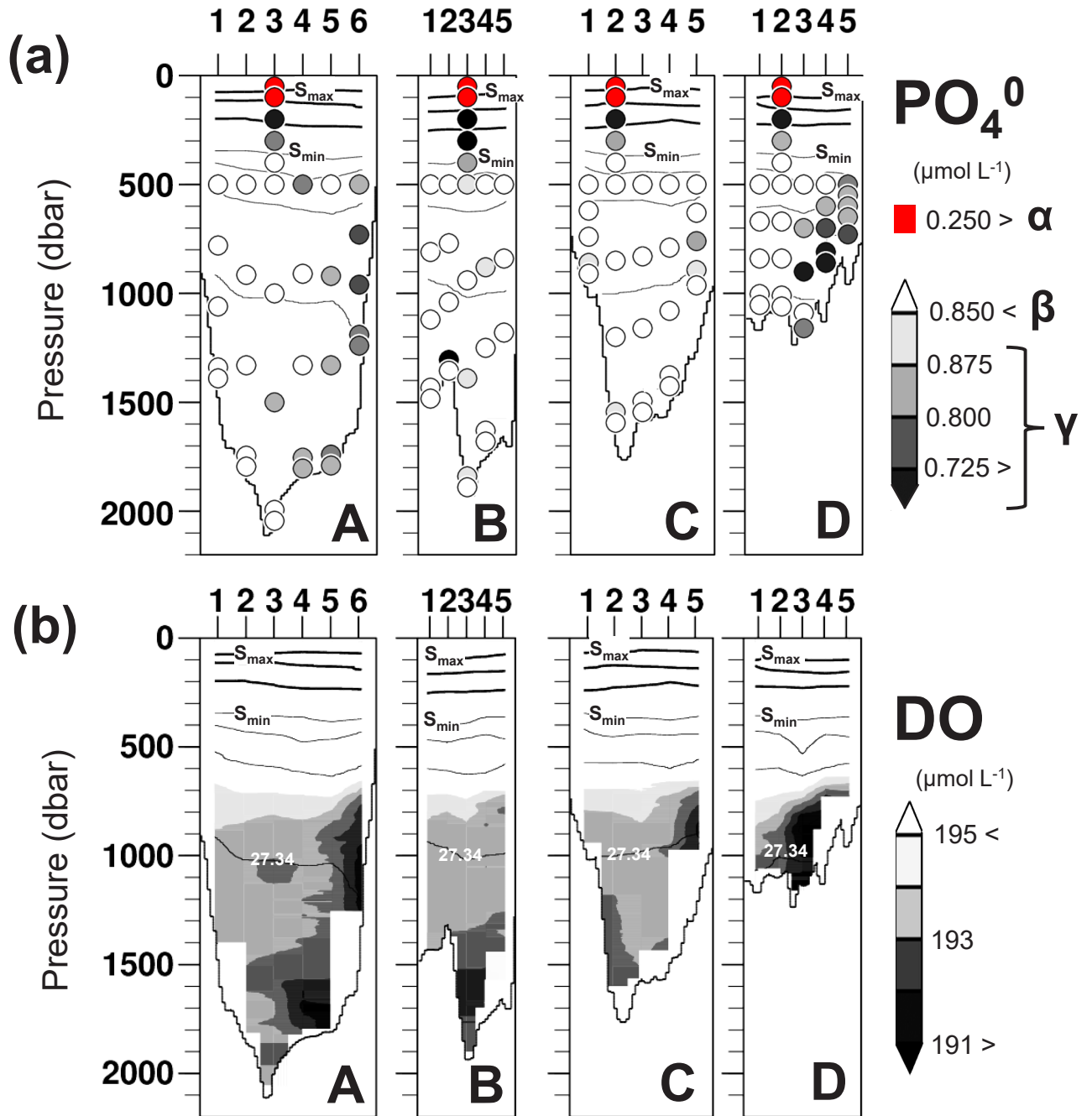


Fig. 6 Same as Fig. 3, but for (a) PO_4^0 (shown as colored circles) and (b) DO (shown in grayscale).

源水 ($0.25 \mu\text{mol L}^{-1}$ 以下), 白抜き丸印は β 起源水 ($0.85 \mu\text{mol L}^{-1}$ 以上) を示し, 本研究で注目する γ 水塊は黒色濃淡の丸印で強調した。また, PO_4^0 は AOU を用いて計算されるので, DO 表示のレンジを 191 ~

$195 \mu\text{mol L}^{-1}$ の範囲で拡大したとき, DO 図 (Fig. 6 (b)) は PO_4^0 図に類似するようになる。 PO_4^0 と DO (Fig. 6) の低濃度は各断面の東側 (佐渡側) に偏った分布を示すのに対し, SiO_2 と FDOM (Fig. 7) はそのよ

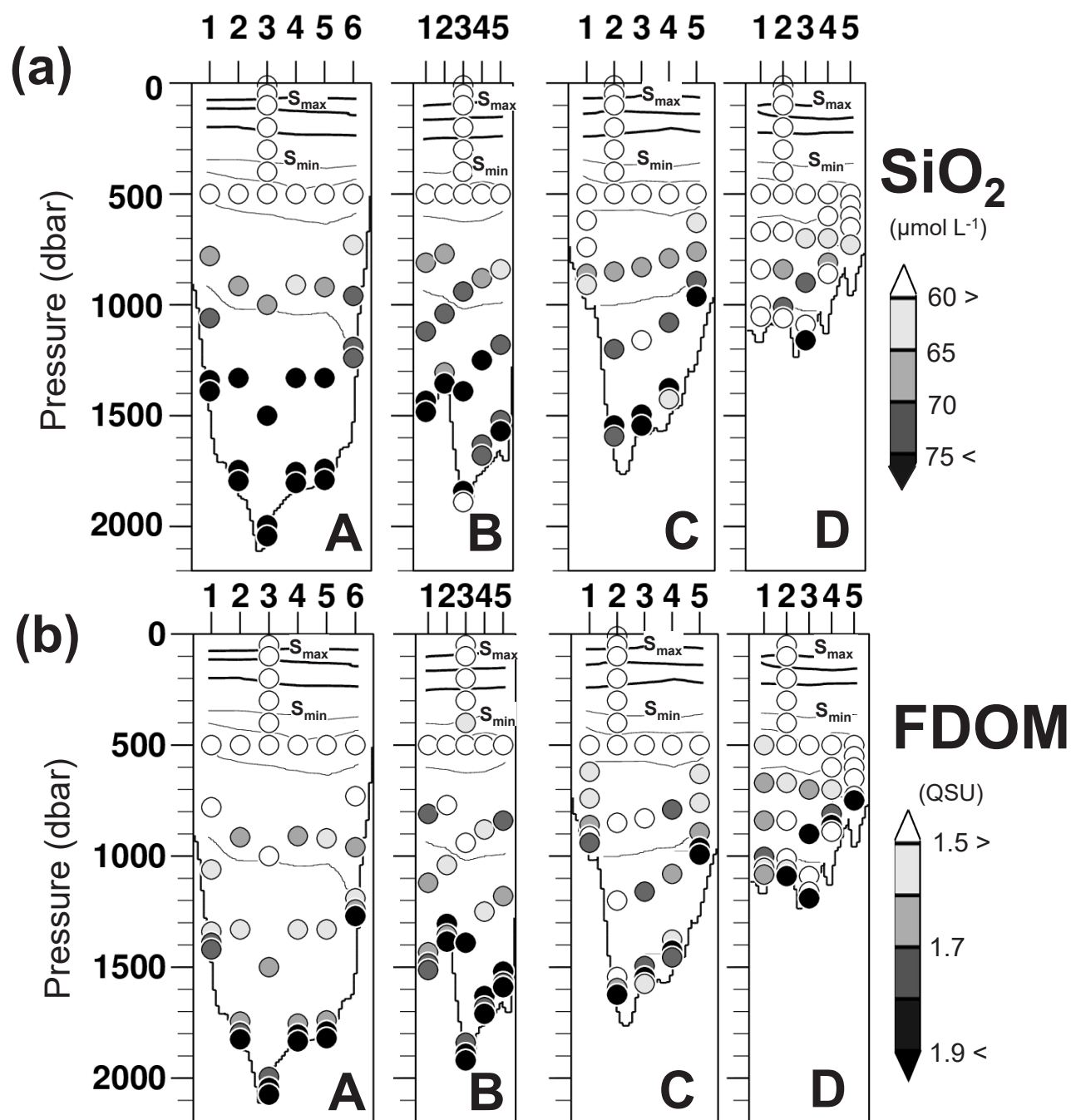


Fig. 7 Same as Fig. 6(a), but for (a) SiO_2 and (b) FDOM.

うな東西の偏りはみえず、底層側に高濃度域がみられる。

FDOMの組成はわからないものの、底層付近の海水は難分解である高分子の溶存有機物で構成されていることが推測される。 SiO_2 はシリカが海底または底層にお

いて酸素消費を伴わずに溶解した栄養塩である。A~Dの4断面で共通して底層に近いほど高濃度となる SiO_2 とFDOMの分布から、富山トラフー帯における海底起源の底泥水、もしくは植物プランクトン等の死がい分

解された残差（溶出）の巻き上げが示唆される。一方、低 PO_4^0 で貧酸素（低 DO）な水塊はトラフの東側（佐渡側）に偏り、それらの極小値は湾奥の測線 D 付近にある。こちらは Senjyu (2022) がすでに報告しているように、おそらく分解過程にある有機物を含む、湾奥起源の底泥水が酸素を消費し、トラフの東側斜面に捕捉されながら、富山トラフを下る乱泥流が想定され、これにより東側に偏った低透過度分布が説明される。なお、測線 A と C の間にある B 線は東側壁近傍の観測点がなかったため、 PO_4^0 と DO の低濃度水塊がうまく捉えられなかったと考えられる。このように、海底起源の底泥水（その場の巻き上げ）と湾奥起源の底泥水（細かい粒子の乱泥流）が混在している様子が推測される。

2.3. 湾奥起源の底泥水を構成する土粒子の考察

濁度計は散乱光の量を測定するので、海水中の土粒子サイズの $5\text{ }\mu\text{m}$ ～数百 μm （シルト～砂）が測定対象となる。一方、透過度計は透過光の減衰を測定するので、幅広いサイズの懸濁粒子が測定されるものの、正確な土粒子の大きさはわからない。我々が湾奥起源と判断した底泥水の場合、透過度計では感知され、濁度計で測定できなかったことから、 $5\text{ }\mu\text{m}$ 以下の微細な粘土粒子の巻き上げと考えられる。辻本ほか（2006）の富山湾底質環境調査によれば、富山湾に注ぐ主要河川（神通川など）の沖合い深度数百 m の底質は、シルト・粘土率が 32.6～99.2%，揮発性物質の割合を示す強熱減量が 1.3～13.4%であった。塑性指数はわからないものの、底質も底泥水と同じ有機物を含む粘土であり、この海底泥が圧密作用を受けていなければ、僅かな攪乱でも巻き上げられ易い状態にあると思われる。

一方で、巻き上がった土粒子は重力によって沈降し、再び海底に戻る。水中の微小な球形粒子の沈降を仮定したとき、終端速度 v は下記のストークス式によって表される。

$$v = \frac{(\rho_p - \rho_w)gd^2}{18\mu}$$

ここでは直径 $d=5\text{ }\mu\text{m}=5\times 10^{-4}\text{ cm}$ の粘土粒子を想定し、粘土の密度 $\rho_p=2.65\text{ g cm}^{-3}$ 、海水の密度 $\rho_w=1.027\text{ g cm}^{-3}$ 、海水の粘性係数 $\mu=0.01\text{ g cm}^{-1}\text{ s}^{-1}$ 、重力加速度 $g=980\text{ cm s}^{-2}$ を上式に代入すると、沈降速度

$v=2.2\times 10^{-3}\text{ cm s}^{-1}\sim 57\text{ m/月}$ が概算される。透過度計の観測が示した底泥水の厚さは、海底上数百 m であった (Fig. 3 (b))。よって、一度巻き上がった粘土粒子が海底まで沈降するには、静水状態でも数か月以上の時間を要することがわかる。なお、巻き上がった粘土粒子の沈降は、湾奥の D 線断面観測から間接的に推測される。この断面の低透過度域 (Fig. 3 下段) は海底近傍にみられるだけで、底層厚が数百 m の低 DO (Fig. 6 下段) には対応していない。巻き上げ後の経過時間はわからないものの、DO を消費した粘土（有機物）粒子が低 DO の海水を残したまま沈降したのであれば、両分布の相違が説明される。

次節では、このようにして巻き上がった湾奥起源の底泥水が、なぜ東側斜面に捕捉されているようにみえるのか、富山トラフを流下する弱い乱泥流を想定した数値実験を行い、その物理的理由を考察する。

3. トラフ地形を流下する弱い乱泥流の数値実験

3.1. モデルの概要

富山トラフ地形は微小な湾曲や凸凹をいくつも伴う複雑な海底地形である (Fig. 1)。本研究では、このトラフ地形を南北方向の水路として切り取った現実的なモデル地形 (Fig. 8 (a)) の数値実験に加え、弱い乱泥流の基本的な物理過程を理解することを目的に、それを単純な V 字型トラフ地形 (Fig. 8 (b)) で模した数値実験を行った。

この乱泥流の再現のために使用した数値モデルは、海面をリジッド・リッド近似した f 平面静水圧近似の MITgcm (Massachusetts Institute of Technology general circulation model, Marchall *et al.*, 1997) である。コリオリパラメータは富山湾沖の北緯 37 度 48 分を想定した $f=0.89\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$ とした。後述する密度成層を表現するために、鉛直方向は 100 m 等間隔の 25 層、水平格子間隔は、現実的な地形モデルが $\Delta x=900\text{ m}$ 、 $\Delta y=1,400\text{ m}$ 、V 字型地形モデルが $\Delta x=\Delta y=500\text{ m}$ である。なお、100 m 間隔の粗い鉛直分解能では、海底エクマン境界層を表現できないので、両実験において海底摩擦は

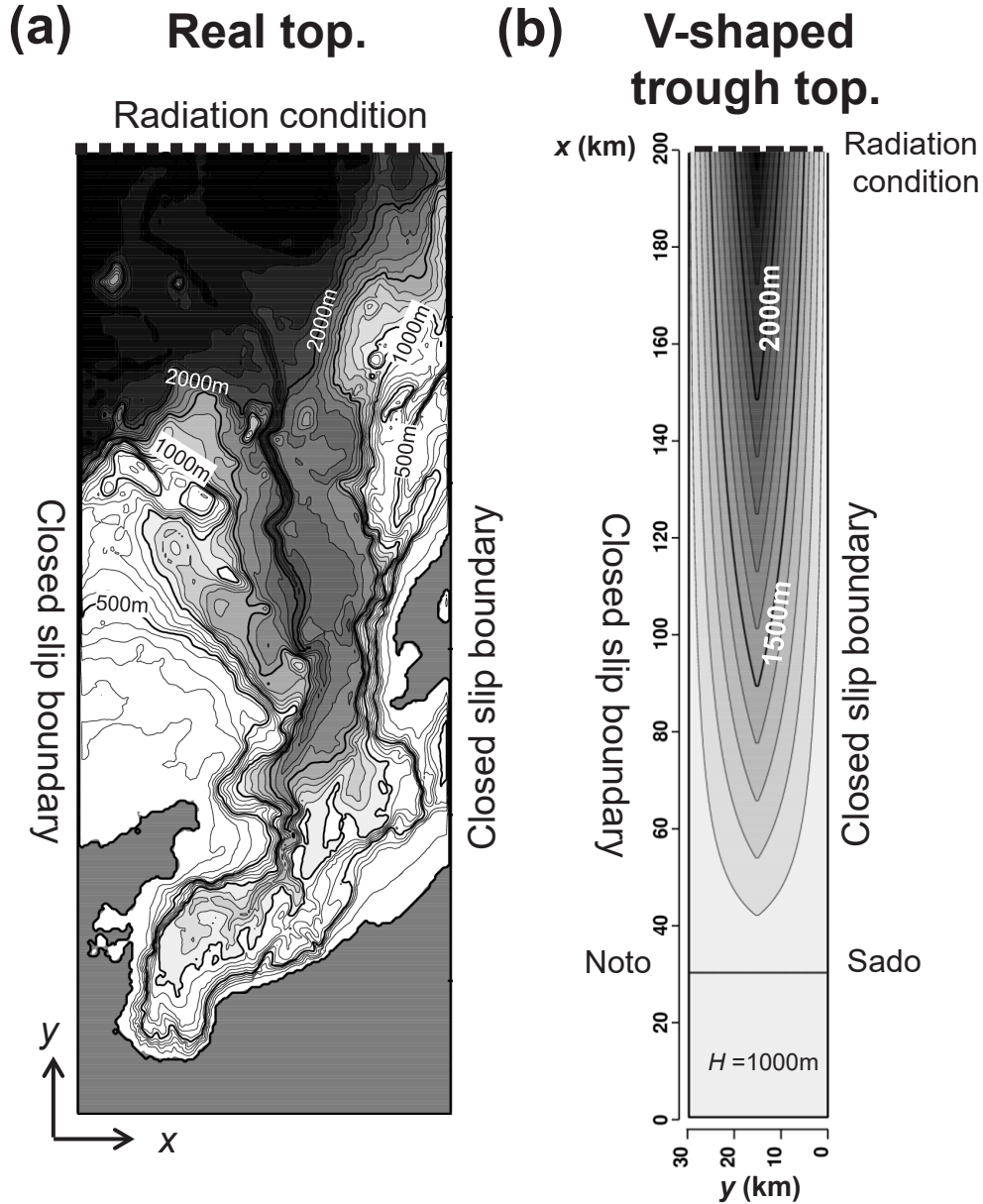


Fig. 8 (a) Model domain with realistic topography. (b) Model domain with a V-shaped trough topography, emphasizing the Toyama Trough.

考慮していない（海底摩擦係数を零）。水路壁では水平粘性境界層を表現しないために slip 条件を課し、沖合側の開境界では Orlandi の放射条件とした。水平渦粘性係数は $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，鉛直渦粘性係数は $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，水温の水平拡散係数は $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，鉛直拡散係数は $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，高密度水を表現する塩分（後述）の両係数は水温より 1

オーダー小さくした。計算時間ステップは数値的に発散しない値を試行錯誤で求めた $\Delta t = 3$ 秒を採用し，数値積分の期間は擾乱が水路全体を通過した 44 日までとした。

3.2. 背景の密度成層と湾奥の高密度水の設定

観測された TS ダイアグラム (Fig. 2) でみたように、

塩分極小 (S_{\min}) 以深の中深層の密度成層は、主に水温成層 (1°C 以下) に依存している。Fig. 9 (a) は、数値モデルの初期値として設定した水塊の TS ダイアグラム図、(b) は V 字型地形モデルを例に、トラフ中央を水路軸方向に横切った初期水温の断面図である。初期設定した密度成層は、塩分を 34.058 の一定値とし、線形的に変化する水温の鉛直プロファイル (深度 2,500 m を 0°C 、海面を 1°C) のみの関数とした。なお、モデルは海面まで表現しているが、対馬暖流を模した表層水は考慮していない。

堆積物重力流 (強い乱泥流) は海底土砂の継続的な巻き上げによって、海水との密度差 $\Delta\rho$ が次第に増加し、それゆえ、衰えることなく、むしろ強化されて長距離伝播できることが知られている (例えば, Hsu *et al.*, 2008)。

一方、弱い乱泥流を想定した底泥水は、微細な粘土粒子と推測されるので、2.3 節で考察したように、巻き上げられた後、海底へ戻る沈降には数か月以上の時間を要する。すなわち、弱い乱泥流は堆積物重力流とは異なり、一か月程度の時間スケールであれば、わずかに重い水塊による密度流的な扱いが許されると考えた。そこで、本実験では弱い乱泥流の起源となる高密度 (高濁度) の底泥水を高塩分水 (緑色の濃淡表示) で表現し、V 字型地形モデルでは湾奥平坦地形部分 (Fig. 9 (b) の緑色領域)、現実地形モデルでは湾奥の西側半分 (Fig. 10 の 0 日目下段の緑色領域) に初期設定した。

湾奥での海底泥の巻き上げ (乱泥流の発生) を想定したとき、この底泥水 (モデルでは高塩な高密度水) の巻き上げ高さや密度の値が不明である。巻き上げ高さに関

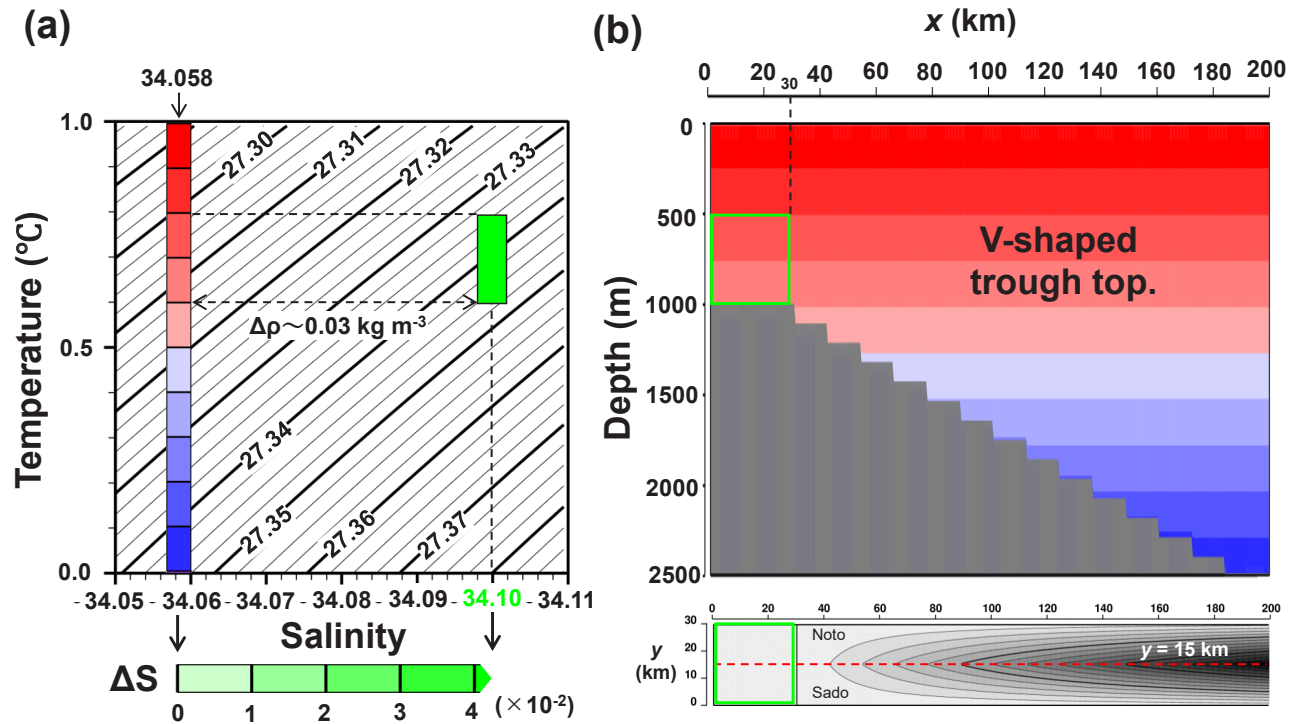


Fig. 9 Schematics of (a) the T-S diagram and (b) cross-sectional view of the temperature field illustrating the initial state of the model, using a calculation example for the V-shaped trough topography. The initial density stratification was set to a constant salinity value of 34.058, and density stratification was determined solely by the linearly varying vertical temperature profile (0°C at 2500 m depth and 1°C at sea surface). The slightly dense water, which forms the origin of the “vortex-mode turbidity current,” is represented by higher-salinity water (shown in green shades in (a)) and was initially set in the flat topographic area at the head of the bay (green area in (b)).

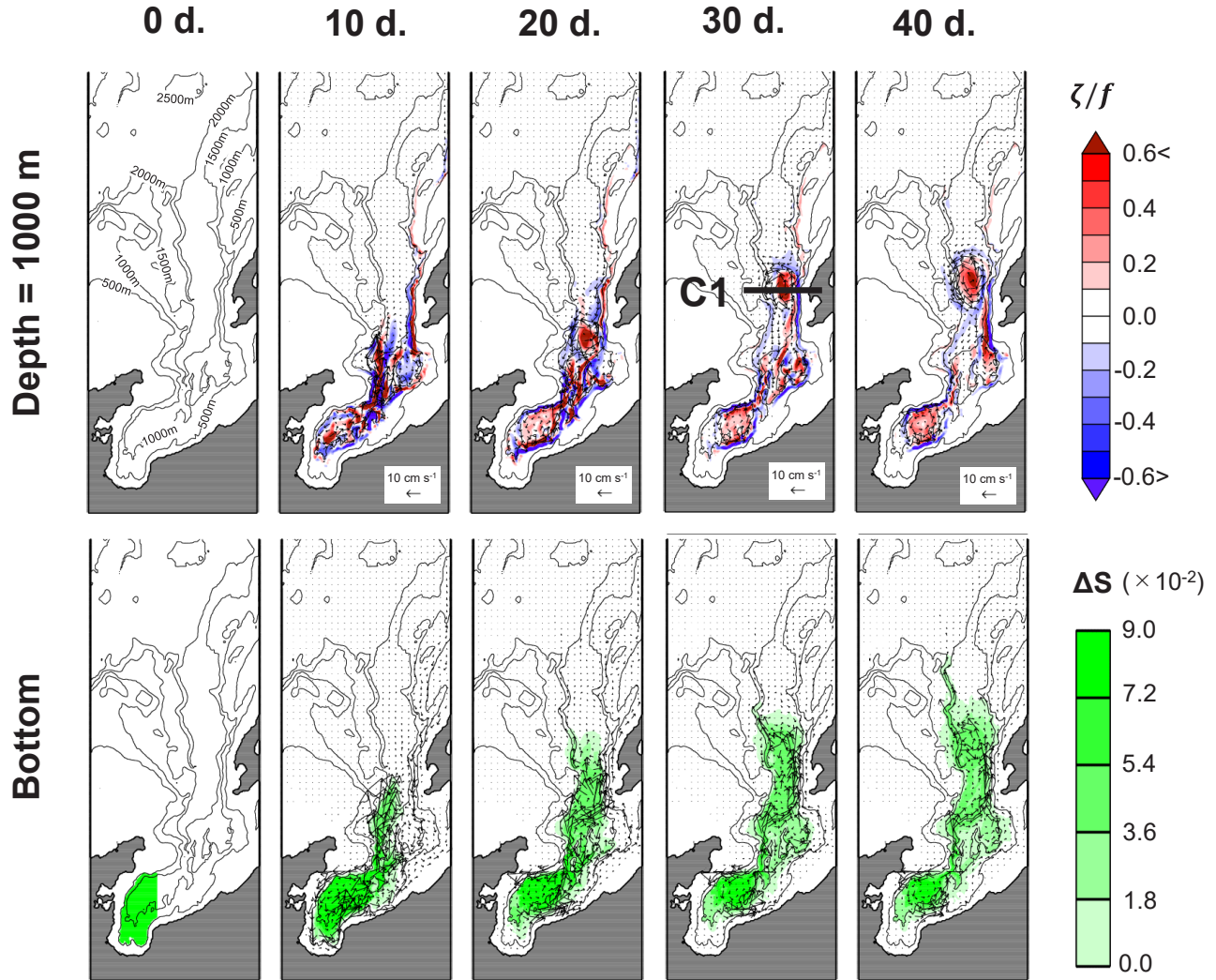


Fig.10 Model results for the realistic-topography case. (a) Temporal variations of the instantaneous field of relative vorticity (ζ/f) and velocity vectors at a depth of 1,000 m. (b) Same as (a), but for dense or high-turbidity water (shown in green shades) and velocity vectors at the sea bottom.

しては、湾奥のD線における低 PO_4^0 (γ 水塊)と低DOが海底上数百mの厚さをもっていたことから (Fig. 6), 初期値の高密度水を湾奥の海底上500mの厚さで設定した。よって、高密度水が設定される水温範囲は、V字型地形モデルの場合 (Fig. 9 (a)を参照)では0.6~0.8°Cの間にある。そして密度の値は、この高密度水が少なくとも最深度 (V字型地形では深度2500m)まで沈み込むことができる密度を仮定した。その結果、V字型地形モデルでは塩分34.10 (TSダイアグラム図の緑枠領域)、現実地形モデルでは塩分34.15 (TS図による

説明は省略)となった。よって、初期値における高密度水と周囲の海水との密度差はV字型地形モデルでは $\Delta\rho \sim 0.03 \text{ kgm}^{-3}$ 、現実地形モデルでは $\Delta\rho \sim 0.08 \text{ kgm}^{-3}$ となる。高密度水周辺の内部変形半径 $\lambda_i = \sqrt{g^*H/f}$ は初期で最も大きく、流下するにつれて密度差 $\Delta\rho$ が零値に漸近するので、次第に $\lambda_i \rightarrow 0$ となる。その λ_i の最大値を初期の厚さ $H=500 \text{ m}$ を固定して概算すると、現実地形モデルでは約7 km, V字型地形モデルでは約4 kmとなる。これらはトラフ斜面幅 (数十 km)に比べて小さい値である。

3.3. 渦流擾乱の形成及び移動による高濁度水（高密度水）の拡がり

モデル結果として、現実地形は0日目（初期値）から40日目まで10日毎の水平分布図、V字型地形は2日目から10日目まで4日毎と10日目から30日目まで5日毎の水平分布図を、それぞれFig. 10とFig. 11に示した。水平分布図は両モデルで共通して、深度1000 m（Depth=1000 mで表示）における流速ベクトル（矢印）と相対渦度 ζ/f （赤青色の濃淡）、底層（Bottomで表示）における流速ベクトル（矢印）と塩分差 ΔS で表現した濁度（緑色濃淡）の2種類を表示した。現実地形では、湾内から海盆へ向かう高濁度水の拡がりに対応し

て、20日目ころ、深度1000 mにみられる反時計回りの渦流（ $\zeta/f > 0$ ）が佐渡側の斜面域に発生し、その後、斜面の浅瀬側を右手にみながら海盆向きに移動している（Fig. 10）。このモデル再現された正の渦度をもつ渦流が、本研究で提案する「渦モード乱泥流」である。

現実地形のモデル結果とよく似た正の渦度をもつ渦流（e+印）、すなわち、渦モード乱泥流の形成と移動は、V字型地形モデルでも再現される。この理想化モデルでは、計算初期において、内部ケルビン波と負の渦度をもつ渦流（e-印）の伝播も観察される（Fig. 11）。湾奥の平坦地形に重い濁水を設定した直後の状態は、Lock-exchange型の地衡流調節問題と同じである（例えば、Gill, 1982）。2日目をみると、濁水との境界付

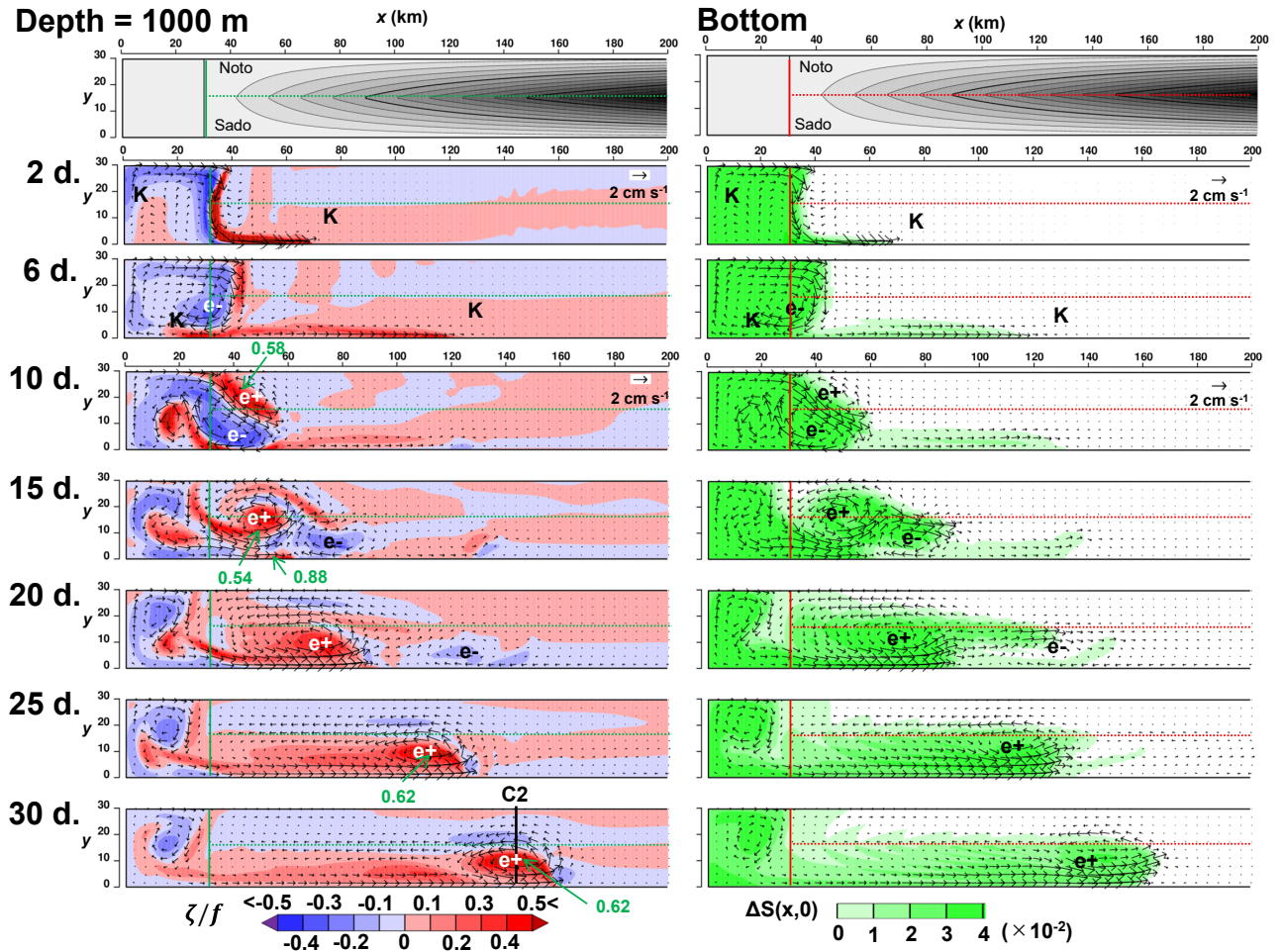


Fig. 11 Same as Fig. 10, but for the V-shaped trough topography case. The internal Kelvin wave is marked “K,” while eddies with positive and negative vorticity are indicated by “e+” and “e-,” respectively.

近に佐渡側へ向かう水路横断流（重い水を右手にみる地衡流）が励起されている。この流れは佐渡側境界に接続した後、濁水を伴って佐渡側境界を右手にみながら、約 5 km（内部変形半径に近い）の幅を保った内部ケルビン波（K 印）として伝播している。一方、濁水の能登側境界の流れも励起され、これも内部ケルビン波（K 印）として、能登側境界を右手にみながら伝播する。この内部ケルビン波が平坦地形の岸境界をほぼ一周した 6 日目、平坦地形内には時計回りの渦流（ $\zeta/f < 0$ ）が形成される。この渦流（e-印）がトラフ斜面域に押し出された状態が 10 日目であるが、その能登側には逆符号の渦度をもつ反時計回りの渦流（e+印）を伴っている。

両渦流のペアは、浅い平坦地形側を右手にみながら佐渡側へ移動した後（10～15 日）、続いて、佐渡側斜面に沿って海盆向きに移動している（15 日以降）。このとき、負の渦度の渦流（e-印）は急速に弱化するのに対し、正の渦度の渦流（e+印）は中心付近に高濁度水を伴いながら、次第に強化されている。これは深くなるトラフ地形を渦流が流下すること（渦度 ζ の移流）で水柱厚が伸び（ $\Delta h > 0$ ）、渦位保存則（ $(f+\zeta)/(h+\Delta h) = \text{一定}$ ）から正の渦度（ $\zeta > 0$ ）が生成されるためと理解される。それゆえ、等深線を横切る渦流及びその背後の流れ場は基本的に非線形の性質をもち、特に、先端渦流のロスビー数 ζ/f は+0.5を超えている（付録 B の追加実験を参照）。これが現実地形モデルにおいて、正の渦度をもつ渦流のみが明瞭に観察された理由である。同じく現実地形 10 日目の深度 1000 m には、渦流形成よりも先行して、佐渡島北方の佐渡側境界域に沿って北側へ延びる正の渦度領域がみられる（Fig. 10）。これは V 字型地形のモデル結果から判断すると、高濁度水を伴っていないが、高濁度水とは別に水温分布による密度成層が背景に存在するので、その成層を復元力とする初期応答で発生した内部ケルビン波的な擾乱伝播として理解される。なお、背景の水温成層に伴う第 1 モードの内部ケルビン波の

速度は、 $\frac{1}{\pi} \left(-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \right)^{\frac{1}{2}} H$ と書くことができ（例えば、

Gill, 1982）、 $H=1000$ m とすると約 0.16 m s^{-1} （4 日間での伝播距離は約 54 km）となり、数値実験結果と矛盾しない。

3.4. 渦モード乱泥流の鉛直断面構造

湾奥起源の海底泥の巻き上げを想定した数値実験において、弱い乱泥流は佐渡側斜面に捕捉された渦流の形状を呈することが示された。この渦モード乱泥流の水路横断方向の鉛直構造をみるために、両モデルの 30 日目に示した C1 線と C2 線に沿った鉛直断面図（右側が佐渡側）を Fig. 12 に示した。各断面図は上から順に水温、 ΔS 表示の濁度、密度、断面に直交方向の流速成分 u である。流速成分 u は、湾奥（海盆）から海盆（湾奥）向きの流れを赤色濃淡（青色濃淡）で示している。両断面に共通して、佐渡側の斜面底層付近は能登側に比べて暖かく、そこは高密度・高濁度水に対応している。この高濁度水の分布は佐渡島西方の A 線で観測された低透過度（Fig. 3 (b)）、低 PO_4^0 と低 DO 水（Fig. 6）の断面分布と定性的に矛盾しない。また、底層の高濁度水は、佐渡側の海底斜面に捕捉された海盆向きの流れ u で移流されているが、この流れは高濁度水を越えた上方まで継続している。この海盆向きの流れの沖合側には、逆向き（湾奥向き）の流れがあり、これで反時計回りの渦流になっている。ただし、湾奥向きの流れは必ずしも海底に捕捉されておらず、高密度水による密度の水平勾配（温度風の関係）により、鉛直シア一流になっている。

4. V 字型地形に存在する渦流擾乱の 2 層モデル解析

4.1. 渦流擾乱の振幅関数と分散関係

V 字型地形の数値実験（Fig. 12 の C2 断面）では、海底に捕捉された高濁度水（高密度水）が佐渡側斜面に偏った渦流構造を示した。20 日以降の先端渦流の中心（または正の渦度領域）は常に佐渡側斜面内にあるものの、その渦流形状は逆符号の斜面勾配をもつ能登側斜面域にまで広がっている（Fig. 11 や Fig. A2 左側）。本節では、V 字型断面の密度場を 2 層モデル（Fig. 13）で近似したとき、このような渦流構造は Mysak *et al.* (1979) が提案した Trench Wave (TW) として解釈されることを示す。なお、以下の解析では微小振幅を仮定し、粘性項と渦度の移流項（非線形項）を無視してお

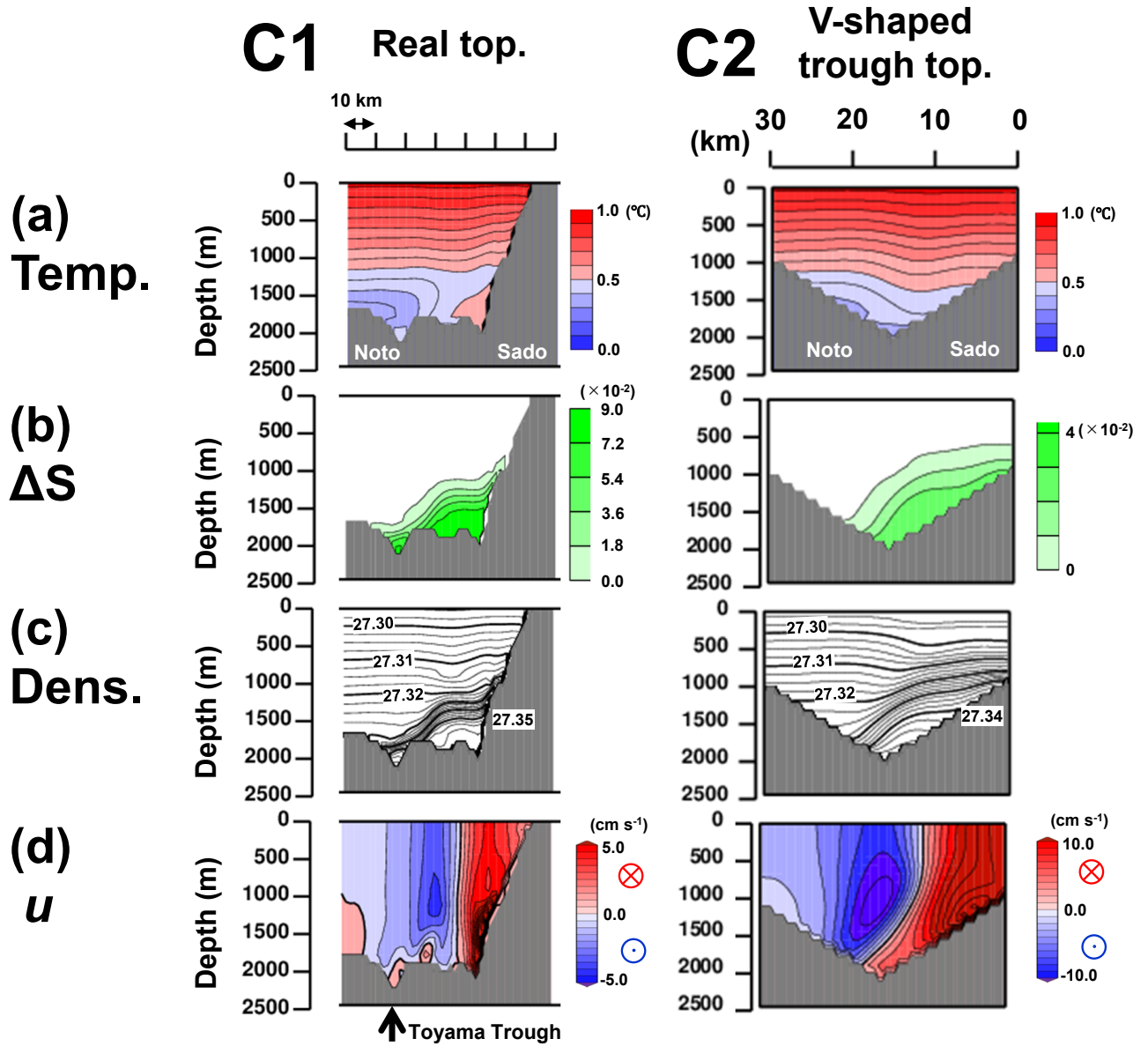


Fig. 12 Vertical model structure of the “vortex-mode turbidity current,” obtained from cross-sections C1 (Fig. 10) and C2 (Fig. 11). In both figures, (a) temperature, (b) high-turbidity water represented by ΔS , (c) density, and (d) along-trough velocity (u -component, with positive values directed into the page) are shown.

り、TW は線形中立波として表現される。トラフ中心軸に沿って y 軸、それに直交するトラフ横断方向に x 軸を設定した。原点 ($x=0$) はトラフの中心 (最深部) とし、 $x=\pm L$ は壁境界である。よって、 $x\leq 0$ の領域 I が能登側、 $x\geq 0$ の領域 II が佐渡側に対応し、有限幅の海底斜面に捕捉された波動はモード解 (モード n 毎の離

散値 a_n) となる。 x 軸方向に振幅関数 $\Phi_n(x)$ をもち、 y 軸の正の方向に伝播する (佐渡側斜面に捕捉された) 波数 k 、周波数 ω_n の渦流擾乱を仮定したとき、上下層の振幅比 $R_n(k)$ と分散関係式 $\omega_n(k)$ の導出方法を付録 C、関数 $\Phi_n(x)$ の導出方法を付録 D に示した。なお、本解析では、解析解導出を容易にするため、底地形は 2 層

Two-layer model with V-shaped trough

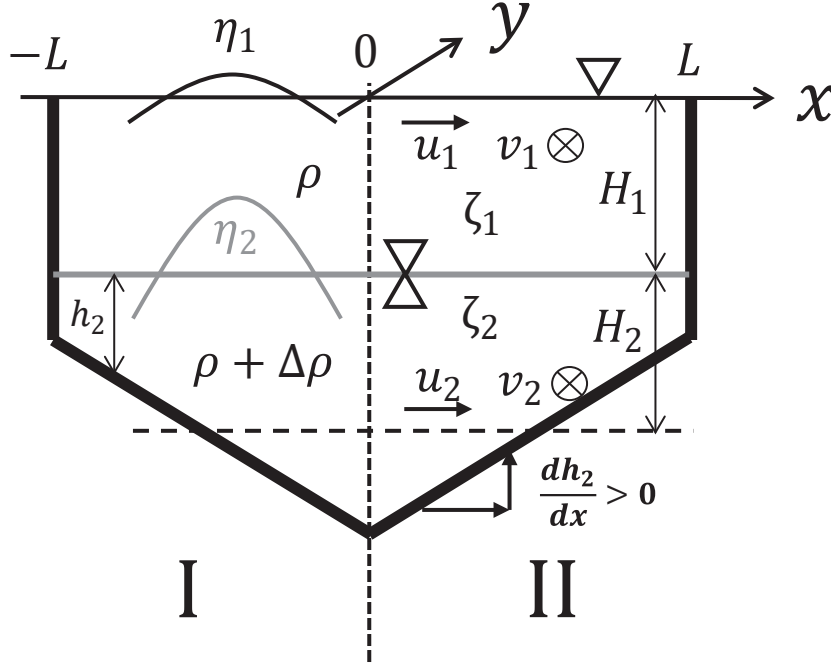


Fig. 13 Schematic of a two-layer model with a V-shaped trough topography and the coordinate system. Quantities in the upper and lower homogeneous layers are denoted by subscripts 1 and 2, respectively.

目の厚さに比べて小さいと仮定した。

2層モデル (Fig. 13) の解析解に用いた各パラメータ値は、V字型地形の数値実験 (深度 1500 m 付近) に対応させて、斜面幅が $L=15$ km, 上層厚が $H_1=900$ m, 平均下層厚が $H_2=225$ m, 斜面勾配が $dh_2/dx=250$ m/15 km, 内部変形半径が $\lambda_i=3.2$ km (上下層の密度差 $\Delta\rho=0.03\text{ kg m}^{-3}$ より, 還元重力加速度は $g^*=2.9\times 10^{-4}\text{ m s}^{-2}$) とした。なお, 付録 C の (A17) 式から求まる離散値 a_n は, 第 0 モードが $a_0=2.359$, 第 1 モードが $a_1=5.489$, 第 2 モードが $a_2=8.638$ であった。モード $n=0, 1, 2$ における分散曲線図を Fig. 14 (a), 上下層の振幅比の逆数 R_n^{-1} を Fig. 14 (b) に示し, 周波数はコリオリパラメータ f で規格化した $\omega^*=\omega/f$, 波数は斜面幅 L で規格化した $k^*=kL$ とした。Fig. 11 の数値実験をみると, 高濁度水の先端付近にあ

る局所的な渦流の水平スケールは, 斜面幅 L の約 2 倍 ($k^*\sim 0.5$) となる楕円形にみえる。ただし, この先端渦流の背後にも, 高濁度水を伴う正の渦度領域が平坦地形 (高密度水の初期設定領域) から継続しており, 渦流擾乱の水平スケールは $2L$ 以上 ($k^*\leq 0.5$) とみるべきであろう。なお, 分散曲線図 (Fig. 14 (a)) をみると, 波数 $k^*\leq 0.5$ は非分散の領域にあるので, 波数の相違による位相速度の差はほとんどない。そこで, ここでは先端渦流の波数 $k^*=0.5$ を代表として, トラフ横断方向の振幅関数 Φ_n を Fig. 14 (c) に示し, 各モード ($n=0, 1, 2$) は全て $\Phi_n(0)=1$ となるように規格化した。

数値実験で再現された渦流 (Fig. 11 や Fig. A2 左側) の中心は佐渡側斜面 (領域 II) に偏り, 能登側斜面 (領域 I) では指数関数的に減衰していた。Fig. 14 (c) の振幅関数 Φ_n において, この特徴を示す渦流は $n=0$ (赤色

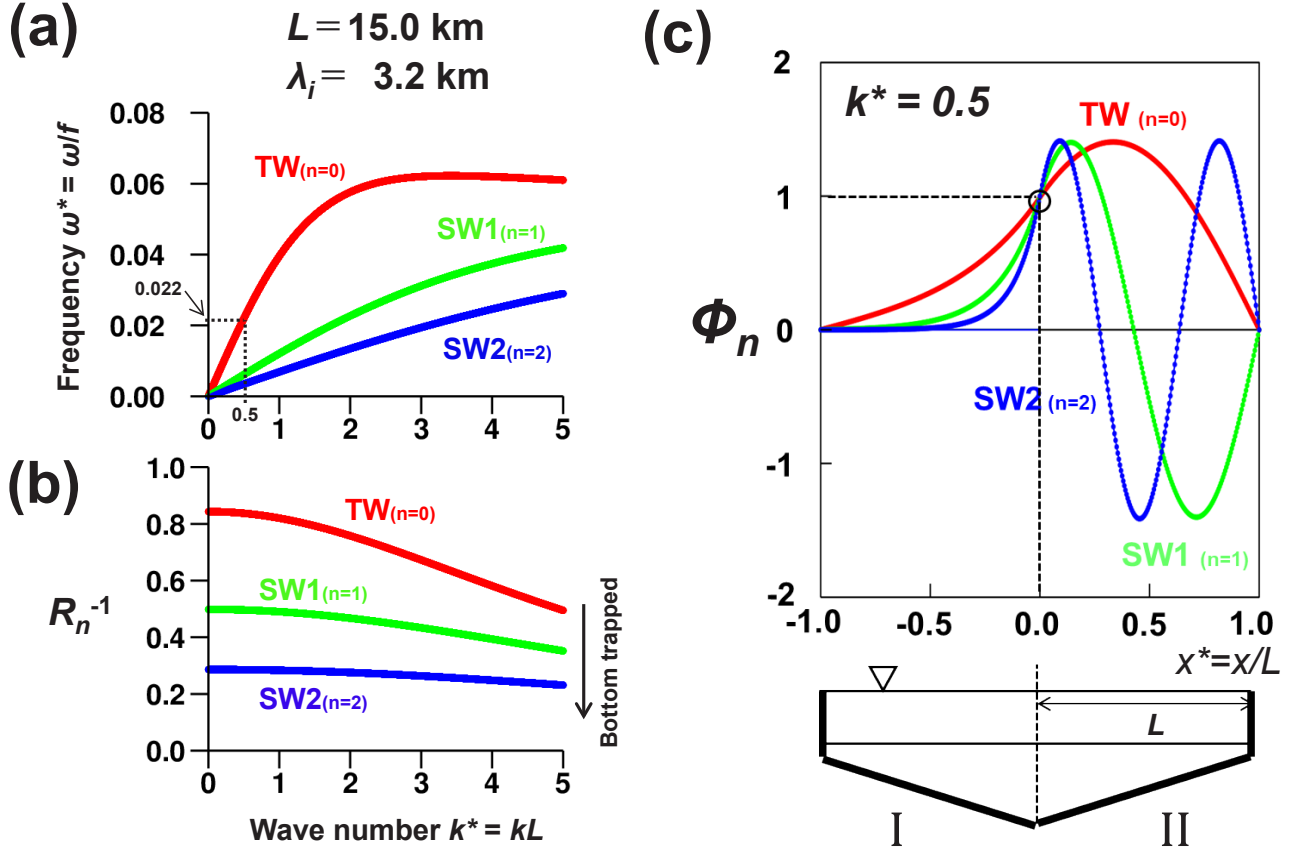


Fig. 14 (a) Dispersion curves $\omega_n(k)$ and (b) amplitude ratios $R_n^{-1}(k)$ for the trench wave (TW, $n=0$) and shelf wave (SW1 and SW2, $n=1,2$), using parameters $L=15.0$ km and $\lambda_i=3.2$ km. (c) Amplitude function $\Phi_n(x)$ across the trough for TW, SW1, and SW2 at $k^*=kL=0.5$.

表示)の解析解であり、これがTWである。一方、 $n=1$ (緑色表示)と $n=2$ (青色表示)の振幅関数 Φ_n は、領域IIで節が1個と2個の振動解を示し、これらは第1モードと第2モードのShelf Wave (SW1とSW2)である。Fig. 14の(a)と(b)の $k^*=0.5$ 付近をみると、TWはSWよりも速く伝播し、海底捕捉波ではあるが、上層の振幅が下層の8割程度もある($R_0^{-1} \sim 0.8$)。数値実験で再現された渦流(Fig. 12)をみても、水平渦流は底層の高濁度水(高密度水)内に制限されず、その上層まで拡がっており、これは解析解とも矛盾しない。また、波数 $k^*=0.5$ におけるTWの理論上の伝播速度は、Fig. 14(a)より $(0.022/0.5)fL \sim 5$ km/日が得られる。数値実験の先端渦流は20~30日の10日間に約70 km移動していることから、伝播速度は7 km/日と概算され、

オーダ的にはTWの理論値に近いものの、約1.4倍も速い。この差の原因の一つとして、渦流の非線形性から生じる自己移流渦流の影響が考えられる(付録Bの議論を参照)。

4.2. 内部変形半径 λ_i とトラフ斜面幅 L の関係

本研究の観測及び数値実験において、最も不確かな知見及び実験パラメータは、渦モード乱泥流を引き起こす密度差 $\Delta\rho$ 、すなわち、それを用いて計算されるロスビーの内部変形半径 λ_i の値である。乱泥流の数値実験として示したV字型地形モデルでは $\lambda_i \sim 4$ km、本論文で導出した2層の解析解では $\lambda_i = 3.2$ km ($\Delta\rho = 0.03$ kg m $^{-3}$)を選択しており、これらの λ_i 値はトラフ斜面幅 $L = 15$ kmよりも小さい。本節では解析解を用い

て、トラフ斜面幅 L と同程度の $\lambda_i = 17.0$ km ($\Delta\rho = 0.7$ kg m $^{-3}$), 逆に十分小さい $\lambda_i = 1.0$ km ($\Delta\rho = 0.003$ kg m $^{-3}$) の2ケースを加え、密度差の相違によるTWの鉛直構造変化を示す。なお、海水と粘土粒子の混合による密度増加 $\Delta\rho$ を仮定した場合、海水で薄められた粘土粒子の分布密度は $\Delta\rho = 0.03$ kg m $^{-3}$ で約 0.05 kg m $^{-3}$, $\Delta\rho = 0.7$ kg m $^{-3}$ で約 1.1 kg m $^{-3}$, $\Delta\rho = 0.003$ kg m $^{-3}$ で約 0.005 kg m $^{-3}$ と概算される (計算方

法は付録Eを参照)。

Fig. 15 は $\lambda_i = 17.0, 3.2, 1.0$ km の3ケースを比較したTW ($n=0$) の (a) 分散曲線と (b) 振幅比 R_0^{-1} である。乱泥流の密度差が大きいほど ($\lambda_i = 17.0$ km), TWの伝播速度は速くなり、海底捕捉の傾向 ($R_0^{-1} < 0.2$) が強くなる。すなわち、大きな密度差の極限では、下層のみの (Bottom trapped) 乱泥流に近づく。一方、密度差が小さいほど ($\lambda_i = 1.0$ km), TWの伝播速度は遅

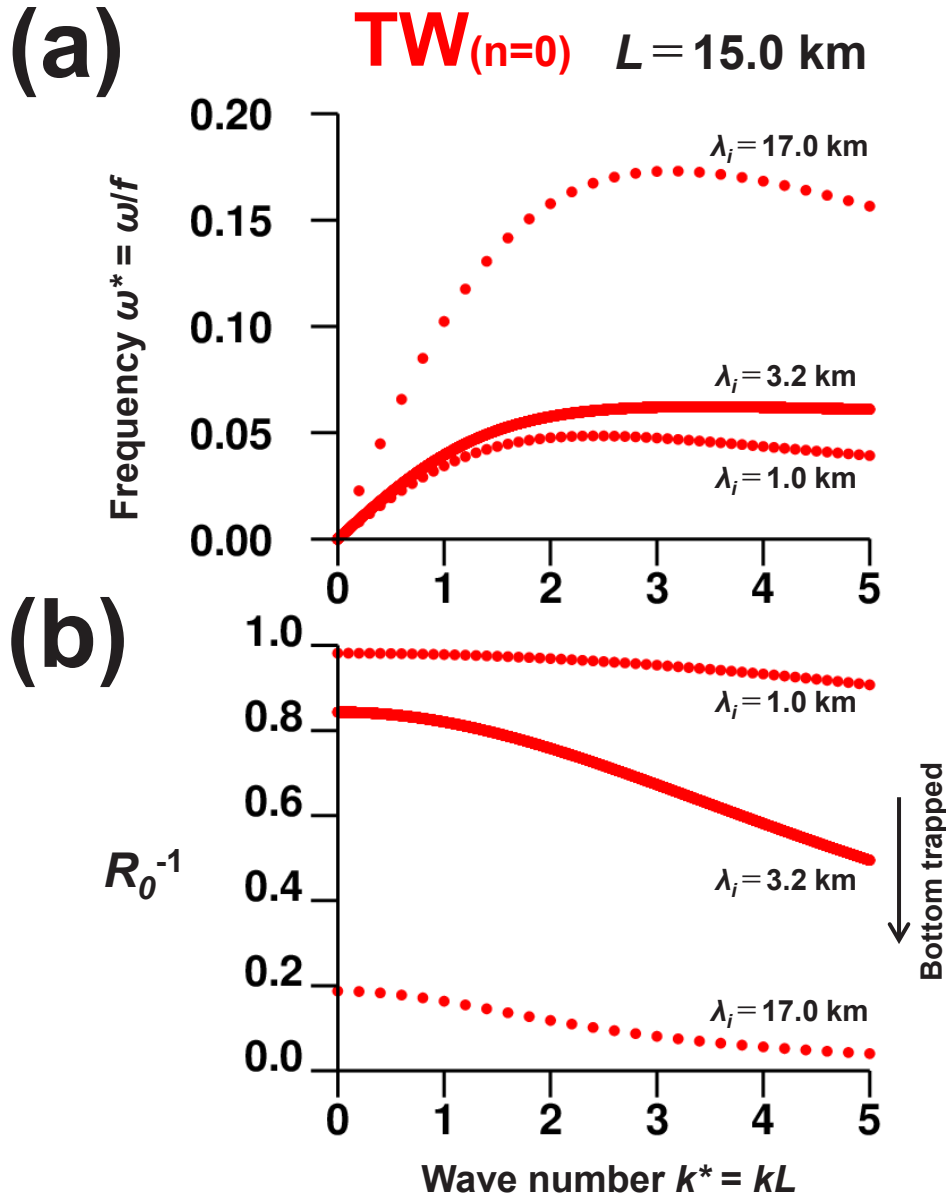


Fig. 15 Same as Figs. 14 (a) and 14 (b), but comparing three TWs with $\lambda_i = 1.0, 3.2$, and 17.0 km.

くなり、上層流が下層流と同位相でほぼ同振幅となる順圧的な構造 ($R_0^{-1} \rightarrow 1.0$) に近づく。なお、TW は順圧構造に近づくだけで、下層流が上層流よりも大きな海底捕捉波であることに変わりなく、順圧波になる訳ではない。ここで、 λ_i/L の比は発散パラメータと呼ばれ、この比と付録 C に示した下層の渦度方程式を用いて、上述した両極限の相違が理解される (付録 F を参照)。

5. おわりに

本研究では富山トラフを対象海域としたが、一般に、陸棚斜面域の底層近傍における流れ及び水塊の常時モニタリングが実施されない限り、発生予測が困難な乱泥流を直接捉えることはできない。それゆえ、既往の古環境研究や地震津波研究では、海底地すべりが生じた後の海底に残る痕跡から、土砂を伴う堆積物重力流の発生を推測したことが多い。本研究においても、海底付近の海水中で間接的に観察される微細な海底泥の巻き上げを根拠として、すなわち、海水に残る痕跡から、密度差の非常に小さな高濁度水 (高密度水) が渦流の形態をとり、弱い流れで、ゆっくりと富山トラフの V 字型地形を流下する渦モード乱泥流の存在を提示した。

海底付近の高濁度水の痕跡は 2 種類の低透過度域の重ね合わせとして観測され、一つは高 SiO_2 、高 FDOM となる海底起源の底泥水、もう一つが低 PO_4^0 、低 DO となる湾奥起源の底泥水が推測された。後者の底泥水を湾奥に初期値として設定した数値実験によって、底泥水を模した高密度水が海底捕捉の反時計回り渦流として、佐渡側のトラフ斜面に偏って浅瀬を右手にみながら、海盆向きに移動する様子が再現された。しかし、我々は乱泥流を直接観察できないので、実際に発生した底泥水とその周りの海水との密度差は、不確かな実験パラメータとして残る。そこで、2 層で近似した V 型トラフ地形に存在できる渦モードの波動、Trench Wave (TW) の解析解をもとに、その密度差の影響を調べた。その結果、密度差から計算されるロスビーの内部変形半径がトラフ斜面幅よりも小さいとき (密度差が小さいほど)、TW の下層と上層の運動がほぼ等しくなり、海底捕捉の性質が弱まることがわかった。

本研究では渦モード乱泥流の間接的証拠の提示 (海底

付近の海水に残った痕跡) と力学的考察に留まり、その存在の直接的証拠は示されていない。今後は、富山湾の低透過度で低 DO の底層水を採水し、濾過により $5 \mu\text{m}$ 以下の土粒子を回収した後、その微小粒子の物理化学性質から海底泥起源の有無を調べる必要がある。さらに、回収された土粒子量から分布密度を推定し、海水との混合により、どの程度の密度増加が期待できるのかを検討しなければならない。

謝 辞

富山トラフの海洋観測を実施するにあたり、北海道大学水産学部附属練習船おしよ丸船長をはじめ、士官、調査士ならびに乗組員の皆様と、採水及び化学分析を実施して頂いた芳村研究室の皆様と心より感謝する。東京海洋大学学術研究院、海洋環境科学部門の田中祐希准教授には、モデルの力学及び解析解に関する有益なコメントを頂き、京都大学大学院工学研究科、都市社会工学専攻の岩井裕正准教授には、富山湾底質の土粒子に関する貴重な情報を頂き、両博士に心よりお礼申し上げる。そして、本論を改訂するにあたり、渦モード乱泥流を駆動する現実の土粒子の確からしさ、数値モデルの計算条件の選択、Trench Wave 解析解の適用範囲に関して、数多くのコメントを頂いた 2 名の査読者様に感謝する。なお、本研究は日本学術振興会、科学研究費助成事業 (基盤研究 (B)、課題番号: 22H01300、研究代表者: 千手智晴) の補助を受けたことを付記する。

付録 A 海底反射した近慣性周期の内部重力波が乱泥流を駆動する可能性

越後ほか (2023) は富山湾口に係留された流向流速データの解析を行い、観測された流速楕円の扁平形状から、近慣性周期の内部重力波 (以下、近慣性波と略す) が湾北部の表層から南方伝播している証拠を提示した。Fig. A1 は越後ほか (2023) の Fig. 8 から引用した、富山湾近海の成層状態において南方伝播する近慣性波の入射波と反射波の理論的な Ray-path (入射波は赤点線、反射波は赤実線) と富山トラフ最深部の海底地形 (水色太線) である。富山湾深層の弱い成層によって、近慣性

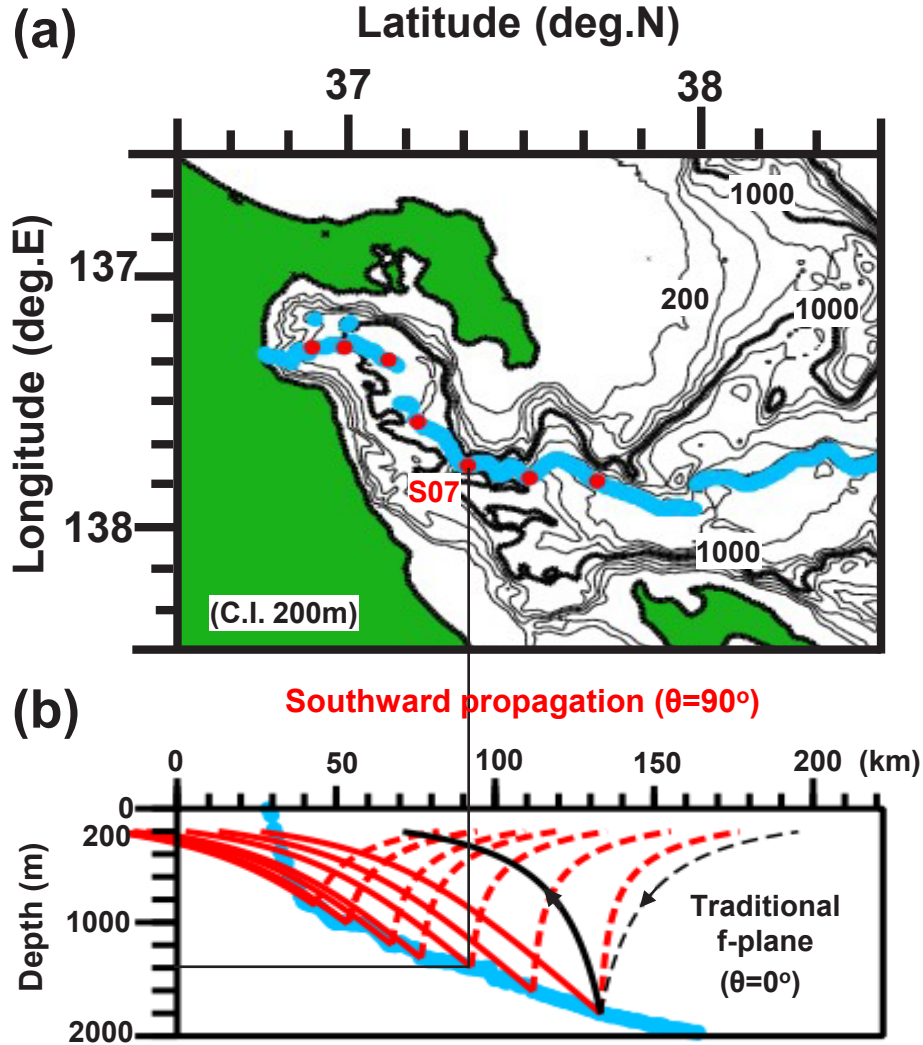


Fig. A1 (a) Bottom topography around Toyama Bay. (b) Sea-bottom slope illustrated with light-blue dots placed at the deepest site every 0.5 min in latitude to represent the relationship between horizontal distance and depth. Seven points, including S07 (mooring point shown as a red dot in (a)), were selected to show ray paths reflecting at each site. The propagation angle is $\theta = 90^\circ$, i.e., southward, showing incident (red dotted line) and reflected (red solid line) near-inertial waves ($\sigma = 1.03f$). To highlight the asymmetry of meridional southward propagation, westward propagation ($\theta = 0^\circ$) is also illustrated for the outermost offshore point. Figures adapted from Echigo *et al.* (2023, Fig. 8; in Japanese).

波はコリオリの鉛直成分に加えて、水平成分も考慮しなければならなくなり、入射波と反射波の Ray-path は非対称になる（例えば、越後ほか、2022）。すなわち、北部からの入射波の下向き角度は、反射波の上向き角度よりも大きくなる。その結果、富山湾の湾奥では、反射波の上向き角度と海底斜面勾配がほぼ一致し、このような

近慣性波に伴い回転振動する鉛直シアー流は海底泥を巻き上げ、乱泥流の発生を期待させる。

付録 B V字型トラフ地形と冲向きに深度を増す深み地形のモデル結果

本付録では2つの追加実験 (Fig. A2 (a) と (b)) を通して、先端渦流の非線形性が主に等深線を横切る流下流で生じることを示す。我々が理想化した富山トラフ地形 (Fig. 8 (b)) は、V字型の同じトラフ形状が流下方向に継続した海底地形 (以下、V字地形と略す) とトラフがなくて冲向きに深度が増加する深み地形 (以下、深み地形と略す) の重ね合わせと考えることができる (Fig. A2 上段の両地形図を比較)。追加実験は海底地形だけが異なり、他の実験条件は本文中の基本モデルと同じである。両実験の結果から、深度 1000 m における流速ベクトルと相対渦度の水平分布の経時変化を Fig. A2 の下段に並べて表示した。

両実験とも 10 日目では、平坦地形 ($x < 30$ km) の沖合に正 ($e+$) と負 ($e-$) の渦流ペアが形成される。その後、正の渦度をもつ渦流 ($e+$) の方が支配的となり、どちらの渦流も佐渡側境界を右手に見て移動している。その移動速度は、深み地形の方がV字地形よりも 1.8 倍くらい速い。V字地形 (Fig. A2 (a)) の先端渦流のロスビー数は比較的小さく ($\zeta/f = 0.2 \sim 0.3$)、20 日以降の渦流中心は佐渡側斜面内にあるものの、その渦流形状は能登側斜面域にまで広がっている。本研究では、この渦流を Trench Wave (地形性ロスビー波の一種) として解釈している。一方、深み地形 (Fig. A2 (b)) の先端渦流は、15 日以降の 10 日間でロスビー数 ζ/f が +0.54 から +0.79 まで増加し、渦流形状は境界に強く押し付けられた楕円形に扁平している。これは渦位保存則のもと、渦流に伴う水柱が等深線を横切って斜面を下ること

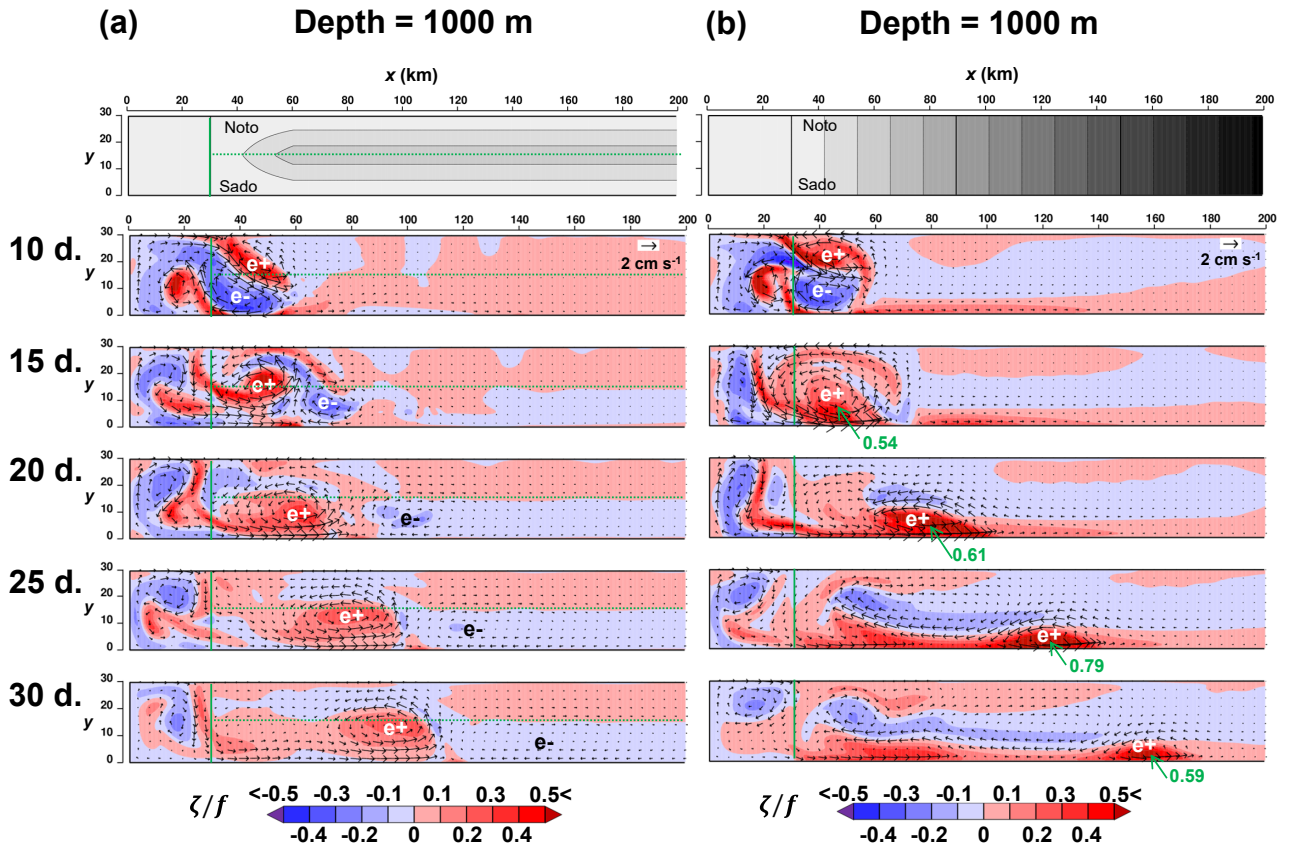


Fig. A2 Same as the instantaneous field of relative vorticity ζ/f and velocity vectors at a depth of 1,000 m in Fig. 11, but for (a) an idealized V-shaped trough topography and (b) a linearly deepening topography.

で伸長し、正の渦度が増加し続け、同時に、地形性ロスビー波的な擾乱伝播（浅い側を右手にみる伝播）が渦流を佐渡側境界へ移動させた結果である。それゆえ、扁平渦流の佐渡側境界の流下流が強化され、その移流速度で扁平渦流が移動している。流体力学において、壁境界に接続した扁平渦流は、鏡像効果による自己移流渦流（Self-advected eddy）として解釈される。よって、基本モデルで再現された渦モード乱泥流の挙動（Fig. 11）は、V字形地に捕捉された Trench Wave と深み地形による自己移流渦流の両方の力学で説明されると考える。

付録 C 2 層モデルにおける渦流擾乱の分散関係式

V 字型地形の 2 層モデル（Fig. 13）において、静水圧近似、ブシネスク近似のもと、 f 平面、非粘性の線形化された渦度方程式は上層で

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} - \frac{f}{H_1} \frac{\partial (\eta_1 - \eta_2)}{\partial t} = 0 \quad (\text{A1})$$

下層で

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} + \beta_t u_2 - \frac{f}{h_2} \frac{\partial \eta_2}{\partial t} = 0 \quad (\text{A2})$$

となる（尹，1979）。ここで、 η_i , u_i , v_i , ζ_i ($i=1, 2$) は水位もしくは内部境界面変位、 x 方向と y 方向の流速成分、相対渦度であり、 H_1 は平衡状態の上層厚、 $\Delta\rho$ は密度差である。（A2）式第 3 項の $h_2(x)$ は V 字型トラフ地形により変化する下層厚である。この場合、地形性ベータは x 方向に可変の $\beta_t(x) = -f(dh_2/dx)/h_2$ となり、海底傾斜一定のときの波動解はベッセル関数（超幾何関数）になる（例えば、Mysak, 1967）。本研究のモデル地形は、下層の平均層厚 H_2 に比べて、水深変化 dh_2/dx が十分に小さいとは言えないが、解析解導出の容易さを理由に、 $h_2(x)$ を平均値 H_2 で近似できるとし、地形性ベータを $\beta_t = -f(dh_2/dx)/H_2$ の定数値として扱った。ここでは重力波を考慮せず、十分にゆっくりとした波動を想定し、準地衡流近似のもと、重力加速度を g 、還元重力加速度を $g^* = (\Delta\rho/\rho)g$ とすると、

$$(H_1 u_i, H_1 v_i) = (-\bar{\psi}_{i,y}, \bar{\psi}_{i,x})$$

となる流量流線関数 $\bar{\psi}_i$ が導入でき、 $\bar{\psi}_i$ と η_i の関係は次式となる。

$$(\bar{\psi}_1, \bar{\psi}_2) = \left(\frac{gH_1}{f} \eta_1, \frac{H_2}{f} (g\eta_1 + g^* \eta_2) \right)$$

これらを（A1）と（A2）に代入し、 y 方向に伝播する波動解 $\bar{\Psi}_i = \Psi_i(x) e^{i(ky - \omega t)}$ (k は波数、 ω は周波数) を仮定し、さらに、（A1）の η_1 は小さいので無視すると

$$\psi_1^* - k^2 \psi_1 = \lambda_1^{-2} \psi_1 - \lambda_2^{-2} \psi_2 \quad (\text{A3})$$

$$\psi_2^* - \left(k^2 - \frac{\beta_t k}{\omega} \right) \psi_2 = \lambda_2^{-2} \psi_2 - \lambda_1^{-2} \psi_1 \quad (\text{A4})$$

を得る。ここで、 $\lambda_1^{-2} = f^2/(g^* H_1)$ 、 $\lambda_2^{-2} = f^2/(g^* H_2)$ であり、2 層流体におけるロスビーの内部変形半径は $\lambda_i^{-2} = \lambda_1^{-2} + \lambda_2^{-2} = f^2/(g^* H_1 H_2 / (H_1 + H_2))$ から計算される。

Rhines (1970) に従って、下層の上層に対する振幅比 R を導入すると（なお、海底捕捉波なので、 $R > 1$ である）、（A3）+ $R \times$ （A4）より

$$\begin{aligned} \psi_1^* + R\psi_2^* + (-k^2 + \lambda_1^{-2}(R-1))\psi_1 \\ + \left(-\left(k^2 - \frac{\beta_t k}{\omega} \right) R + \lambda_2^{-2}(1-R) \right) \psi_2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

を得る。いま、

$$\Phi'' = \psi_1'' + R\psi_2'' \quad (\text{A6})$$

となる振幅関数 Φ を導入して、

$$C^2 = (-k^2 + \lambda_1^{-2}(R-1)) \quad (\text{A7})$$

$$RC^2 = \left(-\left(k^2 - \frac{\beta_t k}{\omega} \right) R + \lambda_2^{-2}(1-R) \right) \quad (\text{A8})$$

とおけるのなら、 $R \times$ （A7）=（A8）より

$$\begin{aligned} R(-k^2 + \lambda_1^{-2}(R-1)) \\ = \left(-\left(k^2 - \frac{\beta_t k}{\omega} \right) R + \lambda_2^{-2}(1-R) \right) \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

となる。この（A9）式を整理すると、 R に関する下記の 2 次方程式を得る。

$$R^2 + \left(-\frac{\beta_t k \lambda_1^2}{\omega} - 1 + \frac{H_1}{H_2} \right) R - \frac{H_1}{H_2} = 0 \quad (\text{A10})$$

この（A10）式を満足する $R(>1)$ 値のとき、（A5）式を振幅関数 Φ で表示し直すと、次の normal mode の方程式となる。

$$\Phi'' + C^2 \Phi = 0 \quad (\text{A11})$$

上記で導いた (A11) 式を用いれば, Mysak *et al.* (1979) による単層の Trench Wave 及び Shelf Wave の導出と同様に、2 層モデルの解析解を導くことができる。ここでは Fig. 13 の $x \geq 0$ 側 (領域 II ; 富山トラフでは左渡側に対応) に捕捉された波 ($\omega > 0$) を考える。このとき, Mysak *et al.* (1979) に従えば, (A11) 式の解は $x \leq 0$ (領域 I) で指数関数解, $x \geq 0$ (領域 II) で振動解となる。すなわち,

$$\Phi_I = A e^{Cx} + B e^{-Cx} \quad x \leq 0 \quad (\text{A12})$$

$$\Phi_{II} = D \sin(Cx) + E \cos(Cx) \quad x \geq 0 \quad (\text{A13})$$

左右の壁 $x = \pm L$ で、壁に直交する流速が零となる境界条件 $\Phi_I(-L) = \Phi_{II}(L) = 0$ より、係数 A と E が消去されて

$$\Phi_I = B(e^{-Cx} - e^{2CL} e^{Cx}) \quad (\text{A14})$$

$$\Phi_{II} = D(\sin(Cx) - \tan(CL) \cos(Cx)) \quad (\text{A15})$$

となる。さらに、トラフ中央 $x=0$ における接続条件 $\Phi_I(0) = \Phi_{II}(0)$, $\Phi'_I(0) = \Phi'_{II}(0)$ を用いて整理すると

$$\begin{pmatrix} 1 - e^{2CL} & \tan(CL) \\ 1 + e^{2CL} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ D \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A16})$$

の関係式が得られる。 $CL = a_n$ ($n=0, 1, 2, \dots$ はモード) とおき、係数 B と D が零でないためには、 2×2 係数行列の行列式が零でなければならない。すなわち、

$$(1 - e^{2a_n}) - (1 + e^{2a_n}) \tan(a_n) = 0 \quad (\text{A17})$$

の a_n に関する式となり、これをニュートン法で解くと、 $(2n+1)\pi/2 < a_n < (n+1)\pi$ となる離散値が求まる。なお、 $n=0$ の解は最も大きな周波数をもち、Mysak *et al.* (1979) では Fundamental mode と呼んでいる (本研究では Trench Wave に対応)。ここで、(A7) 式の R を R_n に置き換え、 $C = a_n/L$ を代入して整理すると

$$R_n = \left(\left(\frac{a_n}{L} \right)^2 + k^2 \right) \lambda_1^2 + 1 \quad (\text{A18})$$

となるモード n と波数 k に関する振幅比 R_n が求められる。さらに、(A10) 式の R を R_n に、 ω を ω_n に置き換えて整理すると、次の分散関係式を得る。

$$\omega_n = \frac{-\beta_t k \lambda_1^2}{\left(\frac{1}{R_n} - 1 \right) \frac{H_1}{H_2} + 1 - R_n} \quad (\text{A19})$$

付録 D トラフ横断方向の振幅関数 $\Phi_n(x)$ 分布

ここでは、各モード n で $\Phi_n(0) = 1$ となるように規格化した振幅関数 $\Phi_n(x)$ を求める。 $\Phi_n(0) = 1$ となる係数 B は、(A14) 式で $\Phi_I(0) = 1$ より

$$B = 1/(1 - e^{2CL}) \quad (\text{A20})$$

係数 D は、(A15) 式で $\Phi_{II}(0) = 1$ より

$$D = -1/\tan(CL) \quad (\text{A21})$$

となる。これらを $CL = a_n$ とした (A14) 式と (A15) 式に代入すると、次の振幅関数 $\Phi_n(x)$ を得る。

$$\Phi_I = \Phi_n(x) = (e^{-a_n x/L} - e^{2a_n} e^{a_n x/L}) / (1 - e^{2a_n}) \quad x \leq 0 \quad (\text{A22})$$

$$\Phi_{II} = \Phi_n(x) = \cos(a_n x/L) - \sin(a_n x/L) / \tan(a_n) \quad x \geq 0 \quad (\text{A23})$$

付録 E 海水と粘土粒子の混合による密度増加

密度 ρ_w の海水と密度 ρ_p の粘土粒子が混合したときの密度を ρ_{mix} 、海水の体積を V_w 、粘土粒子の体積を V_p とすると、下記の関係式が得られる。

$$\rho_{mix} = \frac{V_w \rho_w + V_p \rho_p}{V_w + V_p} \quad (\text{A24})$$

海水と粘土粒子の混合海水による、海水からの密度増加量を $\Delta\rho = \rho_{mix} - \rho_w$ とし、(A24) 式を代入して整理すると

$$\Delta\rho = \frac{V_p}{V_w + V_p} (\rho_p - \rho_w) \quad (\text{A25})$$

となる。我々の数値実験では密度増加 $\Delta\rho$ を仮定しているので、(A25) 式の $\Delta\rho$ は既知とし、海水に混合される粘土粒子の体積 V_p を求める式に変形する。すなわち、

$$V_p = \frac{\Delta\rho}{\rho_p - \rho_w - \Delta\rho} V_w \quad (\text{A26})$$

この V_p 値を用いれば、混合海水による密度増加量が

$\Delta\rho$ のとき, 1 kg m^{-3} 中の粘土粒子の分布密度 ρ_{s1} は次式で計算される。

$$\rho_{s1} = \frac{V_p}{V_w + V_p} \rho_p \quad (\text{A27})$$

基本モデルとした $\Delta\rho=0.03\text{ kg m}^{-3}$ の場合, $\rho_p=2,650\text{ kg m}^{-3}$, $\rho_w=1,027\text{ kg m}^{-3}$, $V_w=1\text{ m}^3$ なので, (A26) 式より $V_p=1.85\times 10^{-5}\text{ m}^3$, (A27) 式より $\rho_{s1}\sim 0.05\text{ kg m}^{-3}$ が得られる。同様に, $\Delta\rho=0.7\text{ kg m}^{-3}$ は $\rho_{s1}\sim 1.1\text{ kg m}^{-3}$, $\Delta\rho=0.003\text{ kg m}^{-3}$ は $\rho_{s1}\sim 0.005\text{ kg m}^{-3}$ となる。

付録 F 内部変形半径 λ_i の相違による Trench Wave (TW) の鉛直構造変化

付録 C に示した下層の渦度方程式 (A2) を式変形すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\zeta_2 - \frac{f}{H_2} \eta_2 \right) + \beta_i u_2 = 0 \quad (\text{A28})$$

① ②

となる。代表的な水平スケールを L (本論文の場合はトラフ斜面幅), 代表流速を U , 還元重力加速度を g^* としたとき, 準地衡流の仮定より

$$\eta = \frac{fUL}{g^*} \quad (\text{A29})$$

で近似される。この (A29) 式を用いて, (A28) 式の括弧中の①項/②項の比を整理すると

$$\frac{U/L}{f\eta/H} = \frac{g^*H}{f^2L^2} = \left(\frac{\lambda_i}{L} \right)^2 \quad (\text{A30})$$

となり, 両者の比は λ_i/L (発散パラメータ) で表現される。 $\lambda_i \gg L$ ($\Delta\rho$ が大) のとき, ① \gg ②なので, (A28) 式は

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} + \beta_i u_2 = 0 \quad (\text{A31})$$

で近似され, 上層とは独立した下層のみの非発散地形性ロスビー波, すなわち, 下層流が支配的な海底捕捉波の方程式となる。一方, $\lambda_i \ll L$ ($\Delta\rho$ が小) のとき, ① \ll ②なので, (A28) の近似式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{f}{H_2} \eta_2 \right) - \beta_i u_2 = 0 \quad (\text{A32})$$

の内部境界面変位 η_2 が支配的な強発散地形性ロスビー波の方程式となる。付録 C に示した上層の渦度方程式

(A1) を式変形すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\zeta_1 - \frac{f(\eta_1 - \eta_2)}{H_1} \right) = 0 \quad (\text{A33})$$

になるので, 下層の変位 η_2 を強制力として, 上層流が駆動されることになる。また, (A33) 式は $\partial/\partial t=0$ なので, 上層流の周波数は定数値となる。すなわち, 地形性ベータ効果による波動解は下層の (A32) 式に依存するため, TW は上下層が同位相となる海底捕捉波の構造をもつことになる。

References

- Arai K., H. Naruse, R. Miura, K. Kawamura, R. Hino, Y. Ito, D. Inazu, M. Yokokawa, N. Izumi, M. Murayama, and T. Kasaya (2013): Tsunami-generated turbidity current of the 2011 Tohoku-Oki earthquake. *Geology*, **41**, 1195–1198, doi:10.1130/G34777.1.
- 越後友利果・伊藤海彦・磯田豊 (2022): 日本海深層における近慣性周期 Gyroscopic Wave の海底反射. 海の研究, **31** (4, 5), 71–98, doi:10.5928/kaiyou.31.4-5_71.
- 越後友利果・磯田豊・千手智晴 (2023): 富山湾深層における近慣性内部重力波. 北大水産集報, **73**(1), 33–40, doi:10.14943/bull.fish.73.1.33.
- Gill, A.E. (1982): *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, New York, pp. 662.
- Hsu, S.K., J. Kuo, L. Chung-Liang, T. Ching-Hui, W.B. Doo, C.Y. Ku, and J.C. Sibuet (2008). Turbidity currents, submarine landslides and the 2006 Pingtung earthquake off SW Taiwan. *Terr. Atmos. Ocean. Sci.*, **19**(6), 767–772.
- Inazu D., Y. Ito, R. Hino, and W. Tanikawa (2023): Abrupt water temperature increases near seafloor during the 2011 Tohoku earthquake, *Prog. Earth Planet. Sci.*, **10**, 24, doi:10.1186/s40645-023-00556-0.
- Marshall, J., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey (1997): A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. *J. Geophys. Res. Oceans*, **102**, 5753–5766, doi:10.1029/96JC02775.
- Mysak, L.A., P.H. Leblond, and W.J. Emery (1979): Trench waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**(5), 1001–1013, doi:10.1175/1520-0485(1979)009<1001:TW>2.0.CO;2.
- Mysak, L.A. (1967): On the theory of continental shelf waves, *J. Mar. Res.*, **25**, 250–227.
- Nakajima T., M. Satoh, and Y. Okamura (1998): Channel-levee complexes, terminal deep-sea fan and sediment wave fields associated with the Toyama Deep-Sea Channel system in the Japan Sea. *Mar. Geol.*, **147**(1–4), 25–41, doi:10.1016/S0025-3227(97)00137-0.
- 大野舞子・磯田豊・高槻丈嘉 (2025): 日本海東部海域の中層を経由するオーバーターニング循環の観測的証拠. 海の研究, **31**(4), 129–147, doi:10.5928/kaiyou.34.4_129.
- Redfield, A.C., B.H. Ketchum, and F.A. Richards (1963): The influence of organisms on the composition of seawater. In *The Sea: Ideas and Observations on Progress in the Study of the Seas*, Hill, M.N., Ed.; Interscience Publishers: New York, NY, USA, 2, 26–77.

- Rhines, P. (1970): Edge-, bottom-, and Rossby waves in a rotating stratified fluid. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **1**(3-4), 273-302, doi:10.1080/03091927009365776.
- Senjyu, T. (2022): Deep current structure in the Toyama Deep-Sea Channel in the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **78**(1), 25-34.
- 杉浦吉雄 (1979): 物質の分布とそれをもたらす要因. 海洋科学基礎講座, 10, 東海大学出版会, 東京, 269-297.
- Swift, D.J. (1974): Continental shelf sedimentation. In *The geology of continental margins* (pp. 117-135). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- 辻本良・小善圭一・林清志・渡辺孝夫・今尾和正 (2006): 富山湾の底質環境とマクロベントスの分布. 富山県水産試験場研究報告, **17**, 19-36.
- 植田純生・磯田豊 (2022): 日本海の高塩分中層域を経由するオーバーターニング循環の2010年代の経年変化. 海の研究, **31**(3), 47-69, doi:10.5928/kaiyou.31.3_47.
- Weiss, R.F. (1981): Oxygen Solubility in Sea water. in *UNESCO Technical Papers in Marine Science* **36**, pp. 22.
- 尹宗煥 (1979): 地形性長周期波. 月刊海洋科学, **11**(4), 311-329.

Vortex-mode turbidity current trapped in the Toyama Trough

Hina Takahashi^{1†}, Yutaka Isoda¹, Takeshi Yoshimura², Satoshi Nakada³,
Keiri Imai⁴, Kenji Oguma⁴, Takehiro Takatsuki¹, Yuuta Nishimori¹,
Minori Naka² and Natsumi Kikuri²

Abstract

The spatial distribution of high-turbidity water near the sea bottom, inferred from low transmittance, low dissolved oxygen, and low preformed PO_4 , was investigated through hydrographic observations of four vertical sections across the Toyama Trough. Water masses appearing to be high-turbidity water (resuspension of fine clay particles smaller than $5\ \mu\text{m}$) originating from the head of Toyama Bay were distributed unevenly along the trough slope on the Sado side. Numerical experiments were conducted with an initial setting of slightly dense water in the bottom layer of the bayhead, assuming the mixing of seawater with very fine seabed mud. This dense water, accompanied by turbid water, moved slowly offshore and downward along the trough slope on the Sado side, maintaining the shape of a weak counterclockwise horizontal eddy flow. The flow field of this eddy, although bottom-trapped, extended upward beyond the turbid water. In this study, such a counterclockwise flow is referred to as the “vortex-mode turbidity current,” which is distinct from a strong “sediment gravity current” that triggers submarine landslides. However, the density of the turbid water responsible for this weak current remains unknown and is practically impossible to observe. Therefore, an analytical solution for vortex-mode waves that can exist in a V-shaped trough topography approximated by two layers, i.e., the Trench Wave (TW), was derived. The results indicate that when the baroclinic Rossby radius calculated from a density difference is significantly smaller than the trough slope width, the motion of the lower and upper layers of the TW becomes nearly equal, thereby weakening the property of bottom intensified flow.

Key words: Toyama Trough, hydrographic observation, numerical experiments,
vortex-mode turbidity current, Trench Wave

(Corresponding author’s e-mail address: takahashi.hina.n2@elms.hokudai.ac.jp)

(Received 22 July 2025; accepted 25 November 2025)

(doi: 10.5928/kaiyou.35.1_1)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2026)

¹ Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1, Minato-cho, Hakodate, Hokkaido, 041-8611, Japan

² Graduate School of Environmental Earth Science, Hokkaido University, N10W5 Kitaku, Sapporo, Hokkaido 060-0810, Japan

³ National Institute for Environmental Studies, 16-2, Onogawa, Tsukuba, Ibaraki, 305-8506, Japan

⁴ School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1, Minato-cho, Hakodate, Hokkaido, 041-8611, Japan

[†] Corresponding author: Hina Takahashi

e-mail: takahashi.hina.n2@elms.hokudai.ac.jp