



Title	日本海盆と大和海盆の境界域に形成される底層前線の水平2次元乱流混合
Author(s)	田谷, 浩志郎; 磯田, 豊
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 73(1), 1-14
Issue Date	2023-08-04
DOI	10.14943/bull.fish.73.1.1
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/90256
Type	bulletin (article)
File Information	bull.fish.73.1.1.pdf



[Instructions for use](#)

日本海盆と大和海盆の境界域に形成される底層前線の水平 2 次元乱流混合

田谷浩志郎¹⁾・磯田 豊²⁾

(2023 年 1 月 5 日受付, 2023 年 2 月 22 日受理)

Horizontal two-dimensional turbulent mixing of the benthic front in the boundary region between the Japan Basin and the Yamato Basin

Koshiro TAYA¹⁾ and Yutaka ISODA²⁾

Abstract

The benthic front of the Japan Sea has a distinct temperature difference and is formed at the boundary between the cold, hyperoxic Japan Basin Bottom Water (JBBW) and the hot, hypoxic Yamato Basin Bottom Water (YBBW). The Previous study of Taya *et al.* (2022) found that the water mass classification of both bottom waters was determined using a dissolved oxygen-potential temperature diagram, and a remarkable mixing between the two bottom waters was formed near the tip of the JBBW, which entered the Yamato Basin from the Japan Basin side. In order to investigate the water mass mixing process by the horizontal vortex flow, a numerical model experiment of nonlinear non-hydrostatic pressure in a rotating system was conducted using a simple jointed bottom front of JBBW and YBBW as the initial condition. The baroclinic instability waves generated by small disturbances along the benthic front interact with each other nonlinearly and develop, leading to a two-dimensional horizontal turbulent flow near the front. From this turbulent state, cold-water horizontal eddy currents (originating from JBBW) cascading up to 10 km scale were found to have a vortex-pair structure with a pair of positive and negative vorticity. Furthermore, the Okubo-Weiss parameter is positive only on the positive vorticity side of the vortex pair (the rotational component is dominant over the strain component), and the uptake of external YBBW into the vortex flow is biased to this one side. This may be the reason for the asymmetric water mass distribution observed in the horizontal vortex flow of the seafloor trapping.

Key words : Japan Basin Bottom Water (JBBW), Yamato Basin Bottom Water (YBBW), Benthic front, Numerical model experiment, Horizontal two-dimensional turbulent mixing

緒 言

過去の海洋観測から、日本海盆底層水 (Japan Basin Bottom Water; 以下, JBBW と略す) と大和海盆底層水 (Yamato Basin Bottom Water; 以下, YBBW と略す) の境界域に形成される底層前線は明瞭な水塊前線であることが明らかになった一方、海底からの地殻熱流量 (海底加熱強制) による数値モデルの前線再現実験 (荘司ほか, 2015) からは、前線の上方発達を抑える何らかの混合過程の必要性が指摘された。田谷ほか (2022) は 2 年間の船舶観測から、底層前線の先端付近を挟み込みの CTD 観測で徐々に特定していき、推測にすぎなかった水塊混合過程が実在することを明らかにした。その水塊変質は溶存酸素 (Dissolved Oxygen : DO)–ポテンシャル水温 (Potential Temperature : PT) ダイアグラムを用いて議論することができ、JBBW は北側斜面側に偏って大和海盆へ侵入する回転系の底層密度流の様相を呈し、侵入水の先端海域では JBBW と YBBW の混合 (Mixed) 水が形成され (Fig. 1a), その混合水

域内では海底に捕捉された、水平スケールが 10 km 程度の上凸水平渦流が観測された (Fig. 1b)。これは混合 (Mixed) 水がその後、大和海盆内の反時計回り循環流による移流時間の中で、高温低 DO そして鉛直一様な YBBW へと変質し、その YBBW が JBBW と再び接して水平混合する、という水塊変質過程を予測させる。すなわち、JBBW と YBBW が接する底層前線近傍の混合過程が重要と考えられるが、観測結果だけでは、その具体的な物理機構についてはわからない。そこで、本研究では回転系の非線形非静水圧の MITgcm (Massachusetts Institute of Technology general circulation model; Marshall *et al.*, 1997) を用いて、底層前線を模した理想的な地衡流調節問題の数値実験を行い、水平 2 次元乱流が前線域の水平混合に寄与している可能性を提示する。

モデル実験の概要

田谷ほか (2022) の Figs. 3・4 の (d) の水温 (PT) 鉛直プロ

¹⁾ 一般財団法人 日本気象協会 (Japan Weather Association)

²⁾ 北海道大学大学院水産科学研究院海洋環境学分野

(Laboratory of Marine Environmental Science, Graduate School of Fisheries Sciences, Hokkaido University)

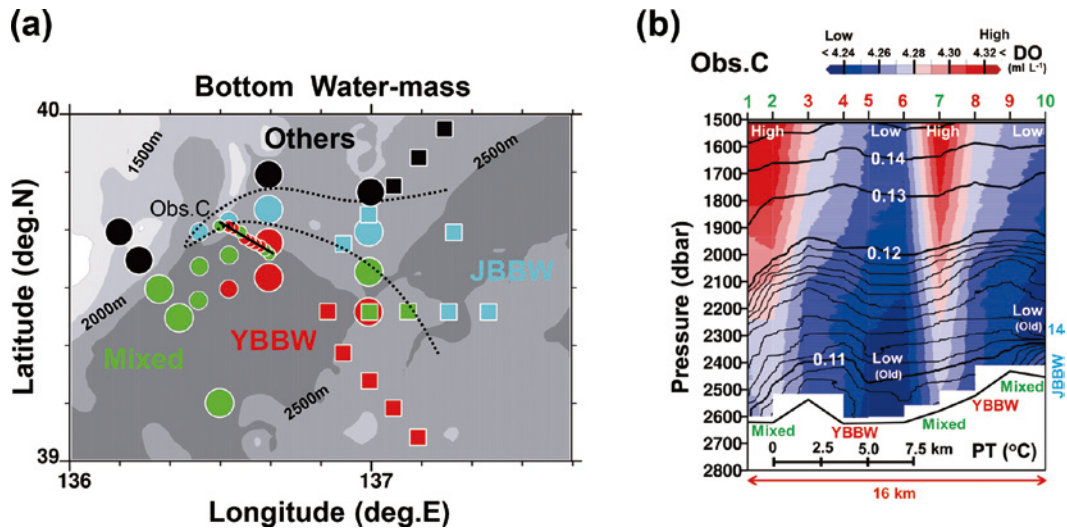


Fig. 1. (a) Horizontal distribution of four water-masses at the sea bottom, i.e., JBBW (blue), Mixed water (green), YBBW (red) and Others (black). (b) Vertical distribution of Potential Temperature (PT: contour lines) and Dissolved Oxygen (DO: high red to low blue) along one section of Obs.C within the Mixed water region. All figures were quoted from Figs. 5 (a) and 8 by Taya *et al.* (2022, in Japanese).

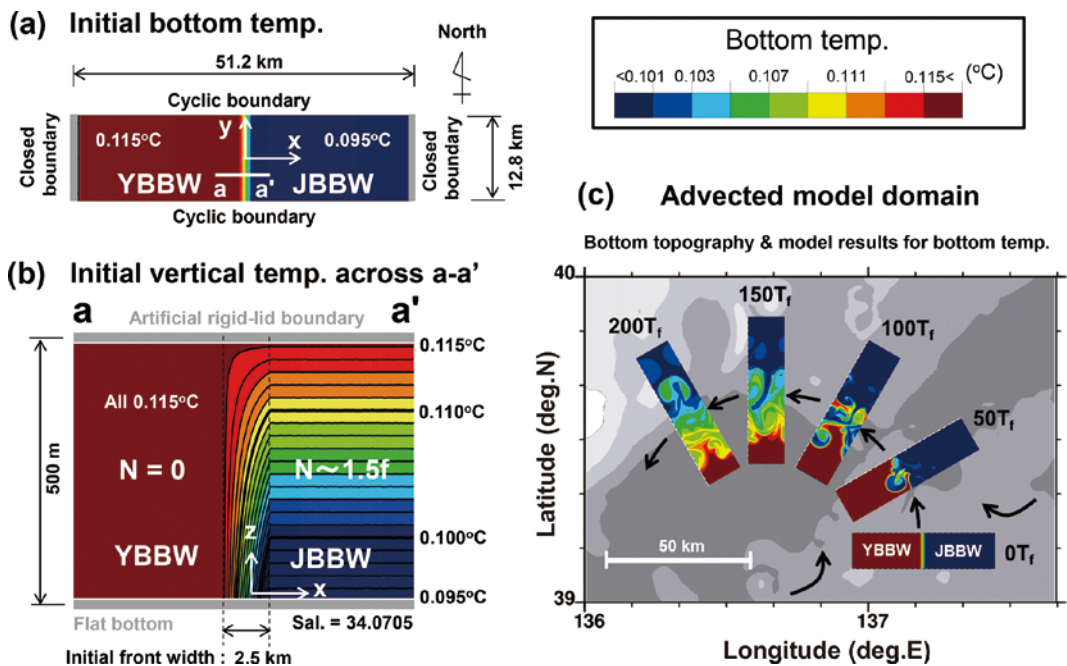


Fig. 2. (a) Plane view of model configuration with initial bottom temperature in the 3D model experiment. (b) Vertical distribution of initial temperature across a-a' line in (a). (c) Model results of bottom temperature for each $50 T_i$ intervals, drawn on the bottom topography, assuming the model domain advected by a counter-clockwise circulation in the Yamato Basin.

ファイルをもとに、観測された底層前線の厚さは $H = 300 \sim 500$ m, その周辺の成層強度は $N = f \sim 2f$ となるため、内部変形半径は $\lambda_i = NH/f = (1 \sim 2) H = 300 \sim 1000$ m と見積もられる。すなわち、底層前線の地衡流調節等に伴う擾乱の鉛直スケール H と水平スケール λ_i は同程度 (数 100 m オーダ) になるため、自ずとモデルは非静水圧となり、空間分解能も非常に小さくしなければならない。さらに、成層が非常に弱くなると、鉛直方向の運動方程式の浮力項に比してコリオリの水平成分が無視できなくな

る (伊藤ほか, 2019; 越後ほか, 2022)。これらを考慮したモデル設計が必要である。

底層前線付近の鉛直密度構造と内部変形半径スケールの水平密度構造を表現するためには、本モデルで採用した鉛直格子幅 $\Delta z = 20$ m, 水平格子幅 $\Delta x = \Delta y = 100$ m の細かい空間分解能が必要となる。それゆえ、計算コストの問題から、シル域を含む大和海盆全域を実験対象にすることは困難であり、JBBW の流入過程に伴う先端付近の水塊変質過程や地殻熱流量 (海底加熱) による YBBW の形

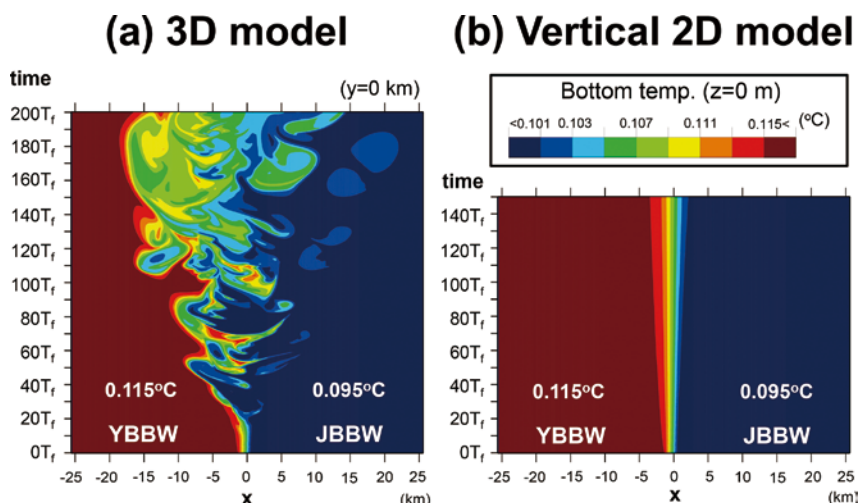


Fig. 3. (a) Time – space diagram of bottom temperature along $y = 0$ km in the 3D model experiment. (b) Same as (a) except for vertical 2D model experiment.

成過程を陽にモデル化することができない。そこで、本モデルでは底層前線の一部を模した狭い矩形領域(東西幅が51.2 km, 南北幅が12.8 km, 高さが500 m)に制限し、さらに、南北側面を周期境界(Cyclonic boundary)とした。すなわち、底層前線に沿って発生する水平渦流に起因する混合過程にのみ着目することにした。Fig. 2の(a)は初期設定した底層水温場の水平分布図、(b)は前線周辺(a-a')を拡大した初期水温場の鉛直断面図である。座標軸はモデルの中央を原点とし、東西方向にx軸、南北方向にy軸、海底から鉛直上向きにz軸を設定した。密度は水温のみの関数とし、塩分は34.07の一定値とした。初期の水温場は田谷ほか(2022)の鉛直断面図(Fig. 6)と水温(PT)鉛直プロファイル(Figs. 3・4の(d))を参考にして、西側半分($x < 0$)は底層から上層まで0.115°Cで密度成層なし($N = 0$)のYBBW、東側半分は底層水温0.095°Cから0.115°Cまでの一定水温勾配($N \sim 1.5f$)をもつJBBWを設定した。よって、両水塊の境界が底層前線となり、Fig. 2(b)に示すように、 $x = 0$ を挟んだ東西幅2.5 kmの間で線形に水温を変化させた。なお、この東西幅を数100 mから数kmの間で種々に変化させた追加実験を行ったが(ここでは示さない)、後述する傾圧不安定波の発生とその空間スケールにほとんど差異はみられなかった。その傾圧不安定波を発生させるための微小擾乱源として、初期水温場全体に振幅0.0005°C以下のランダムな微小水温を加えている。東西側面は閉境界(Closed boundary)、上面は人工的な壁(Rigid-lid boundary)、下面は一定水深の海底面(Flat bottom)とし、これらの境界では全てslip条件を課した。

水平の渦粘性係数と渦拡散係数は同値にして $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、鉛直の渦粘性係数と渦拡散係数も同値にして $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を与えた。緯度は観測地域の代表値として $\phi = 39.5^\circ$ の一定値とし、コリオリの鉛直成分を $f_g = 0.927 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 、コリオリの水平成分を $f_h = 1.125 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ とした。 f_g の逆数より計算される慣性周期は18.82時間となり、以下、この周期を

T_f と表示する。計算時間ステップは内部モードのCFL条件を満たす $\Delta t = 60$ 秒として、時刻200 T_f (3764時間～156.8日)までの数値積分を行った。大和海盆内ではほぼ閉じた反時計回り循環流の底層速度を仮に 1 cm s^{-1} とした場合、この200 T_f 間の移動距離は約136 kmとなる。Fig. 2の(c)はそのような移動距離を考慮し、恣意的に、観測された水塊配置図のFig. 1(a)に似させて、50 T_f 毎の底層水温のモデル結果を海底地形図上に円形配置した。本モデルはJBBW(濃い青色)とYBBW(濃い茶色)がシル南端付近で初めて接したところを初期状態と想定し、この初期底層前線が北部斜面域まで移流された時刻100～150 T_f ころから、渦流形状を呈した混合水(主に黄緑色)が顕著に生成され始める様子を再現することができる。

底層水温・運動エネルギー・エンストロフィー・混合水面積の経時変化

本研究では水平2次元乱流混合の重要性を主張するために、空間xyzの3次元(3 Dimensional: 以下、3Dと略す)モデルを設計した。この3Dモデルでは底層前線に沿ったy軸方向に並ぶ水平渦流が発生するが、比較実験として、そのような水平渦流が表現できない($\partial/\partial y = 0$ を仮定した)鉛直xzの2次元(2 Dimensional: 以下、2Dと略す)モデルの実験も追加した。鉛直2Dモデルの初期水温場及び初期の微小擾乱は、3Dモデルと全く同じである。両モデルとも、底層水温の水平勾配が最も大きいため、底層前線の特徴な変動の様子は、この底層水温の経時変化で示すことができる。3Dモデルでは中央($y = 0 \text{ km}$)の東西断面を代表とし、底層水温の時間-空間ダイアグラム図をFig. 3の(a)3D(時刻200 T_f まで)と(b)鉛直2D(時刻150 T_f まで)に示した。3Dと鉛直2Dの相違は明瞭であり、水平渦流が表現されない鉛直2D(Fig. 3b)は、YBBWとJBBWの間で顕著な混合はみられず、前線位置も全く変化しない。

この鉛直 2D の $\partial/\partial y = 0$ の仮定は、前線に沿った方向の長波(静水圧)近似と同じ意味になるため、地衡流平衡状態にある堅固な底層前線が維持される。それと比べて、3D (Fig. 3a) の方は時刻 $20 T_f$ を超えるあたりから JBBW が YBBW 側へ侵入し、時刻 $60 T_f$ ころから YBBW 側に混合水が形成され始め、時刻 $120 T_f$ 以降の前線域では混合水が支配的となっている。

上述した 3D モデルの底層水温変化は、底層前線を模した水温成層場がもつポテンシャルエネルギーの一部が運動エネルギーへ変換され(地衡流調節問題及び傾圧不安定波の発生)、水平渦流によって混合水が形成された結果である。そこで、Fig. 4 の (a) にはモデル領域全体で積算した運動エネルギーの時系列を示した。赤線は東西流速成分 $U^2 = \iiint u^2 / 2dV$ 、青線は南北流速成分 $V^2 = \iiint v^2 / 2dV$ の各水平運動エネルギー、緑線が両者の合計 U^2+V^2 、黒線は鉛直流速成分 $W^2 = \iiint w^2 / 2dV$ の鉛直運動エネルギーである。まず、計算開始直後、初期の地衡流調節と人工的に与えた微小擾乱によって、 W^2 は比較的大きな値をもつが、地衡流調節の終了とともに減衰し、時刻 $9 T_f$ に極小値をとる。そして小さな蛇行流(後述する傾圧不安定波)の発生とともに、時刻 $9 \sim 17 T_f$ の間で W^2 は再び急増し、時刻 $17 T_f$ で最大を迎えた後、急速に減少に転じている。 W^2 が最大を示した時刻 $17 T_f$ ころから、主に水平渦流の成長を原因として、 U^2 は増加を始め、時刻 $75 \sim 150 T_f$ に極大値をとる。一方、水平渦流と前線の南北平均流の合計である V^2 は、 U^2 から遅れて時刻 $40 T_f$ ころから増加を開始し、時刻 $157 T_f$ ころに U^2 よりも大きくなる。後半における V^2 の卓越は、南北の周期境界を接続するように発達した水平渦流が原因である。なお、両者の合計 U^2+V^2 は時刻 $125 T_f$ ころまでは線形増加し、それ以降はほぼ一定値となっている。このように、時刻 $17 T_f$ 以降の W^2 の減少と U^2+V^2 の増加は、計算初期の 3 次元的な現象から水平 2 次元的な現象への遷移を示している。

3D モデルにおける水平 2 次元的な現象の主体は水平渦流である。そこで、相対渦度の 2 乗値であるエンストロフィー ζ の時系列を Fig. 4 の (b) に示した。ここでは水平渦流に注目するので、計算に用いた渦度は鉛直成分のみである。 ζ の値は水平的には全領域で積算したが、海底面(bottom)と人工的な上面(top)、さらに各面の渦度は正(+)と負(-)の 4 種類に分けた。図中の赤実線が底層の正の渦度のエンストロフィー $\zeta_{b,+}^2$ 、青実線が底層の負の渦度のエンストロフィー $\zeta_{b,-}^2$ 、赤点線が上層の正の渦度のエンストロフィー $\zeta_{t,+}^2$ 、青点線が上層の負の渦度のエンストロフィー $\zeta_{t,-}^2$ である。まず、上面よりも海底面の ζ が大きく、どちらの面でも正の渦度(+)の方が少し大きい傾向がある。ただし、これら 4 種類の ζ の増減は定性的には似たような経時変化を示す。計算初期の W^2 が極小を示した時刻 $9 T_f$ ころは、どの ζ もほぼ零である。その後、 W^2 が最大値を示した時刻 $17 T_f$ ころから ζ は急増し、時刻 $21 T_f$ で小さな極大を示した後の時刻 $40 T_f$ で最大値を

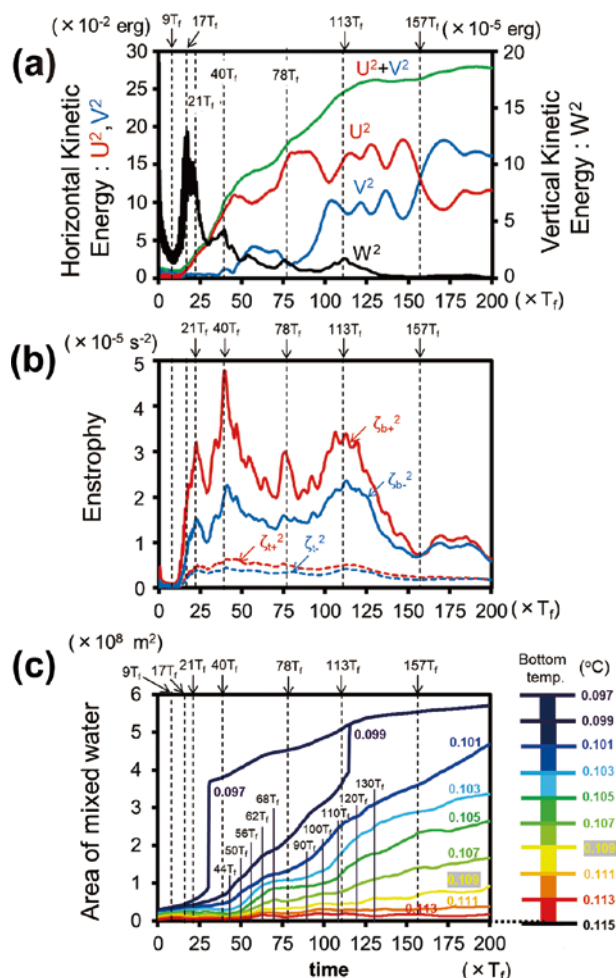


Fig. 4. (a) Time series of four kinetic energies, i.e., $U^2 = \iiint u^2 / 2dV$ (red), $V^2 = \iiint v^2 / 2dV$ (blue), U^2+V^2 (green) and $W^2 = \iiint w^2 / 2dV$ (black). (b) Time series of four enstrophies, i.e., positive $\zeta_{b,+}^2$ (solid red) and negative $\zeta_{b,-}^2$ (solid blue) at the sea bottom, positive $\zeta_{t,+}^2$ (dotted red) and negative $\zeta_{t,-}^2$ (dotted blue) at the top surface. The following analysis shows the spatial distribution of 8 times indicated by vertical dashed lines. (c) Time series of Mixed water expressed by area of the bottom temperature ranges with $0.002^{\circ}C$ intervals. Details for water mixing at the selected 10 times indicated by vertical solid lines will be described using Figs. 11 and 12.

とる。 ζ はその後も何度か減少と増加を繰り返しながらも(顕著な極大は時刻 $78 T_f$ と $113 T_f$) 減少傾向にあり、 U^2+V^2 が一定値となる時刻 $125 T_f$ 以降は極端に小さな値となる。

YBBW と JBBW の混合水形成の様子は、底層水温を用いて $0.002^{\circ}C$ 間隔毎に見積もった各水温レンジ面積の経時変化図として Fig. 4 の (c) に示した。JBBW 側の低水温レンジ面積の急速拡大 ($0.097 \sim 0.099^{\circ}C$ は $30 T_f$ ころ、 $0.099 \sim 0.101^{\circ}C$ は $115 T_f$ ころ) は、成層域の鉛直熱拡散による水温上昇を原因とした水温レンジの消失を意味する。一方、高水温レンジ ($0.111 \sim 0.113^{\circ}C$ と $0.113 \sim 0.115^{\circ}C$) は

鉛直均一な非成層の YBBW 側にあるため、水平的な水温勾配が維持され、面積変化はほとんどみられない。よって、混合水面積の経時変化は両者の中間にある $0.101 \sim 0.111^\circ\text{C}$ レンジにみられ、顕著な面積増加は ξ^2 が最大値をとった $40 T_f$ 後と ξ^2 が2回目の極大値をとった $113 T_f$ 前後にある。

混合前及び混合過程に関わる空間的構造変化の
大局的な概略

本節では、特徴的な時刻における種々の物理パラメータの水平・鉛直断面分布、運動エネルギーの波数スペクトルを示し、YBBW と JBBW の混合前及び混合過程に関わる空間的構造変化の大局的な概略をみておく。選んだ時刻は Fig. 4 の各時系列に縦破線で表示した次の8時刻である。 $9 T_f$ は W^2 極小時、 $17 T_f$ は W^2 最大時、 $21 T_f$ は最初の ξ^2 極大時、 $40 T_f$ は ξ^2 最大時、 $78 T_f$ と $113 T_f$ は U^2+V^2 上昇時期にある2回目の ξ^2 極大時、 $157 T_f$ は U^2 と V^2 の大きさが入れ替わるときの ξ^2 極小時、そして計算終了時の $200 T_f$ である。なお、水平2次元乱流状態に至るまでの遷移過程の詳細と水平2次元乱流場における水塊混合過程の詳細については、更に細かい時間間隔の経時変化図を提示し、改めて、次節において記述する。

底層水温の水平分布と水温・流速場の鉛直断面分布

Fig. 5 の (a) は8時刻における底層水温 $T(x, y, 0, t)$ の水平分布図であり、先に示した Fig. 3(a) はこの図の中央 ($y = 0$ km) における底層水温を抽出したものである。 Fig. 5 の (b) と (c) は、卓越した水平渦流の背景にある平均場を表現するため、南北方向に空間平均した水温 $T(x, z, t) = \int T(x, y, z, t) dy$ と南北流速成分 $v(x, z, t) = \int v(x, y, z, t) dy$ の各鉛直断面図を8時刻毎に示している。 Fig. 5(c) は凡例に示すように、北向き(紙面奥向き)を赤色濃淡、南向き(紙面手前向き)を青色濃淡で表示した。

時刻 $9 T_f$ では南北方向の底層前線に沿って小さな蛇行(傾圧不安定波)が出現し、時刻 $17 T_f$ ではそれらの振幅がさらに大きくなっている。背景場の鉛直断面図をみると、水平方向に数 km 以内の範囲で前線が斜めに傾き、前線に捕捉された傾圧地衡流(海底面付近で北向き流、上面で南向き流)がみられ、このような背景場の形成は地衡流調節問題からも理解できる。時刻 $21 T_f$ は最初の ξ^2 極大時なので、水平渦流の発達期待され、正弦波的な前線波動から大きくずれた複雑な様相を呈し始めている。時刻 $40 T_f$ は ξ^2 最大時なので、水平渦流の更なる強化が期待されるものの、顕著な混合水の形成はまだ確認できない。底層水温の前線形状から、直径 $3 \sim 6$ km まで発達した冷水渦

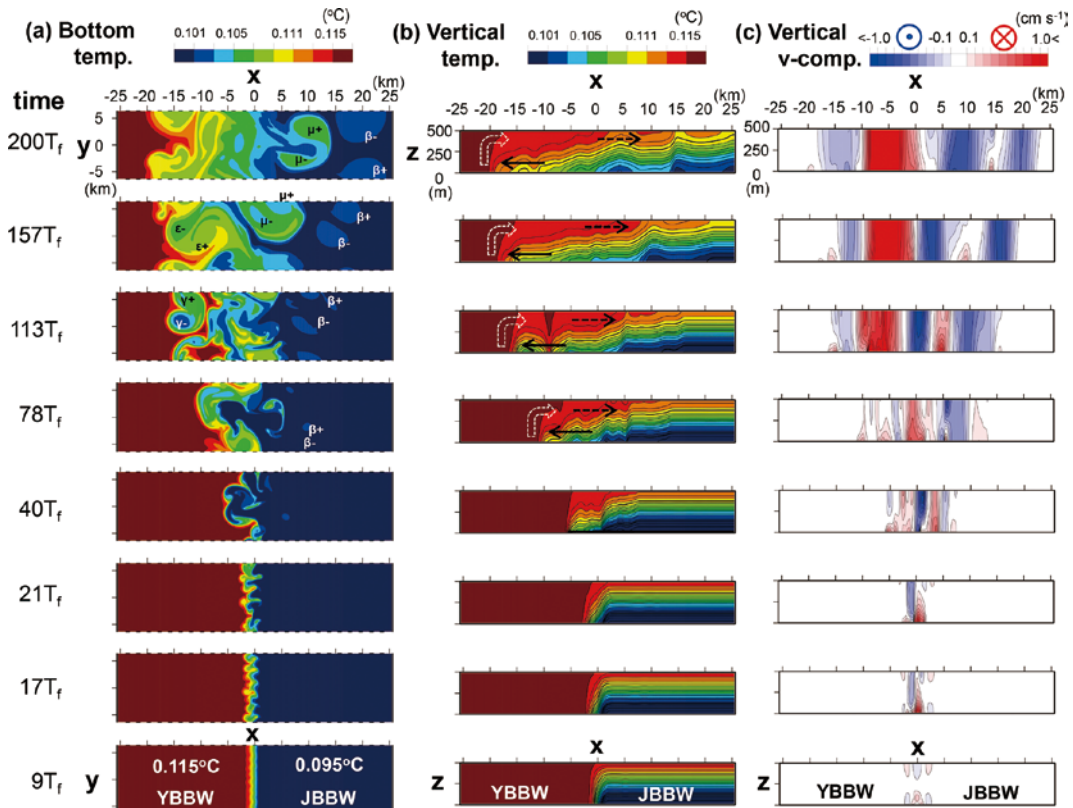


Fig. 5. Sequential distributions at the selected 8 times. (a) Horizontal view of bottom temperature $T(x, y, 0, t)$. To show the background fields surrounding the vortex disturbance, vertical sectional views spatially averaged in the north-south direction of (b) temperature $T(x, z, t) = \int T(x, y, z, t) dy$ and (c) north-south velocity component $v(x, z, t) = \int v(x, y, z, t) dy$. Three vortex pairs detected after time $78 T_f$ are displayed as the symbols of β^\pm , ϵ^\pm and μ^\pm in (a).

流が3つ程度推測され、これらの渦流に伴ってJBBWがYBBW側へ侵入しているようにみえる。よって、背景場の鉛直断面図では初期の前線位置 ($x = 0$ km) に加えて、YBBW側の $x = -5$ km 付近にもう一つの前線が確認され、それぞれの前線に対応した傾圧流も2カ所に分離している。時刻 $78 T_f$ になると、YBBW側に混合水が認められ、JBBWのYBBW側への侵入もより進んでいる。時刻 $113 T_f$ の底層水温場には、 $x = \pm 15$ km (約30 km 東西幅) の範囲内にYBBW、混合水、JBBWが疎らに分布した状態になる。これらの水塊分布は水平渦流によるものであるが、背景場の南北平均流をみると、それまでの傾圧流から順圧流(モデルBW内の水平2次元流という意味)への変化が起こっている。時刻 $157 \sim 200 T_f$ まで時間が経過すると、渦流の直径は約10 kmまで成長し、その渦流内部では混合水が支配的になっている。背景場的水温断面図をみると、模式的な矢印で示したように、海底面のJBBWはYBBW側へ、上面のYBBWはJBBW側へ侵入する密度流が計算される。背景場の南北平均流をみると、南北流が交互に並んだ順圧的な水平2次元流がさらに支配的となっている。

海底面と上面の相対渦度と中層鉛直流の水平分布

混合水の形成に関与している水平渦流の定量的な強さに着目し、同じ8時刻における海底面 (bottom: $z = 0$) と上面 (top: $z = 500$ m) の渦度 ζ/f の水平分布を等値線表示の底層水温に重ねて、Fig. 6の(a)と(c)に示した。凡例に示すように、 $0 < \zeta/f < +1$ の正値は赤色濃淡、 $-1 < \zeta/f < 0$ の負値は青色濃淡で示し、ロスビー数 ($Ro = \zeta/f$) が1を超える非線形性の強い領域を強調して、 $\zeta/f > +1$ は黄色、 $\zeta/f < -1$ は緑色で表示した。海底面と上面の両渦度を繋ぐ、すなわち、渦柱の伸縮に関与した鉛直流の代表として、 $z = 250$ m の中間面 (middle) における鉛直流速 w の水平分布を底層水温に重ねて Fig. 6(b) に示した。湧昇流 ($w > 0$) が赤色濃淡、沈降流 ($w < 0$) が青色濃淡である。

有限振幅まで成長した蛇行流(傾圧不安定波の発達)となった時刻 $17 T_f$ からみると、海底面では $\zeta/f > +1$ (黄色) の渦流が前線のJBBW側 ($x > 0$) に、 $\zeta/f < -1$ (緑色) の渦流が前線のYBBW側 ($x < 0$) に認められる。そして上面の渦度の値は海底面に比べて小さくなるが、海底面とは逆符号の渦流が前線を挟んで点在している。これらの渦流に伴う鉛直流は、各渦流中心を取り囲むように、湧昇流と沈降流のペアが形成されている。すなわち、鉛直流によ

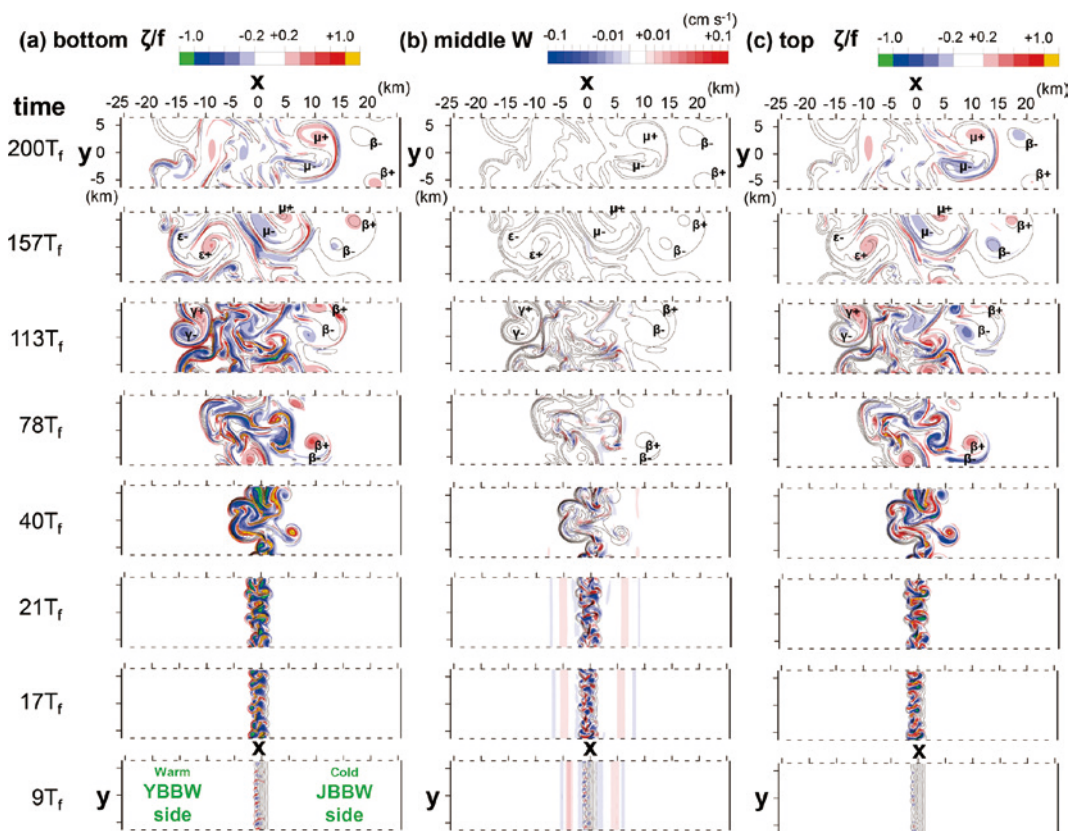


Fig. 6. Sequential distributions at the selected 8 times. (a) and (c) are horizontal views of vorticity ζ/f at the sea bottom and top surface, respectively. (b) Horizontal views of vertical velocity W at the mid-depth ($z = 250$ m). The contour lines shown in each figure are the bottom temperature. Three vortex pairs detected after time $78 T_f$ are displayed as the symbols of β_{\pm} , ϵ_{\pm} and μ_{\pm} .

る渦柱の伸縮が海底面と上面で異なる符号の渦度生成に寄与している。時刻 $21 T_f$ の海底面をみると、ロスビー数が1を超える領域がさらに増加し、時刻 $17 T_f$ にみられた前線を挟んだ正負の渦流の配置が崩れ始めている。同時に、上面の渦度との逆符号の対応も不明瞭になり、鉛直流は複雑な分布を呈するようになる。時刻 $40 T_f$ になると、鉛直流は急速に弱まり、海底面と上面の両方とも、渦流よりも歪んだ線状のフィラメント構造が支配的となっている。このフィラメント構造が目立つために、渦流の特定は難しくなるが、海底面と上面の渦流中心付近は同符号の渦度を示すことから、水平2次元的な渦流構造へ変化しつつあることがわかる。時刻 $78 T_f$ 以降の鉛直流は極端に小さくなり(渦柱の伸縮がなくなり)、海底面と上面の渦度はフィラメント領域も渦流と同様にほぼ同符号へ変化している。このように、渦度場でみても、時刻 $78 T_f$ 以降は水平2次元的な状態にある。同時に、渦流やフィラメントの水平スケールは大きくなり、ロスビー数が1を超える領域も無くなり、渦度の値は次第に小さくなっている。Fig. 5(a) でみたように、この状態に入ってから、混合水の形成が顕著となる。そして時刻 $113 \sim 200 T_f$ は正負の渦度がペアとなった渦対(図にみられる4組を $\beta \pm$, $\gamma \pm$, $\varepsilon \pm$, $\mu \pm$ の記号で表示)として、フィラメント状になった複雑な渦度場の中を移動しながら、特に、JBBW側の渦対($\beta \pm$ と $\mu \pm$)は長期間生き残っているようにみえる。これらの渦対の水平スケールは10 km前後であり、これは底層前線先端付近で観測された波状構造(Fig. 1b)と同スケールである。

海底面における Okubo-Weiss パラメータの水平分布

Fig. 6 でみた渦度場変化の大きな特徴は、次第に発達するフィラメント化した渦場の中で、移動しながら生き延びる渦流もしくは渦対であった。そのような渦流の生き残能力は、次の渦度勾配 $\nabla \zeta$ 方程式を用いて判断される(例えば、Brachet *et al.*, 1988)。

$$\frac{D^2}{Dt^2}(\nabla \zeta) + (\zeta^2 - s_n^2 - s_s^2)\nabla \zeta \approx 0 \quad (1)$$

ここで、 ζ は相対渦度、 $s_n = \partial u / \partial x - \partial v / \partial y$ は normal strain (互いに押し合う流れ)、 $s_s = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$ は shear strain (互いに反対方向の流れ)であり、 $s_n^2 + s_s^2$ の合計が歪みの大きさを表す。この(1)式は近似式であるが、非粘性の渦度方程式 $D\zeta/Dt$ から導出することができる。また、(1)式の左辺第2項の係数 $OW = \zeta^2 - (s_n^2 + s_s^2)$ は、Okubo-Weiss パラメータとしても知られている。もし $OW > 0$ ならば(1)式は振動解をもち、渦度場の局所回転(Rotation: Rと略す)が許され、 $\zeta^2 > (s_n^2 + s_s^2)$ なので、渦流の生き残りを意味する。逆に、 $OW < 0$ ならば(1)式は指数関数解(Strain: Sと略す)をもち、 $\zeta^2 < (s_n^2 + s_s^2)$ なので、これは渦度場におけるフィラメント化の発達を意味する。Fig. 7の(a)は f^2 で規格化した海底面における OW/f^2 の水平分布(Fig. 6と同じ8時刻)を底層水温に重ねて示したもので、

$OW/f^2 > 0$ の渦流領域 ($R > S$) を赤色濃淡、 $OW/f^2 < 0$ のフィラメント領域 ($R < S$) を青色濃淡で表現した。また、このFig. 7(a)を作成する際に計算される渦度成分 $R = (\zeta/f)^2 > 0$ と歪み成分 $-S = -\{(S_n/f)^2 + (S_s/f)^2\} < 0$ の水平分布をそれぞれ分けて、同図の(b)と(c)に示した。

時刻 $17 \cdot 21 T_f$ の OW/f^2 をみると、ロスビー数が1を超える蛇行領域(Fig. 6a)で $OW/f^2 > 0$ (赤色の渦度成分の卓越)、それを取り囲むように $OW/f^2 < 0$ (青色の歪み成分が卓越)が分布している。時刻 $40 T_f$ はフィラメント構造がみえ始める時期であり、細長く伸びる $OW/f^2 < 0$ (青色)のフィラメントの先端付近は円形状に丸まり、その中央に $OW/f^2 > 0$ (赤色)の渦流が孤立している様子が伺える。時刻 $78 \cdot 113 T_f$ の OW/f^2 をみると、中心が赤色の渦流もしくは渦対($OW/f^2 > 0$)は、周りの青色のフィラメント($OW/f^2 > 0$)を螺旋状に取り込みながら、次第に大きくなる様子が伺える。このときの渦度成分(Fig. 7b)は、渦流の中心付近のみならず、フィラメント部分でも大きく、その部分を詳細にみると、歪み成分(Fig. 7c)と共に数本の筋状フィラメントを構成していることがわかる。すなわち、 OW/f^2 にみられるフィラメント部分の螺旋構造は、渦度成分(R)と歪み成分(S)が均衡状態にある。

海底面における水平運動エネルギーの波数スペクトル

日常生活では身近な空間3次元の一様等方性乱流において、ある波数 k_i にエネルギーが注入されたとき、エネルギーは渦流の非線形相互作用によって低波数側から高波数側へ(大から小スケールへ)と輸送され、最小のスケールまで達したとき、粘性によってそのエネルギーは散逸していき、と考えられている。この注入波数 k_i から粘性散逸波数 k_d までの領域は「慣性小領域」と呼ばれ、そのエネルギーの流れをエネルギーカスケード(この場合はカスケード・ダウン)という。Kolmogorov (1941) は次元解析の手法により、この慣性小領域における波数スペクトル $E(k)$ が $k^{-5/3}$ に比例することを初めて示した。Kraichnan (1967) はKolmogorovの考え方を水平2次元乱流へ拡張したところ、興味深いことに、2次元乱流の慣性小領域ではエネルギーが高波数側から低波数側へ(小から大スケールへ)と逆向きに輸送される可能性を指摘した(この場合はカスケード・アップ)。その後の既往の研究では、水平2次元乱流のカスケード・アップする波数領域の $E(k)$ は $k^{-5/3}$ に比例し、カスケード・ダウンする波数領域の $E(k)$ は k^{-3} に比例することが明らかになっている(例えば、Davidson, 2015)。

我々の数値実験でも、渦流もしくは渦対が次第に成長するように見え、カスケード・アップの様子が観察された。ただし、モデル計算の前半(時刻 $40 T_f$ 以前)は比較的大きな鉛直流 w を伴う3次元的な現象が支配的であり、それゆえ、理想的な水平2次元乱流状態に至るまでの遷移過程とみるべきであろう。エネルギーカスケードの時間変化を調べるため、Fig. 7(a)に示した緑縦線を境界とし

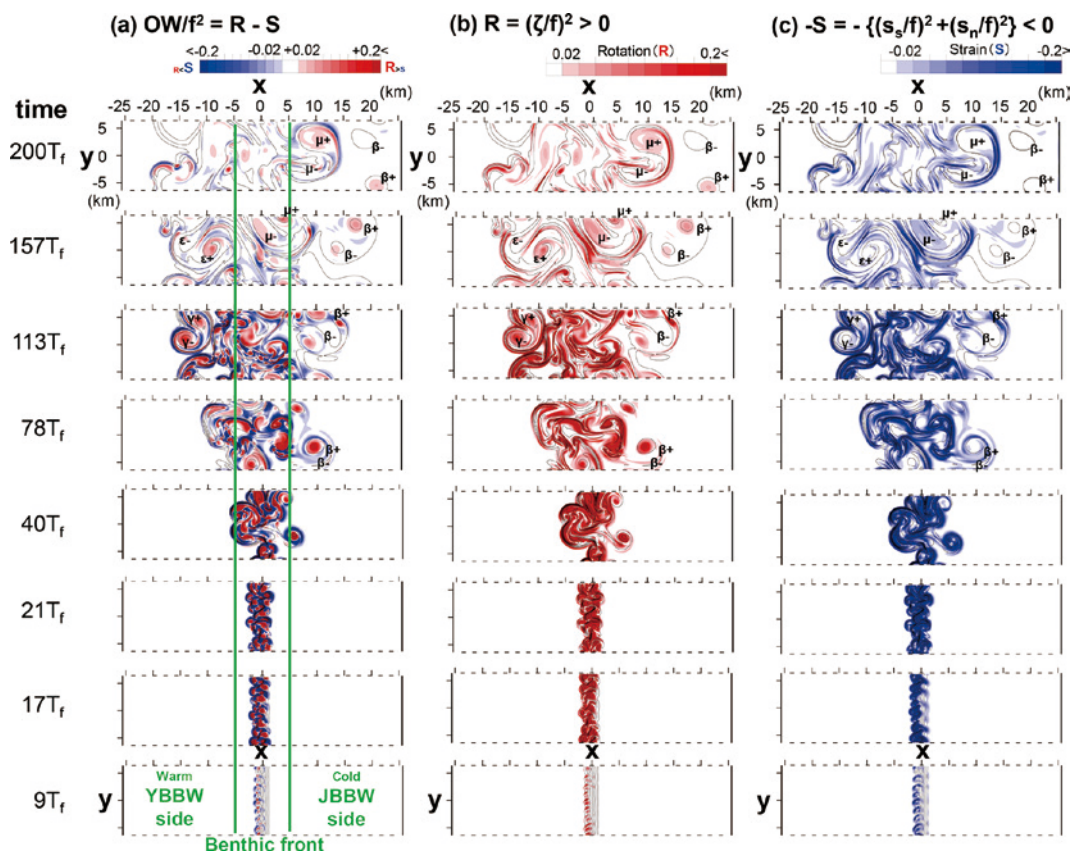


Fig. 7. Sequential distributions calculated using the bottom data at the selected 8 times. Horizontal views of (a) Okubo-Weiss parameter normalized by Coriolis parameter OW/f^2 and two components that make up its OW, i.e., (b) relative vorticity of $R = (\zeta/f)^2$ and (c) strain of $-S = -\{(s_s/f)^2 + (s_n/f)^2\}$. The green vertical lines in (a) indicate the three divisions for central analysis in Fig. 8. Three vortex pairs detected after time $78 T_f$ are displayed as the symbols of β^\pm , ϵ^\pm and μ^\pm .

て、空間領域を前線域 ($-5 \text{ km} \leq x \leq +5 \text{ km}$), YBBW 側 ($x < -5 \text{ km}$), JBBW 側 ($+5 \text{ km} < x$) の 3 つに区分した。各時刻における波数スペクトルは、南北 (y 軸) 方向に $128 = 2^7$ 個 (南北幅 $12.8 \text{ km} = 100 \text{ m} \times 128$) の南北流速成分 $v(y)$ を用いて FFT 法により計算し、それらを東西方向にアンサンブル平均した。3 領域毎にアンサンブル平均した波数スペクトル $E_v(k_y)$ を Fig. 8 の (a) ~ (c) に示し、時刻 $40 T_f$ の $E_v(k_y)$ を共有させて、上段に前半の時刻 $9 \cdot 12 \cdot 21 \cdot 40 T_f$ 、下段に後半の時刻 $40 \cdot 78 \cdot 113 \cdot 157 T_f$ を分けた。各図には、水平 2 次元乱流特有のカスケード・アップ (ダウン) を示唆する $k^{-5/3}$ (k^{-3}) エネルギー勾配を低波数 (高波数) 向きの破線矢印で表示している。

前半時期の波数スペクトル (Fig. 8 上段) をみると、前線 (Benthic front) 域のエネルギー発達のみが顕著であり、そのピーク波数に注目すると、時刻 $9 T_f$ は波長 1.6 km (傾圧不安定波に相当)、時刻 $17 \cdot 21 T_f$ は波長 2.1 km と 4.3 km の 2 つがみられる。時刻 $40 T_f$ になると、ピーク波数は不明瞭になり、低波数側のエネルギー勾配がカスケード・アップの $k^{-5/3}$ に近い状態になっている。この時期は水平 2 次元乱流前の遷移過程であるが、全体的な水平運動エネルギーの増加とともに、渦流の空間スケールが次第に大きくなっていることがわかる。時刻 $78 T_f$ 以降の後半 (Fig. 8

下段) は卓越ピークがみられず、前線域と YBBW 側において、波長 2.5 km よりも低波数側のエネルギー勾配は $k^{-5/3}$ に近く、水平 2 次元乱流のカスケード・アップ状態が維持されていると判断される。一方、波長 2.5 km よりも高波数側のエネルギー勾配は、 k^{-3} よりも多少大きな傾きを示すため、粘性によるエネルギー散逸の関与も示唆されるが、カスケード・ダウンの状態にある。これは、水平 2 次元乱流場において、エネルギーカスケードのアップとダウンを分ける境界の空間スケール、すなわち、エネルギー注入波数が $k_i = 2\pi/2.5 \text{ km}$ 付近にあることを意味している。

水平 2 次元乱流状態に至るまでの遷移過程

ζ^2 最大時 (Fig. 4b) の時刻 $40 T_f$ は、歪みの大きなフィラメントを伴う非線形性の強い水平渦流が発達し (Figs. 6a・7a)、ただし、顕著な水塊混合はまだ生じておらず (Fig. 5a)、水平 2 次元乱流を示唆するカスケード・アップ状態が形成された直後にあった (Fig. 8b 上段)。この水平 2 次元乱流状態に至るまでの遷移過程 (時刻 $0 \sim 40 T_f$) では、fN 振動 (山内ほか, 2015)、地衡流調節過程、傾圧不安定波の発生、不安定波の孤立渦流への成長、非対称で複雑な渦

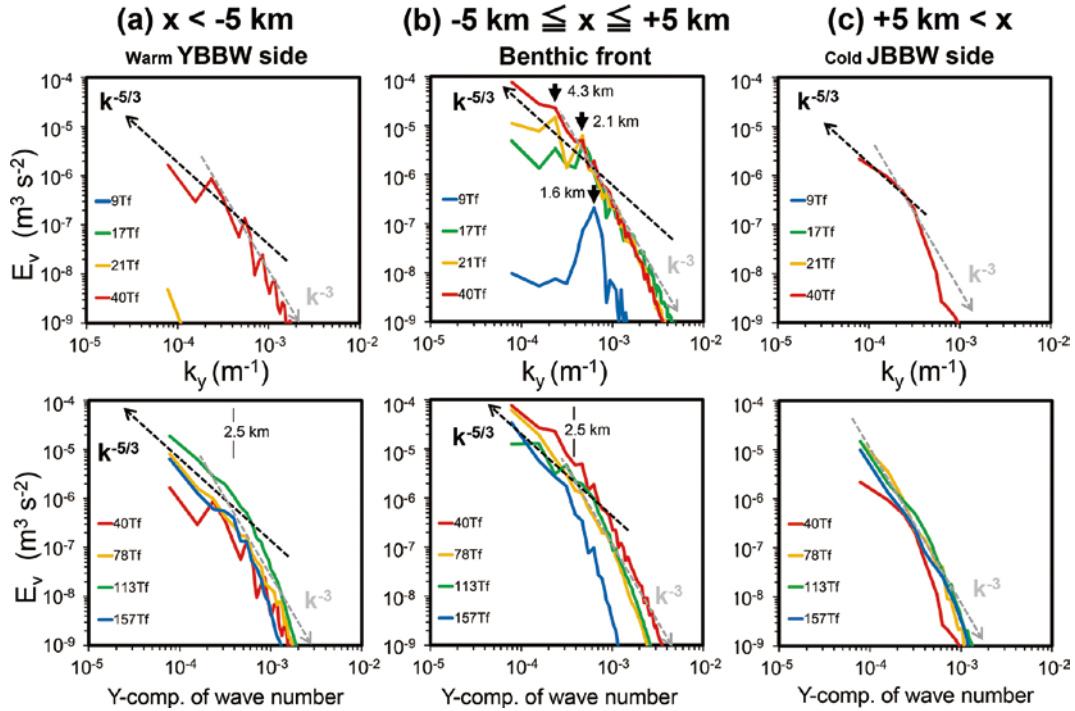


Fig. 8. Ensemble averaged wavenumber spectra E_v for each of three divisions shown in Fig. 7, i.e., (a) warm YBBW side, (b) benthic front area and (c) cold JBBW side. Upper panel is the first half period of 9 T_f (blue), 17 T_f (green), 21 T_f (yellow) and 40 T_f (red), and lower panel is the second half period of 40 T_f (red), 78 T_f (yellow), 113 T_f (green) and 157 T_f (blue). Diagonally tilted dashed arrows indicate $k^{-5/3}$ for energy cascade-up and k^{-3} for cascade-down in the horizontal 2-dimensional turbulent theory.

流相互作用，フィラメント形成という物理現象が順々に出現する。

このような遷移過程の様子を海底面における正の渦度の最大値 ($\zeta f > 0$ 渦流に伴う極大渦度) のみに注目し，その南北挙動の時間—空間ダイアグラムとして Fig. 9 に示した。時間は $0 \sim 40 T_f$ の期間，空間は周期境界を通過する渦流を表現するために，南北 (y) 方向の 2 周期表示とした。なお，底層前線を挟んで東西の渦流挙動が明らかに異なるため，西側の渦流を YBBW 側 ($x < 0$) の ζf 最大値 (Fig. 9a)，東側の渦流を JBBW 側 ($x > 0$) の ζf 最大値 (Fig. 9b) で分けている。まず，底層前線の初期応答として，YBBW 側の時刻 $0 \sim 5 T_f$ にみられる縦縞模様，これは南北方向にほぼ同位相の慣性周期変動である fN 振動を示す。山内ほか (2015) によると，密度成層が理想的に $N = f$ ならば， fN 振動は前線に捕捉され続け，地衡流調節は永遠に終了しない。本モデルの前線の場合，一方側が $N = 0$ ，他方側が $N \sim 1.5f$ なので，前線域から東西方向に抜け出す波動 (主に慣性波) が存在でき，時刻 $5 T_f$ ころまでに fN 振動が弱まり，地衡流調節がほぼ終了した時刻 $9 T_f$ ころに 8 個 ($1' \sim 8'$ の通し番号) の ζf 最大値が出現する。これらが時刻 $9 T_f$ の波数スペクトル (Fig. 8b) にみられた波長 $1.6 \text{ km} (= 12.8 \text{ km} / 8 \text{ 個})$ のエネルギーピークに対応している。本モデル設定は上面を拘束しているので Eady (1949) の線形不安定理論に近く，この理論を参考にすれば，内部変形半径 λ_i の数倍程度の波長をもった傾圧不安定波の発生が期待される。

そこで，JBBW 側の密度成層 ($N \sim 1.5f$) を用いて，内部変形半径 λ_i を計算すると， $\lambda_i = NH/f \sim 1.5H = 1.5 \times 500 \text{ m} = 750 \text{ m}$ となる。よって，モデル再現された波長 1.6 km の初期蛇行流は，内部変形半径の約 2 倍 ($\sim 1.6 \text{ km} / 750 \text{ m}$) の波長をもった傾圧不安定波と考える。Fig. 9 の時刻 $9 \sim 15 T_f$ の間では，不安定波が次第に成長して 8 個の渦流として同定できるものの，時刻 $15 T_f$ 以降になると，JBBW 側では幾つかの渦流が北上傾向を示すのに対し，YBBW 側の渦流は同定が難しい複雑な挙動を示すようになる。なお，図中に表示した $1 \sim 8$ と $1' \sim 8'$ の番号は，後述する Fig. 10 を用いて同定された各変位の南北位置を示している。

そこで，Fig. 9 の時刻 $15 T_f$ 以降に，縦実線で示した 8 つの時刻 (時刻 $15 \sim 21 T_f$ は $2 T_f$ 毎，時刻 $25 \sim 40 T_f$ は $5 T_f$ 毎) を選択し，前線域 ($-5 \text{ km} \leq x \leq +5 \text{ km}$) を拡大した海底面の渦度 (正を赤色濃淡，負を青色濃淡) 及び底層水温 (0.002° C 毎の等値線) の水平分布図を Fig. 10 に示した。このような細かい時間間隔の水平分布表示にすると，通し番号やアルファベット記号で表示した特徴的な変位の経時変化が同定でき，移動や消滅を追跡することができる。Fig. 4(a) でみたように，時刻 $9 T_f$ は鉛直流 W^2 極小時であり，静水圧近似した傾圧不安定波の線形理論の範疇にあるが，時刻 $17 T_f$ では W^2 最大となるため，非静水圧状態における傾圧不安定波の議論が必要となる。このような渦流と強い鉛直流が示す水平鉛直構造については，

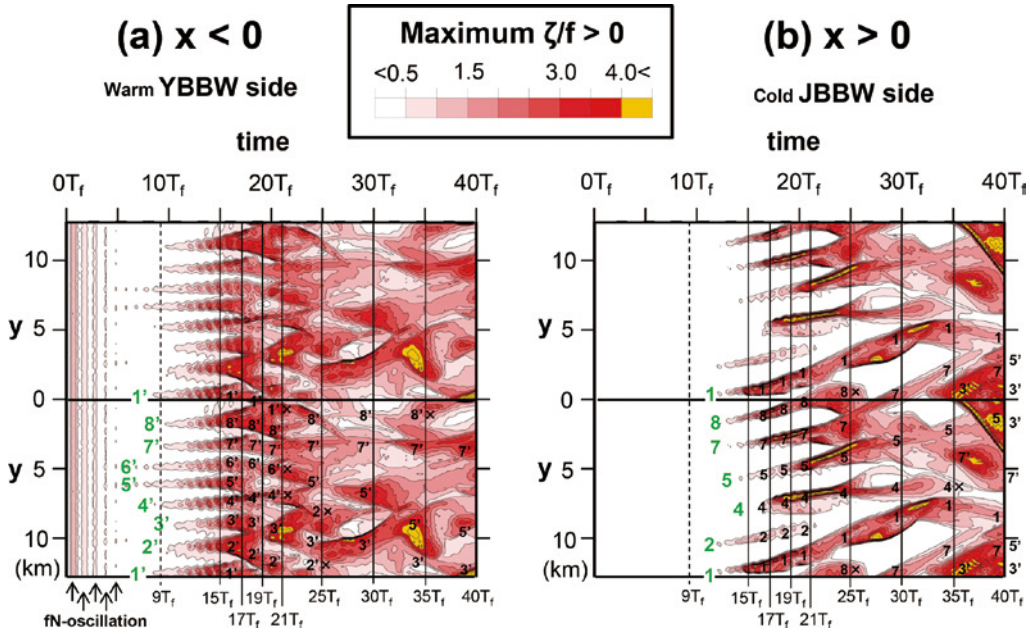


Fig. 9. Time – space (y direction) diagrams of the maximum ζ/f at (a) warm YBBW side with $x < 0$ and (b) cold JBBW side with $x > 0$ at the period from 0 to $40T_f$. Both diagrams are displayed in two cycles of y direction. Details for the transition processes until becoming the horizontal 2 – dimensional turbulent state at the selected 8 times indicated by vertical solid lines will be described using Fig. 10. The serial numbers of 1~8 and 1'~8' are the characteristic displacements associated with baroclinic unstable wave shown in Fig. 10.

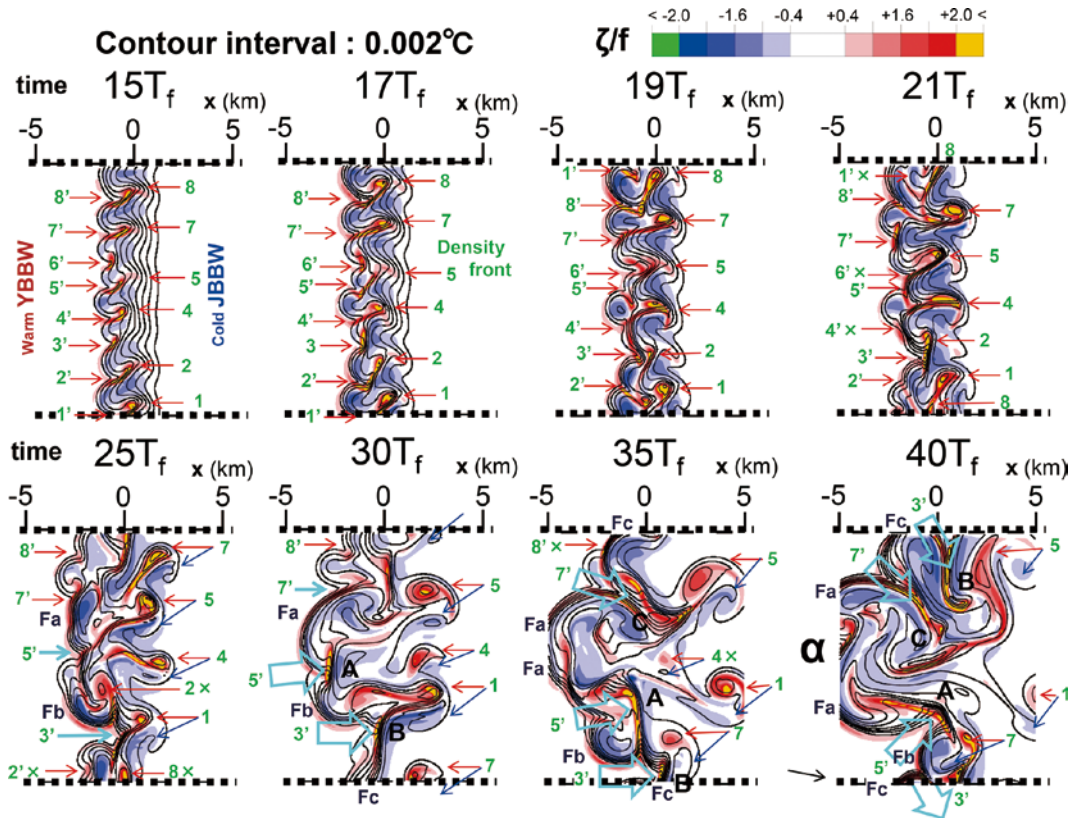


Fig. 10. Sequential distributions of vorticity ζ/f and temperature at the sea bottom at the selected 8 times of 15, 17, 19, 21, 25, 30, 35 and $40T_f$. The serial numbers of 1~8 and 1'~8' are eight displacements associated with baroclinic unstable wave at time $15T_f$. The strong intrusion parts of 5', 3' and 7' are dispalyed by A, B and C, and water temperature fronts, i.e., filament parts, connecting each intrusions by Fa, Fb and Fc, respectively.

海洋表層前線を研究対象とした傾圧不安定(及び慣性不安定)の非静水圧モデル実験を行った Yoshikawa *et al.* (1999) 及び Yoshikawa *et al.* (2001) によって、すでに詳しく議論されている。例えば、Yoshikawa *et al.* (2001) の Fig. 5 に示された「く」の字状の密度前線(Density front)は、Fig. 10 の時刻 15 T_f や 17 T_f に示した番号 1~8 の赤矢印付近の水温前線構造によく似ており、我々のモデル実験でも、ここでは非常に強い鉛直流が生じている(先述した Fig. 6b を参照)。それゆえ、本論では傾圧不安定波に関する記述はこれ以上行わず、不安定波発達後(時刻 15 T_f 以降)における渦流成長と水平2次元乱流状態に至るまでの非対称で複雑な挙動に着目する。

Fig. 10 上段の時刻 15 T_f における 8 個の傾圧不安定波は、YBBW 側から JBBW 側への貫入を示す凸状の等温線と正の強い渦度(赤色~黄色)として同定することができ、それらの位置に JBBW 側は 1~8 (3 と 6 は無し)、YBBW 側は 1'~8' の通し番号を付した。時刻 21 T_f までは非対称な歪みが次第に大きくなるものの、各番号の変位を特定することができる。この非対称な歪みは、大きな正の渦度($\zeta/f > +2.0$)を伴う 4 カ所(1, 4, 5, 7 付近)程度の強い水温前線へと成長し、この不等間隔の前線形成が時刻 17 T_f と 21 T_f で計算された波数スペクトル(Fig. 8b)の 2 ピーク(波長 2.1 km と 4.3 km)に対応していると思われる。その後、時刻 40 T_f の水平2次元乱流状態に至るまでの間に、特徴的な変位はその数を徐々に減らし、直径 3~6 km まで成長した冷水渦流が 3 つ程度生き残っているように見える。次の時刻に消滅する変位の番号には×を付し、時刻 25 T_f までに 1' と 4' と 6' が消え、時刻 30 T_f までに 2' と 2 と 8 が消え、時刻 40 T_f までに 8' と 4 が消えている。その結果、YBBW 側では水色矢印で強調した 5' と 3' と 7 だけが生き残り、それらは JBBW 側へ強く貫入し続け(A・B・C で表示)、各貫入場所を繋ぐ水温前線は非常にシャープな円形状のフィラメント構造(Fa・Fb・Fc で表示)へ変化している。ここで、時刻 40 T_f で最も大きな円形フィラメント部分を α と名付けた。次節で後述するように、この α が渦対へと成長し、水平混合に寄与することになる。時刻 25 T_f の JBBW 側で水温前線として生き残った 1, 4, 5, 7 は、密度前線が更に引き延ばされる形で、直径 1 km 前後の小さな渦対(ただし、正の渦度が大)に姿を変えている。Fig. 9(b)で明瞭に示されるように、これらの渦対は個々に北上しながら、渦度は小さくなるものの、空間スケールは大きくなっている。時刻 35 T_f 以降、東向きに転じ、前線域から離脱した渦対 1 だけが長寿命(70 T_f くらいまで特定可能)である。他の 3 つの渦対は再び前線に取り込まれ、時刻 40 T_f 後には全て特定できなくなる。

水平2次元乱流場の水塊混合に寄与する渦対

Fig. 4(c) の水温レンジ面積の経時変化図に示したように、顕著な水塊混合は時刻 40 T_f 後と時刻 113 T_f 前後の 2

回あった。そこで、Fig. 4(c) に計 10 本の縦実線で示したように、1 回目の混合をみるために 44~68 T_f は 4 T_f 毎の 5 時刻(Fig. 11)、2 回目の混合をみるために 90~130 T_f は 10 T_f 毎の 5 時刻(Fig. 12)を選択し、それぞれの経時変化を調べた。Figs. 11・12 は海底面の同じ水平分布図であり、(a) は Fig. 5(a) と同じ表示形式の底層水温、(b) は Fig. 6(a) と同じ表示形式の渦度： ζ/f 、(c) は Fig. 7(a) と同じ表示形式の Okubo-Weiss パタメータ： OW/f^2 、(d) は初期値として YBBW 側の鉛直均一な低 DO 水を想定した濃度 1.0(他は 0.0)を設定したトレーサー実験の結果であり、その濃度分布を青色の濃淡表示した(コンターは底層水温)。

時刻 44 T_f の各分布図(Fig. 11)には、Fig. 10 でみた時刻 40 T_f の特徴的な変位に付した同じ番号と同じ記号を再表示した。時刻 44 T_f でも混合水はまだ形成されておらず、冷たい JBBW が YBBW 側に大きく張り出し、両水塊の境界はフィラメント状のシャープな水温前線が形成されている。注目すべき特徴は、 α と名付けたフィラメント部分の外縁全体は正の渦度($\zeta > 0$: 赤色)で取り囲まれているのに対し(Fig. 11b)、 OW/f^2 でみると貫入 7 側では歪み成分($R < S$: 青色)が、貫入 5' 側では渦度成分($R > S$: 赤色)が有意となっている点である(Fig. 11c)。時刻 50 T_f になると、フィラメント α の内部冷水域には、 $R > S$ 側内部に正の渦度($\alpha+$)、 $R < S$ 側内部に負の渦度($\alpha-$)をもった、直径 10 km 弱の渦対 $\alpha\pm$ が形成される(Fig. 11b)。その後の時刻 56~62 T_f においても、渦対 $\alpha\pm$ の正の渦度($\alpha+$)側外縁では、 $R > S$ の状態が維持されている(Fig. 11c)。それゆえ、この $R > S$ 領域に限って、反時計回りに回転しながら、外部の水塊の取り込みが可能となっている。YBBW 側の低 DO 水を高濃度(濃い青色)で表現したトレーサー濃度分布をみると、元々は低温の JBBW のみを起源とした渦対 $\alpha\pm$ であったが、その内部の片側半分の $\alpha+$ 側に偏って YBBW 側の高濃度水が取り込まれている様子がよくわかる(Fig. 11d)。このような渦対内部の非対称な濃度分布は、田谷ほか(2022)が観測した海底捕捉の上凸水平渦流の半分側が低 DO、反対側半分が高 DO であったことを無理なく説明することができる(Fig. 1b)。

また、渦対 $\alpha\pm$ の正の渦度($\alpha+$)側には A を付した YBBW の強い貫入がある。この貫入水 A の一部が渦対内部に取り込まれているが、この貫入水 A 自体も、渦対の南下・反時計回り回転によって、前線内部へ取り込まれている(Fig. 11a)。その結果、渦対内部やその周辺に限って混合水(緑色表示)が形成されている。その一方、時刻 68 T_f に付した γ 付近には JBBW の再貫入現象も生じ始めている。また、JBBW 側には β で名付けた渦対が時刻 50~56 T_f に形成され、長期間生き残っている(Fig. 6 を参照)。この渦対 $\beta\pm$ は渦対 $\alpha\pm$ とは異なり、外縁のフィラメント部は負の渦度($\zeta < 0$: 青色)と負の OW/f^2 (歪み成分有意の $R < S$: 青色)で取り囲まれている(Figs. 11b・11c)。その結果、渦対 $\beta\pm$ は外部の水塊を取り込むことなく、個性を保つことができ、長寿命になったと考えられる。

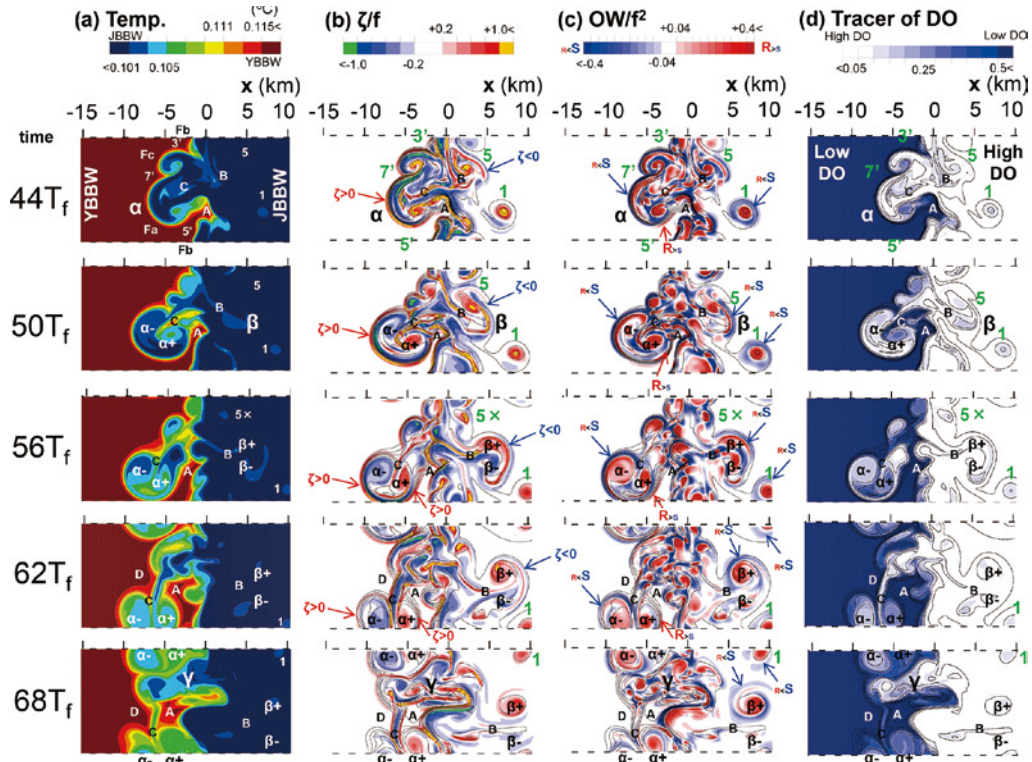


Fig. 11. Sequential distributions calculated using the bottom data at the selected 5 times of 44, 50, 56, 62 and 68 T_f . Horizontal views of (a) bottom temperature, (b) vorticity ζ/f and (c) Okubo–Weiss parameter OW/f^2 and (d) density of tracer with a high value on YBBW side. α_{\pm} and β_{\pm} are vortex pairs. A, B, C and D are strong intrusion parts. 1, 5, 3', 5' and 7' are the same serial numbers attached to those at time 40 T_f in Fig. 10.

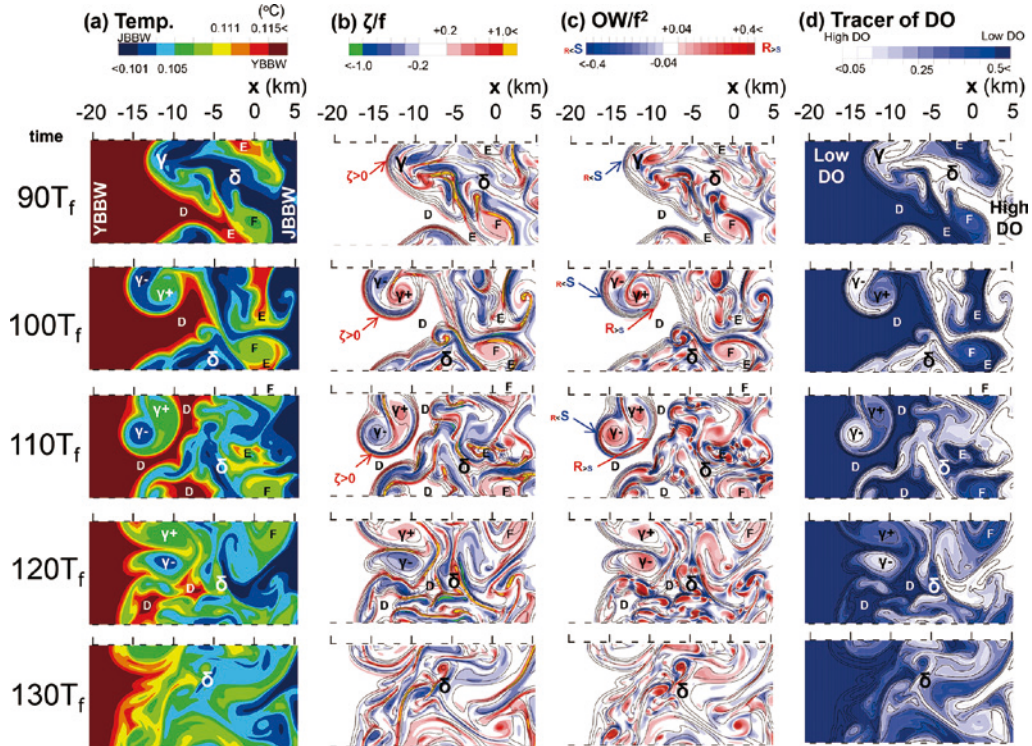


Fig. 12. Same as Fig. 11 except for the selected 5 times of 90, 100, 110, 120 and 130 T_f . γ_{\pm} is a vortex pair. D, E and F are strong intrusion or mixing parts. δ is a densely populated area of speckled vortices.

2回目の混合も、上述した1回目の混合と定性的にはよく似た、渦対による水平混合が生じている。Fig. 12(a)の時刻 $90 T_f$ にみられる冷水域 γ と δ は、時刻 $68 T_f$ に γ を付した JBBW の再貫入現象が発達したものである。フィラメント γ はフィラメント α と同様、時刻 $100 T_f$ では直径 10 km 程度の渦対 $\gamma \pm$ まで成長し、正の渦度 ($\zeta > 0$) をもつ外縁 (Fig. 12b) の $\gamma+$ 側の一部が渦流成分有意の $R > S$ 状態 (Fig. 12c) になっている。その $R > S$ 部分から渦対内部及びその周辺へ、YBBW の貫入水 D が反時計回りに取り込まれ (Fig. 12a), トレーサーの高度濃度水も渦対の $\gamma+$ 側半分に偏って分布する結果となっている (Fig. 12d)。そして、この渦対 $\gamma \pm$ も渦対 $\alpha \pm$ と同様に南下・反時計回り回転し、時刻 $120 T_f$ ころ、前線内部に取り込まれて消滅している。

水平2次元乱流の一般的状態は Davidson (2015) の教科書によると、「周辺の渦流に伴う水平流によって、渦度のブロップ(塊)がほぐされて、まず、幅 d , 長さ l のストリップ状になる。渦度は保存されるので、渦がパッチ状になっても、その面積は変わらない。すなわち、 d の減少とともに l は増加する。パッチ状の渦は、粘性が問題になるまで、ほぐされ、ひねられ続け、スパゲッティ状のフィラメントに変化する」と言われている。上述した渦対以外で、Figs. 11・12 に共通してみられる特徴は、長く引き伸ばされ、複雑に折り畳まれた、そのフィラメント部分にある。OW/ f^2 の図をみると、そのフィラメント内には小さな斑点状の渦流 (赤色の OW/ $f^2 > 0$) が多数点在していることがわかる。この斑点状渦流の水平スケールは $2 \sim 3 \text{ km}$ の非常に小さなもので、これは波数スペクトル (Fig. 8) で示されたエネルギー注入波数 (波長 2.5 km) に近いと思われる。この斑点状渦流群は局在しているため、その場所を常に変えているが、時刻 $40 T_f$ 以降 (水平2次元乱流状態) ならば、どの時刻にも認めることができる。例えば、時刻 $68 T_f$ で渦対 $\alpha \pm$ が消滅したときも斑点状渦流群は γ 付近に局在し (Fig. 11), その付近から冷水域 (γ と δ) が、次に、そこから渦対 $\gamma \pm$ が励起され、時刻 $130 T_f$ で渦対 $\gamma \pm$ が消滅したときも斑点状渦流群は δ 付近に局在している (Fig. 12)。その後の経時変化図は示さないが、この局在した斑点状渦流群 δ 付近から、再び、渦対 $\epsilon \pm$ が西側に、渦流 $\mu \pm$ が東側に励起されている (Figs. 5・6・7 を参照)。このように、フィラメント内の斑点状渦流群がエネルギー注入源となり、水平2次元乱流のカスケード・アップ過程を通して、渦対の生成・消滅が何度か繰り返され、水塊混合に寄与している様子が推測される。

まとめと今後の課題

JBBW は北側斜面側に偏って大和海盆へ侵入する回転系の底層密度流の様相を呈し、侵入水の先端海域では JBBW と YBBW の混合 (Mixed) 水が形成され、その混合水域内では海底に捕捉された、水平スケールが 10 km 程度の上凸水平渦流が観測された。本研究では回転系非静

水圧のモデル実験から、そのような水塊混合を引き起こす物理機構の候補として、水平2次元乱流特有のエネルギーのカスケード・アップ過程によって、直径 10 km スケールまで成長した上凸水平渦流が正負の両渦度を伴う渦対である可能性を提示した。この渦対は低温水である JBBW を海底に捕捉して励起されるが、渦対の正の渦度側に限って YBBW 側の水塊を効率的に取り込むことができる、という興味深い特徴を有している。このようにしてモデル再現された渦対内部の非対称な水塊分布は、田谷ほか (2022) が観測した上凸水平渦流の半分が低 DO, 反対側半分が高 DO であったことを説明することができる。さらに、水平2次元乱流を示唆する波数スペクトル結果を根拠として、カスケード・アップ過程を通して生成・成長する渦対のエネルギー注入源が、常に局在し続けるフィラメント内の斑点状渦流群 (波長 $2 \sim 3 \text{ km}$) にあることも示唆された。このように、本モデル実験では、底層前線を挟む弱い水温差で駆動される波長 1 km 前後の傾圧不安定波、それらが渦流まで成長した後に形成される幅数 100 m の細長いフィラメントを十分に表現できる空間分解能が必須であった。

底層前線を挟む水温差は 0.01°C 前後と非常に小さく、その存在水深は 2000 m 以深にあるため、底層前線の研究は空間分解能の高い船舶観測が主体となるが、それには多大な観測時間を要する。それゆえ、将来的にも、田谷ほか (2022) のような海洋観測を何度も実施することは難しく、数値モデルによる考察が中心になると思われる。そこで最後に、本モデル実験から得られた今後の課題を提示する。まず、本モデルの改良すべき点から列挙する。(1) 底層水 (BW) 上面境界の鉛直流 $w = 0$ は非現実的であり (Eady 型), 底層水を深層水まで繋げた Charney 型へのモデル変更を行い、底層水からの鉛直上向き流を許可する。(2) 水塊混合に寄与する水平渦流が真に海底捕捉ならば、海底面を non-slip 条件とし、海底近傍の鉛直分解能をさらに上げて、海底摩擦境界層を表現する。(3) 北側斜面側に偏って侵入する JBBW を表現するためには、周期境界から側壁境界へ変更する。ただし、これらの改良には、計算コストの問題の解決が必要である。さらに、より現実的には荘司ほか (2015) と同様な (4) 地殻熱流量をモデル化した海底加熱強制も必要である。

次に、本研究ではモデル結果の記述に留まり、物理的理由が明らかにされていない課題が3つ残されている。(1) 水平2次元乱流のエネルギー注入源と判断されたフィラメント内の斑点状渦流群が常時生成される理由、(2) その中からカスケード・アップ過程で生じる水平渦流が単極子ではなく、双極子 (渦対) となる理由、(3) その渦対の正負の渦度場は非対称となり、正の渦度のフィラメント側からのみ、外部水塊の取り込みが可能となる理由である。

謝 辞

本論文の文章及び図面に対して、適切なコメントを頂いた査読者に心より感謝致します。

参 考 文 献

- Brachet, M.E., Meneguzzi, M., Politano, H. and Sulem, P.L. (1988) The dynamics of freely decaying two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, **194**, 333-349.
- Davidson, P.A. (2015) Turbulence: An introduction for scientist and engineers. *Oxford University Press Inc.*, New York
- Eady, E.T. (1949) Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52.
- 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
- 伊藤海彦・磯田 豊・千手智晴 (2019) 日本海深層 Bottom Water 内における Gyroscopic Wave の 3 波共鳴. *北海道大学水産科学研究彙報*, **69(1)**, 1-17.
- Kolmogorov, A.N. (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **30**, 299-303.

- Kraichnan, R.H. (1967) Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, **10**, 1417-1423.
- Marshall, J. Hill, C., Perelman, L. and Adcroft, A. (1997) Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling. *J. Geophys. Res.*, **102**, 5733-5752.
- 田谷浩志郎・伊藤海彦・磯田 豊・今井圭理・小熊健治・澤田光希 (2022) 日本海の日本海盆底層水と大和海盆底層水の境界に形成される底層前線の水平分布と両底層水の混合による変質過程. *海の研究*, **31(6)**, 99-110. doi: 10.5928/kaiyou.31.6_99
- 荘司堅也・磯田 豊・久万健志・荒巻能史 (2015) 日本海深層循環における底層水の形成. *北海道大学水産科学研究彙報*, **65(1)**, 17-29.
- 山内泰孝・荘司堅也・磯田 豊・有田 駿・河野航平・藤原将平・方曉蓉・朝日啓二郎・伊田智喜・久万健志・館野愛実・今井圭理・大和田真紀 (2015) 日本海深層の底層フロントに捕捉された fN 振動. *海の研究*, **24(4)**, 147-169.
- Yoshikawa, Y., Awaji, T., Akitomo, K. (1999) Formation and circulation processes of intermediate water in the Japan Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1701-1722.
- Yoshikawa, Y., Akitomo, K., Awaji, T. (2001) Formation process of intermediate water in baroclinic current under cooling. *J. Geophys. Res.*, **106(C1)**, 1033-1051.