



# 黒潮続流フロント域におけるサブメソスケール乱流の発生機構と混合効果

内山, 雄介  
石井, 翔大  
宮澤, 泰正

---

## (Citation)

土木学会論文集B2(海岸工学), 69(2):I\_456-I\_460

## (Issue Date)

2013

## (Resource Type)

journal article

## (Version)

Version of Record

## (Rights)

©2013 公益社団法人 土木学会

## (URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/90002933>



# 黒潮続流フロント域における サブメソスケール乱流の発生機構と混合効果

## Submesoscale instability and associated mixing in the Kuroshio Front

内山雄介<sup>1</sup>・石井翔大<sup>2</sup>・宮澤泰正<sup>3</sup>

Yusuke UCHIYAMA, Shota ISHII and Yasumasa MIYAZAWA

Submesoscale (SMS) turbulence in the Kuroshio extension region is examined with a high-resolution oceanic downscaling model. The two-particle dispersion statistics demonstrates that SMS eddies result in the relative dispersion  $R^2$  asymptotically proportional to  $t^3$  and the significantly enhanced Lagrangian relative diffusivity. Surface cooling and down-front wind precondition for the symmetric instability by reducing Ertel PV, leading to seasonality of emergence of SMS eddies. The front is characterized by a tilted thermocline with subduction of dense surface water on the northern side maintained by Ekman buoyancy flux. Ageostrophic secondary circulations are prominent about 1-2 degrees off the Kuroshio axis where SMS eddies are most active.

### 1. はじめに

沿岸流動に対する外洋影響を精緻に取り込むことは沿岸環境評価の高精度化に向けて極めて重要である (例えば, Uchiyamaら, 2013). 特に北太平洋亜熱帯循環の西岸境界流である黒潮は, 我が国太平洋沿岸の海洋構造およびそれに伴う物質輸送・物質循環に対して多大なる影響を与えている. 黒潮に代表される海流は, 中規模現象が卓越する準地衡流的力学に支配されているが, 非地衡流的なサブメソスケール現象の影響については未解明な部分が多く, 黒潮続流域における詳細な現地調査 (例えば, Nagaiら, 2012) や高精度海洋数値モデル (例えば, 内山ら, 2012; 以下前報と呼称) による研究は緒に就いたばかりである.

これに対して著者ら (前報) は, 領域海洋循環モデル ROMS (Regional Ocean Modeling System; Shchepetkin・McWilliams, 2005) をベースに, 3次元変分法データ同化を用いた日本沿岸領域スケール海洋再解析データセット JCOPE2 (Miyazawaら, 2009) を初期条件, 境界条件とした2段階ネスティングによるダウンスケーリング実験を実施し, エネルギー解析により黒潮続流のダイナミクスに対するサブメソスケール現象の影響を定量的に評価した. ネスティングに伴う水平空間解像度の向上に伴い, 低解像度モデル (JCOPE2, 解像度約 10 km) や中解像度モデル (ROMS-L1, 同約 3 km) では十分に表現するこ

とのできなかったサブメソスケール渦の再現性が向上することにより, 高解像度モデル (ROMS-L2, 同 1 km) では格子スケールで解像される渦は小さく, かつ強くなり, 海洋構造が大きく変わることを示した. しかしながら, 強いフロントが形成される黒潮流軸直上周辺にはサブメソスケール渦は見られず, むしろ流軸から緯度方向に $\pm 1 \sim 2$ 度程度離れた領域でより明確な発達を確認された. さらに, サブメソスケール渦が発達する期間を対象に行われたエネルギー転換率解析から, その発生メカニズムは東岸境界流であるカリフォルニア沿岸での事例 (Capetら, 2009) とはかなり異なり, 流軸付近ではフロント強化に伴う傾圧不安定が黒潮の強い水平・鉛直方向のシアの影響を受けて抑制され, 流軸から離れた位置では黒潮シアの影響を受けず frontogenesis と傾圧不安定によって維持・強化されていることなどを示した.

本研究では, 黒潮続流フロント域におけるサブメソスケール海洋混合の形成機構および海洋環境に及ぼす影響に対する理解を深化させることを目的として, 前報において黒潮続流域を対象として開発された高精度海洋ダウンスケーリングシステムを用い, 高解像度化に伴うサブ

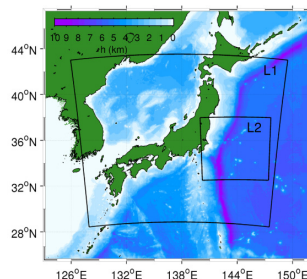


図-1 ROMS-L1およびL2 (内側の黒枠) 計算領域と海底地形.

1 正会員	博 (工)	神戸大学准教授 大学院工学研究科市民工学専攻
2	修 (工)	丸紅株式会社
3	博 (理)	(独法) 海洋研究開発機構 地球環境変動領域

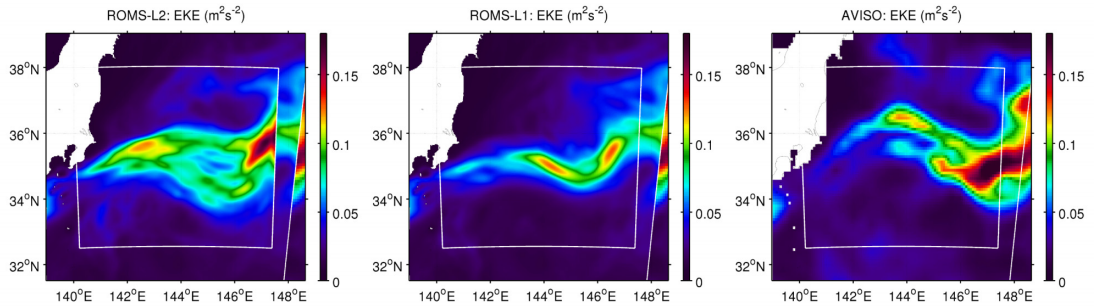


図-2 季節変動成分およびサブメソスケール成分を除いた海洋表層におけるメソスケールEKE分布. 計算期間全体 (2003年10月1日～2004年8月1日) に対する計算値. 左: ROMS-L2 (水平解像度1 km), 中央: ROMS-L1 (同3 km), 右: AVISO Ssalto/Duacs衛星海面高度計データ (同1/4度) による.

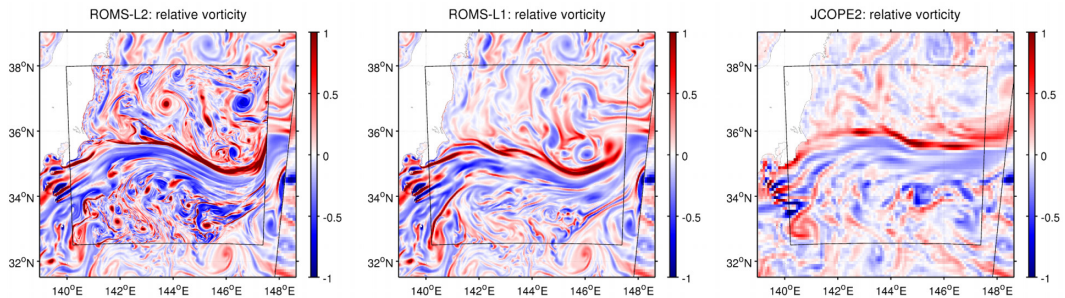


図-3 海洋表層無次元相対渦度の瞬間値. サブメソスケール乱流が発達する春季 (2004年4月4日) における日平均値を示している. 左: ROMS-L2 (水平解像度1 km), 中央: ROMS-L1 (同3 km), 右: JCOPE2 (同約10 km) による.

メソスケール乱流がフロント域周辺の混合過程に及ぼす影響を定量的に評価する. また, サブメソスケール渦の発達に明確な季節差があることを示すとともに, Ertel渦位方程式に基づく不安定発達機構に関する解析を行ない, その原因について考察する.

## 2. モデル

前報と同様に, 日本沿岸域を対象とした中解像度モデルROMS-L1では, JCOPE2再解析データの日平均値を時空間内挿して境界条件として与え, 黒潮続流域を中心とした高解像度モデルROMS-L2では, L1出力の日平均値を時空間内挿して境界条件とした1-way offline nestingを行った (図-1). ROMS-L1およびL2では, 海上風応力については気象庁GPV-MSMの1時間値を, その他海面フラックスおよびSSSについてはCOADS05の月平均気候値, SSTにはAVHRR-Pathfinderデータの月平均気候値を与えた. 海底地形にはJODCのJEGG500 (沿岸域, 解像度約500 m) をSRTM30 (全球データ, 解像度30秒) で補完したデータを使用した. なお, L1では黒潮の大局的な流路変動構造を維持するためにTS-nudging (あるいはrobust diagnosis) によりJCOPE2データ10日平均値へ簡易的に4次元同化させた. L2では一切の制御を行わないforwardモデリングを行ない, 以降の解析に供した. なお, ROMS-L1およびL2の再現性については, JCOPE2による

海洋表層EKEと表層全運動エネルギー, 気象庁137Eラインにおける水温・塩分観測値などとモデル出力とを比較し, いずれも良好な一致を示すことを確認している. 再現性の検証やその他の計算条件等については前報を参照されたい.

## 3. 渦運動エネルギーとサブメソスケール乱流

まず, 海洋表層におけるEKEについて検討する. 前報では季節成分のみを除去した残差流速を用いてEKEを求めたが, 高解像度モデルではサブメソスケール乱流の影響が除去されていなかったため, 低解像度 (水平1/4度) の衛星海面高度計データAVISO Ssalto/Duacsとの比較ができなかった. そこで本報では, 変数 $V$ に対して以下のようなReynolds分解を行い, メソスケール成分を取り出す.

$$V = \bar{V} + V' + V'' \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに,  $\bar{V}$ : 季節変動成分 (平均成分を含む),  $V'$ : メソスケール成分,  $V''$ : サブメソスケール成分である. カットオフ周期90日の周波数ハイパスフィルタにより $V' + V''$ を求め, さらにカットオフ波長30 kmの波数ローパスフィルタにより $V'$ を抽出する (例えば, Uchiyamaら, 2013). 表層流速水平2成分に対して上記の方法によりメソスケール成分を取り出し, それらを用いて求められるEKEを比較した (図-2). 大局的なメソスケールEKEの空間構造や黒潮続流流軸上に出現する極大値 ( $0.15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) など

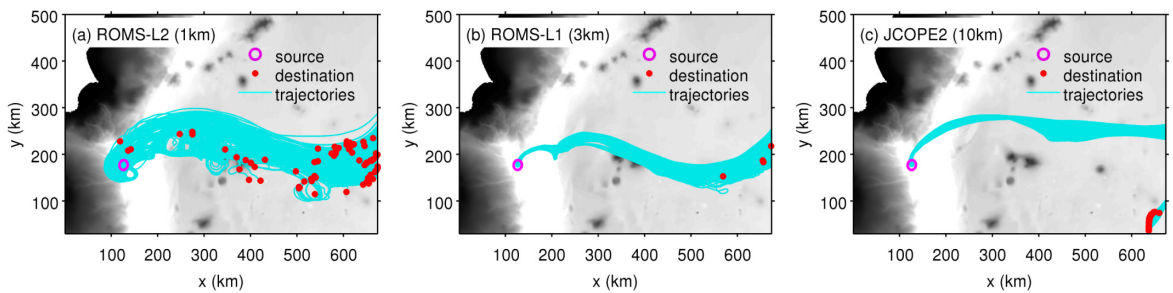


図-4 Lagrangian中立粒子の軌跡 (シアン). 放流は141.5°E, 34.1°Nを中心とする半径5 kmの円形の海面領域 (図中のマゼンタ) から行ない, 放流開始後20日目の粒子位置 (計算領域に残存した粒子のみ) を赤点で示している. (a) ROMS-L2 (水平解像度1 km), (b) L1 (同3 km) (c) JCOPE2 (同約10 km).

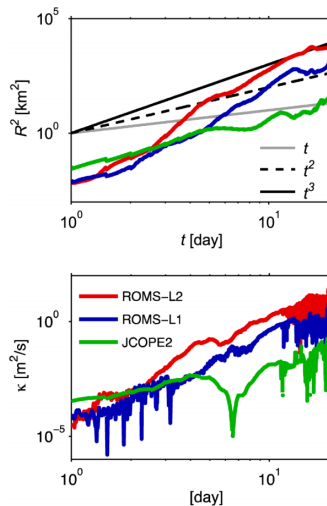


図-5 アンサンブル平均された (上) 相対分散  $R^2$  および (下) Lagrange 相対分散係数  $\kappa$  の時間発展. 緑: JCOPE2 (水平解像度約10 km), 青: ROMS-L1 (同3 km), 赤: ROMS-L2 (同1 km).

について, ROMS-L1, L2とはともに観測値 (AVISO) と概ね一致している. 高解像度モデルであるL2ではEKE分布が南方向に拡大しているが, これは蛇行する続流縁辺部に発達するサブメソスケール渦が逆カスケード (マージング) を通じてアップスケールした乱れの影響を受けたものと考えられる.

これを確認するため, ここでは一例としてサブメソスケール渦が発達する春季 (2004年4月4日) の海洋表層における, 惑星渦度で無次元化された相対渦度の瞬間像を比較する (図-3). 続流の流軸周辺では, 低緯度側は黒潮によって輸送された暖水が, 高緯度側には親潮系の冷水がそれぞれ卓越するため, 流軸上に強い熱塩フロントが形成される. フロント軸線の変位の波長は4度程度であり, 中規模現象が卓越している. 伊豆海嶺周辺で生成された正負の強いメソスケール渦は黒潮によって輸送され, 続流フロントにはほぼ平行な正負の渦度として発達していく. 高解像度化によって流軸周辺の渦度は強化され, フロント構造はよりシャープになり, それに伴い  $O(10 \text{ km})$

程度のサブメソスケール渦が顕著に発達する. サブメソスケール渦はL2領域全体に広く分布するが, フロント部のシアの影響によって傾圧不安定が抑制されるため, 流軸直上での発達は明確ではなく, 流軸からやや離れた海域 (特に流路に対して南側海面) においてより活発になる. L2におけるサブメソスケール渦の発達限界は, メソスケール  $EKE < 0.07 \text{ m}^2/\text{s}^2$  の領域と概ね対応していることから, サブメソスケール乱流によるメソスケール乱流への影響が無視し得ないことが示唆される.

#### 4. サブメソスケール乱流によるLagrange分散

次に, 解像度の向上に伴うサブメソスケール乱流の強化の影響を定量的に評価するため, モデルによるEuler流速場 (日平均値) を用いて中立粒子のLagrange的追跡を行い, 解像度による分散特性の差異を検討する. 本研究では, 初期変位が  $\mathbf{R}_0$  である全ての粒子ペアに対して以下のような二粒子分散解析 (例えば, Romeroら, 2013) を行う.

各粒子の位置ベクトルを  $\mathbf{x}(t)$ , Lagrange流速を  $\mathbf{v}(t)$ , Euler流速を  $\mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t)$  とすると, 粒子の軌跡は

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}(t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t) \quad \dots\dots\dots (2)$$

と表される. これを時間積分すれば次式を得る.

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_0 + \int_0^t \mathbf{v}(\tau) d\tau; \quad \mathbf{X}(t) = \mathbf{x}(t) - \mathbf{x}_0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし,  $\mathbf{x}_0$  は初期位置ベクトル,  $\mathbf{X}(t)$  は粒子の変位ベクトルである. 初期間隔  $\mathbf{R}_0$  である二粒子の変位ベクトルを  $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$  とすれば, 二粒子間隔  $\mathbf{R}$  の時間発展は

$$\mathbf{R}(t, \mathbf{R}_0) = \mathbf{R}_0 + \mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2 = \mathbf{R}_0 + \int_0^t \delta \mathbf{v}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (4)$$

で表される.  $\delta \mathbf{v}(t) = d\mathbf{R}(t)/dt$  は相対速度ベクトルである. したがって, 初期間隔が一定値  $\mathbf{R}_0$  の場合, ペアをなす二粒子の相対分散  $R^2$  は

$$R^2(t, \mathbf{R}_0) = \langle \mathbf{R}(t, \mathbf{R}_0) \cdot \mathbf{R}(t, \mathbf{R}_0) \rangle \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる.  $\langle \cdot \rangle$  は時刻  $t$  における初期間隔  $\mathbf{R}_0$  の粒子ペア全てに対するアンサンブル平均操作を表す. したがって,



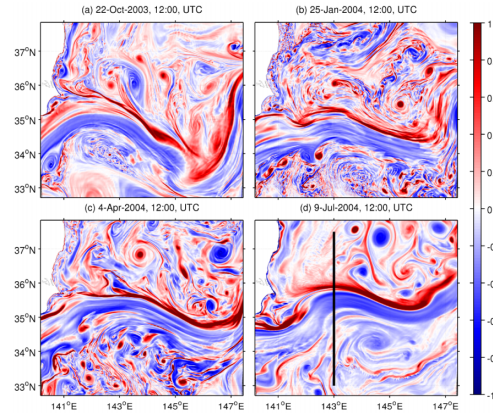


図-6 各季節における表層無次元相対過度の日平均値。(d)中の縦黒実線は図-7, 8で用いる143°Eライン鉛直断面の位置。

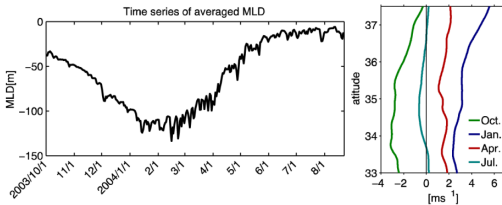


図-7 143°Eライン(図-6参照)における(左)空間平均された混合層深さ(KPPモデルによる)の時間変化,(右)各季節における海上風速のフロント方向成分(正:ダウンフロント, 東向き)。

Lagrange相対分散係数 $\kappa$ は相対分散 $R^2$ を用いて次式により評価される。

$$\kappa = \frac{1}{2} \frac{dR^2(t, R_0)}{dt} \quad \dots\dots\dots (6)$$

本研究では、黒潮主流中心軸に位置する座標(141.4°E, 34.1°N; 九十九里沖)を中心とした半径5 kmの円形領域を海表面 $z=0$  m平面上に設定し、中立粒子をそれぞれ水平距離250 m離して等間隔に1245個配置し、2004年3月22日零時から12時間間隔で周期的に24回放流した。すなわち、二粒子分散解析における初期変位は $R_0=250$  m, 放流した粒子数は総計29,880個である。粒子は最大20日間もしくは境界から流出するまで追跡し、解析に供した。

各モデル出力を用いた粒子追跡結果(図-4)から、低解像度モデル(JCOPE2)では緯度方向の分散幅が小さく、黒潮続流による経度方向への移流効果をより強く受けて全ての粒子が図-4の東側境界から流出しているのに対し、高解像度モデル(L2)ではサブメソスケール渦による分散作用によって南北方向への分散幅が100 km以上に拡大し、かつ多くの粒子が領域内に残存している。相対分散 $R^2$ の時間発展(図-5上)を見ると、その勾配はL2では3次元乱流における慣性小領域に対するスケーリング則(Richardson則)である $t^3$ に漸近するのにに対し、L1ではむしろballisticレジームである $R^2 \sim t^2$ (一定相対速度 $\delta v$ 下におけるBatchelor則)に、最

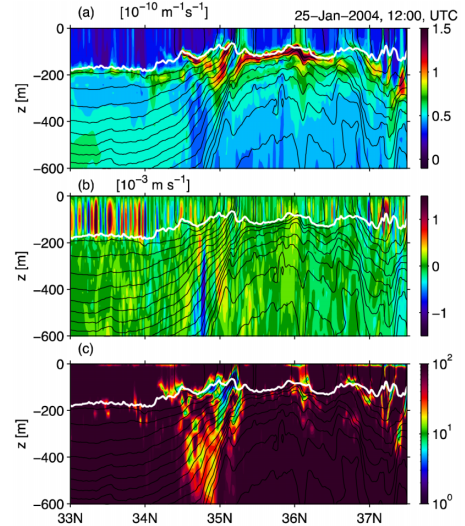


図-8 2004年1月25日における143°Eライン鉛直断面内の(上)Ertel渦位(EPV,  $q_e$ ), (中)鉛直流速, (下)勾配Richardson数。白線はKPPモデルによる混合層深さ, 黒線は等温位線(1K刻み)。

も低解像度であるJCOPE2では $R^2 \sim t^2$ , あるいは $R^2 \sim t$ (粒子速度が無相関)に漸近している。これに伴い、相対分散係数 $\kappa$ (図-5下)は解像度の向上とともに概ね一桁程度ずつ上昇している。特にROMS-L2ではサブメソスケール乱流によるReynolds拡散作用による水平混合効果が増大することに加え、次章で検討するように、強い非地衡二次流による鉛直混合によるシア分散が重畳して海洋表層の物質混合を助長している。

## 5. フロント横断面内の構造

L2モデルによって表現される続流フロント域周辺のサブメソスケール渦は恒常的に発達するのではなく、明確な季節変化が見られ、冬春(1, 4月)には活発である一方、夏秋(7, 10月)にはほとんど見られない(図-6)。この傾向は、本海域における混合層厚の季節変動およびフロント軸方向の風応力に依存している(図-7)。すなわち、サブメソスケール渦の発達期(冬春)は海面冷却によって混合層が深く発達し、かつダウンフロント風が卓越する期間に対応する。反対に、衰退期(夏秋)は混合層が浅く、アップフロント風が卓越する時期に対応している。このような傾向は、例えば、Ertel渦位(EPV)  $q_e$ の収支式から説明できる(Thomas, 2005)。まず、EPVは、

$$q_e = f(\hat{k} \cdot \nabla \times \mathbf{u}) \cdot \nabla b = f \omega_a \cdot \nabla b \quad \dots\dots\dots (7)$$

で定義される。ここに、 $f$ : 惑星過度,  $\omega_a$ : 絶対過度,  $b$ : 浮力,  $\hat{k}$ は鉛直単位ベクトルである。EPVの輸送方程式は、

$$\frac{\partial q_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \left( \mathbf{u} \mathbf{q} + \nabla b \times \mathbf{F} - f \frac{D\mathbf{b}}{Dt} \omega_a \right) = -\nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{q} + \mathbf{J}^{na}) \quad (8)$$

となる。ここに、 $\mathbf{F}$ は摩擦応力ベクトル、 $\mathbf{J}^{na}$ は非移流EPVフラックス、 $D\mathbf{b}/Dt$ は非断熱過程を表す。したがって

$$f \mathbf{J}_z^{na} = f \left\{ \nabla \mathbf{b} \times \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{k}} - \frac{D\mathbf{b}}{Dt} \left( f + \nabla \times \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{k}} \right) \right\}_{z=0} > 0 \dots\dots (9)$$

が海洋表層 ( $z = 0$ ) で成り立つとき、EPVが減少することになる。ここで、上式第一項は、続流フロントにおける密度の緯度方向勾配が  $\rho_y > 0$  ( $b_y < 0$ ) であるので、ダウンフロント風 ( $F > 0$ ) のとき正值を取る。第二項はネットの浮力低下、つまり海面冷却が生じる時に  $D\mathbf{b}/Dt < 0$  となって  $q_e$  の減少に寄与することが分かる。この2つの機構を通じてEPVが減少し、ゼロに漸近もしくは負値を取るとき、対称不安定が生じることが知られている (例えばThomas, 2005)。したがって、本海域の冬春期に観測される海面冷却とダウンフロント風は、ともに式 (9) の条件を満たしている。

1月の143°Eにおける鉛直断面内の構造を見ると、35°N付近の流軸直下において低Richardson数で特徴づけられる水塊が形成され、フロント北側表層の冷水塊が南側に向かう混合層下へ沈降し、逆に南側混合層下の冷水は湧昇することにより強い傾斜温度成層が発達している (図-8)。1月の平均風速は全領域でダウンフロント方向に3~5m/s程度であり (図-7)、海面冷却と相まって混合層内のEPVを低減させ、EPVはゼロに漸近、あるいは負値を取り、場全体として対称不安定の発生条件が満たされている。一方でEPVは混合層直下で有意な正值を取っており、混合層におけるEPVフラックスのソースとなっている。ダウンフロント風は混合層で南向きのEkman浮力フラックス (EBF) を生じるため、表層フロント構造の維持に寄与している。その結果、フロントおよび傾斜躍層面近傍で流速シアが強化され、勾配Richardson数が著しく低下する (図-8下)。これらの構造はエネルギー転嫁率解析 (前報) の結果と整合している。つまり、フロント周辺の海洋表層では、EBFによる傾圧化の強化に伴う渦運動エネルギーの生成をシアが抑制する。一方、フロント (続流流軸) から1~2度離れると傾圧不安定が卓越し、サブメソスケール渦が活発に発達する (図-6b)。このとき、渦の直下では強い鉛直流 (非地衡二次流; ASCs) の発達が促進されている (図-8中)。ASCsは黒潮フロント南側の表層付近で特に強く発達し、北側に比べ南側の混合層を押し下げている。ASCsが発達するフロントの南領域では混合層直下のEPVが小さいことから (図-8上)、ASCsによる鉛直混合効果によって上向きのEPVフラックスが促進されていることが示唆される。一方で、海面加熱によって混合層が浅くなる夏期や、アップフロント風が卓越する期間にはサブメソスケール渦やそれに伴うASCsの発生がほとんど見られない。これらの結果は、黒潮続流域での最近の観測結果 (Nagai ら, 2012) と定性的に一致している。

## 6. おわりに

前報に引き続き、JCOPE2-ROMS ダウンスケーリングモデルによる高解像度数値実験により、黒潮続流のダイナミクスに対するサブメソスケール乱流の影響を定量的に評価した。続流フロント周辺におけるサブメソスケール渦の発達には海面冷却とダウンフロント風が関与し、明確な季節較差が生じていた。冬春期の条件下では、両者はともにErtel渦位の低減をもたらす。場全体は対称不安定の発生条件下に置かれる。しかしながら、フロント周辺ではEkman浮力フラックスによって強化される傾斜温度成層に伴う傾圧不安定は黒潮のシアにより抑制され、むしろ流軸から緯度方向に±1~2度程度離れた領域においてサブメソスケール渦の発達がより顕著となる。サブメソスケール渦は強い非地衡二次流を伴い、海洋混合層を強く攪拌する。その影響は中立粒子のLagrange分散解析結果からも明白であり、その強い水平混合作用と相まって、相対分散  $R^2$  の時間発展は3次元乱流に対するRichardson則である  $l^2$  に漸近し、Lagrange相対分散係数はモデルの水平解像度を3倍にすることに概ね一桁程度ずつ上昇することが定量的に示された。これらの事実は、海洋環境評価に対するサブメソスケール乱流の重要性を明確に示すものである。

**謝辞:** 本研究は科学研究費基盤研究C (24560622) および科学技術振興機構・戦略的創造研究推進事業 (JST-CREST) の援助を受けた。

## 参 考 文 献

- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, A. F. Shchepetkin (2008): Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part I and II, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 29-64.
- Miyazawa, Y., R. Zhang, X. Guo, H. Tamura, D. Ambe, J.-S. Lee, A. Okuno, H. Yoshinari, T. Setou, and K. Komatsu (2009): Water mass variability in the western North Pacific detected in a 15-year eddy resolving ocean reanalysis, *J. Oceanogr.*, Vol. 65, pp. 737-756.
- Nagai, T., Tandon, A., Yamazaki, H., Doubell, M.J. and Gallagher, S. (2012): Direct observations of microscale turbulence and thermohaline structure in the Kuroshio Front, *J. Geophys. Res.*, Vol. 117, C08, doi: 10.1029/2011JC007228.
- Romero, L., Uchiyama, Y., Ohlmann, C., McWilliams, J.C. and Siegel, D.A. (2013): Particle-pair dispersion in the Southern California coastal zone, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 43, pp. 1862-1879.
- Shchepetkin, A. F., and J. C. McWilliams (2005): The Regional Ocean Modeling System: A split-explicit, free-surface, topography following coordinates oceanic model, *Ocean Modell.*, Vol. 9, pp. 347-404.
- Thomas, L.N. (2005): Destruction of potential vorticity by winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 2457-2466.
- Uchiyama, Y., Idica, E., McWilliams, J.C. and Stolzenbach, K.D. (2013): Wastewater Effluent Dispersal in Southern California Bays, *Cont. Shelf Res.* (投稿中)
- 内山雄介・石井翔太・宮澤泰正 (2012): JCOPE2-ROMS 多段ネスティングによる黒潮続流域でのダウンスケーリング効果の検証, 土木学会論文誌B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, p. L436-L440.