# 一論文一

# 対馬暖流の蛇行発達に対する定在ロスビー波の寄与\*

森江 亮介<sup>1</sup>\*\* · 磯田 豊<sup>2</sup> · 藤原 将平<sup>2</sup> · 方 曉蓉<sup>2</sup>

#### 要 旨

対馬暖流の準定常な流れパターンは蛇行流である。この蛇行流の経年的な発達・衰退の 物理メカニズムを調べるために、対馬暖流を想定した東向流で駆動される惑星β平面線形 15層水路モデルを用いた。このモデルで表現される蛇行流は、西方伝播するロスビー波の 位相速度と東向流の移流速度がバランスした定在ロスビー波の性質をもつ。東向流を一定 に与えた定常状態において、有限な日本海東西スケールにより、存在し得る定在ロスビー 波の東西波数は制限される。それゆえ、東向流に依存した断続的な振幅増加が推測される。 時間変化する東向流に対しては、ロスビー波の分散性の違いによって東向流の増加期と減 少期では非対称な応答を示す。このような定在ロスビー波理論で対馬暖流の準定常な流れ パターンが表現できるか確かめる為、衛星による海面高度偏差データと推測した東向き表 層流データを用いて、蛇行する対馬暖流の経年変化を調べた。まず、18年平均場で韓半島 の東、隠岐諸島の北、能登半島の東の3海域に暖水域をもつことが確認され、次に、1993 年からの18年間で、蛇行流の突然の発達・衰退が約8年の間隔で3~4回繰り返している ことがわかった。このような蛇行流発達の様子は前述のモデルを用いてほぼ再現すること ができた。

キーワード:対馬暖流の蛇行流,定在ロスビー波,衛星海面高度偏差,経年変化

\* 2013年12月14日受領; 2014年9月1日受理 著作権:日本海洋学会, 2015

- 〒060-0810 札幌市北区北10条西5丁目
- 2 北海道大学大学院水産科学研究院 〒041-0811 函館市港町 3-1-1
- \*\* 連絡著者:森江 亮介(もりえ・りょうすけ) 北海道大学環境科学院 地球圏科学専攻 大気海洋物理学気候力学コース TEL:080-2872-5727 e-mail:r.morie@frontier.hokudai.ac.jp

#### 1. はじめに

対馬暖流は東シナ海から対馬/韓国海峡を通過して日本海に流入した後,ほぼ北緯40度線に沿って東西方向 に形成された極前線よりも南側を幅広く東流し,その大 部分が津軽海峡から太平洋へ,残りは宗谷海峡からオ ホーツク海へと流出している。対馬暖流の境界流である 韓半島沖の東韓暖流(第3分枝流)は惑星β効果による 西岸境界流,日本列島に沿った沿岸分枝流(第1分枝流) は地形性β効果による沿岸境界流として理解されている (例えば, Yoon, 1982 a, b, c)。加えて,日本列島側陸棚

<sup>1</sup> 北海道大学大学院環境科学院

縁と永年躍層が交差する部分には第2分枝流の存在が示 唆され、この分岐流は夏季の流量増加により励起された 擾乱の遷移的な伝播で形成される(Kawabe, 1982)。ま た、内部領域の流路パターンについては、大和田・谷岡 (1971)や Moriyasu (1972)では力学高度の図をもとに2 ~3分岐流ではなく単一の蛇行流にみえること、長沼 (1973, 1977, 1985)では水温水平分布図をもとに蛇行型 にみえる年と平行型(または3分岐流)にみえる年が6~ 7年周期で現われることが指摘されている(Fig. 1 (a))。 このように対馬暖流の境界流(または分枝流)の力学や内 部領域の流路パターンについては明らかにされた一方, 内部領域の流路パターンを説明する力学的な研究はまだ ない。

内部領域の蛇行流を説明する力学的な仮説として、「蛇 行流とは東向き平均流にいくつかの渦流が重ね合わさっ た状態である」と考えることができる。内部領域の渦流 に関しては、水深200mの水温水平分布(以下,T-200mと略す)図を用いると、(地球流体においては)時 計回り渦流は下凸形状の暖水渦となる為、楕円形の高水 温域としてその位置を同定することができる。ただし、 船舶観測データをもとに作成された月単位のT-200m図 は、虫食い状態の観測空白域や長期の欠測期間を含むた め、個々の暖水渦の時間的挙動を捉えることは難しい。 そこで、磯田・西原(1992)は同時に2個の渦が入らな



Fig. 1. (a) Typical two types of the meandering flow and the parallel flow patterns as for the Tsushima Warm Current, reprinted from Naganuma (1973). (b) Statistical horizontal distributions of warm eddy for the existing frequency (upper) and the mean value of their central temperature (lower), reprinted from Iso-da and Nishihara (1992).

い緯度・経度  $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ 格子で対馬暖流域を区分し, 1980 ~ 1990 年の 11 年間 ( $12 \,$ カ月×  $11 \,$ 年=  $132 \,$ カ月= N 枚) の T-200 m 図から,格子毎の欠測数 (n 回)及び暖水渦カ ウント数 (m 回) とその渦中心水温値 ( $T_i; i = 1 \sim m$ ) の情報を読み取って統計処理すれば,暖水渦挙動の平均 像が表現されると考えた。彼らの Fig. 6 から引用して, 上段に暖水渦存在頻度分布図 ( $(m/(N - n)) \times 100\%$ ), 下段に平均化された渦中心水温分布図 ( $\sum_{i=1}^{m} T_i/m$ )を Fig. 1 (b) に示した。これらの図は蛇行流の下部に存在する 暖水渦が対馬暖流域内にランダムに点在しているのでは なく,中心水温が高くて根の深い暖水渦が東西方向のほ ぼ 3 海域 (図中の記号  $K_N \ge K_S \cdot O \cdot N$ ) に停滞し易いこ とを示している。

本研究の目的は、日本海内部領域の蛇行流を説明する 力学的な仮説として、定在ロスビー波理論を提示し、3海 域の暖水渦がほぼ同時期に発達した蛇行型, 逆に, 衰退 した平行型の両流路パターンの経年変化について議論す ることである。定在ロスビー波理論は教科書でも記述さ れる古典的な理論であり(例えば, Moore, 1963), 日本 南方の黒潮蛇行現象などの物理的解釈にも使われている (例えば, Nitani, 1975)。Nitani (1975) によると日本南 方の黒潮大蛇行は,西方伝播する順圧ロスビー波と東向 流である黒潮によって形成された定在ロスビー波の可能 性があると述べている。この理論を対馬暖流域に適用す る場合,西方伝播する傾圧ロスビー波と東向流である対 馬暖流によって定在ロスビー波が形成されると仮定でき る。ただし、有限な日本海東西スケールによって対馬暖 流域に存在し得る定在ロスビー波の東西波数が制限され る、という拘束条件が既往の研究とは異なる。

## 2. 定在ロスビー波モデル

2章では対馬暖流域における定在ロスビー波の概要と、 定在ロスビー波モデルの基本的な性質について説明す る。

北太平洋をはじめ,大洋に存在する数多くの暖(冷) 水渦は,傾圧ロスビー波の性質によって西方伝播してい る(例えば,Kobashi and Kawamura,2001)。対馬暖流 域の暖水渦も大洋の暖水渦と同程度の数百 km の水平ス ケールをもつため,傾圧ロスビー波として扱うことがで

きる。そこで、暖水渦が東西方向に停滞し易い3海域の 空間スケールから、傾圧ロスビー波の東西波長を概算す れば 300~500 km となる。季節変化する対馬暖流水の 密度を考慮しても (還元重力加速度 g\*= 1 ~ 3 cms<sup>-2</sup>), 比較的浅い対馬暖流域(水深150~250m)の内部変形 半径 $\lambda_i$ は、この波長よりも1オーダ小さな12~27 km である。よって、線形理論における傾圧ロスビー波の位 相速度は非分散性(または、発散性)が顕著となり  $(C_{Rossby} \approx -\beta_p \lambda_i^2 : \beta_p = 1.8 \times 10^{-11} m^{-1} s^{-1}$ は惑星ベータ),西 向きに $0.5 \sim 2 \text{ cms}^{-1}$ と概算される。一方,対馬暖流の東 向き流量は1~3Sv(例えば, Takikawa and Yoon, 2005) にあり、南北幅約500 km、厚さ約200 m (WOA13 (Zweng et al., 2013) を用いて, 日本海内部領 域における地衡流鉛直断面より概算)から断面平均流速 を概算すると、東向き1~3 cms<sup>-1</sup>程度となる。この概 算結果は、傾圧ロスビー波の西向き位相速度と対馬暖流 の東向き移流速度が同程度の大きさにあり、両者がうま くバランスすれば東西方向3カ所に停滞し易い暖水渦を 説明することが可能となる。このようなバランスを満た す傾圧ロスビー波は、一般に「定在ロスビー波」と言わ れる。

#### 2.1 モデルの構造

モデルは東西有限幅の境界条件を課した惑星 $\beta$ 平面線 形 1.5 層水路モデルを東向流 (対馬暖流を想定した東向き 平均流)で駆動する。モデル地形は Fig. 2 の模式図に示 すように,対馬暖流域を東西 (x 軸)方向に伸びる幅L(=750 km),南北を $\pi l^{-1}$ (lは対馬暖流域の南北幅約 500 km に 1/2 波長の渦が存在すると仮定し,一定の南 北波数で周期解を与える)の単純な水路で表現した。対 馬暖流下部の水深を無限大と仮定した 1.5 層モデルを考 え,地衡流平衡にある東向き流速 Uを外部強制として与 える。すなわち,東向き強制地衡流は

$$U = -\frac{g^*}{f_0} \frac{dH}{dy} \tag{1}$$

となり、 $\frac{dH}{dy}$ は南北方向の内部境界面の傾き、 $f_0$ はコリ オリパラメータ、 $g^*$ は還元重力加速度である。よって、 基本場の内部境界面は $H(y) = H_0 + \left(\frac{dH}{dy}\right) y$ で表現さ





Fig. 2. Schematic view of 1.5-layer model adopted in this study. (a) Meridional section of the interface accompanied by the forced eastward flow *U* is depicted. (b) The plane view of the simple model ocean. (c) The vertical view of the model.

れる。基本場からの微小な偏差流速成分は準地衡流を仮 定した u, v, 内部境界面変位をhとしたとき,惑星 $\beta$ 平 面 ( $f = f_0 + \beta_p y$ )における線形近似した運動方程式と連 続式は下記となる。

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right]u - f_0 v = -g^* \frac{\partial h}{\partial x}$$
(2)

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right]v + f_0 u + \beta_p y U = -g^* \frac{\partial h}{\partial y}$$
(3)

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right]h + v\frac{dH}{dy} + H\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0$$
(4)

(2)(3)式の運動方程式を交差微分した渦度方程式に、(4)式の連続式を代入して整理すると

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right] \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{f_0 h}{H}\right] + (\beta_p + \beta_t) v = 0 \quad (5)$$

となる。ここで、 $\beta_t = -\frac{f_0}{H} \frac{dH}{dy}$ は強制地衡流 Uに伴う 内部境界面 Hの傾きから生じる地形性ベータである。次 に、準地衡流近似式

$$u = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v = \frac{1}{f_0} \frac{\partial p}{\partial x}$$
(6)

と1.5層による上層厚 h と圧力 p の関係式

$$p = g^* h \tag{7}$$

及び(1)式を(5)式に代入して, 圧力 *p* に関する渦度方 程式に整理する。すなわち,

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right] (\Delta p - \lambda_i^{-2}p) + (\beta_p + \beta_t)\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \qquad (8)$$

ここで、
$$\Delta = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$$
はラプラシアン、 $\lambda_i = \sqrt{g^*H}/f_0$ 

は内部変形半径である。さらに、南北方向の周期解を仮 定すると、 $\partial p / \partial y = ilp$ より、(8)式は

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right] \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - (l^2 + \lambda_i^{-2})p\right) + (\beta_p + \beta_t)\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$
(9)

となり、この(9)式が定在ロスビー波モデルの基本方程 式である。

傾圧ロスビー波の波動解 $p = Ae^{i(kx+ly-\sigma t)}$ ( $\sigma$ は周波数, kは東西波数)を仮定し,(9)式に代入して整理すると、移流場における傾圧ロスビー波の分散関係式が得られる。

$$\sigma = Uk - \frac{(\beta_p + \beta_t)k}{k^2 + l^2 + \lambda_i^{-2}}$$
(10)

ただし、本モデルの $\beta$ 効果は惑星ベータと地形性ベータの合計である。

対馬暖流は南側に位置する対馬/韓国海峡から流入 し、内部領域では東向流を示しながら東岸境界付近を北 上して北側に位置する津軽・宗谷海峡から流出している。 それゆえ、対馬暖流の下部付近の水温場は、この北向き 平均流を示唆する西冷東暖の分布を示す(例えば、Minobe *et al.*, 2004)。本モデルでは、東岸側の暖水域が西 方伝播する傾圧ロスビー波の発生源と考え、西岸境界(x= 0)で $p_{(0)}$ = 0、東岸境界(x = L)で $p_{(L)} = p_0 > 0$ の 固定境界条件を設定した。また、本モデルは水路全体を 一様な通過流 *U*として簡略化しているため、東韓暖流で ある西岸境界流を表現することができない。それゆえ, 西岸境界で北向き流が零 ( $v_{(0)} = 0$ )となる $p_{(0)} = 0$ の条 件を加えた。なお,本研究において東向流 Uに時間変化 を与えた計算結果 (Fig. 5 と Fig. 10 (d))は, (9) 式を 差分化して数値積分した数値解である。

#### 2.2 定在ロスビー波の定常解

(10) 式の分散関係式において,定常状態 (σ=0)を 仮定すると

$$U - \frac{\beta_{b} + \beta_{t}}{k^{2} + l^{2} + \lambda_{t}^{-2}} = 0$$
(11)

の関係が得られる。これは東向き移流 Uと西向き傾圧ロ スビー波の位相速度がバランスしていることを示す。非 定常な状態 ( $\sigma \neq 0$ ) では惑星ベータと地形性ベータに関 わる擾乱の分離はできないが,(11) 式の定常状態に限っ て,その分離が可能となる。まず,本モデルの地形性 ベータ $\beta_t$ は,東向き強制地衡流を示す(1) 式を変形する だけで,次式の関係を満たすことがわかる。

$$U - \lambda_i^2 \beta_t = 0 \tag{12}$$

この (12) 式は地形性ベータのみに関わる擾乱を示し, 東向き移流 *U*と強発散地形性ロスビー波 ( $\lambda_i^{-2} >> (k^2 + l^2) \rightarrow 0$ )の西向き位相速度がバランスした状態と解釈す ることもできる。そこで,(12)式の関係を(11)式に代 入すると, $\lambda_i^{-2}$ に関係する地形性ベータ $\beta_t$ が消え,惑星 ベータの擾乱のみに関する次のバランス式が得られる。

$$U - \frac{\beta_p}{k^2 + l^2} = 0 \tag{13}$$

これは東向き移流 Uと非発散惑星ロスビー波の西向き位 相速度がバランスした状態である。本モデルの場合, (12)式は強制項として与える関係式であるため,東向き 移流 U変化による東西波数 k の変化は(13)式に支配さ れることになる。以上は,定常バランスに関する議論で ある。

次に,定常バランスにおける東西方向の振幅分布を求 めるため,(9)式の基本方程式を用いる。まず,(12)式 の関係を用いて地形性ベータ項を消去し,(9)式の偏微 分方程式を時間変化項とそれ以外の項に分離すると次式 を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - (l^2 + \lambda_i^{-2}) p \right) + U \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - l^2 p \right) + \beta_p \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$
(14)

(14)式の左辺第1項を零とした定常状態の式は,(13) 式の分散関係式と同様に,惑星ベータ項のみに関係する 次の常微分方程式となる。

$$U\frac{d}{dx}\left(\frac{d^2p}{dx^2} - l^2p\right) + \beta_p \frac{dp}{dx} = 0$$
(15)

このように、(15) 式の常微分方程式及び(13) 式の分散 関係式は、東向流 Uを固定値と考えた場合、定在ロス ビー波の定常状態は成層強度(内部変形半径 $\lambda_i$ の値)に 依存しないことを示す。なお、成層強度の影響は東向流 Uの地衡流バランスにあり、(12) 式の関係から、内部変 形半径 $\lambda_i$ が大きいとき(強い成層)は地形性ベータ $\beta_t$ (南 北方向の内部境界面の傾き)が小さい、として表現され ている。

東西境界条件を満たすように (15) 式を解くと,定常 状態における定性的な東西振幅分布 P(x) が得られる が,その解は  $U \ge \beta_p l^{-2}$ の大小関係で下記の 3 ケースに 分類される。

(i) 
$$U < \beta_p l^{-2}$$
 のとき  

$$p(x) = p_0 \frac{\cos \alpha x - 1}{\cos \alpha L - 1}$$
(16a)

(ii) 
$$U = \beta_p l^{-2}$$
 のとき  
 $p(x) = p_0 \frac{x^2}{L^2}$  (16b)

(iii) 
$$U > \beta_{\beta} l^{-2}$$
 のとき  

$$p(x) = p_0 \frac{\cosh \alpha x - 1}{\cosh \alpha L - 1}$$
(16c)

ここで,

$$\alpha^2 = l^2 - \beta_b / U \tag{17}$$

である。対馬暖流の東向き移流速度 *U* は数 cms<sup>-1</sup> のオー ダ,対馬暖流の南北幅を  $l^{-1} \sim 500$  km とすると $\beta_{\rho}l^{-2} \sim 50$  cms<sup>-1</sup> となるため ( $U < \beta_{\rho}l^{-2}$ ),対馬暖流域を想定し た定常解は分類 (i)の範囲にある。 東西幅を L = 750 km, コリオリパラメータを  $f_0 = 0.9$ ×  $10^{-4}s^{-1}$ ,惑星ベータを  $\beta_p = 1.8 \times 10^{-11}m^{-1}s^{-1}$ ,東側 境界の圧力値を  $p_0 = 1$  とし、 $U = 0 \sim 10$  cms<sup>-1</sup>の範囲 における定常解 P(U, x)の分布図を Fig. 3 に示した。 この図の濃い灰色領域は高圧力偏差領域を示し、ここで は内部境界面が大きく下凸となる強い暖水域(強い蛇行 流)を示す。定常解の大きな特徴は、U値で変化すると びとびのモード解をもち、U値が大きいほど低次モード となる点である。これは、東向流 Uが大きいほど、大き な西向き位相速度をもつ大きな水平波長のロスビー波が バランスして定在ロスビー波を形成するものの、有限な 東西幅により、両者がバランスできる波数は整数値 (モード n = 1, 2・・・)に制限されるためである。

2章冒頭で概算した対馬暖流の断面平均流速 $U=1\sim$  $3 \text{ cms}^{-1}$ の値はモード $n=3\sim4$ にあり、平均的には東



Fig. 3. The steady solution for the spatial distribution of the pressure as a function of the forced eastward flow U from 0 to 10 cms<sup>-1</sup>. Contour interval is 0.5, as  $p_0 = 1.0$  at the eastern boundary condition.

西方向のほぼ3カ所に暖水域が発達し易いことが説明で きる。このようにモード解に一致したある特定のU値の ときのみ,対馬暖流の蛇行型に対応した暖水域が急速に 発達するが,このある特定U値から流速が増加しても減 少しても,暖水域は衰退して平行型になることが予測さ れる。しかし,実際の東向流Uには時間変化があり,モ デルが定常に至るまでには一定の時間を必要とする為,時間変化するUに対して複雑なモデル応答を示すことが 予測される。

#### 2.3 東向き流速 Uの理想的な周期強制に対する応答

本節では東向流 Uの時間変化に対するモデル応答につ いて記述する。(10) 式の分散関係式を分散曲線図として Fig. 4 に示す。対馬暖流域における代表的なパラメータ 値として、y = 0における基本場の上層厚は $H_0 =$ 200 m, 還元重力加速度は年平均値 g\*= 2.0 cms<sup>-1</sup>を想定 し, Fig. 4 に描いた 5 本の曲線は, 東向流  $U = 0.0 \text{ cms}^{-1}$ (外部強制なし)の場合と Fig. 3 で n = 2~5のモード解 となる東向流  $U = 1.0 \cdot 1.5 \cdot 2.6 \cdot 5.5$  cms<sup>-1</sup> の場合におけ る分散曲線である。左右に示した両分散曲線は同じであ る(左側は U 増加期,右側は U 減少期の説明のために使 用し、各図の違いに関しては後述の2.4節において説明 する)。Fig. 4によると、外部強制がなければ(U=0.0 cms<sup>-1</sup>), 傾圧ロスビー波は西向き位相伝播する波し か存在しない。東向流(外部強制)があると分散曲線は 大きく傾き,高波数側に負の周波数領域(東向き伝播) が出現する。周波数 $\sigma = 0$ と波数軸の交点が定常モード 解(図中の黒丸印)であり、これらのモード解における位 相速度は零であるが、群速度は常に東向きとなる。

東向流*U*に時間変化があるときでも、モード解に近い 定在ロスビー波の位相速度はほぼ零付近で変動するた め、応答時間 (擾乱が西岸境界から東岸境界へ至る時間 スケール)は主にモード解付近の東向き群速度の大きさ によって支配されると考えられる。対馬暖流域のパラ メータレンジに基づくと、群速度はモード n = 2 の約 1.26 cms<sup>-1</sup> からモード n = 5 の約 0.89 cms<sup>-1</sup> まで変化し、 応答時間は750 km / (1.26 ~ 0.89 cms<sup>-1</sup>) = 688 ~ 974 日= 1.9 ~ 2.7 年の数年程度と見積もれる。

この応答時間を一つの目安として、強制周期が異なる



Fig. 4. Dispersion curves for the baroclinic Rossby waves under the forced eastward flow of U = 1.0, 1.5, 2.6and  $5.5 \text{ cms}^{-1}$ , which respectively corresponds to the flow speed at each mode of n = 5, 4, 3 and 2, and also  $U = 0.0 \text{ cms}^{-1}$ . Wave numbers at the steady state  $(n = 2, 3, 4 \text{ and } 5 \text{ for } \sigma = 0)$ , i.e., the standing Rossby waves, are drawn by the solid circles ( $\bullet$ ). The left and right panels show the schematic behavior of each mode wave ( $\bullet \rightarrow \bigcirc$ ) at the time increasing and decreasing in the forced eastward flow U, respectively.

4つの計算結果を圧力Pox - tダイヤグラムとして Fig. 5に示した。各ケースの強制周期は、応答時間より も十分に長い (a)70年周期、約5倍の (b)15年周期, 約3倍の (c)8年周期と季節変化を表現した (d)1年周 期であり、それぞれ2周期分の結果を表示した。これら 4ケースは周期だけが異なり、対馬暖流がもつ変動の オーダとして想定される平均値2.6 cms<sup>-1</sup>、振幅値 1.5 cms<sup>-1</sup>の同じ正弦波関数で東向き流変動U(左端の 図)を強制している。この計算例におけるU値の変動幅 には、モード n = 3~5の定常解 (Fig. 3 を参照)が存在 する。図中の横破線で示した矢印はモード $n = 3 \sim 5$ となる U値の時刻である。なお、数値積分はケース毎に定常的な周期変動が得られるまで実施した(各変動周期の $2 \sim 3$ 倍の時間積分)。

応答時間よりも十分に長い70年周期強制の結果 (Fig. 5(a))は、応答時間の1~2倍程度の遅れ(3~6年程度)があるものの、Uの増加期と減少期の応答はほぼ対称にみえ、モード $n = 3 \sim 5$ となるU値近傍で定常解に近い振幅の発達がみられる。逆に、応答時間よりも短い1年周期強制の結果 (Fig. 5(d))は、平均流速値の近く

にあるモード n = 3 の暖水域がわずかに東西振動する結 果となる。このように、1 年周期強制は定常解に近い挙動 を示すため、還元重力加速度を  $g^* = 1 \sim 3 \text{ cms}^{-2}$ の範囲 で大きく季節変化させても、ほぼ n = 3 となる定性的な 圧力分布はほとんど変化しない (ここでは示さない)。成 層強度の経年変化は季節変化よりも十分に小さいため、 年平均の成層強度 ( $g^* = 2 \text{ cms}^{-2}$ )一定としたモデル計 算を用いても経年変化の議論ができると考えている。

上述した極端な2ケースの中間にある周期強制では, Uの増加期と減少期で非対称な応答が顕著となる。15年 周期強制の結果 (Fig. 5 (b))をみると,Uの増加期には 高モード n = 5 から低モード n = 3 への変化傾向がみら れるものの, Uの減少期には低モード n = 2~3の西向 き伝播しかみられない。8年周期強制の結果 (Fig.5(c)) は, Uの増加期に3~4カ所における暖水域が西境界か ら順に約4年の位相差をもって発達・衰退し, Uの減少 期には3カ所の暖水域が東境界から順に約4年の位相差 をもって発達・衰退しているようにみえる。このように, 実際の東向流 Uには時間変化があり,同じ値の東向き流 速強制であっても, 流速増加期と減少期では非対称な応 答を示す。これらを踏まえても,定常解 (Fig.3)と東向 流の大小関係をもとにして,蛇行型・平行型の流路パター ンの経年変化を単純に予測することは危険である。



Fig. 5. Space-time (x - t) diagrams of the pressure for a model standing Rossby wave driven by a periodical eastward flow U(t) with the period of (a) 70-year, (b) 15-year, (c) 8-year and (d) 1-year. Contour interval is 0.5, as  $p_0 = 1.0$  at the eastern boundary condition. Sinusoidal function of U is depicted on the left-hand side of these panels.

#### 2.4 東向き流速の増加期と減少期による非対称な応答

本節では Fig. 4 を用いて東向き流速の増加期と減少期 で非対称な応答となる理由について説明する。Fig. 4 左 側は U 増加期,右側は U 減少期の説明のために使用す る。いま,モード n = 5 から n = 2 へ変化する U 増加期 (左図の右向き矢印)を考える。この場合、東向き移流速 度が西向き位相速度よりも大きいために、各モードで発 達した定在ロスビー波 (●印) は、それぞれ東向きに移流 され (左図の○印向き方向), このときの群速度も同じ東 向きである。逆に、モードn=2からn=5へ変化する U減少期(右図の左向き矢印)では、西向き位相速度が 東向き移流速度よりも大きいため、ゆっくりではあるが, 移流とは逆方向の西向きへ伝播できるようになる (左図 の〇印向き方向)。このとき、位相速度は西向きであるの に対して,群速度は概ね東向きのままであるため,U増 加期とは異なり、分散性の大きな伝播特性を示すことが 予測される。

以上を踏まえ、改めて15年周期強制の結果(Fig. 5 (b))をみると、位相速度と群速度がともに東向きとなる U増加期には高モードn = 5から低モードn = 3への変 化傾向がみられるものの、分散性が高くなる(位相速度 と群速度が逆符号)U減少期には低モード $n = 2 \sim 3$ の 西向き伝播しかみられない結果になったと考えられる。 このようにロスビー波特有の分散性によって流速増加期 と減少期では非対称な応答を示すことがわかる。

また,これら2章のモデル計算例の結果は現実の対馬 暖流が示す蛇行流の発達・衰退を理解するためには,対 馬暖流域の南北断面平均における東向流の大きさと経年 的な周期性を正しく見積もることの重要性を指摘してい る。

# 18年間における東向流及び暖水渦東西配置の経年変化とモデル再現

1990年以降,広域を細かく高頻度で観測できる衛星海 面高度偏差 (satellite Sea Surface Height Anomaly:以 下,SSHAと略す)データが蓄積され,対馬暖流全域に おける蛇行流下部の暖冷水渦の発達・挙動が SSHA の凹 凸として容易に判断できる時代となった。そこで,3節で は18年間 (1993 ~ 2010 年)の SSHA データを解析し, 暖水渦に対応した上凸 SSHA の長期平均場と東西挙動に 着目した経年変化について記述する。同時に, 観測資料 をもとに推定した東向流の経年変化を強制力として定在 ロスビー波モデルを駆動し, 観測された SSHA の経年変 化との比較を行う。

#### 3.1 解析資料

Archiving, Validataion and Interpretation of Satellite Oceanographic data (AVISO) (http://www.aviso.altimetry.fr/duacs/) が公開している AVISO Reference Series の SSHA データにおいて, 1993 年 1 月~2010 年 12 月の 18 年間を本研究の解析対象期間とした。この AVI-SO Reference Series は,約10日周期(TOPEX/POSEI-DON, Jason-1, Jason-2) と 35日周期(ERS-1, ERS-2, Envisat)の海面高度衛星から得られた SSHA が組み 合わせられ,補間処理プログラム(SSLTO/DUACS)を 用いて,時間間隔が7日,空間分解能が1/4°格子として 再構成されたデータである。本研究の解析対象領域は対 馬暖流域を含む日本海の128~141°E, 35~42°Nの矩 形範囲とした。以下の解析では,この SSHA データを 「AVISO データ」と呼ぶ。

SSHA が示す正及び負の偏差領域と海洋観測による暖 水渦との関係を確認するために、AVISO データと同期間 における水温水平分布図を利用した。利用した分布図は 日本海区水産研究所が毎月公開している日本海漁場海況 速報(http://jsnfri.fra.affrc.go.jp/)と海上保安庁海洋情 報部が毎月公開している海況速報図(http://wwwl. kaiho.mlit.go.jp/tgyomu.html) である。なお、同月の両 速報図を比較して、欠測範囲が少ない方の図を以下の解 析に使用した。一例として、蛇行流が比較的発達してい た 2007 年 11 月の水深 100 m と 200 m における水温水平 分布図(以下, T-100m・T-200mと略す)をFig.6(a) (b) に示す。T-100 m をみると (Fig. 6 (a)), 10℃等温 線付近の水温水平勾配が特に大きく、この等温線は隠岐 島の北側で大きく北上, そして大和堆から能登半島に向 かって南下した後,再び北上しており,対馬暖流の主流 域が大きく蛇行していることがわかる。北側へ張り出す 蛇行流の下層 T-200 m (Fig. 6 (b)) には、中心水温 12℃ と8℃の2つの明瞭な暖水渦が存在している。Fig. 6(c)



Fig. 6. Horizontal distributions of the observed temperature at the depths of (a) 100 m and (b) 200 m on November in 2007, reprinted from the quick maps of the Japan Sea National Fisheries Research Institute. (c) Horizontal distribution of monthly-mean SSHA using AVISO data from 7 to 28 November in 2007. Interval of thin contour line is 2 cm, and one of thick contour line is 6 cm. (d) Spatial locations of warm (solid circle) and clod (open circle) eddies on November in 2007, using the Chelton data. Size of circle and numeral denote the eddy's radius and amplitude.

に示した同時期の月平均した AVISO の SSHA 正偏差領 域(濃い灰色領域)は、海洋観測された2つの暖水渦の 位置によく対応している。なお、AVISO データには日本 国の海洋観測では捉えることができない韓半島沖の暖水 渦の存在も示している。

このような暖水渦 (冷水渦も含む) を検出する新しい方 法 が AVISO Reference Series を 用 い て, Chelton *et al.*(2011) により提案され,全球スケールにおける中規模 渦の検出・追跡結果が Mesoscale Eddies in Altimeter Observations of SSH (http://cioss.coas.oregonstate.edu/ eddies/)として公開されている。この公開データは追跡 渦の高・低気圧性渦の判別,位置(緯度経度),振幅,半 径,回転速度と渦の寿命である(渦の同定及び各渦パラ メータの定義は付録 Aを参照)。本研究では AVISO デー タと同期間・同海域で検出された追跡渦データを「Chelton データ」と呼び,主に,上凸海面変位である SSHA 正偏差(暖水渦)の挙動を調べた。Fig. 6(c)に示した AVISO データに対応した Chelton データの一例を Fig. 6 (d)に示す。暖水渦に対応した正偏差を黒丸,冷水渦に 対応した負偏差を白抜き丸で示し,円の大きさは渦直径 (半径の2倍),数字は渦中心の振幅値である。Chelton データが示す4つの正偏差(暖水渦),3つの負偏差(冷 水渦)はAVISOのSSHA分布ともよく対応しており, 渦がうまく検出されていることがわかる。

日本海の内部領域における対馬暖流の東向き流量は, 気象庁の定線観測データを用いた地衡流計算(無流面は 水深 500 m) によってモニタリングされている。2.4 節の モデル計算例で指摘したように、本研究の場合、できる だけ正しい断面平均東向流の経年変化を見積もることが 重要である。暖冷水渦が観測定線を横切っている場合で も、渦流による正負の流量成分はキャンセルされるため、 正味の東向き流量が計算される。それゆえ、より正しい 東向き流量が見積もられる条件は, 観測定線が日本列島 近傍から対馬暖流の北限(極前線)を超えるまで伸びて いることである。また、日本海内部領域は蛇行流によっ て流軸が安定しない為、観測定線に対馬暖流が斜めに入 射し, 流量が過小評価する可能性が示唆される。其の 為,対馬暖流が沿岸に収束する付近の,観測定線を使用 することが適切である。これら条件を最も満たす観測定 線が能登半島東側にあり、この定線はG線と呼ばれ、8 点の観測点で構成される (Fig. 6(a)の黒太線)。G 線観 測は年間約4~5回の頻度で実施されているが、舞鶴海 洋気象台の日本海海況旬報に公開されている地衡流計算 値は1993~2001年に限られている。本研究では公開さ れている9年間の地衡流流量値とSSHA データをもとに 計算される海面地衡流の関係を求め、公開されていない 期間を含めた18年間の対馬暖流流量(または断面平均流 速)を推定した。

#### 3.2 AVISO データを用いた対馬暖流流量の推定

G線の地衡流計算から見積もられた断面平均流量の信 頼性は高いものの,年4~5回のスナップショトデータ であるため,それらの単純平均による年平均流量の信頼 性は低い。そこで,時間分解能の高い AVISO データか らG線上で海洋観測が実施された週の SSHA 値を抽出し (Fig. 7 (a)の灰色格子),この値を用いてG線を横切る 海面地衡流速偏差値(以下,偏差海面流速と呼ぶ)と公 開されている観測流量との中立線形回帰から,SSHA 値 を用いた流量推定式を求めることを考えた。 Stn. 1~8の各地点間 ( $i = 1 \sim 7$ ) で AVISO データ から計算される偏差海面流速を  $u_i$  ( $i = 1 \sim 7$ ), 観測流 量を  $Q_i$  としたときの線形回帰式は

$$Q_i = \alpha_i u_i + \beta_i \tag{15}$$

となる。地点間隔  $i = 1 \sim 7$  毎に、計 42 回の観測流量  $Q_i$ と偏差海面流速  $u_i \in H$ いて、最小二乗法により計算した 回帰係数 $\alpha_i \geq \beta_i$ 及び相関係数 $r_i \in s$ とめて Table 1 に 示した。 $r_i$ 値と自由度 (= 42)のt検定を行った結果、 最も沿岸側の Stn. 1 ~ 2 (i = 1)と最も沖合側の Stn. 7 ~ 8 (i = 7)は統計的に有意でない、という結果となっ た。それゆえ、本結果には  $i = 2 \sim 6$ の回帰係数のみを 示している。切片の回帰係数 $\beta_i$ の値は偏差海面流速  $u_i$ = 0の流量、すなわち平均流量を意味する。この平均流 量 $\beta_i$ の岸沖分布を示した Fig. 7 (b)には、2か所の極大 値で沿岸分枝流 ( $i = 2 \circ 0.58$  Sv)と沖合分枝流 (i = 5の 0.94 Sv)を捉えていると思われる。 $i = 2 \sim 6 \circ \beta_i$ 値 を合計した平均流量は 2.82 Sv となり、この値は Stn. 1 ~ 2 (i = 1) と Stn. 7 ~ 8 (i = 7)の値がない分、過小評価 されている。

次に, Stn. 2~7(*i*=2~6)の地点間毎の偏差海面 流速  $u_i(t)$  を回帰式 $\hat{Q}_i = \alpha_i u_i(t) + \beta_i$ に代入して,推測 流量の時間変化 (42回分) を計算した。そして、 i=2~6 で合計した推測流量  $\hat{Q} = \sum \hat{Q}_i$  (太実線) と Stn. 1 ~ 8 で 合計した観測流量  $Q = \sum_{i=1}^{n} Q_i (\bigcirc d \ge a = x_i)$ の時系列を 比較して Fig. 8 (a) に示した。観測流量 O よりも短い範 囲で計算された推測流量 Q にもかかわらず、両者の定量 的な相違は比較的小さいことがわかる。これは傾圧流が 卓越する夏季の偏差海面流速が推定流量
Ôを逆に過大評 価し、推定流量の過小評価分を補っているためと思われ る。少なくとも、1996年ころから流量が次第に減少する 長期の変化傾向については良く推定されている。そこで, 1週単位の時間分解能をもった SSHA 値を用いて、上述 と同じ方法で週毎の推定流量 $\hat{Q}$ (Fig. 8(b)の細実線)を 求め、さらに、季節変化の議論を避けるために1年(53 週間)の移動平均した推定流量  $\hat{Q}$  (Fig. 8 (b)の太実線) を本研究の東向き流量として用いる。移動平均した推定 流量Ôの経年変化から、平均流量約2.6Sv,最大振幅 1.5 Sv で約1~4 Sv の範囲を推移し、約8年周期と2~

#### 森江・磯田・藤原・方

**Table. 1.** Results of regression analysis between the observed volume transport  $(Q_i)$  and the surface geostrophic current anomaly  $(u_i)$  estimated from the SSHA data.  $r_i$  is the correlation coefficient, and  $\alpha_i$  and  $\beta_i$ are the estimated regression coefficients.

stn/No	i	ri	$\alpha_i$	$\beta_i$
8				
	7	0.33		
7				
	6	0.47	0.04	0.63
6				
	5	0.62	0.07	0.94
5				
	4	0.68	0.10	0.40
4				
	3	0.83	0.13	0.27
3				
	2	0.55	0.10	0.58
2				
	1	0.16		
1				
				2.82

(a) Observation points

(b) Mean volume transport :  $\beta_i$ 



Fig. 7. (a) Location map of G-line, regularly monitored by the Japan Meteorological Agency. Solid circles from Stn. 1 to Stn. 8 are the hydrographic observation points along G-line. Small rectangular gray-areas near the each station are the selected grids of AVISO data to calculate the surface geostrophic current. (b) Distribution of the estimated mean volume transport using the regression coefficient  $\beta_i$  along G-line.

3年周期が重なった流量変動のようにみえる。

また, 推定した流量の整合性について評価するため Takikawa and Yoon (2005) で報告されている対馬暖流 上流域における流量と推定流量を比較したところ必ずし も一致しなかった。その理由は不明だが, 海峡通過流で は順圧流成分が卓越し, G線では計算上, 傾圧流成分し か表現されないためと考えられる。内部領域の流れと海 峡通過流の整合性に関しては更なる調査が必要である。

#### 3.3 18 年平均の暖水渦の挙動

はじめに、T-200 m 図を用いて磯田・西原 (1992) と 同様な解析を行い、彼らとは異なる本解析期間 (1993 ~ 2010 年) における 18 年平均の暖水渦分布を調べた。Fig. 9 (a) (b) が観測頻度分布図 (%) と暖水渦存在頻度分布 図 (%) である。月1回の観測を基準とし、観測頻度は計 18 年×12 カ月= 216 回 (= N) に対する1 度格子内の観 測回数 (N-n;n は欠測回数) を百分率(((N-n)/N) × 100), 暖水渦存在頻度はその1度格子毎の観測回数(Nn) に対する暖水渦コアーが観測された回数(m) を百分 率((m/(N-n))×100) で表わしている。T-200 m は日 本国のデータのみで作成されているので韓国・北朝鮮沖 はほとんど観測空白域であり,日本の領海内でも欠測月 が多く,観測頻度が最も高い海域でも 80 ~ 85%程度で ある(Fig. 9(a))。観測頻度の低い海域は信頼性も低い が,解析期間が異なっても磯田・西原(1992)の結果 (Fig. 1(b))とほぼ同様に,K・O・Nの記号で示した 3 カ所に暖水渦が停滞し易いことが確認される(Fig. 9 (b))。

次に, Chelton データで判断された1つの暖水渦の発 生から消滅までの中心位置の移動軌跡を一筋の線で表 し, 18 年間に存在した全暖水渦の軌跡をプロットした図 を Fig. 9 (c) に示した。暖水渦の軌跡は明瞭な西方移動 を示さず (ここでは示めさないが, 冷水渦も同様な軌



Fig. 8. (a) Comparison of time series between the observed volume transport (Q) and the estimated volume transport  $(\hat{Q})$  during 10 years from January 1993 to April 2002. (b) Time series of the estimated weekly volume transport (thin line) and its 1-year running mean volume transport (thick line) during 18 years.



Fig. 9. (a) Horizontal distribution of the observation frequency at the depth of 200 m (%), observed by Japan Sea National Fisheries Research Institute and Japan Coast Guard during 18 years. (b) Horizontal distribution of the existence frequency of warm eddies (%), which are counted by each 1°×1° grid using the maps of temperature distribution at the depth of 200 m (T-200 m) during 18 years. Symbols of K, O and N indicate the sea areas with a local maximum value, which suggest the stable existence area of eddies. (c) The trajectories of all warm-eddies over 18-year period from January 1993 to December 2010. (d) The same as (b) but for using the Chelton data. The region enclosed by thick dotted line is the selected zonal area along the Tsushima Warm Current in order to examine the east-west behavior of eddies discussed in the sub-section 3.4.

跡),自由波としての傾圧ロスビー波の西方伝播は認めら れないことが確認される。このような軌跡を示す暖水渦 のデータを用いて,T-200 m の Fig. 9 (b) と同様に1度 格子で統計処理を行い (ただし,N = 18 年×53 週=954 回, n = 0 回),得られた暖水渦存在頻度分布図を Fig. 9 (d) に示した。Chelton データを用いても,ほぼ同じ3 カ所 (K・O・N)付近に暖水渦が停滞し易いことが示さ れる。

#### 3.4 暖水渦東西分布の経年変化

2章で提示した定在ロスビー波理論は東向流による東 西圧力場の時空間変化を議論したものであり、この理論 と対応させて、本解析も暖水渦の東西挙動について調べ る。この解析目的のため、暖水渦が停滞し易い3海域 (K・O・N)を含むように、Fig.9(d)に太破線示した 帯状領域を設定した。さらに、この帯状領域を経度1/4° 毎に区分した南北方向に細長い合計40個の短冊に分け、 短冊内の値は南北方向に平均化し、暖水渦の東西挙動に 関する経度-時間ダイアグラムを作成した。

Fig. 10 (a) は Fig. 8 (b) と同じ図であり,対馬暖流の 推定流量  $\hat{Q}$  の経年変化を縦軸が時間として再表示した時 系列である。ここでは理論モデルと対応させて,対馬暖 流の断面を南北幅 500 km,上層厚 200 m とすれば,横 軸の目盛は東向き流量  $\hat{Q} = 1.0$  Sv がちょうど断面平均流 速 U = 1 cms<sup>-1</sup>に換算することができる。Fig. 10 (b) は Chelton データを用いて各短冊内に存在する全暖水渦の 振幅値を月平均し,その値を円の大きさで表示した経度 - 時間ダイアグラムである。Fig. 10 (c)は AVISO デー タを用いた SSHA 値の経度 - 時間ダイアグラムであり, Chelton データが示す暖水渦の発達時には大きな正偏差 がよく対応している。ただし,このダイアグラムは AVI-SO の生データを短冊毎に南北平均した後,時間的には1 年移動平均して月平均し,さらに,空間的に同位相とな る変動を削除すること(帯状領域全域の平均値からの偏



**Fig. 10.** (a) The time series as the 1-year running mean volume transport shown in Fig. 8 (b) but for the vertical indication. A vertical thick line indicates the long-term mean volume transport of 2.6 Sv (or cms<sup>-1</sup> by assuming the *U* flow with 500 km in width and 200 m in depth). Three vertical dotted lines indicate the *U* values of mode n = 3, 4 and 5. (b) Space-time diagram for the location of warm eddy using the Chelton data, where the diameter of open circle is proportional to the eddy's amplitude. (c) Space-time diagram for SSHA using AVISO data enclosed by thick dotted line shown in Fig. 9 (d), after applying the 1-year running mean filter and also removing the zonal averaged SSHA value. (d) The same as Fig. 5 (a) – (c) but for the pressure response of the model driven by the estimated time series of *U* in (a).

差値) により得られる。なお,両図の上段に示した記号 K・O・N の位置は Fig. 9 (d) で示した暖水渦が停滞し 易い経度の指標である。

Chelton・AVISO 両データ (Fig. 10 (b) (c)) が示す 暖水渦の発達・衰退の特徴は、あるとき突然発達した後、 2~3年程度で突然衰退し、そのような時間変化の様子 は停滞し易い K・O・N の3海域でほぼ同期しているよ うにみえるものの、微妙な位相差 (1~3年程度) もある。 その東西方向の位置変化は K・O 海域の暖水渦が経度 3 ~4度の範囲の変動で収まっているのに対し、東側の N 海域の暖水渦は東西移動というよりも、出現・消滅の経 年変化を繰り返しているようにみえる。このような暖水 渦の発達・衰退及び東西挙動の経年変化と東向流 U(推 $定流量 \hat{Q})$ の経年変化とは、一見無関係にみえる。少な くとも、東向流 Uが大きい年、または小さい年に暖水渦 が発達する、または衰退するというような単純な関係は みられない。

そこで, Fig. 10(a)の経年変化する推定東向流 Uを 強制力として、(9) 式の定在ロスビー波モデルに直接組 み込み,数値計算した結果が Fig. 10 (d) である。再現 性の程度を示すため、AVISO データ (Fig. 10 (c)) にみ られる正の SSHA の極値付近に a ~ x のアルファベット 記号を付け、それらに対応するモデル再現の極大圧力値 (Fig. 10 (d)) にも同じ記号を表示した。なお, 1993年に 示した a ~ c の 3 つの極大値は、1993 年の年平均東向流  $U = 3.3 \text{ cms}^{-1}$ をモデルに与え、定常値が得られる 20 年 積分後の値である。よって、1993年以降の計算結果はこ の定常値を初期値としているが、初期値応答には2.3節 で議論した数年程度の応答時間が必要なため、計算初期 の93~96年の観測結果の再現性はそれ以降に比べて悪 い。また、本モデル計算に用いたパラメータは、2.4節の 東向き流速 Uの理想的な周期強制に対する応答計算と同 じとした。このようなモデルの単純化のため、局所的に みられる SSHA の微妙な時空間変化まで再現することは できていない。にもかかわらず, 観測された SSHA が示 す暖水渦の特徴的な時空間変化,(1)ほぼ3海域の高い 発生頻度,(2)急激な発達と衰退,(3)それらの時期の 3海域の微妙な位相のずれが本モデルで再現されている。 さらに、実際の時間軸上における 20 個 (a ~ x) の極大 値の対応までも比較的よく一致していることがわかる。

Fig. 10 (a) の推測流量 Uの経年変化は 1996 年と 2004 年に極大を示しており,約8年周期強制の一部ともみなせ る。Uの増加期である 2001 ~ 2005 年の極大値は西方か ら東方 (o・q・u) へ移動する一方,Uの減少期である 1996 ~ 2001 年と 2005 ~ 2010 年の極大値は東方から西方 (m・p・oとu・v・w) へ移動しているようにみえる。こ のような SSHA 変化の特徴は,24節で示した理想的な 8 年周期強制による応答特性 (Fig.5 (c)) に類似している。

## 4. まとめ

本研究は対馬暖流の準定常な流れパターンである蛇行 現象を、東向き平均流に西向き伝播する傾圧ロスビー波 が重ね合わさった定在ロスビー波と考え、東向流で駆動 される惑星β平面線形1.5層水路モデルを提示した。こ のモデル解析から得られた定在ロスビー波の基本的な性 質によって、現実の蛇行流の特徴的な経年変化がどの程 度説明できるのかを調べた。現実の蛇行流の情報は、18 年間に蓄積された SSHA データの解析を行い、暖水渦に 対応した上凸 SSHA の長期平均場と東西挙動に着目した 経年変化として提示した。

まず、モデルの定常解は有限な日本海東西スケールと いう拘束条件によって、対馬暖流域に存在し得る定在ロ スビー波の東西波数が制限される。結果として、東向流 値に依存した断続的な振幅増加が予測される。我々が観 測資料をもとに週単位で推定した東向流の18年平均値  $(2.6 \text{ cms}^{-1})$ ではn=3のモード解に近く, SSHA データ の解析でも暖水渦が停滞し易い海域が東西方向にほぼ3 カ所あることが確認された。この推定された東向流には 約8年周期の変動が存在しており、この変動周期は2.3節 で議論した本モデル応答時間と同程度のオーダにある。 それゆえ、8年及び15年周期の東向流を正弦波関数とし てモデルを駆動した場合、傾圧ロスビー波の分散性が特 に顕著に現れ、流速増加期と減少期では非対称となる応 答結果が得られる。そこで、現実に近いと思われる推定 東向流で本モデルを直接駆動し, 観測された SSHA の経 年変化との比較を行った。モデルが非常に単純であるに もかかわらず、東西3~4カ所における暖水域が東向流 の増加期には西境界から、減少期には東境界から順に数 年の位相差をもって発達・衰退する様子は、SSHA の観 測結果とも定性的に一致している。以上のモデル及び データ解析の結果は、対馬暖流の蛇行現象に対する定在 ロスビー波の寄与が比較的大きい可能性を示唆している。

本研究で提示した定在ロスビー波モデルでは東向流を 強制力として与えており、この移流が経年変化する原因 や発達した暖水渦が逆に移流場に与える影響については 調べていない。また、隠岐島や能登半島などの局所的な 水平地形効果や大和堆や大和海盆などの海底地形効果に ついても考慮していない。加えて、観測されている暖水 渦は平均層厚と同程度の振幅をもっているため、有限振 幅による非線形性も無視できないと思われる。これらを 考慮するには現実的な地形を取り入れた有限振幅モデル への拡張が必要である。その場合の計算でも、対馬暖流 が定在ロスビー波の性質を内在しているのならば、東西 3カ所の暖水渦は相互に連動し、過去の履歴(応答時間 に依存)が現在の暖水渦配置にも影響していることを考 慮した計算初期状態の設定が重要と思われる。

# 付録A Chelton et al. (2011)による中規模渦の同定及 び渦振幅・半径・伝播速度の定義

Chelton *et al.* (2011) は AVISO Reference Series の海 面高度偏差場 (時間間隔は7日,格子サイズは緯度・経 度 $1/4^{\circ} \times 1/4^{\circ}$ ) に対し,ハイパスフィルタを用いて緯 度・経度 $10^{\circ} \times 20^{\circ}$ よりも大きな波長をもつシグナルを除 去した後,次の(1)~(4)の基準を満足する隣接した複 数の格子で構成される領域として中規模渦を同定してい る。

- 高気圧性(低気圧性)渦を構成する全ての格子の SSHは1cm以上(以下)でなければならない。
- (2) 渦を構成する格子数は8~1000個の範囲内でなければならない。
- (3) 高気圧性(低気圧性)渦を構成する格子の中には最低1つ以上, SSHの極大(極小)値をもつ格子が存在しなければならない。
- (4) 渦を構成する全格子の中で最も離れた2つの格子 間距離が,基準値(緯度25°より極側では400 km)よ りも小さくなければならない。

具体的には, SSH 値を-100 cm (+ 100 cm) から開始 して, 1 cm ずつ増加 (減少) させ, その都度, (1)~(4) の基準を満たす隣接した複数の格子が存在するかどうか を検索し,全ての基準を満たしたときの複数格子を中規 模渦の領域と同定する。なお,一度中規模渦として同定 された格子領域は,それ以降の渦の同定作業からは除外 される。

渦の振幅値は、高気圧性(低気圧性)渦の場合、渦領 域内の SSH の最大値(最小値)と、渦の外縁を構成する 各メッシュの SSH の平均値との差として定義される。渦 の半径については、同定された渦の面積と等しい面積を もつ円の半径を、渦の実行半径  $L_{eff}$ として定義される。 渦の中心は同定した渦領域の重心として定義され、時間 ステップ k における渦中心から、南北幅 150 km・東西幅 およそ 300 km の楕円内に、次の時間ステップ k + 1 の 渦中心が存在するならば、同一渦であると判断する。そ れゆえ、楕円内に次の時間ステップの渦中心がないとき、 渦の消滅としている。

なお、本文中の Fig. 9 (c) に示した渦の軌跡図をみる 限り、沿岸近傍 (数十 km 以内) を移動する暖水渦が存 在しないようにみえる。これは Chelton データが作成さ れるとき、half-power point を緯度経度方向に 2°とした 空間フィルタリングにより、渦の半径約 0.4°以下のシグ ナルが弱められ、渦面積が約 40 km (半径 0.4°) 以下の小 さな極値は渦として判断されなかったためである。よっ て、沿岸から約 40 km 以内を移動する小さな暖水渦が存 在していたとしても、それは捉えきれていない可能性が ある。

### 謝 辞

本研究で使用させて頂いた水温水平分布図と断面地衡 流流量を提供されている日本海区水産研究所・海上保安 庁海洋情報部・舞鶴海洋気象台の皆様, AVISO Reference Series データを提供されているフランス国立宇宙 研究センターの皆様, World Ocean Atlas 2013 データ を提供されているアメリカ海洋大気庁の皆様, 高・低気 圧性渦の追跡情報を提供されている Prof. Chelton に御 礼申し上げます。また,本論に対して適切で丁寧なコメ ントを頂いた2名の査読者様,ならびに編集委員の北出 裕二郎様に心より感謝致します。

#### References

- Chelton, D.B., Schlax, M.G., and Samelson, R.M. (2011): Global Observations of Nonlinear Mesoscale Eddies. Prog. Oceanogr., 91, 167–216
- 磯田豊・西原正彦(1992):日本海の暖水渦の挙動について,海と空,67, 231-243.
- Kawabe, M. (1982): Branching of the Tsushima Current in the Japan sea. Part II. Numerical experiment. J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, 183–192
- Kobashi, F. and H. Kawamura (2001) Variation of sea surface height at periods of 65–220 days in the subtropical gyre of the North Pacific. J. Geophys. Res., 106, 26,817–26,831.
- Locarnini, R.A., A.V. Mishonov, J.I. Antonov, T.P. Boyer, H.E. Garcia, O.K. Baranova, M.M. Zweng, C.R. Paver, J.R. Reagan, D.R. Johnson, M. Hamilton, and D. Seidov, 2013. World Ocean Atlas 2013, Volume 1: Temperature. S. Levitus, Ed., A. Mishonov Technical Ed.; NOAA Atlas NESDIS 73, 40 pp.
- Nitani, H. (1975): Variations of the Kuroshio south of Japan. J. Oceanogr. Soc. Japan 31, 154–173
- Minobe, S., Sako, A. and M. Nakamura (2004): Interannual to interdecadal variability in the Japan Sea based on a new gridded upper water temperature dataset. in press *Journal of Physical Oceanography*, **34** (11), 2382-2397.
- Moore, D.W., (1963): Rossby waves in ocean circulation. *Deep-Sea Res.* 10, 735–747
- Moriyasu, S. (1972): The Tsushima Current. p. 353–369. In Kuroshio–Its Physical Aspects, ed. by H. Stommel and K. Yoshida, Univ. Tokyo Press, Tokyo.
- 長沼光亮(1973):対馬暖流第3分枝の存否に関する議論について、日本海 区水産試段研究連絡ニュース、No. 266.
- 長沼光亮 (1977): 日本海の海況変動,海洋科学, 9, 137-141.
- 長沼光亮(1985):日本海における漁況と海況,海と空,36,29-36
- 大和田守・谷岡克己 (1971):日本海の海水の流動および水平鉛直構造に関 する研究,日本海に関する総合研究報告書,51-72
- Takikawa, T. and Yoon, J.H. (2005): Volume transport through the Tsushima Straits estimated from sea level difference. J. Oceanogr., 61, 699– 708
- Yoon, J.H. (1982a): Numerical experiment on the circulation the Japan Sea. Part I: Formation of the East Korean Warm Current. J. Oceanogr. Soc. Japan. 8, 43–61.
- Yoon, J.H. (1982b): Numerical Experiment on the Circulation in the Japan Sea. Part II: Influence of Seasonal Variations in AtmosPheric Conditions on the Tsushima Current. J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, 81–94
- Yoon, J.H. (1982c): Numerical experiment on the circulation in the Japan Sea. Part III: Mechanism of the nearshore branch of the Tsushima Current. J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, 125–130.
- Zweng, M.M. J.R. Reagan, J.I. Antonov, R.A. Locarnini, A.V. Mishonov, T.P. Boyer, H.E. Garcia, O.K. Baranova, D.R. Johnson, D. Seidov, M.M. Biddle, 2013. World Ocean Atlas 2013, Volume 2 : Salinity. S. Levitus, Ed., A. Mishonov Technical Ed. ; NOAA Atlas NESDIS 74, 39 pp.

# The contribution of standing Rossby waves to the development of the Tsushima Warm Current-meandering

Ryosuke Morie<sup>1\*\*</sup>, Yutaka Isoda<sup>2</sup>, Shohei Fujiwara<sup>2</sup> and Fang Xiaorong<sup>2</sup>

#### Abstract

The quasi-stationary flow pattern in the Tsushima Warm Current (TWC) is the meandering flow. A simple linear reduced-gravity channel model on the planetary  $\beta$ -plane driven by a change of eastward flow under assumption of the TWC is used to examine the physical mechanism for the interannual development and decay of the meandering. The model is represented by the standing Rossby waves under the state of the balance between a westward propagation speed of Rossby waves and an eastward flow speed. In the steady state of uniform eastward flow, the possible wave number of its Rossby wave is limited due to a finite east-west scale of the Japan Sea. Therefore, it is inferred that successive increase in amplitude occurs according to the value of eastward flow. In the time-varying eastward flow, the asymmetrical response at the periods of increasing and decreasing eastward flow appears due to the different dispersive properties of Rossby waves. To confirm whether the meandering model is represented as the quasi-stationary flow pattern in the TWC, satellite Sea Surface Height Anomaly (SSHA) data and the estimated eastward flow data were used to investigate the interannual variability of TWC-meandering. We conformed that the typical pattern has three major warm regions, i.e., east of Korean Peninsula, north of Oki islands and east of Noto Peninsula. In the 18-year period following 1993, abrupt development and decline of TWC-meandering was observed at three or four times, i.e., about eight-year interval. Using the model, we could almost reproduce the interannual development and decay of the meandering.

Key words : Tsushima Warm Current-meandering, standing Rossby wave, satellite sea surface height anomaly, interannual variation

> (Corresponding author's e-mail address : r.morie@frontier.hokudai.ac.jp) (Received 14 December 2013 ; accepted 1 September 2014) (Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2015)

<sup>1</sup> Graduate School of Enviromental Science, Hokkaido University, N10W5, Kita-ku, Sapporo 060–0810, Japan

<sup>2</sup> Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3–1–1 Minato-cho, Hakodate 041–8611, Japan

<sup>\*\*</sup> Corresponding author : Ryosuke Morie

TEL/FAX +818028725727 e-mail: r.morie@frontier.hokudai.ac.jp