

— 論 文 —

# 北太平洋亜熱帯循環系の海洋独自に発生する 7～8年周期変動\*

白鳥 健太<sup>1</sup>・山田 優貴<sup>1a</sup>・松浦 知徳<sup>2\*\*</sup>

## 要 旨

海洋大循環モデルを用いて、風応力時間一定の下で長期シミュレーションを行ない、北太平洋亜熱帯循環 (ST) 域の海洋独自に発生する長周期変動を調べた。ST 域での経験直交関数解析から、空間モード1は黒潮統流の流軸の南北移動のモードで、空間モード2と3はST域内を7～8年の長周期をもって西南西の方向へ伝播する傾圧ロスビー波海盆モードであることが示された。ST および黒潮再循環と黒潮統流再循環の強さの7～8年周期の長周期変動は、互いにラグ相関関係のあることが分かった。7～8年周期の変動の発生源として、黒潮統流が通過しているシャツキー海台の存在が重要であり、周期を支配しているのは、それらの相互作用によって生み出されたST系の傾圧ロスビー波海盆モードと考えられる。この長周期変動は、STにおける海洋独自に発生する自律的な現象であり、その周期現象が現実にも起こっている可能性がある。

キーワード：北太平洋亜熱帯循環，長周期変動，海洋大循環シミュレーション，黒潮－黒潮統流再循環，傾圧ロスビー波

## 1. はじめに

北太平洋亜熱帯循環は、東西約10,000 km，南北約2,500 kmの世界の亜熱帯循環系の中でも最も広大な海域

を占め、また最も強い循環である。北太平洋亜熱帯循環の西岸強化流である黒潮は、20°Nから35°N付近までの大陸側から日本列島に沿って流れた後、房総半島で離岸する。北太平洋亜熱帯循環の西岸強化流域に含まれる黒潮統流は、黒潮に続く流れであり、その平均的な流路が2つの山をなす上流(141°E～153°E)と変動の激しい下流(154°E～170°E)に分けられる(Kawai, 1972; Mizuno and White, 1983)。

北太平洋亜熱帯循環の特徴的な長周期変動として、7～8年周期の変動がしばしば報告されてきた。たとえば、黒潮の蛇行・非蛇行の変動にこの周期のものが顕著に捉えられている(Kawabe, 1987)。また、黒潮統流や反流の南北移動に関して5年～10年の長期変動のシグナルがあることが指摘されている(Yamagata *et al.*, 1985)。

\* 2016年12月5日受領；2017年11月7日受理  
著作権：日本海洋学会，2018

1 富山大学理工学教育部

〒930-8555 富山県富山市五福3190

2 富山大学理工学研究部

〒930-8555 富山県富山市五福3190

a 現所属：関電システムソリューションズ株式会社

〒552-0002 大阪府大阪市港区市岡元町2丁目8番地20号

Wings市岡元町101号室

\*\* 連絡著者：松浦 知徳

e-mail：matsuura@sci.u-toyama.ac.jp

さらに長い周期の変動として、黒潮続流域に数10年変動や10年変動のあることが指摘されている (Qiu and Chen, 2005; Taguchi *et al.*, 2007)。

古典的な海洋大循環論では、大気風の風応力によって海洋に注入された運動量が亜熱帯循環を十分駆動し、ロスビー波伝播による過渡応答を経て地衡調節し、定常な風成循環を形成する (Pedlosky, 1987)。しかしながら、実際の海洋では傾圧不安定等によって中規模渦が発生し (Gill *et al.*, 1974)、たとえ風応力が時間的に一定でも循環場は変動する (Holland, 1978)。実際、北太平洋の大循環モデルによるアンサンブル実験により、黒潮続流の年々変動では「風応力の変動によって生じる」変動量と「風応力の変動とは無関係に生じる」変動量がほぼ等しいことが示されている (Nonaka *et al.*, 2016)。今までの研究において、定常状態の大循環場や平均場と中規模渦の相互作用は解明されてきた (Rhines and Holland, 1979) が、平均的 (定常的) な循環場からの長周期変動の発生という観点からの研究は少なく、この問題は未解明である。海洋大循環場の長周期変動の起源は、一般的に外力である大気の変動であると考えられている。これに対し、本研究では、海洋独自に発生する長周期変動に着目し、新たな変動メカニズムを見出すことを目指す。

そのため、本研究では、現実を良く表現する海洋大循環モデル Modular Ocean Model Version 3 (MOM3) を使用する。北太平洋全域 (110°E ~ 75°W, 20°S ~ 60°N) に対し、定常な風応力によりモデルを駆動し、非線形性も考慮する必要のある海洋独自の長周期変動について詳細に解析する。それに基づき、特に、北太平洋亜熱帯循環系における7~8年周期変動とそのメカニズムの解明、およびその変動に伴う亜熱帯循環 (Subtropical gyre: ST) 全域、黒潮再循環 (Kuroshio Recirculation: KR) 域、黒潮続流再循環 (Kuroshio Extension Recirculation: KER) 域の間の関係を明らかにする。

## 2. モデリングと解析手法

本研究では、海洋大循環モデル、MOM3を使い、北太平洋に対して定常な風応力の下で、長期間 (82年間) のシミュレーションを行った。モデル計算結果の解析にはスペクトル解析、経験直交関数 (Empirical Orthogonal

Function: EOF) 解析、および相関解析を使用した。以下に、設定条件、再現性評価、解析海域の定義、およびシミュレーション結果の解析手法について、順に説明する。

### 2.1. MOM3 とシミュレーションの設定条件

シミュレーションの計算領域は、110°E ~ 75°W, 20°S ~ 60°N の北太平洋全域である。水平格子は可変グリッドで、格子の解像度は1/12°から1/2°で、日本付近 (124°E ~ 161°E, 34°N ~ 50°N 付近) の水平解像度は1/12°である。鉛直方向の範囲は5m ~ 4,500mであり、鉛直方向の格子点数は40個 (層) で、表層付近 (深度5m ~ 225m 付近) の鉛直解像度は10mである。

本数値シミュレーションでは、スピナップを51年間 (計算段階1)、そのあと解析のために82年間 (計算段階2) の数値計算を行った。まず、スピナップにおいて、初期値はLevitus (1982) の年平均の水温と塩分とした。外力として風応力、熱フラックス、および淡水フラックスを与え、NCEP-NCAR の月平均気候値を入力している。第2段階の解析期間での数値シミュレーションでは、海洋独自の非線形性による黒潮続流の長期変動に着目しているため、大気風の風応力の長期変動は無視し、定常的な風応力とした。外力として与えた風応力の東西成分と南北成分の空間分布を Fig. 1 に示す。風応力の東西成分 (Fig. 1 の (a)) に着目すると、中緯度で偏西風が存在し、低緯度で貿易風が存在しており、30°N 付近で東西の風向きが変わっている。南北成分 (Fig. 1 の (b)) は北アメリカ沿岸で強く、良く知られる沿岸湧昇が発生する分布を示している。

使用した粘性と拡散のパラメータの値は、最も良く気候値が再現されたものであり、鉛直倍調和型粘性係数  $\kappa_m$  は  $20.0 \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ 、層拡散係数  $\kappa_h$  は  $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 、および中立面拡散係数  $A_I$  は  $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  に設定されている。

解析データの期間は、計算段階2の82年間の内の10年から81年の71年間である。計算段階2の始めの10年のデータを解析期間から省いた理由は、時間一定の風応力にモデルが馴染むまでの時間を考慮したためである。また、1日間隔で出力した値を解析した。

### 2.2. 計算結果の再現性評価

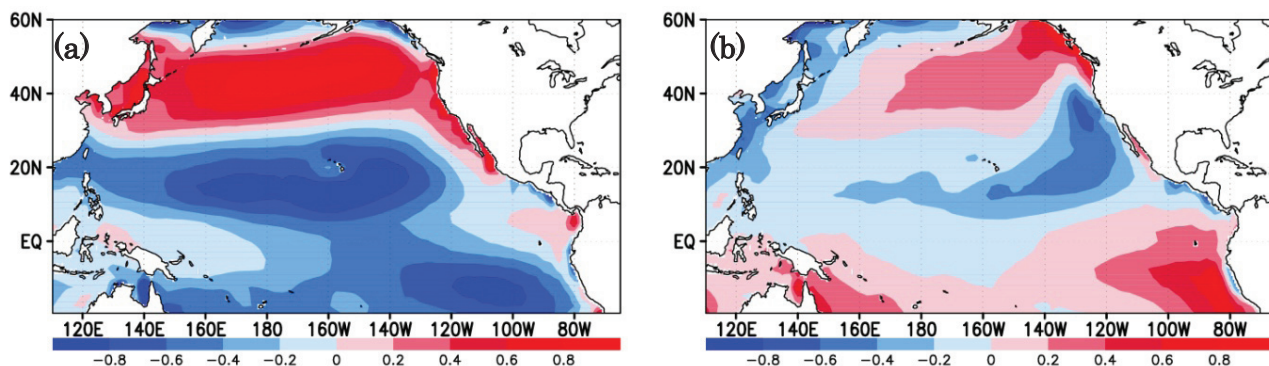


Fig. 1. Annual mean zonal (a) and meridional (b) components of surface wind stress exerting on the model over the Pacific in 110° E-75° W and 20° S-60° N. Colors depict the magnitude of wind stresses in  $\text{dyn cm}^{-2}$ .

本研究のMOM3による黒潮－黒潮続流の数値シミュレーション結果（以下、MOM3データ）の妥当性の評価を、気象研究所海洋研究部が開発した北太平洋海洋データ同化システム（MOVE/MRI.COM-WNP）の計算結果（以下、MOVEデータ、石崎ほか（2009））を用いて行った。

Fig. 2の左列にMOM3の海面高度（Sea Surface Height: SSH）データの平均場（a）、黒潮続流域の流れが強い時の場（c）、流れが弱い時の場（e）を示す。また、Fig. 2の右列にMOM3の結果と対比させてMOVEデータの平均場（b）、黒潮続流域の流れが強い時の場（d）、流れが弱い時の場（f）を示す。

平均場に関してFig. 2の（a）と（b）を比べると、MOM3の計算結果は、今までに北太平洋亜熱帯循環系の研究（Tsujino *et al.*, 2013; Usui *et al.*, 2013）で使用されたMOVEデータのパターンと類似していることが分かる。SSHの高低はMOM3の結果の方がMOVEの結果より高いが、房総半島沖から離岸した黒潮続流の強流域のパターン、その南の反流域のパターン、および四国沖の循環域のパターンは互いに類似している。

次に、流れが強い時のパターンを比較すると、どちらも黒潮続流の南の再循環流が10°程度の東西の長さを占め強く、黒潮続流が直進していることが分かる（Fig. 2の（c）と（d））。黒潮続流域の流れが弱い時のパターンは、MOM3の結果とMOVEの結果のどちらも、黒潮続流の流れの強い時と比べると、その南の再循環流は円形

状で、流れが弱く、蛇行している様子が見られる（Fig. 2の（e）と（f））。これらの結果から、本研究で用いるMOM3のデータの黒潮続流は、強さは異なるものの、流れのパターンは定性的に妥当であるといえる。

### 2.3. 解析海域と循環の強さの定義

黒潮再循環域（以下、KR域）と黒潮続流再循環域（以下、KER域）、亜熱帯循環域（以下、ST域）の3つの循環域の定義の各々をFig. 3の（a）、（b）、（c）に示す。図中の線は、10年から81年までの期間の平均SSHの等値線である。KR域は132°E～140°Eかつ27°N～35.5°Nの海域内で、SSHが95 cm以上の領域である（Fig. 3の（a）、赤色）。KER域は141°E～153°Eかつ28°N～42°Nの海域内で、SSHが95 cm以上の領域（Fig. 3の（b）、青色）である。ST域は120°E～160°Wかつ10°N～42°Nの海域内で、SSHが20 cm以上の領域（Fig. 3の（c）、オレンジ色）である。Fig. 3の（c）には、同時に、KR域、KER域、およびST域の位置関係と黒潮続流上流域を水色枠で示す。

KR、KER、およびSTの各領域の循環の強さ（KRS、KERS、STS）を以下の式（1）で定義する（Qiu and Chen, 2005）。

$$S(t) = \iint_A \text{SSH}(x, y, t) dx dy \quad (1)$$

ここで、 $S(t)$ はそれぞれの循環の強さであり、 $A$ はそれ

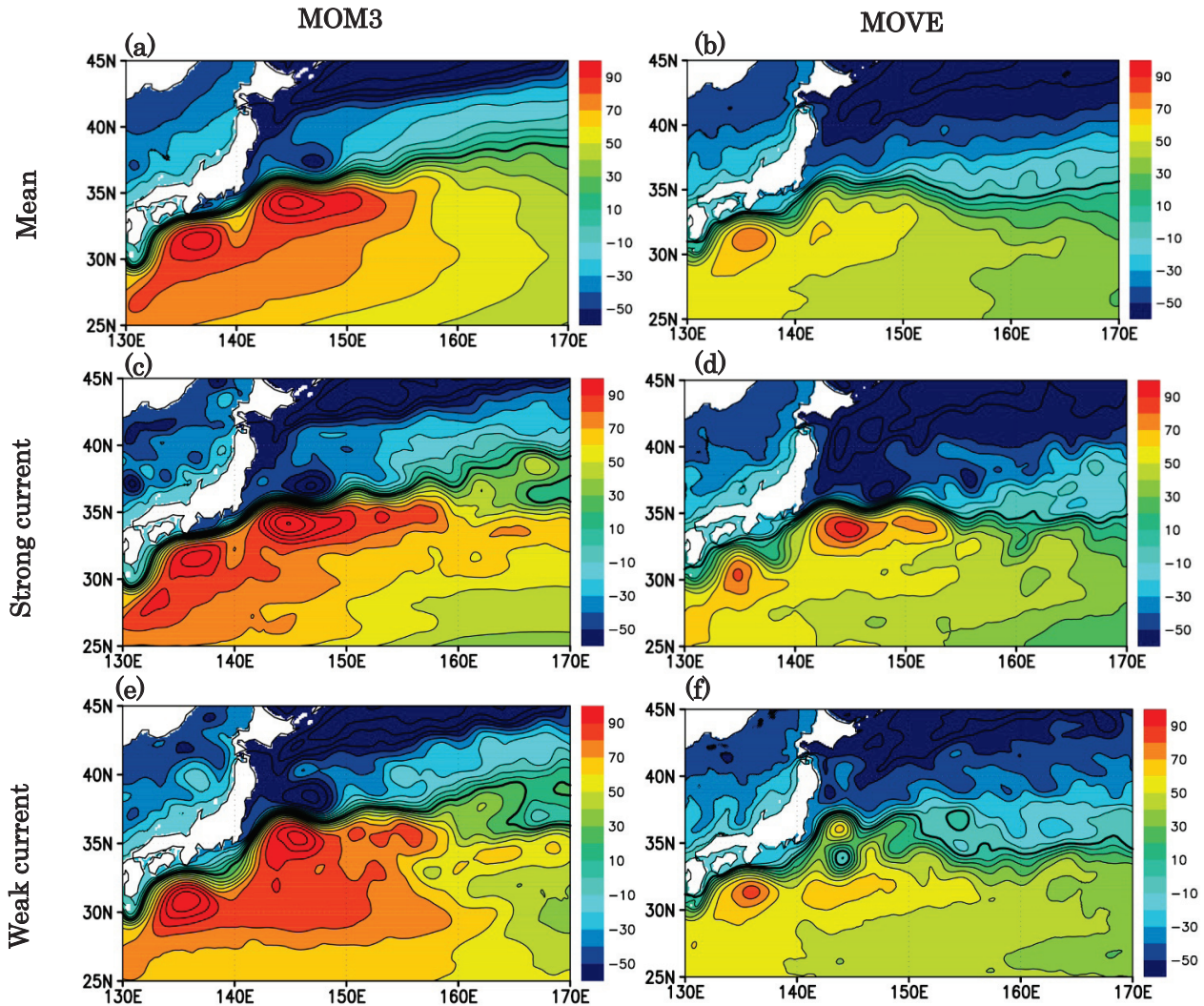


Fig. 2. Comparison between MOM3 simulation SSH (left) and MOVE/MRILCOM-WNP data assimilation SSH (right). Color bars depict SSH in cm. Mean SSH during years from the 10th to 81st (a), from January 1, 1993 to December 27, 2007 (b), strong current period of the 31st and the 32nd years (c), strong current period of 2004 (d), weak current period of 27th and the 28th years (e), and weak current period of 1999 (f). Black solid lines depict the representative current axis (contour line of 20 cm SSH for MOM3 and 0 cm SSH for MOVE).

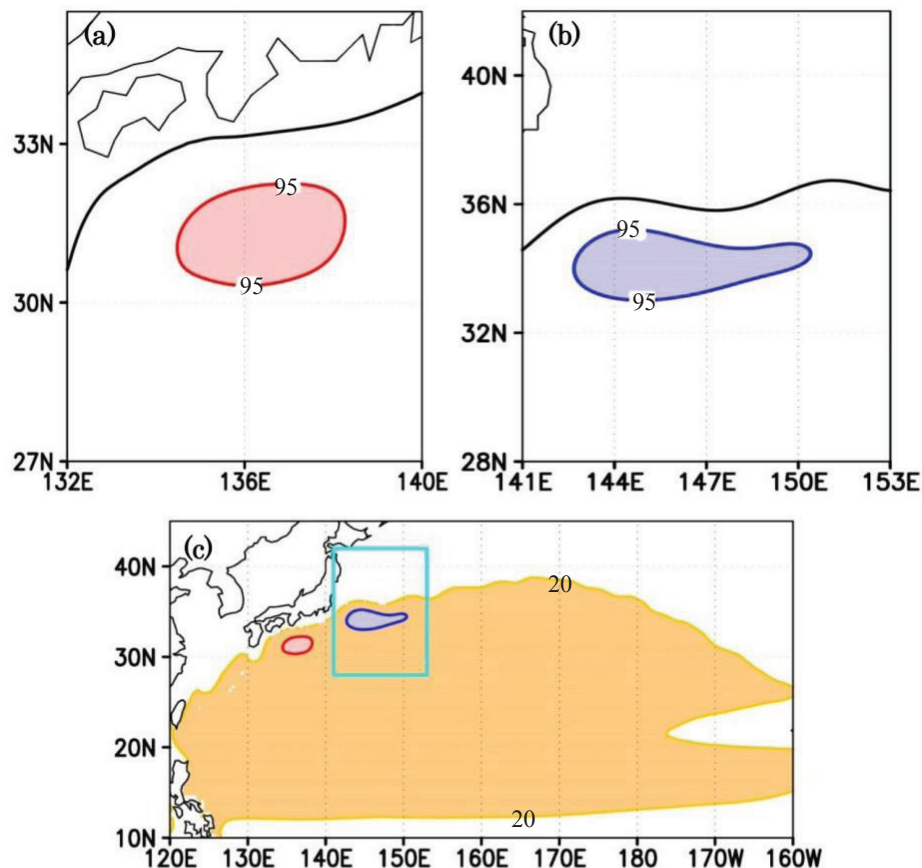
ぞれの循環域の面積である。また、 $SSH(x,y,t)$  は海面高度であり、 $dx$  や  $dy$  は格子の辺の長さである。

#### 2.4. 解析手法

本研究の主な解析方法は海面高度偏差 (SSHA) のスペクトル解析, EOF 解析, および相関解析である。スペクトル解析 (たとえば, 日野, 1977) は, 時系列の卓越周

期を調べるために使用した。また, EOF 解析 (たとえば, 伊藤・見延, 2010) は, 亜熱帯循環域の卓越した時空間変動を調べるために使用した。相関解析により STS, KRS, および KERS の間にどのような関係があるかを調べた。以下に, 本研究で用いた解析方法のそれぞれについて簡単に説明する。

##### a. スペクトル解析



**Fig. 3.** Definitions of the Kuroshio Recirculation (KR) region (a), the Kuroshio Extension Recirculation (KER) region (b), and the North Pacific Subtropical (ST) region (c). Red, blue, and orange lines in (a), (b), and (c) depict SSH contour lines of 95 cm, 95 cm and 20 cm, respectively. Black line in (a) depicts the Kuroshio axis (20 cm SSH). The color contour lines in (b) are based on mean SSH during years from the 10th to the 81st. In (c) KR and KER regions are also shown representatively by red and blue colors.

本研究で用いたスペクトル解析では、高速フーリエ変換 (FFT) を使用している。まず、データの個数が2のべき乗個であるデータを入力する。そして、高速フーリエ変換を行い、推定スペクトルを計算して出力する。本研究では、10.5年 (126 ヶ月目) から 81.5年 (978 ヶ月目) までの 853 個のデータを標準化しており、残りの後方のデータを0で補間して、全 1,024 個とした。

#### b. EOF 解析

亜熱帯循環域において、スペクトル解析と同様に 10.5年 (126 ヶ月目) から 81.5年 (978 ヶ月目) の 12 ヶ月移動平均 SSH データに対して EOF 解析を行った。計算の効率化のため、東西  $1/12^\circ$  間隔、南北  $1/12^\circ$  間隔の格子点

データから東西  $1.33^\circ$  間隔、南北  $0.83^\circ$  間隔に間引きした格子点データを用いた。間引き前後の SSH 場のパターンは類似しており (図省略)、EOF 解析のためにデータを間引いても問題ないと判断した。今後、EOF 解析結果の表現として、一般に大気・海洋の EOF 解析で使われる分類にならって、空間モードパターンを EOF1, 2, 3 と表現し、その時間関数を PC1, 2, 3 と表現をする。

#### c. ラグ相関

本研究では、2つの時系列データ  $x(i)$  と  $y(i)$  の間のラグ相関の計算に以下の式を使用した。

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{N-t}(x_i - x_{ave-})(y_{i+t} - y_{ave+})}{\sqrt{\{\sum_{i=1}^{N-t}(x_i - x_{ave-})^2\}\{\sum_{i=1}^{N-t}(y_{i+t} - y_{ave+})^2\}}} \quad (2)$$

$$x_{ave-} = \frac{1}{N-t} \sum_{i=1}^{N-t} x_i \quad (3)$$

$$y_{ave+} = \frac{1}{N-t} \sum_{i=1}^{N-t} y_{i+t} \quad (4)$$

ここで、 $t$ はずらし(ラグ)時間であり、 $r$ はラグ相関である。本研究における時系列Aに対する時系列Bのラグ相関(またはラグ相関関数)とは、上式で、Aを $x$ 、Bを $y$ とした時に(2)式で得られる $r$ である。なお、5%有意水準の検定を以下の手順で行った。まず、1)自己相関係数 $R_f$ を求め、2)十分に大きなデータ個数 $N$ の仮定の基に、無相関時間 $T_e$ を求め、3)有効標本数 $N_e$ を $N_e = N/T_e$ から求めた(伊藤・見延, 2010)。この有効標本数に基づき、5%有意水準の検定値をEmery and Thompson (2004)の5%の有意な相関係数表から決定した。

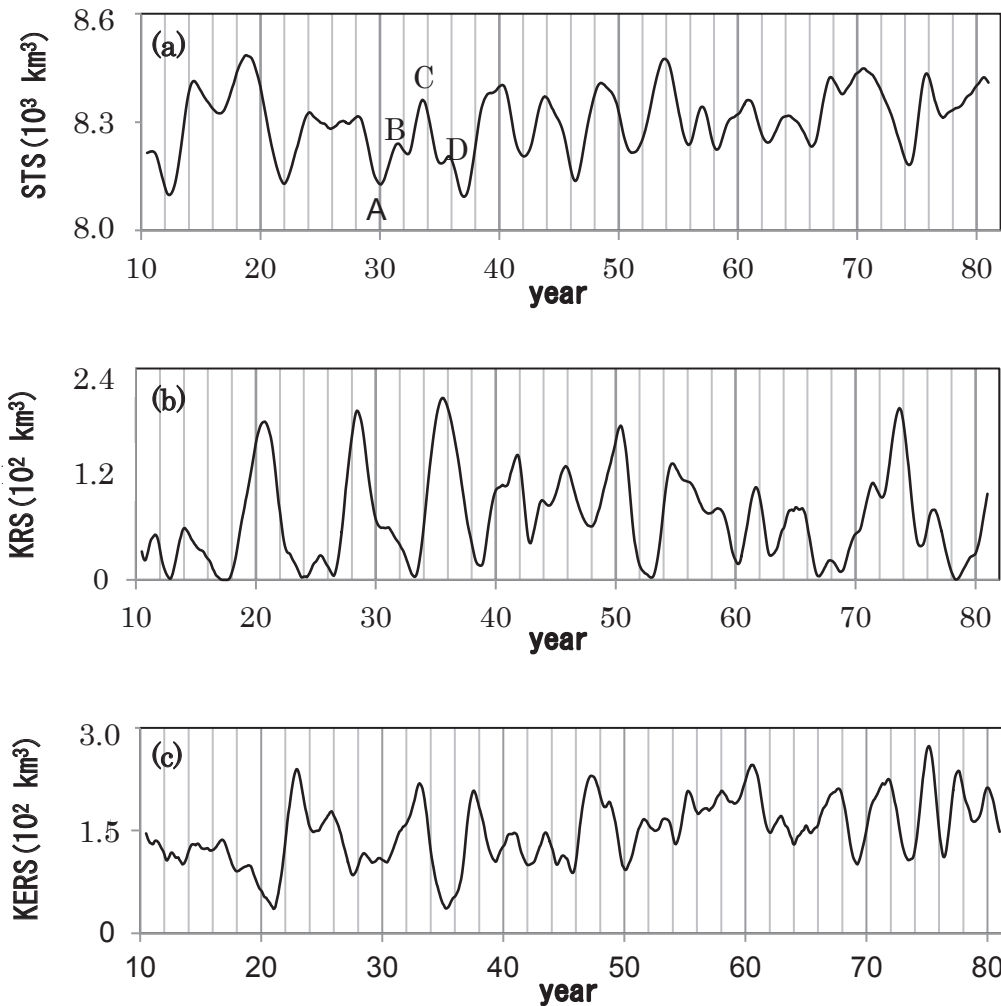


Fig. 4. Time series of SSH-based strength of Subtropical gyre (STS, a) calculated by (1), Kuroshio Recirculation (KRS, b), and Kuroshio Extension Recirculation (KERS, c). Characters A, B, C, and D in (a) depict the representative phases of the year 30th, 32nd, 34th, and 36th years.

### 3. 北太平洋亜熱帯循環域の変動モード

ST 域 (北太平洋亜熱帯循環域) における循環の強さ (STS) の 71 年間の変動には、顕著な 5～7 年周期の長期変動が現れている (Fig. 4 の (a))。特に、30 年目から 55 年目までにおける長期変動は調和振動的で、この期間での STS の変動周期は 7 年程度であり、振動しながら強まっていく傾向が見られる。このような傾向は、現実に近い風応力変動状況をモデル化した MOM3 での北太平洋海洋大循環数値シミュレーション結果でも現れる。本研究結果は、定常な風応力においても、規則的な長周期変動が出現することを示している。

Fig. 4 の (a) の時系列データについてスペクトル解析した結果を、Fig. 5 の (a) に示す。スペクトル分布をみると、5 年、7.8 年 (95% の信頼区間を破線で示している)、10 数年周期にピークが現れている。ST 域の SSHA の時系列のスペクトルピークの周期は、20°N～25°N で 5 年強、27°N～33°N で 7～8 年、36°N～40°N で 10 数年と緯度によって異なっている (Fig. 6)。したがって、Fig. 5 の (a) に現れたスペクトルピークは、緯度に依存した傾圧ロスビー波の発生・伝播に関連していると考えられる (Chelton and Schlax, 1996; Killworth *et al.*, 1997; Liu, 1999a)。実際、緯度・経度別に SSHA 時系列のスペクトルピーク周期を調べてみると、6～8 年のピークが 160°E～170°W、30°N～37°N 海域に一樣に分布しており、この海域が 7 年程度の周期変動の発生源と考えられる。

次に、7 年周期の変動を ST 域内での傾圧ロスビー波と関連していると考えた場合、それがどのように伝播しているのかを調べるために作成した X-T 図を Fig. 7 に示す。20°N～30°N の SSHA の連続的につながるパターンの伝播は 150°W 以西にみられ、170°W から日付変更線付近で強まっている。この SSHA の伝播速度は 5.5 cm s<sup>-1</sup> 程度と見積もられ、Chelton and Schlax (1996) が見積もった結果に類似している。黒潮-黒潮統流域を含んだ 33°N～39°N では、SSHA の伝播は 140°W あたりからみられ、150°W あたりから強まっている。この SSHA の伝播速度は 2.3 cm s<sup>-1</sup> 程度であるが、160°E あたりから変化し、それ以西では伝播速度が増加している。これは、北太平洋亜熱帯循環の強流域では東向きの流れに伴い傾

圧ロスビー波の西向き伝播速度が増加することに対応している (Anderson and Killworth, 1979; Liu, 1999a)。

ここで、ST 域の SSHA について EOF 解析を行った結

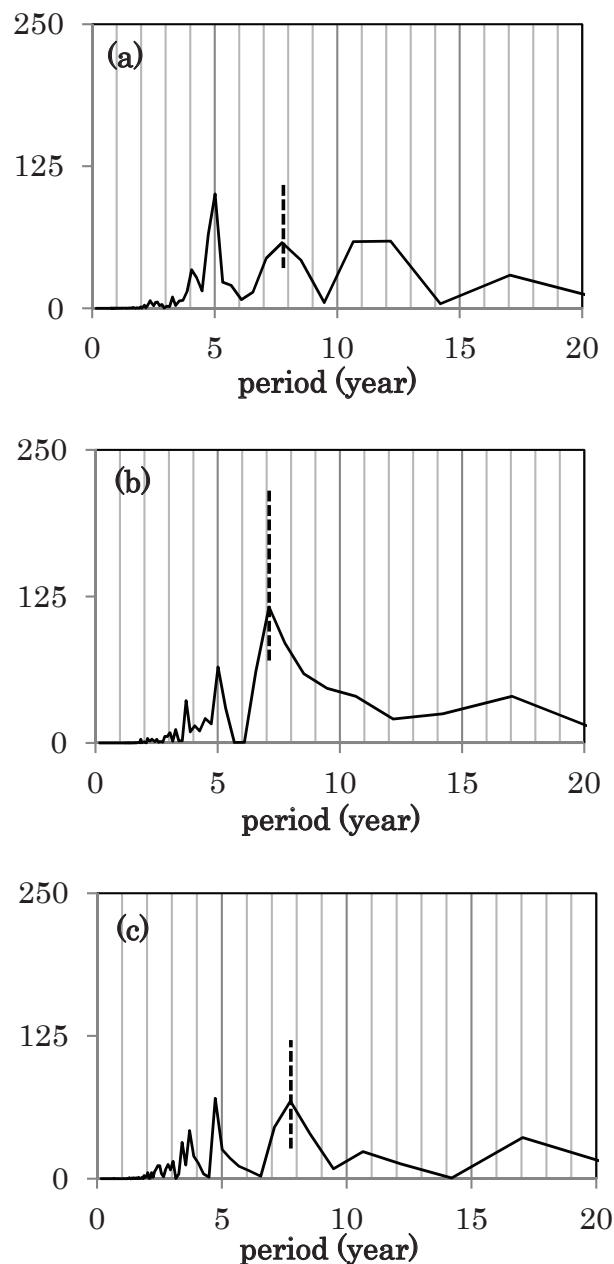


Fig. 5. Power spectra of variations of SSH strength in ST region, STS (a), in KR region, KRS (b), in KER region, KERS (c). Error dashed bar shows the 95% confidence interval of the peak.

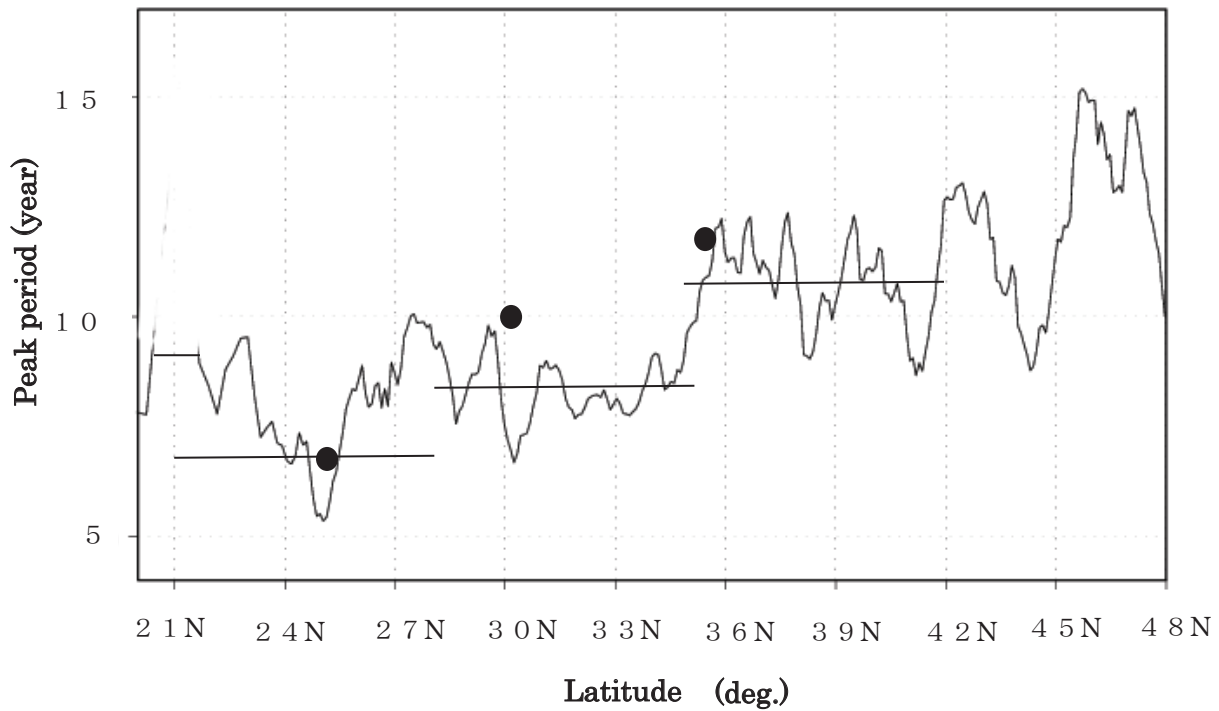


Fig. 6. Mean peak periods of power spectra of SSH variation, averaged between 140° E and the date line, as a function of latitude. Horizontal lines depict representative periods of 21° N–28° N, 28° N–35° N, 35° N–42° N. Closed circles depict representative period shown in Fig. 1 of Chelton and Schlax (1996).

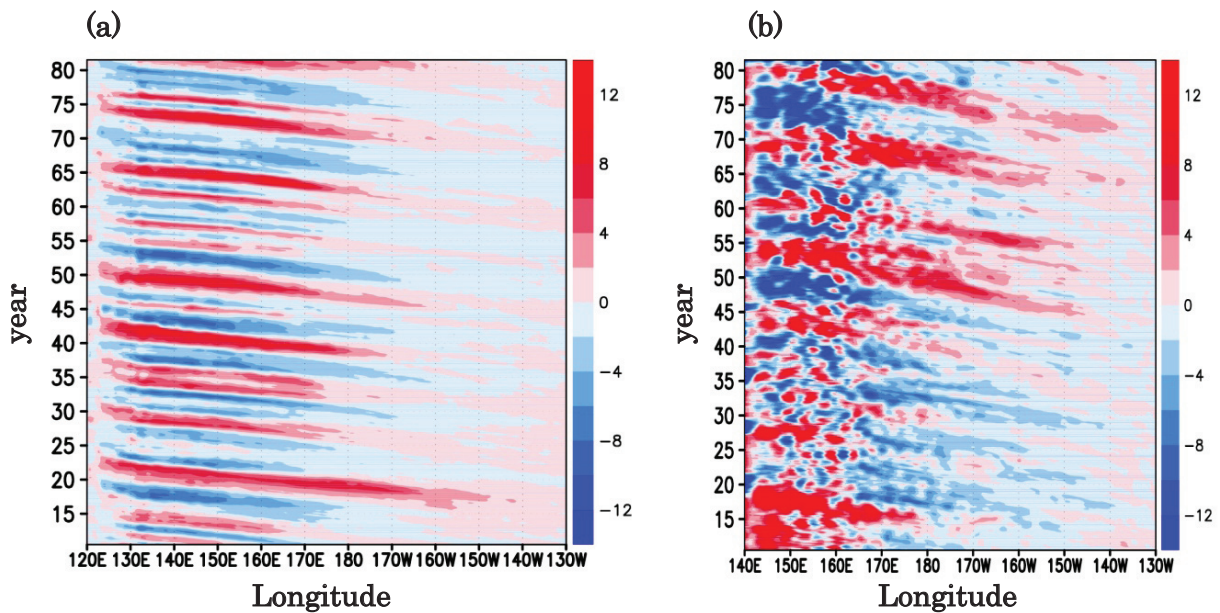


Fig. 7. X-T diagrams for twelve months running mean sea surface height anomalies (SSHA) averaged in 20° N–30° N, (a), and 33° N–39° N (b). SSHA unit in color maps is cm.



果を示す。亜熱帯循環における EOF1 (以下, ST-EOF1) と EOF2 (以下, ST-EOF2), EOF3 (以下, ST-EOF3) の空間構造を Fig. 8 に示す。なお, 図中に, 亜熱帯循環の平均的な位置を 20 cm の平均 SSH 等値線 (平均期間: 10 年から 81 年まで) で示す。ST-EOF1 の寄与率は 21.4% であり, EOF2 の寄与率は 9.2%, EOF3 の寄与率は 7.3% である。ST-EOF1 は, 黒潮統流上流付近を中心に顕著に現れ, そこでの空間構造は 3 重極構造である (Fig. 8 の (a))。ST 全域では, 弱い 20°N ~ 35°N の範囲では, ほぼ 160°E 以西で負の値, 以東で正の値を示しており, 東西に波数 1 のパターンを示している。ST-EOF2 の空間構造は, 亜熱帯循環全域 (20°N ~ 38°N) で 2 重極構造であり (Fig. 8 の (b)), ST-EOF3 の空間構造は, 亜熱帯循環全域で 3 重極構造である (Fig. 8 の (c))。

Fig. 9 の (a) に ST-PC1 と流軸の平均緯度の時系列を重ね合わせて示す。両者の変動傾向は類似している。ST-PC1 と流軸の平均緯度の時系列の相関係数は 0.96 であり, ST-PC1 は黒潮統流上流域の流軸の南北移動を示しているといえる。すなわち, ST-PC1 が正の時には, EOF1 は正極を中心として南北に負極をもち, 黒潮統流の流軸が北上する。対称的に, ST-PC1 が負の時には, EOF1 は負極を中心として南北に正極をもち, 黒潮統流の流軸が南下する。このモードは黒潮統流に現れる流軸の南北移動に対応した長周期変動を表している (Taguchi *et al.*, 2007; Berloff *et al.*, 2007)。

ST-PC2 と ST-PC3 の変動パターンは似ているが, 両者の間に位相差がある (Fig. 9 の (b))。それぞれの時系列に対するスペクトル解析の結果を Fig. 10 に示す。ST-PC1 の卓越周期は 8.5 年と 14.2 年 (Fig. 10 の (a)) である。これは, 流軸の黒潮統流上流 (141°E ~ 153°E) 域の平均緯度の卓越周期と対応している。8.5 年周期の変動成分には, 流れの強弱や中規模渦の発生等の変動も含まれている。一方, 14.2 年周期の変動成分は, 流軸の南北移動のみに対応している。ST-PC2 と ST-PC3 の卓越周期 (Fig. 10 の (b) と (c)) は 7 ~ 8 年であり, 類似した傾向を示す。これらは, 有意水準 5% の検定から Fig. 10 に示すように, 有意なスペクトルピークであると判断できる。そこで, ST-EOF2 と ST-EOF3 の空間構造を再構成した結果に着目して, 解析を進める。

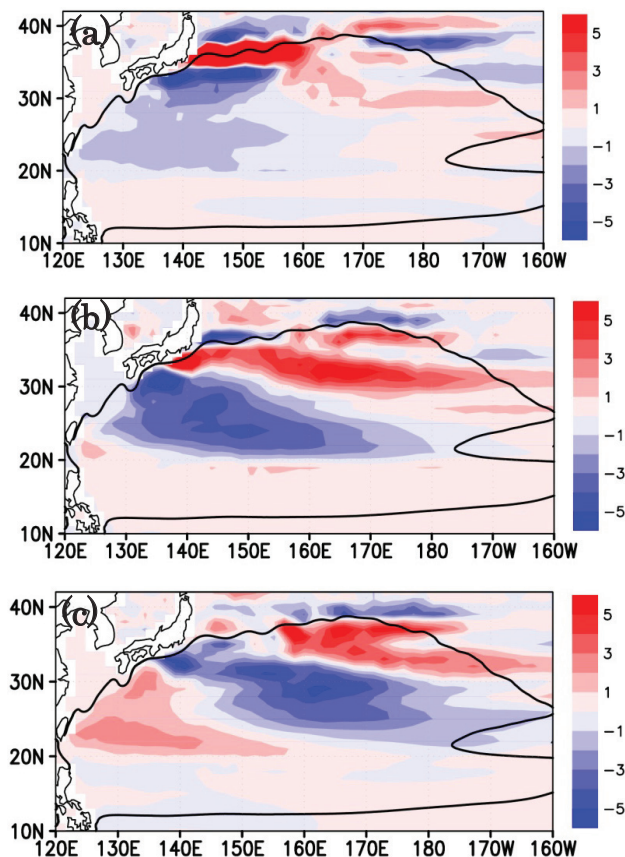
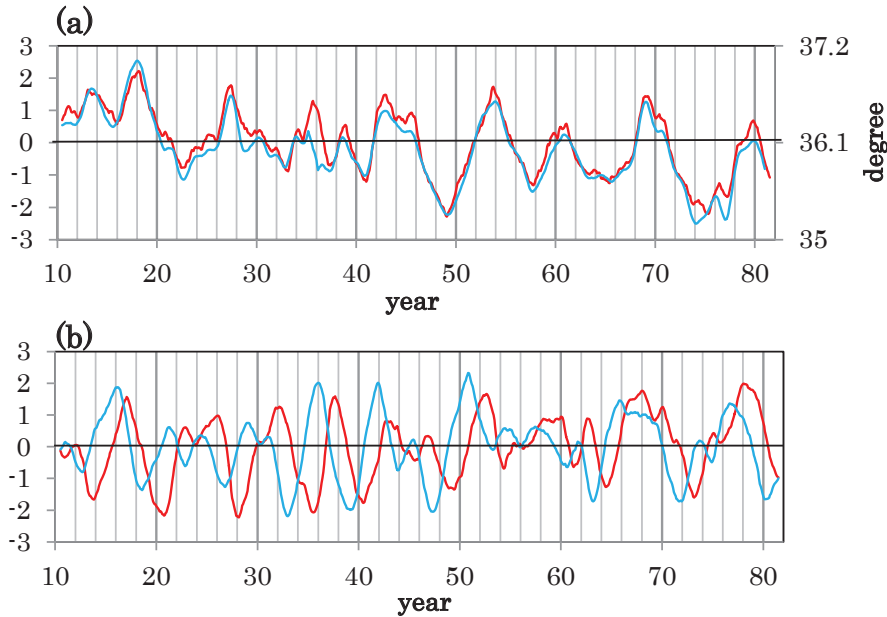


Fig. 8. (a) First, (b) second, and (c) third EOF mode patterns, EOF-1, 2, and 3, obtained from twelve month running mean SSHA data. Color map depicts the amplitude of each mode in cm. Black line depicts SSH contour of 20 cm, representing ST region.

Fig. 11 に, ST-EOF2 と ST-EOF3 の再構成空間 ST-EOF2-3 と実際の SSHA 場を対比させて示す。Fig. 11 の (a) から (e) のカラーマップは ST-EOF2-3 の振幅 (単位 cm) を示し, Fig. 11 の (f) から (j) までのカラーマップは SSHA を示す。Fig. 11 の (a) から (e) までと Fig. 11 の (f) から (j) までの時間 (31, 32, 34, 36, 37 年目) は, 顕著な変遷をたどれる期間として, 選定した。

Fig. 11 に示した 7 年間における SSHA 場の変動は, ST-EOF2-3 の変動と類似している。ST 域の循環の強さの時系列 (Fig. 4 の (a)) と空間変動パターンを対応させると, 31 年目から 38 年目までの期間での変動は, ほぼ 1 周期の間の変動に対応している。31 年目 (Fig. 11 の (a))



**Fig. 9.** The first three principal components of EOFs in the North Pacific subtropical gyre. (a) PC-1 of the EOF nondimensionalized by its variance (blue line) and zonal mean ( $141^{\circ}$  E- $153^{\circ}$  E) latitude of Kuroshio Extension axis (red line). The correlation coefficient between PC-1 and the latitude of Kuroshio Extension axis is 0.96. (b) The time series of PC-2 (red line) and PC-3 (blue line), PCs are nondimensionalized by its variance.

と (f) が最弱時, 34 年目 (Fig. 11 の (c) と (h)) が最強時となっている。また, 32 年目 (Fig. 11 の (b) と (g)) が強化する時期, 36 年目 (Fig. 11 の (d) と (i)) は弱化する (平均から負に移る) 時期に対応している。強化時 (32 年目) のパターンは EOF2 (Fig. 8 の (b)) に, 弱化時 (36 年目) のパターンは EOF3 (Fig. 8 の (c)) に対応している。

Fig. 11 は, 亜熱帯循環全域での SSHA としてのロスビー波の伝播が ST-EOF2-3 の時間変化と類似していることを示している。ST 域での循環が最弱から強化に転ずる時は, ST 域の北東に強い正の SSHA (Fig. 11 の (a) と (f) を参照) があり, それ以降, 西南西の方向に傾圧ロスビー波として伝播していく。以上の結果から, ST-EOF2 と ST-EOF3 はロスビー波の伝播に起因するモードであるといえる。ST 域内のこのパターンの変動はロスビー波の海盆モードの変遷と類似している。

EOF 解析の結果は, 統計的に海域を支配している変動のパターンを示すが, そのパターンの力学機構を説明するものではない。海盆モードの理論から力学的に求めた

パターンを Appendix A に示す (Fig. A-1)。Fig. 11 と Fig. A-1 を比較すると, 数値シミュレーションで得られた傾圧ロスビー波の位相伝播は, 伝播方向が西南西と西という違いはあるが, 理論結果と良く一致していることが分かる。具体的には, 数値シミュレーション (Fig. 11) の 31 年目 ( $T=0$ ) から 38 年目 ( $T=2\pi$ ) を 1 周期とした場合, その変動は, Fig. A-1 に示した海盆モード解と良く対応している。ただし, 理論解析結果では, 大循環場の流れによる有限の界面変化を無視しているため, 傾圧ロスビー波の位相速度は緯度に依存せず一定であり, 東から西への伝播だけになっている。それに対し, 数値シミュレーション結果では, 大循環における移流 (シアー流) による界面変化 (北に向かってアウトクロップする) に伴って, 高緯度ほど傾圧ロスビー波の波数が大きくなり, 南西向きに伝播している。この効果は, 準地衡流近似では表現できないが, 浅水近似の界面の有限性に伴って現れている (Liu, (1999b) の Fig. 8 と Fig. 9 を比較; Appendix B 参照)。Fig. A-1 において, まず  $T=0$  (31 年目) は, 海盆において東 (北東) から西 (南西) に

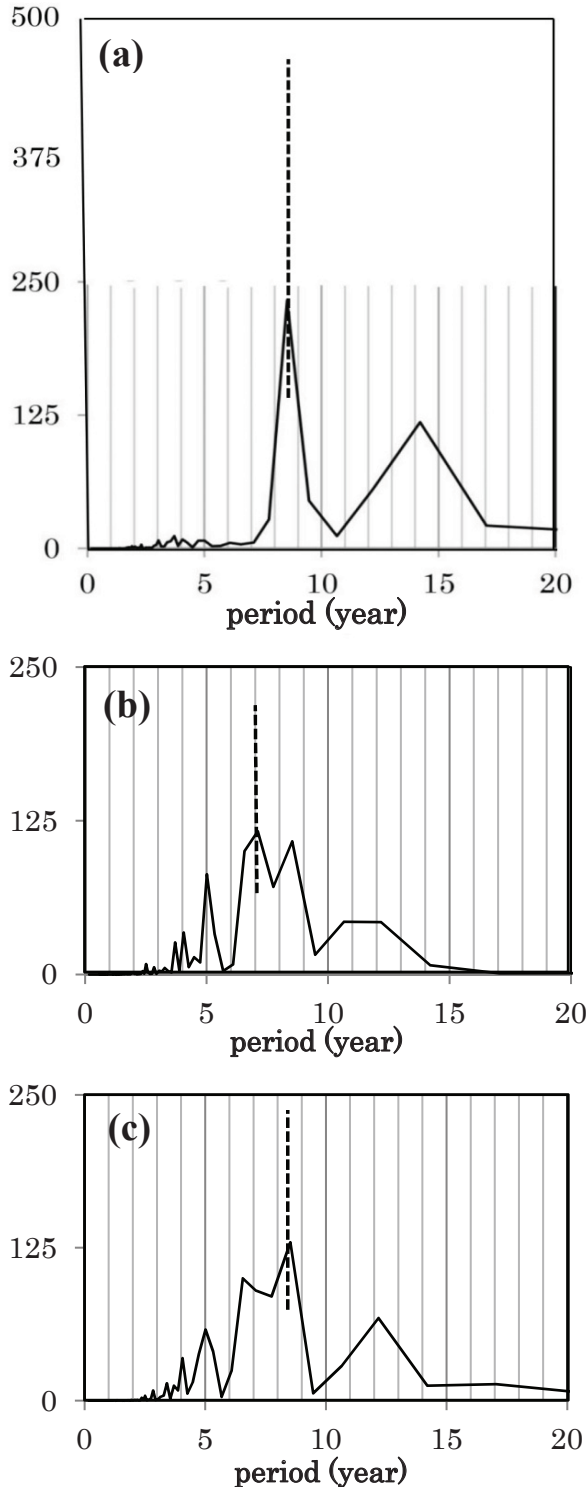


Fig. 10. Power spectra of ST-PC1 (a), ST-PC2 (b), and ST-PC3 (c). Dashed bars show the 95 % confidence intervals of the peaks.

かけて (+, -, +) の3重極になっている。それが、 $T = 2\pi/7$  (32年目) で東西(北東-南西)に (+, -) の2重極になる。 $T = 6\pi/7$  (34年目) から  $T = 10\pi/7$  (36年目) で、(-, +, -) の3重極から (-, +) の2重極になり、 $T = 2\pi$  (38年目) で元にもどる。

さらに、この7年周期の現象の発生源を確定する。変動の始まりは、ST-EOF2とST-EOF3が共に弱い Fig. 11の31年目(f)である。この時、高SSHAが $160^\circ\text{E} \sim 170^\circ\text{W}$ ,  $30^\circ\text{N} \sim 35^\circ\text{N}$ の海域に最初に見られる。したがって、この高SSHA域が発生源と考えられる。Fig. 6に示されるように、この海域の変動のスペクトルピークの周期は7～8年である。このことは、長周期の擾乱を生み出す要因として、 $160^\circ\text{E}$ ,  $30^\circ\text{N} \sim 35^\circ\text{N}$ にあるシャツキー海台と黒潮統流下流の流軸移動が関係していると考えられる。この海域の流れ場の変動の推移は、Fig. 12に示すように、1) 黒潮統流上流が南下し始め (Fig. 12の(a), (b)と(g)), 2) 流れがシャツキー海台の中央高地に乗り上げ (Fig. 12の(b)), 3) その下流が二股に分岐する (Fig. 12の(c))。流れが強まると、シャツキー海台上の渦が強まり、4) 南側の分岐流が南下させられ、切離して南西に移動する (Fig. 12の(d))。同時に、不安定により、小さなスケールの中規模渦が形成され、西へ伝播していく (Fig. 12の(e))。南側の分岐流の切離は、ST領域の循環の強さが増大する時に起きている。

Fig. 13に、北太平洋亜熱帯および亜寒帯域の中規模擾乱の運動エネルギー分布を示す。Fig. 13の(a)は10年目から55年目までの渦運動エネルギーの平均の分布である。赤の部分が渦運動エネルギーの値が大きく、黒潮-黒潮統流域ではKR域、KER域、および北太平洋亜寒帯の再循環が強い平均的な循環として現れている。さらに、前述の再循環ほど強くはないが、シャツキー海台付近を中心に、渦運動エネルギーの高い領域が現れている。32年目 (Fig. 13の(b)) から34年目 (Fig. 13の(c)) までの時間変化は、流れは強いが擾乱のエネルギーは弱い状態から、擾乱が強い状態に移行する過程を示している。さらに、35年目 (Fig. 13の(d)) に至っては、発生した中規模擾乱が黒潮統流再循環域に影響を与えると共に、擾乱はより南西側に広がっていることを示している。

この現象は、36年目で、再び上述の最初に回帰し (Fig. 12の(f))、次の周期が42年目まで繰り返してい

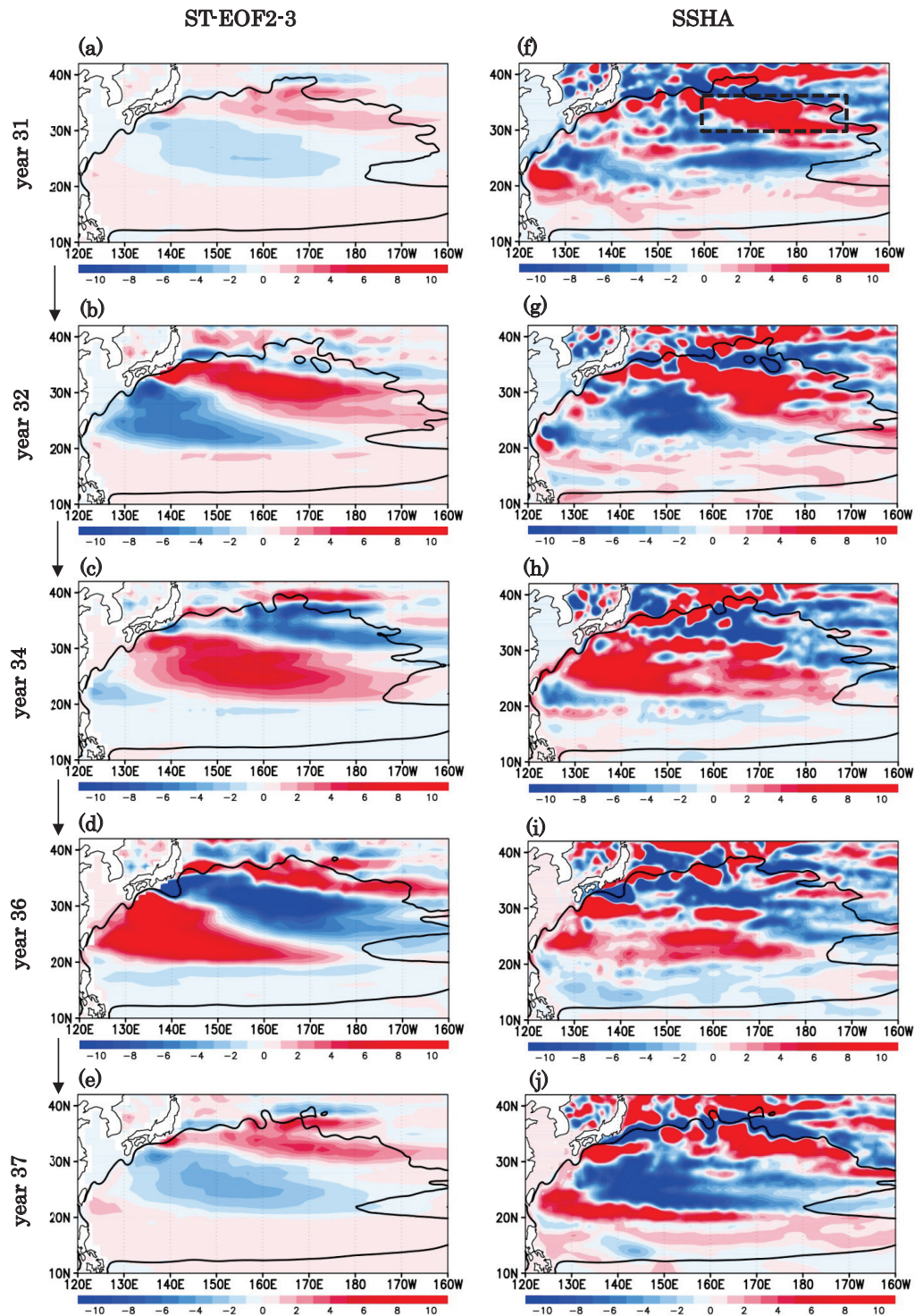


Fig. 11. Time transition of spatial pattern of ST-EOF2-3 (left), reconstructed by ST-EOF2 and ST-EOF3, and SSHA (right) in years with representative pattern of 31st ((a) and (f)), 32nd ((b) and (g)), 34th ((c) and (h)), 36th ((d) and (i)), and 37th ((e) and (j)). Rectangular area (30° N-37° N, 160° E-170° W) in (f) depicts the source of disturbance.

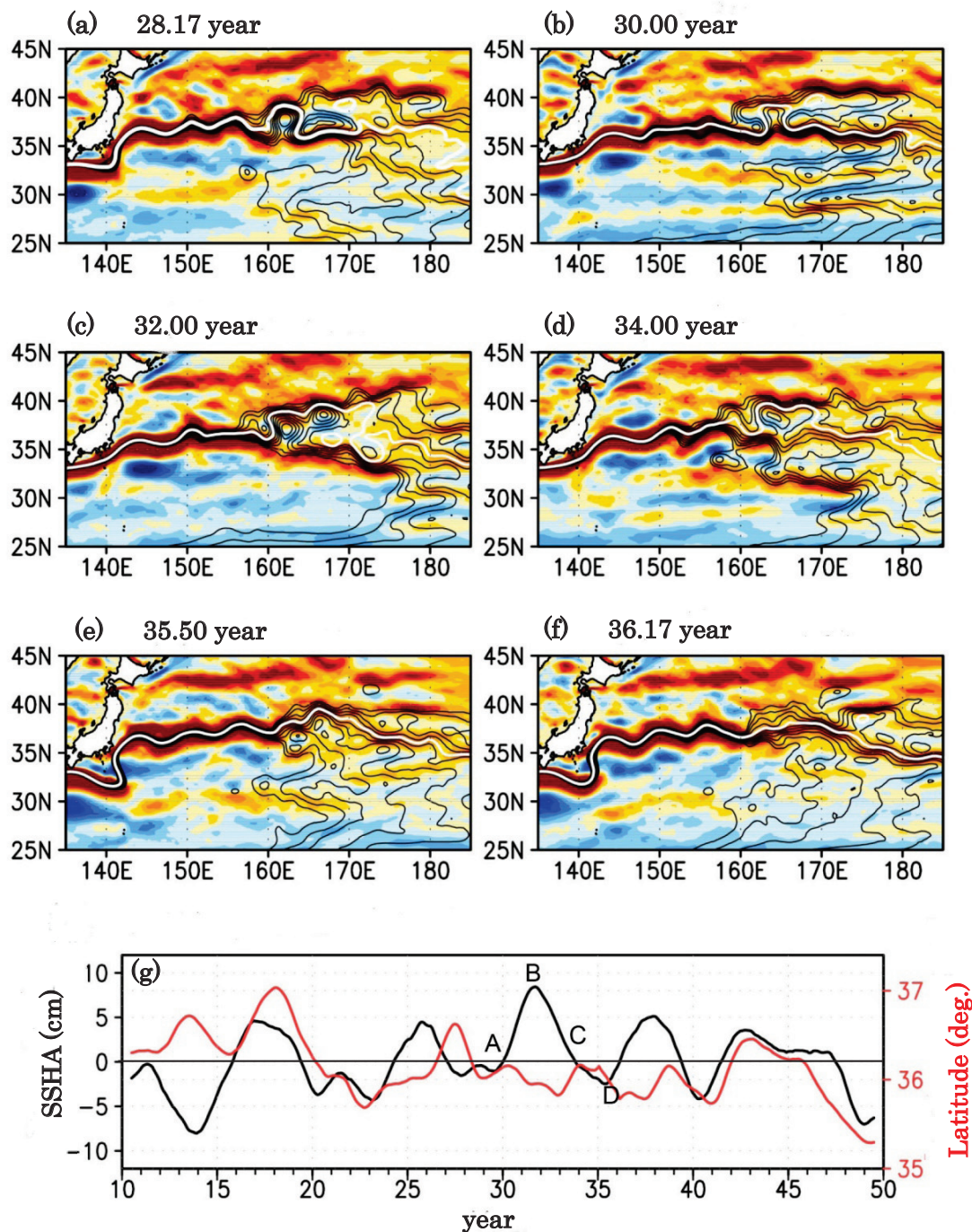


Fig. 12. 7-year period variation of SSHA distribution in the Kuroshio Extension region from year 28.17 (a) to year 36.17 (f). Thin black lines: SSH contour line. Color map shows zonal speed of currents, *i.e.*, dark blue: less than  $-30 \text{ cm s}^{-1}$ , blue:  $-25 \text{ cm s}^{-1}$ , dodge blue:  $-15 \text{ cm s}^{-1}$ , sky blue:  $-5 \text{ cm s}^{-1}$ , white:  $0 \text{ cm s}^{-1}$ , gold:  $5 \text{ cm s}^{-1}$ , dark orange:  $15 \text{ cm s}^{-1}$ , red: over  $25 \text{ cm s}^{-1}$ . Jet axes of the Kuroshio-Kuroshio Extension are depicted by solid-white  $20 \text{ cm}$  SSH contour lines. (g): Time series of SSHA (black) in the regions of  $160^\circ \text{ E}$ - $180^\circ$ ,  $28^\circ \text{ N}$ - $35^\circ \text{ N}$ , and areal mean latitude (red) of Kuroshio Extension axis. Characters A, B, C, and D: the representative phase years of 30, 32, 34, and 36.

る。したがって、黒潮続流がシャツキー海台の下流側で分岐し、このとき 160°E から日付変更線、28°N ~ 35°N の海域の SSHA は最大 (Fig. 12 の (g) ; 32 年目) になっているが、南側の高 SSHA の分岐流が切離していること

(Fig. 12 の (c) から (d)) が傾圧ロスビー波 (高 SSHA) の発生・伝播の端緒と考えられる。

#### 4. 亜熱帯循環内の各循環 (STS, KRS, KERS) の変動と互いの関係性

##### 4.1. 各循環の強さの変動

計算開始後 10.5 年 (126 ヶ月目) から 81.5 年 (978 ヶ月目) の期間に対して、式 (1) から求めた ST 域, KR 域, KER 域の各々における循環の強さ (STS, KRS, KERS) の時系列を、各々、Fig. 4 の (a), (b), (c) に示す。これらの 3 つの時系列のスペクトル解析を行った。Fig. 5 の (b) に示す KRS のスペクトルの最大ピークの周期は 7.1 年である。また、Fig. 5 の (c) に示す KERS のスペクトルは、2 つのピークを持ち、第 1 ピークの周期は 4.7 年、第 2 ピークの周期は 7.8 年である。STS, KRS, KERS のすべての領域の循環の変動は、周期 7 ~ 8 年 (5% の有意水準で有意) でスペクトルピークを持っている。

3 章で STS の強弱の変動パターンの推移を議論した。ここでは、さらに、KRS と KERS の強弱変化が顕著な年における特徴的な SSHA パターンを Fig. 14 に拡大して示す。KRS の SSHA パターンを見ると、KRS が強い時の方が、弱い時より循環 (95 cm の SSH の等値線) の規模が大きいことが分かる。また、KERS の強い時と KERS が弱い時を比較すると、KERS の強い時の方が循環の規模 (95 cm の SSH の等値線) が大きい。また、Fig. 4 より、KRS および KERS の変動は、STS の強化・弱化和関係があると考えられる。以上の各循環の SSHA パターン変化の遷移を踏まえ、以下で、STS と KERS, KERS の各時系列の間の相互関係について述べる。

##### 4.2. STS と KRS の関係

STS の時系列 (Fig. 4 の (a)) と KRS の時系列 (Fig. 4 の (b)) のラグ相関関係を Fig. 15 の (a) に示す。時間差 1.1 年で、相関係数は  $-0.65$  ( $-0.33$  以下の値が 5% の有意水準で有意) と極小である。STS の時間変化率と KRS の強さの時系列を Fig. 16 の (a) に示す。赤線が STS の時間変化率 (DSTS) であり、青線が KRS の強さである。DSTS の正と負は、各々、STS の強化と弱化和

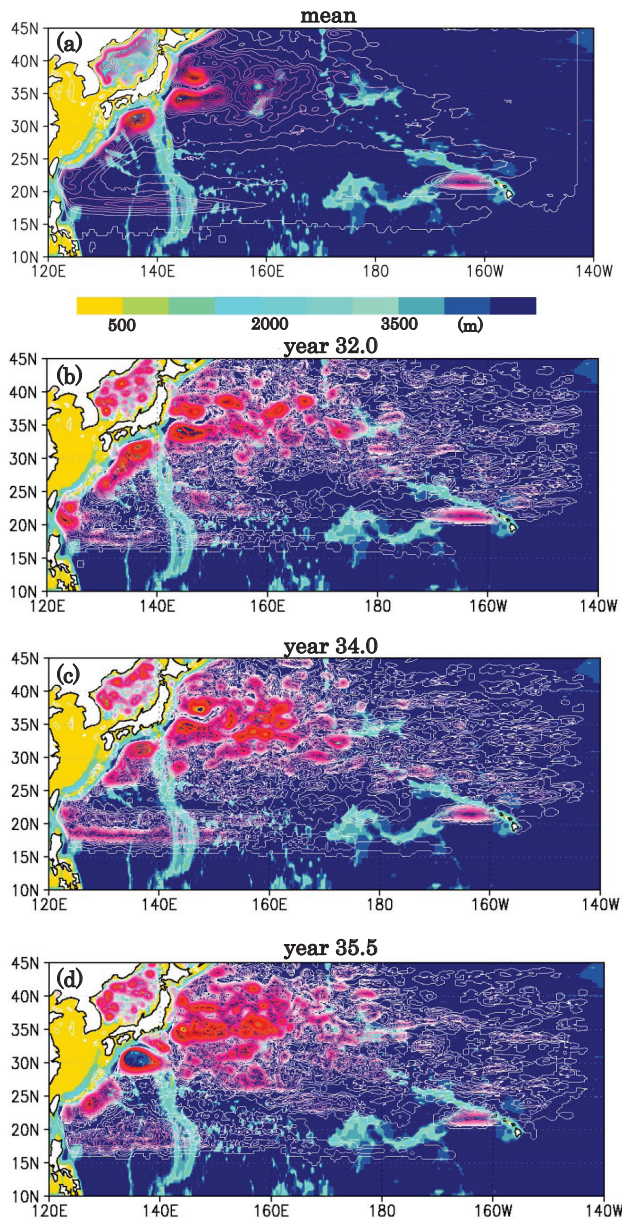


Fig. 13. Distribution of mean eddy energy in the North Pacific Ocean during years from 10 to 55 (a), together with those in the years of 32.0 (b), 34.0 (c) and 35.5 (d). Color bar at the bottom of (a) defines the ocean depth in m.

対応している。DSTS と KRS の時系列の間の相関係数は  $-0.56$  ( $-0.39$  以下の値が 5% の有意水準で有意) であり、STS が弱化する時 (DSTS が負の時) に KRS が強い状態、STS が強化する時 (DSTS が正の時) に KRS が弱い状態であることが分かる。

実際の亜熱帯循環内の SSHA の伝播に関して、KRS が強い (弱い) 時、正 (負) の SSHA が傾圧ロスビー波として亜熱帯循環域西部に到達している (Fig. 11 の (d) と (b))。正 (負) の SSHA が亜熱帯循環域西部に到達したとき、西岸域で正 (負) の SSHA は消滅するため、STS は弱化 (強化) する。つまり KRS が強い (弱い) とき、STS は弱化 (強化) している (Table 1 参照)。このため、KRS

と DSTS が高い負の相関を持つと考えられる。

次に、KRS と ST-PC2 や ST-EOF2 の関係を調べてみる。Fig. 16 の (b) に ST-PC2 の時系列と KRS を重ね合わせて示す。2 つの時系列の相関係数は  $-0.71$  ( $-0.39$  以下の値が 5% の有意水準で有意) で、負の相関をもつ。また、ST-EOF2 のパターンは、亜熱帯循環内で、2 重極の空間構造である。ST-PC2 が正のとき、ST-EOF2 の空間構造は、亜熱帯循環内の西部で負であり、東部で正である (Fig. 8 の (b))。3 章で議論したが、ST-EOF2 と ST-EOF3 の再構成空間構造が示す物理現象は、傾圧ロスビー波の海盆モードであると考えられる (Fig. 11)。特に、ST-EOF2 は正または負の偏差が  $20^{\circ}\text{N} \sim 35^{\circ}\text{N}$  の間

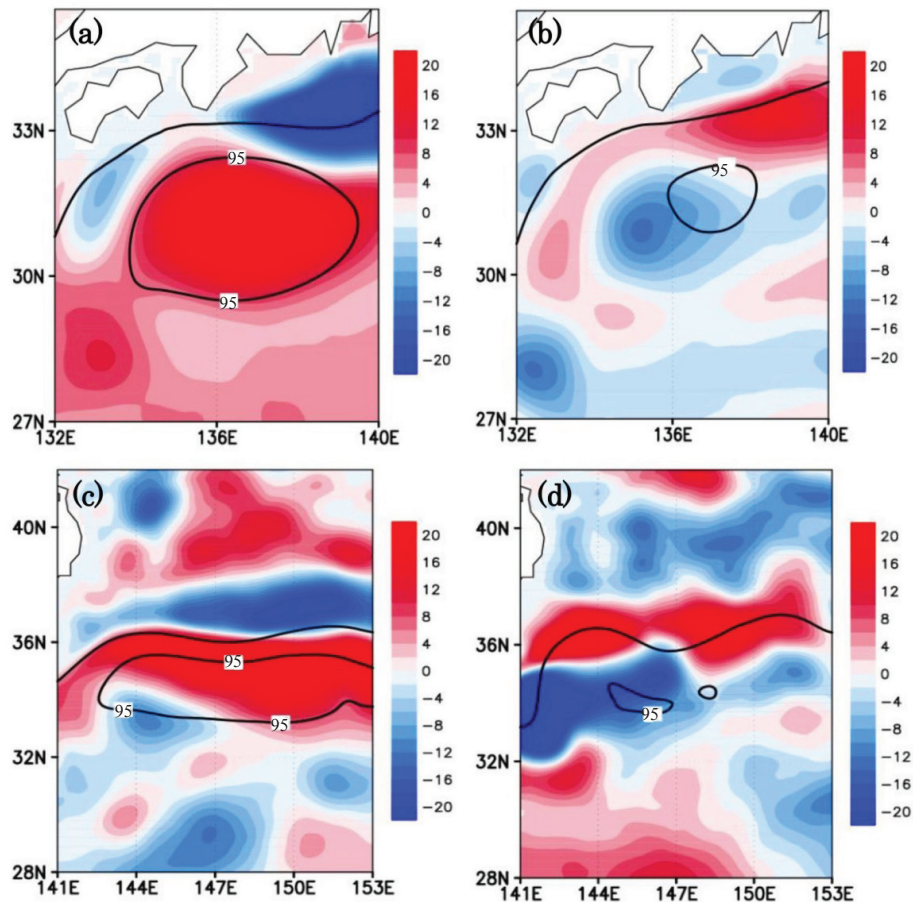


Fig. 14. Distribution of monthly mean SSHA in phase of strong KRS in year 21 (a), weak KRS in year 25 (b), strong KERS in year 60 (c), and weak KERS year 21 (d). Monthly mean SSHA are calculated from twelve months running mean SSHA. Black solid lines depict SSH contour lines of 20 cm and 95 cm, which show current axis and circulation periphery.

を西南に伝播し、KR域を含む日本沿岸付近に到達する時のパターンで、STSが弱化する時のパターン (Fig. 11の(d)と Fig. 11の(i)) に対応している。以上から、

KRSとST-PC2は負の相関を示し、ST-EOF2はKRSの強弱変動と関連し、それに影響するモードであるといえる。

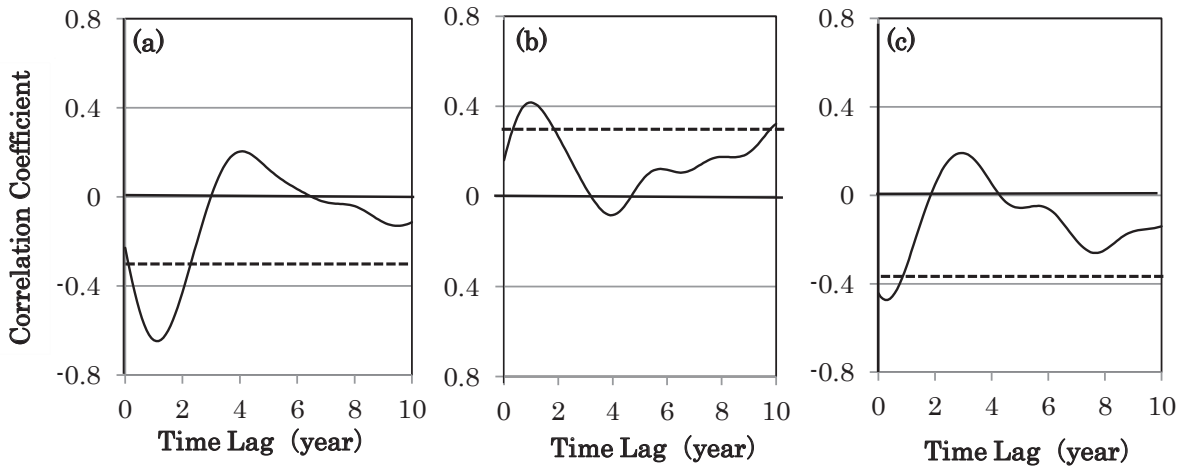


Fig. 15. Cross-correlation functions of KRS with STS (a), KERS with STS (b), and KERS with KRS (c). Lag times in (a), (b), and (c) indicate respectively that KRS, KERS, and KERC lead to STS, STS, and KRS. Dotted lines show 95 % significant levels.

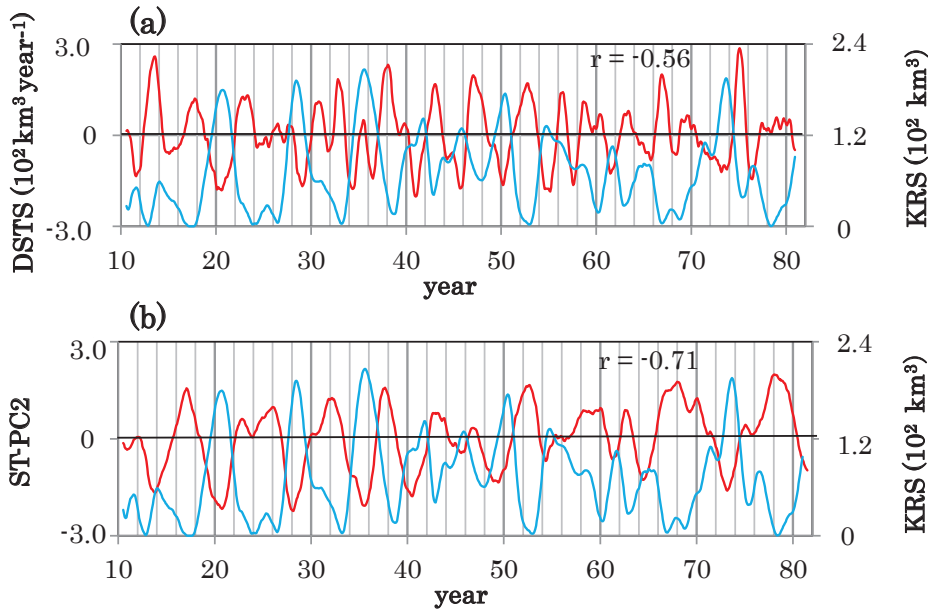


Fig. 16. (a) Time series of temporal change rate of STS (DSTS, red line) and KRS (blue line), and (b) time series of ST-PC2 (red line) and KRS (blue line). Cross-correlation coefficients of KRS with DSTS and ST-PC2 are  $-0.56$ , and  $-0.71$ , respectively.



### 4.3. STS と KERS の関係

STS と KERS の時系列の相関関係を Fig. 15 の (b) に示す。時間差が 1.0 年で相関係数が極大値となり、そのとき相関係数は 0.42 (0.33 以上の値が 5% の有意水準で有意) である。また、DSTS と KERS の時系列を Fig. 17 の (a) に示す。それらの相関係数は 0.40 である。つまり STS が強化する時 (DSTS が正の時) に KERS が強い状態、STS が弱化する時 (DSTS が負の時) に KERS が弱い状態である。特に、20 年目から 55 年目までは良い相関を示している。

実際の亜熱帯循環内の SSHA の変動と伝播に関して、正 (負) の SSHA が亜熱帯循環の東部域に位置する時、西岸域で負 (正) の SSHA は消滅するため、STS は強化する (弱化する)。つまり KERS が強い (弱い) 時、STS は強化する (弱化する)。そのため、KERS と DSTS は正の相関を持つと考えられる。また、KERS の極大は STS の極大に対して 1.0 年先行している (Fig. 15 の (b))。

次に、KERS と ST-PC2 や ST-EOF2 の関係を示す。KERS の時系列と ST-PC2 を重ね合わせて、Fig. 17 の (b) に示す。赤線が ST-PC2 であり、青線が KERS である。2 つの時系列の相関係数は 0.56 (0.30 以上の値が 5% の有意水準で有意) で正の相関を示す。ST-EOF2 のパターンは亜熱帯循環内で 2 重極の空間構造で、正または負の偏差が KER 域を含む黒潮統流付近に到達した時のパターンである。例えば、KERS が強い (弱い) 時、正 (負) の SSHA が傾圧ロスビー波として黒潮統流域付近に位置する (Fig. 8 の (b))。以上から、KERS は ST-PC2

と正の相関を示し、ST-EOF2 は、KERS の変動とも関連し、それに影響するモードといえる。

### 4.4. KRS と KERS の関係

Fig. 15 の (c) に KRS と KERS のラグ相関関係を示す。ずれの時間が 0.3 年で相関関数は極小値  $-0.47$  ( $-0.39$  以下の値が 5% の有意水準で有意) となる。このことは、ほぼ同じ時の KRS と KERS の時間変動が最も相関が高く、逆相関であることを示している。Fig. 11 の (b) と (g) は、KRS が弱く、KERS が強い 32 年目の状態である。Fig. 11 の (c) と (h) は、KRS が強化し、KERS が弱化している 34 年目の状態である。Fig. 11 の (d) と (i) は、KRS が強く、KERS が弱い 36 年目の状態であり、このとき房総半島沖で蛇行を伴っている。Fig. 11 の (e) と (j) は、KRS が弱化し、KERS が強化している 37 年目の状態である。このように、KRS と KERS の変動が逆の相関関係をもって、周期 7 年程度で変動している (Table 1 参照)。

### 4.5. 相関係数場

SSHA 場の KRS の時系列に対する相関係数場を Fig. 18 に示す。相関係数場のパターンの時間移動は KRS に影響するシグナルが伝わる様子を示している。相関係数場は、KRS の時系列を SSHA 場の時系列に対して +8 年から -3 年までずらして、1 年毎に解析した。Fig. 18 (+6 年から -3 年までのパターン) は、正負の相関係数帯が亜熱帯循環の北東から波動的に南西へ移動して行くことを示している。この正の相関係数帯の西南西向き伝播は、

**Table 1.** Cyclic variations of STS state, KRS state, and KERS state derived from distributions of lagged correlations.

Lag time	STS state	KRS state	KERS state
+5 year	minimum	decreasing	increasing
+3 year	increasing	minimum	maximum
+2 year	maximum	increasing	decreasing
0 year	decreasing	maximum	minimum
-2 year	minimum	decreasing	increasing

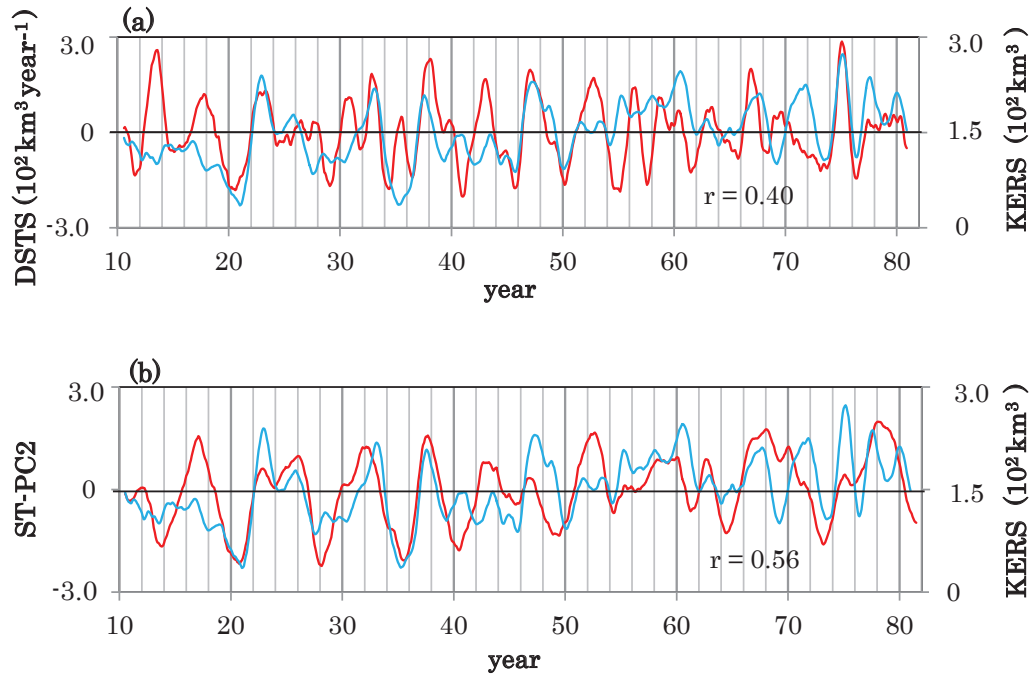


Fig. 17. (a) Time series of temporal change of STS (DSTS, red line) and KERS (blue line), and (b) time series of ST-PC2 (red line) and KERS (blue line). Cross-correlation coefficients of KERS with DSTS and ST-PC2 are 0.40 and 0.56, respectively.

SSHA の伝播と類似し、それらは等価なものとして見ることができる (Fig. 11 参照)。

次に、相関係数場の図 (Fig. 18) を用いて、KRS と相関関係のある変動シグナルが発生し、伝わる様子と、その過程で STS と KERS, KRS の変化の推移を説明する (Table 1 参照)。ここでは、正 (負) の相関係数を正 (負) の SSHA と等価なものとして見る。Fig. 18 の (b) を見ると、ラグが +5 年では、 $160^{\circ}\text{E} \sim 160^{\circ}\text{W}$  にかけて亜熱帯循環北東の 20 cm の SSH 等値線に沿って強い正の相関係数領域が発生している。この相関係数場のパターンは、STS が弱い時の SSHA パターン (Fig. 11 の (f)) と類似しており、そのときの KRS は弱化する途中であり、KERS は強化の途中である。Fig. 18 の (d) を見ると、Fig. 18 の (b) で見られた強い正の相関係数領域は西南西に移動し、相関係数は高くなっている。このパターンは、STS の強化時 (DSTS が正の時) の海面高度偏差パターン (Fig. 11 の (g)) に類似しており、そのとき、KRS は弱くなっており、KERS は強くなっている。ラグ

が +2 年の Fig. 18 の (e) は、STS が強い時の SSHA パターン (Fig. 11 の (h)) に類似している。このとき相関係数の高い領域は ST 域の中央まで進んでおり、KRS は強化の途中であり、KERS は弱化する途中である。ラグが 0 年の Fig. 18 の (g) で、STS は弱化する途中 (DSTS が負) であり、KRS は強く、KERS は弱い (Fig. 11 の (i))。ラグが -2 年の Fig. 18 の (i) は STS が弱い時の SSHA パターン (Fig. 11 の (j)) に類似しており、このとき KRS は弱化する途中で、KERS は強化する途中である。つまり、最初のラグが -5 年の相関係数のパターンに戻っており、この周期は 7 年である。ラグ時間と STS と KRS, KERS の状態を Table 1 にまとめて示す。

## 5. まとめと議論

本研究では、海洋大循環モデル MOM3 を使用して、風応力時間一定の下での北太平洋亜熱帯循環系における 7~8 年周期変動の原因の解明を試みた。モデルのスピ

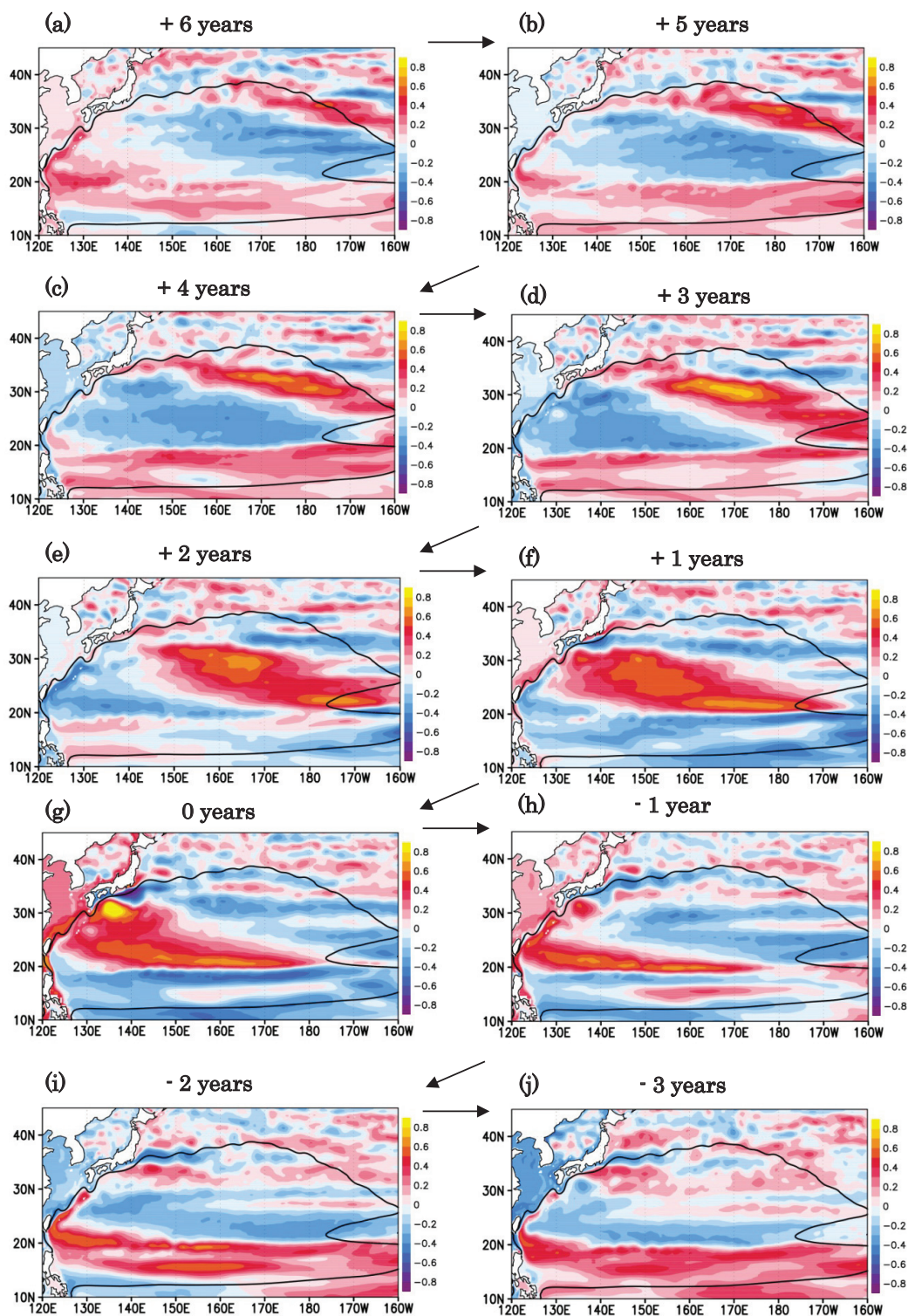


Fig. 18. Spatial distribution of lagged cross-correlation of SSHA with KRS time series. Positive lag time means that KRS leads SSHA. Black lines depict representative periphery SSH contours of 20 cm. The 95 % confidence values are  $\mp 0.39$ .

ンアップを51年間行った後、風応力時間一定下での計算を82年間行った。解析期間は、モデルが一定の外力に馴染むまでの時間を10年間として、スピンアップ開始から62年目から71年間とした。

亜熱帯循環全域のSSHAに対してEOF解析を行ったところ、亜熱帯循環域におけるEOF第1モード(ST-EOF1)は黒潮統流域の流軸の南北移動に対応し、第2モード(ST-EOF2)と第3モード(ST-EOF3)の再構成空間は亜熱帯循環域北東部から西岸域へ伝播する傾圧ロスビー波(Chelton and Schlabach, 1996; Liu, 1999)と関連するモードを示した(Fig. 11参照)。また、ST-EOF1に対応する主成分時系列(ST-PC1)の卓越周期は8.5年と14.2年であり、黒潮統流上流域の流軸の平均緯度や再循環(KER)域の緯度の時系列の卓越周期と類似していた(Fig. 9の(a), Fig. 10の(a)参照)。また、ST-EOF2とST-EOF3の主成分時系列(ST-PC2とST-PC3)のスペクトルピークの周期は7~8年となった(Fig. 10の(b)と(c)参照)。

北太平洋亜熱帯循環の7~8年周期変動の原因であると考えられる傾圧ロスビー波の発生・伝播を調べるために、ST域、KR域、およびKER域を定義した(Fig. 3)。これらの3つの領域の循環の強さ(STS, KRS, KERS)に共通して7~8年の周期変動が検出された(Fig. 5)。強流域としてのKR域とKER域の7~8年周期の変動は、ST域における大循環場を北東から伝播する傾圧ロスビー波海盆モードと相関のあることが分かった(Fig. 11, Fig. 18)。Table 1にまとめたが、STSが弱い状態の時、KRSは弱化する途中で、KERSは強化の途中である。STSが強化(DSTSが正)する時、KRSは弱く、KERSは強い。STSが強い状態の時、KRSは強化する途中であり、KERSは弱化する途中である。STSが弱化する途中(DSTSが負)する時、KRSは強く、KERSは弱い。その後のSTSが弱い状態の時には、KRSは弱化する途中で、KERSは強化の途中であり、最初の状態に戻る。この変動は、ST-PC2やST-PC3の卓越周期や相関係数場の変動の様子、および傾圧ロスビー波の伝播速度から、本数値シミュレーションでは7~8年周期で繰り返されていると考えられる。

北太平洋における惑星波(ロスビー波)について、海面高度偏差(SSHA)の伝播は、人工衛星TOPEX/Posei-

don搭載海面高度計により最初に観測された(Chelton and Schlabach, 1996)。この結果から求められた位相速度が、線形理論における傾圧第1ロスビー波の位相速度と比較され、中緯度より高緯度側では、それに対し2~3倍速いことが指摘されている(Chelton and Schlabach (1996)のFig. 4とKillworth *et al.* (1997)のFig. 1参照)。連続成層海洋における傾圧ロスビー波の第1モードは流れと結合しないが、第2モードは流れと結合し、線形傾圧ロスビー波の1.5~2倍程度速くなり、上述の食い違いが補正される(Killworth *et al.*, 1997)。2.5層Q-Gモデルでは、傾圧第1モードはドプラシフトの無い波で、したがって流れの影響を受けず、1.5層モデルのロスビー波に対応する(Liu, 1999a, 1999b)。2.5層の傾圧モード波として移流モードの波(傾圧第2モードに当たる)が発生し、これは流れの影響を強く受けることを示している。特に連続成層Q-Gモデルにおいては、傾圧第1モードのロスビー波も流れの影響を受け、位相が1.5~2.0倍大きくなり、Killworth *et al.* (1997)と同じ結果が得られることを示した。しかしながら、以上の結果でも観測されているロスビー波よりも西方伝播速度が小さく、Q-G近似の限界が指摘されている(Liu, 1999a)。

本研究では、7~8年周期の海盆(ST域)モードの惑星波の伝播が解析された(Fig. 11)。この結果を、発散のある1.5層Q-Gモデル理論から解析したところ、7年程度で変動することが示された(Appendix A)。

しかしながら、数値シミュレーションの解析結果に出現した傾圧ロスビー波海盆モードは、流れのある大循環場(北太平洋亜熱帯循環)中を伝播するものであり、北東から南西へ伝播するパターンを示している。この現象は、北太平洋亜熱帯循環場の黒潮-黒潮統流を、線形シアをもつ東西流と見なした時の、表層から躍層までの上層の水深の南北プロファイルを考慮した傾圧ロスビー波海盆モードとして説明できることが分かった(Appendix B)。

Appendix Aでの1.5層Q-Gモデルに、この強いシア流のために発生する定常的な界面変化緯度依存性の効果を考慮した結果が、Fig. B-1である。この結果は海盆内での傾圧ロスビー波海盆モードの振動数は緯度に依存しないが、波数が緯度に線形的に依存している。北ほど波数が大きく、南ほど波数が小さいものとなっている。

これは、ベータパラメータに対応する係数が  $(\beta + \alpha y)$  の形に近似されたものである。Fig. 6 に数値シミュレーションの結果から求められた東西方向に平均したスペクトルピークの代表的な周期分布を示しているが、黒潮-黒潮続流 (35°N) を境に、北が 10～12 年周期、南が 7～8 年周期と異なっている。これは、大循環場の南北シアーを持つ東向流によって界面が変化 (水深変化の有限性) し、これによる影響が緯度に依存してベータ効果と同じように現れるということである。したがって、本数値シミュレーション結果は、この海盆モードの変動が 7～8 年周期で SSHA の伝播として現れていると判断される。

つぎに、STS, KERS, および KRS が互いに相関を持ちながら周期変動している様相を、流れと渦・波の関係から辿る。まず、STS の弱体化に伴い、黒潮続流は東端から西方へ向かって徐々に南下し始め、160°E 付近でシャツキー海台の中央高地に流れが乗り上げる。黒潮続流は上流側に高気圧性渦、下流側に低気圧性渦を形成しながら成層した場のテイラーコラム (Chao *et al.*, 1994) の下流側で二股に分岐する。この時、160°E から日付変更線、30°N～35°N の海域の SSHA は最大となり、その後 STS が極大になる前 (増加時) に、南側に分岐したものが切離する。東西に細長い切離したフロント (1,300 km 程度) 状のものが西南西へ移動しながら崩壊し、複数の中規模渦 (200 km～300 km) を形成する (Fig. 12, Fig. 13)。この中規模渦に変形していくフロントは、傾圧ロスビー波として西南西へ 33°N～39°N の黒潮続流-黒潮が流れている経度では、 $23 \text{ cm s}^{-1}$  程度のスピードで伝播していく (Fig. 7 の (b))。その高 SSHA が 2 年後に KER 域に達し、その後、高 SSHA の部分を増強させながら KR 域に達するのに 3 年、さらに STS が極小になるのに 2 年かかり、一巡するのに 7 年程度かかる。これが、北太平洋亜熱帯循環の 7～8 年周期となっている物理機構と考えられる (Table 1 参照)。実際、北太平洋亜熱帯循環の黒潮域や黒潮続流域では、7～8 年周期の長周期変動が観測されており、この 7～8 年周期変動が、本数値シミュレーションで現れた 7～8 年周期変動に対応している可能性がある。

平均流と海底地形との相互作用に関して、南極周極流では平均場と海底地形に伴う中規模渦形成によって長周

期変動が生み出されることが指摘されている (Hogg and Blundell, 2006)。具体的には、海底地形が存在する場における平均流-中規模渦の間のやり取りにおいて、傾圧不安定に伴い有効位置エネルギーと運動エネルギーの変遷が起こり、長周期変動が生み出される機構である。本研究の黒潮続流とシャツキー海台の相互作用にも、この機構が働いている可能性がある (Fig. 12, Fig. 13)。

具体的な現象を上述の機構と対応させると、北太平洋亜熱帯循環系は、まず STS が弱い低有効位置エネルギーの状態 (フェーズ A: 30 年目, Fig. 4 の (a) の A, Fig. 12 の (b)) から、最も安定な (強い) 黒潮続流上流の状態 (フェーズ B: 32 年目, Fig. 4 の (a) の B, Fig. 11 の (g), Fig. 12 の (c)) に移行する。この状態で、ST 域の黒潮-黒潮続流が不安定を起こす状態になると、この流れはシャツキー海台との相互作用により傾圧渦を生み出す (Fig. 12 の (c) と (d) のシャツキー海台付近)。この流れの状態は海台の影響を受けており、その下流は非東西成分を強め、不安定がさらに強まる状況になる (フェーズ C: 34 年目)。したがって、このときはフェーズ B の大きな有効位置エネルギーの蓄積が数年間でパースト的に中規模擾乱に変換される。このことは、有効位置エネルギーが運動エネルギーへ解放されることを示している。この結果を中規模擾乱としてみると、フェーズ B (Fig. 13 の (b)) からフェーズ C (Fig. 13 の (c)) の中規模渦の形成および増加に対応する。それ以降、フェーズ D (Fig. 13 の (d)) のように、中規模擾乱は傾圧ロスビー波的な挙動として、西南西へ移動していく。

今までの海流の風成循環長周期変動に関して、長期変動が起こり得る発生機構は、1) 風応力の長周期変動に対応して海洋が応答する (Cebellos *et al.*, 2009; Qiu and Chen, 2010), 2) 海洋の強流域における非線形力学としての解の分岐に伴う海洋独自の長期変動 (Pierini and Dijkstra, 2009), 3) 強流域 (黒潮続流域) の渦-平均場相互作用に伴う長期変動 (Berloff *et al.*, 2007) 等が提案されている。1) については非常に複雑な現実に近いデータ解析に基づくものである。また、2) と 3) は、Q-G モデルや浅水近似モデルを使った単純化した研究である。今回の研究はシミュレーションモデルとしては十分に現実を再現する海洋大循環モデル (MOM3) での研究であるが、外力 (風応力) を時間一定にしたもので、現実よりは単純

であるが理論的な研究に利用されているモデルより複雑なものである。そのような状況の下でも、7～8年周期の長期変動が北太平洋亜熱帯循環全体の中で海洋独自に発生する可能性があることが示された。本研究で黒潮-黒潮続流の流軸の変動に伴い、その流れと海底地形(シャツキー海台)の相互作用が発生源となり、北太平洋亜熱帯循環全域の海盆モードの変動として傾圧ロスビー波の伝播が現れるという、海洋独自の長期変動の新たな発生機構の1つが提示された。

本研究では、モデルとしては、現在、最も複雑な海洋大循環モデル(MOM3)を使って数値シミュレーションをしているが、風応力に関しては時間一定にしている。したがって、現実において海洋独自に現れる7～8年周期の長期変動が、北太平洋亜熱帯循環系でどの程度重要な役割を果たしているのかを、今後観測データや客観解析データから確定していく必要がある。また、黒潮続流とシャツキー海台の相互作用による中規模擾乱の発生に関しては、より単純な多層のQ-Gモデル等を使って、定量的に評価し確かめる必要がある。

## 謝辞

本研究の数値シミュレーションを行うにあたり、Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL)/NOAAのModular Ocean Model Ver. 3 (MOM3)を使用させていただき、モデリングの実行環境の設定にはJAMSTEC、佐々木亘氏の協力を得ました。以上に関し、感謝の意を表します。また、モデリングの結果比較に気象研究所の同化データ、MOVE-MRIを利用させていただきましたことに関し、感謝します。さらに、査読者に貴重なコメントを頂いたことにも謝意を表します。最後に、本研究は科学研究費挑戦的萌芽研究(課題番号:16K13879)の援助のもとに行われました。

## References

- Anderson, D. L., and P. D. Killworth (1979): Non-linear propagation of long Rossby waves. *Deep-Sea Res.*, **26A**, 1033–1050.
- Berloff, P., A. M., A. Hogg, and W. K. Dewar (2007): The Turbulent Oscillator: A Mechanism of Low-Frequency Variability of the Wind-Driven Ocean Gyres. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 2363–2386.
- Ceballos, L., E. Di Lorenzo, C. D. Hoyos, N. Schneider, and B. Taguchi (2009): North Pacific gyre oscillation synchronizes climate variability in the eastern and western boundary current systems. *J. Clim.*, **22**, 5263–5174.
- Chao, S.-Y. (1994): Zonal jets over topography on a beta-plane, with applications to the Kuroshio extension over the Shatsky Rise. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1512–1531.
- Chelton, D. B., and M. G. Sclax (1996): Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, **272**, 234–238.
- Gill, A. E., J. S. A. Green, and A. J. Simmons (1974): Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies. *Deep-Sea Res.*, **21**, 499–528.
- Emery, W. J., and R. E. Thompson (2004): *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*, ELSEVIER, 638 pp.
- 日野幹雄 (1977): スペクトル解析, 朝倉書店, 300 pp.
- Holland, W. R. (1978): The role of mesoscale eddies in general circulation of the ocean - numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363–392.
- Hogg, A. M., and J. R. Bulandell (2006): Interdecadal variability of southern ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1626–1645.
- 石崎士郎・曾我太三・碓氷典久・藤井陽介・辻野博之・石川一郎・吉岡典哉・倉賀野連・蒲地政文 (2009): MOVE/MRLCOM の概要と現業システムの構築, 測候時報, **76** (特別号), S1–S15.
- 伊藤久徳・見延庄士郎 (2010): 気象学と海洋物理学で用いられるデータ解析法, 気象研究ノート, **221**, 日本気象学会, 253 pp.
- Kawabe, M. (1987): Spectral properties of sea level and time scales of Kuroshio path variations. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **43**, 111–123.
- Kawai, H. (1972): Hydrography of the Kuroshio Extension. p. 235–352. In *Kuroshio-Its Physical Aspects*, edited by H. Stommel and K. Yoshida, University of Tokyo Press.
- Killworth, P., D. B., D. B. Chelton, and R. A. de Szodke (1997): The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1946–1966.
- Levitus, S. (1982): *Climatological atlas of the world ocean*. NOAA Prof. Pap. **13**, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 173 pp.
- Liu, Z. (1999a): Planetary wave modes in the thermocline: Non-Doppler-Shift mode, advective mode and Green mode. *Q. J. Meteorol. Soc.* **125**, 1315–1339.
- Liu, Z. (1999b): Forced planetary wave response in the thermocline gyre. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1036–1055.
- Mizuno, K., and W. B. White (1983): Annual and interannual variability in the Kuroshio Current system. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1847–1867.
- Nonaka, M., Y. Sasaki, B. Taguchi, and H. Nakamura (2016): How potentially predictable are midlatitude ocean currents? *Sci. Rep.* **6**, 20153; doi: 10.1038/1.
- Pedlosky, J. (1987): *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, New

- York. 710 pp.
- Pierini, S., and H. A. Dijkstra (2009): Low-frequency variability of the Kuroshio extension. *Nonlin. Processes Geophys.*, **16**, 665–675.
- Qiu, B., and S. Chen (2005): Variability of the Kuroshio Extension Jet, Recirculation Gyre, and Mesoscale Eddies on Decadal Time Scales. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2090–2103.
- Qiu, B., and S. Chen (2006): Decadal Variability in the Formation of the North Pacific Subtropical Mode Water: Ocean versus Atmospheric Control. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1365–1380.
- Qiu, B., and S. Chen (2010): Eddy-mean flow interaction in the decadal modulating Kuroshio Extension system. *Deep-Sea Research II*, **57**, 1098–1110.
- Rhines, P. B., and W. R. Holland (1979): A theoretical discussion of eddy-driven mean flow. *Dynamics of Atmospheres and Ocean*, **3**, 289–325.
- Taguchi, B., S-P. Xie, N. Schneider, M. Nonaka, H. Sasaki, and Y. Sasaki (2007): Decadal variability of the Kuroshio Extension, Observations and an eddy-resolving model hindcast. *J. Climate*, **20**, 2357–2377.
- Tsujino, H., S. Nishikawa, K. Sakamoto, N. Usui, H. Nakano, and G. Yamanaoka (2013): Effects of large-scale wind on the Kuroshio path south of Japan in a 60-year historical OGCM simulation. *Clim. Dyn.*, **41**, 2287–2313.
- Usui, N., H. Tsujino, H. Nakano, and S. Matsumoto (2013): Long-term variability of the Kuroshio path south of Japan. *J. Oceanogr.*, **69**, 647–670.
- Yamagata, T., Y. Shibao, and S. Umatani (1985): Interannual variability of the Kuroshio extension and its relation to the Southern oscillation / El Nino. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**, 274–281.

## Appendix A

Pedlosky (1987) を参考に 1.5 層準地衡流モデルに対する海盆モードの解を求める。ST 域における SSHA を  $\eta(x, y, t)$  とすると、Q-G 方程式を線形化したものは、

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\nabla^2 \eta - \gamma^2 \eta\} + \beta \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \quad (\text{A-1})$$

である。ここで、 $\gamma^2 = f_0^2 R / (g' H_1)$ 、 $\beta = \beta_0 L / f_0$  ( $f_0$ : コリオリパラメータ、 $R$ : 代表スケール、 $L$ : 大循環のスケール、 $g'$ : 有効重力、 $H_1$ : 上層厚さ、 $\beta_0$ : ベータパラメータ) である。

ST の境界上 C で  $\eta = \text{const}$  とする。実際には、C は亜熱帯循環として空間的に変動しているが、変動量は小さいと仮定する。ここで、

$$\eta(x, y, t) = \text{Re} \{ e^{-i\sigma t} \hat{\eta}(x, y) \}, \quad (\text{A-2})$$

とおくと、(A-1) 式は、

$$(\nabla^2 - \gamma^2) \hat{\eta} + \frac{i\beta}{\sigma} \frac{\partial \hat{\eta}}{\partial x} = 0, \quad (\text{A-3})$$

で、さらに

$$\hat{\eta}(x, y, t) = \exp(-i \frac{\beta x}{\sigma}) \tilde{\eta}(x, y), \quad (\text{A-4})$$

とおき、(A-4) 式を (A-3) 式に代入すると、

$$\nabla^2 \tilde{\eta} + \lambda^2 \tilde{\eta} = 0, \quad (\text{A-5})$$

ここで、 $\lambda^2 = (\beta^2 / 4\sigma^2 - \gamma^2)$ 。また、C 上で、 $\tilde{\eta} = \hat{\eta} = 0$  とすると、

$$\tilde{\eta} = \widetilde{\eta_{m,n}} = \sin \frac{m\pi x}{x_0} \sin \frac{n\pi y}{y_0}, \quad (\text{A-6})$$

とおける (ここで、 $m = 1, 2, 3, \dots$ 、 $n = 1, 2, 3, \dots$ )。 (A-6) 式を (A-5) 式に代入して分散関係を求めると、

$$\sigma = \sigma_{m,n} = -\frac{\beta}{2\pi\left\{\left(\frac{m}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{n}{y_0}\right)^2 + \gamma^2\right\}^{1/2}}, \quad (\text{A-7})$$

最終的に,

$$\eta(x, y, t) = \cos\left[\frac{\beta}{2\sigma_{m,n}}x + \sigma_{m,n}t\right] \sin\frac{m\pi x}{x_0} \sin\frac{n\pi y}{y_0}, \quad (\text{A-8})$$

ここで,  $30^\circ\text{N}$ を対象にパラメータ等を見積もると,  $f_0 = 7.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ,  $H_1 = 600 \text{ m}$ ,  $H = 4,000 \text{ m}$ ,  $\beta_0 = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $L = 5 \times 10^6 \text{ m}$ ,  $g' = 2 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-2}$ ,  $C_g = 2.3 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ となる。これらを用いて得られる代表的なパラメータを Table A-1 に示す。

Fig. A-1 に  $(m, n) = (1, 1)$ ,  $(x_0, y_0) = (1, 1)$  で上記のパラメータの  $\eta$  の変遷を示す。この遷移パターンは Fig. 11 の SSHA の遷移に良く対応している。

## Appendix B

Appendix A で, 傾圧ロスビー波海盆モードについて, 発散を考慮した 1.5 層準地衡流モデルから解析解を求めた。しかしながら, このモデルは海洋大循環場を無視しており, そのため MOM3 の数値シミュレーション結果 (Fig. 11) と異なり, 北東から南西への伝播パターンを示すことが出来なかった。そこで, 強流域の線形シアを加味した結果をここで導出する。

まず, 仮定として大循環場は定常状態が保たれており, 変動しないものとする。また, 循環の流れの状況は, 線形シア流とする。このとき, この基本場は,

$$-fV = -g' \frac{\partial h_0}{\partial x}, \quad (\text{B-1a})$$

$$fU = -g' \frac{\partial h_0}{\partial y}, \quad (\text{B-1b})$$

と地衡流近似が成り立つとする。東西シア一流  $U_0 y$  (ここで,  $U_0 \sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) だけを考え,  $V = 0$  とする。ここ

で  $h_0$  は定常な大循環場の界面までの水深である (Qiu and Chen (2006) の Fig. 11 を参照)。したがって,  $h_0$  は

$$h_0 = H_1 - \frac{1}{2} \frac{fU_0}{g'} y^2, \quad (\text{B-2})$$

で表わされる。この場を無次元化した渦位方程式は, 相対渦度は小さいとして,

$$Q = \frac{1+\beta y}{1-\frac{\alpha}{2} y^2}, \quad (\text{B-3})$$

と表わせる。ここで,  $Q$  は  $(f_0/H_1)$  で無次元化し,  $\beta = \beta_0 L/f_0$ ,  $\alpha = f_0 U_0 R/(g'H_1)$  である。また,  $(\alpha/2)y^2 < 1$  ( $0 < y < 1$ ) として (B-3) 式をテイラー展開すると,

$$Q \cong 1 + \beta y + \frac{\alpha}{2} y^2, \quad (\text{B-4})$$

となる。この状態での傾圧ロスビー波の伝播を決めるのは渦位の勾配であり, それは

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = \beta + \alpha y, \quad (\text{B-5})$$

となる。海盆での振動数は緯度に依存しないとすると, Appendix A で求めた (A-8) 式は,

$$\eta(x, y, t) = \cos\left[\frac{\beta+\alpha y}{2\sigma_{m,n}}x + \sigma_{m,n}t\right] \sin\frac{m\pi x}{x_0} \sin\frac{n\pi y}{y_0}, \quad (\text{B-6})$$

と近似できる。非発散で,  $(m, n) = (1, 1)$ ,  $(x_0, y_0) = (1, 1)$ , また  $\alpha = 2, \beta = 1$  として図化した  $\eta$  の変遷パターンを, Fig. B-1 に示す。この図のパターンは, Fig. A-1 では西方伝播であったものが, 南西への伝播となって, 波長も南方ほど長くなっている。



Table A-1. The parameter list for linear reduced-gravity Q-G model in Appendix A.

L (m)	$R_D$ (m) $= (g'H_1)^{1/2} / f_0$	R (m)	$\beta$ $= \beta_0 L / f_0$	$\gamma^2$ $= f_0^2 R^2 / (g'H_1)$	$T_p$ (year)
$5 \times 10^6$	$4.75 \times 10^4$	$9.5 \times 10^4$	1.37	4	6.9

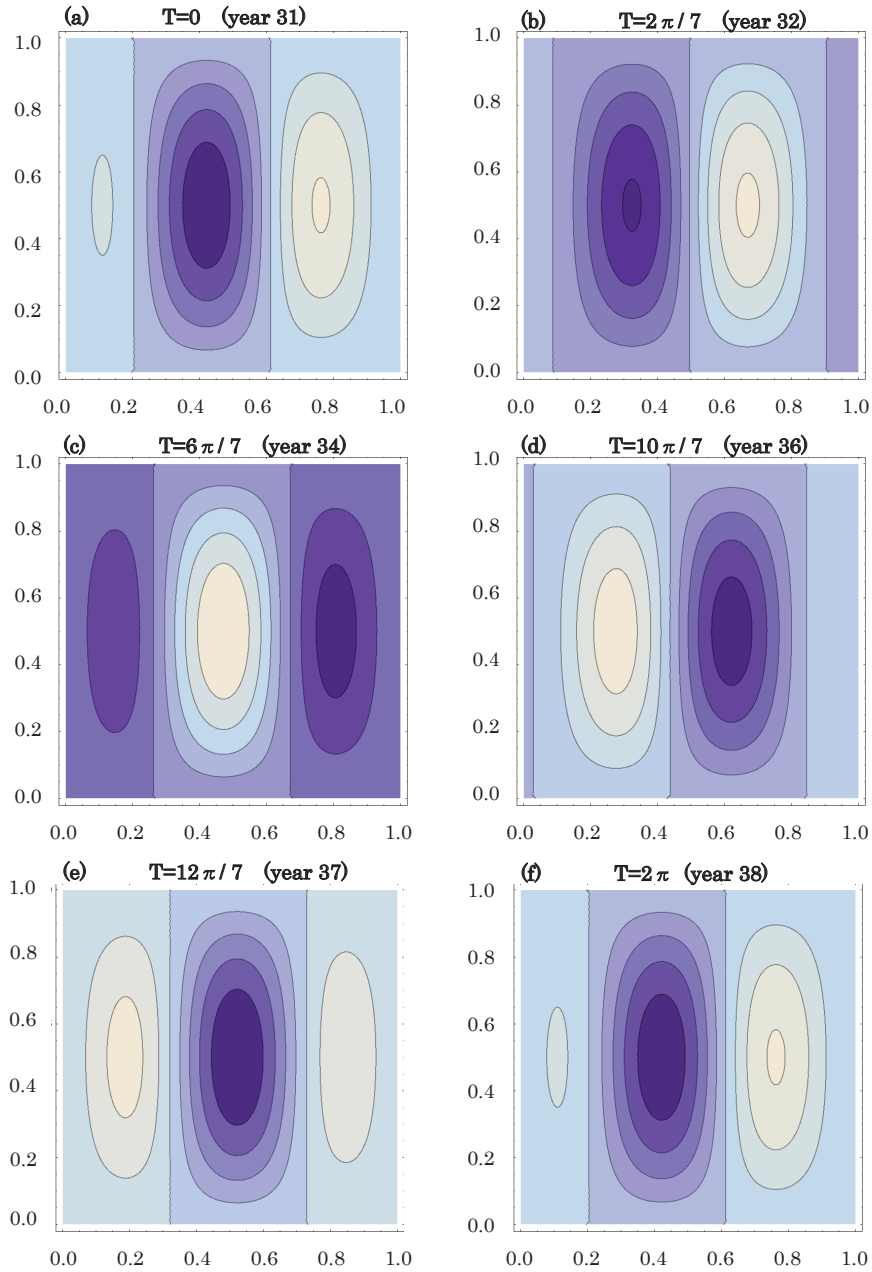


Fig. A-1. Variation of first baroclinic Rossby wave basin mode in the rectangular domain during one period of 7 years. Orange (blue) shade depicts positive (negative) values.

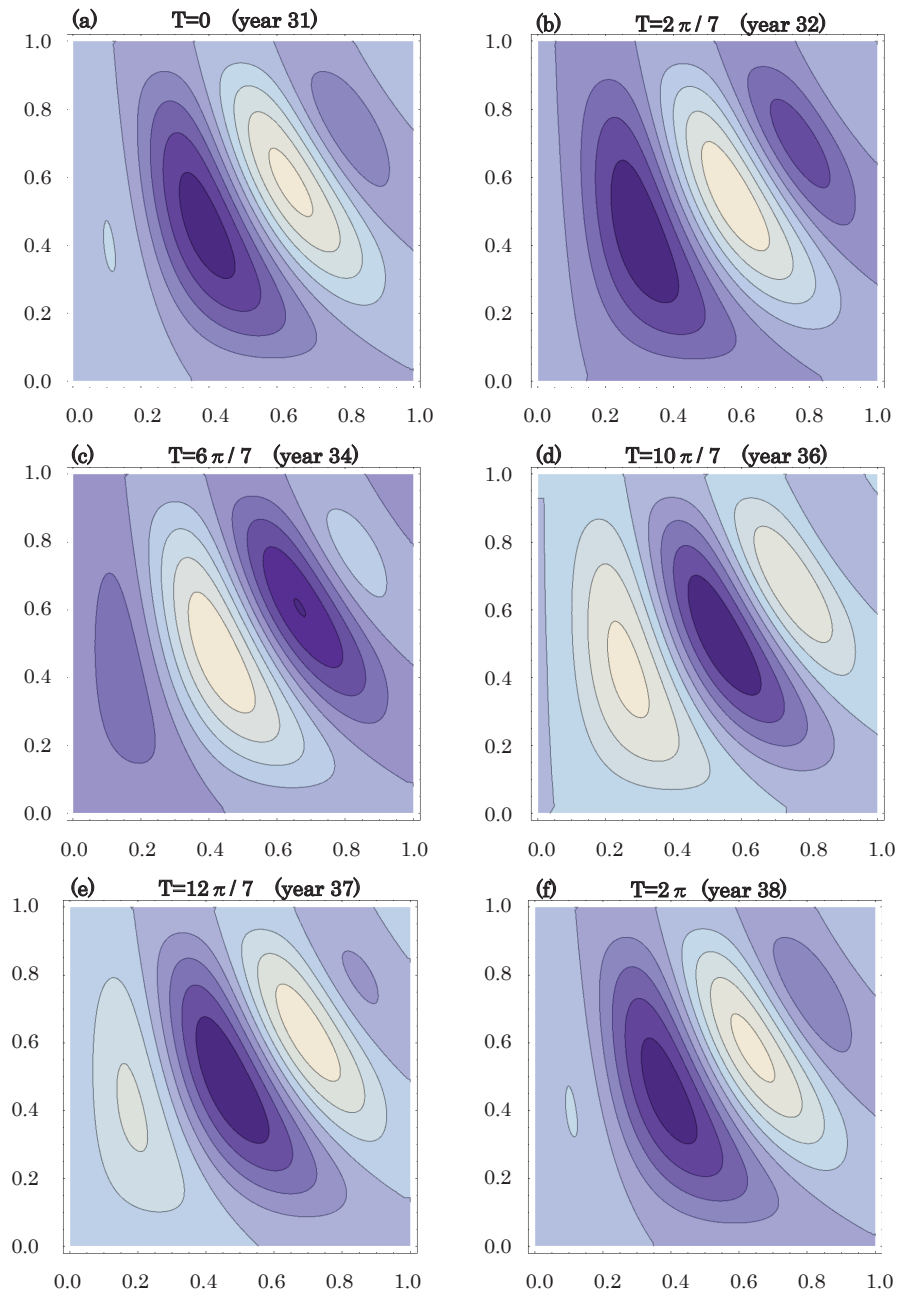


Fig. B-1. Same as Fig. A-1 except for including the basic ocean circulation fields.

# Self-organized 7~8-year period oscillations in the North Pacific subtropical gyre

Kenta Shiratori<sup>1</sup>, Yuki Yamada<sup>1a</sup>, and Tomonori Matsuura<sup>2\*</sup>

## Abstract

A long-term, 82-year numerical simulation is conducted under time-independent wind forcing using an ocean general circulation model (Modular Ocean Model Ver. 3) to elucidate the mechanism of self-organized 7~8-year oscillation in the North Pacific subtropical gyre. The Kuroshio recirculation (KR) region, the Kuroshio-Extension recirculation (KER) region, and the North Pacific subtropical gyre (ST) region are defined, which the long-term sea-surface height data in those regions are analyzed statistically. Analyses of the empirical orthogonal function (EOF) in the ST region indicates that the first EOF mode is coincident with the meridional migration of the northward Kuroshio-Extension jet and that the second-third EOF mode corresponds to the first baroclinic basin mode with a 7~8-year period in the subtropical gyre. An investigating into the correlation of the latter mode with the strength of the quasi-harmonic oscillation for KR, KER, and ST regions, reveals the the existence of spectral peaks in their 7~8-year period oscillations and that they demonstrate lagged correlations with each other. Mesoscale eddy disturbances generated by the Kuroshio-Extension jet and the Shatsky Rise play an important role and propagate southwestward as basin-mode baroclinic Rossby waves. This 7~8-year long-term variability in the North Pacific subtropical gyre is a self-sustained oceanic oscillation, a phenomenon that is capable of occurring in oceanic areas.

**Key words** : Ocean circulation simulation, Long-term variability, North Pacific subtropical gyre, Kuroshio-Kuroshio extension recirculation, Baroclinic Rossby waves

(Corresponding author's e-mail address : matsuura@sci.u-toyama.ac.jp)

(Received 5 December 2016 ; accepted 7 November 2017)

(doi:10.5928/kaiyou.27.2\_97)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2018)

---

1 Faculty of Science / Graduate School of Science and Engineering for Education, University of Toyama  
3190, Gofuku, Toyama 930-8555, Japan

2 Faculty of Science / Graduate School of Science and Engineering for Science, University of Toyama  
3190, Gofuku, Toyama 930-8555, Japan

a Present affiliation: Kanden System Solutions Co.

Wing Ichiokamotomachi No.101, 2-8-20 Ichiokamotomachi, Minato-ku, Osaka, Osaka 552-0002, Japan

\* Corresponding author: Tomonori Matsuura

e-mail : matsuura@sci.u-toyama.ac.jp