

— 論 文 —

## 西部北太平洋における海面高度偏差の季節変化\*

藤原 将平<sup>1\*\*</sup>・磯田 豊<sup>2</sup>・館野 愛実<sup>3</sup>

### 要 旨

人工衛星高度計による海面高度偏差 (Sea Surface Height Anomaly; SSHA) とアルゴフロートバイ観測の密度場から計算された力学高度偏差 ( $\Delta D_{j\text{dbar}}$ ;  $j$  は基準深度) を組み合わせて、西部北太平洋の風応力の季節変化に対する1年周期の順圧応答成分 ( $\Delta D_{\text{BT}} = \text{SSHA} - \Delta D_{2000}$ ) と傾圧応答成分 ( $\Delta D_{\text{BC}} = \Delta D_{2000} - \Delta D_{\text{ML}}$ ; ML は表層混合層深度) を抽出した。順圧応答成分  $\Delta D_{\text{BT}}$  の特記すべき空間分布は、晩冬季 (2~3月) に亜寒帯循環領域の負偏差領域が、亜熱帯循環領域の伊豆小笠原海嶺付近の南方まで舌状に張り出していることである。伊豆小笠原周辺海域では、1~2ヶ月遅れた春季 (4~5月) に傾圧応答成分  $\Delta D_{\text{BC}}$  の正偏差領域が出現している。このように、順圧応答から数か月遅れた傾圧応答は、海嶺海底斜面上における順圧・傾圧モードのカップリングによる傾圧運動の励起 (Impinging 応答) を示唆している。また、シグナルとしては小さいものの、主として亜熱帯域にみられた他の傾圧応答  $\Delta D_{\text{BC}}$  は、約 40°N 以南に理論上存在可能な傾圧第一モードの1年周期ロスビー波の海洋調節過程と推測された。

キーワード：西部北太平洋, 1年周期順圧・傾圧応答成分, 海面高度偏差, 力学高度偏差, 伊豆小笠原海嶺

### 1. はじめに

外洋域の海面高度変化において卓越する基本的な周期帯は、潮汐変動を除くと、1年周期の季節変化にある。年によって異なる季節変化の振幅・位相の違いが経年変化として認識されることから、海域による平均的な1年周期変化の相違について理解しておくことは重要である。しかし、現場観測データをもとに外洋域全体の海面高度変化が明らかになったのは、人工衛星による海面高度偏差 (Sea Surface Height Anomaly: 以下 SSHA と略す) データが得られるようになった1990年代以降である。例えば、Stammer (1997) は SSHA の季節変化において最

\* 2014年3月15日受理; 2014年7月1日受理

著作権: 日本海洋学会, 2014

1 北海道大学大学院水産科学院

〒041-8611 函館市港町3-1-1

2 北海道大学大学院水産科学研究院

〒041-8611 函館市港町3-1-1

3 北海道大学水産学部

〒041-8611 函館市港町3-1-1

\*\* 連絡著者: 藤原 将平 (ふじわら・しょうへい)

TEL: 090-5425-7756

e-mail: fujiwara\_s@frontier.hokudai.ac.jp

も支配的な要因は海面を通しての加熱冷却による水柱の伸縮、次の要因として風応力場に対する海洋応答であることを報告している。Vivier *et al.* (1999) は、局所的な風応力によって励起される1年周期の傾圧ロスビー波やケルビン波の伝播によって生じるSSHAの季節変化の存在を指摘している。これらの研究は海面熱収支計算をもとに海洋表層混合層内の季節的な密度変化量を見積もり、この密度変化量から換算した力学海面高度偏差量を時空間分解能の高いSSHAデータから差し引いた残差値を等密度面変位による内部擾乱成分として議論している。しかし、このような解析方法で得られた残差値には傾圧応答成分がまだ含まれており、SSHAに内在する傾圧・傾圧応答成分を区別して議論した研究はまだない。

北太平洋における傾圧応答の季節変化については、1年周期の風応力強制による数値モデル研究をもとに議論されている。Greatbatch and Goulding (1990) や Kubota *et al.* (1995) は風駆動の単層傾圧モデルを用いて、北太平洋の現実的な地形条件では伊豆小笠原海嶺等の局所的な海底地形変化が亜熱帯・亜寒帯循環流の傾圧応答に大きな影響を与えている可能性を示唆した。続いて、モデル海底地形は単純化されたものの、傾圧応答も考慮した2層モデルを用いて、亜熱帯循環領域は Isobe and Imawaki (2002)、亜寒帯循環領域は Wagawa *et al.* (2010) により、力学的研究へと発展した。前者は伊豆小笠原海嶺 (Izu-Ogasawara Ridge: 以下 IOR と略す)、後者は天皇海山列 (Emperor Seamounts: 以下, ESs と略す) が強調されたモデルであり、両研究は下層流が海底斜面へ衝突して生じる鉛直流により励起される傾圧流 (Impinging 過程) の存在を示唆している。このように、季節変化する傾圧応答が大規模な海底地形変化を通して傾圧応答を励起させるメカニズムは興味深いものの、このメカニズムを裏付ける観測的証拠が十分に提示されているとはいえない。

先に紹介した既往の研究を参考にすれば、外洋域における海面高度の1年周期変化の主な要因は、(1) 海面を通じた加熱冷却や蒸発降水の季節変化による表層混合層水柱の伸縮、(2) 明瞭な季節変化を示す風応力により駆動された傾圧応答とその下層流が海底地形変化を介して生じる傾圧応答と考えられる。逆に言えば、これらの要因が海域毎に異なる比率で混在しているために、1年周期

の海面高度変化の解釈が難しくなっている。そこで、本研究ではSSHAデータと、後述するアルゴフロートブイ観測によって得られた海洋内部の密度データを組み合わせて、上記の要因を区別することを考えた。このとき、各月で深度毎の密度変化を鉛直積分して、海面の力学高度偏差 (Dynamic height anomaly)  $\Delta D$  に変換し、全ての要因を同じ海面高度偏差として比較することにした。まず、要因(1)に関しては1年で最も深い表層混合層深度 (Mixed Layer Depth: 以下 MLD と略す) を基準とした力学高度偏差 (以下、 $\Delta D_{ML}$  と呼ぶ) で代表される。2000 dbar の深度では密度の季節変化が十分小さいと仮定できるので (付録 A を参照)、水柱全体の密度変化のみに起因した海面高度偏差はアルゴフロートブイ最深観測層の2000 dbar 基準とした力学高度偏差 (以下、 $\Delta D_{2000}$  と呼ぶ) で代表される。よって、要因(2)の傾圧応答成分 (Barotropic component) は  $\Delta D_{BT} = SSHA - \Delta D_{2000}$  として、表層混合層内の Steric height の影響を削除した等密度面変位により生じる傾圧応答成分 (Baroclinic component) は  $\Delta D_{BC} = \Delta D_{2000} - \Delta D_{ML}$  として区別できる。ただし、見積もられた  $\Delta D_{2000}$  は地衡流平衡 (線形論) を仮定した力学高度偏差であり、それゆえ、流れの非線形性が卓越した海域 (例えば、西岸境界流域など) では、傾圧応答成分  $\Delta D_{BT}$  にその非線形成分が含まれてしまうことに注意が必要である。本研究はこのようにして区別された  $\Delta D_{BT}$  と  $\Delta D_{BC}$  の1年周期の平均的な空間分布をもとに、上述の数値モデル結果との整合性について検討することを目的とする。

## 2. 解析データと解析方法

解析領域は Fig. 1 (a) の海底地形図に示した西部北太平洋 (120°E ~ 150°W, 10°N ~ 55°N) とし、モデル研究から傾圧応答に大きな影響を与えると考えられている IOR と ESs を含む範囲とした。Isobe and Imawaki (2002) が指摘しているように、内部領域の傾圧流 (または下層流) は Fig. 1 (b) に示した渦位  $f/H$  ( $f$  は惑星渦度,  $H$  は水深) 分布に支配される。高渦位領域は  $f$  値が大きな高緯度側 (亜寒帯循環領域) と、局所的に  $H$  値が小さな南北帯状の IOR や ESs, ESs の東西に位置するシャツキー海台 (Shatsky Rise: 以下, SR と略す)、ヘス海台 (Hess

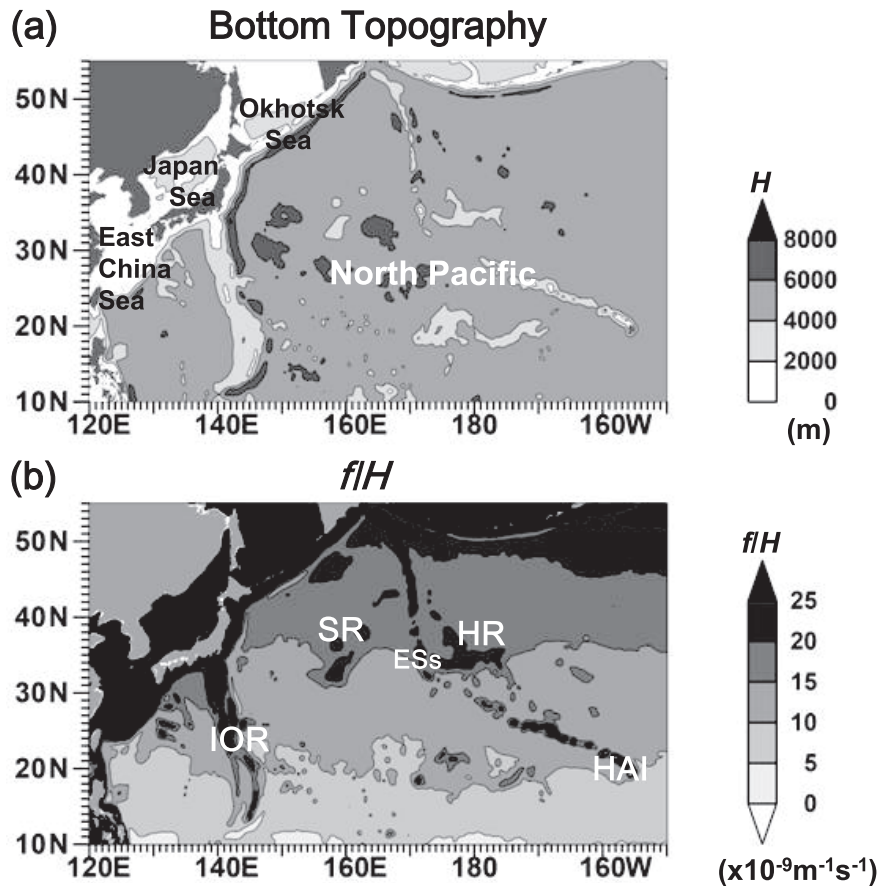


Fig. 1. Horizontal distributions of (a) depths  $H$  and (b) potential vorticity  $f/H$  in the western North Pacific. Locations of Izu-Ogasawara Ridge (IOR), Emperor Seamounts (ESs), Hawaiian Islands (HAI), Shatky rise (SR) and Hess rise (HR) are denoted.

Rise; 以下, HR と略す) がある。

海洋内部の密度変化に起因した海面高度偏差成分を見積もるために, Hosoda *et al.* (2008) 及び Hosoda *et al.* (2010) により作成されたアルゴフロートブイ観測月平均全球等圧面水温塩分格子データ (Grid Point Value of the Monthly Objective Analysis using the Argo data: 以下, MOAA GPV と略す) と全球混合層格子データ (Mixed Layer data set of Argo, Grid Point Value: 以下 MILA GPV と略す) を, 独立行政法人海洋研究開発機構の公式ウェブサイト ([http://www.jamstec.go.jp/ARGO/argo\\_web/argo/index.html](http://www.jamstec.go.jp/ARGO/argo_web/argo/index.html)) から入手した。MOAA GPV は最適内挿法 (水野, 1995) を用いて作成された緯度経度  $1^\circ \times 1^\circ$  格子データであり, 最大観測水深 2000 dbar まで

の 25 層の基準深度データである。本解析ではポテンシャル密度値をスプライン補間により鉛直 5 dbar 間隔へ内挿して使用した。MILA GPV の MLD は緯度経度  $2^\circ \times 2^\circ$  の格子データであり, 海面下 10 dbar との水温差 ( $\Delta T$ ) または密度差 ( $\Delta \sigma_\theta$ ) がある閾値に達する等温度・等密度深度のどちらか浅い方の深度として定義されている。本解析では ( $\Delta T, \Delta \sigma_\theta$ ) = (0.5°C, 0.125) の定義による MLD を使用した。両データの解析期間は公開されている 2001 年 1 月から 2012 年 12 月までの 12 年間とし, それに合わせて後述する他のデータも同じ解析期間とした。格子毎に水柱全体で鉛直積分した密度変化量に起因した海面高度偏差は, 2000 dbar 基準の  $\Delta D_{2000}$ , 大気海洋相互作用による海面高度変動成分は MLD 基準の

$\Delta D_{ML}$  で代表される。

人工衛星海面高度計により観測された海面高度偏差データとして、AVISO (<http://www.aviso.oceanobs.com/>) が公開している AVISO Reference Series の SSHA を使用した。AVISO Reference Series は、約 10 日周期 (TOPEX/POSEIDON, Jason-1, Jason-2) と 35 日周期 (ERS-1・ERS-2・Envisat) の人工衛星海面高度計から得られた 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  $1/4^\circ$  格子として再構成されたデータである。なお、このデータはヨーロッパ中期予報センター (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts: 以下

ECMWF と略す) の海面気圧データにより気圧補正がなされている。本研究では基本的に、7 日間隔データをもとに計算した月平均値を解析に使用した。

風駆動による順圧応答の結果生じる風成循環を想定し、その強制力である海面風応力  $\tau = (\tau^x, \tau^y)$  は ECMWF により作成された 12 年間の風速風向再解析データを使用した。データは ECMWF の公式ウェブサイト (<http://www.ecmwf.int/>) から入手し、(1) より  $\text{curl}\tau/\beta\rho$  (ここで、 $\text{curl}\tau$  は風応力カール、 $\beta = df/dy$ 、 $\rho (= 1027 \text{ kgm}^{-3})$  は海水密度) を東岸境界から積分した内部領域の順圧応答としてのスベルドラップ輸送量 (以下、 $\Psi$  と略す) を求めた。

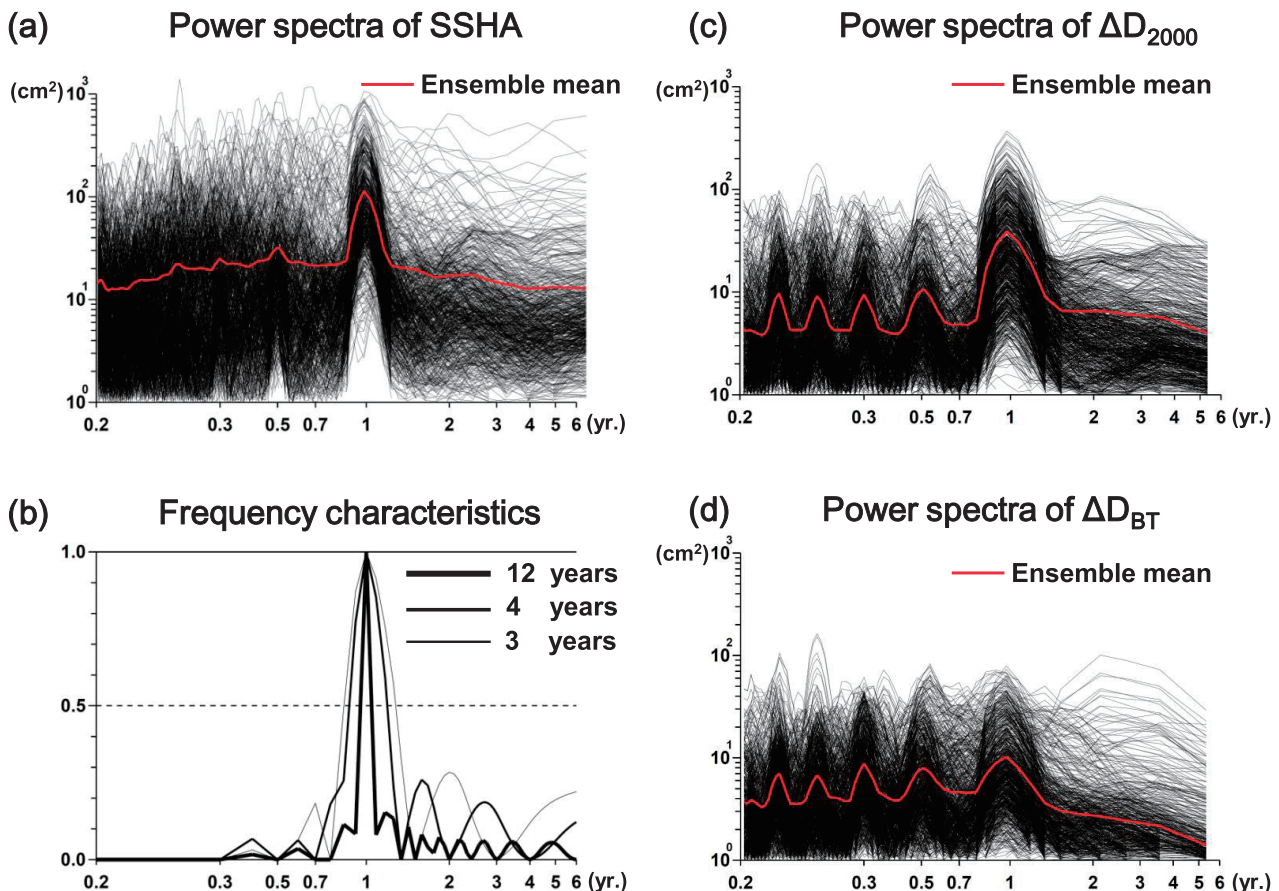


Fig. 2. Variance-preserving spectra of (a) SSHA, (c)  $\Delta D_{2000}$  and (d)  $\Delta D_{BT}$  in the study area. Thin black lines represent the row spectra of SSHA at all grid points, and thick red line represents their ensemble mean. (b) Frequency characteristics of the annual harmonic analysis. Thick, medium, thin lines represent respectively the cases with 12-, 4-, and 3-year data periods.

$$\Psi(x) = \frac{1}{\rho\beta} \int_x^{x_f} \text{curl}_z \tau dx; \quad \text{curl}_z \tau = \frac{\partial \tau^y}{\partial x} - \frac{\partial \tau^x}{\partial y} \quad (1)$$

$\Delta D_{BT}$  により、大洋の順圧応答成分を抽出することが本研究の目的の一つであるが、上述のように MOAA GPV と SSHA の時空間分解能が異なるため、生データを用いた単純な差し引き計算では無意味な情報が強調されてしまう。そこで、空間分解能に関しては、分解能の低い  $\Delta D_{2000}$  の時系列データと最も高い相関が得られる SSHA の空間平滑化スケールを求めたことを考えた（詳細は付録 B を参照）。その結果、SSHA の空間平滑化のスケールとして、緯度経度  $5^\circ \times 5^\circ$  の空間平均を採用した。さらに、1 年周期の季節変化について議論する場合（3～5 節）、基本データである SSHA・ $\Delta D_{2000}$ ・ $\Delta D_{ML}$ ・ $\Psi$  を 1 年周期の調和解析による振幅 (Amp) と位相 ( $\theta$ ) で表現し、時空間分解能の異なる各データを同質の情報として比較することにした。同様な理由により、調和解析法を用いた SSHA 季節変化の議論は、Stammer (1997) や Vivier *et al.* (1999) でも行われている。ただし、両研究に使用されたデータ長が短い（前者が 3 年間、後者は 4 年間）、1 年周期以外の変動による影響が無視できない可能性がある。Fig. 2 (a) (c) (d) は本解析領域における、7 日間隔の SSHA データを用いた高速フーリエ変換（データ数 1024 個、三角フィルター 3 回適用、自由度 38）と 1 カ月間隔の  $\Delta D_{2000}$ ・ $\Delta D_{BT}$  データを用いた高速フーリエ変換（データ数 128 個、三角フィルター 3 回適用、自由度 38）により計算された分散型パワースペクトルであり、重なった黒線は各格子の生スペクトル、赤線はアンサンブル平均値である。1 年周期のアンサンブル平均分散値に注目すると、SSHA は  $10^2 \text{ cm}^2$ 、 $\Delta D_{2000}$  は  $10^1 \sim 10^2 \text{ cm}^2$ 、 $\Delta D_{BT}$  は  $10^1 \text{ cm}^2$  のオーダーであり、振幅値の相対的な大きさは SSHA >  $\Delta D_{2000}$  >  $\Delta D_{BT}$  の順序となる。いずれも 1 年周期に明瞭なピークが存在するが、場所によってはそれよりも短周期側・長周期側の分散値（振幅）も無視できない大きさをもっている。Fig. 2 (b) にはデータ長を 12 年間（太線）・4 年間（中線）・3 年間（細線）としたときの 1 年周期の調和解析の周波数特性を Fig. 2 (a) と比較して表示した。データ長が短いほど周波数特性のピーク幅は広く、データ期間が 3, 4 年の場合、長周期側の数年変動振幅の 2～3 割程度が 1 年周期

の調和解析に影響を与えることがわかる。本解析のデータ長 12 年間の周波数特性は、1 年周期に幅の狭いピークをもち、長周期・短周期側の影響は 1 割以下となり、既往の研究よりも精度の高い抽出が期待される。

### 3. 順圧応答による海面高度偏差の季節変化

人工衛星による SSHA データがなかった 1980 年代以前は、 $\Delta D_{2000}$  のような力学計算から海面高度偏差の季節変化が推測されていた。はじめに、SSHA と  $\Delta D_{2000}$  の調和解析結果がどれだけ似ているのかを確認する。Fig. 3 (a) は SSHA, Fig. 3 (b) は  $\Delta D_{2000}$  の調和解析結果であり、上段が位相 ( $\theta$ ; 水位偏差が極大となる月を色分けで表示)、下段が cm 単位の振幅 (Amp) 分布である。後述する Figs. 4・6・7・8・9 の位相も、同様に水位偏差極大月で表示している。両者は定性的によく似た分布を示していることから、過去の研究で用いられた  $\Delta D_{2000}$  でも西部北太平洋の海面高度偏差の季節変化がほぼ代表できていたことがわかる。ただし、両者の位相差は一カ月以内にあるものの、振幅値は SSHA の方が明らかに大きい。

Fig. 4 (a) は順圧応答成分  $\Delta D_{BT}$  (= SSHA -  $\Delta D_{2000}$ ) の位相 ( $\theta$ ; 上段) と振幅 (Amp; 下段) 分布, Fig. 4 (b) はスベルドラップ輸送量  $\Psi$  の 1 年周期成分の位相 ( $\theta$ ) と振幅 (Amp; Sv 単位) である。なお、 $\Psi$  の位相は地衡流を仮定したときに高度偏差が正となる極大月（または、内部領域における南向き輸送量偏差の極大月）を表示している。Fig. 4 (b) の結果は平坦地形で瞬時の順圧応答と解釈されるため、両図の定性的な空間パターンの相違から、Fig. 4 (a) の結果が示す海底地形の影響を受けた順圧応答について議論することができる。

$\Psi$  の位相は赤矢印で示した  $34^\circ \sim 35^\circ \text{ N}$  付近に 1 年周期成分の循環境界があり、地衡流による水位偏差が正となる極大月は亜寒帯域で 8 月、亜熱帯域で 1～2 月となるほぼ逆位相の関係を示す。循環境界付近の  $\Psi$  の振幅は小さく、それより北側の亜寒帯域の振幅値は南側の亜熱帯域に比べて約 2 倍も大きい。このような  $\Psi$  の振幅分布に対応するように、 $\Delta D_{BT}$  の振幅分布も IOR 付近を除いて、亜寒帯域側で大きい。 $\Delta D_{BT}$  振幅が大きい亜寒帯域の位相は概ね 8～9 月にあり、 $\Psi$  の位相とほぼ同じ、もしくは一カ月以内の遅れを示す程度である。 $\Delta D_{BT}$  振幅が小

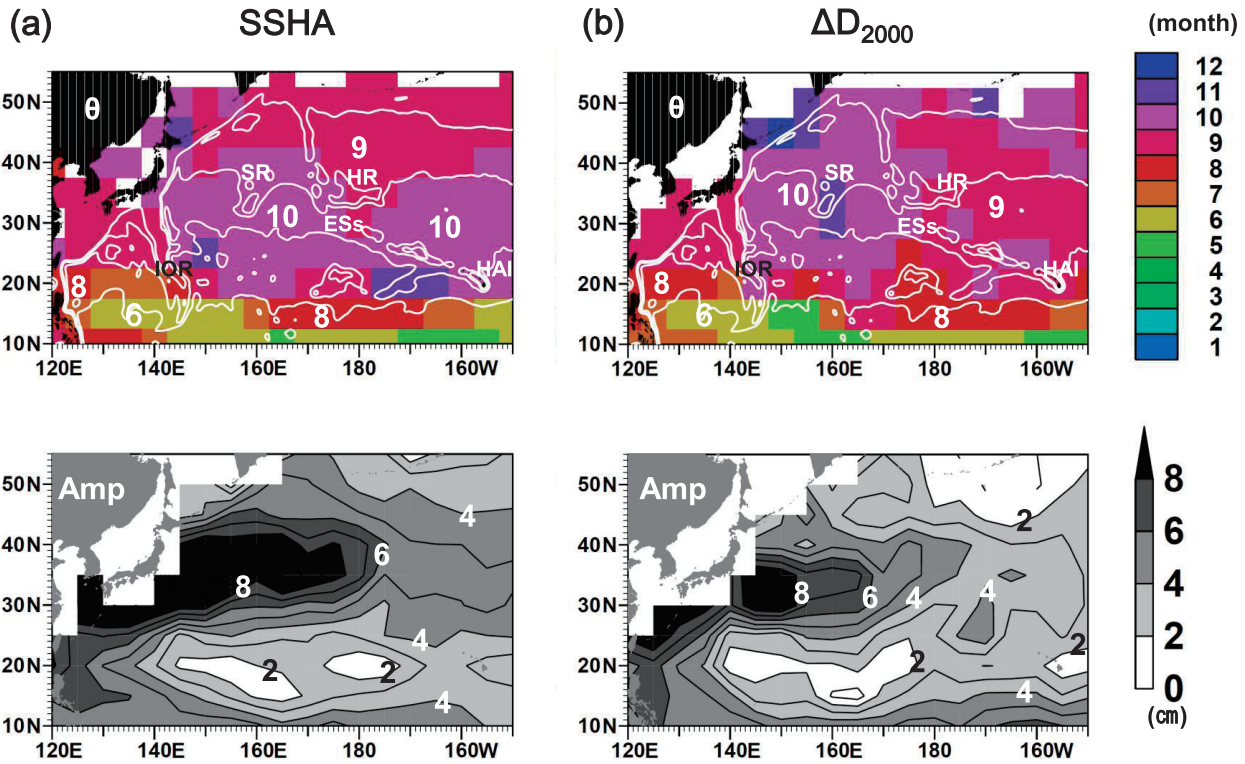


Fig. 3. Phase (upper) and amplitude (lower) of the annual harmonic least-squares fitted to (a) SSHA, and (b)  $\Delta D_{2000}$ . Contour interval for amplitude is 1 cm.

さい亜熱帯域の位相はバラツキが大きいものの、 $\Psi$ とほぼ同じ位相である1~2月がIORとESsの間に点在している。亜熱帯域の中でも $\Delta D_{BT}$ 振幅が比較的大きなIOR付近の位相は8~9月ころにあり、これは亜寒帯域の $\Psi$ の位相(8月)に近い。

上述の $\Psi$ と $\Delta D_{BT}$ の位相(高度偏差が正の極大月)分布は亜熱帯循環域で冬季、亜寒帯循環域で夏季となる逆位相の関係を示すが、これは正偏差極大を示す時計回りの亜熱帯循環流の強化が冬季、負偏差極大を示す反時計回りの亜寒帯循環流の強化も冬季であることを示す。すなわち、冬季に強まる偏西風により、亜寒帯・亜熱帯両循環域における順圧応答が最も卓越する時期は2~3月ころにある。そこで、冬季の代表として3月の調和定数(Fig. 4 (a))を用いて計算した $\Delta D_{BT}$ 値の水平分布をFig. 5に示した。 $\Delta D_{BT}$ の正・負偏差値をそれぞれ赤・青色で示し、渦位 $f/H$ を白黒濃淡で重ねて表示した。また、 $\Delta D_{BT}$ の等値線を地衡流の流線とみなしたときの循

環方向を白矢印で示した。緑色破線で示した二つの矩形領域a・bは、極大振幅となる亜寒帯域とIORの代表領域であり、6節の議論における時系列データの抽出に用いる。亜寒帯域では全体的に負偏差の強い反時計回り循環流、逆に亜熱帯域では正偏差の弱い時計回り循環流を示すが、IOR付近は亜寒帯域と同じ負偏差が卓越している。渦位分布から推測すると、高渦位である亜寒帯域の応答が西岸境界を通して、同じ高渦位のIORまで張り出しているようにみえる。亜熱帯循環域のみをモデル化したIsobe and Imawaki (2002)を参考にすれば、IOR海底地形の東側では西岸境界流による順圧応答、西側では位相遅れの傾圧応答が顕著となることが示唆されている。Fig. 5もIORの東側境界に沿って北上する順圧偏差地衡流の存在を示しているが、この北上流はIOR東側にある亜熱帯循環域の西岸境界流というよりも、IORの西側(矩形領域b付近)に極大振幅(負偏差)をもつ反時計回り循環流の一部であるように見え、彼らのモデル結果とは異

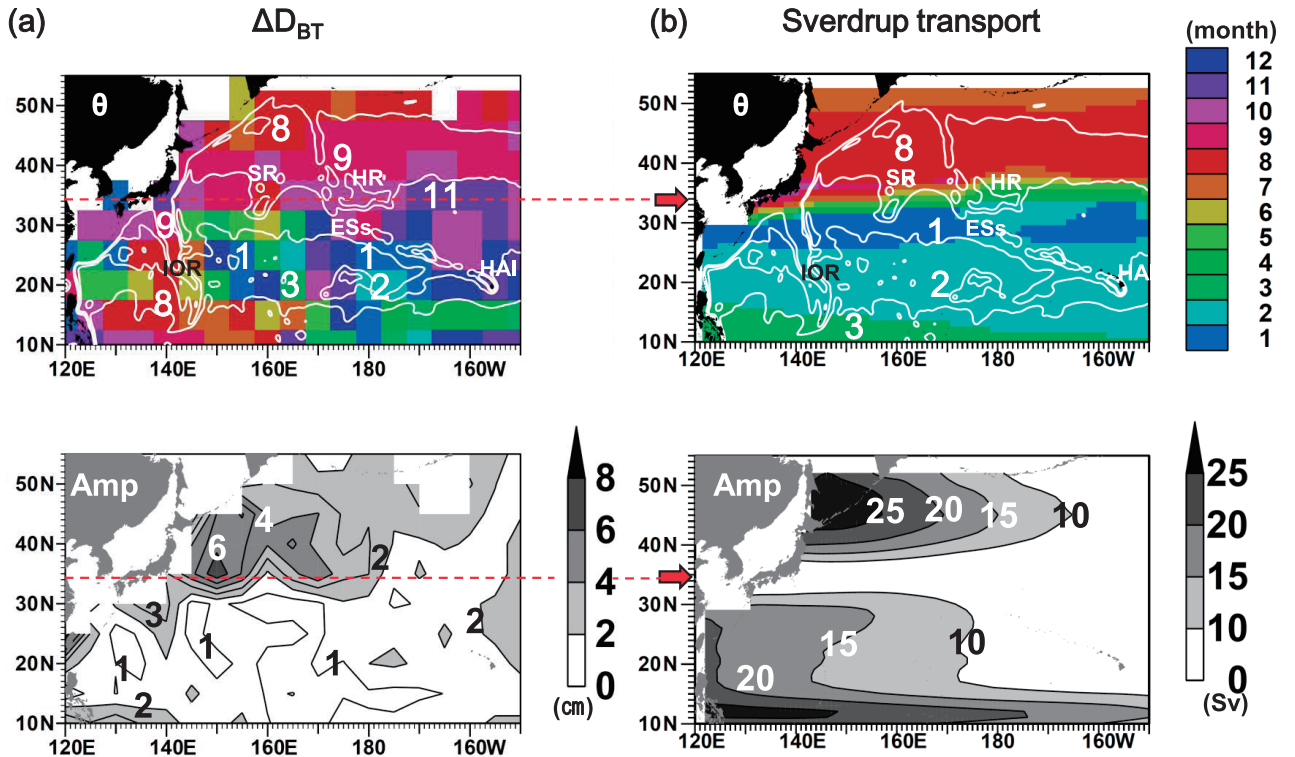


Fig. 4. Same as Fig. 3 but for (a) barotropic component  $\Delta D_{BT}$  and (b) sverdrup stream function  $\Psi$ . Red broken lines and arrows indicate the boundary between subarctic and subtropical gyre for the annual component. Contour intervals of amplitude are 1 cm for  $\Delta D_{BT}$  and 5Sv for  $\Psi$ . Areas with  $\Psi$  amplitude less than 10Sv are not shown.

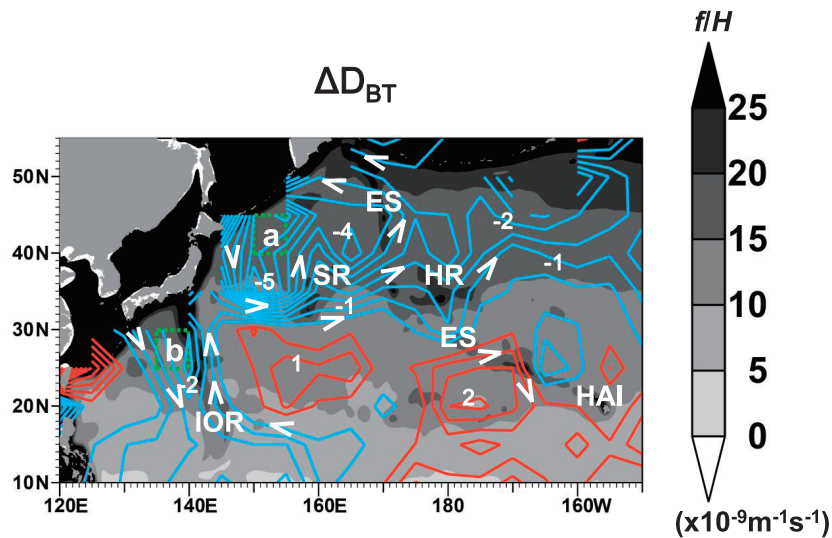


Fig. 5. Horizontal distribution of  $\Delta D_{BT}$  in March calculated by the harmonic constants in Fig. 4 (a). Red (blue) contours represent positive (negative) values. White arrows suggest roughly estimated direction of geostrophic current based on  $\Delta D_{BT}$  contours. Contour interval is 0.5 cm. Green broken lines and symbols 'a' and 'b' denote the ensemble mean areas for  $\Delta D_{BT}$ ,  $\Delta D_{BC}$ , and  $\Psi$  mentioned in Chapter 6.1 and 6.2.

なる。IOR 付近において、亜寒帯域と同様な反時計回り循環流となる結果は、「はじめに」で紹介した Greatbatch and Goulding (1990) や Kubota *et al.* (1995) の亜熱帯・亜寒帯の両循環域を考慮した冬季の順圧モデル結果によく似ている。Fig. 4 (a) 及び Fig. 5 は現場観測データをもとに順圧応答の存在を示した初めての結果と考える。

#### 4. 等密度面変位による海面高度偏差の季節変化

Fig. 6 は MILA GPV の 12 年間で記録された最も深い MLD の空間分布である。年間で正味海面冷却となる黒潮統流付近の MLD が最も深く、その南側、28°N 付近には MLD が急激に浅くなる混合層フロント (Xie *et al.*, 2000) が確認される。本研究の  $\Delta D_{ML}$  はこのような MLD 分布の値を基準にして計算した。まず、 $\Delta D_{2000}$  に対する  $\Delta D_{ML}$  の寄与の大きさを示すために、両者の調和解析結果 (上段に位相  $\theta$ 、下段に振幅 Amp) を比較した (Fig. 7)。Fig. 7 (a) の  $\Delta D_{2000}$  の結果は先に示した Fig. 3 (b) と同じであるが、 $\Delta D_{ML}$  (Fig. 7 (b)) の空間分解能に合わせて緯度経度  $2^\circ \times 2^\circ$  格子の表示とした。MLD が 100 dbar 程度である  $18^\circ N$  よりも南側 (Fig. 6) の  $\Delta D_{2000}$  には、 $\Delta D_{ML}$  にはみられない 5~7 月に極大月を

もつ高振幅の傾圧的な (等密度面変位) 季節変化が存在している。一方、 $18^\circ N$  よりも北側の海域では、両者の位相はよく似ており、空間的にほぼ一般的な位相 (9~10 月の極大月) を示す。MLD が最も深い黒潮統流域の  $\Delta D_{2000}$  と  $\Delta D_{ML}$  は、ともに 4 cm 以上の高振幅領域となっている。

両者の差として表現される傾圧応答成分 (または、海面高度偏差換算の等密度面変位)  $\Delta D_{BC} (= \Delta D_{2000} - \Delta D_{ML})$  の位相 ( $\theta$ ; 上段) と振幅 (Amp; 下段) を Fig. 8 に示す。 $18^\circ N$  以南の海域は東西方向に高振幅領域が連なり、位相は先にみた  $\Delta D_{2000}$  とほぼ同じ 5~7 月に極大月がある。Vivier *et al.* (1999) によれば、この低緯度帯では季節変化する風応力によって強いエクマンパンピングが生じ、1 年周期の傾圧ロスビー波 (後述する Annual Rossby Wave: 以下、ARW と略す) が励起され、西方伝播している海域と理解される。 $18^\circ N$  以北の振幅分布をみると、赤破線と A1・A2・A3・IOR の記号で模式的に表示した 4 海域において、位相がほぼ同程度である高振幅域が帯状に存在していることがわかる。記号 IOR の赤破線は IOR 上にあり、位相の極大月は 4~5 月にある。記号 A1・A2・A3 の赤破線はそれぞれ、SR・HR・ハワイ諸島周辺 (HAI) から南西方向に延びているように見え、これらの位相 (極大月) は共通して冬季の 2 月ごろに

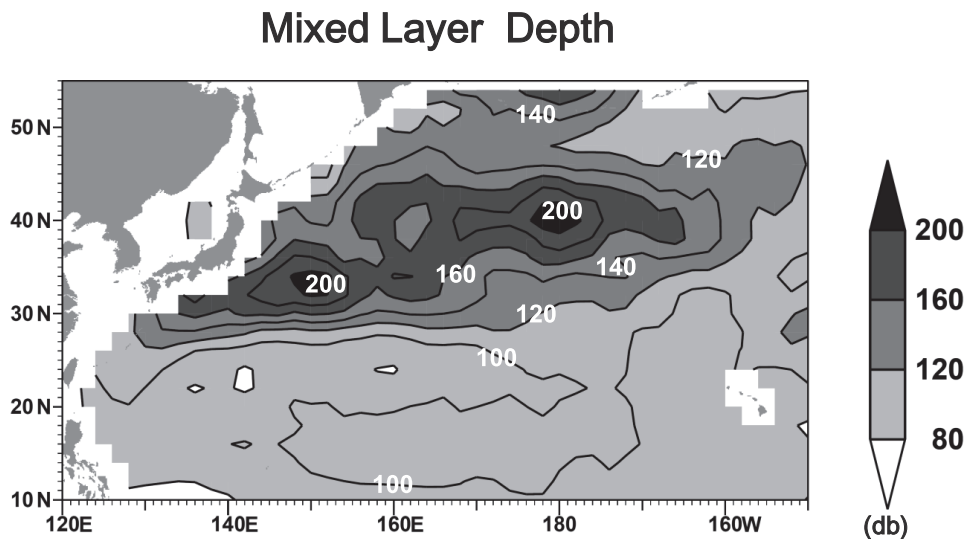


Fig. 6. Horizontal distribution of maximum MLDs within the data period (from January, 2001 through December, 2012). Contour interval is 20 m.



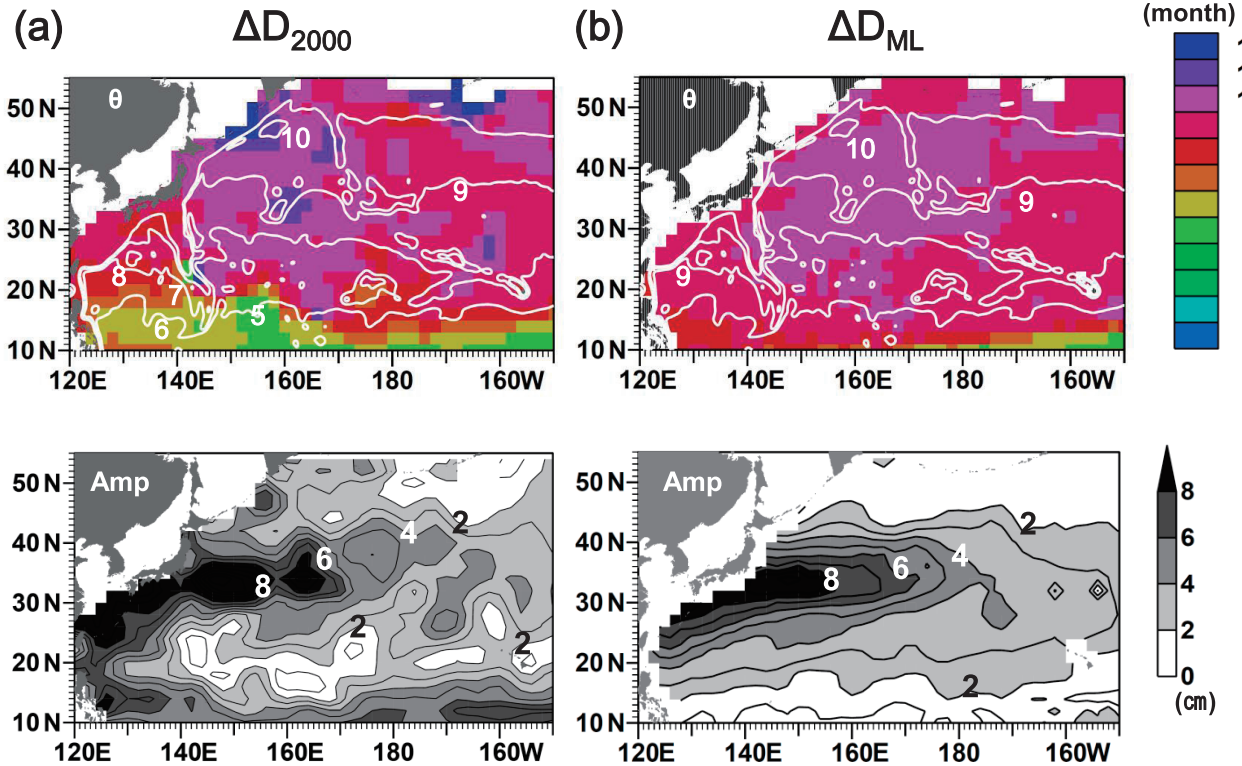


Fig. 7. Same as Fig. 3 but for (a)  $\Delta D_{2000}$ , and (b)  $\Delta D_{ML}$ . Contour interval for amplitude is 1 cm.

ある。なお、亜寒帯域の位相（極大月）分布をみると、ちょうど ESs を境界に東側は 9 月、西側は 11 月となり、ESs 地形による Impinging 過程が示唆されるが、振幅が低いために信頼性が低い結果かもしれない。ここで、先に示した順圧応答成分  $\Delta D_{BT}$  (Fig. 4) と傾圧応答成分  $\Delta D_{BC}$  の振幅 (Amp) 分布を比べると、亜寒帯域では  $\Delta D_{BT} > \Delta D_{BC}$ 、IOR 付近を除いた亜熱帯域では  $\Delta D_{BT} < \Delta D_{BC}$  となる傾向がみられる。

次に、A1・A2・A3・IOR の記号で示した等密度面変位の鉛直構造を調べるために、これら 4 つの極大域を横切る 30°N の東西鉛直断面の調和解析を行った。調和解析に用いた値は密度場から概算した鉛直方向の等密度面変位量  $h$  である。この変位量は、長期平均の鉛直密度プロファイル ( $\bar{A}$ ; 図中の黒色等値線) を定常場と仮定し、1 年周期の調和解析によって求めた密度変化 ( $\partial A / \partial t$ ) から、下記の鉛直移流 ( $w$ ) 方程式によって  $h = \int w dt$  として求めた。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + w \frac{d\bar{A}}{dz} = 0 \quad (2)$$

等密度面変位量  $h$  は地点・深度別の調和定数として表現され、結果を Fig. 9 (b) に示した (上段が位相  $\theta$ 、下段が振幅 Amp)。位相は等密度面が最も下降し、それゆえ、等密度面変位から換算される海面高度偏差が増加する傾向をもつ月を表示している。上段に示した Fig. 9 (a) は 30°N 上に沿った  $\Delta D_{BC}$  の振幅分布である。150 ~ 200 dbar 以浅の MLD 内の位相 (極大月) は、水平方向にほぼ一様に、Fig. 7 (b) の  $\Delta D_{ML}$  で示されたのと同じ 9 ~ 11 月にある。また、振幅は 20 m 以上もある大きな等密度面変位値として確認されるが、この MLD 内では等密度面変位よりも鉛直混合や成層発達による密度変化が支配的であるため、これは見かけの結果である。一方、極大振幅を示した 4 海域の MLD 以深では、位相と振幅が鉛直的にほぼ揃った縦縞模様の分布を示している。これは、等密度面変位が MLD 下部から少なくとも

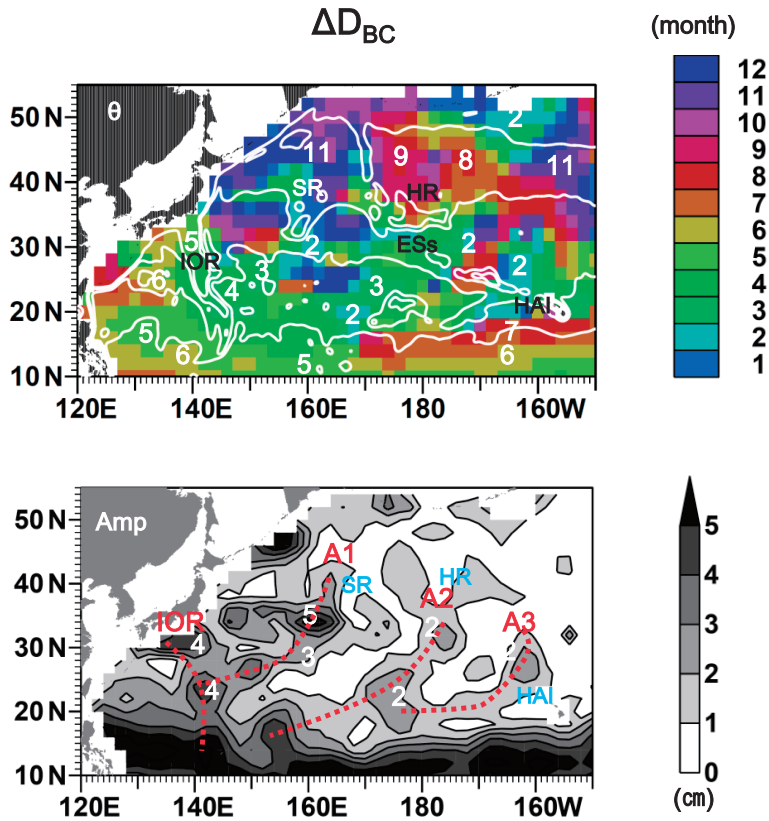


Fig. 8. Same as Fig. 3 but for baroclinic component  $\Delta D_{BC}$ . Red broken lines and the symbols IOR, A1, A2, and A3 indicate the areas in which amplitude is locally maximal and phase is homogeneous. Contour interval for amplitude is 1 cm.

1000 dbar までの水深で一様に生じた上下変動であることを示す。それゆえ、極大月の位相は Fig. 8 の  $\Delta D_{BC}$  で示されたものとほぼ同じとなり、IOR は 5～6 月、A1～A3 は 2～3 月にある。

IOR 上で卓越した等密度面変位は、Isobe and Imawaki (2002) により示唆された Impinging 過程の結果と考えられるが (6 節において改めて検討)、海底地形変化がほとんどない海域にある A1～A3 の等密度面変位を同過程で説明することはできない。Cummins *et al.* (1986) により提案され、先に紹介した Vivier *et al.* (1999) の低緯度域で卓越した等密度面変位の理解にも引用された ARW として、A1～A3 の等密度面変位を説明することができる。

## 5. 亜熱帯循環領域の ARW

30°N に沿った等密度面変位の東西方向の伝播の様子を、Fig. 9 の調和定数を用いて代表水深として 600 dbar を選択し、等密度面変位の経度 (横軸) - 時間 (縦軸) ダイアグラムを Fig. 10 (a) に示した。縦軸は 2 年間分の表示であり、等密度面変位偏差の下降を暖色系、上昇を寒色系の色で示している。まず、Impinging 過程で説明されると考えられる IOR 付近の等密度面変位は、130～140°E の範囲でほぼ同位相の上下変動を示す。一方、その東側の等密度面変位は A1～A3 付近で局所的に振幅が増加する傾向がみられるが、西方伝播していることがわかる。図中に示した矢印の傾きは、波長 / 周期 = 1000 km / 1 年  $\sim$  3.2  $\text{cms}^{-1}$  の位相速度を示し、この矢印

の傾きと変位偏差の傾きはほぼ一致している。なお、1000 km の波長は後述するように、30°N に存在し得る ARW の最大東西波長とほぼ一致する。

傾圧第一モードの内部変形半径を  $\lambda_1$ 、周波数 (=  $2\pi$  / 1 年) を  $\sigma$  としたとき、傾圧第一モードのロスビー波 (ARW) の分散関係式は次式となる (Pedlosky, 1987)。

$$(k + \beta/2\sigma)^2 + l^2 = (\beta/2\sigma)^2 - \lambda_1^{-2} \quad (3)$$

ここで  $k$ 、 $l$  はそれぞれ東西及び南北波数、 $\beta$  は緯度関数の惑星ベータである。 $\lambda_1$  の値は Chelton *et al.* (1998)

より公開されている公式ウェブサイト ([http://www-po.coas.oregonstate.edu/research/po/research/rossby\\_radius/](http://www-po.coas.oregonstate.edu/research/po/research/rossby_radius/)) から入手し、150°E ~ 140°W で東西平均した  $\lambda_1$  値を  $2\sigma/\beta$  値と重ねて緯度関数として Fig. 10 (b) に示した。この図から、43°N 以北では  $2\sigma/\beta > \lambda_1$  となるため、ARW が理論上存在できないことがわかる。そこで、43°N 以南において南北波数  $l = 0$  を仮定し、これらの値を (2) 式に代入して計算される最大東西波長 ( $k$  の逆数) の緯度分布を Fig. 10 (c) に示した。30°N を超えて高緯度側になると急激に東西波長が小さくなり、最大波長で

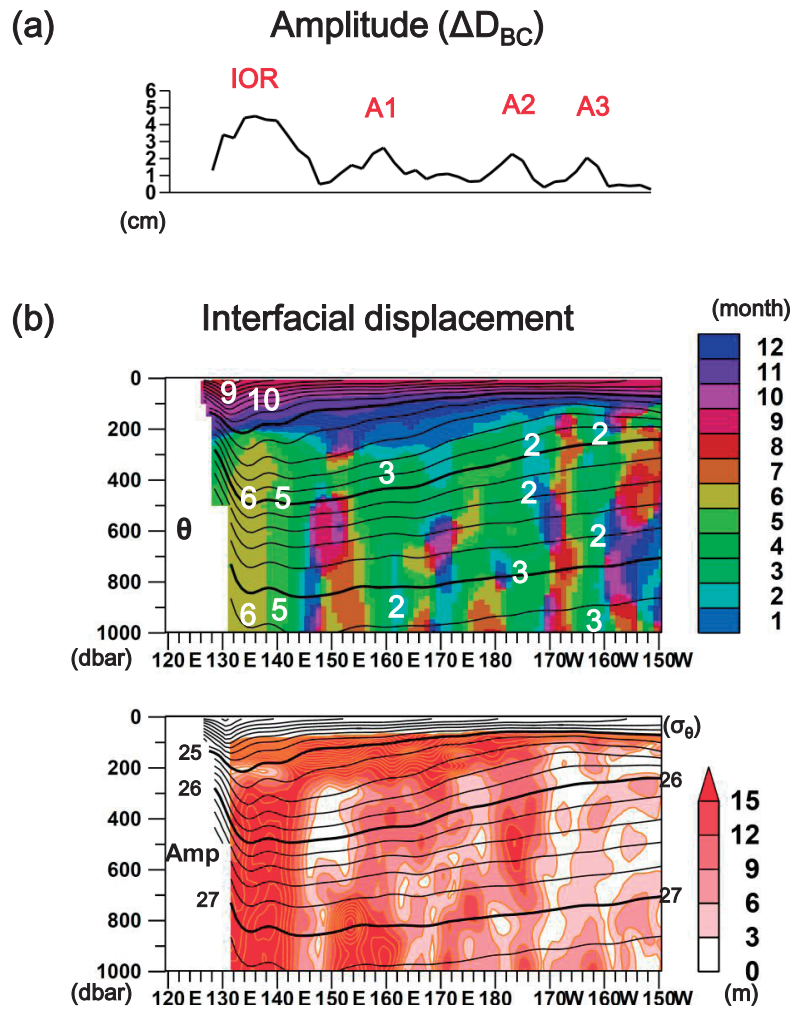


Fig. 9. (a) Cross section of annual harmonic amplitude along 30°N obtained from Fig. 8. (b) Phase (upper) and amplitude (lower) of vertical displacement along 30°N obtained from Fig. 8. The displacement is calculated from potential density field. Long term mean potential density contours (interval is  $0.2 \sigma_\theta$ ) are superimposed.

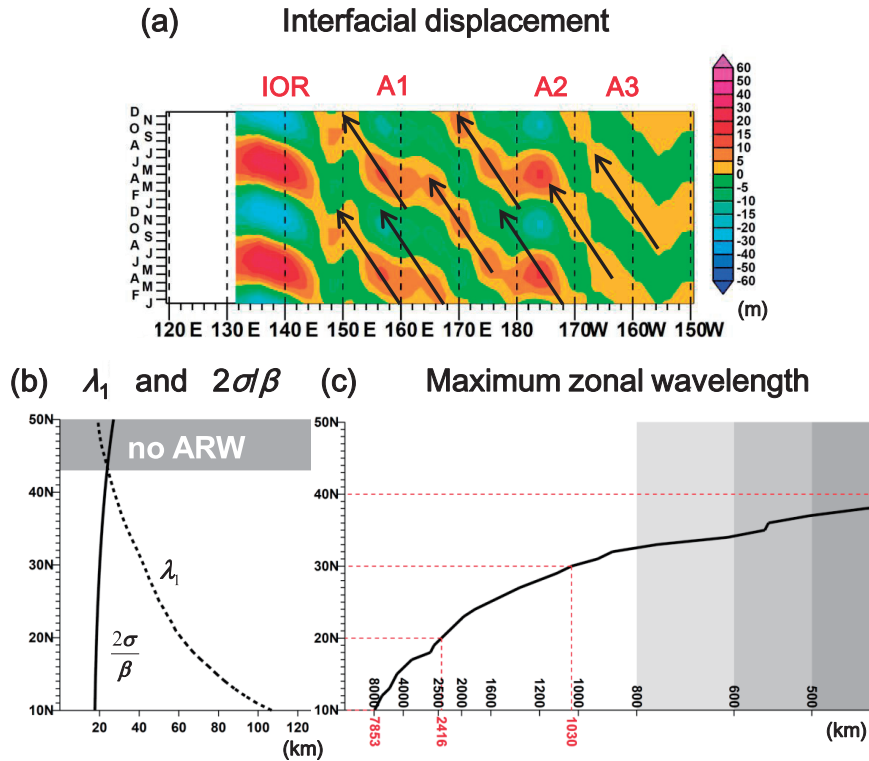


Fig. 10. (a) Longitude-time diagram of the isopycnal displacement at 600 dbar along 30°N calculated by the harmonic constants in Fig. 9 (b). (b) Meridional plots of Rossby radius of deformation  $\lambda_1$  and  $2\sigma/\beta$ . In shaded area (north of 43°N), ARWs cannot exist theoretically. (c) Meridional plot of maximum zonal wavelength for ARW calculated by the parameters in panel (b).

あっても 38°N 付近で 500 km 以下になる。すなわち、35°~38°N 以北において ARW が存在していたとしても、およそ 5°×5°格子 (約 500 km×500 km) の空間平滑化が推測される MOAA GPV データでは平均操作によって検出できない可能性が大きい。この空間平滑化と、43°N 以北では ARW が存在できないという理由のため、A1~A3 の ARW は亜熱帯循環領域でしか検出できなかったと考えられる。また、低緯度側ほど最大東西波長が長くなる (20°N で約 2500 km) 傾向は、Fig. 8 の調和解析結果 (振幅・位相分布) と矛盾しない。しかしながら、検出された傾圧変動は確かに西方伝播を示すことから ARW である可能性が高いものの、A1~A3 の特定海域で振幅と位相が同程度の値を示している。その原因として、ARW の励起される海域が同一、または ARW の伝播領域が限定された成層条件の影響が考えられる。この

問題は本論の目的とは少し外れるため、付録 C において検討する。

## 6. $\Delta D_{BT}$ と $\Delta D_{BC}$ の時系列から推測される IOR 付近の順圧・傾圧応答

前節までの調和解析によって、12 年間の平均的な 1 年周期成分の、海域による相違が明らかになった。その結果の中で、IOR 付近の特徴をまとめると、亜熱帯域に位置する IOR 付近の順圧応答は亜寒帯域と同期し (Fig. 4 (a)・Fig. 5), IOR 上の等密度面変位による傾圧応答も卓越していることがわかった (Fig. 8・Fig. 9・Fig. 10 (a))。これは IOR 付近の Impinging 過程の存在を支持するものの、調和解析のような正弦波関数を用いた周期解析では、両応答の前後関係及び位相差を正しく認識することができない。なぜなら、周期固定の二つの正弦波

関数に位相差  $\theta$  があっても、一方が  $\theta$  で先行、または他方が  $360^\circ - \theta$  で先行のどちらでも解釈が可能なのである。そこで、本節では調和解析前の基本データである  $\Delta D_{BT} \cdot \Delta D_{BC} \cdot \Psi$  の各時系列が示す、年毎に異なる季節変化の振幅という情報を加えることにより、IOR 付近における  $\Delta D_{BT}$  と  $\Delta D_{BC}$  の応答の時間差について議論する。

3 節の Fig. 5 でみたように、冬季において IOR の東側境界に沿って北上する順圧偏差地衡流は、IOR の西側 (矩形領域 b 付近) に極大振幅 (負偏差) をもつ反時計回り循環流の一部と考えられる。そこで、本節で議論する時系

列データは、Fig. 5 に緑色破線で示した矩形領域 a ( $150^\circ E \sim 155^\circ E, 40^\circ N \sim 45^\circ N$ ) を亜寒帯循環域の代表海域、矩形領域 b ( $135^\circ E \sim 140^\circ E, 25^\circ N \sim 30^\circ N$ ) を亜熱帯域にある IOR の代表海域として選択した。これら二つの矩形海域において、 $\Delta D_{BT} \cdot \Delta D_{BC} \cdot \Psi$  の値をそれぞれアンサンブル平均した後、本論では中規模渦の影響と思われる数カ月変動については議論しないため、各時系列には 5 カ月の移動平均を施した。なお、以下で議論する 2 つの時系列間の相関解析における 1% 有意水準の相関係数は  $R^2 = 0.46$  である。

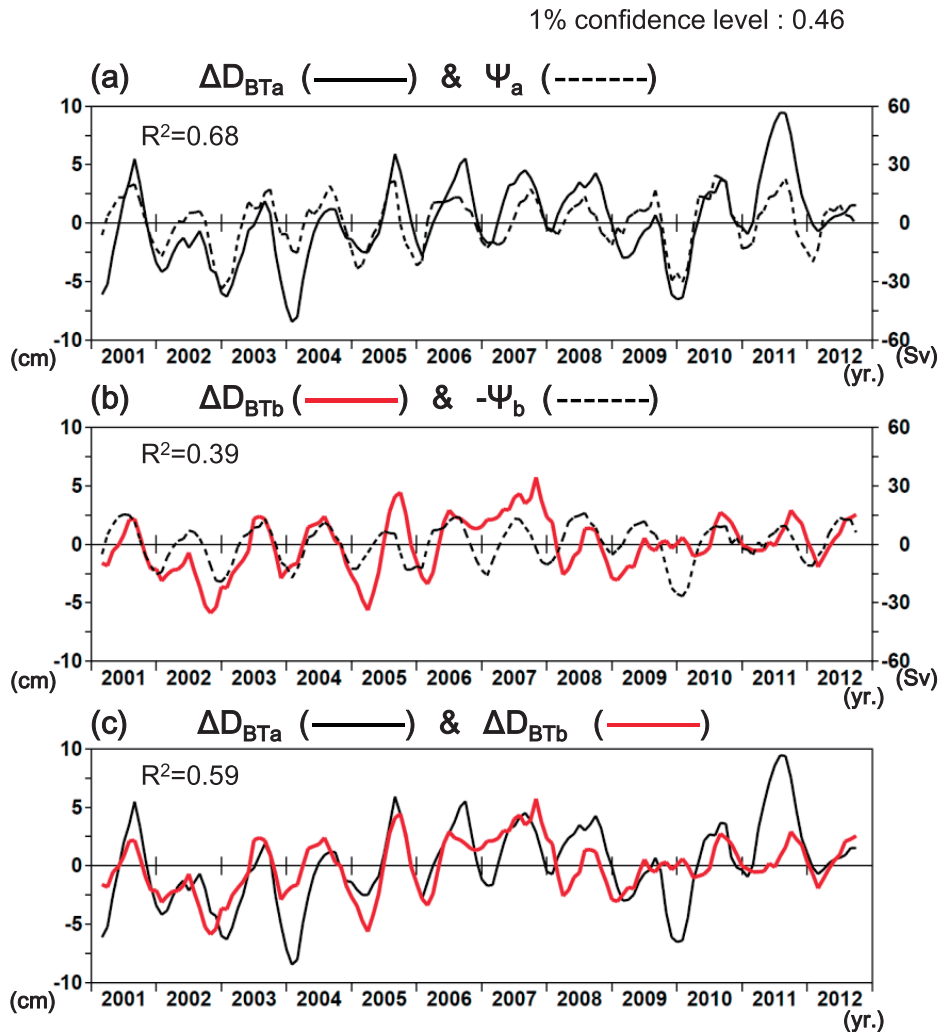


Fig. 11. Time series of (a) ensemble mean of  $\Delta D_{BTa}$  (solid line) and  $\Psi_a$  (broken line) in the area 'a' indicated in Fig. 5 by green broken line, (b) ensemble mean of  $\Delta D_{BTb}$  (solid red line) and  $\Psi_b$  (broken line) in the area 'b' indicated in Fig. 5 by green broken line, and (c)  $\Delta D_{BTa}$  (solid line) and  $\Delta D_{BTb}$  (solid red line).

## 6.1 IOR 付近の順圧応答

はじめに、亜寒帯循環域の  $\Delta D_{BTa}$  (黒実線) と  $\Psi_a$  (破線), IOR 付近の  $\Delta D_{BTb}$  (赤実線) と  $-\Psi_b$  (破線) の各時系列を重ね合わせ、各循環域で年毎に異なる風応力に対応した順圧応答の様子を Fig. 11 (a) (b) に示す。亜寒帯循環域の季節・経年変化のパターンは両者で非常によく似ており、同時相関係数も  $R^2 = 0.68 (> 0.46)$  となり、統計的有意水準を上回っている (Fig. 11 (a))。一方、IOR 付近における両者の同時相関係数は  $R^2 = 0.39 (< 0.46)$  であり、統計的有意水準を下回る結果となった。この低い相関は、IOR 付近の  $\Delta D_{BTb}$  が年毎の季節振幅値が大きく異なる経年変化パターンを示すのに対して、 $-\Psi_b$  は毎年ほぼ似たような振幅の季節変化を示すことを意味する (Fig. 11 (b))。

次に、順圧応答成分  $\Delta D_{BT}$  の時系列どうしである亜寒帯域の  $\Delta D_{BTa}$  (黒実線) と IOR 付近の  $\Delta D_{BTb}$  (赤実線) を重ねて Fig. 11 (c) に示した。季節変化の振幅を比べると、IOR ( $\Delta D_{BTb}$ ) が亜寒帯域 ( $\Delta D_{BTa}$ ) よりも小さい傾向があるものの、経年変化パターンの様子はよく似ており、両者の同時相関係数も  $R^2 = 0.59 (> 0.46)$  となり、統計的有意水準を上回っている。この結果は、IOR の

$\Delta D_{BTb}$  の季節・経年変化パターンを亜熱帯域の風応力  $-\Psi_b$  よりも、亜寒帯域の  $\Delta D_{BTa}$  でよく説明できることを示す。すなわち、IOR 付近の順圧応答成分は亜熱帯域の風成循環の影響に加えて、同時に亜寒帯域からの影響もあり、その影響は後者の方がむしろ支配的である。本節の結果は、3節で提案した「亜寒帯域の順圧応答成分が西岸境界を通して、亜熱帯域の IOR まで張り出している」ことを強く支持するものと考えられる。

## 6.2 IOR 付近の傾圧応答

本節では、前節で求めた IOR 付近の順圧応答  $\Delta D_{BTa}$  に対する傾圧応答について議論する。Fig. 5 に示す矩形領域 b におけるアンサンブル平均値  $\Delta D_{BCb}$  で代表させ、 $\Delta D_{BTb}$  (赤実線) と  $\Delta D_{BCb}$  (黒実線) の時系列を比較して Fig. 12 (a) に示した。両時系列にはほぼ逆位相の関係がみられ、両者のラグ相関解析結果は、 $\Delta D_{BTb}$  の時系列に対して 2 カ月遅れの  $\Delta D_{BCb}$  の時系列が最も高い負の相関  $R^2 = |-0.49| (> 0.46)$  を示した。そこで、 $\Delta D_{BCb}$  側の符号を逆転して、2 カ月先行させた  $-\Delta D_{BCb}$  (Lag = -2 month) (黒実線) と  $\Delta D_{BTb}$  (赤実線) を重ねて再表示したものを Fig. 12 (b) に示した。

この Fig. 12 (b) の時系列変化パターンを比較すると、

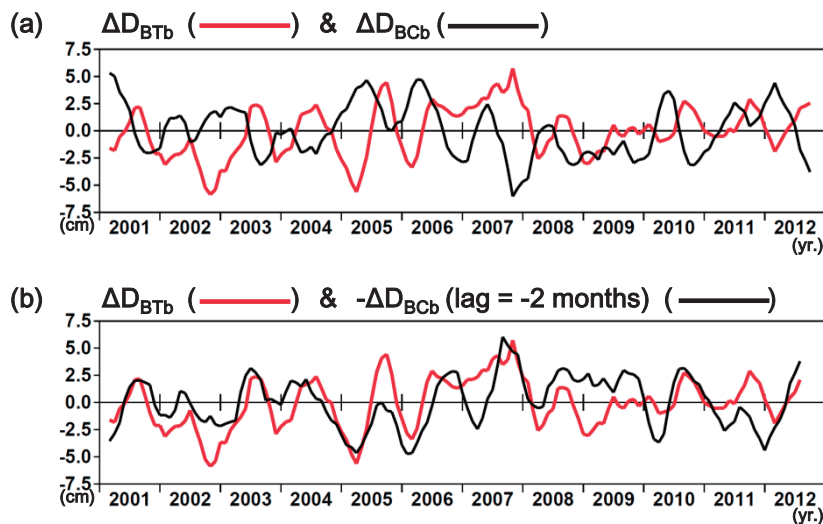


Fig. 12. Time series of (a)  $\Delta D_{BTb}$  (red line) and ensemble mean of  $\Delta D_{BC}$  in the area 'b' indicated in Fig. 5 ( $= \Delta D_{BCb}$ : black line), (b)  $\Delta D_{BTb}$  (red line) and  $-\Delta D_{BCb}$  with -2 months lags (black line).

$\Delta D_{BTb}$  の季節変化の振幅が大きい年ほど  $-\Delta D_{BCb}$  (Lag = -2 month) の振幅も大きく、2008 ~ 2009 年のように、 $\Delta D_{BTb}$  の季節変化が不明瞭な年は、 $-\Delta D_{BCb}$  (Lag = -2 month) も同様に不明瞭である。この結果を IOR 付近の順圧応答に対する局所的な傾圧応答と理解すれば、主に、亜寒帯循環流に同期して、冬季に極大となる IOR 付近の反時計回り循環流から数カ月 (ラグ解析では 2 ヶ月) 遅れて、IOR 上の等密度面が最も下降することを示している。これは IOR 付近の調和解析の位相において、 $\Delta D_{BT}$  が極小となる月が 2 ~ 3 月ころ (Fig. 4 (a))、 $\Delta D_{BC}$  が極大となる月が 4 ~ 5 月ころ (Fig. 8)、両者の時間差が約 2 カ月であることに対応している。モデル計算から示唆されている Impinging 過程を介して順圧応答と傾圧応答が関係しているのであれば、この Impinging 過程に要する応答時間が数カ月であることを意味している。

## 7. まとめと考察

海洋物理学の教科書では基礎的事項とされる風成循環流の問題、その解析解はよく知られていても、実際の大洋で生じている順圧応答の存在はまだ確認されていない。本研究では、最近 12 年間に蓄積された AVISO の SSHA データとアルゴフロートブイ観測の密度場から計算される力学高度偏差  $\Delta D_{j\text{dbar}}$  データを同程度の空間解像度で組み合わせ、1 年周期の調和解析によって、北太平洋西部海域における順圧応答成分を抽出することができた。IOR 付近の順圧応答は亜熱帯域の風成循環の影響下にあるものの、同時に亜寒帯域からの影響も大きく、亜寒帯域の順圧応答成分が西岸境界を通して亜熱帯域の IOR まで張り出しているという特記すべき空間分布を示す。このような応答の様子は、先行研究の風強制順圧モデル (Greatbatch and Goulding, 1990; Kubota *et al.*, 1995) からすでに示唆されていたが、それを観測データ解析から裏付けたと考えられる。さらに、IOR 付近の順圧応答と傾圧応答 (等密度面鉛直変位の変動) には数カ月遅れの応答時間で相関があり、これは風強制 2 層モデル (Isobe and Imawaki, 2002; Wagawa *et al.*, 2010) から示唆されていた Impinging 過程が実際に生じている観測的証拠と考えられる。

IOR の海底地形が強調された亜熱帯循環領域のモデル

計算 (Isobe and Imawaki, 2002) では、順圧応答が強まる冬季 ~ 春季に海嶺東側斜面で大きな下向き鉛直流 (Impinging) が生じ、等密度面を押し下げる (海面高度偏差では極大) 結果が示されている。しかし、本解析結果の IOR 付近において極大の海面高度偏差となる季節は逆位相の夏季 ~ 秋季 (8 ~ 9 月ころ) であった。これは IOR 付近の順圧応答が亜熱帯領域の風成循環だけではなく、逆位相の順圧応答を示す亜寒帯領域の風成循環の影響を強く受けていると考えれば説明がつくであろう。

IOR 以東で大きな海底地形変化がない亜熱帯循環領域において、シグナルとしては小さいものの、1 年周期で西方伝播する等密度面変位の擾乱がみられた。このような傾圧変動については Cummins *et al.* (1986) でも指摘され、1 年周期の傾圧ロスビー波 (ARW) として理解されている。しかし、観測された傾圧変動は確かに西方伝播を示すものの、ある特定海域 (3 ヶ所) で振幅と位相がほぼ同程度であることを ARW で説明することは困難である。この問題に関して、本研究では付録 C に示した推測しかできず、現段階では状況の記述に留まっている。また、観測値から概算された傾圧第一モードの内部変形半径を用いて、ARW の分散関係を検討したところ、43°N 以北では ARW が理論上存在できないことがわかった。この臨界緯度である 43°N は、亜寒帯循環領域の中央付近に位置している。

観測データ解析にもとづく上記の研究成果は、1 年周期の風強制に対する風成循環応答のモデル設定の修正を求めるものである。すなわち、亜寒帯循環領域の順圧応答が南の IOR 付近まで張り出しているという結果は亜熱帯・亜寒帯循環領域を結合させたモデル領域の設定を要求し、さらに亜寒帯循環領域の中央以北では ARW による傾圧応答ができないという、現実に即した成層条件を要求している。この修正モデルを用いた力学応答に関する再考察は、今後の課題としたい。

## 謝辞

本研究で使用させて頂いた MOAA GPV・MILA GPV データを提供されている細田滋毅氏をはじめ、独立行政法人海洋研究開発機構の皆さま、AVISO Reference Series の SSHA 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、ECMWF データを提供されているヨーロッパ中期予報センター、傾圧第一モードの内部変形半径データを提供されている Prof. Chelton に、心よりお礼申し上げます。また、最初の投稿論文を改訂するにあたり、2名の査読者、編集委員の轡田邦夫博士からは非常に丁寧で、有益なコメントを多々頂き、心より感謝致します。

#### 付録 A 深度 10 dbar と 2000 dbar の密度値の 1 年周期変化の分散値

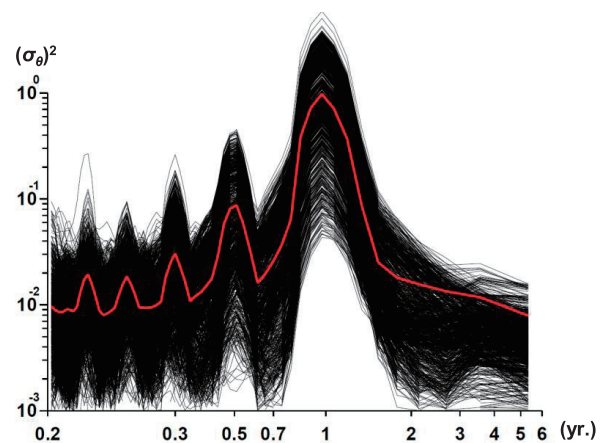
$\Delta D_{2000}$  データを作成する際、2000 dbar 以深における密度の季節変化が十分に小さいかを確認するために、MOAA GPV データの深度 10 dbar と 2000 dbar の密度値の分散型パワースペクトル（データ数 128 個、三角フィルター 3 回適用、自由度 38）を比較し、Fig. A1 (a) (b) に示した。図の表示は本文中の Fig. 2 (a) (c) (d) と同様、重なった黒線は各格子の生スペクトル、赤線はアンサンブル平均値である。両深度ともに 1 年周期に明瞭なピークがあるが、深度 10 dbar のアンサンブル平均分散値が  $10^0$  オーダであるのに対して、深度 2000 dbar の分散値は  $10^{-5}$  オーダ（10 万分の 1）しかない（両図の縦軸目盛のオーダの違いに注意）。これは表層付近の密度が  $1\sigma_\theta$  オーダの季節変化を示すのに対し、深度 2000 dbar の密度は  $0.003\sigma_\theta$  オーダの季節変化となる。深度 2000 dbar 付近の鉛直密度勾配は  $0.5\sigma_\theta/100\text{ m}$  よりも小さく、 $0.003\sigma_\theta$  オーダの密度変化が等密度変位の季節変化で生じるとすれば、その変位量は 1 m オーダにしかすぎない。深度が 1000 m を超えるような CTD 観測精度を考慮すれば、1 m オーダの等密度変位に伴う密度変化は議論可能な変化とは言えない。それゆえ、MOAA GPV データを解析に用いたとき、2000 dbar の深度では密度の季節変化が十分小さいと仮定できると判断した。

#### 付録 B AVISO SSHA データを用いた MOAA GPV 空間分解能の推測

内挿される前の観測値の空間密度からもわかるように、SSHA の方が  $\Delta D_{2000}$  よりも高い空間分解能をもつ。そこで、任意の格子点を中心として、SSHA の空間平滑化ス

ケール、ここでは単純に緯度経度幅 ( $L^\circ \times L^\circ$ ) を、 $L = 1/2^\circ \sim 15^\circ$  まで  $0.5^\circ$  間隔で順次大きくしながら、その格子点における SSHA と  $\Delta D_{2000}$  の相関係数が極大となる  $L$  ( $= L_{\max}$ ) を求めた。すなわち、SSHA の空間平滑化スケールが  $\Delta D_{2000}$  の空間分解能に最も近くなると、相関係数は正の極大値をもつと考えた。なお、本解析の SSHA には、 $\Delta D_{2000}$  では表現できない傾圧成分が含まれていると考えられるので、両者の高い相関は傾圧成分の類似性を根拠とした解析である。 $\Delta D_{2000}$  の各格子における  $L_{\max}$  を寒色系から暖色系の色で区別し、空間分布として Fig. A2 (a) に示した。30°N 以南の亜熱帯域では緑色

#### (a) Power spectra of $\sigma_\theta$ at 10 dbar



#### (b) Power spectra of $\sigma_\theta$ at 2000 dbar

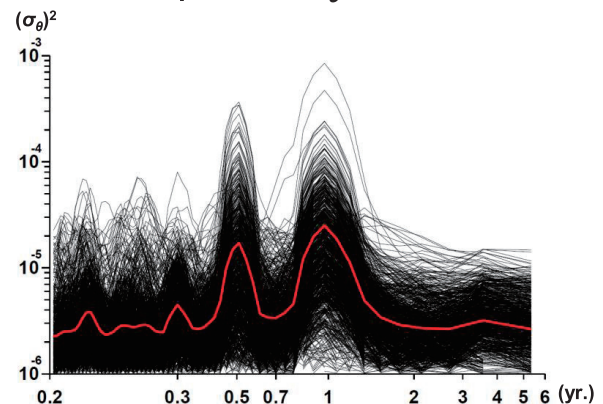
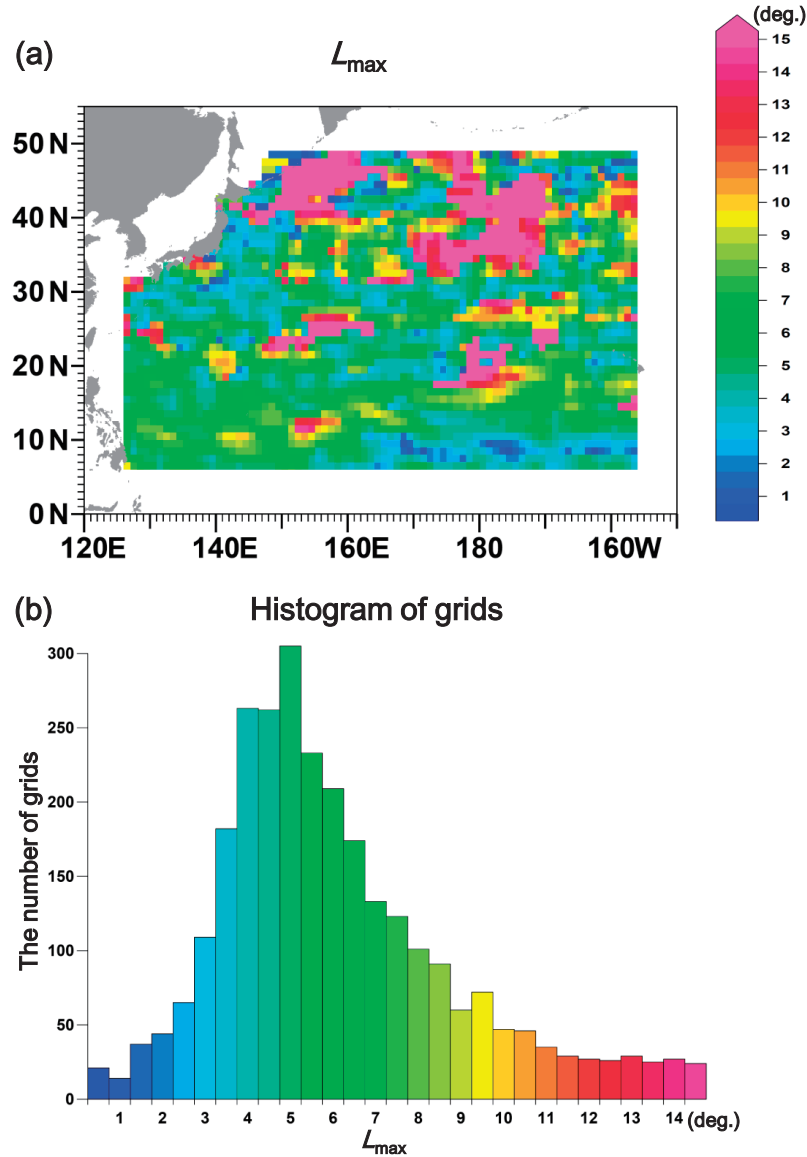


Fig. A1. Same variance-preserving spectra as Fig. 2 but for density at the depths of (a) 10 dbar and (b) 2000 dbar.





**Fig. A2.** (a) Horizontal distribution of  $L_{\max}$  (spatial smoothing scale of SSHA field at which correlation coefficient between SSHA and  $\Delta D_{2000}$  become locally maximal). (b) Histogram of the number of grids in the study area sorted by  $L_{\max}$ .

の  $L_{\max} = 4^{\circ} \sim 9^{\circ}$  格子, それ以北の亜寒帯域では赤色の  $L_{\max} > 12^{\circ}$  格子の数が多く, 青色の  $L_{\max} < 3^{\circ}$  が全体的に点在する結果が得られた。これらの格子の  $L_{\max}$  毎の個数を解析領域全体で集計した頻度分布を Fig. A2 (b) に示した。高い頻度は  $L_{\max} = 3^{\circ} \sim 7^{\circ}$  の範囲にみられ, 本解析ではモード値である  $L = 5^{\circ}$  を選択した。

#### 付録 C 特定海域で振幅と位相が揃った ARW の検討

まず, Cummins *et al.* (1986) により提唱されている局所的なエクマンパンピングにより, 空間的に同一の励起海域があるか否かを調べた。Fig. A3 (a) には, エクマンパンピング流速の指標として, 風応力カールを  $f$  で割った  $\text{curl } \tau / f$  に対する調和解析結果 (上段が位相  $\theta$ , 下段

が  $10^{-4}\text{Nm}^{-3}\text{s}$  単位の振幅 Amp) を示した。位相は風応力カールから換算される鉛直下向きエクマンポンピング流速 (水位偏差が増加するセンス) の極大月で表示している。風応力カールの振幅・位相分布にも本文 Fig. 4 (b)

の  $\Psi$  と同様,  $35^\circ\text{N}$  付近に循環境界 (帯状の振幅極小域) がみられ, その北側で 8~9 月, 南側で 1~3 月ころとなる位相分布を示す。Fig. 8 に示した  $\Delta D_{\text{BC}}$  の調和解析結果から, ARW が励起される場所は少なくとも風応力

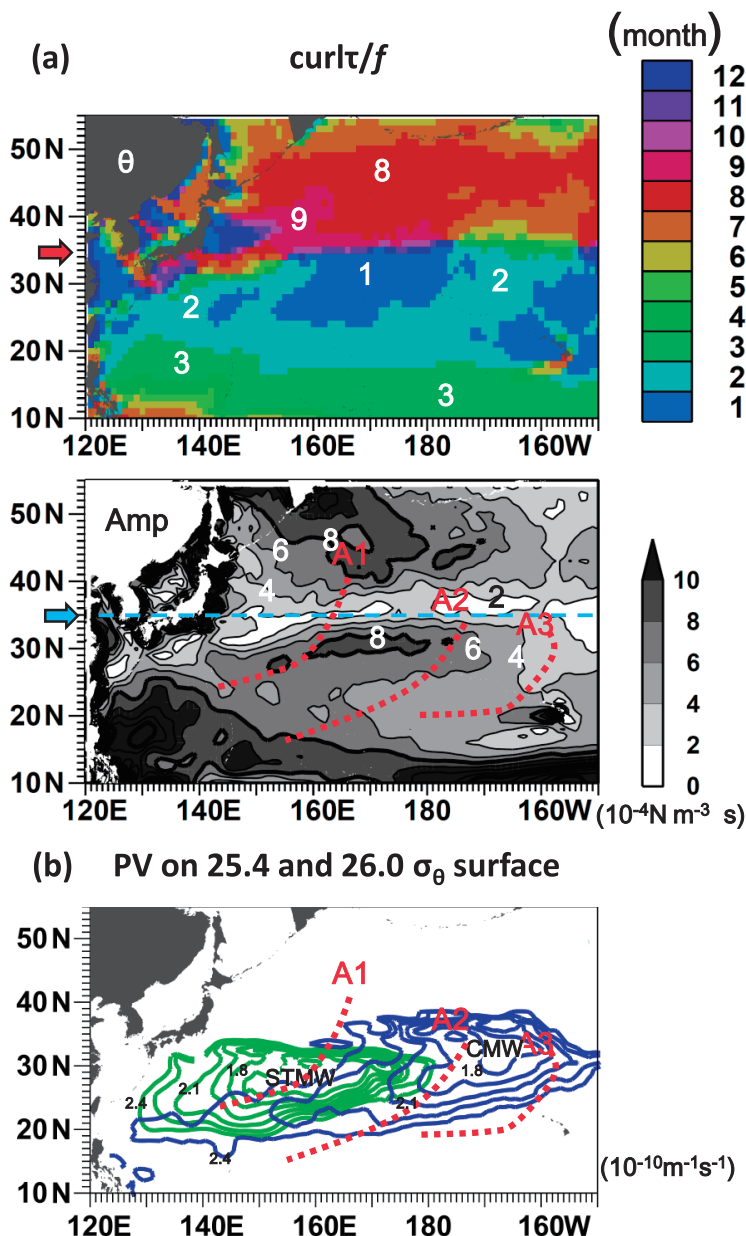


Fig. A3. (a) Same as Fig. 3 but for the curl ( $\tau$ )/ $f$ . Contour interval for amplitude is  $2 \times 10^{-4}\text{Nm}^{-3}\text{s}$ . (b) Potential vorticity (PV) contours on the 25.4  $\sigma_\theta$  (green line), and 26.0  $\sigma_\theta$  (blue line) isopycnal surfaces. Contour interval is  $0.15 \times 10^{-10}\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Areas with the PV more than  $2.4 \times 10^{-10}\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$  are not shown. Locations of IOR, A1, A2, and A3 are superimposed in lower panel of (a), and panel (b)

カールの振幅が大きく、位相は2月ころでなければならぬ。そのような場所は、35°N 付近の循環境界よりも南側に存在し、赤破線で示した A1 ~ A3 の位置もほぼ含まれている。よって、エクマンポンピングによる ARW の励起は支持されるものの、これら3カ所で局所的に大きな振幅の増大はみられない。

そこで、次に A1 ~ A3 の位置と成層条件との関係を調べた。亜熱帯域の成層場において、最も特徴的な水塊はモード水である。モード水には二種類あり、一つは亜熱帯モード水 (Masuzawa, 1969; Subtropical mode water; 以下, STMW と略す)、もう一つが中央モード水 (Nakamura, 1996; Suga *et al.*, 1997; Central mode water; 以下, CMW と略す) である。STMW と CMW はそれぞれ  $25.4 \sigma_\theta$  と  $26.0 \sigma_\theta$  等密度面上における低渦位 ( $PV = (f/\rho)(\partial\sigma_\theta/\partial z)$ ;  $\rho$  は現場密度,  $z$  は水深) として定義される。長期平均場の密度データを使用して、 $PV < 2.4 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  の領域を STMW は緑色, CMW は青色で、5 ~ 6 本の等値線で表示し、赤破線の A1 ~ A3 と比較して Fig. A3 (b) に示した。A1 は STMW の中心付近もしくは CMW の西端付近, A2 は CMW の中心付近, A3 は CMW の東端付近に位置しているように見える。モード水のような密度成層が弱い水塊が分布する領域で、局所的に傾圧ロスビー波が増幅されるメカニズムが Inui and Liu (2002) により提案されている。しかし、本解析の空間解像度の信頼性の問題のためか、A1 ~ A3 の位置は必ずしもモード水の存在領域とは一致せず、彼らのメカニズムを支持する結果とは言えない。それゆえ、特定海域で振幅と位相が揃う ARW の真偽は、今後の検討課題として残る。

## References

- Chelton, D. B., R. A. de Szoeke, M. G. Schlax, K. El Naggar, and N. Siwertz (1998): Geographic variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 433–460.
- Cummins, P. F., L. A. Mysak, K. Hamilton (1986): Generation of annual Rossby waves in the North Pacific by wind stress curl. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 1179–1189.
- Greatbatch, R. J., and A. Goulding (1990): On the seasonal variation of transport through the Tokara Strait. *J. Oceanogr. Soc. Japan.*, **46**, 9–20.
- Hosoda, S., T. Ohira, T. Nakamura (2008): A monthly mean dataset of global oceanic temperature and salinity derived from Argo float observations. *JAMSTEC Rep. Res. Dev.*, **8**, 47–59.
- Hosoda, S., T. Ohira, K. Sato, T. Suga (2010): Improved description of global mixed-layer depth using Argo profiling floats. *J. Oceanogr.*, **66**, 773–787.
- Inui, T., and Z. Liu (2002): Midlatitude wind forcing and subduction of temperature anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1094–1105.
- Isobe, A., and S. Imawaki (2002): Annual variation of the Kuroshio transport in a two-layer numerical model with a ridge. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 994–1009.
- Kubota, M., H. Yokota, and T. Okamoto (1995): Mechanism of the seasonal transport variation through the Tokara Strait. *J. Oceanogr.*, **51**, 441–458.
- Masuzawa, J. (1969): Subtropical mode water. *Deep Sea Res.*, **16**, 436–472.
- 水野恵介 (1995): 大規模の海況解析と最適内挿法, 海の研究, **4**, 187–208.
- Nakamura, H. (1996): A pycnostad on the bottom of the ventilated portion in the central subtropical North Pacific: Its distribution and formation. *J. Oceanogr.*, **52**, 171–188.
- Pedlosky, J. (1987): *Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd ed. Springer-Verlag, 710 pp.
- Stammer, D. (1997): Steric and wind-induced changes in TOPEX/Poseidon large-scale sea surface topography observations. *J. Geophys. Res.*, **102**, 20,997–21,009.
- Suga, T., Y. Takei, and K. Hanawa (1997): Thermostat distribution in the North Pacific subtropical gyre: The central mode water and the subtropical mode water. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 140–152.
- Vivier, F., K. A. Kelly, and L. Thompson (1999): The contributions of wind forcing, waves, and surface heating to sea surface height observations in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **104**, 20,767–20,788.
- Wagawa, T., Y. Yoshikawa, and A. Masuda (2010): Bathymetric influences of the Emperor Seamounts upon the subarctic gyre of the North Pacific: Examining boundary current dynamics along the eastern side of the mountain ridge with an idealized numerical model. *J. Oceanogr.*, **66**, 259–271.
- Xie, S. P., T. Kunitani, A. Kubokawa, M. Nonaka, and S. Hosoda (2000): Interdecadal thermocline variability in the North Pacific for 1958–97: A GCM simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 2,798–2,813.

## Seasonal change of sea level anomalies in the western North Pacific

Shohei Fujiwara<sup>1\*\*</sup>, Yutaka Isoda<sup>2</sup>, Manami Tateno<sup>3</sup>

### Abstract

Annual barotropic and baroclinic responses of sea level anomalies ( $\Delta D_{BT}$  and  $\Delta D_{BC}$ ) in the western North Pacific to seasonally varying wind stress curl are extracted by combining the sea surface height anomaly (SSHA) observed by satellite altimeter with the dynamic height anomaly ( $\Delta D_{j\text{dbar}}$ ;  $j$  is the reference depth) calculated by the density fields observed by Argo floats, i.e.,  $\Delta D_{BT} = \text{SSHA} - \Delta D_{2000}$  and  $\Delta D_{BC} = \Delta D_{2000} - \Delta D_{ML}$  (ML is the surface Mixed Layer depth). The most conspicuous feature in the seasonal change in  $\Delta D_{BT}$  is the tongue of negative values at the region of subarctic gyre in late winter (February to March) extending southward to the Izu-Ogasawara Ridge (IOR) in subtropical gyre. For annual  $\Delta D_{BC}$  variation, one of the much larger positive amplitude is also found in areas surrounding IOR in spring (April to May), suggesting the generation of the baroclinic activity through the coupling of the barotropic and baroclinic modes of motion on the steep bottom slope, i.e., the impinging response. The next prominent  $\Delta D_{BC}$  variability seems to be the adjustment of the ocean in terms of the baroclinic first-mode annual Rossby Waves, which can theoretically exist south of about 40°N

**Key words** : western North Pacific, annual barotropic and baroclinic response components, sea surface height anomaly, dynamic height anomaly, Izu-Ogasawara Ridge (IOR)

(Corresponding author's e-mail address : fujiwara\_s@frontier.hokudai.ac.jp)

(Received 15 March 2014 ; accepted 1 July 2014)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2014)

---

1 Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minatocho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

2 Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minatocho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

3 Faculty of Fisheries, Hokkaido University, 3-1-1 Minatocho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

\*\* Corresponding author : Shohei Fujiwara

TEL: +819054257756

e-mail: fujiwara\_s@frontier.hokudai.ac.jp