HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	北太平洋風成循環流の季節変化に関する数値モデル実験
Author(s)	舘野, 愛実; 藤原, 将平; 磯田, 豊 他
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 66(3), 87-97
Issue Date	2016-12-27
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.66.3.87
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/64173
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.66.3.87.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北 大 水 産 彙 報
66(3), 87–97, 2016.
DOI 10.14943/bull.fish.66.3.87

北太平洋風成循環流の季節変化に関する数値モデル実験

舘野　愛実[1)]・藤原　将平[2)]・磯田　　豊[3)]・朝日啓二郎[4)]

(2016 年 7 月 19 日受付，2016 年 8 月 30 日受理)

Numerical model experiments for seasonal variation of the North Pacific wind-driven circulation

Manami TATENO[1)], Shohei FUJIWARA[2)], Yutaka ISODA[3)] and Keijiro ASAHI[4)]

Abstract

A two-layer model ocean with the Izu-Ogasawara Ridge (IOR) and the Emperor Seamounts (ESs), driven by seasonally varying wind stress, is used to explain the observed seasonal variations of barotropic and baroclinic response in the North Pacific. Since isostasy is achieved for annual mean state, the annually averaged subarctic and subtropical surface gyres are separated without any bathymetric influence. For a short time scale such as seasonal variation, the barotropic flow is inhibited from ascending the bottom slope because of the restriction of the potential vorticity conservation, and generates the baroclinic Annual Rossby Waves (ARW) through the impinging process on the shelf slope. The most conspicuous feature in barotropic response is the southward invasion of the subarctic anti-clockwise circulation strengthened in winter into the subtropical region along the IOR and the western shelf slope. It is also found that the westward propagating baroclinic ARW from the southern ESs is appeared to be enhanced in spring by superimposing on the seasonal change of Ekman pumping. These model results are consistent with those estimated from the observation.

Key words : wind-driven circulation, two-layer model, seasonal variation, barotropic and baroclinic response, bathymetry

緒　　言

季節変化スケールの風応力で変動する風成循環流の応答では，西向き伝播速度が速い順圧ロスビー波が支配的となるが，この順圧応答に伴う流速変動や海面水位変動を既存の海洋観測データから抽出ことは非常に難しい。それゆえ，北太平洋における風成循環流の季節変動に関する研究は，数値モデルを用いた力学研究が先行している。例えば，単層モデル研究には Greatbatch and Goulding (1990) や Kubota et al. (1995) (以下，K95 と略す)，二層モデル研究には亜熱帯循環域を対象とした Isobe and Imawaki (2002) (以下，I02 と略す) と亜寒帯循環域を対象とした Wagawa et al. (2010) (以下，W10 と略す) がある。最近，藤原ら (2014) は西部北太平洋の衛星海面高度偏差 (Sea Surface Height Anomaly : 以下，SSHA と略す) とアルゴフロートブイ観測による力学海面高度偏差を組み合わせ，順圧応答成分を ΔD_{BT}＝SSHA－ΔD_{2000}(ΔD_{2000} は水深 2,000 db を基準とした海面のダイナミックデプス・アノマリー) として，傾圧応答成分を ΔD_{BC}＝ΔD_{2000}－ΔD_{ML} (ΔD_{ML} は表層混合層深度を基準とした海面のダイナミックデプス・アノマリー) として両者の分離を試みた。ここでは，ΔD_{BT} と ΔD_{BC} の 12 年間分のデータを用いた一年周期の調和解析結果 (位相 θ と振幅 *Amp* の空間分布図) を引用して Fig. 1 の (a) と (b) に示す。位相 θ は水位偏差が上凸極大となる月表示としているため，ΔD_{BT} は時計回り循環流が極大となる月として，ΔD_{BC} は鉛直積分した等密度面が下凸極大になる月として解釈される。

Figure 1(a) の順圧応答 ΔD_{BT} は，亜寒帯循環域の時計回り擾乱が 8～9 月の夏季に亜熱帯循環域の伊豆小笠原海嶺 (Izu-Ogasawara Ridge : 以下，IOR と略す) の南方まで大きく張り出していることを示す。なお，亜寒帯循環流と同じ回転方向である反時計回りを基準にすれば，亜寒帯循環流が強化される冬季の反時計回り擾乱の南下現象と解釈される。この順圧流の季節的な南下現象は K95 でも再現されているが，単層モデルであるため IOR 上の傾圧応答は議論できなかった。I02 では IOR 上の成層は考慮され

[1)] 北海道大学環境科学院
(*Graduate School of Enviromental Science, Hokkaido University*)
[2)] ソフトバンクテレコム株式会社
(*Softbank Telecom Corp.*)
[3)] 北海道大学大学院水産科学研究院海洋環境学分野
(*Laboratory of Marine Environmental Science, Graduate School of Fisheries Sciences, Hokkaido University*)
[4)] 日立製作所
(*Hitachi, Ltd*)

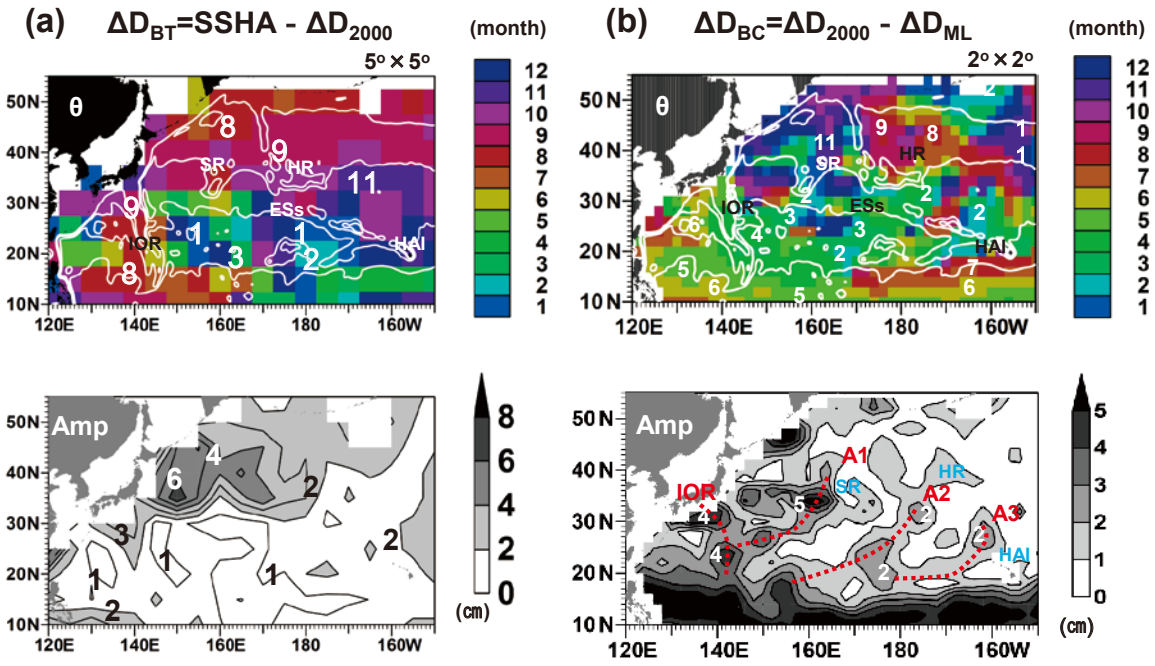

Fig. 1. Observational results of the seasonal sea surface height anomalies in the western North Pacific. Phase (upper) and amplitude (lower) of the annual harmonic least-squares fitted to (a) barotropic component ΔD_{BT} and (b) baroclinic component ΔD_{BC}. (After Fujiwara et al. (2014)).

ているが，この南下現象の擾乱源である亜寒帯循環域が削除されたモデルであった。

Figure 1(b) の傾圧応答 ΔD_{BC} は，亜熱帯循環域の IOR 上と天皇海山列 (Emperor Sea mountains：以下，ESs と略す) 以西の海域に A1～A3 で示した縞状構造をもつ下凸等密度面偏差が 3～5 月の春季に強化されることを示す。藤原ら (2014) ではこの縞状構造を一年周期の傾圧ロスビー波 (傾圧 Annual Rossby Wave：以下，傾圧 ARW と略す) として説明しているが，春季に強化 (または秋季に弱化) される理由は不明としている。このような傾圧 ARW の励起は I02 や W10 が提示した Impinging (衝突) 過程を用いて，次のように説明される。西向き伝播速度が非常に遅い傾圧 ARW が北太平洋を横断するには 10 年オーダーの時間が必要であるため，季節変化スケールの応答ではアイソスタシーは成立しない。それゆえ，大振幅の季節変化は順圧ロスビー波が支配的となり，IOR や ESs の海底斜面上の下層流は零にならず，そこで内部境界面を上下に変化させる Impinging が生じる。この Impinging 過程が海底斜面上で傾圧 ARW を励起し，この傾圧擾乱は移流の影響や波の分散性により減衰しつつも，ゆっくりと西方伝播して西岸境界域に達する。ただし，I02 では亜熱帯循環域の ESs 地形が削除されているため，二層モデルであっても縞状構造は再現されていない。W10 の二層モデルは ESs 地形を表現しているが，北緯 43 度以北では傾圧 ARW が存在できないため (藤原ら，2014)，おそらく，それが理由で縞状構造が再現されていない。

そこで，本研究では亜熱帯と亜寒帯の両風成循環流を結合させた二層モデルを用いて，藤原ら (2014) では考察できなかった課題である (1) 亜熱帯循環域まで侵入する亜寒帯循環流の順圧擾乱の影響，(2) 下凸の内部境界面変位が春季に強化される縞状傾圧擾乱の原因について検討する。なお，再現される順圧応答及び傾圧応答の基本的な力学は I02 と W10 において議論されており，本研究のモデルで表現される力学過程に新しい知見はない。本モデル実験では I02 や W10 で設定された亜熱帯と亜寒帯の両風成循環境界の人工的な東西壁を削除しており，この削除の有無による応答の相違が強調される。

風強制二層モデルの説明

モデル海底地形

北太平洋の亜熱帯と亜寒帯の両循環流の季節変化に対する特徴的な海底地形の影響を調べるため，I02 や W10 と同様に，単純化した海岸線及び海底地形を設定した二層モデルを使用した。座標系はモデル地形の南西角を原点とする直交座標系 (x, y) を用い，x 軸は東向き，y 軸は北向きを正とする。計算領域は北緯 20～50 度に対応する南北幅 3,300 km，北端の東西幅は 7,600 km，南端の東西幅は 10,000 km とし，この範囲に存在する海底地形 H (Fig. 1(a)) を模したモデル海底地形 (基本ケース) を Fig. 1 の (c) に示した。この基本ケースでは，ESs と IOR の海山列及び海嶺 (Ridge) 地形と西岸境界に沿って存在する陸棚斜面地形を表現した。このモデル地形を後述する他のモデル地形と区別し，以下，Rg (Ridge bottom) モデルと呼ぶ。Fig. 1(d)

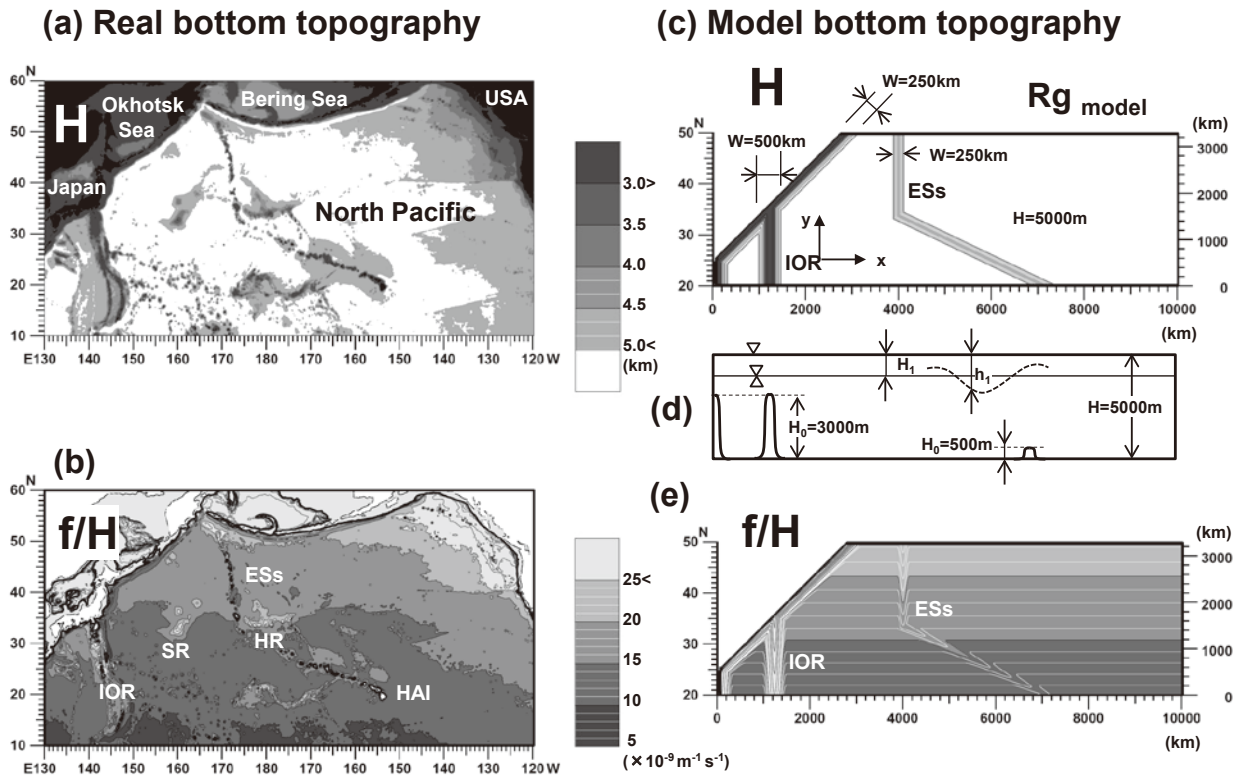

Fig. 2. Horizontal distributions of (a) depths H and (b) potential vorticity f/H in the North Pacific. Locations of Izu-Ogasawara Ridge (IOR), Emperor Seamounts (ESs), Hawaiian Islands (HAI), Shatky rise (SR) and Hess rise (HR) are denoted. Two-layer model for (c) plane view of bottom topography H, (d) vertical view along the southern end of the domain for the x direction, and (e) plane view of potential vorticity f/H.

の鉛直断面構造に示すように，最大水深は H＝5,000 m 一定とし，陸棚斜面や海嶺の形状 $H_R(x, y)$ は次式の余弦関数で与えた。

$$H_R(x, y) = \frac{H_0}{2}\left\{1+\cos\left(\frac{2\pi}{W}\left(r+\frac{W}{2}\right)\right)\right\} \qquad (1)$$

ここで，H_0 は頂点の高さ，W は幅，r は峰からの距離である。ESs は H_0＝500 m，W＝250 km，IOR と陸棚斜面は H_0＝3,000 m，W＝500 km として表現した。

W10 が指摘したように，順圧応答の季節変動を理解する上で f/H の渦位分布が重要な情報となる。現実の海底地形 (Fig. 1(a)) から計算した f/H 分布 (Fig. 1(b)) と比較して，Rg モデルの f/H 分布を Fig. 1 の (e) に示す。平坦地形を有する Rg モデルの f/H コンターは流線関数が零の条件となる東岸境界に接続するため，I02 が指摘したように，長期積分後の定常場 (もしくは年平均場) の下層流が零となるアイソスタシーが成立する。また，Rg モデルで設定した ESs の高さは 500 m であるため，これらの地形上で南下する f/H コンタ距離は最大でも 500 km 程度 (約 5 度) である。一方, IOR や西岸陸棚斜面の f/H コンターは大きく南下し，高渦位領域 (例えば，f/H>25×10^{-9}m^{-1}s^{-1}) は北部から南側境界にまで達し，季節的な順圧応答にとって大きな障害となる。

Rg のモデル結果を理解するための比較実験として，Rg モデルから成層を削除した 1L-Rg (1-Layer Ridge bottom) モデル，Rg モデルの海底地形を全て削除した Ft (Flat bottom) モデル，Rg モデルの亜寒帯循環域と亜熱帯循環域を人工的な東西壁により分離した S-Rg (Separate Ridge bottom) モデル，Rg モデルに SR (Shatky Rise) と HR (Hess Rise) の海台 (Rise) 地形を加えた Rg＋Rs (Ridge＋Rise bottom) モデルを実施した。なお，SR と HR は円形地形で単純化し，(1) 式で両海台の高さは H_0＝500 m，幅 W は円の直径として，それぞれ W＝800 km と 1,000 km とした。

支配方程式

本モデルの運動方程式は運動量の移流項を無視した I02 の二層モデルと同じであるが，水平粘性項だけでは数値的発散の原因となる数十日周期の振動現象を抑えることができなかったため，海底摩擦項を加えている。支配方程式は静水圧，ブシネスク，リジッド･リッドの近似を行った下記の方程式である。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t}+J\left(\psi,\ \frac{f}{H}\right)=g'J\left(\frac{h_2}{H},\ h_1\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{-\tau_b^y}{\rho H}\right) -\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_w^x-\tau_b^x}{\rho H}\right)+A_H\nabla^2\xi \qquad (2)$$

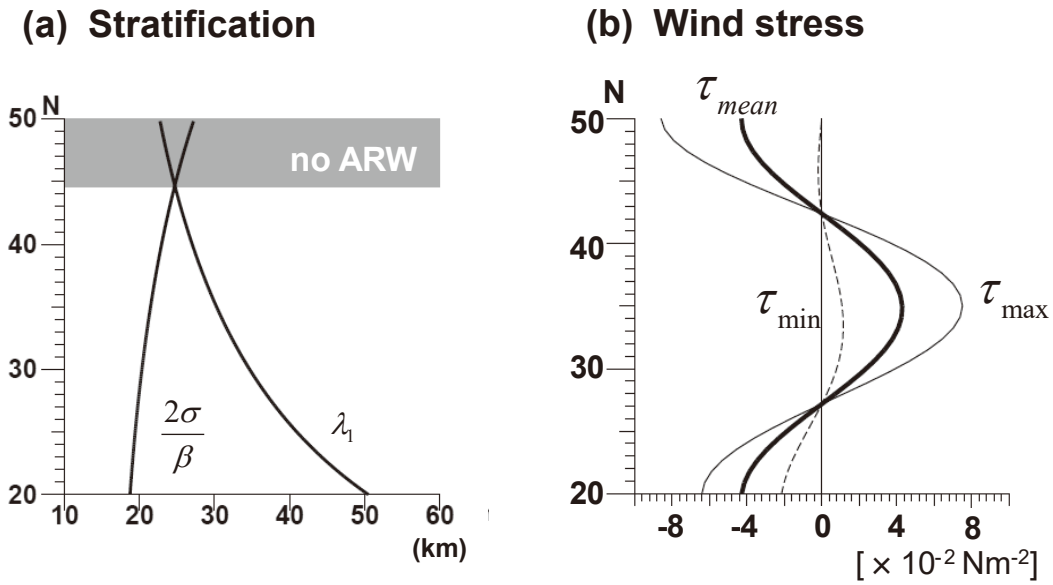

Fig. 3. (a) Meridional plots of Rossby radius of deformation λ_1 and $2\sigma/\beta$. In shaded area, ARWs cannot exist theoretically. (b) Meridional distributions of wind stresses for the maximum τ_{max}, mean τ_{mean} and minimum τ_{min}.

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} - f\hat{v} = -g'\frac{\partial h_1}{\partial x} + \frac{\tau_w^y - \tau_b^y}{\rho h_1} + A_H \nabla^2 \hat{u} \tag{3}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + f\hat{u} = -g'\frac{\partial h_1}{\partial y} - \frac{\tau_b^x}{\rho h_2} + A_H \nabla^2 \hat{v} \tag{4}$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial u_1 h_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1 h_1}{\partial y} = 0 \tag{5}$$

ここで，ξ は鉛直平均した渦度，Ψ は流量流線関数，H は全層水深，$g' = (\Delta\rho/\rho)\, g$ ($\Delta\rho$ は上下層の密度差，g は重力加速度) は還元重力加速度，$f(y)$ は緯度関数 φ =20°～50°N のコリオリパラメータ，ρ (=10^3 kg m^{-3}) は海水の代表密度，A_H (=2.0×10^3 m^{2}s^{-1}) は水平渦動粘性係数，τ_w^y は東西風応力のみを考え，h_1 は上層厚，(x, y) 方向の上層流速成分を (u_1, v_1)，下層流速成分を (u_2, v_2) とし，$\hat{u} \equiv u_1 - u_2$ と $\hat{v} \equiv v_1 - v_2$ はシアー流成分，$\tau_b^x = c_d u_2$ と $\tau_b^y = c_d v_2$ は海底摩擦応力の (x, y) 成分 (c_d = 0.01 は線形海底摩擦係数) である。なお，$J(A, B) \equiv A_x B_y - B_x A_y$ はヤコビアン，$\nabla A \equiv iA_x + jA_y$ はナブラ (i, j は x, y 方向の単位ベクトル) の演算子を示す。渦度 ξ 及び流量流線関数 Ψ は次式で定義している。

$$\xi \equiv \nabla \cdot \left(\frac{1}{H}\nabla\psi\right) \tag{6}$$

$$h_1 u_1 + h_2 u_2 \equiv -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \tag{7}$$

$$h_1 v_1 + h_2 v_2 \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial x} \tag{8}$$

成層条件

藤原ら (2014) は観測値をもとにした傾圧第一モードの内部変形半径 λ_1 と $\beta/2\sigma$ (σ は一年周期の周波数，β = $2\Omega\cos\phi/R$ は惑星ベータ，Ω は地球の角速度，ϕ は緯度，R は地球の半径) の緯度分布から，$\lambda_1 < \beta/2\sigma$ となる北緯 43 度以北において傾圧 ARW が理論上存在しないことを示した。二層モデルの平均上層厚を H_1，還元重力加速度を g'，全水深を H (=5,000 m) とすれば，本モデルの内部変形半径は $\lambda_1 = (g' H_1 (H - H_1)/H)^{1/2}/f$ から見積もられる。藤原ら (2014) の観測結果によく似た λ_1 と $\beta/2\sigma$ の緯度分布を表現するために，モデル領域一様に H_1 =1,000 m，g' =0.80×10^{-2} ms^{-2} を設定した。本モデルの λ_1 と $\beta/2\sigma$ の緯度分布を Fig. 3 の (a) に示すが，これは観測結果 (藤原ら (2014) の Fig. 10(b)) に比べて，傾圧 ARW が存在しない緯度南限は少し北側にずれて北緯 44 度くらいにあり，南側の λ_1 は少し過小評価されている (例えば，北緯 20 度付近では 10 km 程度小さい)。

風強制条件と計算条件

本モデルも I02 や W10 と同様，東西方向の風応力成分 τ_w^x によってのみ駆動される。たし，藤原ほか (2014) の海上風解析結果を参考にして，亜寒帯・亜熱帯循環領域で振幅が異なる季節変動成分を考慮した次式を与えた。

$$\tau_w^x = \tau_0 \cos\left(\frac{\pi}{L}y\right)\left\{1 + \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\left(\frac{a}{L}y + (1-a)\right)\right\}. \tag{9}$$

ここで，T は一年を 360 日とした周期，L はモデル領域の南北幅，亜寒帯循環側ほど変動振幅が大きくなる解析結果を再現するため，τ_0 を 4.3×10^{-2} Nm^{-2}，係数 a を 0.49 に設定した。本モデルの位相 θ は 2 月 (t=90 day) に風応力極大，8 月 (t=270 day) に極小になるように，(9) 式の位相をずらして設定し，Fig. 3 の (b) はその年平均 (τ_{mean}) 及び極大月 (τ_{max})，極小月 (τ_{min}) の風応力の緯度分布である。

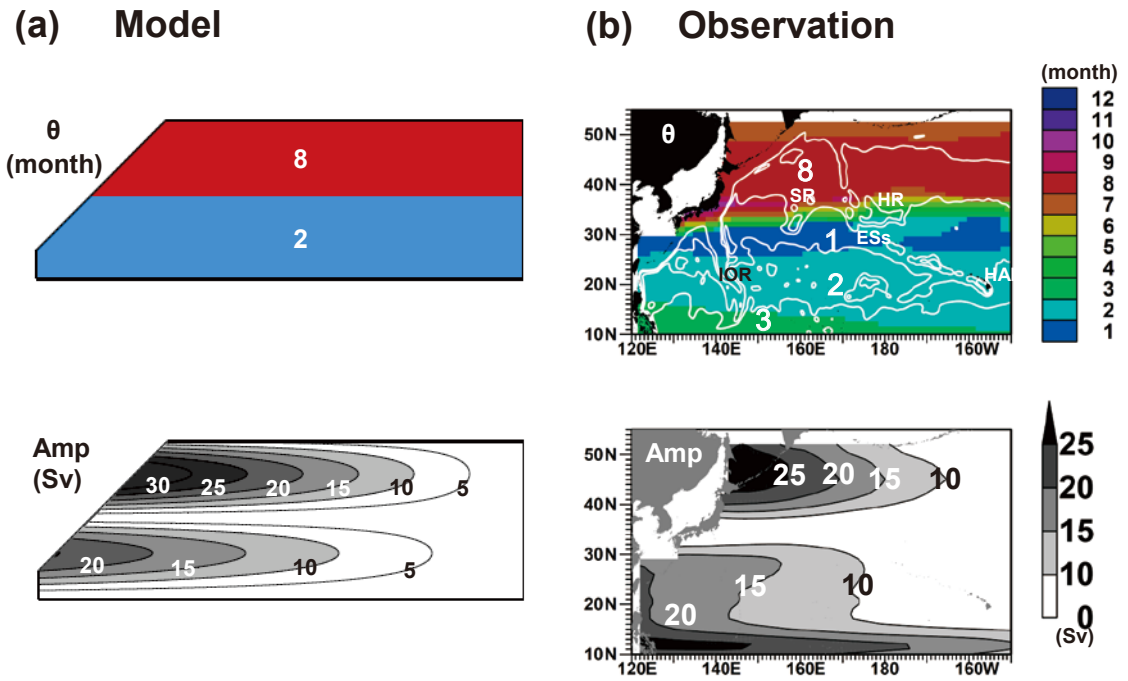

Fig. 4. Phase (upper) and amplitude (lower) of seasonal component of the Sverdrup stream function : (a) model and (b) observation (after Fujiwara et al. (2014)).

北緯 50 度の季節変動幅が約 8.0×10^{-2} Nm^{-2} であるのに対し，北緯 20 度はその半分程度の季節変動幅となる。

この風応力を用いれば，本モデルのスベルドラップ輸送量 $\Psi(x, y, t)$ は次式で与えられる。

$$\psi(x,\ y,\ t)=\int_{x_E}^{x}\frac{1}{\rho\beta(y)}\left(\frac{\partial\tau_w^x}{\partial y}\right)dx \qquad (10)$$

ここで，x_E は東岸境界の x 座標である。この $\Psi(x, y, t)$ から季節変化成分を抽出し，その位相 (上段 : θ) と振幅 (下段 : *Amp*) の空間分布を Fig. 4 の (a) に示し，同様な表示である観測結果 (藤原ら (2014) の Fig. 4(b)) を，比較のため Fig. 4 の (b) に示した。位相は時計回り循環流の極大 (海面高度に換算して上凸極大) となる月と定義した。それゆえ，亜熱帯循環域では時計回りの亜熱帯循環流が最も強化される月，亜寒帯循環域では反時計回りの亜寒帯循環流が最も弱化される月が示される。観測結果の亜熱帯循環域の位相は 1〜3 月の間で変化しているが，モデルの位相はそれを 2 月で代表している。観測結果が示す亜寒帯域の振幅が亜熱帯域の振幅よりも 1.5 倍程度大きくなる傾向は，係数 a の設定によってほぼ再現される。

境界条件は全領域で閉境界，non-slip 条件とした。(2)〜(4) 式を差分化し，25 回に 1 回の間隔で松野スキームを課した leap-frog スキームを用いて時間積分した。(6) 式の渦度に関するポアッソン方程式は逐次過緩和 (SOR) 法を用いて解いた。格子幅は本モデルの海底地形変化を表現するため x, y 方向ともに 20 km とし，時間刻み幅は 600 秒とした。

初期条件

I02 では計算時間の節約のため，初期値として (9) 式の定常風成分から予測されるアイソスタシー状態の流量流線関数 $\Psi(x, y)$ (先に示した (10) 式) と次式の上層厚 $h_1(x, y)$ を与えている。

$$h_1(x,\ y)=h_0+\int_{x_E}^{x}\frac{f(y)}{\rho g'\beta(y)H_1}\left(\frac{\partial\tau_w^x}{\partial y}\right)dx \qquad (11)$$

ここで，h_0 は $h_1(x, y)$ を全領域で平均した上層厚と H_1 (平衡時の上層厚) を等しくするための定数である。本モデルでは，これらの式を用いて計算された Ψ と h_1 の空間分布に，西岸に沿って幅約 50 km の Munk-layer ($=(A_H/\beta_p)^{1/3}$; 中心緯度の惑星 β_p) を想定した西岸境界層を接続して，Ψ と h_1 の値が閉じた初期場を作成した。まず，この初期場を Ft モデルに設定し，年平均の定常風強制で定常状態に至るまでの数値積分を行った。その結果，h_1 の (11) 式に含まれる H_1 の近似が悪く，さらに，本モデルの成層条件では亜寒帯循環域における傾圧ロスビー波の伝播が非常に遅いため，下層流がほぼ零となる準定常状態が得られるためには 20 年間の数値積分が必要であった。このアイソスタシー状態にあるモデル結果を新たな初期値として，1L-Rg 以外の各モデルケースに設定した。風応力の季節変動成分を考慮した数値実験において，定常的な季節変化が得られるためには，上記の初期値からさらに 10 年間の数値積分が必要であり，この 10 年目の結果を以下の解析に使用した。

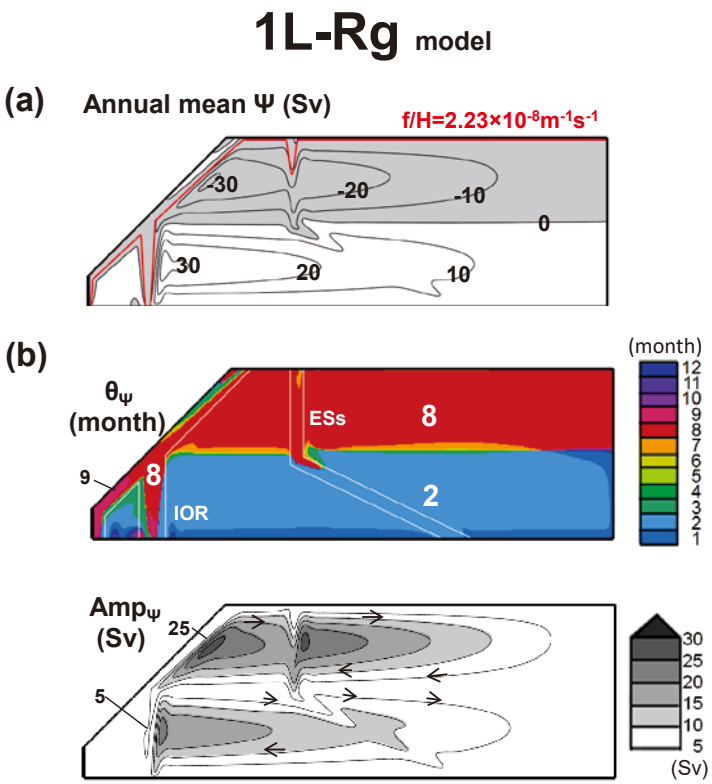

Fig. 5. (a) Annual mean component of the stream function Ψ and (b) phase (upper) and amplitude (lower) of seasonal component of Ψ for 1L-Rg model.

計 算 結 果

一年周期の調和解析の方法

アイソスタシーが成立しない季節変化スケールの応答であれば，順圧応答は流量流線関数 Ψ，傾圧応答は内部境界面変位量 h の時空間変化によって定性的な特徴がほぼ代表できる。10 年目の計算結果を用いた解析は，藤原ら (2014) の資料解析と同様に，Ψ と h はともに格子点毎の年平均値からの偏差値を作成し，最小二乗法を用いた一年周期の正弦関数を fitting させた調和解析を行い，調和定数である位相 (θ) と振幅 (Amp) の空間分布を求めた。位相の表示も藤原ら (2014) に従い，海面高度に換算して上凸極大となる月を示す。すなわち，Ψ の位相は時計回りの循環流成分が極大となる月の表示，h の位相は内部境界面変位が下凸極大となる月の表示である。以下に示す各モデルの調和解析結果 (Fig. 7(a)(b) と Fig. 9(a)(b)) は全て同じ表示形式であり，上から順に，Ψ の位相 θ_Ψ と振幅 Amp_Ψ，h の位相 θ_h と振幅 Amp_h とした。Ψ の振幅 Amp_Ψ 図の等値線上に示した矢印は，位相 θ_Ψ に対応した時計回りの循環方向を示す。

1L-Rg のモデル結果

基本ケースである Rg のモデル結果をみる前に，Rg モデルから成層を除去した 1L-Rg のモデル結果を Fig. 5 に示し，順圧応答のみの年平均場と季節変動場について記述しておく (K95 の単層モデル研究に対応)。1L-Rg モデルの場合，数年程度の数値積分で定常的な季節変化が得られ，ここでは 5 年目の結果を解析した。Fig. 5 の (a) は年平均 Ψ 分布 (正値は時計回り) を示し，図中の赤線は北端境界に沿った平坦水深の渦位 f/H である。Ψ の各等値線は IOR や ESs の Ridge 地形で南下する渦位 f/H の等値線 (Fig. 2(e)) に従った局所的な南下を示す。特に，亜熱帯循環域にある IOR 上の渦位 f/H は北端境界に繋がっているため，K95 でもモデル再現されているように，反時計回りの亜寒帯循環流の IOR 上への南下は顕著である。なお，西岸境界付近の陸棚地形上で亜寒帯循環の南西端が南方へ引き伸ばされる現象については，親潮の異常南下を想定した Kubakawa and McWilliams (1996) の定常順圧理論でその力学が議論されている。

Figure 5 の (b) は 1 年周期の Ψ の位相 θ_Ψ と振幅 Amp_Ψ の分布である。順圧応答は非常に速いため (東岸から西岸への伝播時間は 10 日程度のオーダー)，IOR より東方の亜寒帯循環域で 8 月，亜熱帯循環域で 2 月となる位相は，Fig. 4(a) に示したスベルドラップ輸送の位相とほぼ同じである。海底地形の影響は上述した年平均場とよく似ていて，順圧擾乱の位相と振幅のどちらも ESs 上で南下傾向，IOR 上で顕著な南下を示している。このように，季節変化スケールの順圧応答ならば，相対渦度の時間変化を考慮せずとも，年平均場とほぼ同様な渦位 f/H に支配された応答を示すことは，W10 によってすでに指摘されている。

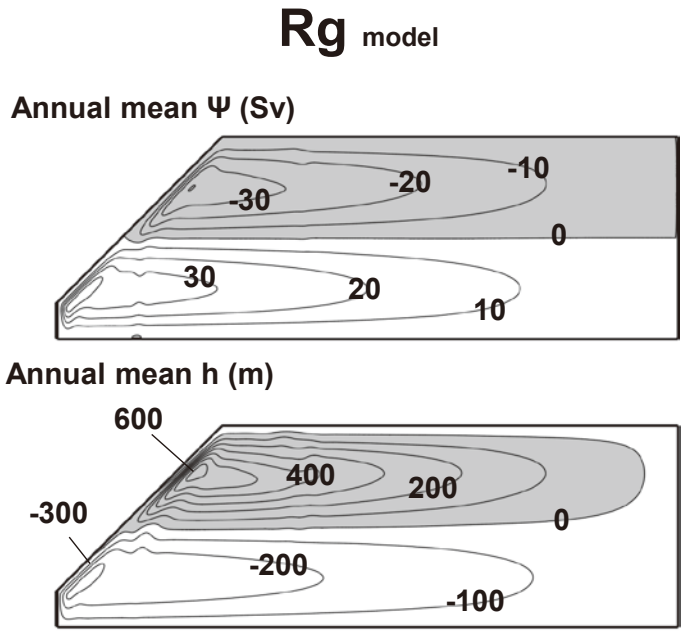

Fig. 6. Annual mean components of (a) the stream function Ψ and the interface displacement h for Rg model.

Rg と Ft のモデル結果の比較

Figure 6 は Rg モデルの年平均 Ψ 分布 (正値は時計回り流) と年平均 h 分布 (正値は上凸変位) である。Rg モデルの年平均場では下層流がほぼ零となるアイソスタシーが成立するため (I02 や W10 で指摘)，1L-Rg モデルの年平均 Ψ 分布 (Fig. 5(a)) とは異なり，Ψ と h のどちらも海底地形の影響を受けず，亜寒帯と亜熱帯に分離した年平均循環流が形成される。この結果は，前節の 1L-Rg モデルが示した年平均場，すなわち，IOR 上を南下する定常的な亜寒帯循環流は現実には存在しないことを意味する。一方，Fig. 7 の (a) 上段の二つは 1 年周期の Ψ の位相 θ_Ψ と振幅 Amp_Ψ の分布であり，これらは 1L-Rg モデルの Fig. 5(b) に似ている。Rg モデルでもアイソスタシーが成立しない季節変化スケール程度の順圧応答であれば，海嶺付近における傾圧応答の修正はあるものの，基本的には 1L-Rg モデルの順圧応答で説明される。

藤原ら (2014) による ΔD_{BT} と ΔD_{BC} の観測結果 (Fig. 1 の (a) と (b)) は，Rg モデルによる Ψ と h のモデル結果 (Fig. 7(a)) にそれぞれ対応しており，季節的な順圧及び傾圧応答の特徴が概ねモデル再現されている。すなわち，ΔD_{BT} に対応した Ψ では亜寒帯循環域の季節擾乱が亜熱帯循環域にある IOR 及びその西側海域まで南下していること，ΔD_{BC} に対応した h では亜熱帯循環域において春季 (5 月ころ) に強化される A1～A4 で示した西方伝播する縞状の傾圧 ARW が再現されている。

これらの現象が海底地形の影響を受けていることは，Ft のモデル結果 (Fig. 7(b)) との比較から容易に理解される。ここでは Rg と Ft の両モデルの定量的な差を強調するため，Rg の正弦関数から Ft の正弦関数を差し引いた残差 (Rg－Ft) の位相差 $\Delta\theta$ と振幅差 ΔAmp の空間分布を Fig. 7(a)(b) と同様な表示で Fig. 7 の (c) に示した。Ψ の振幅差 ΔAmp_Ψ が比較的大きな場所は，ESs 上とその西方海域，西岸陸棚上，IOR 上とその西方海域の三カ所にみられ，極大値はそれぞれの海底斜面上にある。これらの場所の位相差 $\Delta\theta_\Psi$ は，亜寒帯循環域で 2 月，亜熱帯循環域で 8～9 月となり，Ft モデルの位相 θ_Ψ とは逆位相の関係にある。これは西方伝播する順圧的な季節擾乱の一部がこれらの海底地形に捕捉され，それより西方の循環流の季節変動を小さくするセンスに働いていることを示す。それゆえ，Ft モデルが示す Ψ の位相 θ_Ψ と振幅 Amp_Ψ の分布は，予測されたスベルドラップ輸送のそれら (Fig. 4(a)) と定量的にもよく一致しているのに対し，Rg モデルでは海底地形に捕捉される分，季節変動する輸送量が減少している。

西方伝播する傾圧 ARW は Rg モデルの ESs 以西だけでなく東岸境界からもみられ，この傾圧 ARW は Ft モデルにも現れている。ここでは時間変化図を示さないが，東岸境界から西方伝播する傾圧 ARW は，南岸境界付近の季節的な風強制により励起された湧昇及び沈降擾乱が東岸境界まで伝播した内部ケルビン波がその起源である。よって，Rg と Ft の両モデルで共通する東岸境界からの傾圧 ARW は，両モデルの差である振幅差 ΔAmp_h 分布ではほぼキャンセルされる。ところが，Rg モデルにしか表現されない ESs 以西の傾圧 ARW に伴う縞状模様も，この振幅差 ΔAmp_h 分布では消えてしまう。ただし，縞状模様は消えるが，ESs を起点として次第に振幅を減衰しながら西方伝播する傾圧 ARW として表現されている。Rg モデルでは春季に強化される傾圧 ARW が Ft モデルを差し引くことで消えてしまうという本モデル結果は，傾圧 ARW の季節的な強化と弱化の原因が Ft モデルにもあることを示唆

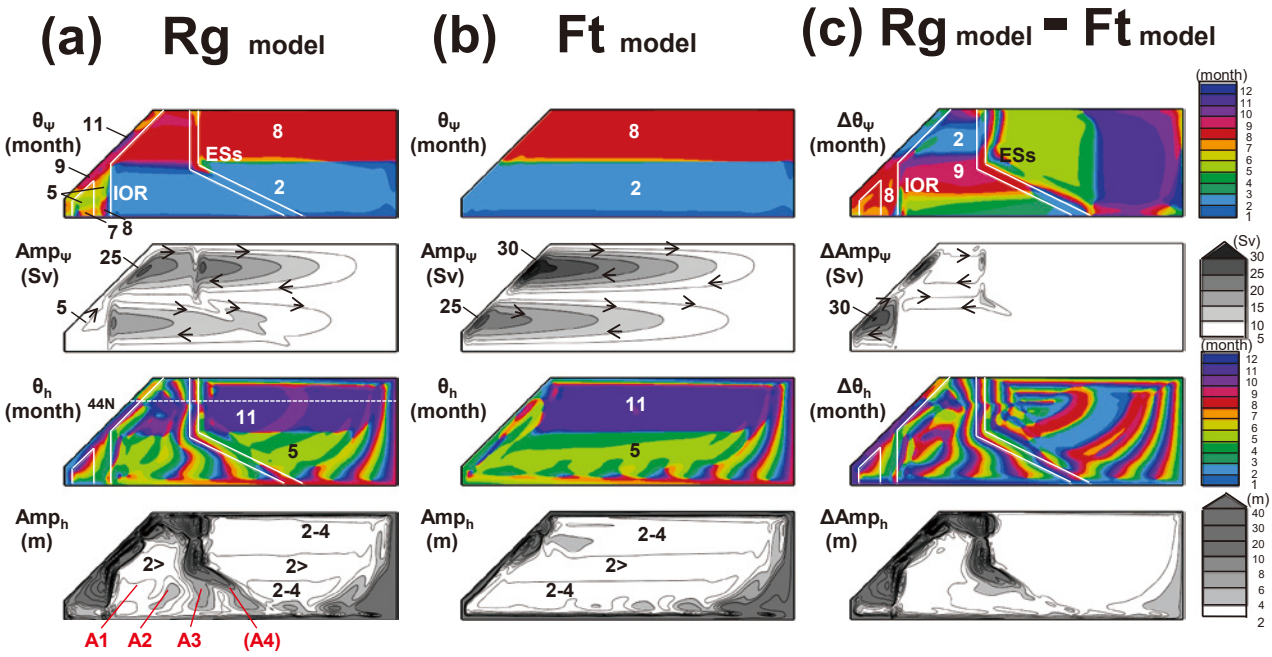

Fig. 7. (a) Phase and amplitude of seasonal component of the stream function Ψ (upper two Figures) and the interface displacement h (lower two Figures) for Rg model. (b) The same as Fig. (a), but for Ft model. (c) The same as Fig. (a), but for the anomalies of Rg−Ft.

する。

Rg モデルでもその傾向はみられるが，Ft モデルの下凸内部境界面変位の極大月は亜寒帯循環のほぼ全域で 11 月，亜熱帯循環域のほぼ全域で 5 月にある。これは，風応力によるエクマンパンピング w_{Ek} の季節変動成分から生じる内部境界面変位として説明される。エクマンパンピングによる内部境界面変位 h_{Ek} は w_{Ek} を時間積分した次式で与えられる。

$$h_{Ek} = \int_t w_{Ek}\, dt = \int_t \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_w^x}{\rho f}\right) dt \qquad (12)$$

そこで，h_{Ek} の計算値の中で一年周期成分の位相 θ と振幅 Amp の空間分布を Fig. 8 に示し，これらが Ft モデルの内部領域にみられる θ_h と Amp_h の分布パターンにほぼ一致していることが確認される。亜熱帯循環域を例とすれば，2 月に極大となる正の風応力カールはパンピング (水平収束流のセンス) により沈降流を促し，一年周期成分では応力極大期から 90 度 (3 カ月) 位相がずれた 5 月に下凸の内部境界面変位が極大となると解釈される。

以上の結果から，ESs で励起された傾圧 ARW は減衰しながら西方伝播しているだけであり，この波動が春季に強化される物理メカニズムは存在しないと判断される。それゆえ，観測データや Rg モデルの調和解析が示した下凸内部境界面変位の春季極大は，1 年周期の傾圧 ARW がゆっくりと伝播する途中，同じ一年周期のエクマンパンピングによる内部境界面変位と重ね合わさった結果として理解される。付録では 2 つの正弦関数を重ね合わせた単純な解析解を用いて，季節的な振幅変化を伴っているようにみえてしまう傾圧 ARW について説明する。ここで改めて観測結果である ΔD_{BC} (Fig. 1(b)) の位相分布をみると，亜寒帯循環域は秋の位相である紫色，亜熱帯循環域は春の位相である緑色が支配的である。これは藤原ら (2014) が扱ったアルゴの水温・塩分データには，エクマンパンピングの季節変動成分による内部境界面変位の情報がある程度表現されていることを示している。

傾圧 ARW が存在しない成層条件を設定した北緯 44 度以北の Rg モデルには，北部 ESs から西方へゆっくりと移動する大振幅の内部境界面変位が示されている (h の振幅 Amp_h や位相 θ_h)。位相分布から，この擾乱の東西スケールは ESs の東西幅程度，南北スケールは北緯 44 度以北から北側境界にまで至るような，南北方向に長軸をもつ楕円形の渦流であることがわかる。しかし，このような傾圧擾乱は Fig. 1(b) の傾圧応答 ΔD_{BC} に示されていない。藤原ら (2014) が解析に用いたアルゴの格子化データは，空間的に不均一な広範囲の平滑化がなされており，モデル再現されたような正負の渦流偏差が存在していたとしても，空間平滑化によりキャンセルされている可能性が考えられる。

S-Rg と Rg+Rs のモデル結果

Figure 9 の (a) は S-Rg モデル，Fig. 9 の (b) は Rg+Rs モデルの調和解析結果である。まず，Rg と S-Rg のモデル比較 (Fig. 7(a) と Fig. 9(a)) から，亜熱帯循環領域まで南下する亜寒帯循環流の影響を議論することができる。両モデルの最も大きな相違は，流量流線関数 Ψ の IOR 西方海域における位相分布 θ_Ψ にある。両モデルとも IOR の地形

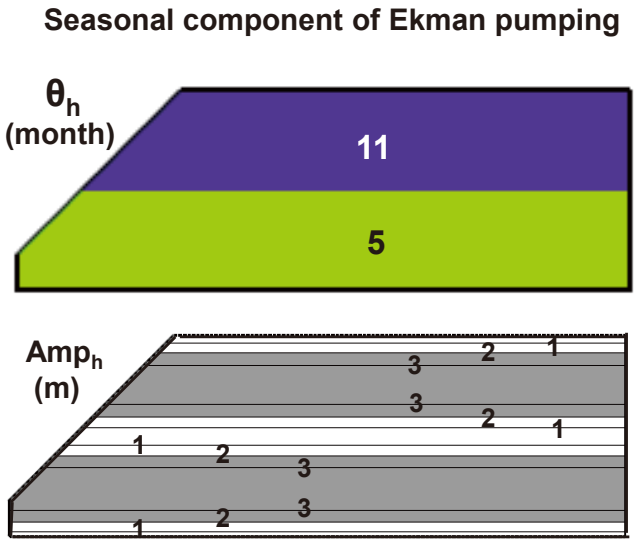

Fig. 8. Phase (upper) and amplitude (lower) of seasonal component of the Ekman pumping.

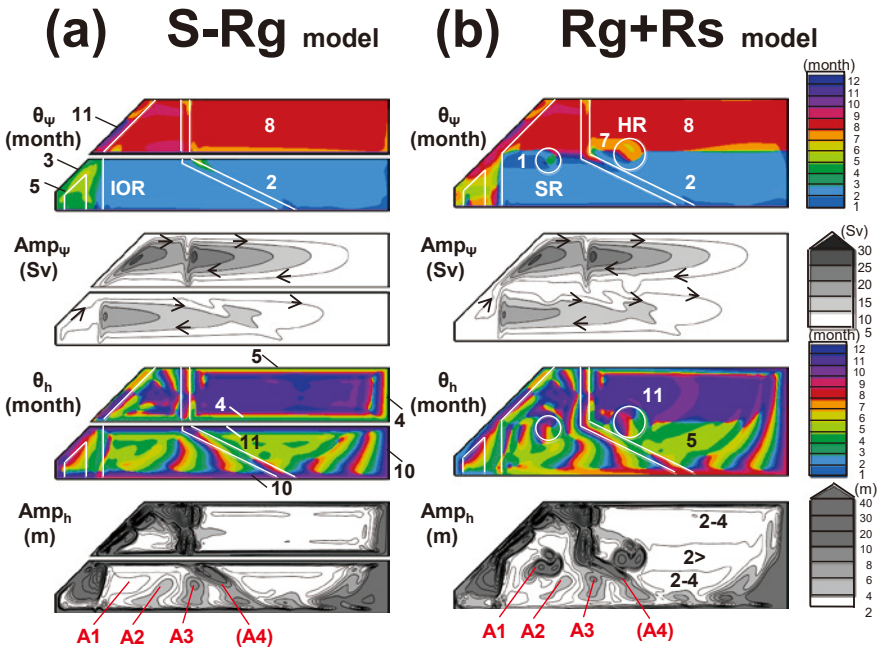

Fig. 9. The same as Fig. 7(a), but for (a) S-Rg model and (b) Rg＋Rs model.

効果によって亜熱帯域の西岸境界流である黒潮流量の季節変動幅が小さくなっているが，その北上流成分 (黒潮) が強化される時期が S-Rg モデルでは 3～5 月 (主に春季) であるのに対し，Rg モデルでは 5～9 月 (主に夏季) にある。この位相の本質的な違いは振幅分布 *Ampψ* に示した時計回り矢印から判断され，S-Rg モデルでは亜熱帯循環流の一部が IOR を超えて西方へ拡がるのに対し，Rg モデルでは亜寒帯循環流の一部が北側 IOR から南方へ拡がることを原因としている。S-Rg モデルの亜熱帯循環域は I02 と同じモデル設定なので，春季ころの黒潮強化は I02 とほぼ同じ結論である。しかし，Imawaki et al. (1997) で提示されているように，黒潮域の ASUKA 観測線の流量は 12 月を除くと，5～8 月の夏季に増加する傾向を示している。I02 はモデルの単純化を原因として細かな位相変化を再現できないとしているが，Rg モデルのように亜寒帯循環流も考慮すれば夏季の流量増加が再現され，Imawaki et al. (1997) の観測結果がある程度は説明される。ただし，夏季に黒潮を強化する物理メカニズムはなく，冬季に強化される反時計回りの亜寒帯循環流の一部が陸棚斜面に沿って南下し，この反時計回り擾乱が時計回り循環の黒潮を弱めるセンスに作用したことが原因である。すなわち，黒潮に対する亜寒帯循環流の直接的な影響は，冬季から春季

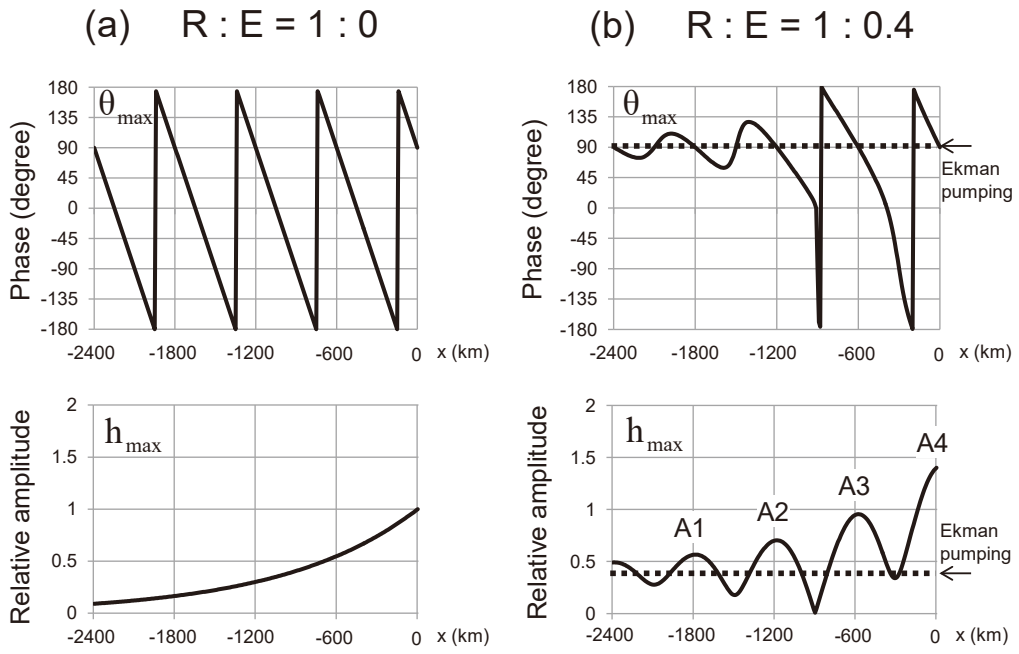

Fig. A1. Spatial distributions of (upper) phase θ_{max} and (lower) relative amplitude h_{max}, considering the two superimposed sinusoidal waves with the amplitude ratios of (a) $R : E = 1 : 0$ and (b) $R : E = 1 : 0.4$.

の黒潮弱化にある。A1～A4 の内部擾乱は S-Rg モデルでも Rg モデルと同様に再現されており，この現象に関しては亜寒帯循環域の影響はほとんどないと考えられる。

Rg と Rg＋Rs のモデル比較 (Fig. 7(a) と Fig. 9(b)) からは，二つの海台 (Rise) 地形である SR と HR の影響を議論することができる。結果として，これらの海台地形の影響は局所的な海域に限られている。Rg モデルと比べて，Rg＋Rs モデルの Ψ では両海台上で少し歪む振幅分布と 1 カ月程度の位相変化がみられ，h にも両海台上で局所的に大きな振幅が現れ，そこでは複雑な位相分布を示している。すなわち，Rg モデルの特徴的な現象である IOR 西側の黒潮変動や A1～A4 の内部擾乱を歪めるほどの海台地形の影響はないと判断される。ただし，Rg＋Rs モデルで再現された A1 の内部擾乱は，SR で発生した大振幅の内部擾乱と区別がつかなくなっている。Fig. 1(b) に示した ΔD_{BC} の観測結果は，A2 や A3 の内部擾乱よりも A1 の内部擾乱の振幅が大きいことを示しており，Rg＋Rs モデルはこの状況を説明できる結果かもしれない。

ま と め

本研究は先行研究である I02 や W10 と同じ風強制二層モデルを用いているが，亜熱帯と亜寒帯の両風成循環域を区別せず，北太平洋全域をモデル対象とした風成循環流の季節変動に対する特徴的な海底地形変化 (IOR・ESs・SR や HR) の影響を調べた。まず，亜寒帯循環域の時計回り擾乱が夏季に亜熱帯循環域の IOR の南方まで張り出すという順圧応答 (Fig. 1(a)) は，流量流線関数 Ψ (Fig. 7(a) の上段) としてモデル再現された。この現象は冬季に強化される反時計回りの亜寒帯循環流の一部が陸棚斜面に沿って南下し，この反時計回り擾乱が時計回り循環の黒潮を弱めるセンスに作用した結果と解釈される。次に，亜熱帯循環域の IOR 上とそれ以東の縞状構造をもつ下凸等密度面偏差が春季に強化されるという傾圧応答 (Fig. 1(b)) は，内部境界面変位 h (Fig. 7(a) の下段) としてモデル再現された。この縞状構造は南部 ESs で励起された傾圧 ARW が減衰しながら西方伝播している途中，全海域で励起される同じ一年周期のエクマンパンピングによる内部境界面変位と重ね合わさった結果，春季に強化されるようにみえることがわかった。また，他のモデルでは SR や HR でも傾圧 ARW が励起されることが示され，観測された縞状構造にはその影響も含まれているかもしれない。

謝 辞

本研究で使用した単層及び二層モデルは九州大学応用力学研究所の磯辺篤彦教授に提供して頂いた多層モデルを改良したものであり，磯辺教授に心より感謝致します。

付録：傾圧 ARW と一年周期のエクマンパンピングの重ね合わせ

ここでは x 軸を東西方向とした単純な 1 次元モデルを用いて，ESs から次第に減衰しながら西方伝播する傾圧 ARW に季節変化するエクマンパンピングを線形に重ね合わせ，その調和解析を考える。x 軸の正を東向き，原点

x=0 を傾圧 ARW が励起される ESs 上にとる。西方伝播 (x<0) する傾圧 ARW の最大振幅を R，東西波数を k，振幅の空間的な減衰率を γ，東西一様なエクマンパンピングの季節振幅を E，そして両擾乱に共通する一年周期の角速度を ω_1 とする。これらのパラメータを用いれば，正弦関数で近似した両擾乱の内部境界面変位 h (x, t) の重ね合わせは次式で表現される。

$$h(x,t) = R \cdot e^{\gamma x} \sin(kx + \omega_1 t) + E \cdot \sin(\omega_1 t) \qquad \text{(A1)}$$

極大振幅となる位相 θ_{max} は $\partial h / \partial t = 0$ より，

$$\theta_{max} = \omega_1 t = \tan^{-1}\left(\frac{R \cdot e^{\gamma x} \sin(kx)}{R \cdot e^{\gamma x} \cos(kx) + E} \right) \qquad \text{(A2)}$$

となる。この位相 θ_{max} の値を (A1) 式に代入すれば，振幅値 h_{max} を得ることができる。Fig. 7 のモデル結果を参照して北緯 30 度付近を想定すれば，傾圧 ARW の東西波数は k=2π/600 km (西向き位相速度に換算すると約 2 cm s^{-1})，空間的な減衰率は γ=1/1,000 km と概算される。これらの値と両擾乱の振幅比 R : E を適当に仮定すれば，調和定数 (位相と振幅) の定性的な空間分布が計算される。

まず，Fig. A1 の (a) はエクマンパンピングが全くないケース (R : E=1 : 0) の位相 θ_{max} と相対振幅 h_{max} の空間分布であり，これは Rg−Ft の差をとったモデル結果 (Fig. 7(c)) に対応する。この解は x=0 で励起された傾圧 ARW が減衰しながら西方伝播し，4 年間で x=−2,400 km に達する様子を表現している。

この状態にエクマンパンピングの季節変化を加えたケース (R : E=1 : 0.4) が Fig. A1 の (b) であり，モデル結果の Rg モデル (Fig. 7(a)) に対応させている。エクマンパンピングの相対振幅は 0.4，(A1) 式より位相は +90 度，これらの値を Fig. A1(b) に横破線で表示した。まず，傾圧 ARW が減衰した海域ほど (例えば，x=−2,400 km 付近)，調和定数はエクマンパンピングの位相 θ_{max} と相対振幅 h_{max} に接近する。一方，エクマンパンピングよりも傾圧 ARW が卓越している x=0 付近の位相変化は Fig. A1(a) に似た西方伝播を示すが，それは x=0〜−1,200 km(時間では約 2 年間) くらいの範囲に制限される。それ以西 (x<−1,200 km) の位相は，エクマンパンピングの位相 (+90 度) を中心とした微小な位相変化となる。これらは Rg モデル (Fig. 7(a)) が示した位相分布 θ_h の特徴である，ESs 以西の位相が 2 年程度は傾圧 ARW の西方伝播，それ以西ではエクマンパンピングの位相周辺 (5 月前後の緑色表示) となる様子をうまく表現している。また，1 次元モデルは傾圧 ARW が x=0〜−2,400 km を 4 年間で伝播するという設定なので，両擾乱が同位相となって季節的に強め合う場所 (+90 度) は図中の記号 A4〜A1 の 4 カ所にあり，そこでは相対振幅 h_{max} が極大となる (逆位相となる中間域では極小振幅)。これら西方 (x<0) に向かって相対振幅 h_{max} が減少する 4 カ所の振幅極大域は，Rg モデル (Fig. 7(a)) の振幅分布 Amp_h に示した (A4)〜A1 の赤線に対応している。

参 考 文 献

藤原将平・磯田　豊・舘野愛実 (2014)　西部北太平洋における海面高度偏差の季節変化．海の研究，**23**(6), 197-216.

Greatbatch, R.J. and Goulding, A. (1990)　On the seasonal variation of transport through the Tokara Strait.　*J. Oceanogr. Soc. Japan*, **46**, 9-20.

Imawaki, S., Uchida, H., Ichikawa, H., Fukasawa, M., Umatani, S. and Group, A. (1997)　Time series of the Kuroshio transport derived from field observation and altimetry data.　*International WOCE Newsletter*, **25**, 15-18.

Isobe, A. and Imawaki, S. (2002)　Annual Variation of the Kuroshio Transport in a Two-layer Numerical Model with a Ridge.　*J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 994-1009.

Kubokawa, A. and McWilliams, J.C. (1996)　Topographic ocean gyre : A western boundary slope.　*J. Phy. Oceanogr.*, **26**, 1468-1479.

Kubota, M., Yokota, H. and Okamoto, T. (1995)　Mechanism of the Seasonal Transport Variation through Tokara Strait.　*J. Oceanogr.*, **51**, 441-458.

Wagawa, T., Yoshikawa, Y. and Masuda, A. (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**(2), 259-271.