



Title	日本海風成循環流の季節変化に対する地形性ベータの影響
Author(s)	朝日, 啓二郎; 磯田, 豊
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 67(3), 39-55
Issue Date	2017-12-28
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.67.3.39
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/68160
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.67.3.39.pdf



日本海風成循環流の季節変化に対する地形性ベータの影響

朝日啓二郎¹⁾・磯田 豊²⁾

(2017年6月1日受付, 2017年7月3日受理)

Influence of Topographic β -effect upon Seasonal Variation of Wind-driven Circulation in the Japan Sea

Keijiro ASAH¹⁾ and Yutaka ISODA²⁾

Abstract

A two-layer analytic solution and the two-layer numerical model driven by the wind stress are used to explain the observed seasonal variation of horizontal circulation in the Japan Sea. Special attention is given to the topographic β -effect on the generation of bottom-trapped wave and surface-trapped wave activities on the planetary β plane. The positive curl of wind stress in the northern Japan Sea, where the planetary β in the lower layer is locally canceled by the topographic β , was found to play an important role in the seasonal change of abyssal circulation.

Key words : Japan Sea, Seasonal variation, Topographic β -effect, Wind-driven circulation

緒 言

ユーラシア大陸の東端に位置する日本海は、平均水深が1,500 mを超える半閉鎖性の縁辺海であり、150 m以浅の浅く狭い四つの海峡を通して隣接する海と接続している (Fig. 1(a))。日本海の表層流は海峡の流入流出で駆動される対馬暖流が支配的であり、東中国海からの流入は対馬/韓国海峡 (Tsushima/Korea Strait; TKs) を通して、北太平洋及びオホーツク海への流出は津軽海峡 (Tsugaru Strait; TGs) 及び宗谷海峡 (Soya Strait; SYs) を通して行われている。それゆえ、200 m~300 m以深に存在する日本海深層水は、北太平洋やオホーツク海の深層水から独立した水温1°C以下のほぼ均一な水塊となり、日本海固有水と呼ばれる。日本海深層水は三つの海盆で構成され、北部に水深3,500 mを超える深い日本海盆 (Japan Basin; JB)、南部には南北方向に延びる大和堆 (Yamato Rise; YR) を挟んで、南西側に水深2,500 m前後の Ulleung 海盆 (UB) と南東側に水深3,000 m弱の大和海盆 (Yamato Basin; YB) がある。

最近、Choi and Yoon (2010) (以下、CY10 と略す) は PAL-ACE (Profiling Autonomous LAgrangian Circulation Explorer) と APEX (Autonomous Profiling Explorer) の中層フロートの軌跡データ及び長期の係留流速データを解析し、日本海深層域における平均的な水平循環流と顕著な季節変動の存在を明らかにした。深層流の平均場は北部の JB で反時計回り循環流を示し、その平均流速は 2.8 cm s^{-1} (800 m 以深

の流量換算では約 10 Sv) 程度であり、その流路は渦位 fH (f はコリオリパラメータ, H は水深) の等値線に沿っていた。Fig. 1 の (b) は 200 m 以深の海域で見積もった fH の渦位分布を示し、JB の外縁に沿った $3 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 前後の値をもつ閉曲線がその流路にほぼ対応する。なお、 $f=2\Omega \sin \phi$ は地球自転の角速度 Ω と緯度 ϕ から計算し、 H は ETOPO5 (<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/etopo5>) による水深データを使用した。この北部の反時計回り循環流には、その平均流速値の約 30% の振幅 (1 cm s^{-1} 前後) をもつ季節変動が重なっており、循環流は春季の3月ごろに強化され、秋季の11月ごろに弱化されていることが示された。ただし、この季節変動には地域性があり、北部の JB 海域では顕著であるが、南部の YB や UB の海域ではほとんどみられない。CY10 では平均循環流の駆動要因として、Hogan and Hurlburt (2000) が提示した表層の傾圧渦流から深層流へのエネルギー輸送機構を有力な候補として挙げる一方で、この機構では季節変化する循環流を説明することができないことも指摘し、今後の研究課題としている。

本研究は CY10 の研究課題を受け、深層流の季節変動を説明できる物理機構として、海面風応力による風成循環流の季節変化の可能性について検討を行う。これまでの数値モデルを用いた日本海の風成循環流に関する研究では、数 cm s^{-1} 以下の流速値しか期待されない深層流にはほとんど注目されず、流入流出駆動の対馬暖流と同程度の流速値 (数十 cm s^{-1} オーダ) をもつ表層吹送流に焦点

¹⁾ 日立製作所
(Hitachi Ltd.)

²⁾ 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, Faculty of Fisheries Sciences, Hokkaido University)

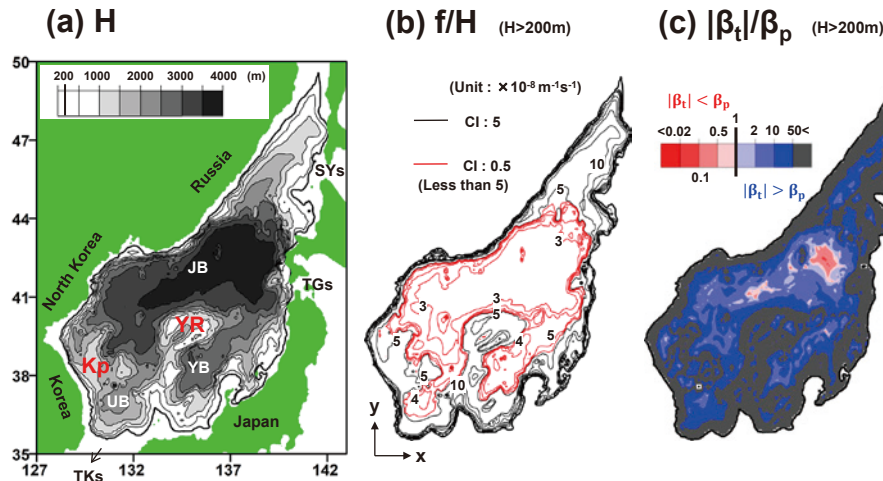


Fig. 1. Horizontal distributions of (a) depths H and (b) potential vorticity f/H in the Japan Sea. Locations of Tsushima/Korean strait (TKs), Tsugaru strait (TGs), Soya strait (SYs), Korean plateau (Kp), Japan Basin (JB), Yamato Rise (YR), Ulleung Basin (UB), Yamato Basin (YB) are denoted. (c) Horizontal distribution of the ratio of the absolute topographic β to the planetary β , i.e., $|\beta_t|/\beta_p$.

が当てられてきた。それゆえ、多くの既往研究では北部表層の水平循環流の形成や対馬暖流の流路に対する風成循環流の影響に関する議論がなされている (例えば、1.5 層モデルの Kim and Yoon, 1996; Hirose et al., 1999, 2 層モデルの Sekine, 1986, 多層モデルの Kim and Yoon, 1999; Holloway and Eby, 1995 など)。

北太平洋のような大洋に適用される風成循環理論に従えば、風応力の季節変化に即時に応答できる渦流擾乱は、西方への速い伝播速度をもつ順圧の惑星ロスビー波である (例えば、Isobe and Imawaki, 2002; Wagawa et al., 2010)。ところが、縁辺海は大洋に比べて、空間スケールが小さい上に、比較的浅い水深の陸棚斜面が発達しているため、順圧の渦流擾乱に対する地形性ベータの影響が無視できなくなる。Fig. 1 の (c) は日本海で見積もられる地形性ベータの大きさ $|\beta_t| = |f \nabla H/H|$ を惑星ベータ $\beta_p = (2\Omega/R) \cos \phi$ (R は地球の半径) で除した $|\beta_t|/\beta_p$ 比の水平分布である。日本海のほぼ全域で、地形性ベータが惑星ベータよりも支配的な $|\beta_t|/\beta_p > 1$ の領域 (青色や灰色で表示) が拡がり、特に、南部海域の $|\beta_t|/\beta_p$ 比は 10 を超える。唯一、北部の JB 内にも、 $|\beta_t|/\beta_p < 1$ (赤色表示) もしくは $|\beta_t|/\beta_p \sim 1$ となる海域が局在している。また、深い JB が北側に位置しているため、相対的に浅い南側の地形性ベータに伴う渦流擾乱は東方伝播となることが期待され (Fig. 1(b) を参照), これは西方伝播する惑星ロスビー波とは逆向きである。

このように、日本海風成循環流の季節変化を議論するためには、風励起の渦流擾乱に対する地形性ベータの影響を考慮しなければならない。本研究ではまず、惑星ベータ面上において南北方向の海底斜面勾配を種々に変化させた二層及び単層流体に存在し得る渦流擾乱の分散関係を解析的に調べる。この理論解析では、平坦地形条件で存在し得る順圧及び傾圧の惑星ロスビー波の擾乱解が海

底捕捉及び表層捕捉の擾乱解へ変化することを示す。次に、同様な南北斜面勾配を有する矩形海のモデル地形に季節変化する風応力を強制した二層及び単層の数値実験から、モデル再現された渦流擾乱と理論解析による擾乱解との整合性について検討する。最後に、日本海の高底地形を模したモデル地形に現実的な風強制を与えた数値実験を実施し、CY10 が指摘した北部深層域でのみ卓越する季節変動の物理的要因について考察する。

南北斜面勾配を有する惑星ベータ面上の 渦流擾乱の分散関係

本節では、一定の南北斜面勾配を有する惑星ベータ面上に存在し得る渦流擾乱の分散関係を解析的に調べる。この目的のため、Fig. 2 の模式図に示すように、東西方向に無限に伸びた有限幅の水路を考える。座標系は東向きに x 軸の正方向を、北向きに y 軸の正方向をとる。この東西水路の南北水路幅 L は日本海の南北スケールを考慮して 700 km に設定し、南端 $y = 0$ のコリオリパラメータを $f_0 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 、惑星ベータを $\beta_p = 2.0 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1} > 0$ とした。このような水路に沿って無限に続く南北斜面勾配を任意に設定し、二層及び単層流体における渦流擾乱の渦度方程式から分散関係式を求めた。その導出方法の詳細は付録に示す。

日本海を想定した二層流体の地形パラメータにおいて、平均水深を $D_m = 2,000 \text{ m}$ 、平均上層厚を $H_1 = 200 \text{ m}$ に設定し、それゆえ、平均下層厚は $H_2 = D_m - H_1 = 1800 \text{ m}$ となる。還元重力加速度は対馬暖流域の年平均成層を想定した $g^* = 0.02 \text{ m s}^{-2}$ の一定値を設定した。二層及び単層流体に共通する南北斜面勾配 dD/dy は、(A2) 式で定義された地形性ベータ β_t として表現される。この定義により、北向き

水深増加の斜面勾配が $\beta_t > 0$ となるときの地形性ベータ効果による渦流擾乱は東方伝播し、 $\beta_p > 0$ の惑星ベータ効果により西方伝播する渦流擾乱とは逆向きになる。

本解析で任意に設定する β_t 値の大きさ及び符号は、正

値の β_p との相対値で表現した。ここでは異なる β_t 値を設定した計7ケースの分散曲線 $\sigma(k)$ (波数 k の関数である周波数 σ) と下層の擾乱振幅 A_2 に対する上層の擾乱振幅 A_1 の振幅比 A_2/A_1 を波数方向の分布図として、Fig. 3 の上段

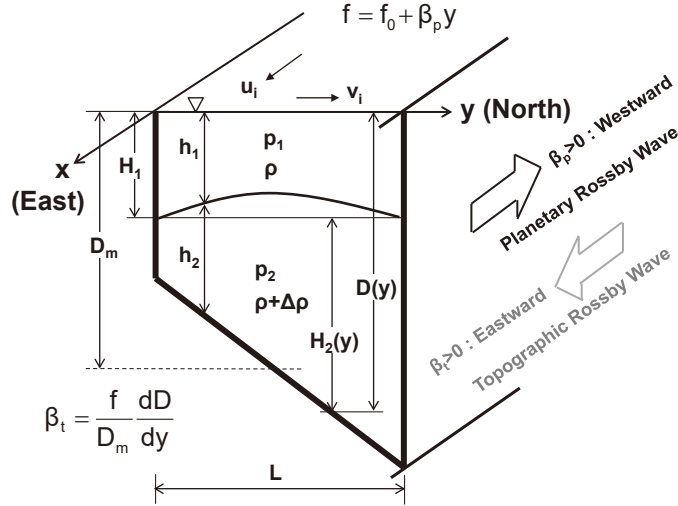


Fig. 2. Two-layer analytic model for the zonal channel on the planetary β plane with the meridional bottom slope characterized by the constant topographic β .

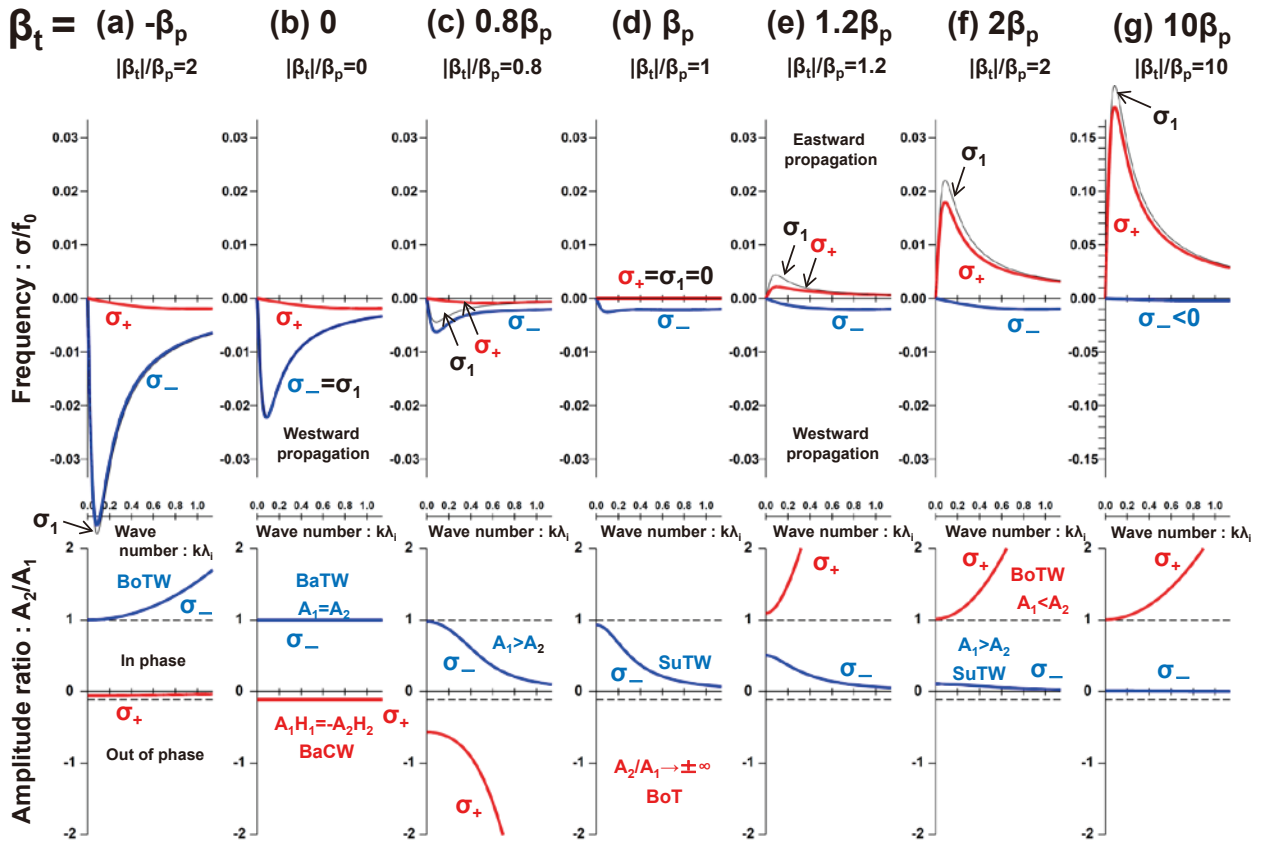


Fig. 3. Upper panels : Dispersion curves of σ_+ , σ_- and σ_1 in (A17) and (A22) for cases of $\beta_t = -\beta_p$ (a), $\beta_t = 0$ (b), $\beta_t = 0.8\beta_p$ (c), $\beta_t = \beta_p$ (d), $\beta_t = 1.2\beta_p$ (e), $\beta_t = 2\beta_p$ (f) and $\beta_t = 10\beta_p$ (g). Lower panels : Same as upper panels except amplitude ratios of upper- to lower-layer current speeds (A/B) given by (A18).

と下段に示した。なお、分散曲線図の周波数はコリオリパラメータ f_0 で規格化した σ/f_0 を縦軸に、波数は内部変形半径 λ_i (~ 18 km) で規格化した $k\lambda_i$ で横軸とした。二層流体の擾乱解は、(A17) 式に示すように二つあり、赤色太線で σ_+ の解を、青色太線で σ_- の解をそれぞれ表示し、単層流体の擾乱解 (A22) 式の σ_1 は黒色細線で表示している。

7 ケースの中で議論の基準となるのが、 $\beta_i = 0$ の平坦地形が仮定できる大洋を想定したケース (b) である。二層流体において、このケースの $\sigma_- < 0$ の解は上下層が同振幅で同符号 $A_1 = A_2$ となる西方伝播する順圧惑星ロスビー波であり、以下、BaTW (BaroTropic Wave) と略す。この $A_1 = A_2$ となる $\beta_i = 0$ の σ_- 解は、振幅 A をもつ単層流体の BaTW の解 σ_1 と完全に一致する。二層流体の $\sigma_+ < 0$ の解も BaTW と同じ方向の西方伝播であるが、上下層振幅の符号が異なる $A_1 H_1 = -A_2 H_2$ の逆位相関係を満たす傾圧惑星ロスビー波を示し、以下、BaCW (BaroClinic Wave) と略す。このように、 $\beta_i = 0$ の平坦地形では二層と単層の BaTW が一致するため、順圧と傾圧の惑星ロスビー波の解析的な分離が可能である。ところが、二層流体における $\beta_i \neq 0$ の南北斜面地形条件では、上下層で同位相 $A_2/A_1 > 0$ となる二つの波が出現する場合があり、順圧波と傾圧波の分離が不可能となる。その一つは $|A_2/A_1| < 1$ となる表層捕捉波で、もう一つは $|A_2/A_1| > 1$ となる海底捕捉波であり、以下ではそれぞれ、SuTW (Surface Trapped Wave) と BoTW (Bottom Trapped Wave) と略す。

南向き水深増加の斜面勾配となる $\beta_i < 0$ であれば、地形性ベータ効果による渦流擾乱は惑星ベータ効果と同じ方向の西方伝播となるため、 β_i 値の大きさに関わらず、その定性的な分散関係はケース (b) の $\beta_i = 0$ と似たものとなる。それゆえ、 $\beta_i < 0$ の代表として、 $\beta_i = -\beta_p$ のケースのみを (a) に示した。ここで、二層の下層流体の渦度方程式 (A4) より、下層流体に影響する正味のベータ効果は $\beta_{net} = \beta_p - \beta_i$ で表現され、ケース (a) では $\beta_{net} = \beta_p - (-\beta_p) = 2\beta_p$ となる。単層流体の渦度方程式 (A19) でも同様に、ケース (a) の正味のベータ効果は同じ $\beta_{net} = 2\beta_p$ となる。二層流体のケース (a) の二つの波 $\sigma_+ < 0$ と $\sigma_- < 0$ はどちらも西方伝播であるが、ケース (b) の BaTW は伝播速度がより速い BoTW へ、ケース (b) の BaCW は上下層で逆位相のまま SuTW への傾向が強まっている。このケース (a) の単層流体の BaTW の解 σ_1 は、二層流体がもつ二つの解のうち、 σ_- 解の BoTW にはほぼ一致する。

一方、北向き水深増加の斜面勾配となる $\beta_i > 0$ の場合では、正味のベータ効果が $\beta_{net} = 0$ となる $\beta_i = \beta_p$ の周辺で、二層も単層も分散関係が大きく変化する。そこで、 $\beta_i = \beta_p$ のケースを (d) に、それを挟む近傍の $\beta_i = 0.8\beta_p$ と $\beta_i = 1.2\beta_p$ としたケースを (c) と (e) に、ケース (a) とはちょうど逆符号の β_{net} 値になる $\beta_i = 2\beta_p$ のケースを (f) に、日本海南部海域を想定した非常に大きな斜面勾配を代表して $\beta_i = 10\beta_p$ のケースを (g) に示した。二層流体において、 $\beta_i = 0$ のケース (b) から $\beta_i > 0$ のケース (g) への β_i 値の増加方向でみると、

西方伝播 $\sigma_- < 0$ の BaTW ($A_2/A_1 = 1$) は同じ西方伝播 $\sigma_- < 0$ の SuTW ($|A_2/A_1| < 1$) へ変化し、西方伝播 $\sigma_+ < 0$ の BaCW ($A_1 H_1 = -A_2 H_2$) は逆向き東方伝播 $\sigma_+ > 0$ の BoTW ($|A_2/A_1| > 1$) へ変化することがわかる。なお、 $\beta_i = 2\beta_p \rightarrow 10\beta_p$ のケース (f) からケース (g) への定性的な分散関係の変化は比較的小さく、伝播速度の大きさと海底や表層への捕捉傾向の大きさが変わるだけである。注目すべきは、 $\beta_i = \beta_p$ 周辺の下層流体では $\beta_{net} \sim 0$ となるため、渦流擾乱の復元力が非常に小さくなった f 平面に近い状態になることである。それゆえ、 $\beta_i \rightarrow \beta_p$ となるケース (c)～(e) の間では、 σ_+ 解の周波数が零値に漸近し、その振幅比 A_2/A_1 が極端に大きくなり、ちょうど $\beta_i = \beta_p$ のケース (d) では $A_2/A_1 \rightarrow \pm\infty$ となる海底捕捉 (BoT) の定常流 ($\sigma_+ = 0$) が解となる。ただし、そのケース (d) でも上層流体には $\beta_p > 0$ の惑星ベータが影響するため、 σ_- 解である西方伝播する SuTW は β_i 値に関わりなく存在し得る。この $\beta_i > 0$ の斜面勾配における単層流体の BaTW の解 σ_1 は、 $\beta_i < 0$ の斜面勾配のケース (a) と同様に、下層流体の β_{net} が支配的な BoTW の解にほぼ一致する。すなわち、 $\beta_i = 0 \sim \beta_p$ にあるケース (c) では $\sigma_1 \sim \sigma_-$ 、ちょうど $\beta_i = \beta_p$ のケース (d) では f 平面状態となる $\sigma_1 = \sigma_+ = 0$ 、 $\beta_i > \beta_p$ のケース (e)～(g) では $\sigma_1 \sim \sigma_+$ となる。

上述した分散関係に関する議論では、存在し得る渦流擾乱は提示できるものの、東西境界がないため、季節変化する風強制で励起される風成循環流の応答時間や東西の壁境界に形成される境界層の議論ができない。そこで、次節以降では東西境界を有する理想的な矩形海と現実の海底地形を設定した日本海を数値モデルで表現し、海面風応力で駆動される風成循環流の季節変化を調べる。なお、季節変化を一年周期の正弦波関数で近似すれば、その無次元周波数は $\sigma/f_0 \sim 0.002$ となる。この値は Fig. 3 に示した周波数レンジでは低周波の極限に近く、一年周期の風強制によって励起される渦流擾乱は、ほぼ非分散的な挙動を示すことが推測される。また、下層流体で $\beta_{net} \sim 0$ となる $\beta_i \rightarrow \beta_p$ 周辺を除いて、低周波極限の BoTW の振幅比は $|A_2/A_1| > 1$ であるが 1 に漸近しており、順圧応答に近い挙動を示すことがわかる。そこで、風成循環流に伴う順圧及び傾圧応答のうち、応答時間の速い順圧応答を独立に調べることを目的に、二層モデルに加えて、順圧波である BaTW のみが表現される単層モデルの数値実験も行った。

数値モデルの支配方程式と計算条件

本研究で使った二層モデルの運動方程式と連続式は、運動量の移流項を無視した Isobe and Imawaki (2002) と同じであり、内部境界面摩擦及び海底摩擦は全領域で零とした。よって、支配方程式は静水圧近似とブシネスク近似とリジッド・リッド近似を行った下記の方程式群である。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + J\left(\psi, \frac{f}{H}\right) = g^* J\left(\frac{h_2}{H}, h_1\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\tau_w^y}{\rho H}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_w^x}{\rho H}\right) + A_H \nabla^2 \xi \quad (1)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} - f\hat{v} = -g^* \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\tau_w^y}{\rho h} + A_H \nabla^2 \hat{u} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + f\hat{u} = -g^* \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\tau_w^x}{\rho h} + A_H \nabla^2 \hat{v} \quad (3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u_1 h}{\partial x} + \frac{\partial v_1 h}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

ここで、 ξ は鉛直平均した相対渦度、 ψ は流量流線関数、 H は全層水深、 $\rho (= 10^3 \text{ kg m}^{-3})$ は海水の代表密度、 $g^* = (A\rho/\rho)g$ ($A\rho$ は上下層の密度差、 g は重力加速度)は還元重力加速度、 f はコリオリパラメータ、 $A_H (= 1.0 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ は水平渦動粘性係数、 h_1 は上層厚である。本モデルでは x 軸を東向き、 y 軸を北向きの座標系を用いており、 τ_w^x と τ_w^y は風応力の東西及び南北成分になる。 u_1, v_1 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 とすれば、 $\hat{u} \equiv u_1 - u_2$ と $\hat{v} \equiv v_1 - v_2$ は鉛直シアー流成分となる。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。相対渦度及び流量流線関数は次式で定義される。

$$\xi \equiv \nabla \cdot \left(\frac{1}{H} \nabla \psi \right) \quad (5)$$

$$hu_1 + h_2 u_2 \equiv -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad hv_1 + h_2 v_2 \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (6)$$

また、本研究では上記の二層モデルを単層モデルにも改良しており、改めて x, y 方向の流速成分を u, v とし、流量流線関数を

$$Hu \equiv -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad Hv \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (7)$$

で定義すれば、二層モデルと同じ変数を用いた相対渦度の方程式は

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + J\left(\psi, \frac{f}{H}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\tau_w^y}{\rho H}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_w^x}{\rho H}\right) + A_H \nabla^2 \xi \quad (8)$$

となる。

ここでは、後述される理想的な矩形海と現実的な日本海の両モデルで共通した計算条件のみを示す。まず、境界条件は全領域で閉境界とし、水平粘性境界を表現するために non-slip 条件とした。時間刻み幅は 600 秒であり、25 回に 1 回の時間刻み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。また、(5) 式の相対渦度に関するポアソン方程式は逐次過緩和 (SOR) 法を用いて解いた。どのモデル計算においても、同じ季節変

化が繰り返されるような統計的平衡状態は 10 年の積分ではば達せられたため、数値積分は 15 年目まで行い、季節変化成分と年平均場を分離するための一年周期の調和解析には、最後の 11~15 年の 5 年間の計算結果を用いた。

矩形海における風成循環流の季節変化

モデル海底地形と風強制条件

数値モデル化した矩形海では、前節の分散関係で設定した南北幅 $L = 700 \text{ km}$ の東西無限水路の途中に東西壁を設けた状態を考える。Fig. 4(a) に示すように、その東西幅は南北水路幅と同じ $L = 700 \text{ km}$ に設定し、理想的な正方形の矩形海とした。座標系は矩形海の南西角を原点とする直交座標系を用い、 x 軸は東向きを、 y 軸は北向きを正とし、水平格子間隔は $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ km}$ とした。南端 $y = 0$ のコリオリパラメータ f_0 及び惑星ベータ β_p 、そして二層モデルの上層厚 H_1 及び還元重力加速度 g^* は、前節の分散関係で議論した値と同じにした。さらに、南北斜面勾配を表現した地形性ベータ β_i 値の大きさも β_p 値との相対値で表現する。ただし、数値モデルで設定する海底地形 $H(y)$ において、 β_i 値を一定にするためには、 $H(y)$ を下記の指数関数地形で表現する必要がある。

$$H(y) = H_0 e^{\mu y} \quad (9)$$

ここで、 H_0 はモデル南端 ($y = 0$) の水深、 μ は地形勾配のパラメータである。まず、(9) 式を地形性ベータの定義式 (A2) に代入し、 $f = f_0$ で近似して整理すると、

$$\beta_i = f_0 \mu \quad (10)$$

の一定値になることが確認される。Fig. 4(b) の鉛直断面地形図に示すように、モデル北端 $y = L$ の最も深い水深を $H_{\max}$ とすれば、(9) 式より

$$H_{\max} = H_0 e^{\mu L} \quad (11)$$

となる。そこで、(10) 式と (11) 式から地形勾配パラメータ μ を消去すれば、

$$H_0 = H_{\max} e^{-\beta_i L / f_0} \quad (12)$$

の関係式を得る。本モデルでは L と $H_{\max}$ は固定値にしたまま、任意に設定する一定の β_i 値を (12) 式と (10) 式に代入して H_0 と μ の値を求め、(9) 式から $H(y)$ を決定した。選択した β_i 値は、分散関係の議論で重要と判断された、平坦地形の $\beta_i = 0$ 、正味の地形性ベータが $\beta_{net} = 0$ となる $\beta_i = \beta_p$ 、東方伝播する渦流擾乱が出現する $\beta_i = 2\beta_p$ と $\beta_i = 10\beta_p$ の計 4 ケースである。本モデルでは $H_{\max} = 2,000 \text{ m}$ としたので、(12) 式から $\beta_i = 0$ は $H_0 = 2,000 \text{ m}$ 、 $\beta_i = \beta_p$ は $H_0 = 1,720.3 \text{ m}$ 、 $\beta_i = 2\beta_p$ は $H_0 = 1,479.7 \text{ m}$ 、 $\beta_i = 10\beta_p$ は $H_0 = 443.3 \text{ m}$ となる。

風強制は反時計回りの亜寒帯循環流を冬季に最も強く駆動するような理想的な風応力を正弦波関数の東西風成分 τ_w^x で与えた。すなわち、

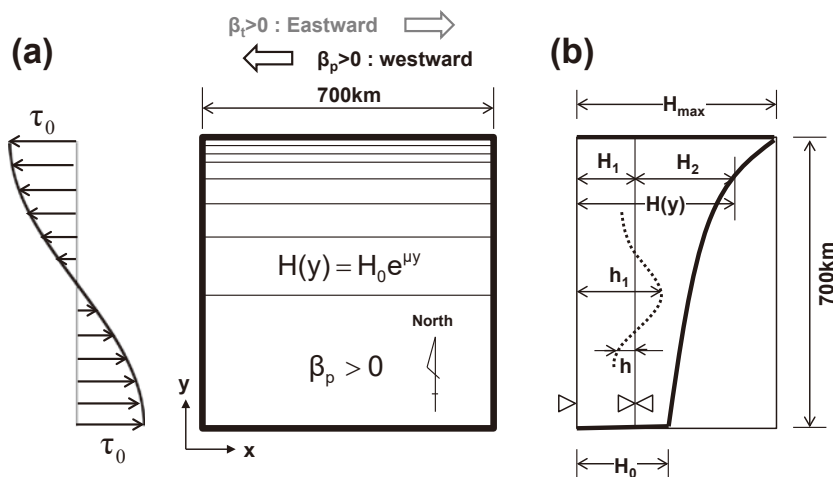


Fig. 4. Two-layer model adopted in this study. (a) The plane view of the model ocean. Thin lines represent the isobaths of $H(y)$. Meridional distribution of wind stress is depicted schematically on the left-hand side of this panel. (b) The vertical view of the model. The exponential shelf topography is depicted in the panel.

$$\tau_w^x = \tau_0 \cos\left(\frac{\pi}{L}y\right) \left\{1 + \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \theta\right)\right\} \quad (13)$$

$$\tau_w^y = 0 \quad (14)$$

ここで、 T は1年を360日とした周期で、 $L = 700$ kmは矩形海の南北幅で、 $\tau_0 = 0.1 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-2}$ は風応力の振幅である。(13)式で表される風応力の南北分布をFig. 4(a)の左側に示す。なお、以下のモデル結果に示される時刻 $t = 0$ dayの1月中旬に風応力が極大となり、時刻 $t = \pm 180$ dayの7月中旬に風応力が零になるように、位相 θ を調節している。したがって、時刻 $t = -180 \sim 0$ day (7月中旬→1月中旬)の間がSpin-up期間で、時刻 $t = 0 \sim +180$ day (1月中旬→7月中旬)の間がSpin-down期間となる。

単層モデルの結果

Fig. 5は順圧応答(BaTW)のみが表現される単層モデルの結果であり、上から順に(a)が $\beta_t = 0$ 、(b)が $\beta_t = \beta_p$ 、(c)が $\beta_t = 2\beta_p$ 、(d)が $\beta_t = 10\beta_p$ の4ケースにおける流量流線関数 Ψ の水平分布の季節変化を偶数月で表示した。 $\Psi < 0$ の領域を灰色で示し、この領域の循環流は反時計回りである。ここで、各ケースを正味のベータ β_{net} で表示すると、(a)は $\beta_{\text{net}} = \beta_p$ となる通常の惑星ベータ面、(b)は惑星ベータが地形性ベータでキャンセルされた $\beta_{\text{net}} = 0$ となる f 平面状態、(c)は $\beta_{\text{net}} = -\beta_p$ となる(a)とは逆符号の惑星ベータ面、(d)は $\beta_{\text{net}} = -9\beta_p$ となる逆符号で9倍も大きな惑星ベータ面とみなすことができる。

f 平面状態のケース(b)を除いた他の3ケースの反時計回り水平循環流は、風応力の季節変化にほぼ同期して、夏季に $\Psi \sim 0$ となる状態からSpin-up期間に強化され、Spin-down期間に弱体化して再び $\Psi \sim 0$ の状態に戻っている。まず、風強制の季節変化にほぼ同期した循環流応答は、正味のベータ β_{net} 面上の単層流体に存在し得るBaTWの

速い位相速度により説明される。分散関係において議論したように、一年周期という低周波数の渦流擾乱は非分散的な挙動を示すので、分散関係式(A22)の非分散近似の位相速度 C_1 は

$$C_1 = \frac{\sigma_1}{k} \approx \frac{-\beta_{\text{net}}}{l_0^2 + \lambda^2} \quad (15)$$

となり、この擾乱が東西幅 L の距離を伝播する応答時間は $L/|C_1|$ で見積もられる。本モデルのパラメータ値から概算される応答時間は、ケース(a)と(c)で約8日、ケース(d)で約1日となり、一カ月以内の速い応答時間であることが理解される。

次に、 Ψ が示す空間的な循環パターンとその大きさを各ケースで比較する。ケース(a)と(c)は β_{net} 値の大きさは同じで逆符号となるだけなので、 Ψ の値はほとんど同じで、ケース(a)では西岸側に、ケース(c)では東岸側に水平粘性境界層が形成される季節変化を示す。ケース(d)もケース(c)と同様に東岸に水平粘性境界層を形成する季節変化を示すが、 Ψ の値がケース(c)に比べて1オーダーも小さい。これら $\beta_{\text{net}} \neq 0$ の3ケースと比較して、 f 平面状態のケース(b)は水平循環流の中心が常に矩形海の中央付近にあり、 Ψ の値も極端に大きく、季節変化はみられるが、風応力が零となる時期にも $\Psi \sim 0$ の状態には至っていない。

このような順圧応答の相違を理解するために、年平均場とそれからの偏差である季節変動場を一年周期の調和解析により分離した。Fig. 6の上段は(a)~(d)の各ケースの年平均場 $\bar{\Psi}$ を示し、はじめに、この $\bar{\Psi}$ 分布を定常状態の渦度バランスとして議論する。正味のベータ β_{net} を用いれば、本モデルにおける定常渦度バランスは次式で表現される。

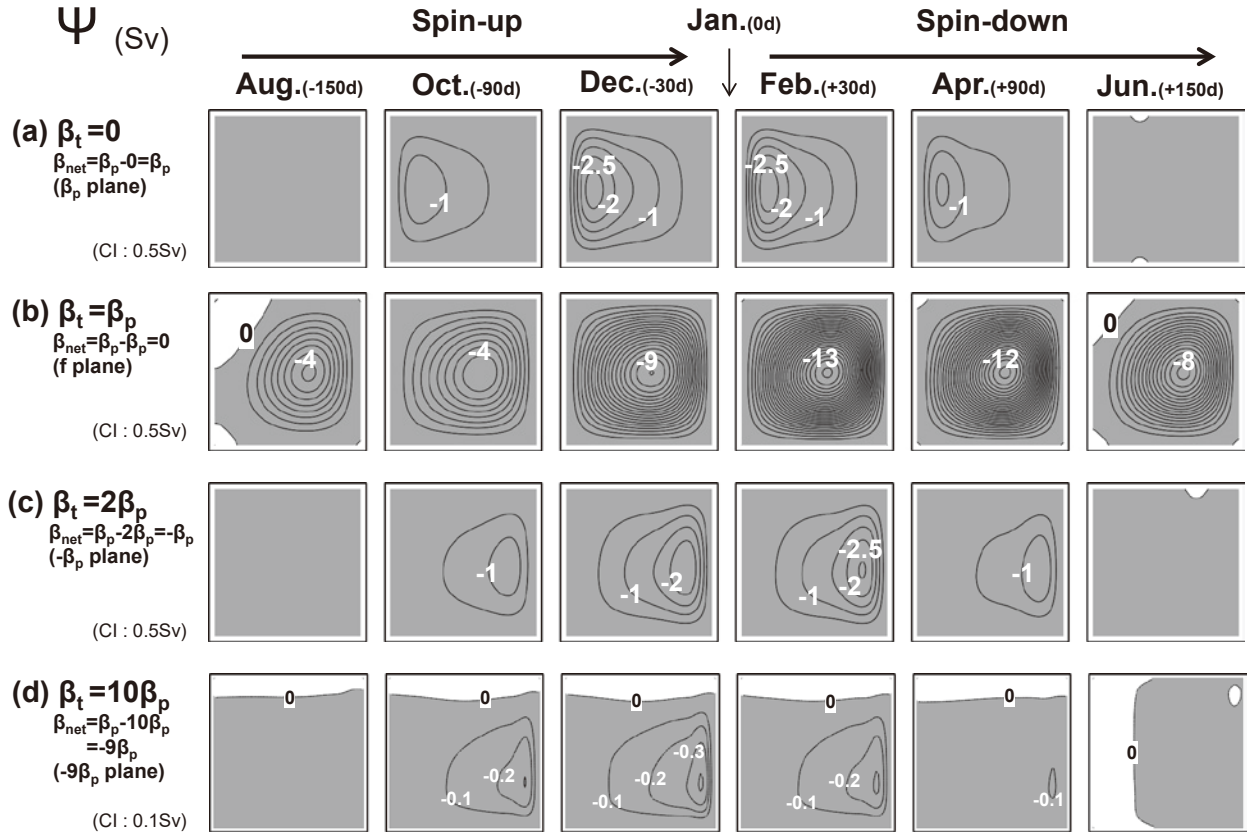


Fig. 5. Horizontal distributions of the stream function Ψ from August to June with 2 months interval in the one-layer model, driven by the wind stress varying annually, for the cases of $\beta_i = 0$ (a), $\beta_i = \beta_p$ (b), $\beta_i = 2\beta_p$ (c) and $\beta_i = 10\beta_p$ (d).

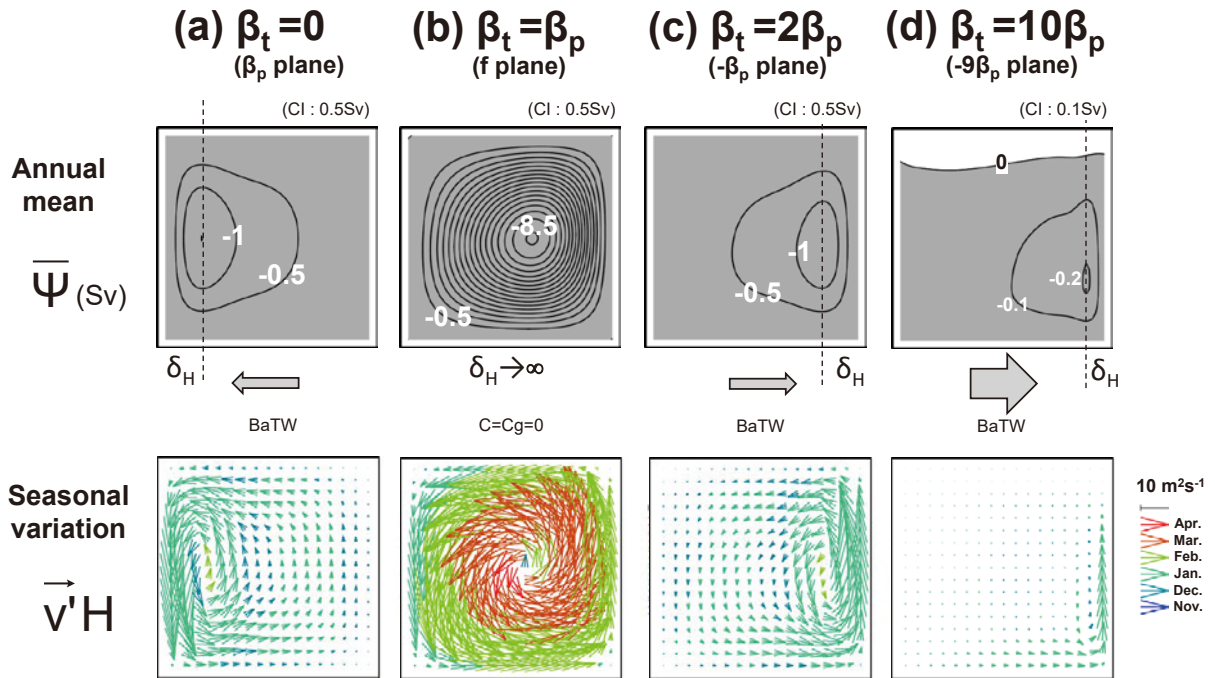


Fig. 6. Upper panels : Horizontal distributions of the annual mean stream function $\bar{\Psi}$ for the cases of (a) to (d) in Fig. 5. Broken lines represent the thickness of horizontal viscosity boundary δ_H . Lower panels : Horizontal distributions of the phase of current ellipse for annual harmonic component $\vec{v}'H$ for the cases of (a) to (d) in Fig. 5. The phase is shown by color of current vector toward main-axis of current ellipse during six months from November to April.

$$\beta_{net} \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{\tau}_w^x}{\rho H} \right) + A_H \nabla^4 \bar{\Psi} \quad (17)$$

ここで、左辺は正味のベータ項、右辺の第一項は風応力カール項、第二項は水平粘性項であり、上付きバーは年平均を意味する。一般に、 $\beta_{net} \neq 0$ であれば、内部領域ではベータ項と風応力カール項がバランスしたスベルドラップ平衡が卓越し、水平粘性境界層内ではベータ項と水平粘性項のバランスが卓越する。前者からスベルドラップ輸送量 $\bar{\Psi}$ が、後者から水平粘性境界層の厚さ δ_H が次式で概算され、どちらも分母に β_{net} がある関数となる。

$$\bar{\Psi} \approx \int - \frac{1}{\beta_{net}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{\tau}_w^x}{\rho H} \right) dx \quad (18)$$

$$\delta_H \approx \left(\frac{A_H}{\beta_{net}} \right)^{1/3} \quad (19)$$

これらの概算式により、まず、 β_{net} 値がケース (c) に比べて9倍も大きなケース (d) では、 $\bar{\Psi}$ の大きさが1オーダー近くも小さな1/9に、 δ_H の幅が1/3まで減少することが理解される。これとは逆に、ケース (a) と (c) の間では β_{net} 値が小さくなり、 $\bar{\Psi}$ と δ_H はともに増加する。特に、ケース (b) の近傍では $\beta_{net} \rightarrow 0$ となるので、 $\bar{\Psi} \rightarrow \infty$ 及び $\delta_H \rightarrow \infty$ となる。ただし、(15) 式が示す擾乱の位相速度は分子に β_{net} があるので $C_1 \rightarrow 0$ となり、これは擾乱伝播による定常状態の形成時間のみならず、季節応答時間も無限大になることを意味する。それゆえ、 $\beta_{net} = 0$ となるケース (b) の定常状態では、(17) 式から正味のベータ項を削除した

$$0 = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{\tau}_w^x}{\rho H} \right) + A_H \nabla^4 \bar{\Psi} \quad (20)$$

の定常渦度バランスを用いて議論すべき状態となる。これは矩形海全体の流れ場 $\bar{\Psi}$ が水平粘性境界層 δ_H 内にあると解釈され、 $\bar{\Psi}$ の大きさは粘性係数 A_H の逆数に比例していることを示す。

Fig. 6 の下段は (a)~(d) の各ケースの調和定数から計算される季節変化成分であるが、ここでは11~4月の半年間で最強流速時となる流速ベクトルに水深を乗じた流量ベクトル $\bar{\Psi}H$ を示し、その最強時を月単位で凡例に従って色分けした。 $\beta_{net} \neq 0$ であるケース (a) と (c) と (d) では、一カ月以内の速い応答時間をもつ BaTW が季節変化成分となるため、定常場とほぼ同じ流速場の空間パターンが最強の風強制となる1月ころに最も強化されることを示す。一方、 $\beta_{net} = 0$ であるケース (b) の季節変化成分の空間パターンは定常場とほぼ同じ円形であるが、他の3ケースと比べて、季節変化する流量ベクトルが極端に大きく、最強流速となる時期が遅れ、壁境界に近い外側が2月ころ、中心付近ではさらに遅れた3~4月にある。この季節変化成分の定量性や位相遅れも、本モデルで設定した粘性係数 A_H の大きさに依存していると考えられる。

二層モデルの結果

分散関係において議論したように、二層モデルでは単層モデルと異なり、どのような β_i 値の地形条件でも、常に西方伝播する BaCW もしくは SuTW の渦流擾乱が存在する。これらの擾乱の位相速度の概算を非分散近似の BaCW で代表させれば、

$$C_i \approx -\lambda_i^2 \beta_p \quad (21)$$

となる。本モデルでは $C_i \sim 7.2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ と見積もれるので、応答時間は約3.1年となる。それゆえ、内部境界面変位を伴った BaCW や SuTW のゆっくりとした西方伝播によって、年平均場には下層流が零となるアイソスタシー状態が次第に形成される (例えば、Isobe and Imawaki, 2002)。一方で、これら BaCW や SuTW の渦流擾乱は一年周期の風強制に対して追従できないことがわかる。

まず、二層と単層のモデル結果の年平均場の違いは明瞭である。Fig. 7 の (a) が $\beta_i = 0$, (b) が $\beta_i = \beta_p$, (c) が $\beta_i = 2\beta_p$, (d) が $\beta_i = 10\beta_p$ の年平均場であり、上から順に内部境界面変位 $\bar{h}$ (下凸を正)、流量流線関数 $\bar{\Psi}$ (反時計回りを負)、上層の流速ベクトルに上層厚を乗じた上層流量ベクトル $\bar{v}_1 H_1$ 、下層の流速ベクトルに下層厚を乗じた下層流量ベクトル $\bar{v}_2 H_2$ の水平分布である。4ケースはどれもアイソスタシーがほぼ成立した状態にあり、西岸強化の反時計回り循環流が上層の $\bar{v}_1 H_1$ で卓越し、この流速場に対応した下凸の $\bar{h}$ と負の $\bar{\Psi}$ がいずれのケースもよく似た空間分布を示す。ただし、厳密には下層の $\bar{v}_2 H_2$ が零にならない領域もあり、特に、ケース (a) の西岸境界層 δ_H 内とほぼ全領域が粘性境界層内 ($\delta_H \rightarrow \infty$) にあるケース (b) では弱い渦対が残存している。

次に、単層モデルの Fig. 5 と同様な偶数月表示で、 $\beta_i = 0$ と $\beta_i = 2\beta_p$ ($\beta_i = 10\beta_p$ はこのケースと定性的には同じなので省略) と $\beta_i = \beta_p$ の3ケースにおける二層モデルの季節変化を Figs. 8~10 に示した。各図とも上から順に、内部境界面変位 h 、流量流線関数 Ψ 、上層の流量ベクトル $\bar{v}_1 H_1$ 、下層の流量ベクトル $\bar{v}_2 H_2$ の水平分布である。まず、Fig. 8 は平坦地形 $\beta_i = 0$ の季節変化であり、このケースでは BaTW が上下層で同位相の渦流として、BaCW が上下層で逆位相の渦流として分離される。また、非常に速い位相速度の BaTW は季節強制にほぼ瞬時応答するのに対し、非常に遅い位相速度の BaCW は風応力の季節強制に追従できない。それゆえ、BaCW の伝播で生じる h の季節変化はほとんどみられず、上層の $\bar{v}_1 H_1$ の季節変化も非常に小さく、Fig. 7(a) の年平均場とほぼ同じ状態が一年を通して継続する。一方、BaTW の西方伝播で生じる Ψ の季節変化は顕著であり、その変化は先にみた単層モデルの Ψ の季節変化 (Fig. 5(a)) によく似ている。このような h と Ψ の季節応答の相違は、下層の $\bar{v}_2 H_2$ に明瞭な季節変化を生じさせる。その下層にみられる渦流は、Spin-up 後の2月ころに上層と同じ向きの反時計回りとなる BaTW の強化を、Spin-down 後の8月ころに上層と逆向きの時計回りと

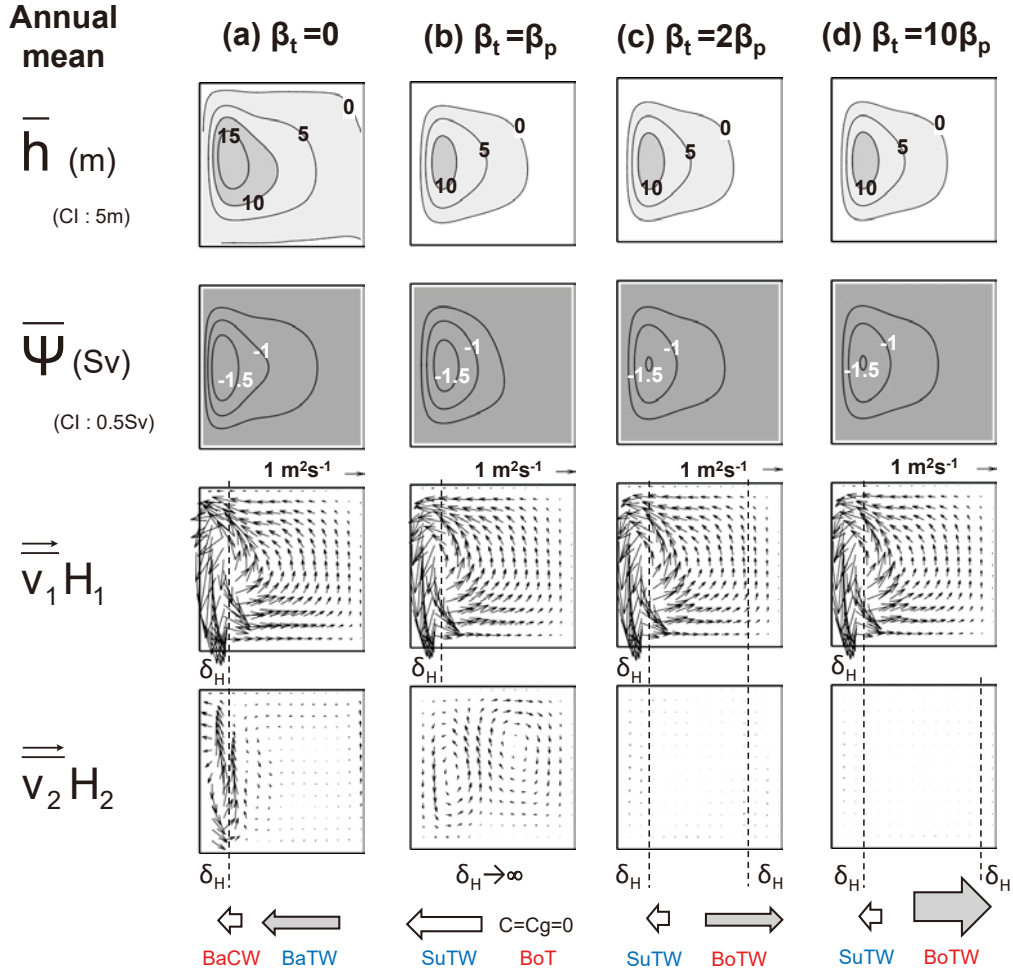


Fig. 7. Horizontal distributions of annual mean states for the interface displacement $\bar{h}$, the stream function $\bar{\Psi}$, the upper current vector $\vec{v}_1 H_1$ and the lower current vector $\vec{v}_2 H_2$ in the two-layer model, for the cases of $\beta_t = 0$ (a), $\beta_t = \beta_p$ (b), $\beta_t = 2\beta_p$ (c) and $\beta_t = 10\beta_p$ (d).

なる BaCW の強化を示す。

海底斜面条件 $\beta_t \neq 0$ で存在し得る SuTW と BoTW (または BoT) はともに内部境界面変位を伴う渦流擾乱のため、上述した $\beta_t = 0$ のケースのように、二つの渦流を区別して厳密に議論することは難しい。それでも、SuTW の位相速度は BaCW と同様に非常に小さく、BoTW の位相速度は BaTW と同様に速い傾向をもつことから、これらの渦流の挙動を大雑把には区別して記述することができる。

Fig. 9 は $\beta_t = 2\beta_p$ の季節変化であり、上述した $\beta_t = 0$ (Fig. 8) の季節変化との類似点と相違点に着目して記述する。類似点は下層渦流の回転方向の季節変化であり、Spin-up 後の 2 月ころに上層と同じ向きの反時計回りに、Spin-down 後の 8 月ころに上層と逆向きの時計回りとなる。ただし、上層が惑星ベータ $\beta_p > 0$ が支配的な西岸強化の渦流であるのに対し、下層が正味のベータ $\beta_{net} = -\beta_p < 0$ が支配的な BoTW による東岸強化の渦流となる点が異なる。それゆえ、Spin-up 時期の Ψ の空間パターンは、上層の西岸強化と下層の東岸強化に対応した東西二か所に極値をもつ反時計回り循環を示す。Spin-down 時期に BoTW が東方伝播

して急速に衰退することは、 $\beta_t = 0$ の BaTW の急速衰退と似ている。しかし、Spin-down 後において、 $\beta_t = 2\beta_p$ では上下層で同位相となる SuTW が支配的になる (Fig. 3(f) を参照)。すなわち、 $\beta_t = 0$ では上下層で逆位相となる BaCW が出現して $\Psi \sim 0$ の状態が維持されたが、 $\beta_t = 2\beta_p$ の SuTW は上下層で同位相となるために、 $\Psi > 0$ の時計回り渦流が出現することも大きな相違点である。 h の季節変化は比較的小さいものの、Spin-up 後に岸境界に沿って内部境界面が上昇している。 h の位相変化を調べた結果から (ここでは示さない)、この現象は海底地形と水平渦流との Impinging によって内部境界面が上向きに強制され、その擾乱が内部ケルビン波として伝播したことで説明される。

Fig. 10 は下層流体で $\beta_{net} = 0$ となる $\beta_t = \beta_p$ の季節変化であり、存在し得る渦流擾乱は SuTW と定常流の BoT になる。非粘性を仮定した分散関係の議論では BoT の振幅が下層で無限大となるが (Fig. 3(d) を参照)、単層モデルで議論したように、ここでは粘性境界層内の渦流として表現される。それでも、上層に比べて下層の渦流の振幅が極端に大きくなるのが本モデル計算でも示される。そし

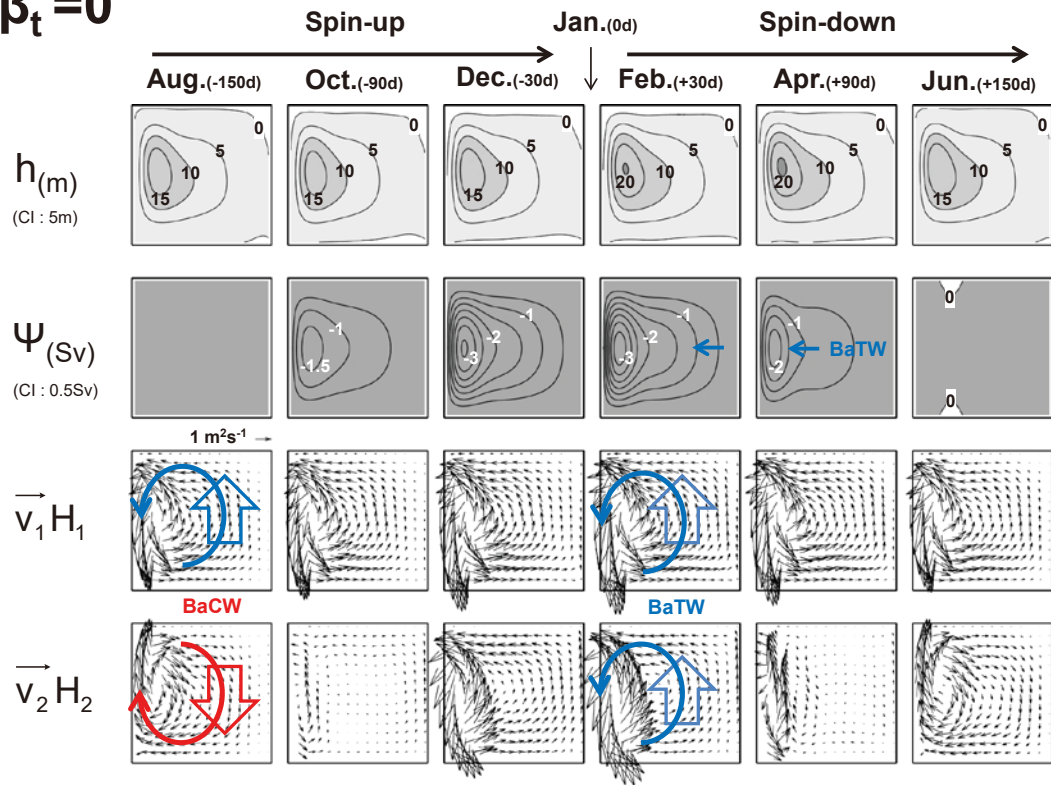
$\beta_t = 0$


Fig. 8. Horizontal distributions of the interface displacement h , the stream function Ψ , the upper current vector $\vec{v}_1 H_1$ and the lower current vector $\vec{v}_2 H_2$ from August to June with 2 months interval in the two-layer model, driven by the wind stress varying annually, for the case of $\beta_t = 0$.

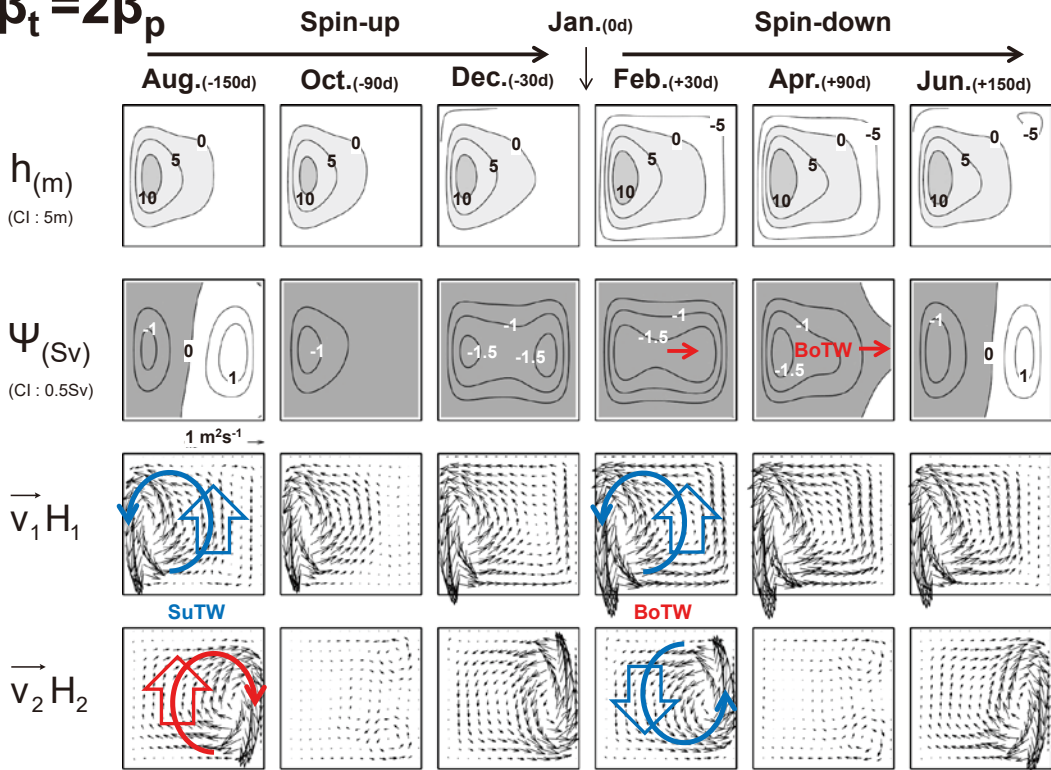
 $\beta_t = 2\beta_p$


Fig. 9. Same as Fig. 8, but for the case of $\beta_t = 2\beta_p$.

て、渦流の減衰は擾乱伝播ではなく水平粘性の大きさに支配されるが、その定性的な季節変化の様子は、 $\beta_t=0$ (Fig. 8) よりも BoTW が表現される $\beta_t=2\beta_p$ (Fig. 9) の季節変化の方によく似ている。

そこで、 $\beta_t=10\beta_p$ のケースも加えて、上述した Figs. 8～10 の季節変化成分を抽出し、単層モデルの場合 (Fig. 6 の下段) と同様な表示形式で、最強流速時となる流量ベクトルを Fig. 11 に示した。この図の (a) が $\beta_t=0$, (b) が $\beta_t=\beta_p$, (c) が $\beta_t=2\beta_p$, (d) が $\beta_t=10\beta_p$ の場合である。

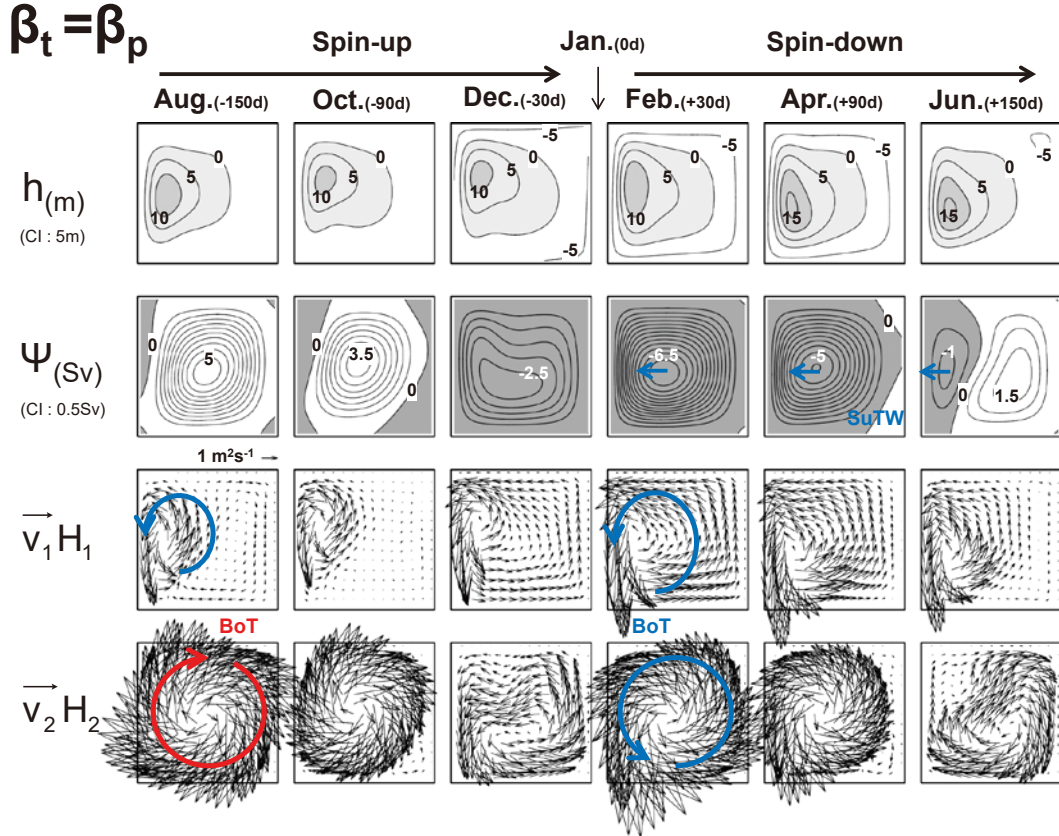


Fig. 10. Same as Fig. 8, but for the case of $\beta_t = \beta_p$.

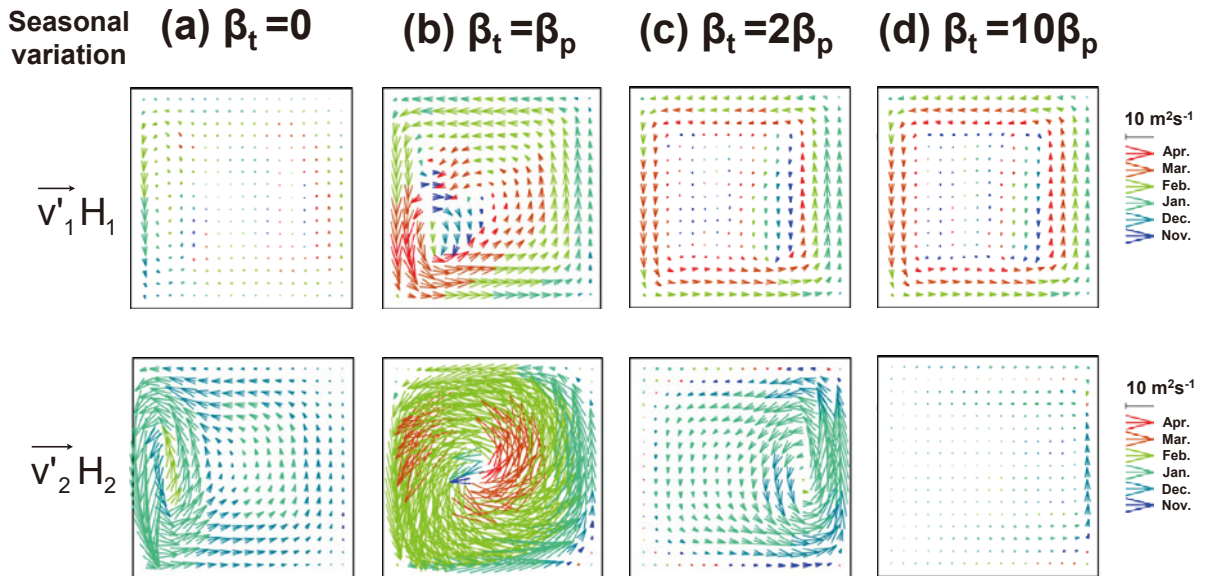


Fig. 11. Horizontal distributions of the phase of current ellipse for annual harmonic component of $\vec{v}_1 H_1$ (upper) and $\vec{v}_2 H_2$ (lower) for the cases of (a) to (d) in Fig. 7. The phase is shown by color of current vector toward main-axis of current ellipse during six months from November to April.

が $\beta_i = 2\beta_p$, (d) が $\beta_i = 10\beta_p$ であり, 上下段が上下層の $\bar{v}_1/H_1$ と $\bar{v}_2/H_2$ である。まず, (a) の $\beta_i = 0$ を除いた他のケースにみられる上層の反時計回り循環は渦流ではなく, これらは Impinging により励起され, 岸境界に沿って伝播する内部ケルビン波である。季節変化する渦流は下層で支配的にみられ, (a) の $\beta_i = 0$ では西岸強化の渦流, (c) の $\beta_i = 2\beta_p$ と (d) の $\beta_i = 10\beta_p$ では東岸強化の渦流, (b) の $\beta_i = \beta_p$ は円形状の強い渦流となる。興味深いことに, これら下層の流量ベクトル分布は, Fig. 6 の下段に示した単層モデルのものとはほとんど同じ結果である。すなわち, 二層モデルの下層流体の季節変化成分は単層流体と同様に, 基本的には正味のベータ効果 β_{net} に支配された物理過程として解釈することができる。ただし, 下層流体にみられた渦流の季節的な方向転換は, 反時計回り渦流が季節的に強弱するだけの単層流体の様相とは異なる。この相違は, Figs. 8 ~ 10 の季節変化でみたように, 二層モデルで表現されるアイソスタシー状態にある定常場との重ね合わせを考慮することで理解される。

日本海における風成循環流の季節変化

モデル海底地形と風強制条件と成層条件

本研究で使用した日本海の高底地形 H のデータは, Fig. 1(a) に示した ETOPO5 であるが, 200 m 等深線を閉境界とし, 大洋から孤立した日本海モデルを考える。それゆえ, 本モデル計算では大洋域から海峡を通して日本海へ伝播する風強制擾乱の影響は考慮されない。座標軸は Fig. 1(b) に示すように x 軸を東向き, y 軸を北向きにとり, モデル格子間隔は北緯 42.5 度を基準に, 経度緯度 $1/12^\circ$ の ETOPO5 に準拠して全領域で $\Delta x = 6.861$ km, $\Delta y = 9.276$ km とした。コリオリパラメータは緯度 ϕ の関数として $f = 2\Omega \sin\phi$ で与え, 惑星ベータを表現した。

季節強制する風応力の元データは ECMWF による気象再解析値 (ERA Interim) である。朝日ら (2016) では 19 年間の再解析値を用いて, 年平均風応力と一年周期の調和定数による風応力偏差の重ね合わせにより, 日本海周辺における風応力の季節変化を表現した。本モデルでは彼らの解析値を用いて風強制力を与え, 以下, この強制を Real-wind と呼ぶ。その Real-wind の空間分布の一例として, Fig. 12 の (a) に年平均を, (b) と (c) に風応力が最強及び最弱となるころの 1 月中旬と 8 月中旬を示す。図中の矢印は風応力ベクトル $\tau = (\tau_x, \tau_y)$ を示し, 正と負の $\text{curl-}\tau$ の大きさをそれぞれ青色濃淡と赤色濃淡で表示した。日本海における風強制的季節変化の特徴は, 冬季の強い北西風と夏季の非常に弱い南風に代表される。強い風強制となる冬季の $\text{curl-}\tau$ は, 日本海内部領域では負の値が優勢であるため, 日本海表層には亜寒帯系の反時計回りの風成循環流が期待される。一方, Fig. 12(b) に E1 と E2 の記号で示した二か所の西岸近傍海域には大きな正の値があり, ここでは強い時計回り渦流の励起が期待される。この二か所における渦流偏差の存在は, 朝日ら (2016) による衛星海面高度の資料解析でも示されている。彼らの解析結果を用いて, Fig. 13 の (a) に海面高度偏差の一年周期成分の振幅値の空間分布とこの高度偏差から計算した 11~4 月の半年間で最強流速時となる海面地衡流偏差ベクトルの空間分布を (b) に示した。E1 と E2 の渦流偏差は Fig. 13(a) の海面高度偏差では不明瞭であるが, この海域には大きな位相遅れがあり (ここでは示さない), Fig. 13(b) には時計回りの局所的な渦流偏差が 1~2 月の冬季に強化されることがわかる。本モデル計算では, E1 と E2 の渦流形成の影響を削除した実験ケースとして, 東経 134° 以西の風応力を東経 134° における各緯度の風応力に置換した。すなわち, 日本海東部海域のみ Real-wind となり, これを以下, Eastern half real-wind と呼ぶ。

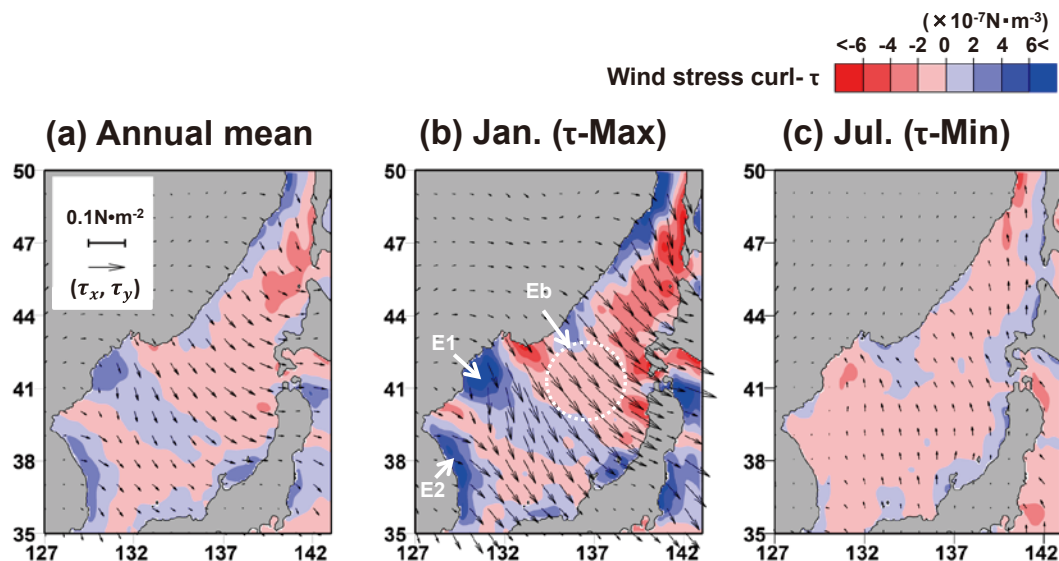


Fig. 12. Wind stress vectors τ and their $\text{curl-}\tau$ for the annual mean (a), in January (b) and July (c).

Seasonal variation

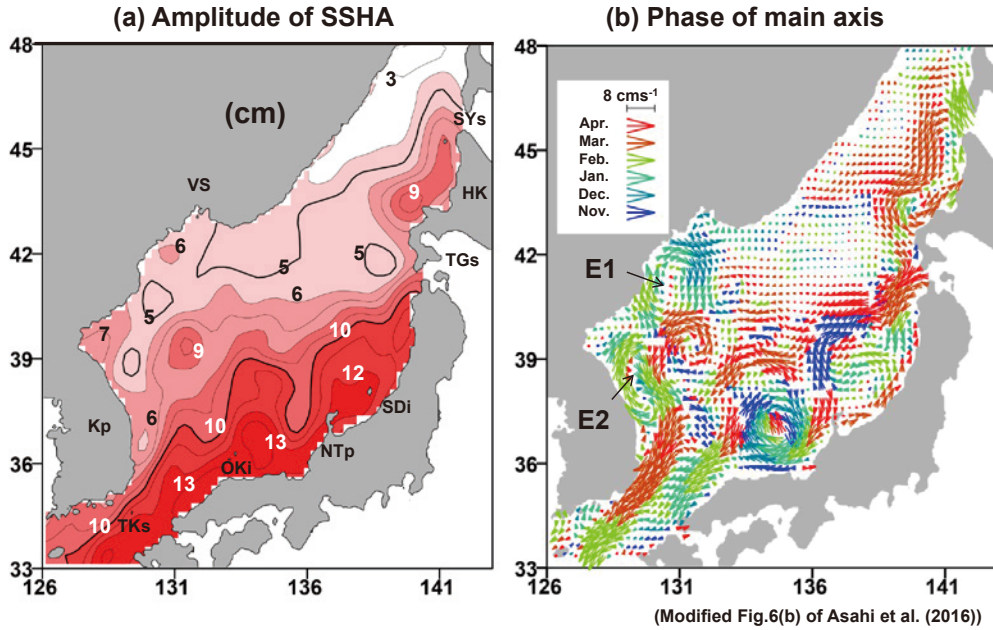


Fig. 13. (a) Amplitude in cm of the annual harmonic component of SSHA (Sea Surface Height Anomaly) variations and (b) phase of current ellipse for annual harmonic component. In (b), phase is shown by color of current vector toward main-axis of current ellipse during six months from November to April. They are reprinted from Fig. 4(a) and the modified Fig. 6(b) of Asahi et al. (2016).

矩形海のモデル実験と同様に、正味のベータ効果に支配される順圧応答を単層モデルで、成層の影響は上層厚 $H_1 = 200$ m を一定とした二層モデルで調べた。二層モデルにおいて、還元重力加速度を矩形海モデルと同じ一定値 $g^* = 0.02 \text{ m s}^{-2}$ の季節変化させない実験ケースとして、Real-wind の風強制をケース (a)、Eastern half real-wind の風強制をケース (b) とした。そして、単層モデルに Real-wind を強制した実験をケース (d) とする。これら3ケースの実験結果から、理想的な矩形海のモデル実験との比較が可能となる。しかし、現実の日本海では風強制の季節変化とともに成層の季節変化も大きい。例えば、朝日ら (2016) で議論されているように、Fig. 13(a) に示した海面高度偏差の季節振幅値 Amp には、日本海南部を東流する対馬暖流の季節的な強弱に、日本海全体で生じる海面加熱冷却や降水蒸発による表層水柱の伸縮量 (steric height) が重なっている。そこで、この Fig. 13(a) の振幅 Amp (cm 単位) と位相 ϕ (ここでは示さない) の各値を用いて、日本海の成層の季節変化を還元重力加速度 g^* の時空間変化として与えることを考えた。ここでは簡単化のため、成層の年平均値と季節変化量がともに Amp に比例すると仮定して、 g^* を

$$g^*(x, y, t) = Amp \left[A + B \cos \left(\frac{2\pi}{T} t + \phi \right) \right] \quad (22)$$

の正弦関数で表現した。ここで、 T は一年を 360 日とした周期であり、二つの係数 A と B は二乗時間の逆数の次元

をもち、日本海の成層を表現する妥当な係数として $A = 0.25$ と $B = 0.15$ ($< A$) を設定した。これらの係数を用いたときの成層弱化期である 4 月と強化期である 10 月の g^* 値 (cm s^{-2} の単位で表示) の空間分布を Fig. 14 に示した。このような g^* の設定を Variable g^* と呼び、これに Real-wind を強制した実験をケース (c) とする。よって、このケース (c) では冬季 1 月の最強風強制の後、春季 4 月にかけて成層が弱化するため、単層モデルと二層モデルの中間的な応答が期待される。なお、 g^* の空間変化による圧力勾

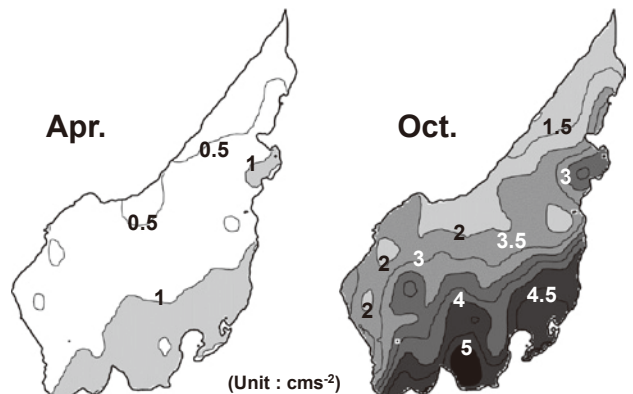
Variable $g^*(x, y, t)$ 

Fig. 14. Horizontal distributions of the reduce gravity in April and October for the Variable $g^*(x, y, t)$ model.

配力 ∇p は、一般に下記の式で表現される (McCreary et al., 1997)。

$$\nabla p = h\nabla(g^*h) + \frac{1}{2}gh^2\frac{1}{\rho}\nabla\rho_1 \quad (23)$$

本モデルでは (23) 式の右辺第二項が示す密度流の影響は削除しており、右辺第一項が表現する風成循環流に対する成層の影響のみが表現された計算となる。

モデル結果

このモデル実験では、年平均場と一年周期の調和解析で抽出した季節変化成分に分解した結果をそれぞれ Fig. 15 と Fig. 16 に示す。二層流体ケース (a)~(c) の年平均場は Fig. 7 と同じ形式で上下段に上下層の流量ベクトル $\bar{v}_1H_1$ と $\bar{v}_2H_2$ を示し、単層流体ケース (d) の年平均場は上段に Fig. 6 と同じ形式で流量流線関数 $\bar{\psi}$ を、下段に流量ベクトル $\bar{v}H$ を示した。季節変化成分は Fig. 6 や Fig. 11 と同じように、11~4 月の間に最強流速時となる流量ベクトルの月別色分け表示で、二層流体では上下段に上下層の $\bar{v}_1H_1$ と $\bar{v}_2H_2$ を、単層流体では $\bar{v}H$ を示した。

はじめに、成層の季節変化がない実験ケースである Real-wind の (a) と Eastern half real-wind の (b) のモデル結果を比較する。両ケースの年平均場 (Fig. 15 の (a) と (b)) は

ほとんど同じであり、下層流がほぼ零となるアイソスタシーが成立しており、上層には西岸強化の反時計回り循環流が卓越している。両ケースの季節変化成分 (Fig. 16 の (a) と (b)) には相違がみられ、ケース (a) では上層西岸近傍の強い正の $\text{curl-}\tau$ で励起された時計回りの渦流偏差 E1 と E2 が明瞭であるのに対し、これらの $\text{curl-}\tau$ が除去されたケース (b) では当然再現されていない。ケース (a) で再現された上層の渦流偏差 E1 の強化時期は 3~4 月にあり、これは海面高度解析結果の Fig. 13(b) と比べて 2~3 カ月も遅れ、観測値に一致しない。また、この時計回り渦流偏差 E1 は下層にも現れているが、その強化時期は上層と比べて約半年も早い 11~12 月にあり、上下層ではほぼ逆位相の関係にある。

本モデルの最も興味深い結果は、図中に Eb と名付けた渦流偏差が両ケースに共通して JB のほぼ中央部にあり、上層には全く現れず、下層でのみ季節変化する渦流が再現されることである。このように上層には現れない渦流偏差 Eb なので、表層流の観測結果である Fig. 13(b) にも現れていない、という点では矛盾しない。まず、渦流偏差 Eb が両ケースで全く同じように再現されたことから、この渦流は西岸近傍の強い正の $\text{curl-}\tau$ で励起された擾乱の伝播では説明されない現象である。渦流偏差 Eb の回転方向は反時計回りであり、この場所の冬季における負の

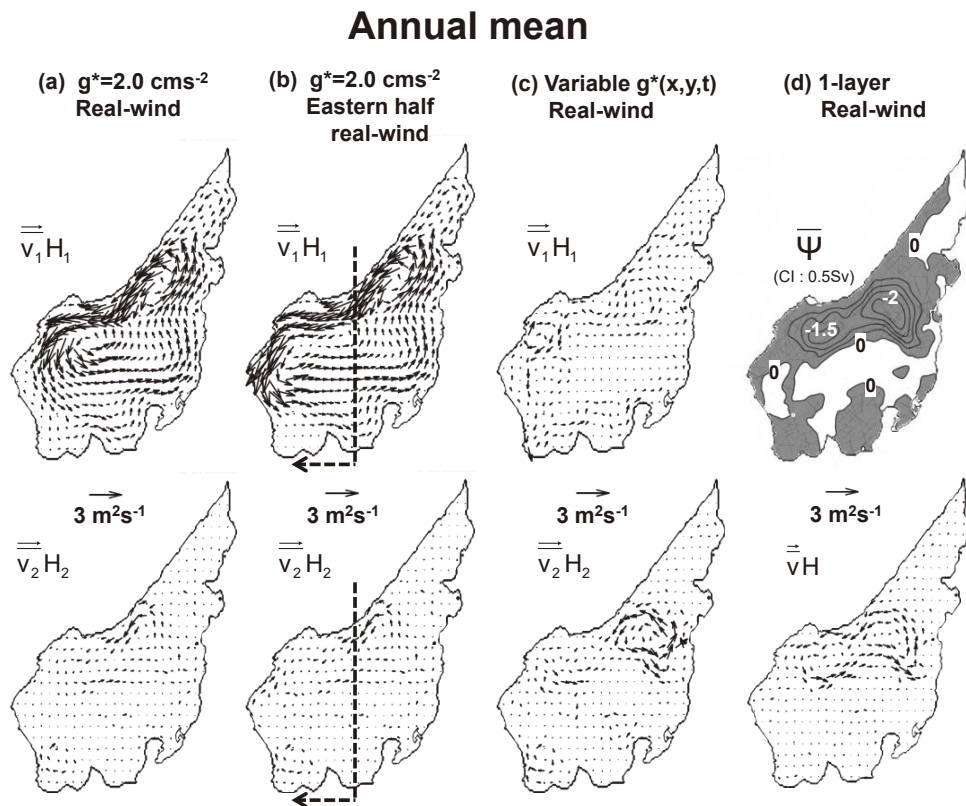


Fig. 15. Horizontal distributions of annual mean states for the upper current vector $\bar{v}_1H_1$ and the lower current vector $\bar{v}_2H_2$ in the two-layer model, for the cases of Real-wind (a), Eastern half real-wind (b) and Variable $g^*(x, y, t)$ + Real-wind (c). (d) Horizontal distributions of annual mean states for the stream function $\bar{\psi}$ and current vector $\bar{v}H$ in the one-layer model.

Seasonal variation

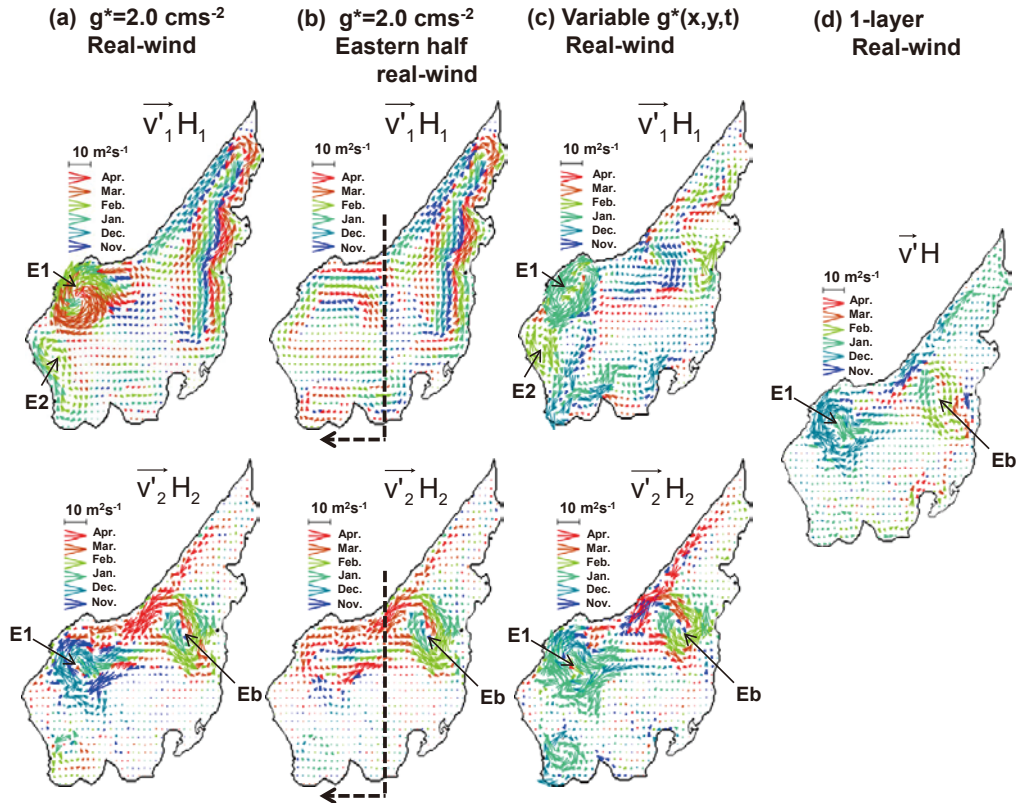


Fig. 16. Horizontal distributions of the phase of current ellipse for annual harmonic component of $\vec{v}'_1H_1$ (upper) and $\vec{v}'_2H_2$ (lower) in the two-layer model and $\vec{v}'H$ in the one-layer model for the cases of (a) to (d) in Fig. 15. The phase is shown by color of current vector toward main-axis of current ellipse during six months from November to April.

curl- τ (Fig. 12 の (b)) に一致している。さらに、その位置は Fig. 1(c) に示した $|\beta_i/\beta_p| \sim 1$ もしくは赤色表示の $|\beta_i/\beta_p| < 1$ 領域内にある。以上の特徴から判断して、渦流偏差 Eb は先の矩形海モデルで議論した正味のベータ β_{net} がほぼ零となる $\beta_i \sim \beta_p$ の状態で励起された渦流と考える。それゆえ、再現された渦流偏差 Eb の強化時期が風強制最強月 (1 月) から数カ月遅れた 1~3 月にある様子も、矩形海モデルの $\beta_i = \beta_p$ の結果 (Fig. 11(b)) によく似ている。一方、Fig. 1(c) で $|\beta_i/\beta_p| > 10$ となる日本海南部海域では、ケース (a)(b) のみならず、全てのケースで下層流の季節変化が極端に小さい。この結果は矩形海モデルで海底斜面の大きなケースとして議論した $\beta_i = 10\beta_p$ の結果 (Fig. 6 や Fig. 11(d)) と同じ傾向である。このように、CY10 が指摘した北部深層域で卓越する季節変動を風成循環流の影響として解釈すれば、その地域性は南北海域の地形性ベータの相違で説明され、特に、JB 内で $|\beta_i/\beta_p| \sim 1$ となる局所的な海域では深層側で顕著な季節変化が生じる可能性がある。

次に、先に記述したケース (a) との相違点を強調して、成層の季節変化を考慮した Variable g^* のケース (c) と単層流体のケース (d) のモデル結果を記述する。まず、ケース (c) の年平均場 (Fig. 15(c)) では、ケース (a) にみられた上層の反時計回り循環流がほぼ消滅してしまい、アイソスタ

シーも成立していない。すなわち、年平均しても消えない反時計回りの残差循環流が JB 内の下層流で特に顕著となる。強さと形状は多少異なるが、似たような残差循環流が単層流体のケース (d) にもみられることから、ケース (c) では春季の成層弱化作を原因として順圧応答が支配的になったと考えられる。すなわち、CY10 が提示した表層の傾圧渦流から深層流へのエネルギー輸送機構による平均循環流の駆動要因に加えて、Variable g^* のケース (c) は風成循環流の順圧応答による平均循環流形成の可能性を示唆している。

ケース (c) の季節変化成分 (Fig. 16(c)) でもケース (a) で再現された渦流偏差 E1 と E2 が上層にみられるが、渦流偏差 E1 の強化時期が速まった 1~2 月となり、これは Fig. 13(b) の観測値にほぼ一致している。また、ケース (a) では上下層でほぼ逆位相であった渦流偏差 E1 は、ケース (c) では冬季の弱い成層の設定により、上下層で同位相となる順圧的な渦流へ変化している。朝日ら (2016) では本モデルと同じ Real-wind で強制した 1.5 層モデル実験を行い、渦流偏差 E1 の位相を観測値と一致させるために、内部境界面変位に極端に大きな減衰係数を人工的に設定した。このケース (c) の結果は、渦流偏差 E1 は風強制に対する順圧応答として励起され、その位相変化は傾圧渦流の減

衰ではなく、順圧渦流がもつ分散性により生じることを示している。なお、ケース (c) で再現された渦流偏差 E2 の下層流はケース (a) と同様にほぼ零であり、こちらの渦流は傾圧性の高い渦流と考えられる。そして、下層で卓越する渦流偏差 Eb は、ケース (c) でもケース (a) とほぼ同じ形状と位相で再現され、さらに単層流体のケース (d) でも再現される。ここでは一年間の時間変化図は示さないが、ケース (c) と (d) で再現された渦流偏差 Eb は反時計回りのままで渦流の強さが強弱しており、それゆえ、年平均場に反時計回り循環流が残る結果となった。このような季節変化は、単層流体における矩形海モデルの $\beta_t = \beta_p$ のケース (Fig. 5 の (b)) に近い。

ま と め

本研究は CY10 が研究課題として残した、日本海北部の深層域で卓越する季節変動の物理的要因を冬季に卓越する風応力で駆動される風成循環流の季節変化に求めた研究である。日本海スケールの縁辺海の場合、大洋の風成循環理論とは異なる物理パラメータとして、惑星ベータ効果と同程度またはそれ以上の値をもつ地形性ベータ効果を考慮しなければならない。そこで、まず始めに、南北斜面勾配を有する惑星ベータ面上の二層及び単層流体に存在し得る渦流擾乱の分散関係を解析的に調べ、さらに、季節変化する風強制で駆動した矩形海モデルを用いて、この理論解析による擾乱解との整合性を調べた。任意の南北斜面勾配を設定した理論解析から、平坦地形条件で存在し得る順圧と傾圧の惑星ロスビー波はそれぞれ、惑星ベータが支配的な表層捕捉波と地形性ベータが支配的な海底捕捉波へ遷移することがわかった。特記される地形性ベータの影響は、惑星ベータ β_p が地形性ベータ β_t でちょうどキャンセルされる南北斜面勾配 ($\beta_t = \beta_p$ の条件) のときに生じる。このときの二層流体における分散関係では、下層流体の正味のベータ効果が零となるため、下層側の擾乱振幅が無限大となる海底捕捉の定常流が解となる。この状態は矩形海モデルでは水平粘性境界層内の下層渦流として再現され、それゆえ、この渦流の強さは粘性係数の大きさに依存することがわかった。このような $\beta_t \sim \beta_p$ となる地形条件は日本海北部にある日本海盆 JB 内に唯一存在している。実際に、現実的な日本海の下層地形モデルを現実的な風強制の季節変化で駆動したモデル実験では、この $\beta_t \sim \beta_p$ となる局在海域に有意な振幅をもつ海底捕捉渦流 (Fig. 16 の渦流偏差 Eb) が再現された。一方で、日本海南部の地形性ベータの大きさは惑星ベータに比べて 10 倍以上も大きい。そのため、季節強制に即時応答して東方伝播できる海底捕捉波の位相速度は極端に大きくなり、季節変化する流速振幅値が非常に小さくなる。このように、CY10 が指摘した北部深層域で卓越する季節変動を風成循環流の影響として解釈すれば、その地域性は南北海域の地形性ベータの相違で説明される。

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：渦流擾乱の分散関係の導出

以下の導出手順は、小倉 (1978) で解説された平坦地形の惑星 β 面二層モデルを参考にして、 y 軸方向の南北斜面勾配を考慮した理論へ拡張している。北向きの $y > 0$ 方向に増加するコリオリパラメータを f とすると、惑星ベータは上下層どちらにも寄与し、

$$\beta_p = \frac{df}{dy} \quad (\text{A1})$$

の定数パラメータとして表現する。南北方向の斜面勾配 dD/dy を一定と仮定し、下層厚 H_2 を平均層厚 $D_m - H_1$ で近似すれば、下層にのみに影響する地形性ベータも、

$$\beta_t = \frac{f}{D_m} \frac{dD}{dy} \quad (\text{A2})$$

の定数パラメータとして表現される。これら二つのベータ値と Fig. 2 に示した変数を用いれば、上下層を支配する渦モードの微小擾乱の渦度方程式はそれぞれ次式となる。

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + \beta_p v_1 + \frac{f}{H_1} \frac{\partial h_1}{\partial t} = 0 \quad (\text{A3})$$

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} + (\beta_p - \beta_t) v_2 + \frac{f}{D_m - H_1} \frac{\partial h_2}{\partial t} = 0 \quad (\text{A4})$$

ここで、 $\zeta_i = \partial v_i / \partial x - \partial u_i / \partial y$ は上下層 ($i = 1, 2$) における擾乱の相対渦度である。上下層の擾乱圧力をそれぞれ p_1 , p_2 とし、上層厚 h_1 の擾乱と下層厚 h_2 の擾乱には逆位相の関係にあることから、準地衡流近似の関係式は次のように表現される。

$$h_1 = -h_2 = \frac{1}{g^* \rho} (p_1 - p_2) \quad (\text{A5})$$

$$f u_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial y}, \quad f v_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial x} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A6})$$

ここで、 ρ は海水密度であり、 $g^* = (\Delta \rho / \rho) g$ は還元重力加速度 ($\Delta \rho$ は上下層間の密度差、 g は重力加速度) である。(A3) と (A4) の渦度方程式に (A5) と (A6) の関係式を代入して整理すれば、圧力擾乱 p_i ($i = 1, 2$) を変数とした下記の方程式に変形される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p_1 + \beta_p \frac{\partial p_1}{\partial x} - \lambda_1^{-2} \frac{\partial}{\partial t} (p_1 - p_2) = 0 \quad (\text{A7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p_2 + (\beta_p - \beta_t) \frac{\partial p_2}{\partial x} - \lambda_2^{-2} \frac{\partial}{\partial t} (p_1 - p_2) = 0 \quad (\text{A8})$$

ここで、

$$\lambda_1 = \sqrt{g^* H_1} / f, \quad \lambda_2 = \sqrt{g^* (D_m - H_1)} / f \quad (\text{A9})$$

は上層及び下層の内部変形半径であり、一般に定義され

る二層流体の内部変形半径 λ_i との間には

$$\lambda_1^{-2} + \lambda_2^{-2} = \frac{f^2}{g^*} \frac{D_m}{H_1(D_m - H_1)} = \lambda_i^{-2} \quad (\text{A10})$$

の関係がある。ここで、南北方向に水路幅 L の渦流を形成し、東西方向にのみ伝播する渦流擾乱の上下層解 p_1, p_2 を次式のように仮定する。

$$p_1 = A_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} y\right) e^{i(kx + l_0 y - \sigma t)}, \quad p_2 = A_2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} y\right) e^{i(kx + l_0 y - \sigma t)} \quad (\text{A11})$$

ここで、 x 軸方向に伝播する擾乱の波数を k 、周波数を σ とし、 A_1 と A_2 は上層と下層における任意の振幅である。なお、 l_0 は y 軸方向の波数であるが、 $l_0 = \pi/L$ の定数である。これらの解を (A7) 式と (A8) 式に代入して整理すると、

$$\begin{aligned} a &= \sigma(\lambda_1^{-2} + k^2 + l_0^2) + \beta_p k \\ b &= -\sigma \lambda_1^{-2} \\ c &= -\sigma \lambda_1^{-2} \end{aligned} \quad (\text{A12})$$

$$d = \sigma(\lambda_2^{-2} + k^2 + l_0^2) + (\beta_p - \beta_t) k$$

と置けば、

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A13})$$

となる。振幅 A_1 と A_2 が零でないためには、(A13) 式の係数行列の行列式が零でなければならない。すなわち、

$$ad - bc = 0 \quad (\text{A14})$$

この (A14) 式を周波数 σ に関する 2 次方程式の形に変形すると、

$$\begin{aligned} a' &= (\lambda_1^{-2} + k^2 + l_0^2)(\lambda_2^{-2} + k^2 + l_0^2) - \lambda_1^{-2} \lambda_2^{-2} \\ b' &= \beta_p k(\lambda_2^{-2} + k^2 + l_0^2) + (\beta_p - \beta_t) k(\lambda_1^{-2} + k^2 + l_0^2) \\ c' &= \beta_p(\beta_p - \beta_t) k^2 \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

と置けば、

$$a'\sigma^2 + b'\sigma + c' = 0 \quad (\text{A16})$$

の分散関係式を得ることができる。よって、波数 k の関数である周波数 σ の擾乱解は

$$\sigma(k) = \frac{-b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'c'}}{2a'} \quad (\text{A17})$$

となり、解は σ_+ と σ_- の二つある。なお、上層振幅に対する下層振幅の比 A_2/A_1 (以下、振幅比と略す) は、(A13) 式の一方の連立方程式 $aA_1 + bA_2 = 0$ を変形した

$$A_2/A_1 = -a/b \quad (\text{A18})$$

から求められる。

南北斜面勾配を有する惑星ベータ面上の単層流体の渦度方程式は、上述した下層の方程式である (A8) 式に類似

しており、圧力擾乱を p とすれば、

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p + (\beta_p - \beta_t) \frac{\partial p}{\partial x} - \lambda^2 \frac{\partial}{\partial t} p = 0 \quad (\text{A19})$$

となる。ここで、 g を重力加速度とすれば、 λ は次式の外部変形半径で表現される。

$$\lambda = \sqrt{gD_m} / f \quad (\text{A20})$$

(A11) 式と同様に、東西方向へ伝播する渦流擾乱解を仮定すると

$$p = A \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} y\right) e^{i(kx + l_0 y - \sigma_1 t)} \quad (\text{A21})$$

となり、これを (A19) 式に代入して整理すると、下記の分散関係式を得る。なお、二層流体の分散関係 σ_+ と σ_- の表記とは区別して、単層流体の分散関係は $\sigma_1(k)$ と表記する。

$$\sigma_1(k) = \frac{-k(\beta_p - \beta_t)}{k^2 + l_0^2 + \lambda^2} \quad (\text{A22})$$

参 考 文 献

- 朝日啓二郎・磯田 豊・方 曉蓉 (2016) 日本海における海面高度偏差と海面地衡流偏差の季節変化. 海の研究, **25**, 43-61.
- Choi, J.C. and Yoon, J.H. (2010) Structure and Seasonal Variability of the Deep Mean Circulation of the East Sea (Sea of Japan). *J. Oceanogr.*, **66**, 349-361.
- Hirose, N. (1999) Assimilation of satellite altimeter data with circulation models of the Japan Sea. A Dissertation submitted for the degree of Doctor of Science, Kyushu Univ., 120pp.
- Hogan, P.J. and Hurlburt, H.E. (2000) Impact of upper ocean topographical coupling and isopycnal outcropping in Japan/ East Sea simulations with $1/8^\circ$ to $1/64^\circ$ resolution. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2535-2561.
- Holloway, G., Sou, T. and Eby, M. (1995) Dynamics of circulation of the Japan Sea. *J. Mar. Res.*, **53**, 539-569.
- 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.
- Kim, C.H. and Yoon, J.H. (1996) Modeling of the wind-driven circulation in the Japan Sea using a reduced gravity model. *J. Oceanogr.*, **52**, 359-373.
- Kim, C.H. and Yoon, J.H. (1999) A numerical modeling of the upper and the intermediate layer circulation in the East Sea. *J. Oceanogr.*, **55**, 327-345.
- 小倉義光 (1978) 9.6 節「海洋中の傾圧不安定」気象力学通論, pp. 221-226, 東京大学出版会.
- Sekine, Y. (1986) Wind-driven circulation in the Japan Sea and its influence on the branching of the Tsushima Current. *Prog. Oceanogr.*, **17**, 297-312.
- Wagawa, T., Yoshikawa, Y. and Masuda, A. (2010) athymetric 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.