

北太平洋亜寒帯循環に及ぼす天皇海山列の影響 : 天皇海山列東側境界流量機構

和川, 拓
九州大学大学院総合理工学府

吉川, 裕
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/14174>

出版情報 : 九州大学応用力学研究所所報. 134, pp.17-27, 2008-03. Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

バージョン :

権利関係 :

北太平洋亜寒帯循環に及ぼす天皇海山列の影響

— 天皇海山列東側境界流量機構 —

和川 拓*¹ 吉川 裕*²
(2008年1月31日受理)

Bathymetric Influences of the Emperor Seamounts upon the North Pacific Subarctic Gyre:

Boundary Current along the Eastern Side of the Emperor Seamounts

Taku WAGAWA and Yutaka YOSHIKAWA

E-mail of corresponding author: *wagawa@riam.kyushu-u.ac.jp*

Abstract

To make clear bathymetric influences of the Emperor Seamounts upon the North Pacific subarctic gyre, numerical experiments were performed using two-layer model with an idealized wind and ridge. Seasonally varying interior Sverdrup transport to the east of the ridge partly returns along the eastern side of the ridge as a western boundary current. A ratio of the boundary transport to the interior transport depends on a ridge height (H_R) and stratification (N). For smaller H_R ($H_R/H_0 < 0.3$ where H_0 is background water depth), the ratio increases with H_R , but it changes little with N . For larger H_R ($H_R/H_0 > 0.3$), the ratio decreases with N but is independent of H_R . Spatial distribution of geostrophic contours is a key to understand the dependence of the ratio on H_R and N . For smaller H_R , the ratio almost coincides with a ratio of the number of closing geostrophic contours to one of all geostrophic contours. For larger H_R at which all geostrophic contours in the eastern region cannot cross over the ridge, bottom pressure torque decreases with N to allow more transport across the ridge.

Key words : *Emperor Seamounts, North Pacific subarctic gyre, western boundary transport, bottom pressure torque*

1. はじめに

全球気候の長期変動を引き起こす海域の一つと示唆される北太平洋亜寒帯循環 (NPSAG) 域 (例えば, Mann and Park, 1996⁹; White and Cayan, 1998²⁰) は, 豊富な栄養塩により活発な生物生産が行われ, 好漁場となる海域としても知られる. 気候や水産資源の分布や変動を理解するために, 背景場としてこれらに寄与すると考えられる NPSAG の流れ場について, 正確な理解が必要であることは論を俟たない.

NPSAG は正の風応力カールによって駆動される低気圧性の風成循環である (Sekine, 1999¹⁸). また, NPSAG 域は, 年間を通して成層が比較的弱く, 順圧流の寄与が大きいと考えられるため, 海底地形が NPSAG に及ぼす影響は大きいと考えられる. NPSAG 域には, 天皇海山列 (ES)

という急峻な海底地形が存在する (Fig. 1). ES は 170°E 付近に沿って NPSAG を南北に縦断するように, 水深約 6000 m の海底から水深約 4000 ~ 2000 m に聳つ. よって, NPSAG の物理機構を解明するためには, ES が NPSAG に及ぼす影響を明らかにする必要がある.

NPSAG に及ぼす ES の影響について, これまでに様々な指摘が為されてきた. Kono and Kawasaki (1997)⁷) は NPSAG の西岸境界流である親潮の流量を, 保留系流速観測資料を用いて調べた. 彼らは, 親潮流量が NPSAG の東岸から積分した Sverdrup 流量ではなく, ES から積分した Sverdrup 流量とよく一致すると述べている. これは, ES が完全な鉛直壁 (水平境界) として振る舞い, ES 東側にも親潮のような境界流が存在することを示唆している. 実際, Kuragano and Kamachi (2004)⁸) のデータ同化手法を用いた数値実験では, ES 東側内部領域における Sverdrup 流量の季節変動成分は ES 東側で境界流として補償されている. しかし, 補償されるのは ES 頂上よりも深い水深帯の

*1 九州大学大学院総合理工学府

*2 九州大学応用力学研究所

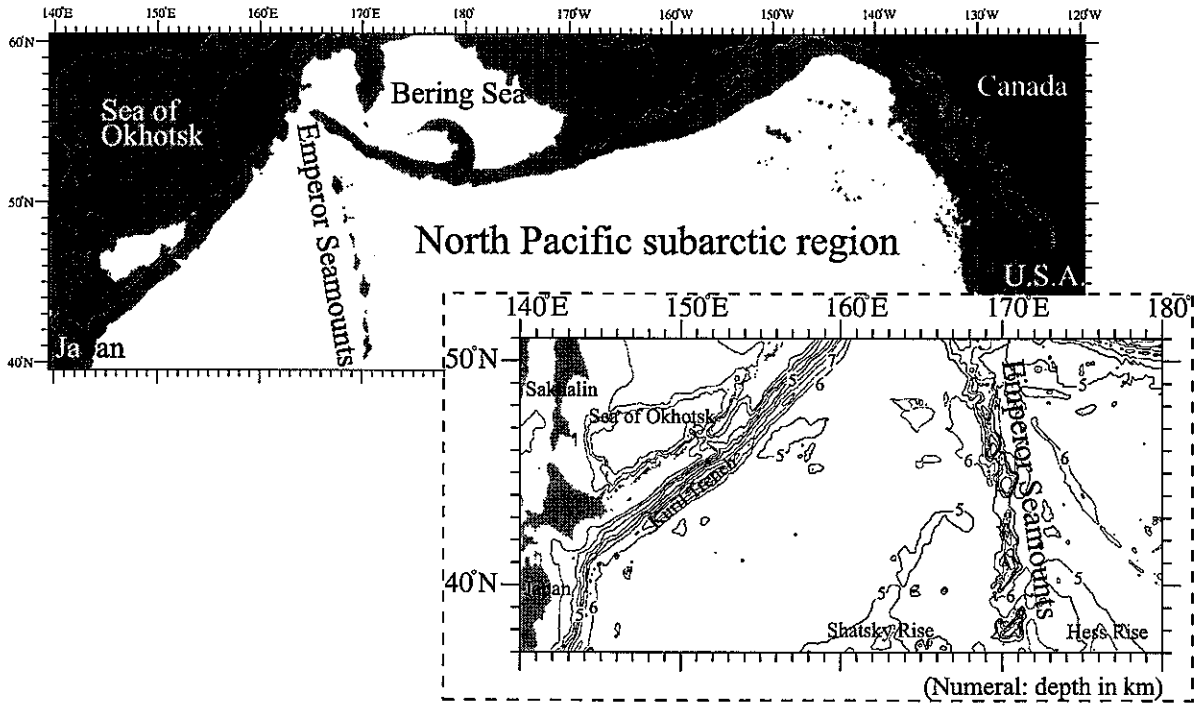


Fig. 1 Map of the North Pacific subarctic region. Gray shading indicates depths in the range 0–3 km. Lower-right panel shows bathymetry around the Emperor Seamounts. Depth is contoured at intervals of 1 km.

みであり、それよりも浅い水深帯では補償されないと彼らは述べている。Ito et al. (2004)⁵⁾ は係留系流速観測資料と衛星海面高度資料を用いて親潮流量を調べ、それがESから積分したSverdrup流量と厳密には一致しないと述べた。これらの研究は、ESが部分的に鉛直壁として振る舞うことを示唆している。また、Qiu (2002)¹⁰⁾ は衛星海面高度資料を用いて親潮流量を調べたが、それをNPSAGの東岸から積分したSverdrup流量より計算しており、その積分領域決定の際にESの影響について特別な考慮はしていない。Isoguchi and Kawamura (2006)⁴⁾ は、水平規模が小さい(海山列幅が狭い)ESはNPSAGに対して重要な影響を及ぼさないと述べている。これらの研究はNPSAGに対するESの影響はないことを示唆している。このように、ESがNPSAGに果たす役割については諸説あり、一致した結論がない。そこで、本研究ではNPSAGに及ぼすESの影響を明らかにするために、その影響の一であるES東側境界流の流量機構に着目し、数値実験を行って調べた。

2. 模型概要

ESが海洋循環に与える影響を調べるため、NPSAGを模した東西幅8000 km、南北幅2000 km、深さ(H_0)5000 mの2層模型を用いて実験を行った(Fig. 2)。支配方程式はブシネスク近似、リジッドリッド近似、 β 面近似のもと

での運動方程式と連続の式で、以下のように表される。

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - (f_0 + \beta y) v_1 = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p_s}{\partial x} + A_H \nabla^2 u_1 + \frac{\tau_x}{\rho h_1}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} + (f_0 + \beta y) u_1 = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p_s}{\partial y} + A_H \nabla^2 v_1 + \frac{\tau_y}{\rho h_1}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial h_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial h_1 v_1}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} - (f_0 + \beta y) v_2 = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p_s}{\partial x} + g' \frac{\partial h_1}{\partial x} + A_H \nabla^2 u_2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} + (f_0 + \beta y) u_2 = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p_s}{\partial y} + g' \frac{\partial h_1}{\partial y} + A_H \nabla^2 v_2, \quad (5)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + \frac{\partial h_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial h_2 v_2}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$h_1 + h_2 = H. \quad (7)$$

ここで、 (u_k, v_k) はそれぞれ k 層目 ($k=1$: 上層, 2 : 下層) における (x, y) 方向の流速であり、いま x 軸, y 軸の正方

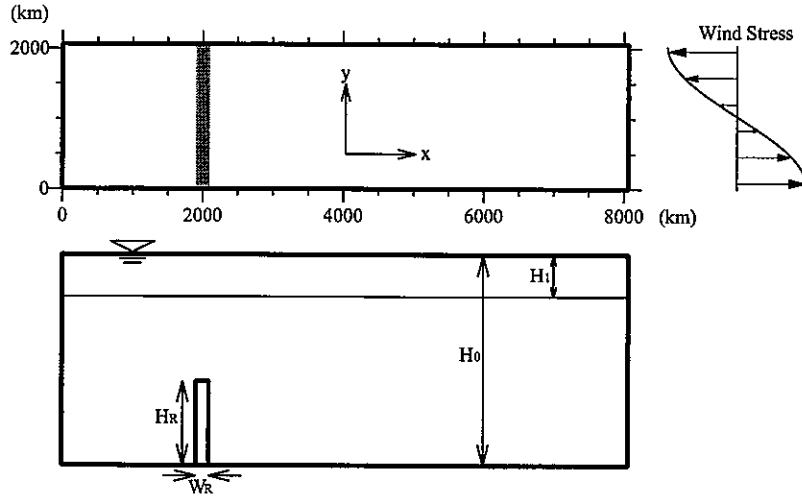


Fig. 2 Two-layer model adopted in this study. The upper panel shows the plane view of the model ocean. Gray shading represents the location of a ridge. Meridional distribution of the wind stress is depicted schematically on the right-hand side of this panel. The lower panel shows the vertical view of the model. The ridge is depicted in the panel.

向はそれぞれ直交座標系の東向き、北向きとする。 p_0 は海面圧力、 h_k は k 層目の層厚、 t は時間、 f_0 と β は 40°N におけるコリオリ係数とその南北変化率、 g' は換算重力加速度、 ρ_{ref} は基準密度、 A_H は水平粘性係数である。各パラメータ値を Table 1 に示す。

現実の ES には海山間にギャップが存在し、その影響は重要であると考えられる (Roden, 1984¹²⁾ 1987¹³⁾; 和川ら, 2006¹⁹⁾。しかし、本研究では海底地形が海洋循環へ及ぼす基本的な影響を調べるためにギャップを考慮せず、南北一様で幅 (W_R) が約 200 km の理想化した海嶺とし、その位置は西岸から 2000 km とする (Fig. 2)。 (これらの幅と位置は現実の ES に対応する。)

北太平洋亜寒帯域では季節変動する偏西風と偏東風の存在が知られている (例えば, Hanawa and Yasuda, 2000¹⁾) ため、外部強制力はこれを模した Fig. 2 に示すような季節変動する風応力、

$$\tau = \cos\left(\frac{\pi}{L_y}y\right) \left\{ a + a \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \right\}, \quad (8)$$

とする。ここで、 L_y は南北 (y) 方向の模型領域幅、 T は変動周期 (360 日 = 1 年) である。風応力は x 方向には一様で、その時間変化は 0 日 (冬季) で最大値、180 日 (夏季) で最小値をとり、年間を通して $\text{curl}\tau$ は常に正の値とする。模型内部で生じる力学を出来るだけ簡単にして ES の影響を調べるため、その他の外部強制力 (流入及び流出、海面加熱及び冷却など) は考えない。

実験は海嶺の高さ (H_R) と換算重力加速度 (g') を変えた様々な組み合わせの場合について行った。南北及び東西の境界条件は粘着境界、また直交流速及び層厚フラック

スを 0 とする。上層層圧 (H_1) を 1000 m とした静止状態を初期条件とし、運動が周期的となる、傾圧ロスビー波が東岸境界から西岸境界まで伝播する時間 (換算重力加速度 g' に依存; Table 1) まで積分し、その後の 1 年間を解析した。

Table 1 Parameters used in the present study.

$\Delta x, \Delta y$	31.25 km	a	10^4 dyn m^{-2}
f_0	$9.37 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	H_0	5000 m
β	$1.75 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	H_1	1000 m
g'	$0 \sim 3 \text{ m s}^{-2}$	H_R	$0 \sim 4500 \text{ m}$
A_H	$1.64 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	W_R	187.5 km

3. 結果

3.1 年平均場と季節変動場

換算重力加速度 $g' = 0.01 \text{ m s}^{-2}$ 、海嶺の高さ $H_R = 2000 \text{ m}$ の場合における流量関数の年平均場と季節変動場を、それぞれ Fig. 3 と Fig. 4 に示す。 $g' = 0.01 \text{ m s}^{-2}$ は現実の NPSAG における成層度に近く (Roden, 2000¹⁴⁾)、 $H_R = 2000 \text{ m}$ は ES の平均的な海山標高に相当する。強制力である風応力の時空間変動に対応して、模型領域全体における流れ場は低気圧性の循環となり (Fig. 3)、その季節変化は 1 月に最も強く、7 月に最も弱くなる (Fig. 4)。

流量関数に及ぼす地形の効果に注目すると、年平均場では海嶺の影響を受けない非地形性の分布となる (Fig. 3)。一方、季節変動場では地形性の分布となり、海嶺東側境界

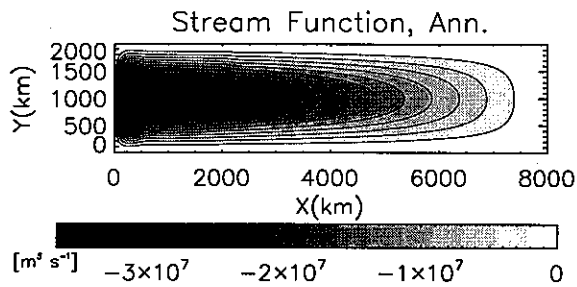


Fig. 3 Horizontal distribution of the annual mean streamfunction when $g' = 0.01 \text{ m s}^{-2}$ and $H_R/H_0 = 0.4$.

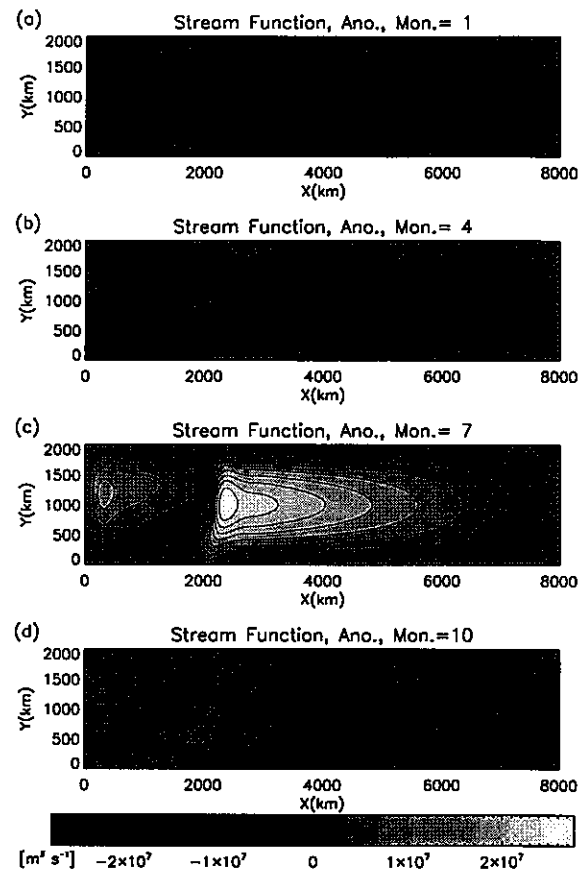


Fig. 4 The same as Fig. 3 except that the figures are for seasonally varying streamfunction in (a) January, (b) April, (c) July, and (d) October.

において1月に南向き流量が最も大きく、7月に北向き流量が最も大きくなる (Fig. 4)。この変動周期と地形効果の有無の関係は Isobe and Imawaki (2002)⁶⁾ が北太平洋亜熱帯循環に及ぼす伊豆・小笠原海嶺の影響を調べた結果と整合する。風の強制によって励起された順圧ロスビー波及び傾圧ロスビー波は静止状態から、風応力に対応する順圧流及び傾圧流へと調節し、それぞれの調節が完了するには東西領域全体を横断する程度の時間を必要とする。順圧ロスビー波の調節の完了によって形成される流量関数場は順圧的であり地形性となるが、傾圧ロスビー波の調節が完了すると、アイソスタシーが成立し下層の流れはなくなるため、流量関数場は非地形性となる。順圧ロスビー波の伝播速度は速く、調節時間が短い (5日程度) のに対して、傾圧ロスビー波の伝播速度は遅く、調節時間が長い ($g' = 0.01 \sim 0.04 \text{ m s}^{-2}$ に対して 24 ~ 7年程度)。そのため、季節変化程度の周期で変動する風強制に対して、順圧ロスビー波の調節は瞬時に完了するが、傾圧ロスビー波の調節が完了せず、流量関数の季節変動場は地形性となる。一方、年平均流量関数場は年平均風強制によって駆動される流量関数場と等しく (ここでは示さない)、傾圧ロ

スピー波の調節が完了するため、非地形性の分布となる。なお、換算重力加速度 g' と海嶺の高さ H_R を変えた他の実験においても、同じ結果が得られる。

このように、NPSAGにおいては、季節変動 (順圧応答) 成分に対する地形効果について考えなくてはならず、数年 (傾圧ロスビー波の領域伝播時間スケール) 以上の変動 (傾圧応答) 成分に対しては、ほとんどその効果を考える必要がない。過去の研究では、どの周期帯の風強制の変動に対する ES の影響を考えているのかが明確でなかったために混乱を招いてきた。これが、ES の影響について一致した結論が得られていない理由の一つであると考えられるため、まず上記の点を整理しておく必要がある。

3.2 補償率と海嶺比

3.1 節の実験結果では、海嶺東側に季節変動する境界流が再現された。この結果は、現実の ES 東側においても、同じく季節変動する境界流が存在することを示唆している。よって、NPSAG について議論する際には、ES 東側の境界流量とその物理機構を明らかにする必要がある。

Kuragano and Kamachi (2004)⁸⁾ はデータ同手法を

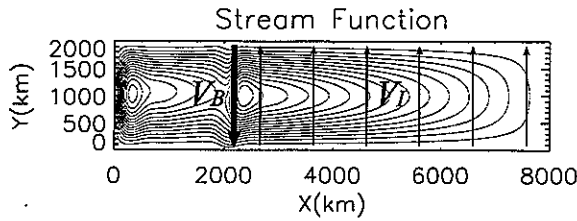


Fig. 5 Schematic view of the V_B and V_I defined in Eq. (9), where V_B and V_I indicate the barotropic boundary transport along the eastern side of the ridge and the interior Sverdrup transport over the eastern basin, respectively.

用いた数値実験の結果より、ES 東側境界域における流量の季節変動成分が ES 東側内部領域における順圧流量のそれに比例することを示した。また、その比例係数（補償率；ES 東側境界域において補償流される割合）は全水深に対する海嶺の高さの比（海嶺比）で主に決まる、つまり、

$$\frac{V_B}{V_I} \approx \frac{H_R}{H_0}, \quad (9)$$

で表せられると考察した。（彼らもギャップを考慮せず海嶺として扱っている。）ここで、 V_B は海嶺東側境界域の南向き順圧流量、 V_I はそれ以東の内部領域における、東岸からの積分北向き順圧流量（Sverdrup 流量）であり（Fig. 5）、 H_0 は平坦域における水深（Fig. 2）である。本研究では補償率がこの関係（式（9））で決まるとする説を“海嶺比説”と呼び、海嶺東側境界流の流量機構を調べる上で、その妥当性についても調べた。（ V_B 、 V_I ）それぞれの定義は

$$V_B = -\frac{1}{L_y} \int_{Y_S}^{Y_N} \int_{X_E^B}^{X_W^B} (v_1 h_1 + v_2 h_2) dx dy, \\ V_I = \frac{1}{L_y} \int_{Y_S}^{Y_N} \int_{X_E}^{X_E^B} (v_1 h_1 + v_2 h_2) dx dy, \quad (10)$$

とする。ここで、境界域は海嶺の西縁（ $x = X_W^B$ ）から流量関数の季節変動成分振幅（Fig. 4）が海嶺東側で最大となる点（ $x = X_E^B$ ）とし、内部領域は境界域の東（ $x = X_E^B$ ）から東岸（ $x = X_E$ ）までとする。南北方向には全体領域（南岸（ $y = Y_S$ ）～北岸（ $y = Y_N$ ））で平均している。ただし、壁の影響によって非線形効果が卓越する南岸近傍（ $\leq \Delta x \times 5 \approx 160$ km）は積分範囲から除く。また、 V_B は南向きを、 V_I は北向きを正の方向とする。Fig. 6 に各月流量の散布図（ V_I 、 V_B ）を示す。補償率はこの散布図から求まる線形回帰直線（図中の実線）の傾きに対応し、本研究ではこれを補償率として定義する。

Fig. 7 に換算重力加速度 g' の値を変えた各実験による補償率（ V_B/V_I ）を、海嶺比（ H_R/H_0 ）の関数として示す。

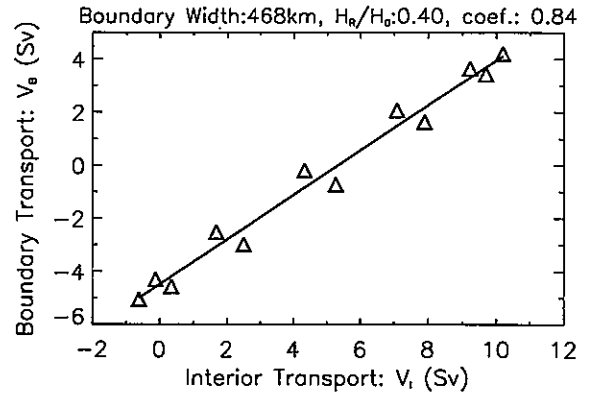


Fig. 6 Scatterplot and linear regression between the monthly V_I and V_B when $g' = 0.01 \text{ m s}^{-2}$ and $H_R/H_0 = 0.4$. Return ratio is defined as the gradient of this regression line.

実線は海嶺比説が成立する場合の両者の関係を示す。換算重力加速度 g' を変えたどの実験結果においても、海嶺比説の関係は成り立たなかった。また、いずれの実験結果においても補償率は海嶺比 ≈ 0.3 を境にして、その増加傾向が変化する結果となった。海嶺比 $<$ 約 0.3 の場合、補償率は海嶺比とともにほぼ線形に増加し、どの換算重力加速度 g' の実験においても補償率の値がほぼ一致していた。一方、海嶺比 $>$ 約 0.3 の場合、海嶺比に対する補償率の増加率は徐々に減少し、一定の値に近づいていった。さらに、その一定補償率の値は換算重力加速度 g' の増大とともに減少した。Fig. 7 に $g' \rightarrow \infty$ を想定した、 $g' = 3 \text{ m s}^{-2}$ の場合の結果を重ねて示す。この場合、補償率はどの海嶺比の範囲においてもほぼ 0 だった。ただし、海嶺比 = 0.0 の場合に補償率 = 0 とならないのは、海嶺東側境界域に境界流ではなく、風強制による Sverdrup 流が存在するためである。（境界域も内部領域も北向きとなるため、補償率 $<$ 0 となる。）

次節以降では上記の三点：1) 補償率の増加傾向が海嶺比 ≈ 0.3 を境に変化すること；2) 海嶺比 $<$ 約 0.3 において補償率が海嶺比とともにほぼ線形に増加すること；3) 海嶺比 $>$ 約 0.3 において補償率が成層度（ g' ）とともに減少すること、について議論した。

4. 補償率を決める仕組み

4.1 海嶺比 ≈ 0.3 を境にした補償率の増加傾向の変化

定常、線形、成層・粘性・強制力なしの場合、流量関数の等値線は背景惑星渦位 f/H （ f はコリオリ係数、 H は水深）の等値線と一致する。Fig. 8 に様々な H_R に対する f/H の水平分布を示す。本実験の場合、海嶺比 ≥ 0.31 のとき、 f/H 等値線は海嶺東西縁を北岸から南岸まで横切

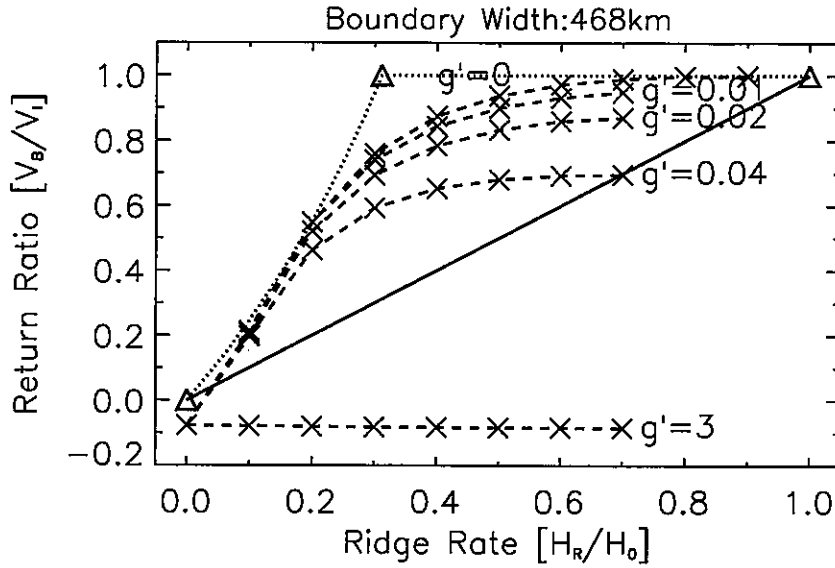


Fig. 7 Ridge-rate and reduced-gravity dependence of the return ratio. Solid line indicates the theoretical return ratio of the ridge-rate theory (Eq. (9)). Triangles with dotted lines indicate one of Eq. (11) ($f_S/(H_0 - H_R) < f_N/H_0$) and Eq. (23) ($f_N/H_0 \leq f_S/(H_0 - H_R)$), respectively.

り、海嶺の東西でそれぞれ完全に閉じる。この場合、海嶺は海面まで隆起していなくても、鉛直壁として振る舞う。この0.31という臨界海嶺比は、3.2節で示した補償率の増加傾向が変化した約0.3という海嶺比 (Fig. 7) とほぼ一致する。すなわち、補償率が海嶺比とともに増加するか、一定の値となるかは、 f/H 等値線が海嶺東西で閉じないか、閉じるかに関係すると考えられる。海嶺比が大きくなるにつれて、海嶺東西で閉じる f/H 等値線の割合が増え、補償率は増加するが、完全に閉じてしまうと、 V_I は境界域において完全に補償される (定常、線形、成層・粘性・強制力なしの場合は補償率 = 1) ため、それ以上海嶺比が大きくなっても補償率は一定であると解釈できる。

4.2 海嶺比 < 約 0.3 における補償率の増加機構

Fig. 8 における灰色領域は海嶺東西で f/H 等値線が閉じる領域 ($f/H \leq f_S/H_R$, f_S : 南岸におけるコリオリ係数) を、白色領域は閉じずに海嶺を乗り越えられる領域 ($f/H > f_S/H_R$) を示す。最も簡単な解釈として、全内部領域に対する f/H 等値線が閉じる領域の割合だけ、 V_I は V_B として補償されると考えられる。本実験では内部領域において水深変化がなく、 β 面近似を採用しているため、上記の割合は全模型領域における南北 f/H 差に対する、 f/H 等値線が閉じる領域における南北 f/H 差の比として表せられると考えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} V_B/V_I &= \frac{f_S/(H_0 - H_R) - f_S/H_0}{f_N/H_0 - f_S/H_0} \\ &= \frac{f_S}{f_N - f_S} \left(\frac{1}{1 - H_R/H_0} - 1 \right), \quad (11) \end{aligned}$$

と考えられる (f_N : 北岸におけるコリオリ係数)。Fig. 7 の海嶺比 < 0.31 の範囲に、式 (11) から求まる補償率を Δ 印付き点線で示す。これより、式 (11) は補償率の増加傾向をよく説明していることがわかる。補償率が補助線 (Δ 印付き点線) と厳密に一致しないのは上述した仮定による誤差のため、つまり、時間変化、非線形、成層 ($g' = 0 \text{ m s}^{-2}$ の場合を除く)、水平粘性、風強制の効果のためだと考えられる。このように、海嶺比 < 約 0.3 ($f_S/(H_0 - H_R) < f_N/H_0$) における補償率は海嶺比説よりも、 f/H 等値線の水平分布と関連付けて理解できる。

4.3 海嶺比 > 約 0.3 における補償率の成層度への依存性

海嶺比 > 約 0.3 ($f_S/(H_0 - H_R) \geq f_N/H_0$) において、補償率は主に換算重力加速度 g' に依存する (Fig. 7)。この結果を物理的に解釈するために、鉛直積分流速に関する渦度方程式の各項を比較する。ここでは、結果的に非線形項が十分に小さかったため、線形近似のもとで議論する。 $h_1 \times$ 式 (1) + $u_1 \times$ 式 (3) + $h_2 \times$ 式 (4) + $u_2 \times$ 式 (6), $h_1 \times$ 式 (2) + $v_1 \times$ 式 (3) + $h_2 \times$ 式 (5) + $v_2 \times$ 式 (6) より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} H u_t - f H v_t &= \\ -H \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho_{ref}} p_s - g' h_1 \right) - g' \frac{\partial h_1^2}{\partial x}, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} H v_t + f H u_t &= \\ -H \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho_{ref}} p_s - g' h_1 \right) - g' \frac{\partial h_1^2}{\partial y}. \quad (13) \end{aligned}$$

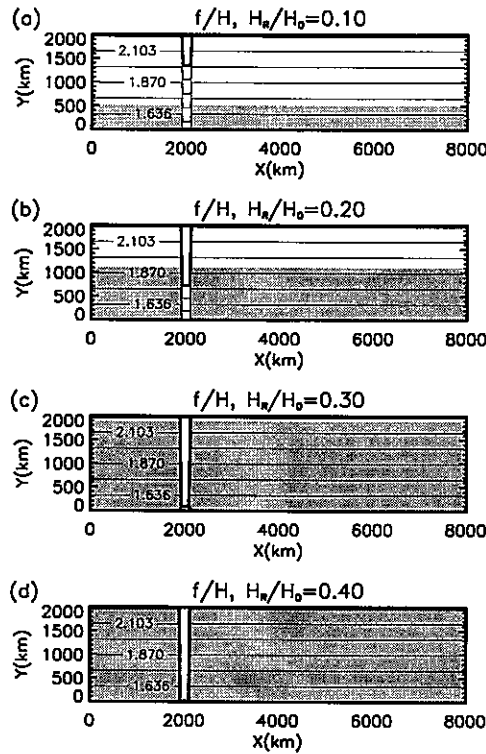


Fig. 8 Horizontal distribution of geostrophic contours (f/H) when (a) $H_R/H_0 = 0.1$, (b) $H_R/H_0 = 0.2$, (c) $H_R/H_0 = 0.3$, and (d) $H_R/H_0 = 0.4$. Unit is in $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Thick line indicates a geostrophic contour of northern boundary at flat region. Gray shading represents the region with $f/H \leq f_S/H_R$.

ここで、 (u_t, v_t) は順圧流速であり、その定義は

$$u_t = \frac{1}{H} (h_1 u_1 + h_2 u_2), \quad v_t = \frac{1}{H} (h_1 v_1 + h_2 v_2), \quad (14)$$

とする。ベクトル $[Hu_t, Hv_t]$ は非発散なので、流線関数 Φ を導入する。

$$Hu_t = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad Hv_t = \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (15)$$

式 (12) と式 (13) の交差微分をとり、渦度方程式、

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Phi + J[\Phi, f] = J \left[\frac{1}{\rho_{ref}} p_s - g' h_1, H \right] + VIS + \text{curl} \left(\frac{\tau}{\rho_{ref}} \right), \quad (16)$$

が得られる。左辺第1項は積分流速の渦度の時間変化、左辺第2項は移流による惑星渦度変化、右辺第1項は海底圧力トルク (bottom pressure torque; 例えば, Holland and Hirschman, 1972³⁾), 右辺第2項は水平粘性力のトルクを表している。式 (16) より、換算重力加速度 g' は海底圧力トルクの項にのみ含まれるため、換算重力加速度の増大に伴う補償率の減少にはこの項が関与することがわかる。

Fig. 9 に各換算重力加速度 g' に対する、1月の海嶺東縁近傍における式 (16) の各項の水平分布を示す。(ただし、強制項の式 (16) 右辺第3項は除外している。) どの換算重力

加速度の値の実験においても、海嶺東縁上では海底圧力トルク項が支配的だった。また、この項の振幅は換算重力加速度の増大とともに減少し、Holland (1973)²⁾ や Sakamoto and Yamagata (1996)¹⁵⁾ の見解と整合する結果となった。ここでは示さないが、同じ傾向は他のどの季節においても確認される。

海底圧力トルクが換算重力加速度とともに減少する仕組みについて考察するために、以下でこの項をより詳しく調べる。定常、線形、粘性及び強制力なしの場合、海底圧力トルク項は

$$J \left[\frac{1}{\rho_{ref}} p_s - g' h_1, H \right] = f u_2 \cdot \nabla H, \quad (17)$$

と書き表される。これは、換算重力加速度とともに増大する傾圧運動による、海底圧力トルクの振幅の減少が下層流速 (u_2) の振幅の減少に対応することを表す。言い換えれば、海底圧力トルクは下層流速が海底斜面を押しことにより生じ、成層 (傾圧) の効果は下層流速の振幅を減少させることで海底圧力トルクの振幅を減少させることを表す。3.1節で概説したアイソスタシーと関連させて考察すると、この下層流速の振幅が減少することはアイソスタシーに近づくことそのものである。このように、海底圧力トルクの振幅の大きさはアイソスタシーからのずれを

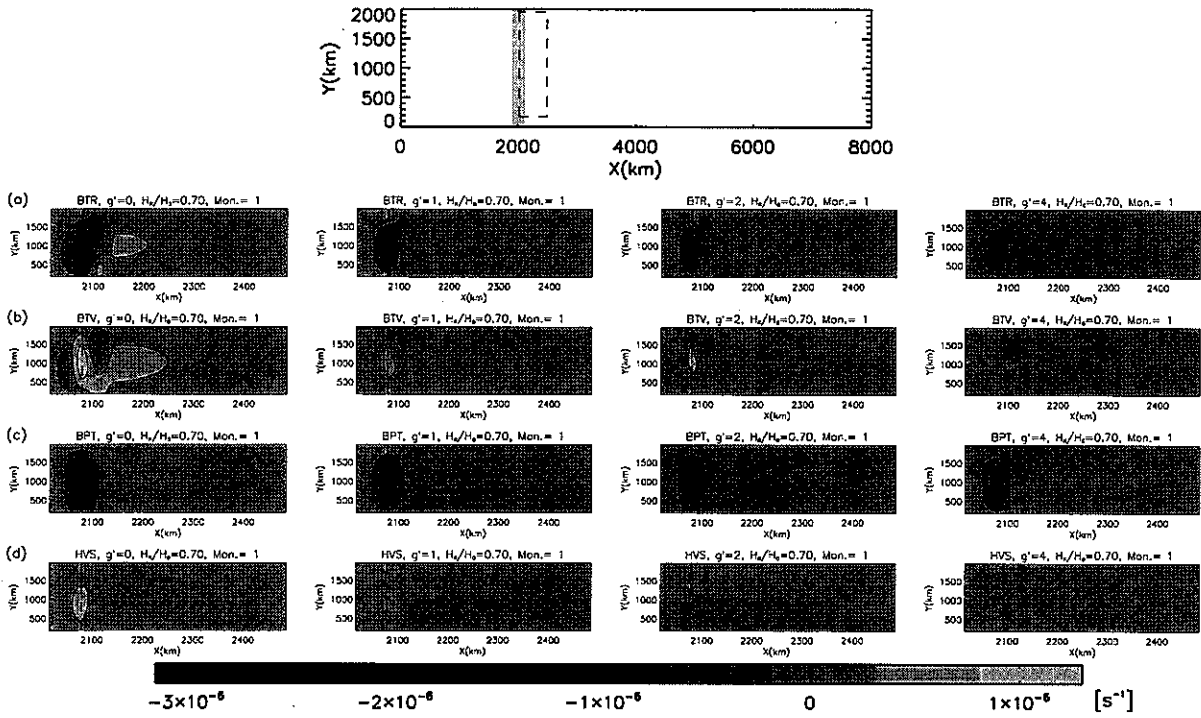


Fig. 9 Horizontal distributions of (a) time variation of vorticity of vertically integrated velocity (BTR), (b) advection term of planetary vorticity (BTV), (c) bottom pressure torque (BPT), and (d) horizontal viscosity torque (HVS) around the eastern edge of the ridge in January, and their dependence on the reduced gravity ($g' = 0 \sim 0.04 \text{ m s}^{-2}$).

表す指標になり、これは阪本 (2006)¹⁶⁾でも用いられている表現である。

海底圧力トルクと補償率の関係は、順圧流と傾圧流の枠組みで考えることで見通しが良くなる。傾圧流速 (u_c, v_c) を

$$u_c = u_1 - u_2, v_c = v_1 - v_2, \quad (18)$$

と定義すると、式 (17) より、海底圧力トルクは

$$f u_2 \cdot \nabla H = f u_t \cdot \nabla H - f \frac{h_1}{H} u_c \cdot \nabla H, \quad (19)$$

となる。この近似の範囲内では、海底圧力トルクは右辺第1項の順圧流速に伴う伸縮効果により渦度を変化させる効果と、右辺第2項の傾圧流速に伴う伸縮効果により渦度を変化させる効果 (JEBAR (例えば, Sarkisyan and Ivanov, 1971¹⁷⁾) に対応) の和として表される。式 (19) 右辺第1項は

$$f u_t \cdot \nabla H = \frac{f}{H} J[\Phi, H], \quad (20)$$

となるため、移流に伴う (惑星) 渦度変化 $J[\Phi, f]$ (式 (16)) と併せると、

$$J[\Phi, f] - \frac{f}{H} J[\Phi, H] = H J\left[\Phi, \frac{f}{H}\right], \quad (21)$$

となる。これは背景惑星渦位 f/H を保存しようとする効果を表しており、換算重力加速度 g' に依存しない。換算重

力加速度とともに変化するのは式 (19) 右辺第2項であり、換算重力加速度が増大すると、その振幅が増加して右辺第1項と相殺するため、結果的に海底圧力トルクの振幅は減少する。海底圧力トルクとは渦柱が海底斜面を押したときに、渦柱がその反作用として海底斜面から受けるトルクであり (阪本, 2006)¹⁶⁾、成層 (傾圧) の効果は、渦柱が海底斜面を押す働きを緩和するような緩衝材の役割を果たす。

海底圧力トルクが卓越する海嶺東縁上 (Fig. 9) において、それと海嶺東側境界流の関係を考える。本実験では $\partial H / \partial y = 0$ であるため、式 (19) の右辺は

$$f u_t \cdot \nabla H - f \frac{h_1}{H} u_c \cdot \nabla H = f u_t \frac{\partial H}{\partial x} - f \frac{h_1}{H} u_c \frac{\partial H}{\partial x}, \quad (22)$$

と書き直せる。Fig. 10 に冬季の海嶺東縁上における季節変動流の模式図を示す。Fig. 10(a) のように、冬季の海嶺東縁上において、 u_1 と u_2 の季節変動流はどちらも西向き ($u_1, u_2 < 0$) となる。また、この両者より、 $u_t < 0$ (Fig. 10(b))、 $u_c < 0$ (Fig. 10(c)) となる。 $f \gg \zeta$ (ζ : 相対渦度) と近似すると、Fig. 10(b) より、 u_t は渦柱の厚さを減少させるため、渦位保存 ($f/H = \text{const.}$) を仮定すれば、渦柱は f を減少させようとして南向きの境界流が増大する。一方、Fig. 10(c) より、 u_c は渦柱の厚さを増加させるため、渦柱は f を増加させようとして北向きの境界流が増大する。よって、 u_t と u_c の符号に注意すると、

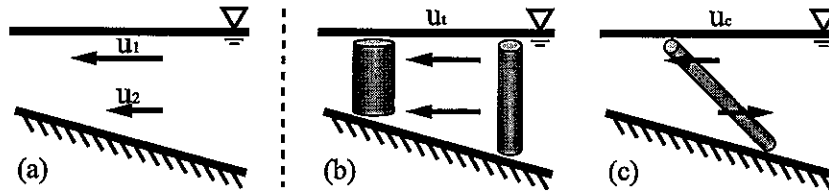


Fig. 10 Schematic view of seasonally varying components of (a) u_1 and u_2 , (b) vortex shrinking due to u_t , and (c) vortex stretching due to u_c over the eastern edge of the ridge in winter.

式 (22) の関係は - (南向き境界流) + (北向き境界流) と相殺する形になっているため、傾圧運動の強さとともに南向き境界流は減少することがわかる。夏季の場合、正負の符号と境界流の南北方向がそれぞれ逆の関係になるだけで、やはり傾圧運動は境界流の振幅を減少させるように働く。

Fig. 11(a) (b) に換算重力加速度 $g' = 0 \sim 0.04 \text{ m s}^{-2}$ の場合における、 V_I と V_B の季節変動をそれぞれ示す。 V_I の季節変動幅がどの換算重力加速度の場合においてもほぼ同じである (Fig. 11(a)) のに対して、 V_B のそれは上述の考察を指示するように、換算重力加速度とともに減少する (Fig. 11(b))。つまり、両者の比である補償率の換算重力加速度への依存性 (Fig. 7) は、主に V_B の季節変動幅の換算重力加速度への依存性によって決まる。Fig. 11(c) には海嶺東縁上の南北領域中間点における海底圧力トルクの季節変動を示す。やはりこれも、 V_B (Fig. 11(b)) と同じく上述の考察と整合して、換算重力加速度とともに減少する。(海嶺東縁上の他の点においても同じ傾向が確認される。) そこで、Fig. 11(d) に海嶺比 $> \text{約} 0.3$ ($f_S/(H_0 - H_R) \geq f_N/H_0$) の場合における、換算重力加速度に対する補償率 (\times 印付き破線) と海底圧力トルクの季節変動幅 (Δ 印付き点線) の関係を示す。海底圧力トルクの季節変動幅の定義は、海嶺東側境界域 ($x = X_W^B \sim X_E^B$, $y = Y_S \sim Y_N$; ただし、壁の影響によって非線形効果が卓越する南岸近傍は除く) における領域内最大値とする。換算重力加速度 $g' = 0 \text{ m s}^{-2}$ の場合、海嶺比 $> \text{約} 0.3$ ($f_S/(H_0 - H_R) \geq f_N/H_0$) の範囲では、補償率は 1 に漸近し、流量関数場はほぼ完全な地形性となるため、各海底圧力トルクの季節変動幅を $g' = 0 \text{ m s}^{-2}$ の場合のそれで規格化することで、補償率の換算重力加速度に対する変化を評価する。補償率と海底圧力トルクの季節変動幅の、換算重力加速度に対する変化の傾向はほぼ一致した。すなわち、 f/H 等値線が海山の東西で完全に閉じているとき、一定となる補償率の値は海底圧力トルクによって説明される。この場合の補償率は、

$$V_B/V_I = \frac{\text{BPT}_{width}}{\text{BPT}_{width, g'=0}}, \quad (23)$$

と表せられる。実際、補償率がほぼ 0 となる $g' \rightarrow \infty$ を想定した、 $g' = 3 \text{ m s}^{-2}$ の場合 (Fig. 7)、海底圧力トル

クもまたほぼ 0 となり、これは Sakamoto and Yamagata (1996) ¹⁵⁾ の結果と一致する。

5. まとめ

北太平洋亜寒帯循環 (NPSAG) に及ぼす天皇海山列 (ES) の影響を明らかにするため、数値実験を行い、その物理機構を調べた。北太平洋亜熱帯循環に及ぼす伊豆・小笠原海嶺の影響を調べた Isobe and Imawaki (2002) ⁶⁾ の結果と一致して、ES は年平均した風強制によっては NPSAG に対してほとんど影響を及ぼさない (アイススタシーの成立) が、季節変動する風に対しては影響を及ぼす。すなわち、NPSAG においては、季節変動 (傾圧応答) 成分に対する地形効果について考えなくてはならず、数年 (傾圧ロスビー波の領域伝播時間スケール) 以上の変動 (傾圧応答) 成分に対しては、ほとんどその効果を考える必要がない。過去の研究では、どの周期帯の風強制の変動に対する ES の影響を考えているのかが明確でなかったために混乱を招いてきた。これが、ES の影響について一致した結論が得られていない理由の一つであるため、この点を整理することが重要である。

季節変動する風によって駆動される ES 東側内部領域における Sverdrup 流量 (V_I) に対する、ES 東側境界域において補償される流量 (V_B) の割合 (補償率) と、その物理機構を調べた。最も簡単な解釈として、補償率は海嶺比説 (3.2 節; Kuragano and Kamachi, 2004 ⁸⁾) ではなく、 f/H 等値線が海嶺東西で閉じない場合は f/H 閉鎖領域比 (4.2 節)、 f/H 等値線が海嶺東西で閉じる場合は海底圧力トルクの季節変動幅 (4.3 節)、というそれぞれ異なる要素によって体系的に説明される。

$$V_B/V_I = \begin{cases} \frac{f_S}{f_N - f_S} \left(\frac{1}{1 - H_R/H_0} - 1 \right), & \frac{f_S}{H_0 - H_R} < \frac{f_N}{H_0}, \\ \frac{\text{BPT}_{width}}{\text{BPT}_{width, g'=0}}, & \frac{f_N}{H_0} \leq \frac{f_S}{H_0 - H_R}. \end{cases} \quad (24)$$

以上の結果は本実験で用いた模型設定における結果である。現実には、ES は海山間にギャップを有しており、それが影

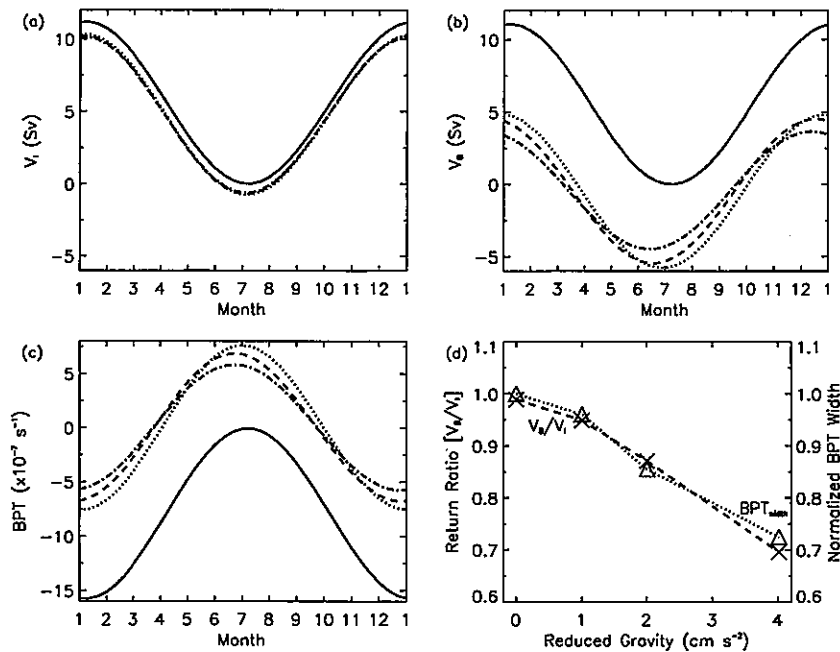


Fig. 11 Seasonal variations of (a) V_I , (b) V_B , and (c) bottom pressure torque at the midpoint of the domain for the y -direction over the eastern edge of the ridge, and their dependence on the reduced gravity when $H_R/H_0 = 0.7$. Solid, dotted, dashed and dash-dotted lines indicate the cases of $g' = 0 \text{ m s}^{-2}$, $g' = 0.01 \text{ m s}^{-2}$, $g' = 0.02 \text{ m s}^{-2}$ and $g' = 0.04 \text{ m s}^{-2}$, respectively. (d) Reduced-gravity dependence of the return ratio (crosses with dashed line) and the annual range of the bottom pressure torque variation standardized by one of $g' = 0 \text{ m s}^{-2}$ ($\text{BPT}_{width, g'=0}$) (triangles with dotted line).

響を及ぼすと予想される。また、ESの幅が100~200 km程度と狭いことで、その影響を無視している研究がある(Isoguchi and Kawamura, 2006⁴⁾) が、幅の広狭を決める基準幅が何であるのか(例えば、外部変形半径及び内部変形半径なのかどうか)が定められていないため、その根拠の理論的妥当性は乏しい。よって、より一般的な知見を得るために、海嶺(あるいは海山列)幅の広狭への感度実験などを行い、その物理機構を明らかにする必要がある。本研究では模型の格子規模が大きいため、小規模な渦を解像することはできないが、ES付近では局所的な渦が存在することが報告されている(例えば、Roden et al., 1982¹¹⁾; Roden, 1987¹³⁾; 和川ら, 2006¹⁹⁾)。よって、それらが形成する循環の影響についても評価する必要がある。このような問題は本研究において考えてきた問題をより複雑にし、その解釈にはさらなる発展、修正が必要になると考えられる。ただし、その際にも、土台となる最も基本的な概念として、本研究で導いた概念を適用できるだろう。

参考文献

- 1) Hanawa, K. and T. Yasuda: Reconstruction of sea surface wind fields over the North Pacific using sea level pressure fields during the period of 1899–1995, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 78, (2000) 731–751.
- 2) Holland, W. R.: Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary current, *Geophys. Fluid Dyn.*, Vol. 4, (1973) 187–210.
- 3) Holland, W. R. and A. D. Hirschman: A numerical calculation of the circulation of the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 2, (1972) 336–354.
- 4) Isoguchi, O. and H. Kawamura: Seasonal to interannual variations of the western boundary current of the subarctic North Pacific by a combination of the altimeter and tide gauge sea levels, *J. Geophys. Res.*, Vol. 111(C4), (2006) 4013, doi10.1029/2005JC003080.
- 5) Ito, S., K. Uehara, T. Miyao, H. Miyake, I. Yasuda, T. Watanabe and Y. Shimizu: Characteristics of SSH anomaly based on TOPPEX/POSEIDON altimetry and *in situ* measured velocity and transport of Oyashio on OICE, *J. Oceanogr.*, Vol. 60, (2004) 425–437.
- 6) Isobe, A. and S. Imawaki: Annual variation of the Kuroshio transport in a two-layer numerical model with a ridge, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 32, (2002) 994–1009.

- 7) Kono, T. and Y. Kawasaki: Results of CTD and mooring observations southeast of Hokkaido: 1. Annual velocity and transport variations in the Oyashio, *Bull. Hokkaido Natl. Fish. Inst.*, Vol. 61, (1997) 65–81.
- 8) Kuragano, T. and M. Kamachi: Balance of volume transports between horizontal circulation and meridional overturn in the North Pacific Subarctic region, *J. Oceanogr.*, Vol. 60, (2004) 439–451.
- 9) Mann, M. E. and J. Park: Joint spatiotemporal modes of surface temperature and sea level pressure variability in the Northern Hemisphere during the last century, *J. Climate*, Vol. 9, (1996) 2137–2162.
- 10) Qiu, B.: Large-scale variability in the midlatitude subtropical and subpolar North Pacific Ocean: Observations and causes, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 32, (2002) 353–375.
- 11) Roden, G. I., B. A. Taft and C. C. Ebbesmeyer: Oceanographic aspects of the Emperor Seamounts region, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87(C12), (1982) 9537–9552.
- 12) Roden, G. I.: Mesoscale oceanic fronts of the North Pacific, *Annales Geophysicae*, Vol. 2, (1984) 399–410.
- 13) Roden, G. I.: Effect of seamounts and seamounts chains on ocean circulation and thermohaline structure, In: *Seamount Islands and Atolls, 1st ed.*, edited by B. H. Keating, P. Fryer, R. Batiza, and G. W. Boehlert, American Geophysical Union, Geophysical Monograph, Washington, (1987) 335–354.
- 14) Roden, G. I.: Flow and water property structures between the Bering Sea and Fiji in the summer of 1993, *J. Geophys. Res.*, Vol. 105(C12), (2000) 28,595–28,612.
- 15) Sakamoto, T. and T. Yamagata: Seasonal transport variations of the wind-driven ocean circulation in a two-layer planetary geostrophic model with a continental slope, *J. Mar. Res.*, Vol. 54, (1996) 261–284.
- 16) 阪本 敏浩: 大規模な海洋循環に対する海底地形の動力学的効果およびその黒潮流量変動への適用, *ながれ*, Vol. 25, (2006) 49–60.
- 17) Sarkisyan, A. S. and F. F. Ivanov: Joint effect of baroclinicity and bottom relief as an important factor in the dynamics of the sea currents, *Izv. Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys.* (English transl.), Vol. 7, (1971) 173–188.
- 18) Sekine, Y.: Anomalous southward intrusion of the Oyashio east of Japan: 2. Two-layer numerical model, *J. Geophys. Res.*, Vol. 104(C2), (1999) 3049–3058.
- 19) 和川 拓, 磯田 豊, 齋藤 菜那, 東屋 知範, 坂岡 桂一郎: 天皇海山列周辺における移行領域の海洋構造変化, *海の研究*, Vol. 15, (2006) 267–281.
- 20) White, W. B. and D. R. Cayan: Quasi-periodicity and global symmetries in interdecadal upper ocean temperature variability, *J. Geophys. Res.*, Vol. 103(C10), (1998) 21,335–21,354.