

海嶺上の混合による時計回り循環形成のメカニズム

北海道大学低温科学研究所 三寺史夫 (Humio Mitsudera)
北海道大学低温科学研究所 中村知裕 (Tomohiro Nakamura)
大分大学教育福祉科学部 西垣肇 (Hajime Nishigaki)

Abstract

オホーツク海の南部、千島海盆では、時計回りの循環が卓越している。ここでは、その形成メカニズムを海嶺上の強い混合による熱塩循環と考え、2層モデルを用いて数値実験を行った。混合の効果は2層目から1層目への連行(エントレインメント)として取り入れた。その結果、海嶺の西側には β プルームの解に相当する海盆スケールの循環ができることがわかった。さらに連行を強くすると、海嶺近傍にも強い循環ができ、海盆スケールの循環との二重構造になる。強い循環は、順圧的な流れが海嶺まわりにあり、地衡流コンターが閉じているときに生ずることが分かった。また、初期値に依存して多重平衡解が生ずることが分かった。

1 はじめに

オホーツク海の循環は、北部から中央部にかけては風成循環であり、低気圧性のシアを持つ風の分布に対応して反時計回りの循環となっている (Ohshima et al., 2004)。一方、オホーツク海南部・千島海盆での特徴は時計回りの循環が卓越しており、また渦も時計回りのものが多い (Wakatsuchi and Martin, 1991; Ohshima et al., 2002)。そこでは、風に高気圧性のシアがあるものの弱く、このような時計回りの循環を、単純な風成循環では説明ができない (Ohshima et al., 2004)。

本研究では、そのような時計回りの循環を強制するメカニズムとして、千島列島沿いで潮汐混合による浮力が引き起こす熱塩循環過程を考える。

千島列島は海嶺が海の上に顔を出した場所であり、海面下にある部分でもほとんどの場所で浅い(すなわち、高い海嶺がそびえている)。また、この海域では潮汐が非常に強いことが知られている。この高い海嶺と強い潮流のため、流れが海嶺上を越えるときに大振幅の内部波が発生して砕波し、千島列島周辺では激しく混合が起こっていることが最近の研究でわかってきた (Nakamura and Awaji, 2004)。とくに、ブッソル海峡とムシル海峡に挟まれた北半分ではほぼ全海域で浅く、内部潮汐による強い混合が励起されやすい条件がそろっている。

潮汐混合によって列島付近では $26.8\sigma_\theta$ の層で鉛直方向に密度が比較的一様となり、低渦位の性質を持つ (Itoh et al., 2003)。低渦位はオホーツク海盆南部の海水を特徴付ける性質であり、同密度の太平洋側の海水(東カムチャツカ水)と区別する指標となっている (Yasuda et al., 1997)。さらに、この低渦位・低塩分水が北太平洋亜熱帯循環に流れ込み、塩分極小層を形成したのが北太平洋中層水であることが分かってきた。北太平洋全体を俯瞰したとき、

オホーツク海は亜寒帯循環側にあり、亜熱帯循環側にある北太平洋中層水が形成されるには、風成循環の境界を越えて低塩分水が流れ込む必要がある。この時、オホーツク海から流れ出る水塊が低渦位の性質を持っていることが、循環境界を越えるために重要である (Mitsudera et al., 2004; Tatebe and Yasuda, 2005; Nakamura et al., 2006)。したがって、千島海盆において $26,8\sigma_\theta$ の周りに低渦位層がなぜ形成されるのか、それが海盆中になぜ広がっているのか、その過程を明らかにすることは北太平洋中層水の起源の解明に直結する。

ここでは、列島沿いの混合がもたらす熱塩循環を考えるために、海嶺とその直上での混合による強制を考える。混合によって下層の水が連行 (エントレインメント) され、それが鉛直流を生じさせる。これが、渦位を強制して循環を引き起こす。混合が十分小さい場合には、連行による鉛直流と惑星渦度の移流がバランスする、線形のスベルドラップ平衡が成立すると考えられる。いわゆる β プルームである (e.g., Spall, 2000)。では、千島列島で見られるような強い混合がある場合にはどうなのであろうか。 β プルーム解は成り立つのか? あるいは不安定や非線形という想定していない効果が重要となるのではないか? また、海底地形が加わると、どのような効果が現れるのか?

このような問題を考えるために、ここでは2層モデルで、Fig.1のような地形を持つ、非常に簡単な場合を考える。特に、混合による鉛直流が強い場合に、循環はどのような発展をし、どのような最終状態に落ち着くのか、そのプロセスを明らかにすることを本研究の目的とする。

2 実験方法

ここでは、力学を理解しやすい等密度面座標の MICOM を用いる。2層モデルとし、それぞれの密度を $\sigma_\theta = 27.0, 27.4$ とする。水平解像度は 0.1 度であり、渦を十分解像できる。地形を Fig.1 に示す。水深は 3000m とし、海嶺の部分を深さ 600m の海嶺としている。海嶺の北辺は北緯 46° 、経度 5° から、北緯 48.2° 、経度 8° に向かって斜めに走っており、またその緯度方向への幅は 0.5° である。

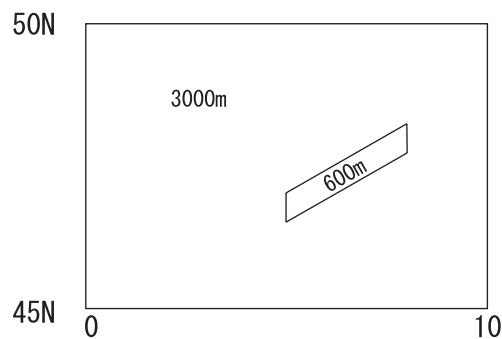


Figure 1: モデル地形

熱塩循環の強制力として、列島沿いにおける2層目から1層目への連行を海嶺上のみに与えた。その強さは

$$w = \gamma(h_* - h)$$

とする。 h は1層目と2層目の境界面の深さ、 h_* は混合が生ずる特徴的な深さであり、ここでは1000mとしている。また、 γ は緩和係数で、鉛直拡散係数に対応しており

$$\gamma = \frac{2K_z}{H_{r1}(H - H_{r1})}, \quad (1)$$

と考えることができる (Kawase, 1987)。

初期に境界面の深さとして $h = 400\text{m}$ とし、その後の発展を調べる。

3 結果

一般的に、以下のような発展を見せる (Fig. 2)。これは緩和時間 γ^{-1} が 2000days のケースである。計算を開始すると、まず、連行を与えている海嶺上で2層目の境界面が下がる (100日目)。すると、時計回りの循環が表層に生ずる。このケースでは、500日目には海嶺上の循環に伴って流れが不安定となり、渦が発生する様子が見える。このような強い混合による不安定は、Nakamura and Awaji (2004) や Ohshima et al. (2006) のような数値実験でも見ることができる。2500日目には境界面の深まりが西方に伝播し、西岸境界に達する様子が見える。また、海嶺近傍の西側には渦のような特に強い循環がある。7200日目になると、海盆全体でも境界面が深まり、時計回りの循環となっているのが分かる。しかしながら、海嶺近傍の強い渦は7200日目でも見てとれる。

これから分かるとおり、海嶺近傍の渦は海嶺の西側に定在する傾向を持ち、長期間にわたって下層からの水の供給を受ける。したがって、非常に強い循環を持つ渦に成長することができるのである。渦が強くなりすぎると再び不安定となって分裂し、一部は西方に伝播する。このように、海嶺近くの強い循環 (渦) と、海盆規模の循環の2重構造となっている。このような解は、Wakatsuchi and Martin (1991) で観測された千島海盆の循環とよく似ている。

Fig. 3 は海嶺上における境界面深度の最大値を表している。 $\gamma^{-1} = 2000\text{days}$ のケースを見ると、初めは、時間とともに境界面がほぼ単調に下がっている。しかし、 $t = 1500$ 日を過ぎたあたりから境界面の深さがある範囲内で変動するような準定常状態に達する。このときに、渦やロスビー波の西方への放射が始まっている。深度変化を良く見ると比較的ゆっくりと深まり、急に浅くなる、という変動となっている。下層水の連行によって境界面が深くなるが、それが深くなりすぎると一部が西方に伝播し、このときに海嶺上の境界面深度が急に浅くなる、ということが繰り返されていることが分かる。

Fig.3 には、他のケースも示した。 $\gamma^{-1} = 3000\text{days}$ の場合は、はじめは境界面は深くなるものの一度 100m あたりで一定値になりかける。しかし、3000日目あたりからまた深くなり、最終的には $\gamma^{-1} = 2000\text{days}$ のケースと同程度の最大深度となっている。このときには、

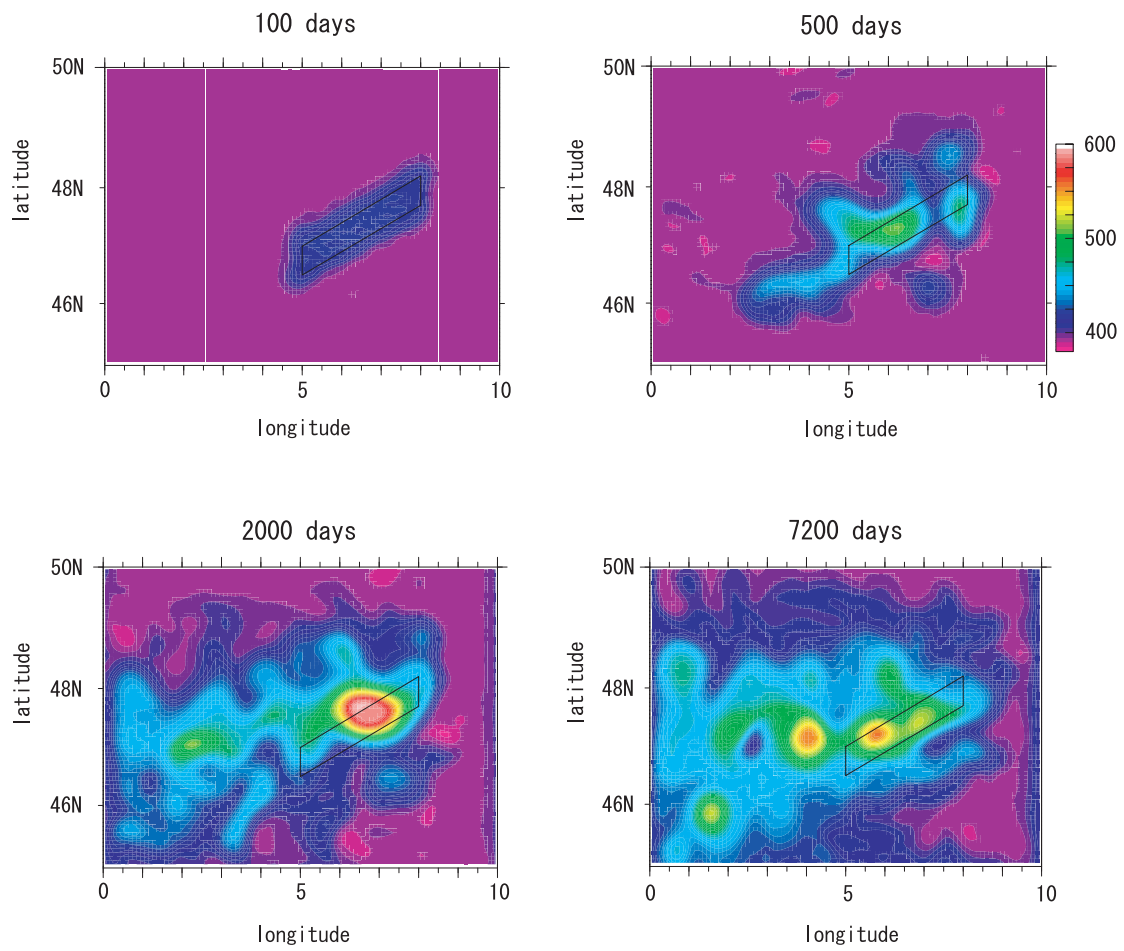


Figure 2: 境界面深度の時間発展

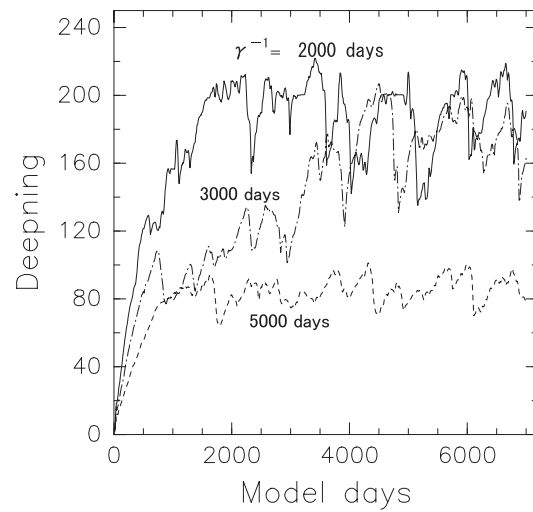


Figure 3: 海嶺上における境界面深度の最大値

やはり海嶺の近傍に渦のような強い時計回りの循環が生じている。一方、 $\gamma^{-1} = 5000days$ の場合は1000日目ぐらいから境界面深度は80mでほぼ一定となっている。この場合は、海嶺の近くに強い循環は生じていない。

Fig.4に、 $\gamma^{-1} = 2000days$ のケースの3600日目から7200日目までの時間平均値（オイラー平均）を示した。特徴的なのは、平均場でも海嶺近傍の強い循環と海盆全体の循環の2

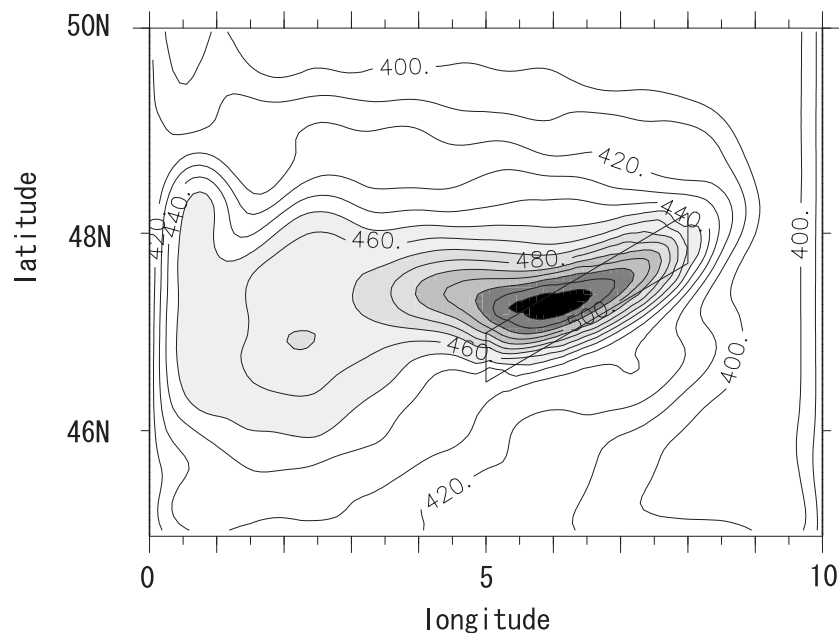


Figure 4: $\gamma^{-1}=2000days$ のときの平均境界面深度。3600日目から7200日目までの平均値である。境界面が440m以深のところに影を付けてある。

重構造があることである。強い循環の最大深度はオイラー平均で540mを越えている。それは比較的タイトな循環であり、このケースの場合、480mの等深線を見ると、経度で3度程度の広がりである。この循環は、スナップショットにおいても海嶺の西側にほぼ定在する渦として現れ（Fig. 2）、長期間にわたって下層からの水の供給を受けている。オホーツク海水塊のデータ解析において Itoh et al. (2003) が示した $26.8\sigma_\theta$ の層厚分布は、Fig.4の分布と非常によく対応している。

一方、海盆全体に広がった循環は、海嶺の北端と南端の緯度において境界面深度の等値線が込んでおり、比較的強い流れが生じている。また、西岸では境界流が発達していることが分かる。これは β -plume とよく似た構造である（Spall, 2000）。

連行が弱いケースとして $\gamma^{-1} = 5000days$ の場合の境界面深度分布を示す（Fig. 5）。この場合は海嶺上では比較的一様な深度分布となっており、さらにそれが西方に広がっている。最終的な（オイラー）平均深度は60m程度である。また、 $\gamma^{-1} = 5000days$ の場合の定常状態は比較的小さい変動で特徴付けられる。小さな変動は、海嶺上での境界面の変位がロスビー波として西方へ伝播する際に生じたものと考えられる。

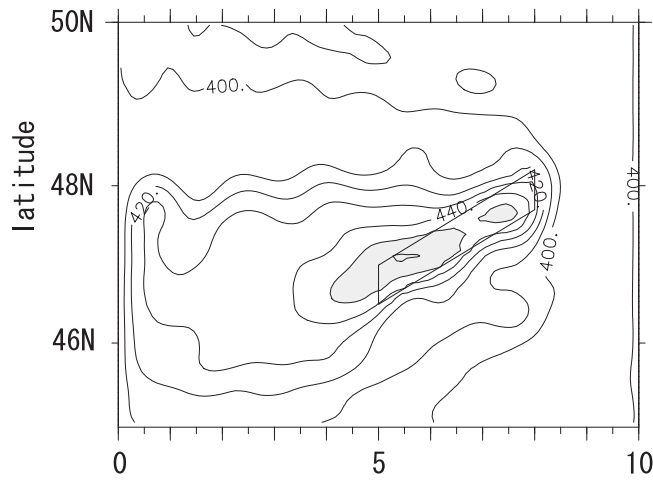


Figure 5: $\gamma^{-1}=5000days$ のときの平均境界面深度。その後、3600 日目から 7200 日目まで $\gamma^{-1} = 3000days$ を用いて積分した場合。

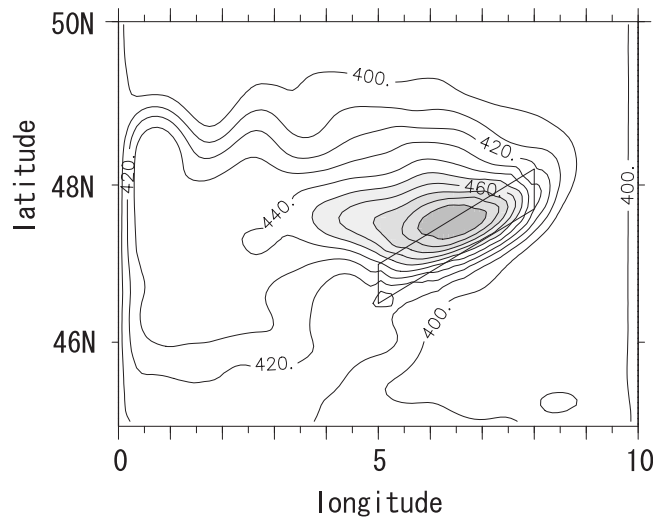


Figure 6: 初期から 3600 日目まで $\gamma^{-1} = 3000days$ を用いてスピナップし、その後、3600 日目から 7200 日目まで $\gamma^{-1} = 5000days$ を用いて積分した場合。3600 日目から 7200 日目までの平均値である。

4 多重平衡

下層からの連行を表すパラメータとして $\gamma^{-1} = 2000days$ を用いた場合には海嶺近傍に渦のような強い循環が生じたのに対し、 $\gamma^{-1} = 5000days$ の場合には海嶺上で比較的一様な深度分布となっていた。このことは、海嶺近傍には2つの異なるタイプの解（循環）が存在することを示唆している。これを明らかにするために、初期に $\gamma^{-1} = 3000days$ を用いてスピニングアップした後、3600日目から $\gamma^{-1} = 5000days$ に変更して積分を続けた場合を Fig.6 に示す。これは、3600日目を初期と考えると、初期条件を除けばモデルの設定は Fig.5 のものと全く同等のものである。しかしながら、同等な設定にもかかわらず、Fig.6 では海嶺上に強い循環を示す解が現れた。このことは、海嶺近傍で明らかに2つの異なるタイプの解が存在することが示している。また、初期値に依存した解の多重性があることも明らかとなった。

5 2つのタイプの循環形成メカニズム

このような解の多重性を考えるために、以下のような長波を考慮した準地衡流方程式を考える。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + J(\psi_1, Q_1) = \epsilon \frac{R_1^2 f_0}{H_1} w + \epsilon r \nabla^2 h. \quad (2)$$

ここで

$$Q_1 = -\psi_2 - R_1^2 \beta y \quad (3)$$

である。また、 $\psi_{1,2}$ は1層目、2層目の流線関数、 J はヤコビアン、 $R_1 = \sqrt{g'h}/f_0^2$ は一層目に伴う変形半径である。(2)の左辺第1項は境界面の変位、第2項は渦位の移流であり、右辺の第1項は連行による渦位の入力、第2項は弱い散逸である。また、議論を分かりやすくするために、強制力の項も弱いとし、 $O(\epsilon)$ としている。

Q_1 のコンターに沿う方向とその法線方向の座標を (l, n) とする。定常を考えると、

$$J(\psi_1, Q_1) = -\frac{\partial \psi_1}{\partial l} \frac{\partial Q_1}{\partial n} = \epsilon \frac{R_1^2 f_0}{H_1} w. \quad (4)$$

もし ψ_2 で表される下層の流れがなければ $J(\psi_1, Q_1) = \beta v$ となるため、いわゆる(4)は Sverdrup の関係となる。 ψ_2 があっても Q_1 のコンターが開いていれば、基本的に Sverdrup の関係と同等である。この場合、(4)より流れの強さは強制力に対応して $O(\epsilon)$ となる。

一方、強い循環ができる場合には、Fig.7に見られるように下層において海嶺に沿って時計回りの循環が形成されている。

これは何を意味しているのだろうか。 Q_1 の中には下層の流線関数 ψ_2 が含まれており、下層の流速場が海嶺に沿って流れていれば、そこに Q_1 の閉じたコンターを作る可能性があることが分かる。そうすると、

$$\iint_A J(\psi_1, Q_1) dl dn = Q_1 \oint_C \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n} dl = 0$$

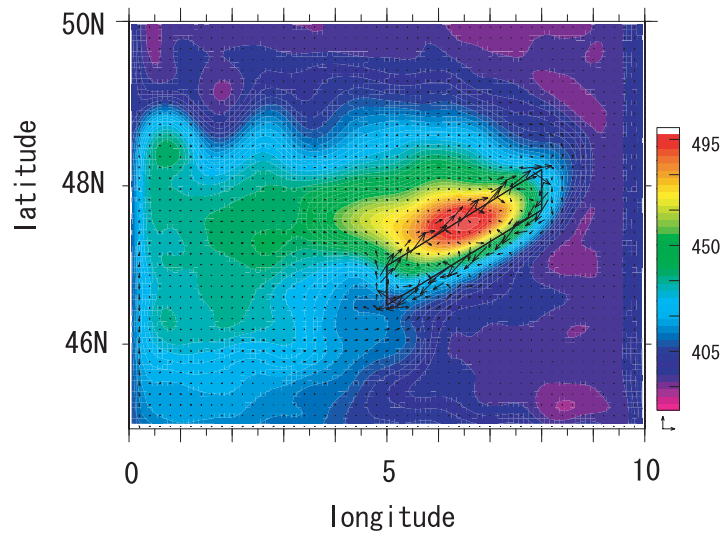


Figure 7: Fig.6 と同じであるが、2層目の流れ場を重ね書きしたもの

であり、したがって

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_A h d l d n = \epsilon \iint_A \left(\frac{R_1^2 f_0}{H_1} w + r \nabla^2 h \right) \quad (5)$$

となる。

式(5)をみると、経過時間 t がまだ $O(1)$ の段階では h が $O(\epsilon)$ であり、渦位の強制 w によって h は時間とともに大きくなるのがわかる。これは、数値実験でも見られる (Fig.3)。さらに時間が十分たち、定常になったときには左辺は0となり、今度は(5)の右辺のみで釣り合う。したがって、弱い w と弱い散逸とが釣り合い、結局 h は $O(1)$ の大きさを持つことになる。散逸は、数値実験の中では傾圧不安定によって生ずる渦の西方への放射ということで表されており、渦位の注入と放射によって海嶺上の循環の強さが決まることを示している。

Fig.8(a)は境界面の深まりが弱い場合の実験結果 (Fig.5) に対応する Q_1 のコンターである。この場合には、海嶺上でコンターはゆがんではいるものの、閉じた部分がないことが分かる。

一方、深い境界面変位を表す場合の Q_1 のコンターはFig.8(b)である。下層の流速に対応して、 Q_1 のコンターは閉じていることが分かる。(5)で考えたとおり、海嶺上にロスビー波が捕捉され、境界面の大きな変位が促されるのである。

このように、 Q_1 のコンターが開いているか、閉じているかで h の強さは大きく異なることがわかった。

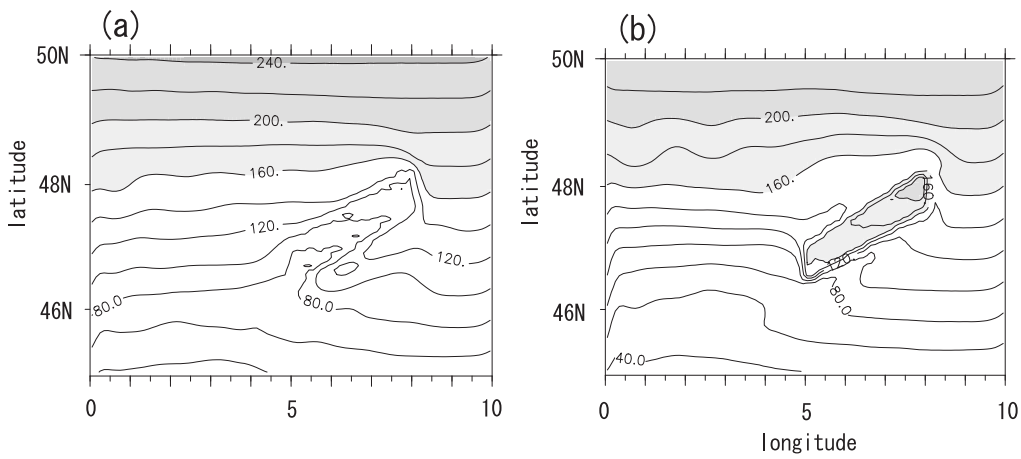


Figure 8: $\gamma^{-1} = 5000\text{days}$ の時の Q_1 のコンター。3600 日目から 7200 日目の平均場から計算したもの。(a) パラメータは Fig.5 と同じ。(b) パラメータは Fig.6 と同じ。

6 まとめ

オホーツク海南部の千島海盆では、時計回りの循環が生じており (Wakatsuchi and Martin, 1991)、それと対応するように、 $26.8\sigma_\theta$ の密度を中心として低渦位水 (厚い層) が存在する (Itoh et al., 2003)。このような千島海盆の低渦位水が北太平洋に流れ出ることによって、風成循環の循環境界を越えて亜熱帯循環に浸入し北太平洋中層水を形成するということが、力学的にも重要であることが、最近の研究で分かってきた (Mitsudera et al., 2004; Tatebe and Yasuda, 2004; Nakamura et al., 2006)。

このような時計回りの循環および低渦位水の形成のメカニズムとして海嶺上の混合を考えた。特に、海嶺に沿って、下層に時計まわりの流れができる場合に地衡流コンター (ここでは式 (3) の Q_1) が閉じ、ロスビー波が海嶺上で捕捉されて境界面が大きく変形する (深まる) ことが分かった。このような、海底地形と潮汐混合による熱塩循環の形成メカニズムは、千島海盆における低渦位の水塊形成に重要であり、最終的には北太平洋全体の熱塩循環に大きな影響を与えるものと考えられる。

References

- [1] Itoh, M., K.I. Ohshima, and M. Wakatsuchi, 2003: Distribution and formation of Okhotsk Sea Intermediate Water: An analysis of isopycnal climatological data. *J. Geophys. Res.*, **108**, C8,3258, doi:10.1029/2002jc001950.
- [2] Kawase, M., 1987: Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 2294-2313.

- [3] Mitsudera, H., B. Taguchi, Y. Yoshikawa, H. Nakamura, T. Waseda, and T. Qu, 2001: Numerical study on the Oyashio water pathways in the Kuroshio-Oyashio confluence. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 1174-1196.
- [4] Nakamura, T., and T. Awaji, 2004: Tidally induced diapycnal mixing in the Kuril Straits and the roles on water transformation and transport processes: A three dimensional nonhydrostatic model experiment. *J. Geophys. Res.*, **109**, C09S07, doi:10.1029/2003jc001850.
- [5] Nakamura, T., T. Toyoda, Y. ishikawa and T. Awaji, 2006: Effects of tidal mixing at the Kuril Straits on the North Pacific ventilation: Adjustment of the intermediate layer revealed from numerical experiments. *J. Geophys. Res.*, **111**, C04003, doi:10.1029/2005jc003142.
- [6] Ohshima, K.I., M. Wakatsuchi, Y. Fukamachi, and G. Mizuta 2002: Near surface circulation and tidal currents of the Okhotsk Sea observed with satellite drifters. *J. Geophys. Res.*, **107(c11)**, 3195, doi:1029/2001JC001005.
- [7] Ohshima, K.I., D. Simizu, M. Itoh, G. Mizuta, Y. Fukamachi M. Wakatsuchi, 2004: Sverdrup balance and the cyclonic gyre in the Sea of Okhotsk. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 513-525.
- [8] Spall, M.: Buoyancy-forced circulation around islands and ridges. *J. Mar. Res.*, **58**, 957-982.
- [9] Tatebe, H. and I. Yasuda: Oyashio southward intrusion and cross-gyre transport related to diapycnal upwelling in the Okhotsk Sea *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 2327-2341.
- [10] Wakatsuchi, M., and S. Martin, 1991: Water circulation of the Kuril Basin of the Okhotsk Sea and its relation to eddy formation. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **47**, 152-168.
- [11] Yasuda, I. 1997: The origin of the North Pacific Intermediate Water. *J. Geophys. Res.*, **102**, 893-909.