HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	日本海深層循環における底層水の形成
Author(s)	荘司, 堅也; 磯田, 豊; 久万, 健志 他
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 65(1), 17-29
Issue Date	2015-03-16
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.65.1.17
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/58037
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.65.1.17.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北 大 水 産 彙 報
65(1), 17-29, 2015.
DOI 10.14943/bull.fish.65.1.17

日本海深層循環における底層水の形成

荘司　堅也[1)]・磯田　　豊[1)]・久万　健志[1)]・荒巻　能史[2)]

(2014 年 11 月 21 日受付，2014 年 12 月 15 日受理)

Formation of the Bottom Water in the Abyssal Circulation in the Japan Sea

Kenya SHOJI[1)], Yutaka ISODA[1)], Kenshi KUMA[1)] and Takafumi ARAMAKI[2)]

Abstract

The abyssal waters in the Japan Sea vertically consist of the homogeneous Bottom Water (BW) and the weak-stratified Deep Water (DW). The formation of BW was inferred based on the spatial difference of their recent warming trends in potential temperature from 2000 to 2007 and the snapshot hydrographic observation in 2007 around a benthic front on the shallower sill region between the Yamato Basin (YB) and the Japan Basin (JB). It is found that there is no significant change in the thickness of BW, but both BW and DW showed clear warming trends. Geothermal heating from the seabed with order of 10^2 mW m^{-2} is plausible candidate having potential to cause the vertical mixing of BW and its reasonable warming trend with order of 10^{-3} °C yr^{-1}. Considering upward advection of such heating from BW, the warming trends of DW at YB and JB are respectively examined using the one-dimensional advection-diffusive equation. The results suggest the existence of horizontal abyssal density current between both basins, i.e., on the sill, which was consistent with the snapshot spatial distributions of salinity and dissolved oxygen. If this local abyssal circulation may be continuously generated by the horizontal density gradient between both basins, the thickness of warming and vertical mixed BW will be always restricted by the sill depth.

Key wards : Japan Sea, abyssal circulation, geothermal heating, density current

諸　　言

日本海の表層水 (対馬暖流水) は 200 m 以浅の海峡を通してのみ，東中国 (シナ) 海・西部北太平洋・オホーツク海と接続しているため，平均水深が千 m を超える日本海深層域はこれらの接続海から完全に孤立している。それゆえ，日本海の深層水は「日本海固有水」とも呼ばれ，数百 m の水深で 1°C 以下となる非常に冷たい水塊となる。深層水の形成域は日本海北部にあり，その起源は冬季海面冷却による表層冷却水の沈降と考えられている。Gamo and Horibe (1983) は深層水の 0.01°C オーダのポテンシャル水温変化に注目し，日本海の深層水は単一の水塊ではなく，2,000 m～2,500 m 以深で水温が鉛直的にほとんど変化しない「底層水 (Bottom Water ; 以下，BW と略す)」と，それ以浅で弱いながらも水温成層を示す「深層水 (Deep Water ; 以下，DW と略す)」の二水塊に分類されることを示した。さらに，炭素 14 データを用いた BW 領域のボックスモデル計算より, BW の平均滞留時間として約 300 年，BW への沈降輸送量として 1.3×10^3 km^3yr^{-1} を見積もっている。Gamo et al. (1986) の研究では，16 年間 (1969 年～1984 年) の溶存酸素の鉛直プロファイルを比較し，BW 内の溶存酸素の低下と BW の厚さの減少傾向から，近年，新しい BW の供給が弱まっていることを指摘している。それゆえ，鉛直均一な BW は 1969 年以前のある寒い冬の年，高酸素の BW が底層流として多量に供給されたとき，活発な底層鉛直混合によって形成された可能性を示唆している。その後の研究は，異なる放射性核種を用いた平均滞留時間の再計算に多くの努力が注がれたが (例えば，Harada and Tsunogai, 1986 ; Watanabe et al., 1991 ; Tsunogai et al., 1993 ; Chen et al., 1995 ; Kumamoto et al., 1998 ; Riser et al., 1999 ; Postlethwaite et al., 2005 など)，数百年オーダであることに変わりはなかった。

最近，このような BW は日本海内でも同じ水塊特性をもって分布していないことが次第に明らかになってきた。特に，Senjyu et al. (2005) では日本海の大和海盆 (Yamato Basin ; 以下，YB と略す) と日本海盆 (Japan Basin ; 以下，JB と略す) の間にある浅瀬域 (Sill ; 以下，SL と略す) の底層には benthic front が存在し，両海盆の BW を分離していることを示した。彼らの 2002 年の観測では，YB 側 BW の水温値は JB 側よりも 0.03°C ほど高く，溶存酸素は YB 側 BW が約 3 μmol/kg ほど低い傾向がある。さらに，YB 側 BW ボックス内の熱収支と酸素収支の組み合わせ計算

[1)] 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*)
[2)] 独立行政法人 国立環境研究所
(*National Institute for Environmental Studies*)

から, JB から YB へ benthic front を横切って $4.2\times10^4\,m^3s^{-1}$ (〜$1.3\times10^3\,km^3yr^{-1}$) 程度の水平輸送量がなければならないことも見積もっている。この輸送量は先に紹介した BW への沈降輸送量 (Gamo and Horibe, 1983) とほぼ同じオーダであることは興味深く，底層沈降水により JB 側 BW から YB 側 BW へ海水が押し出されている様子がイメージされる。

Senjyu et al. (2005) の観測以降，JODC (Japan Ocean Date Center) に登録されている YB と JB の境界領域の海洋観測点数は 2000 年〜2007 年の 8 年間で急増している。本研究ではこの 8 年間の水温データの解析を行い，Minami et al. (1999) や Cui and Senjyu (2010) でも指摘されている近年の中深層水温上昇に注目し，両海盆及び水深毎に異なる水温上昇率の相違から両海盆間で生じる SL 上の深層密度流を推測する。次に，両海盆境界付近で我々が 2007 年に実施したスナップショット的な海洋観測結果から，推定された深層密度流との整合性について議論する。本研究ではこれらの解析・観測結果をもとに，BW の鉛直均一性及び水温上昇の原因には海底からの地熱流量の寄与が大きく，水温上昇しながらも 8 年間で比較的安定した BW の厚さ (BW-DW 間の境界水深) に関しては両海盆間の SL 上を流入流出する深層密度流により維持されていることを提案する。すなわち，現在でも観測される BW が過去の一時期多量に形成された鉛直混合水の名残ではなく，海盆間の深層密度流により常に維持される BW であることを主張するものである。最後に，海底加熱強制による単純な数値モデル実験を用いて，提案した BW 形成メカニズムの再現性と今後の課題について考察する。

方　　法

解析資料とスナップショット海洋観測

本解析では Fig. 1(a) に示した 3 海域の区分を行い，JB は 41°N〜43°N，136°E〜139°E の矩形枠内，SL は 39.5°N〜40.5°N，136°E〜139°E の矩形枠内，YB は 37°N〜39°N，134°E〜137°E の矩形枠内を設定した。各海域内で JODC (Japan Ocean Date Center ; ホームページは http://www.jodc.go.jp/) に登録され, JB は 3,000 db 以深, SL は 2,000 db 以深, YB は 2,500 db 以深の水温・塩分値を有する観測点を選択した。ただし，登録されていた塩分値 (Salinity ; 以下，Sal と略す) は CTD (Conductivity Temperature Depth) の Sal 検定が行われていない生データと思われ，航海毎の値のばらつきが非常に大きかった。それゆえ，Sal 値は解析に使用せず，現場水温をポテンシャル水温 (Potential Temperature ; 以下，*PT* と略す) に換算し，解析期間を 2000 年〜2007 年に限定して使用した。選択された観測点は Fig. 1(a) に示した丸印であるが，●印は 1 db 間隔のデータが登録された観測点，○印は 500 db 毎の基準層データのみが登録されていた観測点である。

北海道大学水産学部附属練習船おしょろ丸を用いたスナップショット海洋観測は，YB と JB の境界域を挟む海域において，2007 年 11 月 5 日〜10 日に実施した。観測点は Fig. 1(b) に●印で示した Stn. 1〜29 の計 29 点であり，観測項目は SEA BIRD 社製 SBE 19plus の CTD で計測した *PT*・Sal 値と同社製 SBE 43 の DO センサーで計測した溶存酸素 (Dissolved Oxygen ; 以下，DO と略す) である。データの測定間隔は 1 db 毎である。これらの観測点は Fig. 1(b) の実線で繋げた 3 本の観測線，(1) JB 南東部海域を横断する JB 線, (2) JB と YB の境界である SL を横断する SL 線, (3) YB のほぼ中央部を横断する YB 線で構成される。Fig. 1(b) の○印を繋げた破線は 3 本の観測線上の観測点 (Stn. 22・13・7・6・5・4) と YB 北東側の Stn. 18 を結んだ観測線であり，これらは両海盆を横断する断面図を作成する際に選んだ観測点である。本観測海域の中深層 (約 500 m 以深) の塩分変化は 0.001 psu オーダの測定精度限界に近いため，そのオーダで描いた Sal 分布図はばらつきの大きな結果を示すことになる。なお，本観測では Sal 及び DO 検定を行っていないために定量的な値の議論ができず，両分布図に関しては相対的な濃度勾配に関する記述となる。

結果および考察

8 年間における BW と DW の経年変化

BW-DW 間の境界面水深の経年変化

Fig. 1(a) に●印で示した観測点 (1 db 間隔データ地点) の *PT* 値を用いて BW-DW 間の境界面水深を特定し，その値の経年変化を Fig. 2 に示した。この境界面は *PT* が均一な BW 上部に存在するため，*PT* 鉛直プロファイルの鉛直 2 階微分の極大値より判断し，その水深を決定した。図中の○印は YB，●印は JB の境界面水深であり，各海域の 8 年間平均値の 95% 信頼区間幅を図の右端に示した。両海域とも，経年変化のばらつきよりも観測地点による空間的なばらつきの方が大きい。両海域の 8 年平均値は統計的に十分有意な差があり，YB の方が浅くて 2,052 db, JB の方が深くて 2,461 db となり，その水深差は約 400 db である。少なくとも，この 8 年間でみる限り，境界面の上昇もしくは下降の有意な線形トレンドはないと判断される。

PT 上昇率の海域・水深による相違

BW-DW 間の境界面水深の有意な線形トレンドは認められなかったが，中深層水の水柱全体において，統計的に有意な *PT* 上昇は存在する (図は省略)。Table 1 は Fig. 1(a) に示した全データを用いて，8 年間における 3 海域毎，水深毎の 8 年平均 *PT* 値と線形トレンドの傾き値を 95% の信頼区間幅とともに 500 db 間隔毎に示した。全ての水深・海域において *PT* が上昇傾向にあるが，ばらつきの比較的小さな 2,000 db 以深では，3 海域で *PT* 上昇率に明らかな相違がみられる。SL と YB は似たような *PT* 上昇率 ($2.5\sim3.0\times10^{-3}$ °C yr^{-1}) を示し，同水深 (DW にある 2,000 db と 2,500 db) の JB の上昇量 (約 1.3×10^{-3} °C yr^{-1}) の約 2 倍もある。

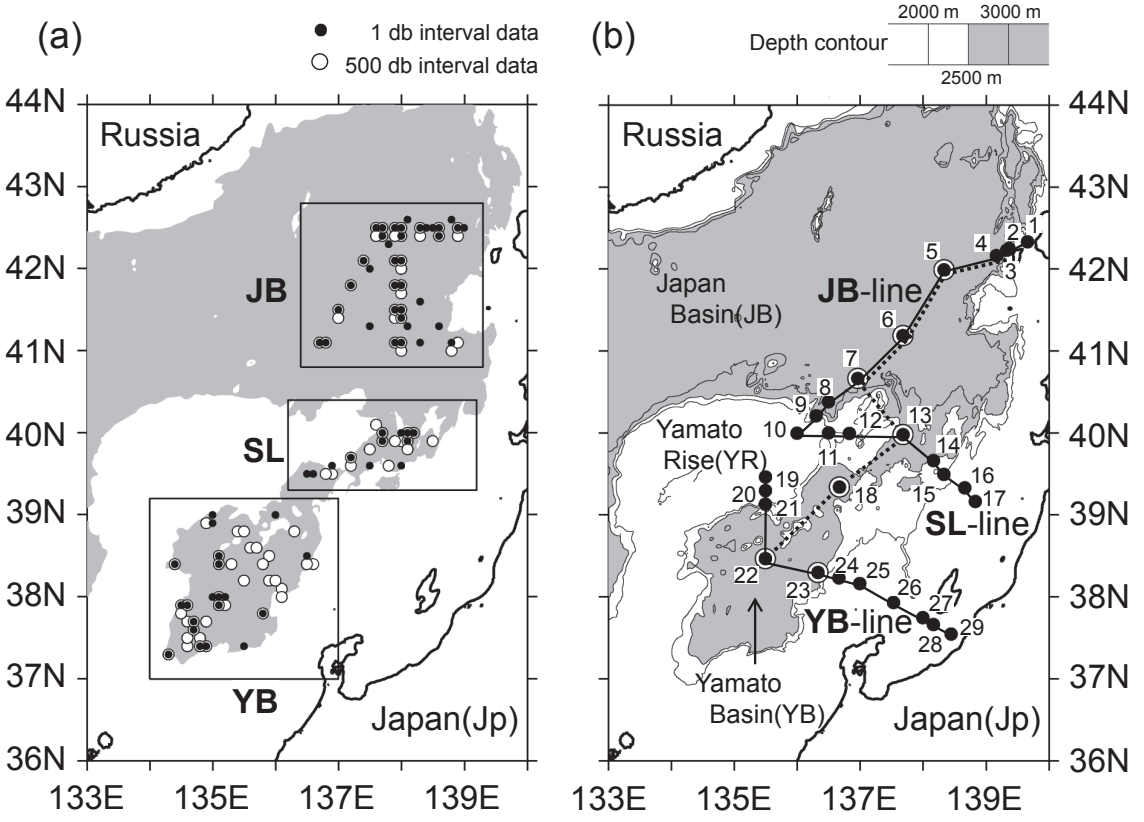

Fig. 1. (a) Location of sampling stations of JODC hydrographic data during 2000–2007. Three box-areas of the named JB, SL and YB are selected in the present study. Closed and open circles indicate the stations including 1 db and 500 db interval data with deeper than 2,500 m (gray color area), respectively. (b) Bottom topography around the sill area between YB and JB, and the location of hydrographic stations observed during 5–10 November 2007. These stations are constructed by three observation lines of the named JB-line, SL-line and YB-line. The stations with open circles overlapped by closed circles are selected to make the vertical section across the both basins (Stns. 22, 12, 7, 6, 5 and 18).

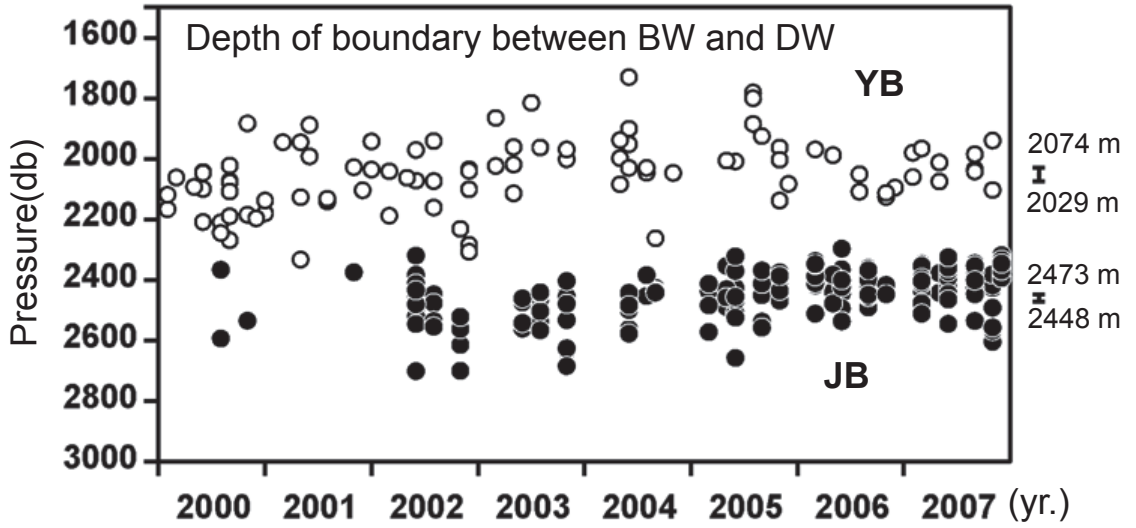

Fig. 2. The time series of the boundary depth between BW and DW during 2000–2007. Open and closed circles denote those of YB and JB, respectively. Vertical bar at the right hand side shows 95 % confidence interval of mean value.

JB の BW (3,000 db と 3,500 db) の *PT* 上昇率 (約 2.1×10^{-3} ℃ yr^{-1}) は，その上層側の DW よりも大きく，YB の BW よりも小さい傾向にある。

Table 1 とほぼ同じ結果を示すが，1 db 間隔データ (Fig. 1(a) の●印測点) のみを用いて作成した YB 矩形枠内は 2000 年と 2007 年，JB 矩形枠内は 2002 年と 2007 年 (2000

Table 1. Mean values and liner trends of *PT* with 95 % confidence interval for 8 years during 2000 to 2007 at each box-area.

Sea area	Pressure (db)	PT (°C)	Linear trend ($\times 10^{-3}$ °Cyr^{-1})
JB	500	0.627	7.34 ± 4.88
	1,000	0.267	2.48 ± 2.02
	1,500	0.145	1.21 ± 1.08
	2,000	0.100	1.30 ± 0.69
	2,500	0.077	1.30 ± 0.53
	3,000	0.075	2.05 ± 0.51
	3,500	0.075	2.17 ± 0.51
SL	500	0.546	10.57 ± 8.03
	1,000	0.221	6.21 ± 3.05
	1,500	0.129	3.76 ± 1.75
	2,000	0.093	2.98 ± 1.24
	2,500	0.080	2.41 ± 1.30
YB	500	0.539	3.60 ± 8.20
	1,000	0.204	4.20 ± 2.84
	1,500	0.120	2.96 ± 1.64
	2,000	0.092	2.48 ± 1.25
	2,500	0.088	2.62 ± 1.16

年と 2001 年はデータ数が少ないため) の年平均 *PT* 鉛直プロファイルを作成し，それぞれ Fig. 3(a)(b) に示した。図中の横破線は両海盆で異なる BW-DW 間の平均境界水深を示し，*PT* 値は対数で表示している。両年の *PT* 差を 7 年で割った上昇率 *d*(*PT*)/*dt* を 300 db 間隔で計算し，その鉛直プロファイルをそれぞれ Fig. 3(c)(d) に示した。この d(*PT*)/dt と Table 1 は同様な傾向を示し，YB の上昇率は BW 内でほぼ一定の 2.5×10^{-3} °C yr^{-1}，DW では水深が浅くなるにつれて増加し，500 db 付近で最大の 1.0×10^{-2} °C yr^{-1} となる。JB の上昇率は 2,000 db 付近で極大値 1.5×10^{-3} °C yr^{-1}，水深 1,000 db 付近で極小値 5.0×10^{-4} °C yr^{-1} となり，さらに水深が浅くなると再び上昇率は増加する。

鉛直 1 次元モデルを用いた *PT* 上昇の考察

上方からの鉛直熱拡散で *PT* 上昇を説明する試み

はじめに，次式の鉛直 1 次元拡散方程式の差分式を用いて，上述した *PT* 上昇量がどれだけ説明し得るかについて検討する。

$$\frac{\partial PT}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(Kz \frac{\partial PT}{\partial z} \right) \qquad (1)$$

ここで，*t* は時間，*z* は上向きを正とした鉛直軸であり，

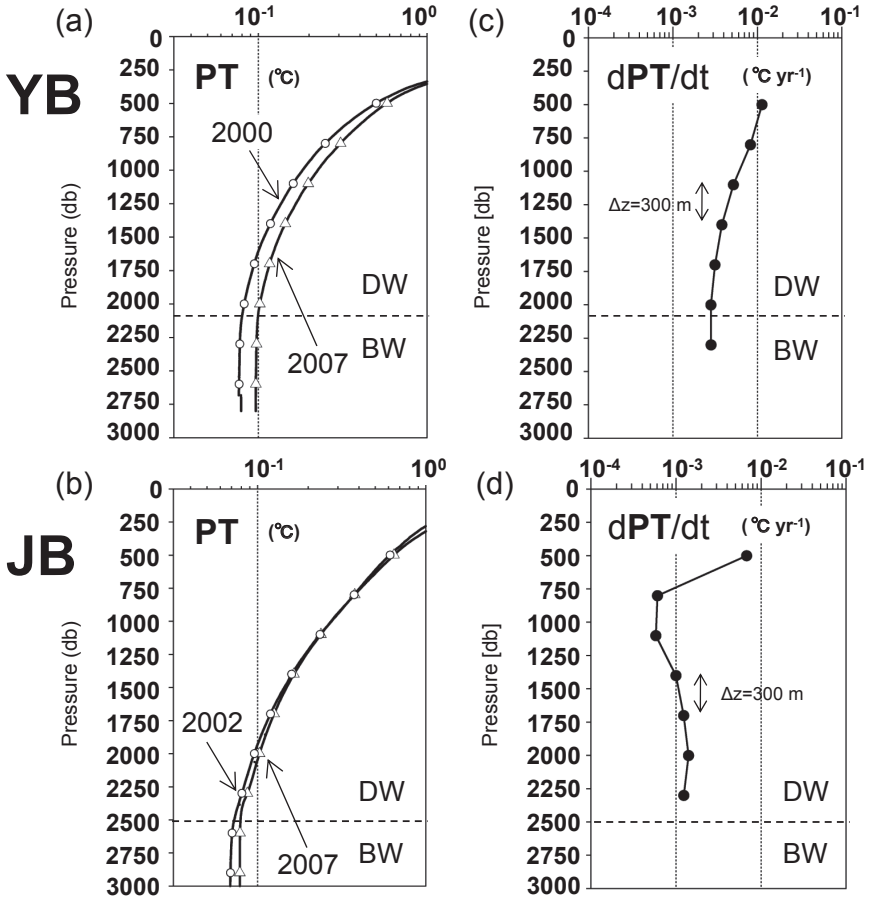

Fig. 3. Annual-mean vertical profiles of *PT* in (a) 2000 and 2007 at YB box-area, and in (b) 2002 and 2007 at JB box-area. Vertical profiles of annual warming rate *dPT/dt* at (c) YB and (d) JB box-areas, calculated from the profiles of Figs. 3(a) and (b).

Kz は z 方向に可変の鉛直渦拡散係数である。YB の場合，(1) 式左辺の時間変化項は Fig. 3(c) の PT 上昇率を与え，右辺拡散項の PT 鉛直勾配は Fig. 3(a) の 2000 年と 2007 年の平均鉛直プロファイルから計算する。よって，未知数は $Kz(z)$ のみとなり，(1) 式を鉛直刻み $\Delta z = 300$ m で差分化し，任意の鉛直格子 i における鉛直渦拡散係数を Kz_i，時間間隔を $\Delta t_7 = 7$ yr，2000 年を n ステップ，2007 年を n+1 ステップと表示すると，

$$\frac{PT_i^{n+1} - PT_i^n}{\Delta t_7} =$$

$$\frac{\Delta PT_{7i}}{\Delta t_7} = \frac{1}{\Delta z}\left(Kz_{i+1}\frac{PT_{i+1}^{n+1/2} - PT_i^{n+1/2}}{\Delta z} - Kz_i\frac{PT_i^{n+1/2} - PT_{i-1}^{n+1/2}}{\Delta z}\right) \tag{2a}$$

の差分式より，鉛直格子 i+1 と i における Kz の関係式が得られる。すなわち，

$$Kz_{i+1} = \frac{\Delta z^2 \Delta PT_{7i} + \Delta t_7 Kz_i\left(PT_i^{n+1/2} - PT_{i-1}^{n+1/2}\right)}{\Delta t_7\left(PT_{i+1}^{n+1/2} - PT_i^{n+1/2}\right)} \tag{2b}$$

なお，本計算において格子 $i = 1$ では $Kz_0 = Kz_1$ を仮定して，下記の式を用いて初期値 Kz_1 を予め求めておく。

$$Kz_1 = \frac{\Delta z^2 \Delta PT_{71}}{\Delta t_7\left(PT_2^{n+1/2} - 2PT_1^{n+1/2} + PT_0^{n+1/2}\right)} \tag{3}$$

ここでは計算結果は示さないが，両海盆ともに，計算された Kz_i は水深の増加と伴に急増し，DW 内の値が 10^{-1}〜10^2 cm^{2}s^{-1} の 3 オーダも変化する。また，BW 内では PT 鉛直勾配が非常に小さいため，10^3 cm^{2}s^{-1} 以上の極端に大きな Kz_i 値となる。このように，PT 上昇を鉛直熱拡散のみで説明しようした場合，水深方向に急増する Kz_i とその最大値として 10^3〜10^4 cm^{2}s^{-1} 程度の値が必要となる。潮流振幅が太平洋側に比べて十分小さな日本海深層において，10^3 cm^{2}s^{-1} を超える Kz_i が見積もられるような大きな乱流現象があるとは考え難い。以上の結果より，深層への沈降水が完全に停止したとしても，BW 内の 7 年間の PT 上昇量を上方からの鉛直熱拡散だけで説明することは不可能と判断される。

BW の *PT* 上昇の原因を地熱としたときの地熱流量の概算

日本海の海底から供給される地熱流量は，北太平洋側の海域に比べて高い傾向がある (例えば，Yamano et al. (1996))。ここでは，YB の BW 内の PT 上昇を引き起こした熱量増加率 ΔQ を概算する。BW の厚さは d〜750 m，平均 PT 上昇率は Fig. 3(c) より ΔPT〜2.55×10^{-3} °C yr^{-1} なので，海水密度を $\rho = 1{,}025$ kg m^{-3}，海水の比熱を $c = 4.0 \times 10^3$ J kg^{-1} °C^{-1} としたとき，単位時間，単位面積当たりの熱量増加率は $\Delta Q = c(\rho d)\Delta PT$〜250 mW m^{-2} となる。この概算値は水平的な熱交換を考慮していないものの，Yamano et al. (1996) が提示した地熱フラックス観測値 97 ± 12 mW m^{-2} とほぼ同じオーダにある。

この結果は YB の PT 上昇に対して地熱流量の影響が無視できないことを示す。ただし，海底からの熱供給が PT 上昇に支配的であれば，まずは BW 内で鉛直対流が生じ，その下方からのエントレインメントによって DW を取り込みながら，BW の厚さが上方に向かって次第に増加すると考えられる。しかし，前節で述べたように，BW と DW の境界面水深は本解析の 8 年間でほとんど変化していない。PT 上昇に地熱流量の影響はあるものの，BW と DW の境界面水深が固定されたまま，PT 上昇を説明し得る何らかの物理的要因がなければならない。

下方からの鉛直上向き熱移流で *PT* 上昇を説明する試み

Senjyu et al. (2005) は SL 上の benthic front を横切って，JB から YB への流入量 (1.3×10^3 km^3 yr^{-1}) を概算し，この概算値をもとに YB における BW と DW の境界面を横切る鉛直上向きの流速が 10^{-4} cm s^{-1} オーダであることを見積もった。PT 値の低い BW が鉛直上向きに移流される非定常な状態を考えれば，上方にある DW の PT 値は低下する。しかし，先にみたように観測結果は BW も DW も PT 上昇を示している。ここでは，PT 上昇する BW を境界条件として，DW の PT 上昇率を説明できるような鉛直上向きの移流速度を概算することを試みる。そのためには，PT 上昇に寄与する (i) 上方からの鉛直熱拡散効果と (ii) 下方からの鉛直熱移流効果を区別して議論しなければならない。まず，その区別の方法について説明する。

Fig. 4(a) は鉛直格子 i と $i-1$ における 2000 年と 2007 年の PT 鉛直プロファイルを太実線で模式的に表示している。各鉛直格子間で一定の上向き鉛直流速を未知数 w_i とすると，格子間隔 Δz の移流時間 Δt_w は

$$\Delta t_w = \frac{\Delta z}{w_i} \tag{4}$$

となる。正味 7 年間 Δt_7 における PT 上昇率を一定と仮定できれば，移流時間 Δt_w 後の PT 値上昇量 ΔPT_w は，$\Delta PT_7 : \Delta t_7 = \Delta PT_w : \Delta t_w$ の比例関係より，

$$\Delta PT_w = \Delta PT_7\left(\frac{\Delta t_w}{\Delta t_7}\right) \tag{5}$$

の式から計算される。この移流時間 Δt_w 後の PT 鉛直プロファイルを図中の灰色破線で示した。Fig. 4(b) は移流時間前 (2000(n) 年の太実線) とちょうど移流時間後 (2000(n)+Δt_w の灰色破線) の PT 鉛直プロファイルの模式図である。ちょうど移流時間 Δt_w であれば，下層側 $i-1$ 格子の PT 上昇量 Ah (Advective heating) は上層側 i 格子へ鉛直移流されると考えることができる。このとき，Ac (Advective cooling) 量だけ $i-1$ 格子の PT 値が低いため，その PT 差 (n 年の値で代表) だけ，i 格子の PT 上昇は抑えられる。その結果，格子 i の PT 上昇量に鉛直移流では説明できない量 Dh (Diffusive heating) が残り，この量が上方からの鉛直拡散で説明されるべき PT 上昇量と考える。このように，格子 i における PT 上昇量 $\Delta PT_{w\,i}$ は 2 つの鉛直移流効果と 1 つの鉛直拡散効果に分解することができ，

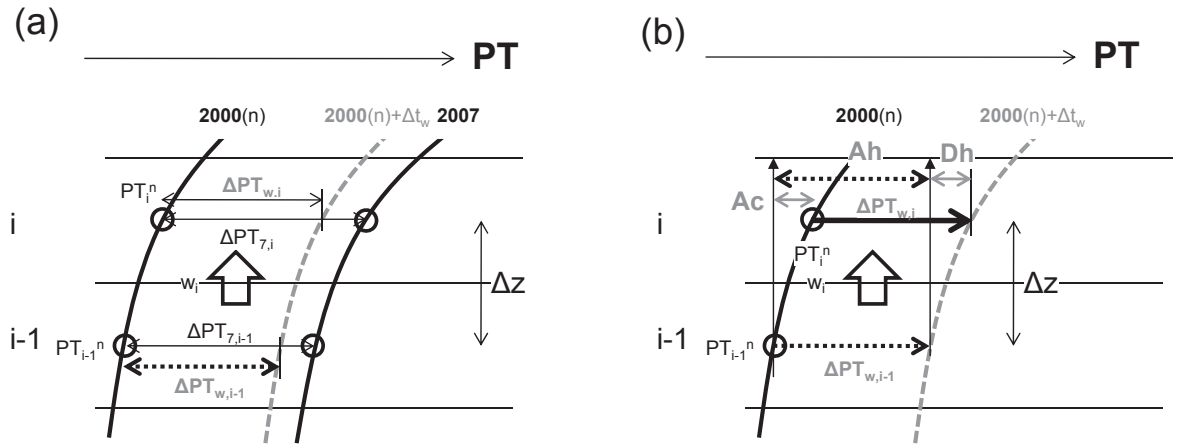

Fig. 4. The schematic illustration for the estimated method of upward velocity w_i (suffix of i is any vertical grid number) based on the observed *PT* warming rate (see the text in detail).

$$\begin{aligned} \Delta PT_{w,i} &= Ah - Ac + Dh \\ &= \Delta PT_{w,i-1} - (PT_i^n - PT_{i-1}^n) + \Delta t_w \cdot Dif \end{aligned} \tag{6}$$

と表現することができる。ここで，*Dif* は前節で議論した (2a) 式右辺の鉛直拡散項と同じ差分表示 (差分形は省略) を意味する。この (6) 式に (4)(5) 式を代入して整理すると，7 年離れた 2000 年と 2007 年の *PT* 観測値のみを用いて，未知数である鉛直流速 w_i を予測できる下記の式を得る。

$$w_i = \frac{\left[(\Delta PT_{7,i} - \Delta PT_{7,i-1}) - \Delta t_7 \cdot Dif\right]\Delta z}{\Delta t_7 (PT_{i-1}^n - PT_i^n)} \tag{7}$$

YB と JB それぞれの *PT* 値 (Fig. 3 の値) を (7) 式に代入して予測される DW 領域の上向き鉛直移流 *w* の鉛直プロファイルを Fig. 5(a)(c) に示す。この計算では鉛直渦拡散係数 *Kz* は鉛直的に一定を仮定し，妥当なオーダと思われる *Kz* = 1, 2, 4 $cm^2 s^{-1}$ とした 3 ケースの結果である。なお，△印の *Kz* = 1 $cm^2 s^{-1}$ のケースでは一部の値が表示されていないが，これは鉛直拡散項 *Dif* (上方からの加熱) が小さすぎて，(7) 式を導いたときの仮定が破綻してしまうためである。そこで，*Kz* = 2, 4 $cm^2 s^{-1}$ の結果を主にみると，1,250 db～1,500 db 付近において YB では極小，逆に JB では極大となる，両海盆で非対称性な *w* 分布が予測される。YB の BW 近傍の *w* 値は 1×10^{-4} cm s^{-1} 前後であり，これは先に述べた Senjyu et al. (2005) の概算値とも矛盾しないオー

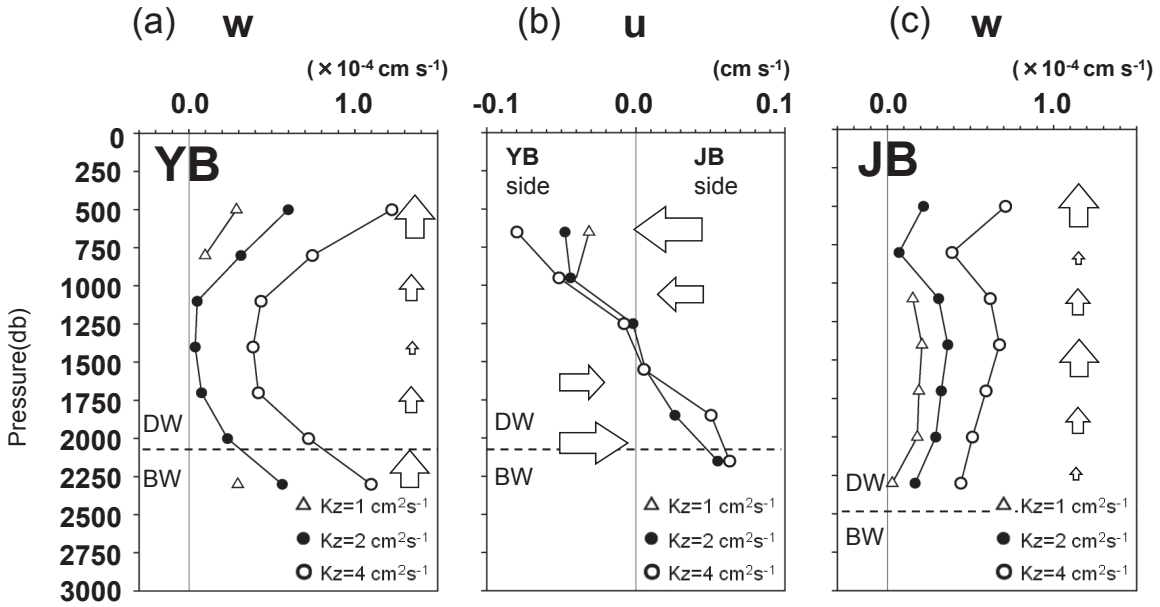

Fig. 5. Vertical profiles of the estimated upward velocity w at (a) YB and (c) JB box-areas, assuming the constant vertical eddy diffusivity of *Kz*=1, 2 and 4 $cm^2 s^{-1}$. (b) Vertical profiles of horizontal velocity *u* on the sill area, which is calculated from the continuity equation with hypothesis of semi-closed YB using the values of Fig. 5(a). Schematic arrows indicate a local abyssal circulation pattern around the sill area in the present estimation.

ダの値である。一方，JB の BW 近傍の w 値は 1 オーダ小さな 10^{-5} cm s^{-1} 程度となる結果が予測される。なお，上記の計算結果となった鉛直熱移流と鉛直熱拡散の寄与の水深変化については，$Kz = 2$ cm^2 s^{-1} のケースを例に付録 A で議論した。

YB で予測された w 値の鉛直変化 (Δw) は収束発散を意味し，YB の深層域が半閉鎖的と仮定すれば，連続の関係より YB-JB 間の境界にある SL 上には水平流が存在していなければならない。YB を矩形海盆で近似し，その海盆軸長を L_x (= 500 km) とするならば，Δw の鉛直分布より水平流速 u は次式で計算される。

$$u = -\frac{\Delta w \cdot L_x}{\Delta z} \qquad (8)$$

Fig. 5(b) が (8) 式を用いて計算された SL 上水平流速 u の鉛直プロファイルである。計算された水平流速のオーダは最大でも 0.1 cm s^{-1} 程度であり，1,250 db 以浅の発散域では JB から YB への流入，1,250 db 以深の収束域では YB から JB への流出が期待される。このような SL 上の水平流入流出は JB 側の下層発散と上層収束とも定性的には繋がり，矛盾しない結果と思われる。

しかし，上記の計算から推測された SL 上海底近傍 (1,500 db～2,000 db) の YB から JB への水平流出は，Senjyu et al. (2005) が推測した SL 上の benthic front を横切って JB から YB への水平流入とは逆センスの流向である。次節では，スナップショット海洋観測により，SL 上海底近傍において流向の異なる両水平流が数百 m の水深差をもって同時に存在していることを示す。

スナップショット海洋観測が示唆する深層密度流

両海盆を横断する観測線における *PT*・Sal・DO の鉛直断面分布

Fig. 6(a)(b)(c) は Fig. 1(b) に示した破線測線 (両海盆横断方向) 上の *PT*・Sal・DO の鉛直断面分布である。図の左側の浅い方が YB である。*PT* 図 (Fig. 6(a)) の濃い灰色領域は鉛直勾配 $\Delta PT/\Delta z$ が 5×10^{-6} °C m^{-1} 以下のほぼ均一な *PT* 値を示す BW を強調している。*PT* の薄い灰色領域は BW の上端にあり，5×10^{-6} °C m$^{-1} < \Delta PT/\Delta z < 10 \times 10^{-6}$ °C m^{-1} 程度の弱い均一水を示す。BW が存在する観測点の BW と DW の境界を○印で表示し，その境界から海底までを太実線で示して，下段に BW 内の鉛直平均 *PT* 値を表示した。この BW と DW の境界を示す○印は，Sal・DO 図にも同様に表示している。Sal 図 (Fig. 6(b)) では特徴的な中深層分布に注目し，34.062 psu 以上の水塊を 0.002 psu 毎の 3 段階の濃淡で表示し (コンター間隔は 0.001 psu 毎)，濃い灰色領域ほど Sal 値が高いことを示す。DO 図 (Fig. 6(c)) では YB 側 BW の低 DO 水が特徴的であり，4.6 mL L^{-1} 以下の低 DO 水を 0.1 mL L^{-1} 毎の 3 段階の濃淡で強調し (コンター間隔は 0.02 mL L^{-1} 毎)，DO 値が低いほど濃い灰色領域で示した。

2007 年の観測では YB 側 BW の *PT* 値は 0.099°C，JB 側 BW は 0.08°C 前後であり，両者の *PT* 差は約 0.02°C となり，SL の海底付近には benthic front が存在している。本スナップショット観測においても YB と JB の BW-DW の境界水深差は約 400 db であった。加えて，YB 側 BW の上端にある 0.1°C 前後の弱い均一水が YB から離れて JB 側 (Stn. 7) へもパッチ状に存在している (Fig. 6(a) の矢印の部分)。Sal 図は前節で示唆された SL 上水平流とも整合的な Sal 分布を示す。すなわち，JB 側の水深 600 db を中心とした高 Sal 水が YB へ拡がる様子は JB から YB への流入，YB 側

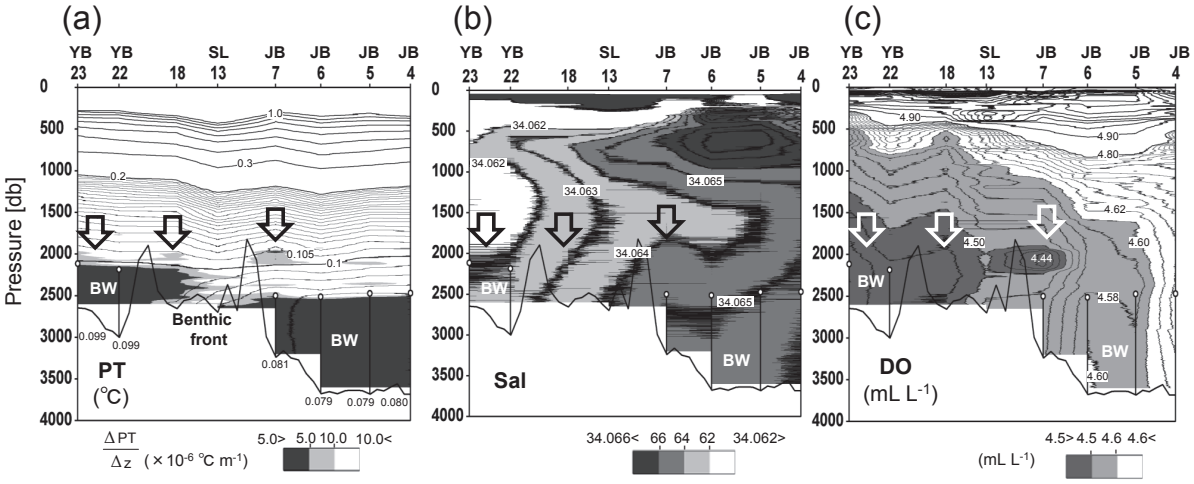

Fig. 6. Vertical distributions of (a) *PT*, (b) Sal and (c) DO along the cross-section through the sill area between YB and JB. Waters with vertical *PT* gradient below 5.0×10^{-6} °C m^{-1}, denoted by black color, are the homogeneous BW. Weak stratified waters ($5 \sim 10 \times 10^{-6}$ °C m^{-1}) , denoted by gray color and open arrows, exit at the upper limit of BW, and outflow around 2,000 db from YB to JB. The darker gray colors in Figs. 6(b) and (c) indicate relative high-salinity and low-DO waters.

の水深 1,500 db を中心とした低 Sal 水が JB へ拡がる様子は YB から JB への流出を示唆する分布と考える。なお，この高 Sal 水は Watanabe et al. (2001) で指摘された高塩分中層水 (High-Salinity Intermediate Water : HSIW) に近い Sal 値とポテンシャル密度値をもっており，本観測は HSIW の YB への移流の様子を捉えたものと考える。そして，JB 側の 2,000 db 以深にある高 Sal 水は Senjyu et al. (2005) が推測したように SL 上の benthic front に向かって底層を拡がっているようにみえる。海底近傍付近における水平流パターンは YB 底層付近を起源とする低 DO 水と JB 底層付近を起源とする高 DO 水の分布から，より明確に推測することができる。JB 側 BW の高 DO 水は *PT* 図にみられた benthic front と同様な分布を示し，JB から YB への流入を示唆する。一方，水深 2,000 db (YB 側 BW の上端) 付近を YB から JB へ延びる低 DO 水は，先にみた *PT* の弱い均一水にちょうど対応し，JB 側へ流出しているようにみえる。このように SL 上における流向の異なる二つの水平流は厚さ数百 m の benthic front の上下に分かれて存在していることが推測される。

両海盆周辺海域における *PT*・Sal・DO の三次元分布

本節では，前節で推測した SL 上の深層密度流が地球回転系の影響により三次元的な様相を呈していることを示す。図の表示の仕方は Fig. 6 と同じで，3 要素 *PT*・Sal・DO の JB･SL･YB 線上における鉛直断面分布図を Fig. 7 (a)(b)(c) に示した。

PT 図の SL 線断面には BW は存在せず，JB 側 BW の *PT* 値 (0.082℃) に近い低 *PT* 水が日本列島 (Jp) 側に偏って分布していることがわかる。白抜き矢印で示した *PT* の弱い均一水 (灰色表示) は，YB 線断面で BW 上端，SL 線断面の海底近傍で 2 カ所，JB 断面で Stn. 7 の 2,000 db 付近にパッチ状に分布している。Sal 図の YB・SL 線断面をみると，水深 500 db～1,000 db 付近 を JB から YB へ流入していると推測された高 Sal 水は北側の大和堆 (YR) 側に偏り，水深 1,500 db 付近 を YB から JB へ流出していると推測された低 Sal 水は逆に日本列島 (Jp) 側に偏って分布している。このような分布は，中層フロートブイの軌跡を解析した Choi and Yoon (2010) において指摘されている YB 内の反時計回り循環流により形成されていると考えられ

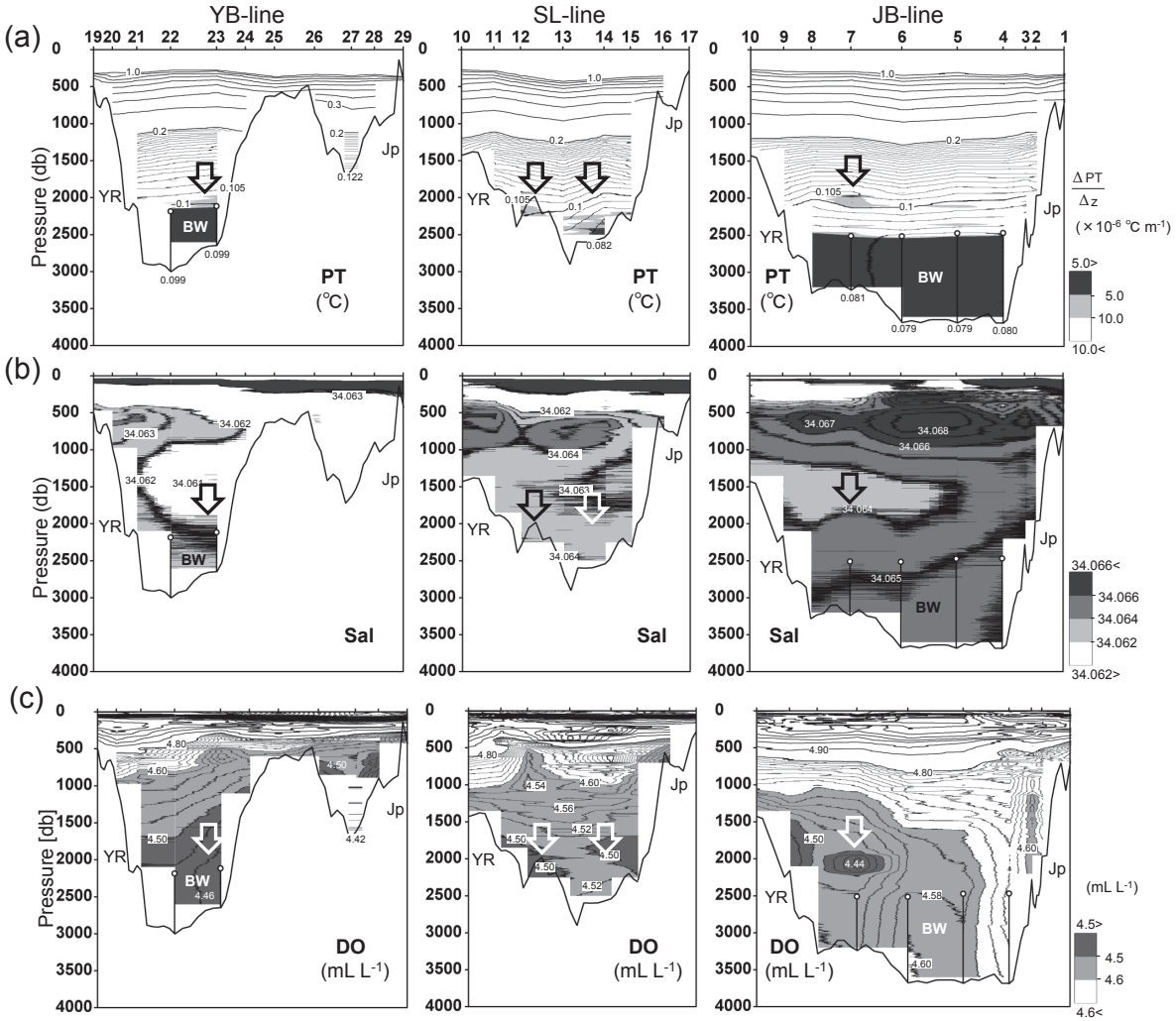

Fig. 7. The same as Fig. 6 but along YB-line (left), SL-line (middle) and JB-line (right).

る。DO 値が最も低い水塊 (4.42 mL L^{-1}) は YB 線断面の Stn. 27 の海底 (1,500 db 付近) にあり，YB 側 BW は少し DO 値の高い 4.45 mL L^{-1} である。SL・JB 線断面の低 DO 水は *PT* の弱い均一水 (灰色表示) にほぼ対応している。JB 線断面には，*PT* の弱い均一水という性質を失ったと思われる，もう一つの低 DO 水が日本列島 (Jp) 側の Stn. 3 のみ 1,000 db 以深に出現している。JB 内における反時計回り循環流の存在も Choi and Yoon (2010) によって指摘されており，YB から流出した低 DO 水が反時計回りに移流され，Stn. 3 に出現した可能性が示唆される。

非回転系静水圧モデルを用いた SL 上深層密度流の再現

日本海の深層域の密度成層は非常に弱く，浮力振動数はコリオリパタメータ (～10^{-4} s^{-1}) と同程度，内部変形半径は数 km オーダとなる。すなわち，深層密度流に伴う水平運動と鉛直運動は同程度の空間スケールとなり，日本海の深層循環流を正しく理解するためには，回転系非静水圧の力学を扱う必要がある。それゆえ，静水圧近似の数値モデルを用いた日本海の表層循環流の研究は数多くあるものの (例えば，Hirose et al., 2005, 2007 ; Yamamoto and Hirose, 2009 など)，非静水圧計算アルゴリズムの煩雑さと小さくすべき空間格子の限界 (数十 m オーダ) の問題から，非静水圧を考慮した深層循環流の再現に成功した研究はまだない。

上記の理由により，表層循環流を表現するのと同じ回転系静水圧モデルを用いて，深層密度流の再現に失敗するのは当然の結果である (詳細は後述)。回転系非静水圧条件において，観測された benthic front を横切る密度流がどのような力学で駆動されるのかは将来の課題である。そこで，本研究では非現実的ではあるものの，benthic front を挟む両海盆の密度差で駆動される密度流を非回転系静水圧モデルで表現する数値実験を行った。この実験の目的は，benthic front の地衡流バランスを崩して，水平密度差に応答する密度流が存在すれば，両海盆における BW-DW の有意な境界水深差を生じさせ，継続的な海底熱供給があろうとも BW の厚さが維持される可能性を示すことにある。

モデルの計算条件

計算に用いた数値モデルは静水圧近似の POM (Princeton Ocean Model : Blumberg and Mellor, 1987) であり，Fig. 8(a) に示すように水深の異なる JB・SL・YB を模した矩形モデルを作成した。モデルの一層目は水深 500 m を内部境界面とした還元重力に変更し，鉛直方向には 21 層のシグマ座標とした。初期場の塩分は全て 34 psu 一定とし，水温は近年の DW 領域の観測値を参考にして，Fig. 8(b) に示す指数関数的な水温鉛直プロファイルを計算領域一様に与え，BW は表現しなかった (Fig. 8(a) の A–A′ 断面で表示)。鉛直渦粘性 (拡散) 係数は，前節の考察で妥当なオーダと判断された $Kz = 2$ $cm^2 s^{-1}$ を使用した。また，水深 500 m (一層目) とした内部境界面の水温値を 0.6°C に固定し，上方からの熱拡散の影響を表現した。モデル強制として，海底から 250 mW m^{-2} の地熱流量 (本研究の概算値) を計算領域全体に与え続け，下方からの加熱による水温逆転 (または，密度逆転) は対流調節により瞬間的に鉛直混合させた。このように本モデルは，上方・下方どちらからも加熱されるだけの計算となり，非定常な過程が表現される。そこで，数値積分は BW が存在しない初期場から BW が十分に発達する 40 年までとし，Fig. 8(a) の A–A′ 断面における 40 年目の水温場のみを表示する。他の計算パラメータは Table 2 にまとめて示す。

モデル実験は次の 3 ケース行った。benthic front を横切る密度流を表現するための非回転系 (コリオリパタメータ

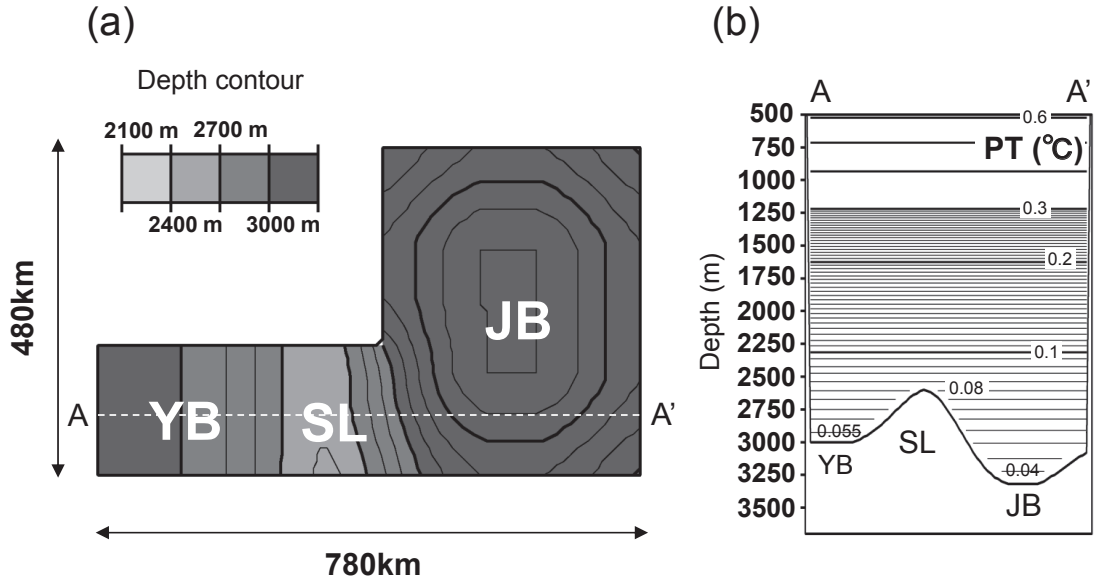

Fig. 8. (a) Model topography for two basins (JB and YB) and one sill (SL). (b) Vertical distribution of initial *PT* value and the bottom topography across the A–A′ line in Fig. 8(a).

Table 2. Parameters used in the POM model

external mode time step Δt_e (s)	150
internal mode time step Δt_i (s)	1,350
grid spacing Δx (m)	5,000
grid spacing Δy (m)	5,000
horizontal kinematic viscosity A_M ($m^2 s^{-1}$)	1,000
horizontal heat diffusivity A_H ($m^2 s^{-1}$)	200
vertical kinematic viscosity K_M ($m^2 s^{-1}$)	0.02
vertical diffusivity K_H ($m^2 s^{-1}$)	0.02
surface reduce gravity ($m^2 s^{-1}$)	0.001
bottom friction coeffcient	0.0025

$f = 0$) の実験では，SL 地形の影響を調べるために，一定水深 3,250 m をケース 1，Fig. 8(a) の地形をケース 2 とした。ケース 3 は回転系静水圧モデルであり，benthic front を横切る密度流がなぜ表現できないのか示すために，ケース 2 に回転の効果 ($f = 10^{-4} s^{-1}$) を加えた計算を行った。

モデル計算結果

水深一定のケース 1 の結果 (Fig. 9(a)) は，海底加熱により海底近傍から鉛直対流が生じ，下方からのエントレインメントによって上方の成層水 (DW) が取り込まれ，鉛直均一な BW が次第に発達し，40 年後の BW-DW の境界水深は 2,000 m にまで達することを示す。このケースでは水平密度勾配が存在しないので，水平密度流は全く励起されない。

ケース 1 と同じ海底加熱条件でも，ケース 2 (Fig. 9(b)) では SL が存在することにより，水深が異なる両海盆間の水平密度差で水平密度流が駆動される (ここでは流速場は示めさず，模式的な矢印で水平流を表現)。ケース 1 とは大きく異なり，駆動された水平密度流によって，ある水深以上の BW の発達が抑えられていることがわかる。この計算結果は観測された *PT* 断面図 (Fig. 6(a)) とも定性的にはよく似ており，0.01～0.03°C の水温勾配をもった SL 上の benthic front や両海盆で水深が異なる BW-DW の境界面が再現されている。JB 側 BW の上端は JB から YB への水平流入の下部，YB 側 BW の上端は YB から JB への水平流出の下部に位置し，これら流向の異なる水平密度流が両海盆における BW-DW の境界水深差を生じさせている。このような水温及び流れ分布パターンは，海底加熱強制がある限り維持される。これは SL 上の水平密度差が両海盆の BW 水温が共に上昇することで維持され，benthic front を横切る定常的な水平密度流が発生しても，水温上昇する海底前線として benthic front が常に存在し得るためである。ただし，観測結果にいくら似ていても，非回転系モデル (ケース 2) の計算結果が現実的と判断することは危険である。あくまでも，両海盆間の密度差に駆動された水平密度流が存在することを前提にしたモデル結果である。

実際，上述のケース 2 に回転効果を加えたケース 3 (Fig. 9(c)) では，鉛直均一な BW の厚さはケース 1 と同程度にまで発達してしまい，SL 上では計算時間と共に水温水平勾配が大きくなる強固な benthic front が形成される。これは SL 上の benthic front を挟む両海盆の密度差 (圧力差) が地衡流バランスしてしまい，benthic front に沿った方向の流れが卓越し，ケース 2 では容易に駆動された front を横切る密度流が強く抑制されたためである。

お わ り に

本研究のまとめとして，日本海の中深層における *PT* 資

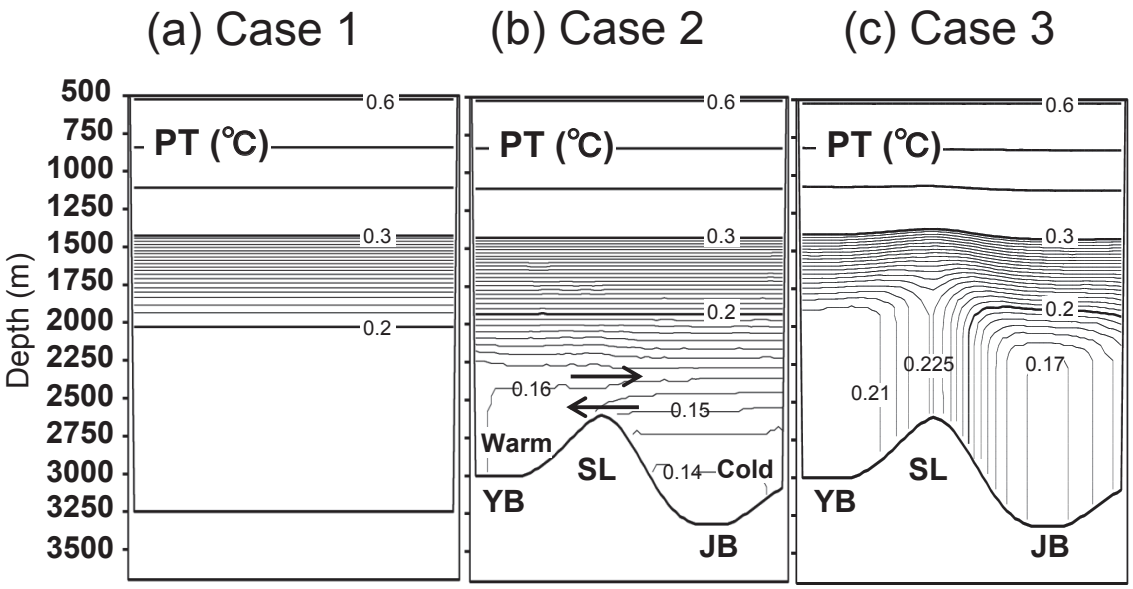

Fig. 9. Vertical distributions of calculated *PT* across the A–A′ line at time of 40 years in the Cases of (a) a flat bottom with no-rotation system (Case1), (b) SL-topography with no-rotation system (Case2) and (c) SL-topography with rotation system (Case 3).

料解析・*PT* 上昇率に関する鉛直 1 次元モデルの考察・スナップショット海洋観測・非回転系の数値モデル実験から推測された深層密度流の模式図を Fig. 10 に示す。日本海北部海域で海面冷却により BW まで沈降した深層水の供給量 (Gamo and Horibe, 1983) は，YB と JB の間にある SL 上の benthic front を横切って JB から YB へ供給される量 (Senjyu et al., 2005) と同程度である。それゆえ，YB における鉛直上向き流は JB よりも 1 オーダ大きく，本研究の概算値として 10^{-4} cm s^{-1} が見積もられた。また，BW の鉛直均一性及びその *PT* 上昇量は，上方からの熱拡散のみでは定量的に説明することは不可能であり，10^2 mW m^{-2} オーダの地熱流量の寄与を考慮しなければ説明できない。この地熱流量の寄与を想定した鉛直上向きの熱移流を考慮し，両海盆の DW 内 *PT* 上昇率の相違を説明する過程において，1,250 db 以浅で JB から YB への流入，1,250 db 以深で YB から JB への流出となる SL 上の水平密度流の存在が推測された。このような水平密度流の存在は，2007 年に実施したスナップショット海洋観測の Sal・DO 分布からも間接的に支持された。そこで，不完全なモデル設定 (非回転系静水圧) ではあるものの，継続的な海底加熱強制のもと，SL 地形を介して両海盆間の密度差で容易に駆動される水平密度流を表現したモデル実験を行った。その結果，SL 上に形成された benthic front を横切る水平密度流により BW の発達が抑えられ，*PT* 上昇しながらも両海盆における BW-DW の境界水深差を生じさせる可能性が示唆された。このとき，JB 側 BW の上端は JB から YB への水平流入の下部，YB 側 BW の上端は YB から JB への水平流出の下部に位置しており，計算された BW の厚さは観測結果とも似ている。

上記の結論は，benthic front を横切る水平密度流が常に励起されることを前提に成立する解釈である。しかしながら，このような水平密度流は回転系静水圧モデルでは再現できない。日本海深層域のような非常に弱い成層状

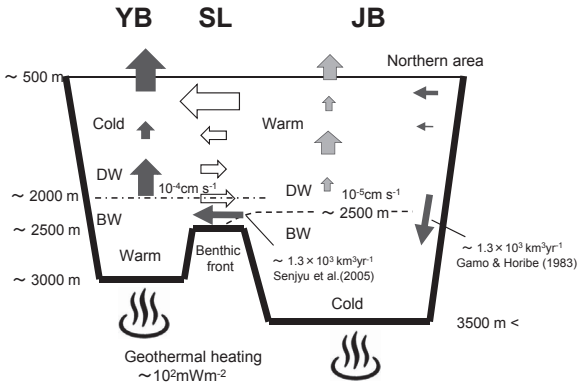

Fig. 10. Schematic illustration for a local abyssal circulation around the sill area in our summary as for the formation of BW.

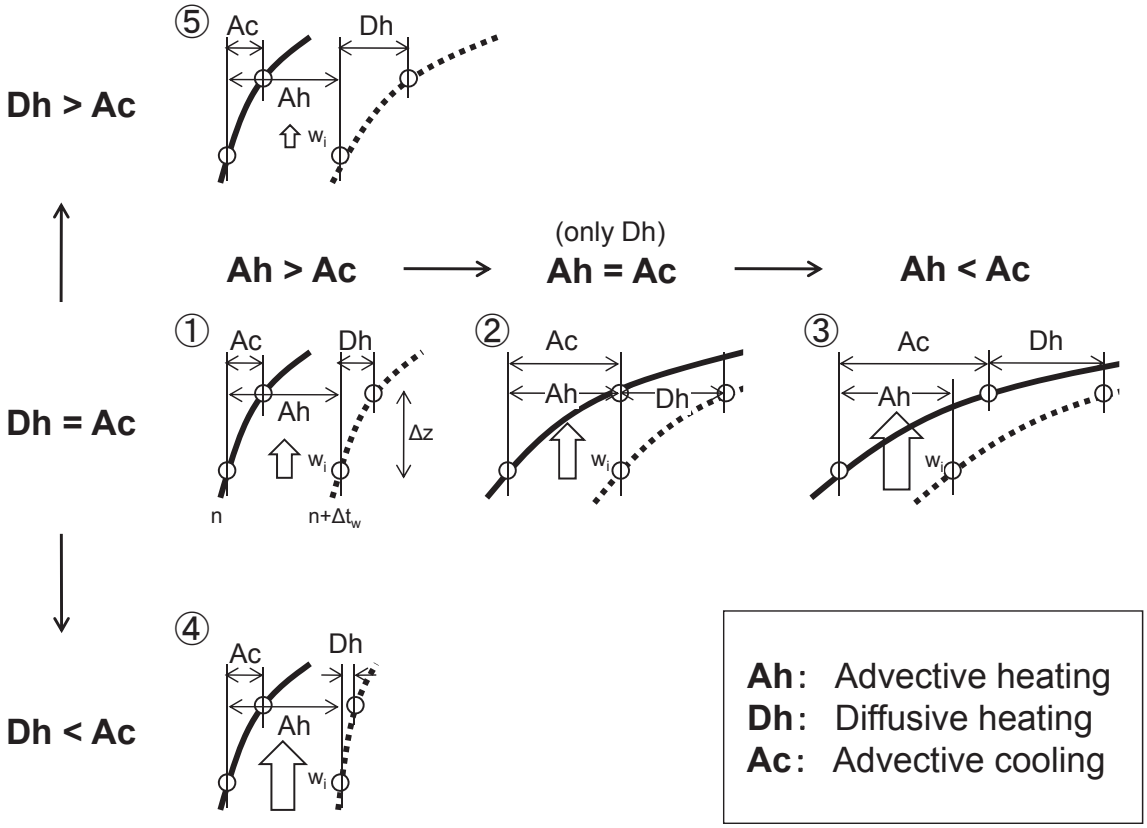

Fig. A1. The classification from ① to ⑤ for the estimated upward velocity w_i due to the vertical difference of *PT* warming rate during n year to $n+\Delta t_w$ year (see the text in detail).

態における密度流は回転系非静水圧の力学が支配的となるため，benthic front を横切る水平密度流の正しい力学については再検討の必要がある。

付録 A：鉛直上向き熱移流と鉛直下向き熱拡散の水深変化に対する寄与

Fig. 4(b) に模式的に示した鉛直 *PT* プロファイルは，*n* 年に対する $n+\Delta t_w$ 年の *PT* 変化の違いによって，見積もられる Ah・Ac・Dh の大小関係が異なる。Fig. A1 は理想的な例示であるが，Ah・Ac・Dh の大小関係の違いを ①～⑤ の場合分けとして示す。まず，*Dh* = *Ac* の状態において，*Ah* と *Ac* の大小関係による鉛直流速 *w* の違いを示したのが ①②③ である。このような状態は *PT* の鉛直勾配が比較的大きな場合に現れ易く，定性的には上向き *Ac* と下向き *Dh* が支配的となり，*PT* 鉛直勾配の増大に伴って鉛直流速 *w* が増加する。日本海深層の場合，*Ah*>*Ac* の状態は BW に近い下層側で現れ易い。*n* 年に対して $n+\Delta t_w$ 年の *PT* 鉛直勾配が弱くなるときは *Dh*<*Ac* となり，大きな鉛直流速 *w* で *Ah* が移流される (①→④)。逆に，*n* 年に対して $n+\Delta t_w$ 年の *PT* 鉛直勾配が強くなるときは *Dh*>*Ac* となり，*Dh* が支配的であるため鉛直流速 *w* は小さくなる (①→⑤)。

Fig. 5(a)(c) で予測された鉛直流速 *w* ($Kz = 2\ \mathrm{cm^2\,s^{-1}}$ のケー

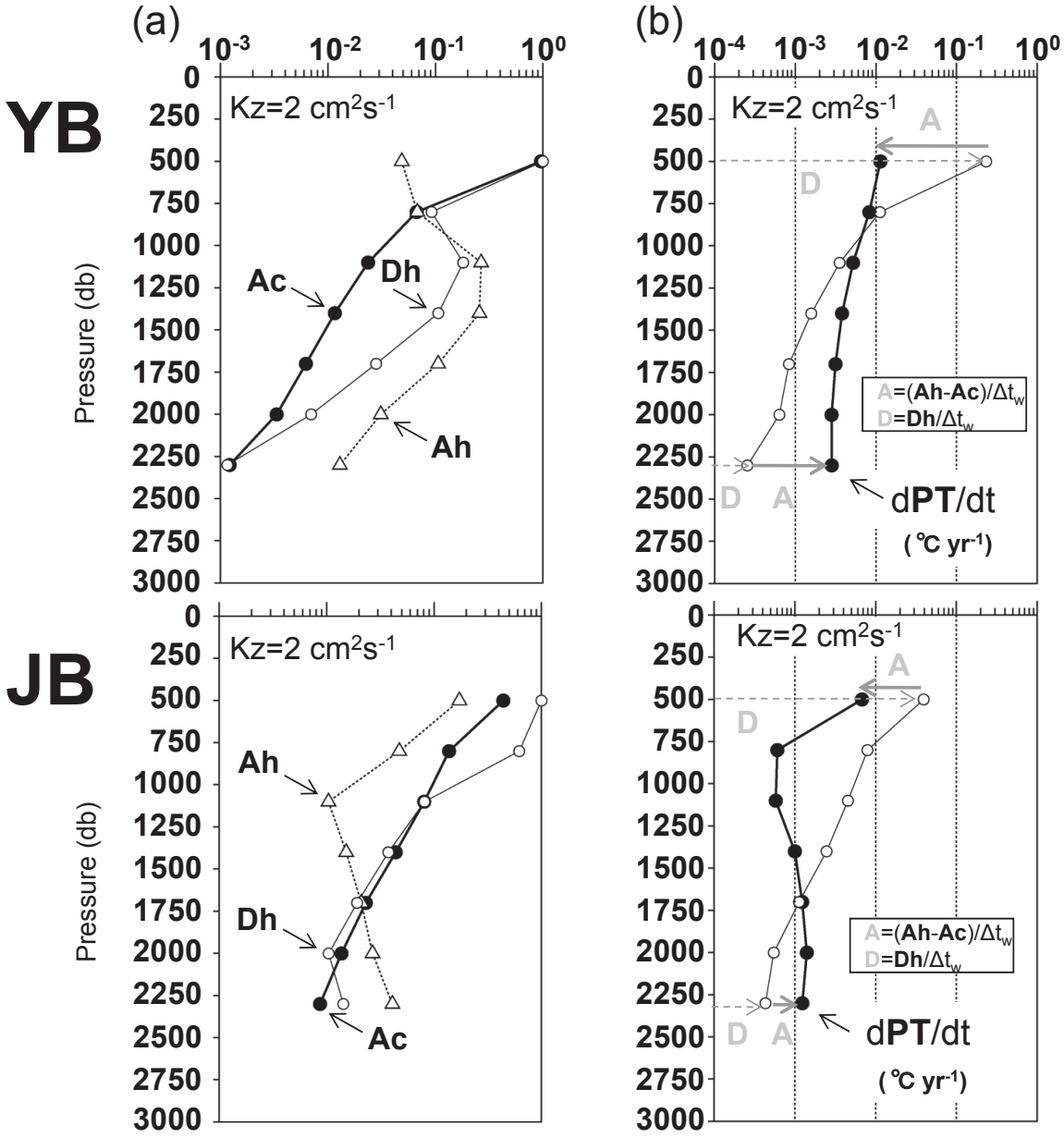

Fig. A2. (a) Vertical profiles of *Ac* (△), *Dh* (○) and *Ah* (●) components, which are used of the estimated w_i of Fig. 5(a) at YB and Fig. 5(c) at JB with $Kz = 2\ \mathrm{cm^2\,s^{-1}}$. (b) Comparison the observed warming rate *dPT/dt* with two contribution rates of advection : A and diffusion : D terms.

ス) に使われた *Ah* (△)・*Ac* (●)・*Dh* (○) の水深分布を Fig. A2(a)，これらの値を用いて，*PT* 上昇 *d*(*PT*)/*dt* (●) に対する $A = (Ah - Ac)/\Delta t_w$ の熱移流合計 (灰色矢印) と $D = Dh/\Delta t_w$ の熱拡散 (灰色破線矢印) の寄与として表現したものを Fig. A2(b) に示す。両図を比較しながらみると，両海盆ともに，下層側では鉛直上向き熱移流 (*Ah*>*Ac*) が *PT* 上昇に寄与し，上層側の *PT* 上昇には鉛直下向き熱拡散が支配的で，鉛直上向き熱移流 (*Ac*>*Ah*) は *PT* 下降に寄与していることがわかる。ただし，鉛直熱移流が差し引き零 ($A = 0$ または *Ah* = *Ac*) となる水深は両海盆で異なり，YB では水深 1,000 db 付近，JB では水深 1,750 db 付近にある。

次に，Fig. A1 の模式図に対応させて，*Ah*・*Ac*・*Dh* の大小関係からどのように鉛直流速 *w* が予測されたのかをみておく。YB の 1,000 db 以深では *Ac*<*Ah* の関係にあり，上向きに *Dh* = *Ac* から *Dh*>*Ac* へ変化することから，Fig. A1 の ①→⑤ に対応する。この変化は，BW 上の水深 1,000 db まで鉛直流速 *w* が次第に減少することを予測する。一方，JB の 1,000 db 以深ではほぼ *Dh* = *Ac* となる Fig. A1 の ①～③ の場合分けに対応し，上向きへの *Ah* の減少から鉛直流速 *w* の増加が予測される。このような違いが両海盆で非対称性な鉛直流速 *w* 分布が予測された理由である。

謝　　辞

本研究の海洋観測を手伝って頂いた北海道大学水産学部附属練習船おしょろ丸の船長をはじめ乗組員の皆さま，そして JODC に登録されていた海洋観測資料を収集された調査員並びに調査船の皆さまに心より感謝致します。なお，本研究を遂行するにあたり，研究費一部を環境省の環境研究総合推進費 (A-1002) から補助を受けたことを付記します。

参 考 文 献

Chen, C.T. A., Wang, S.L. and Bychkov, A.S. (1995)　Carbonate chemistry of the Sea of Japan.　*J. Geophys. Res.*, **100**(C7), 13737-13745.

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.

Cui, Y. and Senjyu, T. (2010)　Interdecadal Oscillations in the Japan Sea Proper Water Related to the Arctic Oscillation.　*J. Oceanogr.*, **66**, 337-348.

Gamo, T. and Horibe, Y. (1983)　Abyssal Circulation in the Japan Sea.　*J. Oceanogr. Soc. Japan*, **39**, 220-230.

Gamo, T., Nozaki, Y., Sakai, H., Nakai, T. and Tsubota, H. (1986) Spatial and temporal variations of water characteristics in the Japan Sea bottom layer.　*J. Marine Res.*, **44**, 781-793.

Harada, K. and Tsunogai, S. (1986)　^{226}Ra in the Japan sea and the residence time of the Japan Sea water.　*Earth Planet. Sci. Lett.*, **77**, 236-244.

Hirose, N., Kawanura, H., Lee, H.J. and Yoon, J.H. (2007) Sequential forecasting of the surface and subsurface conditions in the Japan Sea.　*J. Oceanogr.*, **63**, 467-481.

Hirose, N., Fukumori, I., Kim, C.H. and Yoon, J.H. (2005) Numerical simulation and satellite altimeter data assimilation of the Japan Sea circulation.　*Deep-Sea Res. II*, **52**, 1443-1463.

Kumamoto, Y., Yoneda, M., Shibata, Y., Kume, H., Tanaka, A., Uehiro, T. and Morita, M. (1998)　Direct observation of the rapid turnover of the Japan Sea bottom water by means of AMS radiocarbon measurement.　*Geophys. Res. Lett.*, **25**, 651-654.

Minami, H., Kano, Y. and Ogawa, K. (1999)　Long-term Variations of Potential Temperature and Dissolved Oxygen of the Japan Sea Proper Water.　*J. Oceanogr.*, **55**, 197-205.

Postlethwaite, C.F., Rohling, E.J., Jenkins, W.J. and Walker, C.F. (2005)　A tracer study of ventilation in the Japan/East Sea. *Deep-Sea Res. II*, **53**, 1684-1704.

Riser, S.C., Warner, M.J. and Yurasov, G.I. (1999)　Circulation and mixing of water masses of Tatar Strait and the northwestern boundary region of the Japan Sea.　*J. Oceanogr.*, **55**, 133-156.

Senjyu, T., Isoda, Y., Aramaki, T., Otosaka, S., Fujio, S., Yanagimoto, D., Suzuki, T., Kuma, K. and Mori, K. (2005)　Benthic Front and the Yamato Basin Bottom Water in the Japan Sea.　*J. Oceanogr.*, **61**, 1047-1058.

Tsunogai, S., Watanabe, Y.W., Harada, K., Watanabe, S., Saito, S. and Nakajima, M. (1993)　Dynamics of the Japan Sea Deep Water studied with chemical and radiochemical tracers. pp. 105-119, T. Teramoto (eds), *Deep Ocean Circulation*, *Physical and Chemical Aspects*, Elsevier Science Publisher, Amsterdam.

Watanabe, T., Hirai, M. and Yamada, H. (2001)　High Salinity Intermediate Water of the Japan Sea in the eastern Japan Basin. *J. Geophys. Res.*, **106**, 11437-11450.

Watanabe, Y.W., Watanabe, S. and Tsunogai, S. (1991)　Tritium in the Japan Sea and the renewal time of the Japan Sea deep water.　*Mar. Chem.*, **34**, 97-108.

Yamamoto, M. and Hirose, N. (2009)　Regional Atmospheric Simulation of Monthly Precipitation Using High-Resolution SST Obtained from an Ocean Assimilation Model :　Application to the Wintertime Japan Sea.　*Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2164-2174.

Yamano, M., Shevaldin, Y.V., Zimin, P.S. and Balabashin, V.I. (1996)　Heat flow of the Japan Sea. pp. 61-74, N. Isezaki, Bersenev, I.I., Tamaki, Karp, B.Y. and Lelikov, E.P. (eds), *Geology and Geophysics of the Japan Sea*, Terra Scientific Publishing, Tokyo.