

— 2018年度日本海洋学会岡田賞受賞記念論文 —

海洋大循環のエネルギー収支に関する 数値モデリング研究*

浦川 昇吾[†]

要 旨

海洋大循環と呼ばれる大洋・全球スケールの循環は、亜熱帯循環などに代表される風駆動の風成循環と海面浮力フラックス駆動の熱塩循環に大別される。後者の熱塩循環は、高緯度域での局所的な深層水形成とその他の広大な海域での深層水湧昇によって特徴付けられる深層循環である。本循環による多量の深層水輸送は多くの熱・物質輸送を伴い、気候形成・維持に重要な役割を果たすと考えられており、その駆動メカニズムに多くの関心が寄せられてきた。しかし、そのエネルギー論の観点から見た描像は十分に明らかになっていなかった。本稿では、筆者がこれまでの研究で取り組んできた、外力変化に伴う熱塩循環強化のメカニズム、エネルギーシnkの定量化と状態方程式非線形性の役割、状態方程式非線形効果による熱塩循環強化、及び有効位置エネルギー収支における状態方程式非線形性の重要性、について概説する。

キーワード：海洋大循環、熱塩循環、数値モデル、エネルギー収支解析、状態方程式非線形性

1. はじめに

海洋大循環とは、大西洋や太平洋などの大洋の空間規模を持つ循環、若しくは大洋間をまたがる全球規模の循環を指す。海洋大循環は、古典的にその駆動力に応じて2種類の循環に大別されてきた。1つは風によって駆動される海洋循環であり、「風成循環」と呼ばれる。亜熱帯循環や亜寒帯循環に代表される水平的な表層循環である。

もう1つは、海面での大気との熱交換などによる海面浮力フラックスの空間非一様性によって駆動される「熱塩循環」である。この循環は高緯度域での局所的な深層水形成とその大洋間輸送、その他の海域での深層水湧昇によって構成される深層循環であり、1,000年規模の時間スケールで全球を1周する。多量の深層水輸送に伴う極向き熱輸送量は、最大で 1.7 ± 0.3 TW (Fasullo and Trenberth, 2008) に及び、気候形成に直接的な影響を与えると考えられている。また、海洋深層は炭素や栄養塩などの巨大なリザーバーである。海洋深層循環である熱塩循環の変化は、海洋生物化学過程などを通して大気-海洋間の二酸化炭素交換も変化させ、間接的に気候形成に大きな影響を与える可能性がある。このため、その時間スケールの長さから、熱塩循環は特に長期の気候変動を制

* 2018年11月30日受領；2018年12月15日受理
著作権：日本海洋学会, 2019

[†] 気象庁気象研究所 海洋・地球化学研究部 第一研究室
〒305-0052 茨城県つくば市長峰1-1
e-mail:surakawa@mri-jma.go.jp

御する現象であると考えられており、その駆動メカニズムに多くの関心が寄せられてきた。

海面浮力フラックスの空間非一様性は、特定の温位・塩分値を持つ様々な「水塊」の形成につながる。海洋深層を占める主要な水塊には、北大西洋深層水、周極深層水、南極底層水があり (Schmitz, 1995)、これらの水塊の移動が熱塩循環の深層循環部分を構成している。例えば、北大西洋深層水は、ラブラドル海やグリーンランド沖における冬季の強い海面冷却によって形成された高密度水に起源を持つ水塊であり (例えば, LeBel *et al.*, 2008)、大西洋深層 (2,000 ~ 4,000 m; Schmitz, 1996a) を深層西岸境界流に乗って南下する。南大洋まで達した北大西洋深層水は、周囲の水塊と混合することで周極深層水に変質する。周極深層水の一部は、風によるエクマン湧昇によって海洋表層まで引き上げられ、再び北大西洋に戻ると考えられている (Toggweiler and Samuels, 1995, 1998; Hasumi and Sugimoto, 1999)。残りの一部は、インド洋、太平洋の底層を北上し、各海盆内で浮力を獲得して湧昇しながら南大洋に戻る (Schmitz, 1996b)。南極周辺では、海面冷却などにより、高密度陸棚水が形成される。この高密度水は、周囲の周極深層水を取り込みながら、大陸斜面を駆け下り、南極底層水へと変質する (例えば, Matsumura and Hasumi, 2010)。南極底層水は、浮力を獲得しながら大西洋底層を北上した後、北大西洋深層水とともに大西洋深層を南下して南大洋へ戻る (Schmitz, 1996a)。数値モデル研究においては、南北流速を東西積算して得られる子午面上の2次元循環として、熱塩循環を語ることも多い。このとき、熱塩循環は、表層から深層にかけて存在する北大西洋深層水形成に伴う循環と、南極底層水・周極深層水形成に伴う底層循環の2層構造をなす。このような2次元循環を意識するとき、熱塩循環は子午面循環とも呼ばれる。

上に述べた熱塩循環の描像は、海面での水塊形成、海洋内部での水塊変質の観点から描かれている。ここでは、水塊の密度変化が鍵となる。このため、熱塩循環の駆動メカニズムに関する研究は、浮力収支または熱収支の観点から行われることが多い。この中で特に重要な疑問点は、「海洋内部に沈み込んだ深層水が、どのようにして浮力を得て湧昇するのか」というものである。この浮力源としては、低緯度域での海面加熱などが考えられるが、

どのようにして、この浮力が数1,000 m 深に存在する深層水に伝わるのかが問題となる。Munk (1966) は、乱流混合がこの下向き浮力輸送を担うと考えた。彼は、全球での深層水形成率を 25 Sv と仮定し、更に、その全てが鉛直渦拡散による下向き浮力輸送によって湧昇すると仮定した。これらの仮定の下で、太平洋における温度・塩分等トレーサーの鉛直1次元移流拡散バランスから、それらの鉛直分布を維持するために必要とされる鉛直渦拡散係数を $1.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ と見積った。この値は、熱の分子拡散係数より 1,000 倍程度大きい。しかし、温度躍層付近における多くの観測では、鉛直拡散係数は、 $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ オーダーと見積もられている (例えば, Gregg, 1987; Hibiya *et al.*, 2006)。それに対し、温度躍層以深、特に海底付近での観測では、 $1 \sim 10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ オーダーと見積もられており (例えば, Toole and Schmitt, 1944; Polzin *et al.*, 1997; Ledwell *et al.*, 2000)、観測で見積もられた鉛直拡散係数の空間変化は大きい。Munk and Wunsch (1998) は、これらの観測結果を受けて、Munk (1966) の結論を再検討したものの、全球平均値としては、やはり $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ オーダーになることを報告している。これらのことから、背景場として $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度の強さの鉛直混合が海洋全体に存在し、それに加えて海底付近などの特定の海域において $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ を超える強い混合が生じていると、一般的に考えられている。この鉛直渦拡散係数は、海洋大循環モデルの非常に重要なパラメータとなっている。例えば、Bryan (1987) は矩形海モデルを用いて鉛直拡散係数に対する感度実験を行い、子午面循環流量が鉛直拡散係数の $1/3$ 乗に比例して増加することを示した。Tsujino *et al.* (2000) は、表層で $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 、5,400 m 深で $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ または $3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ とする複数の鉛直拡散係数鉛直1次元分布を用い、現実的設定下で海洋大循環モデルによる数値実験を行った。その結果から、彼らは、現実的なインド-太平洋の子午面循環流量を再現するためには、温度躍層下部において $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度、海洋深層域で $3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度の鉛直拡散係数を設定し、効率的に海洋深層へ浮力を供給する必要があると述べている。Scott and Marotzke (2002) は、矩形海モデルを用い、陸境界付近での強い鉛直混合が子午面循環流量に与える影響を様々な感度実験を通して調べた。彼らもまた、低緯度域の温度躍層付近のように成層の強い領域において鉛直拡散係数を大き

く設定した場合に、鉛直拡散が効率的に海洋深層へ浮力を供給することによって、子午面循環流量を大きく増加させることを報告している。

これらの研究に対し、筆者は、海洋大循環、特に熱塩循環の駆動メカニズム解明に向けて、上述のような従来の浮力・熱収支解析手法とは異なるエネルギー論の観点からのアプローチを試みてきた。エネルギー論から見た「循環の維持」とは、「運動エネルギーの粘性消散を補償すること」に他ならない。海洋大循環を維持・駆動するためには、粘性消散を受ける分の大循環場の運動エネルギーを供給する必要がある。この運動エネルギー源には、風からの直接的な運動エネルギー供給と、位置エネルギーからのエネルギー変換の2つが考えられる。このことと前述の古典的な海洋大循環の分類とを照らし合わせ、本稿では、風成循環と熱塩循環の各々を、風から直接得た大循環場の運動エネルギーを用いて駆動される循環と、密度場と関連する位置エネルギーからのエネルギー変換によって駆動される循環とに再定義する。この観点到立つと、位置エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換項を議論することは、熱塩循環の駆動メカニズムを議論することに直結する。このように密度場と運動場の直接的なリンクを議論できる点がエネルギー収支解析の利点であり、このことによって、従来の浮力収支解析よりもシンプルに駆動メカニズムを議論できる可能性がある、筆者は考えている。

エネルギー収支解析を行うに当たっては、海洋大循環モデルを用いた数値実験が有効な研究手段となる。筆者が大学院に進学した当時、既に、大循環場のエネルギー収支についての研究が進められていた(例えば, Bryan, 1987; Toggweiler and Samuels, 1998; Gnanadesikan *et al.*, 2005; Huang and Jin, 2006 など)。しかし、それらは、それぞれ、「風を与えないなどの理想的設定下での実験である」、「単にエネルギー収支を論じているだけで粘性消散の補償という観点からの議論が欠けている」などの課題を抱えており、海洋熱塩循環の駆動メカニズムを明らかにするという点においては、議論が尽されていない状況にあった。また、これらの先行研究では、有効位置エネルギーの枠組みが頻繁に利用されていた(例えば, Bryan, 1987; Toggweiler and Samuels, 1998; Hughes *et al.*, 2009; Tailleux, 2009)。有効位置エネルギーとは、位

置エネルギーから背景場の位置エネルギーを減じたものとして定義される。ここで、背景場の位置エネルギーは一般的に、水塊を断熱的に移動させて得られる最小の位置エネルギーとして定義される。背景場の位置エネルギーは、力学的に即座に利用できない、いわば仮死状態のエネルギーである。一方、有効位置エネルギーは、循環駆動に即座に利用可能なエネルギーになる。有効位置エネルギーは、力学的に有効なエネルギーのみを議論できる点で、有力な枠組みである。しかし、背景場の位置エネルギーの定義に依存する概念的なエネルギーであり、欠点も存在する。全球熱塩循環を有効位置エネルギーの観点から議論する場合には、全球の全ての水塊を対象に背景場の位置エネルギーを計算する必要がある。この時、背景場の位置エネルギーは地域性を失い、有効位置エネルギーもまた同様である。つまり、その収支は全球積分値として語られる必要がある。後述するように、現実の海洋熱塩循環を議論する際には、海盆間エネルギー輸送を評価することが有用である。全球積分値でしか議論することのできない有効位置エネルギーは、このようなエネルギー輸送を取り扱うことができない。一方、背景場の位置エネルギーを減じる前の位置エネルギーそのものは実体を持ったエネルギーであり、エネルギー輸送を取り扱うことができる。以下では、必要に応じて両者を使い分けていることに注意されたい。

本稿では、これらを踏まえて、筆者がこれまでに行ってきた一連の研究について、その内容を概説する。第2節では、外力の変化によって生じる熱塩循環強化のメカニズムについて、エネルギー論の観点から説明する。初めに、南大洋上での風応力の強化による大西洋熱塩循環の強化について議論する。風によって強化されてはいるが、上述の定義に従えば熱塩循環として駆動されていることを示す。次に、海底熱源による熱塩循環強化のメカニズムを明らかにする。ここでは、従来の浮力(熱)収支解析では説明が困難な循環強化が、エネルギー収支解析によってシンプルに記述できることを示す。前述のとおり、ここでは海盆間エネルギー輸送を論じるため、有効位置エネルギーではなく、位置エネルギーそのものを議論する。第3節では、海洋大循環場の位置エネルギー収支を改めて議論する。ここでも、引き続き、位置エネルギーを用いる。海洋大循環のエネルギー論に関する研究

においては、専らエネルギー源に注目が集まっていた。エネルギー収支を語るためには、ソース項だけでなくシンク項も定量化しなければならない。第3節では、南大洋での中規模渦が位置エネルギーのシンクとして重要な役割を果たすことを示す。また、多くの研究で軽視されている状態方程式の非線形性が、位置エネルギーの大きなシンクにつながることを示す。第4節及び第5節では、この状態方程式の非線形性に更に焦点を当てる。第4節では、エネルギー収支解析から離れ、従来の研究手法である浮力収支解析に基づいて、状態方程式の非線形性がもたらす水塊変質を定量的に評価する。状態方程式の非線形性のうちキャベリングと呼ばれる現象によって、多量の水塊高密度化が実現されることを示す。この水塊高密度化は深層水形成を促進し、熱塩循環を強化する。一方、状態方程式の非線形性が位置エネルギーのシンクとして働くという第3節の結果は、循環強化に利用可能なエネルギーを減らすという意味で循環弱化につながる印象を受ける。第5節では、この不整合を説明するために行った研究を紹介する。具体的には第2節と第3節で使用することを回避した有効位置エネルギーの枠組みを導入し、状態方程式の非線形性が有効位置エネルギーのソースとして働くことを示す。

2. 外力変化に伴う熱塩循環強化のメカニズム

2.1. 南大洋上の風による大西洋熱塩循環強化のメカニズム

北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環は、表層の北上流と深層の南下流の大きな温度差から、1.25 PW (McCarthy *et al.*, 2015) にも及ぶ多量の南北熱輸送を伴う。そのため、熱塩循環の中でも特に気候形成に大きな影響を持つ循環として、多くの興味を寄せられている。この大西洋熱塩循環は、南大洋上の風の強さに対して高い感度を持つことが知られている。Toggweiler and Samuels (1995, 1998) や Hasumi and Sugimoto (1999) は、海洋大循環モデルを用いて南大洋での風応力を強化した数値実験を行い、北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環の流量が風応力強化に伴って大きく増加することを示した。Tsujino and Sugimoto (1999) では理想

化された数値モデルを用い、この詳細なメカニズムを以下のように論じている。まず、風によるエクマン湧昇の強化によって温度躍層が亜表層まで持ち上げられ、効率的に海洋深層へ熱が伝えられる。深層水に加えられた熱は、その形成域での大気への熱放出によって熱収支が保たれる。この大気への熱放出は深層水形成を促進し、熱塩循環の強化につながる。実際に Hasumi and Sugimoto (1999) は、南大洋風応力の強化に伴って南大洋海面での熱吸収が増加するとともに、北大西洋での熱放出が増加することを示している。このように、この子午面循環は南大洋上の風によって強化される。しかし、その強化分は深層水形成域での浮力消失によって駆動されている。このため、風成熱塩循環 (wind-enhanced thermohaline circulation) と呼ばれている (Tsujino and Sugimoto, 1999; Hasumi and Sugimoto, 1999)。では、エネルギー論の観点からは、この風成熱塩循環の駆動メカニズムをどのように解釈できるだろうか。

Urakawa and Hasumi (2009a) は、現実的設定の標準実験と南大洋上での風応力を1.5倍にした2つの海洋大循環モデル実験を行い、南大洋上での風応力強化に伴い、先行研究同様に北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環の赤道を越える流量が11.3 Svから18.2 Svへ1.6倍に強化されることを確認した。更に、この2つの実験の結果についてエネルギー収支解析を行い、その偏差から風による大西洋子午面循環強化のメカニズムの抽出を試みた。全球積算エネルギー収支偏差を求め、エネルギー変換項に注目して解析を進めた結果、運動エネルギーから位置エネルギーに変換されることがわかった。南大洋上での風応力強化は、まず風による海洋への運動エネルギー注入量の増加につながる。風応力強化は同時にエクマン湧昇/沈降の強化を伴い、これらはそれぞれ下層の重い水を上層に押し上げ、上層の軽い水を下層に押し下げる働きをする。これにより全体の重心が上昇するため、位置エネルギーの高い状態に遷移する。位置エネルギーの増加分は運動エネルギーからの変換によって賄われる。全球積算エネルギー収支では、熱塩循環の駆動に必要な位置エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換が、このエクマン湧昇/沈降による逆向きエネルギー変換によって覆い隠されてしまう。この問題を回避するため、全球を大西洋、インド-太平洋、南大洋

の3海盆に分けてエネルギー収支解析を行った。その結果、Fig. 1の(a)に示す駆動メカニズムが明らかになった。まず、南大洋で風応力強化に伴い注入された運動エネルギーの一部が、エクマン湧昇/沈降の効果で位置エネルギーに変換される。変換された位置エネルギーは、南大洋内での消散を受けつつも、海盆をまたがって大西洋へと輸送される。大西洋に輸送された位置エネルギーは、大西洋内部で運動エネルギーへと変換され、大西洋子午面循環の強化に伴う運動エネルギーの粘性消散増加分を補償する。突き詰めれば、エネルギー源は風による大循環場への運動エネルギー注入になるが、循環を駆動するための運動エネルギーの供給は位置エネルギーを介して行われている。そのため、前述のエネルギー論における海洋大循環分類の定義に従えば、本循環は熱塩循環として駆動されていると言える。この結果は、浮力収支に基づく先行研究と整合的な結果である。

それでは、南大洋上での風は、なぜ北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環のみを選択的に強化し、インド-太平洋の子午面循環に影響を与えないのだろうか。この疑問への答えは、海盆間位置エネルギー輸送の観点から説明できる。北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環のように、当該海盆に水が流入する深さが流出する深さよりも浅い場合、すなわち流入水の位置エネルギーが流出水より高い場合には、海盆に流入する方向に位置エネルギーが輸送されていると考えることができる(Fig. 1の(b))。一方、インド-太平洋の底層循環のように、流出する深さが流入する深さよりも浅い場合には、位置エネルギーは海盆から流出する向きに輸送されていると考えることができる(Fig. 1の(c))。循環の駆動に必要な位置エネルギーのソースが海盆外部にある時、前者の循環は循環強化と位置エネルギー輸送強化が整合的な関係にあるが、この整合的な関係は、後者の循環については成り立たない。このことから、インド-太平洋底層循環は南大洋上の風応力によって強化されず、大西洋子午面循環のみが選択的に強化される。

ここで、上に述べた駆動メカニズムは、南大洋上での風による強化部分にのみ適用されるものであり、大西洋子午面循環の全てを説明するものではないことに注意したい。数値モデルで、現実的な海面浮力フラックスが与えられた場合、仮に全球で風を与えなくとも、北大西洋

深層水形成に伴う大西洋子午面循環が弱いながらも再現される(例えば、Toggweiler and Samuels, 1998)。この部分は、鉛直乱流混合によって駆動される「純粋な」熱塩循環である。

2.2. 海底熱源による熱塩循環強化のメカニズム

海洋大循環を駆動する外力としては、海面浮力フラックスや風の他に、海底からの地殻熱流が考えられる。この地殻熱流量の見積りには大きな不確定性がある。例えば、Pollack *et al.* (1993) は、地殻熱流量全球平均値を 87 mW m^{-2} (大陸上平均 65 mW m^{-2} , 海底上平均 101 mW m^{-2}) と見積っている。一方、Hamza *et al.* (2008) は、Pollack *et al.* (1993) よりも25%小さい $56 \sim 67 \text{ mW m}^{-2}$ という値を見積っている。いずれにしても、およそ 10 mW m^{-2} のオーダーである海面での大気との熱交換量の1%以下であり、海底からの地殻熱流量は、熱源としては、大気に比べて非常に小さい。しかし、この小さな海底熱源が熱塩循環に大きな影響を与えることが知られている。例えば、Adcroft *et al.* (2001) は、現実的な設定下の海洋大循環モデルに対して海底で一様に 50 mW m^{-2} の地殻熱流量を与えた数値実験を行い、地殻熱流量を与えなかった数値実験結果に比べてインド-太平洋の深層循環が25%も強化されることを示した。海底で与えられた熱は南大洋の海面で大気に放出されており、この熱放出に伴う深層水形成の促進が循環強化につながると、浮力収支の観点からは説明できる。Adcroft *et al.* (2001) は、深層の温度場に対する海底熱源の影響についても評価を行い、大西洋深層よりもインド-太平洋深層の方が大きく昇温することを示した。これについて、彼らは、大西洋海底熱源で予め温められた深層水がインド-太平洋に流れ込むためという解釈を与えている。Urakawa and Hasumi (2009b) は、海盆毎に海底熱源を与えた数値モデル実験を行い、この解釈の妥当性を検証した。その結果では、Adcroft *et al.* (2001) と同じく海底熱源を全球で与えた場合でも、インド-太平洋深層の昇温が大西洋深層の昇温を上回ることはなかった。また、大西洋でのみ海底熱源を与えた実験では、インド-太平洋の深層温度・子午面循環に変化が見られなかった。これに対し、インド-太平洋でのみ海底熱源を与えた場合には、インド-太平洋の子午面循環に加えて、北大西洋深

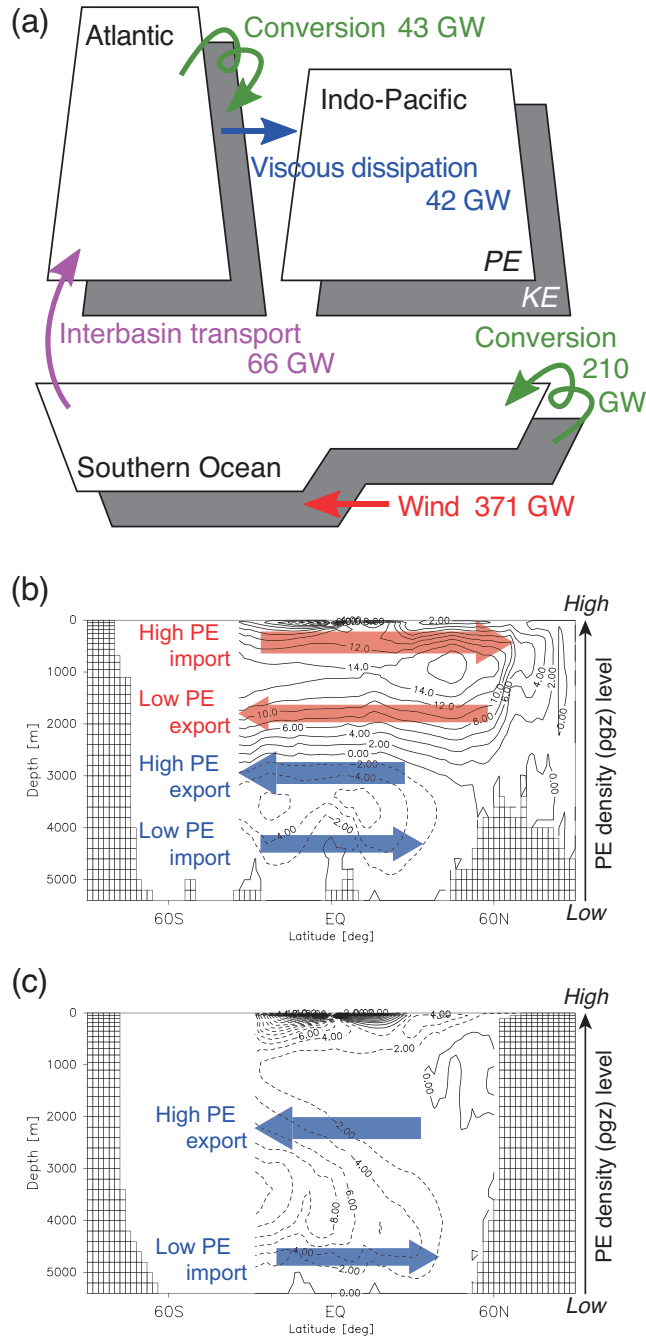


Fig. 1. (a) A schematic of the driving mechanism of the Atlantic meridional overturning circulation associated with the North Atlantic Deep Water formation (AMOC). Three Pairs of white and black boxes denote the Atlantic, the Indo-Pacific and the Southern Ocean, respectively. White boxes indicate the potential energy (PE) budget and black boxes indicate the kinetic energy (KE) budget. Each number denotes energy input, conversion, transport or dissipation rate of the wind-enhanced part of AMOC in Urakawa and Hasumi (2009a). Meridional stream functions in the Atlantic Basin (b) and the Indo-Pacific Basin (c). A positive value denotes a clockwise overturning circulation. Arrows show interbasin PE transports by upper and lower branches of each circulation.

層水形成に伴う大西洋子午面循環も強化された。この大西洋子午面循環強化に伴い、相対的に温かい北大西洋深層水が大西洋深層を占めるようになり、大西洋海底熱源を与えていないにも関わらず大西洋深層が昇温する結果を得た。Adcroft *et al.* (2001) の数値モデルでは、北大西洋深層水形成に伴う子午面循環強化が Urakawa and Hasumi (2009b) よりも小さいために、この循環強化に伴う大西洋深層の昇温が弱いと推察される。これらのことから、大西洋海底熱源がインド-太平洋深層の昇温に寄与することはなく、インド-太平洋海底熱源によって生じる大西洋子午面循環強化に伴う大西洋深層昇温の大きさが、結果としてインド-太平洋深層昇温の相対的な強さを決めていることが示唆される。

ここで、インド-太平洋でのみ海底熱源を与えた場合に、何が大西洋子午面循環を強化するのか、という疑問が残る。このようにインド-太平洋での外力やパラメータの変化が大西洋の循環に影響を及ぼす例は、複数の研究によって報告されている。1つは第2.1節で示した、Toggweiler and Samuels (1995, 1998) と Hasumi and Suginohara (1999) による風成熱塩循環の研究である。他の1つは、Furue and Endoh (2005) の研究である。彼らは、インド-太平洋における風応力や鉛直拡散係数の強化が、北大西洋深層水形成に伴う大西洋熱塩循環の強化につながることを示している。彼らもまた、インド-太平洋での外力・パラメータ変化によって深層水に新たに加えられた浮力が深層水形成域での浮力消失につながり、大西洋熱塩循環が強化されると論じている。

これらの研究では、熱(浮力)収支の観点から循環強化の説明が可能であった。しかし、Urakawa and Hasumi (2009b) では、インド-太平洋海底熱源で得られた熱のほとんどが南大洋で大気へと放出されており、先行研究に見られるような北大西洋深層水形成域での顕著な熱放出は認められなかった。前述のとおり、海底での地殻熱流量は海洋に対する熱源としては小さいため、シグナルが弱い。そのため、従来良く用いられてきた熱収支(浮力収支)解析では、上述の循環強化を説明するメカニズムを見出すことができなかった。一方、Huang (1999, 2002) は、海底熱源が大きな位置エネルギー源になることを指摘している。彼による見積り(50 GW)は、鉛直乱流混合による位置エネルギー供給量の1割以上に相当

する。Urakawa and Hasumi (2009b) は、エネルギー収支解析を導入し、この問題を解決することを試みた。まず、海底熱源を全球で与えた実験と与えなかった実験の位置エネルギー及び運動エネルギー収支偏差から、海底熱源による熱塩循環強化のメカニズムを調べた。その結果、海底熱源により供給された34 GWの位置エネルギーの一部が、運動エネルギーに変換され、循環強化に伴う運動エネルギーの粘性消散増加を補償するという描像が得られた。位置エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換によって循環が維持されているため、前述の定義から海底熱源によって駆動される子午面循環は、熱塩循環であると言えることができる。次に各海盆でのみ海底熱源を与えた実験結果について、第2.1節と同様に3海盆に分けて、それぞれのエネルギー収支を計算した。インド-太平洋でのみ海底熱源を与えた場合には、インド-太平洋海底熱源によって獲得された位置エネルギーの一部は、その場で運動エネルギーに変換され、底層子午面循環強化に伴う粘性消散を補償する。それと同時に、一部の位置エネルギーは、南大洋を通して大西洋へと輸送され、大西洋で運動エネルギーに変換されて、大西洋子午面循環強化に伴う粘性消散を補償する。一方、大西洋でのみ海底熱源を与えた場合には、大西洋からインド-太平洋への海盆間位置エネルギー輸送が発生せず、インド-太平洋の位置エネルギー及び運動エネルギー収支には変化が見られなかった。これらの解析結果は、海底熱源による熱塩循環強化と整合的である。北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環のみが他の海盆での海底熱源によって強化される理由は、第2.1節での南大洋上の風応力強化に対する応答と同じように、子午面循環の構造と海盆間位置エネルギー輸送の関係性を用いて説明できる。大西洋またはインド-太平洋でのみ海底熱源を与えた場合には、それぞれの海盆の底層循環が強化され、これに伴って、各海盆から南大洋への位置エネルギー流出量も増加する(Fig. 1の(b)と(c))。流出する位置エネルギーは、海底熱源によって注入されたエネルギーで賄われ、南大洋では、底層水形成強化に伴う対流調節や運動エネルギー変換に利用される。海底熱源を与えていない海盆の底層循環が強化されないのは、循環強化が海盆からの位置エネルギー流出を伴うためである。これらの海盆には、このエネルギー流出を賄うため

のエネルギー源が存在しない。一方、北大西洋深層水形成に伴う子午面循環は、循環強化が大西洋への位置エネルギーの取り込みを伴うため (Fig. 1 の (b)), 大西洋内部にエネルギー源が存在せずとも、循環強化が実現し得る。つまり、エネルギー保存の観点に立つと、北大西洋深層水形成に伴う子午面循環だけが海盆外部での外力やパラメータ変化によって強化されやすい構造を示していると言える。実際に海洋大循環モデルで再現された子午面循環は、このエネルギー保存に則した応答を見せている。

3. エネルギーシンの定量化と状態方程式非線形性の役割

第2節では「外力によって注入された力学的エネルギーは、どのようにして熱塩循環の駆動に利用されるか」という観点に立って、エネルギー収支解析が行われた。このエネルギー注入量に関しては、観測データに基づく見積りも存在する。例えば、熱塩循環にとって重要なプロセスである乱流混合は、安定成層下において下層の重い水と上層の軽い水を混合するため、高い位置エネルギー状態に遷移する働きを持つ。Munk and Wunsch (1998) は前述のとおり 30 Sv の深層水形成と乱流混合による深層水湧昇の仮定から、乱流混合によって 420 GW の位置エネルギーが供給されると見積っている。一方、第2節で示したように、深層水の一部は南大洋でのエクマン湧昇によって海洋表層まで運ばれるという数値モデリング結果から、Webb and Sugimoto (2001) は、全ての深層水が乱流混合によって湧昇するという仮定に疑問を呈し、熱塩循環の維持に必要な位置エネルギー供給量は 120 GW 程度になると見積っている。St. Laurent and Simmons (2006) は、観測に基づく乱流混合強度推定に関する複数の報告を基に作成した2通りの鉛直拡散係数分布を使用することで、乱流混合による深層水湧昇量の仮定を立てることを回避した。これらの2通りの鉛直拡散係数分布と気候値データに基づく密度構造から得られる位置エネルギー供給量の見積りは、各々、257 GW と 500 GW であった。Niwa and Hibiya (2011) は、海洋大循環モデルに主要4分潮を課した数値実験を5通りの水平解像度 ($1/5^\circ \sim 1/15^\circ$) で実施し、順圧潮汐から傾圧

潮汐へのエネルギー変換量を見積った。更に感度実験の結果を外挿し、無限小の水平解像度でのエネルギー変換率を約 1,100 GW と見積った。このうち 20% が乱流混合によって最終的に位置エネルギーに変換されるとすれば、位置エネルギー供給量の見積りとしてはおよそ 220 GW になる。一方、海面浮力フラックスは、位置エネルギー収支において大きなソース・シンクとならないと考えられている (例えば、Wunsch and Ferrari, 2004)。海面浮力フラックスによる位置エネルギー供給は、密度変化に伴う水塊の圧縮・膨張によって重心が変化することに起因すると考えられている (Huang and Jin, 2006)。海面浮力フラックスは海面付近に作用するため、この重心変化の効果は限定的であり、定常状態では浮力供給と浮力消失がほぼバランスする。このため、圧縮・膨張によるエネルギー変化が打ち消し合う (Huang and Jin, 2006)。ただし、短波放射の透過を考慮した数値モデルでは大きな位置エネルギー源になる (260 GW; Butler *et al.*, 2013) という報告もある。これは、長波放射や潜熱フラックス等による海面冷却と短波放射による 10 m 程度の垂表層の内部加熱によって生じる成層不安定に起因し、そのほとんどは混合層での強い鉛直混合によってローカルに消失すると推察される。このため、深層循環への影響は非常に小さいと考えられる。ここで、上の議論は、海面浮力フラックスが位置エネルギーの生成につながらないと述べているだけであり、熱塩循環駆動にとって重要ではないと論じているわけではないことに注意したい。エネルギー論から見た海面浮力フラックスの重要性については、第5節において、有効位置エネルギーの枠組みの中で議論される。運動エネルギーに関しては、Wunsch (1998) が National Centers for Environmental Prediction (NCEP) が提供する風応力データと、衛星海面高度計から推定された海面地衡流速を組み合わせ、 2° の水平解像度で格子化された 10 日間平均値から、風による地衡流場への運動エネルギー供給量を 880 GW と見積っている。Huang *et al.* (2006) は、NCEP の日平均風応力データを用いて水平解像度 1° の海洋モデルを駆動し、モデルの表層流速場と日平均風応力から、非地衡流成分も含めた海洋大循環場への運動エネルギー供給量を計算した。Wunsch (1998) とほぼ同じ期間では 1,140 GW の運動エネルギーが注入されると見積っている。

その一方で、エネルギーシンクに関する研究例は少ない。言うまでもなくエネルギーシンクはエネルギー収支を構成する主要要素の1つである。特に位置エネルギーシンクの定量化は、熱塩循環駆動に利用可能なエネルギー量を定めるという点で重要である。Huang and Jin (2006) は理想化された矩形海モデルを用い、熱塩循環の位置エネルギー収支を調べた。彼らの実験では、鉛直拡散によって獲得された位置エネルギーの7割強が不安定成層解消のための対流調節によって消失された。残りの約半分が、運動エネルギーに変換され、熱塩循環の駆動に用いられるが、このエネルギー変換と同程度の量が水平拡散によって消失することが示された。現実海洋に存在する海水状態方程式の非線形性を考慮すると、水平拡散は、この状態方程式の非線形性による密度変化を通して、位置エネルギー量を変化させる。例えば、Fig. 2の(a)に示すように、同じ密度を持つが温位・塩分特性の異なる2つの水塊(A及びB)が等圧下で等量混合することを考える。この時、混合後の温位・塩分特性はCになるが、その密度は混合前よりも高くなる。この効果はキャベリングと呼ばれ、熱膨張係数や塩分凝縮係数の温位・塩分依存性に起因する現象として定義される(McDougall, 1987)。キャベリングによる水塊高密度化に伴う位置エネルギー消失は、密度変化によるものではなく、高密度化に伴う水塊圧縮に起因するものである(Huang and Jin, 2006)。水塊圧縮が生じた場合には、その水塊の重心が下がるとともに、その上部に存在する水塊の重心も下がることになる。このため、全体として位置エネルギーの低い状態に遷移する。ブシネスク近似を適用した海洋大循環モデルでは海水の圧縮性を考慮に入れることはできないが、位置エネルギーの参照深度をモデルの平均海面に置くことで、水塊圧縮に伴う位置エネルギー消失量を良い精度で診断することができる(Urakawa and Hasumi, 2009a)。状態方程式の非線形性には、キャベリングの他に、熱膨張係数と塩分凝縮係数の各々の圧力依存性に起因するサーモバリシティ、ハロバリシティがあるが、Huang and Jin (2006)では、圧力依存性を考慮しない簡易的な状態方程式を使用しているため、考慮されていない。Urakawa and Hasumi (2009a)は、Huang and Jin (2006)と同じ状態方程式を用い、前述のとおり現実的設定下での数値モデル実験を行った。この実験結

果の位置エネルギー収支においても Huang and Jin (2006)と同様に、対流調節と状態方程式非線形性(キャベリング)によって位置エネルギーが消失していたが、両者の寄与は同程度であった。これは、矩形海モデルよりも複雑な水塊構造が再現され、水平拡散による状態方程式の非線形効果が効果的に働いたためであると推察される。なお、これらの先行研究で用いられた数値モデルは、100 km程度の水平空間規模を持つ中規模渦を陽に表現しない低解像度モデルであった。中規模渦は、大循環場に対して、温位・塩分といったトレーサーを等密度面方向に混合する働きと、等密度面の傾きを解消する向きにトレーサーを移流させる効果を持つ。これらの効果は、それぞれ等密度面拡散(Redi, 1982)や層厚拡散(Gent and McWilliams, 1990; Gent *et al.*, 1995)の形でパラメータ化されるが、上述の先行研究では、エネルギー収支解析の単純化のために使用されていない。これらのパラメタリゼーションを用いず、単純な水平拡散のみを使用した場合には、非現実的に広範囲で対流が発生することが知られている(Danabasoglu *et al.*, 1994)。このため、上述のエネルギーシンクの見積りの定量的な妥当性を、より高度な数値モデル実験によって検証する必要がある。Aiki and Richards (2008)は、中規模渦を解像する高解像度準全球海洋大循環モデルの結果を解析し、平均場と擾乱場の位置エネルギー・運動エネルギー変換項を評価した。第2節で示したように、エクマン湧昇/沈降によって等密度面が傾いている場合には、傾圧不安定によって発生・発達した中規模渦が、等密度面の傾きを解消する向きに温位・塩分を移流する。この中規模渦の発生・発達は、その運動エネルギーを平均場の位置エネルギーから補填することで実現される。つまり、中規模渦による等密度面勾配緩和に伴う位置エネルギーの減少は、渦運動エネルギーへのエネルギー変換によって説明される。Aiki and Richards (2008)は、このエネルギー変換量を460 GWと見積った。これは、乱流混合によって獲得される位置エネルギーと同程度の規模になる。なお、Aiki and Richards (2008)は、解析の簡単のため拡散を無視しており、中規模渦による等密度面拡散の効果を見積っていない。Gnanadesikan *et al.* (2005)は中規模渦パラメタリゼーションを導入した低解像度数値モデルの結果に対し、浮力収支に基づいたエネルギー収支解析

を行った。彼らは、キャベリングが最も大きな位置エネルギーシンクになると解釈し、440 GW もの大量の位置エネルギーが消失すると見積っている。しかし、この見積りはキャベリング効果を直接評価したものではなく、そ

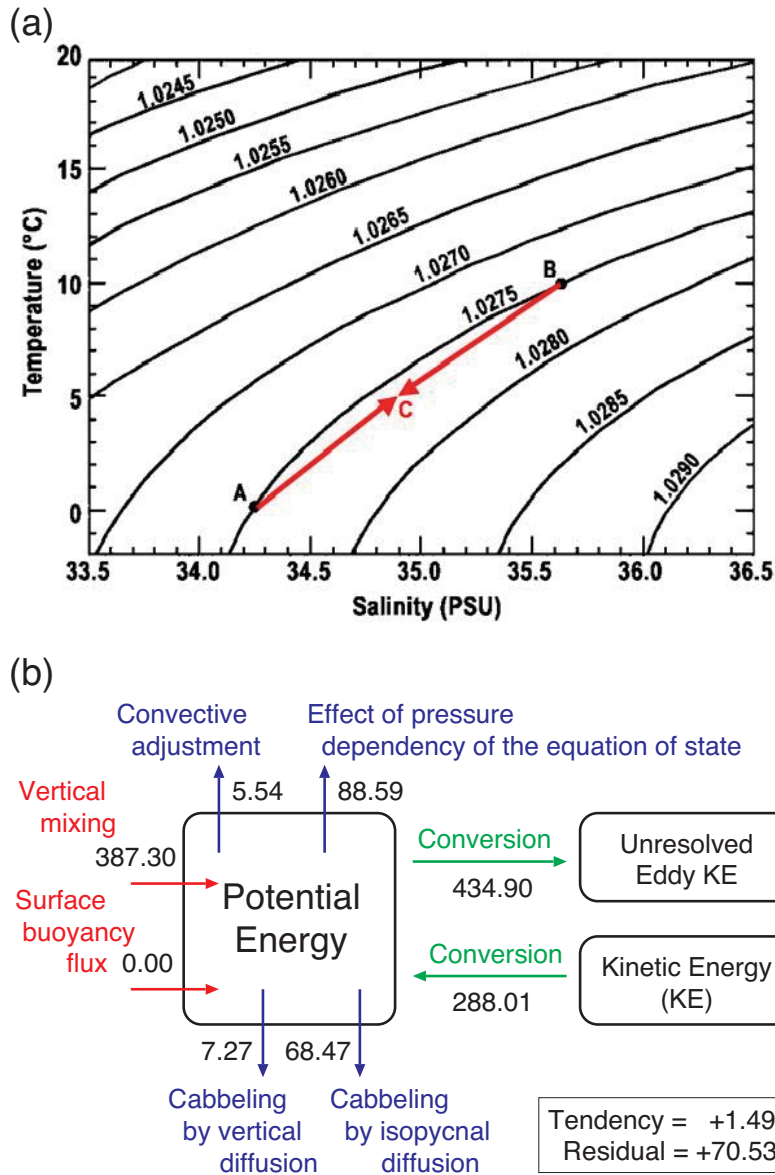


Fig. 2. (a) Temperature-salinity diagram with lines of equal density in 10^3 kg m^{-3} schematically showing a non-linear effect of the equation of state termed “cabbeling”. A mixture of two water masses with different temperature and salinity profiles on the same contour line in equal amounts shows higher density than its source water masses. (b) Globally integrated Potential Energy (PE) budget (unit in GW). “Tendency” means the time rate of change of PE calculated from the time rates of change of potential temperature and salinity with the use of the equation of state. “Residual” denotes the sum of eight terms of PE budget shown in the schematic. Their difference is accounted for by numerical diffusion associated with the advection scheme used in the model. Modified from Urakawa and Hasumi (2010).

の結果には他のプロセスの効果が混入している恐れがある。更に、中規模渦移流効果による渦運動エネルギーへの変換についても分離して計算しておらず、その定量的な評価をしていない。このように数値モデルを用いた研究を中心に、位置エネルギーシンクに関する研究例がいくつか報告されているが、それぞれに課題を抱えており、議論が尽されたとは言い難い。また、中規模渦の2つの効果、つまり状態方程式非線形性を通じた等密度面拡散効果と、中規模渦発生・発達に伴う渦運動エネルギーへのエネルギー変換(移流効果)が重要な要素になると推察されるが、両者の相対的な重要性は明らかになっていない。

Urakawa and Hasumi (2010) は、この課題に取り組むため、中規模渦パラメタリゼーションを導入した低解像度モデルによる数値実験の結果について、位置エネルギー収支を解析した。使用した海水の状態方程式は、温位・塩分に関する非線形性だけでなく圧力依存性も含む。本モデルでの大西洋赤道を越える北大西洋深層水の南下流量は14.1 Svであり、大西洋30° Sを越える南極底層水の北上流量は5.5 Svであった。これらは Schmitz (1995) による観測に基づく見積り(それぞれ、14 Sv, 4 Sv)と良く一致している。インド-太平洋赤道を越える周極深層水の北上流量は8.4 Svであった。この値は、周極深層水北上流の主要流路である Samoan Passage (10° S) 周辺での観測に基づく北上流量の見積り (10.6 ± 1.7 Sv, Roemmich *et al.*, 1996) より小さい。このモデルでは考慮されていない海底熱源による循環強化の分を勘案すれば、本モデルは熱塩循環の構造、流量の観測結果を全体的に良く再現していると言える。Fig. 2の(b)に全球積算した位置エネルギー収支を模式的に示す。この図は、最大の位置エネルギーソースは鉛直混合であり、387 GWの位置エネルギーが注入されていることを示している。この値は、既に紹介した先行研究による見積りの範囲(120 ~ 500 GW)内に含まれている。第2節で示したとおり、風によるエクマン湧昇/沈降の影響を受けて、大循環場の運動エネルギーから位置エネルギーへ288 GWの変換が生じている。このようにして獲得された位置エネルギーのうち、435 GWが中規模渦の移流効果によって渦運動エネルギーへ変換されている。このエネルギー変換量は Aiki and Richards (2008) による渦解像モデルを用いた

見積りと良く一致している。本モデルは、中規模渦を陽に表現しないため、変換された渦運動エネルギーは即座に消失し、これが最大の位置エネルギーシンクとなっている。中規模渦による等密度面拡散に伴うキャベリングの効果は、68 GWの位置エネルギーシンクになっている。先行研究による見積りに比べると小さいが、第2.1節で示した南大洋風応力強化による大西洋子午面循環強化時の、大西洋における位置エネルギーから運動エネルギーへの変換量が43 GWであることを考えると、決して無視できない大きさである。また、状態方程式非線形効果として圧力依存性に伴い89 GWもの多くの位置エネルギーが消失している点についても注目したい。圧力依存性による位置エネルギー消失については、ほとんど研究されておらず、今後より詳細な調査が必要になると考えられる。このように、中規模渦による等密度面拡散などに伴う状態方程式非線形効果は、中規模渦移流効果には劣るものの、大きな位置エネルギーシンクになっている。状態方程式非線形性は、解析の簡便化のため、従来の研究では無視されることが多いが、位置エネルギー収支において主要な構成要素であることが示された。一方、Fig. 2の(b)の各項の残差(Residual)と位置エネルギー時間変化項(Tendency)の間には約70 GWの誤差が生じている。位置エネルギー時間変化項は、温位及び塩分の時間変化項と状態方程式から診断されており、モデル内での位置エネルギー総量の時間変化率を示している。この値が0に近いことは、モデル計算結果がほぼ定常に達していることを示している。残差は、温位及び塩分の移流拡散方程式と状態方程式から導かれた位置エネルギー方程式の各項の和である。式の導出に関する詳細は Urakawa and Hasumi (2010) を参照されたい。残差と時間変化項に差があることは、導出したエネルギー方程式で表現できていない効果が存在することを意味しており、今回のケースではエネルギーシンクが不足している。Urakawa and Hasumi (2010) は、この誤差がほぼ平均場の移流項に起因していることを突き止めた。数値モデルで評価される移流項には、移流スキームによる数値拡散などの数値誤差が含まれている。安定成層下での鉛直方向の数値拡散は、位置エネルギーの獲得につながる。水平方向の数値拡散は、状態方程式非線形性による密度変化を通して、位置エネルギーを変化させる可能性がある。

仮に、このエネルギー収支誤差が数値拡散によって説明されるとすれば、状態方程式非線形性の寄与は更に大きなものとなる。

4. 状態方程式非線形効果による熱塩循環強化

第3節では、状態方程式非線形性による水塊の高密度化が、位置エネルギーのシンクとして、その収支の主要な構成要素であることを示した。一方、古典的な浮力収支の観点からは、状態方程式非線形性による水塊の高密度化は熱塩循環の強化に働くと見ることが多い。特に複数の海盆から様々な特性を持った水塊が集まる南大洋は、拡散に伴う状態方程式非線形効果が顕著に現れる。例えば、Hirst and McDougall (1998) は、現実の設定下で駆動された全球数値モデル結果を解析し、McDougall (1987) に従い、等密度面を横切る速度 (diapycnal velocity) への、鉛直拡散と等密度面拡散に伴う状態方程式非線形効果の寄与を算出した。その結果によると、海洋内部の大部分の領域での diapycnal velocity は、鉛直拡散によって説明され、緩やかな湧昇流になる一方、等密度面拡散に伴う状態方程式非線形効果は、特に南半球高緯度域の表層付近で鉛直拡散に次ぐ大きな寄与を持ち、底層子午面循環の沈み込みの位置で沈降流を生じさせていた。Marsh (2000) も同様に準全球密度座標モデル実験結果から状態方程式非線形性による diapycnal velocity を診断し、南大洋において 7 Sv の中層水が高密度水に変質することを示した。また、3 Sv の周極深層水が状態方程式非線形性によって高密度化することも示した。しかし、彼が使用した数値モデルの鉛直座標は海面基準のポテンシャル密度であって、底層の等密度面の表現に問題がある。このため、その定量的妥当性には疑問が残る。Iudicone *et al.* (2008) は、全球数値モデル実験結果の解析に際し、水塊変質解析 (Walén, 1982) を適用した。この解析手法は、diapycnal velocity と等密度面に直交する向きの密度勾配の積が密度の物質微分 (ラグランジュ微分) に一致する関係式を基に、McDougall (1987) の手法と同様に、海面浮力フラックス、鉛直拡散、等密度面拡散の各プロセスの寄与から diapycnal velocity を計算するものである。ここで、密度によって「水塊」は定義されており、密度が変化することを「水塊変質」と定義

している。したがって、「水塊変質率」は、等密度面を横切って異なる水塊 (密度) に変質する体積フラックスを、つまり diapycnal velocity の等密度面上での面積積分値を意味する。Iudicone *et al.* (2008) は、内部領域での等密度面拡散による水塊変質率を見積った。これは、本質的に状態方程式非線形性に起因する密度変化によるものである。彼らの見積りによれば、状態方程式非線形性によって南大洋全体で 7 Sv の亜南極モード水が南極中層水に変質する。この高密度水塊への変質率は、上部 / 下部周極深層水境界面での極大値 (17 Sv) まで、水塊密度とともに線形に増加し、その後約 6 Sv まで減少し、下部周極深層水を南極底層水に変質させる。観測に基づく見積りとしては、Klocker and McDougall (2010) の報告がある。彼らは、温位・塩分気候値データを用い、一定値の等密度面拡散係数を仮定することにより、McDougall (1987) と同じ手法を用いて、状態方程式非線形性による diapycnal velocity を求めた。中立密度 27.4 以上の高密度域では、状態方程式非線形性によって 6 Sv 規模の水塊高密度化が生じており、その大部分は南大洋での diapycnal velocity で説明された。これらの研究は、南極底層水や周極深層水の形成域である南大洋において、状態方程式非線形性による多量の水塊高密度化が生じていることを示唆しており、この高密度化が海洋底層循環の強化につながっていると考えられる。

上述の研究は、全て中規模渦を陽に表現できない空間解像度の数値モデル結果または観測データを用いている。等密度面拡散を担う中規模渦の活動度は、時空間的に大きく変動することが知られている。しかし、Iudicone *et al.* (2008) を除く上述の先行研究では、時空間的に一様であると仮定した等密度面拡散係数を用いており、彼らの結果には、この点で不確実性が残る。Iudicone *et al.* (2008) においても、パラメタリゼーションによって表現された等密度面拡散係数分布の妥当性は検証されていない。この問題を解決するためには、中規模渦を陽に表現する数値モデルを用いることが有効である。そこで Urakawa and Hasumi (2012) は、Tanaka and Hasumi (2008a, b) を参考に、南大洋領域高解像度モデルを作成した。このモデルは、水平解像度を東西 $1/8^\circ$ 、南北 $1/12^\circ$ にしており、中規模渦を陽に表現できる。本モデルの温位・塩分を年平均観測気候値に 1 年間、強く緩和す

ることで初期値を作成し、その後、月別気候値の大気外力の下で10年間積分を行い、最後の1年間を解析対象とした。計算資源の制約により積分期間は短い、現実的な温位・塩分場を保ったモデル結果を解析できる。また、中規模渦の活動度も現実的に再現されていることが確認された。これらは、水塊変質に対する中規模渦による等密度面拡散の寄与を診断するために必要不可欠な条件である。このモデル出力に対して Iudicone *et al.* (2008) と同様に Walin (1982) の水塊変質解析を適用した。Fig. 3 の (a) に南大洋全域 (75° S ~ 30° S) での状態方程式非線形性 (キャベリング) による水塊変質率を示す。状態方程式非線形性による高密度化は、亜南極モード水と南極中層水の境界と、下部周極深層水と南極底層水の境界の2つの境界にピークを持つ二重極大構造をなし、約7 Sv の亜南極モード水と約9 Sv の下部周極深層水がそれぞれより高密度の水塊に変質する。同様の構造は、本節の冒頭で言及した Marsh (2000) の結果でも見られた。しかし、そこでも述べたように、Marsh (2000) が示した高密度側のピークは現実的なものではない可能性がある。なお、Iudicone *et al.* (2008) の結果では、二重極大構造は見られなかった。後に、Groeskamp *et al.* (2016) は、Klocker and McDougall (2010) の研究を発展させ、Argo フロート観測から見積られた等密度面拡散係数3次元空間分布を考慮することで、Urakawa and Hasumi (2012) が示した二重極大構造を再現できることを示した。Iudicone *et al.* (2008) においても、等密度面拡散係数の空間分布が考慮されていたが、パラメタリゼーションが不十分であったために、二重極大構造を再現できなかつたと考えられる。

下部周極深層水と南極底層水の密度境界面に着目すると、南極大陸周辺では大陸斜面上に大きな正の diapycnal velocity (高密度化) が集中することがわかった (Fig. 3 の (b))。一般的に、南極底層水は、沿岸ポリニア等で生成された大陸棚上の高密度陸棚水が大陸斜面を下る過程で周囲の水塊と混合し、その体積を増加させることによって生成されると考えられている。大陸斜面上での高密度化は、この描像と整合的である。一般的に中規模渦を表現しない低解像度モデルは、このような南極底層水形成過程を再現することが困難であり、南極底層水は、主に非現実的な外洋性深層対流によって生成され (例え

ば、Timmermann and Beckmann, 2004)、現実的な温位・塩分場が破壊されてしまう。Urakawa and Hasumi (2012) は、前述のとおり、現実的な温位・塩分場と中規模渦の活動度の下で解析しており、定量的により妥当な見積りを与えていると考えられる。下部周極深層水/南極底層水境界において、60° S 以南で積算された高密度化流量は3 Sv に達する。これは、南極底層水形成量の見積り (10 ~ 20 Sv, 例えば、Orsi *et al.*, 1999; Hellmer and Beckmann, 2002; Orsi *et al.*, 2002) に比べても大きな値である。水塊変質の観点に立てば、このような状態方程式非線形性による高緯度域での底層水形成は、確かに熱塩循環を強化すると言える。

本節を閉じるに当たり、やや技術的ではあるが高解像度モデルにおける数値誤差について議論したい。第3節でも触れたように、海洋大循環モデルで使用される移流スキームは移流効果を完全に表現するわけではなく、一般的に数値拡散や数値分散による数値誤差を含む。この数値誤差は、特に中規模渦を陽に表現するモデルで顕著に現れることが知られている。Griffies *et al.* (2000) はモデル内での密度の時間変化から密度面を横切る方向の拡散係数実効値を計算し、陽な拡散の実効値と比較することで、移流スキームに伴う偽の混合強度を調べた。彼らは、中規模渦を表現する理想的な海峡モデルを用い、偽の混合強度の水平解像度に対する依存性を評価した。その結果、水平解像度を高めるにしたがって、偽の混合強度は弱まるものの、1/9° という高い解像度でも、その大きさは陽な拡散の実効値を超えることが示された。中規模渦は、そのかき混ぜ効果によって、温位や塩分といったトレーサー場に複雑な微細構造を生む。これにより強いトレーサー勾配がモデル内で出現することになるが、そのような状況では移流スキームに伴う数値誤差が大きくなる。この数値誤差は粘性を強くすることで緩和されるが、これには中規模渦の活動度が低下するという副作用が伴う (Griffies *et al.*, 2000)。Lee *et al.* (2002) は、現実的設定下での全球渦許容モデルに対し、Walin (1982) の水塊変質解析を応用する形で等密度面を横切る拡散係数の実効値を診断した。彼女らは南大洋の深層で陽な拡散を超える大きな偽の混合が生じることを示し、この偽の混合によって水塊構造が大きく破壊されることを報告している。Ilıcak *et al.* (2012) は Griffies *et al.* (2000) と

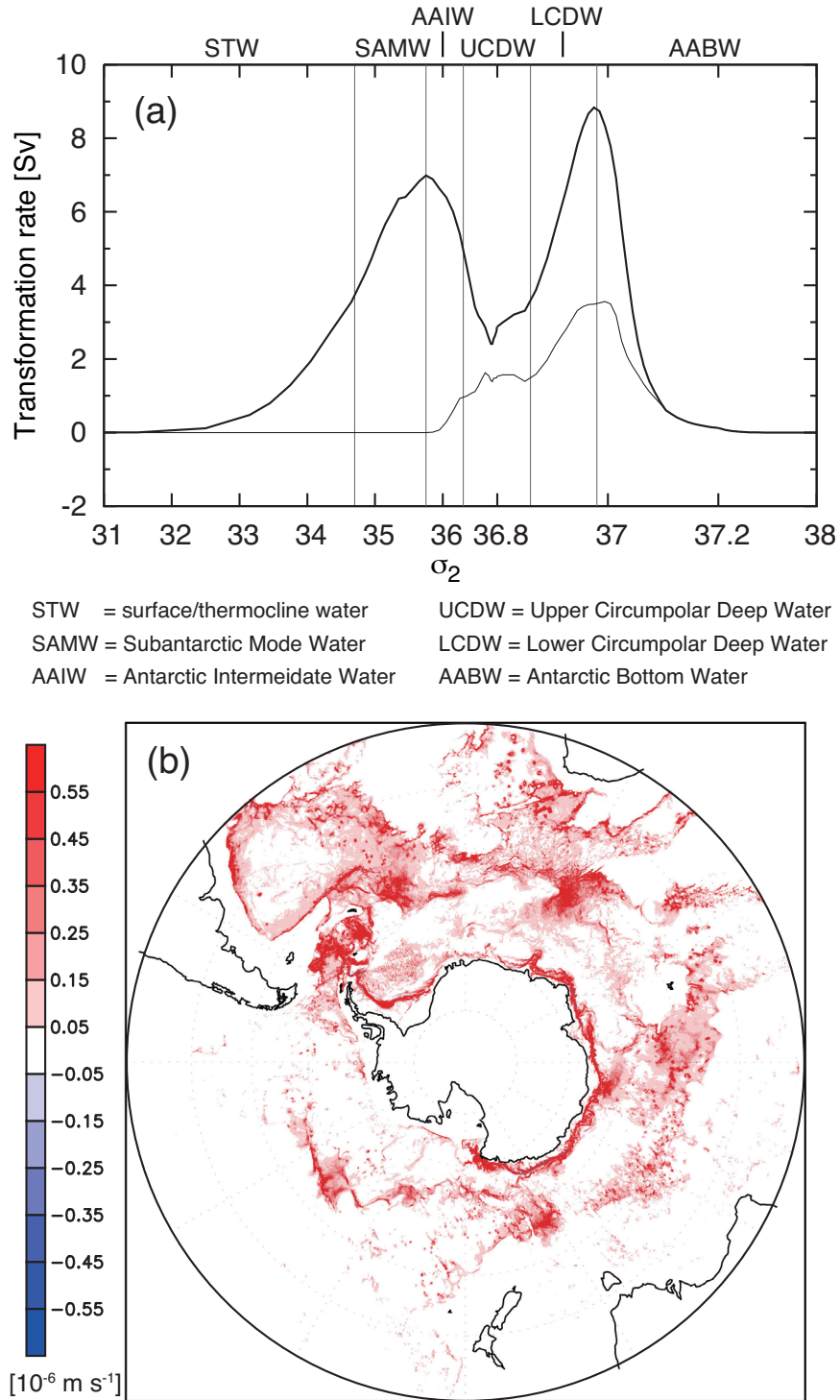


Fig. 3. (a) Water mass transformation rate induced by cabbeling. Thick and thin lines represent transformation in the Southern Ocean (30° S–75° S) and at high latitudes (60° S–75° S), respectively. (b) Diapycnal velocity induced by cabbeling on an isopycnal surface of $36.985 \sigma_2$. A positive value indicates water mass densification in both panels. Modified from Urakawa and Hasumi (2012).

同様の手法で偽の混合強度を評価し、様々なモデル実験からその大きさが水平方向の grid Reynolds number (Re_{Δ}) に比例することを示した。また Re_{Δ} が 10 を下回るとき、偽の混合が顕著に弱くなることを示している。本節では、拡散に伴う状態方程式非線形効果に焦点を当ててきたが、数値的であっても拡散現象が生じれば、状態方程式非線形性を通して密度変化が起きるはずである。一方、上述の先行研究では、状態方程式非線形性は全く考慮されていない。Urakawa and Hasumi (2014) は、一定の仮定の下で、移流スキームによる数値拡散に伴うキャベリング効果を直接診断する手法を提案した。この手法は、Urakawa and Hasumi (2012) で用いられており、Fig. 3 に示すキャベリングの効果は、陽な拡散と数値拡散に起因するものの和となっている。この実験では陽な拡散の効果が支配的であるが、数値拡散も無視できない寄与を持つ。このように中規模渦を解像する海洋モデルにおいては、移流スキームに伴う数値誤差への対処が必要になってくる。今後の高解像度海洋モデリングにおいては、数値誤差の影響評価を常に意識する必要がある。

5. 有効位置エネルギー収支における状態方程式非線形性の重要性

第 4 節では南大洋領域高解像度モデルの水塊変質解析を通して、状態方程式非線形性が熱塩循環の強化につながることを再確認した。一方、状態方程式非線形性による密度変化が大きな位置エネルギーのシンクになることは第 3 節で示したとおりである。エネルギー論の観点に立つと、循環駆動に使用可能な位置エネルギーを減らすという意味で、状態方程式非線形効果が循環弱화에働くような印象を受ける。この不整合を解消するには、第 2 節及び第 3 節で回避した有効位置エネルギーの枠組みを導入することが有効である。第 1 節で述べたとおり、有効位置エネルギーは、一般的には、位置エネルギーそのものから、位置エネルギー量が最小となるように水塊を断熱移動させて得られる背景場の位置エネルギーを減じたものとして定義される。有効位置エネルギーが高い状態は、傾圧的な密度構造を持つ状態、すなわち浅い位置に高密度水が存在し、深い位置に低密度水が存在するような状態である。このような密度構造は海面浮力フラッ

クスによる高緯度域での冷却や低緯度域での加熱によって実現される。つまり海面浮力フラックスは背景場の位置エネルギーを有効位置エネルギーに変換する働きを持つ。ここで第 4 節での議論を思い出すと、状態方程式非線形性 (キャベリング) による底層水の高密度化は比較的に浅い大陸斜面上で生じていた。浅い位置での高密度化は海面浮力フラックス同様に傾圧的な密度構造につながるため、キャベリングは有効位置エネルギーのソースとなり得る。この推論が正しければ、キャベリングは位置エネルギー全体のエネルギー量を減らす働きを持つ一方、循環駆動に利用可能な有効位置エネルギーを生成する働きを持つことになり、水塊変質解析から得られた熱塩循環強化と整合する描像を描くことができると期待される。

現実海洋におけるキャベリングと有効位置エネルギーの関係性を語るためには、現実的な状態方程式を利用する必要がある。しかし、この場合、現実海洋の密度の圧力依存性が、背景場の位置エネルギーを決定する際の大きな障害となる。背景場の位置エネルギー場を計算する際には、水塊を高密度順に並び換え、順番に海底から積み上げていく必要がある。この時、密度計算に必要な圧力が動的に変化するため、厳密には水塊特性の異なる無限小の流体粒子を積み上げる毎に残りの流体粒子密度計算と高密度順への並び換えを再実行しなければならない。本作業は離散的に表現された数値モデル上でさえも計算コストが極端に高く、解析手法としては非現実的である。Urakawa *et al.* (2013) は、Huang (2005) に倣い、密度計算に用いる圧力を離散的に与えることで近似的に背景場の位置エネルギー場を算出し、本問題を回避した。圧力の更新は、数値モデルの鉛直層毎に行った。これは、利用した海洋大循環モデルでの密度計算における圧力と整合的な取り扱いとなっている。これにより、密度計算と並び換えの再実行回数が高々数 10 回にまで減るため、解析に要する計算コストを現実的な範囲に収めることができた。中規模渦を陽に表現しない低解像度モデルにおける位置エネルギー及び有効位置エネルギーの収支解析によって、状態方程式非線形性による位置エネルギー消失は高緯度表層付近で大きいこと、これにより高緯度域での状態方程式非線形効果は有効位置エネルギーのソースとなること、全球積算値で 221 GW の背景場の位置エ

エネルギーが有効位置エネルギーに変換されることが示された (Fig. 4)。一方、状態方程式非線形性による位置エネルギーそのものの消失量は 109 GW であった。この分を考慮しても、状態方程式非線形性は循環駆動に利用可能なエネルギーを生み出す効果があると言える。これにより、第 4 節での水塊変質解析と整合的な描像を描くこ

とができた。また、状態方程式非線形性による有効位置エネルギーの生成量は、浮力フラックスによる生成量 230 GW と同程度の大きさである点も特筆すべき結果である。有効位置エネルギーに関する先行研究の多くは、状態方程式非線形性を軽視し、定式化の簡素化のために線形の状態方程式を用いたか、あるいは、非線形状態方

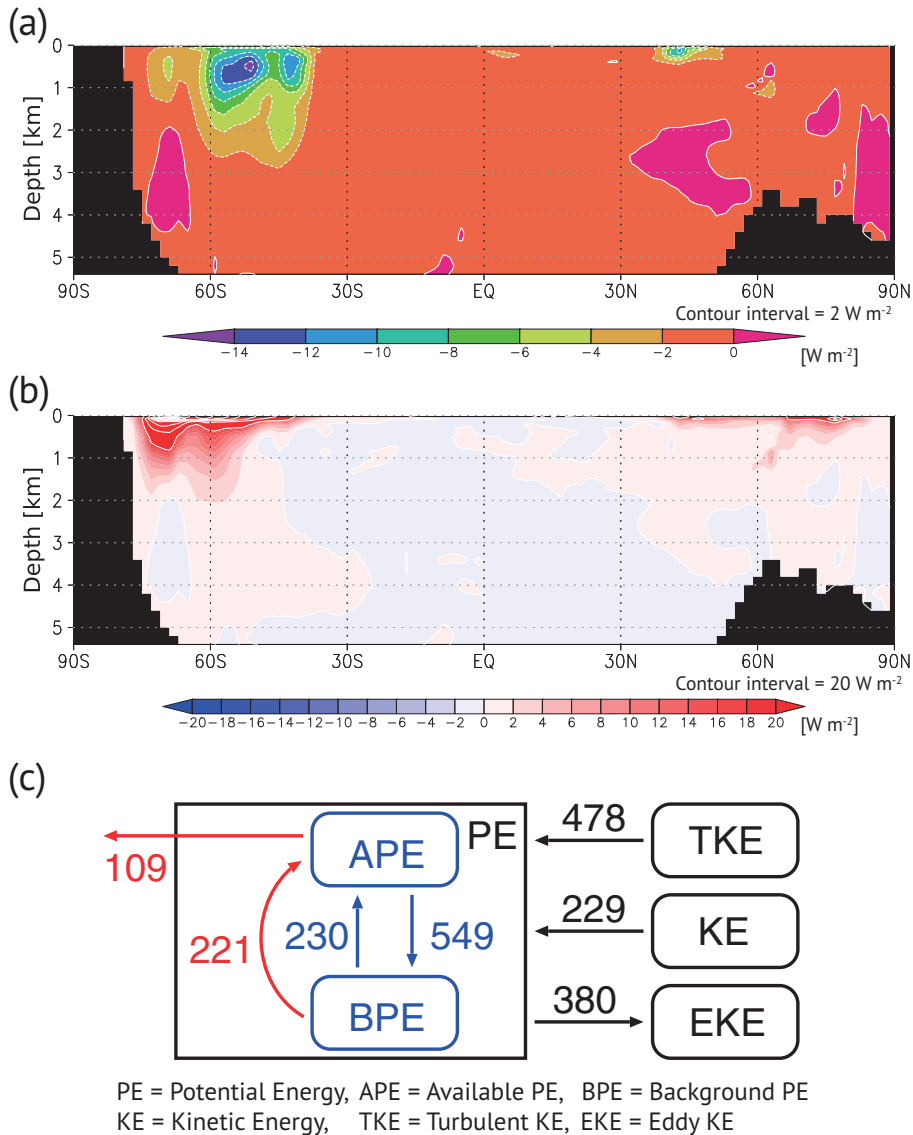


Fig. 4. Zonally integrated (a) potential energy consumption and (b) available potential energy production rates due to nonlinear effects of the equation of state associated with isoneutral diffusion. (c) A schematic of major energy paths (unit in GW). Red arrows denote the nonlinear effects of the equation of state. Blue arrows represent conversion between available and background potential energies by surface buoyancy flux (left) and irreversible mixing (right). Modified from Urakawa *et al.* (2013).

程式を用いていても、解析の対象にしていなかった。本研究は、全球海洋モデルの有効位置エネルギー収支における状態方程式非線形性の役割を定量的に評価した初めての試みであり、その重要性と状態方程式非線形性を無視することの危険性を示唆している。

状態方程式非線形性がある有効位置エネルギー源となることは示されたが、獲得されたエネルギーがどのようにして循環の駆動に利用されるかという描像は未だ描かれていない。現実海洋を想定する場合、有効位置エネルギー収支においても、風によるエクマン湧昇/沈降に伴う運動エネルギーから有効位置エネルギーへの変換が卓越するため、循環駆動のためのエネルギー変換を容易に抽出できない。また、第2節のように海盆毎の有効位置エネルギー収支解析や海盆間輸送を議論することはできない。第1節で述べたように、有効位置エネルギーは背景場の位置エネルギーの定義に依存する概念的なエネルギーである。全球熱塩循環を対象とする場合は、全球の全ての水塊を対象に背景場の位置エネルギーを計算することになる。この場合、背景場の位置エネルギーは地域性を失ったものとなるため、有効位置エネルギー収支は全球積算値で語られなければならない。そのため、第2節で紹介した筆者の研究の中では、有効位置エネルギーを用いることを意図的に回避していた。一方、有効位置エネルギー収支解析には、海面浮力フラックスやエネルギー源としての状態方程式非線形性の役割を明瞭に数値化できるなど、位置エネルギー収支解析にない利点がある。前述の欠点を克服した新たなエネルギー収支解析手法の定式化と、それを用いた海洋大循環駆動メカニズムの議論は、今後取り組むべき課題の1つである。

6. おわりに

海洋大循環のうち熱塩循環のエネルギー論に関する研究は、「深層水がどのようにして浮力を獲得するか」という古典的な観点から、深層成層の維持に必要な乱流運動エネルギー量にばかり関心が寄せられてきた。しかし、乱流運動エネルギーは大循環場の位置エネルギー源の1つでしかなく、エネルギー収支の1側面を見ているに過ぎない。数値モデルを用いてエネルギー収支を論じる先行研究も存在するが、単に収支を議論するに留ま

り、熱塩循環の駆動メカニズムを説明するという点では議論が不十分であった。エネルギー論の観点に立つとき、「循環を駆動・維持する」とは「運動エネルギーの粘性消散を補償する」ことを意味し、熱塩循環は位置エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換によって維持される循環として定義できる。筆者はこの概念を基盤として、数値モデル結果のエネルギー収支解析から海洋大循環、特に熱塩循環の駆動メカニズムの描像を描いてきた。海底熱源による熱塩循環の強化機構については、従来の浮力収支解析からは容易に得られない駆動メカニズムを明らかにすることができた。熱塩循環の駆動そのものとも言えるエネルギー変換項を直接的に議論できるというエネルギー収支解析の利点が活かされた例である。また、一連の研究によって、南大洋の重要性が浮き彫りになった。例えば、南大洋上での風によるエクマン湧昇/沈降は、多量の位置エネルギー供給につながる。獲得された位置エネルギーの一部は大西洋へ輸送され、北大西洋深層水形成に伴う大西洋子午面循環の維持のために必要な運動エネルギーへ変換される。一方、南大洋の中規模渦は、位置エネルギーのシンクとして、重要な役割を果たす。特に、中規模渦による等密度面拡散は、状態方程式非線形性を通して位置エネルギーの大きなシンクとなるとともに、有効位置エネルギーの枠組みでは、海面浮力フラックスに匹敵する規模のエネルギーソースとなることが示唆された。状態方程式非線形性は無視されることの多い要素であるが、これらの研究によって、その重要性が確認された。

エネルギー収支に関する筆者の一連の研究は、中規模渦を陽に表現しない低解像度モデルの解析に基づいている。中規模渦の移流と拡散の効果はパラメタリゼーションの形で導入されており、その強さを表す層厚拡散係数と等密度面拡散係数には一定値が設定されている。一方、第4節で論じたように、中規模渦の活動度は大きく時空間変動することが知られている。このため、本稿で紹介した研究成果の定量的妥当性を、より高度な海洋モデルを用いて検証する必要がある。例えば、子午面循環流量の南大洋上の風に対する応答に関して“eddy compensation”と呼ばれる概念がある。これは、南大洋上の風の強化に伴い中規模渦が活発化し、エクマン輸送強化による平均場の子午面循環強化をより強く打ち消すよう

に働くというものである。Hallberg and Gnanadesikan (2006) は、水平解像度を低解像度から渦許容解像度まで変更した数値モデル実験を行い、南大洋上の風に対する子午面循環の応答が、渦許容モデルでは弱くなることを示した。Gent and Danabasoglu (2011) は、気候モデルを用いた実験から、低解像度海洋モデルにおいても、時空間変動する層厚拡散係数を導入することによって、eddy compensation の効果を取り入れることが可能であると論じている。一方、Bishop *et al.* (2016) は、水平解像度 0.1° の高解像度海洋モデルを用いた気候モデル実験では eddy compensation がほとんど生じないことを報告している。現実の海洋で、どの程度 eddy compensation が起きているかについては議論の余地が残るところであるが、この概念は、第2節で述べた南大洋上の風による大西洋熱塩循環強化や、第3節で述べた位置エネルギーシンの定量評価に影響する可能性がある。これらの問題に対しては、中規模渦を陽に解像するモデルの利用が好ましい。しかし、現実的設定下で数100年から1,000年規模の全球渦解像モデル実験を行うことは、現時点では、計算資源上、現実的ではない。理想的設定下での渦解像モデリングや、中規模渦パラメタリゼーションの高度化、それを用いた低解像度モデル長期積分実験などを併用して取り組むことになると思われる。

低解像度モデルにおける中規模渦などのサブグリッドスケール現象のパラメタリゼーション開発に際しては、エネルギー収支の観点からより良い指針を得ることができのかもしれない。昨今では、Tailleux (2012) や Eden (2015) によってブシネスク近似下でのエネルギー方程式が再構築され、内部エネルギーも含めて定式化されている。Eden (2016) は、この定式化を基にして、エネルギーサイクルの閉じた海洋モデルの概念を提唱している。ここでは、複数のサブグリッドスケールの運動エネルギー（中規模渦の運動エネルギー、内部波の運動エネルギー、乱流運動エネルギー）に関する予報式がそれぞれパラメタリゼーションとして組込まれており、各エネルギーリザーバー間の相互作用も考慮される。つまり、エネルギー収支の点で物理的整合性がより高いモデルになり、予測精度の向上につながることを期待される。一方、ここでは一般的な海洋モデルに存在しないエネルギー収支上の制約が課せられることになるため、必ずしもモデル

性能の向上に直接的にはつながらない。Eden (2016) は、その原因が各パラメタリゼーションやモデルの数値計算法にあるとし、それらの物理的な整合性を高める必要があると主張している。このことは、逆に言えば、エネルギー収支上の制約なしにパラメタリゼーション開発やパラメータチューニングを行うことは、エネルギー収支上起こり得ない振舞を許容する危険性をはらんでいることを意味している。例えば、混合層モデルや中規模渦パラメタリゼーションの一部（例えば、Mellor and Yamada, 1982; Eden and Greatbatch, 2008）では、パラメータ化された乱流運動エネルギーや中規模渦運動エネルギーの予報方程式を導入し、得られた運動エネルギー場から診断される速度スケールと別途に診断される長さスケールとを利用して、鉛直拡散係数や等密度面拡散・層厚拡散係数が診断されている。現実海洋では、これらの乱流運動エネルギーや中規模渦運動エネルギーを含めたエネルギーの総量が保存するが、上述の混合層モデルや中規模渦パラメタリゼーションを単純に導入しただけの数値モデルでは、エネルギー保存が保証されていない。そのため、陰的に表現されたこれらのエネルギー場が、外力の変化等に対して非現実的な応答を示すことも起こり得る。この研究は、エネルギー論の視点をモデル開発方針に応用する点で、興味深い試みである。今後は、このようなエネルギー論の発展的研究にも取り組んでいきたい。

一連の研究において筆者が利用した海洋モデルのうち、特に現実的設定下でのモデルは、既存のモデリング研究での設定を基盤に構築されたものである。既存モデルの設定は、解像度や海底地形、海面境界条件や各種パラメタリゼーション構成、各種パラメータ設定など多岐に渡る。これらの設定は現実的な海洋シミュレーションの真髄であり、筆者のこれまでの研究の成果は、そこに支払われた海洋モデル開発者の多くの労力の上に成り立っている。筆者は現在、気象庁気象研究所において開発メンバーの1人として気象研究所共用海洋モデル (MRI.COM; Tsujino *et al.*, 2017) の開発に携わるとともに、気候研究に用いられる海洋モデルの開発を主に担当している。これらの海洋モデル開発業務を通して、海洋モデルコミュニティに返報するとともに、海洋学の発展に貢献できるよう今後一層尽力していく所存である。

謝 辞

この度は伝統ある日本海洋学会岡田賞を賜り、身に余る光栄に存じます。受賞に際しまして推薦・選考いただきました先生方、承認いただきました評議員会の皆様に厚く御礼申し上げます。また折に触れてご指導・ご助言をいただきました日本海洋学会員の皆様に心より感謝申し上げます。

海洋大循環のエネルギー論に関する一連の研究の多くは恩師である羽角博康先生との共同研究となっています。羽角先生には学部4年生時の演習から気象庁気象研究所に移るまでの9年間もの間ご指導いただきました。地球流体力学や海洋物理学、数値流体力学など全てにおいて素人であった私に対して、基礎から丁寧にご教授くださいました。私が大学院に進学した平成18年は折しもCREST研究課題が始まった年でした。多くの海洋モデル若手研究者の先輩方が日本各地から集った研究室環境は、学生であった私にとって非常に刺激的であり、諸先輩方からも多くを学ぶことができました。また、熱意を持って研究に当たり、海洋モデル業界を牽引していらっしゃる羽角先生のお姿に、研究者としての在り方や心構えなど数多くの物事を学びました。羽角先生の存在なくしては、岡田賞受賞の榮譽に授かることはおろか、研究者の道に進むことすらできませんでした。心より深く感謝申し上げます。研究遂行に当たっては、気候システム研究センター（現大気海洋研究所気候システム研究系）の皆様、海洋研究開発機構・海洋モデル開発者の皆様、気象庁気象研究所海洋・地球化学研究部の皆様をはじめとする数多くの先生方、先輩方から貴重なご助言・ご指導をいただきました。お一人お一人のお名前を挙げて御礼申し上げられない非礼をお許しください。微力ではございますが、海洋学の発展に貢献できるよう一層精進して参る所存でございます。今後ともご指導、ご鞭撻を賜りますよう、よろしく願い申し上げます。

一連の研究は主に科学技術振興機構・戦略的創造研究推進事業研究課題「海洋循環のスケール間相互作用と大規模変動」、日本学術振興会特別研究員「高解像度モデリングに基づく南大洋における水塊変質過程の定量化」、日本学術振興会「組織的な若手研究者等海外派遣プログラム」、東北マリンサイエンス拠点形成事業「海洋生態系

の調査研究」、文部科学省科学研究費補助金・新学術領域研究「海洋混合学の創設：物質循環・気候・生態系の維持と長周期変動の解明」(JP15H05825)の支援を受けています。

最後にこの場をお借りして、私生活の面で大きな支えとなってくれている妻麻由、娘藍衣・琴葉、そして長崎と横浜の両親・家族に心より感謝申し上げます。

References

- Adcroft, A., J. R. Scott, and J. Marotzke (2001): Impact of geothermal heating on the global ocean circulation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1735-1738.
- Aiki, H., and K. J. Richards (2008): Energetics of the global ocean: the role of layer-thickness form drag. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1845-1869.
- Bishop, S. P., P. R. Gent, F. O. Bryan, A. F. Thompson, M. C. Long, and R. Abernathy (2016): Southern Ocean overturning compensation in an eddy-resolving climate simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 1575-1592.
- Bryan, F. (1987): Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 970-985.
- Butler, E. D., K. I. Oliver, J. M. Gregory, and R. Tailleux (2013): The ocean's gravitational potential energy budget in a coupled climate model. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 5417-5422.
- Danabasoglu, G., J. C. McWilliams, and P. R. Gent (1994): The role of mesoscale tracer transports in the global ocean circulation. *Science*, **264**, 1123-1126.
- Eden, C., and R. J. Greatbatch (2008): Towards a mesoscale eddy closure. *Ocean Modell.*, **20**, 223-239.
- Eden, C. (2015): Revisiting the energetics of the ocean in Boussinesq approximation. *J. Phys. Oceanogr.*, **45**, 630-637.
- Eden, C. (2016): Closing the energy cycle in an ocean model. *Ocean Modell.*, **101**, 30-42.
- Fasullo, J. T., and K. E. Trenberth (2008): The annual cycle of the energy budget. Part II: Meridional structures and poleward transports. *J. Clim.*, **21**, 2313-2325.
- Furue, R., and M. Endoh (2005): Effects of the Pacific diapycnal mixing and wind stress on the global and Pacific meridional overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 1876-1890.
- Gent, P. R., and G. Danabasoglu (2011): Response to increasing Southern Hemisphere winds in CCSM4. *J. Clim.*, **24**, 4992-4998.
- Gent, P. R., and J. C. McWilliams (1990): Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 150-155.
- Gent, P. R., J. Willebrand, T. J. McDougall, and J. C. McWilliams (1995): Parameterized eddy-induced tracer transports in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 463-474.
- Gnanadesikan, A., R. D. Slater, P. S. Swathi, and G. K. Vallis (2005): The energetics of ocean heat transport. *J. Clim.*, **18**, 2604-2616.
- Gregg, M. C. (1987): Diapycnal mixing in the thermocline: a review. *J. Geophys. Res.*, **92**, 5249-5286.
- Griffies, S. M., R. C. Pacanowski, and R. W. Hallberg (2000): Spurious diapycnal mixing associated with advection in a z-coordinate ocean model. *Mon. Weather Rev.*, **128**, 538-564.
- Groeskamp, S., R. P. Abernathy, and A. Klockner (2016): Water mass

- transformation by cabbeling and thermobaricity. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 10835-10845.
- Hallberg, R., and A. Gnanadesikan (2006): The role of eddies in determining the structure and response of the wind-driven Southern Hemisphere overturning: Results from the Modeling Eddies in the Southern Ocean (MESO) project. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 2232-2252.
- Hamza, V. M., R. R. Cardoso, and C. F. Ponte Neto (2008): Spherical harmonic analysis of earth's conductive heat flow. *Int. J. Earth Sci.*, **97**, 205-206.
- Hasumi, H., and N. Sugimotohara (1999): Atlantic deep circulation controlled by heating in the Southern Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1873-1876.
- Hellmer, H. H., and A. Beckmann (2001): The Southern Ocean: A ventilation contributor with multiple sources. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2927-2930.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2006): Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (XCP) surveys. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L03611.
- Hirst, A. C., and T. J. McDougall (1998): Meridional overturning and dianeutral transport in a z-coordinate ocean model including eddy-induced advection. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1205-1223.
- Huang, R. X. (1999): Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 727-746.
- Huang, R. X. (2002): Corrigendum. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1593.
- Huang, R. X. (2005): Available potential energy in the world's oceans. *J. Mar. Res.*, **63**, 141-158.
- Huang, R. X., and X. Jin (2006): Gravitational potential energy balance for the thermal circulation in a model ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1420-1429.
- Huang, R. X., W. Wang, and L. L. Liu (2006): Decadal variability of wind-energy input to the world ocean. *Deep-Sea Res. II*, **53**, 31-41.
- Hughes, G. O., A. M. Hogg, and R. W. Griffiths (2009): Available potential energy and irreversible mixing in the meridional overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 3130-3146.
- Ilicak, M., A. J. Adcroft, S. M. Griffies, and R. W. Hallberg (2012): Spurious dianeutral mixing and the role of momentum closure. *Ocean Modell.*, **45-46**, 37-58.
- Iudicone, D., G. Madec, B. Blanke, and S. Speich (2008): The role of Southern Ocean surface forcings and mixing in the global conveyor. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1377-1400.
- Klocker, A., and T. J. McDougall (2010): Influence of the nonlinear equation of state on global estimates of dianeutral advection and diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 1690-1709.
- LeBel, D. A., W. M. Smethie Jr., M. Rhein, D. Kieke, R. A. Fine, J. L. Bullister, D.-H. Min, W. Roether, R. F. Weiss, C. Andrié, D. Smythe-Wright, and E. P. Jones (2008): The formation rate of North Atlantic Deep Water and Eighteen Degree Water calculated from CFC-11 inventories observed during WOCE. *Deep-Sea Res. I*, **55**, 891-910.
- Ledwell, J. R., E. T. Montgomery, K. L. Polzin, L. C. St. Laurent, R. W. Schmitt, and J. M. Toole (2000): Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, **403**, 179-182.
- Lee, M.-M., A. C. Coward, and A. J. G. Nurser (2002): Spurious diapycnal mixing of the deep waters in an eddy-permitting global ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1522-1535.
- Marsh, R. (2000): Cabbeling due to isopycnal mixing in isopycnal coordinate models. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 1757-1775.
- Matsumura, Y., and H. Hasumi (2010): Modeling ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **115**, C10033.
- McCarthy, G. D., D. A. Smeed, W. E. Johns, E. Frajka-Williams, B. I. Moat, D. Rayner, M. O. Baringer, C. S. Meinen, J. Collins, and H. L. Bryden (2015): Measuring the Atlantic meridional overturning circulation at 26°N. *Prog. Oceanogr.*, **130**, 91-111.
- McDougall, T. J. (1987): Thermobaricity, cabbeling and water-mass conversion. *J. Geophys. Res.*, **92**, 5448-5464.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Munk, W. H. (1966): Abyssal recipes. *Deep-Sea Res.*, **13**, 707-730.
- Munk, W., and C. Wunsch (1998): Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res. I*, **45**, 1977-2010.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2011): Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations. *J. Oceanogr.*, **67**, 493-502.
- Orsi, A. H., G. C. Johnson, and J. L. Bullister (1999): Circulation, mixing and production of Antarctic Bottom Water. *Prog. Oceanogr.*, **43**, 55-109.
- Orsi, A. H., W. M. Smethie Jr., and J. L. Bullister (2002): On the total input of Antarctic waters to the deep ocean: A preliminary estimate from chlorofluorocarbon measurements. *J. Geophys. Res.*, **107**, C8, 3122, doi: 10.1029/2001JC000976.
- Pollack, H. N., S. J. Hurter, and J. R. Johnson (1993): Heat flow from the earth's interior: Analysis of the global data set. *Rev. Geophys.*, **31**, 267-280.
- Polzin, K. L., J. M. Toole, J. R. Ledwell, and R. W. Schmitt (1997): Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, **276**, 93-96.
- Redi, M. H. (1982): Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1154-1158.
- Roemmich, D., S. Hautala, and D. Rudnick (1996): Northward abyssal transport through the Samoan passage and adjacent regions. *J. Geophys. Res.*, **101**, 14039-14055.
- Schmitz, W. J., Jr. (1995): On the interbasin-scale thermohaline circulation. *Rev. Geophys.*, **33**, 151-173.
- Schmitz, W. J., Jr. (1996a): *On the world ocean circulation: volume I, some global features/North Atlantic circulation*, Technical Report WHOI-96-03. Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, 150 pp.
- Schmitz, W. J., Jr. (1996b): *On the world ocean circulation: volume II, the Pacific and Indian Oceans/a global update*, Technical Report WHOI-96-08. Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, 241 pp.
- Scott, J. R., and J. Marotzke (2002): The location of diapycnal mixing and the meridional overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 3578-3595.
- St. Laurent, L., and H. Simmons (2006): Estimates of power consumed by mixing in the ocean interior. *J. Clim.*, **19**, 4877-4890.
- Tailleux, R. (2009): On the energetics of stratified turbulent mixing, irreversible thermodynamics, Boussinesq models and the ocean heat engine controversy. *J. Fluid Mech.*, **638**, 339-382.
- Tailleux, R. (2012): Thermodynamics/dynamics coupling in weakly compressible turbulent stratified fluids. *ISRN Thermodyn.*, **2012**, 609701, doi: 10.5402/2012/609701.

- Tanaka, Y., and H. Hasumi (2008a): Injection of Antarctic Intermediate Water into the Atlantic subtropical gyre in an eddy resolving ocean model. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L11601, doi: 10.1029/2007GL032915.
- Tanaka, Y., and H. Hasumi (2008b): Resolution dependence of eddy fluxes, p. 101-114. In *Geophysical monograph, Vol. 177: Ocean modeling in an eddy resolving regime*, edited by M. W. Hecht and H. Hasumi, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Timmermann, R., and A. Beckmann (2004): Parameterization of vertical mixing in the Weddell Sea. *Ocean Modell.*, **6**, 83-100.
- Toggweiler, J. R., and B. Samuels (1995): Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation. *Deep-Sea Res. I*, **42**, 477-500.
- Toggweiler, J. R., and B. Samuels (1998): On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1832-1852.
- Toole, J. M., and R. W. Schmitt (1994): Estimates of diapycnal mixing in the abyssal ocean. *Science*, **264**, 1120-1123.
- Tsujino, H., H. Hasumi, and N. Sugimoto (2000): Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depths. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2853-2865.
- Tsujino, H., H. Nakano, K. Sakamoto, S. Urakawa, M. Hirabara, H. Ishizaki, and G. Yamanaka (2017): *Reference manual for the Meteorological Research Institute Community Ocean Model version 4 (MRI.COMv4)*, Tech. Rep. of MRI, No. 80. Meteorological Research Institute, Japan Meteorological Agency, Tsukuba, 284 pp.
- Tsujino, H., and N. Sugimoto (1999): Thermohaline circulation enhanced by wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1506-1516.
- Urakawa, L. S., and H. Hasumi (2009a): The energetics of global thermohaline circulation and its wind enhancement. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1715-1728.
- Urakawa, L. S., and H. Hasumi (2009b): A remote effect of geothermal heat on the global thermohaline circulation. *J. Geophys. Res.*, **114**, C07016.
- Urakawa, L. S., and H. Hasumi (2010): Role of parameterized eddies in the energy budget of the global thermohaline circulation: cabbeling versus restratification. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 1894-1901.
- Urakawa, L. S., and H. Hasumi (2012): Eddy-resolving model estimate of the cabbeling effect on the water mass transformation in the Southern Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 1288-1302.
- Urakawa, L. S., J. A. Saenz, and A. M. Hogg (2013): Available potential energy gain from mixing due to the nonlinearity of the equation of state in a global ocean model. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 2224-2228.
- Urakawa, L. S., and H. Hasumi (2014): Effect of numerical diffusion on the water mass transformation in eddy-resolving models. *Ocean Modell.*, **74**, 22-35.
- Walín, G. (1982): On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean. *Tellus*, **34**, 187-195.
- Webb, D. J., and N. Sugimoto (2001): Vertical mixing in the ocean. *Nature*, **409**, 37.
- Wunsch, C. (1998): The work done by the wind on the oceanic general circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 2332-2340.
- Wunsch, C., and R. Ferrari (2004): Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36**, 281-314.

A numerical modeling study on the energy budgets of the general circulation of the ocean

L. Shogo Urakawa*

Abstract

The general circulation of the ocean has been classified into two types of circulation: wind-driven circulation, represented by gyres, and thermohaline circulation, driven by surface buoyancy flux. The latter circulation type is the deep ocean circulation characterized by local deep-water formation at high latitudes and deep-water upwelling over other vast areas. This deep circulation is considered to play an important role in the climate because it involves large transport of heat and materials such as nutrients and carbon compounds. The author investigated its driving mechanisms from the viewpoint of energetics through energy budget analysis of numerical models. The study extends the analysis to enhancement of the thermohaline circulation due to winds over the Southern Ocean and to geothermal heating, quantification of potential energy sinks and the role of the nonlinearity of the equation of state (EoS), water mass transformation and the enhancement of the thermohaline circulation due to the nonlinear effects of EoS, and importance of the nonlinearity of EoS in the available potential energy budget.

Key words: ocean general circulation, thermohaline circulation, numerical model, energy budget analysis, nonlinearities of the equation of state

(Corresponding author's e-mail address: surakawa@mri-jma.go.jp)

(Received on 30 November 2018; accepted on 15 December 2018)

(doi: 10.5928/kaiyou.28.2_19)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2019)

* The First Research Laboratory, Oceanography and Geochemistry Research Department, Meteorological Research Institute, Japan Meteorological Agency
1-1 Nagamine, Tsukuba-shi, Ibaraki, 305-0052, Japan
e-mail: surakawa@mri-jma.go.jp