

数値モデルによる海洋微小スケールプロセスの解明

松村 義正

東京大学気候システム研究センター

1. はじめに

海洋には数千年のタイムスケールで地球を巡る大規模な循環場が存在する。この大循環は大まかには次のような全体像をなしている。すなわち、まず南極沿岸やラブラドル海など高緯度の幾つかの領域において、大気から冷却されることによって海面付近の海水が高密度化し、深層まで沈み込む。このようにして海洋深層に供給された冷たく重い水は海底地形の制約を受けながらゆっくりと低緯度域に向かい、そこで暖かい水と混合することにより浮力を得、表層まで湧昇する。海洋表層には主に風によって形成される強い流れ(例えば黒潮やメキシコ湾流等)が存在しており、深層を巡って湧昇してきた水はこの表層の循環によって再び高緯度の沈み込み域まで運ばれる。以上のような海洋の大循環は低緯度域から高緯度域に向けて大量の熱を輸送するため、地球の気候形成に極めて重要な役割を担っている。したがって例えば数値モデルによって温暖化予測を行おうといった際には、この海洋大循環をモデル内で如何に現実的に再現するかが肝となる。海洋大循環の再現を主要な目的とする数値モデルを一般に海洋大循環モデルと呼ぶが、これは基本的には流体の運動を記述する Navier-Stokes 方程式と、温度・塩分及び圧力と海水の密度の関係を記述した状態方程式を支配方程式とする一般的な数値流体コードである。ただし数千年、数万 km という時間的にも空間的にも非常に大きなスケールの現象を扱うという点が特徴であり、このため大循環モデルでは格子幅が非常に粗く、また計算効率を高めるためいくつかの大胆な近似による簡略化を行っている。最も特徴的なのは圧力を静水圧、すなわち“大気圧+その格子より上に存在する海水の重さ”で置き換える静水圧近似であり、鉛直加速度を無視して水平的な収束発散のみから鉛直速度を求めることに相当する。これは海水の運動が水平方向数万 km のスケールに大して深さが高々数千 m しかない薄い層の中での現象であり、さらに深層が冷たく重く、表層に行くほど暖かく軽いという密度成層がより海水の鉛直運動を妨げることを鑑みれば、ある程度は正当な仮定と言えよう。

近年の計算機資源を用いれば、上記のような海洋大循環モデルに海面での境界条件として観測に基づく風の場合や日射・降水等を与えつつ水平格子幅数 10km 程度の解像度で数千年のモデル時間走らせることによって、観測と整合的な大循環場を再現することが可能となっている。(ただし特に海洋深層の流れの強さやその流路は直接観測が困難なこともあり未だ良く把握されておらず、直接観測とモデリング研究の両面から活発な議論が続いている。) このような海洋大循環モデルと大気大循環モデル、海水の相変化と氷の力学を扱う海氷モデル、さらには陸面での水循環や植生を扱う陸面モデル等が互いに影響を与え合う結合モデルの計算結果は気候変動に関する政府間パネル(Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC)による評価報告書における温暖化予測の主要な根拠の一つともなっており、したがって海洋大循環モデルの信頼性向上は海洋物理学上の要請にとどまらず、人類共通の課題の一つといっても過言ではない。

先に海洋大循環モデルにおける静水圧近似が、海洋の全球規模大循環を構成する海水の運動

の水平スケールが鉛直スケールよりもはるかに大きいために妥当であるという旨を述べたが、実はこれはあまり正確でない。大循環の構造の水平と鉛直のスケールのアスペクト比自体は確かに十分大きいのであるが、そもそもこの大循環は、内部重力波の砕波によって生じる乱流混合や高緯度域の海面で浮力を失った水が局所的に海洋中深層まで沈み込む過程といった、時間的・空間的に小さいスケールの現象によって駆動・維持されている。これら海洋の微小スケールプロセスでは運動のアスペクト比は1に近くもはや静水圧近似は成り立たない。ではなぜ微小スケールの非静水圧な運動によって駆動・維持されている海洋大循環が、静水圧近似を行っている大循環モデルで再現されているかとうと、誤解を恐れずに言えば、そもそも現状の大循環モデルでは格子が粗いために大循環を駆動する微小スケールプロセスは解像することができず、経験的なパラメタリゼーションによって代替しているからに他ならない。パラメタリゼーションとは簡単に言えばモデルで解像されないサブグリッドスケールの現象が実際にはどうあるべきかを、物理的な考察や観測や室内実験に基づく経験的な知識からモデルで解像されている物理量を元に推定し、モデル計算を逐次補正することである。もちろん用いられるパラメタリゼーションが確固たる物理的根拠に基づいており、その妥当性が十分検証されたものであるならば、パラメタリゼーションを含む大循環モデルの結果も信頼できるものであるのだが、実際には必ずしもそう理想的ではない。特にパラメタリゼーション内で具体的な定数が必要な場合には、最も観測と整合するような結果を導くパラメータ値をアドホックなチューニングによって決定することになり、往々にしてある物理量を観測と合わすようにチューニングすると他の物理量がよりずれてくるということになりがちである。また最悪の場合には、現実に行き始めている現象とはまったく異なるメカニズムによって大循環がモデル内で実現されているということもあり得る。例えば低緯度域での深層水の浮力の獲得は潮汐を起源とする乱流混合によって為されるはずが、精度の低い移流スキームを用いたモデルではこれを強い数値拡散が書きし、非現実的な循環をモデル内で実現してしまう。このような状況では、パラメータチューニングの結果現在の深層循環が現実的に再現できたとしても、古気候や温暖化予想といった現在とは大きく異なる気候システムを対象とした場合においてそれらのパラメータが適切である保証は無く、気候変動予測における大循環モデルの信頼性には疑問が残ると言わざるを得ない。

以上のような海洋大循環モデルの現状を考えると、その信頼性の向上は究極的にはできるだけ近似を行わない方程式系に基づき、かつ海洋で起きているあらゆるスケールの現象を解像するのに十分な格子幅での実験をすることによって実現されるべきなのであるが、そのような計算は例え計算機の発展が現在のペースで数十年続いたとしても困難である。したがってまず我々にできることは、既存の大循環モデルで解像されない微小スケールプロセスの物理的な詳細を理解し、それらのプロセスが定量的に深層水の形成やその湧昇にどの程度の貢献をしているのかを見積り、その知見をより良いパラメタリゼーションの開発と改良という形で大循環モデルにフィードバックしていくことである。微小スケールプロセスの詳細な理解のために最も重要なのは実際に何が起きているかを直接観測することであるのは疑う余地が無いが、海洋中深層での現象を時空間的に密な観測によって把握することは極めて困難である。そこで特定の現象、あるいは特定の海域のみを対象に、利用可能な計算機資源の制限内で可能な限り高解像度かつ近似を廃した領域モデルを構築し、大循環モデルでは決して表現され得ない微小スケールプロセスをモデルで再現することができれば、そのメカニズムの理解やより大規模な海洋循環に与える影響を評価することが可能となる。

筆者は東大情報基盤センターの 2008 年度若手研究者推薦でいただいた計算機リソースを活用し、まず海洋微小スケールプロセスを扱うことに特化した数値モデルを開発し、その計算効率の向上に取り組んだ(Matsumura and Hasumi, 2008)。次にその数値モデルを用いて南極沿岸での局所的な深層水形成を再現する高解像度の数値実験を行うことにより、当該海域でどれくらいの量の高密度水がどのくらいの深さまで沈み込んでいるのかをシミュレートした(Matsumura and Hasumi, 2009a)。またその結果の解析から、特に海底地形の小規模な起伏の影響に着目して力学的な考察に行い、大陸斜面上における等深線の曲率や勾配の空間変化といった地形的な特徴と、高密度水の流路との関係を定式化した(Matsumura and Hasumi, 2009b)。これら一連の研究を紹介する。詳細な記述は各原著論文に任せ、本稿では概要を述べるに留めるが、本誌の読者の主要な興味の対象である数値計算手法とその効率に関してはできるだけ詳しい記述を行うよう心がけた。なお本稿第 3 節の内容は 2009 年特集号 2 に掲載された T2K オープンパソコン HPC 特別プロジェクト成果報告(羽角ら)と一部重複することを了承願いたい。

2. 海洋非静力学モデル開発

前節に述べたとおり、既存の海洋大循環モデルは静水圧近似を行っているが、本研究の対象である海洋微小スケールプロセスにおいては静水圧平衡は成り立たない。そのため既存の大循環モデルを単に高解像度すのでは不十分で、静水圧近似を行わず圧力場を陽に計算する数値モデルが必要となる。ただし流体運動の時間発展を計算する際に圧力を陽に予報するということは、密度の粗密波によって圧力偏差が波動として伝播する現象、すなわち音波を扱う必要があることを意味する。海水中の音波の伝播速度は 1500 m s^{-1} 程度であるが、これは最も速い海流と比較しても 1000 倍程度大きい。したがって CFL 条件を考慮すると、興味の対象であるところの海水の運動に積極的な影響を与えないにも関わらず、それよりもはるかに速く伝播し時間刻み幅を制約する音波を真面目に扱うのは賢明とは言えない。幸いにして海水の圧縮率はさほど高くなく、圧縮運動による密度の変化は、非一様な日射や降水等によって生じる温度・塩分偏差による密度変化に比べ十分小さい。そこで流速ベクトル \mathbf{u} に対して非発散条件 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ を仮定することにより、Navier-Stokes 方程式中の圧力 p を、この非発散性を満たすように Poisson 方程式を解くことによって求めることができる(Marshall et al, 1997a)。なお壁面を貫く流速は 0 であるべきとの要請から、壁面においてそれに垂直な方向の圧力の微分が 0 となるノイマン境界条件が課せられる。このように流速の非発散を仮定して Poisson 方程式から圧力を求めることは音波の伝播速度を無限大とみなすことに相当し、海洋物理の対象となる現象では妥当な仮定である。このような近似は非圧縮近似とも呼ばれるが、温度や水圧による密度の変化の影響は海水の状態方程式に含まれる形で考慮されている。

以上のように、静水圧近似をしない非静力学海洋モデルでは圧力の導出のために 3 次元 Poisson 方程式をタイムステップ毎に解く必要があるが、これは計算コストの観点から容易でない。離散化された系では解くべき Poisson 方程式は $\mathbf{q} - L \mathbf{p} = 0$ と表現される。ここでモデルの総格子数を N (通常最低でも 10^6 以上のオーダーである) とすると \mathbf{p}, \mathbf{q} は N 次元ベクトル、 L は離散化されたラプラス演算子を表す $N \times N$ の正方行列である。 \mathbf{p} が解くべき圧力 (正確には圧力から静水圧及び大気圧を除いたものをリファレンス密度で割った modified pressure と呼ばれる量) である。一方 \mathbf{q} は Navier-Stokes 方程式中の \mathbf{p} 以外の項から導出される各格子での収束発散を表し、タイムステップ毎に評価される。圧力 \mathbf{p} をこの方程式を満たすように求めれ

ば、Navier-Stokes 方程式が非発散性を保ったまま時間積分を行えることになる。我々のモデルは水平方向には曲線直交座標、鉛直方向には格子の厚みが水平一様な座標系を採用しており、速度は各格子面に対して垂直な成分がその面の中央にて定義され、圧力及び温度塩分等の海水の特性は各格子点中央にて定義されている。このような格子配置においてはある格子での ∇p はその格子とそれに隣接する 6 格子の計 7 格子における p から求まるので、 L の各行は 7 つの非ゼロ要素を持つことになる。 \mathbf{p} は L の逆行列を用いて $\mathbf{p} = L^{-1} \mathbf{q}$ と書けるが、実際に直接 L^{-1} を求めることは計算時間の観点からもメモリ容量の観点からも不可能であり、その他の解法を用いることになる。離散化された Poisson 方程式の最も高速な解法は高速フーリエ変換 (FFT) を用いたスペクトル法であるが、これは複雑な海底地形が存在する状況では適用できない。そこで既存の海洋非静力学モデルでは共役勾配 (conjugate gradient, 以下 CG) 法によって反復的に圧力を求める手法が広く採用されている (Marshall et al., 1997b)。ただし CG 法の収束性能は前処理行列の選択によって大きく左右されるが、最適な前処理行列は問題設定やその規模に依存しており一意に決められない。またより重要な点として、一般に CG 法その他の Krylov 部分空間法における収束までの反復回数は総格子数に依存して増加するため、モデルを高解像度化したり、より広い領域を覆うために格子数が増加すると、総計算コストは指数関数的に増大してしまう。

このような問題から、非静力学モデルを用いた海洋微小スケールプロセスの研究は狭い領域・短い積分期間のみを扱った理想化実験や、地形が存在しない表層のみを対象としたものに留まってきた。そこで我々はまず、近年工学分野で大きな成果を挙げている多重格子法を導入し、海洋非静力学モデル内における Poisson 方程式の計算コスト低減に取り組んだ。多重格子法は反復解法の一つであるが、解像度の異なる複数の格子を用意し、高波数の誤差は細かい格子上で、一方より低波数の誤差は粗い格子上でというように階層的に誤差の減衰を行うという特徴がある。この手法の著しい利点は、理論的には収束までの反復回数が格子数によらずほぼ一定であるというスケーラビリティにある。したがって非静力学海洋モデル内の Poisson 解法に多重格子法を用いることができれば、その計算コストは総格子数に対して線形となり、上に述べたような非静力学モデルを大規模実験に使用する際の欠点を解消できる。ただ導入にあたって幾つか海洋モデルに特徴的な問題があり、それらについて対処をする必要があった。以下ではそれら問題点とその対処法を述べる。ただし係数行列の形状やその詳細な定義をここで逐一説明して解法の完全なる記述を行うことは控え、概念的な記述に留める。詳細に興味があれば Matsumura and Hasumi (2008) を参照にされたい。

まず海底地形の表現と境界条件について述べる。境界で圧力微分が 0 になるというノイマン型境界条件は、最も単純には境界の外側 (つまり地中に相当する格子) での圧力場を仮想的に領域内部の圧力場の鏡像対称として与えることによって実現できる。境界が平面であればそれで問題ないのだが、斜面や海嶺等の凹凸がある地形においては単純な鏡像対称によって領域外での仮想圧力を与えることはできない。海底地形に隣接する格子での圧力を一定値に固定するという方法も考えられるが、これでは例えば斜面を降る高密度水の流れにおける圧力傾度が表現できない。そこで各格子においてそこが領域内であれば 1、地中に相当する場合は 0 とするマスク関数を定義し、係数行列 L 内の各係数に対して、ある格子面での微分を表す項にその面を挟む隣接 2 格子におけるこのマスク値の積を乗じることにする。これにより地中に相当する格子における仮想的な値を参照することなく、境界面での微分は自動的に 0 となってノイマン

境界条件が満たされる。ただし領域を囲む境界すべてでノイマン境界条件を適用すると p が一意に定まらず、 L の行列式が 0 となって解けなくなることには留意する必要がある。この特異性は例えば p の平均値を明示的に指定する等の拘束条件を新たに課すことによって解消できる。圧力 p はモデルの支配方程式において常に空間微分の形でのみ登場するので、その平均値は物理的意味を持たず、上記の拘束条件を課すことによって一般性は失われない。

次に多重格子法における粗い格子の構築方法を述べる。我々のモデルは直交する座標軸上で定義された構造化格子を採用しているため、粗い格子系は細かい座標系において隣接する複数の格子を結合することにより実現される。このため非構造化格子を用いるようなコードに比べはるかに容易かつ簡潔に多重格子法を実装できた。ただし海洋モデルでは通常水平方向の格子幅に比べ鉛直方向の格子幅が著しく小さい通称パンケーキ型の格子形状となっている。このような格子幅に非等方性がある場合、単純に各方向同数の細かい格子を結合して粗い格子を構築するのでなく、粗い格子において各方向の格子幅が同程度となるように、すなわち粗い格子上での係数行列の非ゼロ要素の大きさが均一となるように結合させる方が高い収束率を実現できることが知られている（より一般的には代数的多重格子法と称される）。海洋モデルのようにパンケーキ状格子であれば、まず鉛直方向にのみ幾つかの格子を結合し、立方体に近い格子形状となった格子レベル以降で 3 次元的に結合することによって粗い格子を構築すればよい。また複雑な海底地形における境界条件の扱いは上に記した通りだが、粗い格子上での海底地形をどのように表現するかには任意性がある。色々試行錯誤をした結果、ある粗い格子を構成する細かい格子全てが地中に相当する場合にのみその粗い格子も地中として扱い、わずかでも海洋内部領域を含むような格子は全て、粗い格子系においては海洋内部を表す格子とみなすようにするのが最適であった。

多重格子法では、各格子レベルにおいて古典的な定常反復法と同様の緩和演算を行うことにより対応する波長の誤差を減衰させるが、その際にどのような手法を用いるかも収束率や計算効率を左右する重要な要素である。広く採用されているのは単純な Gauss-Seidel 法による緩和演算を複数回行う手法であるが、これは計算順序が規定されベクトル化や並列化に不適である。その欠点を補う手法として red-black 法(格子をチェッカーボードパターンによって二つのグループに分割し、各々のグループ内では各格子で並列に緩和演算を実行する)も多く採用されているが、収束率はあまり良くない。3 色以上のグループ分けを行うことによってさらなる効率向上を目指す多色スキームも提案されているが、本研究では異なるアプローチを採用した。緩和演算法を選択するということは緩和演算子として係数行列 L の近似逆行列 M をどのように設定するか他にないのだが、我々はこの M の決定に Sparse Approximate Inverse (SAI) と呼ばれるテクニックを用いた。SAI ではまず M の非ゼロ要素の配置を適当に定めておき、その値をノルム $\|I - ML\|^2$ が最小となるように最小二乗問題を解いて決定する。 M の非ゼロ要素の配置の選択には任意性があるが、ここでは L と同じパターンを持つとした。これは Grote and Hucke (1997) において SPAI-1 と呼ばれるアルゴリズムである。 M が L と同じ非ゼロ要素の配置を持つと仮定することは、ある格子での緩和演算において近傍 7 点の情報のみしか用いないということを意味する。多重格子法における緩和演算は各格子レベルで表現される最も高波数の誤差のみを効率的に減衰されることが要求されるのであるから、 M の構造に上記のような局所性を持たせることは理にかなっている。さらにこの特性は並列化時にも通信を最小に留めるという点で大きな利点である。

SPAI-1 アルゴリズムによる緩和演算子は収束率及び並列化効率の双方において満足な結果が得られたが、初期化に時間がかかるという欠点がある。海洋モデルが扱うのは時間発展問題であり、同じ係数行列の線形問題を何度も繰り返し解くのであるが、海面の昇降が時々刻々変化する自由表面モデルでは鉛直格子幅が時間変化するため、係数行列 L もタイムステップ毎に変化する。よってタイムステップ毎に緩和演算子 M の初期化も必要のように思えるが、海面昇降の時間変化は高々数 10cm と格子幅に比べ短く、初期の海面昇降から計算した M が任意の時刻においても L の近似逆行列として十分機能する。したがって自由表面による鉛直格子幅の時間発展を伴う海洋モデルにおいても、タイムステップ毎に L の再構築は必要であるが M の初期化は初回に一度行うだけで良く、緩和演算子に SAI を採用することにおける初期化コストの欠点は隠蔽される。

先には明示しなかったが、境界条件としてノイマン条件を用いている場合、係数行列 L は対称となる。この対称性を生かし、反復解法として多重格子法を単体で用いるのではなく、これを共役勾配法の前処理として用いることができる。この手法は MGCG と呼ばれ、多重格子法単体よりも収束率が高い。元来 CG 法は並列計算に適したアルゴリズムであるが、多重格子法を前処理に用いることによって収束までの反復回数が格子数に伴い増加するという欠点も解消される。したがって粗い格子の構築方法に上述のような工夫をし、緩和演算子として SAI を採用した多重格子法を前処理として用いた CG 法は非静力学海洋モデルで用いるのに理想的な Poisson 解法であるといえる。この手法を用いれば 収束判定に用いる相対残差の閾値を 10^{-8} とした場合の収束までの反復回数は矩形領域の場合で 5 回以内、複雑な地形が存在する状況においても 8 回程度に留まっており、しかもそれは格子数が増加しても変化しない。この Poisson 解法を用いる我々が開発した非静力学モデルの計算コストは、静力学近似を行うモデルのコストの 2 倍以下に留まっており、海洋非静力学モデルの適用可能性が著しく広がることになる。

若手利用者推薦とは異なるが、HA8000 導入に合わせて昨年度に実施された T2K オープンスパコン HPC 特別プロジェクトに関連して、短時間ではあるが HA8000 の 512 ノードを使用してテストを行う機会が得られたので、上記の Poisson ソルバのスケラビリティをチェックした。HA8000 は 4 コア CPU が 4 つの計 16 コア搭載したノードが 512 台連結されているので、最大 8192 コアによる並列計算ができる。解いた問題サイズは $N = 2880 \times 3840 \times 160 \sim 1.8 \times 10^9$ である。結論から言うと、並列ノードを増やすことによる性能劣化は全く見られず、少なくともこの程度の格子数の問題であれば極めて高いスケラビリティを保っていることが確認できた。ただし HA8000 上で詳細なプロファイル測定を行ったところ、多重格子法内での行列ベクトル積を計算するルーチンで並列分割数によらず一様な実効性能の低下が見られた。ここでは演算命令とロードストア命令の比が 1 に近く、メモリ帯域が飽和して性能を制限してしまっていた。係数行列 L 及びその緩和演算子 M はそれぞれ $N \times N$ 行列であり、各行 7 の比ゼロ要素があるから $7N$ の独立した変数から成っている。しかし我々が採用している格子系においては、例えば鉛直格子幅が一定かつ海岸線が断崖絶壁のように鉛直に一様であれば、モデルの鉛直各層での係数の値が等しく、 L 及び M の要素中に同じ値をとるものが多く存在することになる。この共通部分を適切に抽出して演算中に再利用するにすれば、キャッシュを有効活用してパフォーマンスが改善されることが期待される。

なお開発したソルバのコードは Fortran90 の module によって海洋モデルとは完全に分離されており、他の用途にも利用可能である。もしその利用に興味のある読者がいれば、筆者

ymatsu@ccsr.u-tokyo.ac.jpに連絡いただければコードの提供が可能である。線形ソルバのコードはフリーなものも含め数多く流通しているが、完全に並列化された多重格子法による3次元 Poisson ソルバというのはそう何処にでも落ちているものでないと思われるので、有用な場合もあろうかと考えている。利用は直交する座標系(水平の座標軸は曲がっていても良く、格子幅も一定である必要もない。もちろん単純な FFT 実装のように格子数を2のべき乗に制限する必要もない)による構造化格子に制限されているが、任意の領域形状においてノイマン型境界条件を許容するという特徴もあるので、もしこれらの条件に適合する問題を解くためのソルバを探しているならば是非利用して頂いて感想等をお聞かせ願えると光栄である。もちろん筆者のような数値計算の素人が書いたコードであるので、その道の専門家によるものに比べれば性能的にも遥かに劣るであろうが、利用者からのフィードバックによって洗練させることができれば我々の本業にとっても有意義であり、幸いである。

3. ウェッデル海での棚氷水の沈降に関するシミュレーション

(1) はじめに

南極沿岸では活発な海水生成によるブライン排出を起源とする高密度水が深層に沈み込んでおり、これが南極底層水の起源になっている。このような深層水形成は海洋大循環を駆動する要因の一つであるから、定量的な理解は地球の気候を論ずる上でも重要である。沿岸で形成された高密度水は、まず沿岸付近の大陸棚上に溜まる。これが全世界の海洋の深層を占める高密度水になるまでには、大陸棚上から大陸斜面上へと流出し、大陸斜面上を深層まで下降しなければならない。このような高密度水が重力の作用によって斜面を下る流れのことを重力流と呼ぶが、地球という回転系においてはコリオリ力が作用するため、高密度水は重力にまかせて単に斜面を下るとのではなく、斜面を降る向きの重力と岸向きのコリオリ力がバランスすることによって、斜面上を等深線に沿って(南半球では岸を左に見ながら)流れる傾向がある。したがってただ大陸棚上で高密度水が生成されるというだけでは、深層水が形成されるとは言えない。重力流の沈降のためには、コリオリ力と重力の間のバランスを崩す何らかの作用が必要となる。

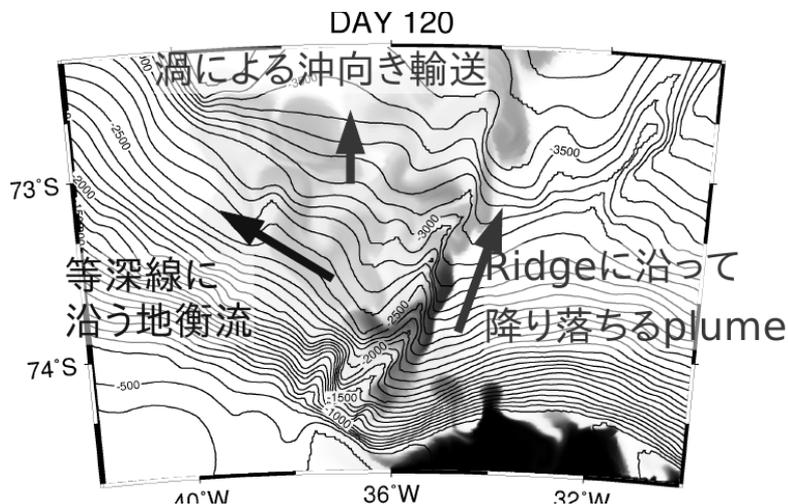
そのバランスを崩す要因として海底摩擦の効果、密度フロントでの傾圧不安波動の発達に伴う渦による輸送効果、斜面上の地形起伏の影響など様々なものがこれまでに指摘されている。しかしこれまでの研究ではそれらの個々の要素が理論的あるいは理想化設定の数値シミュレーションとして扱われるばかりであり、実際の海洋においてどのプロセスがどの程度働くのかについてはほとんど調べられていない。

本研究では、ウェッデル海における深層水形成の主要な起源となっているフィルヒナー流出を対象に、現実的設定のもとで高解像度数値シミュレーションを実施する。ウェッデル海の奥部は棚氷によって覆われており、その棚氷の端には冬季に沿岸ポリニヤが形成される。ここでは活発な海水生成に伴って高密度水が生成されるが、直下の大陸棚上に落ちた高密度水は即座に外洋に向かうのではなく、一度棚氷の下にもぐりこみ、そこを循環して再び棚氷の外に出る。棚氷の下面は結氷温度に保たれているが、海面よりも数百 m 以上深くに存在するため、圧力の影響によって海面で実現される結氷温度よりも低くなる。そのため棚氷下から再び外に出た海水は非常に低温であるという特徴を持ち、このようにして形成される低温の高密度水は棚氷水と呼ばれる。この棚氷水は海底地形のくぼみに沿って大陸棚の端へと達し、大陸斜面上へと

局所的に流出する。流出した棚氷水はコリオリ力の作用のために大陸斜面上をほぼ等深度線に沿って流れるが、西経 36 度付近に存在する小規模な海嶺に当たって進路を沖向きに曲げられ、等深度線を横切って沈降することが観測によって知られている (Foldvik et al., 2004)。本研究では海底地形起伏の棚氷水の沈降にどの程度重要かを明らかにし、この海域での深層水形成量を定量的に評価することを目的とする。

(2) シミュレーションの設定と結果

用いる数値モデルは第 2 節で述べた非静水圧海洋モデルである。シミュレーションの対象領域は、ウェッデル海の南岸付近、西経 30-42 度、南緯 71-75 度の領域である。水平解像度はおよそ 900 m、鉛直解像度は 25 m である。初期状態として観測に基づく水温・塩分の鉛直分布を水平一様に与える。領域南東の棚氷水の流出口となる窪地内 500 m 以深を水温 -2°C ・塩分 34.7 psu に緩和し、継続的な棚氷水供給を表現する。また沈降する棚氷水の流路および流量を追跡するために、この緩和領域において値を常に 1 とし、それ以外の場所では初期値を 0 とす



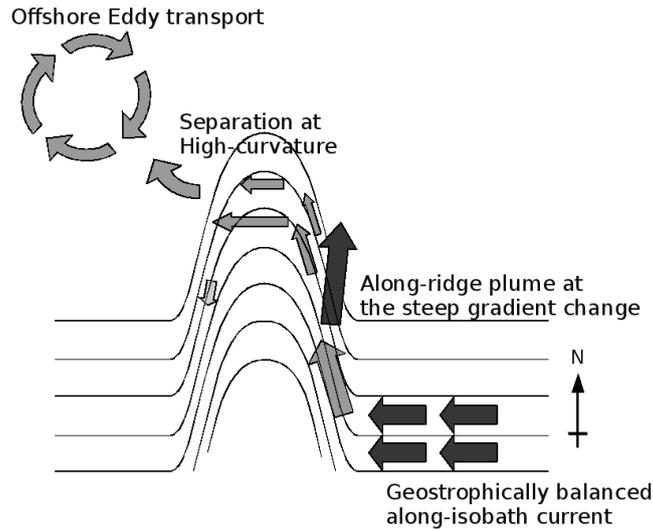
第 1 図：120 日目での最下層格子での仮想トレーサー濃度。

る仮想トレーサーを導入する。この仮想トレーサーは水温や塩分と同じ輸送・拡散方程式を用いて値が予報される。初期状態から 240 日の計算を行い、解析に用いる。

実験 120 日目における海底の仮想トレーサー濃度を第 7 図に示す。フィルヒナー陥没の出口で供給された高密度水は、大陸斜面上をまず西向きに流れ、海嶺にぶつかる場所で手前にある谷線に沿って下降している。こうした全体的な様相に加え、直接観測が存在する場所での水温・塩分分布や流速は、観測とよく整合している (Foldvik et al., 2004)。仮想トレーサー分布からわかる通り、高密度水の主要な流路は海嶺の手前を下降するものだが、海嶺の先端を回り込んで等深度線に沿ってさらに西向きに流れる成分も存在する。また海嶺の先端からは渦が切り離され、これもまた高密度水を沈降させる働きを持つことがわかる。

(3) 海底地形の起伏の効果

斜面上において重力とコリオリ力の間のバランスだけを考慮する場合、コリオリパラメータ

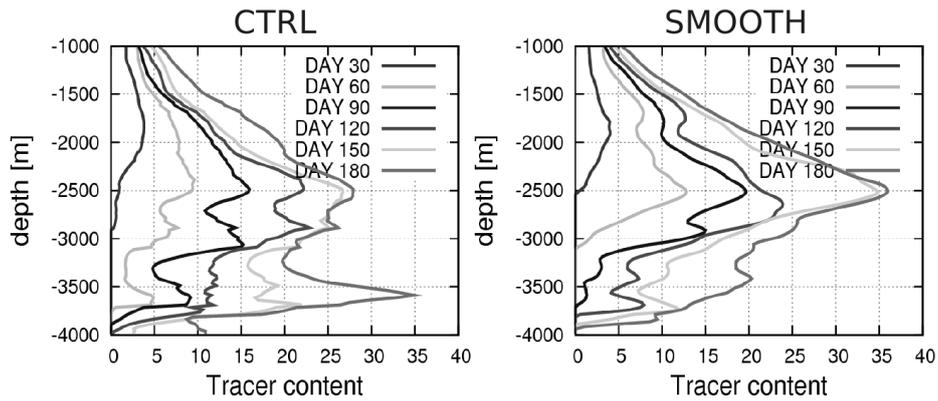


第2図：高密度水が等深度線を横切るメカニズムの概念図。

f , 等深度線に沿う流速 U , 斜面の勾配 α , 重力加速度 g , 高密度水の密度 ρ , 高密度水と周囲水の密度差 $\Delta\rho$ に対して $fU = -g\alpha\Delta\rho/\rho$ が成り立つ。この場合, 任意の f , α , ρ , $\Delta\rho$ に対して, バランスを満たす U が存在する。しかし海嶺が存在するなどし等深度線が曲率を持っている場合には, 等深度線に沿う流れのバランスの中に遠心力の項が加わる。曲率半径を R とするとき (等深度線が沖に向かって凸の場合を正とする), バランスの式は $fU + U^2/R = -g\alpha\Delta\rho/\rho$ となる。このバランスを満たす U が存在するためには, R に下限値 $R_c = 4g\alpha\Delta\rho/\rho f$ が存在する。これよりも小さい正の曲率半径を持つ場合, 等深度線に沿う流れは斜面に沿うことができず, 剥離して外洋側へと向かう。外洋に向かう過程では高密度水層が上下に引き伸ばされることになるため, ポテンシャル渦度保存より高密度水層は f と同じ符号の渦度を獲得する。フィルヒナー流出における典型的な条件で R_c を見積るとおよそ 0(1) km となり, 海嶺先端の曲率半径とよく対応する。したがって, 第1図に見られた海嶺先端から切離する渦は, このような理由によってできたものだと考えられる。

一方海嶺の手前の部分は曲率が負であり, 遠心力は流れを斜面に押し付ける方向に働くため, 高密度水の沈降を阻害する要因として働く。しかしこの領域では局所的に等深度線が密集しているため, 等深度線に沿って進むにつれて斜面の勾配が急になる。したがってその場所を通過する高密度水に作用する重力の斜面下向き成分は短時間で急激に大きくなる。一方コリオリ力が重力とバランスするには $1/f$ の時間がかかることから, 斜面勾配の微分が局所的に十分大きければ, コリオリ力がバランスするより前に増大する重力の影響で高密度水は斜面を降り落ちていくことになる。ここでは具体的な式は割愛するが, その結果として等深度線の曲率・コリオリパラメータ・斜面勾配それぞれについて等深度線に沿って考えた微分が重要となり, それらの大小の兼ね合いによって沈降が生じるかどうかが決まる。これについてもフィルヒナー流出における典型的な条件で評価したところ, 海嶺の手前は確かに高密度水の沈降が生じるべき場所にあっていた。フィルヒナー流出の沈降について, 地形起伏の力学的影響を概念的にまとめたものを第2図に示す。

仮想トレーサーの量を各深度で水平積分することにより, フィルヒナー流出で与えられた高密度水がどの深度に供給されるかを調べた結果を第3a図に示す。分布は 2500-3500 m にわたって幅広いピークを持ち, 高密度水の一部は 4000 m の深さまで輸送されていることがわかる。一方モデルの地形を平滑化し, 海嶺を取り除いて行った実験の結果では, 高密度水は深度 2500



第3図：各深度で水平積分した仮想トレーサー量.

a) 標準のシミュレーション結果, b) 海嶺を取り除いたシミュレーション結果.

mを中心に分布し、3000 mより下にはほとんど輸送されていない(第3b図)。海嶺が存在しない場合に高密度水の沈降を担うものは、海底摩擦と傾圧不安定の影響によるものと考えられる。今回の対象領域においては、高密度水が深層に沈降する要因として、海底起伏の効果が海底摩擦や傾圧不安定の効果を大きく上回ることが示された。

4. おわりに

海洋モデルの力学コアは、考慮すべき支配方程式の複雑さの観点で見れば、例えば水蒸気の相変化や微小なエアロゾルによる光学的影響まで扱う必要のある大気モデルに比べ、ずいぶん簡単な問題だといえる。また工学分野で用いられる数値流体コードと比較しても、単純な構造化格子で事足りるという点で間違いなく易しい部類の問題だと言っていい。一方解くべき問題の規模は膨大であり、計算機資源は幾らあっても十分ということはない。支配方程式や格子配置が単純であればこそ、アルゴリズムの選択や明示的・非明示的な最適化チューニング、並列分割方法の変更等によるパフォーマンスの向上は著しく、そういう意味では計算機ユーザーあるいはプログラマーにとって非常にチャレンジングな問題であるとも言える。利用可能な計算機資源が限られている中で、コードの処理速度が向上するということは、より高い解像度・広い領域・長い積分時間のシミュレーションが可能となるということの意味し、即ち理学的な成果にも直結する。

ところで海洋学を含む地球物理学という学問は、地球シミュレータの存在に象徴されるように、先端の高性能計算機利用者の少なくない部分を占めている。しかし多くの地球物理研究者はモデルのユーザーとしてシミュレーション結果を解析したり、あるいは自分の興味対象である物理現象をコードに追加したりはするが、コードの数値的パフォーマンス自体にはあまり注意を払ってこなかったように思える。他の分野と比して膨大な計算機資源を使用しているにも関わらず、である。本稿で述べた研究においては、多重格子法による Poisson ソルバーという、工学分野では 10 年以上前に導入され成果を上げているいわば枯れた手法を導入するだけで劇的に処理性能が向上し、これまで困難と思われていた実験が可能となった。同様のことは他にも数多くあり得るはずで、我々地球物理の研究者がもう少し視野を広げて計算工学に興味を持って接するだけで、今まで計算機資源を食いつぶしていたボトルネックが解消され、不可能だった計算が可能となり、結果として新たな理学的発見をもたらすことにもなるのではないかと

期待している。特に今後の大型計算機の性能向上は未曾有の超高並列化によって実現されていく事を鑑みれば、地球物理分野が今後も継続して使用する計算機資源に見合った成果を挙げていくためには、積極的に最新の工学的知見を取り入れて、大幅なアルゴリズムの変更まで考慮しながら並列化に適するようモデルコードを改良していかねばならないとの決意を新たにす次第である。

謝辞：まず原稿の入稿が大幅に遅延してしまい、関係者各位に多大な迷惑をお掛けしましたこととお詫び致します。若手利用者推薦に採用していただいた事に関しては、本研究で博士論文を執筆したということもあり、大変有難く利用させていただき、有効に活用することができました。また中島研吾教授にはモデル開発時から多重格子法に関するアドバイスや、HA8000 導入時にはシステムに関する詳細な情報を頂くなど大変お世話になりましたので改めて謝辞を述べさせていただきます。

参 考 文 献

- Grote, M. J. and T. Huckle (1997): Parallel Preconditioning with sparse approximate inverses, *SIAM J. Sci. Comp.*, **18**, 838-853
- Foldvik, A., T. Gammelsrød, S. Østerhus, E. Fahrbach, G. Rohardt, M. Schröder, K. W. Nicholls, L. Padman and R. A. Woodgate: Ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea, *J. Geophys. Res.*, **109(C2)**, C02015
- Marshall, J., H. Chris, L. Perelman and A. Adcroft (1997a): Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling, *J. Geophys. Res.*, **102**, 5333-5752
- Marshall, J., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman and C. Heisey (1997b): A finite-volume, incompressible Navier-Stokes model for studies of the ocean on parallel computers, *J. Geophys. Res.*, **102**, 5753-5766
- Matsumura, Y. and H. Hasumi (2008): A non-hydrostatic ocean model with a scalable multigrid Poisson solver, *Ocean Modelling*, **24**, 15-28.
- Matsumura, Y. and H. Hasumi (2009a): Modeling Ice Shelf Water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea, *J. Geophys. Res.*, under review.
- Matsumura, Y. and H. Hasumi (2009b): Dynamics of cross-isobath dense water transport induced by slope topography, *J. Phys. Oceanogr.*, under review.