

論文内容の要旨

Energetics of wind-induced turbulent mixing in the ocean

(風応力によって海洋中に励起される 乱流混合に関するエネルギー論的考察)

渡辺 路生

1. はじめに

深層海洋大循環は、北大西洋の北部や南極海で冷却されて沈み込んだ海水が中・深層における乱流混合を通じて上層から浮力を得て徐々に湧昇することで形成されると考えられている。実際、数値モデルで再現される深層海洋大循環のパターンや強さは、中・深層における小規模スケールの乱流拡散過程に大きくコントロールされている。

Munk and Wunsch (1998) によれば、平均的な密度成層を維持するためには 1000 m 以深でオーダー $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の乱流拡散が必要となる。乱流拡散過程に必要なエネルギーは大気擾乱や、海底地形と潮汐との相互作用によって生じる内部潮汐から供給されると考えられるが、このオーダーの乱流拡散をまかなうためには全球で約 2.1 TW ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) のエネルギーフラックスが必要となる。このうち内部潮汐から供給されるエネルギーフラックスは、天体観測によるエネルギー散逸率の計算などから 0.9 TW 程度と見積もられているが、大気擾乱から与えられるエネルギーの直接の見積もりは十分になされておらず、潮汐と大気擾乱とのどちらが乱流エネルギーの主要な供給源なのか未だに明らかにされていない。

本研究では今まで未解明のまま残されていた「大気擾乱から海洋へ供給されるエネルギーフラックスを定量的に見積もる」とともに、「大気擾乱によって励起された内部波が形成する乱流ホットスポッ

トの時空間分布」に関する考察を行う。

2. 大気擾乱から海洋へ供給されるエネルギーフラックスの見積り

1989年から1995年にわたる7年間の実際の風応力データを用いてスラブモデルを駆動することにより、大気擾乱から海洋表層の混合層内での慣性振動へ供給されるエネルギーフラックスの時空間分布を明らかにした。数値計算の結果得られた1989年から1995年までの7年間の各季節ごとの平均エネルギーフラックスの空間分布を図1に示す。各半球の冬季における中緯度低気圧の伝播に伴って、慣性振動エネルギーが励起されている様子が見てとれる。こうして得られた全海洋でのエネルギーフラックスの総和を求めると、年間平均で0.7 TW となった。この値は、潮汐によるエネルギーフラックスの約0.9 TW とほぼ同程度である。

3. 海洋深層の内部波空

間におけるエネルギー散逸率の見積もり

海洋内部領域ではエネルギースペクトルの場が平衡となっている。そのため、こうして大気擾乱から海洋内部領域に供給されたエネルギーは、何らかの形で散逸していなければならない。そこで “Eikonal Ap-

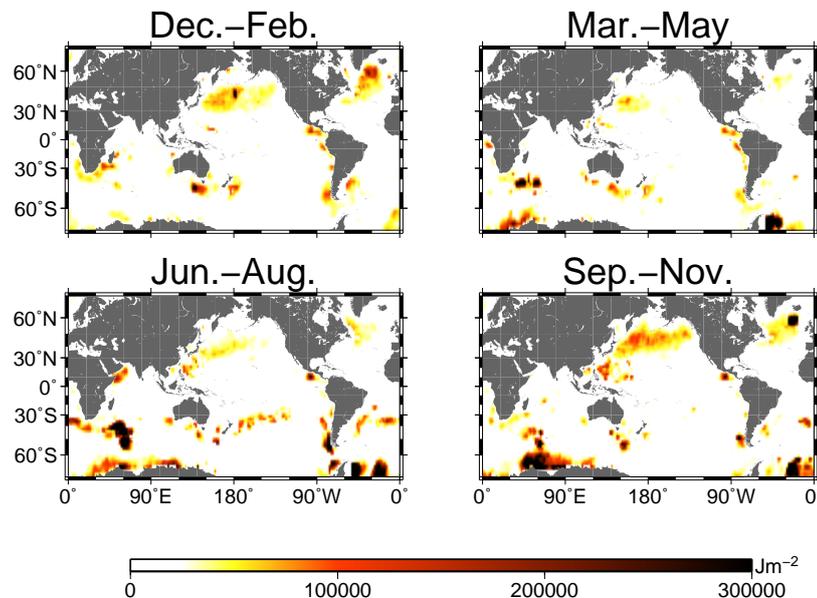


図1: 風応力から混合層の慣性振動へ供給される単位面積あたりのエネルギーの全球の分布図。各季節ごとに1989年から1995年の7年間の平均をとったもの。混合層の厚さはLevitus and Boyer (1994) のデータを用い海洋表層から温位が 0.5°C 下がる深さで定義した。

proach” (Henyey et al., 1986) とよばれる ray-tracing の手法を用いることによって3次元空間内におけるエネルギー散逸率を見積もった。これは、背景場の内部波に伴う流れの中で各波数の内部波パッケージがドップラーシフトされながら砕波していくまでをトレースするとともに、保存量である波動作用量から砕波の際の散逸エネルギーを計算するものである。

まず、3次元空間内に仮定した Garrett-Munk (GM) の基本場におけるエネルギー散逸率を求めた。続いて、外力が与えられた時にどのようにしてエネルギー散逸率が増大するか調べるため、GM モ

デルの各スペクトル要素のエネルギーレベルをそれぞれ 10% 増加させて同様の実験を行った．図 2 はその結果を表す．鉛直長波長 (100 m 以上) または高周波数 ($2f$ 以上) の内部波のエネルギーを増加させてもエネルギー散逸率はほとんど変化しない．逆に鉛直波長 10–100 m かつ周波数 $f-2f$ の近慣性流のエネルギーレベルを増加させると，エネルギー散逸率は著しく増加することがわかる．この結果は，実際の海洋中で励起された内部波エネルギーが何らかの機構によってスモールスケールの近慣性流に輸送されることで，エネルギー散逸率の著しい増加がもたらされることを示している．大気擾乱によって鉛直高波数の近慣性流のエネルギーを強めるメカニズムとしては，従来 Parametric Subharmonic Instability (PSI) が考えられてきた．この機構によれば，大気擾乱によって励起された鉛直低次モードの近慣性内部波が低緯度に伝播し，局所的な慣性周波数の 2 倍を越えた時スモールスケールの近慣性流にエネルギーが移ることになる．

4. 大気擾乱によって励起される鉛直高波数の近慣性流

そこで，現実の海洋においてどの緯度・深さで鉛直高波数の近慣性流が強まっているか鉛直 2 次元モデルを用いて見積もった．モデル領域は深さ 4096 m で北緯 5 度から 55 度までとした．初期状態として GM モデルを与え，風応力の大きい東経 160 度における 1991 年 12 月 1 日からの風応力を海表面に与えた．

まず，大気擾乱によって混合層に供給されるエネルギーフラックスを北緯 10 度から 50 度で積分すると $3.89 \times 10^5 \text{ Wm}^{-1}$ となった．このうち $3.63 \times 10^5 \text{ Wm}^{-1}$ が混合層内で散逸し，残りの $0.26 \times 10^5 \text{ Wm}^{-1}$ が海

洋内部領域に供給される．一方，北緯 30 度における低緯度側へのエネルギーフラックスの平均値を見積もると $0.03 \times 10^5 \text{ Wm}^{-1}$ となった．すなわち海洋内部領域に供給されたエネルギーのうち低緯度方向に伝播するのは，10% 程度にすぎないということになる．

100 日目において Gregg (1989) のパラメタリゼーション

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 7 \times 10^{-10} L \left(\frac{N^2}{N_0^2} \right) \left(\frac{S^4}{S_{GM}^4} \right) [\text{Wkg}^{-1}] \\ L &= \frac{f_\theta \cosh^{-1}(N/f_\theta)}{f_{30^\circ} \cosh^{-1}(N_0/f_{30^\circ})} \end{aligned} \quad (1)$$

(ただし S は 25 m スケールの鉛直シア． S_{GM} は GM モデルにおける 25 m スケールの鉛直シア) を

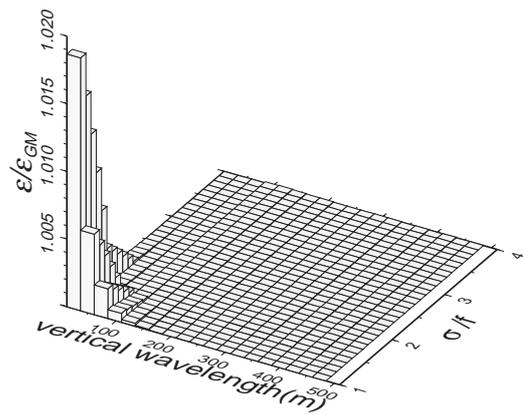


図 2: Garrett-Munk のモデル内の各スペクトル要素のエネルギーレベルをそれぞれ 10% 増加させたときのエネルギー散逸率の変化．

用いて見積もった海洋内部領域でのエネルギー散逸率 ϵ の分布は，図 3 となる．領域全体でエネルギー散逸率を積分すると $0.22 \times 10^5 \text{ Wm}^{-1}$ となる．深さ 1000 m より浅い深さでのエネルギー散逸率は，この 90% に達する．すなわち，大気擾乱から海洋内部領域に供給された内部波エネルギーの大部分は，高緯度の浅い深さで散逸する．中・低緯度域においては，高緯度側から伝播してきた鉛直低次モードの内部波が PSI に伴うカスケードダウンを起こすことで鉛直高波数の近慣性流エネルギーが強まると推察されてきた．しかしながら，本研究の数値実験からはそのようなエネルギーカスケードのシナリオの存在を支持する結果は得られなかった．

図 4 は高緯度域で強まる鉛直高波数の近慣性流の様子を示している．大気擾乱によって駆動された混合層内の慣性振動が下方に伝播し，深さ数百メートルで鉛直高波数の近慣性流が強まっている．

5. まとめ

本研究の結果によれば，大気擾乱から海洋内部領域に約 0.7 TW のエネルギーが供給される．そして大気擾乱によるエネルギーのおよそ 90% が，その主要なエネルギー供給域である 30 度から 50 度の 1000 m 以浅で散逸する．すなわち，大気擾乱による乱流ホットスポットの水平分布は，図 1 のようになり，深度 1000 m までの上層において約 0.6 TW のエネルギーが散逸してしまうと推察される．この結果によれば，深層海洋大循環を維持するのに必要な深海乱流に寄与する大気擾乱起源のエネルギーは 0.1 TW にも満たないことになる．

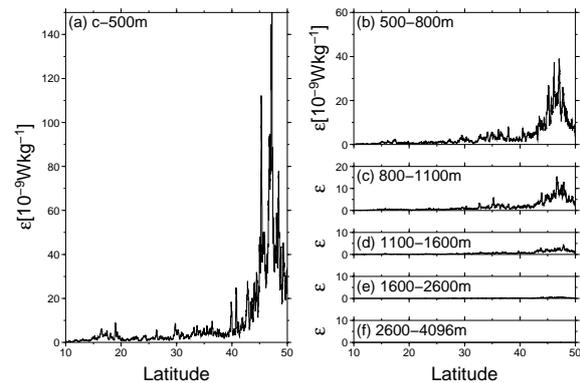


図 3: 100 日目において Gregg (1989) のパラメタリゼーションを用いて見積もった各緯度・深さでのエネルギー散逸率の分布．c は混合層の厚さ．

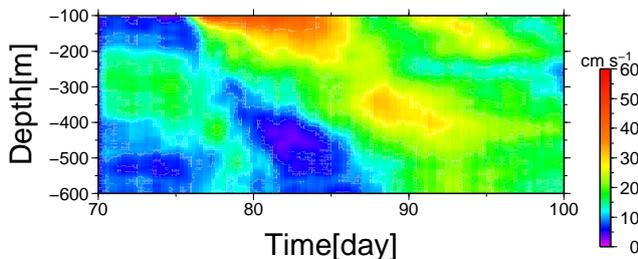


図 4: 北緯 45 度における 70 日目から 100 日目での流速の絶対値．