

— 2008 年度日本海洋学会賞受賞記念論文 —

## 海洋の中・深層における鉛直拡散強度の 全球分布に関する理論的・観測的研究\*

日比谷 紀之†

### 要 旨

海洋の中・深層における鉛直乱流拡散は、深層海洋大循環の強さやパターンをもコントロールする重要な物理過程であるが、そのグローバルな強度分布は海洋物理学上の最大の不確定要素として残されてきた。本稿では、この鉛直乱流拡散のグローバルな強度分布の解明に向けて筆者が最近 10 年間に展開してきた研究の概要を紹介する。

まず、この鉛直乱流拡散に使われるエネルギーが元々は潮汐や大気擾乱によって海洋に与えられることに注目し、その乱流拡散スケールまでのカスケード ダウン過程を数値的に調べることで、「緯度依存性のある内部波相互干渉機構を通じて形成された鉛直 10 m スケールの近慣性流シアの強さが鉛直拡散強度をコントロールしている」ことを明らかにした。この結果から、強い鉛直乱流拡散が緯度 30° より赤道側の海嶺や海山の近傍に限られることを世界に先駆けて予測するとともに、投棄式流速計による鉛直シアの観測をグローバルに展開することで、この理論的予測を実証した。さらに、この観測結果に基づき、各経度・緯度における鉛直拡散係数をその場の内部潮汐波エネルギー密度の関数として定式化することで、深海における鉛直拡散係数のグローバル マップを作成した。最後に、我が国初の深海乱流計を使用して北太平洋の代表的な地点における乱流強度の直接観測を行い、このグローバル マップの有効性を確認した。

**キーワード：**鉛直乱流拡散，内部波相互干渉，近慣性流シア，内部潮汐波，  
投棄式流速計，深海乱流計，深層海洋大循環

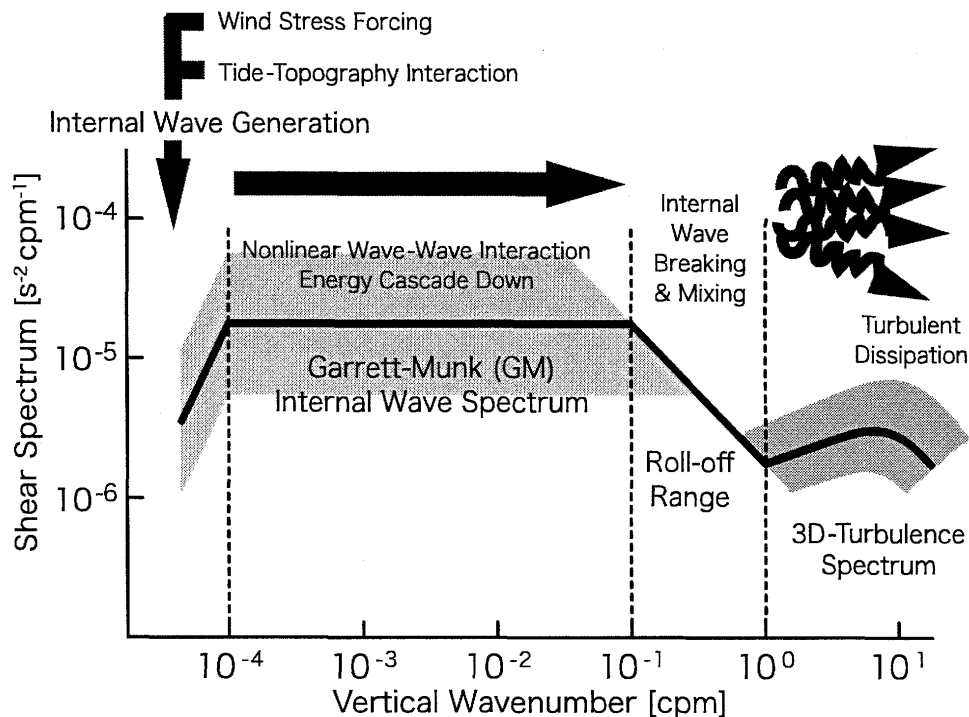
### 1. はじめに

約 1500 年の歳月をかけて全球海洋を巡る深層海洋大循環は、表層海洋大循環に匹敵する熱輸送を伴い、大気との相互作用を通じて、長期の気候変動を支配していると推察されている。したがって、将来の気候変動を正確に予測するためには、この深層海洋大循環を精

度よく再現できる数値モデルの構築が必要である。しかしながら、数値モデルで再現される深層海洋大循環の強さやパターンは、密度躍層内における鉛直拡散係数の値とその空間分布に依存して大きく変化してしまう (Bryan, 1987; Tsujino *et al.*, 2000)。これは鉛直乱流拡散が、海表面から与えられた熱を下方に伝えることで深層水に浮力を与え、北大西洋や南極海で沈み込んだ 20–30 Sv ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ) に及ぶ深層水を湧昇させているためである。地球温暖化をはじめとする将来の気候変動を正確に予測し、それに備えた的確な対

\* 2008 年 12 月 6 日 受領；2008 年 12 月 31 日 受理  
著作権：日本海洋学会，2009

† 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻  
〒 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1  
e-mail address : hibiya@eps.s.u-tokyo.ac.jp



**Fig. 1.** Schematic of the shear spectrum in the deep ocean. The energy is supplied by the semidiurnal internal tide and atmospheric disturbances at large-scales and transferred across the deep ocean internal wave spectrum down to dissipation scales by nonlinear interaction among internal waves.

応策を講じるためにも、深層海洋大循環モデルにおけるこの最大の不確定要素を解消することによって、その高精度化を図ることが必要不可欠である。

従来、鉛直拡散強度の見積もりは、アメリカ合衆国の研究者を中心に、マルチスケール プロファイラーなどの測器を海洋中で自由落下させ、流速の鉛直微細シアを測ることによって行われてきた (Schmitt *et al.*, 1987; Gregg and Sanford, 1987, 1988; Gregg, 1989; Gregg *et al.*, 1996; Winkel *et al.*, 2002)。しかしながら、その観測点は、赤道域、および、アメリカ合衆国に近い北太平洋の東部や北大西洋の西部に限られ、鉛直乱流拡散のグローバルな強度分布の解明は海洋物理学における難題の一つとして未解決のまま残されてきた。

2年間の北米での留学から東京大学に戻って間もない1992年、私は、我が国で唯一、海洋乱流を理論的かつ観測的に考究されていた金成教授の主宰する北海道大学理学部地球物理学教室に移った。それを契機にこの重要かつ魅力的な研究課題への挑戦を決意したもの

の、当時、我が国には、密度躍層付近の深度にまで到達するマイクロストラクチャー プロファイラーさえもなかった。そのような状況下で、一体どのようにこの問題にアタックしていくべきかを考えてみた。そもそも、乱流拡散も流体運動の形態の一つであり、その励起には何らかのエネルギー源が必要である。実際、様々な先行研究から、20-30 Svの深層水を表層に引き上げるには全球平均で約  $10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  の鉛直乱流拡散が必要となること (Munk, 1966)、さらに、この鉛直乱流拡散をひきおこすには約 2.1 TW (1 TW =  $10^{12} \text{W}$ ) のエネルギーを必要とし、そのエネルギーは、主に、海底地形上を過ぎていく潮汐流、および、海洋上を過ぎていく大気擾乱から供給されていることが指摘されていた (Munk and Wunsch, 1998)。また、これらのエネルギーが注入される海洋中では、様々な時空間スケールをもった内部重力波が互いに非線形干渉することによって平衡場を形成していることが経験的に知られており、そのスペクトル構造はギャレット ムンクのモデ

ルとして定式化されていた (Garrett and Munk, 1972, 1975; Munk, 1981)。そこで、この海洋中に存在する平衡的な内部重力波の場に与えられた外力エネルギーが一体どのようにして乱流スケールまでカスケードダウンしてくるのか、その物理過程を解明できさえすれば、鉛直乱流拡散の強度を「乱流スケールよりもはるかに把握しやすい外力スケールの情報」から明らかにすることが可能になると考えた (Fig.1)。すなわち、解明すべき点としては、(1) 海洋中の平衡内部波スペクトルの低波数域に与えられた外力エネルギーの乱流スケールまでのカスケード過程、(2) 潮汐流や大気擾乱から海洋深層に供給される外力エネルギーの時空間分布、以上の2点である。

本稿では、この観点から筆者が最近の約10年間に展開してきた、海洋の中・深層における鉛直乱流拡散のグローバルな強度分布に関する理論的・観測的研究の概要を紹介する。最後に、関連する研究の今後の展望もあわせて述べてみたい。

## 2. 平衡内部波スペクトル内のエネルギーカスケードの数値実験

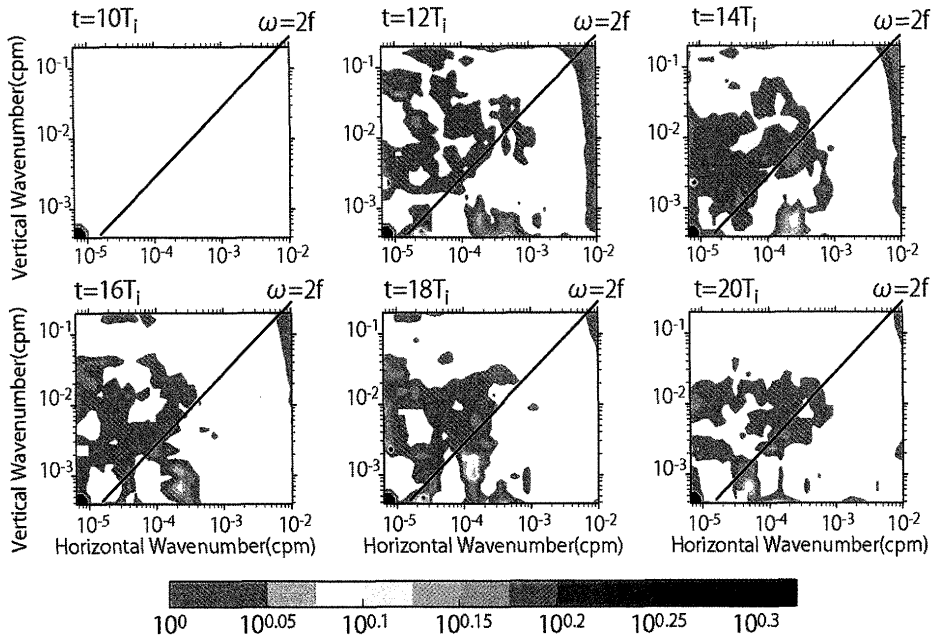
Hibiya *et al.* (1996, 1998, 2002) は、鉛直2次元の数値モデル内でギャレット・ムンクの平衡内部波スペクトル (以下、GM スペクトル) を「力学的に」再現した上で、その低波数域の各周波数帯に外力を与えることによって、乱流スケールへのエネルギーカスケードダウン過程を詳細に調べた。特に、Hibiya *et al.* (2002) は、外力スケールと乱流スケールとの現実的な scale separation を考慮に入れ、半日周期成分 ( $M_2$  成分) の顕著な内部潮汐波エネルギーが発生しているハワイ海域 ( $28^\circ\text{N}$ ) とアリューシャン海域 ( $49^\circ\text{N}$ ) を想定して、発生した内部潮汐波エネルギーが局所的な平衡スペクトル内をカスケードダウンする際、両海域でどのような差異が生じるのかを調べた。

まず、鉛直2次元モデル内で、GM スペクトル

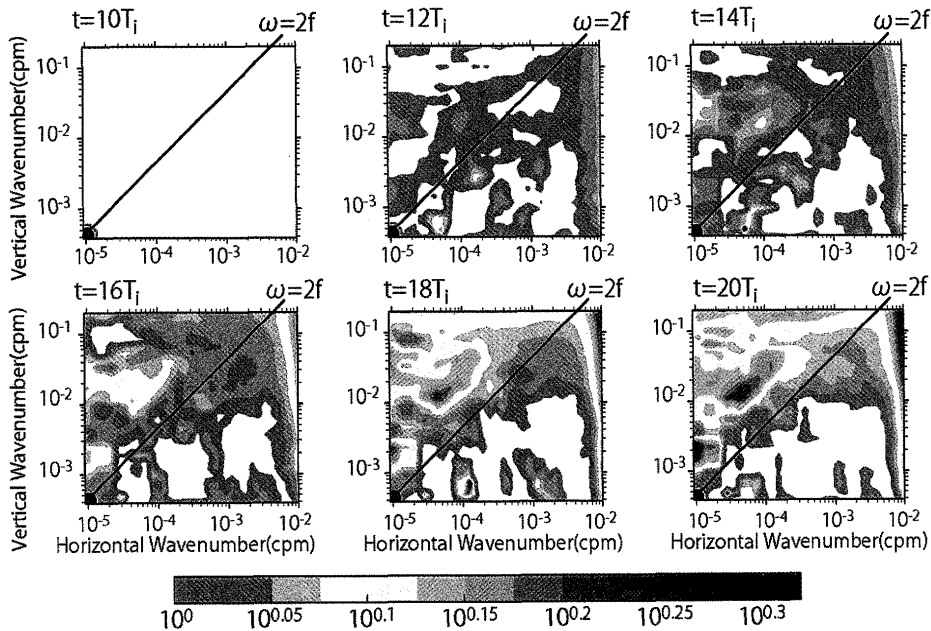
$$E(\omega, j) = E_{GM} N(z) \frac{2f}{\pi \omega} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - f^2}} \frac{1}{j^2 + 3^2} \left( \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^2 + 3^2} \right)^{-1} \quad (1)$$

から振幅を決めた様々な周波数  $\omega$  ・鉛直モード数  $j$  の内部重力波を線形に重ね合わせ、10 慣性周期間にわたる非線形相互干渉を行わせることで、準平衡的な内部波スペクトルを作成した。但し、GM スペクトルの規格化定数  $E_{GM} = 5.5 \times 10^2 \text{ Jsm}^{-3}$ 、浮力周波数  $N = 5.24 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (浮力周期: 20分)、実験 I では、アリューシャン海域を想定して、 $f = 1.14 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (慣性周期: 15.91時間)、実験 II では、ハワイ海域を想定して、 $f = 6.76 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (慣性周期: 25.82時間)、また、計算格子間隔は、 $\Delta x = 13.5 \text{ m}$ 、 $\Delta z = 1.2 \text{ m}$  で、グリッド数は、水平方向に 8,192、鉛直方向に 1,024 とした。これにより、水平波長 110 km、鉛直波長 2.5 km の鉛直第 1 モード・半日周期 ( $M_2$  成分) の内部潮汐波という現実的な外力を考慮することができる。実際には、振幅 10 m の鉛直第 1 モード・ $M_2$  成分の内部潮汐波に対応するエネルギースパイクを準平衡内部波スペクトルに与え、その後のスペクトルの時間発展を調べた。

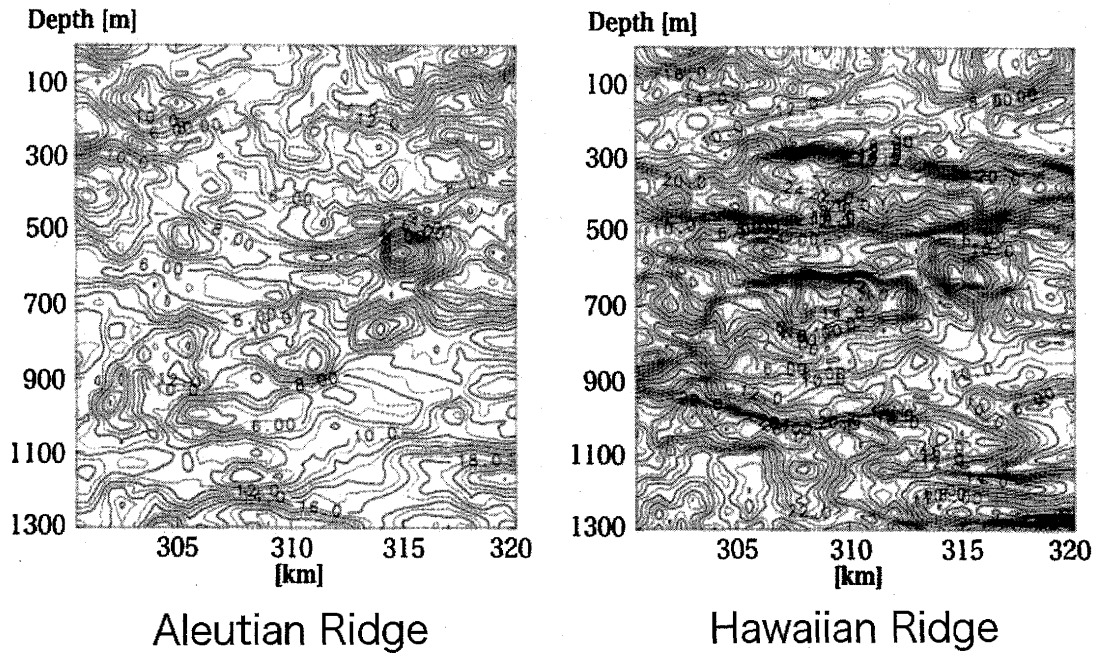
両緯度における数値実験の結果は驚くほど対照的なものとなった。Fig. 2 は、実験 I において、 $M_2$  成分の内部潮汐波エネルギースパイクを与えた後の、10 慣性周期間にわたる内部重力波のシアースペクトルの時間変化を示す。スペクトルの時間発展はほとんどみられず、与えられたエネルギースパイクは鉛直低波数域にとどまったままで、鉛直高波数域への有意なエネルギーカスケードを認めることはできない。一方、Fig. 3 は、実験 II において、同じくエネルギースパイクを与えた後の 10 慣性周期間にわたるスペクトルの時間発展を示す。今度は、時間とともに、水平波数約  $10^{-4} \text{ cpm}$ 、鉛直波数 0.02–0.03 cpm 付近に次第にエネルギーがカスケードダウンし、それと連動して、スペクトル末端の水平・鉛直高波数域のエネルギーレベルが上昇している様子がわかる。Fig. 4 は、エネルギースパイクを与えてから 10 慣性周期後の  $28^\circ\text{N}$  および  $49^\circ\text{N}$  の海洋中における水平流速場を示したものである。 $28^\circ\text{N}$  の海洋中には、水平スケール 10 km、鉛直スケール 30–50 m の扁平な近慣性流シアーストリーク構造が形成されていることがわかる。ひとたび、このような鉛直高波数の近慣性流シアーストリーク  $\partial U(z)/\partial z$  が形成されると、特に、その周りに



**Fig. 2.** The ratio of the perturbed spectrum to the unperturbed, freely decaying reference spectrum at  $49^\circ\text{N}$  in the two-dimensional wavenumber space for 10 inertial periods after the energy spike is injected. In the white area, the ratio is less than unity. The red circle in the upper leftmost figure at  $t = 10T_i$  ( $T_i$  is the local inertial period) shows the spectral location at which the energy spike of the first vertical mode  $M_2$  internal tide is injected (Hibiya *et al.*, 2002).



**Fig. 3.** As in Fig. 2, but for the two-dimensional wavenumber spectrum at  $28^\circ\text{N}$ . We can see that energy is transferred across the internal wave spectrum down to high-vertical wavenumber, near-inertial portion (Hibiya *et al.*, 2002).



**Fig. 4.** Contours of the horizontal current velocity at intervals of  $1 \text{ cm s}^{-1}$  in the numerically reproduced quasi-stationary internal wave field at  $49^\circ\text{N}$  (left) and  $28^\circ\text{N}$  (right). At  $28^\circ\text{N}$ , horizontally elongated structures of strong vertical shear with a vertical scale of a few tens of meters are found to develop in association with the energy transfer under the *parametric subharmonic instability* mechanism. These pancake-like structures are thought to play an important role as critical layers in diapycnal mixing processes (Hibiya *et al.*, 1999).

存在する水平波数 ( $k$ ) の大きな内部重力波が,

$$\partial m / \partial t = -k \partial U(z) / \partial z \quad (2)$$

に従って、鉛直波数 ( $m$ ) を急速に増加させ (ドップラーシフト) 砕波を起こすことで、乱流が活発化していくことになる (Fig. 5)。

この緯度  $28^\circ\text{N}$  では、外力として与えられた  $M_2$  成分の内部潮汐波の周波数は  $2.1 f$  に相当する。バイスペクトル解析を行い、この  $M_2$  成分の内部潮汐波から非線形相互干渉を通じてスペクトル内の各波数領域へと遷移するエネルギー量を見積もった結果、鉛直高波数・近慣性周波数へのエネルギー輸送は、内部重力波の代表的な 3 波共鳴機構の一つである *parametric subharmonic instability* によるものと同定された (Furuichi *et al.*, 2005)。*Parametric subharmonic instability* は「周波数  $\omega$ ・鉛直低波数」から「周波数  $\omega/2$ ・鉛直高波数」へエネルギーを輸送する内部重力波の 3 波共鳴機構で (Fig. 6)

(McComas, 1977; McComas and Müller, 1981), 内部重力波の周波数の下限条件  $(\omega/2) > f$  より、この機構が働くためには、外力の周波数に  $\omega > 2f$  という条件が課されることになる。これに対し、実験 I の緯度  $49^\circ\text{N}$  においては、外力である  $M_2$  成分の内部潮汐波の周波数は  $1.2f$  となって、 $2f$  を下回ってしまうため、*parametric subharmonic instability* の機構が働かない。結局、この海域では、顕著な内部潮汐波エネルギーが発生しているにもかかわらず、そのエネルギーは鉛直低波数域にとどまり、乱流拡散過程には有効に供給されないことになる (Fig. 2)。

内部潮汐波や大気擾乱により与えられたエネルギーの乱流スケールへのカスケード過程が *parametric subharmonic instability* の機構によって強くコントロールされているという事実は、鉛直乱流拡散のグローバルな強度分布を決定する極めて重要な要因の一つとなる。

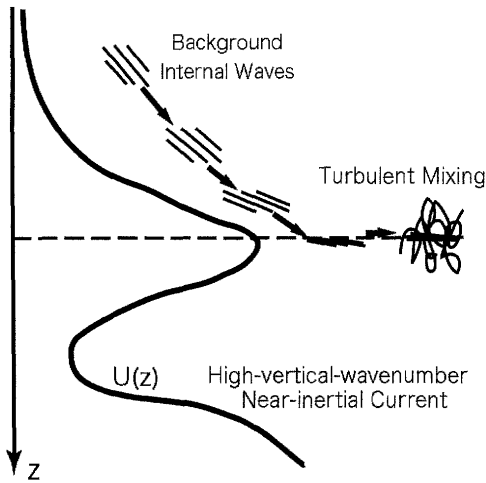


Fig. 5. The interaction of background internal waves with high-vertical wavenumber, near-inertial current shear. Under strong near-inertial current shear, background small-scale internal waves are efficiently Doppler shifted so that their vertical wavenumbers rapidly increase causing enhanced mixing.

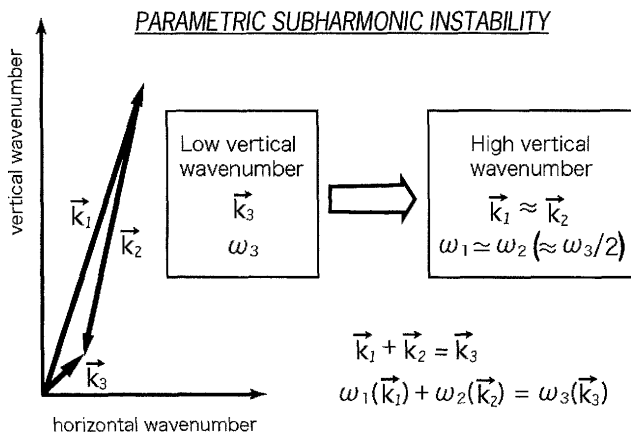


Fig. 6. The conditions for resonant interactions among internal waves are  $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3$  and  $\omega_1(\vec{k}_1) + \omega_2(\vec{k}_2) = \omega_3(\vec{k}_3)$  where  $\omega(\vec{k})$  is the frequency for wavenumber as given by dispersion relation. One of the representative resonant wave interactions termed *parametric subharmonic instability* transfers energy from low-wavenumber energetic waves to high-wavenumber waves of half frequency, and so tends to produce near-inertial waves with high vertical wavenumber.

### 3. 投棄式流速計 (XCP) を用いた鉛直拡散係数の見積もり

乱流スケールまでのエネルギーカスケードが *parametric subharmonic instability* の機構にコントロールされていること、その結果、鉛直乱流拡散の強度に明瞭な緯度依存性が生じる可能性のあることが数値実験から明らかになってくると、実際の海洋中でこの数値実験の結果の検証をしてみたいという欲求が高まってきた。前述したように、当時、1,000 m 以深にまで到達するような深海を対象としたマイクロストラクチャープロファイラーは我が国には存在しておらず、乱流強度の直接観測は不可能であったが、数値実験から示された「鉛直 10 m スケールの流速シア強度  $S_{10}$  と鉛直拡散係数  $K_V$  との密接な関係」はすでに Gregg (1989) からの観測から経験的に見出されており、両者間には

$$K_V = 5 \times 10^{-6} \times (S_{10}/N)^4 / Fr_{GM10}^4 \quad (\text{m}^2\text{s}^{-1}) \quad (3)$$

という関係式が提案されていた。但し、 $N$  は局所的な浮力周波数、 $Fr_{GM10} = S_{GM10}/N$  は GM スペクトルにおける鉛直 10 m スケールのフルード数で定数となる。この関係式が成立するとすれば、間接的にはあるが、深海における鉛直 10 m スケールの流速シア強度から鉛直拡散係数を見積もることが可能になる。そこで思いついたのが、Sippican Inc. 製の投棄式流速計 (eXpendable Current Profiler, 以下、XCP と記す) の使用である。XCP は、海水が地球磁場の鉛直成分を横切る際に誘起する微小な電位差を測定しながら落下していく測器である (Sanford *et al.*, 1982, 1993)。測定位置における地球磁場の鉛直成分は既知なので、各深度で測定された電位差成分を水平速度に変換できる。マイクロスケール (鉛直スケール 1 m 以下) の流速シアの測定は不可能であるが、鉛直 10 m スケールの流速シアの測定は十分可能である。XCP のプローブが海中を落下していく間、海面に残るブイから電送されてくるデータを船上のアンテナで受信することで、深度約 1,600 m までの水平流速の鉛直シアをリアルタイムでモニターすることができる。使い捨て型の測器で回収を必要としないため、約 5 ノットで観測船を走らせながらの観測が可能であり、また、一測点あたり

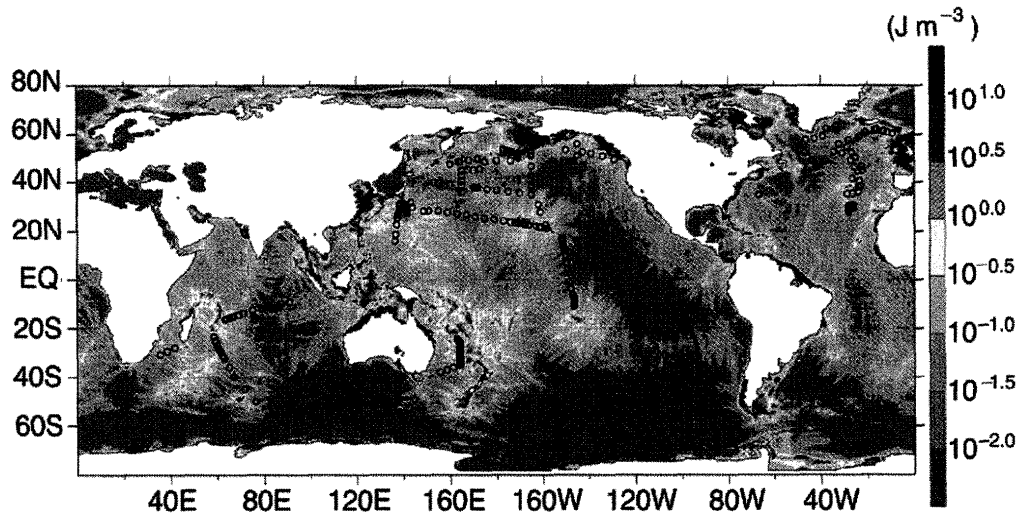


Fig. 7. The locations of XCP surveys superposed on numerically-predicted distribution of the depth-averaged energy density of the semidiurnal internal tide.

の観測には約7分間しか必要としないため、限られたシップタイムで広範囲にわたる流速シア観測を行うことができる。具体的には、得られた水平流速の鉛直プロファイルから各深度における鉛直10 mスケールの流速シア強度  $S_{10}$  を求める。これを同時に投入する投棄式電気伝導度・温度・水深プロファイラー (XCTD) から得られた局所的な浮力周波数  $N$  でスケールリングして (3) 式に代入することにより、間接的ではあるものの、それぞれの観測点の各深度における鉛直拡散係数を見積もることが可能となる。

このXCPの問題点は、緯度が20°以下となり磁気赤道に近づいてくると、地球磁場の鉛直成分が次第になくなっていくため鉛直拡散係数の見積もりが困難となってしまふこと、また、観測可能な緯度20°以上においても測定可能深度の1,600 m程度まで途切れることなく鉛直シアを観測できたのが投入総本数の約69%と成功率が高くないこと、その割に1本あたりの金額が約23万円と高価なことであったが、幸運にも、時を同じくして申請した科学研究費・基盤研究や文部科学省・委託事業費「人・自然・地球共生プロジェクト」が採択され、大量のXCPの購入が可能となった。今振り返ってみると、さぞや厚かましかったことと思うが、北海

道大学水産学部の練習船「北星丸」や「おしよる丸」の練習航海にはほとんどすべて便乗させて頂き、北太平洋の航路上で合計300本余りのXCPを次々と投入した (Nagasawa *et al.*, 2002, 2005; Hibiya and Nagasawa, 2004; Yokota *et al.*, 2005) (Fig. 7)。

このようにして見積もられた深度900–1,500 mにおける鉛直拡散係数の平均値の緯度分布を Fig. 8 に示す (Nagasawa *et al.*, 2002; Hibiya and Nagasawa, 2004)。観測ラインは、北太平洋における顕著な海底地形変化域であるハワイ海嶺 (24°N 付近)、伊豆-小笠原海嶺 (30°N 付近)、アリューシャン海嶺 (50°N 付近) をすべて通過している。図中のカラーで示されているように、これらの海嶺のいずれにおいても  $1 \text{ J m}^{-3}$  程度に達する顕著な  $M_2$  成分の内部潮汐波エネルギーが発生しているにもかかわらず、鉛直拡散係数の方は、30°N 付近を境として高緯度側と低緯度側とで大きく変化している様子が明瞭にみとれる。この観測結果は、内部潮汐波の周波数が局所的な慣性周波数の2倍以上となる緯度  $< 30^\circ$  でのみ *parametric subharmonic instability* に伴う鉛直高波数・近慣性周波数へのエネルギー輸送が起こるという数値実験の結果 (Hibiya *et al.*, 1998, 2002) と整合的である。

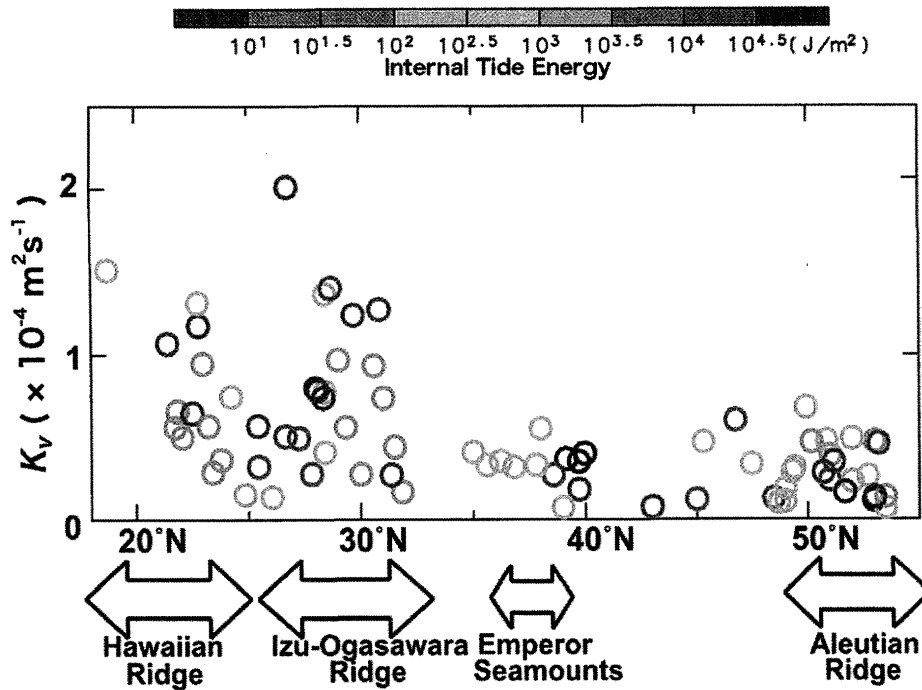


Fig. 8. Estimated value of diapycnal diffusivity averaged over a depth range of 900–1,500 m at each location of field observation. Colors denote model-predicted energy of the semidiurnal internal tide vertically integrated at each location of field observation (Hibiya *et al.*, 2004).

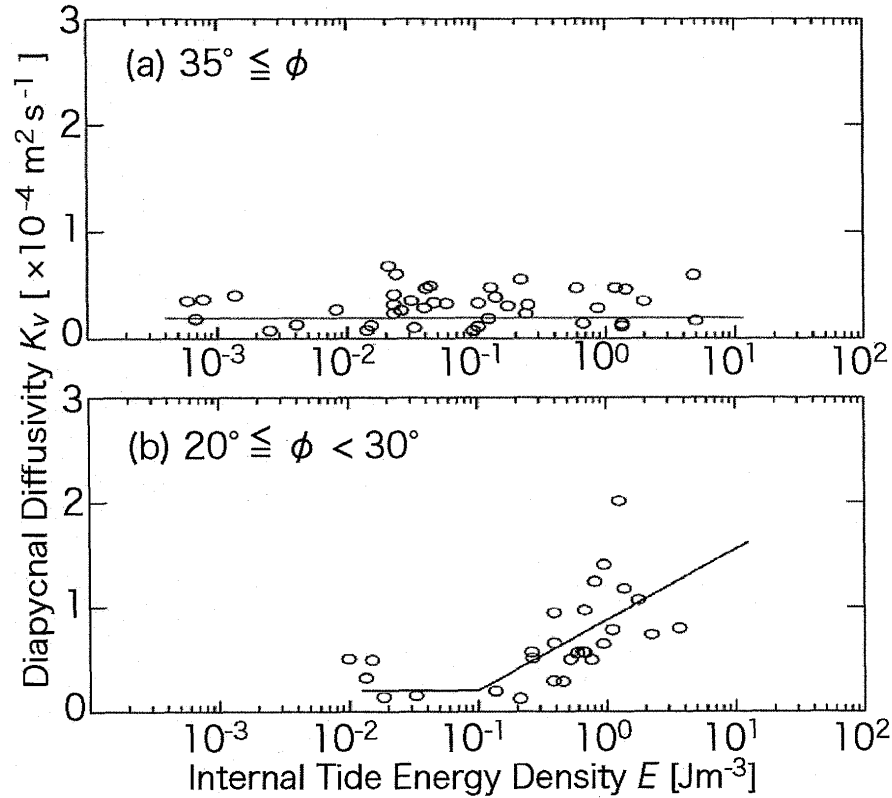
このXCP観測に関する一番の思い出は、2001年の「北星丸」の北洋／ハワイ航海である。ホノルルから日本へ向かう航路上で、待ちに待った「30°Nより低緯度側」でXCPを投入する機会を初めて得た。XCPの投入後、乗船メンバー一同で固唾を飲んで見守った受信画面上には、緯度30°Nより高緯度側では見たことのない、著しく増幅した鉛直シアの深度分布がリアルタイムで描き出された。まさに理論で予測された通りの観測結果に、強い感動と興奮を覚えたことを今でも忘れることができない。

XCP観測は、その後、東京海洋大学の練習船「海鷹丸」の遠洋航海による南インド洋、南太平洋、南極海の航路上、さらに、オランダの国立海洋研究所(NIOZ)の観測船 *Pelagia* を使った国際共同観測による北大西洋の航路上でも実行し(Fig. 7)、このような鉛直拡散強度の緯度依存性が各大洋で普遍的に存在することを世界に先駆けて明らかにすることができた。

#### 4. XCP観測結果に基づく鉛直拡散係数のグローバルなマッピング

大気擾乱や潮汐によって供給されるエネルギーの乱流スケールへのカスケードダウンが *parametric sub-harmonic instability* の機構に強く支配されているとすると、主に緯度40°–50°のストームトラックを通過していく大気擾乱により励起された近慣性エネルギーは、その周波数が局所的な慣性周波数の2倍を超える緯度 < 20° にまで伝播しない限り鉛直乱流拡散の有効な励起源とはなり得ない(Hibiya *et al.*, 1999; Nagasawa *et al.*, 2000)。そこで、もう一つの主要な外力である  $M_2$  成分の内部潮汐波エネルギーの数値予報値を、XCP観測から見積もられた緯度20°以上における鉛直拡散係数と対応させてみると、Fig. 9のように緯度範囲別に分類することができる(Hibiya *et al.*, 2006)。まず、 $M_2$  成分の内部潮汐波の周波数が局所的な慣性周波数の2倍以下となる緯度  $\geq 35^\circ$  の海域では、平衡内部波スペクトル内での主要なエネルギーカスケード機構である





**Fig. 9.** Numerically-predicted local energy density of the semidiurnal internal tide  $E$  versus the estimated value of diapycnal diffusivity  $K_V$  averaged over a depth range of 900–1,500 m at (a) latitudes over  $35^\circ$  and (b) latitudes between  $20^\circ$  and  $30^\circ$ . Empirical relationship summarized as equations (4) is superimposed (solid line) (Hibiya *et al.*, 2006).

*parametric subharmonic instability* が働かない。このため、Fig. 9 (a) にみられるように、海嶺や海山上で顕著な  $M_2$  内部潮汐波エネルギーが与えられても、鉛直拡散係数の観測値は小さいままである。一方、 $20^\circ \leq$  緯度  $\leq 30^\circ$  の海域においては、*parametric subharmonic instability* が有効に働くようになるため、Fig. 9 (b) にみられるように、外力として与えられる  $M_2$  成分の内部潮汐波エネルギー密度の増加とともに、鉛直拡散係数の観測値は著しく大きくなる。XCP 観測が困難となる緯度  $< 20^\circ$  の海域では、上述したように、大気擾乱起源の鉛直乱流拡散の励起が期待されるが (Hibiya *et al.*, 1999; Nagasawa *et al.*, 2000), Gregg *et al.* (2003) の乱流直接観測によれば、低緯度域での鉛直拡散強度は小さく、特に、赤道付近での鉛直乱流拡散は分子拡散レベルとなってしまふ。

以上をまとめると、密度躍層内における鉛直拡散係数  $K_V$  ( $\times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) を予報する経験的な式を、各緯度・経度における  $M_2$  成分の内部潮汐波エネルギー密度 ( $E(\theta, \phi)$ ,  $\theta$ : 経度,  $\phi$ : 緯度) の関数として (4) 式のように書きあらわすことができる。

$$K_V(\theta, \phi) = (F(\theta, \phi) + 0.2) \times (\phi/20^\circ)$$

for  $0^\circ \leq \phi < 20^\circ$

$$K_V(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) + 0.2$$

for  $20^\circ \leq \phi < 30^\circ$

$$K_V(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) \times ((35^\circ - \phi)/5^\circ) + 0.2$$

for  $30^\circ \leq \phi < 35^\circ$

$$K_V(\theta, \phi) = 0.2$$

for  $\phi \geq 35^\circ$

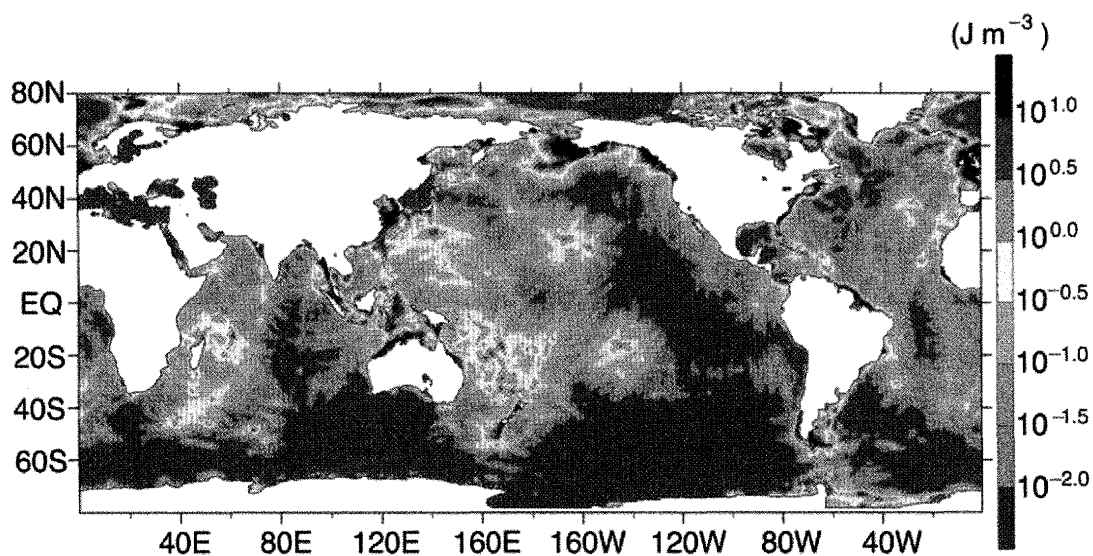


Fig. 10. Numerically-predicted distribution of the depth-averaged energy density of the semidiurnal internal tide  $E(\theta, \phi)$  at each longitude and latitude (Hibiya *et al.*, 2006).

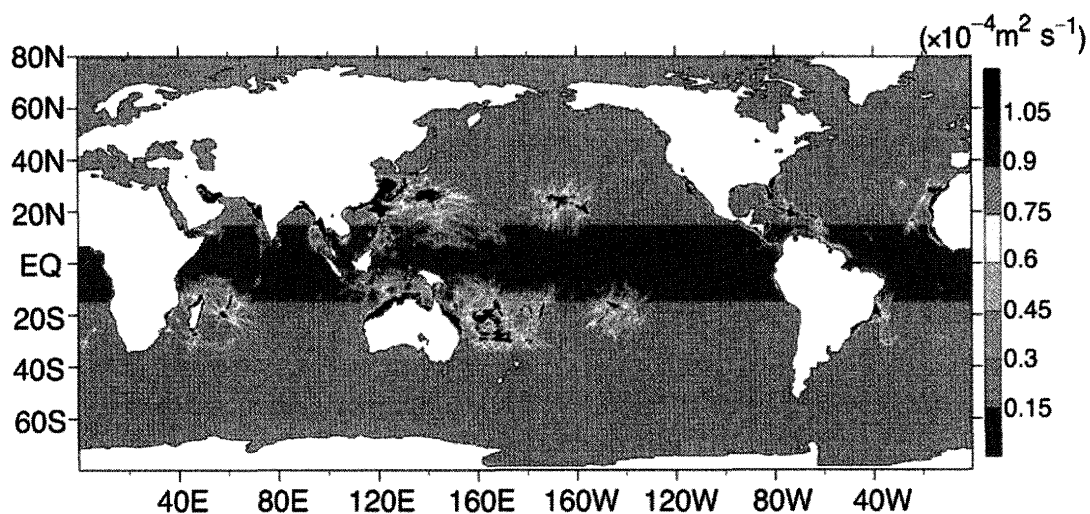


Fig. 11. Global distribution of the diapycnal diffusivity calculated by incorporating the numerically-predicted  $E(\theta, \phi)$  at each longitude and latitude into the empirical relationship (4) (Hibiya *et al.*, 2006).

但し,

$$\begin{aligned}
 F(\theta, \phi) &= 0.67 \times \log_{10}(E(\theta, \phi)/0.1) \\
 &\quad \text{for } E(\theta, \phi) \geq 0.1 \text{ Jm}^{-3} \\
 F(\theta, \phi) &= 0. \\
 &\quad \text{for } E(\theta, \phi) < 0.1 \text{ Jm}^{-3} \quad (4)
 \end{aligned}$$

上式において唯一の未知変数となる  $E(\theta, \phi)$  についての情報は、現実的な海底地形、密度成層、潮汐流の空間分布を考慮した3次元の高解像度数値シミュレーションから得ることができる。Fig. 10は、Princeton Ocean Model (Mellor, 2003)に基づく水平解像度  $0.06^\circ$ 、鉛直解像度40層の数値モデル内にSmith and Sandwellの

海底地形データ (Smith and Sandwell, 1997) や Levitus の年平均気候値による基本密度成層データ (Levitus and Boyer, 1994; Levitus *et al.*, 1994) を組み込むとともに、現実的な潮汐流を再現するため、TOPEX/Poseidon による海面潮位データ (Matsumoto *et al.*, 2000) を同化させながら計算を進めることで求めた  $E(\theta, \phi)$  を示す (Niwa and Hibiya, 2001a, b)。この情報を (4) 式に代入することによって得られた「密度躍層内における鉛直拡散係数のグローバルマップ」(Fig. 11) には「乱流ホットスポット」が緯度  $30^\circ$  より赤道側の顕著な海嶺や海山の近傍に分布している様子が明瞭に再現されている (Nagasawa *et al.*, 2002; Hibiya and Nagasawa, 2004)。

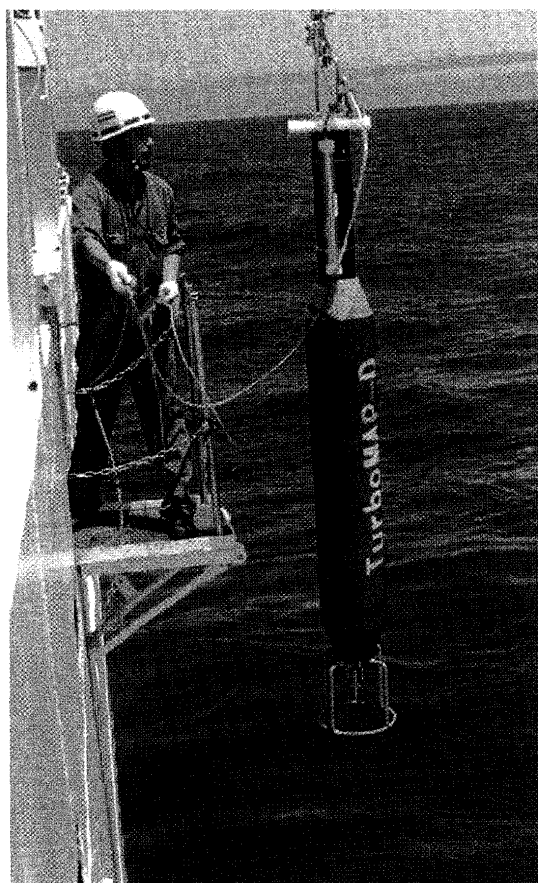


Fig. 12. Photograph of the first domestic microstructure profiler, TurboMAP-D1.

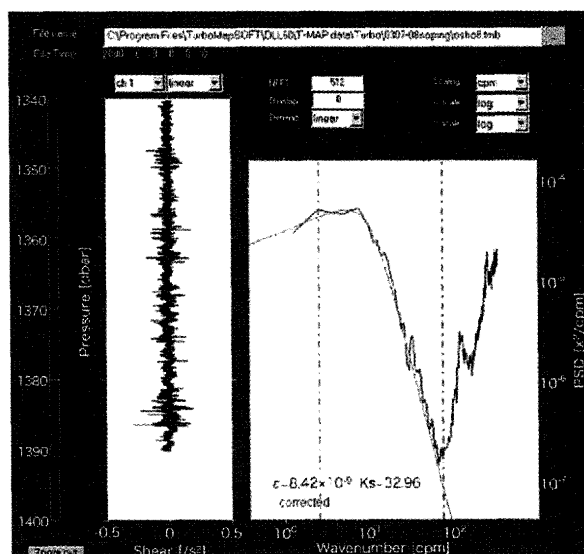
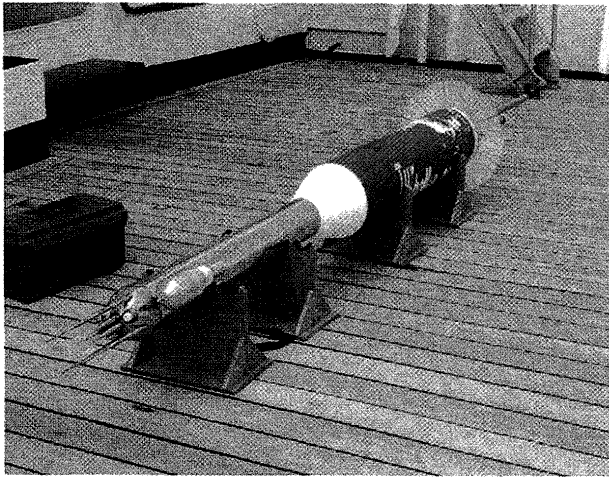


Fig. 13. Depth profile of microstructure velocity shear measured by TurboMAP-D1 (left) and dissipation spectrum and its corresponding universal Nasmyth spectrum for the depth regions of the shear signal shown in the left (right). The dissipation rates are computed from the integrals of the measured spectrum (Yokota *et al.*, 2005).

## 5. TurboMAP-D による鉛直拡散係数のグローバルマップの検証

上述した XCP 観測を世界の各大洋に展開している間、神戸にあるアレック電子(株)(現 JFEアレック(株))に製作を依頼していた我が国初の深海用マイクロストラクチャー プロファイラー TurboMAP-D1 が 2003 年の 4 月に完成した (全長 約 3 m, 空中重量 76 kg, 水中重量  $-2$  kg; Fig. 12)。この測器は、設定深度 (測定可能な最大水深は約 2,000 m) から海面に向かって約  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  で浮上しながら、その上部に取り付けたシアー プロブで鉛直スケール 1 m 以下 (マイクロスケール) の流速シアーを測定する自由浮上型のマイクロストラクチャー プロファイラーである。具体的には、TurboMAP-D1 を錘付きのウィンチワイヤーに繋いで降下させ、設定深度でウィンチワイヤーから切り離すことで海面まで自由浮上させた。得られたデータには、シアー プロブの近くにある回収用フレームの影響に



**Fig. 14.** Photograph of the domestic microstructure profiler, TurboMAP-D2. TurboMAP-D2 is an un-tethered profiler which samples microstructure velocity shear as well as temperature and pressure at a rate of 256 Hz while descending at  $\sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$ . At a pre-selected depth, the TurboMAP-D2 releases a ballast weight so that it becomes buoyant and rises up to the surface.

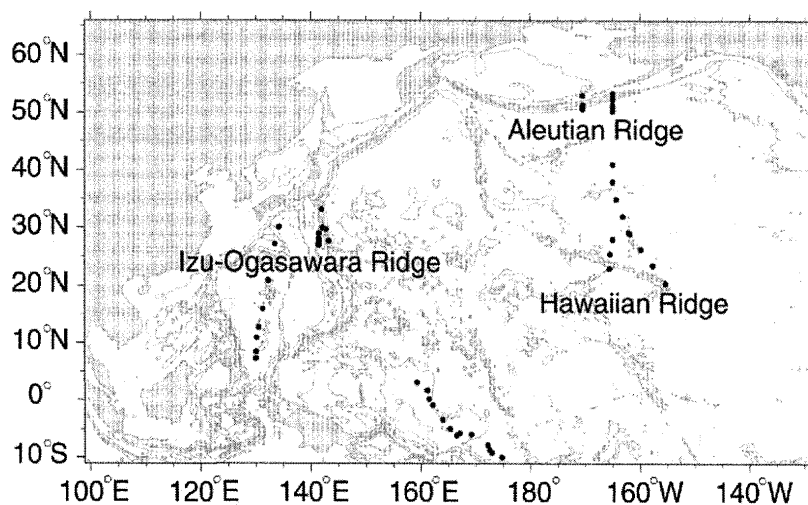
よるノイズや、海中での測器の位置を知るために取り付けられたピンガーの音波発振に伴うノイズが重なってしまうなどの問題点はあったが、これらのノイズを除去したマイクロスケールのシアースペクトルは、理論的に期待される Nasmyth スペクトル (Nasmyth, 1970; Oakey, 1982) と酷似しており、その高い性能を確認することができた (Fig. 13) (Yokota *et al.*, 2005)。残念ながら、この TurboMAP-D1 は、使用開始から 2 航海目、伊豆-小笠原海域での乱流観測において浮上中に浸水を起こし、回収不能となってしまった。この反省も生かして、同じくアレック電子(株)製作の深海用マイクロストラクチャープロファイラーの第 2 号機 TurboMAP-D2 (全長約 3.5 m, 空中重量 73 kg, 水中重量 -1 kg; Fig. 14) は自由落下型とした。すなわち、錘を装着した TurboMAP-D2 は約  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  で自由落下しながら、その下端に取り付けたシアースプロブでマイクロスケールの流速シアースを測定し、設定水深(測定可能な最大水深は約 2,000 m)で錘を切り離すことにより海面まで浮

上してくる。ノイズを低減させるため、TurboMAP-D2 にはピンガーを装着しなかったため、海面浮上とともに測器上部のビーコンが作動するまで測器の位置を同定できないという問題点はあったが、TurboMAP-D1 にみられた回収用フレームの影響によるノイズもなく、非常に良好なデータを取得することができた。我々は、主に、この TurboMAP-D2 を使用して、北太平洋の代表的な地点における乱流強度の直接観測を行い、Fig. 11 のグローバルマップの有効性を調べた (Nagasawa *et al.*, 2007; Hibiya *et al.*, 2007)。具体的には、得られたマイクロスケールの流速データの小区間 10 m 毎に鉛直シアースペクトル  $\varphi(k)$  を計算し、これに Nasmyth の理論スペクトルをフィットすることで、乱流の最小スケールを与えるコルモゴロフ波数  $k_s$  を求めるとともに、鉛直波数  $k_1 = 1 \text{ cpm}$  から  $k_s$  までの  $\varphi(k)$  の積分値から

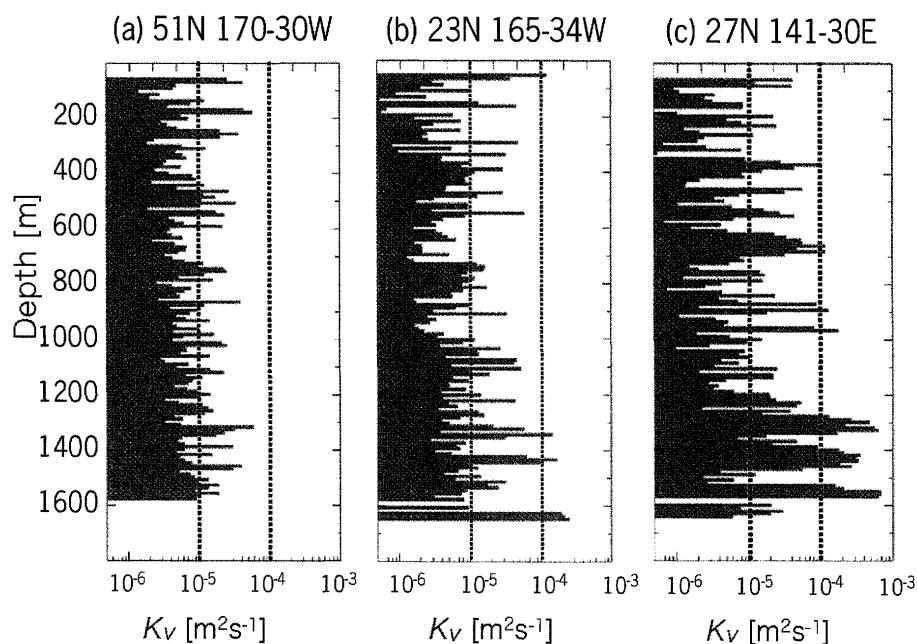
$$K_V = (3/2)\nu \int_{k_1}^{k_s} \varphi(k) dk / N^2 \quad (\text{m}^2 \text{s}^{-1}) \quad (5)$$

の関係式を用いて鉛直拡散係数を求めた ( $\nu$  は運動粘性率)。

北海道大学水産学部「おしよる丸」の北洋航海 (2005 年 7-8 月, 2006 年 6-7 月) と父島航海 (2004 年 11 月, 2005 年 11 月, 2006 年 11 月) では、いずれも振幅の大きな内部潮汐波の発生域でありながら、グローバルマップ上では鉛直拡散係数が  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  オーダーとなる伊豆-小笠原海嶺およびハワイ海嶺付近、 $0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  のオーダーとなるアリューシャン海嶺付近を中心に観測を行った (Fig. 15)。観測結果の一例を Fig. 16 に示す。ハワイ海域や伊豆-小笠原海域においては、鉛直拡散係数が  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  に達していることがわかった。特に、伊豆-小笠原海域では、1,000 m 以深においても鉛直拡散係数は  $10.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  のオーダーに及んでいた。一方、アリューシャン海域における鉛直拡散係数は、全水深にわたって  $0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  のオーダーとなり、 $0.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  を超える値はほとんどみられなかった。さらに、東京海洋大学「海鷹丸」の遠洋航海 (2006 年 1 月, 2007 年 1-2 月) では XCP 観測が不可能となる緯度  $20^\circ$  以下を中心に乱流強度の直接観測を行い (Fig. 15)、低緯度域においては鉛直拡散係数が著しく減少してしまうことを確認した (Fig. 17)。



**Fig. 15.** The locations of microstructure measurements using TurboMAP-D2. Most of the observations in the North Pacific were carried out during the cruise of T/V Oshoro-Maruo of Hokkaido University, whereas the observations in the South Pacific were carried out during the cruise of T/V Umitaka-Maruo of Tokyo University of Marine Science and Technology (Hibiya *et al.*, 2007).



**Fig. 16.** Depth profiles of diapycnal diffusivity measured by TurboMAP-D2 near (a) the Aleutian Ridge, (b) the Hawaiian Ridge, and (c) the Izu-Ogasawara Ridge.

以上まとめると、Fig. 17に示す乱流直接観測の結果と比べ、グローバルマップから得られる鉛直拡散係数 (Fig. 9 および Fig. 11) は全体的にやや過大評価ながら

も、緯度依存性を含めた空間分布は極めてよく一致しており、その有効性を検証することができた (Hibiya *et al.*, 2007)。

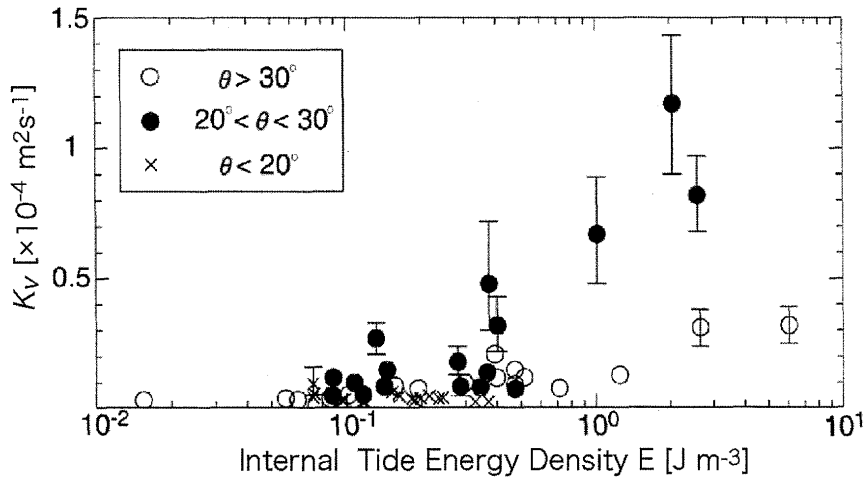


Fig. 17. Microstructure-inferred diapycnal diffusivities at each latitudinal band plotted against the numerically predicted, locally available energy density of the semidiurnal internal tide. Error bars denote 90% confidence intervals calculated by applying the bootstrap method to the estimates in the 10 m segments from the depth range of  $\sim 1,000$  m to  $\sim 1,600$  m. Note that error bars are not shown when they are smaller than the symbols (Hibiya *et al.*, 2007).

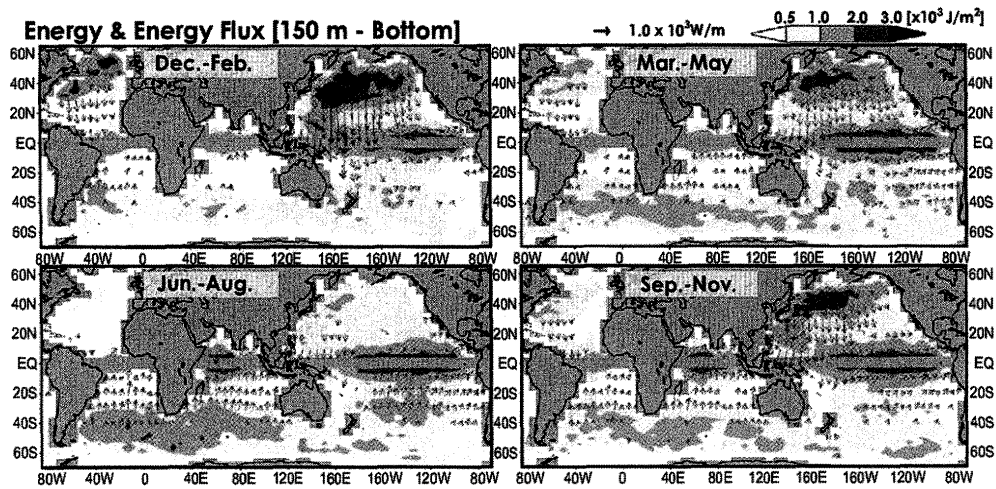


Fig. 18. Global distribution of the horizontal kinetic energy (yellow to red shading) and that of the horizontal energy flux (arrows), both integrated from 150 m depth to the bottom. The equatorial region within  $\pm 3^\circ$  is excluded from the calculation. Energy fluxes with magnitudes  $< 0.2 \text{ kW m}^{-1}$  are not shown (Furuichi *et al.*, 2008).

### 6. 大気擾乱により励起される鉛直乱流拡散

従来の研究によれば、深層海洋大循環を維持する鉛直拡散過程に必要なエネルギー 2.1 TW の約半分が潮汐によって、残り約半分が大気擾乱によって供給されると見

積もられてきた (Munk and Wunsch, 1998; Watanabe and Hibiya, 2002; Watanabe *et al.*, 2005)。特に、緯度  $20^\circ$  より低緯度側では、緯度  $40^\circ\text{--}50^\circ$  のストームトラックから伝播してきた近慣性エネルギーが *parametric subharmonic instability* の機構を通じて強い鉛直乱流

拡散をひきおこすことが期待されるが (Hibiya *et al.*, 1999; Nagasawa *et al.*, 2000), 実際には, Fig. 17 に見られるように, 低緯度域での乱流直接観測から見積もられた鉛直拡散強度は非常に小さい。これは一体どのように解釈すればよいのであろうか?

このような疑問を解決するため, Furuichi *et al.* (2008) は, 3次元の数値モデルを用いて, 現実的な大気擾乱による近慣性エネルギーの励起, 伝播, さらに, その散逸過程を詳細に調べた。数値実験は, Princeton Ocean Model (Mellor, 2003) を使用して行い, 緯度と経度の解像度は, それぞれ  $0.15^\circ$  と  $0.125^\circ$ , 鉛直解像度は 71 層とした。温度・塩分場に関しては, 初期値を Levitus の気候値から決定するとともに, 数値計算の間, 海面における値を常に月平均気候値へ緩和させた。風応力場については, JRA25 データの 6 時間毎の風速場から風応力擾乱の 90 分毎のデータセットを作成し, モデル内に線形補間して与えた。また, モデル内の水平粘性・拡散係数については Smagorinsky スキームを, 鉛直粘性・拡散係数については改良版 Mellor-Yamada スキームを用いた。以上の設定のもとに, 1990 年 12 月から 1991 年 11 月までの 1 年間分の数値計算を行った。

Fig. 18 に, 海洋表層の近慣性振動へのエネルギー供給率(カラー トーン)と, 海面から海底まで積分された内部重力波の水平エネルギー フラックス(矢印)の年平均値を示す。一般に,  $30^\circ$ – $50^\circ$  の緯度帯で強い応答が見られ, この海域を伝播していく大気擾乱によって近慣性エネルギーが効率的に励起されていることがわかる。また, 水平エネルギー フラックスの分布から, 励起された近慣性エネルギーが低緯度方向へ伝播している様子もみてとれる。混合層の深さ, 混合層内の近慣性エネルギー, さらに, 水平エネルギー フラックスなどをそれぞれの観測値と比較することで数値実験の信頼性を確認した後, 風応力擾乱から海洋に供給されるエネルギーをグローバルに積分したところ, 約 0.4 TW と見積もられた。

最も重要な計算結果として, Fig. 19 に, 各海域・各深度域でのエネルギー収支の年平均値を示す。意外なことに, 風応力擾乱から供給された全エネルギーの大部分 (70–80%) が表層のわずか 150 m で消散されてしまうため, 深海の乱流拡散過程へ供給されるエネルギー

量が著しく制限されている様子が確認できる。風応力擾乱から供給されたエネルギーの大部分が散逸の影響を受けやすい高次モードへ分配されることがその背景として考えられる。

この計算結果によれば, 風応力擾乱からグローバルな深海乱流拡散に供給されるエネルギー量はせいぜい 0.1 TW 程度 ( $0.4 \text{ TW} \times 25\%$ ) と見積もられる。これは Munk and Wunsch (1998) 以来見積もられてきた 1.2 TW に比べ 1 オーダーも小さな値である。潮汐起源のエネルギー供給量と合計しても, グローバルな深海乱流拡散への全エネルギー供給量は 1.0 TW 程度に過ぎないことになる。

## 7. おわりに — 深海乱流から超深海乱流へ

以上述べてきたように, 海洋内部領域の密度躍層内における乱流ホット スポットを合計しても, 大洋平均にすると, 深層海洋大循環の維持に必要とされる  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  の鉛直乱流拡散には及ばない。これを補償するものとして, 地衡流調節の過程で発生する内部重力波のような他の乱流エネルギー源 (Wunsch and Ferrari, 2004) や, 南大洋での Ekman upwelling に起因する深層海洋大循環の強化 (Hasumi and Sugimoto, 1999; Webb and Sugimoto, 2001) など鉛直乱流拡散とは別の機構の存在が考えられるが, 深海における海底地形の凹凸から鉛直上方に広がる境界混合 (Fig. 20) もその有力な候補の一つとして挙げることができる。密度躍層内における乱流ホット スポットは, 海山や海嶺上で励起された鉛直低波数の内部潮汐波エネルギーの弱非線形干渉 *parametric subharmonic instability* に伴うカスケード ダウンによって形成されたものであるのに対し, 海底境界混合域は, 深海の海底地形の凹凸からビームの形で射出される比較的高波数の内部潮汐波エネルギーが, 背景の内部重力波と強非線形干渉することによって形成される (Iwamae *et al.*, 2009; Iwamae and Hibiya, 2009)。最近行われた数値実験の結果によれば, 海底に向かって鉛直拡散係数の深度分布の設定を変えると, 子午面循環量には明瞭な差異がもたらされる (Endoh and Hibiya, 2006, 2007)。特に, 北太平洋では, 南大洋から北上した下部周極深層水が湧昇し

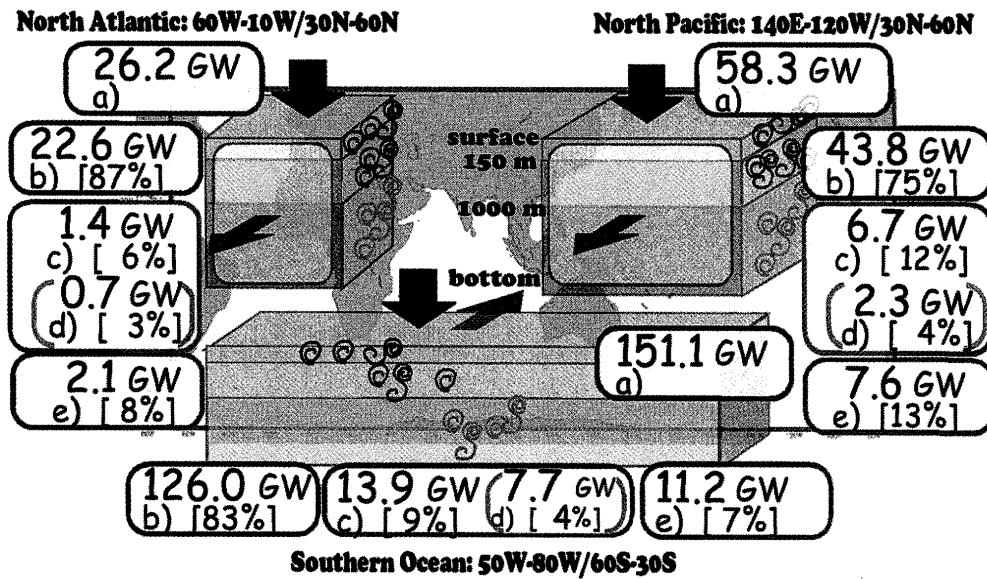


Fig. 19. Schematic diagram showing the annual mean energy. Labels are as follows: a), annual mean wind energy input to each area; b), annual mean energy dissipation rate within the surface 150 m in each area together with its ratio to the local wind energy input; c), annual mean energy dissipation rate from 150 m depth to the bottom in each area together with its ratio to the local wind energy input; d), annual mean energy dissipation rate from 1,000 m depth to the bottom in each area together with its ratio to the local wind energy input; e), annual mean equatorward energy flux integrated over the equatorward cross section of each area together with its ratio to the local wind energy input (Furuichi *et al.*, 2008).

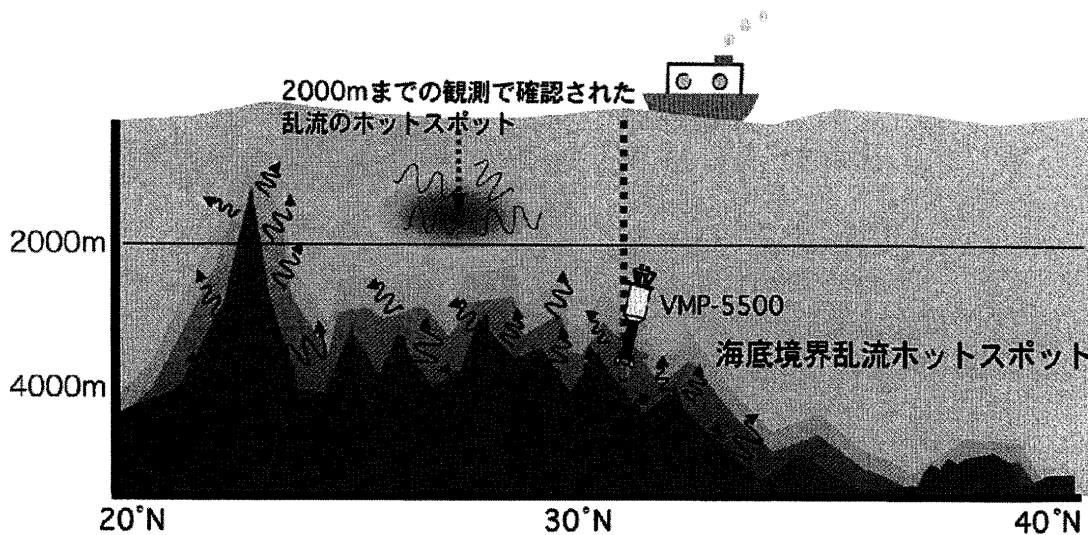


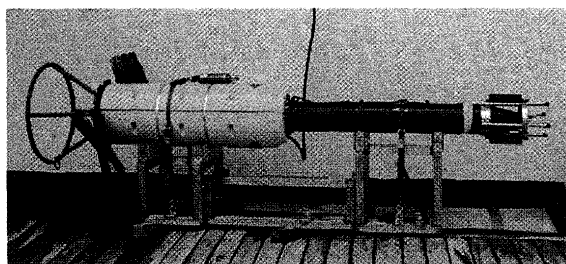
Fig. 20. Schematic of enhanced abyssal mixing spreading upward from the ocean bottom topography.

た後、中層を再び南大洋へ戻っていく return flow が形成されている可能性が指摘されており (Lumpkin and Speer, 2007), 密度躍層付近における鉛直乱流拡散のみ

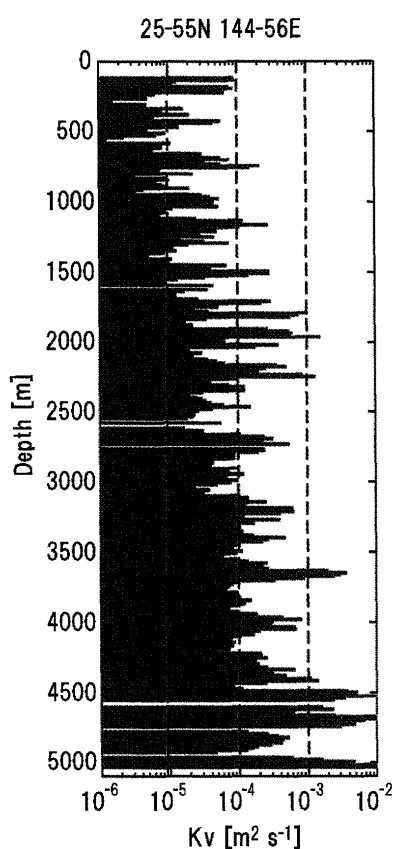
ならず、それ以深の鉛直乱流拡散の強度とその深度分布の解明も必要不可欠である。

現在、筆者の研究室では、この超深海における鉛直





**Fig. 21.** Photograph of the VMP-5500. The VMP-5500 is a full ocean-depth, un-tethered microstructure profiling system for deployment down to a depth  $\sim 5,500$  m.



**Fig. 22.** Depth profile of diapycnal diffusivity measured by VMP-5500 near the Izu-Ogasawara Ridge.

乱流拡散の強度とその深度分布の解明を目指して、カナダの Rockland Scientific International Inc. が製作した自由落下型・超深海用マイクロストラクチャー プロファイラー VMP-5500 (全長約 3 m, 空中重量 154 kg,

水中重量  $-5.4$  kg, 測定可能な最大深度は約 5,500 m; Fig. 21) を新たに導入し、北太平洋における乱流ホットスポット域を中心に 5,000 m 以深に及ぶ海底直上までの鉛直拡散強度の観測を行うとともに (Fig. 22), それが海底地形の卓越水平波数, 海底地形の高さ, 潮流の強さ, 成層の強さなどの諸パラメータとどのように関連しているのかを調べている。この超深海乱流強度の経験的な予報式が得られれば, 各大洋の海域毎に諸パラメータの情報を組み込むことで深度 1,500 m から海底地形直上までの鉛直拡散強度の定量化が可能となり, すでに明らかにされた深度 1,500 m までの情報 (Fig. 11) とあわせることで鉛直拡散係数の 3 次元的なグローバルマップを完成することができる。こうして得られた情報は, 海洋大循環モデルに長く残されてきた最大の不確定要素を解消し, 現時点で最も高精度な深層海洋大循環像の確立に向けて多大な貢献をもたらしていくことであろう。

今や, スーパーコンピュータの驚異的な発達によって, 従来は考えられもしなかったような高精度の数値計算が可能となったものの, 鉛直拡散係数をはじめとするサブグリッドスケールの物理パラメータは依然として計算結果のチューニングを主目的として使用されている。現実的でない物理パラメータを使って得られた計算結果は, 必然的に, その現象の背後にあるはずの重要な物理過程を組み込んでいないという危険性を内包してしまう。本稿で述べてきたように, 鉛直拡散係数はもはや未知の物理パラメータではなくなりつつある。理論的かつ観測的な研究から明らかにしたミクロな情報をグローバルなモデルに融合させることにより, 海洋大循環, ひいては, 気候変動予測の研究のブレークスルーを図っていくこと, それこそ筆者の研究グループが目指している最終ゴールである。

## 謝辞

このたびは, 荣誉ある日本海洋学会賞を頂くことになり, 身に余る光栄と厚く感謝致します。推薦頂きました賞選考委員の方々, および, 海洋学会員の皆様, 深く感謝致します。今後とも微力ながら, 海洋物理学の発展のため全力をあげて努力して参りたいと思いますので, 何卒よろしくお願ひ申し上げます。

## References

- Bryan, F. (1987): Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 970–985.
- Endoh, T., and T. Hibiya (2006): Numerical study of the meridional overturning circulation with “mixing hotspots” in the Pacific Ocean. *J. Oceanogr.*, **62**, 259–266.
- Endoh, T., and T. Hibiya (2007): Meridional overturning circulation of the deep Pacific estimated assuming the vertical advective-diffusive balance. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L11602, doi:10.1029/2007GL030027.
- Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa (2005): Bispectral analysis of energy transfer within the two-dimensional oceanic internal wave field. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2,104–2,109.
- Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa (2008): Model-predicted distribution of wind-induced internal wave energy in the world’s oceans. *J. Geophys. Res.*, **113**(C9), C09034, doi:10.1029/2008JC004768.
- Garrett C., and W. Munk (1972): Oceanic mixing by breaking internal waves. *Deep-Sea Res.*, **19**, 823–832.
- Garrett C., and W. Munk (1975): Space-time scales of internal waves: A progress report. *J. Geophys. Res.*, **80**, 291–297.
- Gregg, M. C., and T. B. Sanford (1987): Shear and turbulence in thermohaline staircases. *Deep-Sea Res.*, **34**, 1,689–1,696.
- Gregg, M. C., and T. B. Sanford (1988): The dependence of turbulent dissipation on stratification in a diffusively stable thermocline. *J. Geophys. Res.*, **93**(C10), 12,381–12,392.
- Gregg, M. C. (1989): Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *J. Geophys. Res.*, **94**(C7), 9,686–9,698.
- Gregg, M. C., D. P. Winkel, T. B. Sanford, and H. Peters (1996): Turbulence produced by internal waves in the oceanic thermocline at mid and low latitudes. *Dynam. Atmos. Oceans*, **24**, 1–14.
- Gregg, M. C., T. B. Sanford, and D. P. Winkel (2003): Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, **422**, 513–515.
- Hasumi, H., and N. Suginohara (1999): Effects of locally enhanced vertical diffusivity over rough bathymetry on the world ocean circulation. *J. Geophys. Res.*, **104**(C10), 23,367–23,374.
- Hibiya, T., Y. Niwa, K. Nakajima, and N. Suginohara (1996): Direct numerical simulation of the roll-off range of internal wave shear spectra in the ocean. *J. Geophys. Res.*, **101**(C6), 14,123–14,129.
- Hibiya, T., Y. Niwa, and K. Fujiwara (1998): Numerical experiments of nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum. *J. Geophys. Res.*, **103**(C9), 18,715–18,722.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (1999): Model predicted distribution of internal wave energy for diapycnal mixing processes in the deep waters of the North Pacific, p. 205–213. In *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves, II*, Proc. ‘Aha Huliko’a Hawaiian Winter Workshop, edited by P. Müller and D. Henderson, SOEST Publications, Honolulu.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2002): Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes. *J. Geophys. Res.*, **107**(C11), 3207, doi:10.1029/2001JC001210.
- Hibiya, T., and M. Nagasawa (2004): Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L01301, doi:10.1029/2003GL017998.
- 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, doi:10.1029/2005GL025218.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2007): Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline observed using a microstructure profiler. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L24602, doi:10.1029/2007GL032323.
- Iwamae, N., and T. Hibiya (2009): Numerical study of tide-induced mixing over rough bathymetry in the abyssal ocean. *J. Geophys. Res.*, in revision.
- Iwamae, N., T. Hibiya, and M. Watanabe (2009): Numerical study of the bottom-intensified tidal mixing using an “Eikonal Approach”. *J. Geophys. Res.*, in revision.
- Levitus, S., and T. P. Boyer (1994): *World Ocean Atlas 1994*, vol. 4, *Temperature*, NOAA Atlas NESDIS, vol. 4, 129 pp., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Maryland.
- Levitus, S., R. Burgett, and T. P. Boyer (1994): *World Ocean Atlas 1994*, vol. 3, *Salinity*, NOAA Atlas NESDIS, vol.3, 111 pp., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Maryland.
- Lumpkin, R., and K. Speer (2007): Global ocean meridional overturning. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 2,550–2,562, doi:10.1175/JPO3130.1.
- Matsumoto, K., T. Takanezawa, and M. Ooe (2000): Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/Poseidon altimeter data into hydrodynamic model: A global model and a regional model around Japan. *J. Oceanogr.*, **56**, 567–581.
- McComas, C. H. (1977): Equilibrium mechanisms within the oceanic internal wave field. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 836–845.

- McComas, C. H., and P. Müller (1981): The dynamic balance of internal waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 970–986.
- Mellor, G. L. (2003): Users guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model (June 2003 version). 53 pp., In *Program in Atmos. and Oceanic Sci.*, Princeton Univ., Princeton, New Jersey.
- Munk, W. H. (1966): Abyssal recipes. *Deep-Sea Res.*, **13**, 707–730.
- Munk, W. H. (1981): Chapter 9, Internal waves and small-scale processes, p.264–291. In *Evolution of Physical Oceanography*, edited by B. A. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Munk, W., and C. Wunsch (1998): Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res.*, Part I, **45**, 1,977–2,010.
- Nasmyth, P. (1970): Oceanic turbulence. Ph.D. thesis, Univ. of B. C., Vancouver, Canada, 69 pp.
- Nagasawa, M., Y. Niwa, and T. Hibiya (2000): Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific. *J. Geophys. Res.*, **105**(C6), 13,933–13,943.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, Y. Niwa, M. Watanabe, Y. Isoda, S. Takagi, and Y. Kamei (2002): Distribution of fine-scale shear in the deep waters of the North Pacific obtained using expendable current profilers. *J. Geophys. Res.*, **107**(C12), 3221, doi:10.1029/2002JC001376.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, N. Furuichi, and S. Takagi (2005): Temporal variability of high vertical wavenumber shear over the Izu-Ogasawara Ridge. *J. Oceanogr.*, **61**, 1,101–1,105.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, K. Yokota, Y. Tanaka, and S. Takagi (2007): Microstructure measurements in the mid-depth waters of the North Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L05608, doi:10.1029/2006GL028695.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2001a): Numerical study of the spatial distribution of the  $M_2$  internal tide in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **106**(C10), 22,441–22,449, doi:10.1029/2000JC000770.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2001b): Spatial distribution of the  $M_2$  internal tide in the North Pacific predicted using a three-dimensional numerical model. *J. Geod. Soc. Jpn.*, **47**, 711–718.
- Oakey, N. S. (1982): Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 256–271.
- Sanford, T. B., R. G. Drever, J. H. Dunlap, and E. A. D’Asaro (1982): Design, operation and performance of an expendable temperature and velocity profiler (XTVP). *Tech. Rep.* 8110, 83 pp., Appl. Phys. Lab., Univ. of Wash., Seattle.
- Sanford, T. B., E. A. D’Asaro, E. L. Kunze, J. H. Dunlap, R. G. Drever, M. A. Kennelly, M. D. Prater, and M. S. Horgan (1993): An XCP user’s guide and reference manual. *Tech. Rep.* 9309, 59 pp., Appl. Phys. Lab., Univ. of Wash., Seattle.
- Schmitt, R. W., H. Perkins, J. D. Boyd, and M. C. Stalcup (1987): C-SALT: an investigation of the thermohaline staircase in the western tropical North Atlantic. *Deep-Sea Res.*, **34**, 1,655–1,665.
- Smith, W. H. F., and D. T. Sandwell (1997): Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **277**, 1,956–1,962.
- Tsujino, H., H. Hasumi, and N. Sugimoto (2000): Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depth. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2,853–2,865.
- Webb, D. J., and N. Sugimoto (2001): Oceanography: Vertical mixing in the ocean. *Nature*, **409**, 37.
- Watanabe, M., and T. Hibiya (2002): Global estimate of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2001GL014422.
- Watanabe, M., T. Hibiya, and T. Enomoto (2005): Comment on “Improved global maps and 54-year history of wind-work on ocean inertial motions” by Matthew H. Alford: Time aliasing in estimating the wind-induced inertial energy. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L08603, doi:10.1029/2005GL022367.
- Winkel, D. P., M. C. Gregg, and T. B. Sanford (2002): Patterns of shear and turbulence across the Florida Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 3,269–3,285.
- Wunsch C., and R. Ferrari (2004): Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36**, 281–314, doi:10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121.
- Yokota, K., T. Hibiya, M. Nagasawa, and S. Takagi (2005): Assessment of fine-scale parameterization of deep ocean mixing using a new microstructure profiler. *La Mer*, **43**, 43–48.

## Theoretical and Observational Studies of the Global Distribution of Diapycnal Diffusivity in the Deep Ocean

Toshiyuki Hibiya \*

### Abstract

Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean is essential to improve the ability of global ocean circulation models to predict future climate change. This article summarizes the theoretical and observational work on the global mapping of diapycnal diffusivity of the author's research group during the past 10 years.

First, we have carried out numerical experiments to see how the energy supplied from the semidiurnal internal tide and atmospheric disturbances cascades through the deep ocean internal wave spectrum down to dissipation scales. We showed that this energy transfer process is dominated by the latitude-dependent, internal wave-wave interaction termed *parametric subharmonic instability*. This implies that enhanced fine-scale near-inertial current shear causing strong diapycnal diffusivity should not be found at latitudes farther than about 30° from the equator. This theoretical prediction has been validated through detailed expendable current profiler (XCP) surveys carried out throughout the world's oceans. Furthermore, based on the results of the XCP surveys, an empirical relationship has been found between the diapycnal diffusivity inferred using fine-scale parameterization and the local energy density of the semidiurnal internal tide; by incorporating the numerically predicted energy density of the semidiurnal internal tide at each longitude and latitude into the resulting empirical formula, we have obtained a global map which shows that diapycnal diffusivity is significantly enhanced around prominent topographic features in the latitude range from 20° to 30° (mixing hotspots). Finally, the validity of the resulting global map of diapycnal diffusivity has been confirmed through direct turbulence measurements carried out at key locations in the North Pacific.

**Key Words** : Diapycnal diffusivity, mixing hotspot, internal wave-wave interaction, *parametric subharmonic instability*, near-inertial shear, internal tide, expendable current profiler, microstructure profiler

(Corresponding author's e-mail address : hibiya@eps.s.u-tokyo.ac.jp)

(Received 6 December 2008; accepted 31 December 2008)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2009)

---

\* Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan