

論文の内容の要旨

論文題目

Spatial distribution of the internal wave energy available for deep water mixing
in the North Pacific

(北太平洋深層での拡散混合過程に供給される内部波エネルギーの空間分布に関する研究)

氏名 長澤 真樹

数値モデルで再現される海洋深層大循環のパターンやその強さが、モデル内で仮定される乱流拡散パラメータの値に依存して大きく変化してしまうことが指摘されている。特に深層を循環してきた海水が最終的に湧昇すると考えられる北太平洋での循環の様相は乱流拡散パラメータの値に鋭敏に依存する。このため海洋深層大循環モデルの高精度化には乱流拡散率のグローバルな時空間分布の解明が不可欠となる。しかしながら、従来の乱流の直接観測は、主に、東部北太平洋で集中して行われているにすぎない。乱流混合を引き起こすエネルギーは、潮汐と海底地形との相互作用あるいは大気擾乱によって励起された鉛直低波数の内部波のエネルギーが、海洋深層の内部波スペクトル内をカスケードダウンすることによって供給されている。したがって、鉛直低波数の外力の時空間分布とカスケードダウンの物理機構の情報とをあわせることによって、乱流拡散率のグローバルな時空間分布を明らかにすることができるものと期待される。

本研究ではまず、現実的な密度成層、海底地形を考慮した 3 次元レベルモデルに、気象庁発行の客観解析データから得られる北太平洋の風応力を時々刻々、外力として与えることにより、海洋深層の内部波スペクトルに供給される鉛直低波数の内部波エネルギーの時空間分布を明らかにした。図 1 に鉛直低波数の内部波エネルギーを季節ごとに平均した空間分布を示す。秋季には熱帯低気圧の発達する北太平洋西部の低緯度、冬季には中緯度ストームの通過する中緯度帯で、高いエネルギーレベルを示している。一方、秋季・冬季に比べて風応力が弱くなる春季・夏季には内部波のエネルギーレベルは非常に低くなっていることがわかる。

次に、北太平洋における現実の海底地形や密度成層を考慮し、モデルの境界で主要 4 分潮 (M_2 , S_2 , K_1 , O_1) のそれぞれについて Matsumoto et al. (1995)によるバロトロピッ

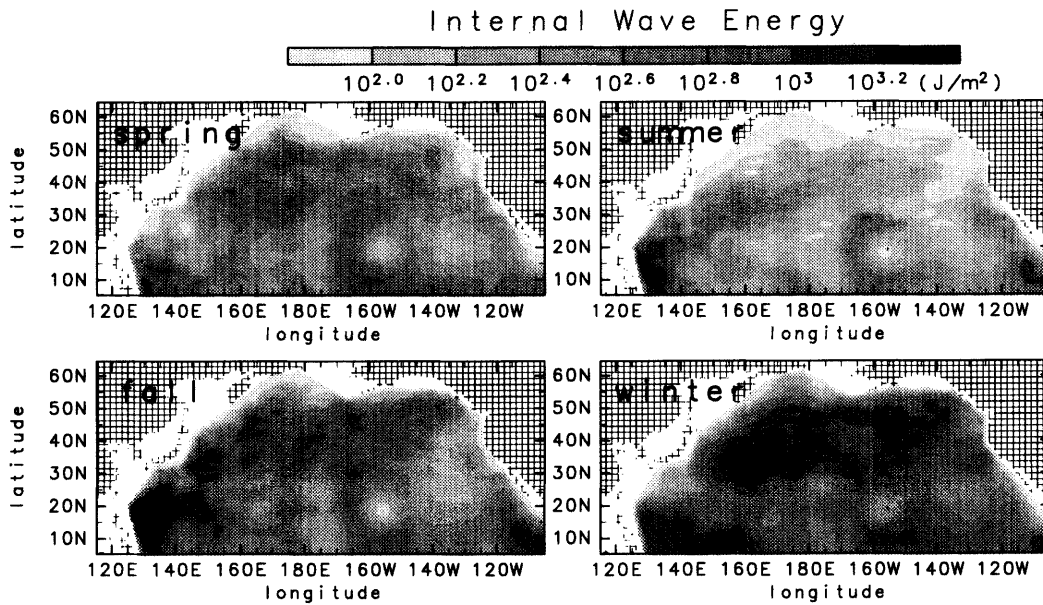


図1 大気擾乱により励起される鉛直低波数の内部波エネルギーの各季節毎の空間分布。

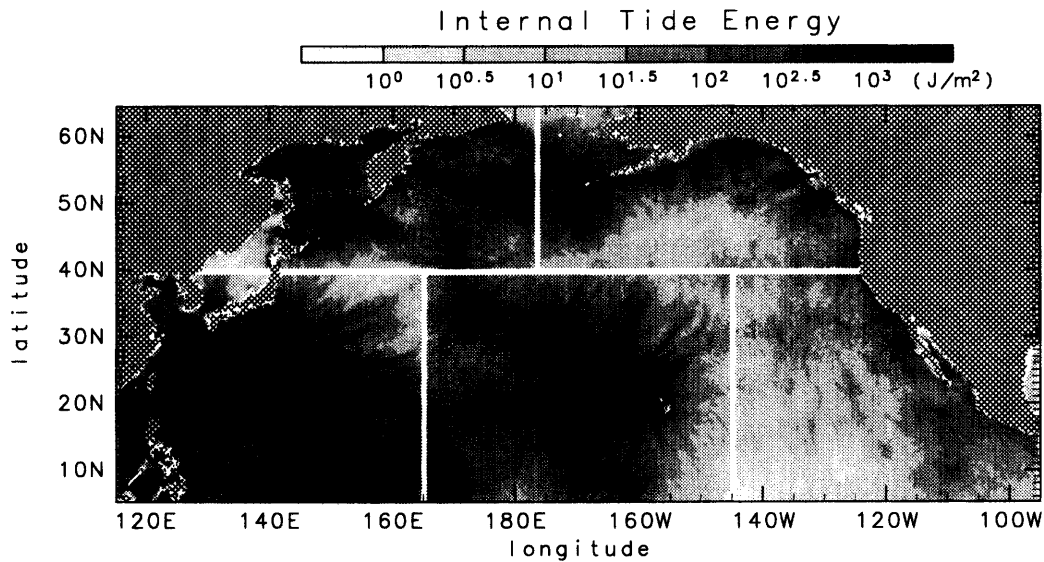


図2 主要4分潮の内部波エネルギーの空間分布。

クな潮汐流を与えることにより、内部潮汐波エネルギーの空間分布を明らかにした。図2に全水深にわたり鉛直積分した各分潮の内部潮汐波エネルギーを加えあわせた空間分布を示す。海底地形の分布を反映して、東シナ海の陸棚斜面域や、伊豆-小笠原海嶺、ハワイ海嶺、さらに、アリューシャン海嶺で高いエネルギーレベルを示していることがわかる。

さらに、こうして供給された鉛直低波数の内部波エネルギーが、どのような物理機構のもとに乱流スケールへとカスケードダウンしていくのかを調べた。一例として、顕著な内部潮汐波エネルギーの供給が予想されるアリューシャン海域、ハワイ海域を想定して、数値的に再現した内部波の準平衡スペクトルに、鉛直第1モードの 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与え、その後のスペクトルの時間発展を調べた。図3はエ

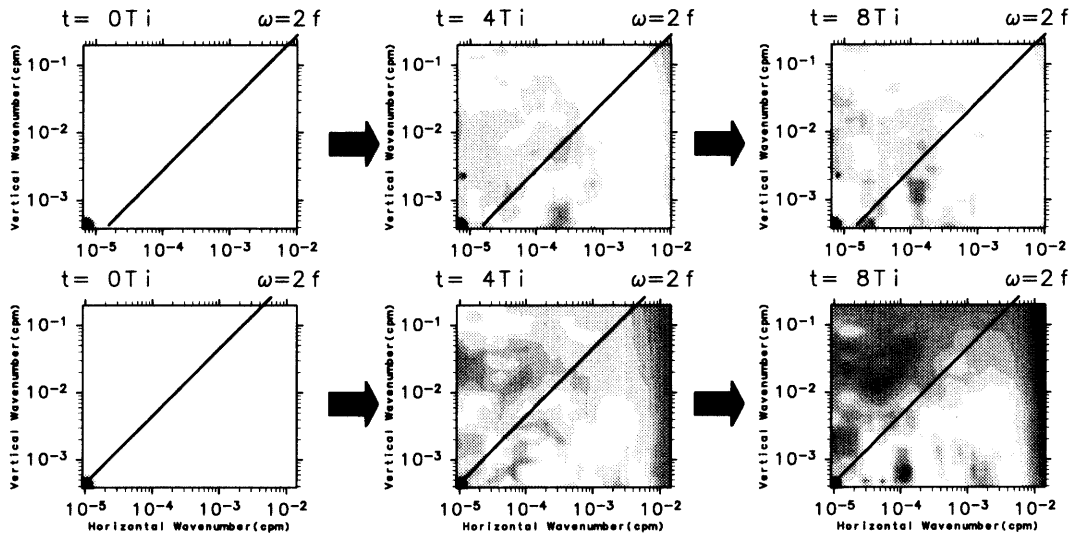


図 3 内部波平衡スペクトルに鉛直第 1 モード・ M_2 周波数の内部潮汐波に対応するエネルギー spike を与えた後、8 慣性周期にわたる 2 次元波数スペクトルの時間変化。上段は緯度 49°N の場合、下段は緯度 27°N の場合。

エネルギー spike を与えた後の 8 慣性周期にわたるスペクトルの時間変化を示す。ハワイ海域を想定した場合には、時間が経つにつれて、アリューシャン海域では見られなかった水平スケール 10 km、鉛直スケール 数 10 m 程度の強い鉛直シアが発達し、それに伴って、高波数域でのエネルギーレベルが次第に高くなっていく様子が見られる。ハワイ海域に対応する緯度 27°N では、与えられた M_2 成分の内部潮汐波の周波数は $2.08f$ (f は局所的な慣性周波数) に相当する。鉛直低波数・周波数 $2.08f$ から、鉛直高波数・近慣性周波数へのエネルギー輸送は、parametric subharmonic instability (PSI) によるものと考えられる。これに対してアリューシャン海域 (49°N) では M_2 成分の内部潮汐波の周波数は $1.28f$ となり、 $2f$ を下回るためこの機構は働かない。このことから、乱流混合の空間分布を考える際にも外力のエネルギーの分布そのものというよりは、むしろ、PSI の機構によって高波数域へと輸送され得る、慣性周波数の 2 倍の周波数(倍慣性周波数)をもつ内部波のエネルギーがどのような空間分布をもつかが重要となることが推察される。

最後に、数値実験で再現されたようなカスケードダウン機構の緯度依存性が、現実の海洋においても存在しているのかどうかを確認するため、北海道大学のおしよ丸(図 4 の航路 A :平成 12 年 7-8 月および平成 13 年 7-8 月、図 4 の航路 C :平成 13 年 6-7 月、図 4 の航路 D :平成 13 年 11 月) および北星丸(図 4 の航路 B :平成 13 年 2-3 月)による練習

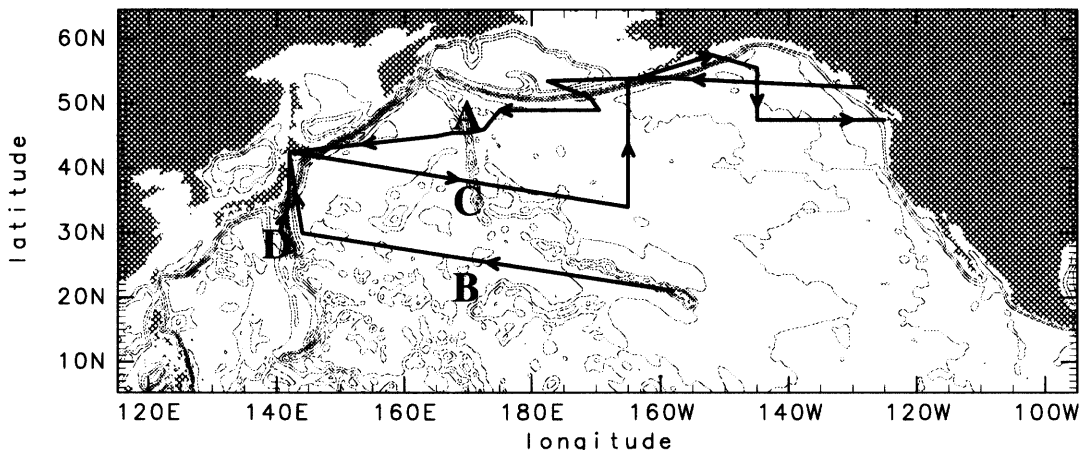


図 4 XCP 観測を行った航路を海底地形の分布(等値線間隔は 1000m)に重ねてある(本文参照)。

航海に参加し、北太平洋における合計 72 地点で XCP (投棄式流速計) および XCTD (投棄式電気伝導度・水温・水深計) を落下させることにより、海面下、約 1.5km までの水平流速、密度の鉛直構造を観測した。得られた各観測点での鉛直プロファイルは 200m の小区間に分割し、それぞれに対してフルードスペクトルを計算した。こうして求めたフルードスペクトルを鉛直波長 25m まで積分して得た値を Gregg (1989) の経験式に代入することによって各観測点における第一近似的な鉛直拡散係数の深度分布を求めた。図 5 は各観測点における解析結果を倍慣性周波数の内部波エネルギーの空間分布の計算結果に重ねたものである。鉛直拡散係数の分布は、倍慣性周波数の内部波エネルギーの空間分布と非常によく対応している様子が分かる。

以上の数値実験、観測の結果から、乱流混合の分布は、外力の強弱とともに、PSI の機構の有無によって決められ、その結果、著しい空間分布を持つことが推察された。本研究の結果は PSI を通じて拡散混合過程に供給される倍慣性周波数の内部波エネルギーの分布に基づけば、数値実験から乱流拡散の「ホットスポット」のグローバルな空間分布を予測できる可能性を初めて示したものである。こうして乱流拡散の「ホットスポット」の空間分布をあらかじめ数値的におさえ、そこで集中的に乱流の直接観測を行うことによって、海洋深層大循環モデルの解明に不可欠な乱流拡散率のグローバルなマッピングが可能になるものと思われる。

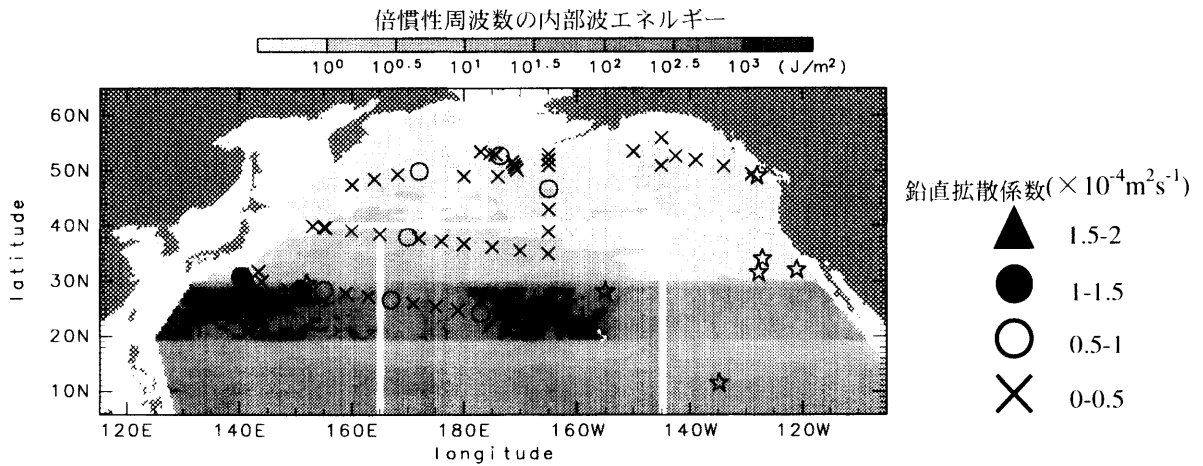


図 5 大気擾乱および主要 4 分潮の潮汐流によって励起された倍慣性周波数の内部波エネルギーの空間分布の計算結果に、Gregg (1989) の実験式により見積もられた各観測点の深さ 950-1450m における鉛直拡散係数の平均値を重ねてある。星印は、現在までの乱流観測によって、鉛直拡散係数の見積もりが行われてきた地点を示す。