

西太平洋赤道域における乱流拡散係数の パラメータリゼーション*

金成 誠一**・小林 智加志**

Parameterization of turbulent diffusion coefficient in the Western Equatorial Pacific Ocean*

Sei-ichi KANARI** and Chikashi KOBAYASHI**

Abstract: Parameterization of turbulent diffusion coefficient as a function of the Richardson number is investigated using data of microstructure measurements. The turbulent diffusion coefficient of mass, K_ρ , is correlated with the Richardson number R_i as $K_\rho = A + B / (1 + 5R_i)^n$ (PACANOWSKI and PHILANDER, 1981), where A , B and n are some constants. The estimated K_ρ is correlated with the R_i using a non-linear regression method. The determined coefficients are $A = 0.06$, $B = 2.35$ and $n = 2.56$, respectively. However, the coefficient, B exhibits a strong depth-dependence; the value increases from about 1.0 in the mixed layer to 5.0 below the thermocline. The depth dependence is attributed to adoption of a constant mixing efficiency coefficient, Γ in estimating K_ρ .

1. はじめに

西太平洋赤道域は、エルニーニョ／南方振動(ENSO)と密接な関係を持つ重要な海域であるが、その重要性の割りには、従来、海洋学的データの比較的乏しい海域の一つであった。近年、この海域の大気・海洋相互作用に占める重要性がにわかに注目を浴び、この海域を対象にした国際協同観測が頻繁に行われるようになってきた。JAPACSもこうした国際協同観測 TOGA COAREの一環として実施されているものの一つである。

TOGA COAREの日本側分担課題の一つである「西太平洋赤道域における大気・海洋結合系のダイナミクスの観測」の中で、著者らは大気・海洋相互作用で重要な役割を占める海洋上層の乱流構造並びに乱流フラックスを明らかにするという課題を受け持っている。本研究は1992年のTOGA COARE本観測に先立つJAPACS-92の中で行われた、いわばTOGA COARE前哨戦ともいふべき観測成果の一部である。

1989年に行われたJAPACS-89での海洋乱流の予備観測(KANARI *et al.*, 1992)に引き続き、1991年12月24日から1992年2月5日にかけて海洋科学技術センターの「なつしま」によるJAPACS-92の航海が行われた(Fig. 1)。このうち、1991年12月24日から1992年1月8日までのLeg. 1では測定番号01から22までの22回、また、1992年1月8日から、1992年2月5日までのLeg. 2では、23から36までの14回のMSP(KANARI, 1991)プロファイリングが行われた。測点番号01から14までは赤道沿いの乱流分布、15から22は定点における時間変動、またLeg. 1の01から07及び、23から36までは主として子午線沿いの乱流分布計測を目的として行われた。このうち本稿では、Leg. 1の08から14までのMSPデータを用いて、西部赤道沿いの表層(0~260m)における乱流拡散係数を見積り、これによってPACANOWSKI and PHILANDER (1981)による拡散係数式における係数値の決定を試みた。

Leg. 1の01から07および定点の時間変化に関する15~22、並びにLeg. 2の経線沿いのデータについては別途解析を行っており、ここでは、データ不良の13を除く赤道沿いのデータ08~14に限定した解析について述べる。なお、本論文中で用いる「混合層」は、MSPで計測した最上層(5m)の水温に対し、変化が0.2°Cを

*1993年6月29日受理 Received June 29, 1993
**北海道大学理学部地球物理学教室海洋物理学講座
Laboratory of Physical Oceanography,
Department of Geophysics,
Faculty of Science, Hokkaido University.

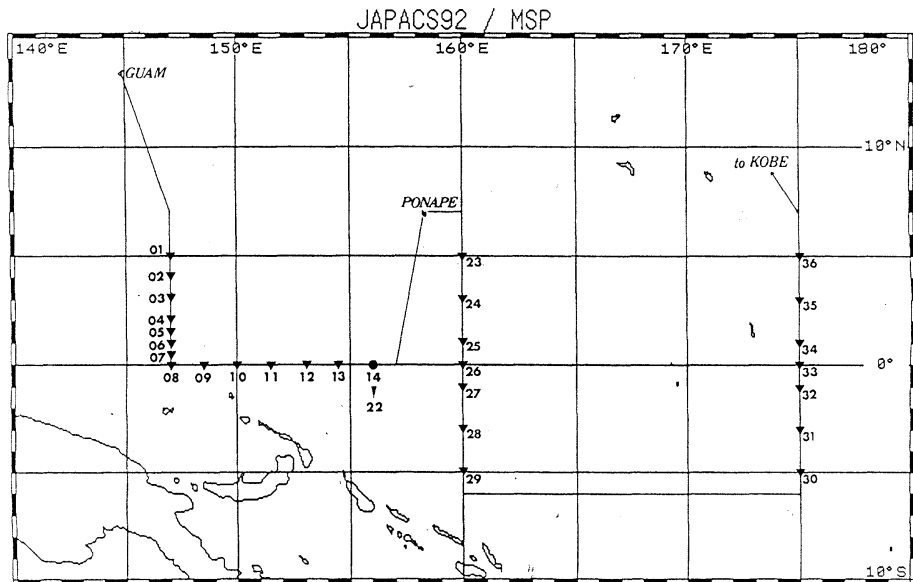


Fig. 1. Ship track of JAPACS-92 and locations of the MSP released (solid triangles). The numerals show the profile number. The solid circle shows the station of successive profiling from No.14 to No.22 with 3 hrs interval.

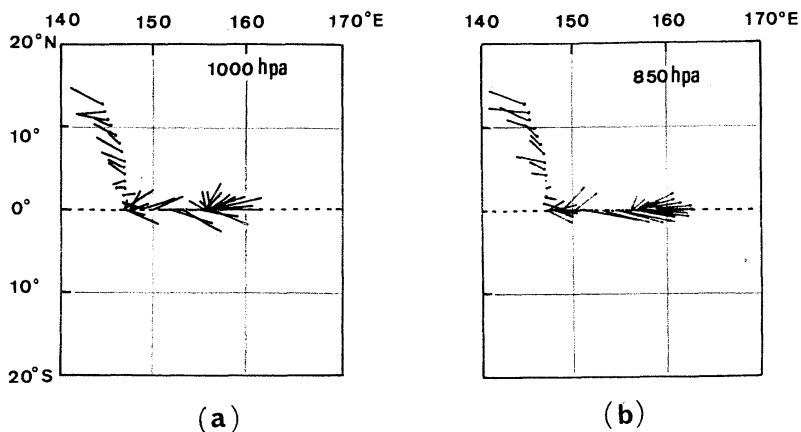


Fig. 2. Wind vectors along the ship track in Leg.1, measured by Ω -sonde (referred by courtesy of Dr. FUJITANI, J.M.A.).

ない範囲の層という定義で用いている。

海況

JAPACS-92のLeg.1の航海中は、連日強烈な西風続き、Leg.1終了後に、91/92-エルニーニョ生の報告を受けた。Fig.2は気象研究所の乗船メーによって取得されたオメガ・ゾンデによるそれぞれ、1000hPaにおける風のベクトル図であるが、赤空では、いずれも10m/s以上の西風が顕著である。

従来、この海域の赤道沿い水温構造としてよく引用される Trans-Pacific Temperature Section (COLIN *et al.*, 1971) によれば、太平洋中央部から西はサーモクラインがほぼ平均で約100mの深さにあり、中央部から東へ向かって上方へ傾き、東端で海面と交差する。このサーモクラインの上部に混合層が形成されている。

こうした従来の断面像に対し、この断面の西半分と東半分の観測の間に2カ月のギャップがあること、またこの観測期間中に1965 ENSO eventが始まっており、こ

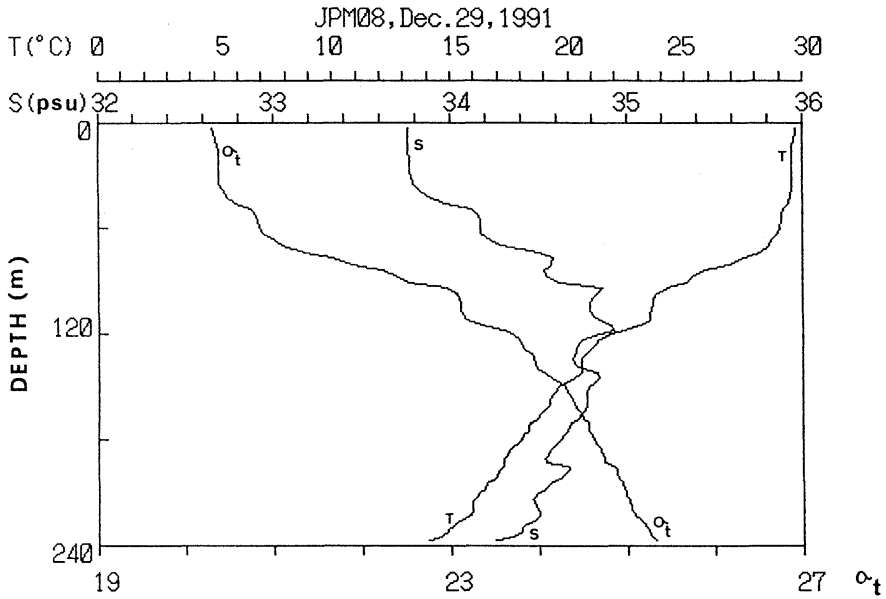


Fig. 3. An example of stratification structure of S, T, and σ_t at the station 08, measured with MSP.

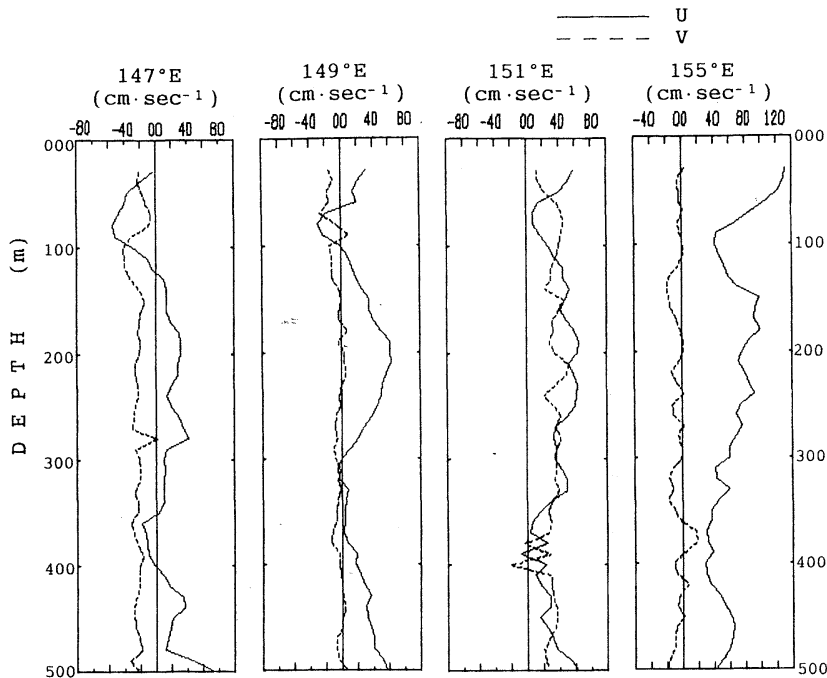


Fig. 4. Current structure along the equator, measured with shipboard ADCP.

うした event による影響がこの断面構造に反映されている可能性があることを LUKAS and LINDSTROM (1991) が指摘している。実際、LUKAS らは WEPOCS I, II の観測で、50m 前後の薄い混合層を観測している。

今回の観測でも、Fig. 3 の水温、塩分及び σ_t の鉛直分布の 1 例に見られるように、この観測期間の混合層は異常に薄く、西端で 30~40m の厚さしかない。この混合層も、測点 12 以東で少し厚さを回復し、測点 14 では

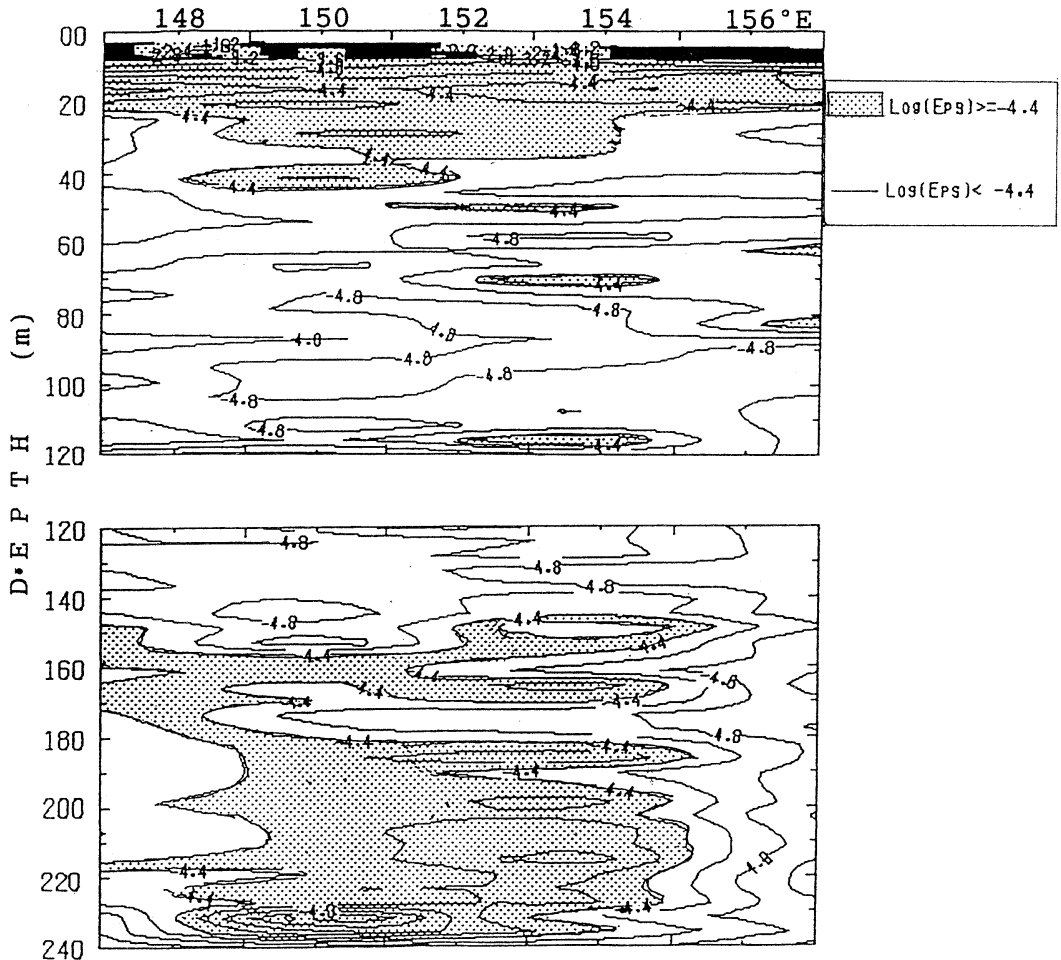


Fig. 5. Cross-section of $\log(\epsilon)$ along the equator. Hatched area shows $\log(\epsilon) \geq -4.4$, otherwise $\log(\epsilon) < -4.4$.

60mまで深化している。しかし、それでも通常の6割以下の厚さに止まっている。このような薄い混合層は、強力な西風に対する海洋上層の応答の結果と思われる。この点を裏づけるデータが、「なつしま」の ADCP による東西流速成分の分布に見ることができる。Fig. 4 に赤道上それぞれ 147°E, 149°E, 151°E, 155°E での ADCP による、流速分布を示す。実線は東西流速成分、破線は南北成分を示すが、147°E の表層 30~120m の西向き流れは 149°E で更に弱まり、151°E 以東では西向きの表層流が完全に消失し、全層が東向き成分に変わっている。この4地点の流速分布には、場所的な違いだけでなく、観測船が 147°E から 155°E に至るまでの西風の吹続時間に対応した時間的な変化も含まれているように思われる。また、149°E のプロファイルには、200m 付

近にコアを持つ赤道潜流が明確に見られるが、このコアの深度は東へ行くにつれ、次第に浅化している傾向が伺われる。

3. エネルギー散逸率の空間分布

マイクロ・ストラクチャー・プロファイラー（以下 MSP と略す）で計測されるスモール・スケール・シアは、MSP 沈降時に 0.01 秒毎にサンプルされる。平均沈降速度 50cm/s に対し、鉛直距離 0.5cm 毎に 1 回の計測値が得られる。このデータを、512 個毎にシア・スペクトル積分を行い、シア・データの平均分散値 $\langle du'/dz \rangle^2$ を評価し、 $\epsilon = 7.5\nu \langle du'/dz \rangle^2$ によって乱流エネルギー散逸率を見積る。ただし、 ν は分子粘性係数、 du'/dz はマイクロスケールの流速シア、 $\langle \rangle$

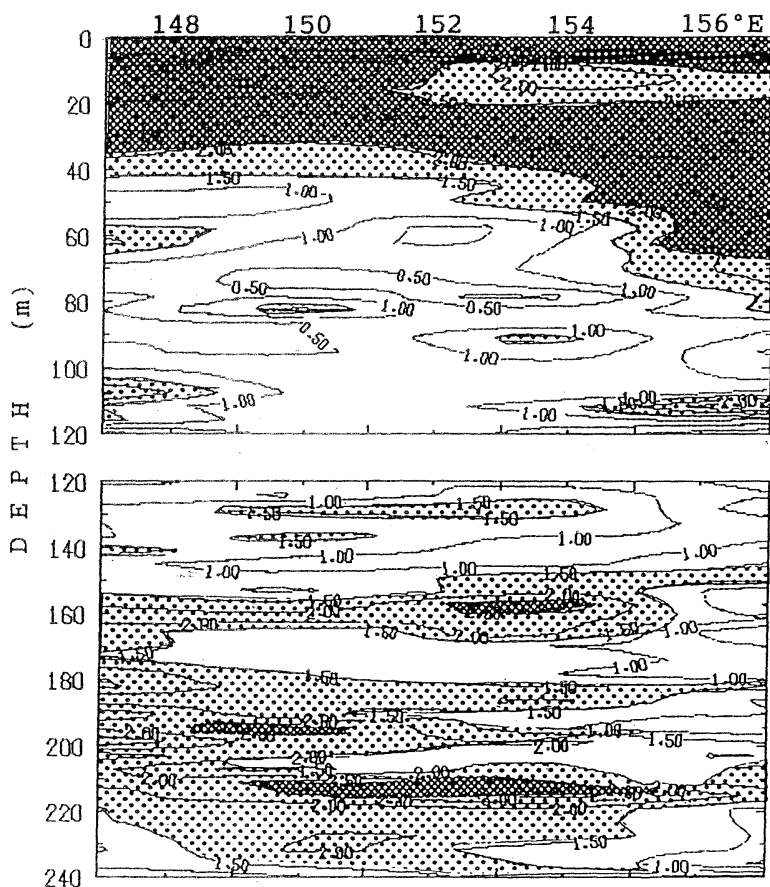


Fig. 6. Cross-section of dissipation Reynolds number $R_{ed} = \epsilon / \nu N^2$. Light hatched area shows $R_{ed} \geq 30$, and heavy hatched $R_{ed} \geq 200$, and otherwise $R_{ed} < 30$. The numerals in contour lines show the values of $\log R_{ed}$.

はアンサンブル平均を表す。プロファイラーの沈降速度は回収用ストリングの抵抗のために、沈降速度と共に漸減するので、1プロファイル中のサンプル平均に対する鉛直距離は正確に一定ではない。すなわち、この見積値は表層で約5m、深度250mで約3mの水柱毎の平均値に対応する。但し、スペクトル積分に際しては、この沈降速度変化の効果は補正が成されている。Fig. 5は、このようにして求めた $\epsilon(z)$ の各測点の値をもとに $\log(\epsilon)$ について等値線を描いたもので0~240mまでの ϵ の赤道沿いの分布を示したものである。散逸率 $10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}^3$ 以上の領域は、表層10m以浅に限られ、 $3 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}^3$ 以上の比較的高散逸率の領域（図のハッチ領域）は、表層混合層内及び150m~230mの赤道潜流周辺に分布し、混合層直下のサーモクラインでは低い値となっている。海面上の比較的高い風の存在にもかか

わらず、混合層が薄いことと、高散逸率の領域が極めて表層に限定されている状況は、西風による沿岸湧昇（LUKAS and LINDSTROM, 1991）に基づく移流によって乱流域の深層への拡散が妨げられていることを示しているように思われる。成層流体中の乱れの強さを表す無次元数（乱流レイノルズ数）として、散逸率レイノルズ数 $R_{ed} = \epsilon / \nu N^2$ が定義できる。ここに、Nはバイサラ周波数である。

成層流体中では、 $\epsilon / \nu N^2$ が30以上で、乱流が“active”であるといわれている（GIBSON., 1987）。

Fig. 6は赤道沿いの断面について、 $30 < R_{ed} < 200$ の領域を薄いハッチで、また $R_{ed} > 200$ の領域を濃いハッチで示したものであるが、表層の“active”な乱流域が混合層とほぼ対応していることがわかる。また、200m付近にある潜流の上下で、比較的高い“active”な領域がみ

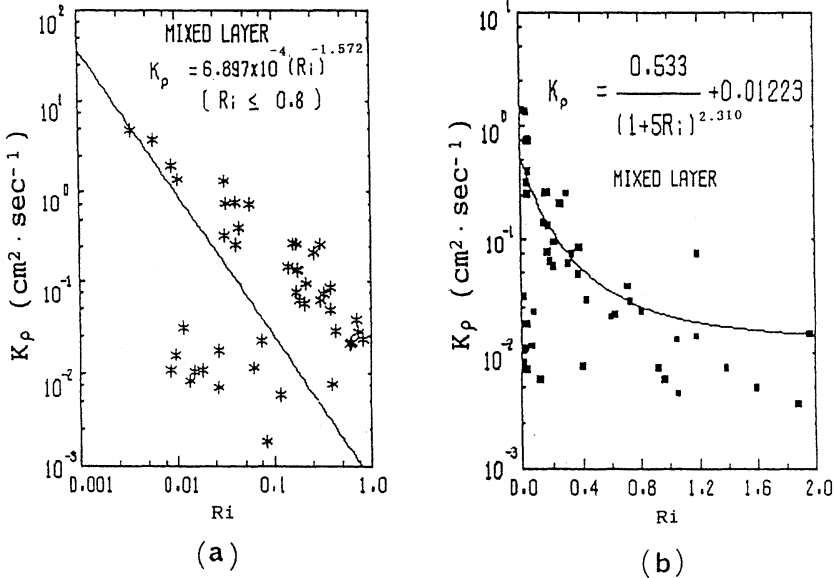


Fig. 7. K_p - R_i correlation in the mixed layer with the regression of $K_p = K_0 R_i^m$ with confining $R_i \leq 0.8$ (a), and with $K_p = A + B/(1+5R_i)^n$ (b).

られ、潜流のシア어가サーモクライン内の乱流形成に寄与していることがわかる。

4. 乱流拡散系数 K_p のパラメータ化

定常な等方性乱流を仮定すると、乱流エネルギー収支式に基づいて mass の渦拡散系数 K_p は

$$K_p = \Gamma \varepsilon / N^2 \tag{1}$$

で与えられる。ここに、 Γ は混合効率系数で、本論文では CRAWFORD (1982) に従って、 $\Gamma = 0.2$ とした。この導出にあたり、乱流熱拡散系数 K_t は $K_t = K_p$ と仮定されるが、 $\Gamma = 0.2$ は K_p 、 K_t のいずれについてもひとつの上限値を与えることを意味する。一方、平均流の鉛直シア어를 S^2 で表すと、渦粘性系数 K_m は

$$K_m = \varepsilon / S^2$$

で与えられるが、平均流の鉛直シア어については鉛直スケール 10m のシア어를採用し、これを S_{10} と書くとき、

$$K_m = \varepsilon / S_{10}^2 \tag{2}$$

となる。

MUNK and ANDERSON (1948) は、渦拡散系数が、Richardson 数に依存するとして

$$K_p = K_0 + K/(1 + \beta R_i)^n \tag{3}$$

のような定式化を行った。ここに、 K_0 は背景渦拡散率に相当する。また、 β , K , n は定数で、PACANOWSKI and PHILANDER (1981), PETERS *et al* (1988) らは $\beta = 5$ を与えている。特に、PETERS *et al.* (1988) では、表層のシア어・ゾーン (23~81m) に対して

$$K_p = K R_i^m \tag{4}$$

の形を仮定し、 R_i が 0.4 より小さいときは(4)式の形、 R_i が 0.4 より大きいときは(3)式で拡散系数を表現している。

ここでは、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) が用いた次式の形を採用し、

$$K_p = A + B/(1 + 5R_i)^n \tag{5}$$

として、MSP 及び ADCP のデータを用いて(5)式の A, B, n を決定する。

ただし、 R_i 中の Large scale シア어의評価に用いた ADCP データは、MSP 観測前後の航走中のもので、観測点の位置と厳密には一致しない。

混合層を含む上層 (100m) の混合拡散系数 K_p を PETERS *et al.* (1988) の(4)式または、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) の(5)式に従って、データ・フィッティングを行った結果を、Fig. 7 (a), (b) に示す。この結果は、(4)式型で表した場合、 $K_0 = 6.897 \times 10^{-4}$, $m = -1.5717$, また(5)式型の場合は $A = 0.01223$, $B = 0.533$,

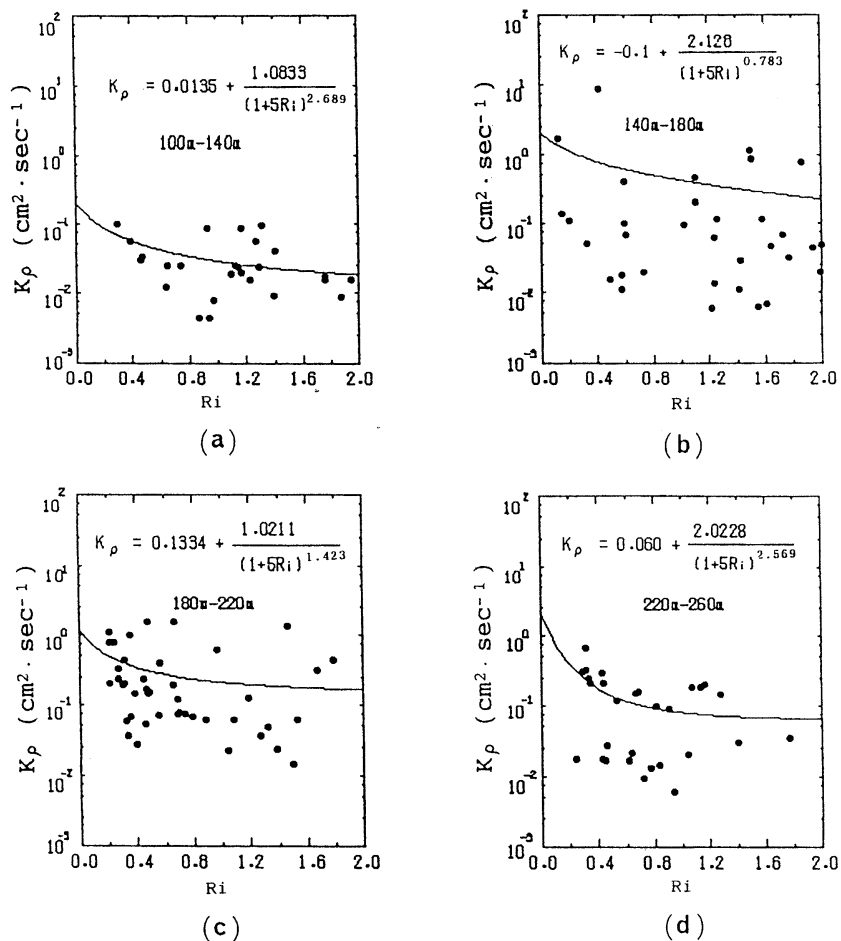


Fig. 8. K_p - Ri correlation in the thermocline with the depth intervals of 100m-140m (a), 140m-180m (b), 180m-220m (c), and 220m-260m (d), respectively.

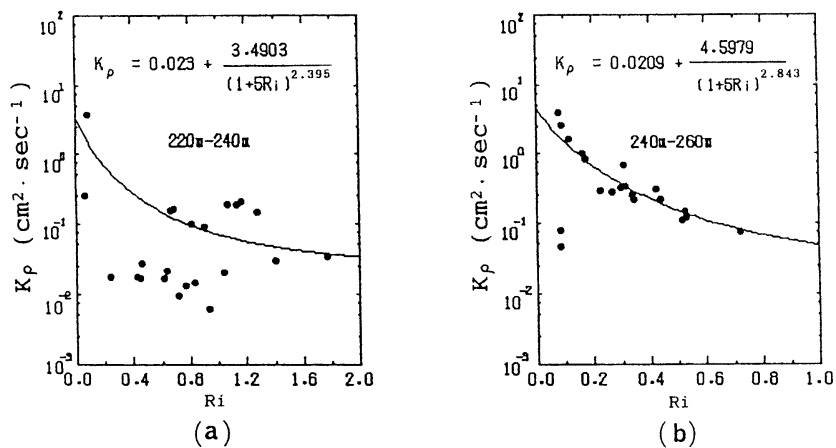


Fig. 9. K_p - Ri correlation in the thermocline with the depth intervals of 220m-240m (a), and 240m-260m (b).

Table 1. Coefficients A, B and n determined using nonlinear regression for the respective depth interval.

DEPTH (m)	A (cm ² /s)	B (cm/2s)	n	REMARKS
35-100	0.0122	0.533	2.310	MIXED LAYER
100-140	0.0136	1.083	2.689	
140-180	-0.1000	2.128	0.783	*
180-220	0.1334	1.021	1.423	*
220-260	0.0600	2.023	2.569	BCL
220-240	0.0230	3.490	2.395	BCL1
240-260	0.0209	4.598	2.843	BCL2
MEAN	0.02594	2.345	2.561	

*) Omitted in estimating mean values.

BCL's) Layers below the Equatorial Under Current Core.

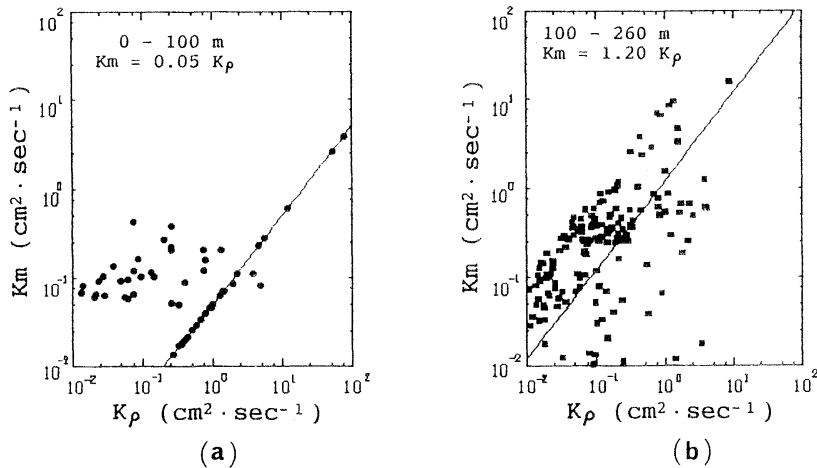


Fig. 10. K_m - K_ρ correlation in the mixed layer (a), and the thermocline (b).

$n=2.31$ となり, PACANOWSKI and PHILANDER (1981), 及び PETERS *et al.* (1988) のいずれとも一致しない。

100m から 260m までを大まかな層構造に基づき 40m 毎に分けてフィッティングした結果を Fig. 8 (a)~(d) に示す。このうち, Fig. 8 (b) の 140m 層から 180m 層の場合は, データのパラッキが大きく, A の値が負になっていることと, n の値が他の場合に比べ異常に小さい。Fig. 8 (d) は, データが 2 つの群に分かれているように見え, 区分内の成層構造が反映されている可能性があると考え, この層を更に 20m 層厚毎に分けて非線型回帰を行った結果を, Fig. 9 (a) 及び Fig. 9 (b) に示す。明らかに 240m~260m 層の K_ρ が, 220m~240m よりも若干高めになっている。

Fig. 10 (a), (b) は(2)式に基づいて渦粘性係数 K_m を

求め, K_m と K_ρ の相関を見たものであるが, 100m~260m の表層のシアア・ゾーンを除く領域については $K_m=1.2K_\rho$, また 35m~100m のシアア・ゾーンに対しては $K_m=0.05K_\rho$ の関係が見られる。Fig. 10 (a) には, $K_m=0.05K_\rho$ の相関とは異なる一群のデータが見られるが, この一群のデータは本来, Fig. 10 (b) の水温躍層に含まれるべきデータである。データ処理の都合上, 混合層を便宜的に 100m としてデータを区分した際に, 西側の浅い混合層域の水温躍層データが, この中に混入したものである。

以上の非線型回帰の結果をまとめたものを, Table 1 に示す。Table 1 の remark 欄に * 印のついたケースは, A 及び n の値が他のケースに比べ異常な値を示したことを示し, このケースは最下欄の平均値算出に際して,

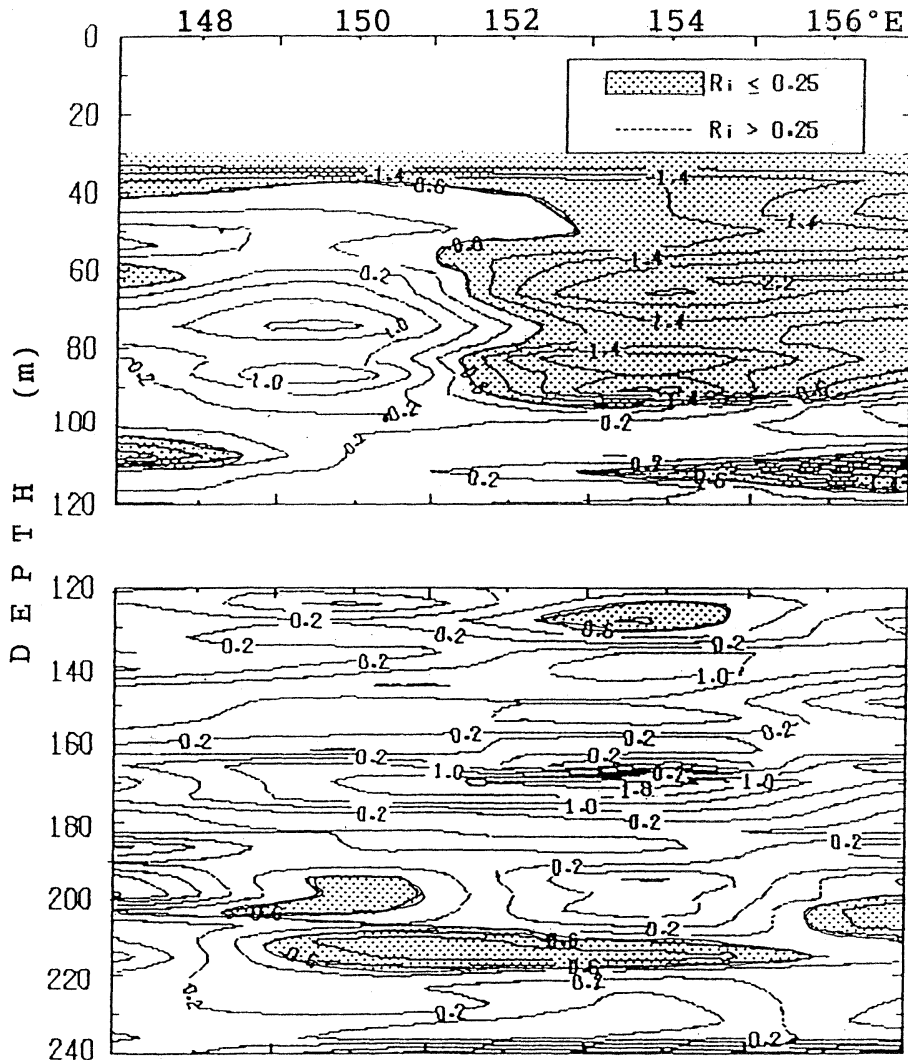


Fig. 11. Cross-section of estimated Richardson number in log R_i -contour. Hatched area shows $R_i < 0.25$, and otherwise $R_i \geq 0.25$.

除外してある。

140m~180m 及び、180m~220m 層でなぜ係数値が異常な値を示したかということの主な要因は、 K_e 値のバラツキにあるが、このバラツキの原因については、今のところ明確な理由づけは出来ない。

Fig. 11 はリチャードソン数 R_i の等値線を示したものであるが、“active” 乱流域に対応する $R_i \leq 0.25$ の領域をハッチで示してある。この $R_i \leq 0.25$ の領域と Fig. 6 の散逸率レイノルズ数の濃いハッチ流域を比較すると、混合層及び潜流コア下層 (200~220m) は両者の対応が比較的良い。しかし、Fig. 6 の 160~170m 層の、薄い

“active” 層及び 180m~190m 層にかけての “active” 層は、いずれも Fig. 11 の R_i の分布と一致せず、このふたつの層が正に回帰不良の層に含まれている。こうした薄層パッチが局所的であるとすると、MSP と ADCP の測定地点の不一致が、このような回帰不良の原因となっているかも知れない。

5. 回帰係数の深さ依存性

非線型回帰によって決定した回帰係数 A , B , n の平均値は Table 1 に示すとおりであるが、このうち、 B は 2.345 で、三つの係数値の中で分散が一番大きい。し

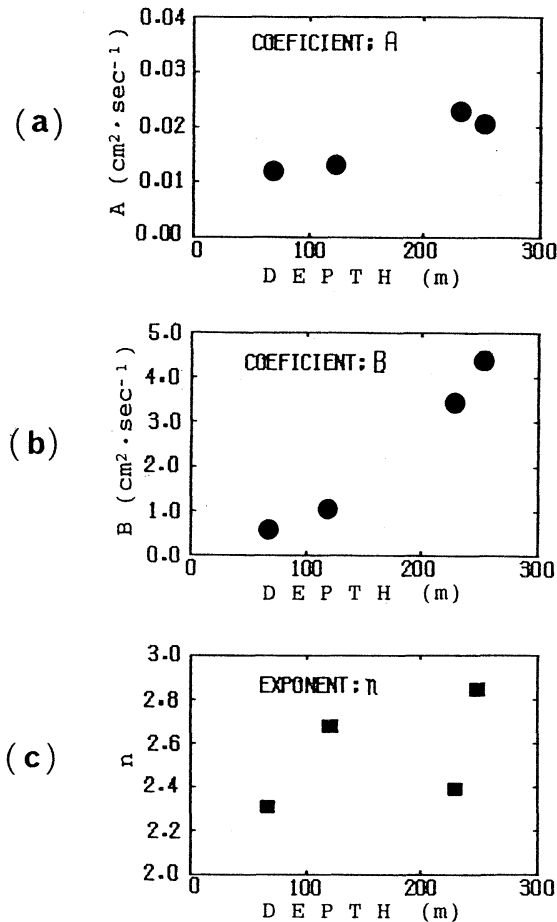


Fig. 12. Depth dependence of the regression coefficients A, n and B. Coefficient B increases with increasing depth.

かもこの値は、混合層近傍で0.533から深さと共に増大し240~260mでは4.598と大きな値をとる。そこで、これらの係数値の深度依存性を調べた結果をFig. 12 (a), (b), 及び(c)に示す。A及びnについては深さと共に増大する傾向はあまり明確ではないが、Bは明らかに深さと共に増大している。

同様な深さ依存性の問題は、HEBERT *et al.* (1991)も論じている。HEBERT *et al.* (1991)では、散逸率 $\varepsilon(R_{i,z})$ R_i の関係を調べ、 ε と R_i の相関が、深さによって変わり、観測値が $\varepsilon(R_{i,z})$ であるかのような傾向を示すと述べている。

本論文中で示したようなBの深さ依存性の可能性が期待できる物理パラメータは現在のところ見あたらないが、唯一の可能性は K_o を評価する際に採用した、定数 Γ に

みだせる。 Γ は、浮力フラックスとシアア・プロダクションの比で定義される、フラックス・リチャードソン数 R_f の関数で表される。本論文での K_o の評価には $\Gamma=0.2$ を採用しているが、実際には Γ は0.2以下の値を十分取り得る。最近の著者らの見積りでは、 Γ を定数とせず、深度毎の Γ の測定値を K_o の評価にそのまま使用しているが、例えば、最近の赤道域の観測結果を見ても、 Γ は混合層内及びサーモクライン上部よりも、深部で小さな値をとる傾向が伺われる場合が少なくない。このことは、 $\Gamma=0.2$ で K_o を評価すると、深部で K_o を過大評価することにつながる。 Γ が定数ではないことの根拠は次のような理由による。つまり、潜流コア周辺の成層は混合層直下に比べ、相対的に弱いにもかかわらず、潜流シアアによる乱流生成がそれほど弱くなければ、浮力フラックスとシアア・プロダクションの比である R_f は当然相対的に小さくなり、従って Γ の値も低下する筈である。従って、現在広く行われている $\Gamma=0.2$ に基づく K_o の評価は深部での K_o の過大評価につながる恐れがある。

6. むすび

JAPACS-92で得たMPSデータの一部を用いてPACANOWSKI and PHILANDER (1981)型の拡散係数式を吟味した。観測期間は1991/1992エルニーニョ発生初期段階に相当し、得られた結果がこうした海況を反映したものであるかどうかは確言できないが、少なくとも、西部赤道域の狭い緯度帯に限定された西風の効果により西端に沿岸湧昇を引き起こし、これが浅い混合層の原因となっているように思われる。得られたデータに基づく非線型回帰解析の結果は次のとおりである。

(1) 局所的非線型回帰にうまく適合しない層が見られたが、そうした特異な層を除けば、混合層下層の K_o は次式で表される。

$$K_o = 0.026 + 2.35 / (1 + 5R_i)^{2.56}$$

この結果は、PETERS *et al.* (1988)の

$$K_o = 0.01 + 5 / (1 + 5R_i)^{2.5}$$

と較べ、A, Bの値に若干の差が認められた。

(2) 著者らの結果では定数Bが深さと共に増大するという結果を得たが、こうした傾向はPETERS *et al.* (1988)のデータにも当然見られる筈である。 $\varepsilon-R_i$ の深さ依存性については、HEBERT *et al.* (1991)らも論じており、可能性として高周波内部波シアアの鉛直分布

が相対的に R_i の深さ依存性を引き起こすという MOUM *et al.* (1992) の見解を引用している。しかし、それを裏づけるためには、内部波と微細乱流の同時観測が必要である。

(3) PETERS *et al.* (1988) は R_i が 0.4 以下で、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) 型のパラメータリゼーションは K_b が過小評価になるとして $K_b = KR_i^m$ 型の関数を与えたが、この関数形は 23m から 81m までの upper shear zone のパラメータリゼーション (PETERS *et al.*, 1988) で、これは混合層そのものの拡散係数に対応する。

(4) ADCP データのシアアを用いて、渦粘性係数 K_m を見積り、 K_m と K_b の相関を 100m~260m のデータについて調べた結果、 $K_m = 1.2K_b$ の関係が得られた。この関係は混合層内では逆転し $K_m = 0.05K_b$ となる。

(5) 非線型回帰不良の 140~180, 及び 180~220m 層は R_{ms} と R_i の分布が一致しない層となっており、その原因として R_{ms} と R_i を評価する際の鉛直スケールのミスマッチによるものではないかという考えをもっているが、この点は今後検討を要する。

本論文で吟味した拡散係数のパラメータリゼーション式、PACANOWSKI and PHILANDER (1981) 及び PETERS *et al.* (1988) のいづれも、物理過程に立脚したのではなく、単に観測データのフィットを目的とした実験式のようなものであり、著者らが出した結果もその線上にあることは言うまでもない。 K_b を R_i のみでパラメータ化することに対する疑問も最近の研究 (HEBERT *et al.*, 1991; MOUM *et al.*, 1989) で提起されており、更には、現在のパラメータリゼーションには全く考慮されていない内部波シアアの寄与の重要性を指摘する研究 (HEMANTHA and DILLON, 1991; MOUM *et al.*, 1992; HEBERT *et al.*, 1992) もある。こうした問題についての一層の研究が望まれる。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、JAPACS-92 航海のなつしま乗船の機会を与えていただいた海洋科学技術センターの宗山敬氏に感謝する。

また、JAPACS-92 航海中に幾多の御助力をいただいた JAPACL-92 航海のディレクター安藤健太郎氏はじめ乗船研究者、乗組員の皆様に心からの謝意を表す。

本研究で使用させていただいた ADCP データは海洋科学技術センター黒田芳史氏の御好意によるものである。なお、本研究は文部省科学研究費「創成的基礎研究」の

援助のもとに行われた。研究経費の援助の面で御尽力いただいた文部省はじめ関係機関の諸賢に厚く御礼申しあげる。

文 献

- COLIN, C., C. HENIN, P. HISARD, and C. OUDOT (1971): Le courant de Cromwell dans le pacifique central en fevrier, Cah. ORSTOM, Ser. Oceanogr., **9**, 167-186.
- CRAWFORD, W.R. (1982): Pacific Equatorial Turbulence, J.P.O., **12**, 1137-1149.
- GIBSON, C.H. (1987): Fossil turbulence and intermittency in sampling oceanic mixing processes, J. Geophys. Res., **92**, 5383-5404.
- HEMANTHA, W.W. and T.M. DILLON (1991): Internal waves and Mixing in the upper equatorial Pacific ocean, J. Geophys. Res., **96**, C4, 7115-7215.
- HEBERT, J.N. MOUM and D.R. CALDWELL (1991): Does ocean turbulence peak at the equator?: Revisited, J. Physical Oceanogr., **21**, 1690-1698.
- HEBERT, D., J.N. MOUM, C.A. PULSON and D.R. CALDWELL (1992): Turbulence and internal waves at the equator. Part II: Details of a single event, J. Physical Oceanogr., **22**, 1346-1356.
- KANARI, S. (1991): Micro-scale profiler (MSP) for measurement of small-scale turbulence in the ocean, J. Oceanogr. Soc. Japan, **47**, 17-25.
- KANARI, S., C. KOBAYASHI and K. TAKEUCHI (1992): Turbulent structure in the upper layer of the western equatorial Pacific Ocean, J. Oceanogr., **48**, 117-127.
- MOUM, J. N., D. HEBERT, C. A. PAULSON and D. R. CALDWELL (1992): Turbulence and internal waves at the equator. Part I: Statistics from towed thermistors and a microstructure profiler, J. Physical Oceanogr., **22**, 1330-1345.
- MOUM, J. N., D. R. CALDWELL and A. P. PAULSON (1989): Mixing in the equatorial surface layer and thermocline, J. Geophys. Res., **94**, C2, 2005-2021.
- MUNK, W.H. and E.R. ANDERSON (1948): Note on a theory of the thermocline, J. Marine Res., **VII**, 3, 276-295.
- PACANOWSKI, P.C. and S.G.H. PHILANDER (1981): Parameterization of vertical mixing in numerical model of tropical oceans, J. Physical Oceanogr., **11**, 1443-1451.
- PETERS, H., M.C. GREGG and J.M. TOOLE (1988): On the parameterization of equatorial turbulence, J. Geophys. Res., **93**, C2, 1192-1218.