

## 学位申請論文

Diagnostically Derived World Ocean Circulation  
and the Water Mass Formation

(診断的に求めた世界海洋大循環と水塊形成)

学位申請者  
藤尾伸三

## 目次

1. はじめに	1
2. 数値モデルの概要	5
3. 流速場の記述	8
a) 表層循環	8
b) 中深層・深層循環	9
<u>太平洋</u>	9
<u>大西洋</u>	10
<u>インド洋</u>	12
4. 海水粒子による水塊追跡	14
a) 粒子追跡法	14
b) 水塊の追跡例	14
<u>南西太平洋海盆</u>	15
<u>アルゼンチン海盆</u>	16
<u>大西洋インド洋海盆</u>	18
5. 深層水塊の組成	19
6. 議論	23
7. 結論	27
謝辞	30
参考文献	31
図表	36

## 1. はじめに

19世紀末(1972-1976)に初めての本格的な海洋調査がChallenger号により行われた。それ以来、約1世紀がたち、多くの海洋調査船により観測が続けられた結果、海洋の表層循環像は詳しくわかるようになってきた。

しかし、水深数千mでの深層の循環像は未だに不確定である。その最大の要因は深層の観測の困難さにある。比較的計測が容易な水温・塩分・溶存酸素にしても、深層での分布を測るためには、海上の調査船から数千mのケーブルを下ろし再びそれを引き上げる作業が必要となる。このような作業には大型の調査船が不可欠であるが、それらが先進国にしかないため、南半球では十分なデータが集まっていない。ましてや数 $\text{cm s}^{-1}$ の深層流を直接測定することは技術的にも難しく、いろいろな海域で深層流の直接測流が行われるようになったのは最近十年のことにすぎない。

測流データがあまりないため、今日まで深層循環は比較的観測数の多いトレーサ量を用いて進められてきた。特に、トレーサ量の等値線の形状から流れを定性的に推測するコア・レイヤー法(Wüst, 1935)がその簡便さのため最も一般的であり、たとえば、中深層(mid-depth)の循環はReid(1981)が、深層の循環はMantyla and Reid(1983)が詳しく記述している。流れは力学的なバランスを通してではなく、研究者により主観的に決定されるため、コア・レイヤー法は観測データの質をあまり問わない。従って、観測の少ない海域にも適用するという利点を持つ一方、その裏返しとして、流れのパターンしか得られないことや、研究者により結果が異なることなどの欠点をもつ。

客観的に流速場を得る方法としては、地衡流計算が最も一般的である。しかし、地衡流計算では流れの傾圧成分しか求めることができないので、順圧成分(あるいは、ある水深での絶対流速)は別に与えられなければならない。たとえば、Reid(1988, 1990)は、地衡流計算で求めた傾圧流速にコア・レイヤー法で求めた海底付近の流れを加えて、南太平洋、南大西洋の絶対流速を計算した。

一方、インヴァース法はトレーサの保存則を使うことにより客観的に順圧流速を求める手法であり、閉領域を囲む観測線を通しての質量やトレーサ量の流入・流出フラックスが互いにバランスするように順圧流を決定する。このため、適用しうる観測線は閉領域を取り囲むように選ぶ必要があり、観測の多い北大西洋や北太平洋では、それぞれWunsch and Grant(1982)やRoemmich and McCallister

(1989)が水平循環を求めているが、観測の少ない南半球では、Fu(1981, 1986), Wunsch et al.(1983), Rintoul(1991)がいくつかの測線に対してそれを横切る流速を計算しているにすぎない。また、同様な手法として、等密度面上でのポテンシャル渦度の局所的バランスから順圧流速を求める $\beta$ スパイラル法もあるが、さらに高精度の観測データを必要とする。このため、Olbers et al.(1985)が気候学的な年平均密度場から北大西洋の中深層以浅の循環を求めているものが、大循環を求めた唯一の例である。

ところで、順圧流は渦度方程式を解くことで風応力場からも計算できる。平坦な海底の場合、そのような計算はSverdrup計算と呼ばれ、Godfrey(1989)などによる多くの研究がある。一方、海底地形が存在する場合には順圧成分と傾圧成分は独立ではなくなるため、順圧流の大きさは風応力場だけでなく傾圧流の大きさにも依存する。従って、その複雑な式を解くには、観測された密度場を差分数値モデルに与えて計算を行う。この方法は、診断計算(diagnostic calculation)と呼ばれ、本研究で用いる手法である。

流れの診断計算は、観測が豊富なこともあり主に北大西洋を対象としてSarkisyan(1977;review)やHolland and Hirschman(1972)が行っている。しかし、その欠点として、数値モデルの特性と観測データの特性が一致しない場合、非現実的な流れが得られるということが指摘されている。たとえば、計算機能力の制限から、数値モデルは中規模現象を分解するだけの細かな計算格子を用いることができない。このため、観測された密度場に含まれる中規模現象はモデル中に非現実的な流れを作り出す。診断モデルでは海底圧力トルクのためきわめて強い流れとなって現れる(Sarmiento and Bryan, 1982)。すなわち、診断モデルはこのような影響に対して「もろい(fragile)」という欠点をもつ。

この欠点を抑えるため、Sarmiento and Bryan(1982)は「頑丈な(robust)」診断モデルを提唱し、北大西洋に適用した。そのモデルは移流拡散バランスを考慮して密度場の平滑化を行う。これにより、モデルに合わない密度場を内的に取り除き、モデルとデータの特性の不一致から生ずる非現実的な流れを抑える。さらに、Fujio and Imasato(1991)は、地衡流バランスを考えれば低緯度では小さな密度差でも大きな流速を生むことになるから、そのような平滑化を緯度に依存して行うべきであることを示した。そして、実際に彼らは平滑化の強さをCoriolis係数に反比例させたモデルを用いて過去の観測と矛盾しない太平洋の循環を求めることに成功した。

本研究は、Fujio and Imasato(1991)の研究の延長であり、対象領域を太平洋から世界大洋に広げたものである。診断計算には、前回同様、現在最も広く流布しているLevitus(1982)の水溫・塩分データと、Hellerman and Rosenstein(1983)の海面風応力データを使用する。領域を広げる目的は、診断計算により大西洋やインド洋の循環を記述し、さらに全球的な水塊移動を考察することである。すなわち、高緯度で形成された深層水塊がどのように全海洋に広がっているのかを考察する。従って、水塊の移動を定量的に把握するために、本研究でもFujio and Imasato(1991)同様、海水粒子の追跡を行う。すなわち、水塊を海水粒子の集合体と考へて、水塊の構成粒子を数値的に追跡することで、水塊がどこへ行くか、あるいはどこから来たかを求める。

本研究において、診断モデルを用いて流速を求める利点は次の2つである。1つは定量的な流速場が得られることである。これにより粒子追跡による水塊移動の定量的把握が可能になる。もう1つは、赤道を横切る流れが得られることである。高緯度で形成された深層水の全球的な広がりを考察するためには赤道を横切る流れは欠かすことができないが、インヴァース法など地衡流バランスを仮定した手法では求められない。

逆にいえば、これまでの手法による流速推定では水塊の全球的移動の定量化は難しい。コア・レイヤー法を用いてReid and Lynn(1971)やMantyla and Reid(1983)は水塊の全球的な移動について考察しているが、定量的評価までは至っていない。インヴァース法などは測線が十分でないこともあり、全球的な考察はなされていない。しかし、予報モデルを用いれば本研究と同様の流速場を求めることはできるため、定量的把握は可能である。これについてCox(1989)が理想的な世界大洋モデル中でパッシヴ・トレーサを追跡して行った例がある。しかし、その主眼は水塊の記述ではなく、地形や海面境界条件が水塊の分布にどのような影響を与えるかであった。

一方、流速場を求めずに、局所的に水塊の組成のみを考える方法もある。すなわち、Sverdrup et al.(1941)により確立されたTSダイアグラム法であり、その古典的な手法についてMamayev(1975)やWorthington(1981)がレビューを行った。これまでは海洋観測で測定する物理量の種類が少なかつたためあまり定量的な議論はできなかつたが、近年になって化学トレーサの計測が頻繁に行われるようになりかなり詳しい考察が可能となった。たとえば、Broecker et al.(1985)は深層水塊の組成からその移動パターンについての考察を加えているし、Hamann and

Swift(1991)は太平洋の水塊組成の水平的な分布を求めている。しかし、本研究では、それらに比べてもさらに詳しい定量的議論が可能であり、水塊の組成だけでなく移動の経路をもあわせて考察することで、水塊形成を直感的に把握することができる。

以上のような考察のもとに、まず世界大洋を対象として診断計算を行い、得られた流速場を各大洋について過去の研究と比較を行った。この成果は、主論文1にまとめられている。また、水塊移動については、全球的水塊形成にとり重要と思われる海盆についてまず詳しく考察し、次に海盆間での海水交換の形で深層水塊の組成を整理した。これらの成果については主論文2にまとめられている。

なお、本研究の着想は申請者と共同研究者の今里との討論から生まれたものであるが、その遂行において、申請者はモデルの作成から結果の考察までの全過程を中心となって行った。特に、従来の診断モデルにCoriolis係数に依存させる定式化を加えた部分は申請者の発案であり、大洋ごとの流速場の比較および深層水塊の組成の考察も申請者が行った部分である。また、モデル計算と水塊移動の考察の一部は共同研究者の門脇の課題研究として申請者と門脇が協力して行ったものである。

## 2. 数値モデルの概要

本研究で用いた数値モデルの概要を、以下、簡単に記す。その支配方程式の差分法には、Cox(1984)が詳しく記述したGFDL(Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton University)モデルと同じ方式を用いている。

経度 $\lambda$ (東向きを正)、緯度 $\phi$ (北向きを正)、高度 $z$ (静止水面から上向きを正)とする球座標系を考え、 $(u, v, w)$ をそれぞれ $(\lambda, \phi, z)$ 方向の流速成分、 $\theta$ と $S$ をそれぞれポテンシャル水温と塩分とする。Sarmiento and Bryan(1982)により提唱された「頑丈な」診断モデルの支配方程式は以下ようになる：

$$\frac{\partial \mathbf{u}_H}{\partial t} + (\mathbf{u}_H \cdot \nabla_H) \mathbf{u}_H + w \frac{\partial \mathbf{u}_H}{\partial z} + \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) \hat{z} \times \mathbf{u}_H = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_H p + A_H \left[ \nabla_H^2 \mathbf{u}_H + \frac{1 - \tan^2 \phi}{a^2} \mathbf{u}_H + \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \hat{z} \times \frac{\partial \mathbf{u}_H}{\partial \lambda} \right] + A_v \frac{\partial^2 \mathbf{u}_H}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2)$$

$$\nabla_H \cdot \mathbf{u}_H + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\rho = F(\theta, S, p) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u}_H \cdot \nabla_H) \theta + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = K_H \nabla_H^2 \theta + K_v \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \gamma (\theta^* - \theta) \quad (5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{u}_H \cdot \nabla_H) S + w \frac{\partial S}{\partial z} = K_H \nabla_H^2 S + K_v \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + \gamma (S^* - S) \quad (6)$$

ただし、水平流速ベクトルを $\mathbf{u}_H = (u, v)$ 、時間を $t$ 、圧力を $p$ 、海水密度を $\rho$ とする。Coriolis係数 $f$ は地球の自転速度 $\Omega$ を用いて $f = 2\Omega \sin \phi$ と表される量であり、地球半径 $a$ 、重力加速度 $g$ 、平均的海水密度 $\rho_0$ は物理定数として与えられる。さらに、渦混合係数 $A_H$ 、 $A_v$ 、 $K_H$ 、 $K_v$ も定数であるとする。式(4)の海水の状態方程式 $F$ として、本研究ではInternational Equation of State 80(UNESCO, 1978)を用いる。

「頑丈な」診断モデルの特徴は式(5)、(6)にある。ここで、 $\theta^*$ 、 $S^*$ はLevitus(1982)の水温・塩分の観測値であり、 $\gamma$ は計算値が観測値へ復元する時間スケールの逆数である。もし水温・塩分の観測値が計算された流速場中での移流拡散のバランスを満足するならば、その計算値が観測値からずれることはない。一方、モデルとデータの特性的不一致からモデル中に非現実的な流れが生じた場

合、そのような流れによる水温・塩分の移流はもはや拡散とはバランスできず、水温・塩分の計算値は移流拡散をある程度満足させるように観測値からずれる。つまり、非現実的な流れを生み出すような観測値に対して、モデルは移流を通してまわりの観測値を作用させることによって平滑化を行い、それを取り除く。

$\gamma$ の値をどうとるかは、どの程度まで観測データに重きを置くかによる。観測値をモデルに取り込まず、純粋に移流拡散バランスのみで水温・塩分場を計算するのであれば、 $\gamma = 0$ とする(予報モデル)。この種のモデルとしては、Bryan and Lewis(1979)や近年のToggweiler et al.(1989)をはじめとして数多くの研究がある。けれども、本研究での目的は観測データから流れ場を推定することであるから、 $\gamma$ の値は大きい方が望ましい。つまり、多少、移流拡散バランスを満足しない流れがあったとしてもそれをある程度は許容し、なるべく観測データから計算値が離れないようにする。

このため、本研究では、Sarmiento and Bryan(1982)と異なり、 $\gamma$ をCoriolis係数に依存させる。なぜなら、流れと密度場は地衡流バランスにより結び付いているため、与えた密度場がモデルと合わないことから発生する非現実的な流れの強さはCoriolis係数に反比例する。つまり、密度場とモデルの不一致の程度は緯度によらずどこでも同じだと考えられるが、それから生じる流れは低緯度ほど強くなる。従って、このような流れを除去するには、どの緯度でも同程度の平滑化を行うよりは低緯度でより強い平滑化を行う方が合理的である。その緯度への依存のさせ方は、地衡流バランスを考えれば、

$$\gamma = \gamma_0 |\sin \phi| \propto f \quad (7)$$

とすべきである。こうすることで赤道付近で特に強く現れる流れを効率的に除去でき、領域全体での観測値からのずれを小さく抑えることができる(Fujio and Imasato, 1991)。本研究では $\gamma_0 = (100 \text{ 日})^{-1}$ と取る。この値は計算値を観測値に束縛するには十分大きな値である。

なお、流速場の境界条件として海面ではHellerman and Rosenstein(1983)による風応力を与えるが、海底では底摩擦は与えない。横壁は粘着壁とする。また、水温・塩分の境界条件として海面では計算値を観測値に復元させるようなフラックスを与える。それ以外の境界を横切ったフラックスはない。本モデルでは水温・塩分が観測値により強く制限されるため、 $\gamma$ 以外のパラメータの選択は赤道の近傍を除けばあまり結果に影響を与えない。従って、本研究ではそれらの値として予報モデルでよく用いられる値を参考にして $A_H = 8 \times 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $A_v =$

$100\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ ,  $K_H = 2 \times 10^7\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ ,  $K_V = 0.3\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ と取り, 海面の水温・塩分を観測値に復元させる時間スケールは30日と取った.

図1は, 計算に用いる地形を示す. 南大洋は周期条件により東西につながっている. 領域は水平には $2^\circ \times 2^\circ$ の格子に, 鉛直には表1に示すような15レベルに分割し, 各格子点の水深をDBDB5データセット(National Geodetic Center, Boulder, Co.)に基づいて与えた. 静止状態から, Levitus(1982)の年平均水温・塩分データとHellerman and Rosenstein(1983)の年平均風応力データを与えてモデルを駆動し, 32.7年間の時間積分を行った. これにより, 定常な流速場が得られた.

### 3. 流速場の記述

#### a) 表層循環

図2は, モデルにより得られた水平輸送関数の分布を示す. そのパターンは風応力場から計算したSverdrup流量のパターン(Godfrey, 1989)とよく一致するが, 例外として, Sverdrup流量は30 Svにすぎない湾流の流量が50 Svに増加している( $1\text{ Sv} = 10^{12}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ ). Holland and Hirschman(1972)が議論したように, この流量増加は海底圧力トルクによるものであり, 観測される流量をある程度説明するものとなっている. トルクは強い深層西岸境界流によるものであるから, 北大西洋ほど深層流が強くない他の大洋では西岸境界流の流量はそれほど増加していない.

ドレーク海峡とインドネシア海を通る流量は, 単純にSverdrup計算で求めることはできないものである. 本モデルでは, ドレーク海峡を155 Sv, インドネシア海を21 Svの流量が通りぬけている. Whitworth and Peterson(1985)はドレーク海峡で直接測流を行い, 流量の平均値は132 Svだが107 Svから163 Svまで大きく変動することを示した(Whitworth(1983)による2500 m以深の流量9 Svを含む). モデルの計算値はやや大きい結果となっているが, 観測された変動の範囲内におさまっている. 一方, インドネシア海では直接測流がないため, その流量はボックス・モデルやインヴァース法を用いて間接的に5~10 Sv程度であると推定されてきた(Gordon, 1986). しかし, 本モデルを含めて数値モデルはそれらよりかなり大きな流量となる. たとえば, Semtner and Chervin(1988)では16~24 Svであり, Toggweiler et al.(1989)では15 Svである. Godfrey(1989)は摩擦がないと仮定して風応力場から16 Svという流量を得ているので, その結果から判断して, 数値モデルでの大きな流量の原因として, モデルは計算格子が粗いためインドネシア海の小さな島を分解できず, それらの島による摩擦の効果を過小評価していることが考えられる.

図3 aは1000 m深での水平流速場を示す. 流れのパターンはLevitus(1989)の密度場から計算される海面力学高度偏差の分布とよく一致する. 顕著な表層流は各大洋の西岸境界流と南極周極流であるが, インド洋 $10^\circ\text{S}$ 付近にも強い西向流が見られる. Gordon(1986)は, 大西洋からインド洋を経て太平洋に流れる深層流を補償するために表層に太平洋からインド洋を経て大西洋に向かう流れを考え, それを「暖水ルート」と呼んだが, 本モデルのインド洋の西向流はその一環をな

すものである。すなわち、インドネシア海を通った太平洋亜熱帯循環の水がこの西向流をなしている。インド洋西岸に達した後、西向流の大部分はソマリー海流としてインド洋西岸を北上するが、一部は南下してアフリカ南端をまわって南大西洋に流入する。アフリカ南端での西向き流量はモデルでは8.6 Svである。Gordon(1986)によれば、インド洋水は南大西洋亜熱帯循環の一部として北西に流れた後、大西洋西岸にそってグリーンランド付近に達する。モデルでは南大西洋を北西に向かう流れがあまり強くないが、そのパターンはほぼ再現されているといえる。

最近のRintoul(1991)によるインヴァース法の結果では、インド洋から大西洋への海水移動はほとんどなく、暖水ルートに否定的であったが、本研究はそれとは対象的である。けれども、本モデルとGordon(1986)の解析との一致も定性的なものである。本モデルのインドネシア海を通る2.1 Svの流量はGordon(1986)の推定値8.5 Svより大きく、アフリカ南端の流量8.6 Svは彼の推定値13.5 Svよりも小さい。

#### b) 中深層・深層循環

図3 bと3 cはそれぞれ2000 m深と4000 m深での水平流速場を示す。これらを各大洋ごとに調べることで、以下、本モデルでの中深層と深層循環を記述する。躍層以深の循環は熱塩効果による子午面循環と密接に関係しているため、図4に子午面輸送関数を示す。さらに、子午面循環の妥当性を調べるためモデルの子午面熱輸送を最近のいくつかの推定値と比較した結果を図5に示す。

#### 太平洋

図3 bが示すように、太平洋で最も顕著な中深層の流れは赤道の西向流である。西向流の水は太平洋西岸に達した後、西岸に沿ってオホーツク海付近にまで北上している。内部の流れは赤道や西岸付近の流れに比べると流速はそれほど強くない。北太平洋35°N付近に西向きの蛇行する流れが見られるが、これはReid and Mantyla(1978)が溶存酸素などの分布から推定したものと一致する。一方、南太平洋の110°W付近には北上した後、南下する流れが見られる。位置的には東太平洋海膨のちょうど上であり、Levitus(1982)の密度場の1500 m深付近に見られる等密度面のもりあがりに対応してモデル中に形成された高気圧性循環であ

る(Fujio and Imasato, 1991)。

深層では、ニュージーランドの東を北上する深層流が最も顕著である。この深層西岸境界流の存在は測流によっても確かめられており、Warren(1981a)やMantyla and Reid(1983)のレビューの結果とよく一致する。図3 cが示すように、さらにその西岸境界流は北太平洋にまで延びている。中深層に見られた東太平洋近くの循環は深層において、南東太平洋海盆に北西向きの流れとなって現れている。

以上の中深層・深層の循環はFujio and Imasato(1991)の太平洋局所モデルの結果とはほぼ同じであり、同じ観測データを与えていることを考えれば当然の結果ではある。しかし、実際にはモデル領域を広げたことに伴って境界条件が変わっている。Fujio and Imasato(1991)はインドネシア海を閉じていたが、本モデルはそこを開くことで2.1 Svの流量が生じている。また、Fujio and Imasato(1991)は南極周極流をシミュレートするため開境界条件として130 Svの観測流量を与えていたが、本モデルでは南大洋を周期条件でつなぎ、内的な力学バランスから155 Svの流量を得ている。従って、これらの流量の違いが流れ場にも違いをもたらしているはずである。

しかし、診断モデルではその違いはきわめて限定された形でしか現れない。なぜなら、傾圧流は密度場により決まり(温度風の関係)、内部の南北傾圧流は風応力場によって決まる(Sverdrup関係)ため、観測データが同じであればこれらの流速場は変化しない。従って、インドネシア海を通る流量は西岸付近の傾圧流によってのみ補償され、その結果、図3 cに見られるように南太平洋の深層西岸境界流が強化されている。また、周極流の流量増加は南太平洋南部の東向き傾圧流により補償され、その結果、周極流はより深くまで流れる。しかし、もともと流れが強いところであり、それほどめだた違いではない。けれども、海水移動という観点から見れば、周極流の違いはロス海深層水の移動に大きな変化をもたらす結果となっており、これについては第4節で述べる。

#### 大西洋

大西洋において最も顕著な特徴は北大西洋深層水を運ぶ深層西岸境界流であり、本モデルでも流速場(図3 b, 3 c)と子午面輸送(図4 b)の図に明確に現れている。境界流はグリーンランドの南から発して500 mから海底までの深さを南下しており、その流量は15 Svを越える。これらの結果はWarren(1981a)のレビューに

示されたものと一致するが、計算された流速は最大  $3 \text{ cm s}^{-1}$  であり、直接測流による約  $10 \text{ cm s}^{-1}$  の最大流速 (Warren, 1981a) に比べてかなり小さい。

Wunsch and Grant (1982) はインヴァース法により得られた北大西洋の子午面輸送の図を示している。図 4 b はその図と  $30^\circ \text{ N}$  付近を除いてよく一致する。 $30^\circ \text{ N}$  付近で本モデルでは子午面セルがくぼんでいるが、これは湾流がより深くまで達しているためと考えられる。同様のパターンは Sarmiento and Bryan (1982) にも見られるが、診断モデルでこのようなくぼみができる原因は明らかではない。しかし、数値モデルの格子間隔も観測データの質も表層の西岸境界流を正しく表現できるほど十分ではないので、それらの影響であると思われる。子午面セルがくぼむため、そこでの北向きの熱輸送は小さくなる。実際、図 5 b が示すように  $30^\circ \text{ N}$  付近の北向き熱輸送は過去の推定値の半分程度である。

西岸境界から遠いところの循環はかなり弱いため、比較的観測が豊富な北大西洋でも不明確であった。 $2000 \text{ m}$  深 (図 3 b) で、本モデルは東岸境界に沿う南下流を示しており、これは Saunders (1982) の結果と一致する。南下流は  $30^\circ \text{ N}$  付近で東岸より離れ、中緯度にかなり強い西向流を形成している。この内部域の西向流は Reid (1981) がトレーサ分布から推定したものとよく一致しており、Kawase and Sarmiento (1986) のトレーサ解析も西向流を支持している。一方、Wunsch and Grant (1982) や Olbers et al. (1985) の客観的な手法では大西洋を横切るような西向流は検出されず、かれらの中深層の循環はより小さな循環に分裂している。また、予報モデルによる研究でも大西洋中緯度の西向流は特に言及されておらず、客観的に手法により導いたという点で、本研究の新たな知見である。

この中深層の西向流は表層の亜熱帯循環と同じ流向である。従って、表層の風成循環が中深層にまで達し、西向流を形成しているとも考えられるが、本研究によって、西向流の成因が風ではないことが明らかになった。すなわち、図 6 は北大西洋  $31^\circ \text{ W}$  での東西流速の断面図であるが、流速極大値が中深層に現れている。このことはその流れが表層で駆動されているのではないことを示している。従って、この西向流には地中海からの高塩水流出による傾圧効果が重要であると思われる。

$4000 \text{ m}$  深 (図 3 c) で、本モデルはカナリー海盆内に高気圧性循環を示しているが、この高気圧性循環は Wunsch and Grant (1982) や Roemmich and Wunsch (1985) の計算した  $24^\circ \text{ N}$  と  $35^\circ \text{ N}$  の断面での南北流と矛盾しない。しかし、Dickson et al. (1985) は深層での測流結果を解析し、逆に低気圧性循環を得ている。また、

$20^\circ \text{ N}$  より南では、本モデルは中央大西洋海嶺の東側に沿う南下流を示している。

図 3 b は北大西洋同様、南大西洋でも北大西洋深層水を運ぶ深層西岸境界流が中深層で卓越していることを示している。Fu (1981) は境界流が  $20^\circ \text{ S}$  付近で海山のため岸から離れると述べているが、本研究では  $40^\circ \text{ S}$  付近で周極流と合流するまで南に流れる。このような振る舞いは Reid (1990) と一致する。

しかし、内部の循環は Reid (1990) とはかなり異なる。彼はリオ・グランデ海膨の北と南に 2 つの高気圧性循環を示しているが、本モデルでは、その海膨の東に 1 つの高気圧性循環を示しているだけである。モデルの循環は中央大西洋海嶺に関連している。すなわち、周極流の水は海嶺を越えるときポテンシャル渦度を保存するために北に動き、その一部が分かれて高気圧性循環を形成している。周極流の水以外にも、インド洋からの水も循環に寄与しているようである。

南大西洋の  $4000 \text{ m}$  深での循環は海底地形のためかなり複雑である。深層西岸境界流により運ばれる北大西洋深層水の一部は、赤道付近にある中央大西洋海嶺のすきまを通り、アンゴラ海盆に南下流を形成している。しかし、北大西洋深層水の大部分はリオ・グランデ海膨にぶつかるまで、南アメリカに沿って南下する。このように本モデルでは北大西洋深層水は躍層以深の全水深で顕著である。逆に、南大西洋の底層を北上するはずのウェッデル海深層水はアルゼンチン海盆に流入するだけで、そこからさらに北には延びない。その振る舞いは図 4 d で南極からの子午面セルが周極流の下に制限されていることからもうかがえる。結局、本モデルではほとんどのウェッデル海深層水は大西洋インド洋海盆を東に流れる。その一部はケープ海盆に入って低気圧性循環を形成しているが、Reid (1990) もケープ海盆内の低気圧性循環を指摘している。

#### インド洋

図 3 b に示されているように、本モデルでは大西洋にまで達する強い南下流がインド洋西岸の中深層に現れている。この流れは図 4 c にも約  $10 \text{ Sv}$  の強い子午面セルとして見ることもできる。この南下流は Gordon (1986) の「暖水ルート」の下部として考えることもできるが、あまりに深くまで達しすぎているため本モデルの結果は過去の研究結果と異なる。たとえば、Reid (1981) はトレーサ分布から北上流を予想しており、Warren (1981b) は幅が狭く流れが強い北上流とそのすぐ東の幅の広い弱い南下流の存在を指摘している。また、Fu (1986) のインヴァース法でも中深層には強い南下流は検出されていない。それらとの相違に加え、強い

南下流は図5cが示すようにモデルの北向き熱輸送が過去の推定値に比べて大きすぎる点からも疑問がある。つまり、中深層の子午面セルは表層の暖水を北に運び深層の冷水を南に運ぶため、モデルでは大きな北向き熱輸送となっていると考えられる。深くなりすぎる表層西岸境界流のために熱輸送が過去の推定値と合わなくなる現象は北大西洋でも見られたが、そのずれは局所的であり、その程度もインド洋ほどは大きくなかった。従って、この熱輸送のずれにはインド洋特有の現象が特に関係していると考えられる。この点については第6節で考察する。

深層の流れについて、Warren(1981a)は、大西洋インド洋海盆からクローゼット海盆へと南オーストラリア海盆から西オーストラリア海盆への2つの道筋を通過して周極流から深層水がインド洋に流入すると述べている。図3bは本モデルがこれらの流入を再現していることを示している。しかし、モデルではそこからさらに北へ深層水が流れないため、過去の研究と合わない。Mantyla and Reid(1983)はトレーサ分布からクローゼット海盆から北向きの流れを指摘しており、Warren(1981a)はマダガスカル海盆、中央インド洋海盆、西オーストラリア海盆に北上境界流を予想している。Fu(1986)もインヴァース法を用いてマダガスカル海盆では $20 \text{ cm s}^{-1}$ を越える境界流を得ている。しかし、モデルではマダガスカル海盆を含めインド洋北部の境界流を再現できていない。

#### 4. 海水粒子による水塊追跡

##### a) 粒子追跡法

本研究で用いた粒子追跡の手法は、Imasato et al. (1980)が潮汐による海水交換の評価に用いたものを発展させたものである。 $X(t) = (a\lambda \cos\phi, a\phi, z)$ を粒子の位置ベクトルとすると、その追跡は次のような初期値問題として表現できる：

$$\frac{dX}{dt} = \mathbf{u}(X) \quad (8)$$

$$X = X_0 \quad \text{at } t = 0 \quad (9)$$

ただし、 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ は3次元流速ベクトルである。境界付近を除いて、各流速成分は近傍の格子点の流速から内挿するが、境界付近(横壁から格子幅の1/5以内、海面と海底から層厚の1/5以内)では、その境界に垂直な流速成分を0とする。この取扱いは本モデルでは横壁で粘着条件が用いているためである。粘着壁に近づくにつれ粒子はゆっくりと動くようになるから、この扱いをすることによって粒子が壁面で停止することを防いでいる。

上の初期値問題を4次精度のRunge-Kutta法を用いて数値的に解く。計算誤差を抑えるためには1ステップの時間積分で粒子が遠くまで動きすぎないようにする必要がある。本研究では、粒子が1ステップで格子幅の1/4あるいは層厚の1/4以上粒子が動かないように、時間間隔を各粒子ごとに適時設定し直している。

粒子の運動は水塊の運動の移流成分のみを表現する。移流は時間的に可逆であるから、各粒子が過去にどこに位置していたかは粒子を時間的に逆方向に追跡することで求められる。こうして得られる粒子分布は水塊がどこから来る水で構成されるかを表すから、水塊の組成を客観的に評価できる。拡散成分も重要であるが、本研究では考えない。また、本研究では粒子は常に3次元的に追跡している。すでに流速場を計算するときに、移流拡散バランスを通して水温・塩分の保存を考慮しているので、粒子の追跡ではそれらの保存は考慮しない。従って、粒子は必ずしも等密度面上には捕捉されず、特に深層水形成域では表層から深層へと粒子が沈み込むことになる。

##### b) 水塊の追跡例

南大洋では、南極周極流を介していくつかの水塊が合流するため、複雑な水塊分布が観測されている。そこで、まず、南西太平洋海盆、アルゼンチン海盆、大

西洋インド洋海盆の水塊について粒子追跡を行い、その形成を考察する。

#### 南西太平洋海盆

図3cが示すように、南西太平洋海盆の西岸に強い北向きの境界流が存在し、南極周極流の水を北太平洋へと運んでいる。周極流から太平洋への深層水の供給のようすを明らかにするため、南西太平洋海盆について考察する。

図7は初期に南西太平洋海盆の4125m以深に配置された粒子の分布を示す。図で、十字形の記号は粒子の初期位置( $t=0$ 年)を表し、正方形の記号は50年間逆向きに時間積分した場合の粒子位置、つまり $t=-50$ 年の位置を表す。従って、正方形のところにある粒子が50年後に十字形で示される位置に移動する。なお、 $t=-50$ 年に海盆内にある粒子は簡単のため省略している。また、図の上部に表示したカラーパネルに従い、十字形と正方形の色はともに $t=-50$ 年での粒子の水深を表している。

たとえば、南西太平洋海盆の西部に桃色で示された粒子群がある。 $t=0$ 年では初期水深の4125m深にあるが、十字形の桃色が示すようにこれらの粒子は逆戻しにより2000m以浅へ上昇する。対応する桃色の正方形は南大西洋に分布しているから、南大西洋の中深層の水が50年かかって南西太平洋西部の深層に流入することがわかる。南大洋の十字形の色は南オーストラリア海盆で桃色から紫色に変化しているから、中深層水が南東インド洋海盆を通り越した後、南オーストラリア海盆で深層へと下降することも図から見て取れる。この水がニュージーランドの東の深層西岸境界流により北に運ばれ、南西太平洋海盆の海水のほとんどを占める。

しかし、上で述べた結果はFujio and Imasato(1991)の太平洋局所モデルとは一致しない。なぜなら、彼らのモデルではインド洋からの深層水と同程度の量のロス海深層水(RSDW)が東太平洋海膨付近の高気圧性循環によって南東太平洋海盆から南西太平洋海盆へと運び込まれていたからである。もちろん、前節で述べたように、本モデルにもその高気圧性循環は現れているから、南東太平洋海盆から少量の水が南西太平洋海盆の東端に運び込まれている。しかし、その水は南東太平洋海盆北部の深層水であり、ロス海から来た水ではわけではない。

この2つのモデルの差は南極周極流の流量に対する境界条件の違いから生じている。第3節で述べたように、本モデルでは周極流が深くまで流れており、RSDWは南東太平洋海盆を北に流れる間に周極流により南大西洋へと運び出さ

れる。従って、RSDWは東太平洋海膨近くまで到達せず、高気圧循環はRSDWではなく南西大西洋の周極流の水を再び海盆内に運ぶ。Mantyla and Reid(1983)などから判断すると本モデルの方がより現実的に見えるが、実際にどちらが良いかはどちらの境界条件の方がふさわしいかである。条件の与え方としては内的な力学から流量を計算する本モデルの方が良いが、得られる155 Svの流量がWhitworth and Peterson(1985)の観測した平均流量132 Svに比べ23 Svも大きい点が問題である。しかし、その一方でWhitworth and Peterson(1985)の観測流量は107 Svから163 Svまで大きく変動しているから、どちらか一方のモデルだけが正しいという以外に、流量変化に伴って2つのモデルの間で流れ場の状態が遷移している可能性もある。つまり、流量が小さいときはRSDWは南西太平洋海盆に流入するが、流量が大きいときには南大西洋へと流出する可能性である。いずれにせよ、RSDWの挙動については、周極流の変動が大きいことも考慮に入れて今後さらに研究を進める必要がある。

#### アルゼンチン海盆

南大西洋は全球的な深層水の形成に特に重要な役割を果たしていると考えられる。なぜなら、北大西洋とウェッデル海で形成された深層水は南大西洋で南極周極流に取り込まれ、インド洋や太平洋へ移動することになるからである。従って、南大西洋には北大西洋深層水(NADW)、ウェッデル海深層水(WSDW)に加え、南太平洋から運び込まれた周極水(CPW)が合流する。アルゼンチン海盆でのこれらの水塊の分布についてReid et al.(1977)が詳しい記述を行っている。その特徴は層重構造であり、CPWは中深層に南下したNADWが貫入するため上下に分けられ、その下部CPWの下をWSDWが流れるとしている。

図8は2125m深の粒子の $t=-20$ 年の分布を示す。色が $t=-20$ 年の粒子位置を表す点を除けば、表示方法は図7と同じである。南太平洋やインド洋から来る粒子を青色で表しており、それらはCPWと考えられる。アルゼンチン海盆の40°S付近から南はこのCPWが占めている。これまでCPWは南大洋を周極流により再循環している水とされてきたが、図8はこのCPWがインド洋西岸から来ることを示している。このインド洋からの流入はインドネシア海を通る流量と関係している。第3節で述べたように、本研究ではインドネシア海を通る流量の方がアフリカの南端を西に向かう流量よりも大きいため、その超過分が周極流に取り込まれるからである。しかし、Gordon(1986)は前者の流量の方を小さく

見積もっているもので、この場合にはインド洋の水は周極流に取り込まれない。インド洋では本モデルの熱輸送が過去の推定値(図5)と合わない点も考慮すれば、インド洋西岸からのCPWについては今後さらに研究が必要である。

北大西洋から来る赤色の十字形はNADWを表すと考えられ、中深層でアルゼンチン海盆の北半分を占める。図8では、黄色の十字形が赤色の十字形と混ざり合っている点が興味深い。黄色は南大西洋東部から来た水を表しており、その流入は中央大西洋海嶺の上の高気圧性循環による。

図9aは図8に示されたものと全く同じ粒子であるが、色を図7と同様に $t = -20$ 年での水深を表すように付け直したものである。北大西洋に分布するNADWは桃色や青色で表示されるように中深層から来ており、そこからアルゼンチン海盆までの移動の間に鉛直にはそれほど動かない。同様に東部大西洋からの水も2000m深から少し浅いところから来るにすぎない(桃色の正方形)。一方、CPWはアルゼンチン海盆内での位置に従い、いろいろな水深から集まる。すなわち、NADWとの境界付近のCPW(赤色の十字形)は1000m以浅から来ており、アルゼンチン海盆南部のCPW(青色の十字形)は2000m以深から来ている。これらの鉛直運動は主にドレーク海峡を通るときに起こる。Reid et al. (1977)はCPWと上部NADWが顕著な等密度面として $\sigma_2 = 36.90$ を選び、その上での水塊の分布を記述している。図8、9は等密度面上ではなく、水深一定の面上での水塊の分布であるが、それらの違いを無視すれば、本研究の結果はほぼReid et al. (1977)の記述と一致する。

図9bは3125m深の粒子の $t = -50$ 年での分布である。北大西洋に分布する緑色と青色の正方形が示すように、NADWは約4000m深からアルゼンチン海盆の3125mまで上昇しながら動く。この水深ではNADWが他の水塊よりも卓越する。従って、CPW(インド洋の赤色の正方形)はアルゼンチン海盆西部に、WSDW(アルゼンチン海盆の南方の緑色の正方形)は海盆南部に流入しているが、いずれもそれほど多量ではない。図9bの結果は、Reid et al. (1977)が下部NADWを表すとして定義した $\sigma_2 = 37.09$ の等密度面上での水塊の記述と一致する。

3125m以深ではさらにNADWが卓越し、CPWやWSDWはほとんどアルゼンチン海盆に流入しない。このため、Reid et al. (1977)はCPW下部の表す等密度面( $\sigma_2 = 37.145$ )やWSDWを表す等密度面( $\sigma_2 = 37.23$ )を定義しているが、これらの層は本モデルでは現れない。

#### 大西洋インド洋海盆

本モデルでは、WSDWはアルゼンチン海盆に流入せず、東に流れて大西洋インド洋海盆に流入する。従って、WSDWの様子を調べるために、大西洋インド洋海盆の水塊を考察する。この海盆の水塊については、Whitworth and Nowlin (1987)がウェッデル海盆との境界である経度0度線に沿っての水塊の様子を論じており、また、Reid (1990)はこの海盆を含めた南大西洋全域でのいくつかの等密度面での流れパターンを記述している。

図10aは2125m深の粒子の $t = -30$ 年での分布である。CPWは南太平洋のいろいろな深さから集まってきており、このことは、図で、周極流の北部、中央、南部の領域に桃色、青色、緑色の正方形が列状に分布していることからわかる。すなわち、大西洋インド洋海盆に達するまでに、北側のCPWは下降し、南側のCPWは上昇する。この鉛直運動は、アルゼンチン海盆に来るCPW同様、ドレーク海峡で起きている。

ウェッデル海に分布する赤色の正方形はWSDWと考えられる。その赤色は、1000m以浅の水がウェッデル海で沈降し深層水となったことを表している。WSDWは大西洋インド洋海盆の南西部分を占めており、この領域はウェッデル循環の領域とちょうど一致する。このようにウェッデル循環がWSDWの移動に支配的な役割を果たしている。一方、アルゼンチン海盆とブラジル海盆にある粒子はNADWと考えられ、大西洋インド洋海盆北部の細い領域を占める。緑色と紫色の十字形が示すように、約4000m付近のNADWが上昇して大西洋インド洋海盆の2125m深に達したものである。

図10bは、3125m深の粒子の $t = -50$ 年の分布であるが、その水塊のパターンは基本的には図10aと変わらない。WSDWの占める領域は図10aで占めていた領域と同じであり、これはウェッデル循環がほとんど順圧的であることの反映である。他の領域ではCPWがNADWより卓越する。4125m以深ではNADWもCPWもほとんど大西洋インド洋海盆には流入しなくなり、海盆全体がWSDWで占められる。

## 5. 深層水塊の組成

水塊組成をより定量的に扱うために、図11に示すように全大洋を16の海盆に分割する。海盆間の境界は海嶺に沿うように取っている。ただし、海盆の数を減らすため、ある海盆の粒子がまわりの海盆の粒子と同様な振る舞いを示す場合には、それらをまとめて1つの海盆として定義しており、たとえば、WPで示される海盆は南西太平洋海盆とタスマン海盆からなる。地理学的な定義との混乱をさけるため、ここでは各海盆を主要な海盆名から取った英字2字で呼ぶことにする。

また、鉛直方向の海水交換を調べるため、鉛直にも3層に分ける。1000m以浅を表層として定義するが、表層循環は海嶺の影響をあまり受けないので全表層を1つのボックスとして扱う。1000m深から3000m深までを中深層、3000m以深を深層として定義し、これらの層では各海盆を区別する。粒子は初期に深層にのみ配置する。配置の間隔は水平 $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ 、鉛直250mだから、粒子1つの体積は約 $10^4 \text{ km}^3 (= 200 \text{ km} \times 200 \text{ km} \times 250 \text{ m})$ となる。

図12は上で定義した海盆のボックス図であり、右上のUPで表されたボックスが表層である。海盆名の下に数字は初期に配置した粒子数を表す。粒子1つ約 $10^4 \text{ km}^3$ だから図の粒子数は各海盆の深層の体積を近似することになる。以下、このボックス図を使い、粒子を逆追跡した場合の分布を示す。

海盆NP： 図13は、北太平洋の海盆NP(図の太枠)に初期に配置した粒子の $t = -50$ 年の分布を示す。各ボックスの上段の数字は中深層にある粒子数、下段の数字は深層にある粒子数を表しており、これらの数字は50年間で海盆NPの深層へ粒子が各海盆から何個ずつ行くかを示す。図14以降の例として、図13を詳しく説明する。

まず、9577個の粒子が50年間海盆NPの深層にとどまることが図からわかる。その数は海盆NPの総粒子数(13545個、図12)の71%を占める。総体積と総流入量の比で定義される滞留時間をこれから計算すると、172年になる。また、3215個の粒子が海盆NPの中深層から来ており、総粒子数の23%を占める。もし深層と中深層を区別しなければ、海盆NPにとどまる12702個の粒子は総粒子の94%を占め、滞留時間は約800年とかなり長いものとなる。

海盆WPは最も多数の粒子を海盆NPの深層に供給する。456個の粒子がその深層から、22個の粒子がその中深層から来ている。この結果は、北太平洋の深層西岸境界流により南西太平洋海盆から運ばれたものであるというWarren(1981a)やMantyla and Reid(1983)のレビューと一致する。また、東太平洋海膨付近の高気圧性循環により、18個と39個の粒子が海盆EPの中深層と深層から来る。

海盆WP： 南太平洋西部の海盆WPはすでに図7を用いて議論したが、同様の結果はボックス図からも示される。まず、図14aが示すように、20年間に周極流により海盆SAとSIからは多量の流入があるのに対し、東太平洋海膨付近の高気圧性循環による海盆EPからの流入はほとんどない。次に、図14bの示す50年の分布では図14aに比べて遠くにある海盆から水が集まるが、特に海盆CR、AG、ARでは深層よりも中深層から多くの水が来る。これは、周極流の北側の中深層水が南東インド洋海嶺を越えた後、深層に沈みこむことを示している。

図14cは100年間では海盆WPの深層水に海盆BRとNAから水が来るという驚くべき結果を示している。これらの海盆からの水はNADWと考えられ、Reid and Lynn(1971)のコア・レイヤー法による解析と一致する。さらに、図14cを図14bと比べると、50年の間に海盆EPとWDの粒子数はそれほど増加していないことから、図14bで南大洋に分布していた粒子はほとんど北大西洋からのものである。従って、海盆WPの深層水はWSDWや南大洋を再循環するCPWではなく、主にNADWから構成されることがわかる。

海盆EP： 南太平洋東部の海盆EPの深層水の組成は、海盆WPの深層水の組成と同様であろうと予想されるが、実際に調べるとかなり違いがある。まず、図15aは、20年間に表層水が海盆EP深層に急激に沈み込むことを示している。この沈降はロス海での深層水形成に対応している。次に、図15bが示すように、海盆EPの深層水は周極流の南側の海盆(海盆SI、AI)からより多く来る傾向があり、その結果、図15cでは、かなりの水が海盆WDから来ることとなる。後で示すように、海盆WDの水はCPWとWSDWから構成されているから、海盆WPと異なり海盆EPの深層水はNADWだけでなくCPWやWSDWからも構成される。

海盆SA、SI、CR： 海盆WPとEPの結果から推察されるように、インド洋南部の海盆SA、SI、CRの深層に50年間に南大洋のいろいろな海盆か

ら集まって来る(図は省略). NADWは南大洋北部の海盆特に顕著であるが, 南部の海盆にもある程度寄与している. 一方, WSDWの寄与は主に南部の海盆に限られている.

海盆MD: 図16が示すように, 50年間ではインド洋西部の海盆MDの深層水はおもに海盆CIから来る. しかし, この結果は, 過去の研究と合わない. 第3節で述べたように, Warren(1981b)はマダガスカル海盆(海盆MD)以北の深層水はクローゼット海盆(海盆CR)を通して周極流から来ると述べている.

海盆CI: 図17は, 50年間ではインド洋東部の海盆CIの深層水はおもに海盆SAとCRから来ることを示している. 海盆MDと異なり, この海盆では周極流からの流入がある程度再現されている. 15個の粒子が北太平洋の海盆NPから来るという結果は, Gordon(1986)の「暖水ルート」による. すなわち, 北太平洋の表層水と中深層水がインドネシア海を通過してインド洋に流入した後, 下降して海盆CIの深層に達したものである.

海盆NA: 図18が示すように, 北大西洋西部の海盆NAでも深層水形成が起きており, 深層水のほとんどは表層から来る. 多少の水は海盆CNからも来るが, これは, 中央大西洋海嶺が3000mよりも浅くなる10°Nから30°Nの間を流れてきたものである. 南大西洋からの流入はほとんどない.

海盆ARとBR: 図19は図9bと対応する. 南大西洋西部の海盆ARの深層水はおもに海盆NAとBRから来る. 海盆BRの図はここでは省略するが, 海盆BRの深層水も海盆NAから来ているから, 結局, 海盆ARと海盆BRの深層水は主に海盆NAで沈みこんだ表層水である. 西部大西洋(海盆NA, BR, AR)では, 深層西岸境界流により短期間で水の交換が行われるので, 各海盆での海水の滞留時間は短い.

海盆CN, AN: 図20は北大西洋東部の海盆CNの深層水が海盆NAから来ることを示している. しかし, 海盆NAの水が中央大西洋海嶺を越えていのではない, その流入は, 深層西岸境界流により南に運ばれた海盆NAの深層水の一部が赤道付近で離岸して海盆CNの南部に入ったものである. 海盆AN(図は省略)へは, この離岸したNADWが南下しての流入もあるし, また, 中央大西洋海嶺が周囲より深くなっている25°S付近を越えて海盆BRからのNADWの流入もある.

海盆WD: すでに深層水の形成を海盆EPとNAで見たが, 図21aは深層水が南太平洋南西部の海盆WDでも形成されることを示している. 本モデルでは

深層水の形成はこれら3海盆でのみ起きている. 図21aのもう1つの特徴は, 南スコティア海嶺に妨げられるため, 20年間では周極流が海盆EPからCPWをほとんど運び込んでいないことである. その代わりに, ウェッデル循環が海盆AIの中深層水を多量に運び込む. ウェッデル循環の水は海盆AIとWDとの間を循環するから, 海盆WDの粒子の総数は図21aでいったん減少した後, 図21bでは増加する. こうして, 海盆AIを経ることで, 100年(図21c)では海盆EPから海盆WDにかなりの水が来る. すなわち, 海盆WDの深層水は海盆AIでウェッデル循環に取り込まれた周極流の水である. 従って, 表層から沈みこんだWSDWはこの再循環する水と混合し, CPWとは直接混合しない.

海盆AI: 南大西洋南東部の海盆AIの深層水の組成は図22が示すように海盆WDのそれと基本的には同じである. これは, 図10の説明で述べたように, 深くまで達するウェッデル循環によって海盆WDとAIの間で深層水の交換がなされているためである. 表層から来ている多量の水はWSDWである.

海盆AG: 図23はアフリカ南端部の海盆AGの深層水がおもにNADWとWSDWから構成されることを示している. インド洋からはほとんど水は来ない. NADWの一部は海盆ANから来ており, これはもともと海盆BRから25°S付近で中央大西洋海嶺を越えて来たものである. 同時に, 海盆ARからもNADWが海盆WDとAIを通過して来る.  $t = -100$ 年の図(省略)と図23を比べると, 図23で海盆AIとWDに分布する水がWSDWであることがわかる. すなわち, 海盆WDで沈んだWSDWがウェッデル循環により海盆AIに運ばれ, 周極流の下を北に流れて海盆AGに入る. このような周極流を北向きに横切る運動は海盆AIとAGの間でのみ見られる.

## 6. 議論

本研究では、流速場を求めるために Sarmiento and Bryan(1982)が提唱した「頑丈な」診断モデルを用いたが、これまで大循環のシミュレーションによく用いられてきたのは予報モデルである。両者の支配方程式は似通っており、相違点は予報モデルでは水温、塩分の予報式(5)、(6)に観測値の復元項がないことだけである。しかし、両者の立脚点は大きく異なる。予報モデルでは水温、塩分を熱力学バランスだけから求めるため、得られる流速場は観測値とは無関係に決定される。一方、「頑丈な」診断モデルは観測値の平滑化は行うが、あくまで観測値に基づいて流速場を求める。従って、両者の結果を比較することは各モデルの特徴を判断する上で有益である。以下、最近の Toggweiler et al. (1989)の予報モデルの結果との比較を行う。

予報モデルにより計算される子午面輸送は渦拡散係数の取り方に敏感であることが知られている(Bryan, 1987)ので、子午面輸送に注目する。本モデルに見られる次の3点が Toggweiler et al. (1989)のものと大きく異なる：(1)大西洋における深層のセルが海底にまで達する、(2)周極流の下のセルが Toggweiler et al. (1989)には現れてない、(3)インド洋の中深層のセルが Toggweiler et al. (1989)とは逆向きにまわっている。

北大西洋深層のセルは、第3節で観測場と比較したように本モデルの方が現実的であるといえる。この点については Toggweiler et al. (1989)も彼らのモデルではこのセルが2500m以浅に限られNADWが底層に達しないため、北大西洋の若い深層水が再現できなかつたと述べている。このため、彼らのモデルではWSDWが北大西洋にまで延び、2500m以深に強いセルを形成した。一方、本モデルではWSDWはアルゼンチン海盆より北に延びず、周極流の南部に閉じこめられている。すなわち、本モデルの周極流の下のセルは Toggweiler et al. (1989)のモデルで大西洋底層に広がっているセルに対応している。

第3節で述べたように、インド洋中深層に現れたセルは本モデルの問題点の1つであり、この循環のためインド洋の熱輸送が赤道向きになっていることから、年平均値として考えれば、Toggweiler et al. (1989)の方が良い結果といえる。このセルが彼らのものと同方向にまわるべきかどうかははっきりしないが、少なくとも図5に示した過去の熱輸送の推定値とモデルの熱輸送が一致するためにはもっと弱い循環であるべきである。

インド洋での問題点を明確にするために、各大洋での熱バランスを考える。与えた温度場が流速場と合わないとき、本モデルは $\gamma$ 項を通して人為的に熱を湧き出させることで熱収支を合わせるから、その湧き出しの程度を調べることで、流れの信頼性が判断できる。これを見るために、Sarmiento and Bryan(1982)に従い、 $\gamma$ 比を

$$I = \frac{\gamma |\theta^* - \theta|}{\sum |\text{terms}|} \quad (10)$$

として定義する。ただし、分母は式(5)のすべての項( $\gamma$ の項を含む)の絶対値の和を表す。従って、 $\gamma$ 比は局所的な熱バランスがどの程度 $\gamma$ 項により歪められているかを示していることになる。

図24は、各大洋で水平方向に平均した $\gamma$ 比の鉛直分布を示す。他の大洋に比べて太平洋では値が小さいので、太平洋の流れ場は温度場とよく合っているといえる。逆に、インド洋では値が大きい。つまり、流れ場が水温場とあまりよく合わないため、熱収支を合わせるために多量の熱が復元項により生み出されている。これからインド洋の循環が他に比べ信頼性が低いといえる。

インド洋では流れ場がうまく求められなかった原因として、インド洋における強い季節変動が挙げられる。季節風のためインド洋の風系は大きく変動し、それに伴って密度場もおおきな変動をすることが知られている。この変動する密度場を変動する風とともに診断モデルに与えるのであれば問題はない。しかし、本研究では定常循環を求めるため、年平均密度場と年平均風応力場を与えた。密度場と風の間が複雑な非線形作用により結び付けられていることを考慮すれば、平均された場が互いに合うとは限らない。また、そのような不一致は季節変動の大きさが大きいほど顕著となるはずである。従って、年平均操作から生まれた密度場と風の間の一貫性がインド洋の循環を歪めていると考えられる。従って、将来的にはこれらの季節変動を考慮したモデルの構築が必要である。

また、観測がインド洋では少ないことも原因となっていると思われる。Levitus(1982)はデータセットを編集するために、まず各点ごとに初期推定値を与え、それを周囲の観測値で修正する方法を取っている(連続的修正法)。しかし、特にインド洋では観測点のない領域が広く残っており、そこでは初期推定値がほとんど修正されず解析された観測値は信頼性が低い。この観測値の質の悪さがインド洋の循環がうまく求められなかった原因とも考えられる。

将来的なモデルの構築においては、上に述べたこと以外にもモデルの水平解像

度を上げることも必要と思われる。本モデルの $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ の水平格子間隔は表層の西岸境界流を表現するには十分ではない。そのため、西岸境界流が深くまで達する傾向が見られ、図5が示すように、モデルの熱輸送は局所的に過去の推定値からずれている。つまり、北太平洋 $30^{\circ} \text{N}$ 付近では黒潮、北大西洋 $25^{\circ} \text{N}$ 付近では湾流が十分再現されていないため、北向き熱輸送量が小さくなっていると思われる。

モデルの水平解像度を上げることは、地形をより正確に表現するという点からも重要である。たとえば、深層の海盆間の海水の移動は、海嶺の間に存在する小さなギャップを通して行われている場合が多い。従って、深層水の形成を精度よく推定するためには水平解像度の向上が必要である。また、それ以上にインドネシア海に散在している島を表現できるだけの解像度にするのが重要である。なぜなら、第3節で指摘したように、インドネシア海を通る流量を決める上で、これらの小さな島が与える摩擦の効果が重要である可能性があるからである。そして、そのインドネシア海を通る流量が全球的な水塊形成に重要な役割を果たすことが本研究でも示されたからである。たとえば、第4節で述べたように、インドネシア海を通る流量とアフリカ南端を西に向かう流量のうち、どちらが大きいかわかり、大西洋に流入するCPWがどこから来るかが異なる。本モデルでは前者のほうが大きいので、CPWはインド洋から大西洋に来る。しかし、もしインドネシア海の島を取り込むことでそこを通る流量がアフリカ南端の流量よりも小さくなれば、CPWは南大洋を再循環するはずである。従って、このような点をはっきりとさせる上でも、小さな島も取り込んでインドネシア海の流量を求めてみる必要がある。

けれども、モデルの解像度を上げるためには、与える風応力場や水温・塩分場にも解像度の高いデータセットが必要である。しかし、現状では海洋観測はまだ十分ではなく、特に深層においても細かい解像度でデータを得ることは難しい。従って、今後、観測的な側面の強化も望まれる。

また、本研究では新たな試みとして、得られた流速場を用いて海水粒子を追跡することによって水塊移動の移流成分を調べた。移流は時間的に可逆であるから、このような粒子追跡は水塊がどこから来るかの計算において特に有益である。しかし、拡散成分もまた水塊移動には重要であると考えられ、以下、この点について考察する。たとえば、粒子追跡は、海盆WPの深層水がおもにNADWからなることを示した。けれども、NADWを特徴づける塩分極大層はこのため大西洋

から太平洋に延びるにつれ弱くなる(Reid and Lynn, 1971)ことからわかるように、現実の海では海盆WPに達するまでにNADWは南大洋で拡散によりCPWとかなり混合する。従って、もし拡散成分も考慮するならば、CPWもある程度の量を海盆WPに寄与するであろう。

拡散を考慮する1つの方法は、パッシング・トレーサの使用である。Cox(1989)は海面を5つの帯状領域に分割し、移流拡散方程式を解いて水塊がどの領域から来るかを調べた。しかし、粒子追跡の枠組みの中で別の方法が可能である。水塊特性量は粒子の軌跡に沿って移流されるから、軌跡上で移流により値が変化することはなく、定常状態ではすべての変化は拡散によるものと考えられる(ここでは不安定成層による対流は考えない)。従って、粒子の軌跡に沿って水塊特性量の変化を調べることで、拡散の効果を推定することができる。粒子の軌跡上で大きな水塊特性量の変化があれば、そこで拡散により水塊間で強い混合が起きていることになる。

しかしながら、この方法は本モデルには適用できない。「頑丈な」診断モデルでは、式(5)、(6)に示されるように水温・塩分は移流と拡散だけでなく、観測値への復元項を通して変化する。一般的に移流項は拡散項よりもかなり大きいため、復元項を移流項と比べた場合、図24から予想されるように復元項はあまり大きくない。粒子の軌跡は移流を表すので、人為的に導入された復元項が粒子追跡から得られた結果を大きく歪めることはないと考えられる。一方、拡散項は復元項と同程度の大きさなので、もし粒子の軌跡に沿って起きる変化をすべて拡散によるものとみなすならば、推定された拡散効果は復元項によりひどく歪められたものとなる。言い替えるならば、本診断モデルで得られる流速場は拡散を評価するほどには正確なものではない。しかし、上で述べたような方法は復元項を含まない予報モデルでは有効であると思われる。

## 7. 結論

Levitus(1982)の水温・塩分データセットとHellerman and Rosenstein(1983)の風応力データセットから、世界海洋大循環を診断的に計算した。その計算において、本研究では、Sarmiento and Bryan(1982)により提唱された「頑丈な」診断モデルをさらに改良し、Coriolis係数に反比例する形で、水温・塩分データの平滑化を行うようにした。これにより、赤道付近に強く現れる非現実的な流れを効果的に取り除くことが可能となった。また、新たな試みとして、得られた流速場中で海水粒子を数値的に追跡することにより、モデル中での水塊の移動を計算し、特に深層水塊の起源に注目して解析を行った。

求められた上層の循環は、Levitus(1982)データの海面力学高度偏差を反映したものとされている。本研究では、特に、Gordon(1986)の提唱する「暖水ルート」が顕著に現れており、インドネシア海を通った太平洋の水がインド洋の $10^{\circ}\text{S}$ 付近を西向き、大西洋へと移動する。本研究で診断的に求めた流速場にも「暖水ルート」が現れたことは、その存在を強く裏付けるものである。

太平洋の深層の流れは、南極周極流付近を除けばFujio and Imasato(1991)の太平洋局所モデルの結果と大きな違いはない。しかし、周極流の流量に対する境界条件の違いから、本モデルの方が周極流がより深くまで流れる。この結果、Fujio and Imasato(1991)では、ロス海で沈降した水が周極流の下を通過して南東太平洋海盆を北上し東太平洋海盆近くの高気圧性循環により南西太平洋海盆に流入していたが、本モデルでは、その水は周極流により南大西洋へと運び去られ、あまり北上しない。従って、東太平洋海盆近くに高気圧性循環は現れていても、それがロス海深層水を南西太平洋海盆に運び込むことはなく、南西太平洋海盆の深層水はすべてインド洋から来た水により占められる。本モデルとFujio and Imasato(1991)のモデルとの差は、太平洋の深層水の起源が南極周極流の変動に強く依存していることを示唆すると考えられる。また、粒子追跡の結果から、南西太平洋海盆に流入する水はほとんど北大西洋深層水(NADW)であり、ウェッデル海深層水(WSDW)や南大洋を再循環する周極水(CPW)ではないことが明らかになった。

大西洋の中深層・深層においては、NADWを運ぶ深層西岸境界流が顕著であり、境界流の特徴は北大西洋ではWarren(1981a)のレビューなどの結果とよく一致する。しかし、本モデルでは南太平洋でもNADWが卓越するため、WSDWの

北上がアルゼンチン海盆までに限られる。また、NADWの一部は赤道付近で西岸から離れ、中央大西洋海嶺を越え、海嶺の東側の海盆はおもにこのNADWにより占められる。従って、南大西洋の周極流域を除けば、大西洋の深層はほとんどNADWで占められる。

南大西洋南部では中深層までは南極周極流により南太平洋から運び込まれたCPWが卓越する。しかし、深さとともにCPWの量は減少し、アルゼンチン海盆で周極流に取り込まれたNADWが顕著となる。しかし、ウェッデル循環の領域だけは大西洋インド洋海盆で取り込まれたCPWが底層までを占める。このため、ウェッデル海で沈降したWSDWはこのウェッデル循環の水と混合することとなり、太平洋からドレーク海峡を通過して来たCPWとは直接混合しない。このようなWSDWとCPWとの関係は、本研究において初めて明らかになったものである。ウェッデル循環に取り込まれるためWSDWは南大洋南部の海盆に限られ、ケープ海盆への流入を除けばあまり北へは流れない。

また、本モデルの大きな成果として、北大西洋中深層の $25^{\circ}\text{N}$ 付近に比較的強い西向流を再現した。このような流れはトレーサ場から推測されていた(Reid, 1981; Kawase and Sarmiento, 1986)が、客観的な方法で検出されたのは本研究が初めてである。西向流速の最大値が中深層にあることから、この流れが上層の風成循環の一部ではない。地中海からの高塩分水の流出に伴う熱塩効果により駆動されていると考えられる。

本モデルではインド洋の中層に南向きの強い西岸境界流が現れた。しかし、この境界流のためモデルの熱輸送は過去の推定値と大きく異なる結果となり、その存在には疑問がある。また、強い北向き境界流が予想されているマダガスカル海盆にも境界流を再現できなかった。これらについては、本モデルが流れの定常状態を仮定しているため、強い季節変動を伴うインド洋では循環を正しく再現できなかったと考えられる。

本研究では、海洋観測データに基づいて流れを求めた。このような計算は現在あまり多くは行われていないが、今後、観測データが充実するとともに重要なものとなっていくと思われる。診断モデルの結果を向上させる上で、観測データの質の向上はもちろんであるが、モデル自身の改良点として季節変動を取り入れる必要がある。また、得られた流速場中での粒子追跡により、流れの移流による水塊の移動を客観的・視覚的にとらえる試みを行った。この手法は、現在広く用いられている予報的シミュレーションにおいても可能あり、それらの中での水塊構

造を把握する上で有益であると思われる。

## 謝辞

本研究の遂行において、京都大学理学部の今里哲久教授には研究テーマに関する有益な示唆をいただき、その後も、終始、熱心な指導をしていただきました。京都大学理学部大学院生門脇俊光氏にはモデル計算などに協力をしていただき、また、鹿児島大学水産学部の今脇資郎助教授にはデータセットの入手や公表論文の推敲において助言をいただきました。京都大学理学部地球物理学教室海洋物理学研究室のみなさまには研究会などを通じて議論をしていただきました。ここに記して深く感謝いたします。なお、数値計算は京都大学大型計算機センターのFacom-780, VP-800を用いて行いました。あわせて感謝いたします。

参考文献

- Broecker, W.S., T. Takahashi, and T. Takahashi, 1985: Sources and flow patterns of deep-ocean waters as deduced from potential temperature, salinity, and initial phosphate concentration. *J. Geophys. Res.*, *90*, 6925-6939
- Bryan, F., 1987: Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models., *J. Phys. Oceanogr.*, *17*, 970-985
- Bryan, K., and L.J. Lewis, 1979: A water mass model of the world ocean. *J. Geophys. Res.*, *90*, 6925-6939
- Bryden, H., D.H. Roemmich, and J.A. Church, 1991: Ocean heat transport across 24°N in the Pacific. *Deep-Sea Res.*, *38*, 297-324
- Cox, M.D., 1984: *A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean*. GFDL Ocean Group Tech. Rep., No.1. GFDL/NOAA, Princeton Univ., 250 pp.
- Cox, M.D., 1989: An idealized model of the world ocean. 1: The global-scale water masses. *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 1730-1752
- Dickson, R.R., W.J. Gould, T.J. Müller, and C. Maillard, 1985: Estimates of the mean circulation in the deep (>2,000m) layer of the eastern North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, *14*, 103-127
- Fu, L.-L., 1981: The general circulation and meridional heat transport of the subtropical South Atlantic determined by Inverse Methods. *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 1171-1193
- Fu, L.-L., 1986: Mass, heat and Freshwater fluxes in the South Indian Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, *16*, 1683-1693
- Fujio, S., and N. Imasato, 1991: Diagnostic calculation for circulation and water mass movement in the deep Pacific. *J. Geophys. Res.*, *96*, 759-774
- Godfrey, J.S., 1989: A Sverdrup model of the depth-integrated flow for the world ocean allowing for island circulations. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, *45*, 89-112
- Gordon, A.L., 1986: Interocean exchange of thermocline water. *J. Geophys. Res.*, *91*, 5037-5046
- Hall, M.M., and H.L. Bryden, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep-Sea Res.*, *29*, 339-359
- Hamann, I.M., and J.H. Swift, 1991: A consistent inventory of water mass factors in the intermediate and deep Pacific Ocean derived from conservative tracers. *Deep-Sea Res.*, *38(suppl.)*, S129-S169
- Mamayev, O.I., 1975: *Temperature-Salinity Analysis of World Ocean Waters*. Elsevier, Amsterdam, 374 pp.
- Hastenrath, S., 1982: Meridional heat transport in the world ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 922-927
- Hellerman, S., and M. Rosenstein, 1983: Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 1093-1104
- Holland, W.R., and A.D. Hirschman, 1972: A numerical calculation of the circulation in the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, *2*, 336-354
- Hsiung, J., 1982: Estimates of global oceanic heat transport. *J. Phys. Oceanogr.*, *15*, 1405-1413
- Imasato, N., T. Awaji and H. Kunishi, 1980: Tidal exchange through Naruto, Akashi and Kitan Straits. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, *36*, 151-162
- Kawase, M., and J.L. Sarmiento, 1986: Circulation and Nutrients in mid-depth Atlantic waters. *J. Geophys. Res.*, *91*, 9749-9770
- Levitus, S., 1982: *Climatological atlas of the world ocean*. NOAA Prof. Pap., No. 13, U.S. Govern. Print. Office, Washington, D.C., 173 pp.
- Lonsdale, P., 1976: Abyssal circulation of the Southeastern Pacific and some geological implications. *J. Geophys. Res.*, *81*, 1163-1176
- Mantyla, A.W., and J.L. Reid, 1983: Abyssal characteristics of the World Ocean waters. *Deep-Sea Res.*, *30*, 805-833
- Olbers, D.J., M. Wenzel, and J. Willebrand, 1983: The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. *Reviews of Geophysics*, *23*, 313-356
- Reid, J.L., 1981: On the mid-depth circulation of the world ocean. *In: Evolution of Physical Oceanography*. Ed. B.A. Warren and C. Wunsch, MIT

- Press, Cambridge, MA., 70-111
- Reid, J.L., 1986: On the total geostrophic circulation of the South Pacific Ocean: Flow patterns, tracers, and transports. *Prog. Oceanogr.*, 16, 1-61
- Reid, J.L., 1990: On the total geostrophic circulation of the South Atlantic Ocean: Flow patterns, tracers, and transports. *Prog. Oceanogr.*, 23, 149-244
- Reid, J.L., and R.J. Lynn, 1971: On the influence of the Norwegian-Greenland and Weddell seas upon the bottom waters of the Indian and Pacific oceans. *Deep-Sea Res.*, 18, 1063-1088
- Reid, J.L., and A.W. Mantyla, 1978: On the mid-depth circulation of the North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 946-951
- Reid, J.L., W.D. Nowlin, Jr., and W.C. Patzert, 1977: On the characteristics and circulation of Southwestern Atlantic Ocean. *Phys. Oceanogr.*, 7, 62-91
- Rintoul, S.R., 1991: South Atlantic interbasin exchange. *J. Geophys. Res.*, 96, 2675-2692
- Roemmich, D., and C. Wunsch, 1985: Two transatlantic sections: Meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res.*, 32, 619-664
- Roemmich, D., and T. McCallister, 1989: Large scale circulation of the North Pacific Ocean. *Prog. Oceanogr.*, 22, 171-204
- Sarkisyan, A.S., 1977: The diagnostic calculation of a large-scale oceanic circulation. *In: The Sea. Vol. 6*, Ed. E.D. Goldberg, I.N. McCave, J.J. O'Brien and J.H. Steele, Wiley, New York, 363-458
- Sarmiento, J.L., and K. Bryan, 1982: An ocean transport model for the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 87, 394-408
- Saunders, P.M., 1982: Circulation in the eastern North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 40(suppl.), 641-657
- Semtner, A.J., Jr., and R.M. Chervin, 1988: A simulation of the global ocean circulation with resolved eddies. *J. Geophys. Res.*, 93, 15502-15522
- Sverdrup, H.U., M.W. Johnson, and R.H. Fleming, 1942: *The Oceans: Their Physics, Chemistry, and Biology*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1087 pp.
- Talley, L.D., 1984: Meridional heat transport in the Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 231-241
- Tomczak, M., Jr., 1981: A multi-parameter extension of temperature/salinity diagram techniques for the analysis of non-isopycnal mixing. *Prog. Oceanogr.*, 10, 147-171
- Toggweiler, J.R., K. Dixon, and K. Bryan, 1989: Simulations of radioactive carbon in a coarse-resolution World Ocean model. 1: Steady state prebomb distributions. *J. Geophys. Res.*, 94, 8217-8242
- Warren, B.A., 1981a: Deep Circulation of the world ocean. *In: Evolution of Physical Oceanography*, Ed. B.A. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, MA., 6-41
- Warren, B.A., 1981b: Transindian hydrographic section at Lat. 18°S: Property distributions and circulation in the South Indian Ocean. *Deep-Sea Res.*, 28, 759-788
- Whitworth, T., III, 1983: Monitoring the net transport of the Antarctic Circumpolar Current at Drake Passage. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2045-2057
- Whitworth, T., III, and W.D. Nowlin, Jr., 1987: Water masses and currents of the Southern Ocean at the Greenwich Meridian. *J. Geophys. Res.*, 92, 6462-6476
- Whitworth, T., III, and R.G. Peterson, 1985: Volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from bottom pressure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 810-816
- Worthington, L.V., 1981: The water masses of the world ocean: Some results of a fine-scale census. *In: Evolution of Physical Oceanography*, Ed. B.A. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, MA., 42-63
- Wunsch, C., and B. Grant, 1982: Towards the general circulation of the North Atlantic Ocean. *Prog. Oceanogr.*, 11, 1-59
- Wunsch, C., D. Hu, and B. Grant, 1983: Mass, heat, salt and nutrients

fluxes in the South Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 725-753  
Wüst, G., 1935: Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans.  
Die Stratosphäre. In: *Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen  
Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff  
"Meteor" 1925-1927*, 6: 1st Part, 2. 180 pp.

图表

Table 1. Depths and Thicknesses of Model Levels

Level	Midpoint Depth	Thickness
1	25 m	50 m
2	100	100
3	250	200
4	500	300
5	800	300
6	1100	300
7	1500	500
8	2000	500
9	2500	500
10	3000	500
11	3500	500
12	4000	500
13	4500	500
14	5000	500
15	5500	500

Table 2. Names of 16 Basins

Abbr.	Geographical name <sup>†</sup>
AG	Agulhas Basin (Cape Basin)
AI	Atlantic-Indian Basin
AN	Angola Basin (Guinea Basin)
AR	Argentine Basin
BR	Brazil Basin
CI	Central Indian Basin (West Australian Basin)
CN	Canary Basin (Cape Verde Basin)
CR	Crozet Basin
EP	Southeast Pacific Basin
MD	Madagascar Basin (Somali, Arabian, etc.)
NA	North American Basins
NP	North Pacific basins (Central Pacific, Peru, etc.)
SA	South Australian Basin
SI	South Indian Basin
WD	Weddell Basin
WP	Southwest Pacific Basin

<sup>†</sup> Basins parenthesized are included in the basin in the above line.

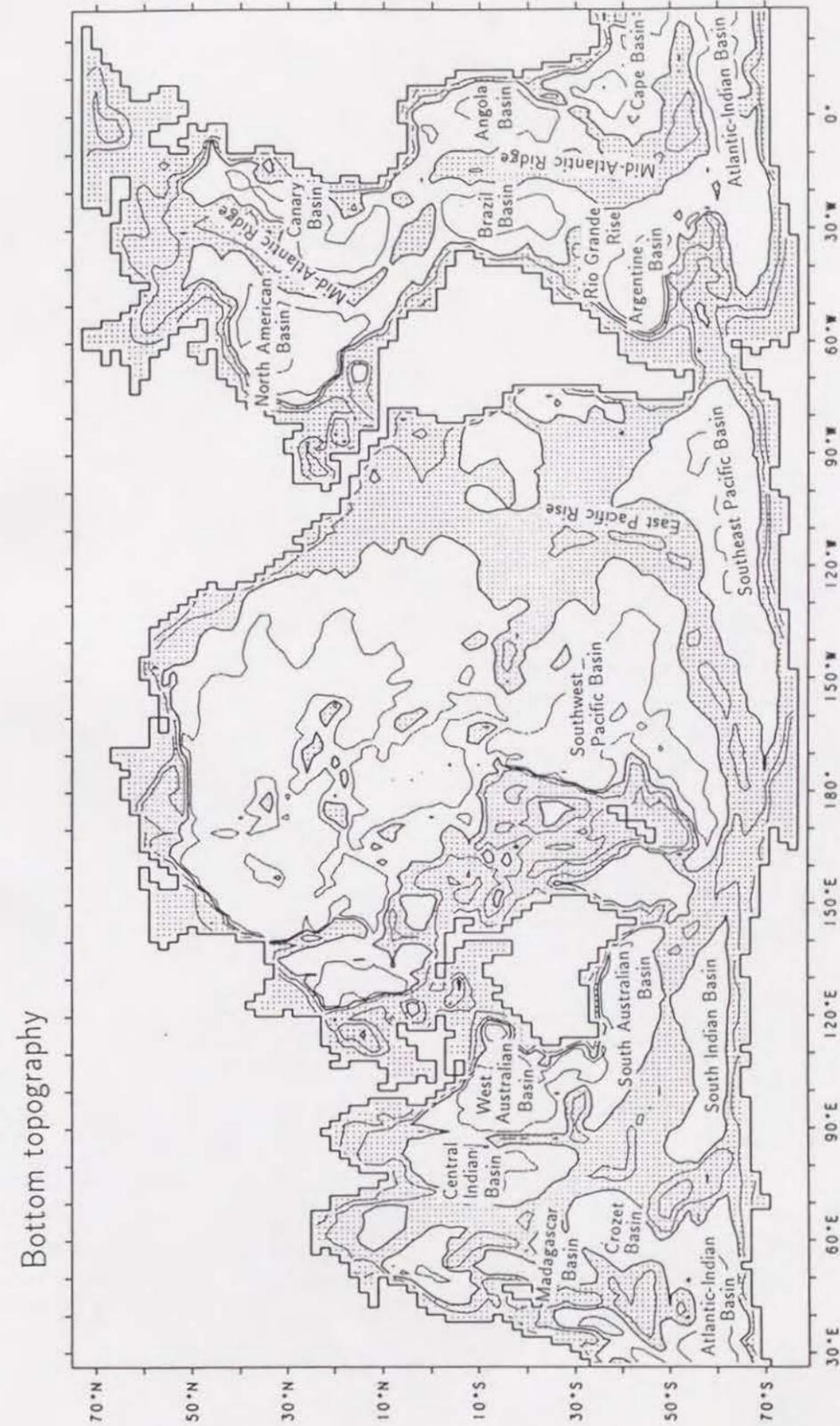


Figure 1. Bottom topography used in the model. The contour interval is 1000 m for the ocean depths, and the shaded area is shallower than 3000 m depth. Thick lines show the coast as defined in the model.

Horizontal volume transport

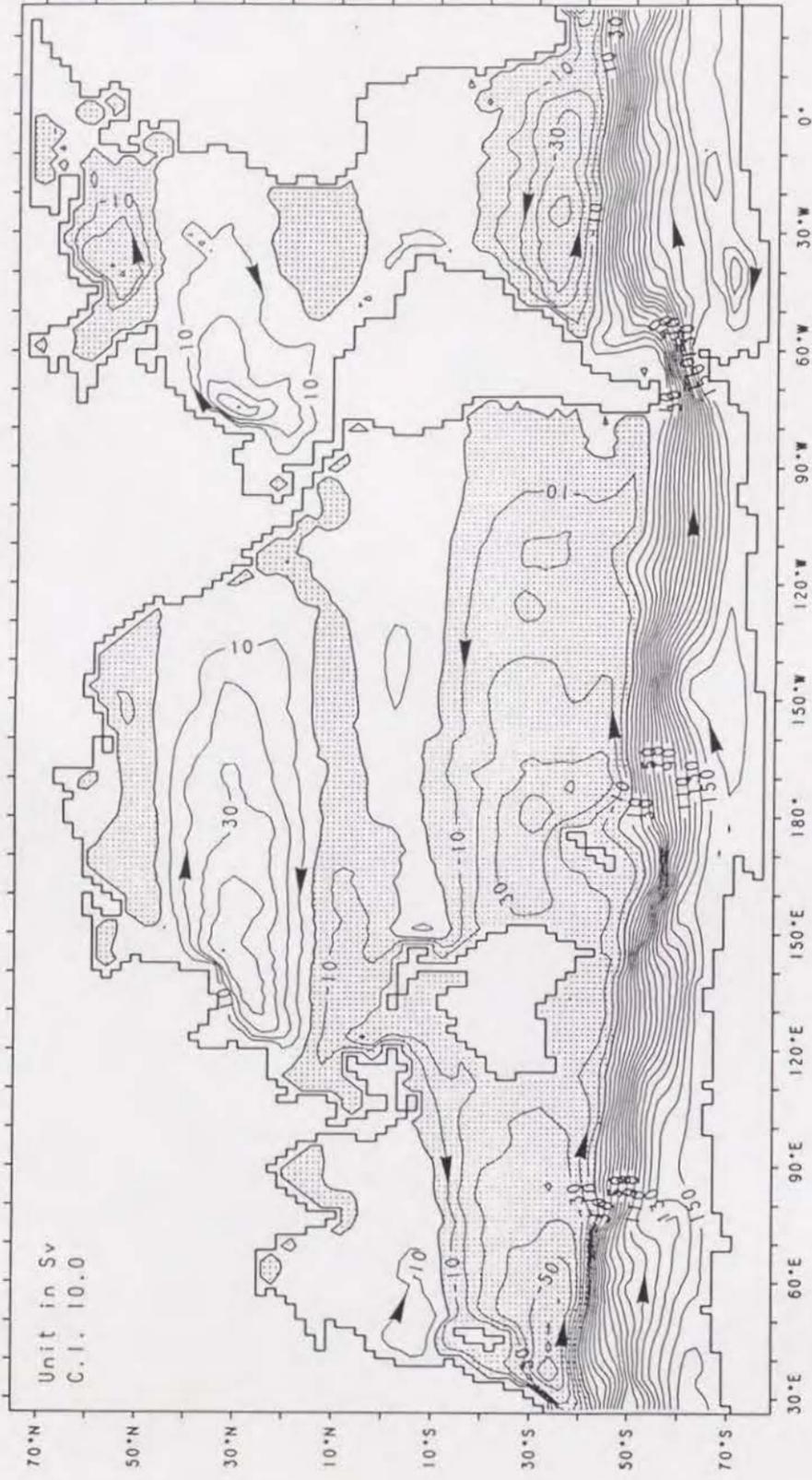


Figure 2. Pattern of vertically integrated horizontal transport. The contour interval is 10 Sv.

(a) 100 m: Horizontal velocity

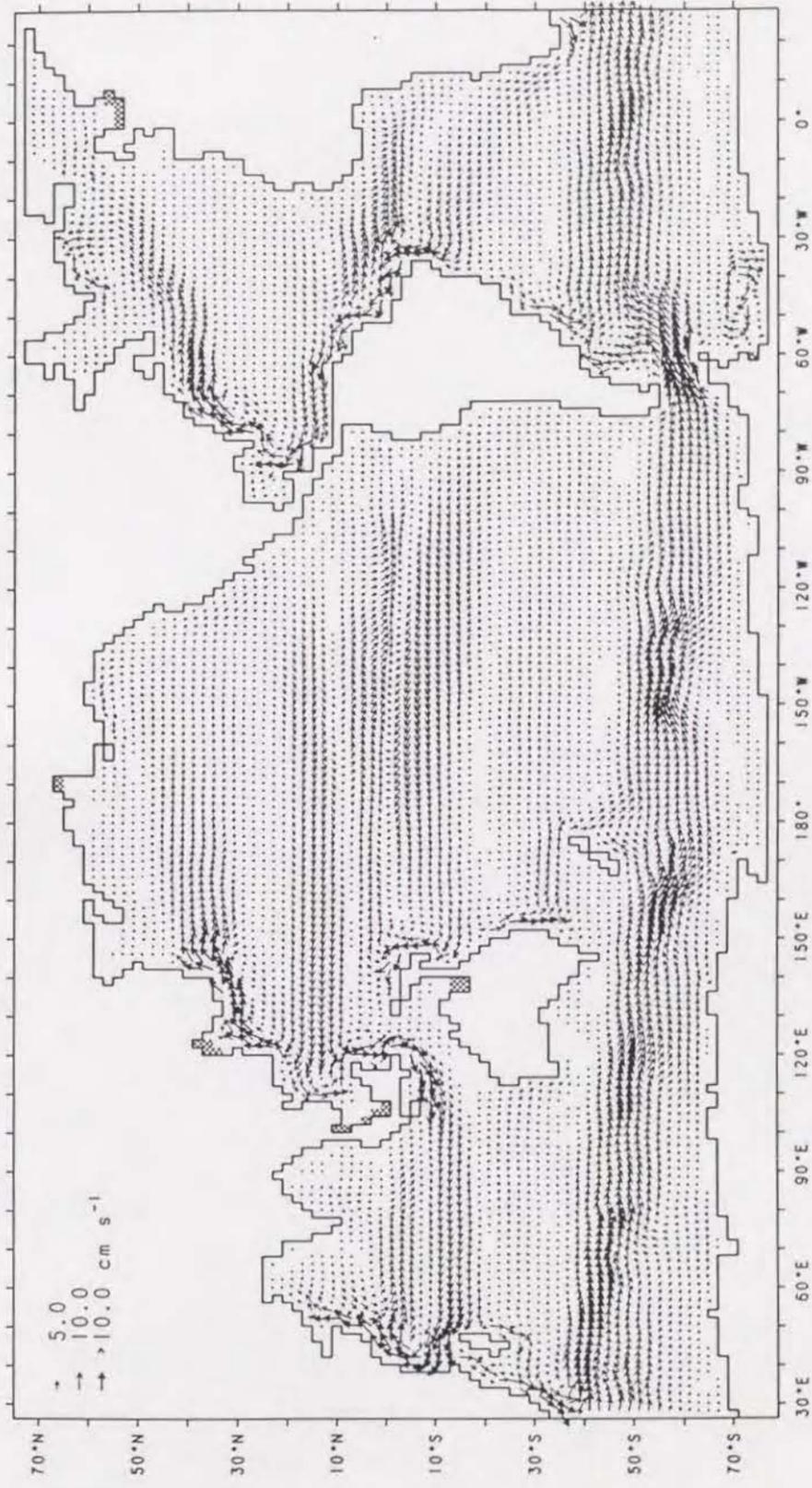


Figure 3. Horizontal velocity fields at (a) 100 m, (b) 2000 m, and (c) 4000 m depths. The cross-hatched area is shallower than the depth in question.

(b) 2000 m: Horizontal velocity

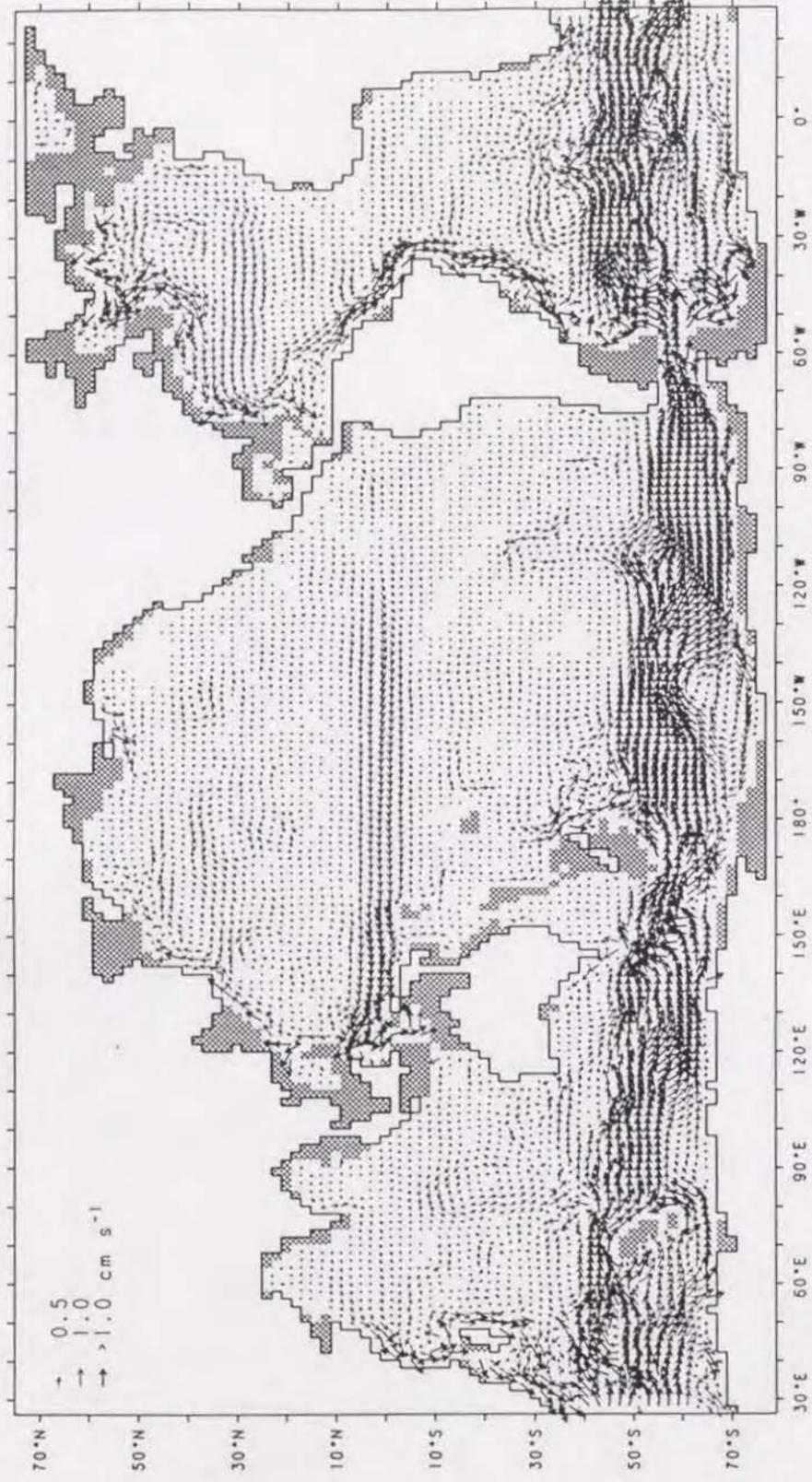


Figure 3. (continue)

(c) 4000 m: Horizontal velocity

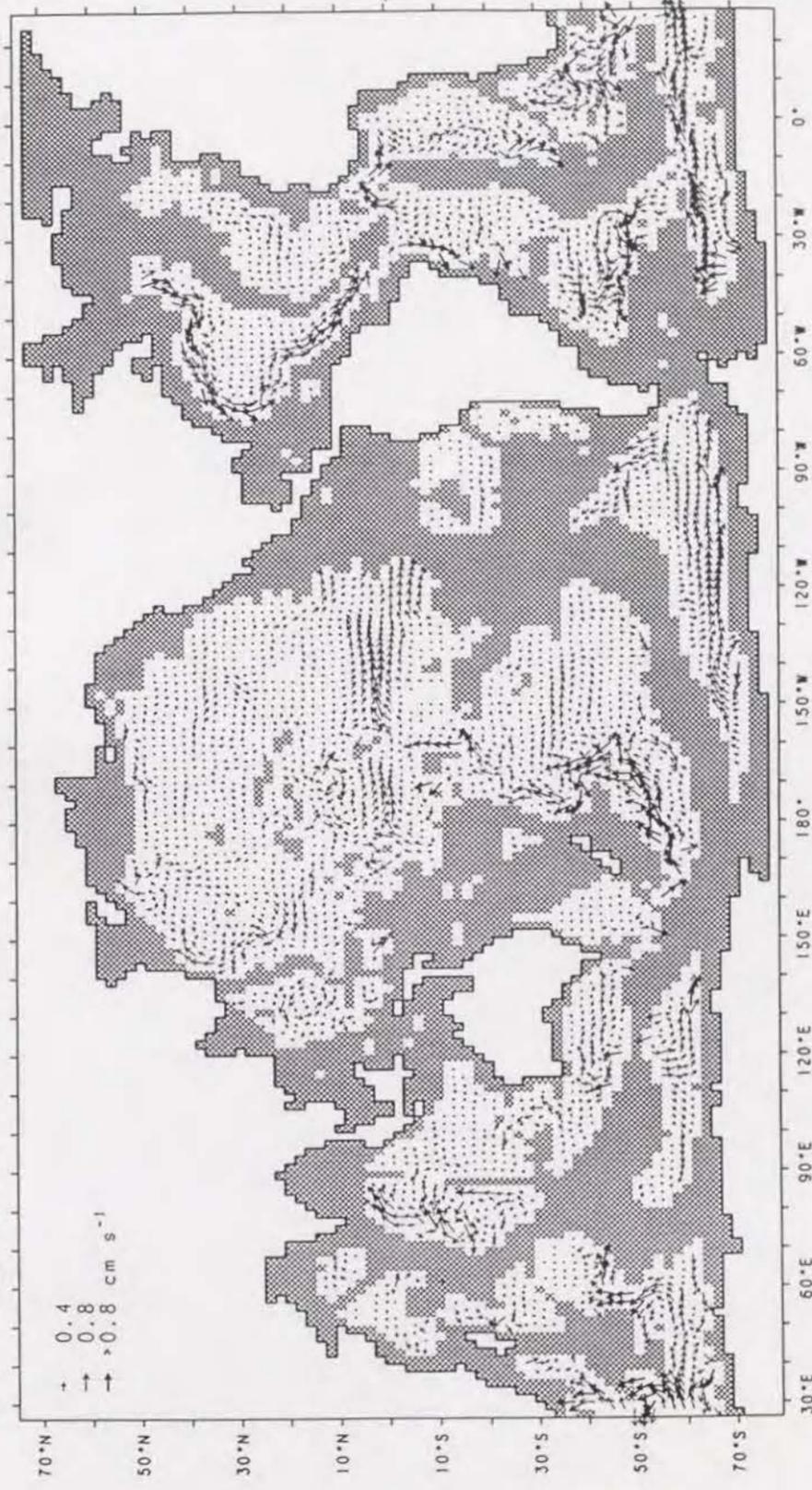


Figure 3. (continue)

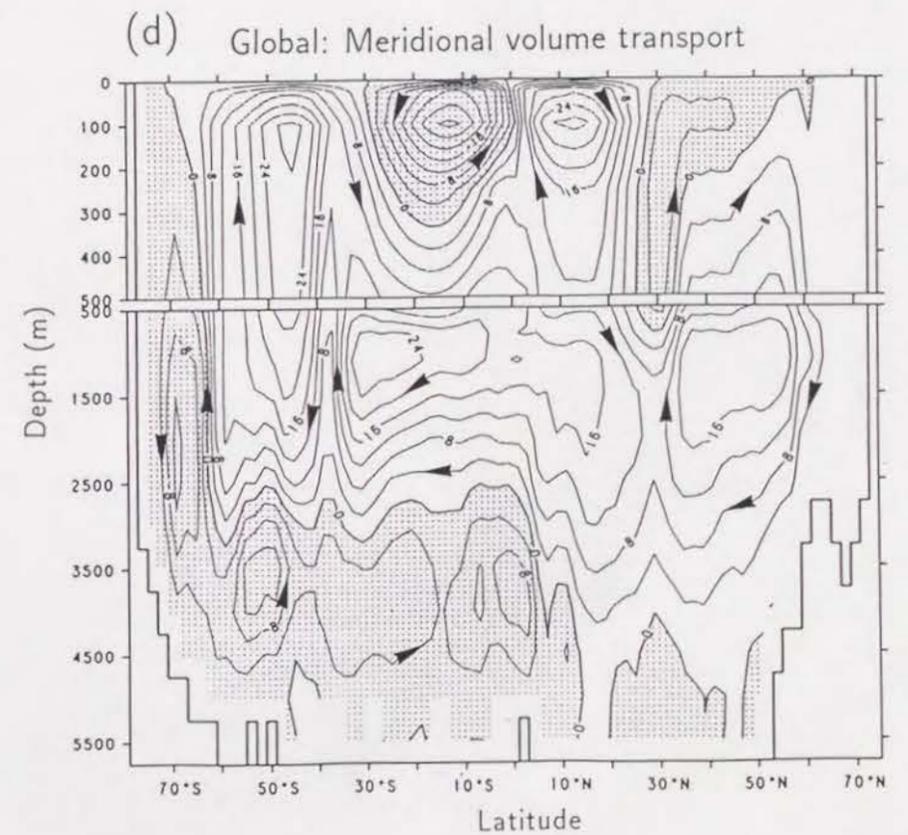
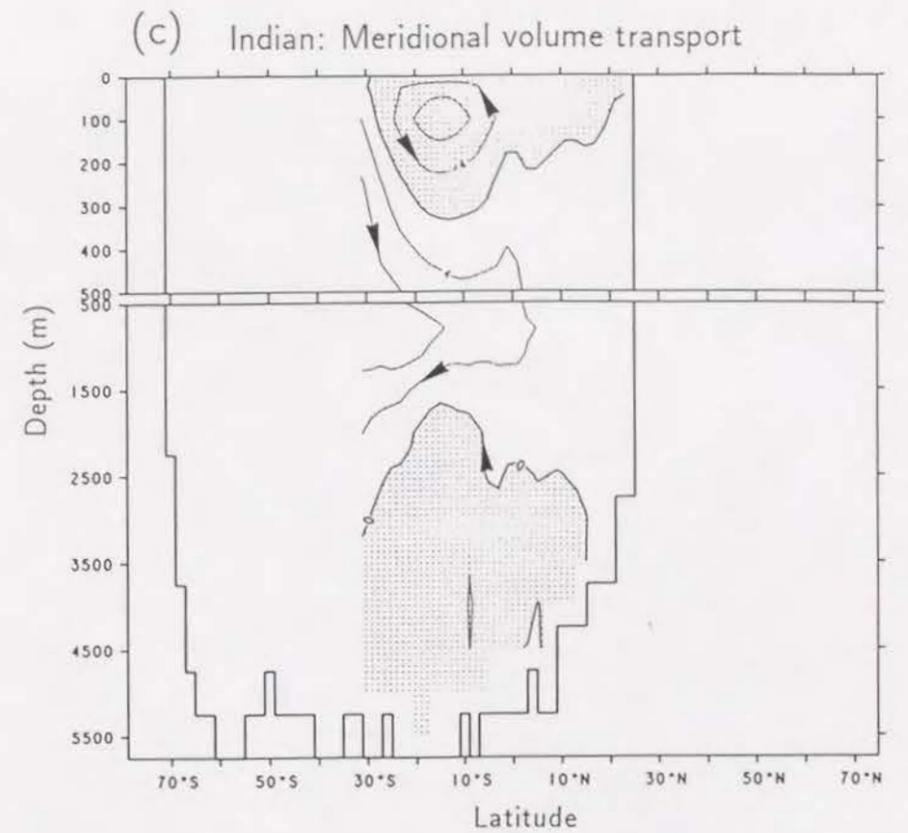
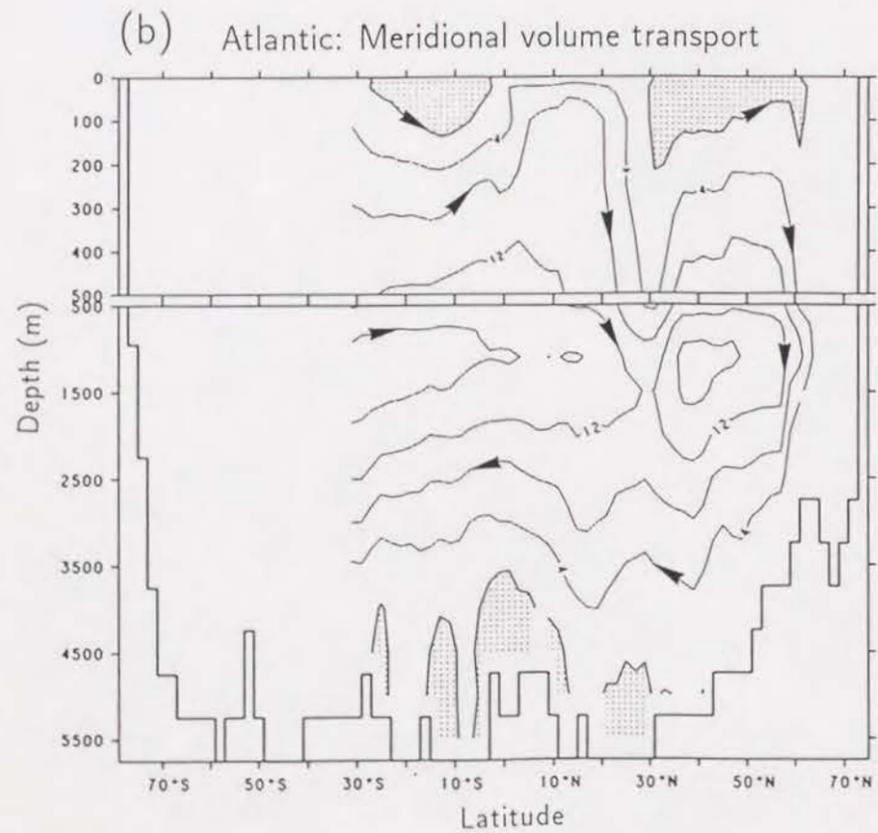
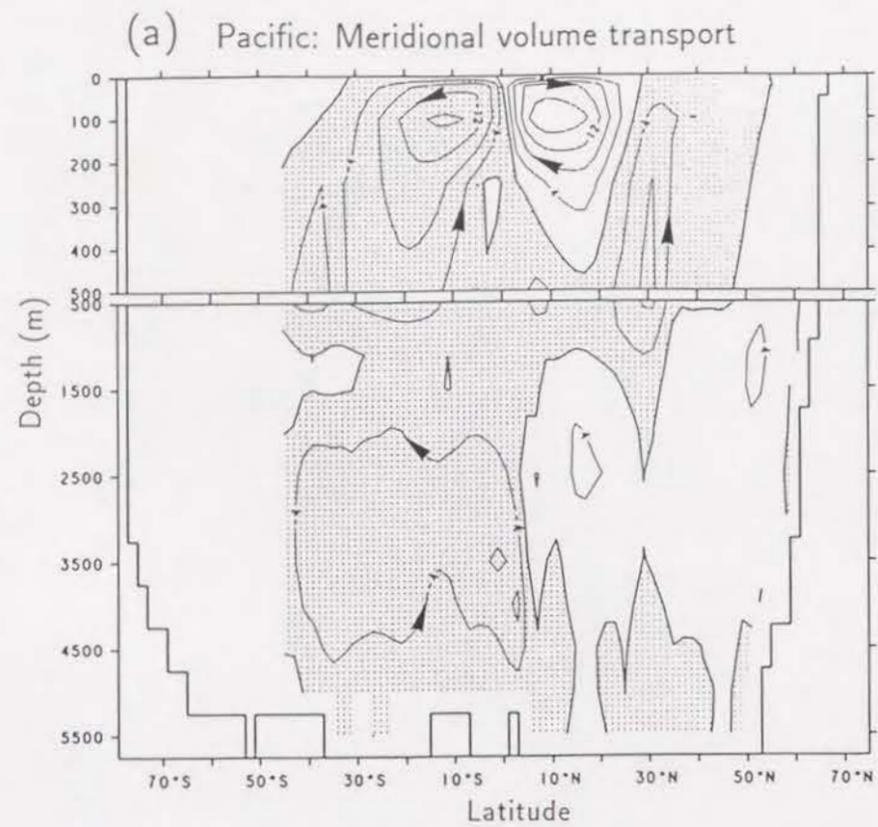


Figure 4. Patterns of zonally integrated meridional transport in (a) the Pacific, (b) the Atlantic, (c) the Indian, and (d) the world ocean. The contour interval is 4 Sv. The transport of 21 Sv through the Indonesian Sea is subtracted in the South Pacific and added in the South Indian.

Figure 4. (continue)

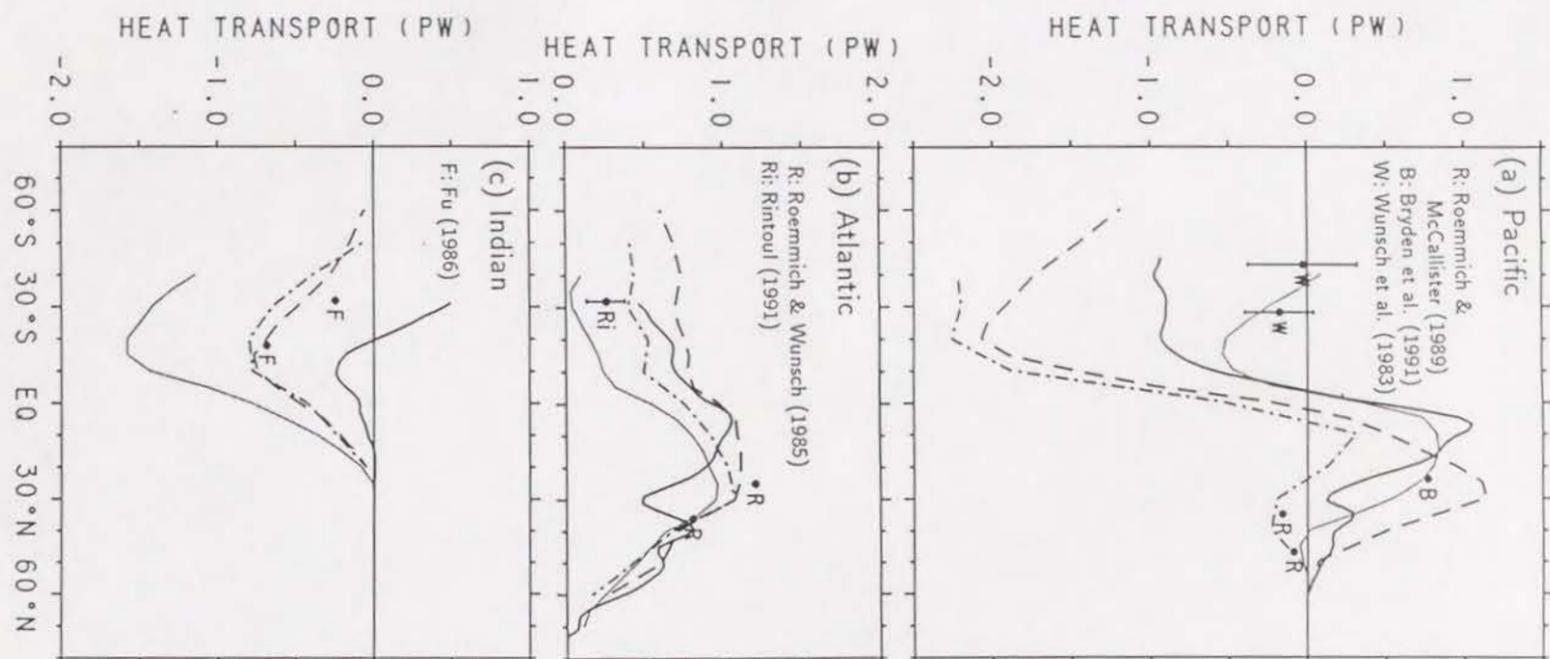


Figure 5. Northward heat transports in (a) the Pacific, (b) the Atlantic, and (c) the Indian. The thick line represents the present result. The heat transport of 1.3 PW (relative to 0°C) through the Indonesian Sea is subtracted in the South Pacific and added in the South Indian. The broken line, the chain line, and the thin line represent the estimates by Hastenrath (1982), Talley (1984), and Hsuing (1986), respectively. The sources of Talley's (1984) Atlantic and Indian values are mentioned in her paper. Roemmich and McCallister's (1989) estimate at 24°N in the Pacific is about the same as that of Bryden et al. (1991); Hall and Bryden's (1982) estimate at 35°N in the Atlantic is about the same as that of Roemmich and Wunsch's (1985).

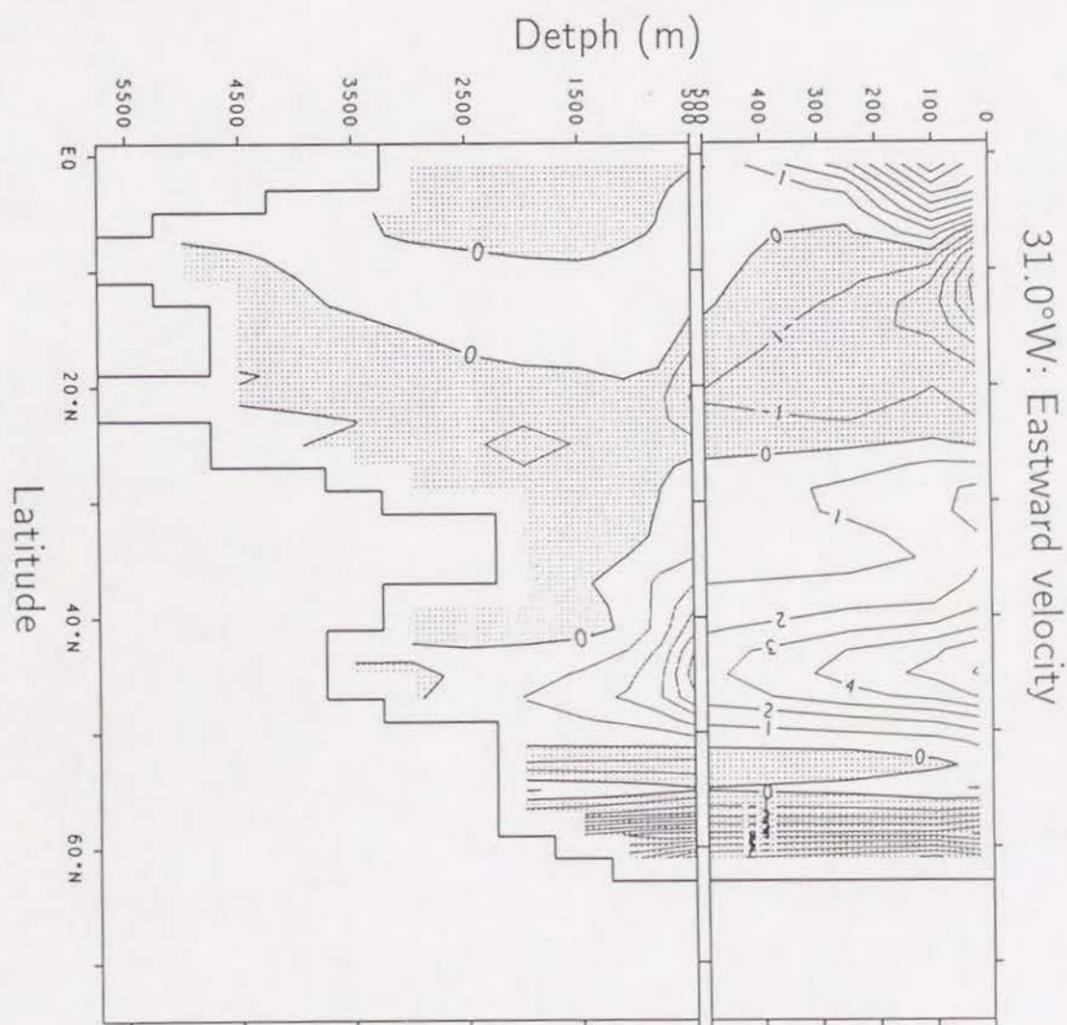


Figure 6. Eastward velocity across 31°W in the North Atlantic. The contour interval is 1 cm s<sup>-1</sup> in the upper panel and 0.5 cm s<sup>-1</sup> in the lower panel. The shaded area is westward.

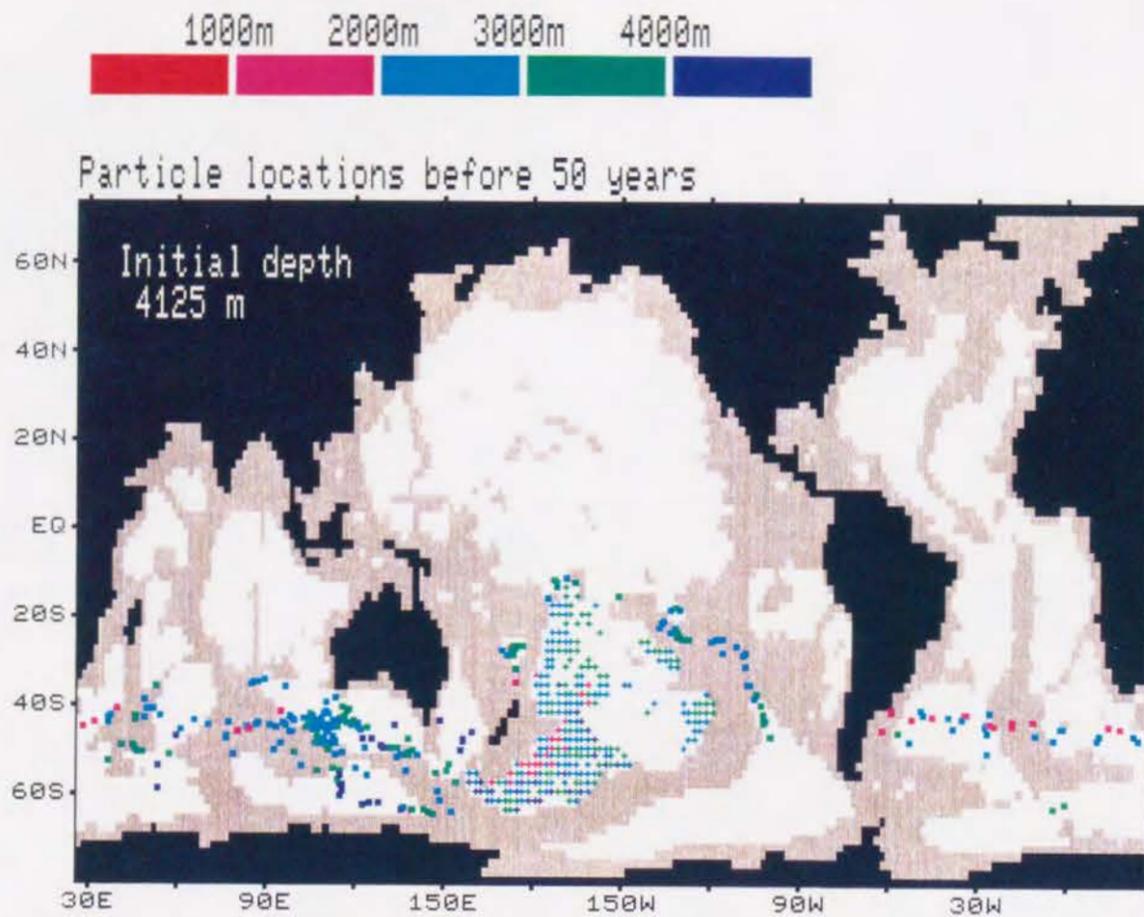


Figure 7. The distribution at  $t = -50$  years of the particles initially arranged at 4125 m depth in the Southwest Pacific Basin. The crosses mark the locations at  $t = 0$  years, and the squares mark the locations at  $t = -50$  years after backward tracking. Both colors of the crosses and squares indicate the particle depths at  $t = -50$  years according to the top panel. The gray area is shallower than 4125 m depth.

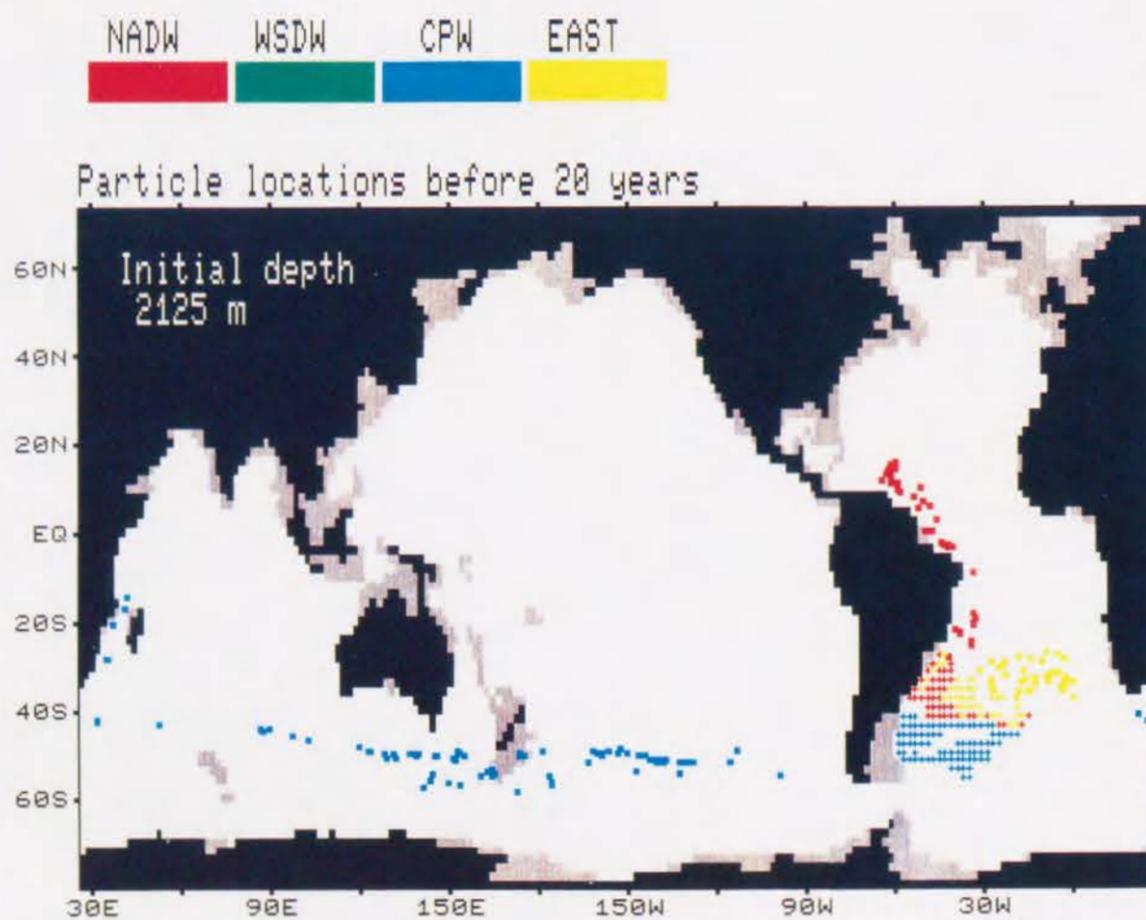


Figure 8. The distribution at  $t = -20$  years of the particles initially arranged at 4125 m depth in the Argentine Basin. The presentation is the same as Plate 1, except that the colors indicate the particle locations at  $t = -20$  years.

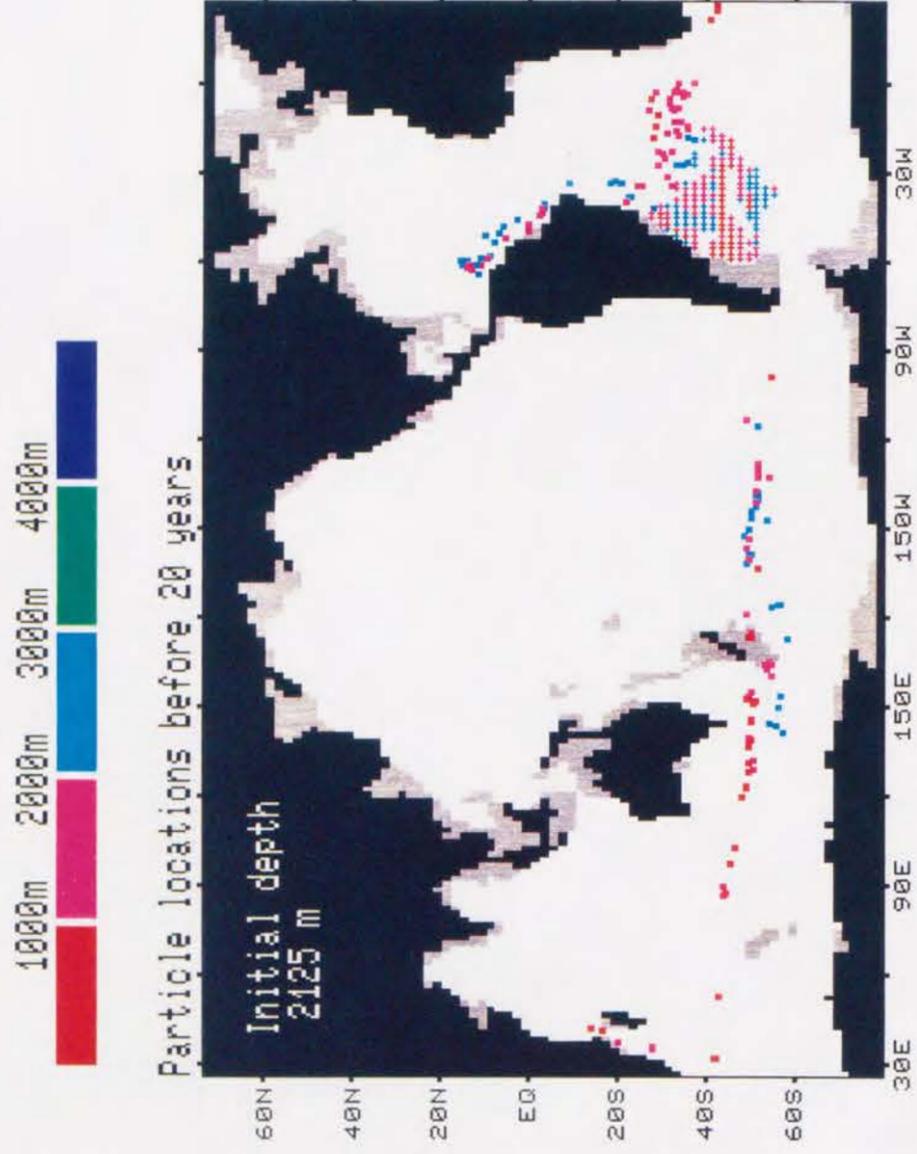


Figure 9. The distributions of the particles of the Argentine Basin. Panel (a) shows the distribution at  $t = -20$  years of the particles initially arranged at 2125 m depth, and Panel (b) shows the distribution at  $t = -50$  years of the particles initially at 3125 m depth. The presentation is the same as Plate 1.

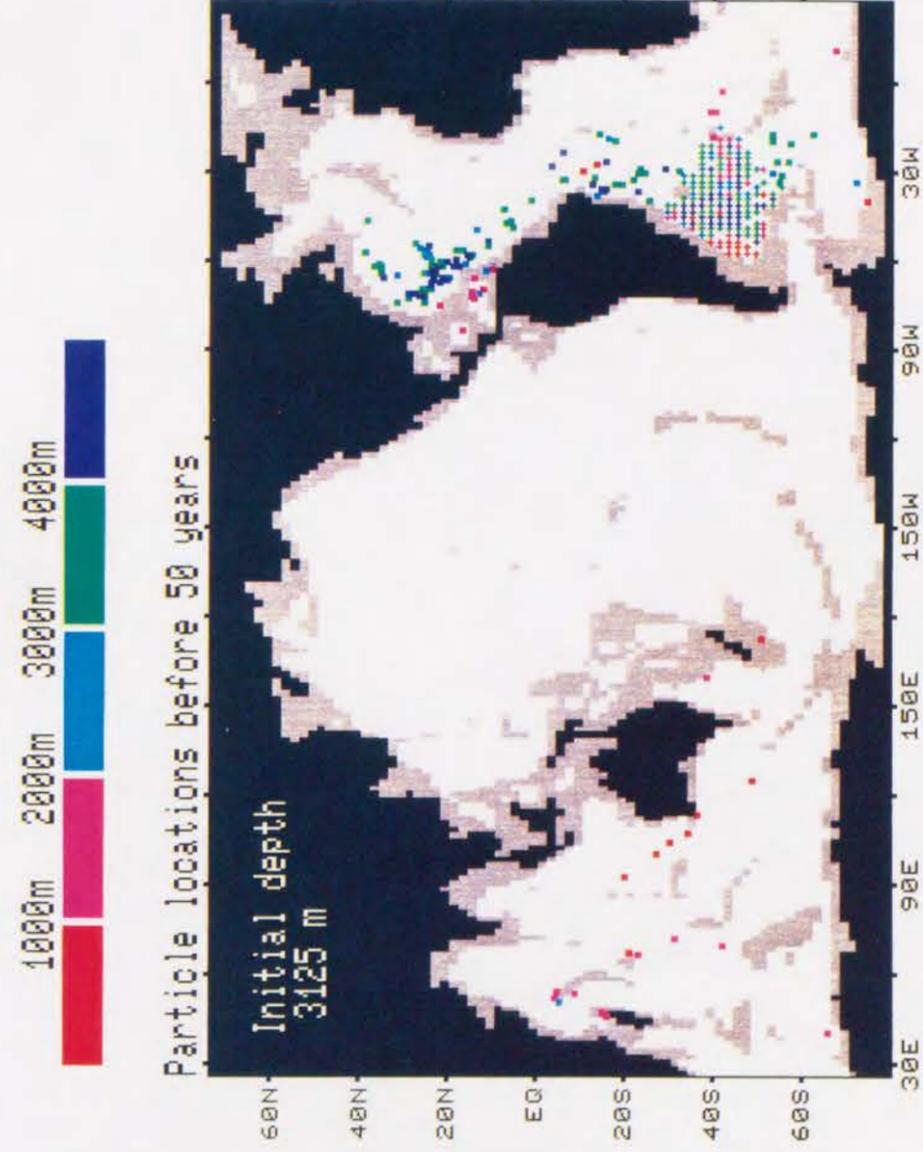


Figure 9 (continue)

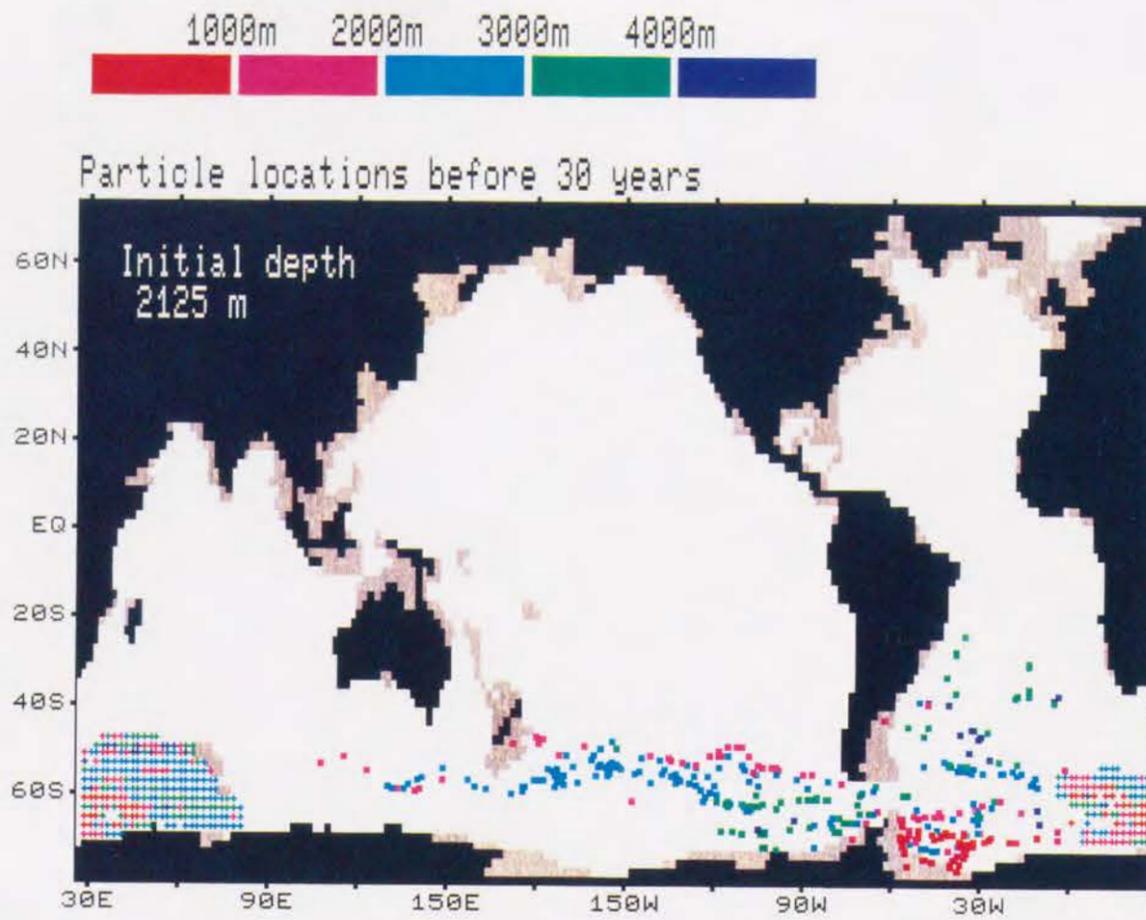


Figure 10. The distributions of the particles of the Atlantic-Indian Basin. Panel (a) shows the distribution at  $t = -30$  years of the particles initially arranged at 2125 m depth, and Panel (b) shows the distribution at  $t = -50$  years of the particles initially at 3125 m depth. The presentation is the same as Plate 1.

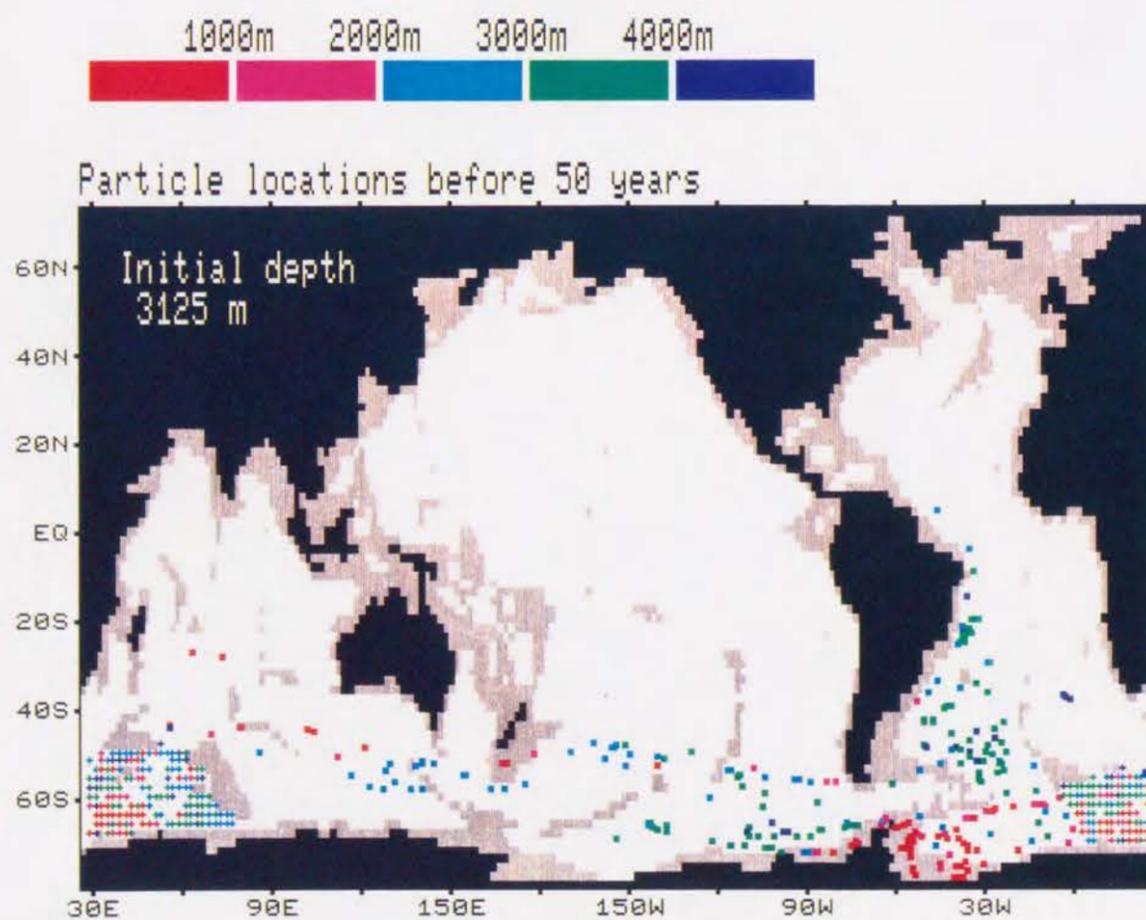


Figure 10 (continue)



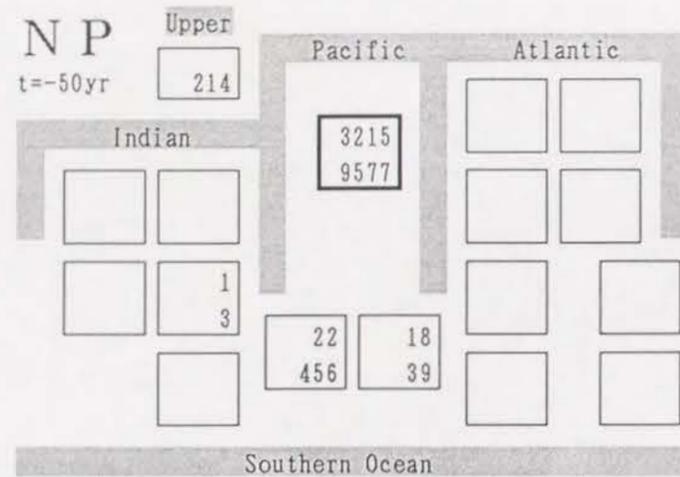


Figure 13. The distribution of the particles of Basin NP, which is surrounded by a thick line, at  $t = -50$  years.

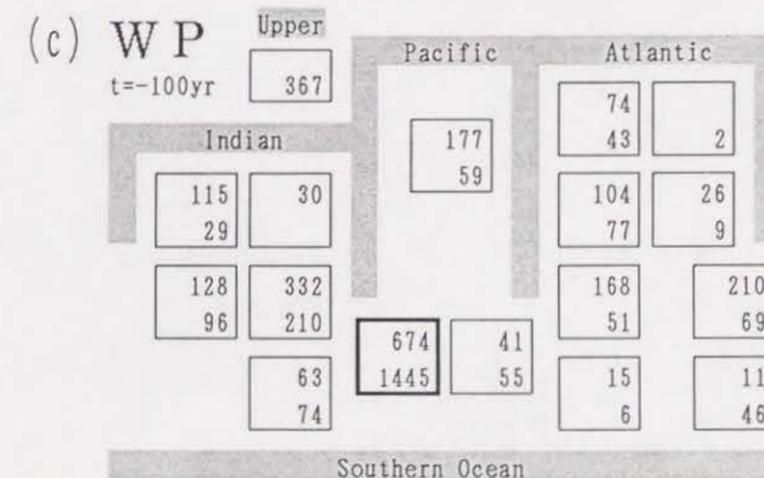
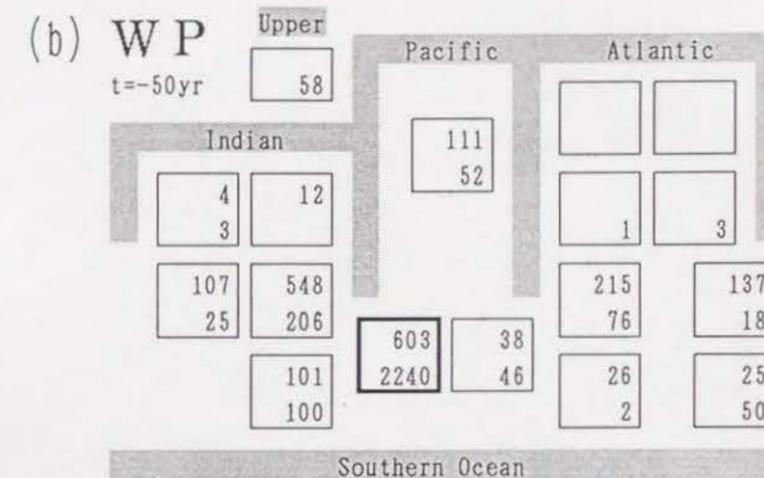
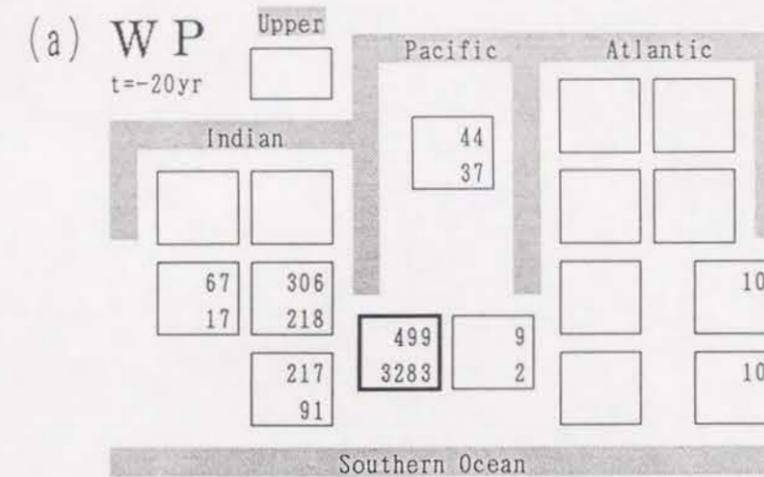


Figure 14. The distribution of the particles of Basin WP, which is surrounded by a thick line, at  $t = -20$  years in Panel (a), at  $-50$  years in Panel (b), and at  $-100$  years in Panel (c).

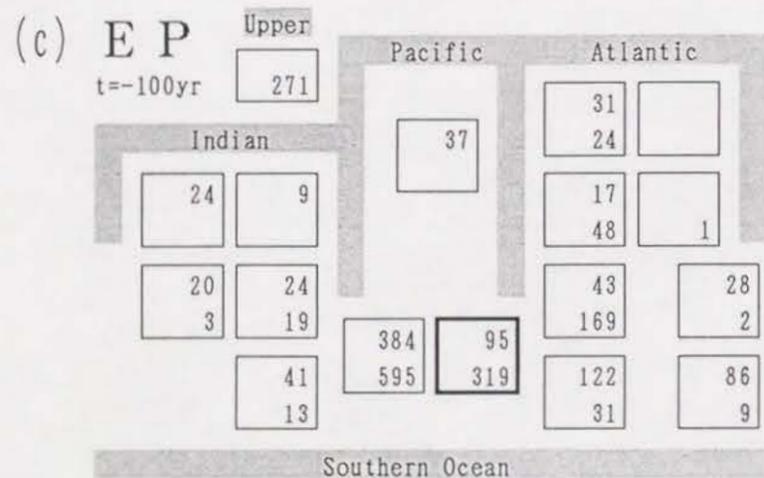
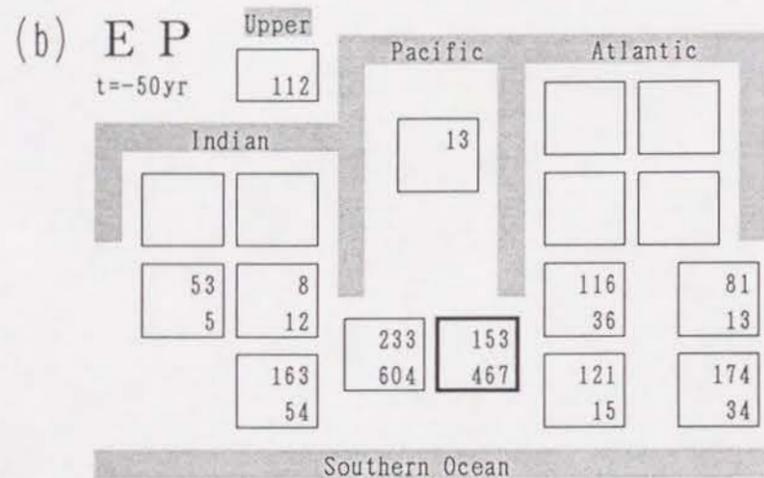
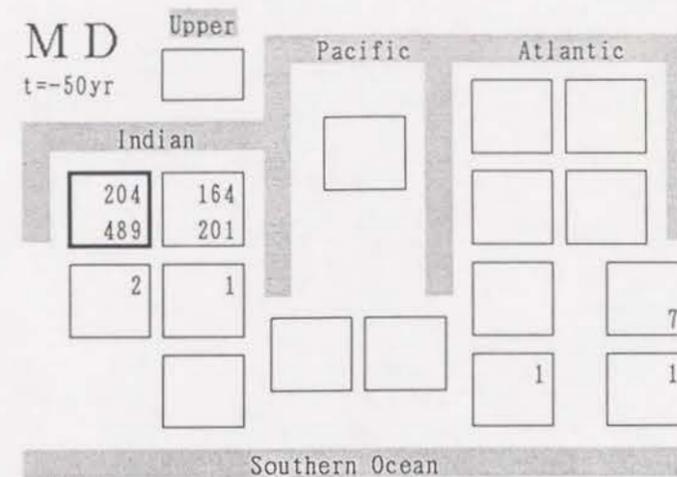
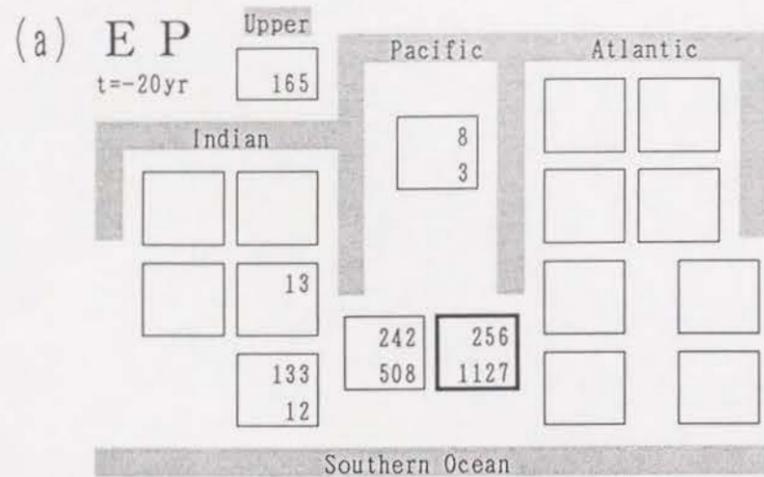


Figure 16. Same as Figure 13 except for Basin MD.

Figure 15. Same as Figure 14 except for Basin EP.

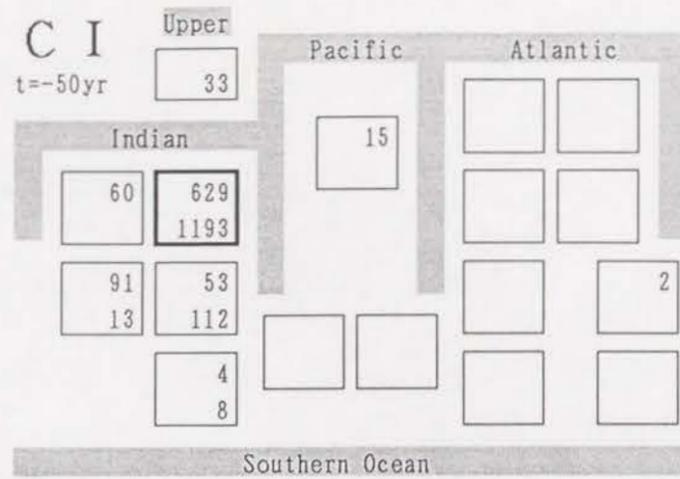


Figure 17. Same as Figure 13 except for Basin CI.

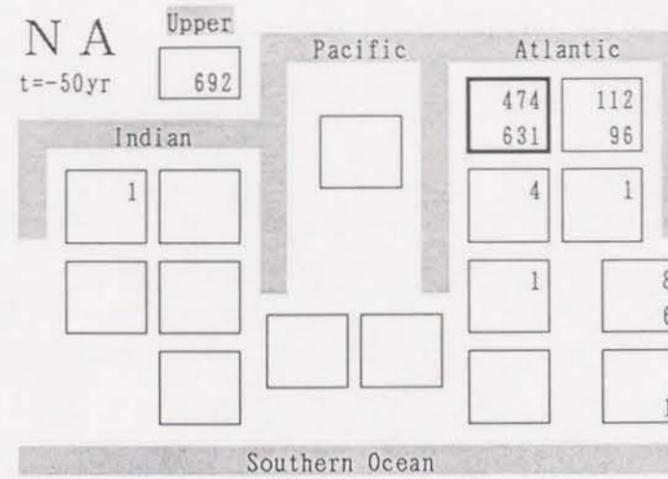


Figure 18. Same as Figure 13 except for Basin NA.

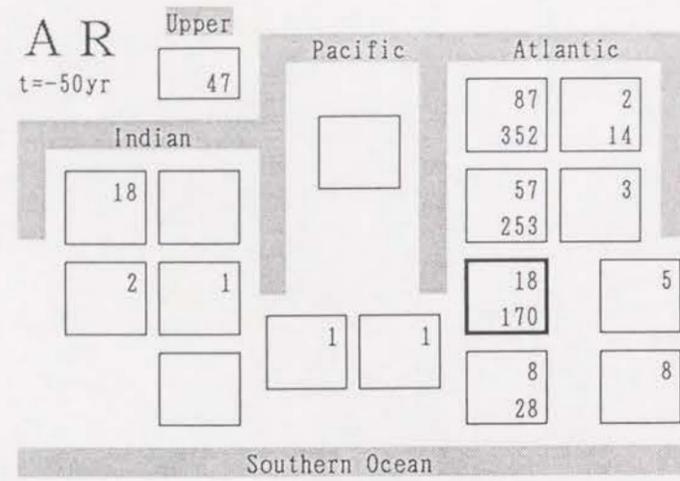


Figure 19. Same as Figure 13 except for Basin AR.

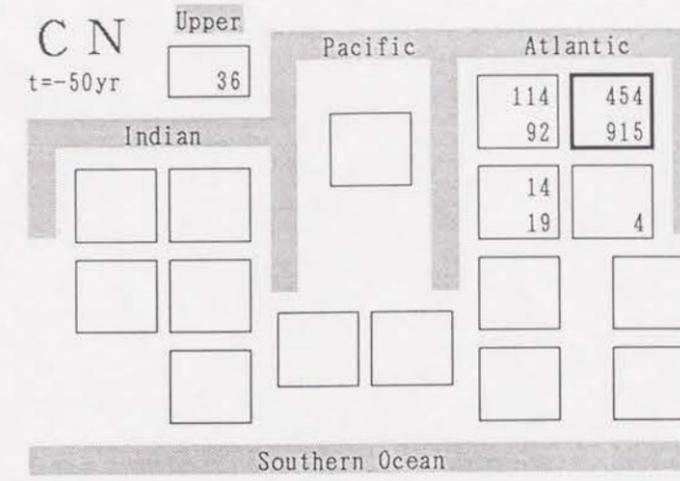


Figure 20. Same as Figure 13 except for Basin CN.

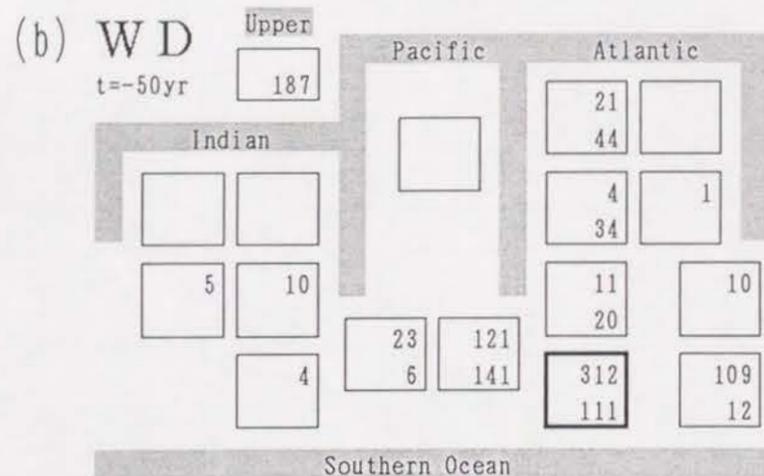
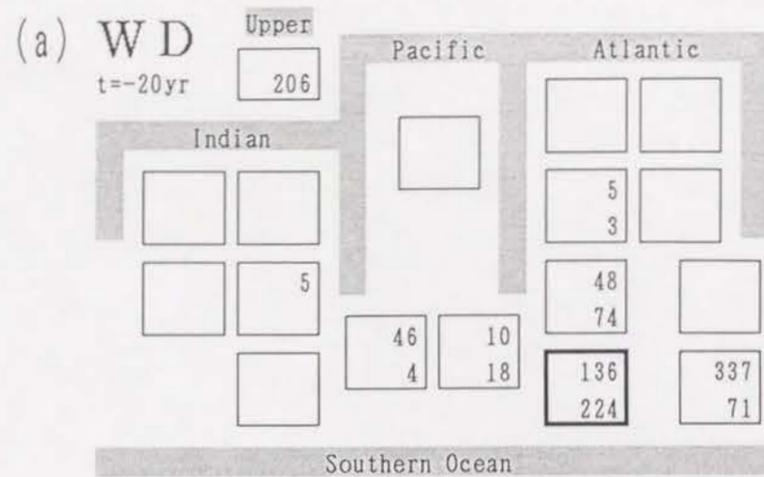


Figure 21. The distribution of the particles of Basin WD, which is surrounded by a thick line, at  $t = -20$  years in Panel (a) and at  $-50$  years in Panel (b).

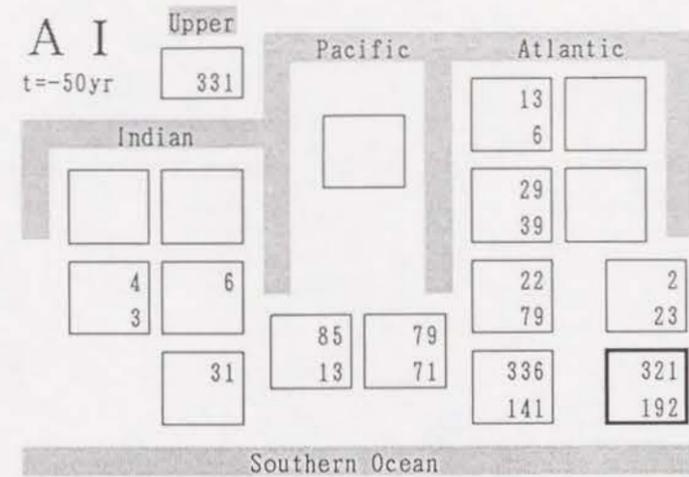


Figure 22. Same as Figure 13 except for Basin AI.

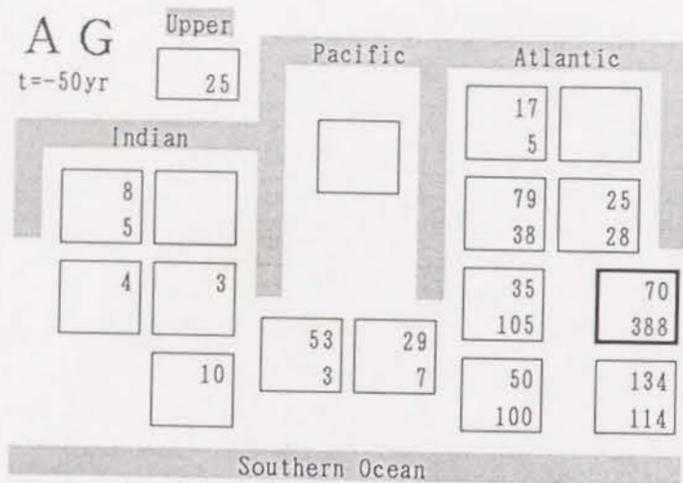


Figure 23. Same as Figure 13 except for Basin AG.

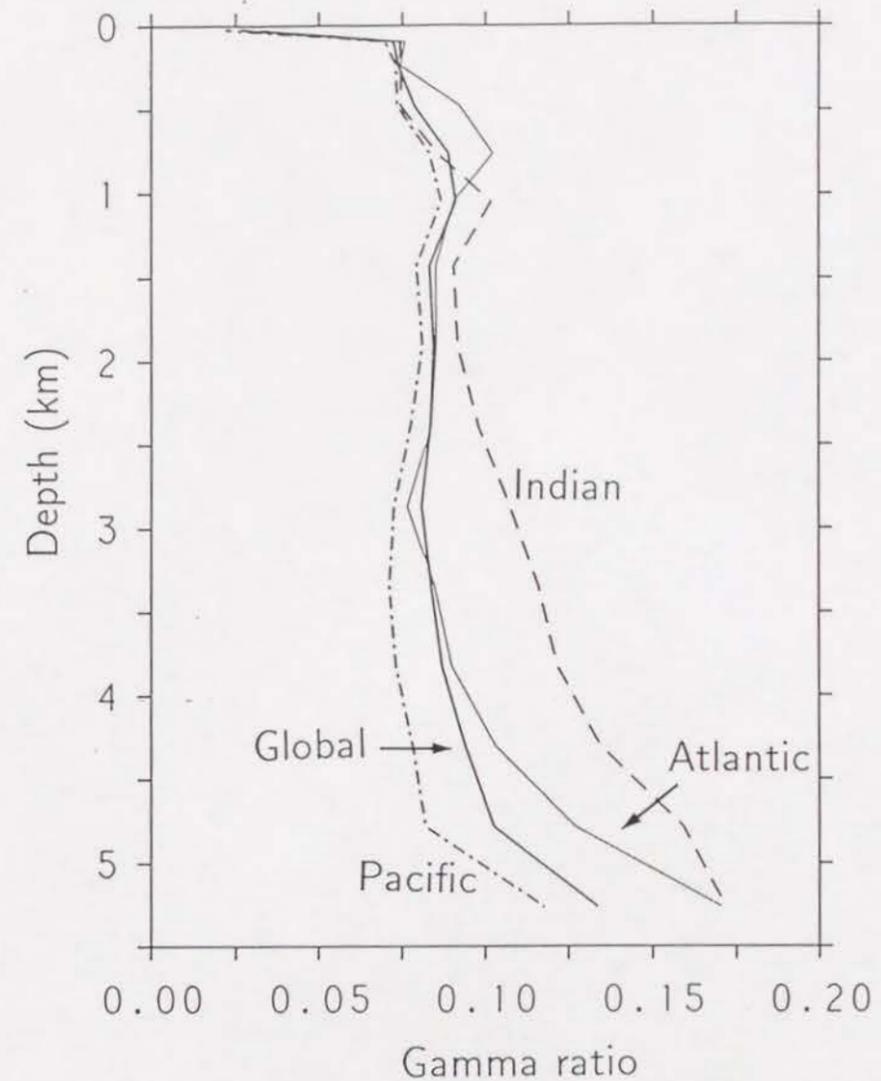


Figure 24. Vertical distribution of the gamma ratio horizontally averaged in each ocean. The thick line represents the the world ocean. The chain line, the thin line, and the broken line represent the Pacific, the Atlantic, and the Indian, respectively.