

海洋環境での広域拡散に関する
広域流動評価方法の調査

本資料は 〇/年 〇月 〇日付けで登録区分、
変更する。

[技術情報室]

1993年3月
京都大学理学部地球物理学教室


本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)



PNC  1604 93-003

社 内 資 料

海洋環境での広域拡散に関する 広域流動評価方法の調査

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1 9 9 3 年 3 月

京都大学理学部地球物理学教室

23000/464
9/21
⑤

この資料は、動燃事業団社内における検討を目的とする社内資料です。ついては複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は内容漏洩がないよう管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには使用しないよう注意して下さい。

本資料についての問合せは下記に願います。

〒107 東京都港区赤坂1-9-13

動力炉・核燃料開発事業団

技術協力部 技術管理室



社 内 資 料

PNC IIJ

1993年 3月

海洋環境での広域拡散に関する広域流動評価方法の調査

今 里 哲 久*

要 旨

本調査の目的は、海洋での広域拡散に関する計算コードの整備を行う一環として、広域拡散の要となる広域海洋の中層及び深層を含む海洋の流動評価について調査、整備を行うことにある。

上記目的達成のために以下の調査を実施し、計算コードの整備を行った。

(1) 広域海洋の流動評価方法に関する調査及び結果の整備

表層海洋の広域流動評価方法に関連する知見の調査及びその整備、中・深層海洋の広域流動評価方法に関連する知見の調査及びその整備、長期間の海洋流動評価方法に関する知見の調査及びその整備を行い、そのとりまとめを行った。

(2) 広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードの調査及び整備

広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードに関する事項並びに用いる流動評価方法及びその算出過程に関する事項の調査及び整備、広域海洋の流動評価コードにより算出される流れの場に関する事項及び流れの場の特徴に関する事項の調査及び整理、赤道域等計算上の問題点及び今後の課題に関する事項の調査及び整理、その他広域海洋の流動評価コードに関連する事項の調査及び整理を行ない、その取りまとめを行なった。

* 本報告書は、京都大学理学部地球物理学教室が動力炉・核燃料開発事業団の委託により実施した研究の成果である。

契約番号 040D0117

事業団担当部課室：安全部安全管理課（浅野 智 宏）

東海事業所安全管理部安全技術課（成 田 脩）

目 次

1. 調査概要	1
1-1. 研究目的	1
1-2. 研究範囲	1
2. 広域海洋の流動評価方法に関する調査及び結果の整備	2
2-1. 表層海洋の流動評価方法に関する調査及び結果の整備	2
2-2. 中・深層海洋の広域流動評価方法に関連する知見	4
2-3. 長期間の海洋流動評価方法に関する知見	6
2-4. その他長期海洋流動評価方法に関連する知見	10
3. 広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードの調査及び整備	11
3-1. 広域海洋拡散に組み込める広域海洋の流動評価コードに関する事項並びに 用いる流動評価方法及びその算出過程に関する事項	11
3-2. 広域海洋の流動評価コードにより算出される流れの場に関する事項及び流 れの場の特徴に関する事項	16
3-3. 赤道域等計算上の問題点及び今後の課題に関する事項	40
3-4. その他広域海洋の流動評価コードに関連する事項	42
引用文献	45

1. 調査概要

1-1. 研究目的

本調査の目的は、海洋での広域拡散に関する計算コードの整備を行う一環として、広域拡散の要となる広域海洋の中層及び深層を含む海洋の流動評価について調査、整備を行うことにある。

1-2. 研究範囲

上記目的達成のために以下の調査を実施し、計算コードの整備を行った。

(1) 広域海洋の流動評価方法に関する調査及び結果の整備

表層海洋の広域流動評価方法に関連する知見の調査及びその整備、中・深層海洋の広域流動評価方法に関連する知見の調査及びその整備、長期間の海洋流動評価方法に関する知見の調査及びその整備を行い、そのとりまとめを行った。

(2) 広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードの調査及び整備

広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードに関する事項並びに用いる流動評価方法及びその算出過程に関する事項の調査及び整備、広域海洋の流動評価コードにより算出される流れの場に関する事項及び流れの場の特徴に関する事項の調査及び整理、赤道域等計算上の問題点及び今後の課題に関する事項の調査及び整理、その他広域海洋の流動評価コードに関連する事項の調査及び整理を行ない、その取りまとめを行なった。

(2) 広域海洋の流動評価方法に関する調査及び結果の整備

2-1) 表層海洋の広域流動評価方法に関連する知見

海洋表層の循環像は、主として、

- ①力学計算
- ②インヴァース法
- ③ β スパイラル法
- ④数値実験・数値シミュレーション

などの間接的な手法によって作られてきた。

海洋表層の流速場を、水温・塩分から求めた密度分布から得る客観的な方法としては、力学計算（地衡流計算）が最も一般的である。黒潮のような流れの場が、時間的に大きく変化していない場合には、流れは圧力傾度力と地球自転によるコリオリ力とがほぼ釣り合っていて、いわゆる地衡流バランスをし、北半球では流れの方向に対してコリオリ力は右直角方向に、圧力傾度力は左直角方向に働いている。水平圧力傾度が0となる面（無流面、1000 m以深に仮定）があれば、密度分布から各深度の水平圧力分布が求められ、水平流速分布が求められる。一般には、無流面がどの深さにあるのかを知ることは出来ないから、仮定した無流面に相対的な流速分布を求めることになる。この方法から得られる流速は、密度分布が作る圧力分布に起因する流速、すなわち傾圧流成分であり、風応力が作る海面の凹凸に対応した圧力分布に起因する順圧成分は求めることが出来ない。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 (1986,1990) 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ている。

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適用されている。北太平洋の水平循環については、Roemmich and McCallister(1989)が求めている。観測の少ない南半球では、Rintoul (1991)ら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し、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。

β スパイラル法は、インヴァース法と同様な手法であるが、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ものであり、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のが、大循環を求めた唯一の例である。

順圧流は渦度方程式を解くことによって風応力場から計算することができる。平坦な海底の場合、この計算は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行われてきたが、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ために、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し、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)」という欠点をもっている。

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提唱し、平滑化の強さをCoriolis係数に反比例(即ち、(3-1-5)、(3-1-6)式の γ の値をCoriolis係数に比例)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。

これまでの海洋大循環の計算においては、診断的な手法よりも、むしろ予報的な手法が多く用いられてきた。予報モデルでは、水温・塩分は海面から入ってくる熱・塩分フラックスが移流・拡散により海洋中に配分されることによって決まる。このため、診断モデルがダンピング時間(γ の逆数)程度で定常に達するのに対し、予報モデルでは定常に達するまでに莫大な計算時間が必要になる。

診断・予報のどちらが現実の海洋循環を再現する上で有用であるかを判断することは難しく、おそらくどちらも利点・欠点を持っていると思われる。より強く観測結果に立脚して、現実の海洋において物質がどのように輸送されるかを検討する立場をとる場合には、診断計算により得られた流速場を使う方がよいであろう。

2-2) 中・深層海洋の広域流動評価方法に関連する知見

海洋の中層，深層の流れは，水温（T）・塩分（S）・トレーサーとしての化学種の分布を利用したり，数値実験，数値シミュレーションなどによって行なわれてきた。

流速場を求めずに，TSダイアグラムを用いて局所的に水塊の組成のみを考えるのがTSダイアグラム法である。これは，Sverdrup et al. (1941)により確立された方法である。これまでは海洋観測で測定する物理量の種類が少なかったためにあまり定量的な議論はできなかったが，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。例えば，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。

コア・レイヤー法は，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方法であり，簡便であるために，深層の流れを知るための最も一般的な方法として利用されてきた。例えば，中深層（mid-depth）の循環はReid (1981)が，深層の循環はMantyla and Reid (1983)がこの方法を使って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が，流れのパターンしか得られず，定量的評価が困難なことや，研究者により結果が異なることなどの欠点をもっている。

Fujio et al. (1992a)は，診断数値モデルによって全球海洋の年平均流動場を鉛直15層にわたって診断的に求めているが，Fujio and Imasato (1993, 未発表)は更に進んで予報モデルによって年平均流動場を求めて，両者の比較を行っている。この結果によれば，予報モデルによる水平輸送関数の分布は，診断モデルの結果と比較して目立った違いはなく，それは水平輸送関数が主に風応力場によって決まり，密度分布はそれほど影響しないからであると述べている。しかし，両者の流速場にはいくつかの違いが見られる。例えば，北大西洋の2000m深を地中海から西に向う流れは予報モデルには見られないが，これは予報モデルが地中海からの高塩分水の流出を十分に再現できていないためである。4000m深では，大西洋の西岸境界流の流速が両者とも大きい，その流向は正反対である。すなわち，診断モデルでは北大西洋深層水が南下しているが，予報モデルはウェッデル深層水が北上している。予報モデルでは，ほぼ2500m以深に2Sv程度のウェッデル海深層水が流入している。Warren(1981)によれば，大西洋に流入するウェッデル海深層水は，少なくとも3500m以深（北大西洋では5000m以深に制限されている）であるから，水深という点では一致しない。予報モデルで北大西洋深層水があまり底層に達しないという結果は，Toggweiler et al. (1989)でも同様であり，彼らの放射性炭素の分布の計算結果はこのために

観測と大きな違いを生じた。しかし、流量という点では2~6Svという観測の範囲内にあり、診断モデルがほとんどウェッデル海深層水の北上を示さないのに比べるとよい結果となっている。大西洋深層の循環については診断モデル・予報モデルのどちらもまだ十分に現実を再現し切れておらず、今後の課題である。

Fujio and Imasato (1993, 未発表)によれば、予報モデルと診断モデルとでは深層の流れについて大きな違いが出るが、これは予報モデルで得られる密度場が観測で得られている密度場と異なるためである。予報モデルが観測と同じ水温・塩分場を再現できれば、その流速場は必ず診断モデルで得られているものになる筈であるが、予報モデルの問題点は水温・塩分場を再現できないことにある。ただし、注意すべき点は、診断モデルは水温・塩分の予報をしていないので、得られた流速場が水温・塩分場を再現できるとは限らないことである。現段階での海洋モデリングの知識ではいずれにせよ水温・塩分場の再現は不十分であり、予報的にせよ、診断的にせよ、得られた流速場はなんらかの欠点をもっている。

モデルが水温・塩分の観測場を再現できない原因についてはこれまでいくつかの研究があるが、主に水温・塩分場の拡散係数の設定に問題があるためだとされている。特に、中規模渦などによる拡散がモデルでは十分に定式化されていないことである。診断モデルの結果は必ずしも十分に信頼できるものとは言えないが、診断モデルでは渦拡散の果たす役割は小さいので、今後、予報モデルを改良していく上でも、今後のモデリングの方向性を探る上でも、診断モデルの結果は有益であると考えられる。

2-3) 長期間の海洋流動評価方法に関する知見

水塊に移動を評価する方法としては、

- ① 漂流物の追跡
- ② 移流拡散法
- ③ オイラー・ラグランジュ法

などがある。

漂流物は、古くから漂流瓶、漂流ハガキ、漂流くらげなどが用いられてきたが、この方法では出発点と終着点とおおよその時間が分る程度である。新しくは、ソーファー・フロート（中立ブイ）、アルゴス・ブイなどを放流して、船舶や人工衛星を利用して、ブイが漂流する位置が時々刻々分るようになった。この方法は、非常に魅力のある手法であるが、同時に放流できるブイの数には限界があること、ブイは小規模擾乱から定常流成分まで全ての流速成分の影響を受けつつ流れて行くので、何故そのような軌跡を辿ったのかという解釈が難しいという難点がある。

移流拡散法のうち、現場観測によるものは、染料パッチの移動と濃度の広がりを測定して水塊の移動を把握し、あわせて海洋の拡散能力や流れの構造を知ろうとするもので、沿岸海域で数多く行なわれてきたが、この方法では、長期にわたる追跡はできない。数値的な方法は、診断的な方法や予報的な方法によって求めた流速場の中に、ある水塊に色（あるいは特定の数値を与える）をつけ、この色の濃度が3次元的にどのように広がっていくのかを、移流拡散方程式を解いて濃度分布の時間的な変化を追跡する方法である。この方法では、長期にわたる水塊追跡は可能であるが、拡散係数の与え方に問題がある。拡散係数は本来流れの構造（シア、安定度など）、対象物質の濃度分布などによって異なるから、場所によって異なり、3次元的な分布を持っている。沿岸の染料実験は、この係数がどのような分布をし、流れの構造にどのように依存するのかを解明しようとしたものが多い。しかし、外洋ではこれに関する知見はほとんどなく、数値実験では水平拡散係数、鉛直拡散係数として、それぞれ一定値を与えることが多いが、その値を決める根拠には問題が残っている。

オイラー・ラグランジュ法は、何等かの方法でオイラー流速場を求めておき、その流れの場の中に仮想的な海水標識粒子群を投入して、その移動をラグランジュ的に追跡するという方法で、大型計算機を用いて数値的に位置の移動を求める。この方法は、Imasato et al. (1980)が沿岸の潮流による海水交換の問題に用いて、海峡を挟んだ海盆間の海水交換機構を解明するのに成功したものである。Fujio and Imasato (1991)やFujio et al. (1992b)は、この手法を用いて深層水塊の移動や置換時間を議論している。粒子は、一定

間隔で全海洋に一様に配置した粒子群でもよいし、染料パッチのような一箇所に集中した粒子群でもよい。流速が乱れを含まない場合は、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によって求められる。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。また、各粒子がどこに移動していくかは時間的に順方向に追跡することによって求められる。

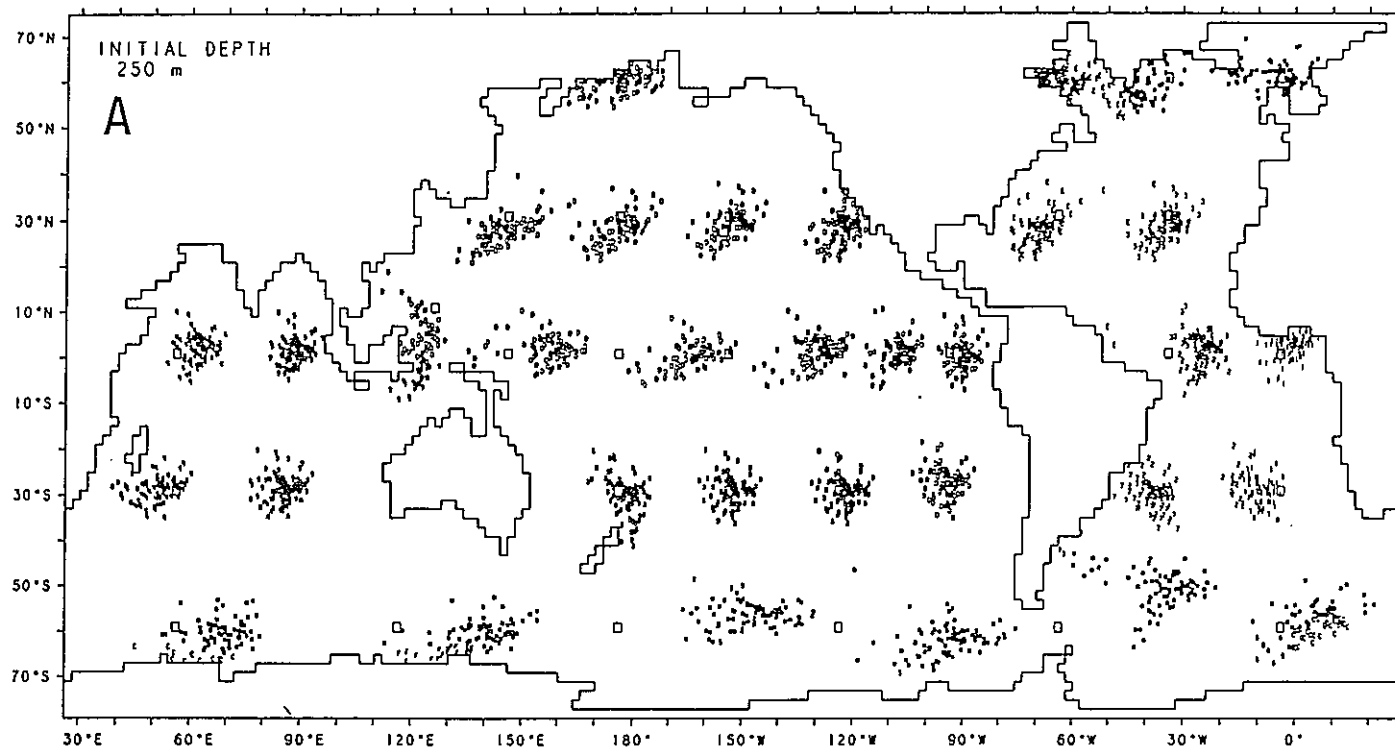
乱れによる拡散成分を考えるとときには、乱れの強さに応じた乱数を計算機内で発生させることによって生ずる流速成分を、流速に付加することになる。この拡散過程は非可逆過程であるから、時間を逆方向に進めることはできない。診断的に求めた年平均流動場における粒子群の分散の1例(Awaji, 1993, 未発表)を図2-3-1に示した。Aは擾乱による水平拡散係数を $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数を $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ とし、図中に□印で示した $2^\circ \times 2^\circ$ のグリッドの250m深に配置した81個の粒子群が、1年後にどのように分散したかを示している。粒子群の分散は、擾乱の強さによって影響を受ける。図2-3-1Bは、水平拡散係数を $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ とした場合の粒子群の1年後の分散の状況である。拡散係数にしてオーダー1つの違いが結果として生ずる粒子群の分散に大きな違いをもたらすことが分る。また、図2-3-2は、水平拡散係数を $10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数を $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ とし、日本近海の□印のグリッドに配置した81個の粒子群の広りの状況である。Aは2年後、Bは10年後の状況である。拡散がない場合(図3-4-1A)とは大きく異なった分布をすることが分る。

高緯度になるにつれて、格子の東西幅は小さくなるので、初期に緯度 ϕ に置かれた1粒子が代表する海水の体積は高緯度ほど小さくなり、緯度60度に置かれた粒子では、赤道での粒子が代表する体積の1/2となる。従って、交換量や置換時間を定量的に評価する場合には、Fujio et al. (1992b)が行ったような単に粒子数だけによる評価をすると、初期に低緯度にあった粒子が高緯度に移動したり、逆に、高緯度にあった粒子が低緯度に移動する場合には、誤差が大きくなるので各粒子が代表する体積を用いて評価を行う必要がある。また、あまり長期にわたって追跡すると、計算誤差が蓄積される心配があるが、時間間隔を小さくしたり、流速場の精度(空間的にも、時間的にも)を高めたりする必要がある。 $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドで求めた流速場の場合に、50年間追跡すると誤差はかなり大きくなるようである。

しかしながら、この方法によって、海盆間の交換量や海水の滞留時間などの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によって、水塊形成過程を直感的に把握することができるという利点がある。

OUTFLOW PARTICLE

DAY - 360.0



OUTFLOW PARTICLE

DAY - 360.0

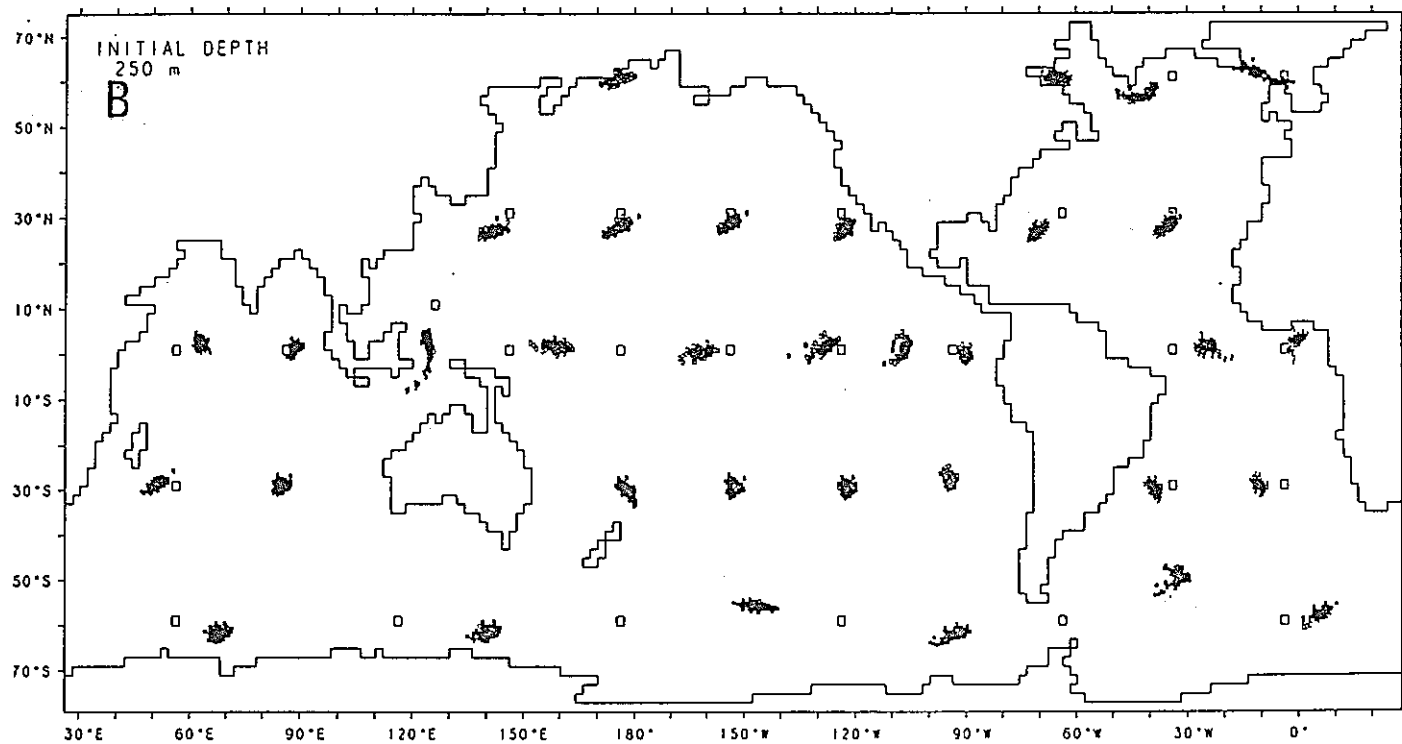


図2-3-1. 粒子群の分散。

250 m, 1年後の状況 (黒い点), □印は粒子群の初期領域。

A : $K_H = 2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$, $K_V = 0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ に相当する乱れを与えた場合

B : $K_H = 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$, $K_V = 0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ に相当する乱れを与えた場合

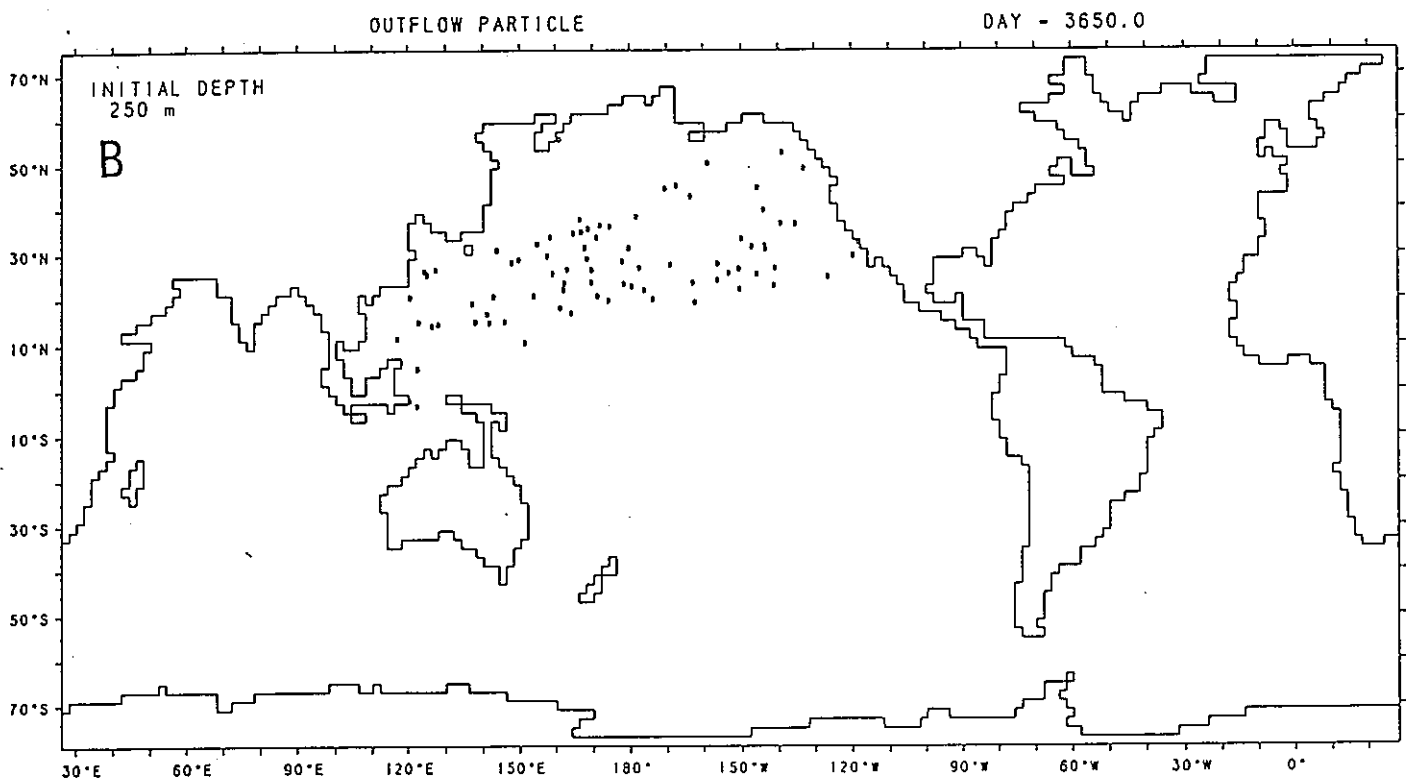
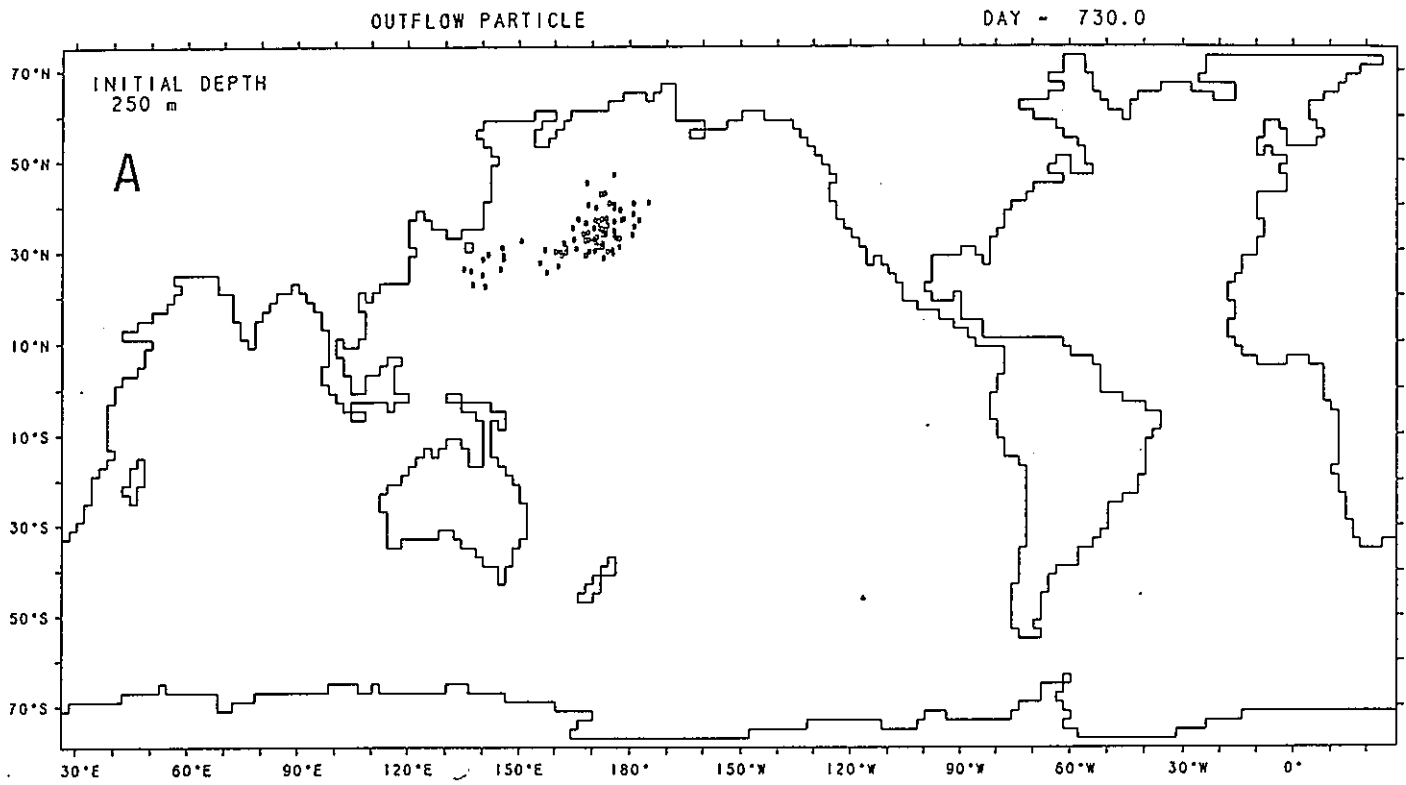


図2-3-2. 粒子群の分散の時間変化。
 初期の深さは250 m, $K_H = 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$, $K_V = 0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ に相当する乱れを与えた場合,
 A : 2年後, B : 10年後

2-4) その他長期海洋流動評価方法に関連する知見

中・深層の水塊追跡に用いられるSOFARフロートシステムは、フロートが発信局となり、受信局を係留し、これを回収してフロートの位置情報を取り出すシステムであるが、このシステムではフロートが発信する音響信号の到達距離には限界があり、大洋規模の広域測定には適さない。この手法による観測は数多くなされており、Taira et al. (1990)が太平洋四国海盆の1000-4000m層で行った観測では、信号到達距離は約600kmであった。

これに対して発信局を係留して固定し、フロートを受信局とするフロート追跡システムがRAFOSフロートシステムである。フロートは、発信局の信号到達時刻、漂流層の深度と水温を記録しながら漂流し、あらかじめ設定された時刻に浮上して、これらの情報を衛星(アルゴスシステム)を通して発信して役割を終了する。このシステムではパワーを発信局に集中できるので、音響信号の到達距離は長くなり、発信局の電源の寿命も数年にすることができ。従って、

広域測定により適したシステムである。

現在、国際的な計画としてWOCE(世界海洋循環実験計画)が行われているが、この一環として、RAFOSフロートシステムを用いて、北太平洋での計測が行われようとしている。

3. 広域海洋拡散コードに組み込める広域海洋の流動評価コードの調査及び整備

3-1) 広域海洋拡散に組み込める広域海洋の流動評価コードに関する事項並びに用いる流動評価方法及びその算出過程に関する事項

①流動評価コード

診断的な立場から流動場を評価する手法の概要について述べる。

Sarmiento and Bryan (1982)により提唱された「頑丈な(robust)」診断モデルの支配方程式は以下ようになる：

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_H}{\partial t} + (U_H \cdot \nabla_H) U_H + W \frac{\partial U_H}{\partial Z} + \left(f + \frac{U \tan \phi}{R} \right) z \times U_H = - \frac{1}{\rho_0} \nabla_H P \\ + A_H \left(\nabla_H^2 U_H + \frac{1 - \tan^2 \phi}{R^2} U_H + \frac{2 \sin \phi}{R^2 \cos^2 \phi} z \times \frac{\partial U_H}{\partial \lambda} \right) + A_V \frac{\partial^2 U_H}{\partial Z^2} \end{aligned} \quad (3-1-1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = - \rho g \quad (3-1-2)$$

$$\nabla_H \cdot U_H + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3-1-3)$$

$$\rho = F(\theta, S, P) \quad (3-1-4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (U_H \cdot \nabla_H) \theta + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = K_H \nabla_H^2 \theta + K_V \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} + \gamma(\theta^* - \theta) \quad (3-1-5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (U_H \cdot \nabla_H) S + W \frac{\partial S}{\partial Z} = K_H \nabla_H^2 S + K_V \frac{\partial^2 S}{\partial Z^2} + \gamma(S^* - S) \quad (3-1-6)$$

(3-1-1)式と(3-1-2)式は球座標系における運動方程式，(3-1-3)式は連続の式，(3-1-4)式は海水の状態方程式で，International Equation of State 80 (UNESCO, 1978)で与える。(3-1-5)式と(3-1-6)式は水温と塩分の移流拡散式である。これらの式で， λ は経度（東向きを正）， ϕ は緯度（北向きを正）， Z は高度（静止水面から上向きを正）とする球座標系を考え， U_H は水平流速ベクトル， W は Z 方向の流速成分， θ と S はそれぞれポテンシャル水温と塩分である。 t は時間， P は圧力， ρ は海水密度， f はCoriolis係数である。地球半径 R ，重力加速度 g ，平均海水密度 ρ_0 は物理定数として与えられる。渦混合係数

A_H , A_V と渦拡散係数 K_H , K_V も定数であるとする。 θ^* , S^* はLevitus(1982)の水温・塩分の観測値であり, γ 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。また, 支配方程式を差分化するのに, Cox (1984)のGFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton University)モデルと同じ方式を用いる。

「頑丈な」診断モデルの特徴は式(3-1-5)式, (3-1-6)式にある。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, モデルとデータと特性の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。

γ 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・塩分場を計算する場合は, $\gamma = 0$ とする(予報モデル)。この種のモデルとしては, Toggweiler et al. (1989)をはじめとして数多くの研究がある。観測データから流れ場を推定することを目的とする場合には, γ 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。

流速場の境界条件は次のように与える。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るフラックスはない。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, γ 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, $A_H = 8 \times 10^8 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, $A_V = 100 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, $K_H = 2 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, $K_V = 0.3 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ とし, 海面の水温・塩分を観測値に復元させる時間スケール($1/\gamma_0$)は100日とした。

図3-2-1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3-1-1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。

Bottom topography

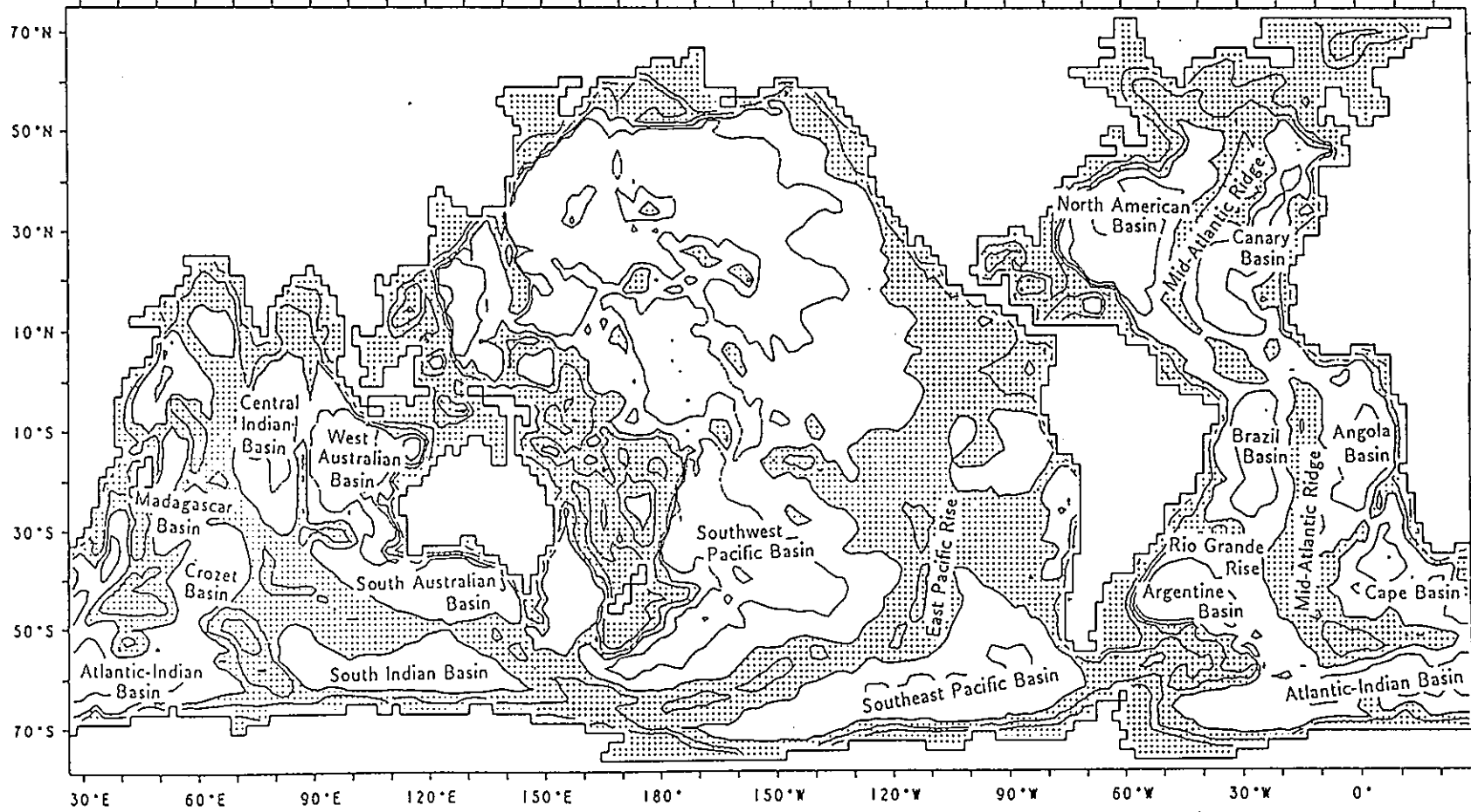


図3-2-1. 海底地形（等値線は1000m毎。影の部分は3000m以深）

表3-1-1:層の取り方

Level	Midpoint Depth (m)	Thickness (m)
1	25	50
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

②長期間にわたる水塊の移動追跡評価コード

粒子追跡法の概要について述べる。

本研究で用いた粒子追跡の手法は、Imasato et al. (1980)が沿岸域の潮流による海水交換の物理機構を解明するのに用いたものを発展させたものである。Xを時間tにおける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。

$$\frac{d X}{d t} = U(X) \quad (3-1-7)$$

$$X = X_0 \quad \text{at } t = 0 \quad (3-1-8)$$

ただし、Uは3次元流速ベクトルで、X₀は初期に配置した粒子の位置ベクトルである。

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。従って、この境界層内の粒子は壁に沿って進むことになる。この取扱いは本モデルでは横壁で粘着条件が用いられているためである。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したり、壁面を横切ったり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過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。

3-2) 広域海洋の流動評価コードにより算出される流れの場に関する事項及び流れの場の特徴に関する事項

海盆間，層間の水塊移動状況の説明のために，図3-2-2に示すように全大洋を17の海盆に分割する。海盆間の境界は深層水に注目して3500mレベルの等深線の分布から決定している。ただし，流線関数で定義される南極周極流域（流線関数で10Sv～150Svの間の領域）を1つの領域として定義する。インド洋の大部分や，北太平洋はまとめてそれぞれ1つの海盆として扱っている。図3-2-2で定義した海盆の記号と海盆名との対応を表3-2-1に示した。

表3-2-1：海盆区分

番号	記号	海 盆 名
1	ACS	ARCTIC SEA
2	NA	NORTH AMERICAN BASIN
3	CN	CANARY (CAPE VERDE) BASIN
4	BR	BRAZIL BASIN
5	AN	ANGOLA (GUINEA) BASIN
6	AR	ARGENTINE BASIN
7	AG	AGULHAS BASIN
8	MDCI	MADAGASCAR & CENTRAL INDIAN BASIN
9	CRSA	CROZET & SOUTH AUSTRALIAN BASIN
10	NP	NORTH & CENTRAL PACIFIC BASIN
11	WP	SOUTHWEST PACIFIC BASIN
12	EP	SOUTHEAST PACIFIC BASIN
13	ACC	REGION OF THE ANTARCTIC CIRCUMPOLAR CURRENT
14	WD	WEDDELL BASIN
15	AI	ATLANTIC-INDIAN BASIN
16	SI	SOUTH INDIAN BASIN
17	RO	ROSS SEA

1) 流れの場に関するもの

診断モデルによって求めた流速場の特徴について述べる。

3-2-1) 水平輸送関数

図3-2-3は、モデルにより得られた水平輸送関数の分布、即ち順圧流速場を示す。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)とよく一致しているが、一部に一致していないところが見られる。まず第一に、Sverdrup流量では30Svにすぎない湾流の流量が50Svに増加している($1\text{ Sv} = 10^{12}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$)。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。

本モデルでは、ドレーク海峡を155Sv、インドネシア海を21Svの流量が通りぬけている。ドレーク海峡とインドネシア海を通る流量は、単純にSverdrupの釣合いから求めることはできない。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132Svだが、107Svから163Svまで大きく変動することを示した。本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5~10Sv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、これまでの数値モデルでは16~24Svとかなり大きな流量となる。モデルの計算格子が粗いために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が過小に評価されるために、数値モデルでは大きな流量が現れる可能性がある。

3-2-2) 表層の流速場

図3-2-4Aは250m深での水平流速場を示している。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°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(Warm water route)」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に乗ってインド洋西岸に達した後、そ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、アフリカ南端を回って南大西洋に流入するものと、喜望峰沖で東に向かって南極周極流の北縁に沿って流れるものとに分れる。アフリカ南端での西向き流量は、モデルでは8.6Sv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、大西洋西岸に沿ってグリーンランド付近に達する。グリーンランドの南東部には反時計回りの明

瞭な循環がある。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。ウェッデル海とロス海には時計回りの循環がある。

最近発表された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見られず、暖水ルートに否定的な結果となっているが、本研究の結果はGordon(1986)の結果を定性的には支持している。しかしながら、本モデルのインドネシア海を通る21Svという流量はGordon (1986)の推定値8.5Svより大きく、アフリカ南端での流量8.6Svは彼の推定値13.5Svよりも小さく、定量的には違いが見られる。

3-2-3) 中層の流動場

図3-2-4Bは1100m深での水平流速場を示す。太平洋で最も顕著な中層の流れは赤道の西向流であるが、図3-2-4Bでは、160°Eから東では流速が小さくなり、100°W以東では東に向かって流れている。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、45°N付近を東進している。また、アラスカ沖や、カムチャッカ沖を西進する流れが見られる。内部の流れは、赤道や西岸付近の流れに比べると、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している。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直上であり、Levitus (1982)の密度場の1500m深付近に見られる等密度面の盛り上がりに対応して、モデル中に形成された高気圧性循環である(Fujio and Imasato, 1991)。この西側にも反時計回りの循環があり、20~30°Sを西に向う流れがあり、オーストラリア沖を北上して北太平洋西岸に沿って北上する流れにつながっている。

北大西洋の中層には、アメリカ大陸の東岸に沿って北上する流れがあり、そのすぐ東とグリーンランド南に反時計回りの循環が見られる。南大西洋の25~40°Sには、表層循環とよく似た反時計回りの明瞭な循環があり、インド洋から喜望峰沖を回ってきた流れとつながっている。

南極海の中層ではウェッデル海やロス海の時計回りの循環が顕著であるが、40°W~40°Eにかけて、周極流の南に形成される時計回りの循環がある。また、海底地形の影響を受けて70~80°Eを周極流を横切って北上する流れ（あるいは周極流の蛇行）があり、周極流海域からインド洋への海水輸送にかかわる流れとして、重要な役割を果しているものと考えられる。

中層の流れのパターンは、海底地形の影響を受けている様子が認められる。

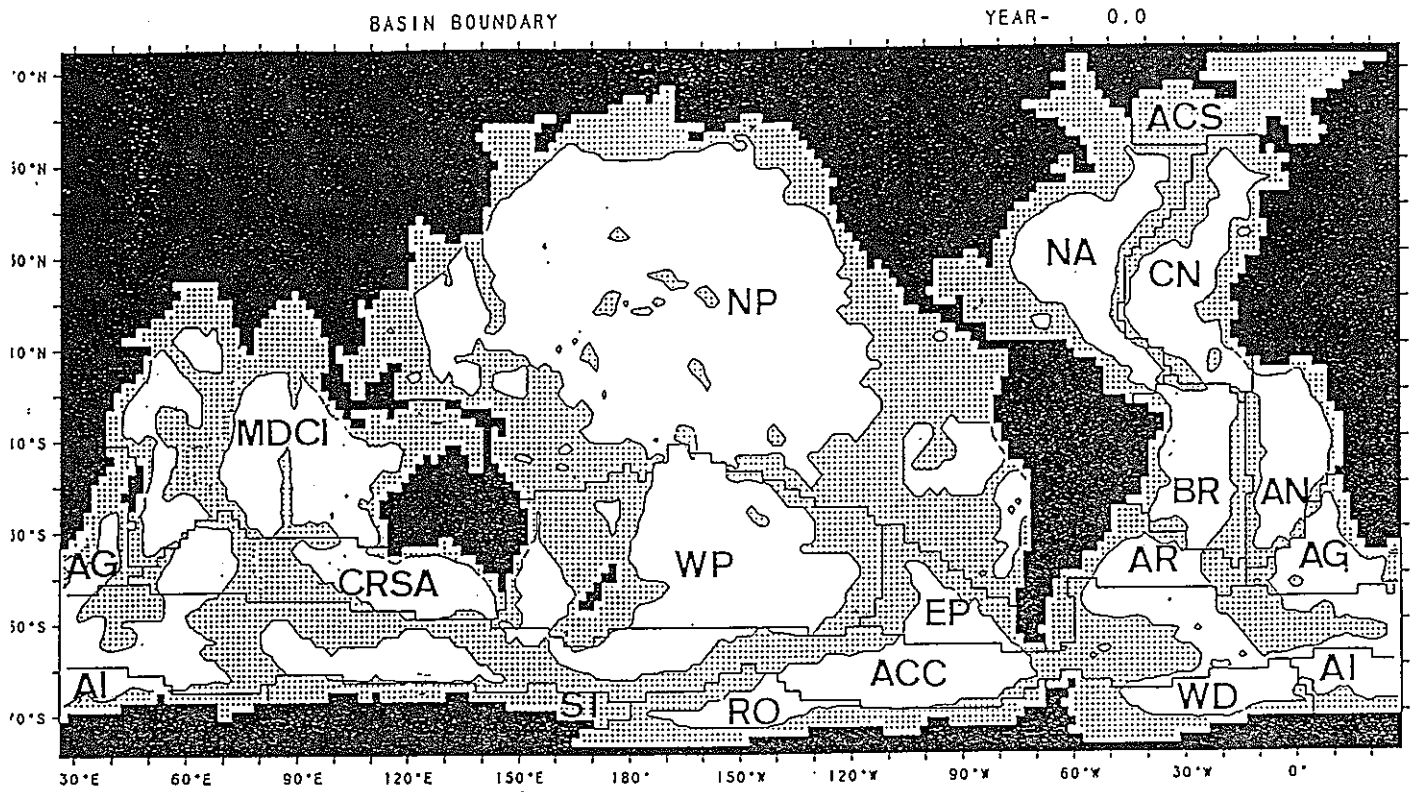


図3-2-2. 海盆区分 (影の部分は3500m以浅)

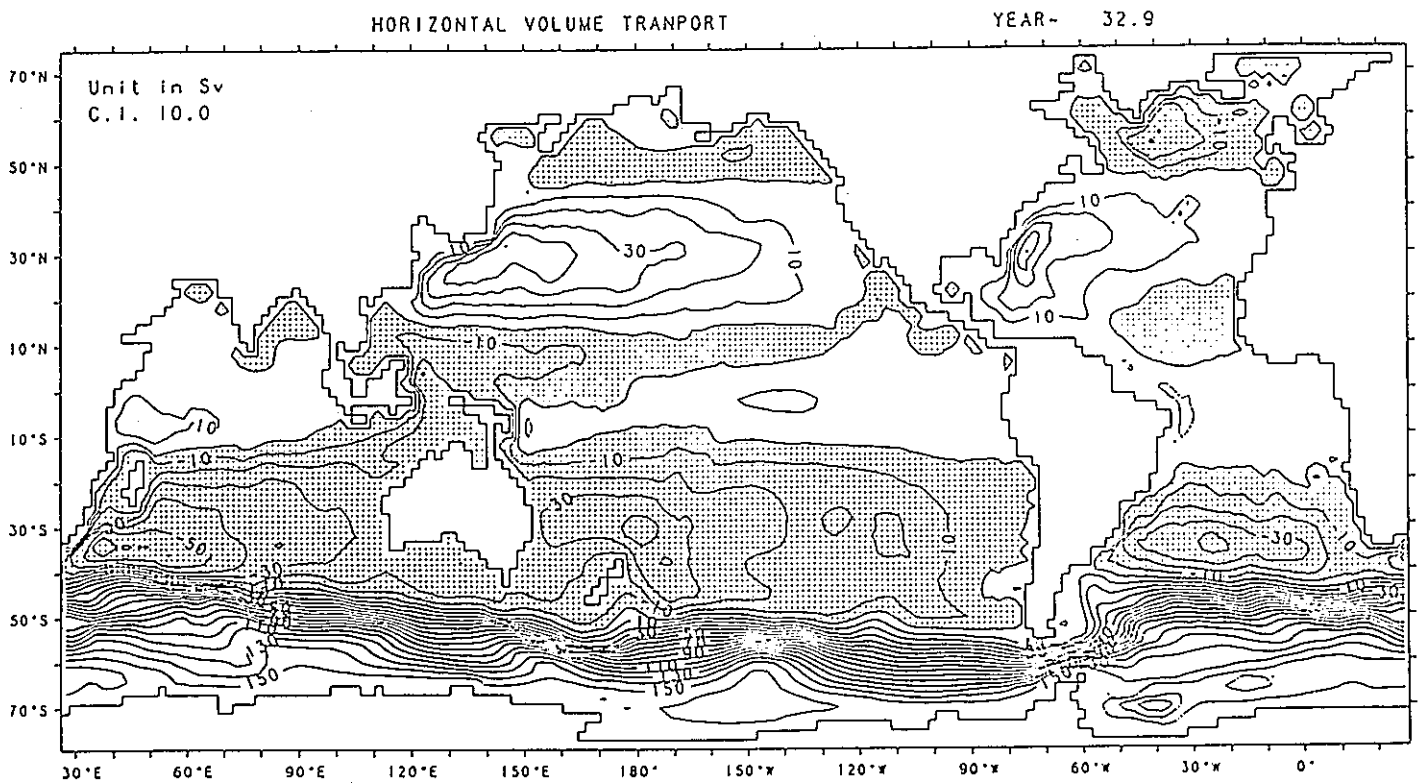
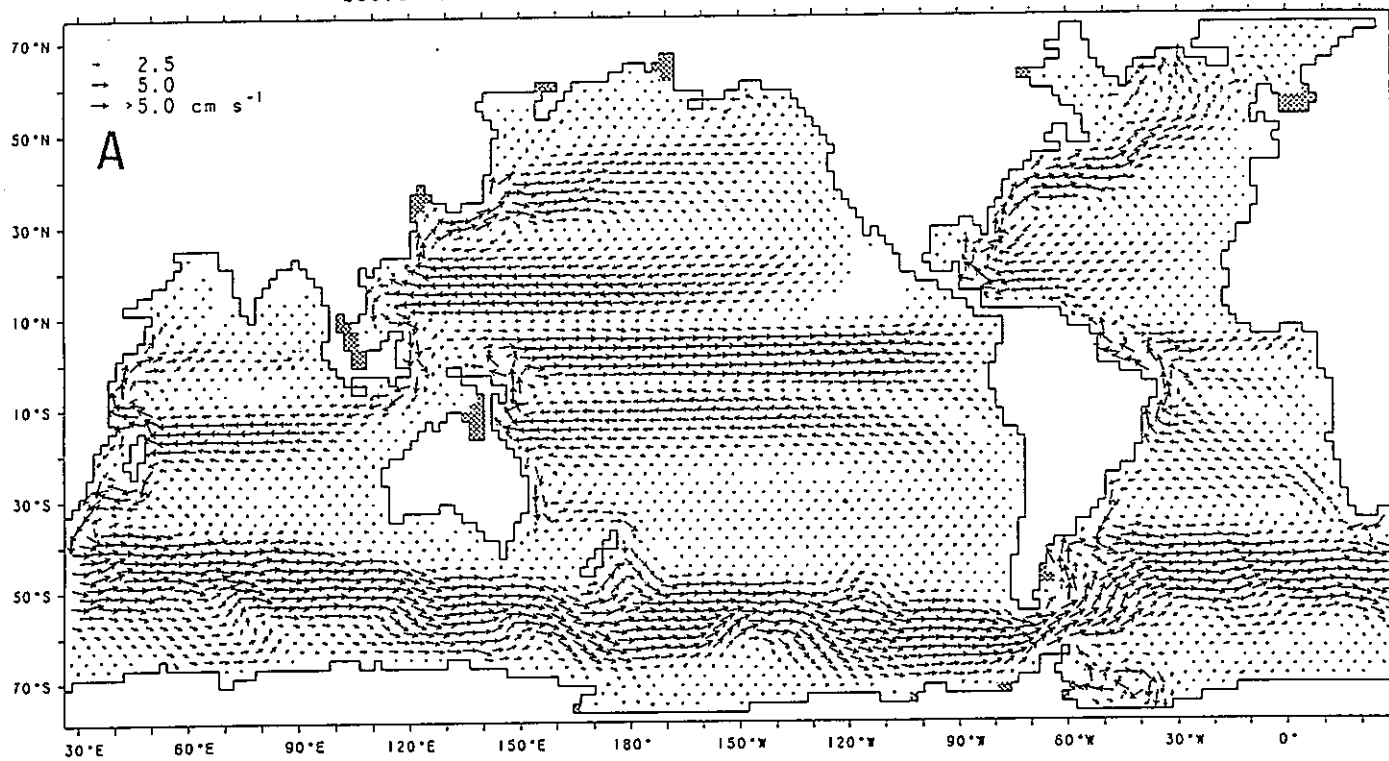


図3-2-3. 水平輸送関数の分布 (等値線は10Sv毎。影の部分は反時計回り)

250.0 m: HORIZONTAL VELOCITY

YEAR- 32.9



1100.0 m: HORIZONTAL VELOCITY

YEAR- 32.9

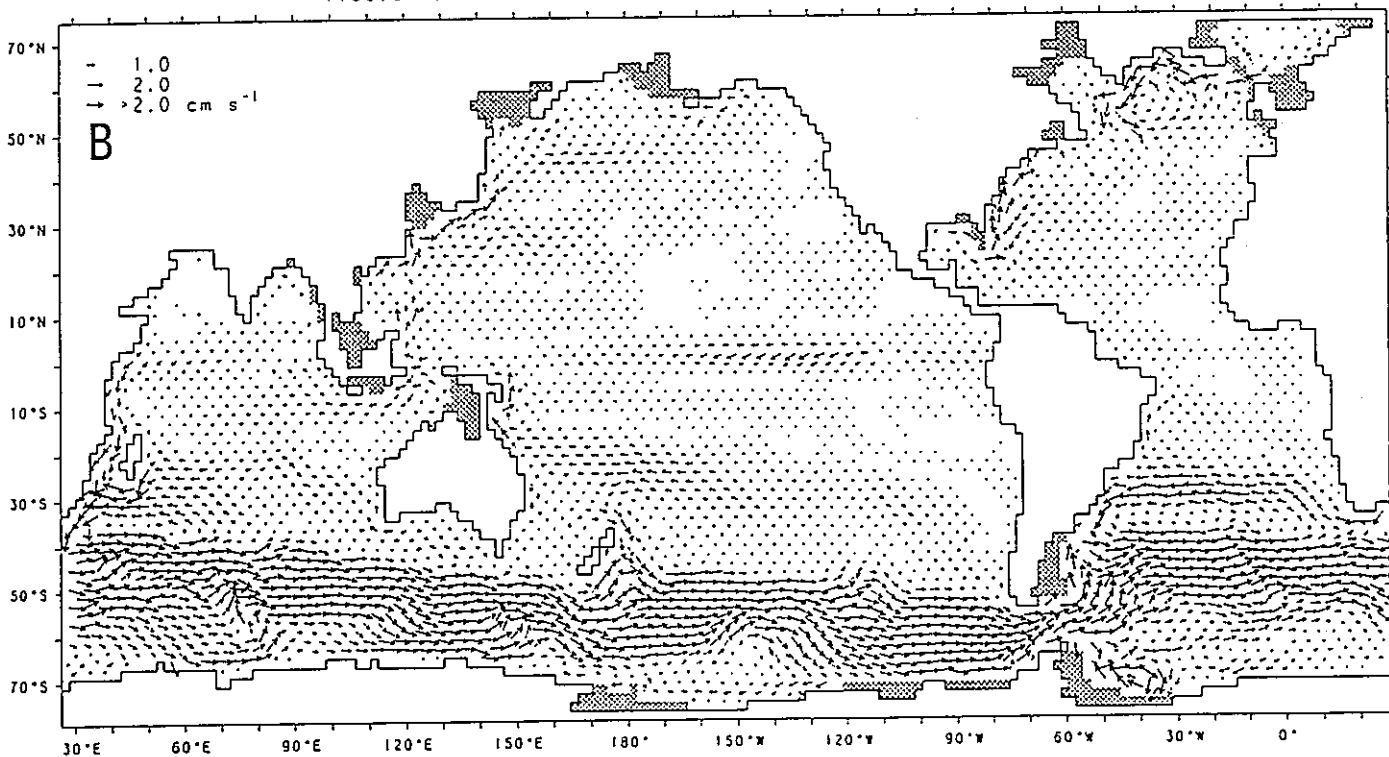


図3-2-4 (その1) .水平流速分布。A : 250m, B : 1100m

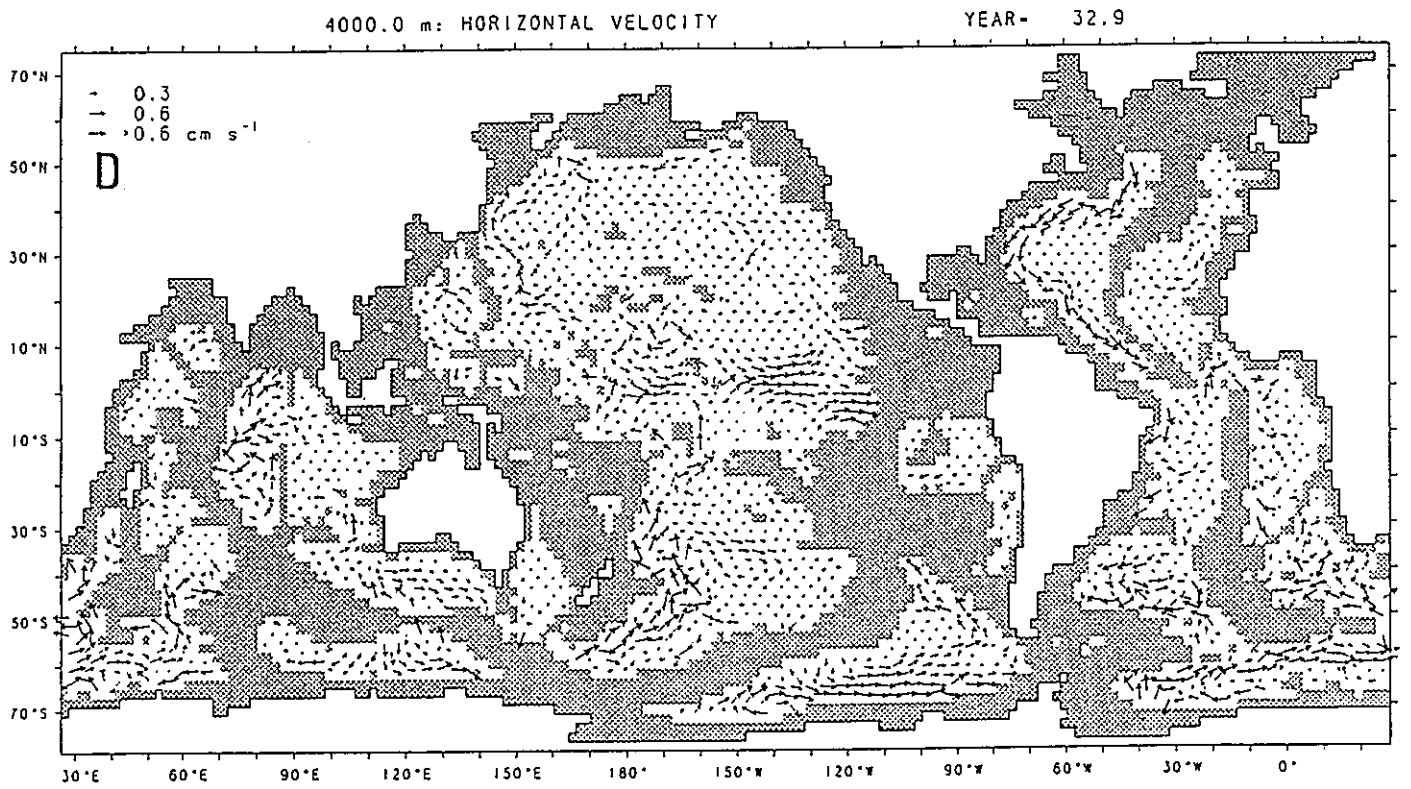
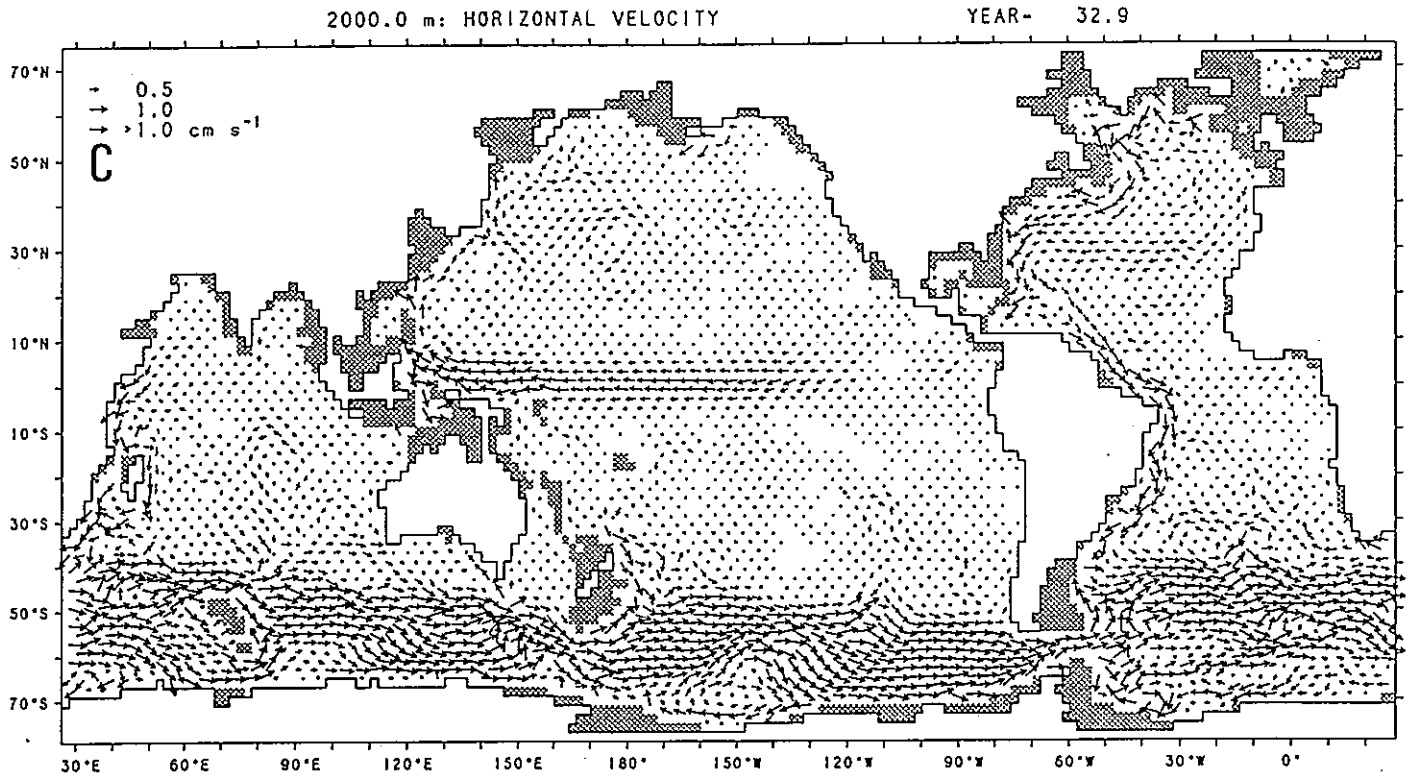


図3-2-4 (その2) . 水平流速分布。C : 2000 m, D : 4500 m

3-2-4) 深層の流動場

図3-2-4Dが示すように、太平洋の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 (1981)やMantyla and Reid (1983)のレビューの結果とよく一致する。さらにこの西岸境界流は北太平洋にまで延びている。中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。

大西洋の深層の流動場の特徴は北大西洋深層水を運ぶ深層西岸境界流である。境界流はグリーンランドの南を発して500mから海底までの深さを南下しており、その流量は15Svを越えているが、その流速は最大 3cm s^{-1} であり、直接測流による約 10cm s^{-1} という最大流速(Warren, 1981)に比べてかなり小さい。

深層の流れについて、Warren(1981)は、大西洋インド洋海盆(AI)からクロゼット海盆(CR)へ向うものと、南オーストラリア海盆から西オーストラリア海盆へ向うものとの2つの道筋を通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3-2-4B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ゼット海盆から北向きの流れを指摘しており、Warren (1981)はマダガスカル海盆(MDCIの西部)、中央インド洋海盆(MDCIの東部)、西オーストラリア海盆(CRSAの東部)に北上境界流を予想している。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。

太平洋の中層・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21Sv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130Sv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155Sv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。

3-2-5) 鉛直流速分布

層間の海水交換や深層水形成過程を論議するには、精度よく鉛直流速を求めることが重要であるが、診断モデルにとどまらず、予報モデルにおいても鉛直速度は桁落ちのために水平流速に比べて一般に精度が悪い。しかしながら、それについての議論は将来の問題としてここでは触れない。層間の海水交換の理解を助けるために、層間の境界に最も近い

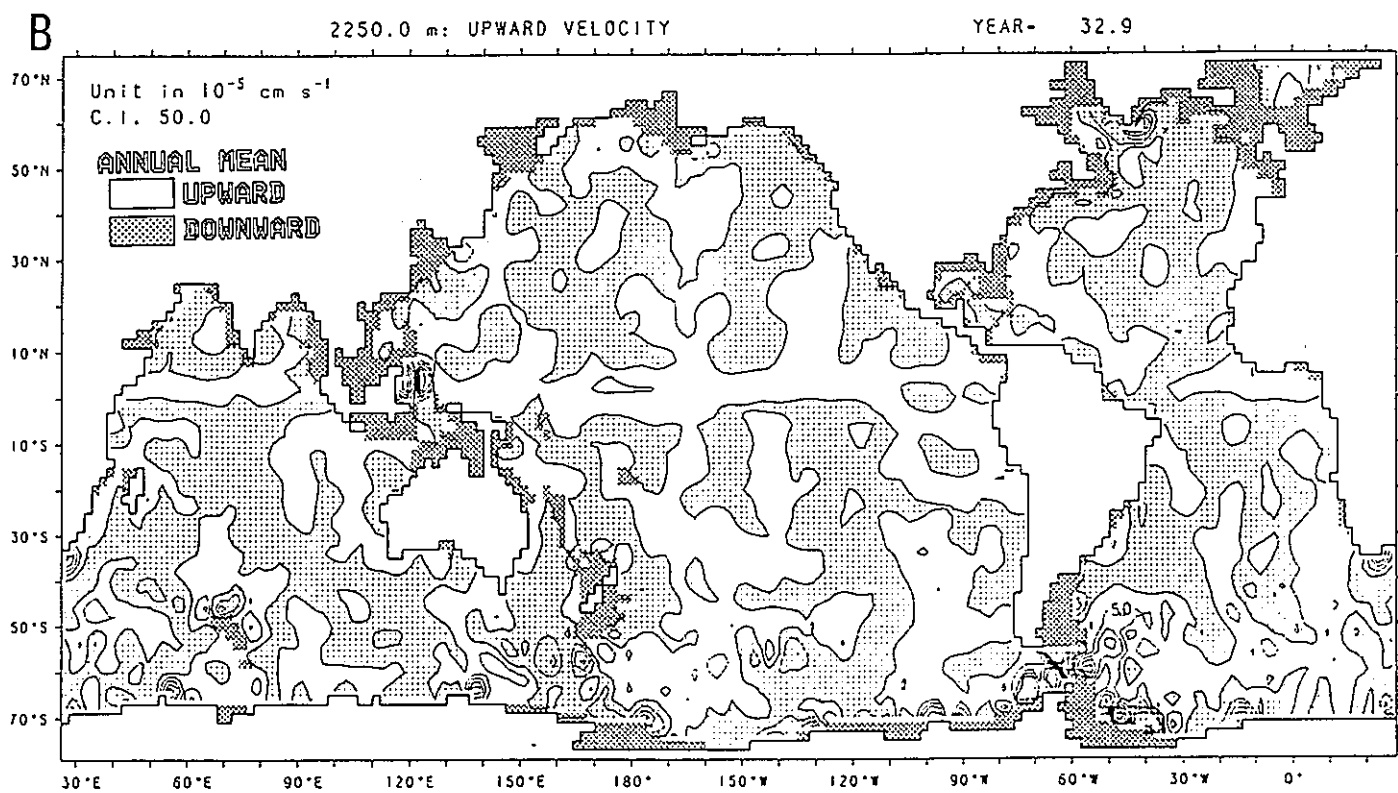
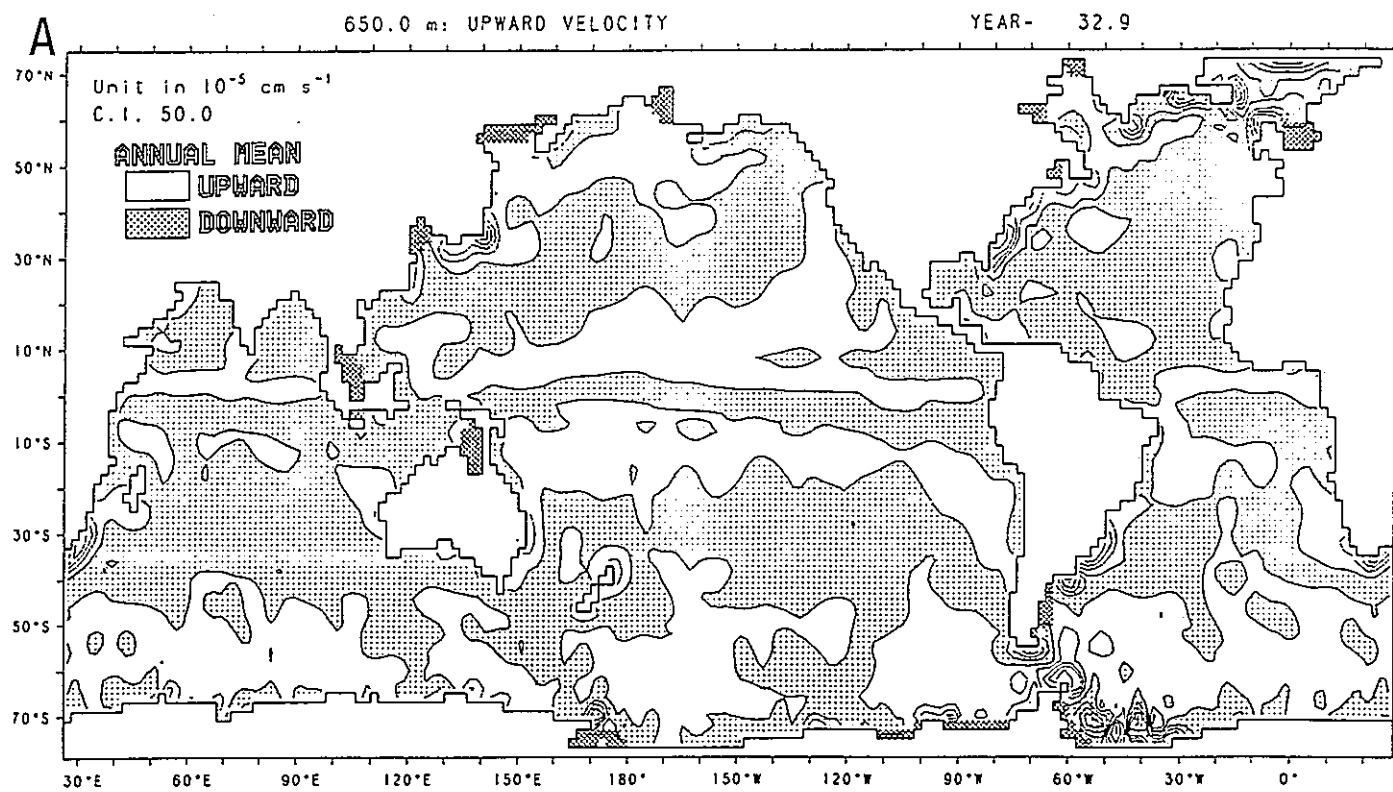


図3-2-5. 鉛直流速分布。単位は 10^{-5} cm/s 、等値線は $50 \times 10^{-5} \text{ cm/s}$ 毎、影の部分は下向き。
A : 650m, B : 2250m

650 mと2250 mの鉛直流速の分布を図3-2-5に示した。白抜きの部分は上向き、影を付けた部分は下向きの流速部分で、コンターの間隔は $5 \times 10^{-4} \text{ cm s}^{-1}$ である。

650 mでの鉛直流の分布（図3-2-5 A）では、西岸境界流に関連した北太平洋日本沿岸、北アメリカ東沿岸、アルゼンチンのリオグランデ沖などの他、アフリカ喜望峰周辺沿岸、アイスランド島の東沿岸、南極半島周辺、ウェッデル海、 $110 \sim 90^\circ \text{ W}$ 、 140° E 、 60° E 附近の南極大陸沿岸に強い湧昇域があり、ニュージーランド北島の東沿岸にも比較的強い湧昇域がある。一方、太平洋のアラスカ沿岸、北極海、イギリス北西部、グリーンランド東部沿岸、アルゼンチンのブランカ湾、ホーン岬周辺、ウェッデル海、 130° W と 170° E の南極大陸沿岸に強い沈降域があり、カムチャッカ半島東部沿岸にも比較的強い沈降域がある。周極流海域ではおおむね上昇流が分布している。

2250 mでの鉛直流の分布（図3-2-5 B）を見ると、西岸境界流域の湧昇流は弱まっているが、周極流域に強い湧昇域が現れている。喜望峰周辺、南極大陸周辺の強い湧昇域はこの深さにも見られ、これらの海域では、深層水が表層まで湧昇することが予想される。また、インドネシア多島海入口のボルネオ島東部沖に強い湧昇域と沈降域がペアで現れているのが注目される。太平洋北部の沈降流は弱まっている。グリーンランド南部沿岸、周極流海域には比較的強い沈降域が現れている。ウェッデル海には強い沈降域があり、ロス海にも沈降域が現れている。

2) 水塊移動に関するもの

3-2-6) 海水の層間移動

海水粒子が水平に移動して行く過程で鉛直流によって上下に移動し、その結果として海水の層間移動が起こる。従って、層間を移動した粒子の水平方向の移動経路は後述することにして、ここでは、10年間で層間移動を起こした粒子の出発点と終着点を示すことにする。

図3-2-6 Aには、表層から中層へ沈降した粒子の出発点（10年前の位置で表層にある）を○印で示してあり、図3-2-6 Bには終着点（現在の位置で中層にある）を+印で示してある。

①周極流の北縁から 30° S の間で沈降が盛んであることが、特に、インド洋の沈降が著しいことが分る。これは、表層で周極流から北へ向い、深層で南極へ向う子午面循環と南半球の亜熱帯循環に関連して生じている。インド洋のものは周極流の北側の $25 \sim 40^\circ \text{ S}$ の表層にあった表層水が、亜熱帯循環に乗りつつ沈降していったものであることが分る。

②ウェッデル海、ロス海などの南極海域で沈降が見られるが、これらの海盆の循環に捉

えられ、海盆内の沈降流の強い場所で沈降している。

③北太平洋のアラスカ沿岸とカムチャッカ半島東部沿岸の沈降した表層水は、北太平洋亜熱帯循環と亜寒帯循環の境界部を流れる黒潮続流と亜寒帯循環の海水が運ばれる過程で、アメリカ大陸西部沖海域での沈降域とアラスカ沿岸やカムチャッカ沿岸の強い沈降域で中層へと沈降したものである。

④北太平洋亜熱帯循環の周辺部に見られる表層水は、主として亜熱帯循環の中央部から移動してきたものである。

⑤太平洋東部の赤道域（南北赤道反流域）の表層水は、赤道域の海水が東に運ばれたものである。

図3-2-7は、表層へ湧昇してきた中層水の出発点（A）と、終着点（B）を示している。これらの図によると、

①南極海と海域ACC全域で湧昇した中層水が分布することが分るが、これらは周極流域で湧昇したものである。

②ニュージーランド島周辺の南太平洋に分布する中層水は、亜熱帯循環系の中層水がオーストラリア東沿岸とニュージーランド島の西部で湧昇したものである。

③35°N以北の北太平洋の広い海域に分布する中層水は、20°Sから太平洋西岸に達した後、沿岸沿いにカムチャッカに達する亜熱帯循環系の中層水が太平洋西岸で湧昇したものと、アラスカやカムチャッカ半島沖で湧昇した亜寒帯循環系の中層水である。

④太平洋の10°Nの緯度線や10°S線に沿って太平洋を東西に伸びて分布する中層水は、赤道反流に関連している。

図3-2-8に、深層から中層へと移動した粒子群の出発点（A）と終着点（B）を図示した。これらの図に認められる中層と深層との間の海水移動の特徴は次の通りである。

①北太平洋の西岸に沿って、ニューギニアからベーリング海に至る湧昇域で、水平にはあまり移動することなく、深層水が中層へと移動している。

②北太平洋東部でも湧昇が見られる。

③南太平洋ペルー沖でも深層水が中層へと移動している。

④ドレーク海峡以西の周極流海域で、大量の深層水が中層へ移動するが、10年後に移動する先は大西洋、インド洋南方の周極流域である。

⑤図には示さなかったが、インド洋へ移動する太平洋深層水は、多島海入口附近に分布していた水である。ACC北縁の中層水は、ACCの深層に移動するが、特に、太平洋の中層水が10年間で大西洋のACC域の深層に移動していることが目立っている。

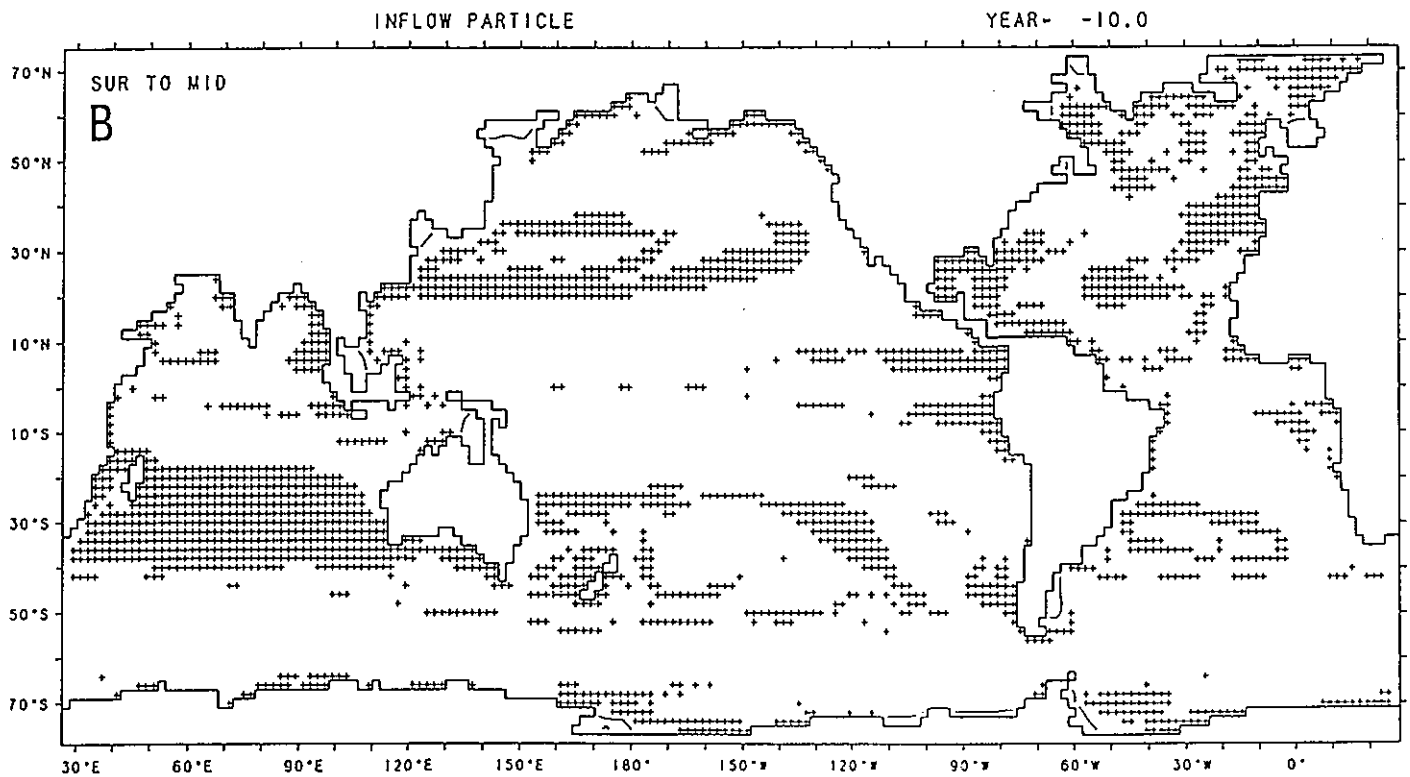
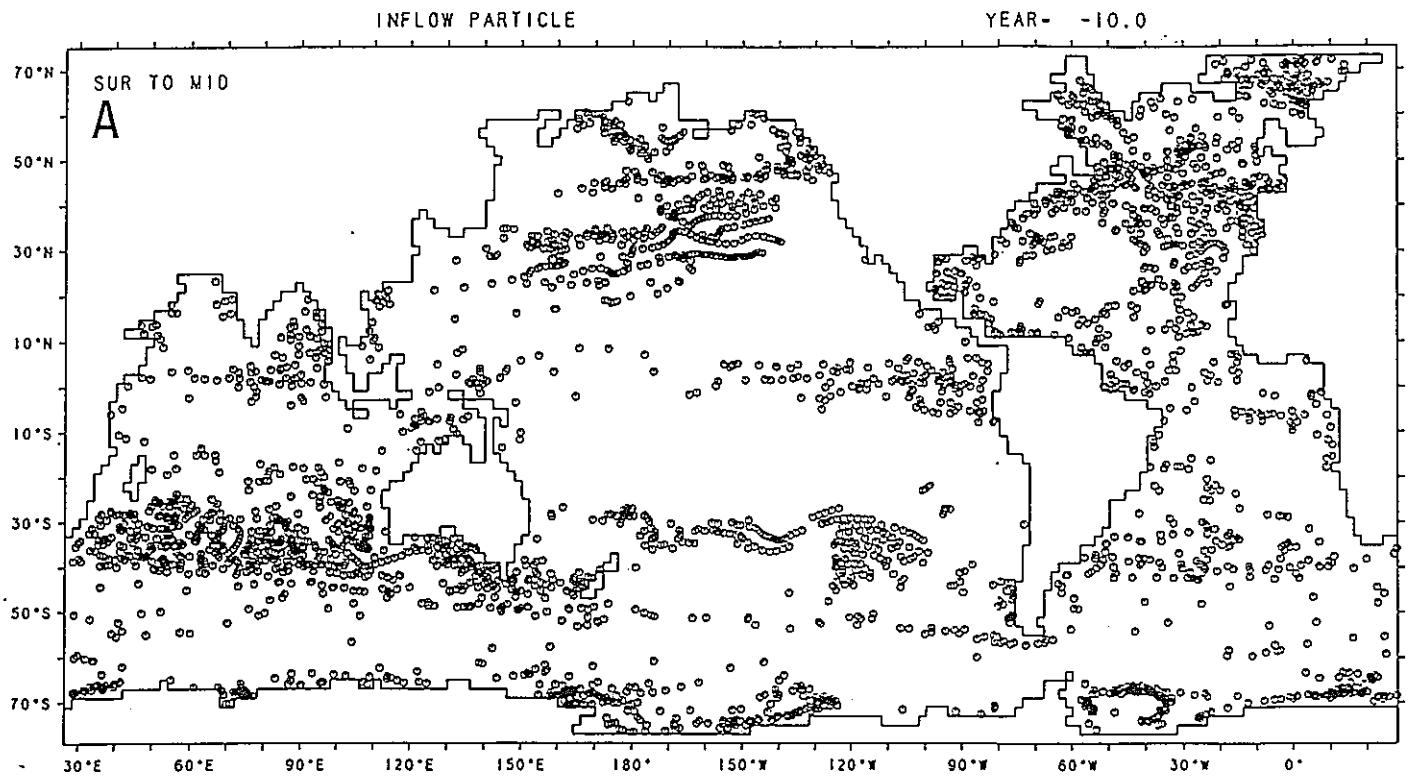


図3-2-6. 10年間で表層から中層へ沈降した粒子の位置関係。A：出発点，B：終着点

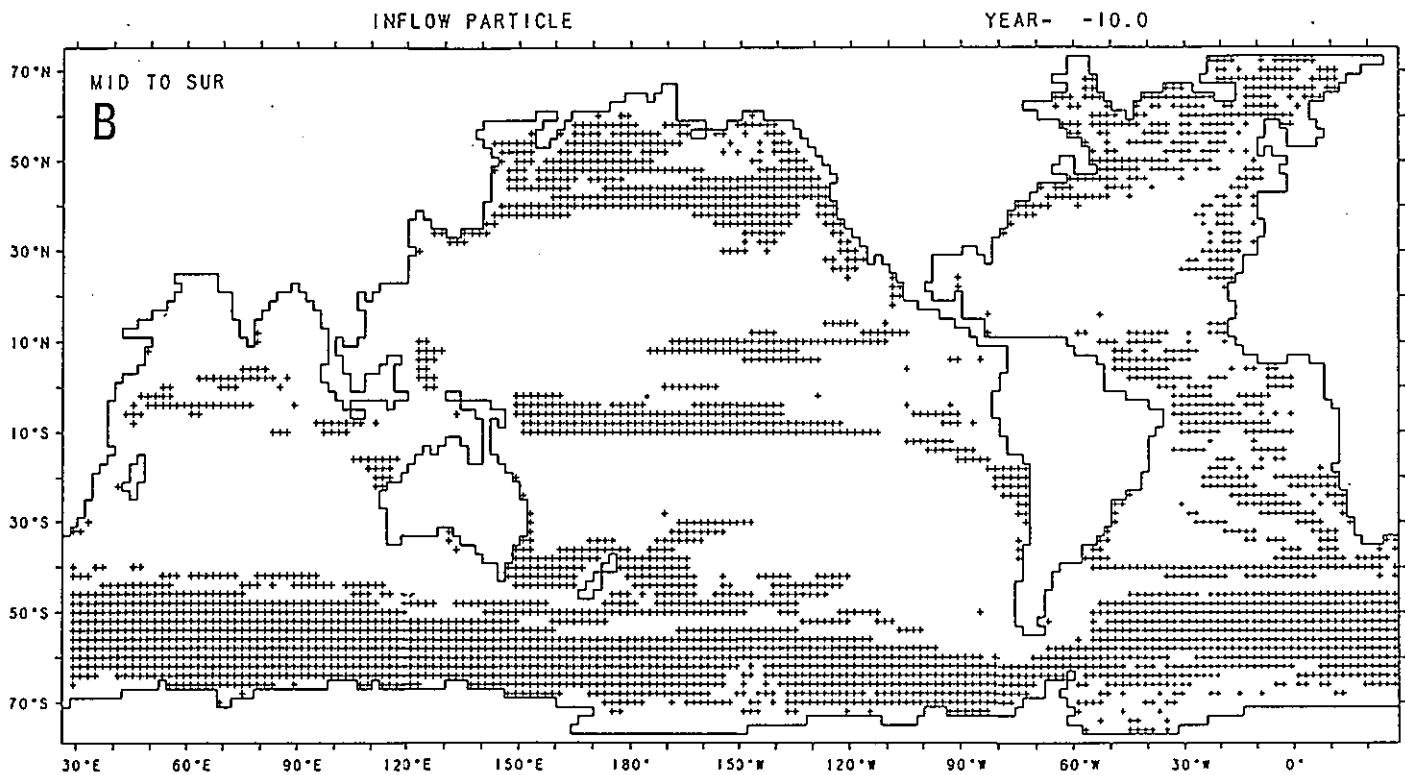
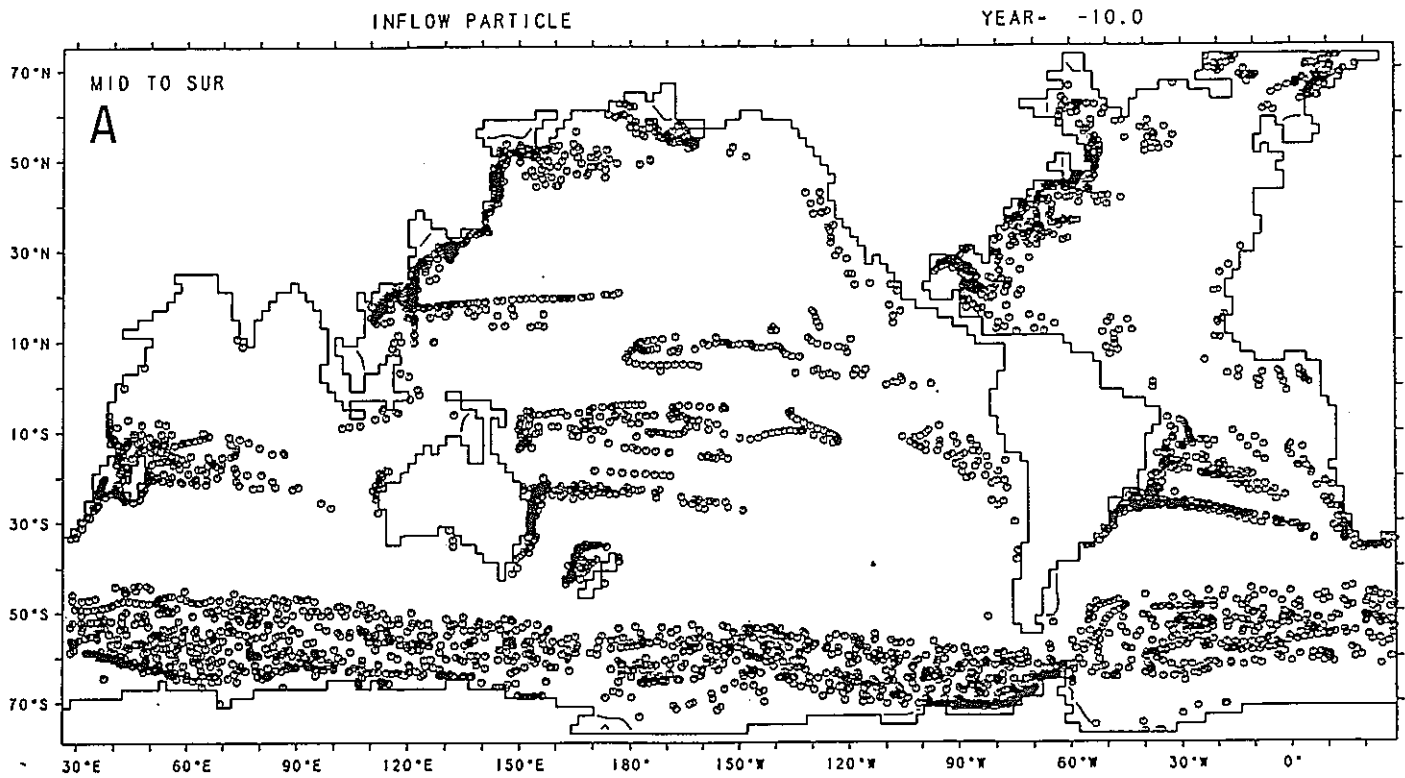


図3-2-7. 10年間で中層から表層へ湧昇した粒子の位置関係。A：出発点，B：終着点

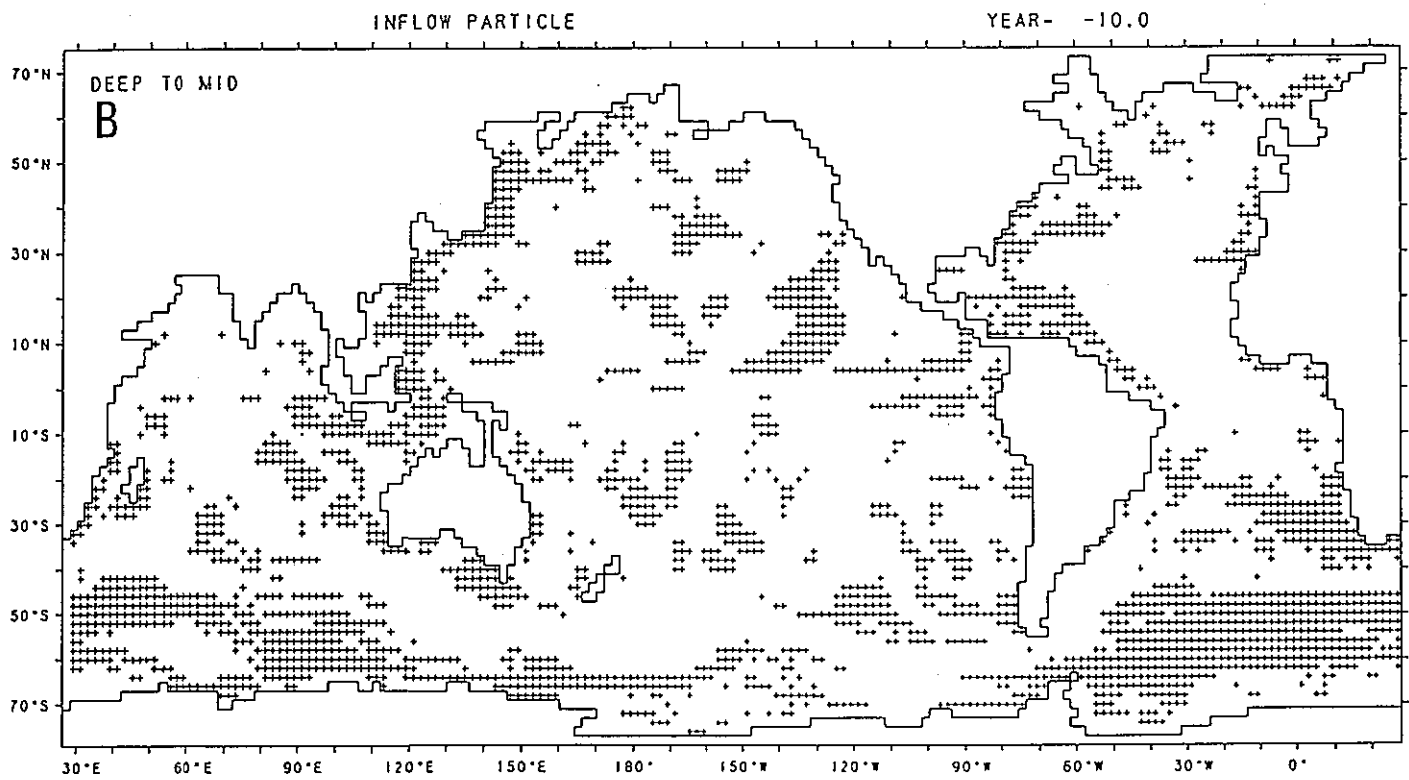
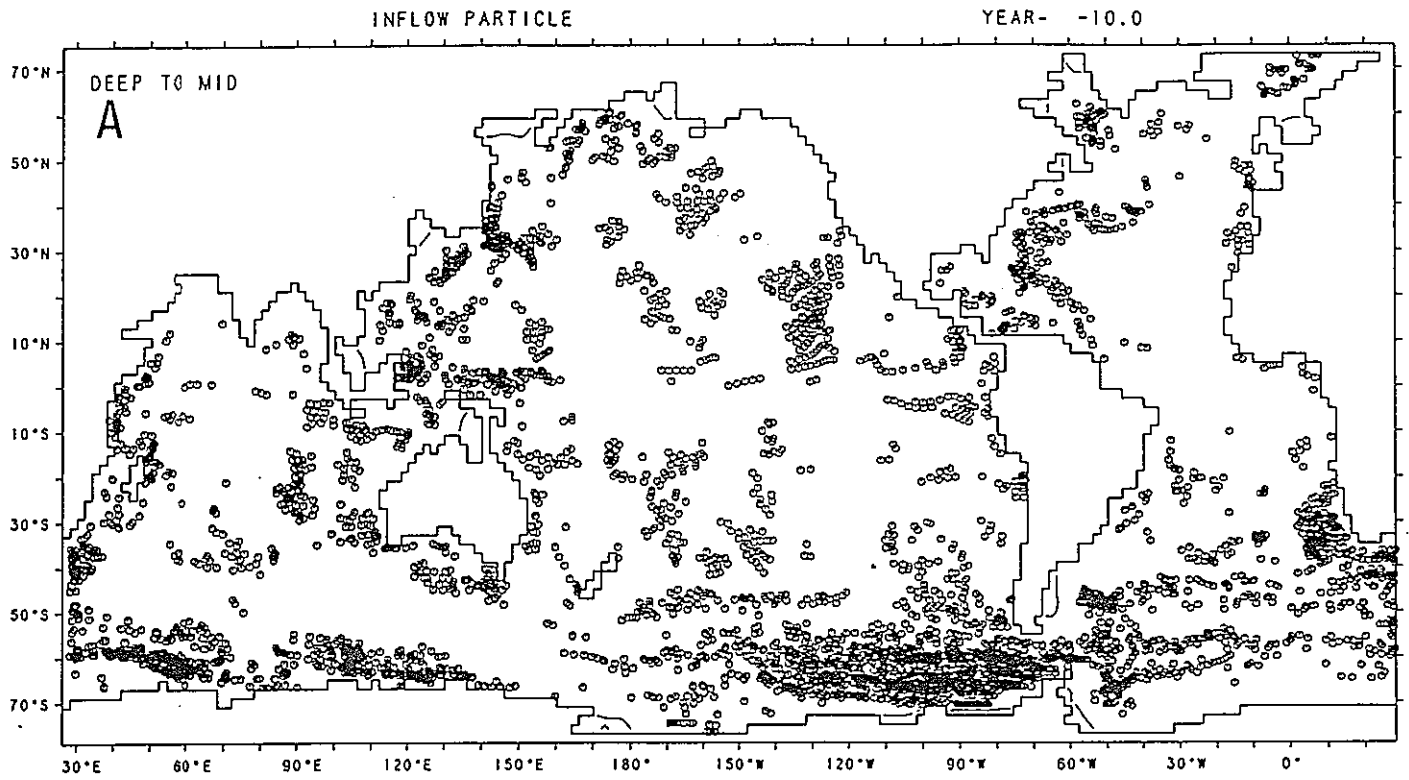


図3-2-8. 10年間で深層から中層へ湧昇した粒子の位置関係。A：出発点，B：終着点

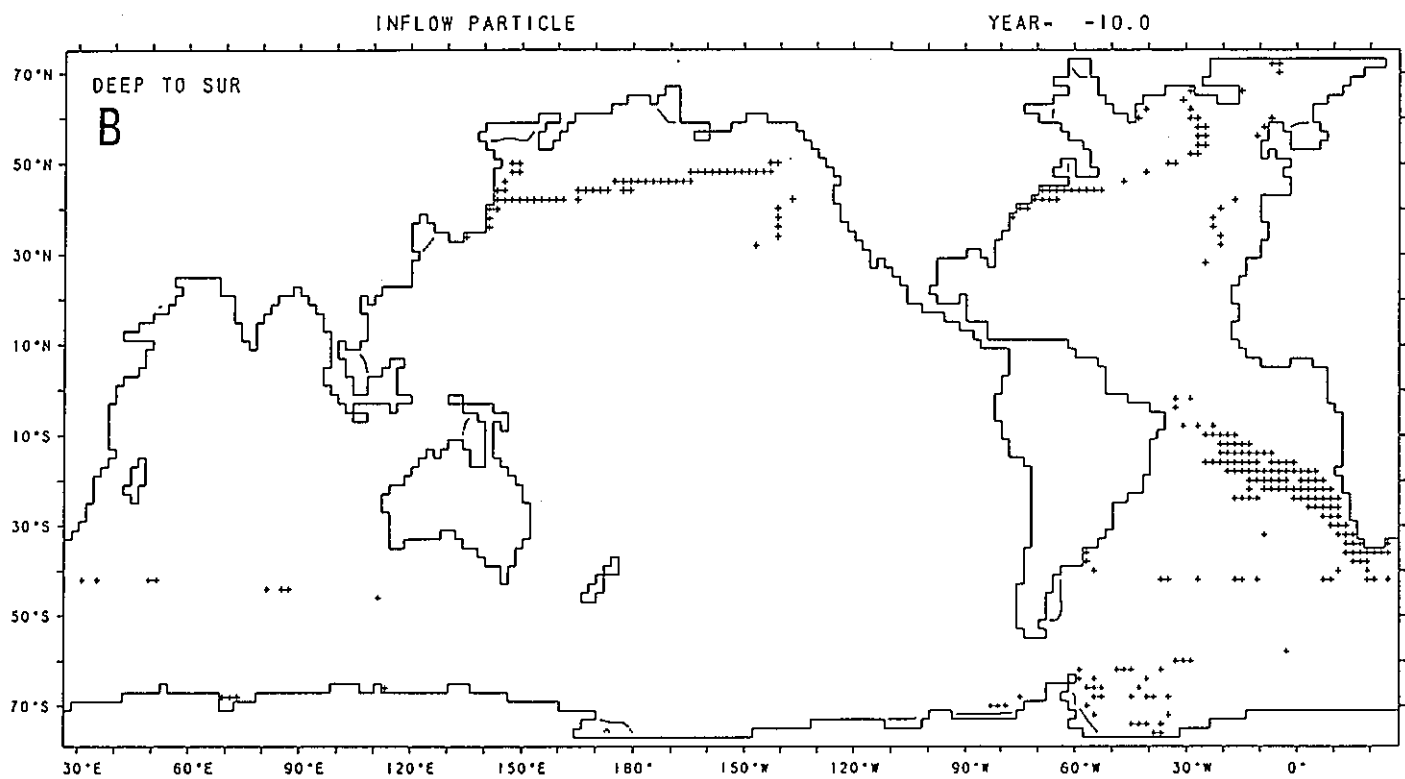
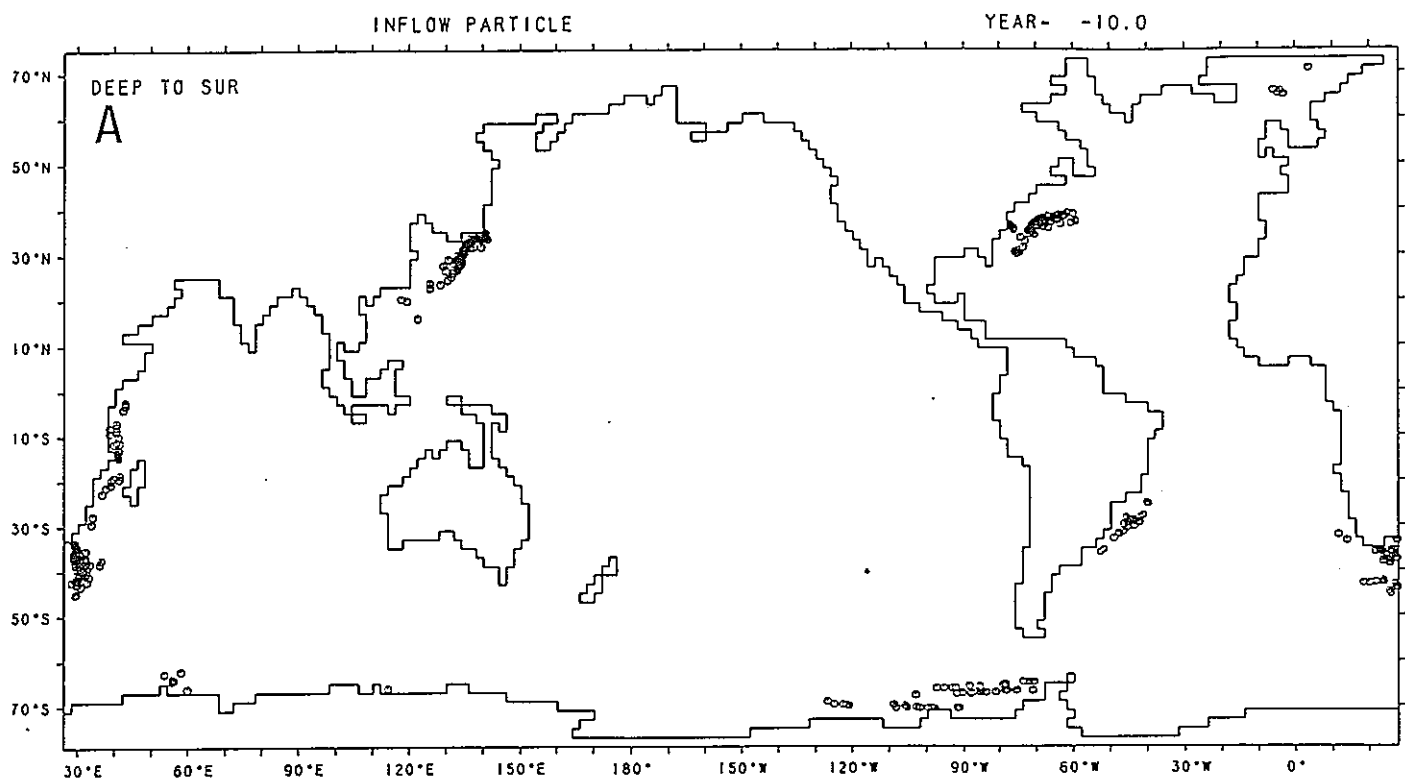


図3-2-9. 10年間で深層から表層へ湧昇した粒子の位置関係。A：出発点，B：終着点

図3-2-9は、深層から直接表層へ移動した粒子群の出発点(A)と終着点(B)を示している。

①太平洋では、10年間で深層から表層まで湧昇してくる海域は黒潮域だけである。図3-2-5の鉛直流の分布を見ると、これは四国フィリピン海の黒潮の下の深層水が、日本周辺の沿岸の湧昇域で表層へ移動し、黒潮に乗って東方に移動したものであることが分る。その他の海域では、北極海、南北大西洋西岸、インド洋西岸、喜望峰周辺、南極半島西部の深層水が、10年間で表層まで湧昇している。

②図には示さなかったが、10年間で表層から深層へ沈降する海域は、アラスカ南沖、カムチャッカ半島東沖、ロス海、ウェッデル海、グリーンランド南、北極海などである。

図3-2-6～図3-2-9に示した粒子群の分布状況と、図3-2-4～図3-2-5の水平および鉛直流速の分布を併せて眺めると、層間を移動した水塊の運動過程については、おおよその見当はつくが、的確に理解することは難しい。

3-2-7) 海盆間の海水移動

(1) 太平洋の表層水の移動過程

太平洋各海盆の表層への表層水の移動過程を検討する。図3-2-10Aは、WPの表層へ他海盆から表層水が移動する状況を示している。○印は10年前の粒子の位置を示し、+印は現在の表層における位置を示している。図では、10年間の追跡の出発点と終着点のみを示している。ある特定粒子の移動経路は分からないし(軌跡を描くと分るが、ここでは図示していない)、鉛直位置についても詳しい情報は与えられていないが、移動する粒子が多数個の場合は、水塊としての移動経路は推定できる。図3-2-10Aによると、北からはNPの10°N以南の表層水が、WPの北部へ移動している。一方、南側からの流入ルートは2つある。第1のルートは、マダガスカル島周辺の表層水が喜望峰の南で東に向きを変え、ARやAGのACC北縁に沿って東進する海水と一緒にあって、ACCの北側をインド洋南部を通り抜けて、タスマニア島の南(145°E)からWPに入るルートである(ルート1)。第2のルートは、ARやACCの表層水が、ニュージーランド南の160°E付近からWPに入るルートである(ルート2)。これら2つのルートを移動した表層水は、ともにWPの南部に分布する。EPの表層に入る表層水は、WPとほぼ同じ過程をとり、WPの南端を通してEPへ移動する(図3-2-10B)。図3-2-10Cは、ACC表層からNPの表層へ移動する表層水の状況を示している。表層水は、170°WからWPの東部へ入った後に、EPへ移動して、NPへ移動するものと、120°～100°WからEPを経てNPへ移動するものとに分れる。WP北部の表層水は、1部がオーストラリア東から赤道反

流へ入り，残りは亜熱帯循環に乗ってEPを通過してNPへ入る。ごくわずかのインド洋多島海表層水がNPへ移動している。

中層水が太平洋各海盆の中層へ移動するルートは，図3-2-10D～Fに示すように，WPの表層水のルート1とはほぼ同じである。NPへの中層水の移動状況は，表層水の場合と同様である。また，図には示さなかったが，表層へ湧昇する中層水のルート，中層へ沈降する表層水のルートは，それぞれ中層水と表層水のルートに似ていて，それぞれのルートを通りながら鉛直に移動していることを示している。

(2) インドネシア多島海の through flow

図3-2-11A～Bは，太平洋の表層水がインド洋のMDCIに移動する状況を示している。北太平洋亜熱帯循環の南部，南太平洋亜熱帯循環北部の表層水が多島海を通過してインド洋に入ってくる。図3-2-12は，AGへ移動する表層水の移動状況を示しているが，図3-2-11とあわせて見ると，多島海に入った太平洋の表層水は， 10°S を東に進み，その北側の時計回りの循環，南側の反時計回りの循環にのった表層水と共に，マダガスカル島周辺からAGに移動する。図3-2-13はANへ移動する表層水のルートを示しているが，インド洋の表層水が，モザンビーク海峡を経て喜望峰沿岸を回って，南大西洋のANへ移動している。

(3) 中層水の移動

Warm water routeの下の中層水の動きを検討する。図3-2-11Cから，インド洋MDCI東部海盆の中層へ移動する太平洋の中層水は，多島海にごく近い海域に分布する中層水であり，through flowへの中層水の寄与は多くない。また，オーストラリア南西部の中層水は，北西に進んでMDCIの南部に分布していることが分る。図3-2-13Bはインド洋の中層水が，喜望峰沿岸を回って，南大西洋東部(AN)へ移動していることを示しているが，これは表層のwarm water routeと同じルートを中層水も移動していることを示している。

(4) 太平洋，インド洋の深層水

図3-2-14はACCの深層に移動する他海盆の深層水の状況を示し，図3-2-15はACCに隣接するインド洋，太平洋の各海盆間の深層水の交換状況を示している。図3-2-15Aに示されるように，AGにはインド洋西部の深層水と，北大西洋深層水と，ウェッデル海の深層水とが入って混じり合い，表層まで上昇して，南大西洋をブラジルのサンロケ岬を目指してwarm water routeを北西に進んでいく(図3-2-15B)。海盆CRSAの西部(図3-2-15B)には，大西洋の上部深層水，ウェッデル海から 30°E と 60°E の2つの谷間を北上した南極海の深層水，インド洋の深層水が移動し，CRSAの東部(図3-2-15C)へと移動している。South

Indian Basinの深層水は、 $120\sim 130^{\circ} E$ の谷間を北上してCRSA東部へ入り、タスマニアの南からタスマニア海盆、南西太平洋海盆（図3-2-15D）へと移動する。

南オーストラリア海盆(CRSA東部)とタスマニア海盆南縁の深層水がニュージーランド南の南西太平洋海盆の入口附近へと移動し、さらに進んで、ニュージーランド東のWPの深層を北上する（図3-2-15D）。WPの南西太平洋海盆の East Pacific Riseに沿って東西に分布する深層上部の深層水（図3-2-15E）は、riseを乗り越えるように東に向かって移動し、南米大陸沿いに北上してNPの深層へと移動する。WPとEPとの境界のrise上のEP深層上部の深層水は、沈降しながら東へ移動してからNPの深層へ移動する。 $160\sim 170^{\circ} W$ の狭い2つの谷間を通過してWPの水がNPへ移動している（図3-2-15F）。その両側のNPの深層水はWPへ移動している（図3-2-15D）。

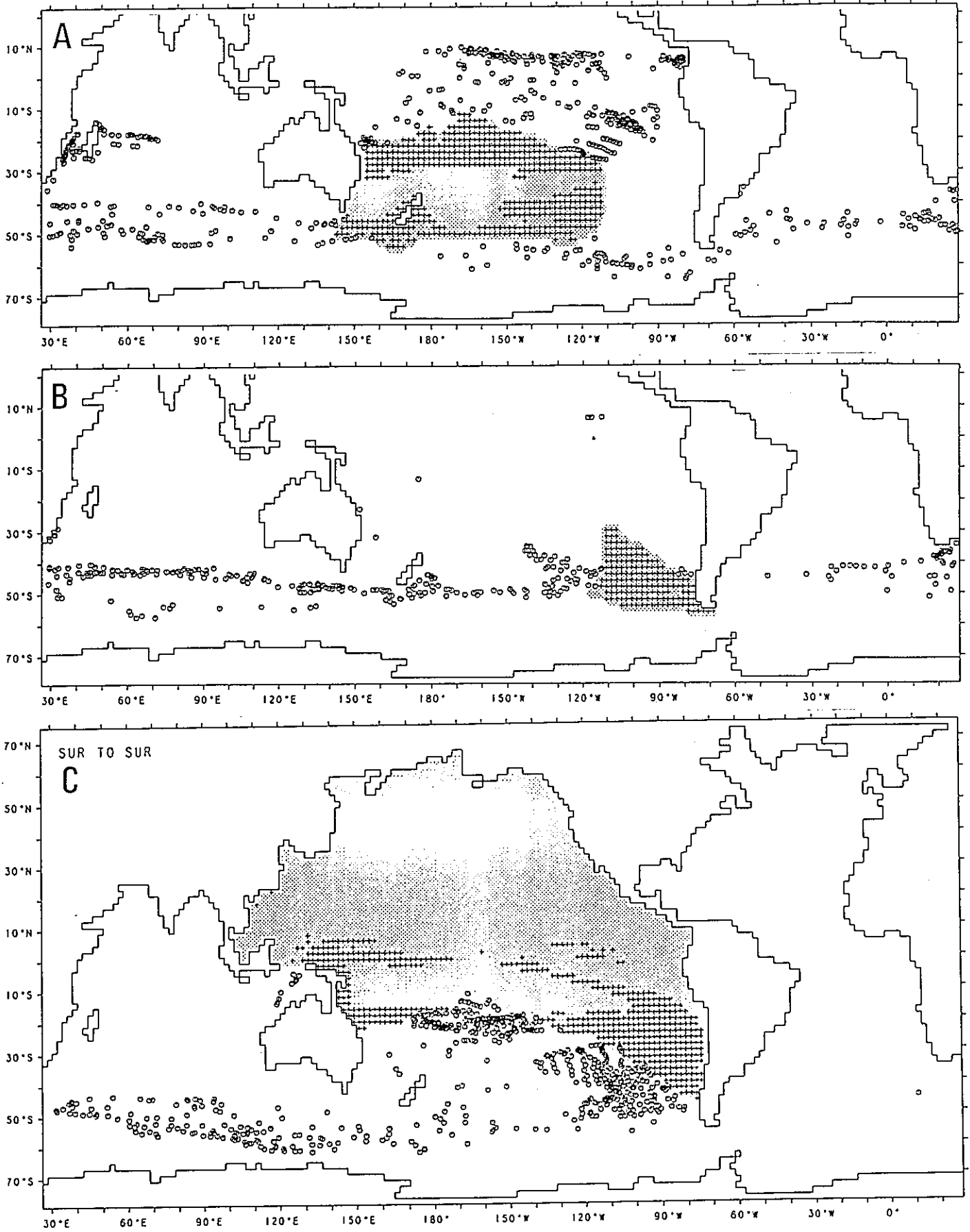


図3-2-10. (その1) 海水移動。対象海域は影をつけてある。

A : WPの表層へ移動する表層水, B : EPの表層へ移動する表層水,

C : NPの表層へ移動する表層水 (○印は10年前の出発点, +印は終着点)

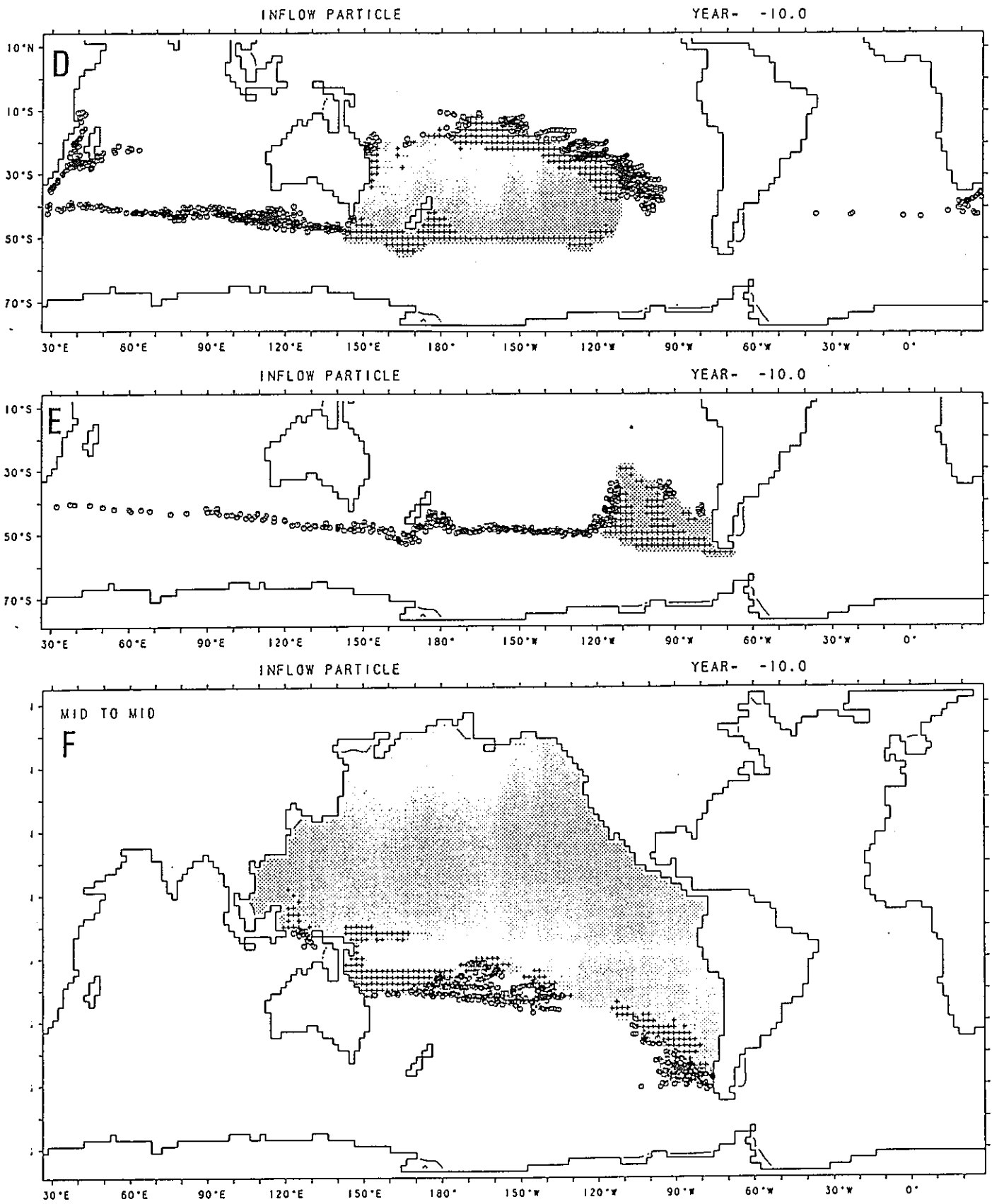


図3-2-10. (その2) 海水移動。対象海域は影をつけてある。

D : WPの中層へ移動する中層水, E : EPの中層へ移動する中層水,
 F : NPの中層へ移動する中層水 (○印は出発点, +印は終着点)

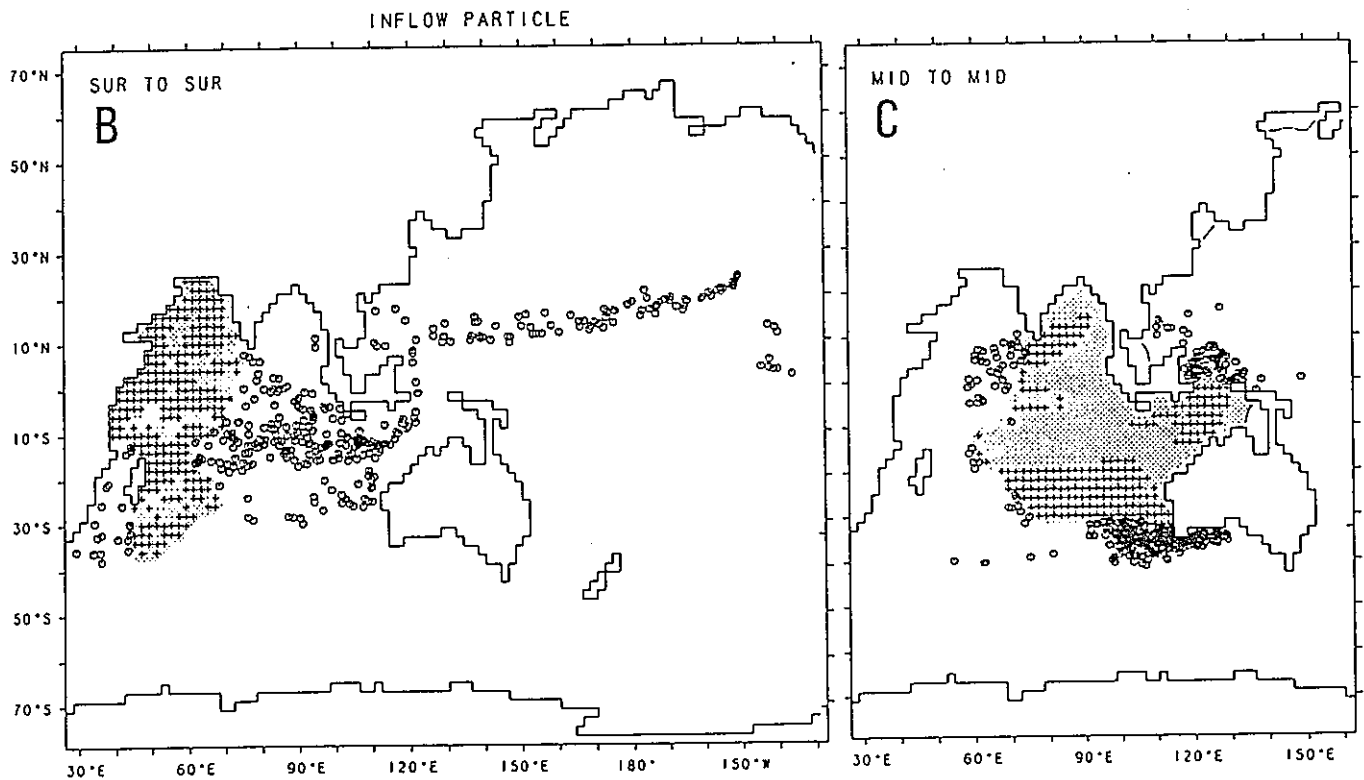
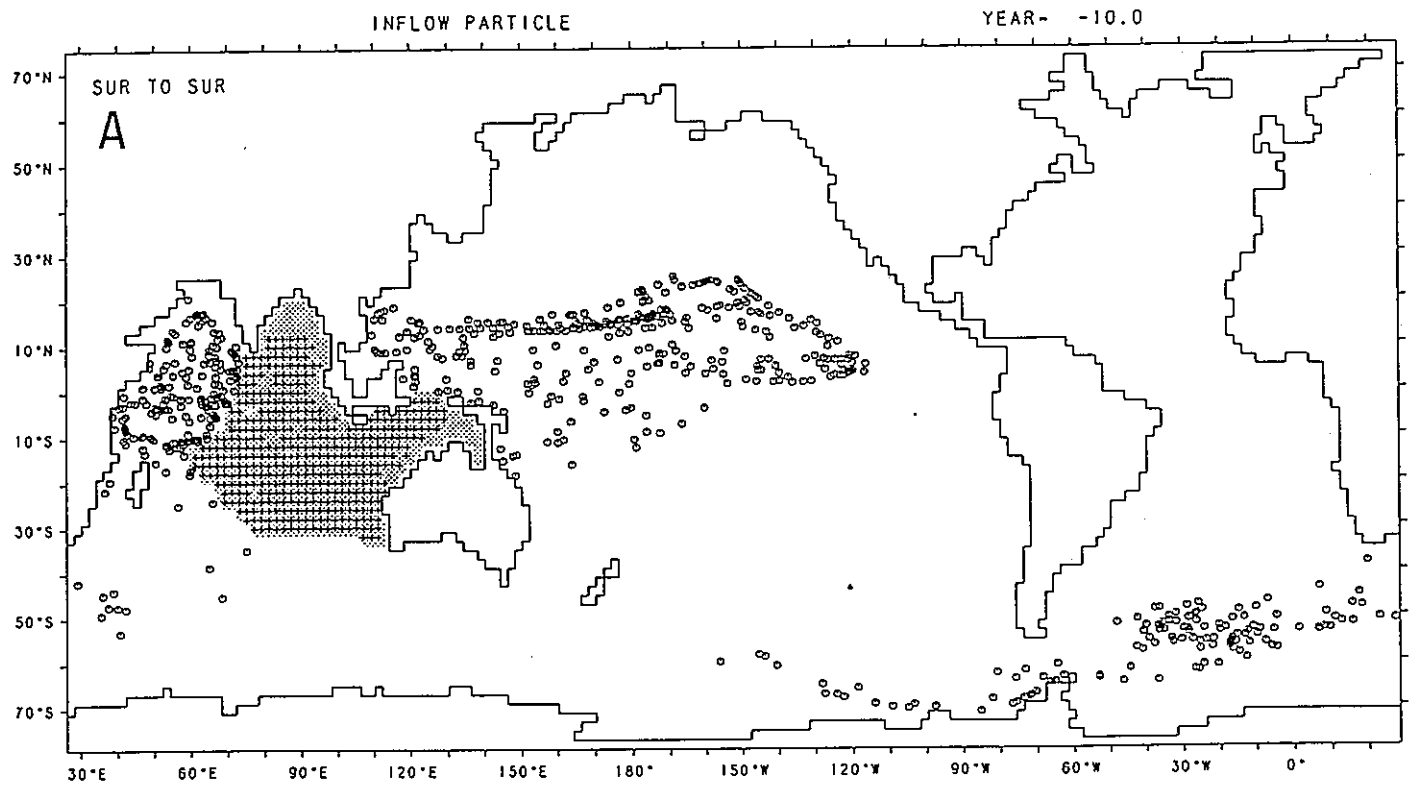


図3-2-11. 海水移動。対象海域は影をつけてある。○印は10年前の出発点，+印は終着点、
 A : MDCI東部の表層へ移動する表層水， B : MDCI西部の表層へ移動する表層水，
 C : MDCI東部の中層へ移動する中層水

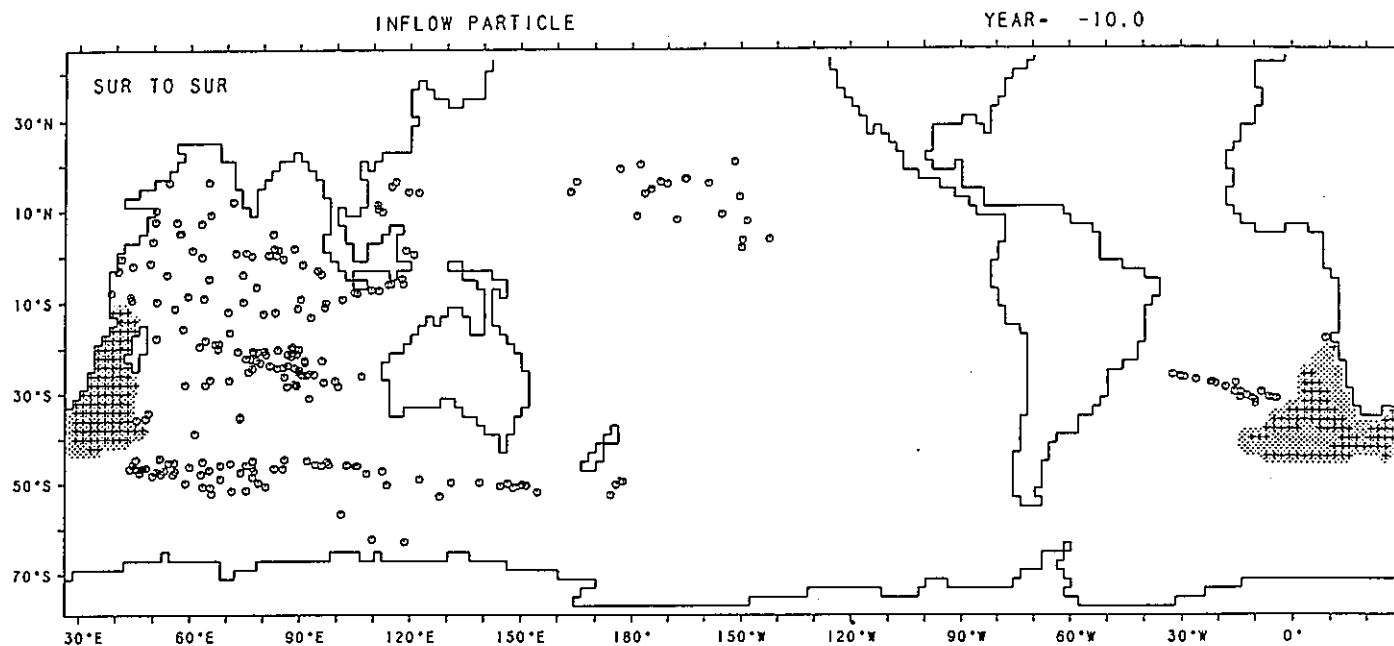


図3-2-12. 海水移動。対象海域は影をつけてある。○印は10年前の出発点，+印は終着点。
AGの表層へ移動する表層水

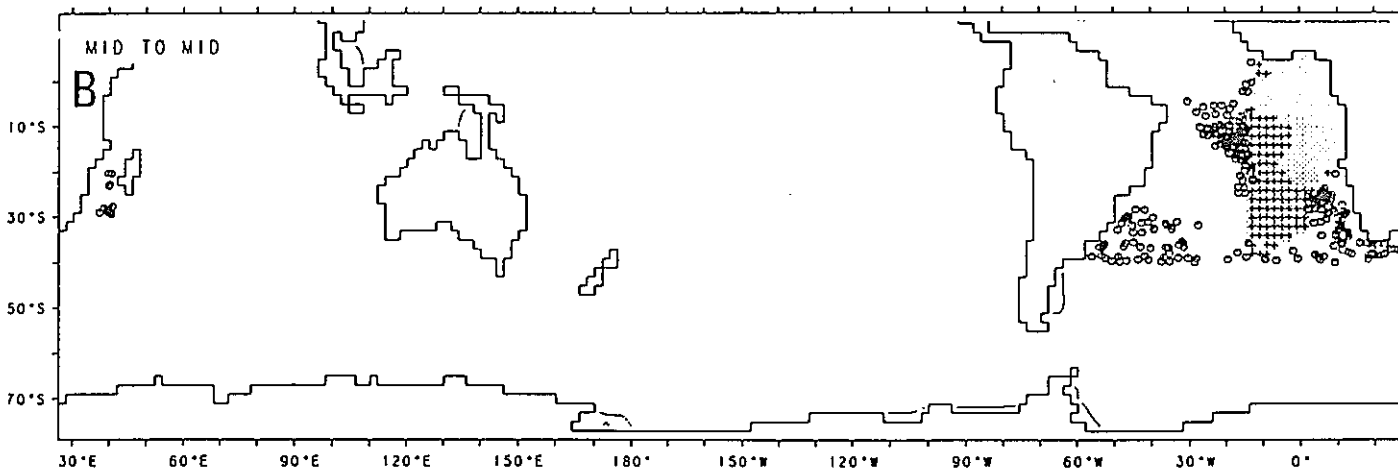
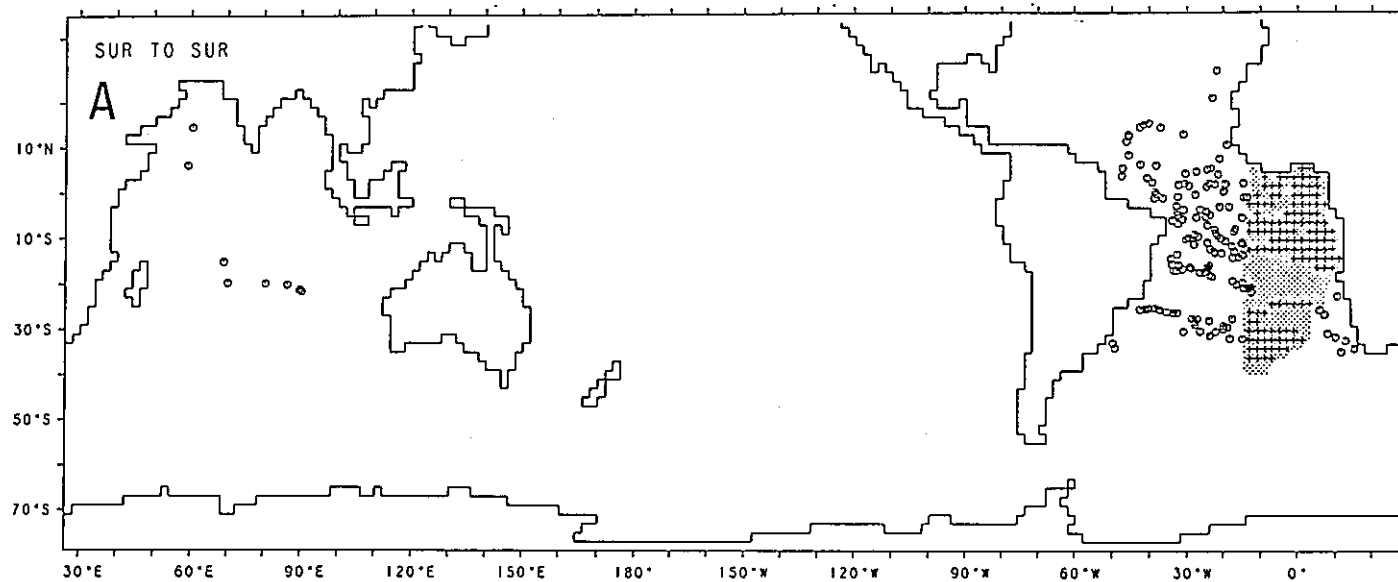


図3-2-13. 海水移動。対象海域は影をつけてある。○印は10年前の出発点，+印は終着点。
A : ANの表層へ移動する表層水， B : ANの中層へ移動する中層水

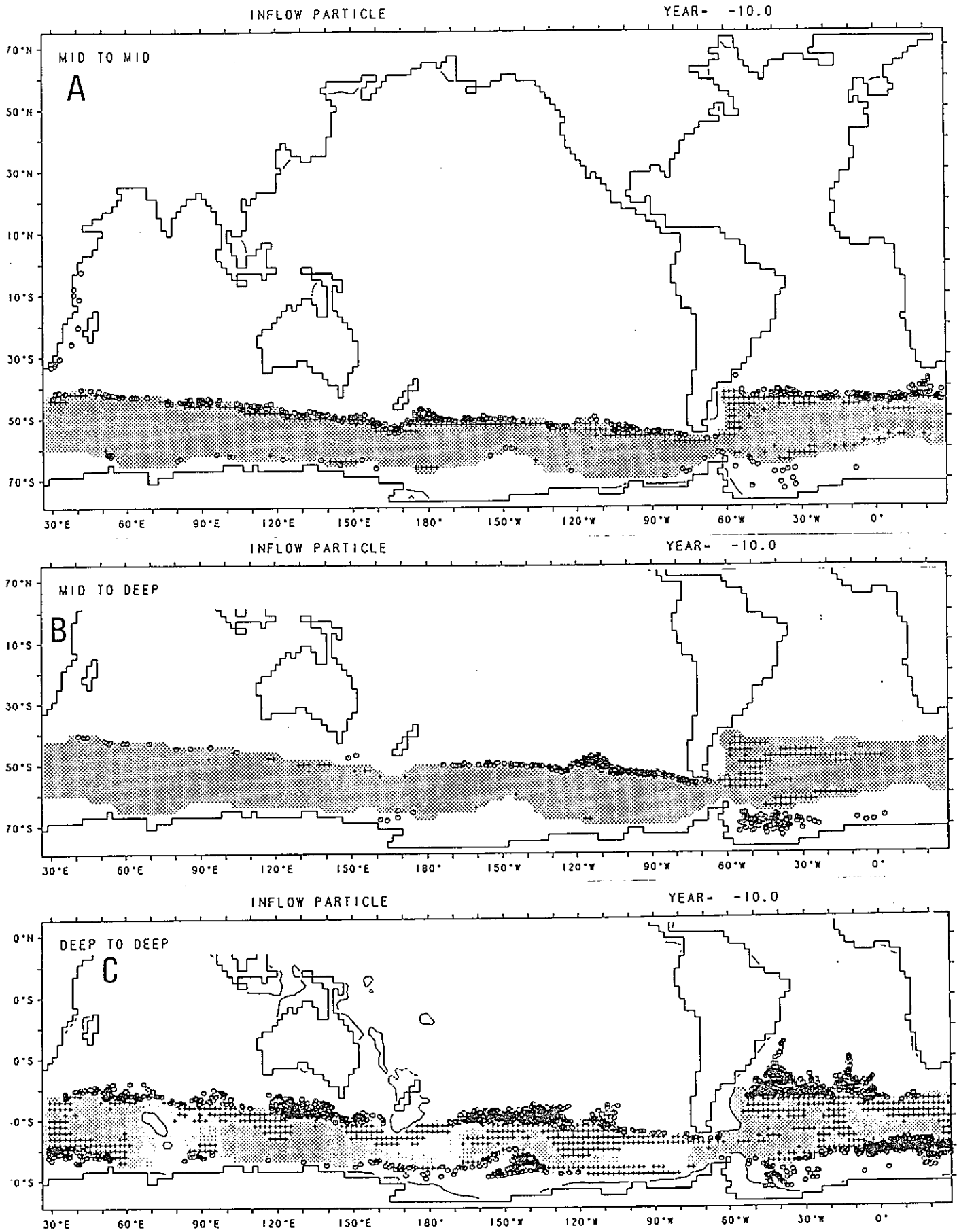


図3-2-14. 海水移動。対象海域は影をつけてある。○印は10年前の出発点，+印は終着点。
 A : ACCの中層へ移動する他海盆の中層水， B : ACCの深層へ移動する他海盆の中層水，
 C : ACCの深層へ移動する他海盆の深層水

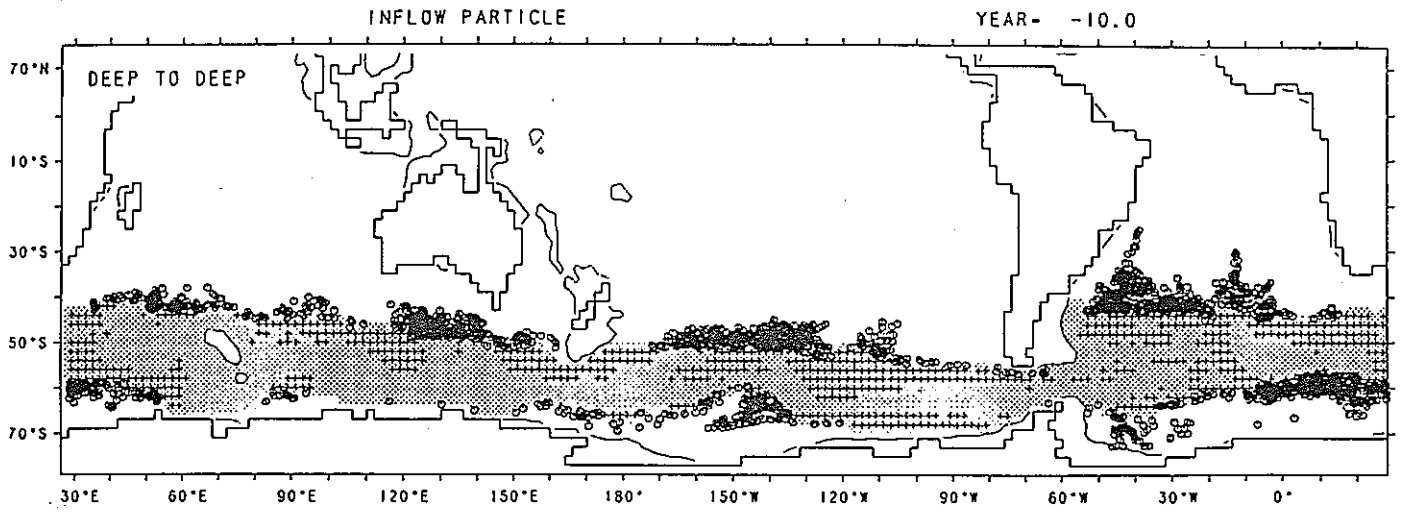


図3-2-14. ACCの中層へ移動する他海盆の中層水の移動。
対象海域は影をつけてある。○印は出発点，+印は終着点。

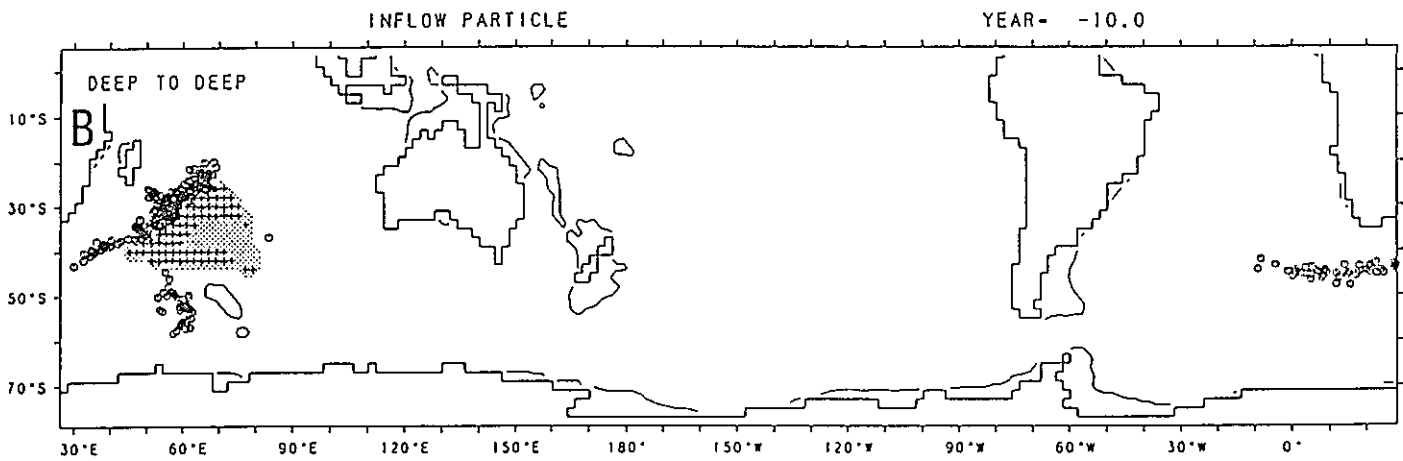
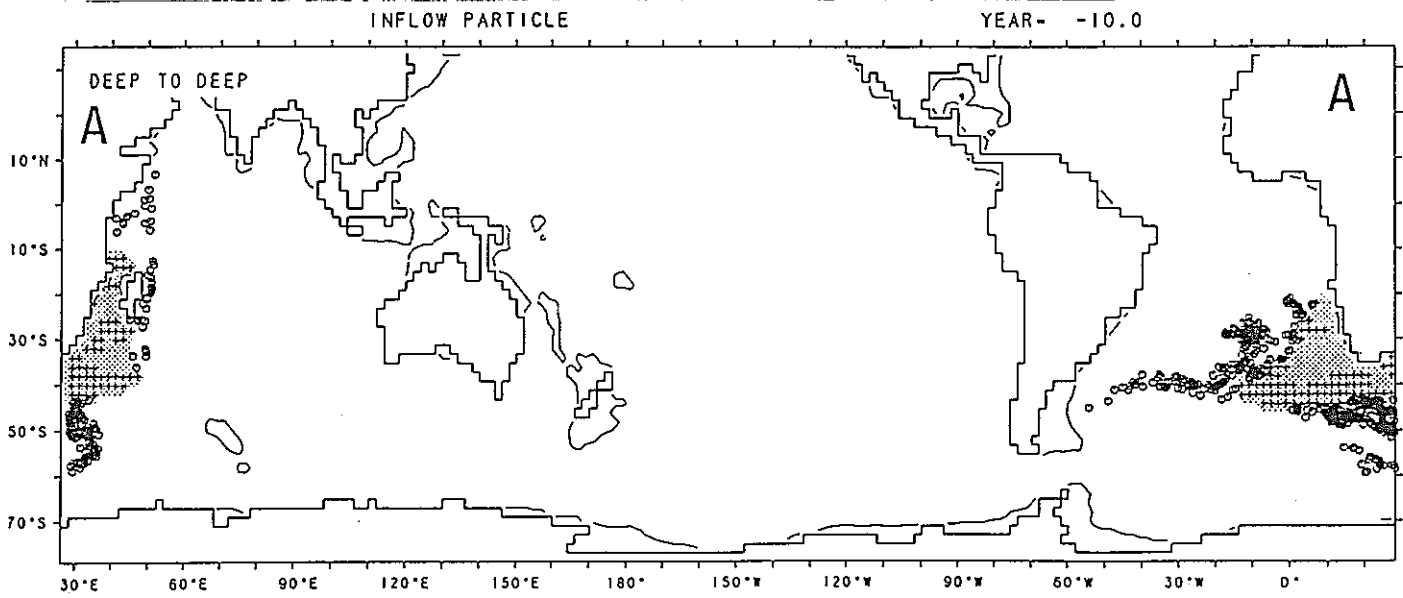


図3-2-15 (その1) .各海盆の深層へ移動する他海盆の深層水の移動。
対象海域は影をつけてある。○印は出発点、+印は終着点。
A : AG, B : CRSA西部

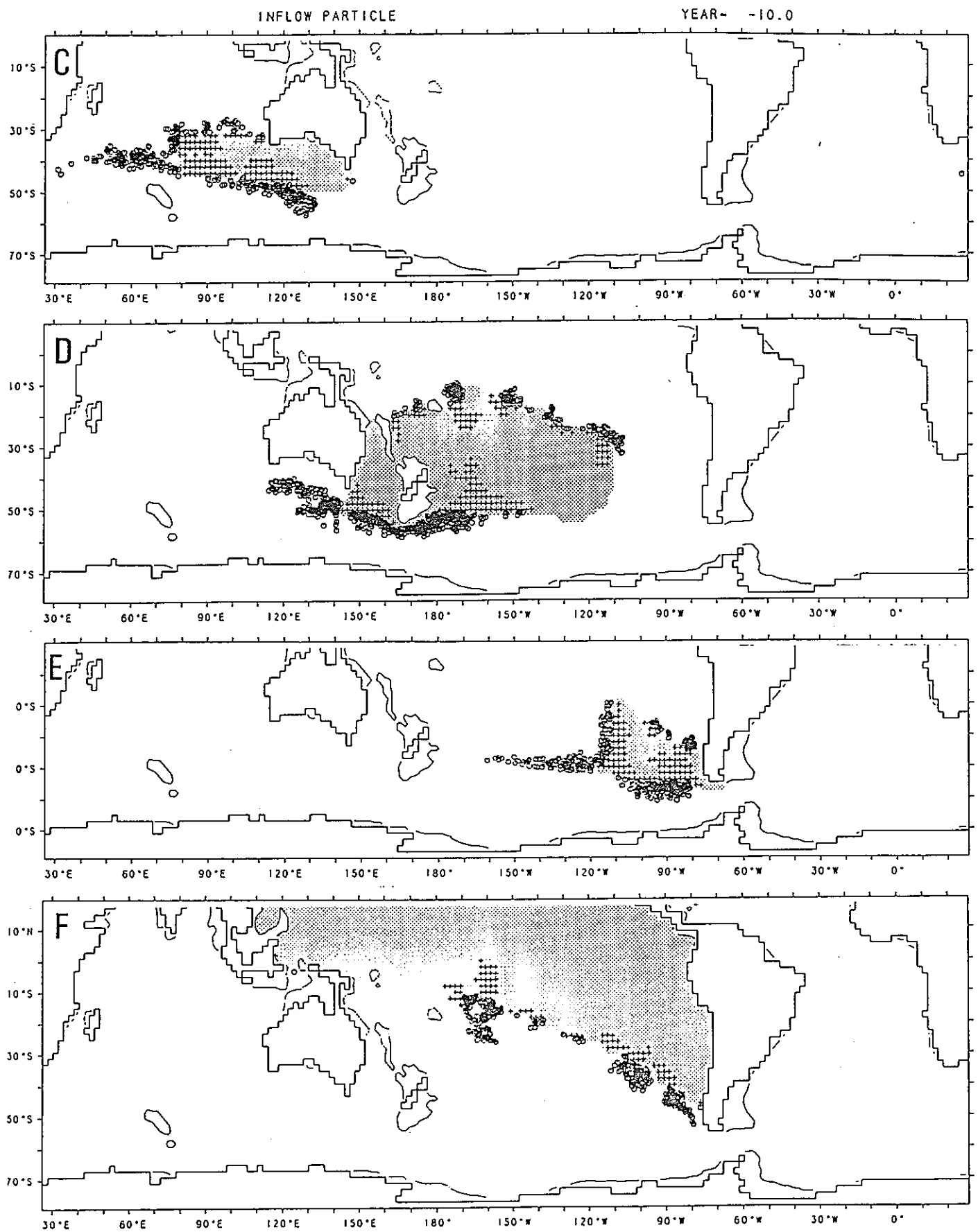


図3-2-15 (その2) .各海盆の深層へ移動する他海盆の深層水の移動。
 対象海域は影をつけてある。○印は出発点、+印は終着点。
 C : CRSA東部, D : WP, E : EP, F : NP

3-3) 赤道域等計算上の問題点及び今後の課題に関する事項

1) 流れの場に関するもの

診断モデルを用いて流速を求める意義の1つは、密度場の観測データに即した流れの場を客観的に、しかも定量的に得られることである。これにより粒子追跡によって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。全球的な海水運動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ることができない。

Fujio and Imasato (1991)や本研究が、Sarmiento and Bryan (1982)と異なり、 γ をコリオリ係数に依存させることによって、赤道の流れをうまく評価できた理由は次の通りである。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、コリオリ係数に反比例する。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、

$$\gamma = \gamma_0 |\sin \phi| \propto f \quad (3-3-1)$$

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非現実的な流れを効果的に除去し、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よって束縛させるには十分大きな値であるが、任意性は残っている。Sarmiento and Bryan (1982)は γ_0 に対する流速場の感度実験を行っているが問題は残っているようである。。

2) 水塊追跡に関するもの

粒子の運動は水塊の3次元的な運動の移流成分のみを表現している。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。

本研究では、既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ため、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。拡散成分を考えるとときには、乱れの強さに応じた乱数を計算機内で発生させることによって生ずる流速成分を(3-1-7)式のUに付加することになる。この拡散過程は非可逆過程であるから、時間を逆方向に進めることはできない。従って、本研究では、乱れを入れないで、移流によって行われる水塊輸送だけを検討している。

粒子の追跡期間に関する問題がある。これは粒子の追跡精度に関わる問題であり、長期にわたる追跡期間をとればとるだけ、誤差が増幅される心配がある。今回の計算では、50年ではかなりの誤差が見られるようである。従って、100年を越える長期間の追跡には、短期間の追跡を基礎にして、誤差を抑える新たな工夫が必要である。

3-4) その他広域海洋の流動評価コードに関連する事項

①粒子の位置を計算する時間間隔 Δt は最初に与えなければならないが、その値はグリッドの大きさと予想される流速の大きさで決る。粒子が進み過ぎると、その粒子についてのみ自動的に Δt を1/10にして計算し、なお進む過ぎる場合には、最大1/1000まで Δt を小さくして計算を行う。従って、精度の問題の1つは、最初の Δt をどれくらいの値に選ぶかということであり、いま1つは、流速をどれだけ精度よく、かつ小さいグリッドで評価できるかということである。

②このコードから得られる粒子に関する情報は、粒子の3次元位置、粒子の標識番号である。特定の粒子を呼出すには、標識番号を用いる方法と、位置を指定する方法がある。ある時刻にある範囲の海域に入っている粒子群を呼出すには、位置情報を用いるのが便利である。海盆間の海水の交換状況を、例えばある海域の海水が10年前にはどこにあった海水で構成されるのかを検討するには、現在の位置と10年前の位置を記号を変えてプロットすればよい。

③粒子の軌跡を描かせる場合には、適当な時間間隔で粒子の位置情報をファイルに記録しておく必要がある。間引き過ぎると軌跡がぎくしゃくし、島を横切ったかのような軌跡を描いてしまう場合もある。粒子群の軌跡の1例を図3-4-1に示した。 $2^\circ \times 2^\circ$ の1グリッド(図中■印)の125mと3000m深に、25個の粒子を配置して、日本沿岸の2箇所から放流し、10年間追跡した結果である。

④隣接海盆間の交換量の定量的な評価をするような場合には、各粒子が代表する体積の大小に注意する必要がある。本研究で行なったように、標識粒子を初期に水平には各格子($2^\circ \times 2^\circ$)に1個、鉛直には125m深から250m毎に配置した場合、初期に緯度 ϕ に置かれた粒子1個が代表する体積は

$$(2\pi R/180)^2 \times 0.25 \times \cos \phi \quad (\text{km}^3)$$

となる(Rは地球の半径: km)。高緯度になるにつれて格子の東西幅は小さくなるので、初期に緯度 ϕ に置かれた1粒子が代表する海水体積は高緯度ほど小さくなり、緯度60度に置かれた粒子では赤道での粒子が代表する体積の1/2となる。従って、初期に低緯度にあった粒子が高緯度に移動したり、逆に高緯度にあった粒子が低緯度に移動する場合には、交換量や置換時間を評価するのに、単に粒子数による評価をすると、誤差が大きくなる。従って、各粒子が代表する体積を、第3の情報として各粒子に与えておくことが必要である。

⑤粒子群が出発点で持っていた物理量、たとえば水温、塩分、トレーサー量などを第3

の情報量として背負わせれば，これらの輸送量の評価が可能になる。

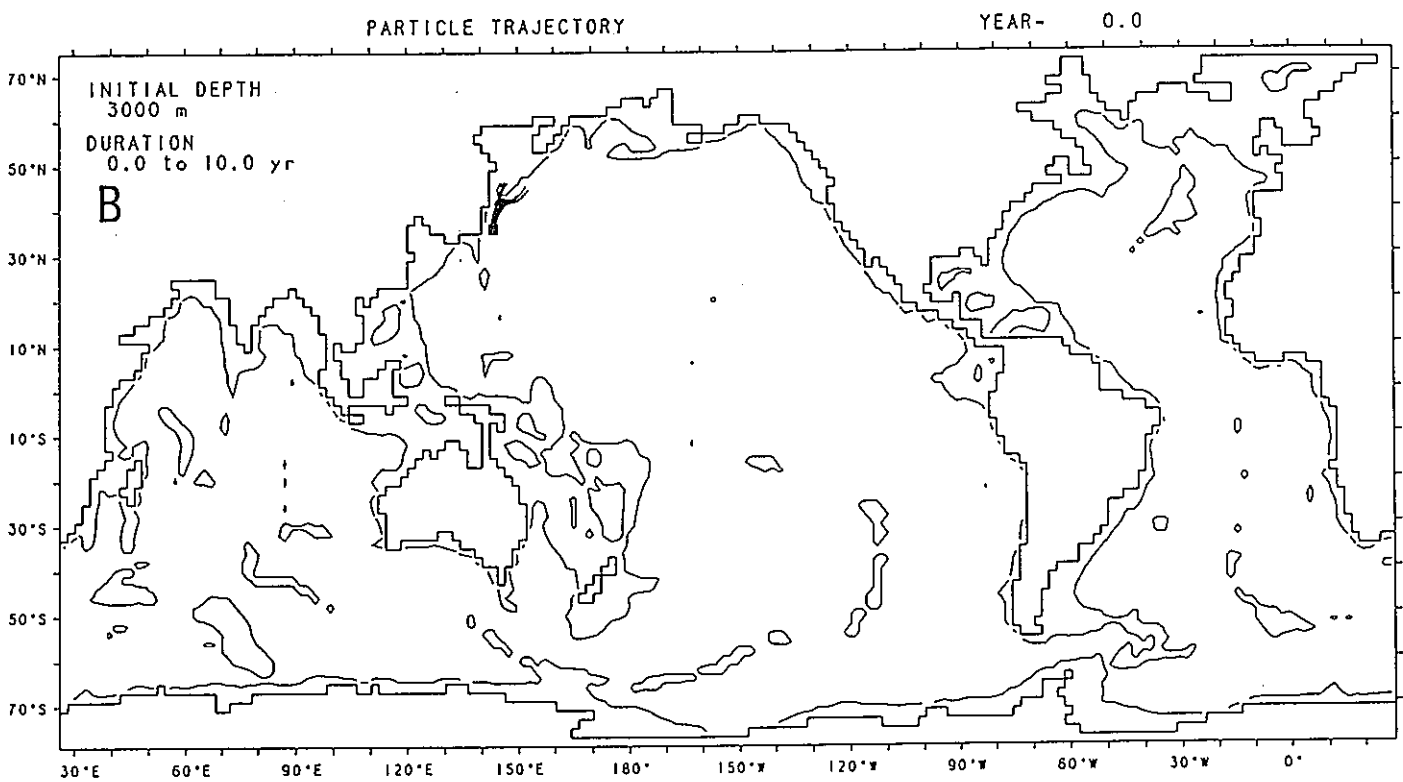
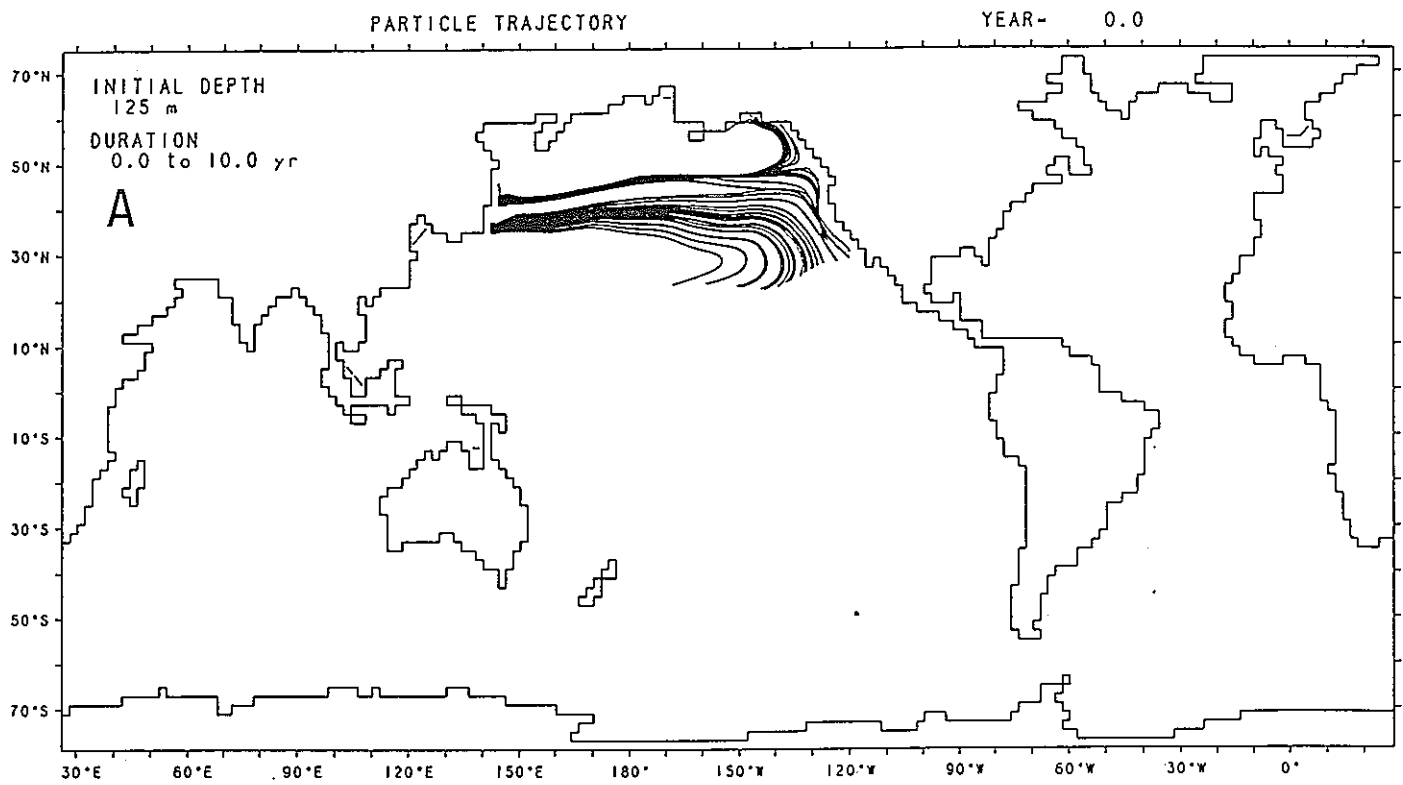


図3-4-1. 1 グリッド (図中■印で示す) に25個の粒子を配置した粒子群の10年間の軌跡。
A : 初期の深さは125 m, B : 初期の深さは3000 m

引用文献

- Fujio, S., and N. Imasato (1991): Diagnostic calculation for circulation and water mass movement in the deep Pacific. *J. Geophys. Res.*, 96, 759-774.
- Fujio, S., T. Kadowaki and N. Imasato (1992a): World ocean circulation diagnostically derived from hydrographic and wind stress fields. Part 1: The velocity field. *J. Geophys. Res.*, 97, 11163-11176.
- Fujio, S., T. Kadowaki and N. Imasato (1992b): World ocean circulation diagnostically derived from hydrographic and wind stress fields. Part 2: The water movement. *J. Geophys. Res.*, 97, 14439-14452.
- 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.
- 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.
- Hellerman, S., and M. Rosenstein (1983): Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1093-1104.
- Imasato, N., T. Awaji and H. Kunishi (1980): Tidal exchange through Naruto, Akashi and Kitan Straits. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 36, 151-162.
- 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 A.W. Mantyla (1978): On the mid-depth circulation of the North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 946-951.
- Rintoul, S.R. (1991): South Atlantic interbasin exchange. *J. Geophys. Res.*, 96, 2675-2692.
- Roemmich, D., and T. McCallister (1989): Large scale circulation of the North Pacific Ocean. *Prog. Oceanogr.*, 22, 171-204.
- Sarmiento, J.L., and K. Bryan (1982): An ocean transport model for the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 87, 394-408.
- Taira, K., S. Kitagawa, K. Uehara, H. Ichikawa, H. Hachiya and T. Teramoto (1990): Direct measurements of mid-depth circulation in the Shikoku Basin by tracking SOFAR floats. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 46, 296-306.
- Toggweiler, J.R., K. Dixon, and K. Bryan (1989): Simulations of radio-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.
- 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.