

放射性物質広域海洋拡散モデルの開発とコード化

(研究報告)

2000年10月

核燃料サイクル開発機構
東海事業所

本資料の全部または一部を複写・複製・転写する場合は、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)
2000

放射性物質広域海洋拡散モデルの開発とコード化

(研究報告)

中野 政尚, 渡辺 均, 圓尾 好宏

要 旨

海洋に放出された液体放射性廃棄物の長期的環境影響を評価するため、広域海洋拡散モデルの構築とコード化を行った。本研究では、全球の海洋流速場の導出方法に始まり、粒子追跡手法による流動拡散評価、核実験降下物の拡散シミュレーションによるコードの検証等について検討した。

診断モデルによって得られた全球流速場は現実海洋を十分に再現できており、拡散方程式とランダムウォーク法による拡散評価結果は同等であることを確認した。

また、診断モデルによって得られた全球流速場とランダムウォーク法を組み合わせ、1960年代を中心にに行われた大気圏核実験による放射性降下物の海洋拡散シミュレーションを行ったところ、 ^{137}Cs 及び ^{90}Sr では海水中濃度の観測値とよくあうものの、スキャベンジングによって海底に降下していく $^{239,240}\text{Pu}$ に関しては、再現できなかった。このことから、Pu スキャベンジングモデルの作成を行い、本コードに付加する必要性が明らかになった。

一方、水平及び鉛直拡散係数を変化させ、核実験降下物の拡散シミュレーションを行うことにより、最適な拡散係数の設定を行うことができた。

The Development of Model and Computer Program
for Radioactivity Diffusion in Global Ocean

Masanao NAKANO, Hitoshi WATANABE and Yoshihiro MARUO

Abstract

To evaluate the long-term environmental effect from the liquid radioactive effluent discharged to the ocean, the radioactivity diffusion model in global ocean and its computer program have been developed. This study consists of the method for the calculation of the velocity field for global ocean, movement and diffusion by particle chasing method, and the model validation by the simulation for the radioactive fallout from the atmospheric nuclear tests.

The velocity field obtained by the diagnostic model represented real ocean very well. And it was confirmed that the result of the diffusion by random walk method was equal to that by the diffusion equation.

Combined the current field obtained by the diagnosis model and random walk method, the simulation for the radioactive fallout from the atmospheric nuclear tests was carried out. As for ^{137}Cs and ^{90}Sr , the calculated value was agreed with the observed value. But as for $^{239,240}\text{Pu}$, the calculated value was not agreed because of the scavenging process. This result implied the necessity for adding Pu scavenging model to this diffusion code.

The other side, the appropriate horizontal and vertical diffusion coefficients can be set up by the simulation with changing these coefficients.

Environmental Protection Section, Environmental and Safety division, Tokai Works

目 次

1	はじめに	1
2	全球海洋の年平均流速場の計算	2
2.1	全球海洋の流動調査法	2
2.1.1	直接観測法	2
2.1.2	間接的測定法	6
2.2	流動評価方法	7
2.2.1	流動の評価方法	7
2.2.2	海洋循環の力学	8
2.2.3	数値モデルの現状	8
2.2.4	数値モデルによる予報と診断	9
2.2.5	本調査で用いる流動評価手法	10
2.3	初期条件の設定	11
2.4	年平均流速場の計算手法	15
2.4.1	頑丈な診断モデル	15
2.4.2	方程式および計算手法の概要	15
2.4.3	計算条件	19
2.5	年平均流速場の計算結果と考察	21
2.5.1	表層の流速場	21
2.5.2	中層の流速場	21
2.5.3	深層の流速場	22
2.5.4	鉛直流	28
3	粒子追跡・拡散評価手法	32
3.1	粒子追跡手法の概要	32
3.2	粒子追跡手法を応用した拡散濃度評価手法	33
3.2.1	粒子追跡計算における乱れの大きさの評価	34
3.2.2	粒子追跡計算手法の長所	37
3.2.3	粒子追跡計算手法の考慮すべき点	42
3.2.4	粒子追跡手法で用いる流速場について	43

3.3	解析解とモンテカルロ法による拡散解の比較.....	44
3.3.1	検討ケース.....	44
3.3.2	計算条件.....	44
3.3.3	計算結果.....	45
3.3.4	検討結果のまとめ.....	55
3.4	年平均流速場における拡散濃度評価の予備的検討.....	56
3.4.1	拡散係数の設定について.....	56
3.4.2	モンテカルロ法による粒子追跡計算の実施.....	63
3.4.3	拡散域の検討.....	64
3.4.4	粒子追跡計算を用いた濃度評価の予備的検討.....	82
3.5	今後の課題整理.....	83
4	大気圏核実験フォールアウトデータによるシステム検証.....	84
4.1	計算手順の概略.....	84
4.2	入力データの作成.....	85
4.2.1	粒子群初期配置の決定.....	87
4.2.2	粒子あたりの放射能の決定.....	89
4.3	流動拡散計算（基本ケース）.....	92
4.3.1	水平分布.....	92
4.3.2	鉛直分布.....	93
4.4	拡散係数による違い.....	97
4.4.1	水平分布.....	97
4.4.2	鉛直分布.....	100
4.5	粒子の流動拡散の履歴考察.....	102
4.6	粒子の逆追跡による水塊の起源.....	114
4.7	^{90}Sr と $^{239,240}\text{Pu}$ の挙動.....	115
4.8	今後の課題.....	115
5	海水中放射能濃度の予測.....	118
5.1	大気圏核実験の影響の予測計算.....	118
5.2	サイクル機構東海再処理施設からの仮想放出による影響.....	124
6	おわりに.....	137
	参考文献.....	138

表 目 次

表 2.1	鉛直方向の層区分
表 3.1	検討ケース
表 3.2	内湾域における拡散係数（観測及び実験による）
表 3.3	外洋における拡散係数（観測及びモデル解析による）
表 3.4	鉛直拡散率
表 3.5	海洋循環の数値モデルにおける拡散係数
表 3.6	各ケースの計算結果図
表 4.1	大気圏核実験から ^{90}Sr 降下量の緯度分布
表 4.2	各緯度帯における海洋割合
表 4.3	各緯度帯における海洋への ^{90}Sr 降下量
表 4.4	各格子に与える粒子数
表 4.5	^{90}Sr の年別降下量（全地球）
表 4.6	^{90}Sr の年別降下量（海洋）
表 4.7	大気圏内核実験において生成し地球規模で拡散した放射性核種
表 4.8	各核種の年別の一粒子あたりの放射能
表 4.9	計算ケース
表 4.10	北大西洋中央部における ^{137}Cs 降下量と 1982 年の海水中 ^{137}Cs 濃度
表 4.11	観測地点一覧
表 4.12	水平拡散係数を変化させた場合の計算ケース
表 4.13	水平拡散係数を変化させた場合の海水中 ^{137}Cs 濃度計算結果
表 4.14	水平拡散係数を変化させた場合の海水/降下物比計算結果
表 4.15	鉛直拡散係数を変化させた場合の計算ケース
表 4.16	鉛直拡散係数を変化させた場合の海水/降下物比計算結果
表 5.1	計算地点

目 次

- 図 2.1 人工衛星を用いた漂流ブイ・システム
- 図 2.2 中層フロート (ALACE) の構造
- 図 2.3 電磁海流計の原理説明図
- 図 2.4 計算対象範囲の格子地形と水深
- 図 2.5 診断モデルプログラムの主な構成
- 図 2.6 診断モデルで得られた年平均流速場
- 図 2.7 診断モデルで得られた平均鉛直流

- 図 3.1 粒子追跡手法による粒子移動の表現方法
- 図 3.2 粒子追跡手法による拡散域の把握
- 図 3.3 流れのシアの効果
- 図 3.4 粒子追跡計算手法の濃度評価
- 図 3.5 粒子追跡計算手法と拡散計算手法の濃度評価の比較
- 図 3.6 粒子追跡における粒子の変算の評価
- 図 3.7 粒子拡散状況 (粒子数 10,000 個)
- 図 3.8 粒子拡散濃度分布図 (粒子数 10,000 個)
- 図 3.9 濃度分布中央断面図 (粒子数 10,000 個)
- 図 3.10 粒子拡散濃度分布図 (粒子数 100,000 個)
- 図 3.11 濃度分布中央断面図 (粒子数 10,000 個)
- 図 3.12 鉛直分布の経年変化 (東海沖放出)
- 図 3.13 鉛直分布の経年変化 (喜望峰沖深海放出)
- 図 3.14 粒子拡散範囲 ケース A-1
- 図 3.15 粒子拡散範囲 ケース A-2
- 図 3.16 粒子拡散範囲 ケース B

- 図 4.1 計算手順の概略
 - 図 4.2 年別粒子あたり放射能の決定方法フロー
 - 図 4.3 初期粒子群配置の決定方法フロー
 - 図 4.4 海水採取地点図
 - 図 4.5 海水中 ^{137}Cs 鉛直分布
 - 図 4.6 水平拡散係数を変化させた場合の海水中 ^{137}Cs 濃度
 - 図 4.7 鉛直拡散係数を変化させた時の鉛直分布の変化
 - 図 4.8 核実験降下物の流動拡散状況
 - 図 4.9 乱数の seed を変化させた場合の分布図
 - 図 4.10 海水中 ^{137}Cs の起源
 - 図 4.11 海水中 ^{90}Sr 鉛直分布
 - 図 4.12 海水中 $^{239,240}\text{Pu}$ 鉛直分布
-
- 図 5.1 東海沖における海水中 ^{137}Cs 計算値
 - 図 5.2 ロスアンジェルス沖における海水中 ^{137}Cs 計算値
 - 図 5.3 フロリダ沖における海水中 ^{137}Cs 計算値
 - 図 5.4 スペイン沖における海水中 ^{137}Cs 計算値
 - 図 5.5 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション

1 はじめに

核燃料サイクル施設から海洋に放出される放射性廃棄物の長期的な広域海洋環境影響評価（海水中放射能濃度評価，被ばく線量評価，リスク評価）は原子力施設の定常運転に伴う長期的・世界的なリスクを評価するために重要である。また，予期せぬ放射性物質の海洋放出（原子力潜水艦事故，人工衛星の落下等）に対する長期的な環境影響評価を行う際にも有用である。

そのため，海水中放射能濃度評価を行うための「広域海洋拡散モデル」の構築を目指し，物質の広域海洋における流動・拡散の評価手法の調査を行うとともに，海洋流動に伴う物質の移流拡散過程（非沈降物質）の評価方法として，粒子追跡手法を応用したランダムウォークモデルの検討を行った。

流動評価手法については，地球物理学及び海洋学の分野において，海水流動の解明，熱輸送の解明などの目的での研究が盛んに行われているので，その中で本研究内容である放射性物質の流動拡散評価に利用できる計算コードを目的に合致するよう活用した。

作成したコードは，1960年代を中心に行われた大気圏核実験による放射性降下物の海洋拡散シミュレーションを行い，観測値と比較することにより検証した。

さらに，水平及び鉛直拡散係数を変化させて，計算結果を観測値と比較することにより，最適な拡散係数（水平拡散係数 $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ ，鉛直拡散係数 $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ ）を設定することができた。

最後に，本コードを用いて大気圏核実験による放射性降下物の海洋拡散シミュレーションを2050年まで行い将来の海水中 ^{137}Cs 濃度の予測を行うとともに，東海再処理施設からの仮想放出シミュレーションを行い，予期せぬ放出（年間最大放出量の約100倍の ^{137}Cs ）が環境に与えるインパクトを試算し，長期的な観点での海水中濃度への環境影響は核実験による影響に比べ十分に小さいという結果を得た。

2 全球海洋の年平均流速場の計算

2.1 全球海洋の流動調査法

海洋での物質の移流・拡散を知ろうとするなら、海の流速場を正確に知る必要がある。しかし、海の流れを正確に測定するには大変な費用と労力が必要となる。まず、流れを測定するには、流れの場を乱さないように測器を固定する不動点が必要となる。しかし、太平洋のように 5,000m を越えるような水深のあるところで、このような不動点を作ることは不可能に等しい。

また、たとえ海流が測定できたとしても、流れは安定したものではなく、長期にわたって観測を続け、必要とする平均場の流れを求めたり、流れの乱れの成分を求めたりしなければならない。さらに、流れは空間的代表性に乏しく、場所が変わると、流れの様子が大きく変化してしまうのが一般である。このため、時間的に連続的な観測が要求されるだけでなく、空間的にも密な観測が要求される。

ここでは伝統的に用いられてきた海流観測法と新しい観測方法（測器）を簡単に紹介する。

2.1.1 直接観測法

ラグランジュ型観測（水塊の移動を追跡し、流れを知る方法）

(1) 漂流瓶

流れを測定する試みは古くから色々となされて来ている。中でも最も多く使われた方法は漂流瓶の使用である。この方法では出発点と終着点とおおよその時間がわかる程度である。

(2) 人工衛星を用いた漂流ブイの位置決定システム

漂流瓶による地道な観測の積み重ねも重要であるが、この方法では、始点と終点がハッキリとするだけで、漂流経路や経過時間がハッキリしないため、海流情報の質としては低いものとならざるを得なかった。

最近になって、人工衛星を用いて正確な位置を決定するシステムが開発された（アルゴス・システム）。これを搭載することによって、洋上を漂流するブイの位置を陸上に居ながらにして知ることができるようになった。位置の決定

の頻度は1日数回である。

このブイは位置決定システムを格納したブイと水面下に釣り下げた抵抗体（ブイが風によって押し流されるのを防止するためのもの）からなっている。

この漂流ブイは国際共同研究 WOCE（World Ocean Circulation Experiment：世界海洋循環実験）での一つの重要な表層海流の測定装置となった（図 2.1 参照）⁽¹⁾。

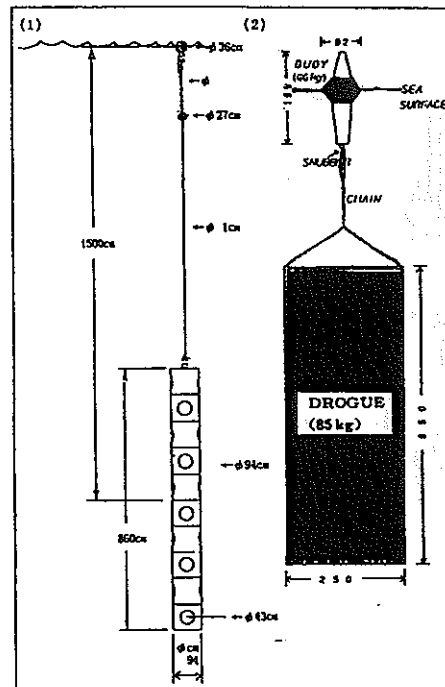


図 2.1 人工衛星を用いた漂流ブイ・システム)⁽¹⁾

上に示したブイシステムは表層の海流を測定するには適しているが、水面下、海洋の中層や深層の流れを測定するには適さない。そこで開発された中層フロートがアラス（Autonomous Lagrangian Circulation Explorer：ALACE）である（図 2.2 参照）⁽¹⁾。これは、水中での浮力を正確に調整して、あらかじめ設定された水深を漂流して行く。ある一定時間毎に浮力を調整して海面に浮上し、アルゴス・システムにより位置を決定し、再び元の水深へ潜って行き、漂流する。

この ALACE システムも WOCE 計画の中で多数用いられている。わが国でも気象研究所によって本州南方海域に ALACE の実験的放流がなされている。

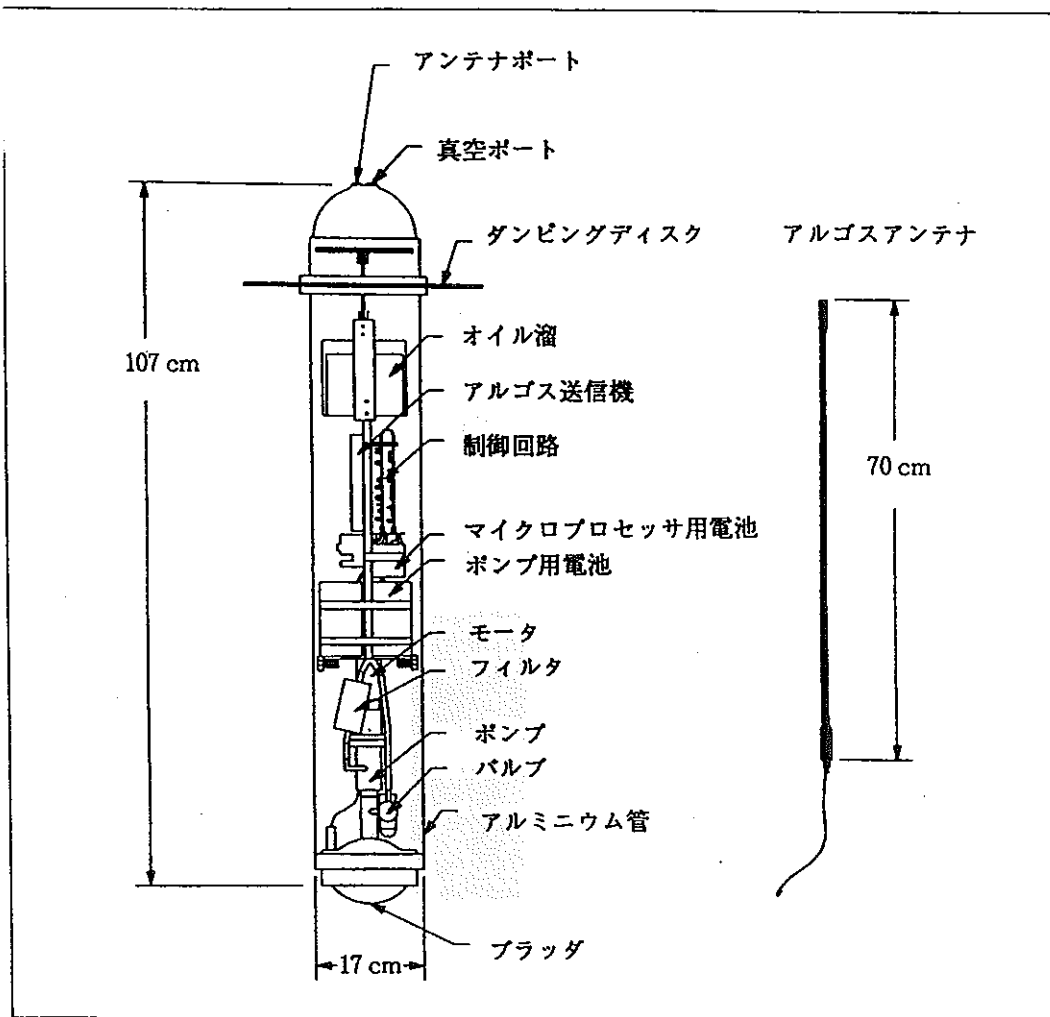


図 2.2 中層フロート (ALACE) の構造

(3) 電磁海流計

磁界の中を導体が運動するとその導体の両端に磁界の強さと、運動の速さに見合った電位差が生まれる。このフレミングの法則を利用した海流計が電磁海流計である。

図 2.3 に示すように、船から 2 本の導線を曳航すると、船と導線は海流によって流されるため、導線の長さや地球の磁場の鉛直成分に見合った電位差がそれぞれの導線に発生する。この電位差を測定することによって海流を測定するのが電磁海流計 (Geomagnetic Electro Kinematograph : GEK) の原理である。

この方法はかつての表層海流の測定法の主流を占めていたものであるが、長い導線を曳航して走らねばならないこと、測定の度に船の針路を 90° 及び

180° 変更しなければならず、測定法が比較的容易とは言え、決して楽な作業ではなかった。また観測船にのみ装備可能な設備であったことから、測定できる船が限定されてしまい、データの集まりが悪かった。また、ADCP と呼ばれる簡便な海流測定装置が開発されたため、現在では電磁海流計は使われなくなった。しかしながら、外洋での信頼できる海流の統計データはこの電磁海流計によって測定されたものである。

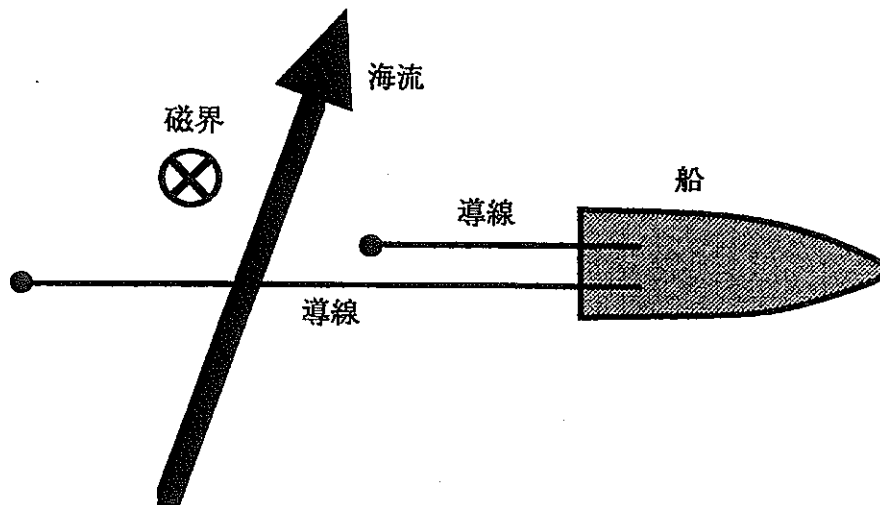


図 2.3 電磁海流計の原理説明図

(4) ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler:音響式多層海流測定装置)⁽²⁾

この装置は、発信器から出された超音波が、流れによって動いている微粒子によって反射されて来るのを測定し、海流を知ろうとするものである。動いている微粒子から反射されてくる音波はドップラー・シフトの影響を受けており、この変化から海流を測定する。この流速計の特徴は多数の層の流速を一度に測定できることにある。

一般商船、漁船等に広く活用されだしており、今後の海流測定の主流となるものである。ADCP には船底に取付けるものから、曳航体に付けるもの、単独の測器として用いるものなど様々なバリエーションがある。

(5) 流向流速計による定置測流 (最も基本的測流方法)

測流の最も代表的な方法は 1 地点に係留した流向流速計で長期連続観測を行

うことである。流速計が改良されると同時に、深海音響切り放し装置が開発されたことによって、流速計の設置回収が極めて容易になった。現在では数カ月から1年の連続観測が可能となってきた。

流速計の精度も向上してきたが、1.5~2.0 cm/s 以下の流速の測定は信頼できない。この程度のゆっくりとした流れが多いと予測される深層などでは、先に述べた ALACE などが良い結果を出すことも考えられる。

2.1.2 間接的測定法

流れを知る方法としては、これまでに述べてきたような直接観測だけでなく、間接的に流れを求める方法もある。直接測流はどうしても観測地点や観測の継続時間に制約を受けたりして、必ずしも目的にかなった流れの場を求めることができるとは限らない。

(1) 力学計算

間接的な海流推定の方法として古くから利用されているのが、力学計算法と呼ばれるものである。この方法は、多数の地点で十分深いところまでの水温と塩分を正確に計り、場所による海水密度の違いから海流を計算するものである。海の密度場はかなり安定しているので、黒潮など強い流れの存在するところでは大変良い近似的流速場を得ることができる。

この手法の問題点は、ある深さで流れがなくなることを仮定する（無流面の仮定）点にある。この仮定によって、深さ方向に一様な流れ、順圧成分の流れ、が除去されるなど、いくつかの問題点が生ずる。

(2) 数値シミュレーション

力学計算が単純な原理によって流れを簡便に求めるものであったが、海流の数値シミュレーションでは、これまでに積み重ねられてきた多くの研究成果を取り込み、複雑なシミュレーションを行う。これによって、傾圧流や順圧流、風による吹送流の効果、流れの非線形効果等々を一度に推算できるようになる。

こうした利点に加え、シミュレーションでは三次元的な流速場を容易に推算でき、しかも時間を短縮して目的の流れを取り出すことができるようになる。現場の観測では1時間は1時間としての時間をかけなければならないが、シミュレーションではこの時間を短縮し、将来の予測が可能となる。

シミュレーション結果から従来知られていなかった新しい事実が指摘されたりすることもある。モデルの内容を充実させることによって、種々の条件下での流れの様子を知ることができるようになってくる。従来シミュレーションは観測事実に適合させるために無理をしてきた部分があるが、すでに繰り返し述べるように、観測値は種々の条件下での一時的な値でしかなく、必ずしもシミュレーションと合致するものではない。両者の比較を行う場合にはどのような流れを比較しようとしているのか十分に検討する必要がある。

今後はシミュレーション結果を参考にし、適切な観測計画を立てて行くようにすべきであろう。

【参考】 吹送流, 順圧流, 傾圧流⁽³⁾

水平流速の鉛直勾配によるずれの応力と、コリオリの力が釣り合っている流れを吹送流という。風が海面に及ぼす応力によって発生する鉛直方向のずれ応力が地球自転の効果と釣り合うという考え方で、エクマン(Ekman)の研究⁽⁴⁾によるものである。密度一様、無限深の海の場合、北半球では風の方向から海面では 45 度右に流れが発生し、深さを増すにつれて流れは弱くなり、時計廻りに偏向する。この吹送流による輸送量は北半球では風に対して右直角方向に発生する。

順圧流は等密度面（密度一定の面）と等圧面とが平行になっている場合に生じる流れである。これらの面の傾きが深さによらず一定であるならば、水平圧力勾配が一定、すなわち地衡流は一定となる。

傾圧流は等密度面が等圧面に対して交差しているかまたは傾いている場合に生じる流れである。等密度面が等圧面に対して傾いているために、深さによる圧力勾配が変化する場合には等圧面は深さとともにその勾配が小さくなって行くので、地衡流成分は圧力勾配が小さくなるにつれて徐々に弱まり、圧力勾配がなくなるところでゼロとなる。

2.2 流動評価方法

2.2.1 流動の評価方法

海洋内部の海洋拡散状況を推定するには、その流れの3次元的な状況を把握する必要がある。

直接流れの状況を把握するには、前章までに述べたように GEK や ADCP 係留計による測流や漂流ブイの追跡、あるいは衛星を用いたリモートセンシング等による観測に基づく方法がある。観測によって流れを把握する方法は、具体的に実際の値が得られる利点があるが、全体の3次元的な流れの場を均質な精度で求めることはできない。

一方、これに対し流れの場を推定する方法としてモデルを用いる方法が考えられる。海洋循環のメカニズムをモデル化して、理論的に流れを導こうという考え方である。海洋の流れの理論的なモデル化は Ekman(1905)⁽⁴⁾の吹送流理論に始まるが、近年は計算機資源の発達とともに数値モデルを用いた海洋循環の研究が数多く行われるようになってきている。数値モデルによって海洋の流れの場を求める方法は、解析の空間精度や初期値、境界条件値などの精度により大きな制限はあるものの、観測では得られない3次元的に一様な精度での流れの場を把握できるという点で最も優れた利点を持っている。

以上から、地球規模の海洋拡散状況を推定するために必要な3次元的な流れの場を得るためには、数値モデルを用いた方法が適しているといえる。

以降の項では、海洋循環のメカニズムの考え方と、そのモデル化によって3次元の流れの場を求める方法について述べる。

2.2.2 海洋循環の力学

海洋循環を理論的に求めようとする試みは、古くから非常に多くの研究が行われてきた。この結果、海洋循環論は大きく分けて二つの循環から成り立っていると考えられるようになってきた。一つは海上風の応力が海洋の循環をもたらすとする風成大循環論であり、もう一つは海洋中の水温および塩分で規定される密度分布が循環をもたらすという考えに基づいた熱塩大循環論である。

風が吹けばこれに応答して海水が引きずられ、海面に圧力勾配が生じる。この結果、圧力分布が変わり、圧力の水平勾配に対応して流れが生じる。流れが起きれば海水中の水温及び塩分は移流によって再分布するので、海水密度は変

化する。海水密度分布が変化すれば、それに応じて圧力分布も変わり流れも変化する。このように風成大循環と熱塩大循環は互いに独立な循環ではありえず、相互に作用を及ぼし合っている。

数百キロメートルの水平スケールでの平均的な海洋循環を取り扱う場合には幾つかの力学的なバランスが達成され、これらのバランスを前提条件として観測データの解析が可能となる。

数値モデルにおいてもこれらのバランスがモデル自体の枠組みを規定するものである。

2.2.3 数値モデルの現状

数値モデルと一口にいても、その目的によって様々なモデルが現在運用されている。全球規模での海洋大循環モデル、ある海域に限定したモデル、海洋大気の大相互作用を検討するためのモデル、エルニーニョ現象を解明するためのモデル、炭素循環を念頭に置いたモデル等、数多くのモデルが存在する。

これらのモデルのうち現在最も標準的に用いられている海洋大循環の数値モデルは、ブライアン(Bryan)^{(5), (6)}によるプリンストン大学地球流体力学研究所(GFDL: Geophysical Fluid Dynamics Laboratory)のモデルである。このモデルは発表されて以来 30 年以上の歳月がたつが、基本的な構造、考え方は殆ど変わらず、現在も多くの研究者達がこのモデルをベースとしてモデル研究を行っている。

2.2.4 数値モデルによる予報と診断

GFDL 型モデルの方程式系は以下のとおりである⁽⁷⁾。ただし \mathbf{u} は水平流速ベクトル, ∇ は水平勾配演算子, (minor terms) は慣性項と拡散項から球面座標系を採用しているために導かれる項である。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + w \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + A_H \nabla^2 \mathbf{u} + A_V \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} + \text{minor terms} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = K_H \nabla^2 \theta + K_V \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \gamma (\theta^* - \theta) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) S + w \frac{\partial S}{\partial z} = K_H \nabla^2 S + K_V \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + \gamma (S^* - S) \quad (2.5)$$

$$\rho = F(\theta, S, p) \quad (2.6)$$

(2.1), (2.2) が運動方程式, (2.3) が連続の式, (2.4), (2.5) が水温および塩分に関する拡散式である。また (2.6) は密度の式である。ここで (2.4), (2.5) で γ を含む項が診断項であり計算値と観測値を比較する項である。この γ がゼロであれば観測値に束縛されない予報モデルとなる。逆にこの γ をなんらかの合理的な方法で与えるものとする, モデルは診断型のモデルとなる。

(1) 予報モデル

観測値を用いて適当な初期値と境界値を作成し, 時間について積分してゆけば予報が可能となる。ここで実用的な予報値を得るには, 現実的な陸岸形状や海底地形を用いて計算しなければならない。海底地形等を詳細に表現しようとする, 十分狭い格子間隔で計算を行わなければならない, 格子間隔が狭くなればタイムステップも必然的に小さくしなければならない。また計算格子間隔を狭くすることによって他の影響も現れて来ることになる。それはこれまで無視できたスケールの現象が際立ってくる可能性があり, 従来モデルでは不十分となり, 様々の工夫を行う必要性があることである。また, 予報計算は大量の

計算機資源を必要とする。

(2) 診断モデル

診断計算を全格子点で行うモデルを診断モデルと呼ぶが、予報モデルであっても診断計算による流速場を初期値とするものや部分的に内部的な強制力として一部に診断項をのこしている例も多い。一般に診断モデルは同規模の予報モデルの数十分の1から数百分の1程度の計算速度でも実用になる。

しかしながら、診断結果は観測データの質に左右されることになる。従って観測データが十分に得られていない現状では、1度格子以上の高解像度を期待することは現実的には不可能である。ただし、信頼できるデータセットを用いることによって大循環像や統計的な平均像を理解するには十分実用になり得るものである。

2.2.5 本調査で用いる流動評価方法

本調査では、全球の海洋拡散状況を推定するために必要な3次元の流速場を得ることが目的である。これらの3次元的な流れを得るには、海洋大循環モデルによる数値計算手法が最も妥当である。また、平均的な流速場を得るためには、診断モデルが実用的である。診断モデルでは、観測された水温・塩分場を再現するような流れの場を得ることができるので、比較的現実の流れに近い結果を得ることができると考えられる。また、有限な計算機資源も比較的有効に使える手法として、この手法は実用的であるといえる。診断モデルはそのモデルの特質上、与える初期条件が結果を左右する。ただし、診断モデルが利用できる環境が整えば、段階的に与えるべき初期条件の精度を上げることが可能である。

以上から、本調査では全球の流速場の推定を診断型のGFDLモデルで行うこととする。

2.3 初期条件の設定

ここでは、流速場を診断型のGFDLモデルを用いて評価する場合に必要な初期条件について述べる。

(1) 格子間隔

水温、塩分データ、風データ、地形表現の解像度及び計算時間を考慮して2

× 2 度格子とした。

(2) 鉛直方向層区分

鉛直方向の層区分は、鉛直的に流れの変化が大きい表層付近を細かい厚さ（50 m 層厚）とし、比較的变化の少ない 1,250m 以深の下層を 500 m 層厚とした。層数は最大 15 層となる。表 2.1 に鉛直方向の層区分を示す。

表 2.1 鉛直方向の層区分

Level	Midpoint Depth (m)	Thickness (m)
1	25	50
2	100	100
3	250	200
4	500	300
5	800	300
6	1,100	300
7	1,500	500
8	2,000	500
9	2,500	500
10	3,000	500
11	3,500	500
12	4,000	500
13	4,500	500
14	5,000	500
15	5,500	500

(3) 地形および水深条件

計算領域は北緯 76 度～南緯 78 度とした。計算対象範囲とその格子地形及び各格子の水深を図 2.4 に示す。

(4) 水温・塩分初期条件データセット

上で設定した格子表現に適合するように、水温・塩分のそれぞれの初期条件データセットを作成した。基になる Levitus (1982)⁽⁸⁾ のデータセットは 1 度格子で作成されている。本調査での計算格子サイズは 2 度格子とした。

(5) 海上風応力データセット

Hellerman and Rosenstein (1983)⁽⁹⁾ の風応力場のデータセットを用いた。同データは 2 度格子のデータである。

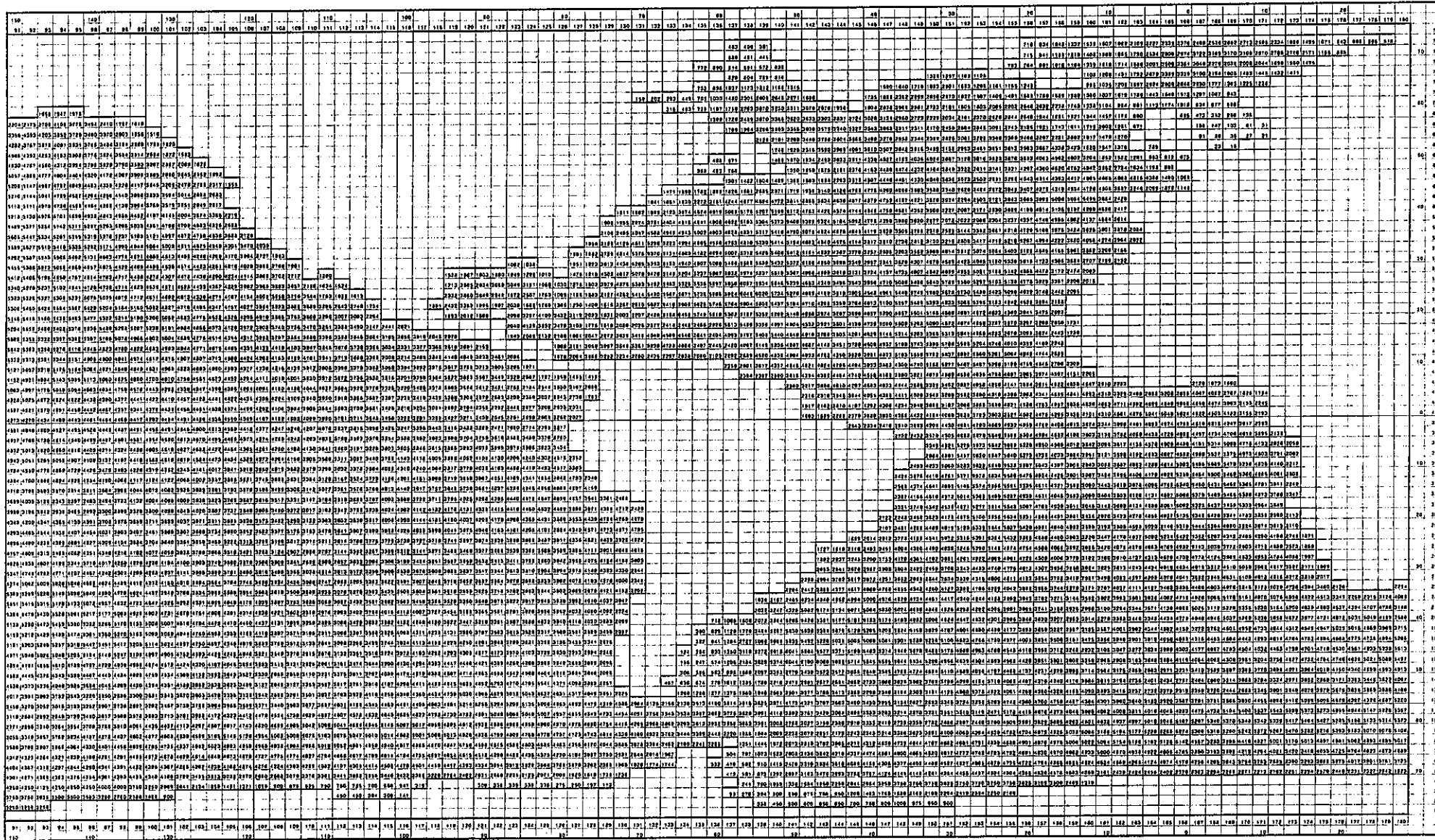


図2.4(1) 計算対象範囲の格子地形と水深

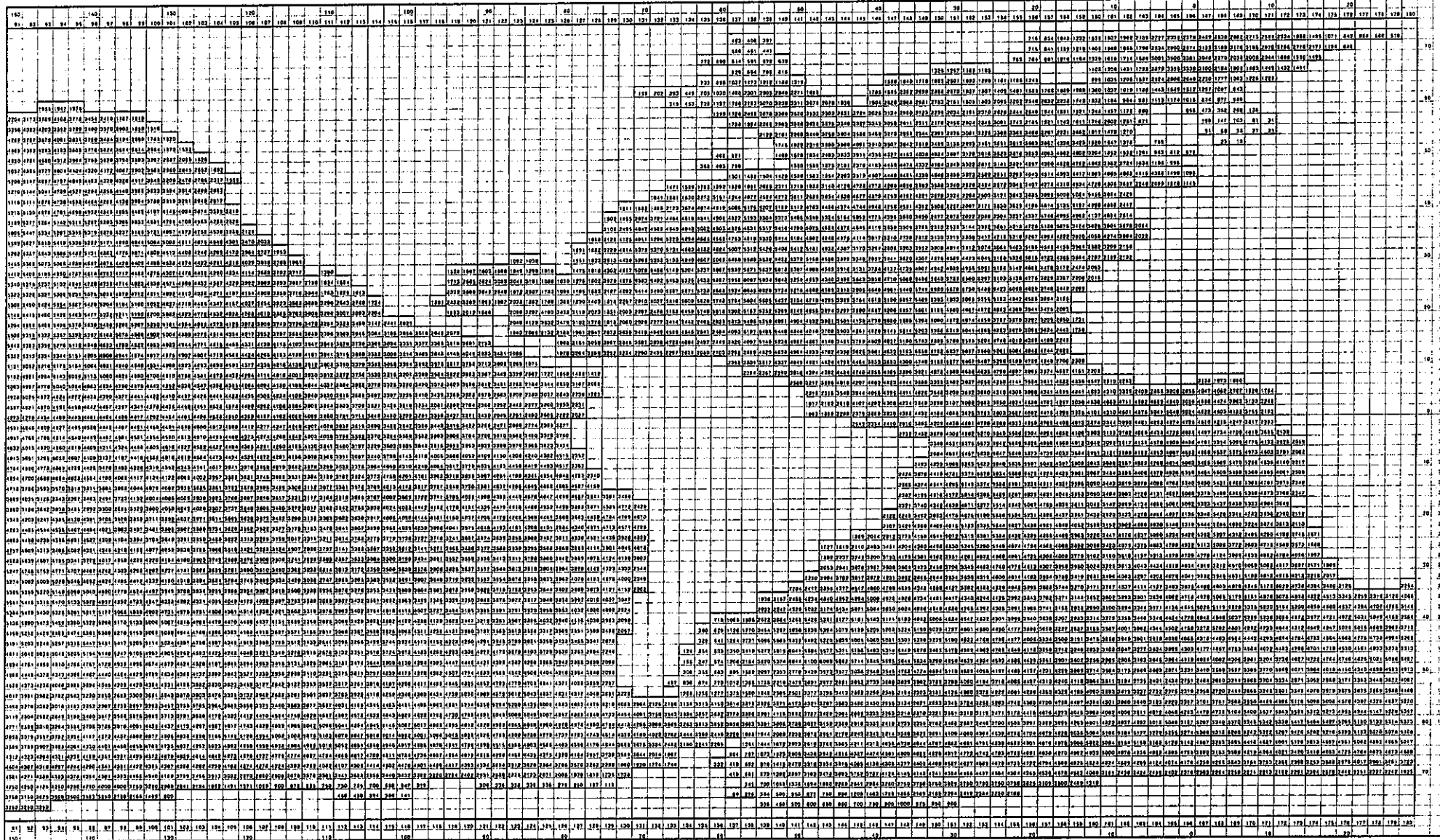


図2.4(2) 計算対象範囲の格子地形と水深

2.4 年平均流速場の計算手法

2.4.1 頑丈な診断モデル

本調査では、前述の検討に基づき、診断型の海洋循環モデルを用いて計算を行うこととした。用いたモデルは Fujio and Imasato(1991)⁽⁷⁾によって提唱された頑丈な診断モデル (Robust Diagnostic Model) である。

これまで最も手軽に海流の推算を行うのに用いられてきたモデルに力学計算がある。力学計算は水温、塩分の観測値から圧力場を求めこの圧力場がコリオリ力と釣りあっているという仮定のもとで流速場を求めるものである。しかし力学計算では無流面を決めなければならず、決定する面をどの面にするかによっては深層の流速場が完全に逆転してしまうことになる。しかもこの無流面を客観的に決定する方法がないことが大きな問題となる。また水温、塩分を解析的に解く予報モデルでは、海洋表面上での蒸発や降水量の見積り、陸域河川からの淡水流入、等これらの境界条件を厳密に決定することが困難である。そのため水温、塩分が実測値から大きくかけ離れ、正しくない見かけ上の流動を生み出したりする。

これらの困難を回避するモデルとして診断モデルが考えられる。このモデルは密度場を決定する水温、塩分に関しては予報せずに観測値を用いる。この観測値から得られた密度場のもとで運動方程式を数値的に解くものである。診断モデルを用いれば流速値を3次元で定量的に求めることができる。

診断モデルにおいて観測値と計算値を調整する方法はいくつか提唱されているが、赤道においてはコリオリ力が働かないため計算値と観測値の矛盾が大きくなりすぎて計算が破綻する。これを理論的に解決し、赤道域においても計算が破綻しない頑丈な診断モデルが Fujio and Imasato(1991)によって提唱された。

2.4.2 方程式および計算手法概要

Fujio and Imasato(1991)の診断モデルの方程式系とその計算手法の概要は以下のとおりである。運動方程式を緯度 ϕ 、経度 λ 、深さ z の球座標系で表すと次ページのようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (u^2) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (uv \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (uw) - \frac{uv \tan \phi}{a} - 2\Omega v \sin \phi \\ & = - \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + A_H \left[\nabla^2 u + \frac{(1 - \tan^2 \phi) u}{a^2} - \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] + A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (uv) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v^2 \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (vw) + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + 2\Omega u \sin \phi \\ & = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + A_H \left[\nabla^2 v + \frac{(1 - \tan^2 \phi) v}{a^2} + \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right] + A_V \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \rho g \quad (2.9)$$

ただし,

u, v	: 東方, 北方流速
w	: 鉛直流 (上向き正)
t	: 時間
p	: 圧力
ρ	: 密度
g	: 重力加速度
a	: 地球の半径
Ω	: 地球の角速度
A_H, A_V	: 渦動粘性係数

また連続の式は,

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

である。

Fujio and Imasato(1991)の診断モデルではポテンシャル水温及び塩分の取り扱いに特徴がある。通常の診断モデルではポテンシャル水温及び塩分は単純に,

$$\theta = \theta^* \quad (2.11)$$

$$S = S^* \quad (2.12)$$

として取り扱う。ここで θ^* , S^* は観測値である。一方 Fujio and Imasato(1991) の診断モデルでは,

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (uS) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (vS \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (wS) \\ = K_H \nabla^2 S + K_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \gamma (S^* - S) \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (u\theta) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v\theta \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (w\theta) \\ = K_H \nabla^2 \theta + K_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \gamma (\theta^* - \theta) \end{aligned} \quad (2.14)$$

ここで K_H , K_V は渦動拡散係数である。(2.13), (2.14)の右辺第3項がこの診断モデルの特徴で実際の計算値を観測値に置き換える項である。大きな γ を与えると(2.11), (2.12)となり通常診断モデルと等しくなる。一方 γ を0にすると完全な予報モデルとなる。

ここで γ は,

$$\gamma = \gamma_0 |\sin \phi| \quad (2.15)$$

とした。Fujio and Imasato(1991)によると, (2.11), (2.12)を使用した単なる診断モデルでは赤道付近で非現実的な鉛直流が現れた。一方水平分布はそれほど非現実的なものではなかった。これは傾圧的な循環が現実的でないため, すなわち観測値の密度場がモデルと整合していないためであると考えられる。この不整合の一例として考えられることは, 実際に観測された密度場は非常に局所的な影響を受けているにもかかわらず, モデルの格子表現が粗いために観測された密度場をモデルが表現することができないことなどである。この影響が特に赤道域付近で大きい理由は以下のように考えることができる。地衡流バランスを考えたとき密度場は圧力勾配に相当するが, このとき密度場が不適當であると水平流にその影響が現れる。その度合はコリオリパラメータに反比例することになる。すなわち同じ程度の密度場の不整合であっても, 低緯度では高緯度よりも流れの場に対する影響が大きくなる。そこで低緯度でよりこの不整合を

取り除く目的でコリオリパラメータに比例した γ を導入している。

運動量に関する海面での境界条件は、

$$A_V \frac{\partial}{\partial z}(u, v) = (\tau^\lambda, \tau^\phi) \quad (2.16)$$

ここで τ^λ , τ^ϕ は、東方、北方の海上風応力 (Hellerman and Rosenstein, 1983) ⁽⁹⁾ である。海底では自由すべりの条件、横壁ではすべり無しの条件である。また海面は rigid lid (固定された蓋; 海面の水位の変化は考慮しない) を仮定している。

ポテンシャル水温、塩分に関しては、海底及び横壁ではフラックス無しを仮定している。また海面でのフラックスは、

$$K_V \frac{\partial}{\partial z}(\theta, S) = \mu(\theta_s^* - \theta, S_s^* - S) \quad (2.17)$$

としている。ここで θ_s^* , S_s^* はポテンシャル水温及び塩分の海面での観測値である。 μ は計算値を海面の観測値に復元させる係数である。

これらの境界条件のもと運動方程式、連続の式、拡散方程式を差分式に書き下してシミュレーションを行った。プログラムの主な構成を図 2.5 に示す。

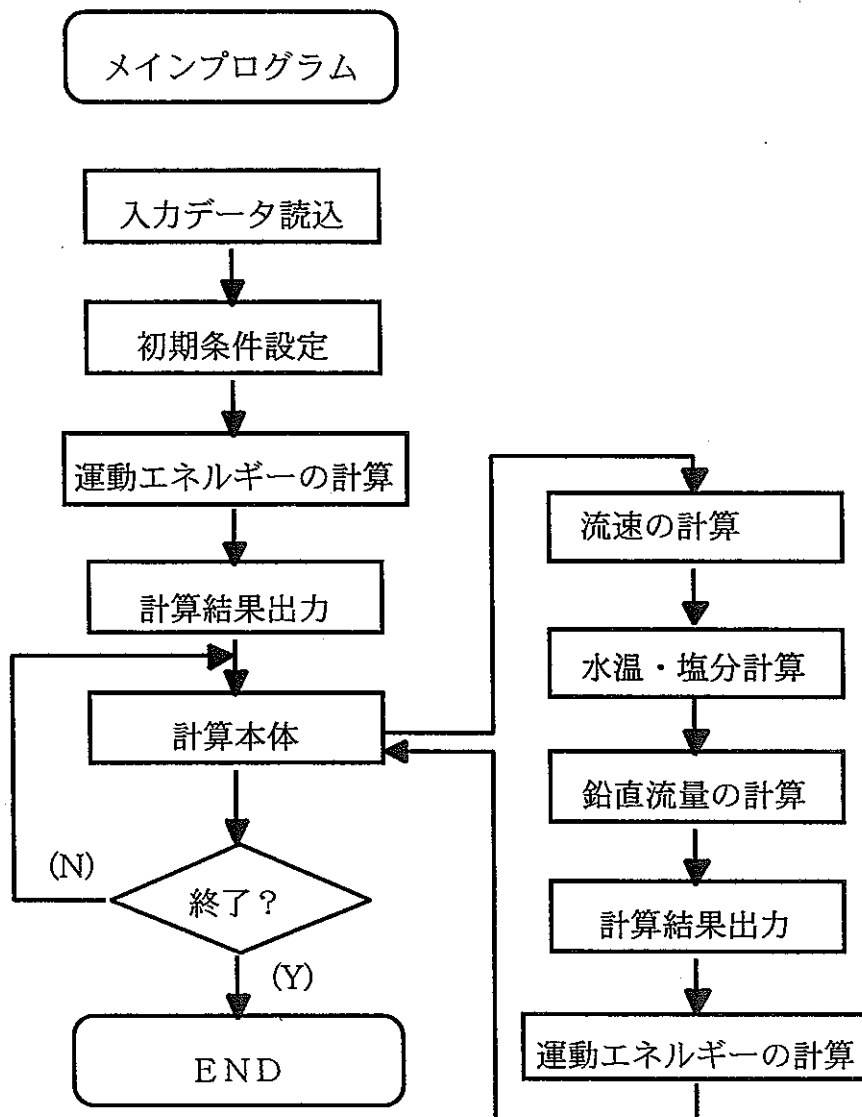


図 2.5 診断モデルプログラムの主な構成

2.4.3 計算条件

年平均流速場の計算に用いた計算条件は次の通りである。

(1) タイムステップ

ここで用いているモデルは、プログラムの構成に示したように流速の計算で求めた流速場で水温・塩分の計算を行う。ここで、計算のステップ数は両者同じに進むが、それぞれで1ステップ毎の Δt （タイムステップ）を変えている。これは、流速場に比べ水温塩分の場の変化が小さいこと、定常に達するまでの時間が長いことによる。

流速，水温・塩分の計算それぞれに次のようなタイムステップを設定した。

流速： 1,440 秒

水温・塩分： 86,400 秒

(2) 積分時間

計算が定常に達するまでの時間として 20,000 日とした。

(3) 渦動粘性係数 (A_H, A_V)

水平，鉛直方向の渦動粘性係数としてそれぞれ， $8.0 \times 10^8 \text{cm}^2/\text{s}$ ， $100 \text{cm}^2/\text{s}$ を与えた。

(4) 渦動拡散係数 (K_H, K_V)

水平，鉛直方向の渦動拡散係数としてそれぞれ， $2.0 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ ， $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ を与えた。

(5) 海面でのフラックス係数 μ

表層の水温・塩分は表層の観測値に復元させることによって，海面における水温・塩分のフラックスを表現するようにしている。海面でのフラックス係数はこの表層での水温・塩分の復元時間である。ここでは，100 日とした。

(6) 内部での復元時間 γ

内部での復元時間 γ は診断モデルを診断モデルとたらしめるパラメータである。この値が小さいほどより観測値への束縛が大きくなり，この値が大きいほどより予報モデルに近くなる。

ここでは，内部での復元時間として 100 日を与えた。

2.5 流速場計算結果

図 2.6 に本計算で得られた年平均流速場を示す。

2.5.1 表層の流速場

表層の流速場の特徴を以下に示す。

- 顕著な表層流は各大洋の西岸境界流と南極周期流。
- Gordon(1986)⁽¹⁰⁾の暖水ルートによく一致している。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行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に分れる。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、そのパターンは再現されている。

2.5.2 中層の流速場

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。

- 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、東経 180 度から東では流速が小さくなり、西経 100 度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、北緯 45 度付近を東進している。
- 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。北太平洋北緯 35 度付近に西向きに蛇行する流れが見られるが、これは、Reid and Mantyla (1978) ⁽¹¹⁾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。
- 南太平洋の西経 110 度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) ⁽⁷⁾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) ⁽⁹⁾。この西側にも反時計回りの循環があり、南緯 20~30 度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。南大西洋の南緯 25~40 度には、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、西経 40 度~東経 40 度にかけて、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東経 70 度~80 度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。

2.5.3 深層の流速場

- 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あり、Warren (1981)⁽¹²⁾や Mantyla and Raid (1983)⁽¹³⁾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。
- 大西洋の深層の流速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いる。
- 深層の流れについて、Warren (1981)⁽¹²⁾は、大西洋インド洋海盆からグローゼット海盆へ向うものと、南オーストラリア海盆から西オーストラリア海盆への向うものとの 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。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。

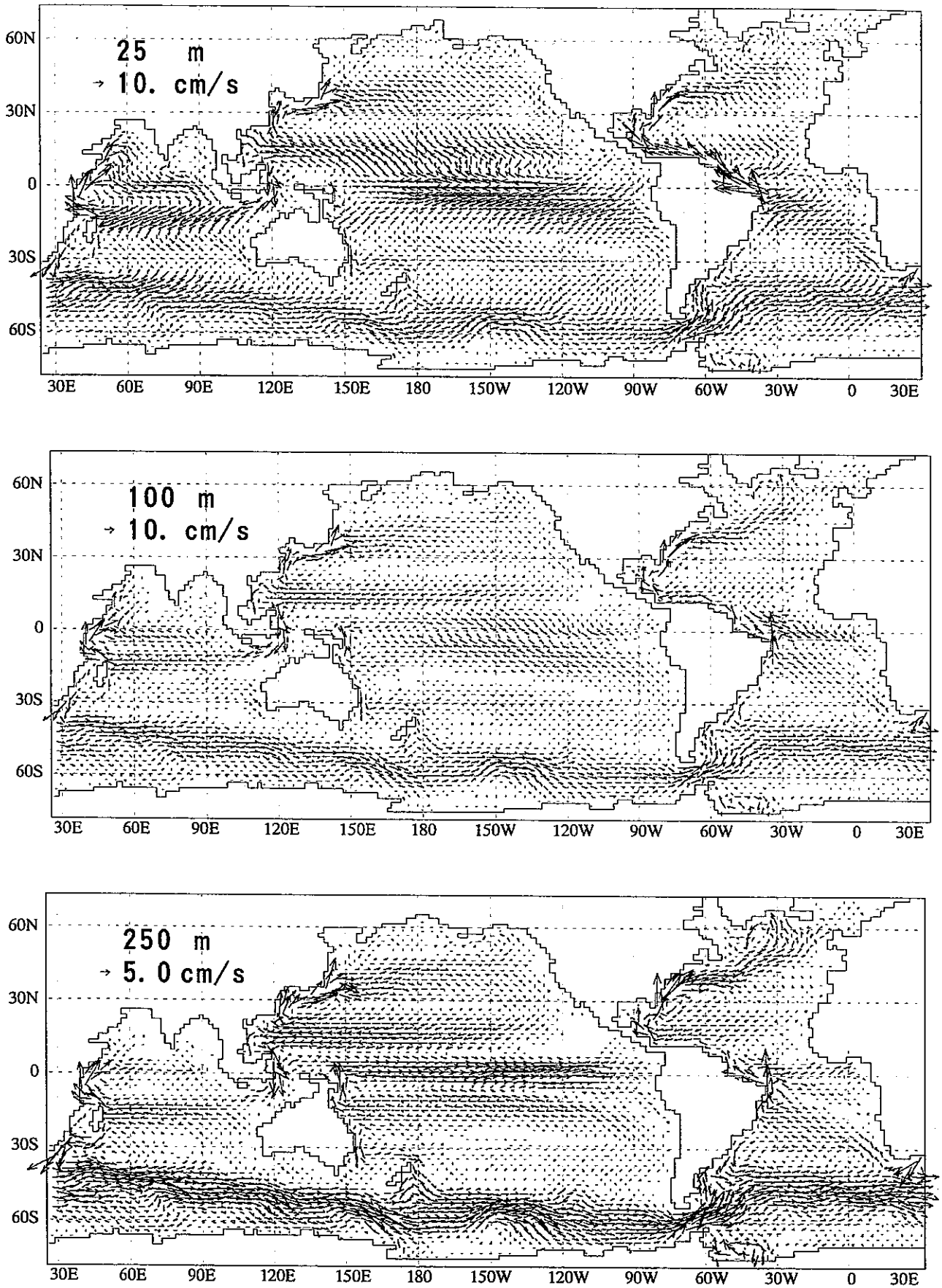


図2.6(1) 診断モデルで得られた年平均流速場
(上：水深25m、中：水深100m、下：水深250m)

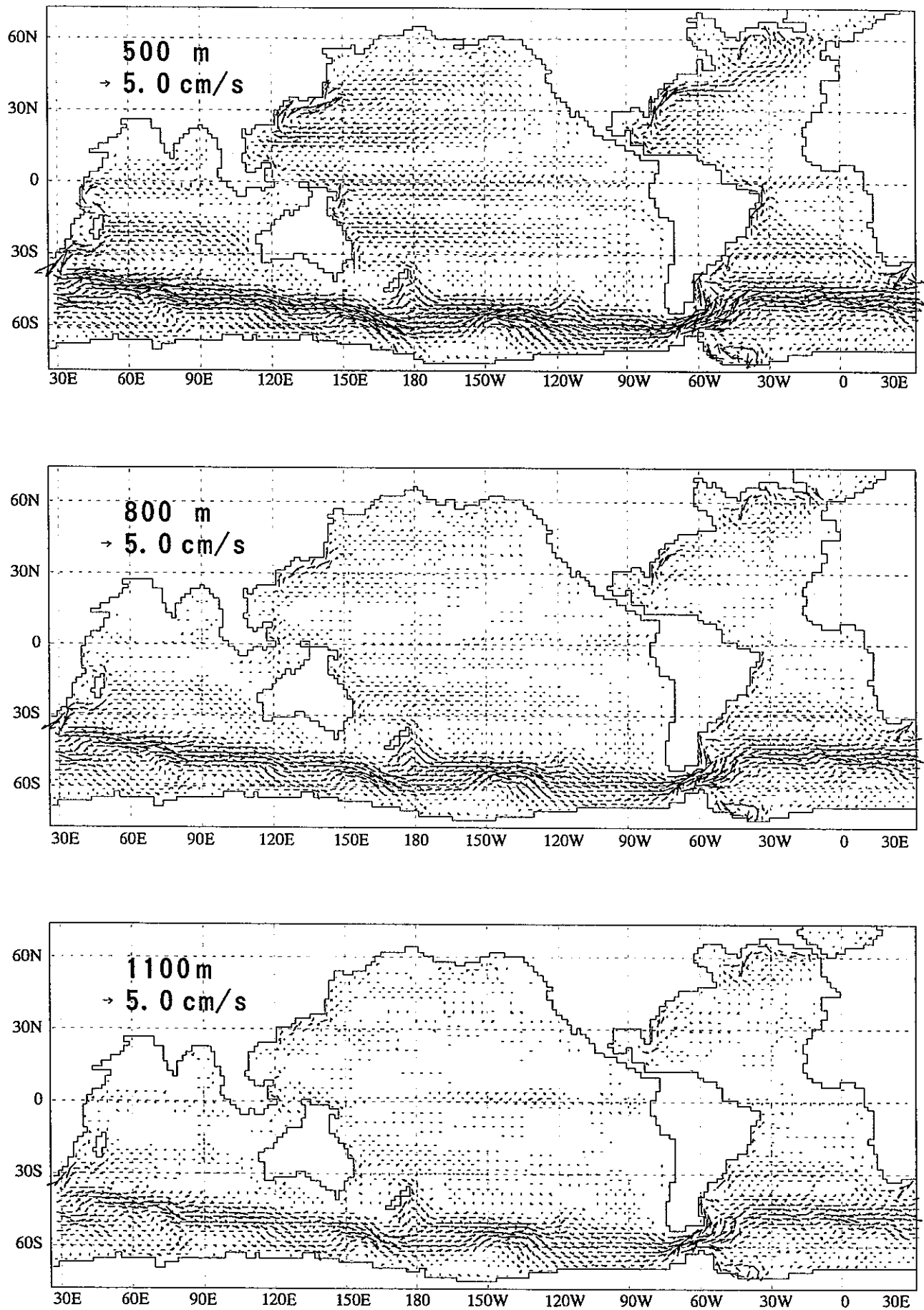


図2.6(2) 診断モデルで得られた年平均流速場
(上：水深500m、中：水深800m、下：水深1100m)

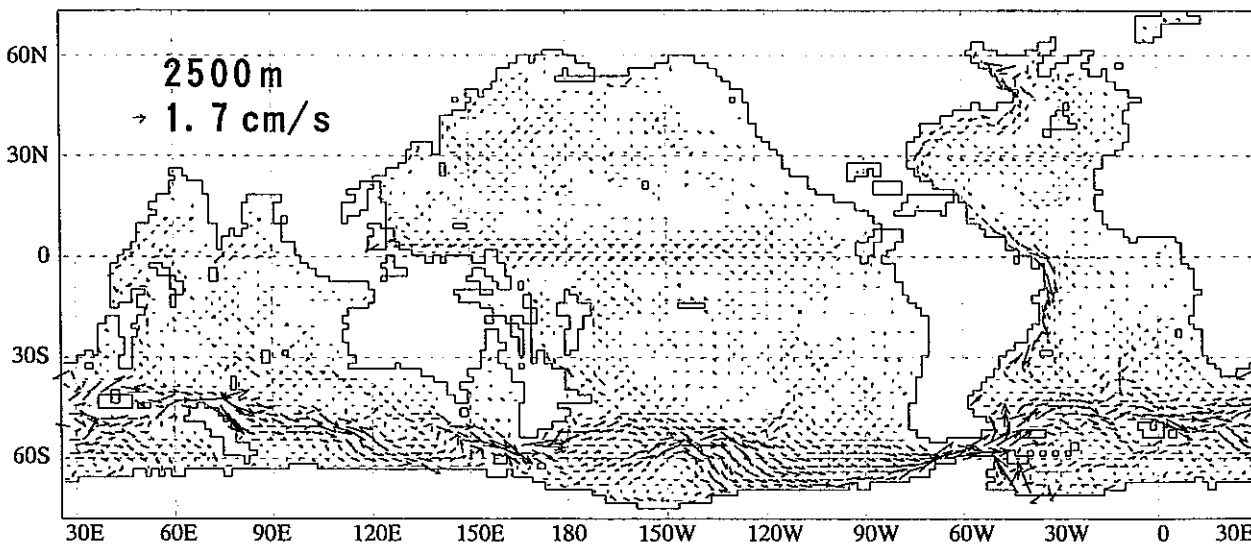
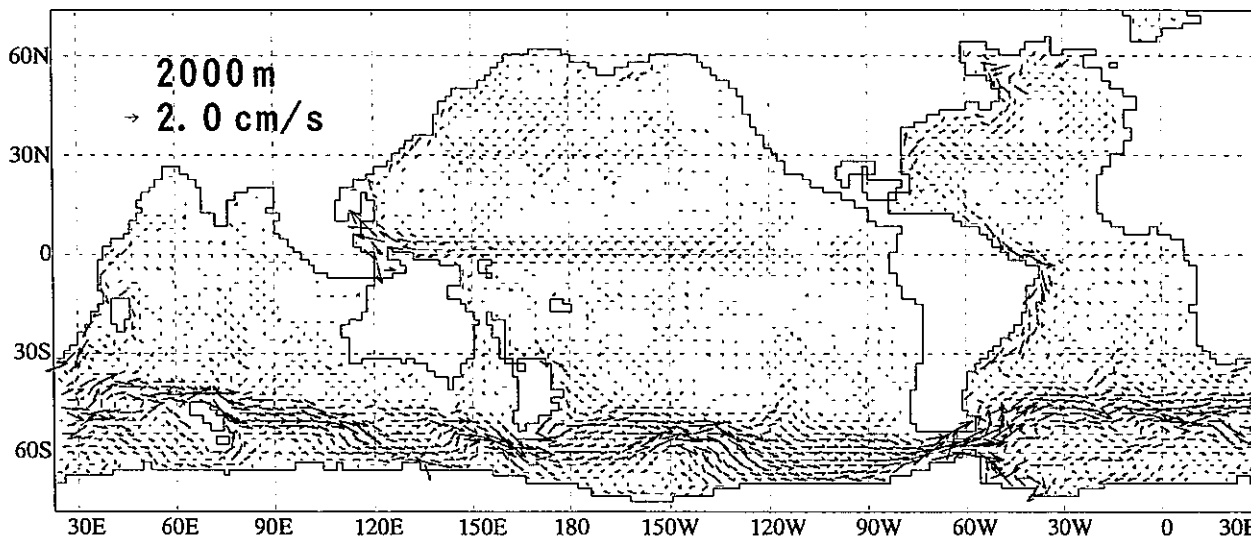
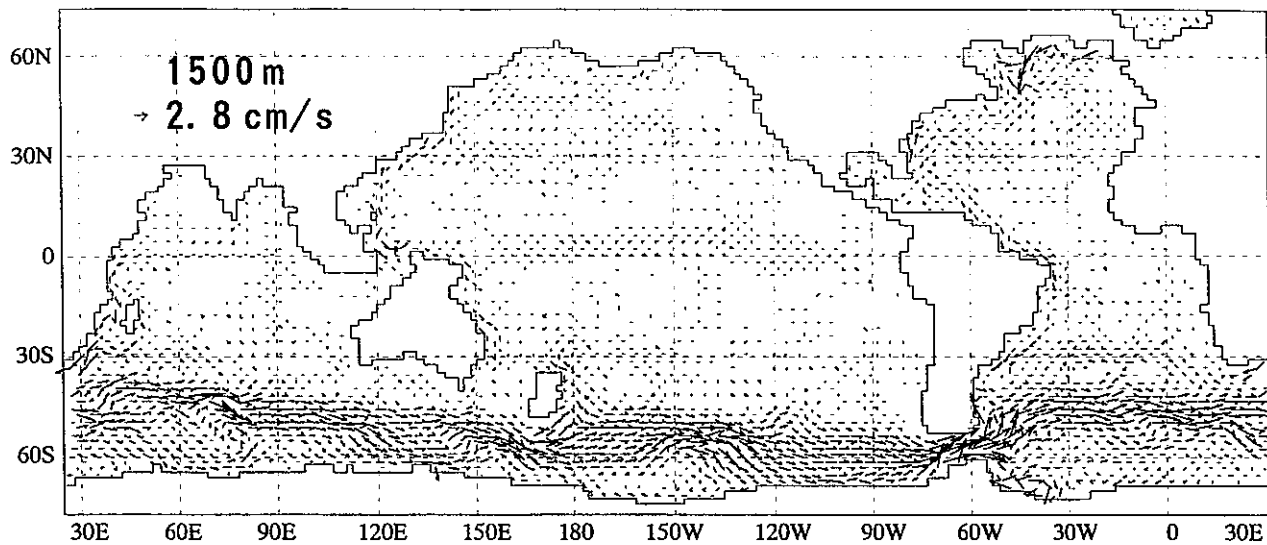


図2.6(3) 診断モデルで得られた年平均流速場
(上：水深1500m、中：水深2000m、下：水深2500m)

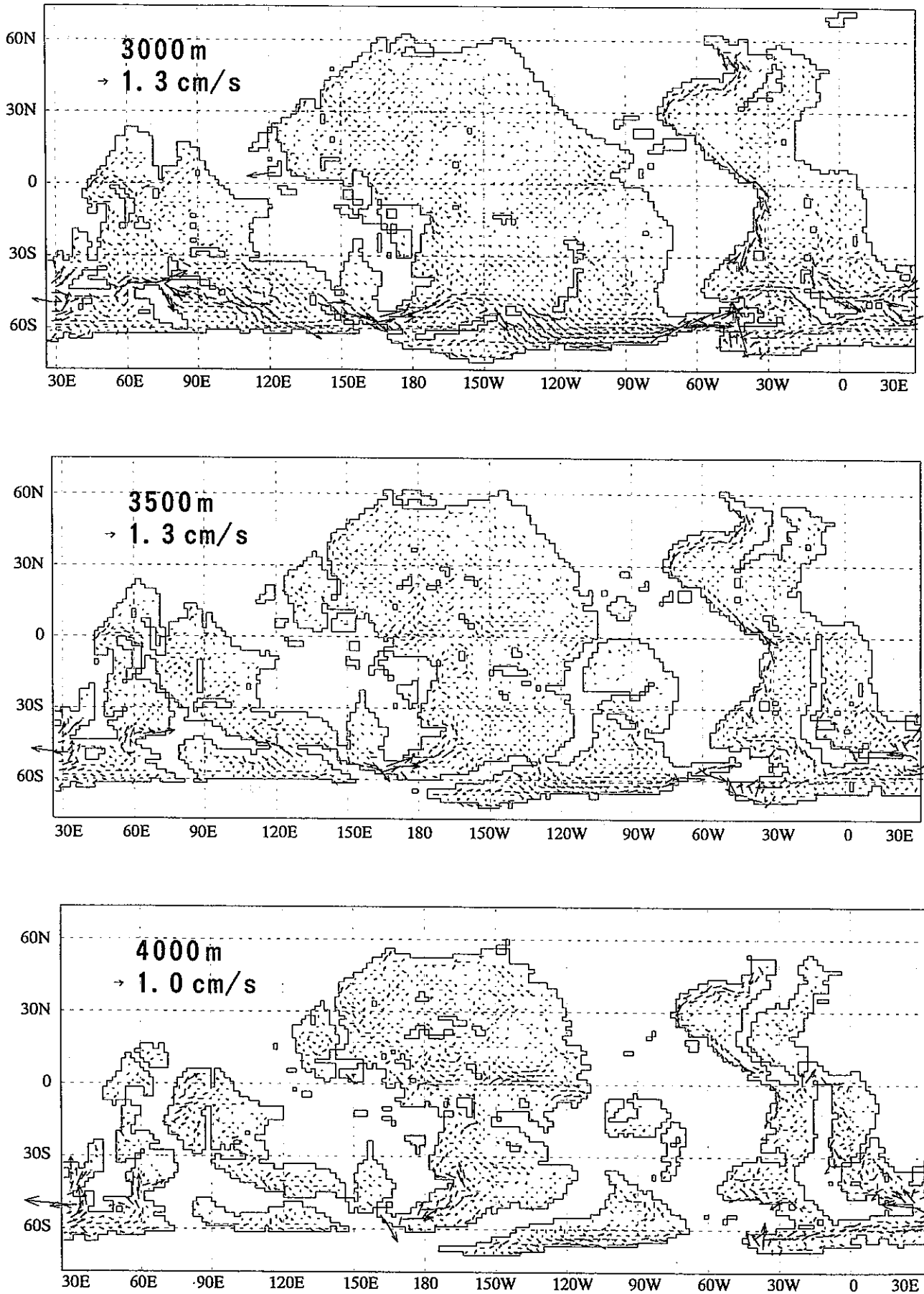


図2.6(4) 診断モデルで得られた年平均流速場
(上：水深3000m、中：水深3500m、下：水深4000m)

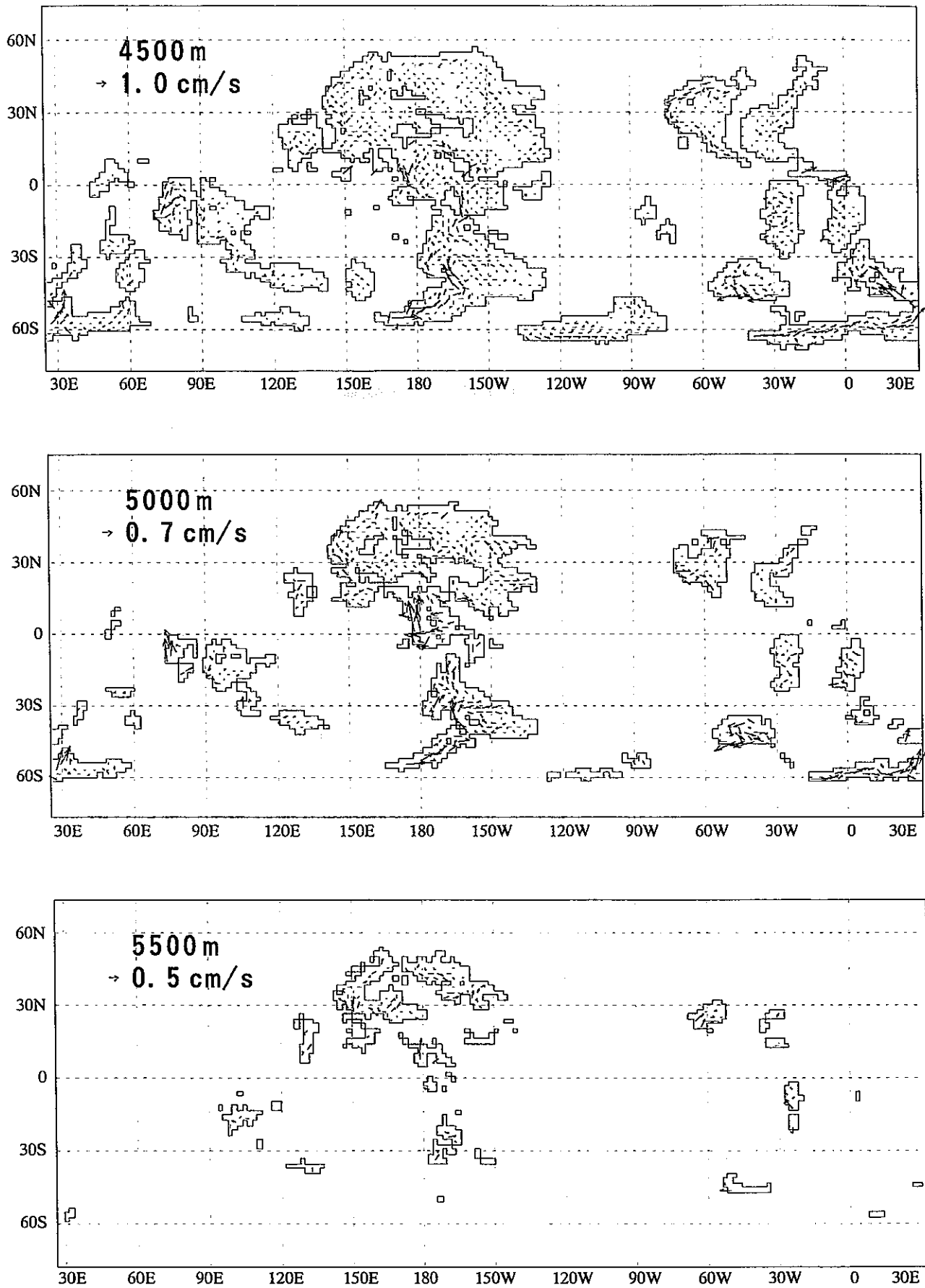


図2.6(5) 診断モデルで得られた年平均流速場
 (上：水深4500m、中：水深5000m、下：水深5500m)

2.5.4 鉛直流

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はあまり良くない。

水深 50m, 650m, 2250m の鉛直流速の分布を図 2.7 に示した。上向きは○、下向きは×で鉛直流速を表している。

以下に鉛直流の特徴を記す。

- 50m での鉛直流の分布では、大陸の周辺部と赤道付近には湧昇域が存在し、太平洋、大西洋、インド洋の中緯度帯には沈降域が存在する。
- 650m での鉛直流の分布では、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、西経 110～90 度、東経 140 度、東経 60 度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沿岸、ホーン岬周辺、ウェッデル海、西経 130 度と東経 170 度の南極大陸沿岸に強い沈降域があり、カムチャツ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。
- 2250m での鉛直流の分布を見ると、西岸境界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。

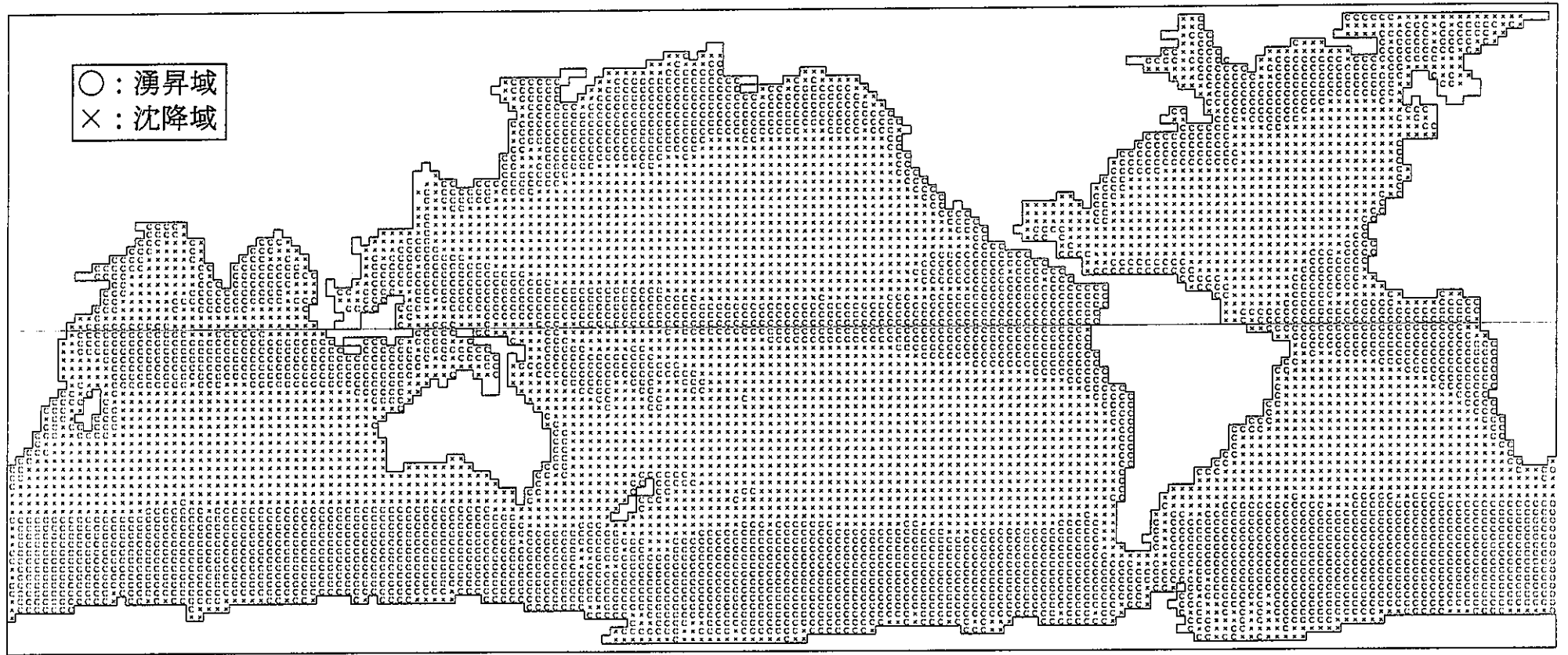


図2.7(1) 診断モデルで得られた年平均鉛直流 (水深50m)

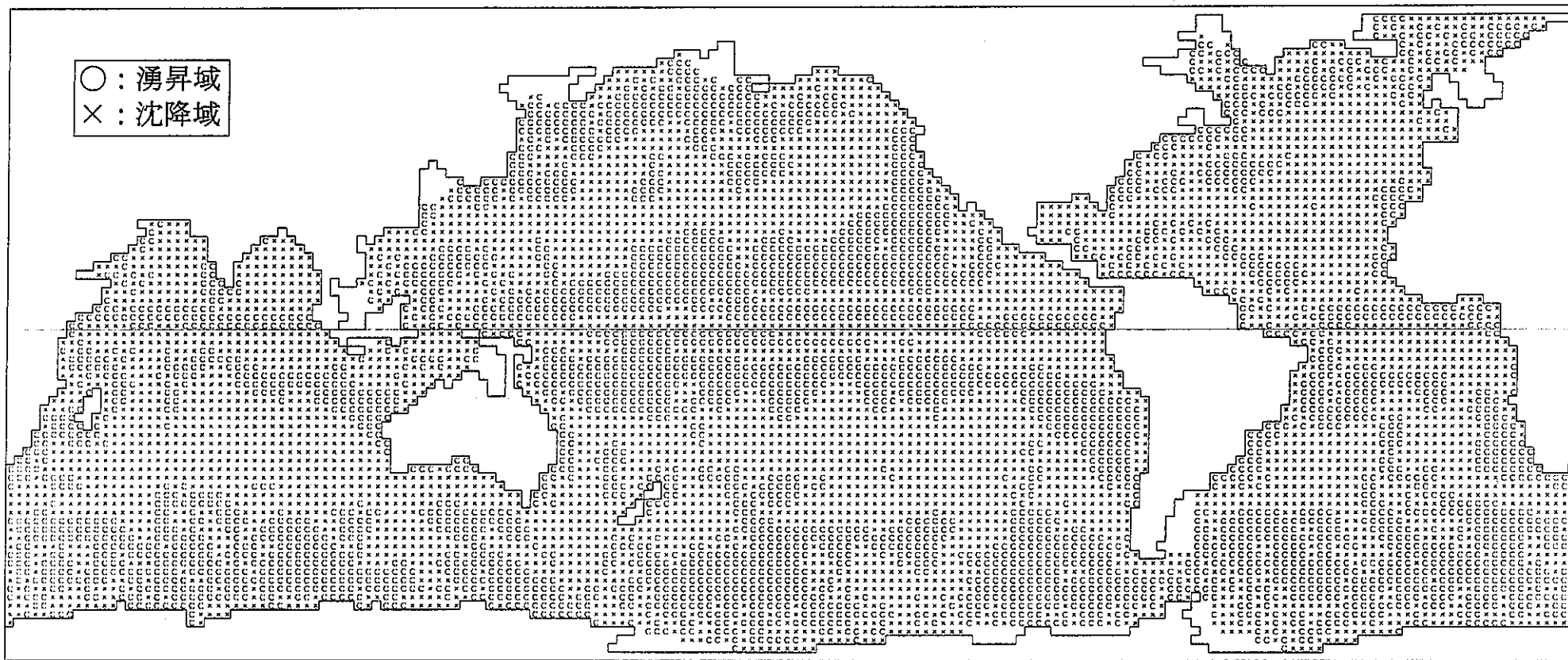


図2.7(2) 診断モデルで得られた年平均鉛直流速（水深650m）

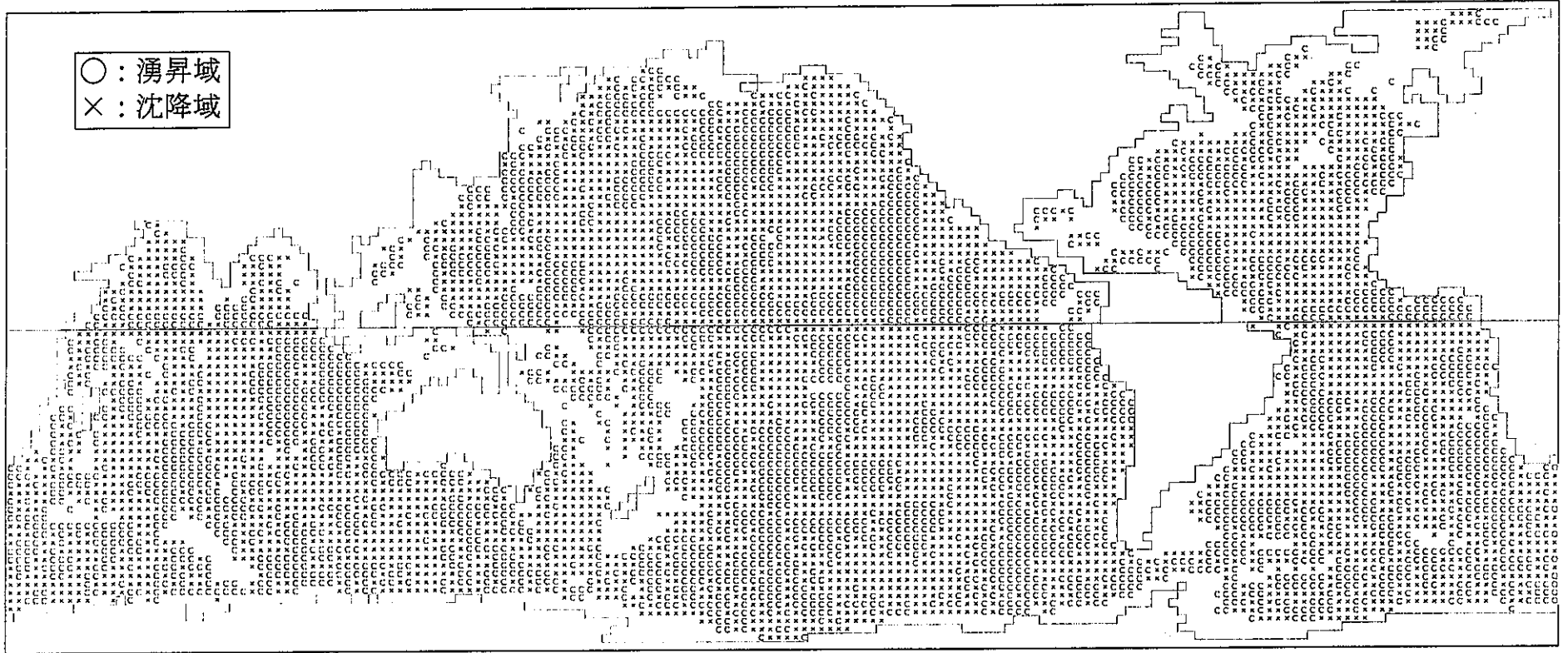


図2.7(3) 診断モデルで得られた年平均鉛直流速 (水深2250m)

3 粒子追跡・拡散評価手法

3.1 粒子追跡手法の概要

本研究で用いた粒子追跡の手法は、Fujio et al.⁽¹⁴⁾が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。 \mathbf{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。

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{U}(\mathbf{X}) \quad (3.1)$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_0 \quad \text{at} \quad t = 0 \quad (3.2)$$

ただし、 \mathbf{U} は 3 次元流速ベクトルで、 \mathbf{X}_0 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 法を用いた数値的に解く。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 粒子追跡手法を応用した拡散濃度評価手法

粒子追跡手法を応用して拡散の評価を行うことができる。これは、微分方程式を介することなく、拡散現象のランダム性を利用することによって、モンテカルロ法を用いて拡散状況を表現する手法である。モンテカルロ法は、一般的には、ある問題の解に等しい期待値を有するような確率変数を含む確率現象を考えて、適当な疑似乱数をなどを用いながらその確率現象を計算機の中で繰り返し近似的に実現させることによって解の値を推定する方法である。計算の対象が本来確率的な現象であるときには、モンテカルロ法は数値計算の代替物というよりむしろ直接現象のシミュレーションをしているものと考えられる。

モンテカルロ法を用いた粒子追跡手法では、乱れの強さ、タイムスケール、粒子数などを与え、乱数を発生させながら分散粒子の拡がりを求める。乱れの大きさを拡散係数と結びつけ、確率現象として取り扱うものである。

具体的には、粒子の移動を流動による移動と乱れによる移動（拡散）に分けて、流動による移動を粒子追跡手法で評価し、乱れによる移動をランダム・ウォークで与えてモンテカルロ法で評価する。図 3.1 に模式図を示す。

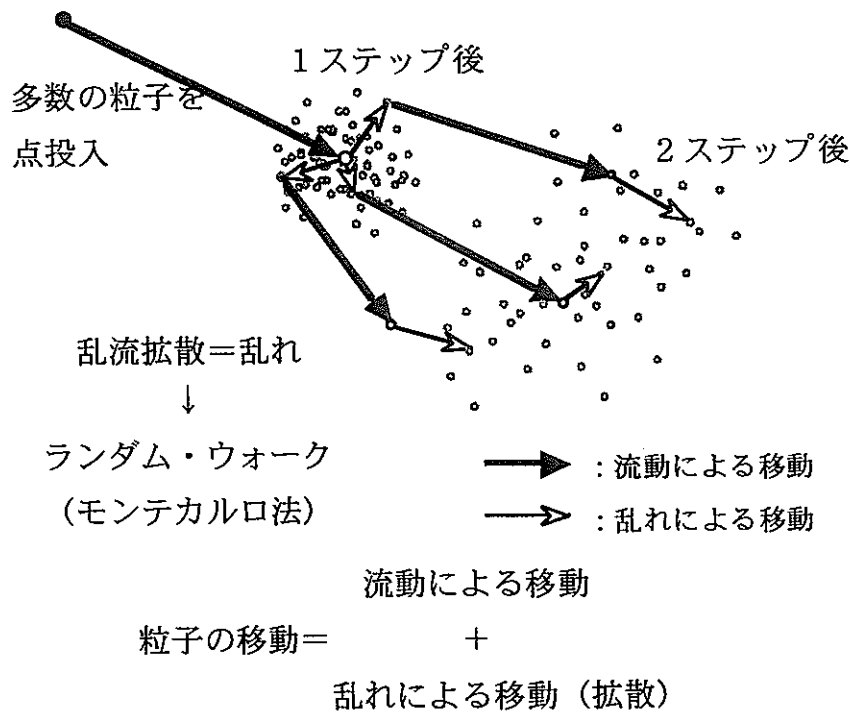


図 3.1 粒子追跡手法による拡散の表現方法

3.2.1 粒子追跡計算における乱れの大きさの評価

粒子追跡計算で物質の拡散を評価するに当たって、乱れによる移動を取り扱う必要がある。この乱れの大きさは拡散方程式中の拡散係数と関係づけられる。ここでは、乱れの大きさと拡散係数の関係の導出について述べる。⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾

原点に $t=0$ で、単位面積あたりに物質 M を放出したときの拡散方程式

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = K_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (3.3)$$

C : 濃度

u, v : 流速

K_x, K_y : x, y 方向の拡散係数

の解析解は次式で与えられる。

$$C = \frac{M}{\sqrt{(4\pi t)^2 K_x K_y}} e^{-\frac{1}{4t} \left\{ \frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} \right\}} \quad (3.4)$$

C : 濃度

K_x, K_y : x, y 方向の拡散係数

ここで、簡単のため x 方向のみで考えると、

$$C = \frac{M}{\sqrt{4\pi t K}} e^{-\frac{x^2}{4tK}} \quad (3.5)$$

さてここで、標準偏差 σ を持つ正規分布 N は

$$N = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (3.6)$$

で表される。ここで N は $t=0$ に原点にあった物質 (総量:1) が x 軸方向に分散 σ^2 の乱れの大きさに分布した場合の任意の時間と位置の物質の量を表したものである。さて、この(3.5)式と(3.6)式は同じ形をしているのが分かる。それゆえ乱れの大きさ、つまり物質の移動距離の分散 σ^2 と拡散係数 K の間には、

$$\sigma^2 = 2Kt \quad (3.7)$$

の関係が成り立つ。

さて時刻 $t = n\Delta t$ において $(x^{(n)}, y^{(n)})$ にあった粒子が拡散によって Δt 時間後に $(x^{(n+1)}, y^{(n+1)})$ に移動したとすると、これらの間には次のような関係式が成立する。

$$\left\{ \begin{array}{l} x^{(n+1)} = x^{(n)} + l_x \\ y^{(n+1)} = y^{(n)} + l_y \end{array} \right\} \quad (3.8)$$

ここで、 l_x, l_y はランダムウォークによって決定される拡散の x, y 成分で、

$$\left\{ \begin{array}{l} l_x = c_x a \\ l_y = c_y b \end{array} \right\} \quad (3.9)$$

a, b : 乱数
 c_x, c_y : 時刻, 粒子によらない係数

で表される。移動距離 l_x, l_y を定める発生乱数には一様乱数や正規乱数などがある。

移動距離 l_x の分散 σ_x^2 と拡散係数の間には (3.7) 式より

$$K_x = \frac{1}{2} \frac{\sigma_x^2}{\Delta t} \quad (3.10)$$

の関係が成り立っている。一方乱数 a の分散を σ_a^2 とすると σ_x^2 との間には (3.9) 式から

$$\sigma_x^2 = c_x^2 \sigma_a^2 \quad (3.11)$$

の関係が成り立つ。

いま、 a を $(-0.5 \sim 0.5)$ の範囲の一様乱数とすると、その分散 σ_a^2 は $1/12$ なので、(3.10), (3.11) 式から

$$C_x = \sqrt{24\Delta t K_x} \quad (3.12)$$

が得られる。y 成分についても同様である。この結果と (3.9) 式から

$$\left\{ \begin{array}{l} l_x = \sqrt{24\Delta t K_x} a \\ l_y = \sqrt{24\Delta t K_y} b \end{array} \right\} \quad (3.13)$$

となり、粒子の移動距離を拡散係数と乱数によって表すことができる。さらに z 成分についても同様な取り扱いができる。

上に述べた、乱れによる移動を本調査で試算を行った粒子追跡計算手法に取り込むことによって、物質の拡散現象を表現することができる。この手法は次節に述べるような様々な特徴を持ち、広域の物質拡散を取り扱うのに特に有効である。

3.2.2 粒子追跡計算手法の長所

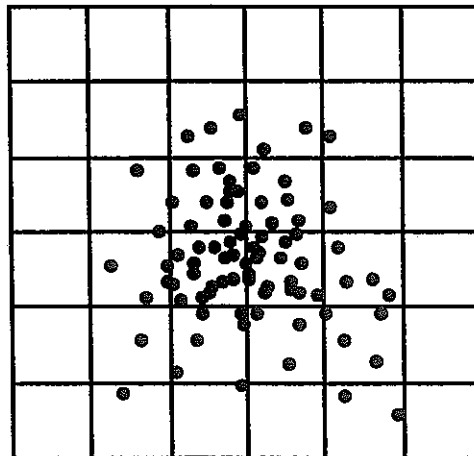
上記で述べた粒子追跡計算手法による物質拡散の評価手法の特徴を整理すると次のようにまとめられる。

①乱数を用いて粒子の動きに乱れの効果を与え、拡散現象を表現できる。

粒子追跡自体の計算は流れのデータがあれば容易に行える。また拡散の効果を与えることも手法的には比較的たやすい。拡散現象は確率的な分布で表現される。この確率的な分布を粒子の移動距離に乱数を用いて与えることにより、乱れの効果を与え拡散現象を表現することができる。

②粒子の位置で拡散域を把握できる。

粒子の位置を表示することによって拡散域を視覚的に把握することができる。図 3.2 に粒子追跡手法による拡散域を模式的に示す。各々の粒子の位置で拡散範囲を視覚的に把握できる。



粒子の位置で拡散域を把握できる。

図 3.2 粒子追跡手法による拡散域の把握

③流れのシアーによる分散を表現できる。

粒子追跡の計算手法は、計算格子内の粒子の移動ベクトルは、対象粒子を取り囲む周囲8点の水平流速定義点と、上下の鉛直流速から補間して求められる。このため同じ計算格子内でも粒子の位置によって、移動ベクトルは異なる。したがってサブグリッド内でも流速のシアーの効果を表現できる。図 3.3 に1格子内に流れのシアーがある場合の粒子の移動ベクトルを模式的に示す。粒子 a は格子内で流速定義点 A に近い位置にある。この粒子 a は A, B, C, D の流速ベクトルの重み付き平均で U_a のベクトルの方向に移動する。一方、粒子 b は U_b のベクトルの方向に移動する。このように粒子追跡計算手法では、同じ格子内でも粒子の位置によってその移動ベクトルが異なるので、流れのシアーによる分散の効果を表現できる。

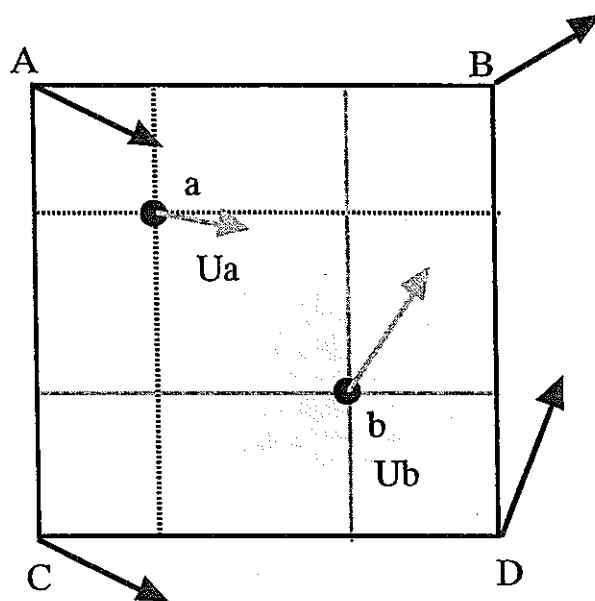


図 3.3 流れのシアーの効果

④任意の領域の濃度評価を行える。

粒子追跡計算手法では、濃度の評価は濃度評価を行いたいボリュームの粒子個数から評価する。この評価対象ボリュームは任意に設定することができる。例えば、計算格子よりも小さなボリュームにおける粒子数を数えることにより、サブグリッドの濃度表現も可能となる。図 3.4 に濃度評価の模式図を示す。濃度評価は粒子を物質の特性を持った代表点と考え、設定した領域の容量を考慮して濃度換算する。(a)は流動計算に用いた計算対象格子で濃度評価を行った場合を示す。一方、(b)は濃度評価の対象格子を $1/2$ した場合の濃度評価である。このように粒子追跡計算手法では、任意に濃度評価対象ボリュームの大きさを設定することが可能である。

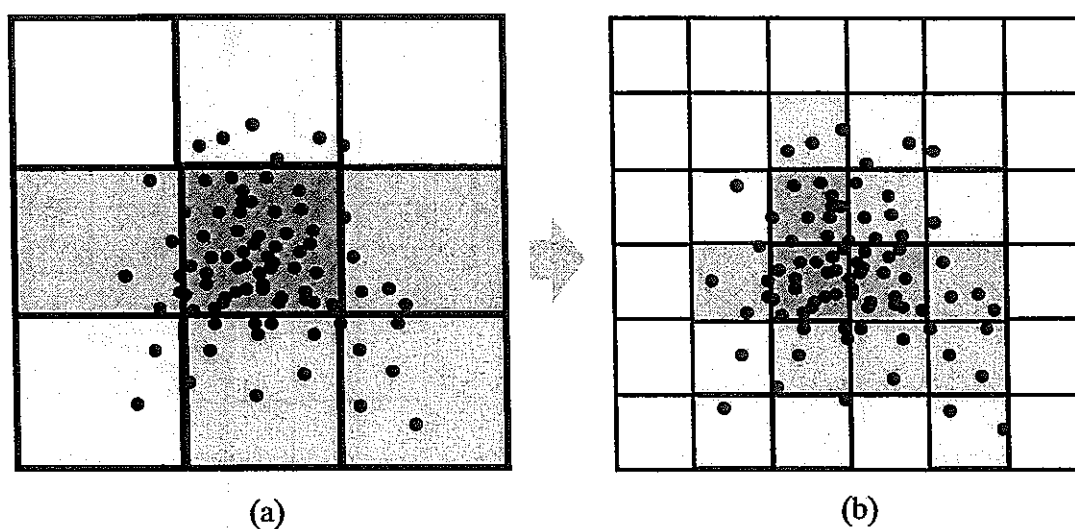
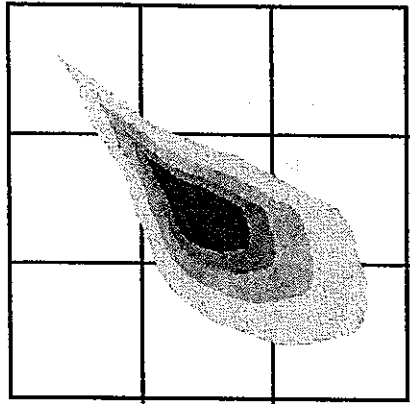


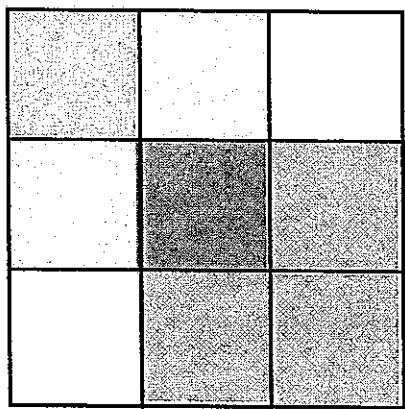
図 3.4 粒子追跡計算手法の濃度評価

これを拡散計算手法の場合と比較した模式図を図 3.5 に示す。流れのシアーによって引き延ばされた物質の濃度分布があるとする（海洋での染料放出による拡散の実験などでよく見られる）。拡散計算手法では、流れの計算の格子サイズの解像度のみでしか表現できないので、粗い評価になってしまう。一方、粒子追跡計算の場合は粒子の分布を見て、任意の格子サイズを設定して濃度の評価を行う事ができる。

○拡散計算の場合

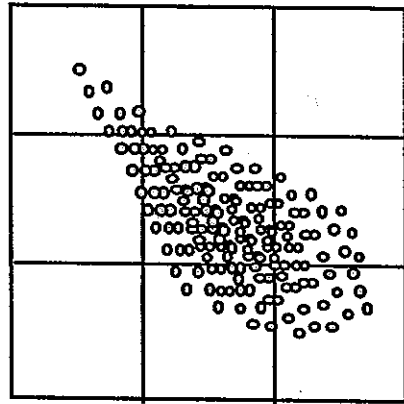


流れのシアーにより引き延ばされた濃度分布

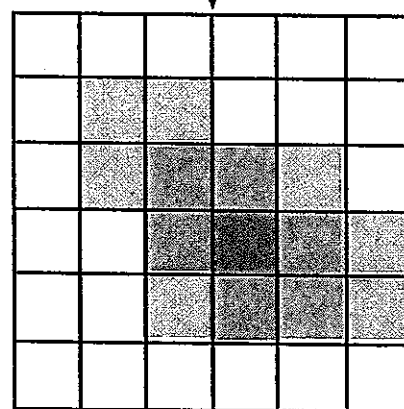
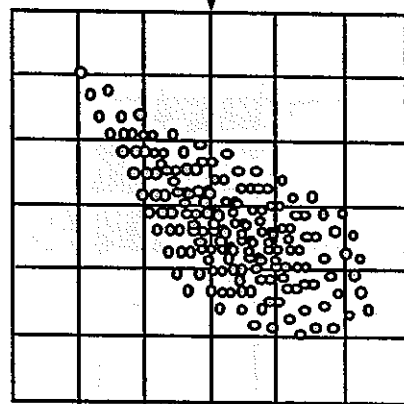


濃度評価のスケールは、流動計算の計算格子の大きさに依存する。

○粒子追跡計算の場合



濃度評価のスケールを任意に設定できる。



サブグリッドの濃度評価ができる。

図 3.5 粒子追跡計算手法と拡散計算手法の濃度評価の比較

⑤粒子毎の履歴を考慮できる。

粒子毎に特性を持たせることが可能であるので、粒子毎の履歴を考慮できる。すなわち対象物資に時間的な変質がある場合の評価が行える。図 3.6 に模式図を示す。時間的に変質するA, Bという粒子が流れの場で移動しているとする。評価を行う時点におけるA, Bの位置が同じ格子にあるとすると、同じ格子にある粒子でも、それぞれの履歴が異なるので、Aの粒子はA'に変化しており、一方、BはB''に変化している。粒子追跡手法の場合はこのような粒子一つ一つの履歴を考慮することができる。放射性核種を考える場合にこの要素は欠くことができない。

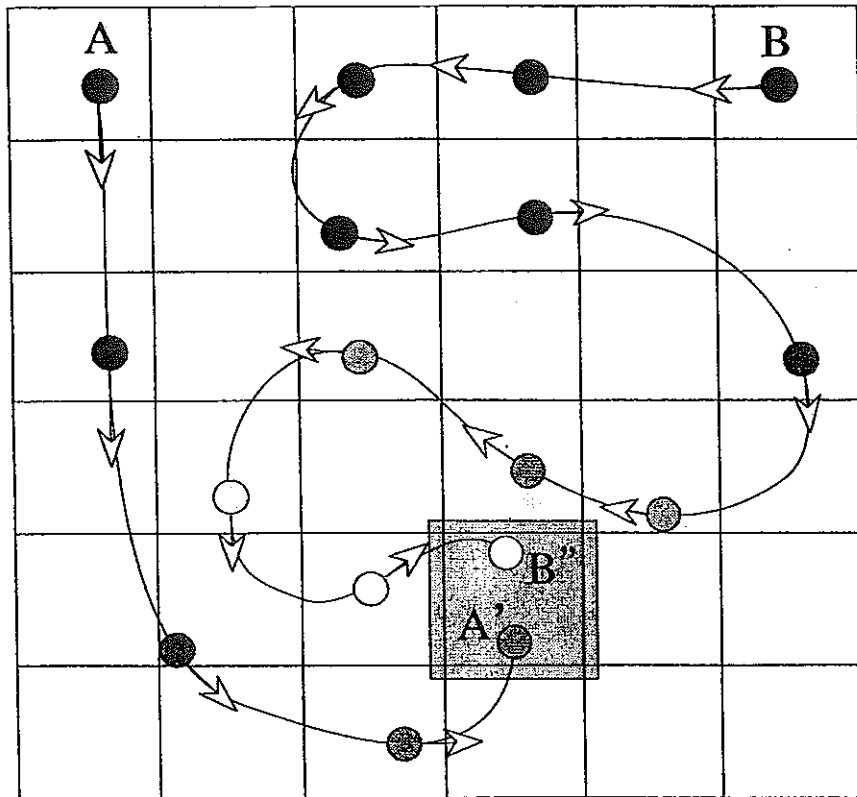


図 3.6 粒子追跡における粒子の変質の評価

3.2.3 粒子追跡計算手法の考慮すべき点

粒子追跡手法においてもいくつか考慮しておく点がある。それらは次のような点である。

①大量の粒子放出が必要となる

濃度評価を行う場合、評価を行う対象のボリューム内の粒子の個数が問題となる。拡散範囲が広がると相対的に各対象ボリューム内の粒子個数は次第に減少していくことになる。粒子数が少ない場合、濃度の評価をどう行うかが問題となる。このため評価する基準の濃度、評価の期間（時間）、等によって必要な粒子数を考慮する必要がある。

②粒子数によっては多くの計算時間を必要とする。

粒子追跡計算では、1個1個の粒子の移動を計算していく。したがって粒子数に比例して計算時間が増加する。また、拡散の効果を考慮する時、乱れを乱数として与えるので、通常の粒子の追跡のみの場合よりも計算時間を多く必要とする。

以上をまとめると、粒子追跡自体の計算は、流れのデータさえあれば容易に行える。ランダムウォークにより乱れを与えることも困難ではない。そして最大の特徴は任意のボリュームの濃度評価が行えることにある。流れの計算格子よりも小さなスケールでも濃度を評価することが可能である。しかし一方、十分な濃度評価を行うには、上記にのべたような粒子数、計算期間（粒子追跡の期間）などの設定を十分に考慮する必要がある。

3.2.4 粒子追跡手法で用いる流速場について

図 3.1 に示したように、粒子追跡手法を応用した拡散濃度評価手法では物質の移動を次の 2 要素で評価を行う。

- ①流動による移動（分散）を粒子追跡手法で評価
- ②乱れによる移動（拡散）をモンテカルロ法で評価

ここで①の流動による分散を評価するためには、流速場のデータが必要となる。流速場としては x , y 方向の流速成分と、鉛直 z 方向の流動成分が何らかの方法で得られればよい。

流速場としては、ここで目的としている全球を対象とした海洋における広域拡散を評価する場合には、第二章で検討、計算を行った診断モデルによる流動計算結果を用いる。

上記の診断モデルによる計算では全球における年平均流速場が得られている。流速場を年平均で扱う限りにおいては、毎回流動の計算を行う必要はなく、上記の計算結果をデータテーブルとして利用することが可能である。

同計算では、鉛直 15 層、2 度格子の格子点における流速の東西成分および南北成分と、格子中央における鉛直流成分が得られている。

粒子追跡手法では任意の位置 $P(x, y, z)$ における流速ベクトルを、 P を取り囲む流速成分から、空間的に補間を行うことによって求めることができる。この任意の地点における流速ベクトルを用いて粒子追跡を行い、①の流動による移動（分散）を粒子追跡手法で評価する。

3.3 解析解とモンテカルロ法による拡散解の比較

拡散方程式の理論式から導かれる解析解と、ランダムウォークによる拡散の結果（モンテカルロ法）を比較し、粒子追跡手法にランダムウォークを組み合わせた拡散計算手法の妥当性の検討を行った。

2次元平面における拡散方程式の理論式から導かれる解析解による濃度分布と、粒子にランダムウォークを与えて行った拡散計算の濃度換算結果の比較を行うことによって、モンテカルロ法による拡散計算手法の妥当性の確認をした。

3.3.1 検討ケース

検討ケースとして、モンテカルロ法による拡散計算を粒子数の違いによる2ケース行い、対応する解析解による結果と比較を行った。

表 3.1 検討ケース

ケース	内容	備考
ケースI	粒子拡散（モンテカルロ法）	粒子数：10,000個
ケースII	粒子拡散（モンテカルロ法）	粒子数：100,000個

3.3.2 計算条件

計算条件は次のように設定した。

- ・拡散係数 : $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$
- ・格子間隔 : 40km
- ・タイムステップ : 3600 秒

3.3.3 計算結果

(1) 検討ケース I (粒子拡散：粒子数 10,000 個)

基本ケースとして粒子数を 10,000 個とした。

①粒子拡散

モンテカルロ法による粒子の拡散状況

- ・粒子数 : 10,000 個
- ・拡散係数 : $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$
- ・格子間隔 : 40km
- ・タイムステップ : 3600 秒

図 3.7 に初期状態, 10 日後, 50 日後, 100 日後の粒子の拡散状況を示す。

②粒子拡散濃度分布図

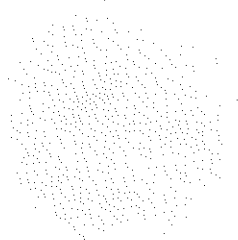
①の結果を格子単位の粒子数で表現。

図 3.8 に初期状態, 10 日後, 50 日後, 100 日後の粒子による拡散濃度分布図を示す。中央に位置していた粒子が時間経過とともに均等に拡散していく様子がわかる。

③濃度断面 (中央の濃度断面)

図 3.9 に初期状態, 10 日後, 50 日後, 100 日後の中央部の濃度断面図を丸印で示す。また, 同様条件の解析解を実線で示す。

10 日後までは解析解とモンテカルロ法が比較的あっているが, 100 日後ではばらつきが見られる。



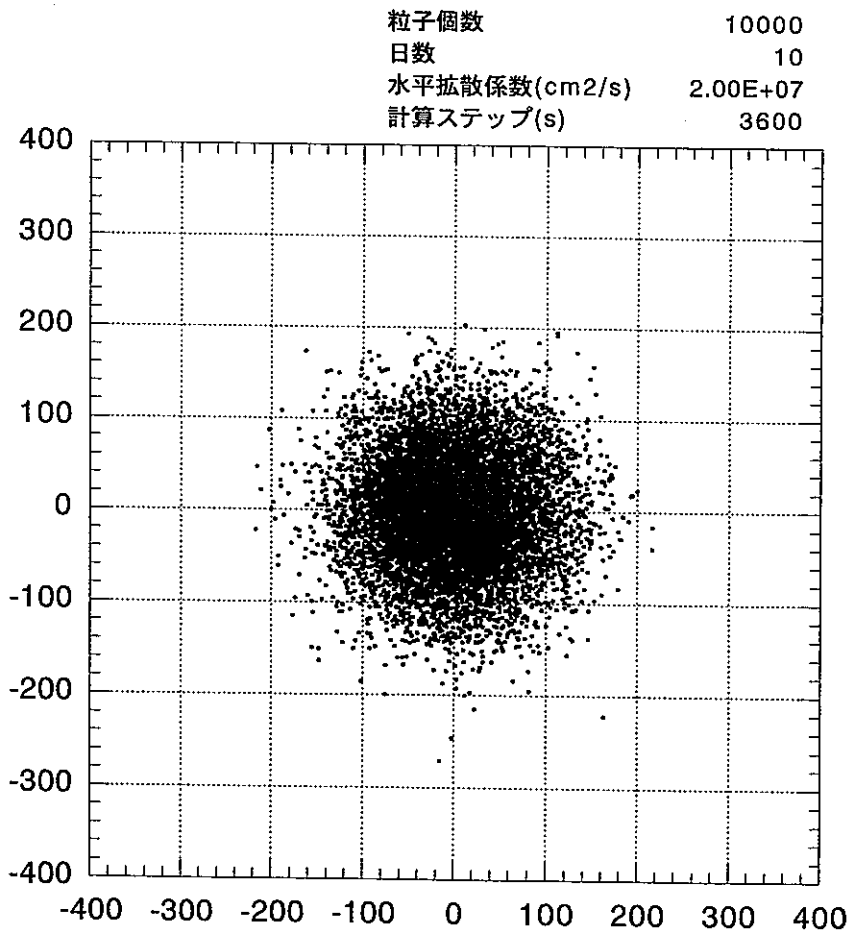
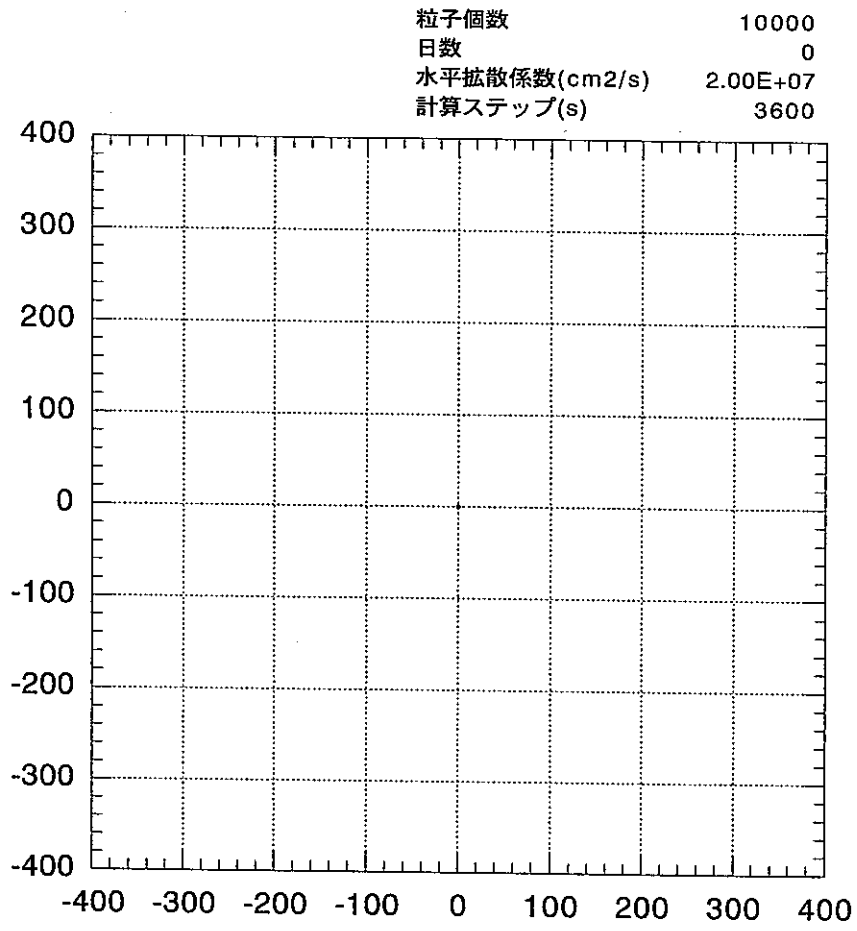
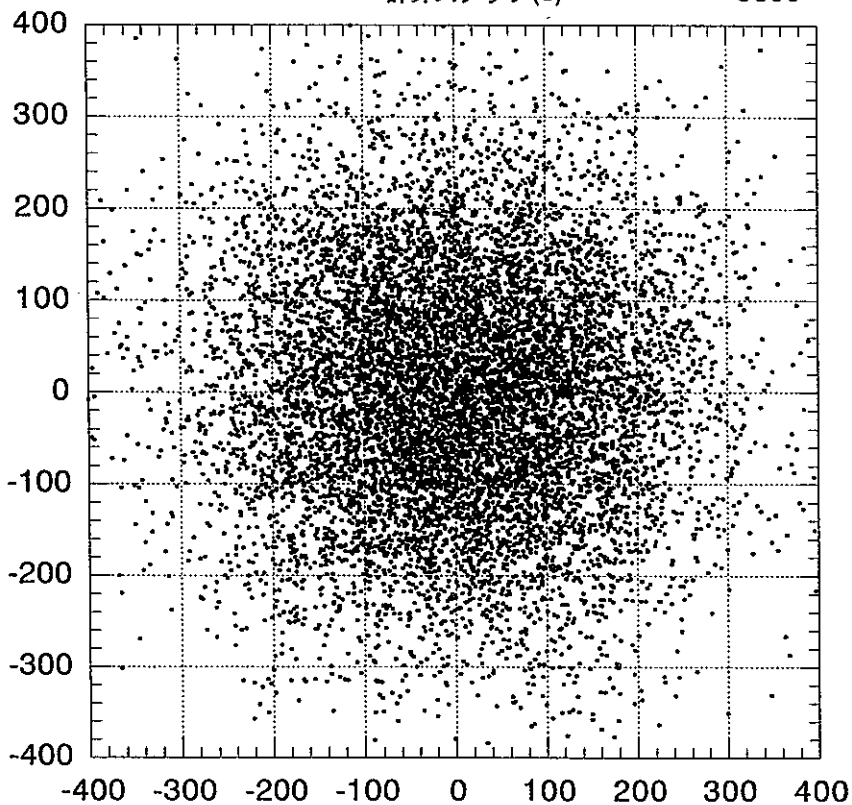


図3.7(1) 粒子拡散状況 (上：初期状態、下：10日後)

粒子個数 10000
日数 50
水平拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
計算ステップ(s) 3600



粒子個数 10000
日数 100
水平拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
計算ステップ(s) 3600

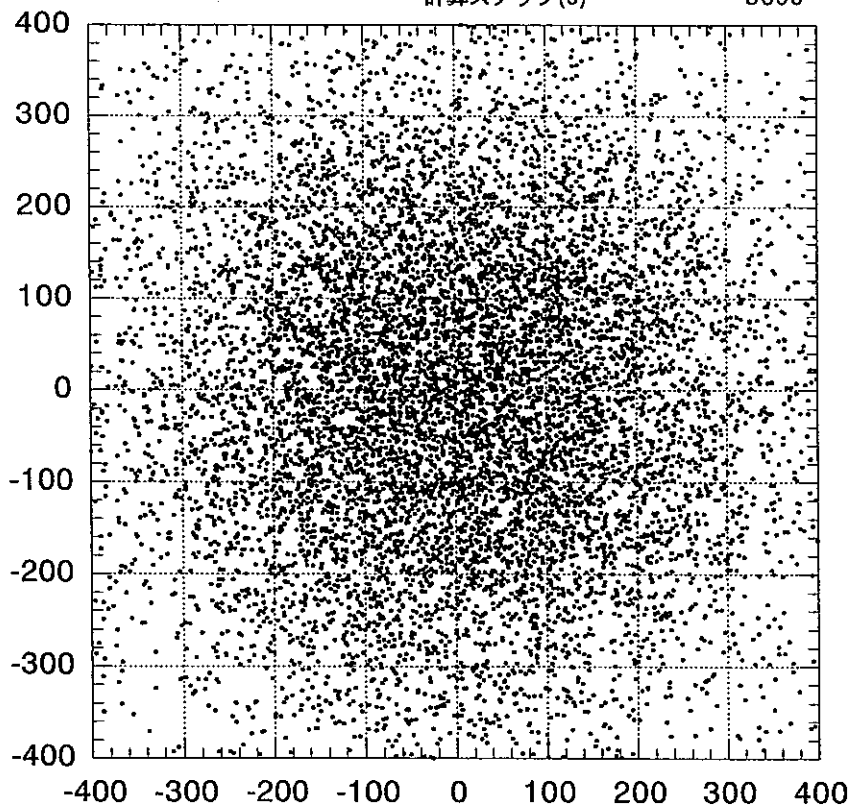


図3.7(2) 粒子拡散状況 (上: 50日後、下: 100日後)

																粒子個数	10000
																日数	0
																拡散係数(cm ² /s)	2.00E+07
																計算ステップ(s)	3600
																中心からの範囲(km)	380
																格子の大きさ(km)	40
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10000	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

																粒子個数	10000
																日数	10
																拡散係数(cm ² /s)	2.00E+07
																計算ステップ(s)	3600
																中心からの範囲(km)	380
																格子の大きさ(km)	40
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	0	5	1	2	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	3	3	6	15	17	19	8	2	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	2	8	31	80	111	82	41	13	2	0	0	0	0
0	0	0	0	1	7	37	106	228	302	245	110	39	6	0	0	0	0
0	0	0	0	2	13	82	243	431	531	479	251	82	18	3	0	0	0
0	0	0	0	5	13	101	286	552	670	590	305	99	21	6	0	0	0
0	0	0	0	5	14	59	249	458	559	456	210	82	21	1	0	0	0
0	0	0	0	1	5	38	112	237	276	234	142	50	9	0	0	0	0
0	0	0	0	1	3	17	37	85	94	75	41	14	3	0	0	0	0
0	0	0	0	0	1	6	8	13	28	14	7	2	2	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	4	1	3	1	2	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

図3.8(1) 粒子拡散濃度分布図 (粒子数10,000個、上：初期状態、下：10日後)

粒子個数 10000
 日数 50
 拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
 計算ステップ(s) 3600
 中心からの範囲(km) 380
 格子の大きさ(km) 40

0	0	0	1	2	0	1	4	2	2	1	4	6	5	1	1	1	0	0
1	0	0	2	6	6	5	9	5	5	5	11	8	8	3	4	1	0	1
1	0	1	1	5	4	5	10	13	12	14	16	10	10	4	2	0	0	2
0	1	5	5	11	15	18	21	26	30	31	16	18	16	7	7	1	0	0
3	2	5	12	16	23	19	29	48	38	45	34	30	30	13	8	5	1	0
1	4	5	10	19	33	54	55	72	56	70	64	49	27	25	6	11	3	3
3	5	3	17	27	33	57	78	94	102	108	89	59	44	33	17	10	6	3
3	5	16	26	53	57	71	92	150	125	125	108	75	67	37	13	8	6	4
2	6	19	27	46	62	85	109	134	159	125	109	103	49	50	24	12	10	3
1	5	10	26	46	80	74	115	132	145	127	117	90	71	65	29	17	6	2
9	8	17	25	39	66	90	118	135	117	123	127	98	75	45	27	18	7	2
6	4	12	17	40	53	76	112	114	121	120	113	85	60	36	35	10	3	1
3	3	16	16	33	36	50	86	81	103	82	90	64	63	27	23	13	7	1
3	4	8	16	23	48	59	64	80	72	55	51	46	39	17	16	9	4	2
2	1	10	14	25	24	27	31	38	58	30	49	24	14	14	10	13	6	0
0	3	3	10	4	14	21	12	25	24	26	32	17	20	7	3	0	3	1
0	0	1	3	6	7	5	18	17	22	14	15	8	10	6	3	0	2	0
0	0	2	1	4	5	5	5	8	8	7	6	7	2	7	3	2	1	0
0	1	0	0	2	3	4	5	4	3	5	3	3	1	0	0	1	1	0

粒子個数 10000
 日数 100
 拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
 計算ステップ(s) 3600
 中心からの範囲(km) 380
 格子の大きさ(km) 40

2	1	2	6	6	10	11	13	16	16	14	12	6	8	5	3	3	4	4
2	3	10	3	7	12	10	17	10	19	23	15	18	9	7	6	8	5	3
3	3	7	14	12	16	19	24	29	16	18	18	19	12	18	7	7	9	6
5	4	10	17	25	24	28	40	24	27	22	29	28	19	18	17	7	5	5
9	5	11	12	26	20	29	29	40	48	43	42	33	27	17	12	18	7	5
6	8	20	23	18	39	38	53	48	50	53	48	51	41	36	32	18	13	10
8	11	24	25	39	48	46	62	64	72	58	65	59	35	28	22	24	14	13
10	18	28	29	40	48	48	60	57	62	64	65	55	51	39	31	25	9	9
8	20	16	32	34	49	59	72	66	68	74	59	55	54	29	34	30	14	14
12	17	25	32	33	48	46	74	72	82	77	57	59	46	36	23	22	21	11
12	13	19	25	43	52	64	70	66	71	69	55	56	39	47	27	12	7	10
7	7	19	21	41	51	63	63	56	76	66	54	65	42	43	36	23	20	9
6	12	17	31	30	39	65	43	58	56	59	67	63	45	36	27	20	13	6
14	7	13	14	27	33	41	44	51	47	47	39	42	33	22	29	23	7	4
7	12	14	16	25	28	22	34	46	43	41	32	27	32	17	23	10	11	4
5	12	13	22	16	28	29	28	32	26	23	25	32	22	16	20	10	7	1
2	5	11	9	10	18	20	19	28	23	21	24	21	14	7	11	5	8	9
5	2	9	7	9	9	11	13	10	14	13	17	7	12	12	6	8	2	3
2	9	5	8	6	7	15	13	13	10	9	8	13	3	5	3	3	2	2

図3.8(2) 粒子拡散濃度分布図 (粒子数10,000個、上：50日後、下：100日後)

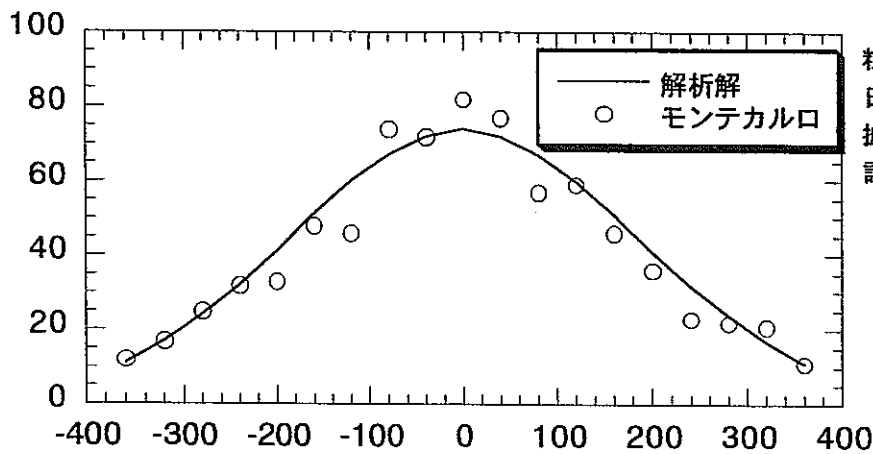
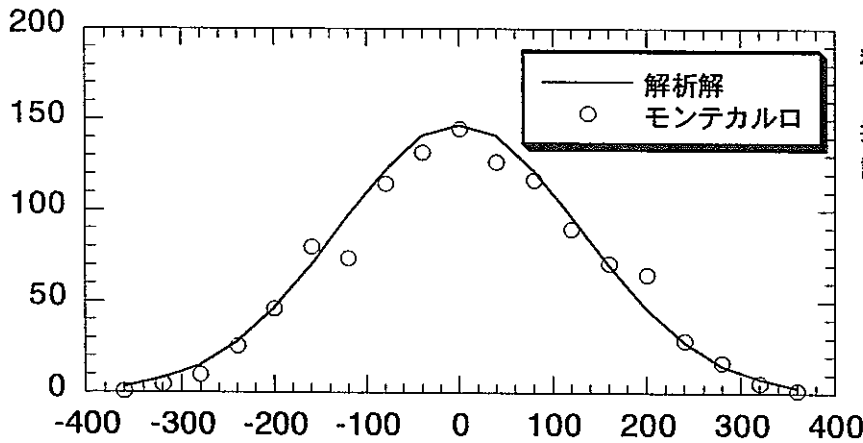
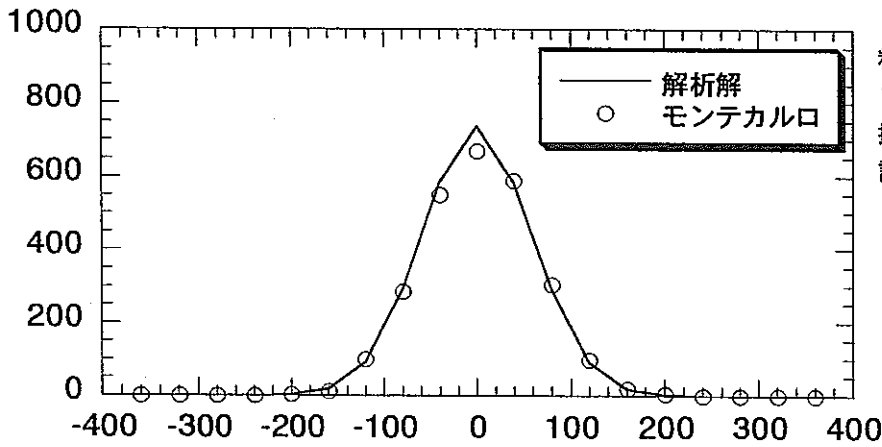
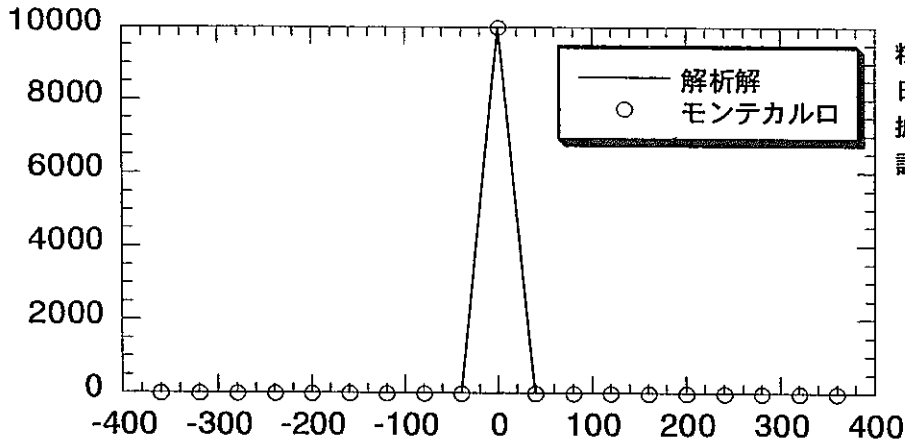


図3.9 濃度分布中央断面図 (粒子数 : 10000個)

(2) 検討ケース II (粒子拡散：粒子数 100,000 個)

ケース I に対して粒子数を 10 倍にしたケース。総負荷量として 10,000 と考えることによって、1 個の粒子の持つ負荷量はケース I の 1/10 になる。すなわち解の解像度が 10 倍になるということである。

①粒子拡散

モンテカルロ法による粒子の拡散状況（粒子数が多いため図化結果は黒くつぶれてしまうため図は省略した）。

- ・粒子数 : 100,000 個
- ・拡散係数 : $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$
- ・格子間隔 : 40km
- ・タイムステップ : 3600 秒

②粒子拡散濃度分布図

負荷量を 10,000 として表現。検討ケース I に対し 10 倍の粒子数。

検討ケース I : 負荷 1 : 粒子数 1

検討ケース II : 負荷 1 : 粒子数 10

②の結果を格子単位の粒子数で表現。

図 3.10 に初期状態、10 日後、50 日後、100 日後の粒子による拡散濃度分布図を示す。

③濃度断面（中央の濃度断面）

図 3.11 に初期状態、10 日後、50 日後、100 日後の中央部の濃度断面図を丸印で示す。また、同様条件の解析解を実線で示す。

粒子数 10,000 個に比べ、100 日後においても解析解とモンテカルロ法が良くあっている。

粒子個数 1E+05
 日数 50
 拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
 計算ステップ(s) 3600
 中心からの範囲(km) 380
 格子の大きさ(km) 40

0	3	4	5	11	16	22	33	27	40	51	15	19	20	18	3	4	1	0
5	6	9	7	23	27	50	62	78	70	70	72	53	36	27	17	6	2	1
3	10	16	33	54	77	110	138	155	143	143	115	104	78	39	31	22	6	5
10	18	29	51	91	129	192	222	276	270	274	229	177	125	85	58	34	18	4
17	19	39	92	143	218	291	398	423	433	446	414	288	236	162	83	54	26	9
10	31	74	131	210	318	443	575	663	704	650	608	471	334	260	137	67	34	15
25	36	95	194	327	474	645	796	883	988	944	823	665	459	318	196	109	49	16
35	75	136	218	386	582	833	1047	1157	1238	1130	1055	802	555	388	221	90	83	29
35	70	153	281	417	661	985	1180	1344	1462	1304	1147	930	704	445	245	141	66	33
39	82	137	301	483	740	1013	1152	1395	1547	1421	1205	974	655	450	272	155	79	41
34	73	148	275	410	689	927	1133	1291	1404	1299	1173	918	689	445	285	146	86	37
38	80	128	192	388	567	791	1024	1081	1184	1174	1021	756	600	382	234	130	71	24
21	64	100	196	306	463	628	816	909	906	924	821	665	468	310	202	97	44	18
13	41	73	130	215	362	448	607	689	699	636	632	501	324	220	122	62	35	17
11	36	44	80	160	213	308	367	405	472	474	424	286	239	169	89	44	25	10
13	8	26	41	84	106	174	245	264	268	292	238	173	131	110	59	41	18	3
3	10	16	26	42	51	102	145	156	136	159	129	95	76	45	27	18	12	2
3	3	6	19	18	35	49	63	76	67	61	62	57	33	27	11	8	0	3
1	0	4	6	9	24	21	31	38	27	21	26	21	15	10	9	3	3	2

粒子個数 1E+05
 日数 100
 拡散係数(cm²/s) 2.00E+07
 計算ステップ(s) 3600
 中心からの範囲(km) 380
 格子の大きさ(km) 40

14	30	35	37	67	75	88	110	117	116	122	121	113	80	71	54	38	28	12
27	36	55	81	82	109	118	147	171	185	157	159	154	113	79	57	63	48	26
36	47	66	95	116	171	182	213	233	237	202	208	175	178	120	100	90	64	42
46	74	108	130	172	197	244	280	281	287	341	280	243	224	182	129	124	91	51
54	101	127	203	257	283	331	362	370	398	401	386	311	286	221	203	132	79	60
82	123	167	221	295	374	412	444	497	524	502	426	404	326	274	231	163	126	63
84	152	187	253	355	390	534	544	580	589	622	550	514	408	306	238	176	147	86
89	153	214	288	376	451	547	659	683	642	627	621	544	495	369	328	207	168	78
101	162	238	327	405	506	569	689	726	738	691	640	594	491	453	315	270	170	127
104	186	218	300	417	464	604	643	708	745	685	642	569	514	411	319	204	179	125
118	161	220	304	400	471	593	626	710	745	659	709	558	521	423	304	220	165	111
100	159	186	302	401	457	544	639	626	672	672	634	520	466	365	310	235	141	108
84	125	168	260	306	431	450	518	575	637	586	541	490	402	328	300	211	135	99
77	132	148	206	295	387	417	498	465	491	498	464	410	353	275	216	161	114	89
75	88	148	196	224	297	329	420	390	421	417	348	320	242	233	168	115	87	65
34	67	115	150	184	217	269	301	310	333	322	272	236	221	213	136	113	71	51
29	49	73	120	127	168	182	214	240	235	229	221	200	199	141	98	96	49	49
18	40	61	85	99	116	133	173	159	175	152	168	152	128	98	80	52	31	31
25	30	34	45	66	64	97	116	105	118	99	104	86	82	63	49	29	23	10

図3.10(2) 粒子拡散濃度分布図 (粒子数: 100000個、上: 50日後、下: 100日後)

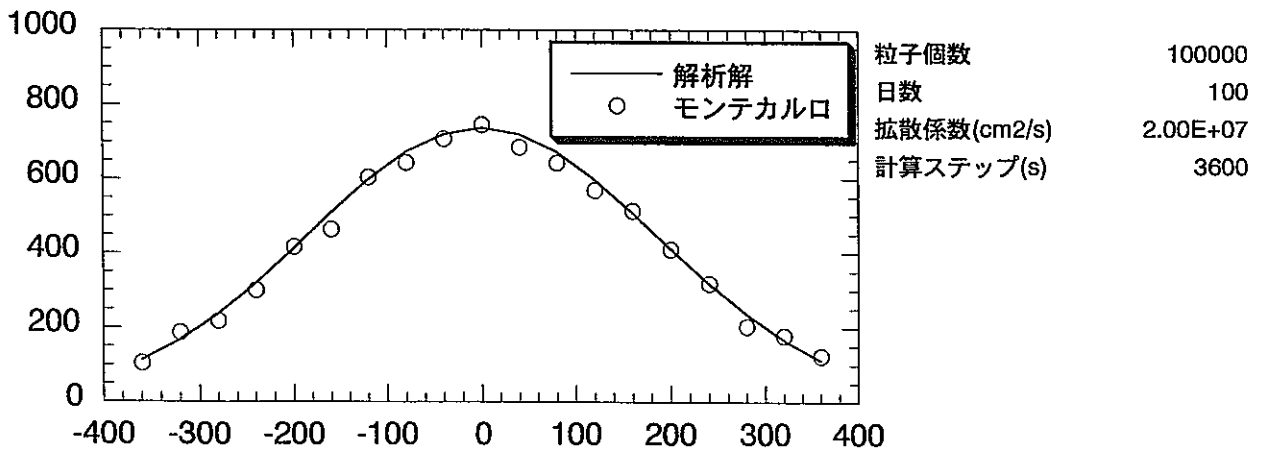
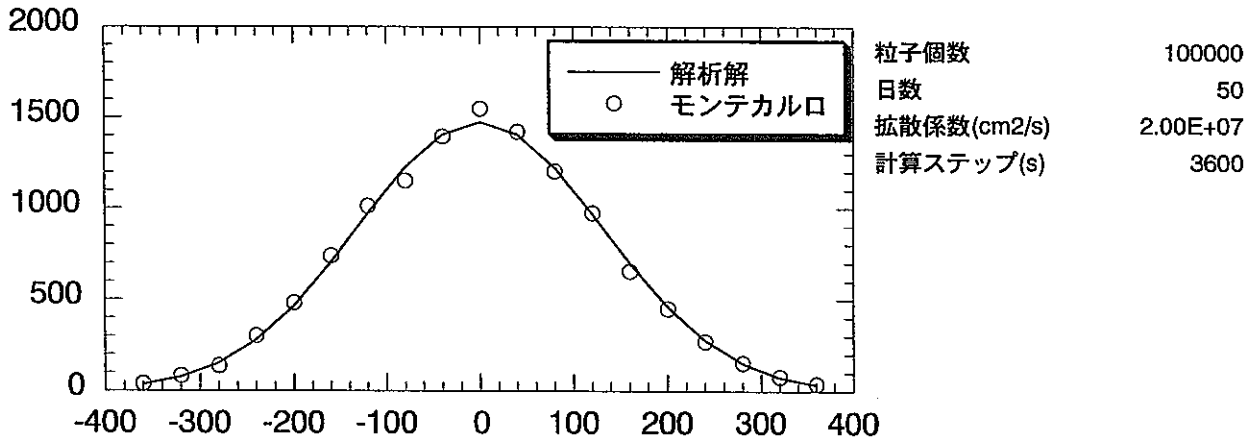
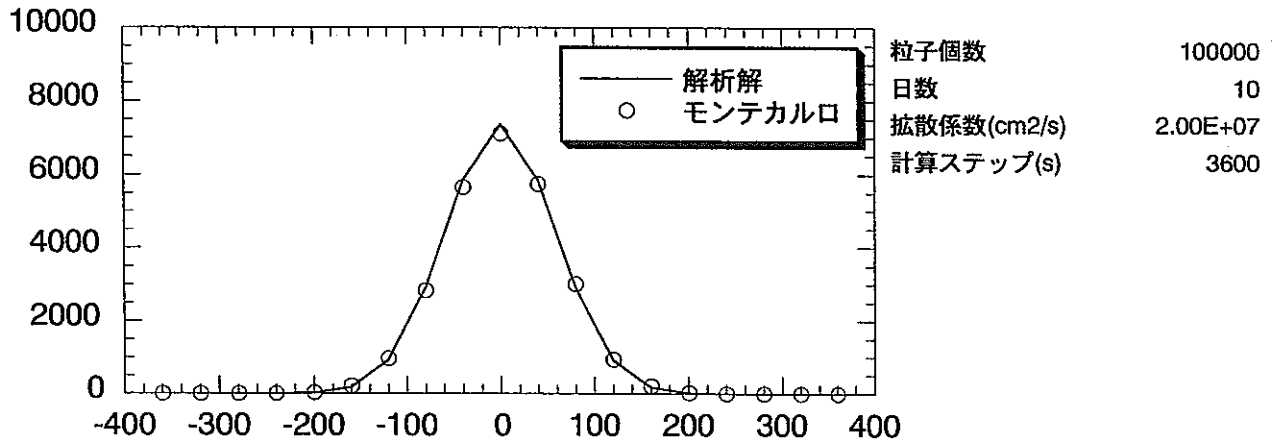
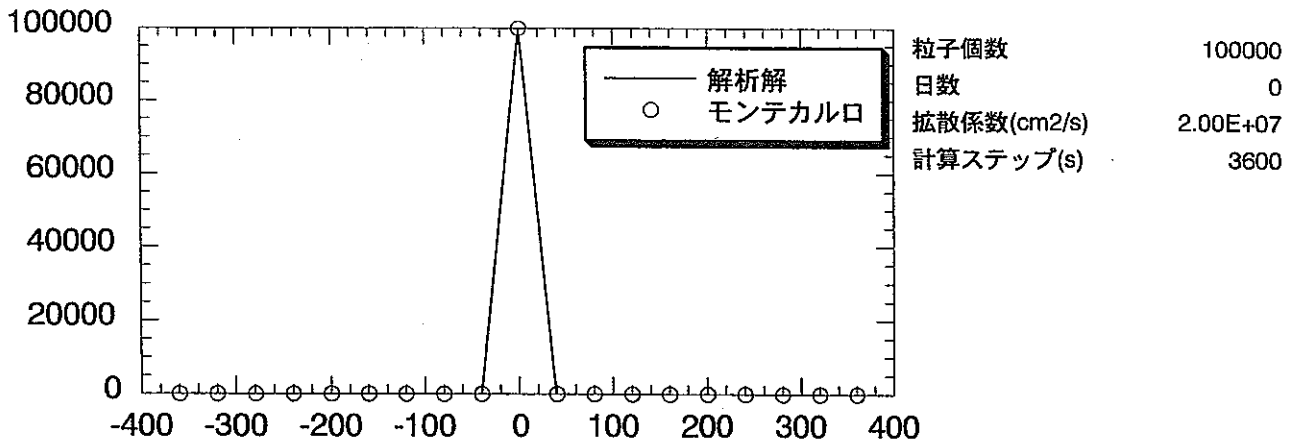


図3.11 濃度分布中央断面図 (粒子数: 100000個)

3.3.4 検討結果のまとめ

以上の結果から、モンテカルロ法による粒子拡散によって拡散状況を十分に表現できることが示された。

粒子数が少ないと、分布傾向が乱れた形になる。

粒子数が多いほど、濃度分布表現の解像度は高くなるが、その分計算量が増加する。解像度と粒子数はトレードオフの関係にある。どの濃度レベルまでを評価したいか等の目的に応じて、粒子数および計算時間を考慮する必要がある。

3.4 年平均流速場における拡散濃度評価の予備的検討

第二章で検討した全球における年平均流速場の計算結果を用いて、ランダムウォークによる拡散効果を考慮した粒子追跡計算の予備的な検討を行った。ここでは拡散係数の与え方の違いについても考慮した。

3.4.1 拡散係数の設定について

拡散計算を行う場合にも、粒子追跡計算手法で拡散を評価する場合でも、いずれの場合でも数値解法において拡散を取り扱うとき、拡散係数をどのように設定するかは難しい問題である。拡散係数は実測値においてもその対象とする海域で様々な値をとることが知られているし、数値計算上の拡散係数は、実測値や実験値を参考として、計算の安定性を含め総合的に判断する必要がある。ここで、観測や実験で得られた拡散係数、また海洋の数値実験で用いられている拡散係数について整理をしておく。

(1) 観測で求められた拡散係数

表 3.2, 3.3 にそれぞれ内湾域（含む湖）と外洋における観測で求められた水平拡散係数と鉛直拡散係数を示す。観測で拡散係数を求める方法の概要は次の様である。

①染料（拡散雲の面積の時間変化から求める方法）

海の一点に染料塊を投入し、染料雲の面積の広がりを追跡して、その時間変化から拡散係数を推定する。

②フロート、漂流ブイ（粒子群の移動分散から求める方法）

Taylor の乱流拡散の理論（1921）に基づいて、漂流速度の自己相関関数から拡散係数を推定する。

③定点観測（流速観測値からラグランジェ的に求める方法）

定点で流速計により観測されるものはオイラー系の変動速度及び相関係数である。これらとラグランジェ系の変動速度及び相関係数との間に相似性を仮定することによって、ラグランジェ系に変換し、拡散係数を推定する。

④熱収支解析（熱収支のモデル解析から求める方法）

海洋表層混合水温（貯熱量）の時間変化を支配している素過程のをモデル化するなどした熱収支モデルの結果と、観測値結果の比較から推定する。

⑤化学物質トレーサーの放出（放出された化学物質の拡散範囲から求める方法）

Ledwell, Watson & Law(1993)⁽¹⁷⁾が用いた方法である。SF₆は非常に微量でも検出できるため、長時間追跡できる。SF₆を投入した後、その濃度を測定していくことにより空間的広がりを求め、その時間変化から拡散係数を推定している。

さて、実測、実験またはモデル解析によって推定された拡散係数（水平拡散係数）はいずれの方法によっても内湾では $10^4 \sim 10^5 \text{cm}^2/\text{s}$ 、外海に面した海域では $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ の値が得られている。一方外洋では、観測値やモデルなどから推定された水平拡散係数は $10^4 \sim 10^8 \text{cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数は $0.1 \sim 10 \text{cm}^2/\text{s}$ と大きなばらつきがある。

鉛直拡散係数については上記の他に、大久保⁽¹⁸⁾がそれまでに報告された資料から鉛直拡散率を表 3.4 のように整理し、次のように見積もっている。

・海の上層の混合層（10～100m）	：	$10 \sim 100 \text{cm}^2/\text{s}$
・躍層などの密度成層の強いところ	：	$0.01 \sim 1 \text{cm}^2/\text{s}$
・深海（1,000m 以深）	：	$0.1 \sim 10 \text{cm}^2/\text{s}$
・海底の境界層	：	$1 \sim 10 \text{cm}^2/\text{s}$
・エスチャリー	：	$1 \sim 10 \text{cm}^2/\text{s}$

上のように、拡散係数は水平、鉛直ともに対象となった海域や、用いられた観測法等によってばらつきが多い。

表 3.2 内湾域における拡散係数 (観測及び実験による)

	推定法	海域	水平拡散係数 $\times 10^5$ (cm ² /s)	鉛直拡散係数 (cm ² /s)
鹿児島県 ⁽¹⁹⁾ 1970	定点観測	志布志湾	1.0~10	
金子ら ⁽²⁰⁾ 1973	染料 (水理実験)	大阪湾	0.28~14 (平均1.5)	
金子ら ⁽²¹⁾ 1974	染料 (水理実験)	東京湾	0.2~4.0	
熊本県 ⁽²²⁾ 1974	フロート	水俣湾	0.17	
運輸省 ⁽²³⁾ 1975	染料 (水理実験)	伊勢湾	0.25~13 (平均1.8)	
静岡県 ⁽²⁴⁾ 1975	定点観測	御前崎港	10~80	
秋田県 ⁽²⁵⁾ 1976	定点観測	秋田湾	2.0~6.0	
今本・道上 ⁽²⁶⁾ 1978	浮遊泥	琵琶湖	0.036, 0.070	
今本・道上 ⁽²⁷⁾ 1978	フロート	琵琶湖	0.1~1.0	
運輸省 ⁽²⁸⁾ 1978	定点観測	三河湾	1.0~50	
運輸省 ⁽²⁸⁾ 1979	定点観測	大阪湾	3.0~6.0	40~50

表 3.3 外洋における拡散係数 (観測及びモデル解析による)

	推定法	海域	水平拡散係数 $\times 10^7$ (cm ² /s)	鉛直拡散係数 (cm ² /s)
柳本,平 ⁽²⁹⁾ 1991	フロート	四国海盆 (1500m深)	1.19 (東西) 1.64 (南北)	
水鳥,坂井 ⁽³⁰⁾ 1993	アルゴスプイ	常磐沖 黒潮統流域	0.004~0.1 0.1~1.0	
米田ら ⁽³¹⁾ 1993	熱収支	135° E, 29° N付近	2.95 2.79	
Ledwell, Watson & Law ⁽¹⁷⁾ 1993	SF ₆	大西洋 (310m深)	0.003	0.11 ± 0.02
磯田 ⁽³²⁾ 1994	熱収支	日本海	2.00	
市川,川辺,平 ⁽³³⁾ 1994		165° E線		約10
磯田 ⁽³⁴⁾ 1994	熱収支	日本海 (深層水)		0.4
市川ら ⁽³⁵⁾ 1994	熱収支	135° E, 29° N付近		1.04
柏野ら ⁽³⁶⁾ 1995	フロート	西部熱帯太平洋	39 (東西) 7.9 (南北)	

表 3.4 鉛直拡散率⁽¹⁸⁾

海域	深さ (m)	鉛直拡散率 K_z (cm^2/s)
カリフォルニア沿岸	海面付近	0.1~10
アルジェリア沿岸	0~20	35~40
地中海	0~28	42
カリフォルニア海流	0~200	30~40
ビスケー湾	0~100	2~16
大西洋赤道域	0~50	320
黒潮	0~400	7~90
日本海	0~200	1~17
ケネディ岬沖	0~20	1~19
南大西洋	400~1,400	5~10
北極海	200~400	20~50
カリブ海	500~700	2.8
太平洋中央部	1,000~4,000	1.3
南大西洋	3,000~海底	4
フィリピン海溝	5,000~9,788	2.0~3.2
西大西洋 (5° S - 10° N)	海底付近	7~50
北大西洋, インド洋, 太平洋	海底付近	4~30
ピキニ環礁	0~50	260
マーゼイ・エスチャリーと アイルランド海	0~20	2~40
バルト海	躍層	0.04~0.15
ジェイムズ・エスチャリー	0~7.5	0.5~6.5
カスピ海	0~100	1~3

(2) 数値実験で用いられている拡散係数

表 3.5 に海洋循環の数値モデル実験で用いられている拡散係数の例を整理して示した。

数値実験では、全域一様な拡散係数を与えている場合と、表層と底層で値を変えたり、鉛直拡散係数については、安定度の関数としてブラントーバイサラ振動数の逆数に比例した形で与えるなどの試みが行われている。多くのモデルでは観測から得られた拡散係数の範囲から逸脱しない範囲で、流動の再現性が安定して得られる値を設定している。またいくつかのモデルでは拡散係数の違いによる効果を得ることを目的としている場合がある。

数値実験においては水平拡散係数は $10^6 \sim 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数は $0.1 \sim 10 \text{cm}^2/\text{s}$ の値が使用されており多少のばらつきがある。しかしほとんどのモデルでは水平拡散係数は $10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数は $0.1 \sim 1 \text{cm}^2/\text{s}$ と似たような値をとっている。

(3) 粒子追跡による拡散計算の場合の拡散係数

本調査では、粒子追跡計算にランダムウォークによる拡散の効果を組み合わせて、粒子追跡による拡散計算の試みを行っている。

3.1 でも述べたように本手法では流動による移動と乱れによる移動が合わさって拡散を表現することになる。粒子追跡手法では格子サイズに寄らず任意の位置における流速場を（周辺の流れの計算結果を利用、補間して）求めることができる。このことにより流れの場のシアーによる広い意味での拡散（分散と呼ぶ方が妥当かもしれない）を手法そのものが包含していると考えることができる。一方上に述べた観測や実験で求められた拡散係数は、流れによるシアーによる分散と乱れによる拡散を分離できてはいない。つまり観測できない流れの場のシアーによる乱れを拡散係数としてパラメタリゼーションしているものと考えられる。

したがって粒子追跡による拡散計算の場合いに外洋で観測されている拡散係数をそのまま使うと、それ自体が流れのシアー効果も含んだものと考えられるので、拡散係数として過剰評価していることが考えられる。

この場合、ではどの様な大きさの拡散係数を用いるのが妥当なのかは、非常に難解な問題である。これ自体が研究の大きなテーマとなりうるものである。

本調査ではこの問題には深く立ち入ることをせず、次のような方法で本手法

による試算を行うこととする。

試算における拡散係数は2種類を考える。一つは外洋で通常用いられる大きさの拡散係数と、もう一つははるかに小さい大きさの拡散係数を与える。具体的には次のように設定する。

①通常の拡散係数の値 : $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$

②小さい拡散係数 : $2 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$

このことは別の見方からいうと、①では拡散範囲をより広く（大きく）見積もることになり、②ではより高い濃度を見積もるといった違いを持つ。

①と②の拡散係数の違いが、物質の拡散にどのくらい効果を及ぼすかは、以降のケーススタディの中で比較検討する。

なお鉛直拡散係数は最近の知見からかなり小さい値であることが知られてきており、本調査では

$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$

を用いることとした。

表 3.5 海洋循環の数値モデルにおける拡散係数

	計算領域	格子サイズ	水平拡散係数 $\times 10^7$ (cm ² /s)	鉛直拡散係数 (cm ² /s)
Weaver, Sarachik ⁽³⁷⁾	南半球	2° × 2°	1.0	0.3~1.3
1990		12~19層		
Cummins, Holloway & Gargett ⁽³⁸⁾	北半球	3° × 3°	1.0	0.1, 0.3
1990		33層		$K_v \propto 1/N$
Fujio, Kadowaki & Imasato ⁽⁹⁾	全球	2° × 2°	2.0	0.3
1992		15層		
中村 ⁽³⁹⁾	モデル海域	80 × 80 km	0.5	1.0
1993				
杉ノ原, 山中 ⁽⁴⁰⁾	モデル海域	100 × 100 km		1.0
1993		80~800層		
Seung, Yoon ⁽⁴¹⁾	日本海	0.2° × 0.2°	0.1	0.5
1994		23層		
藤尾 ⁽⁴²⁾	モデル海域	23.4 × 23.4 km	0.5	1.0
1994		12層		
中田, 山中, 杉ノ原 ⁽⁴³⁾	全球	2° × 2°	2.0	0.5
1994		40層		
山中, 田近 ⁽⁴⁴⁾	全球	4° × 4°	0.8	0.2
1994		17層		
乾, 花輪 ⁽⁴⁵⁾	モデル海域	1° × 1°	2.0	0.3
1994		24層		
Hirst, Cai ⁽⁴⁶⁾	全球	1.6° × 2.8°	1.0~5.0	0.2~1.2
1994		12層		$K_v \propto 1/N$
中田, 杉ノ原 ⁽⁴⁷⁾	モデル海域	3° × 3.5°	1.0	1.5
1995		12層		
増田, 上原, 水田 ⁽⁴⁸⁾	モデル海域	90 × 90 km	5.0	2.0
1995		16層		

※N: プラント-バイサラ振動数

3.4.2 モンテカルロ法による粒子追跡計算の実施

全球の年平均流速場の計算結果を用い、多数の粒子を投入し、粒子の拡散状況を把握した。ここではモンテカルロ法による、ランダムウォークを考慮した粒子追跡計算の実施について述べ、結果はそれぞれ後節で述べる。

ランダムウォークを考慮した粒子追跡計算を実施するにあたり計算条件は次のように設定した。

(1) 粒子投入地点

ケース A：東海再処理施設沖

投入深度として放水口の深度である 24m を設定した。

ケース B：喜望峰沖合

燃料あるいは廃棄物輸送船がヨーロッパから日本へ向かう途中、喜望峰沖合にて沈没し、水深 5000m（海底は 5238m）から漏洩する場合を想定した。

(2) 投入粒子数

投入粒子数は各ケースともに 10,000 個（図化用は 1,000 個）とした。

(3) 投入形態

投入形態は一点、瞬間投入とした。

(4) 拡散係数

水平拡散係数： $2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$, $2 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ （ケース A のみ）

鉛直拡散係数： $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$

(5) 計算時間

計算時間は 50 年間とした。なお、5 年までは 1 年ごと、それ以降は 5 年毎に 50 年まで計算結果を保存した。

3.4.3 拡散域の検討

3.3.2 の粒子追跡計算結果を図化し、拡散域についての検討を行った。次の表のように各ケースの計算結果を図に示した。

表 3.6 各ケースの計算結果図

ケース	水平拡散係数	図
ケース A-1	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	図 3.14
ケース A-2	$2 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$	図 3.15
ケース B	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	図 3.16

(1) ケース A：東海再処理施設沖

流れの速い黒潮続流・北太平洋海流にのって北太平洋に拡散していった粒子は 5 年間で西経 140 度あたりに到達する。その後、一部は北赤道海流に入り、東アジア方面に向かうが、流れの遅い西経 140 度あたりにとどまっている粒子も多い。20 年後にはオーストラリアの北を通してインド洋に流入する粒子もある。50 年間で、北太平洋、インド洋にほぼ均等に拡散されるが、大西洋への流入は非常に少ない。

鉛直分布の傾向を把握するため、各 2×2 度格子のうち、最も多くの粒子を含んでいる格子について、表層から 50m 毎に区切った粒子数を数え、その鉛直分布を図 3.12 に示した。1~2 年目では 0~50m 層が最も粒子が多く存在しているが、3~4 年目で 50~100m 層が最大となり、5 年目では 100~150m 層、10 年目では 250~300m 層で最大となる。それ以降に関しては 1 格子内の粒子数が少ないため、明確にはわからなかった。

拡散係数を変化させたことによる違いとしては、拡散域の大きさが異なることのほかに、20 年目以降のインド洋への流入量が、拡散係数が小さい場合に 2 倍程度大きくなることが認められた。

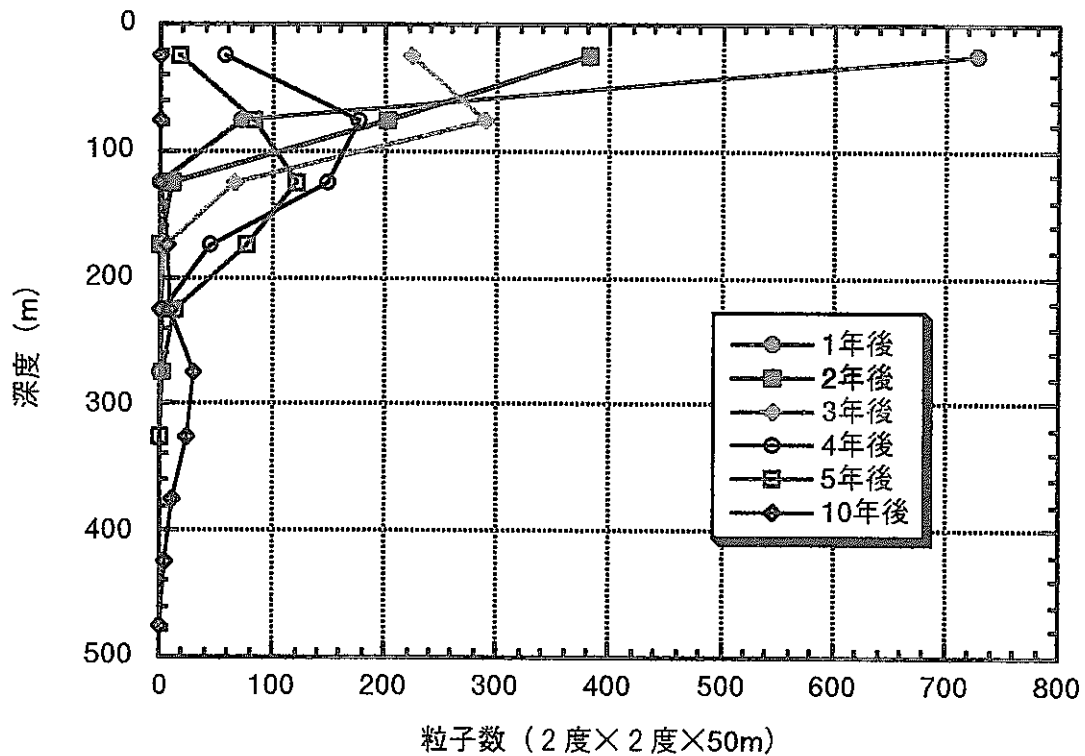


図 3.12 鉛直分布の経年変化（東海沖放出）

(2) ケース B：喜望峰沖合

深度 5000m では非常に流れが遅く、10 年間は拡散のみである。しかし拡散で上方へ上がってきた粒子は南極還流によって東方へ移動する。また一部はベングエア海流にて南大西洋を北上する。

鉛直分布の傾向を把握するため、各 2×2 度格子のうち、最も多くの粒子を含んでいる格子について、表層から 200m 毎に区切った粒子数を数え、その鉛直分布を図 3.13 に示した。5,000m に放出された粒子は 5 年間で 4,500m 付近まで上昇してきており、さらに時間が経つと上方への移動があるが、1 格子内の粒子数が少なくなってしまうので、はっきりしたことはわからない。ただし、50 年目においても、2,000m より上方に存在する粒子は全体の 4%程度と、ごくわずかであった。

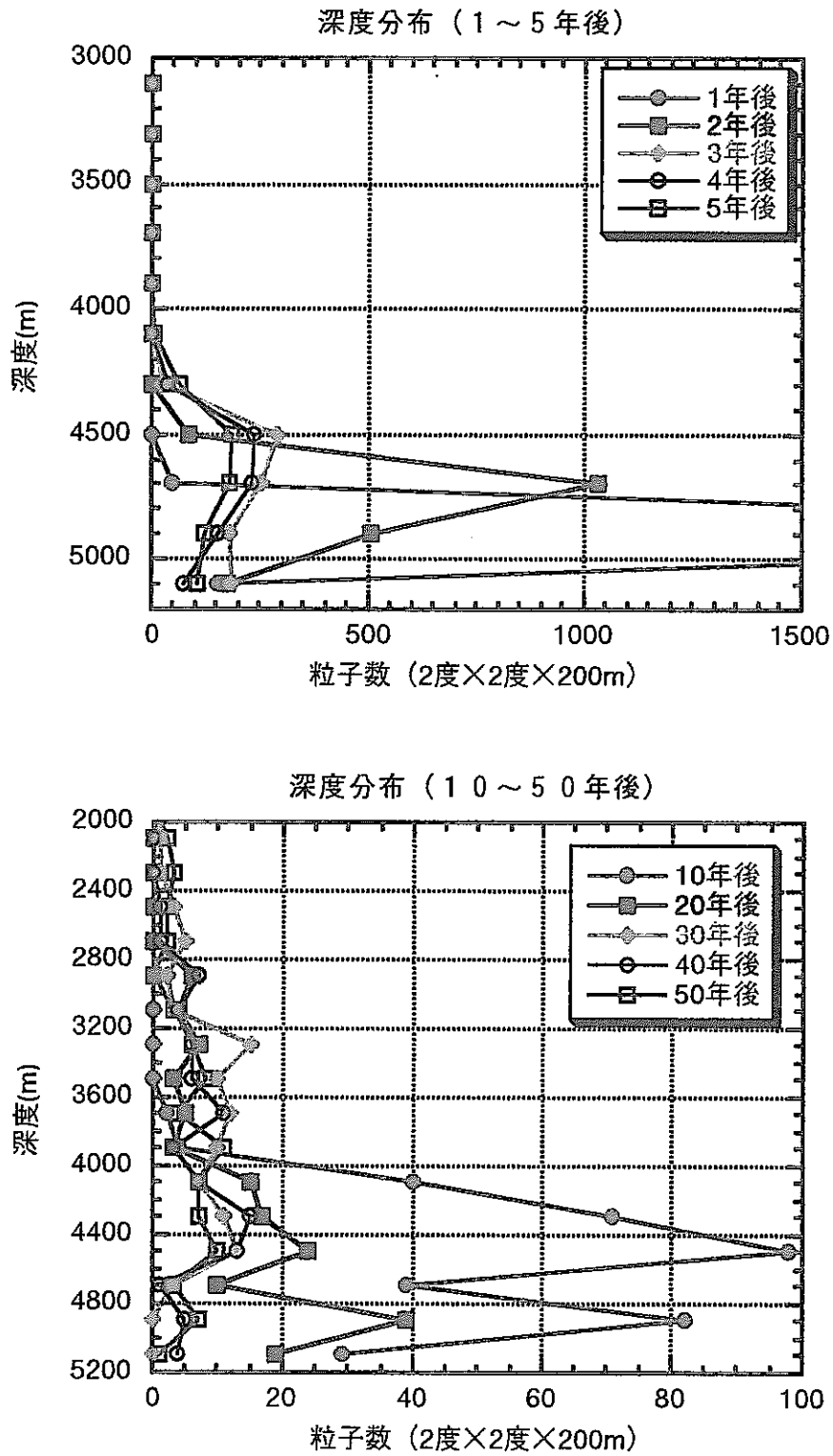


図 3.13 鉛直分布の経年変化 (喜望峰沖深海放出)

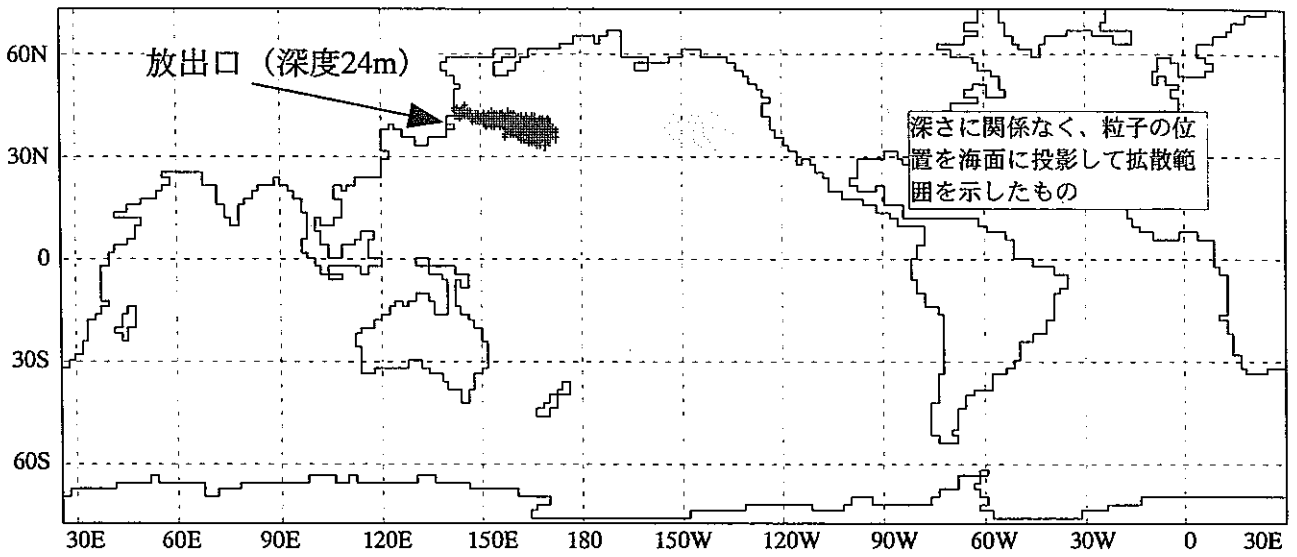


図 3.14 (1) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (1年後)

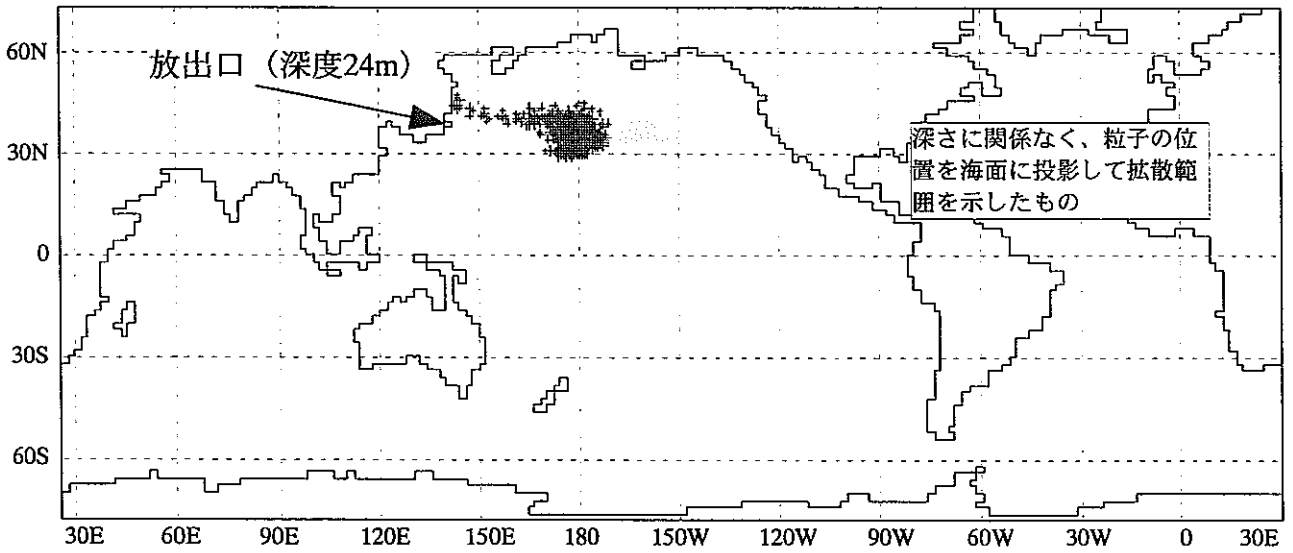


図 3.14 (2) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (2年後)

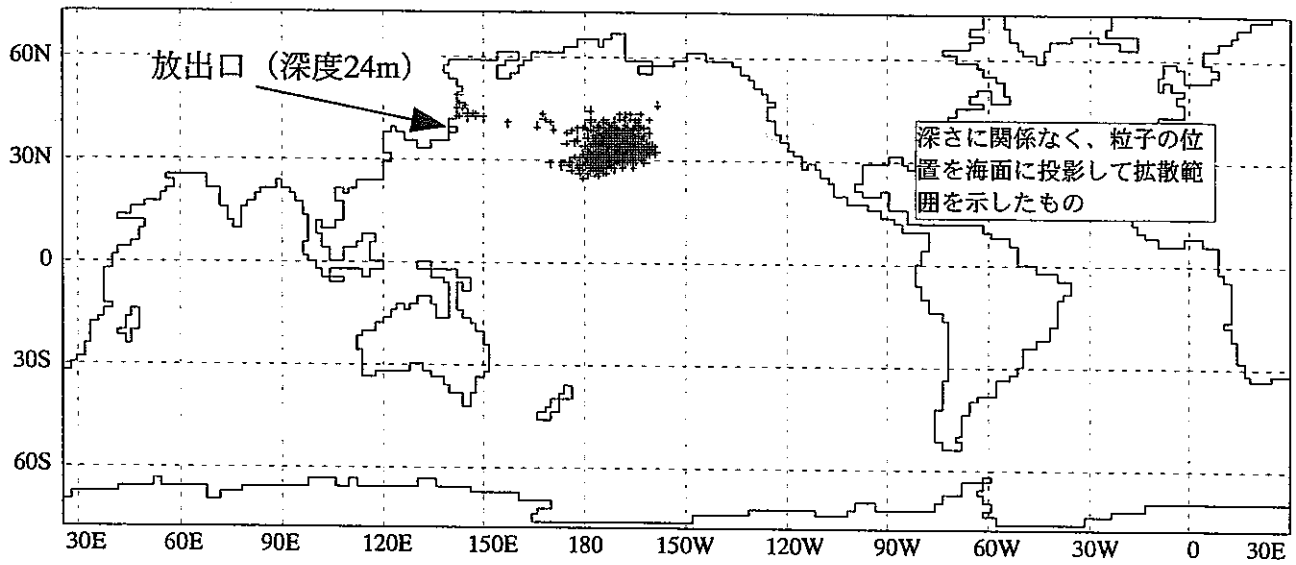


図 3.14 (3) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (3年後)

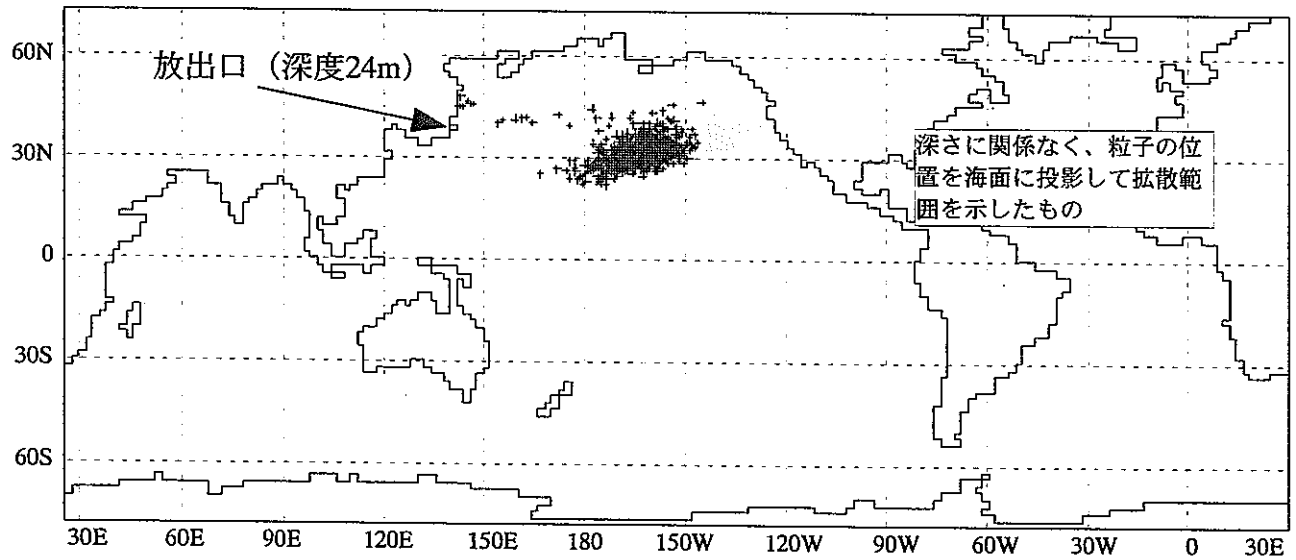


図 3.14 (4) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (4年後)

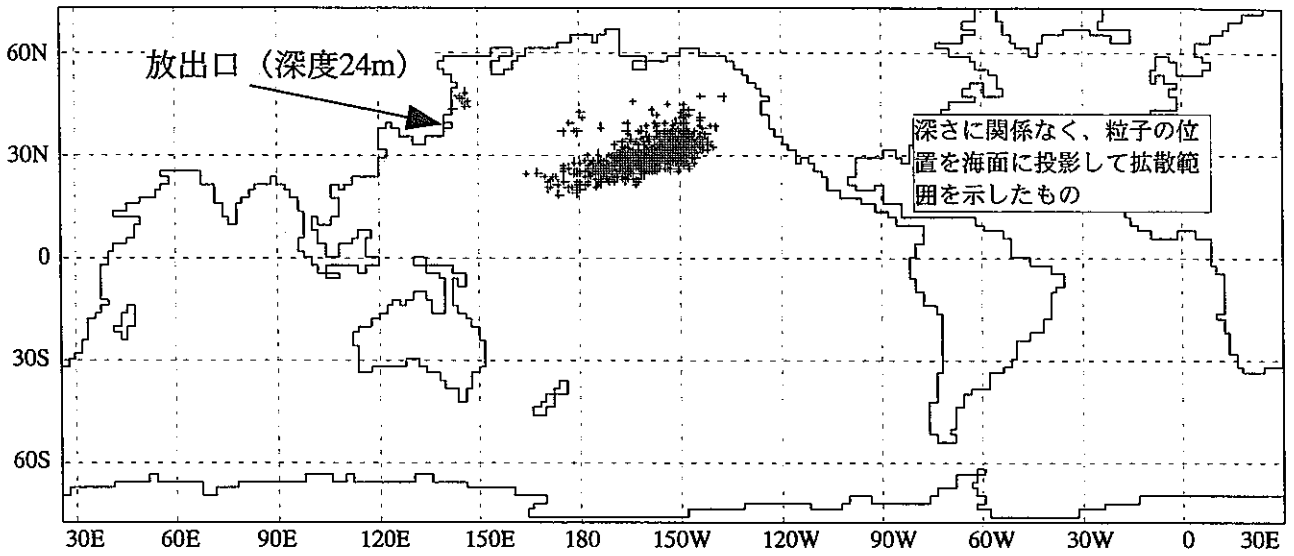


図 3.14 (5) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (5年後)

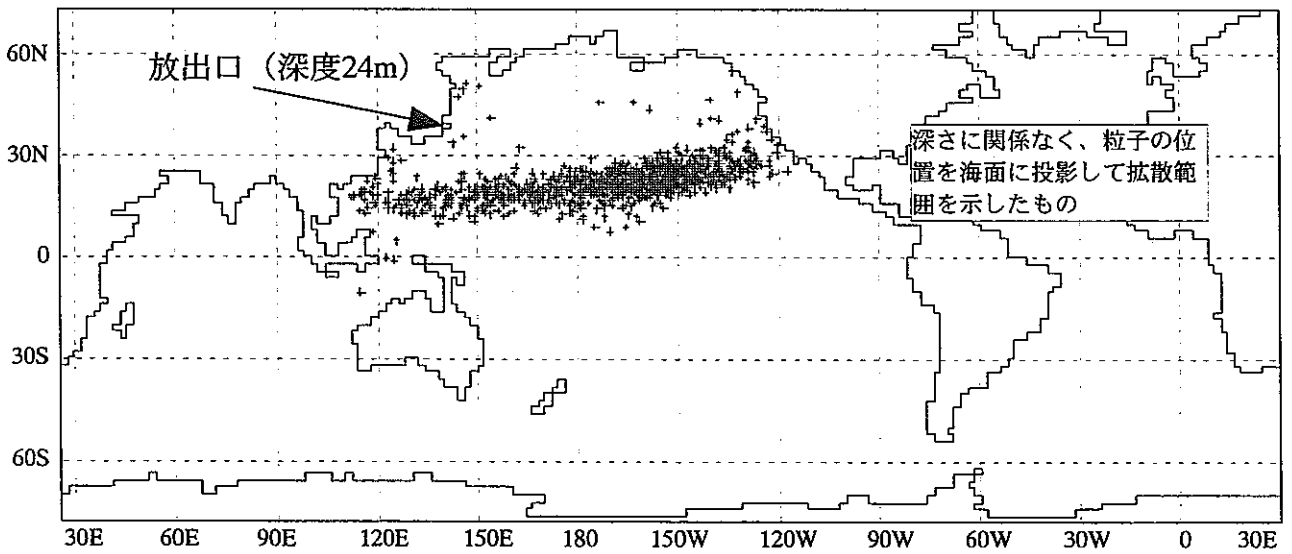


図 3.14 (6) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (10年後)

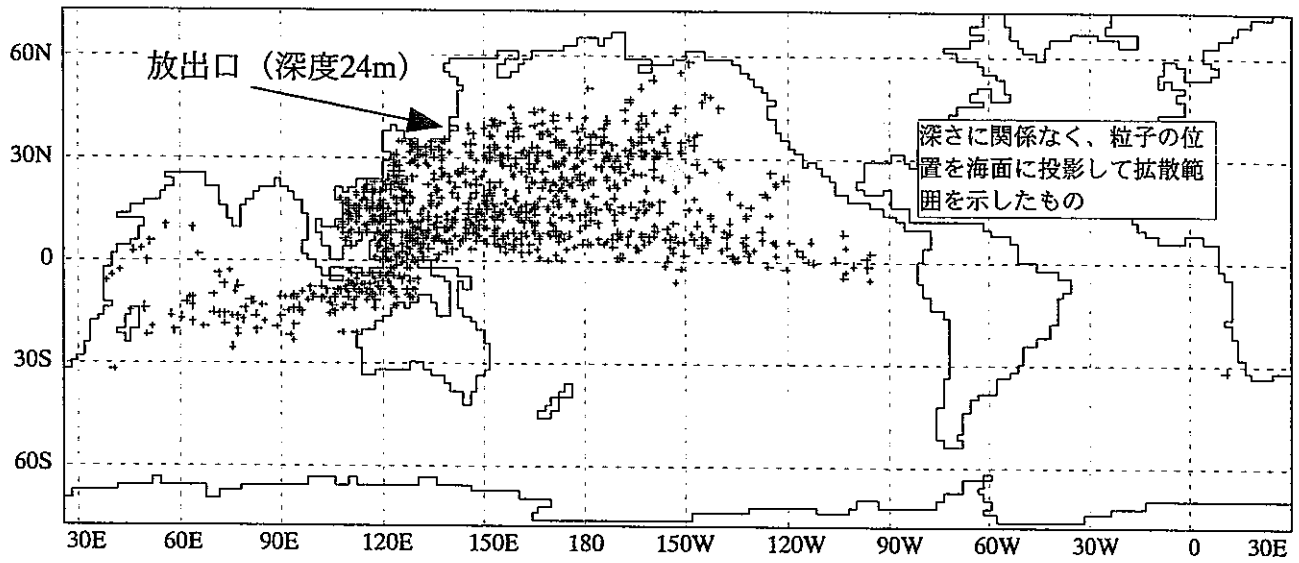


図 3.14 (7) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (20年後)

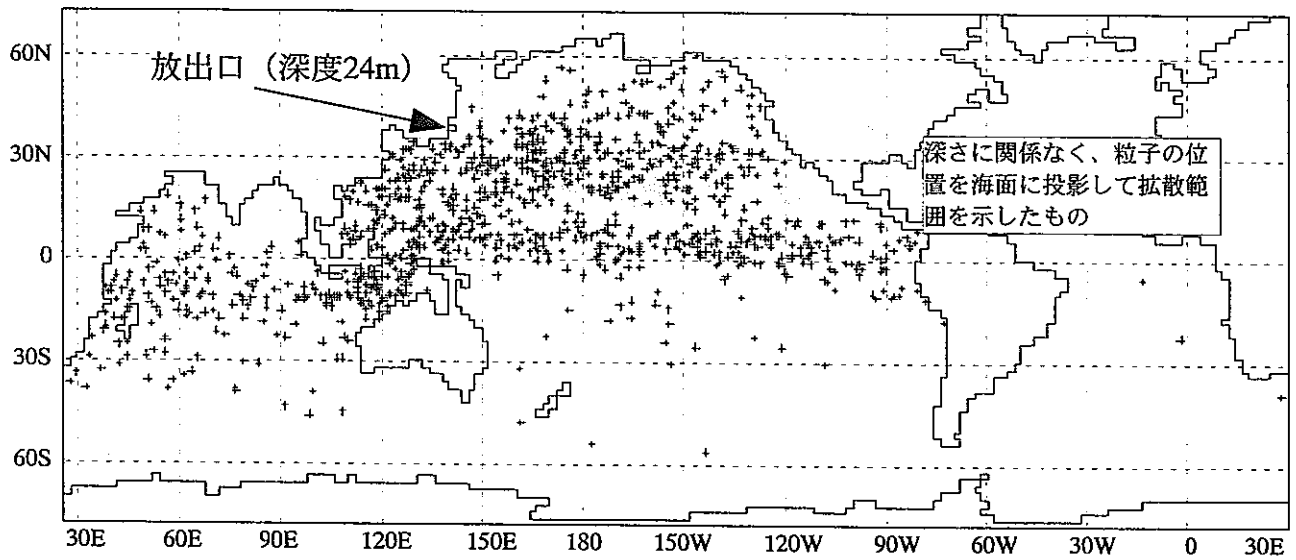


図 3.14 (8) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (30年後)

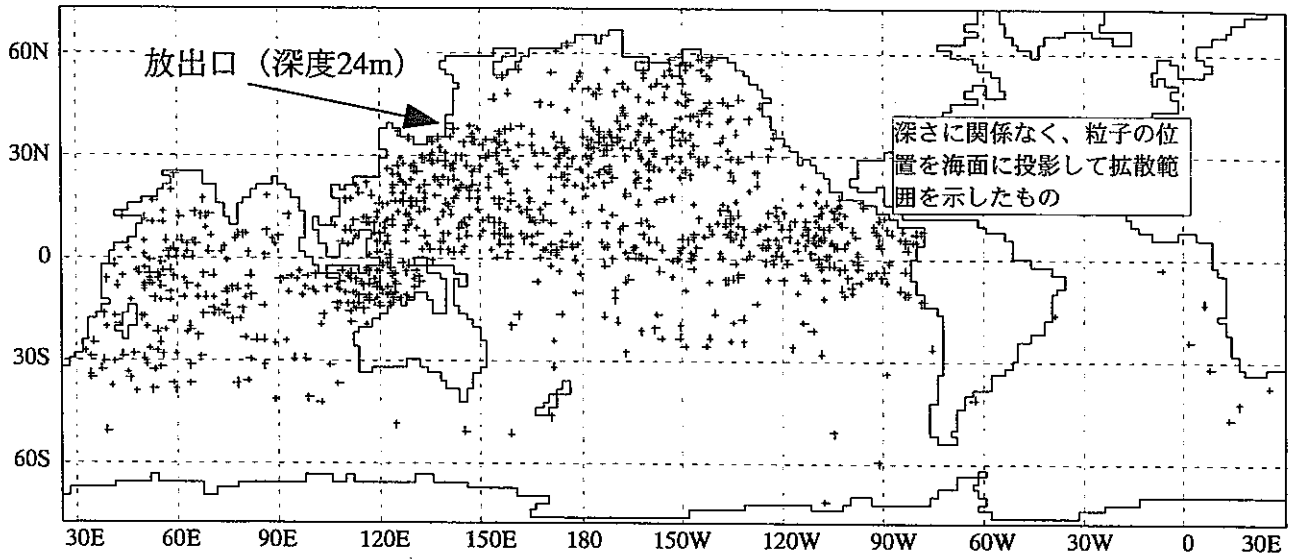


図 3.14 (9) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (40年後)

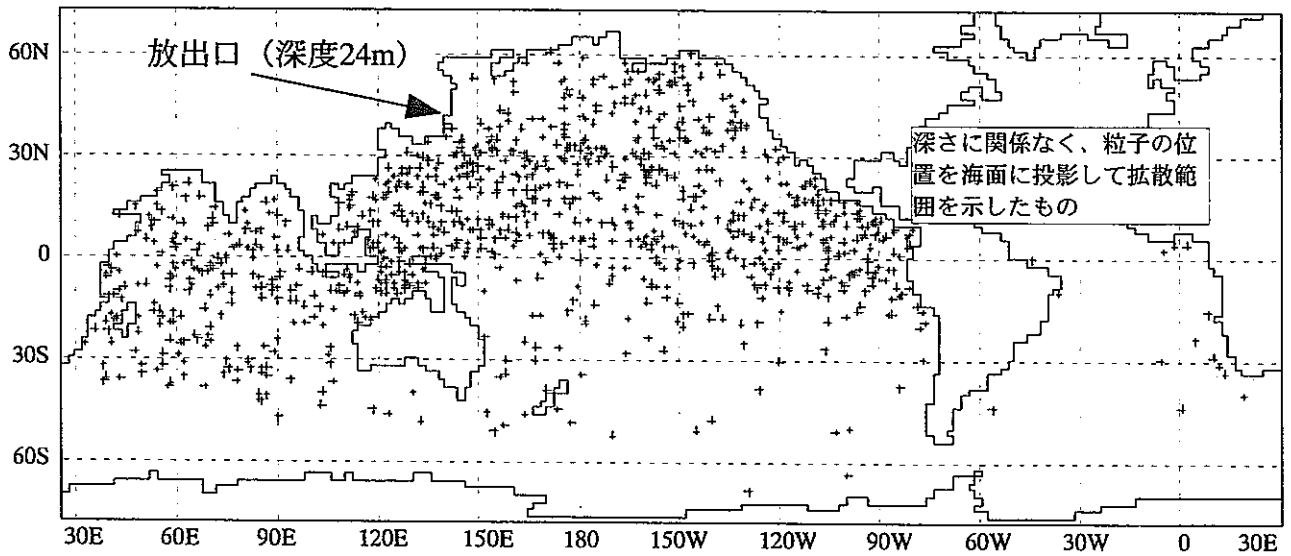


図 3.14 (10) 粒子拡散範囲 ケースA-1 (50年後)

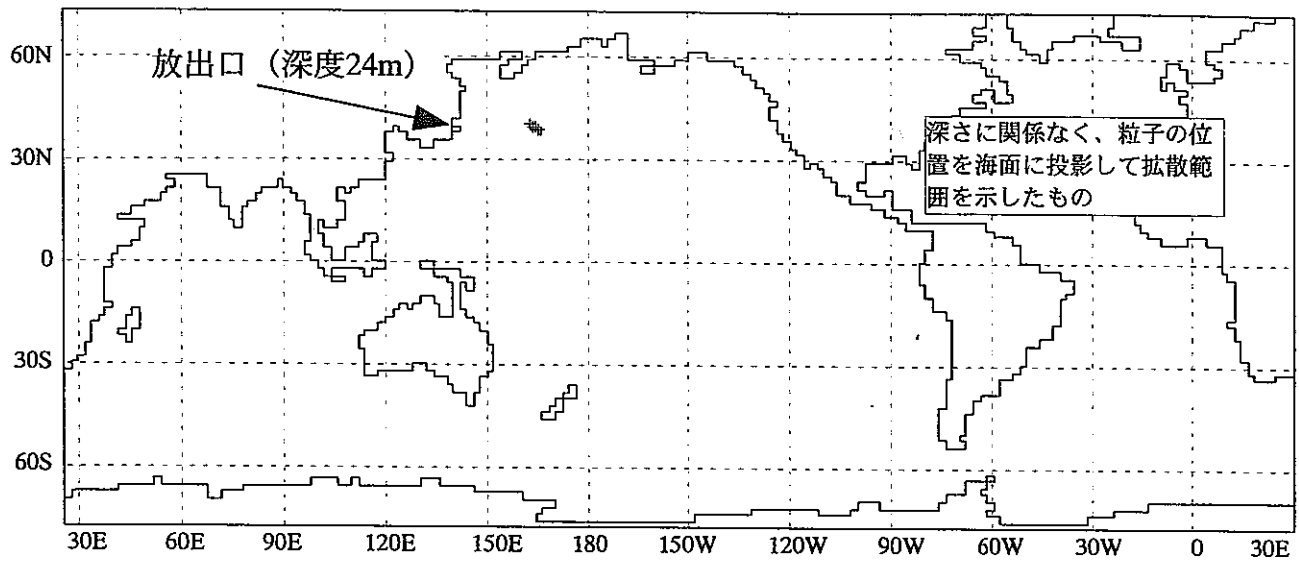


図 3.15 (1) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (1年後)

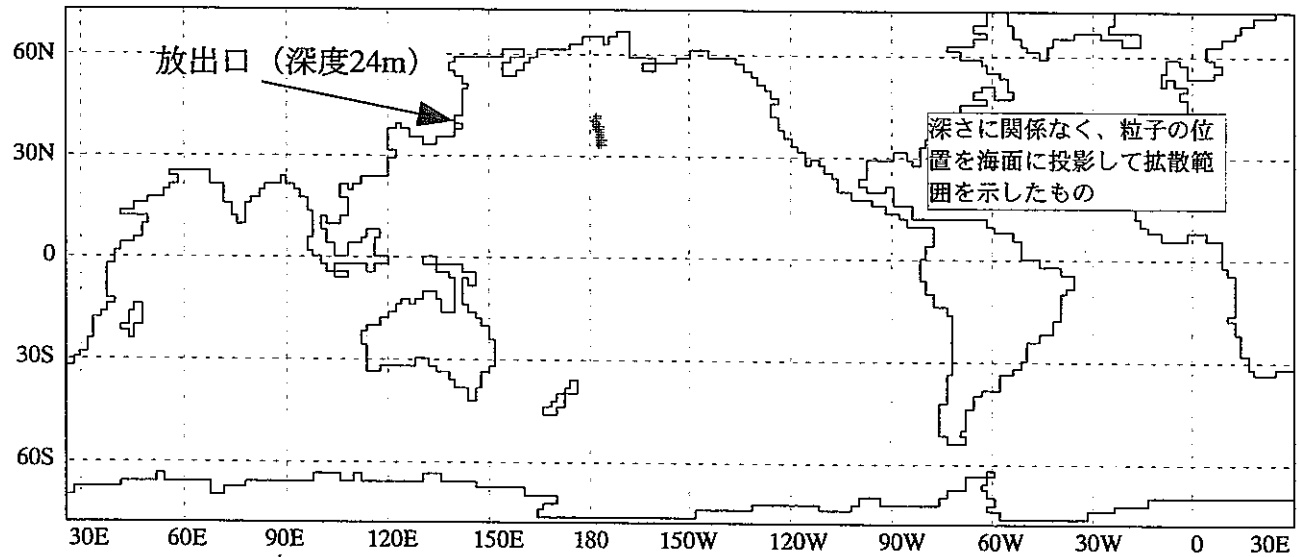


図 3.15 (2) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (2年後)

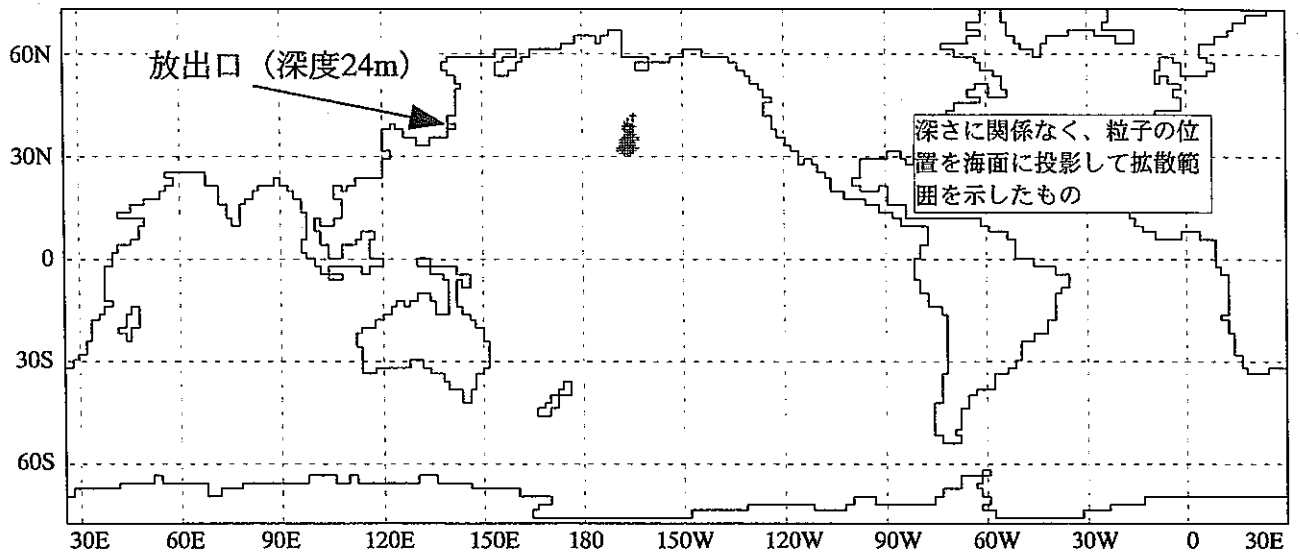


図 3.15 (3) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (3年後)

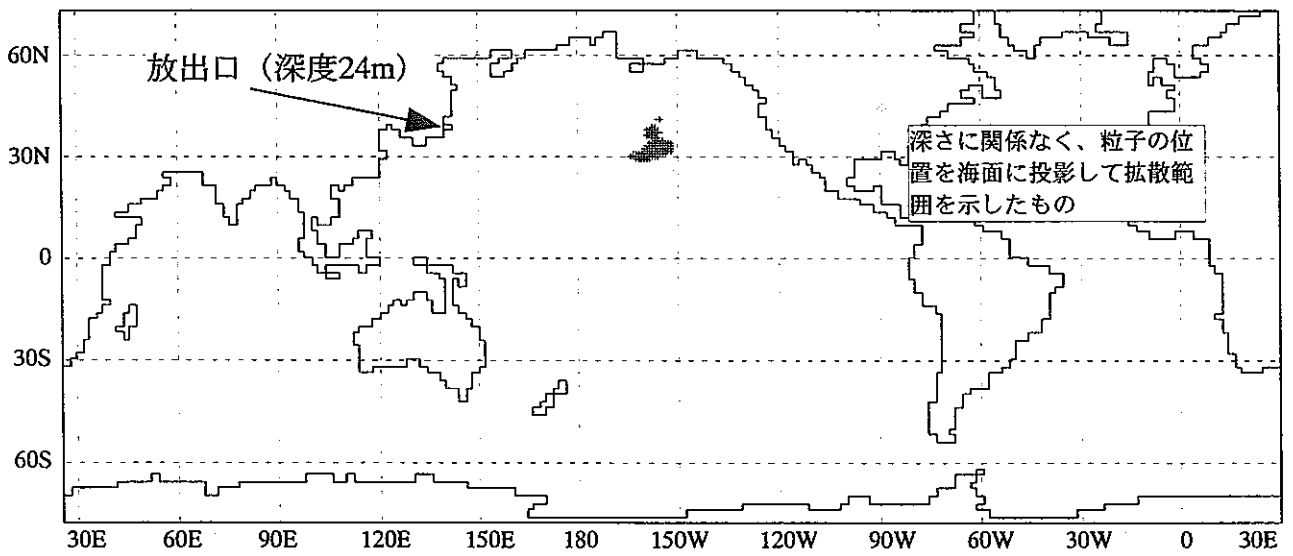


図 3.15 (4) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (4年後)

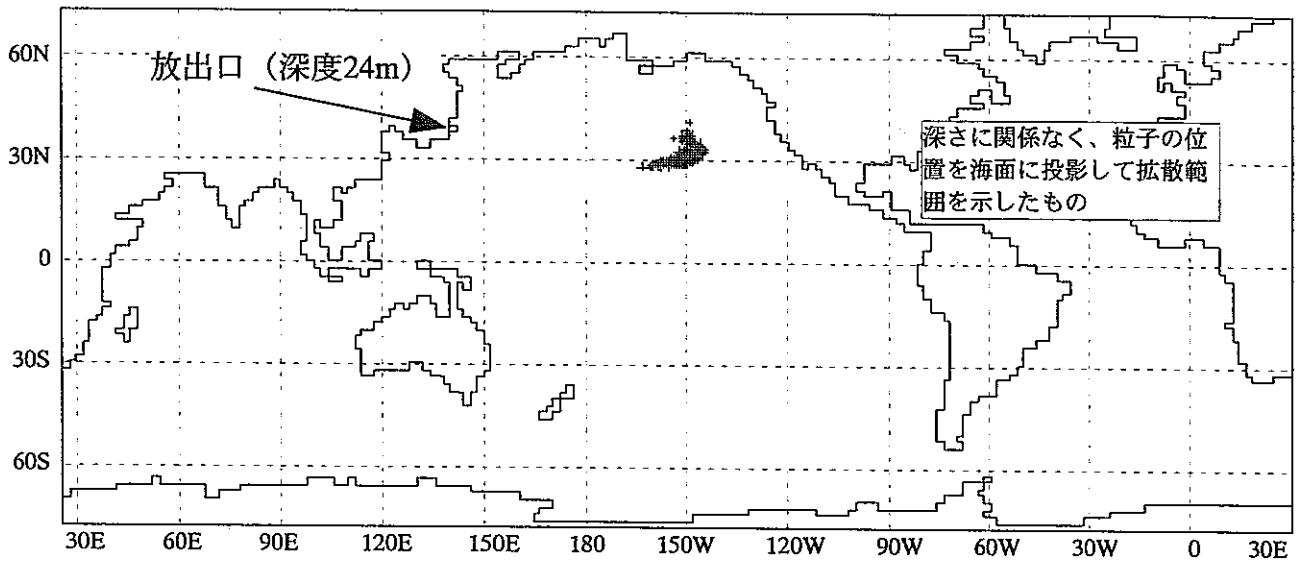


図 3.15 (5) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (5年後)

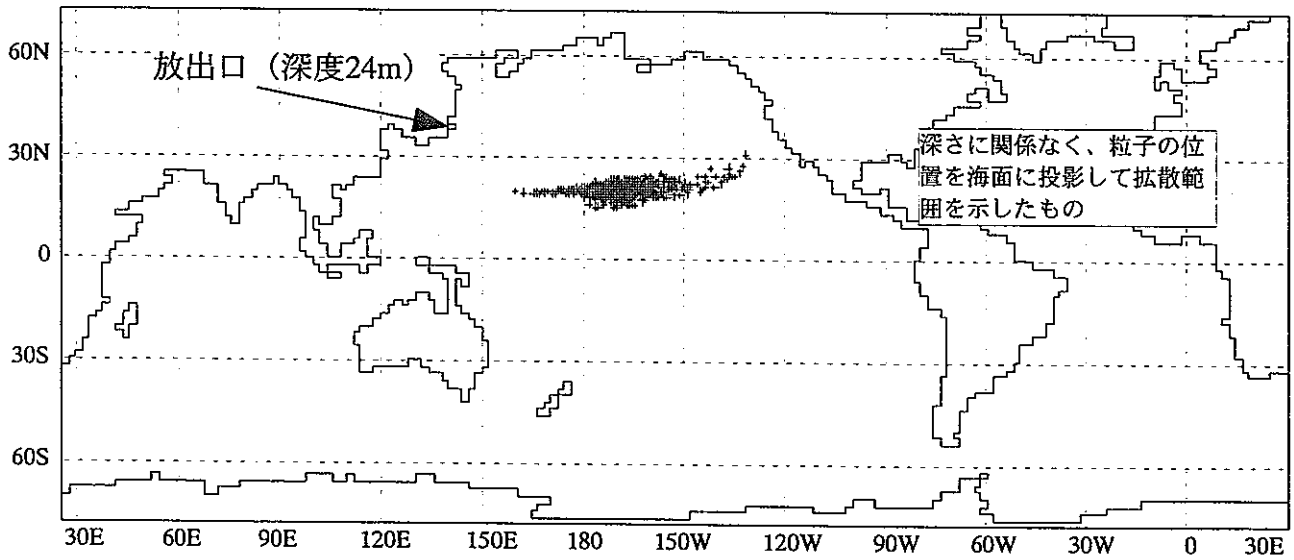


図 3.15 (6) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (10年後)

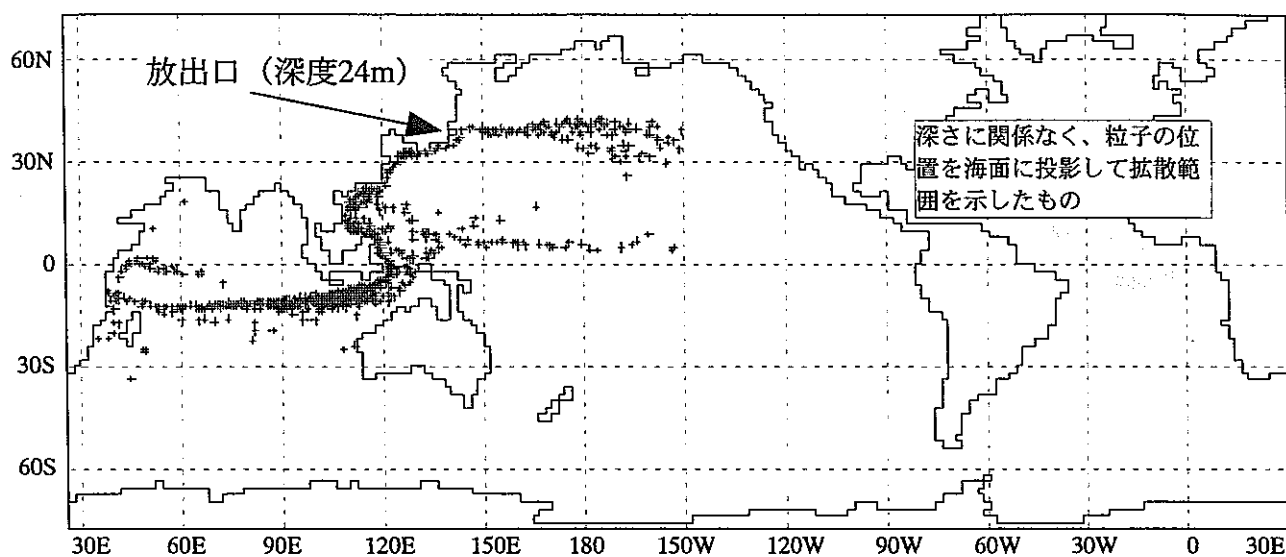


図 3.15 (7) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (20年後)

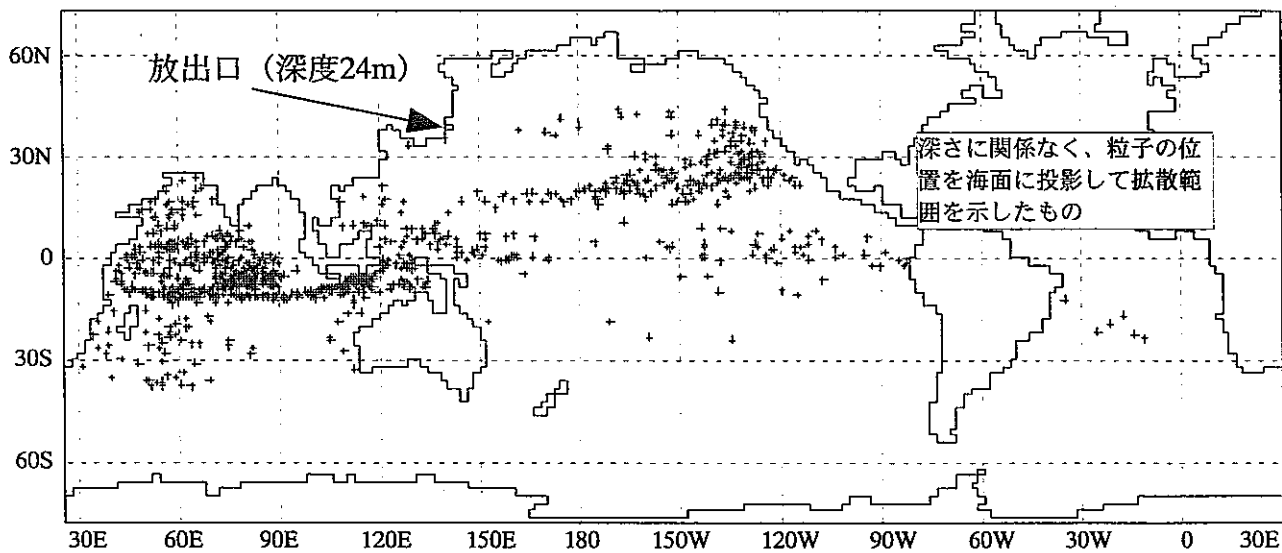


図 3.15 (8) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (30年後)

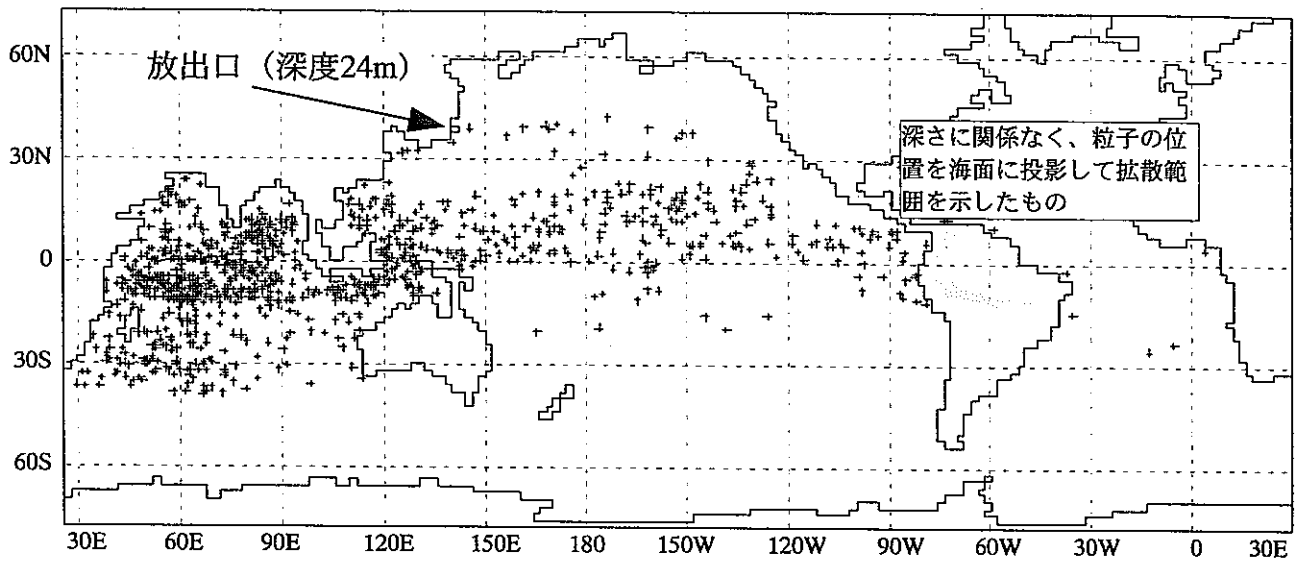


図 3.15 (9) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (40年後)

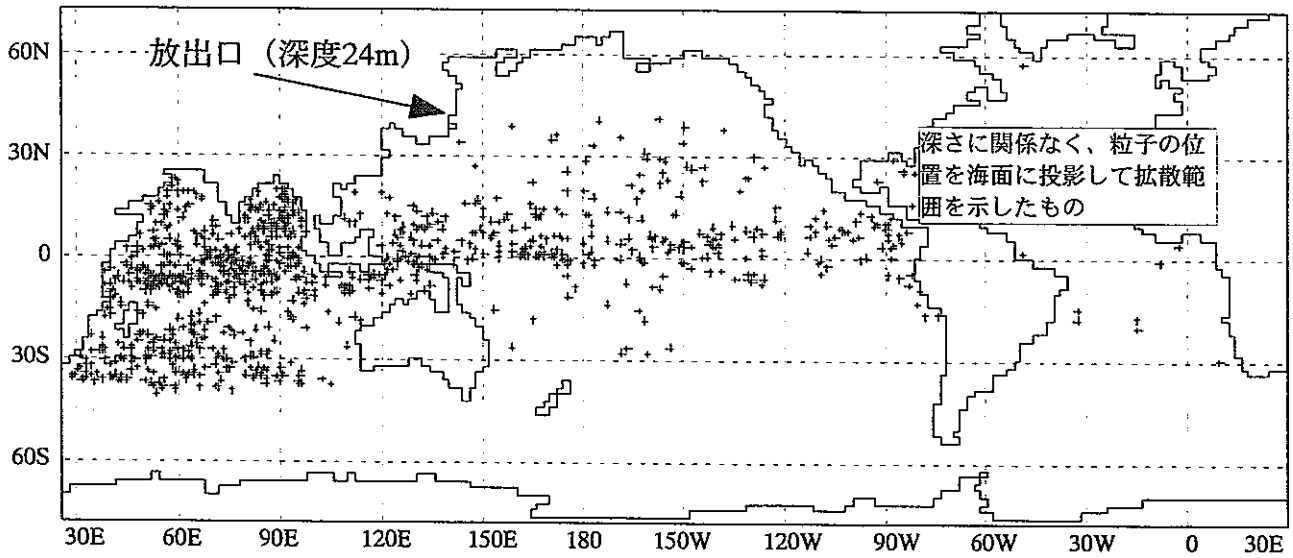


図 3.15 (10) 粒子拡散範囲 ケースA-2 (50年後)

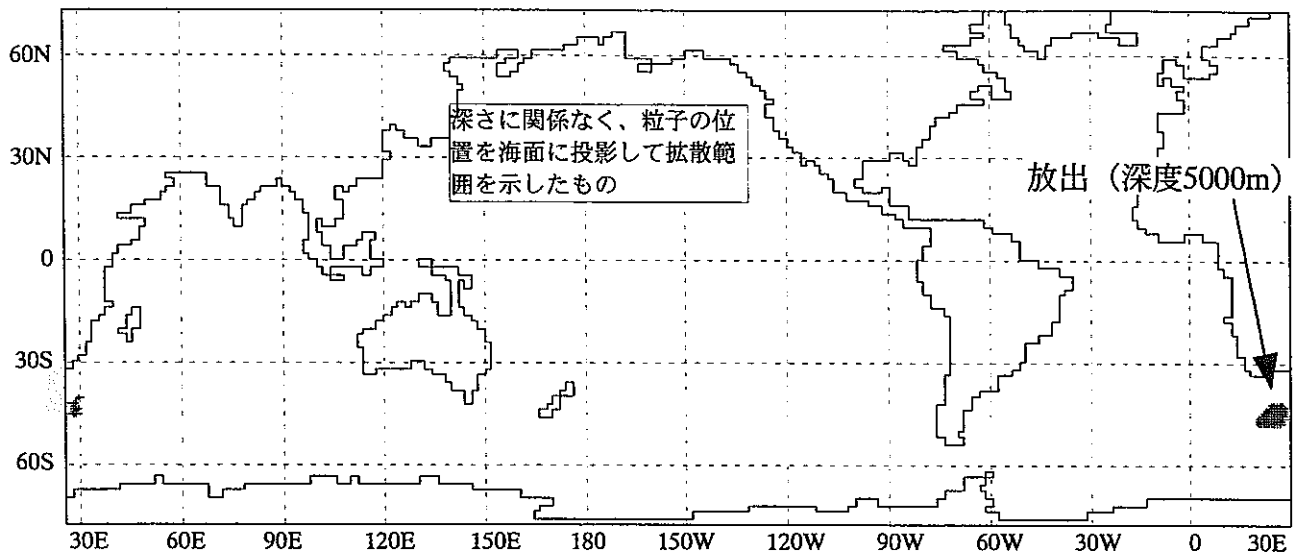


図 3.16 (1) 粒子拡散範囲 ケースB (1年後)

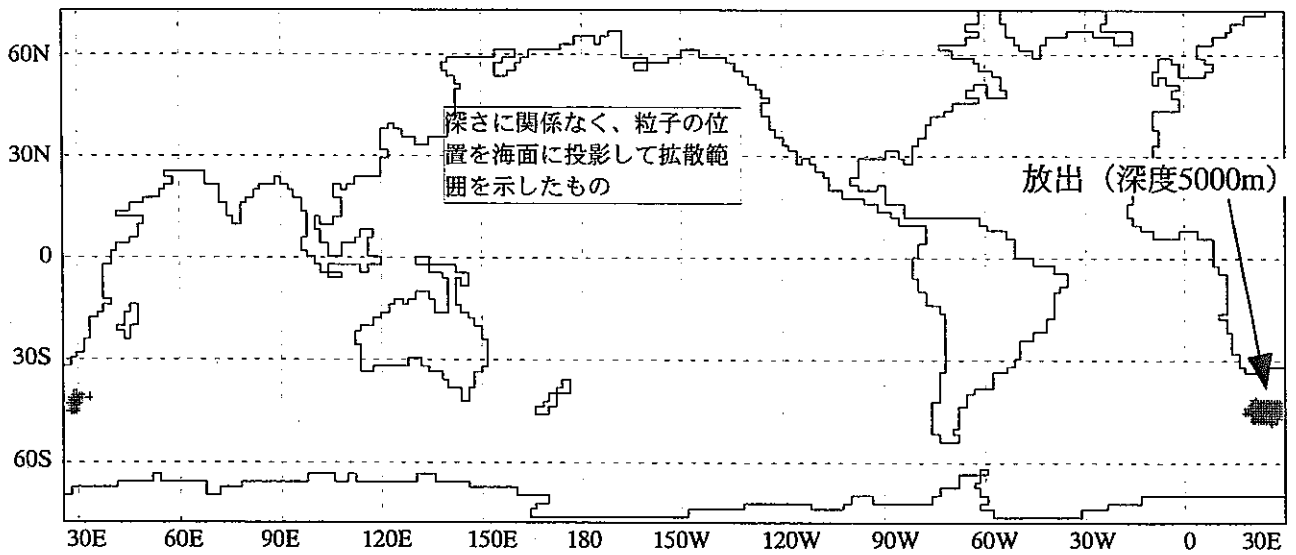


図 3.16 (2) 粒子拡散範囲 ケースB (2年後)

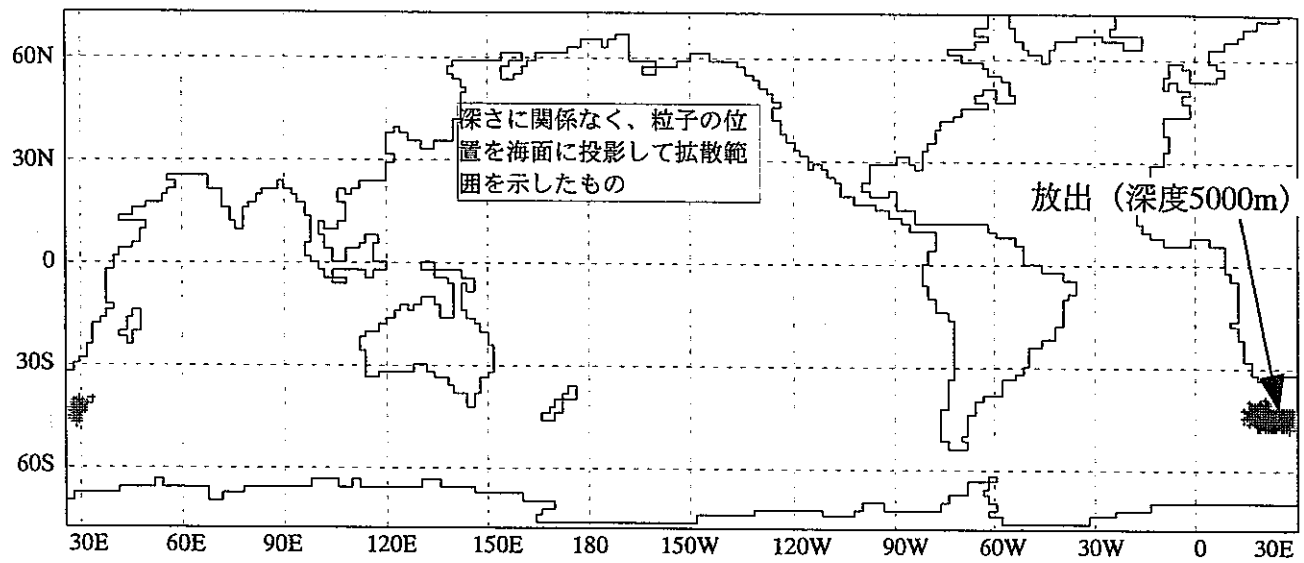


図 3.16 (3) 粒子拡散範囲 ケースB (3年後)

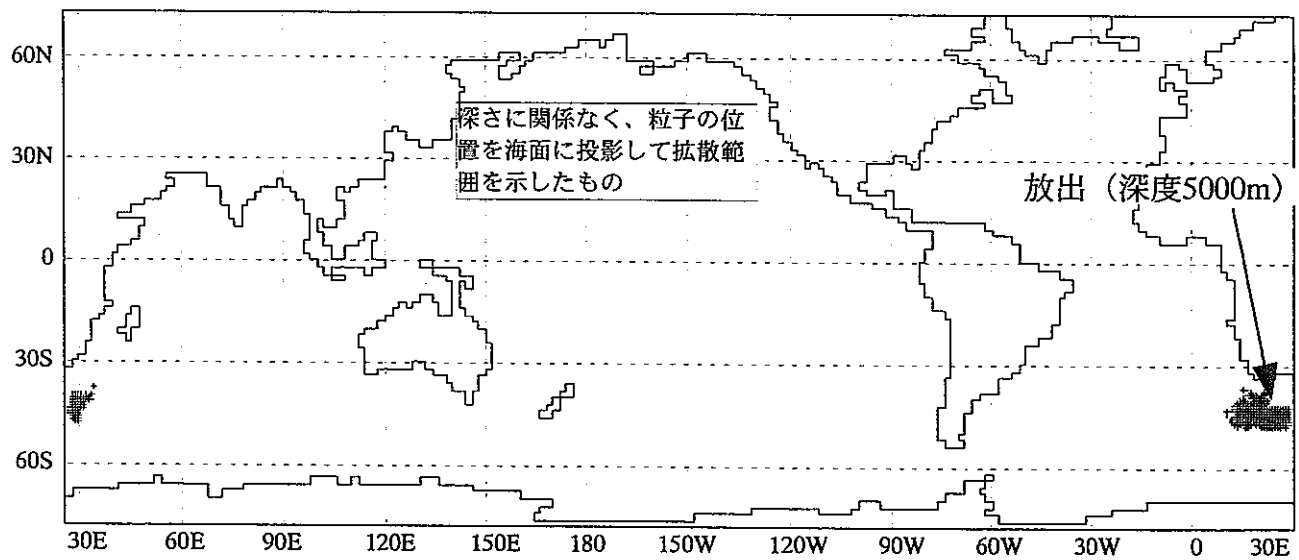


図 3.16 (4) 粒子拡散範囲 ケースB (4年後)

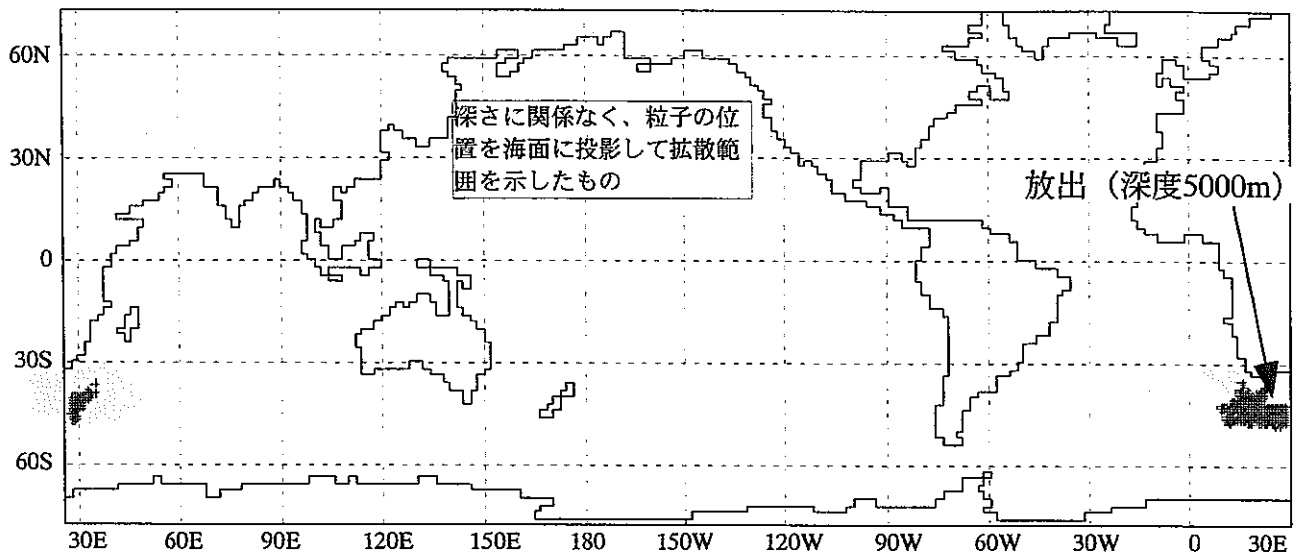


図 3.16 (5) 粒子拡散範囲 ケースB (5年後)

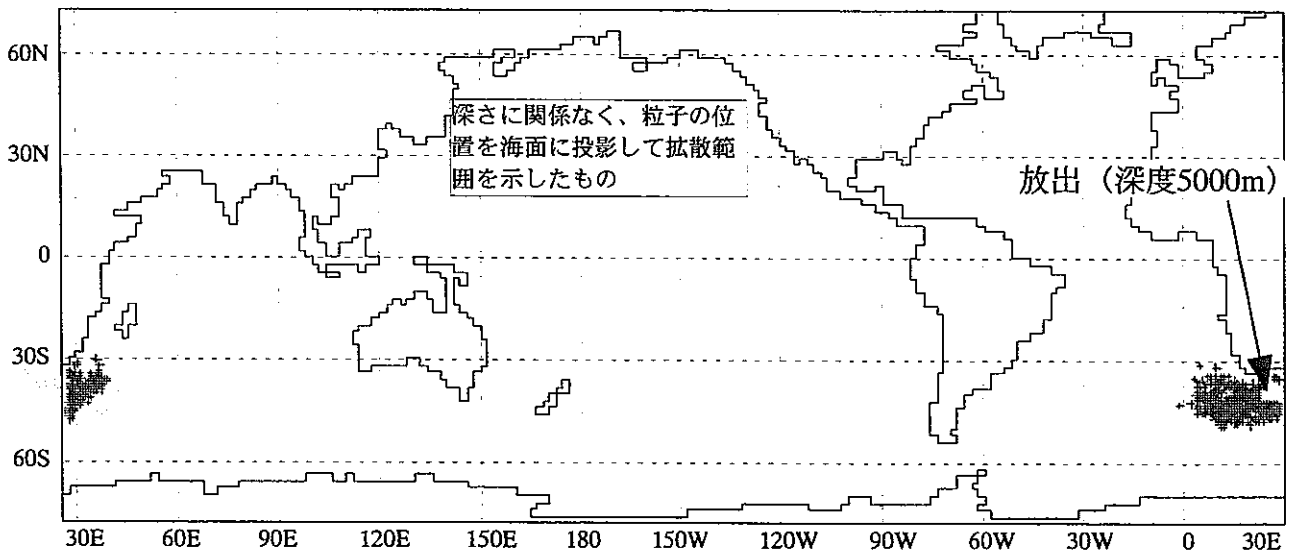


図 3.16 (6) 粒子拡散範囲 ケースB (10年後)

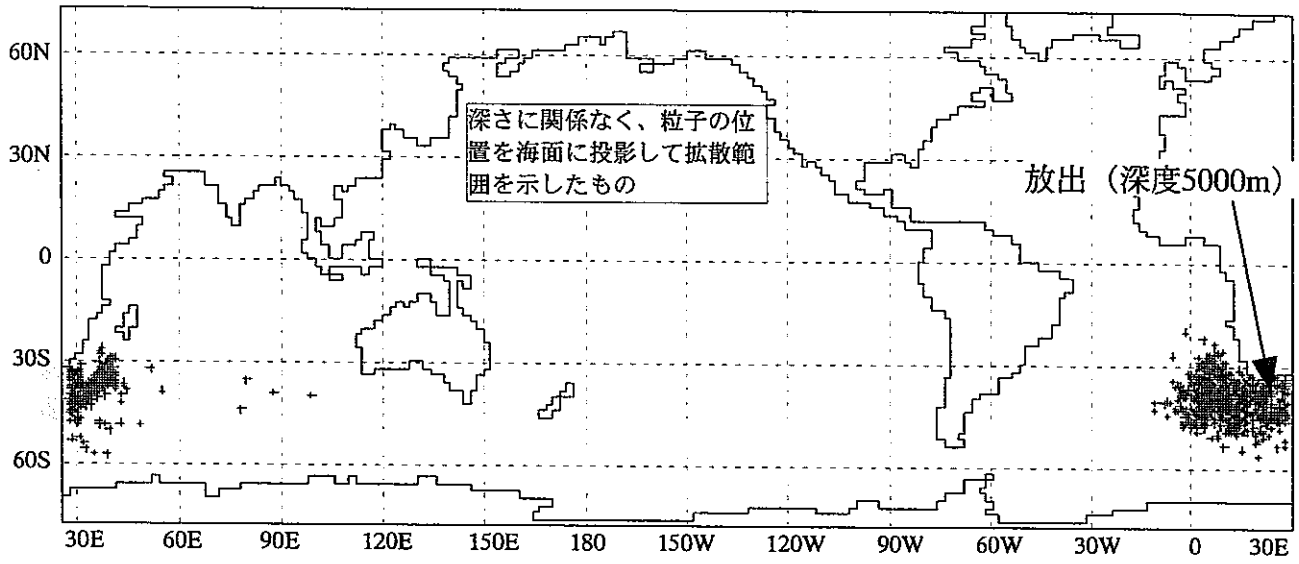


図 3.16 (7) 粒子拡散範囲 ケースB (20年後)

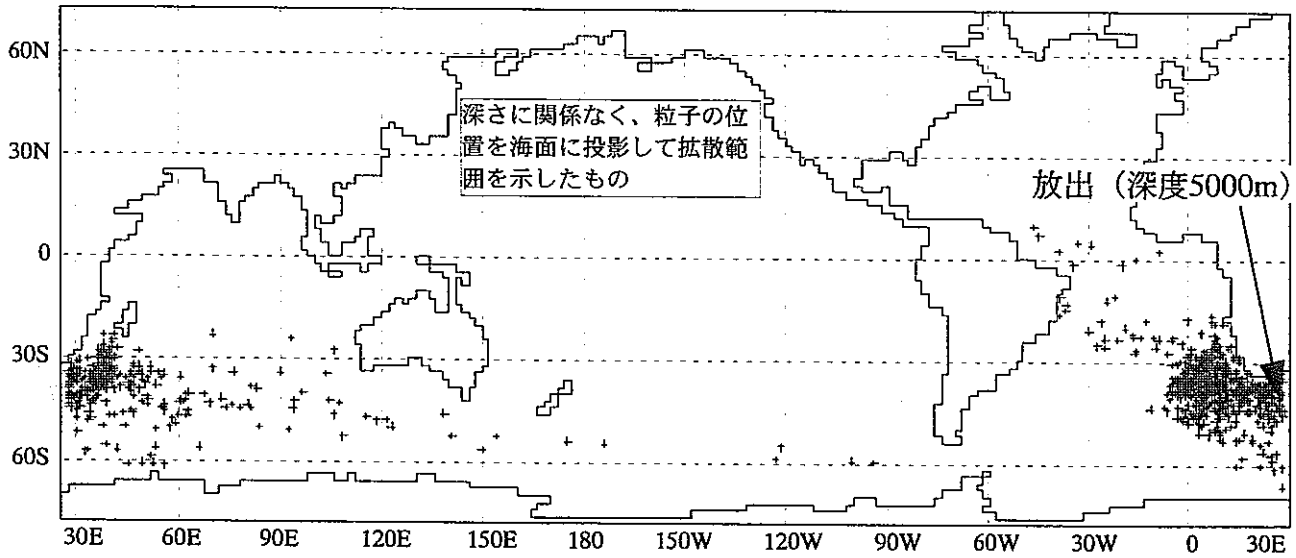


図 3.16 (8) 粒子拡散範囲 ケースB (30年後)

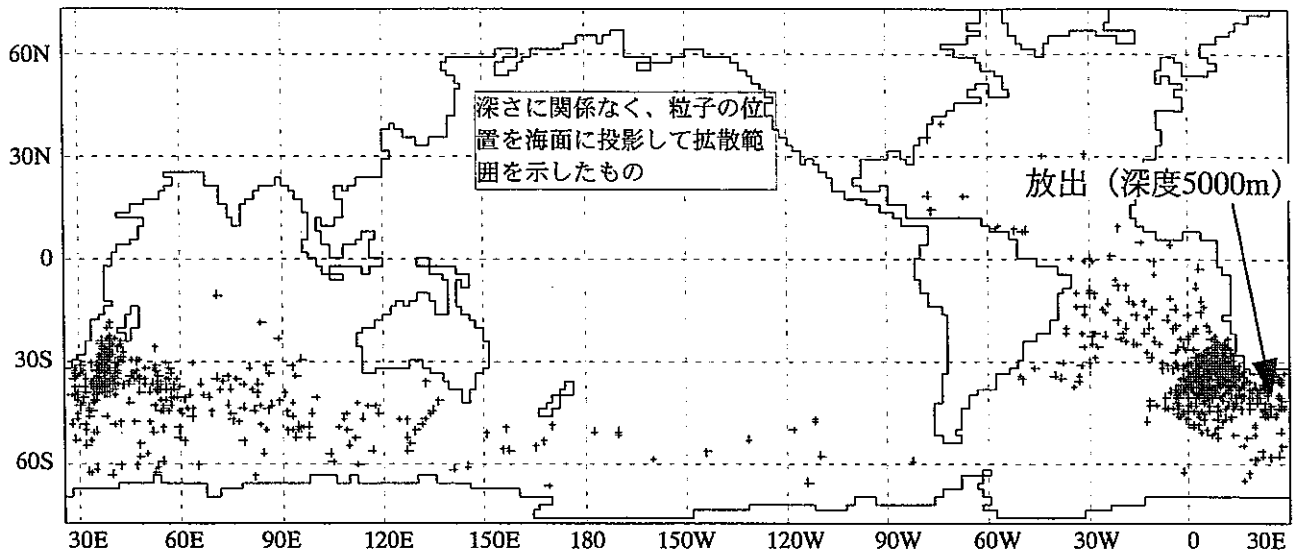


図 3.16 (9) 粒子拡散範囲 ケースB (40年後)

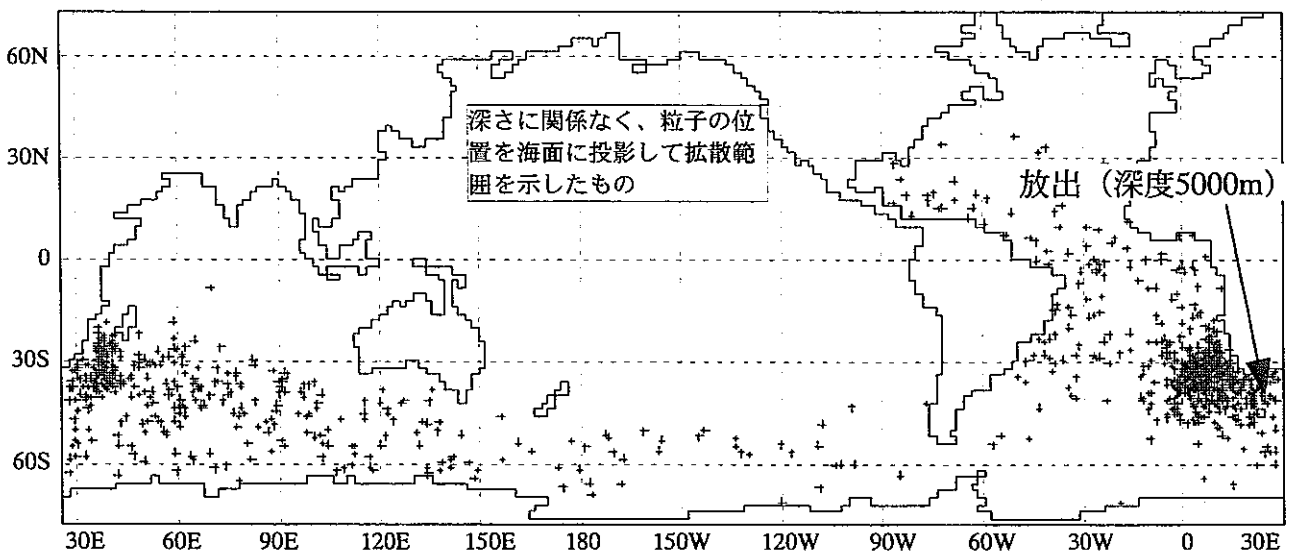


図 3.16 (10) 粒子拡散範囲 ケースB (50年後)

3.4.4 粒子追跡計算を用いた濃度評価の予備的検討

濃度評価に粒子追跡計算手法を用いる際の予備的検討として、粒子追跡計算手法の長所を念頭に置いて整理を行った。

(1) 乱数を用いて粒子の動きに乱れの効果を与え、拡散現象を表現できる。

3.1.1 で示しているように、粒子の移動距離を拡散係数と乱数によって表すことができる。そのことにより、拡散現象を乱れの効果によって表現できることが分かる。

(2) 粒子の位置で拡散域を把握できる。

これは、3.3.3 で行った拡散域の検討結果から明かである。大きな拡散係数を用いた方が拡散が速く広域に分布しているのが分かる。逆に拡散係数が小さなものは拡散範囲が狭く、いくつかのパッチ状に分かれているものも見られる。

(3) 流れのシアーによる分散を表現できる。

異なる投入位置、すなわち流れのシアーが異なる場合を考える。流れのシアーが大きい場合としてケースA-1 を、小さい場合としてケースBを見ると、拡散の状況が大きく異なっていることが分かる。

(4) 任意の領域の濃度評価を行える。

水平及び鉛直方向の格子サイズすなわち解像度が任意に設定できる。これは粒子の位置情報は格子サイズに関係なく求めることができるためである。ここでは任意の領域を切り出すという事は行っていないが、任意の領域を切り出したうえで解像度を上げて細かい構造を見ることも可能である。

以上までの検討から、粒子追跡計算を用いた拡散濃度評価手法は、海洋中における広域の放射性核種の拡散域、および濃度の評価に十分応用できることが分かった。

3.5 今後の課題整理

粒子追跡計算を応用した拡散濃度評価手法について、上記検討で色々な試算を行った。以下今後の課題となる点について整理を行った。

(1) 投入形態

本検討では瞬間点投入のみの場合を取り扱った。将来的な検討では、物資の放流がある一定期間連続する場合を対象とすることが考えられる。

この場合は年平均の流れの場を利用するならば、今回行った瞬間点投入の計算結果を時間をずらせながら重ね合わせることによって評価することが可能と考えられる。ただしこれはあくまでも年平均の流れの場を利用する場合に限られ、例えば季節別の流れの場を利用するような場合は、上記のような簡単な重ね合わせで連続放流（投入）の場合を表現することはできない。この場合は、投入開始時期から逐次粒子の投入を行う計算を行う必要があり、計算としては非常に負荷のかかるものとなる。

(2) 拡散係数

先にも述べたように粒子拡散計算においても拡散係数の設定は重要な課題である。前述のように観測や実験値などで求められる拡散係数とは違う考え方を導入する必要があると考えられる。粒子追跡計算の場合には格子間隔には依存しないので、拡散係数を考えるときの基準となる代表長さは、粒子のある場所での流れの大きさすなわち場の流速に比例したものと考えることも可能ではないかと思われる。基本的には拡散係数はサブグリッドサイズの乱れをパラメタライズするために導入されている値であり、流れの場そのものを非常に高解像度で乱れまでを解いた結果を用いることができれば、拡散係数の設定の必要はなくなるだろう。いずれにせよ拡散係数を合理的に設定する方法は今後の重要な課題である。

(3) 核種への対応

本調査では粒子は時間的に質は変わらないものとして、その移動と拡散状況だけに注目してきた。本調査の最終的な目的は放射性核種が海洋中で広域に拡散する場合の濃度あるいは線量評価を行うことであり、今後の課題としては粒子に時間による変質過程を組み入れることが重要なテーマとなる。

4 大気圏核実験フォールアウトデータによるシステム検証

作成した計算システムは、実際の放射能の動きを正確に再現しているかどうかを検証するため、UNSCEAR（国連科学委員会報告）1977⁽⁴⁹⁾、1993⁽⁵⁰⁾に掲載されている大気圏核実験に伴う降下量データに基づき、大気圏核実験によって放出された¹³⁷Cs、⁹⁰Sr、^{239,240}Puの年別緯度別降下量を推定し、計算システムに入力して、海水中放射性核種濃度計算を行い、観測された実測値⁽⁵¹⁾との比較を行った。

4.1 計算手順の概略

大気圏核実験は1945年5月に行われたロスアラモスでの世界最初の実験から1980年10月の中国における最後の核実験まで、合計423回行われ⁽⁵²⁾、その後連続的に降下した。連続的な降下は本計算システムでは再現できないため、UNSCEAR^(49,50)に示されている年別降下量を数十万個の粒子群に分け与え、1年毎に瞬間投入して計算することにした。ここで、各年で1粒子のもつ放射能は異なっている。すなわち、降下量の多かった1960年代前半は1粒子のもつ放射能は大きく、逆に1970年代は1粒子のもつ放射能は小さい。

年別の数十万個の初期粒子群配置については、UNSCEARに示されている緯度別の降下量を参考にして決定した。時の中での降下量の変化及び経度方向の分布については参考となる資料がなかったため、各年の初期粒子群配置は一様とした。

このように決定した各年の放射能の重みを持った粒子群に対して、流動拡散計算を行うことにより、観測値のある1982年の粒子位置を求めた。そして各年の粒子位置を各年の1粒子あたりの放射能で重みづけし、各年の和をとることによって、観測値と比較する海水中放射能濃度を算出した。

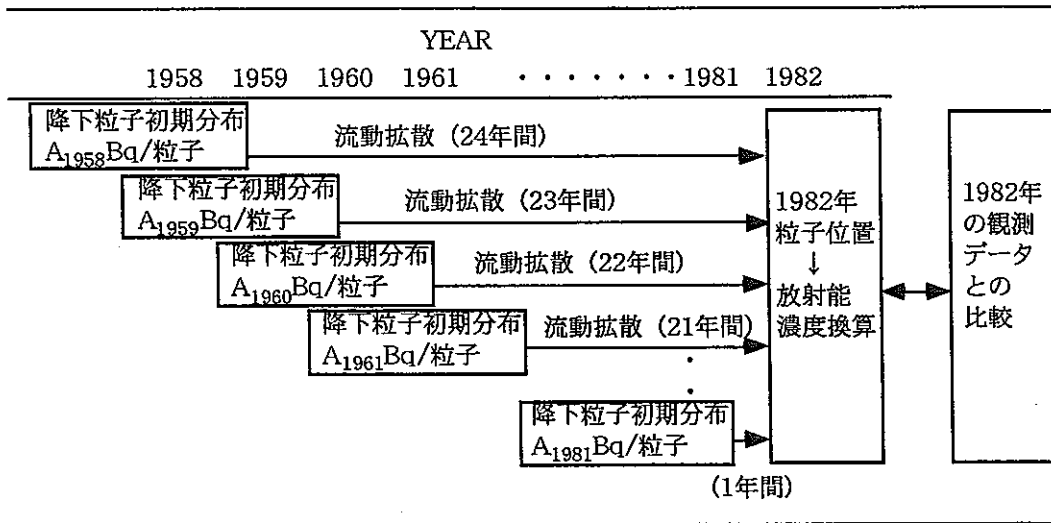


図 4.1 計算手順の概略

4.2 入力データの作成

図 4.2 に緯度別降下量入力データの作成の概略を示す。UNSCEAR 1977, 1993 に示されている ^{90}Sr の年別、緯度別データから各年約 15 万個の初期粒子群配置を決定した。フロー図を図 4.3 に示す。なお、決定に当たっては以下の事項を考慮した。

- Bowen⁽⁵³⁾らによれば、海洋には陸地の 20~40%増しの降下量がある。そのため、UNSCEAR の値を 20%増しとした降下量を用いた。
- 経度や局地的な分布はデータが十分に得られないことから、無視した。

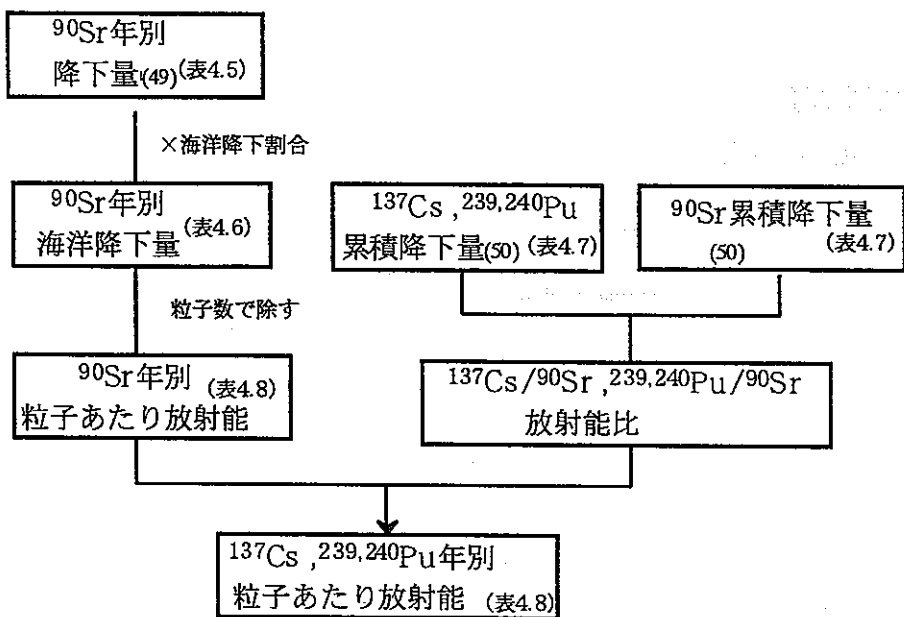


図 4.2 年別粒子あたり放射能の決定方法フロー

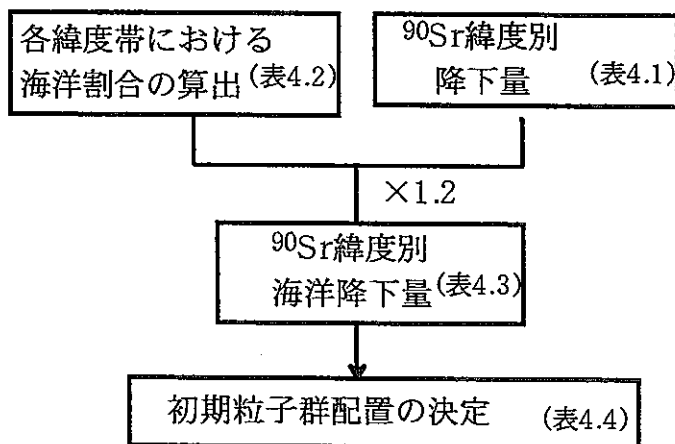


図 4.3 初期粒子群配置の決定方法フロー

4.2.1 粒子群初期配置の決定

大気圏の ^{90}Sr は一部は海洋に、一部は陸地に降下する。海洋への降下量を決定するためには、地球上の海洋の占める割合を算出し、その割合を地表での降下量に乘じなければならない。

緯度別の ^{90}Sr 降下量は UNSCEAR1993 に示されており、そのデータを表 4.1 に示す。

また海洋割合については流速場計算で用いた地形データから以下の式で算出した。結果を表 4.2 に示す。

$$\text{海洋割合} = (\text{南北方向に 10 度内の海洋格子数}) / 180 / 5$$

表 4.1 大気圏核実験からの ^{90}Sr 降下量の緯度分布⁽⁵⁰⁾

緯度帯 (度)	積分降下量 (PBq)	緯度帯 (度)	積分降下量 (PBq)
北緯80-90	1.0	南緯0-10	21.0
北緯70-80	7.9	南緯10-20	17.8
北緯60-70	32.9	南緯20-30	28.1
北緯50-60	73.9	南緯30-40	27.6
北緯40-50	101.6	南緯40-50	28.1
北緯30-40	85.3	南緯50-60	12.1
北緯20-10	71.2	南緯60-70	6.7
北緯10-20	50.9	南緯70-80	2.5
北緯0-10	35.7	南緯80-90	0.3
		全地球	604

表 4.2 各緯度帯における海洋割合

緯度帯 (度)	海洋割合	緯度帯 (度)	海洋割合
北緯80-90	0	南緯0-10	0.7767
北緯70-80	0.0567	南緯10-20	0.7767
北緯60-70	0.2067	南緯20-30	0.7722
北緯50-60	0.3933	南緯30-40	0.9011
北緯40-50	0.4322	南緯40-50	0.9700
北緯30-40	0.5111	南緯50-60	0.9933
北緯20-10	0.6289	南緯60-70	0.8533
北緯10-20	0.7444	南緯70-80	0.1878
北緯0-10	0.7833	南緯80-90	0

次に表 4.1 の全地球に降下した ^{90}Sr 量に表 4.2 に示す海洋割合を乗ずることによって、海洋に降下した ^{90}Sr 量を算出した。Bowen⁽⁵³⁾らによれば、海洋には陸地の 20~40%増しの降下量がある。そのため、我々は UNSCEAR1993 からの値を 20%増しとした。算出結果を表 4.3 に示す。

表 4.3 各緯度帯における海洋への ^{90}Sr 降下量

緯度帯 (度)	海洋降下量(PBq)	緯度帯 (度)	海洋降下量(PBq)
北緯80-90	0	南緯0-10	19.6
北緯70-80	0.54	南緯10-20	16.6
北緯60-70	8.16	南緯20-30	26.0
北緯50-60	34.9	南緯30-40	29.8
北緯40-50	52.7	南緯40-50	32.7
北緯30-40	52.3	南緯50-60	14.4
北緯20-10	53.7	南緯60-70	6.86
北緯10-20	45.5	南緯70-80	0.56
北緯0-10	33.6	南緯80-90	0
		合計	428

次に全海洋へ降下した 428PBq の ^{90}Sr を約 15 万個の粒子に均等に配分する。1 粒子あたりの ^{90}Sr 放射能は、

$$428 \times 10^{15} \text{Bq} / 150,000 \text{個} = 2.85 \times 10^{12} \text{Bq}$$

である。この粒子が 2×2 度の各格子に降下し、表 4.3 の海洋降下量を与える為には、例えば 40-50N では以下の計算で求められる粒子数を与えればよい。

$$52.7 \times 10^{15} \text{Bq} / 2.85 \times 10^{12} \text{Bq} / 180 / 5 / 0.4322 = 47.52$$

粒子数は整数であるため、小数は四捨五入した 48 個を与えることとする。この計算を全緯度帯にわたって行くと、表 4.4 の結果となる。この表に基づき、全海洋へ与える総粒子数は 150,156 個である。

なお、粒子は大気と海洋との境界面に与えるのが望ましいが、コードの都合上、水深 5m の地点に与えた。

表 4.4 各格子に与える粒子数 (1 粒子の $^{90}\text{Sr}=2.85 \times 10^{12}\text{Bq}$)

緯度帯 (度)	格子あたり 粒子数	緯度帯の 総粒子数	緯度帯 (度)	格子あたり 粒子数	緯度帯の 総粒子数
北緯80-90	0	0	南緯0-10	10	6990
北緯70-80	4	204	南緯10-20	8	5592
北緯60-70	15	2790	南緯20-30	13	9035
北緯50-60	35	12390	南緯30-40	13	10543
北緯40-50	47	18283	南緯40-50	13	11349
北緯30-40	40	18400	南緯50-60	6	5364
北緯20-10	33	18678	南緯60-70	3	2304
北緯10-20	24	16080	南緯70-80	1	169
北緯0-10	17	11985	南緯80-90	0	0

4.2.2 粒子あたりの放射能の決定

粒子群初期配置が決定すれば、次にその粒子がもつ放射エネルギーを年別に決定していく。

4.2.1 での計算によれば、全地球への積算の ^{90}Sr 降下量は 604PBq であり、そのうち海洋へは 428PBq が降下した。すなわち、全体の 70.9% が海洋に降下したことになる。UNSCEAR1977 には ^{90}Sr の年別降下量 (全地球) が示されている (表 4.5) ので、この値の 70.9% が各年の ^{90}Sr 海洋降下量と考えることができる。各年の ^{90}Sr 海洋降下量計算結果を表 4.6 に示す。

注) 表 4.5 における「1956 年」は、UNSCEAR1977 では「1958 年以前」という表記になっている。UNSCEAR1977 の 1958 年以前の注釈には「2 年の崩壊を仮定して積算量から見積もった。」との記載があるため、「1958 年以前」を「1956 年」として取り扱うことにする。以降すべての「1956 年」の記載は上記の通りの意味を持つ。

表 4.5 ^{90}Sr の年別降下量 (全地球) ⁽⁴⁹⁾

Year	^{90}Sr (MCi)	Year	^{90}Sr (MCi)
1956	2.45	1967	0.28
1958	0.88	1968	0.3
1959	1.23	1969	0.29
1960	0.43	1970	0.34
1961	0.52	1971	0.34
1962	1.7	1972	0.19
1963	2.93	1973	0.06
1964	2.08	1974	0.16
1965	1.13	1975	0.09
1966	0.54	合計	15.94

表 4.6 ^{90}Sr の年別降下量 (海洋)

Year	^{90}Sr (Bq)	Year	^{90}Sr (Bq)
pre-1958	6.4E+16	1967	7.3E+15
1958	2.3E+16	1968	7.9E+15
1959	3.2E+16	1969	7.6E+15
1960	1.1E+16	1970	8.9E+15
1961	1.4E+16	1971	8.9E+15
1962	4.5E+16	1972	5.0E+15
1963	7.7E+16	1973	1.6E+15
1964	5.5E+16	1974	4.2E+15
1965	3.0E+16	1975	2.4E+15
1966	1.4E+16	合計	4.2E+17

4.2.1 で決定した、150,434 個の初期粒子群分布に表 4.6 の ^{90}Sr 年別海洋降下量を分配すると各年の 1 粒子あたりの ^{90}Sr 放射エネルギーは表 4.8 の通りである。また、 ^{137}Cs , $^{239,240}\text{Pu}$ についても大気圏における挙動、降下における挙動が等しいと仮定すれば、UNSCEAR1993 (表 4.7) に示されている核種の放出量の比、すなわち $^{137}\text{Cs}/^{90}\text{Sr}=1.51$, $^{239,240}\text{Pu}/^{90}\text{Sr}=0.0180$ を乗ずれば ^{137}Cs , $^{239,240}\text{Pu}$ の各年における 1 粒子あたりの放射エネルギーを算出することができる。その結果を ^{90}Sr と合わせて表 4.8 に示す。

表 4.7 大気圏内核実験において生成し地球規模で拡散した放射性核種⁽⁵⁰⁾

核種	放出量 (EBq)
⁹⁰ Sr	0.604
¹³⁷ Cs	0.912
^{239,240} Pu	0.01087

表 4.8 各核種の年別の1粒子あたりの放射能 (単位: Bq)

	⁹⁰ Sr	¹³⁷ Cs	^{239,240} Pu
1956	4.3E+11	6.5E+11	7.7E+09
1958	1.5E+11	2.3E+11	2.8E+09
1959	2.1E+11	3.2E+11	3.9E+09
1960	7.5E+10	1.1E+11	1.4E+09
1961	9.1E+10	1.4E+11	1.6E+09
1962	3.0E+11	4.5E+11	5.3E+09
1963	5.1E+11	7.7E+11	9.2E+09
1964	3.6E+11	5.5E+11	6.5E+09
1965	2.0E+11	3.0E+11	3.6E+09
1966	9.4E+10	1.4E+11	1.7E+09
1967	4.9E+10	7.4E+10	8.8E+08
1968	5.2E+10	7.9E+10	9.4E+08
1969	5.1E+10	7.7E+10	9.1E+08
1970	5.9E+10	9.0E+10	1.1E+09
1971	5.9E+10	9.0E+10	1.1E+09
1972	3.3E+10	5.0E+10	6.0E+08
1973	1.0E+10	1.6E+10	1.9E+08
1974	2.8E+10	4.2E+10	5.0E+08
1975	1.6E+10	2.4E+10	2.8E+08

4.3 流動拡散計算（基本ケース）

流動拡散計算は表 4.4 の初期粒子群配置で、表 4.8 の各年の粒子あたり放射能 (^{137}Cs) を用いて行った。

使用したパラメータは 2 章で用いた数値を基本として、水平拡散係数または鉛直拡散係数を変化させるケースを使用した。

表 4.9 計算ケース

	水平拡散係数	鉛直拡散係数	備考
基本ケース	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	流速場計算に使用した 拡散係数

各粒子の位置は 1 年毎に保存して、26 年間(1956-1982)の計算を行った。関心海域について、26 年間の各年について、その任意範囲内に含まれている粒子を深さ 100m 毎に数えだした。数えだしたそれぞれの個数を当該年の 1 粒子あたりの減衰補正を行った放射能で重みづけして、26 年間の合計を算出した。そして Nagaya らの観測結果⁽⁵¹⁾と比較した。

4.3.1 水平分布

水平分布に関して、本計算の結果は定性的にはこれまでの観測による知見と一致した。これまでの観測研究によると、北緯 40~50 度の降下量は地球上で最高であるが、東経 150 度から西経 170 度の中央北太平洋において、北緯 40~50 度の海水中存在量は北緯 40 度以南より小さくなる⁽⁵¹⁾。また、海水 / 降下量 比は、緯度の低下に従い増加する傾向がある⁽⁵¹⁾。

表 4.10 に本計算での ^{137}Cs の降下量と海水中濃度、及び海水/降下量比を示す。海水/降下量比は、これまでの知見と同様に、緯度の低下に従い増加する傾向があった。Nagaya らもまた、UNSCEAR から降下量をもつもり海水/降下量比を算出した。その範囲は北緯 10~40 度において 1.0~2.1 であり⁽⁵¹⁾、本計算はそれに一致した。彼らは余剰のインベントリは局地的フォールアウトの寄与が原因と説明しているが、本計算は局地的フォールアウトを考慮せずとも、ある程度は実測値を再現できた。

表 4.10 北大西洋中央部における ^{137}Cs 降下量と
1982 年の海水中 ^{137}Cs 濃度

緯度帯	^{137}Cs 降下量 (MBq/km ²)	海水中 ^{137}Cs 濃度 (MBq/km ²)	海水/降下量
北緯0~10度	947	1667	1.76
北緯10~20度	1,379	2237	1.62
北緯20~30度	2,021	2606	1.29
北緯30~40度	2,710	2436	0.90
北緯40~50度	3,767	610	0.16

注) 降下量は 1982 年に減衰補正されている。

4.3.2 鉛直分布

鉛直分布に関しては、Nagaya らによる観測値がある表 4.11 に示す 7 地点にて、 ^{137}Cs の計算結果を整理した。

採取地点の地図を図 4.4 に、各地点の鉛直分布図を図 4.5 に示す。

表 4.11 観測地点一覧⁽⁵¹⁾

地点名	採取年月日	緯度	経度
80-5	1980.5.2	北緯 40 度 02 分	東経 156 度 02 分
80-6	1980.5.8	北緯 39 度 03 分	東経 166 度 00 分
80-8	1980.5.12	北緯 38 度 03 分	西経 179 度 43 分
80-11	1980.6.6	北緯 30 度 34 分	東経 170 度 40 分
82-5	1982.2.1	北緯 25 度 02 分	東経 169 度 59 分
82-8	1982.2.7	北緯 12 度 46 分	東経 173 度 18 分
82-13	1982.2.21	北緯 11 度 59 分	東経 152 度 28 分

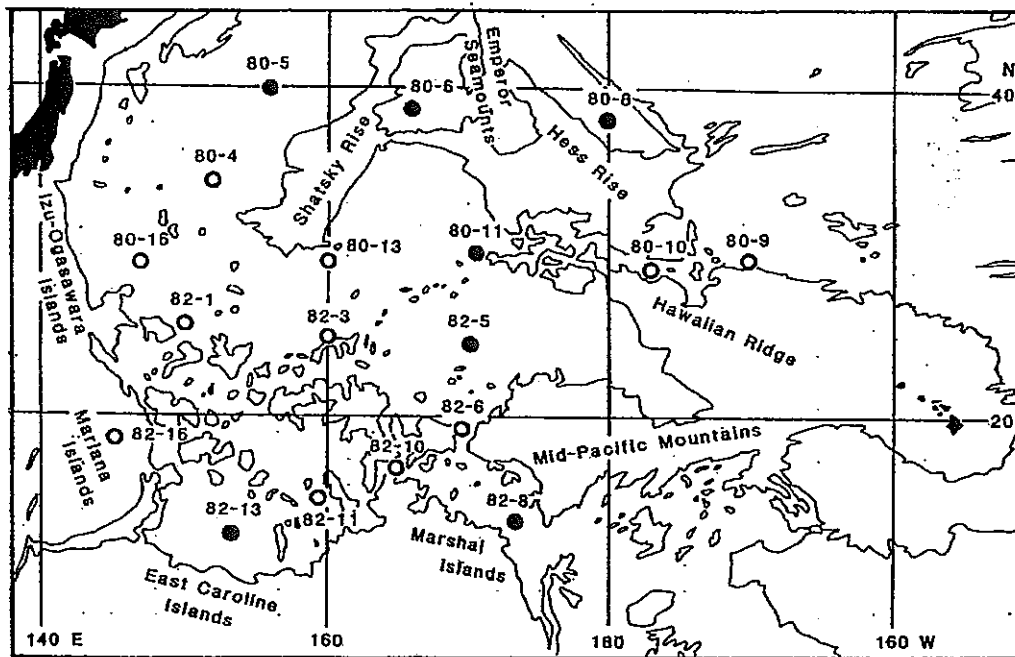


Fig. 2. Sampling Stations (bottom topography expressed by the 5,120 m contour line is given by courtesy of Dr. T. Gamo, the Ocean Research Institute, University of Tokyo). Solid circles indicate stations where deep waters were collected, and open circles those where only surface waters were collected.

図 4.4 海水採取地点図⁽¹³⁾

(1) 1980 年採取分

1980 年採取の 4 件については、北緯 40 度付近、東経 160 度付近の試料 80-5 及び 80-6 において海面からそれほど濃度変化なく 500m 付近まで推移した。それ以深では、濃度が比較的なだらかに減少した。一方、80-8 及び 80-11 では水深 350m 付近にピークを形成した。

一方、Nagaya らによる北太平洋での実測値は 80-5 及び 80-6 においては深度に対して直線的に減少しており、傾向は再現しているものの表層部の濃度は観測値の約半分であった。80-8 及び 80-11 では 200m 以深では比較的あっているが、それより表層では過小評価になった。

(2) 1982 年採取分

1982 年採取の 3 件については、表層付近から深くなるにつれて濃度が上昇し、300~500m でピークとなり、急激に減少して、400~800m でほぼ 0 となる。

実測値との比較を行ったところ、表層付近が過小評価になったものの、

それより中層・深層での鉛直プロファイルについては、観測値を再現できていることを確認した。

特に、82-5（北緯 25 度）では、800m 付近まで分布しているのに対して、82-8(北緯 12 度), 82-13(北緯 11 度)では 400m 付近までしか分布していない。計算値はこの実測値をよく表現できている。

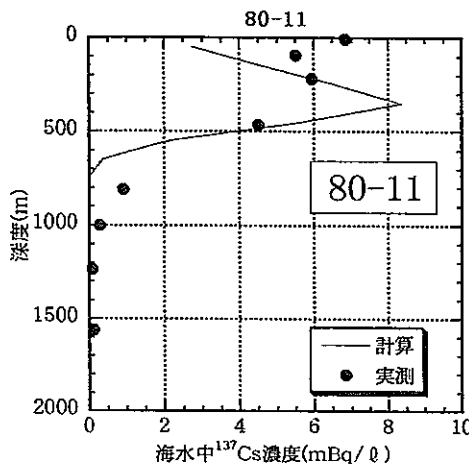
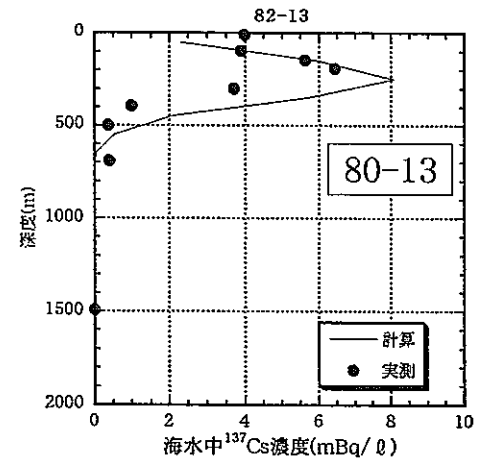
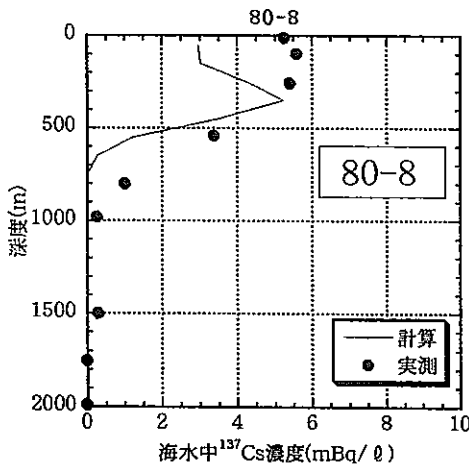
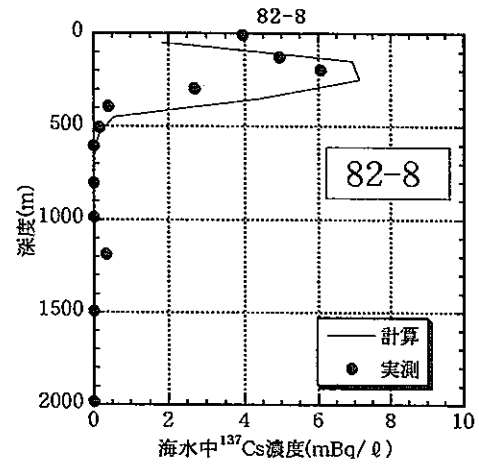
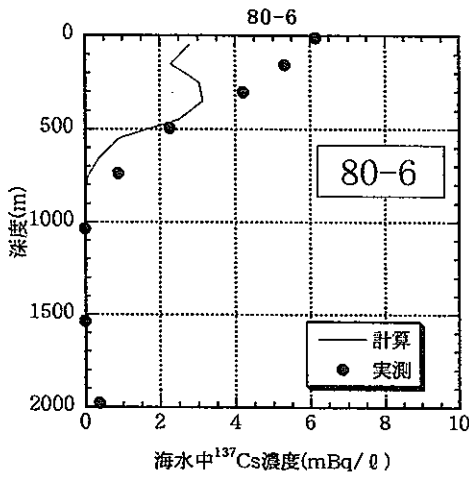
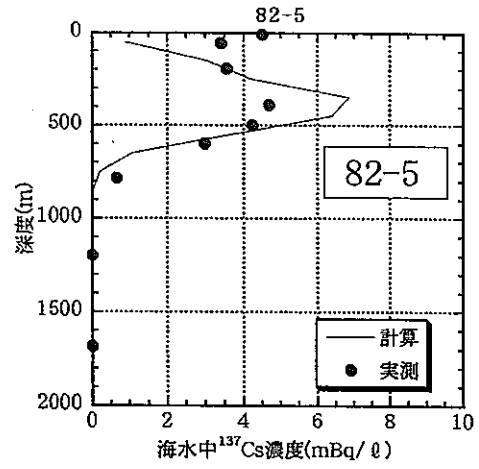
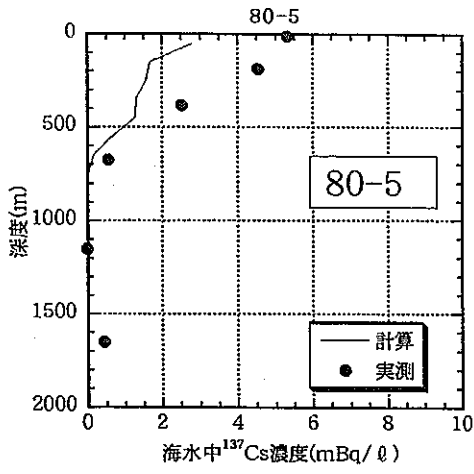


图4.5 海水中¹³⁷Cs鉛直分布

4.4 拡散係数による違い

4.4.1 水平分布

表 4.12 に水平拡散係数を変化させて計算したケース A~D を示す。までの水平分布の結果を示す。4.4.1 と同様に対象海域は東経 150 度から西経 170 度の中央北太平洋である。

表 4.12 水平拡散係数を変化させた場合の計算ケース

	水平拡散係数	鉛直拡散係数	備考
ケース A	$2 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	水平を 1/100
ケース B	$2 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	水平を 1/10
ケース C	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	基本ケース
ケース D	$2 \times 10^8 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	水平を 10 倍

得られた計算結果は 10 度毎に整理するとともに (表 4.13), 2 度毎に整理し, Nagaya らの個々の実測値と比較した。その結果を図 4.6 に示す。

ケース D は水平拡散係数が基本ケースの 10 倍であるため, 拡散が大きくなり, ケース A に比較して緯度による差が少なくなっている。逆にケース A, B では, 水平拡散係数が基本ケースの 0.01, 0.1 倍であるため, 北緯 40~50 度のインベントリーが基本ケース(A)のそれぞれ 38, 61%しか存在しない。

一方, 2 度毎に計算した分布図で検討すると, ケース C よりもケース B (2×10^6) が若干形状があっている。

表 4.13 の海水面濃度を降水量で割った, 海水/降水量比を表 4.14 に示す。Nagaya らによる実測値は北緯 10~40 度で 1.0~2.1 であった。これに最も合致するのはケース C (2×10^7) であった。

表 4.13 水平拡散係数を変化させた場合の海水中 ^{137}Cs 濃度計算結果

水平拡散係数 (cm^2/s)	エリア内平均 ^{137}Cs 濃度 (MBq/km^2)			
	ケースA 2×10^5	ケースB 2×10^6	ケースC 2×10^7	ケースD 2×10^8
北緯0-10度	1966	1961	1667	1377
北緯10-20度	1808	1911	2237	1916
北緯20-30度	2673	2779	2606	1851
北緯30-40度	3000	2900	2437	1383
北緯40-50度	244	394	645	838

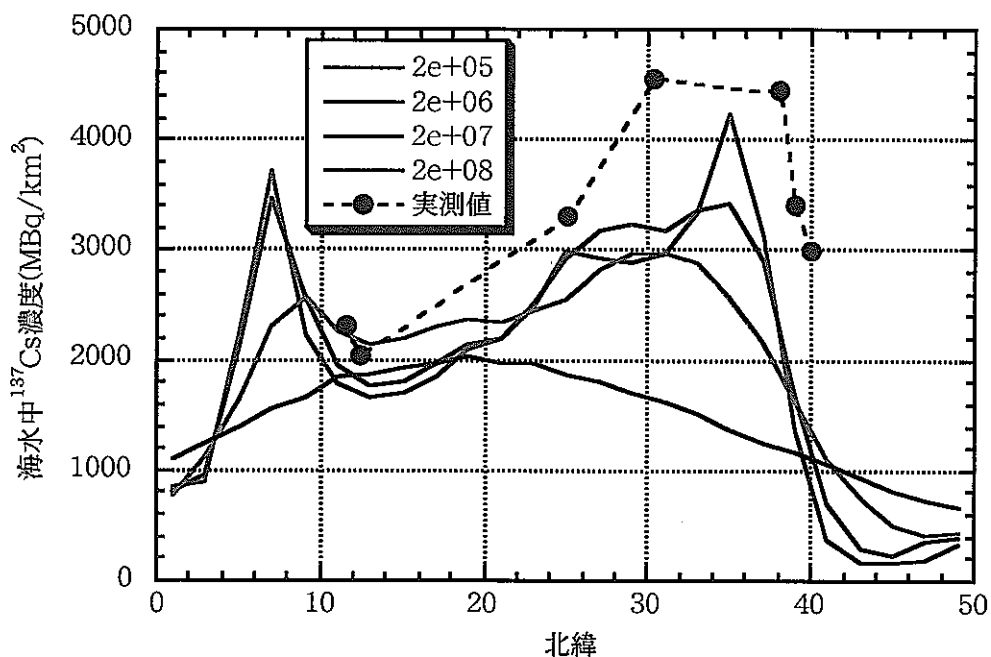


図 4.6 水平拡散係数を変化させた場合の海水中 ^{137}Cs 濃度

表 4.14 水平拡散係数を変化させた場合の海水/降水物比計算結果

水平拡散係数 (cm^2/s)	エリア内平均 ^{137}Cs 濃度比 (海水/降水物)			
	ケースA 2×10^5	ケースB 2×10^6	ケースC 2×10^7	ケースD 2×10^8
北緯0-10度	2.08	2.07	1.76	1.45
北緯10-20度	1.31	1.39	1.62	1.39
北緯20-30度	1.32	1.38	1.29	0.92
北緯30-40度	1.11	1.07	0.90	0.51
北緯40-50度	0.06	0.10	0.17	0.22

さらに、長屋らの別の調査(1980~1986年)⁽⁵⁴⁾では、北緯30~40度で平均3500MBq/km²、北緯40~55度で平均1200MBq/km²という値が実測によって得られている。この比は0.34であり、ケースC(2×10^7)の比が0.26で最も近い。

赤道付近のデータが見当たらないので、断言はできないが、これまでの結果を総合的に考えると、水平拡散係数は 2×10^7 cm²/s前後が適切であると考えられる。

なお、水平拡散係数を 2×10^6 から 2×10^7 の間でさらに細かくし、検討することも考えられるが、大気圏核実験の全球データでは、細かな拡散係数の設定に対するレスポンスが期待できないため、ここでは行わない。

以上より、水平拡散係数は 2×10^7 cm²/sが最適であることを確認し、以後の計算に使用する。

4.4.2 鉛直分布

表 4.15 に鉛直拡散係数を変化させて計算したケース E~H を示す。4.4.1 と同様に対象海域は表 4.11 のうち、1982 年採取の 3 件である。

表 4.15 鉛直拡散係数を変化させた場合の計算ケース

	水平拡散係数	鉛直拡散係数	備考
ケース E	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.03 \text{cm}^2/\text{s}$	鉛直を 1/10
ケース F	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.1 \text{cm}^2/\text{s}$	鉛直を 1/3
ケース C	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$0.3 \text{cm}^2/\text{s}$	基本ケース
ケース G	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$1 \text{cm}^2/\text{s}$	鉛直を 3.3 倍
ケース H	$2 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{s}$	$3 \text{cm}^2/\text{s}$	鉛直を 10 倍

図 4.7 に示すように、各地点とも、鉛直拡散係数を大きくすれば下方へ広がり、小さくすればピークにおける濃度が高くなることが確認される。

地点 82-5 では鉛直拡散係数が $1.0 \text{cm}^2/\text{s}$ の時、82-8 では $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ 、82-13 では $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ の場合に実測値と近くなるように見受けられる。

また、鉛直拡散係数を変化させることによる北太平洋の 10 度毎の水平分布の海水/降水物比（表 4.16）は、鉛直拡散係数を大きくすれば、海水/降水物比の分布傾向がなだらかになり、逆に小さくすると変化は激しくなる傾向にあった。結局、鉛直拡散係数 $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ が最も現実にならなことがわかった。

以上より、鉛直拡散係数においても、第 2 章の流速場計算に用いた基本ケースである鉛直拡散係数 $0.3 \text{cm}^2/\text{s}$ が最適であることを確認し、以後の計算に使用する。

表 4.16 鉛直拡散係数を変化させた場合の海水/降水物比計算結果

鉛直拡散係数 (cm^2/s)	エリア内平均 ¹³⁷ Cs濃度比（海水/降水物）				
	ケースE	ケースF	ケースC	ケースG	ケースH
	0.03	0.1	0.3	1	3
北緯0-10度	1.96	1.88	1.76	1.53	1.33
北緯10-20度	1.57	1.60	1.62	1.59	1.52
北緯20-30度	1.29	1.30	1.29	1.27	1.29
北緯30-40度	0.89	0.89	0.90	0.88	0.85
北緯40-50度	0.16	0.16	0.17	0.20	0.25

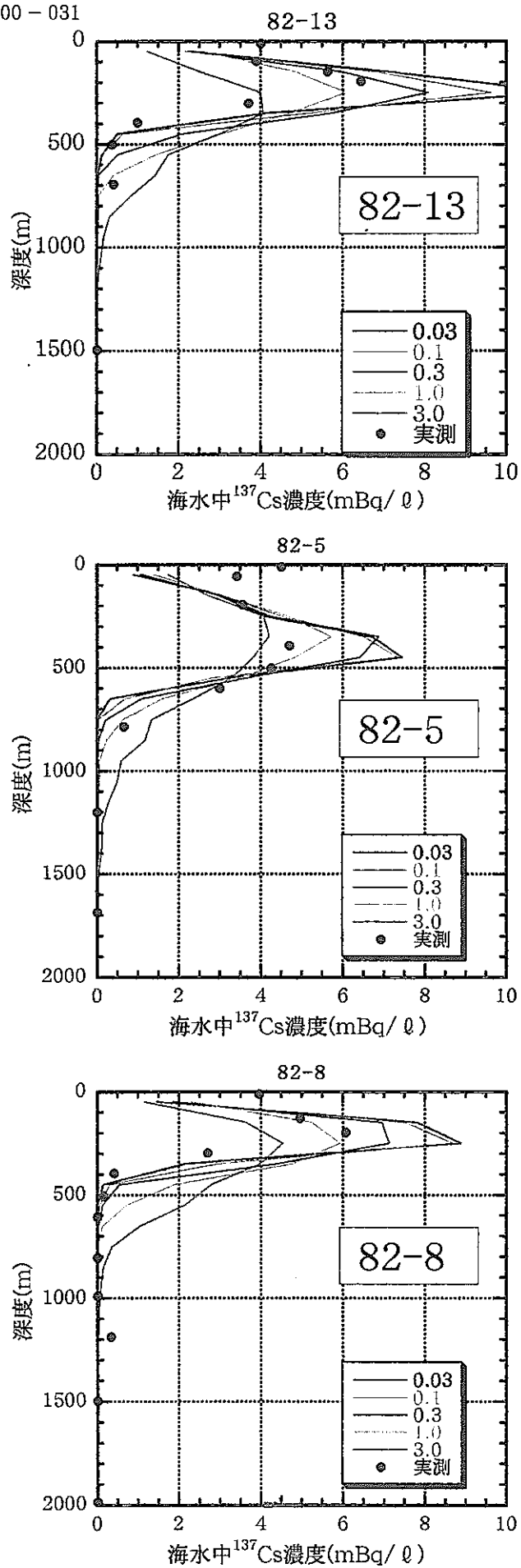


図4.7 鉛直拡散係数を変化させた時の鉛直分布の変化

4.5 粒子の流動拡散の履歴考察

降下した粒子がどのように動いて、4.3の結果がどのようにして得られたかを考察するため、一回投入の場合における北太平洋内の粒子を3,6,9ヶ月後及び1,3,5,10,20,30年後に数えだし、格子内の粒子個数に応じて色をつけることによって図化した。なお、水平拡散係数による差異を把握するため、 2×10^6 、 2×10^7 、 2×10^8 (cm^2/s)の3種類の拡散係数を用いた。

図4.8に図化結果を示す。

投入から3ヶ月で色が濃くなっていく北緯30~50度の部分はただ単に粒子のランダムな動きに伴う変化ではない。なぜならば、拡散係数が 2×10^6 の場合に格子内最大粒子数は91個と、初期配置の倍になっているからである。一方 2×10^7 の場合は格子内最大粒子数は69個と拡散効果が少ない場合に比べかなり少ない。下向きの鉛直流速を持つ沈降域であると考えられる。

6ヶ月後~3年後の期間においては格子内最大粒子数が単調増加していく。これは図2.7に示したように北緯20~40度の部分は沈降域であるためであると考えられる。また、赤道付近では湧昇域のため、粒子が減っていく。その減り方は水平拡散係数が小さい方が顕著である。

3年後には格子内最大粒子数はカリフォルニア沖合で200個を超える。粒子が多い地域は西太平洋では北緯20~30度、東太平洋では北緯20~40度である。一方赤道付近と北緯50度付近では粒子の数は非常に少なくなり、所によっては0個の部分もある。これらの地域は粒子が多い地域とは反対に、湧昇域であり、深層水が上昇している場所である。

格子内最大粒子数は3年目以降減少していく。水平拡散係数による違いが顕著であることから、これは移流による集合よりも拡散による発散過程が勝ってきたと推察される。粒子が多い地域は次第に南方へ移動拡散し、20年後には3年後の時点で粒子が非常に少なかった赤道あたりまで粒子が来ている。同時にカリフォルニア沖での格子内最大粒子数の位置は西方に移動して、日本の南方の北緯10度付近に来ている。ただし粒子数としては水平拡散係数が 2×10^6 cm^2/s の場合に113個、 2×10^7 cm^2/s の場合に71個、 2×10^8 cm^2/s の場合に55で3年後の約半分である。

30年後には北緯40度以南でほぼ同じ色合いになった。

拡散係数による違いとしては、拡散係数が大きくなるほど20,30年後の分布

に一様性が見られると同時に格子内最大粒子数の減少が顕著であることが確認された。

また、乱数の違いによって差異がないことを確認するため、水平拡散係数が $2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数が $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ の場合を乱数の seed (種) を変えて計算を行った。10,20,30 年後の粒子分布図を図 4.9 に示す。この図から乱数の seed (種) によって結果に大きな変化は生じないことが確認された。

0個
 1~9個
 10~49個
 50個以上

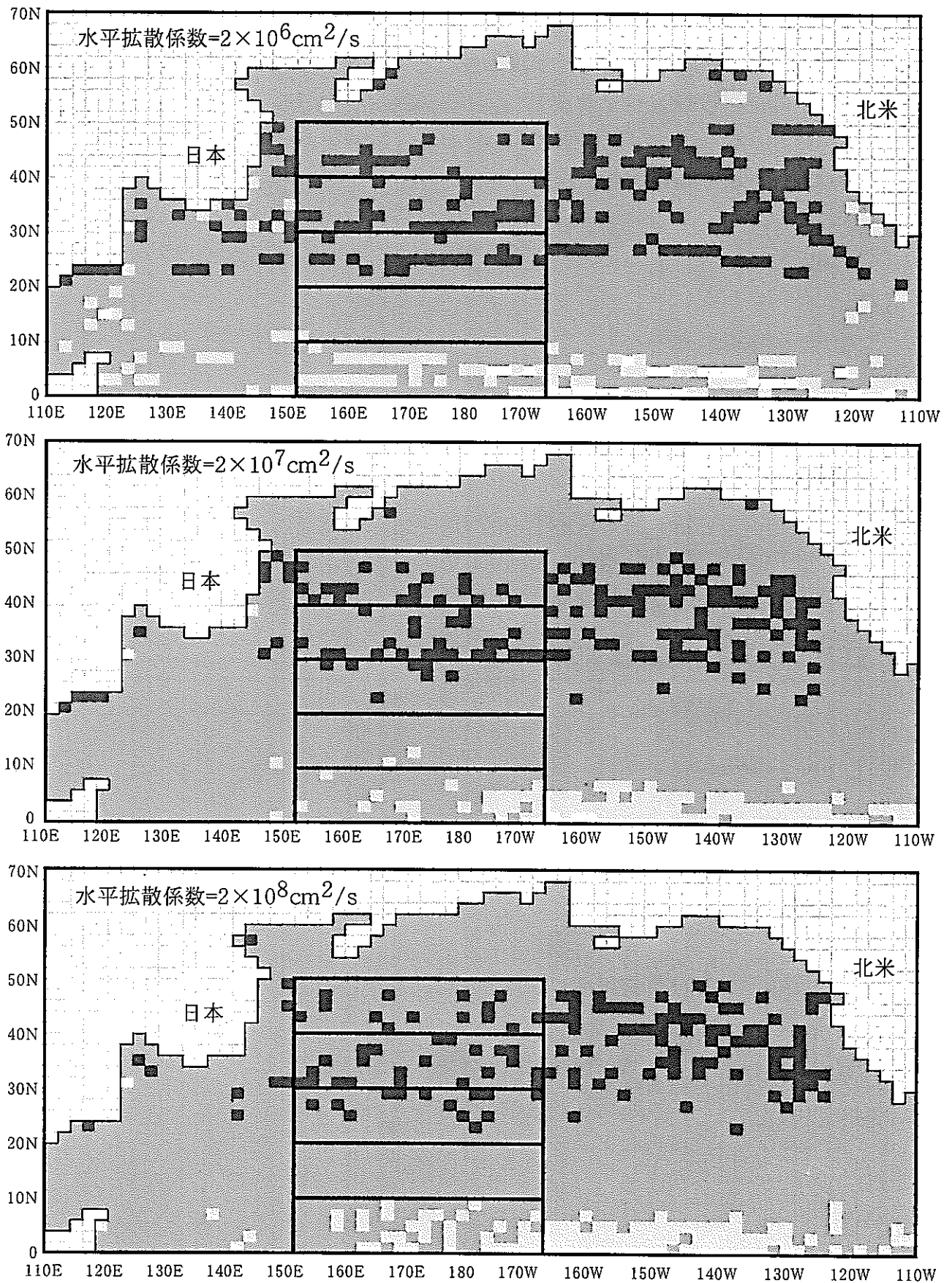


図4.8(1) 核実験降下物の流動拡散状況 (3ヶ月後)

(水平拡散係数：上から 2×10^6 , 2×10^7 , $2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数： $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

□ 0個 □ 1~9個 □ 10~49個 ■ 50個以上

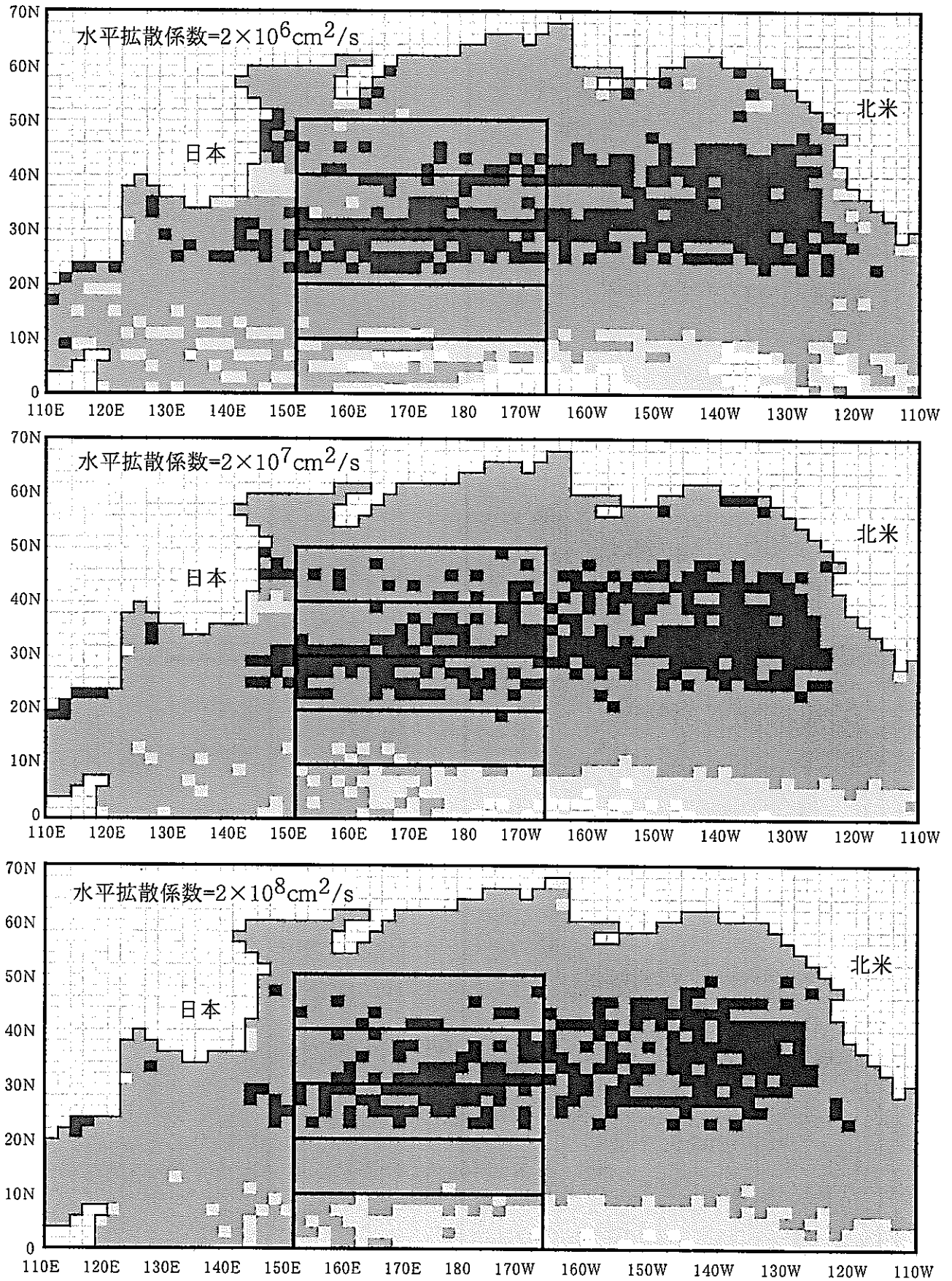


図4.8(2) 核実験降下物の流動拡散状況 (6ヶ月後)

(水平拡散係数 : 上から 2×10^6 , 2×10^7 , $2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数 : $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

□ 0個 □ 1~9個 □ 10~49個 □ 50個以上

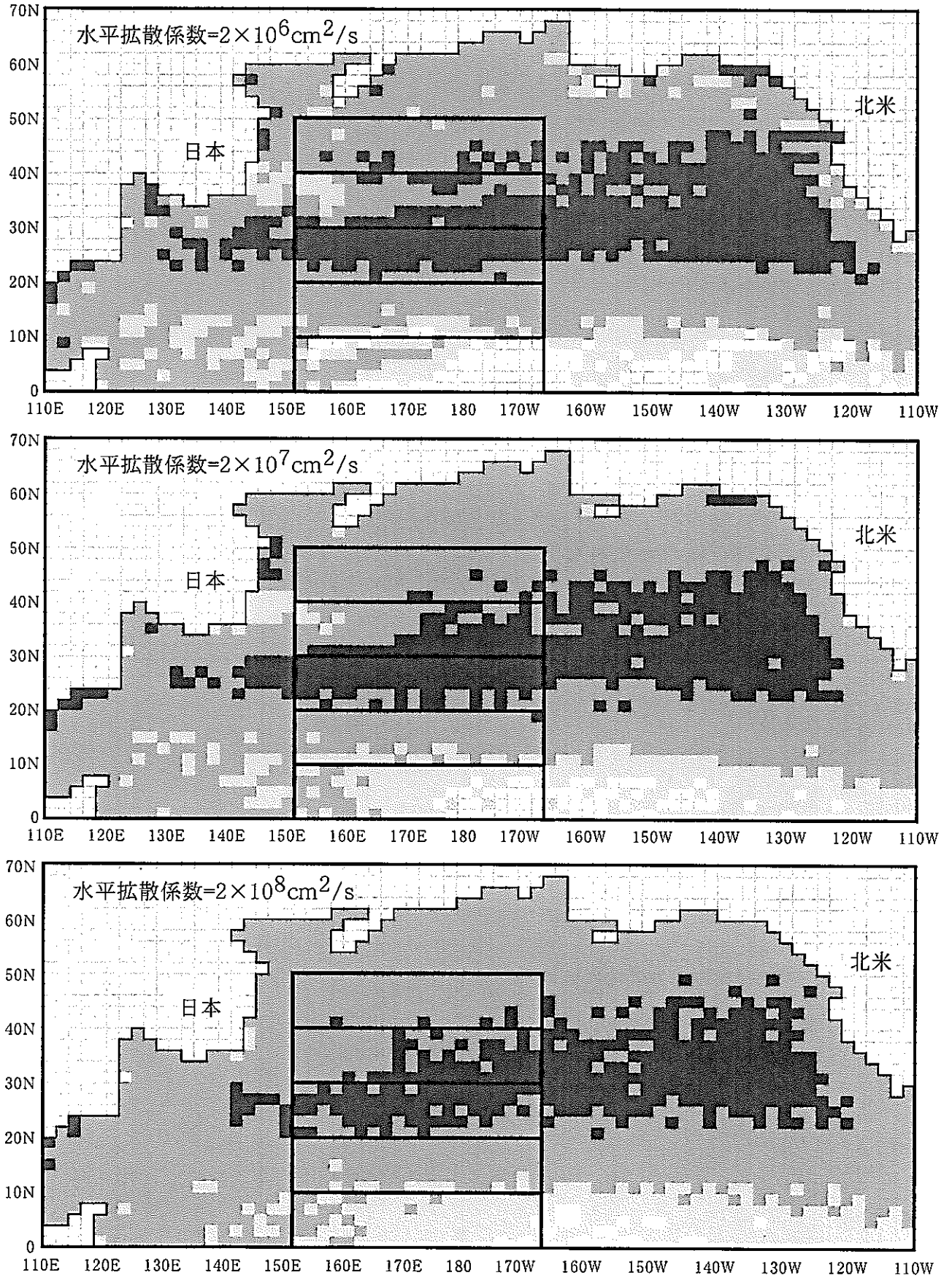


図4.8(3) 核実験降下物の流動拡散状況 (9ヶ月後)
 (水平拡散係数 : 上から 2×10^6 , 2×10^7 , $2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数 : $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

□ 0個 □ 1~9個 □ 10~49個 ■ 50個以上

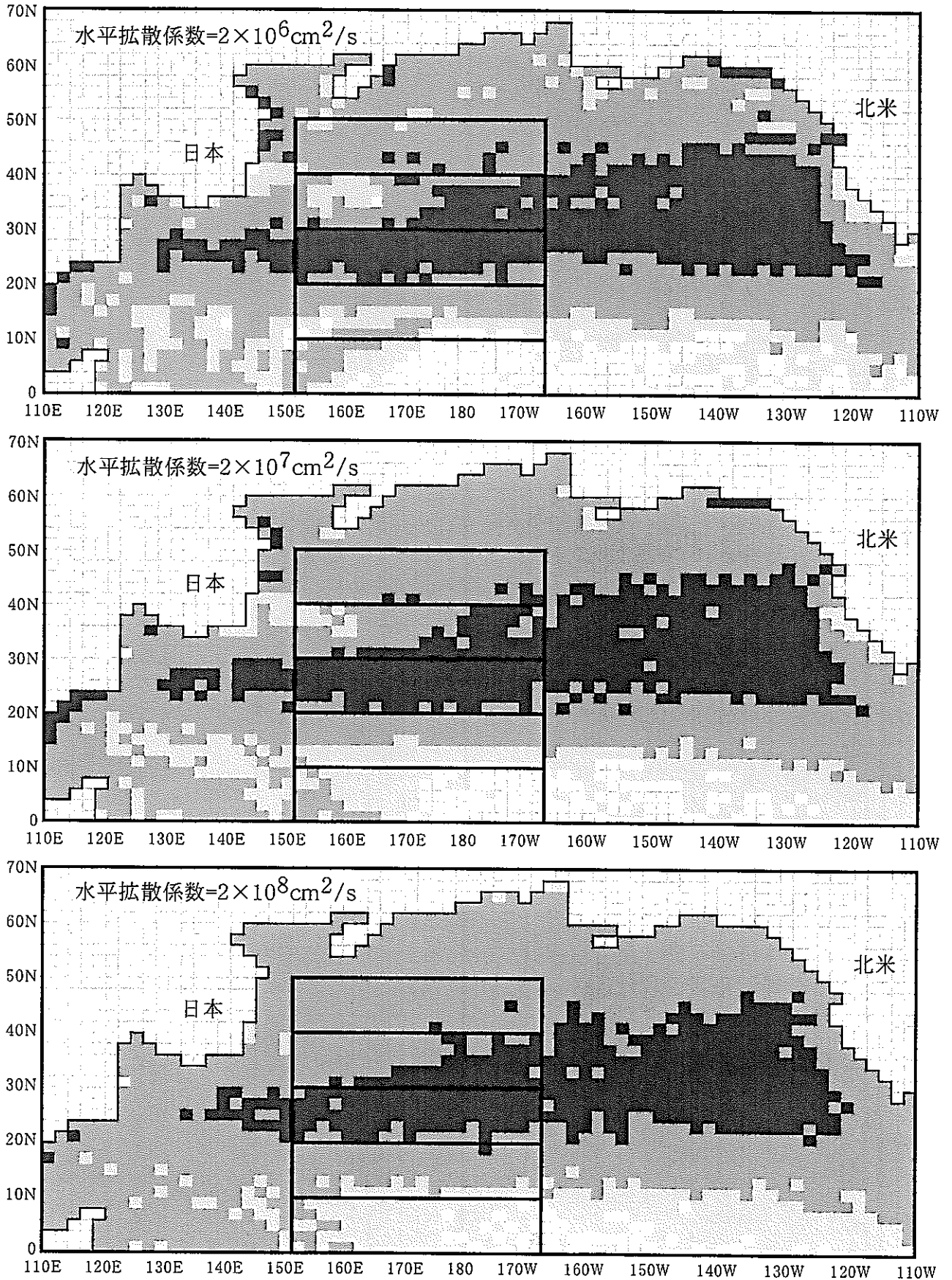


図4.8(4) 核実験降下物の流動拡散状況 (1年後)
 (水平拡散係数: 上から 2×10^6 , 2×10^7 , $2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数: $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

□ 0個 □ 1~9個 □ 10~49個 ■ 50個以上

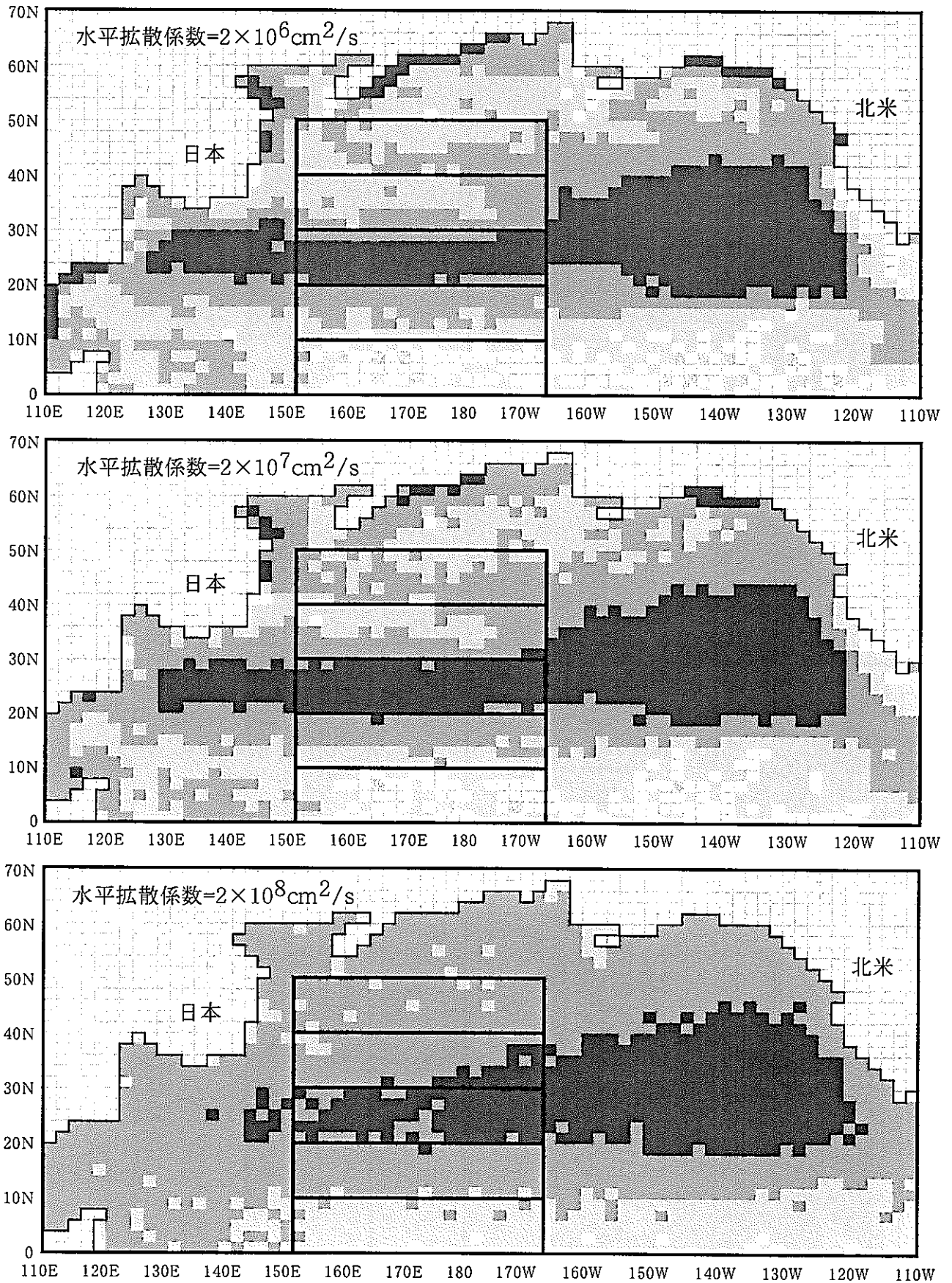


図4.8(5) 核実験降下物の流動拡散状況 (3年後)
 (水平拡散係数：上から $2 \times 10^6, 2 \times 10^7, 2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数： $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

0個
 1~9個
 10~49個
 50個以上

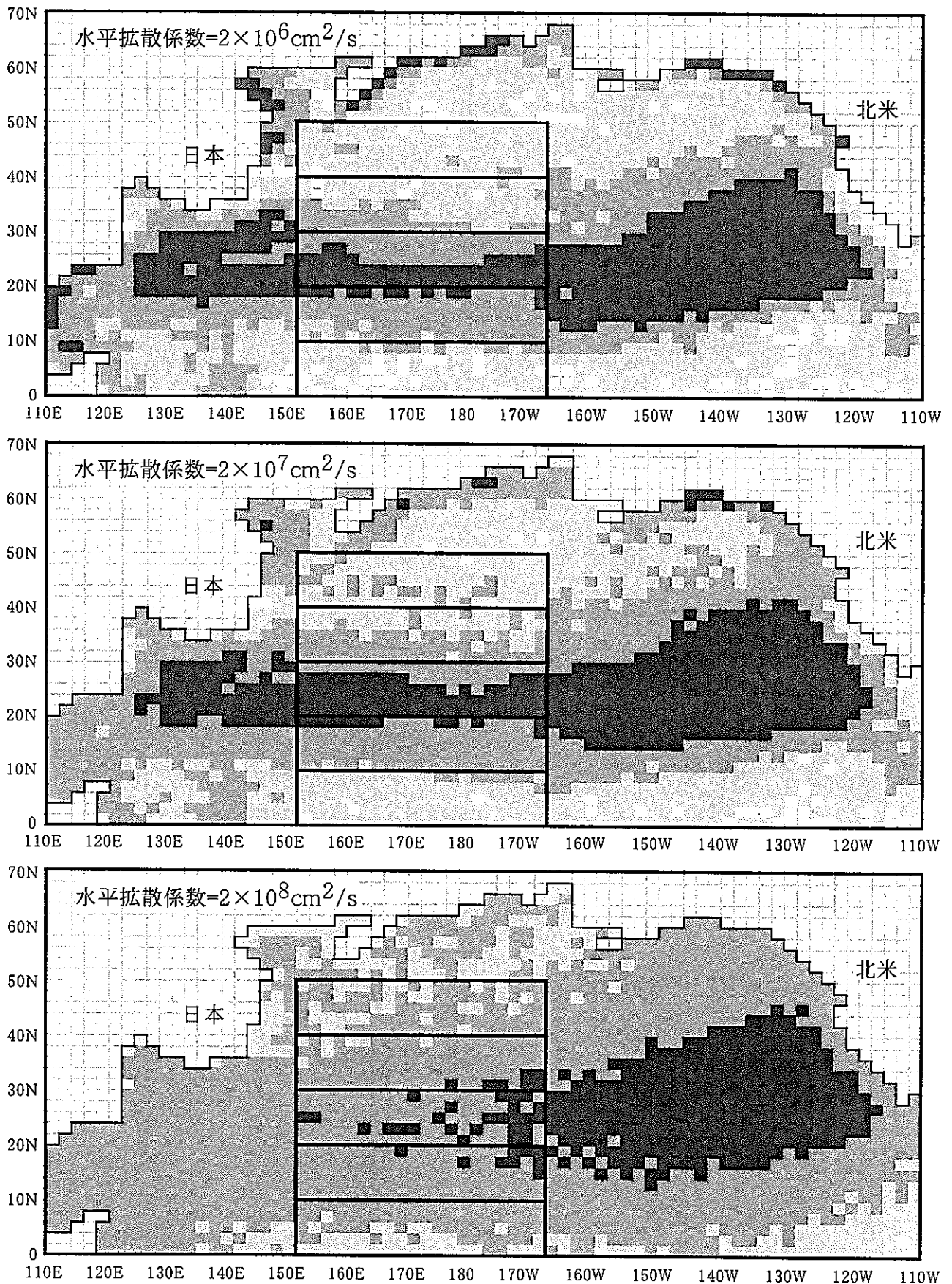


図4.8(6) 核実験降下物の流動拡散状況 (5年後)
 (水平拡散係数: 上から $2 \times 10^6, 2 \times 10^7, 2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数: $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

0個
 1~9個
 10~49個
 50個以上

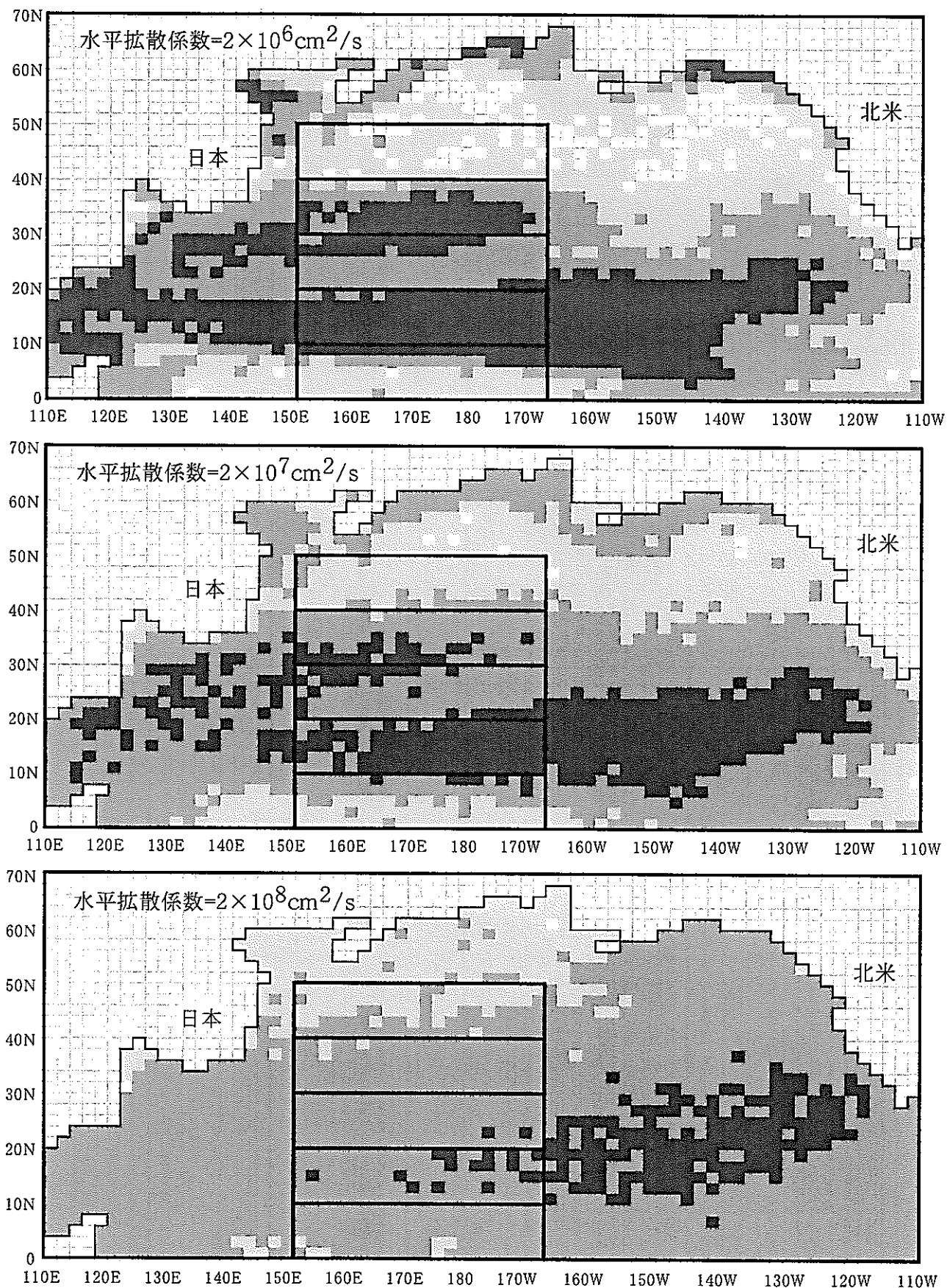


図4.8(7) 核実験降下物の流動拡散状況 (10年後)

(水平拡散係数：上から $2 \times 10^6, 2 \times 10^7, 2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数： $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

0個
 1~9個
 10~49個
 50個以上

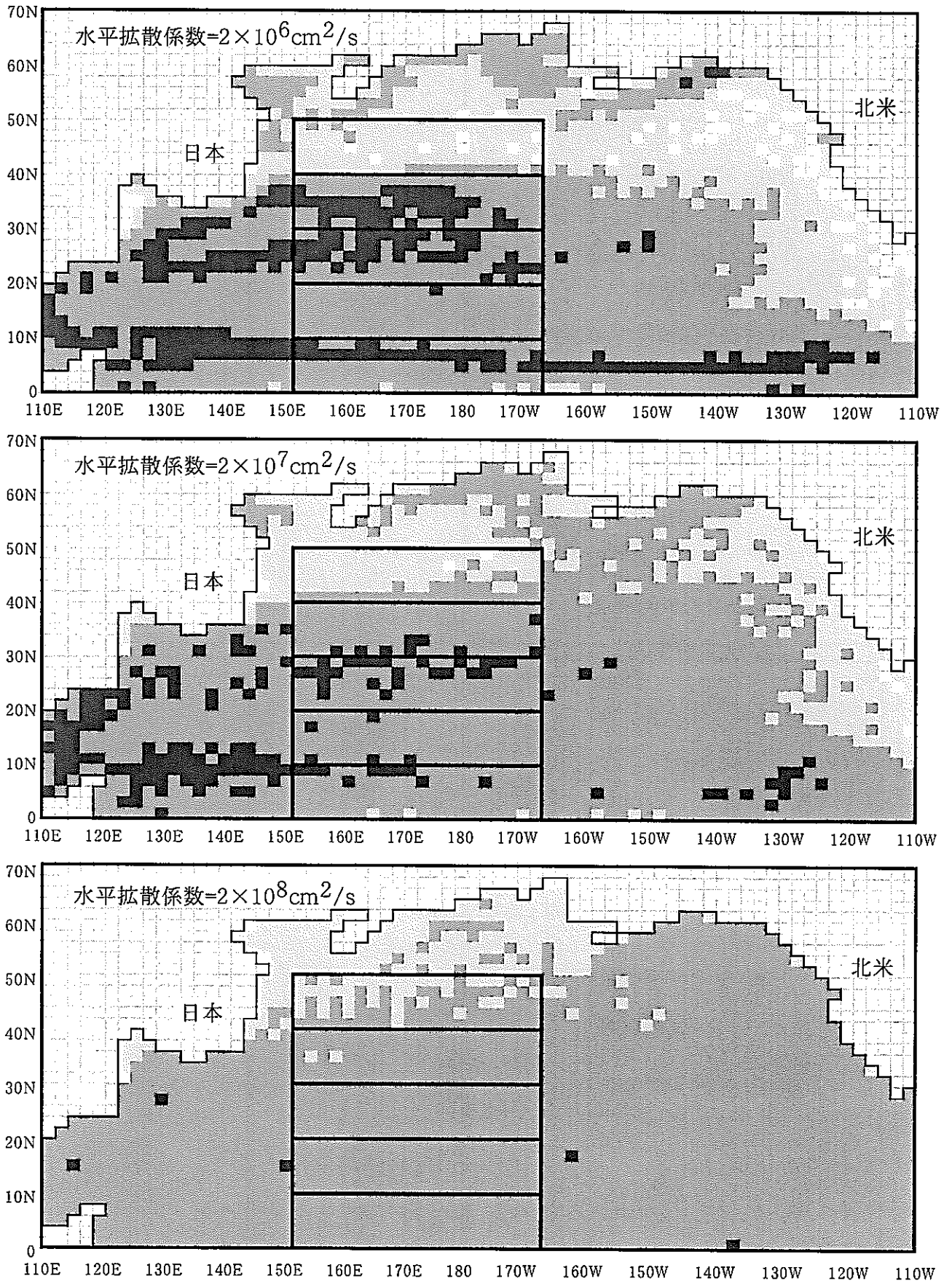


図4.8(8) 核実験降下物の流動拡散状況 (20年後)
 (水平拡散係数: 上から $2 \times 10^6, 2 \times 10^7, 2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数: $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

0個 1~9個 10~49個 50個以上

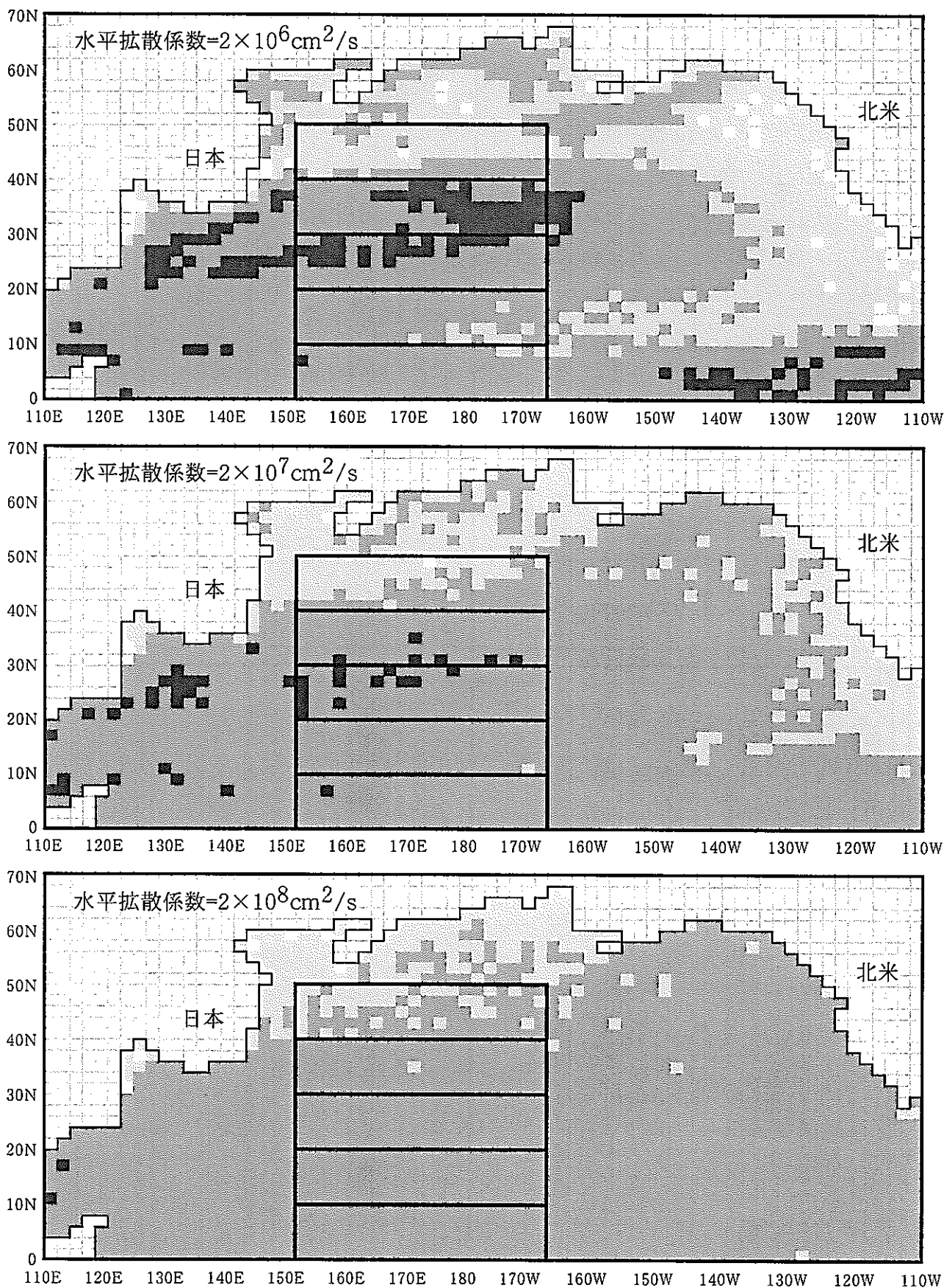


図4.8(9) 核実験降水物の流動拡散状況 (30年後)

(水平拡散係数 : 上から $2 \times 10^6, 2 \times 10^7, 2 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数 : $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$)

□ 0個 □ 1~9個 □ 10~49個 ■ 50個以上

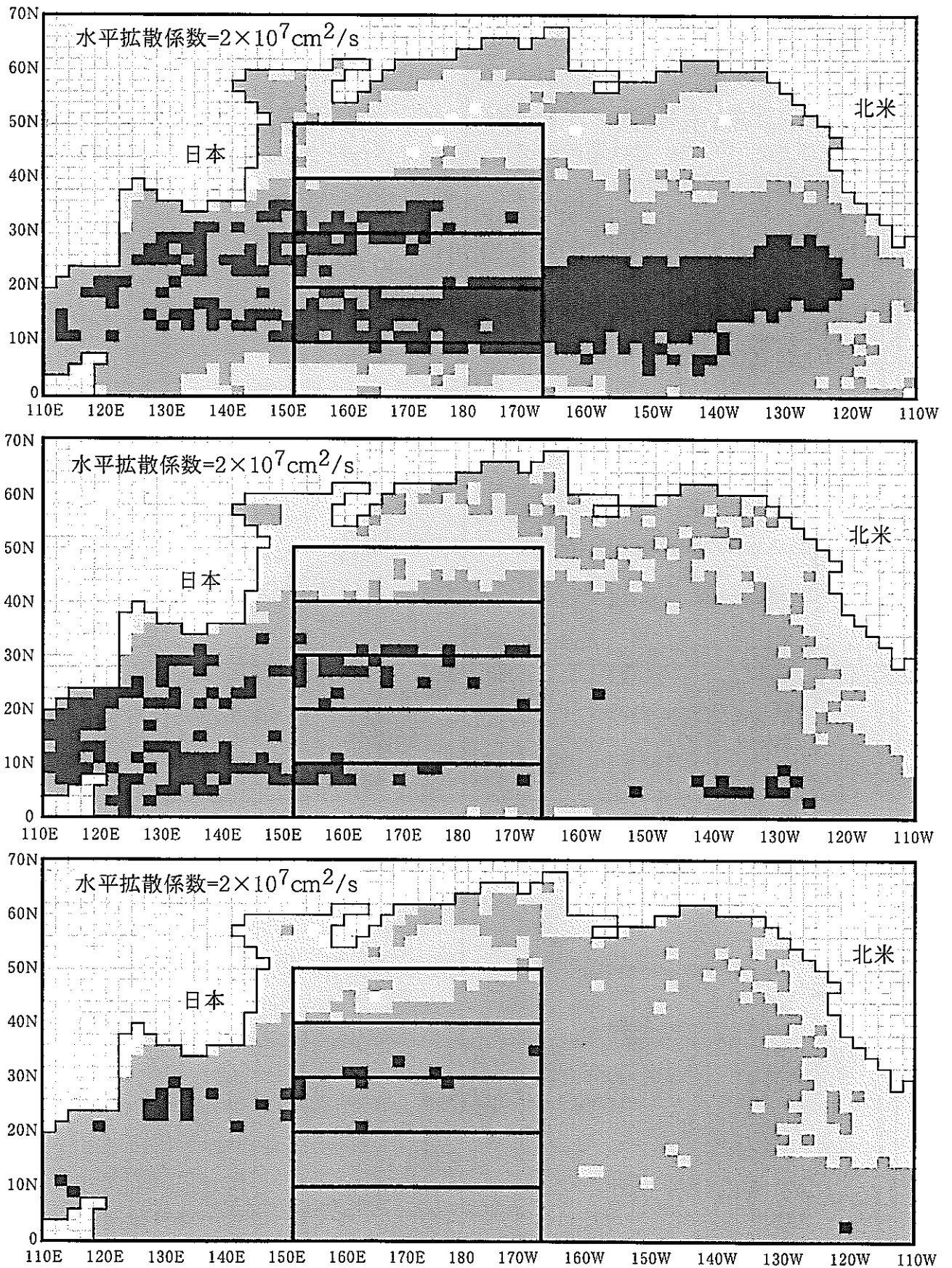


図4.9 乱数のseedを変化させた場合の分布図（上から10, 20, 30年後）
（水平拡散係数 $2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数 $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ ）

4.6 粒子の逆追跡による水塊の起源

4.3 でのシミュレーション計算によって、1982 年時点において北緯 0~10 度及び北緯 40~50 度の着目範囲に存在している粒子を逆追跡し、入力点を求めた。図 4.10 にそれぞれの着目範囲に到達した粒子の入力濃度をしめす。北緯 0~10 度には幅広い範囲、特に北半球の高緯度帯から ^{137}Cs 粒子が到達しているのに対して、北緯 40~50 度ではそれが比較的少ないことがわかる。これは北緯 40~50 度には、表層水ではなく、表層以深の水が移動してきたことを意味している。

本手法により、放射性物質の水平輸送について明らかにすることができた。

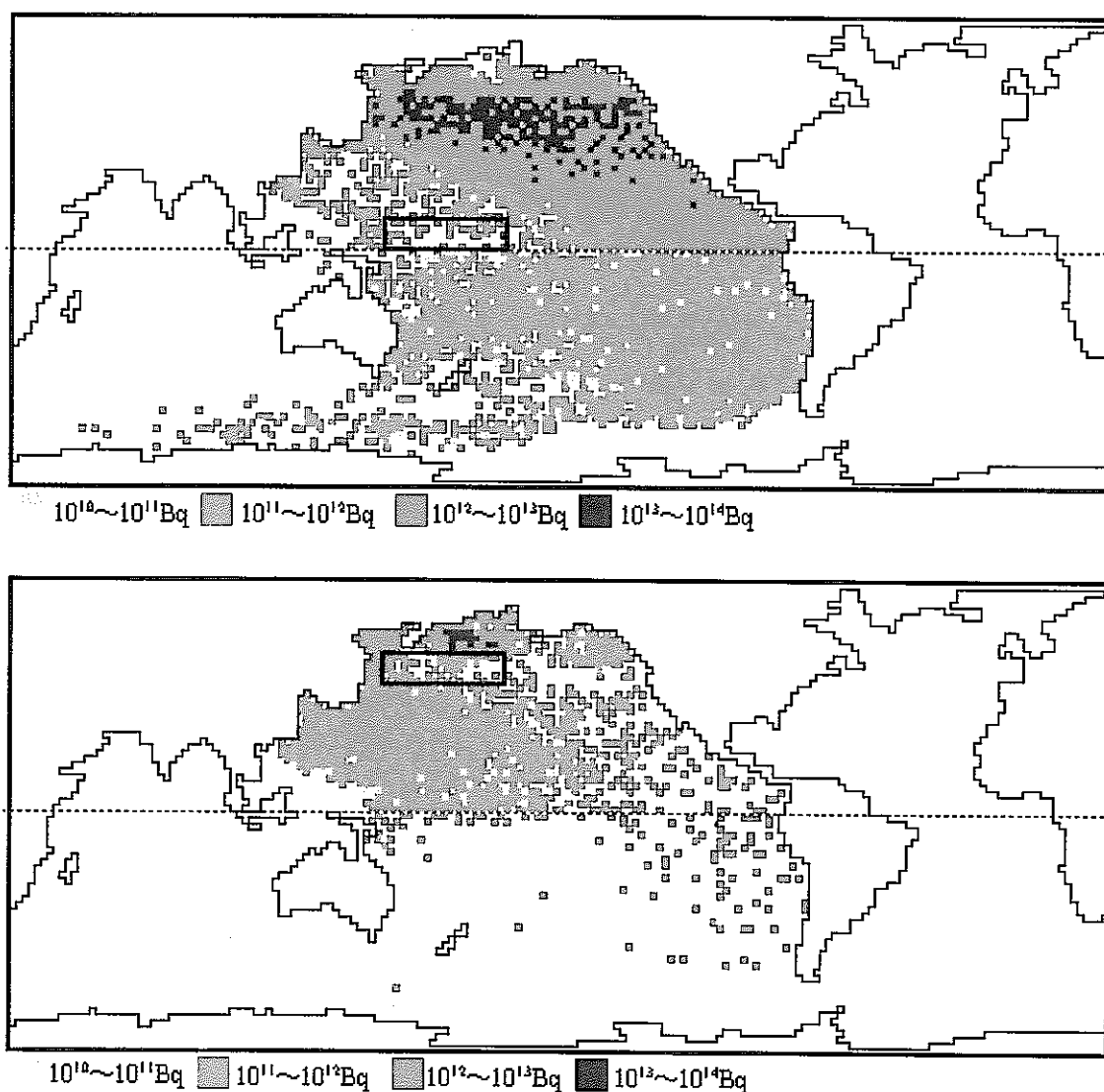


図 4.10 海水中 ^{137}Cs の起源 (上: 北緯 0~10 度, 下: 北緯 40~50 度)

4.7 ^{90}Sr と $^{239,240}\text{Pu}$ の挙動

これまで ^{137}Cs について検討してきたが、 ^{90}Sr や $^{239,240}\text{Pu}$ ではどうなるであろうか。本モデルにはまだ核種による挙動の違いは考えていないため、投入量のみ表 4.7 の比率で変化させるのみである。言い換えれば、これまで得られた ^{137}Cs の結果に表 4.7 の比率を乗ずるのみである。

図 4.11 に ^{90}Sr 、図 4.12 に $^{239,240}\text{Pu}$ の結果を示す。

^{90}Sr については、 ^{137}Cs と同様の傾向を示した。Cs と Sr は、海水中に安定して存在するためと思われる。

一方、 $^{239,240}\text{Pu}$ の実測値のピークは、計算値のピークと比較してより深層に分布している。本モデルはまだスキャベンジングを考慮していないので、観測値の鉛直分布を再現できていない。海水中のいくらかの元素は海水中の粒子にスキャベンジされ、海底に移行していく可能性がある。Cs や Sr に比べ Pu はスキャベンジされ、海底に移行しやすいことはよく知られている。

このことから、Pu ではによる海水からのスキャベンジング過程をモデルに組み込むことが重要である。

4.8 今後の課題

これまでの検討から得られた課題を以下に記す。

- ^{137}Cs , ^{90}Sr に関しては、水平分布、鉛直分布とも大方の傾向は再現できたが、水平分布では全体的に海水中濃度が過小評価気味であった。これは降下量データに UNSCEAR のデータを使用しているため、北緯 30 度付近の降下量が実際よりも過小評価になっているためと考えられる。
- ^{137}Cs , ^{90}Sr に関する鉛直分布においては、表層付近の濃度が過小評価であった。これは海表面に存在する混合層を考慮していないため、表層部での濃度がどんどん下方に降下していったためと考えられる。
- $^{239,240}\text{Pu}$ の実測値との比較から、スキャベンジング過程の重要性が示唆されたため、鉛直スキャベンジングモデルの開発が必要である。このモデルは、海水中放射性物質を溶存態、小粒子、および大粒子三相に分類し、溶存態と小粒子の間では吸着・脱着、小粒子と大粒子の間では集合・分壊により変換が行われる。大粒子のみが沈降速度を持つ。鉛直的下方に物質を運搬する大きな役目はこの大粒子が担う。

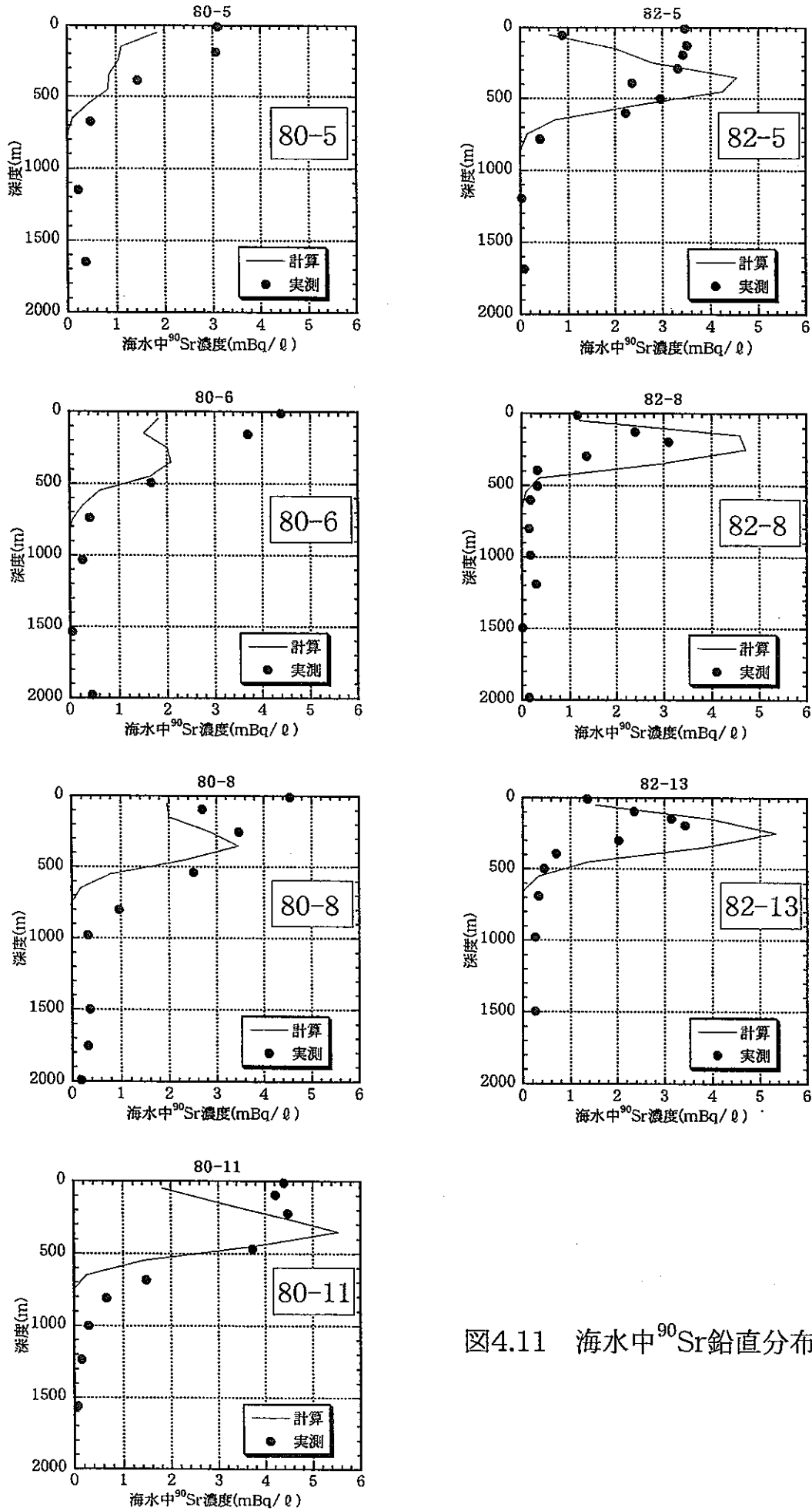


図4.11 海水中 ^{90}Sr 鉛直分布

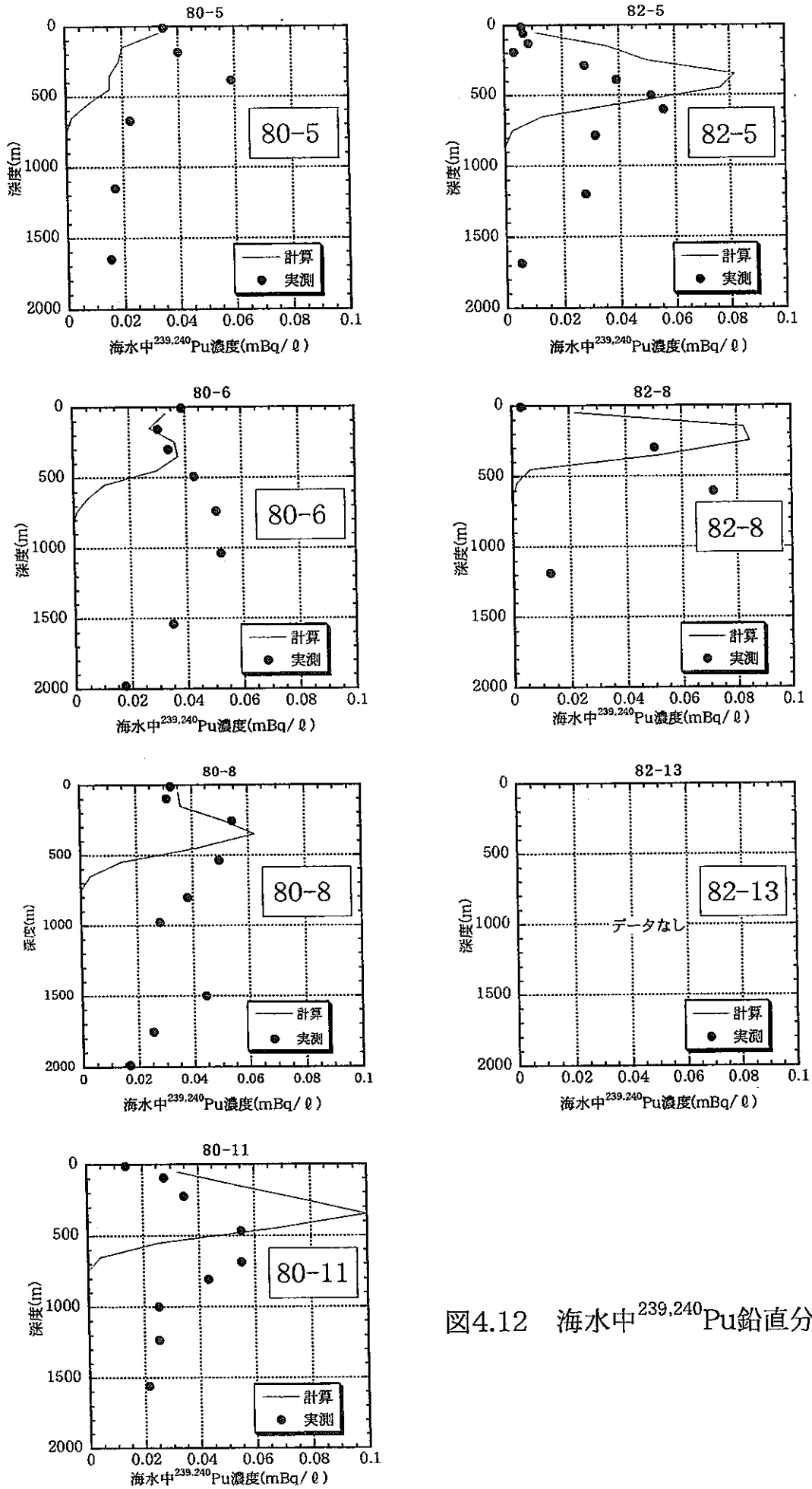


図4.12 海水中 $^{239,240}\text{Pu}$ 鉛直分布

5 海水中放射能濃度の予測

5.1 大気圏核実験の影響の予測計算

本手法を用いて過去の海水中 ^{137}Cs 放射能濃度の計算と将来の ^{137}Cs 放射能濃度の予測を試みた。計算地点は表 5.1 に示す 4 地点である。

表 5.1 計算地点

地点名	緯度	経度
東海沖	北緯 36 度	東経 146 度
ロスアンジェルス沖	北緯 30 度	西経 120 度
フロリダ沖	北緯 30 度	西経 76 度
スペイン沖	北緯 40 度	西経 16 度

拡散係数は基本ケースであり最適値である，水平拡散係数 $2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ ，鉛直拡散係数 $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ を用いた。結果を図 5.1～5.4 に示す。

(1) 東海沖

フォールアウトの降下が始まってから 9 年後の 1965 年では深度に従い単調減少であるが，年月が経つに従いピークは下方に移動していく。2000 年現在，深度 500-600m にピークがある。濃度としては，1970 年の約 7mBq/l が最高で，2000 年現在は約 2mBq/l である。将来的には，より深い場所へ拡散していくと同時に，濃度は減少を続け 2050 年には 0.3mBq/l となるという結果が得られた。

なお，2000 年現在の東海沖の表層海水中の ^{137}Cs 濃度の実測値は $2\sim 3\text{mBq/l}$ であり，本計算値より若干高い値である。

(2) ロスアンジェルス沖

表層に湧昇域があるためか，濃度は表層に集中し，ほとんどは 300m 以浅にある。また，濃度は急速に減少し，2000 年で 0.7mBq/l 程度となる。また，2050 年には 0.2mBq/l まで減少する。

(3) フロリダ沖

ロスアンジェルス沖とは逆に，表層に下降域があるために下方への移動が大きく，1970 年にして，水深 1300m の海底までに達する。2000 年には 700m

付近にピークを形成していたが、2050年にはそのピークもなくなり、表層から海底まで約0.2mBq/lで一定の分布となる。

(4) スペイン沖

北大西洋海流の南下による高緯度帯の降水物の輸送があるためか、1970年までは他の3地域に比べ、非常に濃度が高く、1965年の表層では40mBq/lを超える。その後、表層の濃度は急速に減少する。また、他の3地点と比べ、下方への移行が最も大きい。2000年で1500m付近まで2mBq/l程度の濃度がある。2050年においては、2150mにピークがあり、その濃度は約0.5mBq/lで、これは他地点の倍の値である。

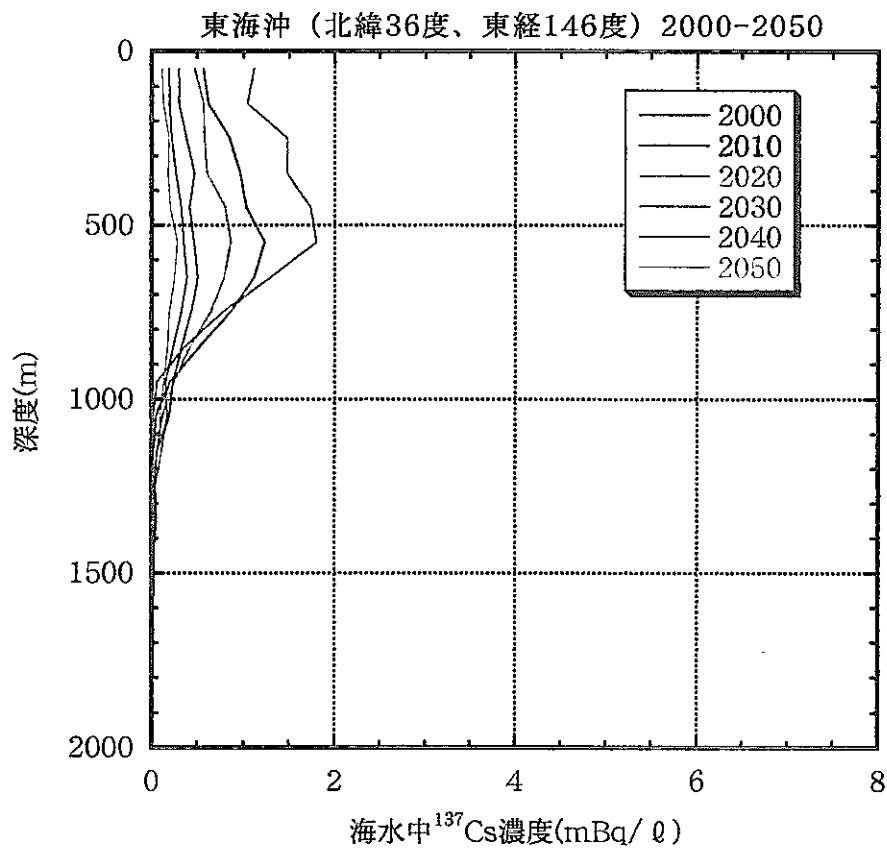
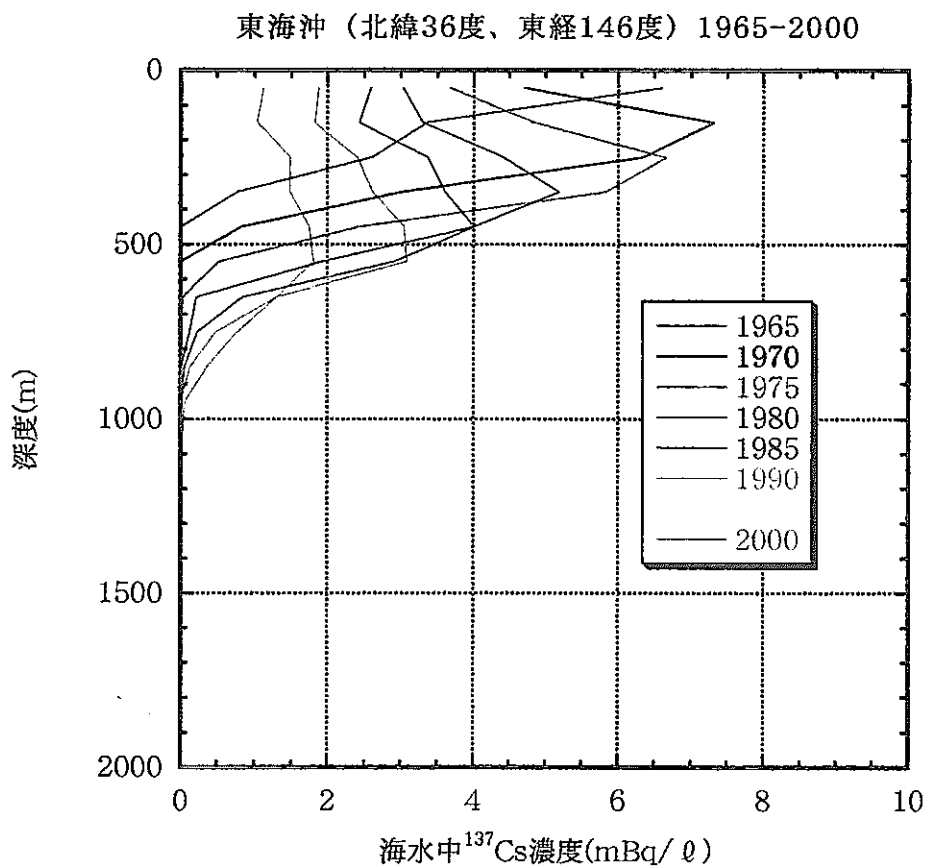
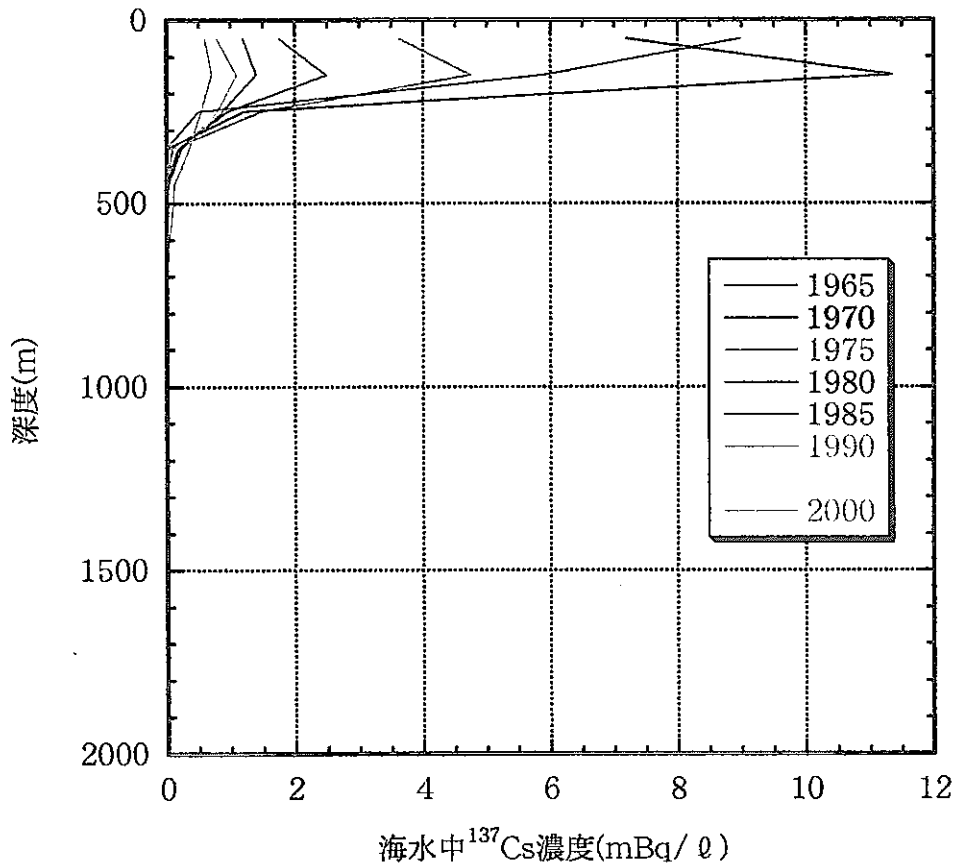


図5.1 東海沖における海水中的¹³⁷Cs計算値

ロスアンジェルス沖（北緯30度、西経120度）1965-2000



ロスアンジェルス沖（北緯30度、西経120度）2000-2050

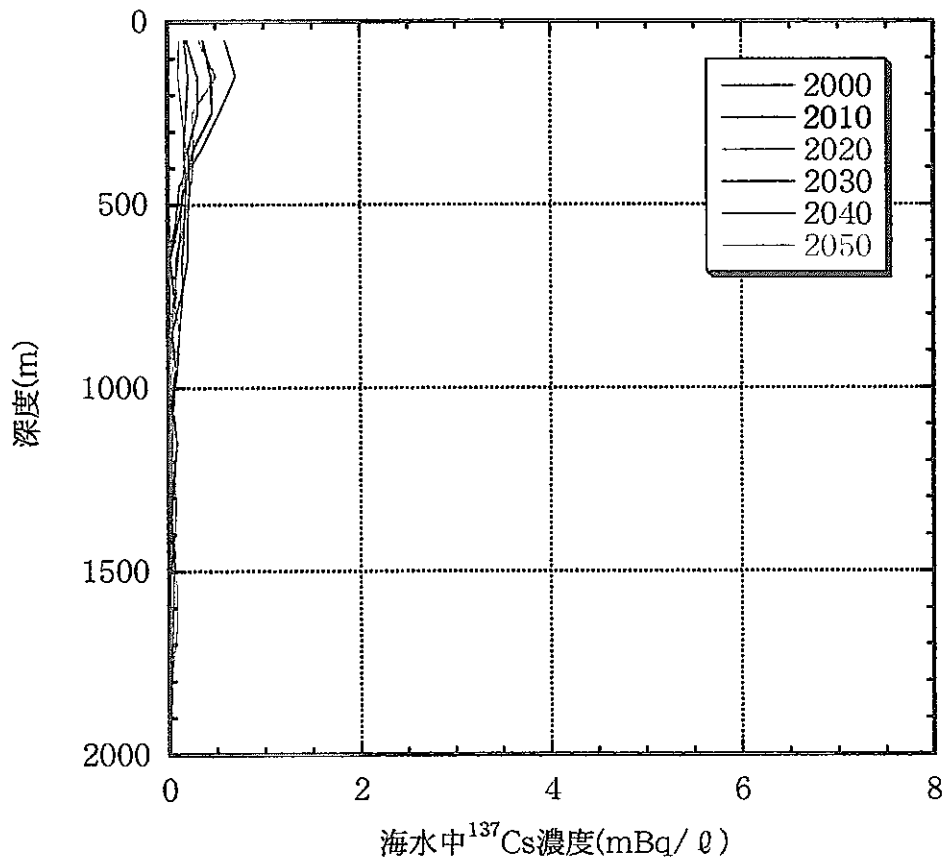


図5.2 ロスアンジェルス沖における海水中 ^{137}Cs 計算値

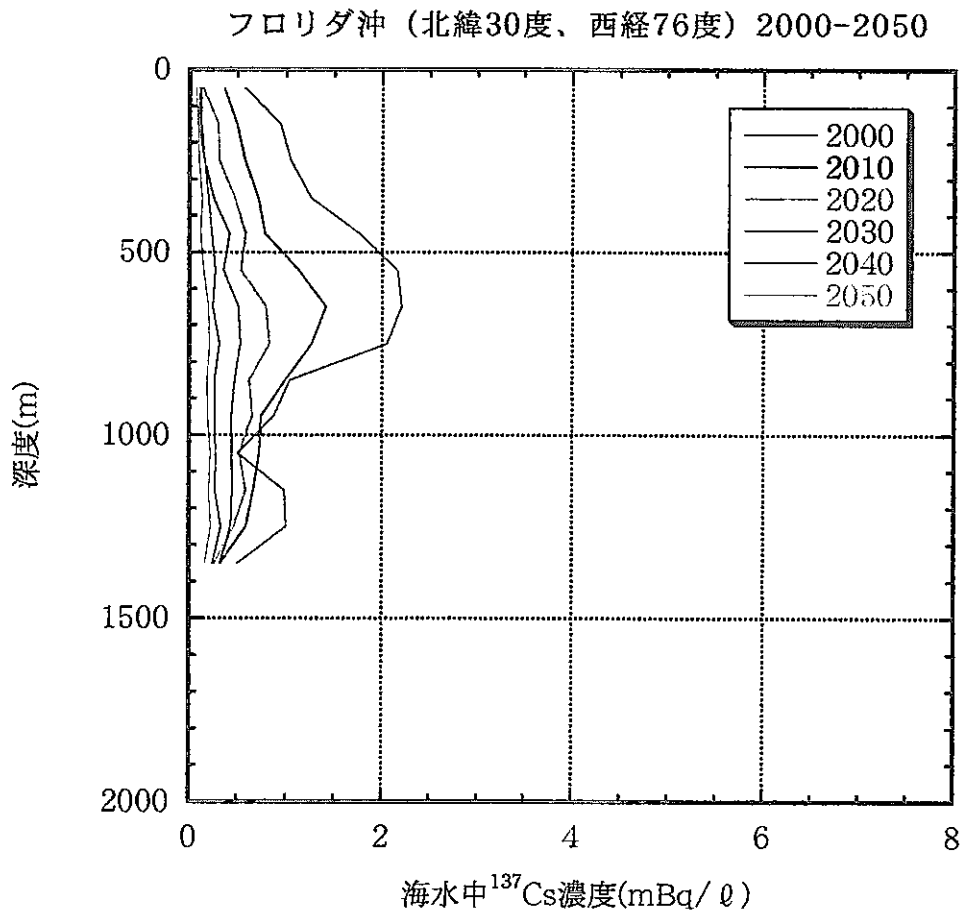
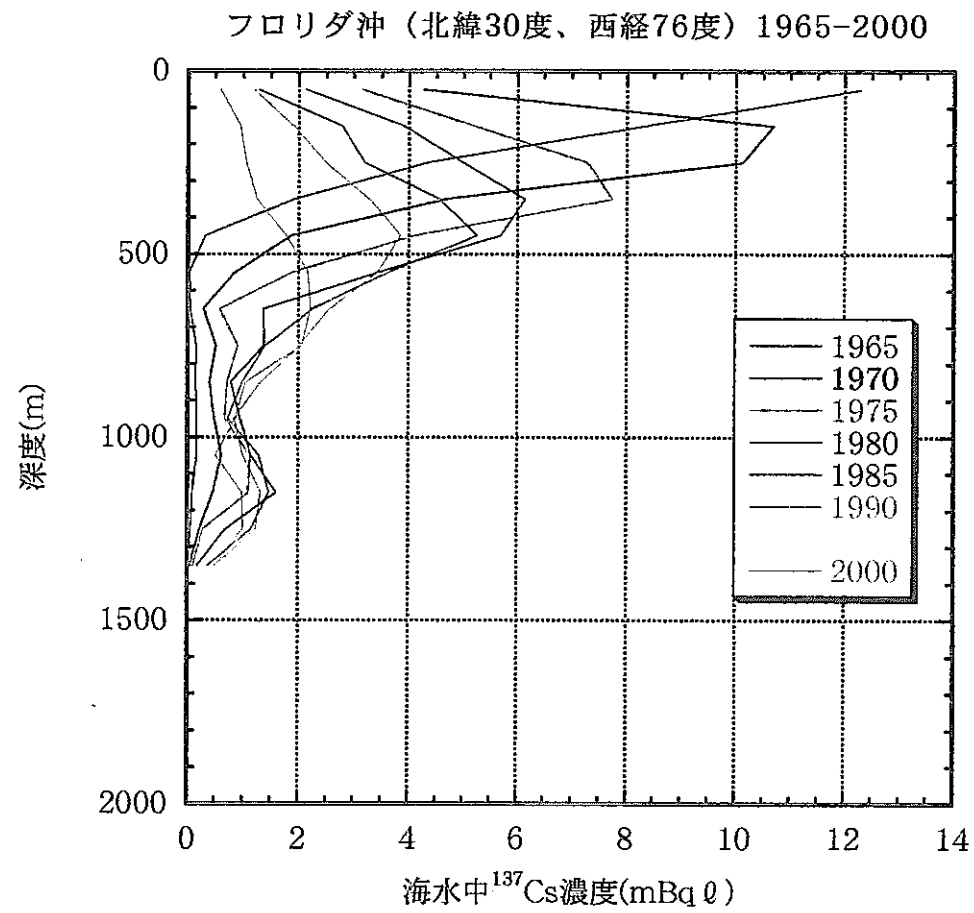


図5.3 フロリダ沖における海水中的¹³⁷Cs計算値

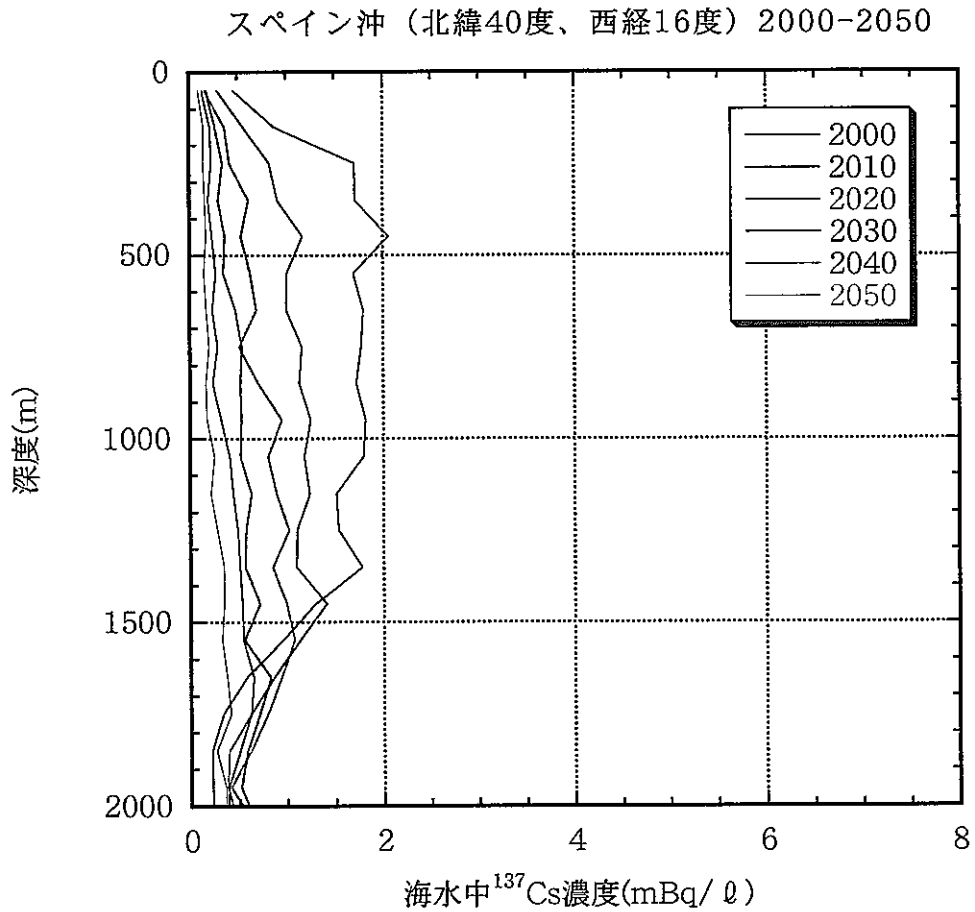
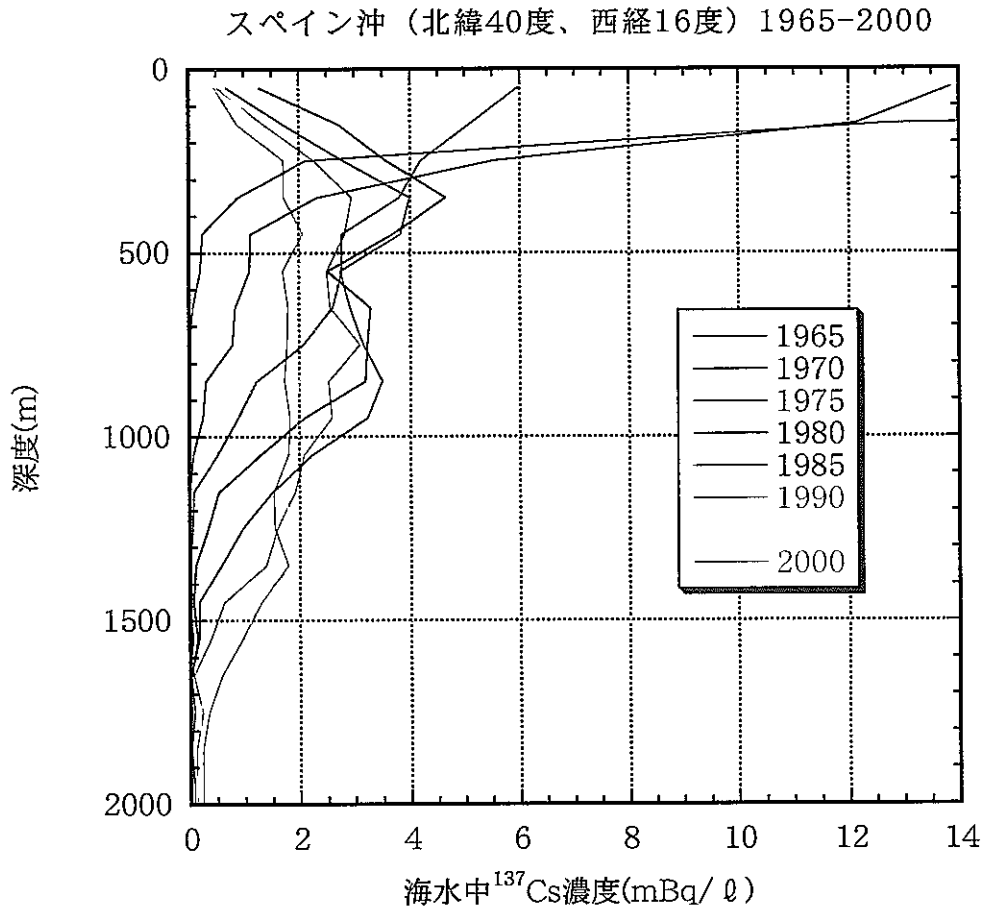


図5.4 スペイン沖における海水中的¹³⁷Cs計算値

5.2 サイクル機構東海再処理施設からの仮想放出による影響

サイクル機構東海再処理施設からの ^{137}Cs の仮想海洋放出による海水中濃度の計算を 50 年間にわたって行った。 ^{137}Cs の放出量は再処理施設保安規定に記載してある 3 か月当たりの最大放出量 14GBq の 4 倍である 1 年当たりの最大 56GBq の約 100 倍の 6TBq を瞬間投入で与えることにした。これを 30000 個の粒子に割り振り 50 年間の流動拡散計算を行った。

計算結果を図 5.5 に示す。図は上から水深 0~200m, 200~400m, 400~600m の 1 格子 (2×2 度) 中の平均海水中 ^{137}Cs 濃度である。

1 年後には最も高い場所で 10^5 Bq/l オーダーである。現在の海水中 ^{137}Cs 濃度は 10^3 Bq/l オーダーであることを考えれば、一年間で十分拡散される。なお、参考までに、放出 1 ヶ月後の濃度を計算したところ、0~100m の平均濃度で 10^3 Bq/l 未満であった。

5~7 年後には北米大陸に達する。また同時に水深 200m 以深に ^{137}Cs は達する。

10 年後にはアジア東部に達するが、濃度的には水深 0~200m ではそれほど大きくなく、水深 200~400m の北太平洋中央部が 10^6 Bq/l オーダーで最も高い。また、水深 400~600m にまで ^{137}Cs が達する。

15 年後においては、濃度の高い部位は北太平洋西部に移る。水深 0~200m において日本南岸に 10^6 Bq/l オーダーである黄色が初めて現れる。

20 年後位から南太平洋に移っていくが、主に表層部のみである。水深 200m 以深では、40 年後位までは ^{137}Cs は現れない。また、大西洋には 50 年後においてもわずかしき現れない。

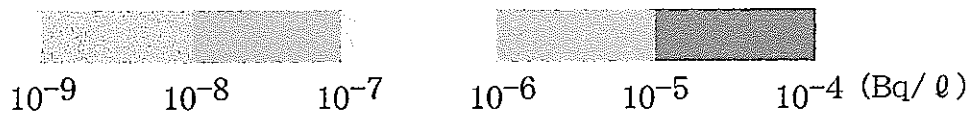
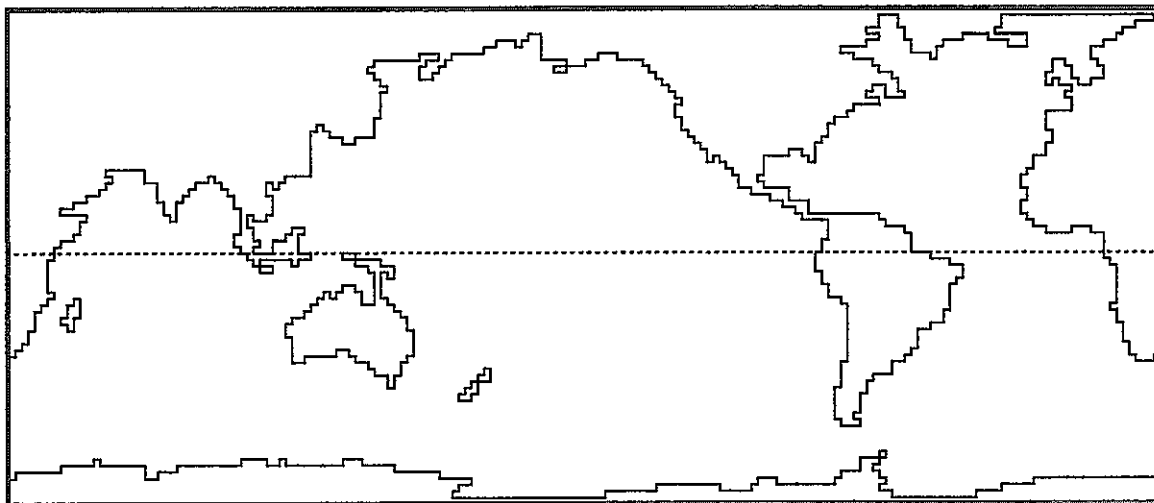
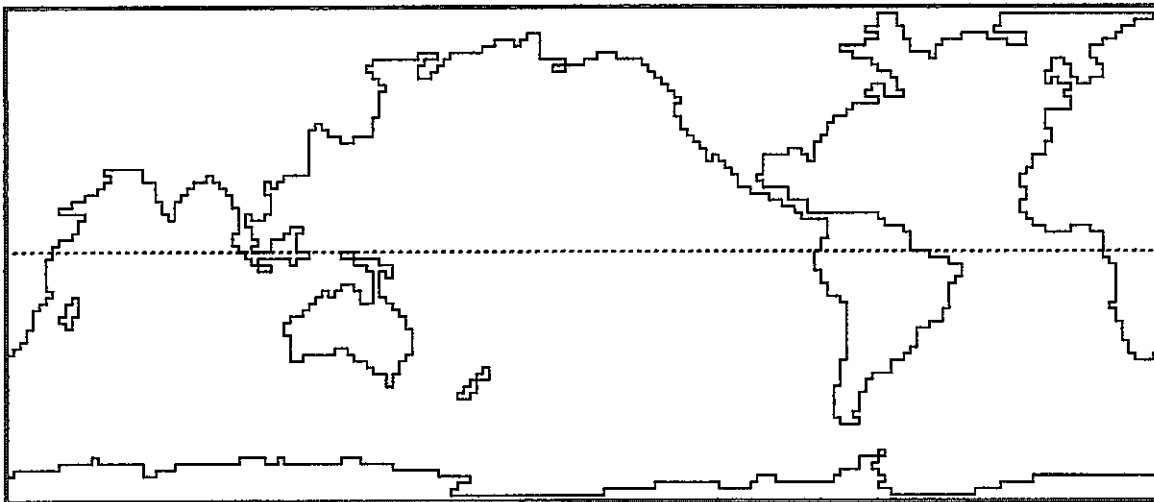
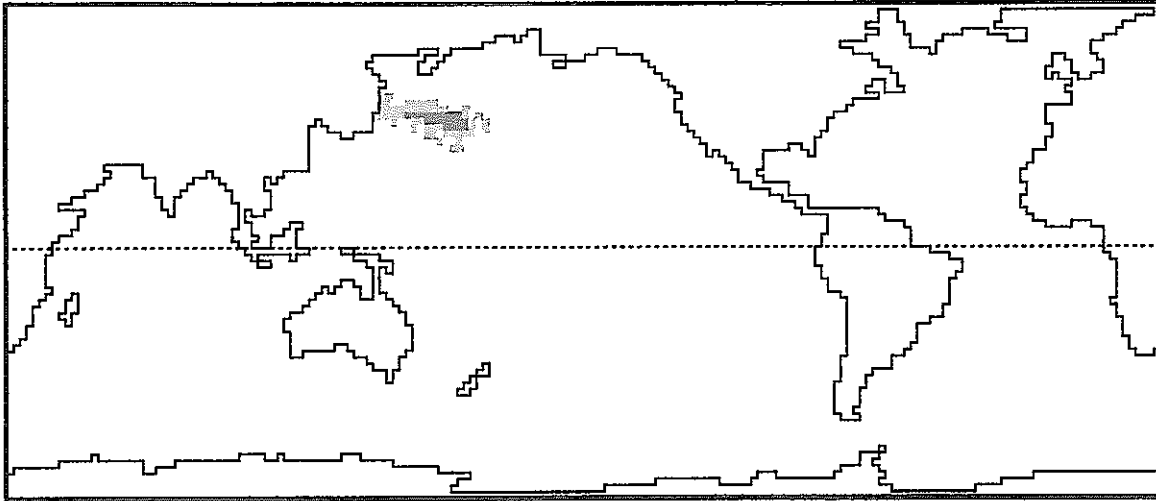
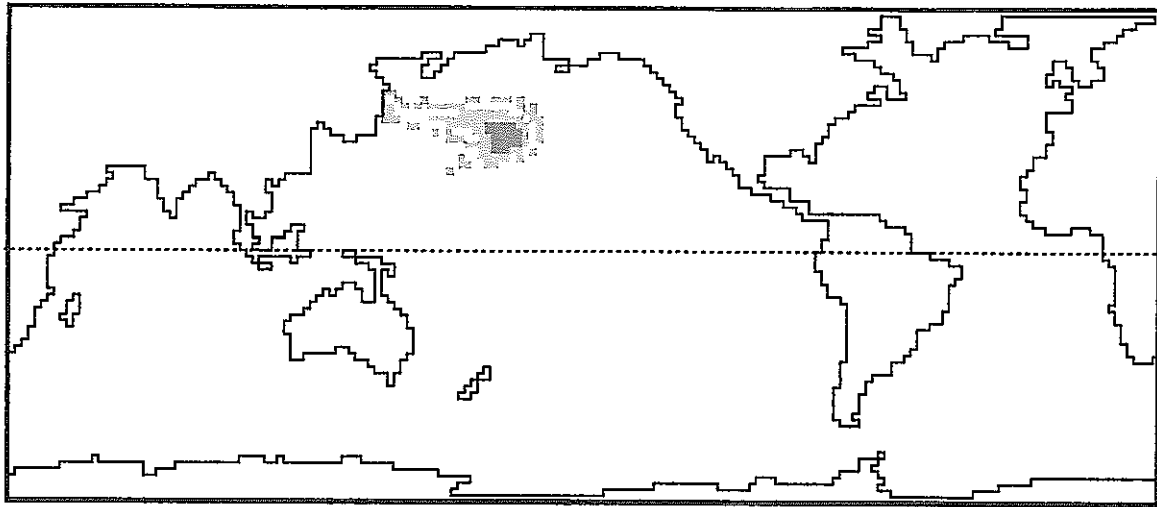
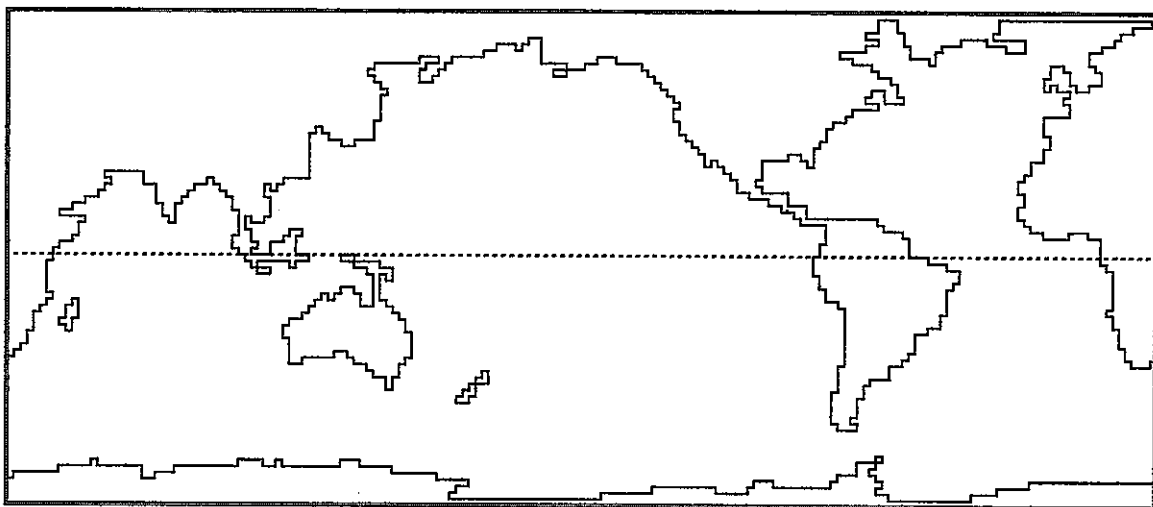


図5.5(1) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (1年後)

水深0~200m



水深200~400m



水深400~600m

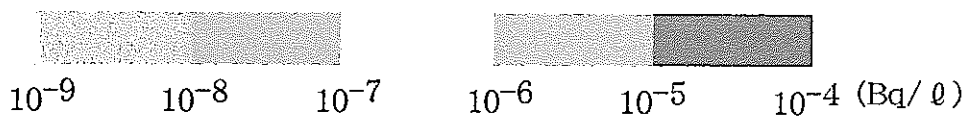
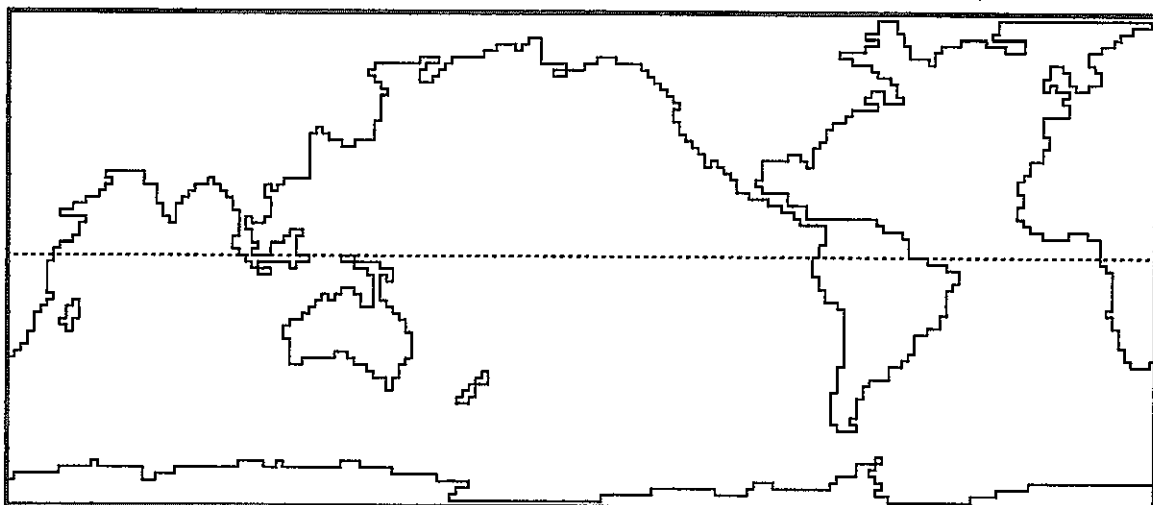


図5.5(2) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (2年後)

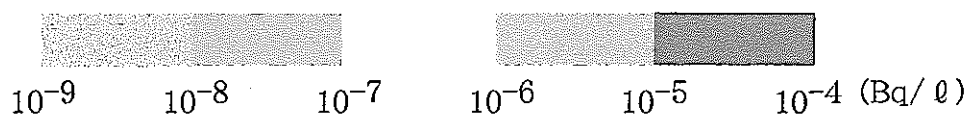
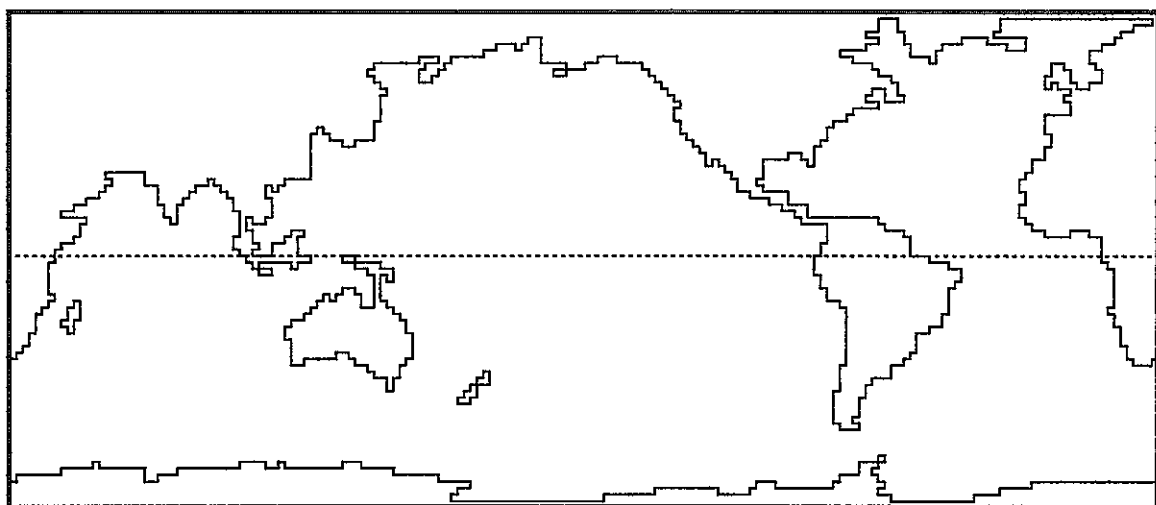
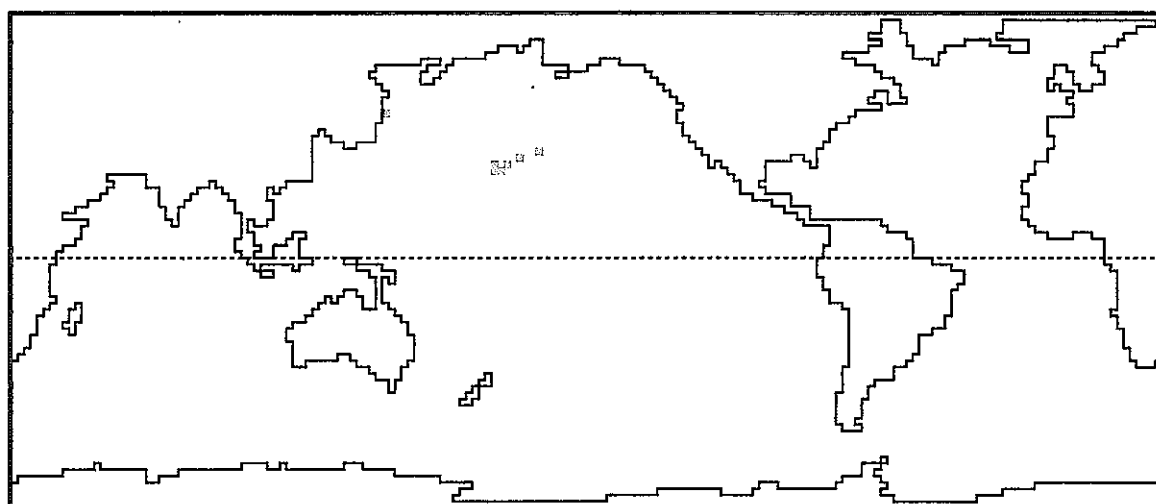
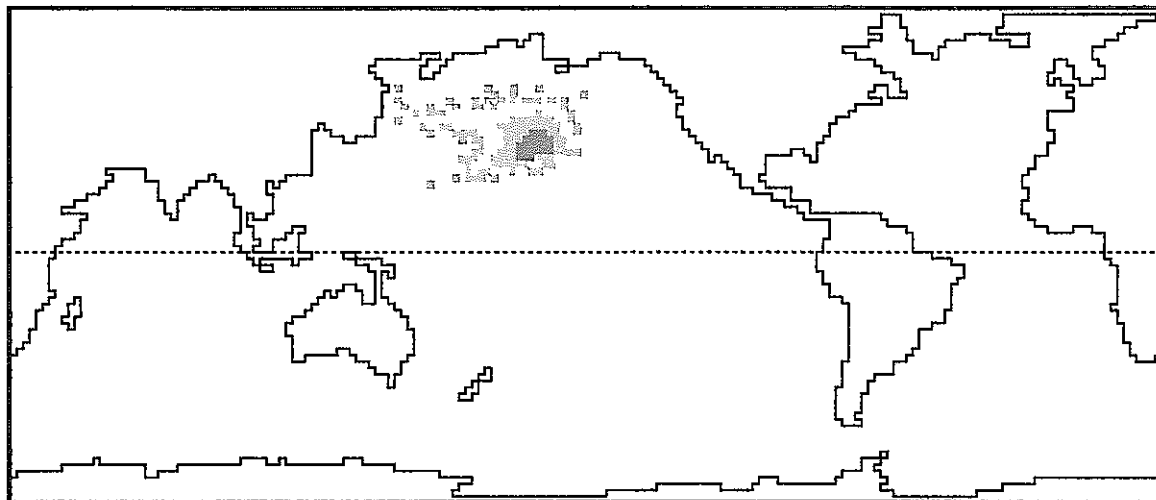
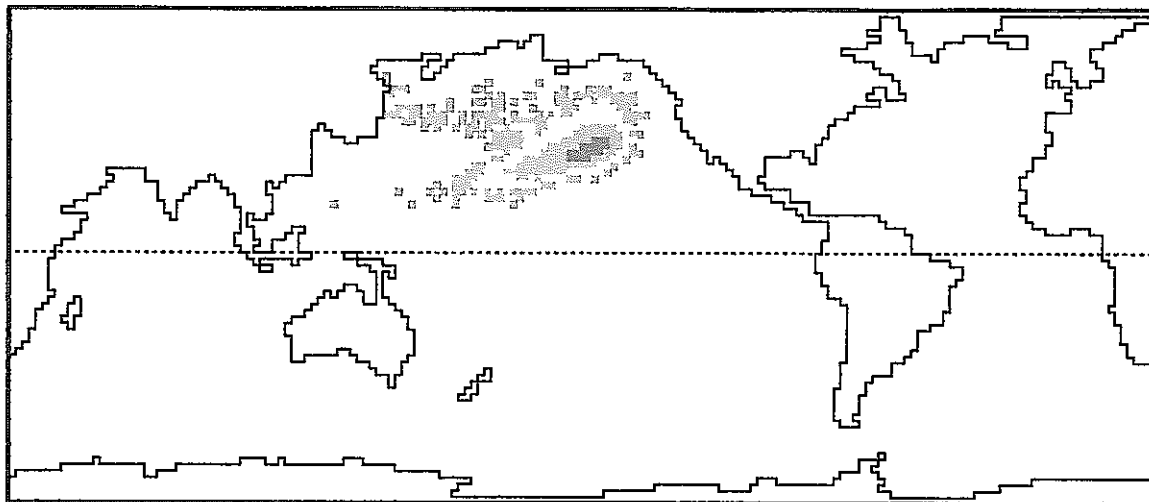
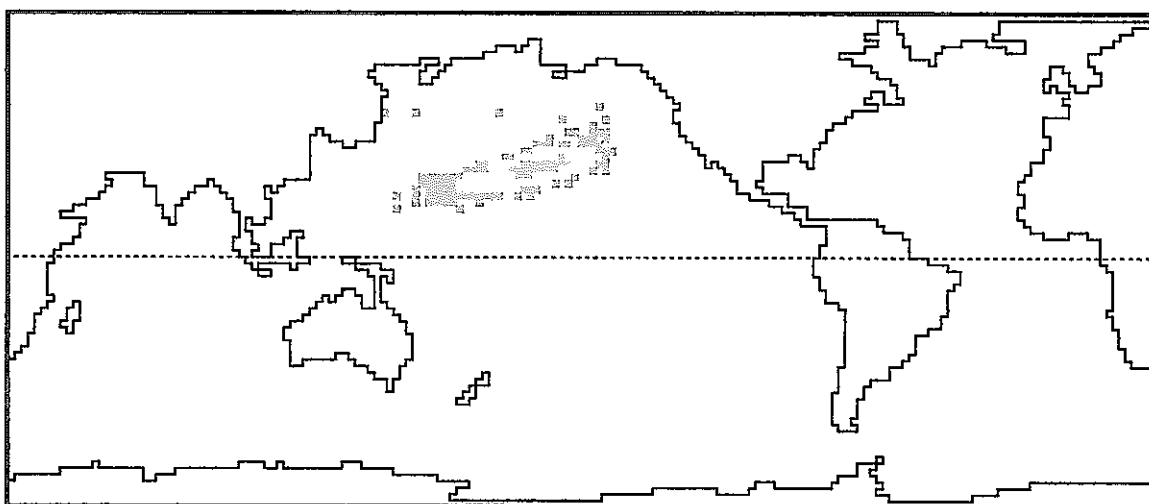


図5.5(3) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (3年後)



水深200~400m



水深400~600m

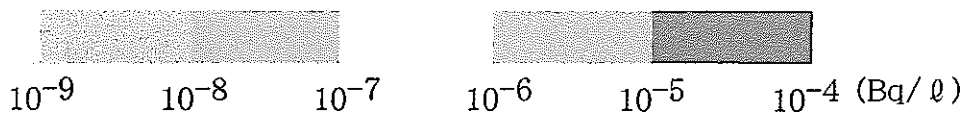
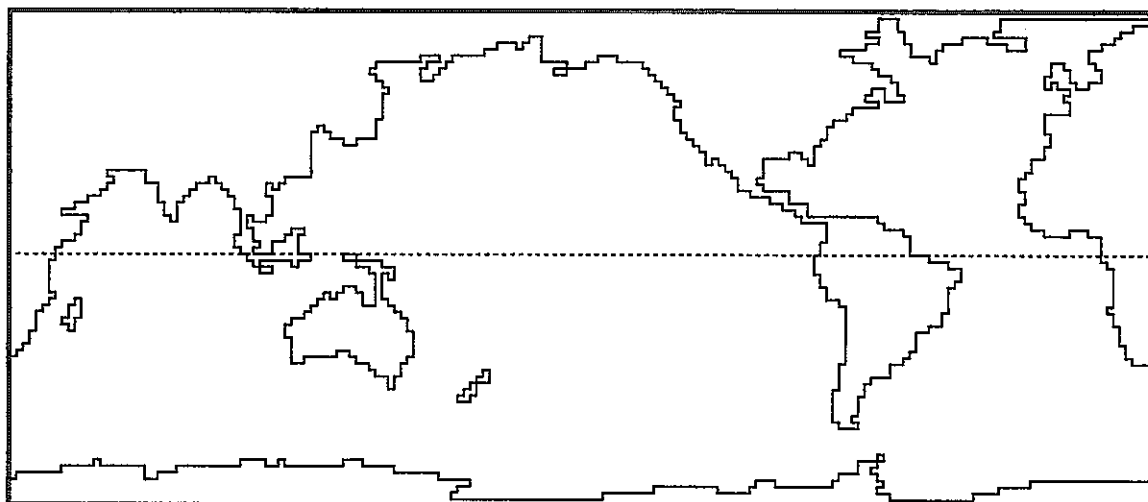


図5.5(4) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (5年後)

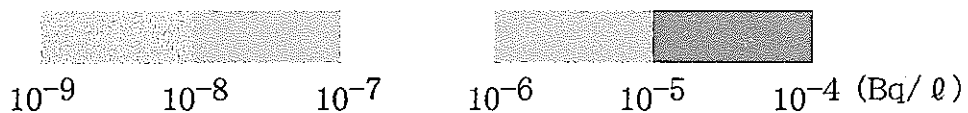
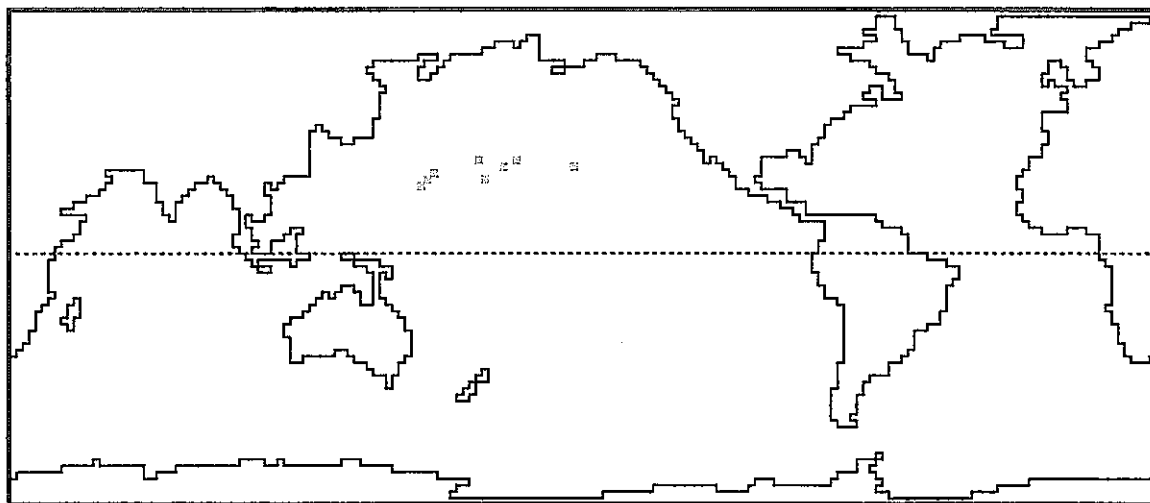
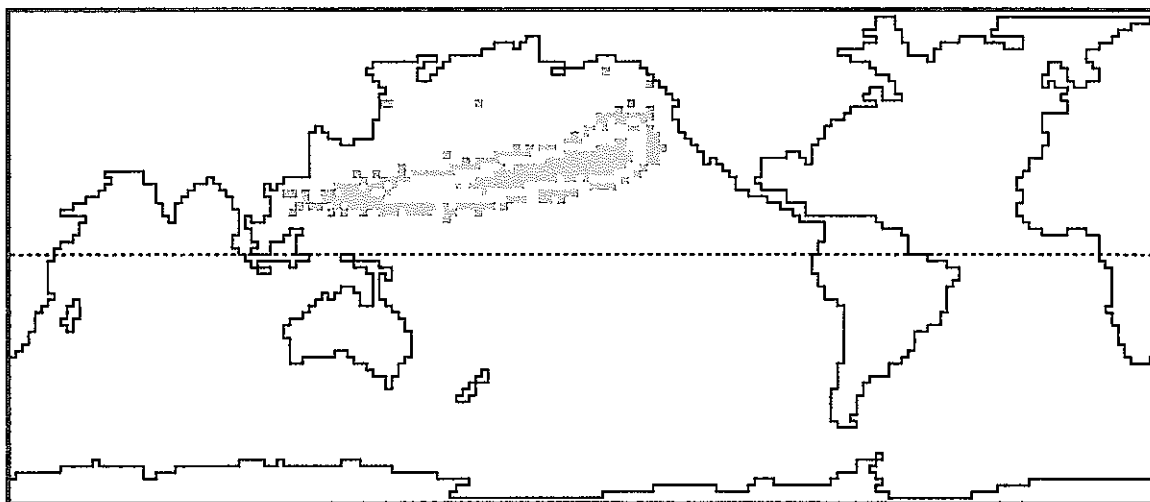
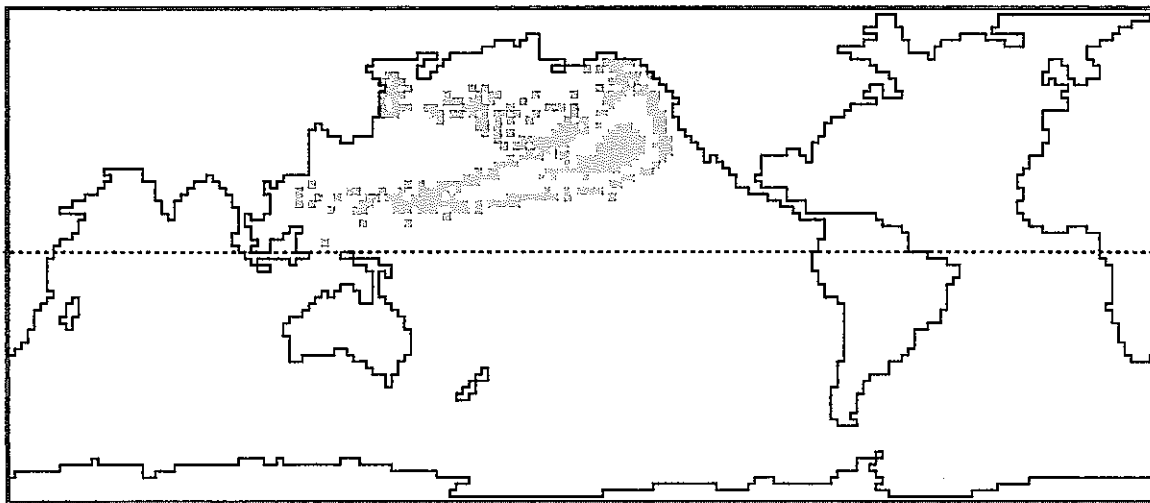


図5.5(5) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (7年後)

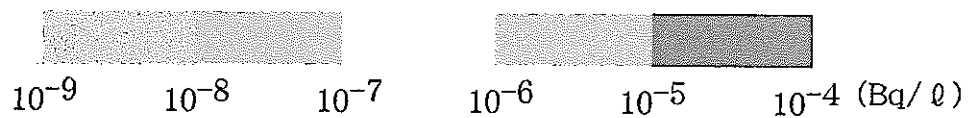
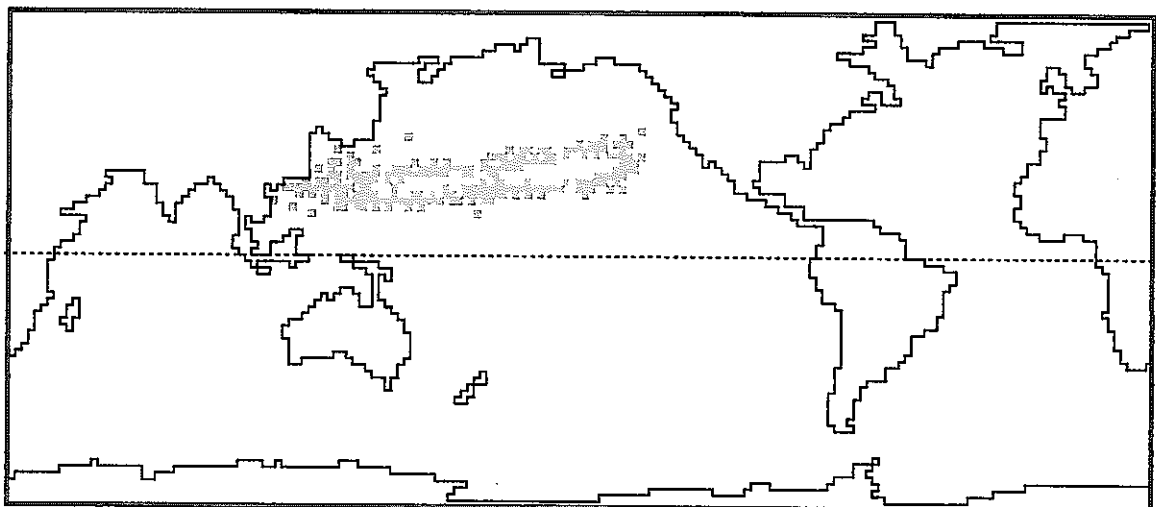
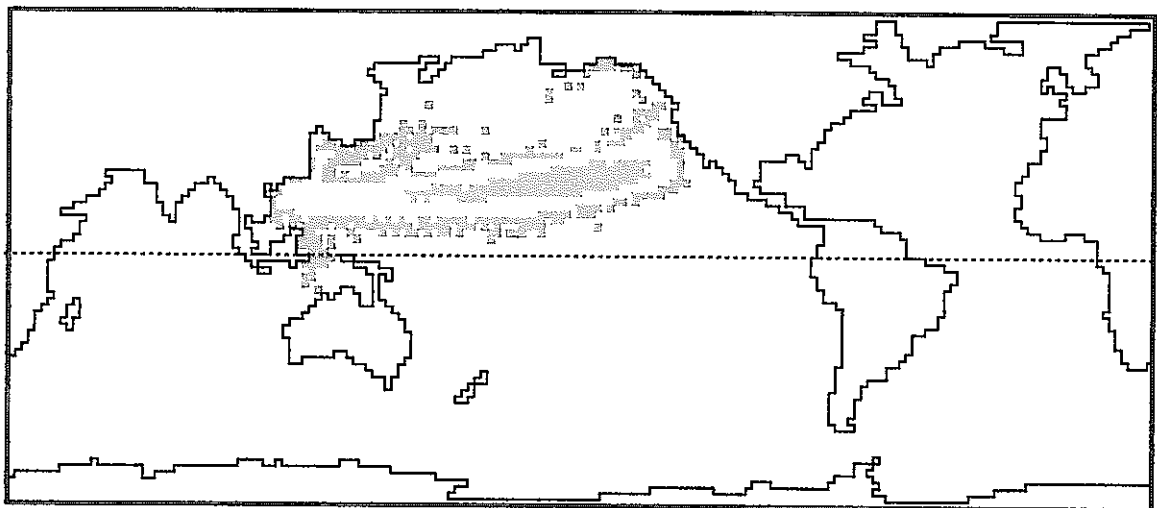
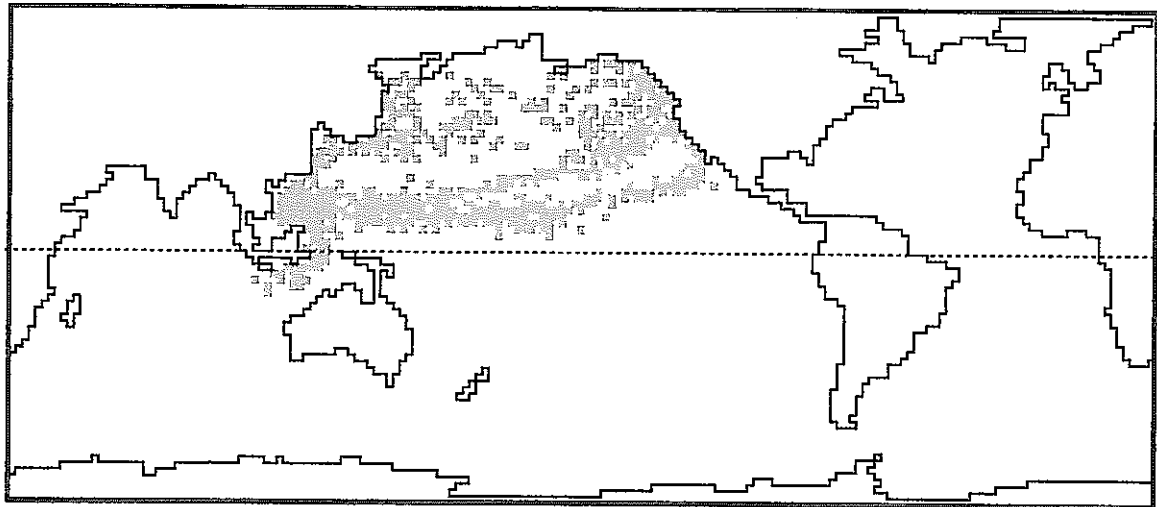


図5.5(6) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (10年後)

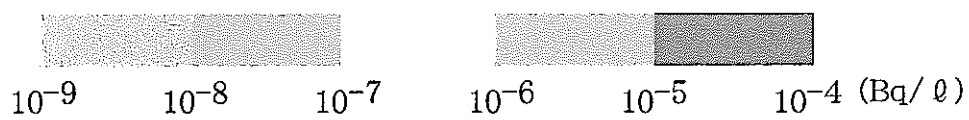
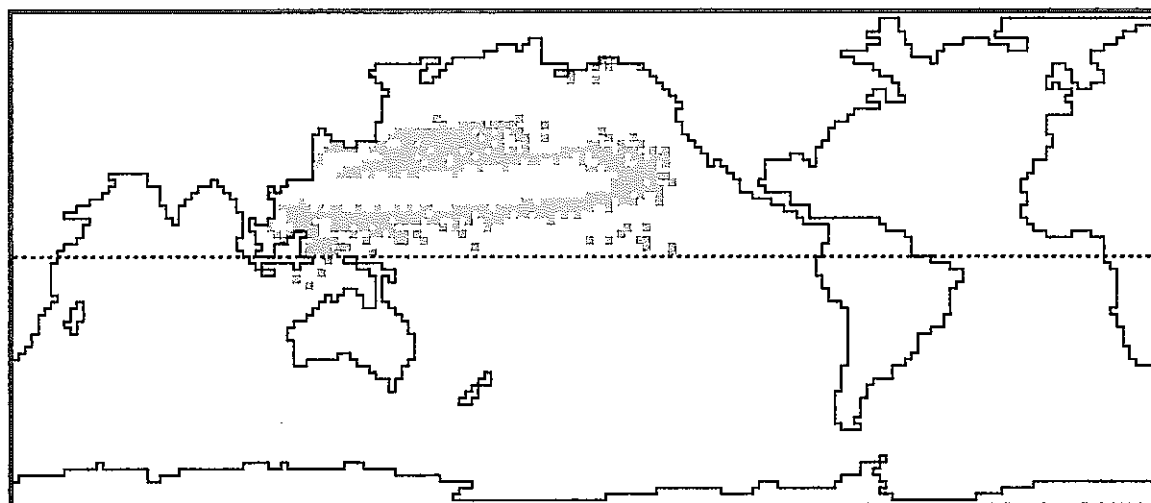
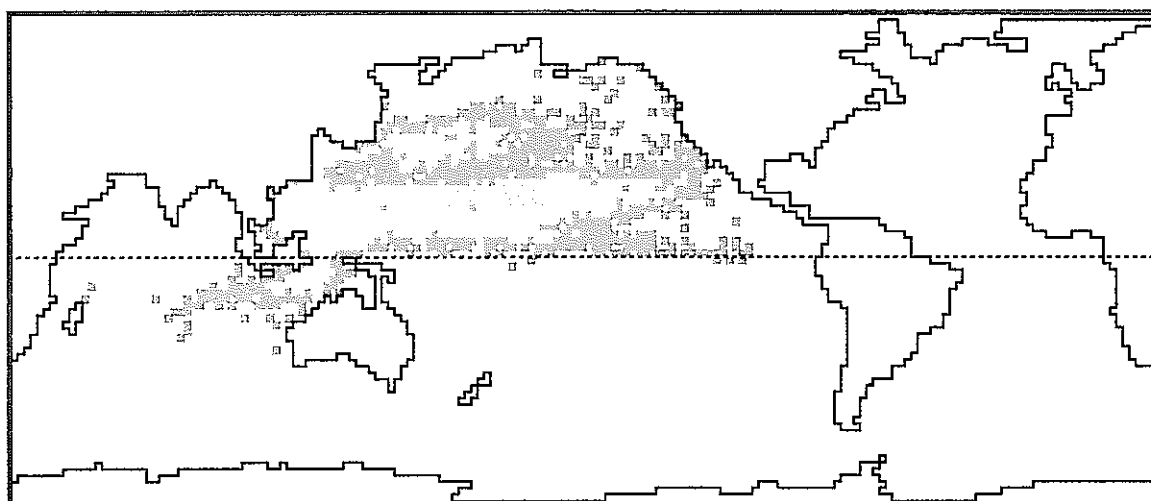
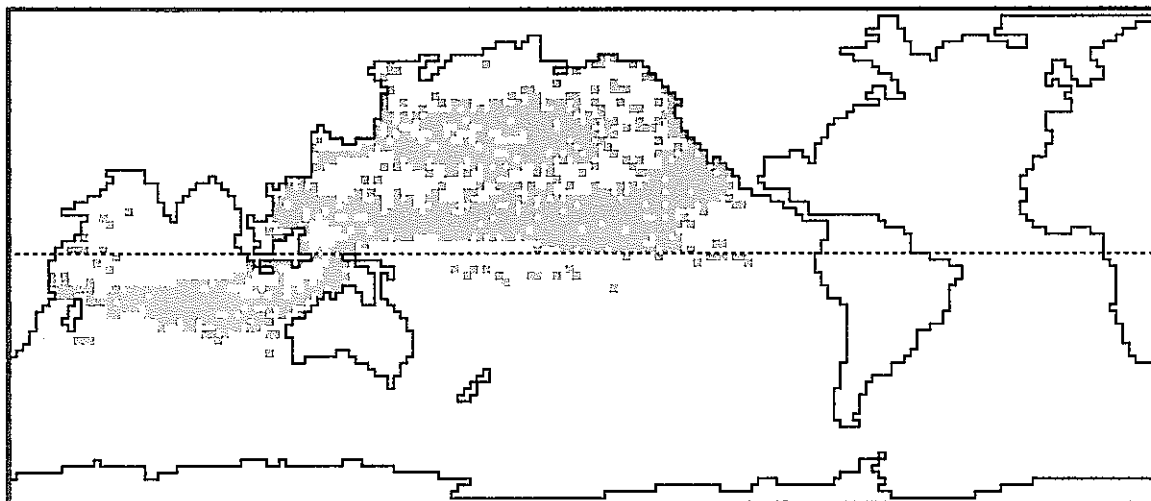


図5.5(7) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (15年後)

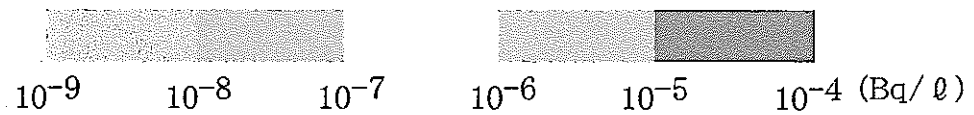
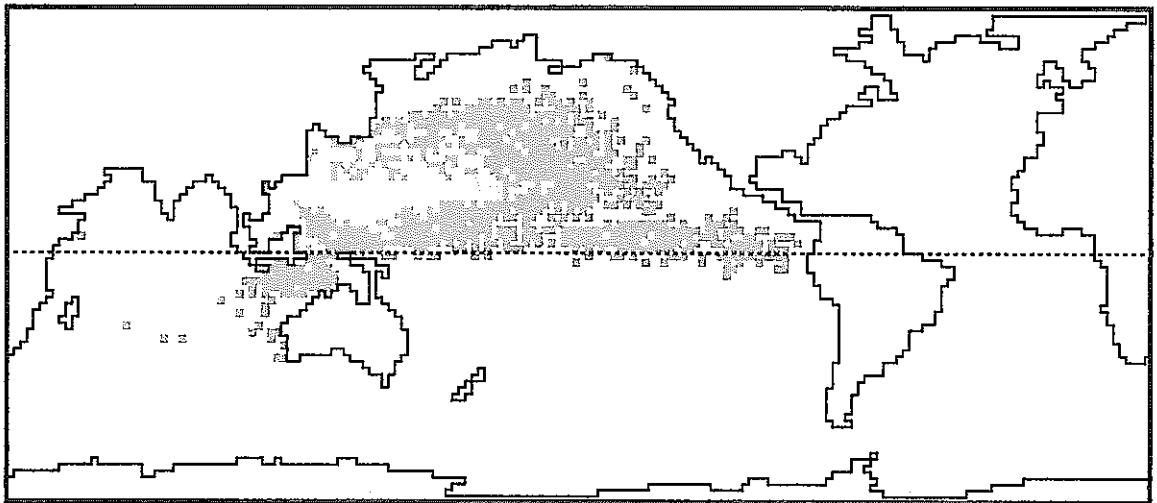
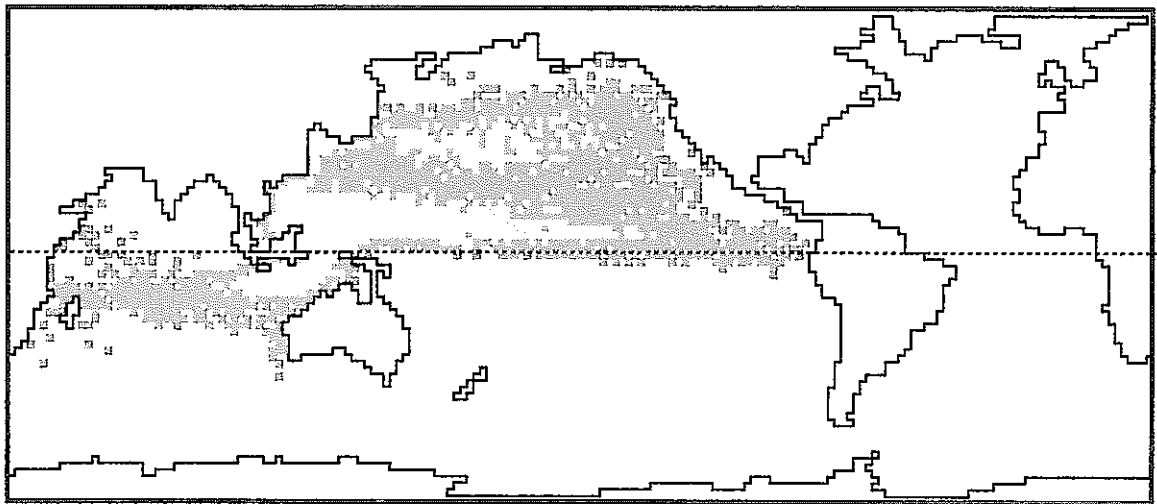
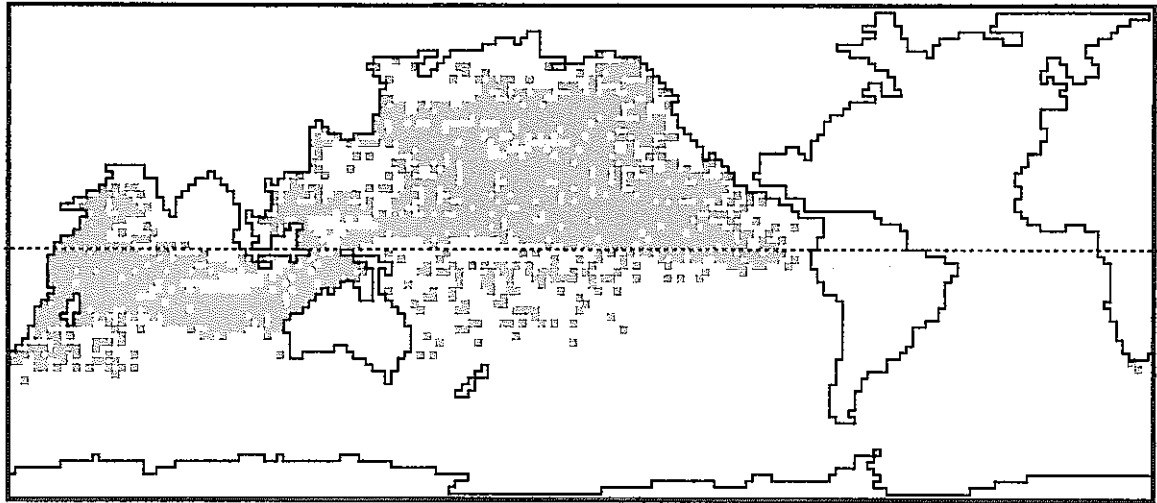


図5.5(8) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (20年後)

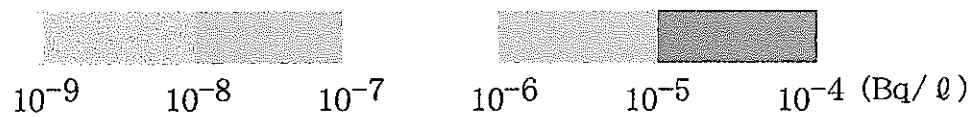
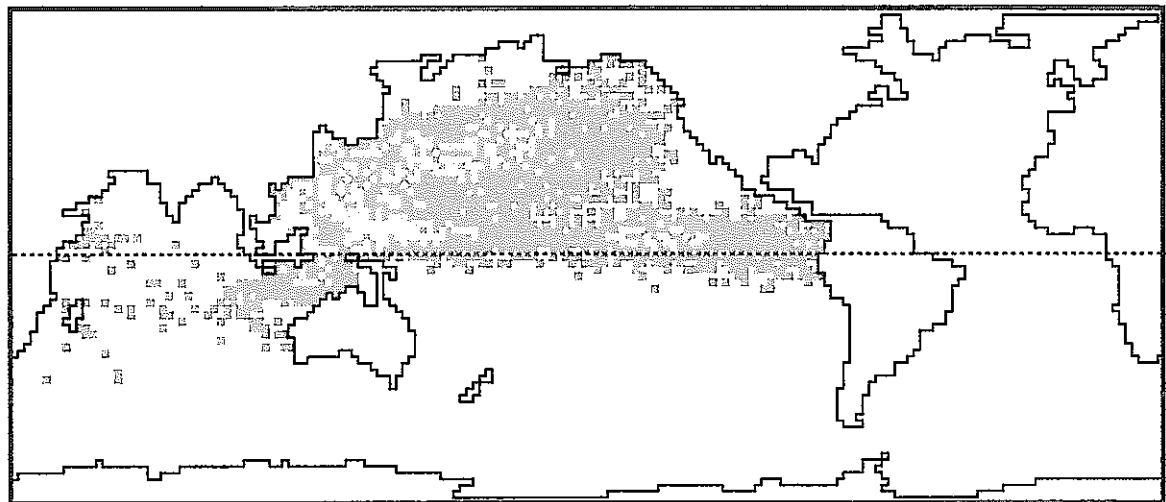
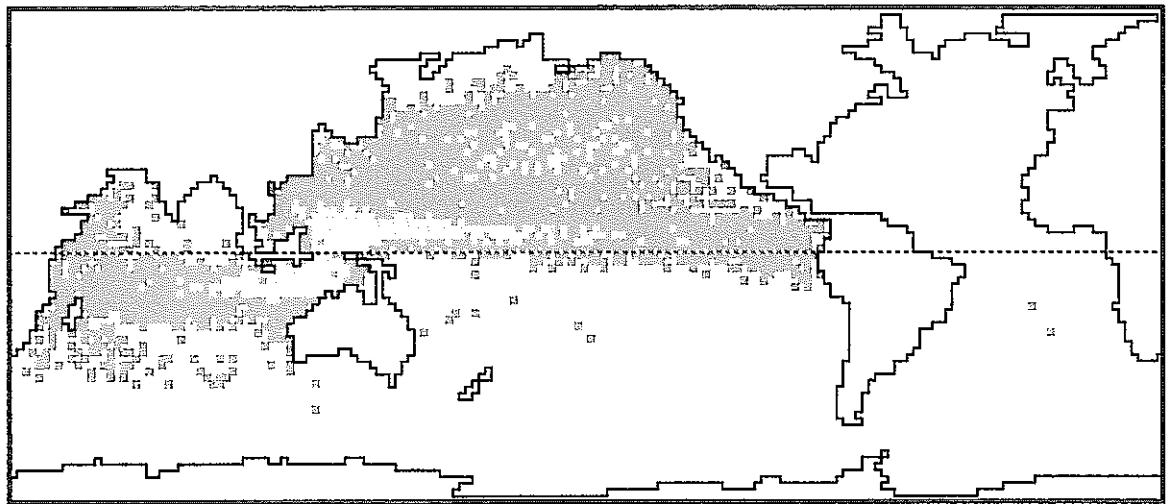
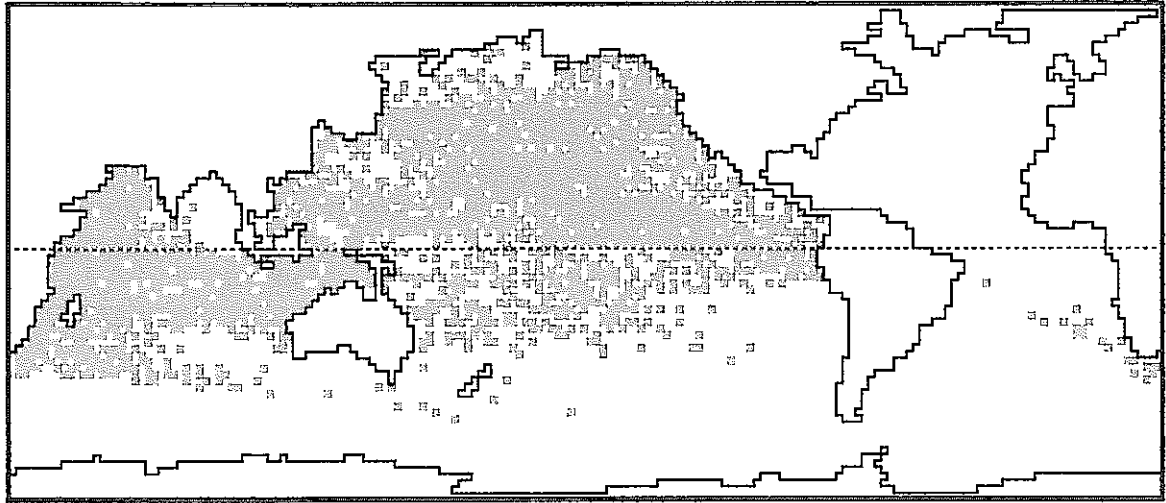
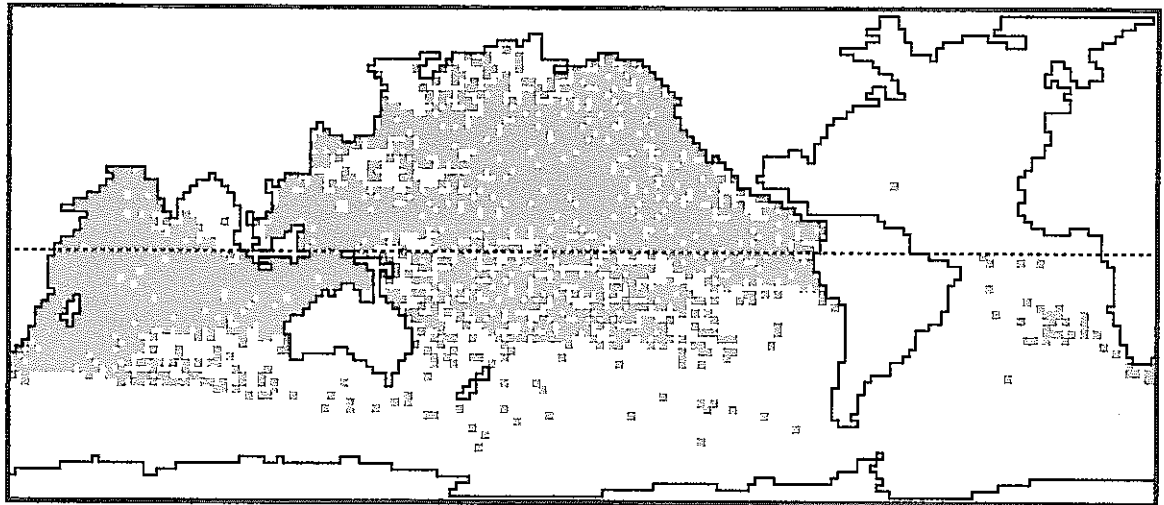
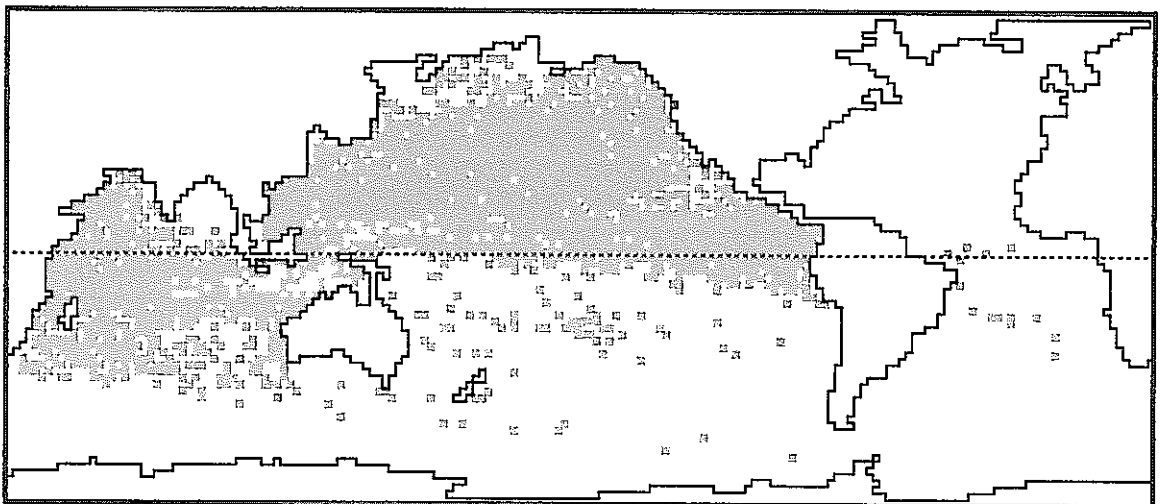


図5.5(9) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (25年後)



水深200~400m



水深400~600m

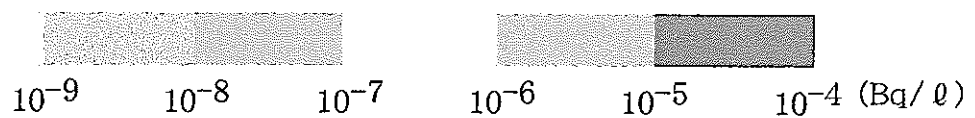
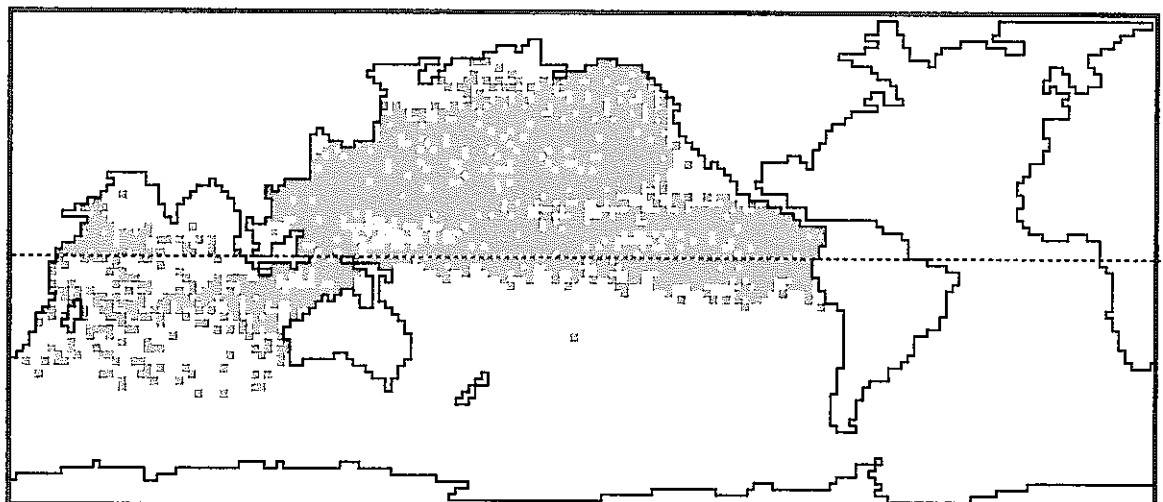


図5.5(10) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (30年後)

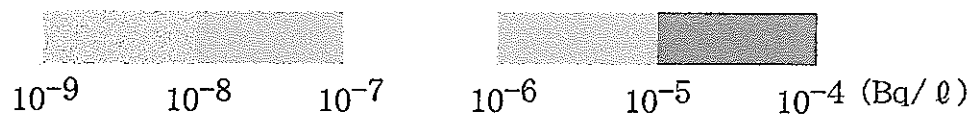
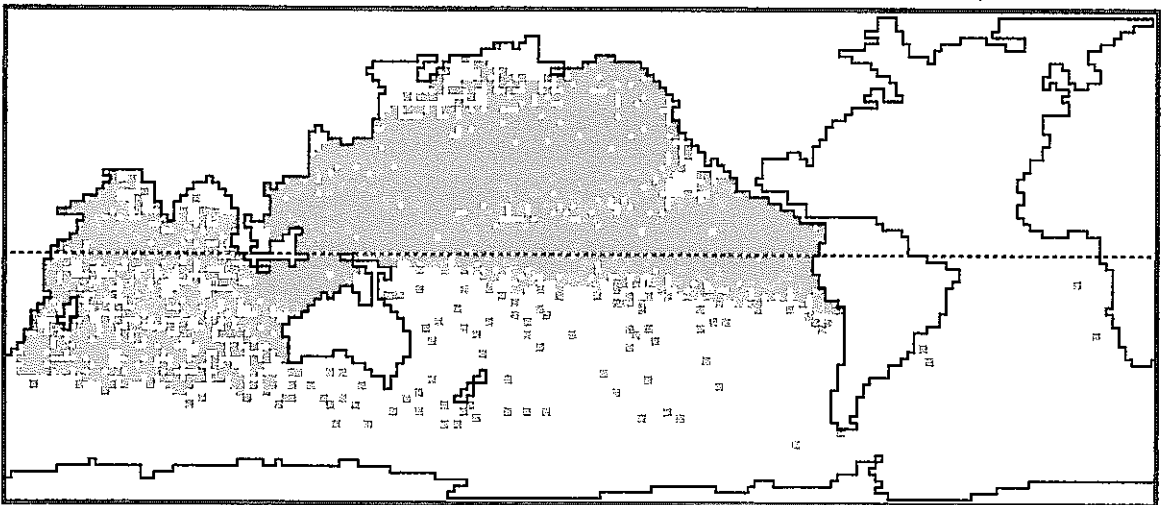
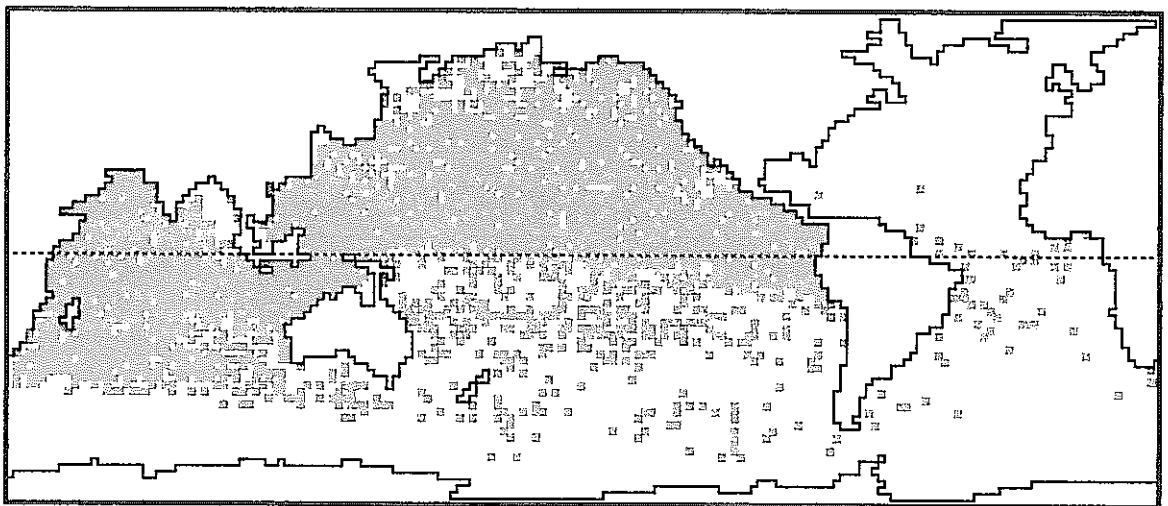
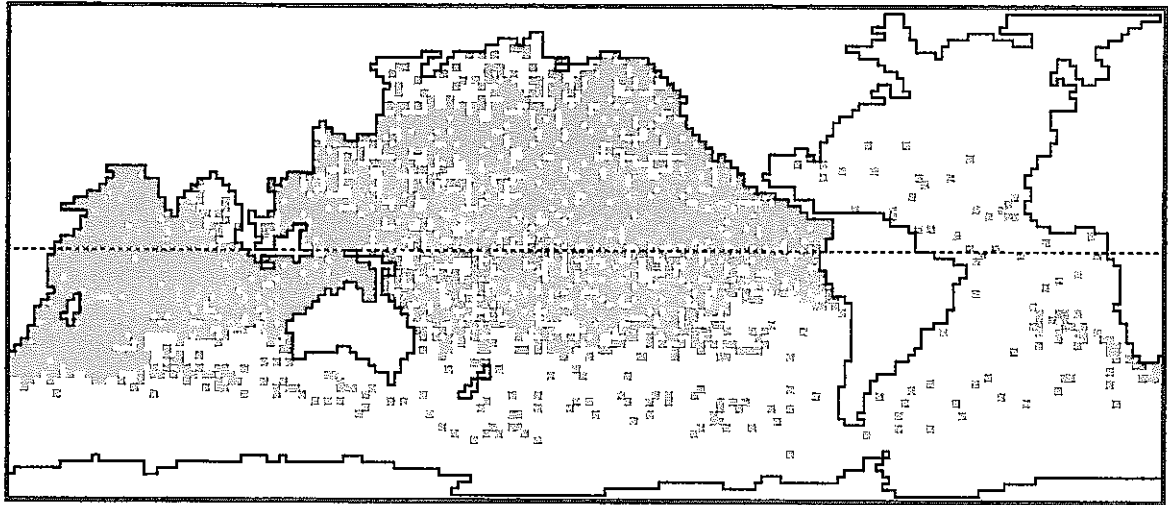
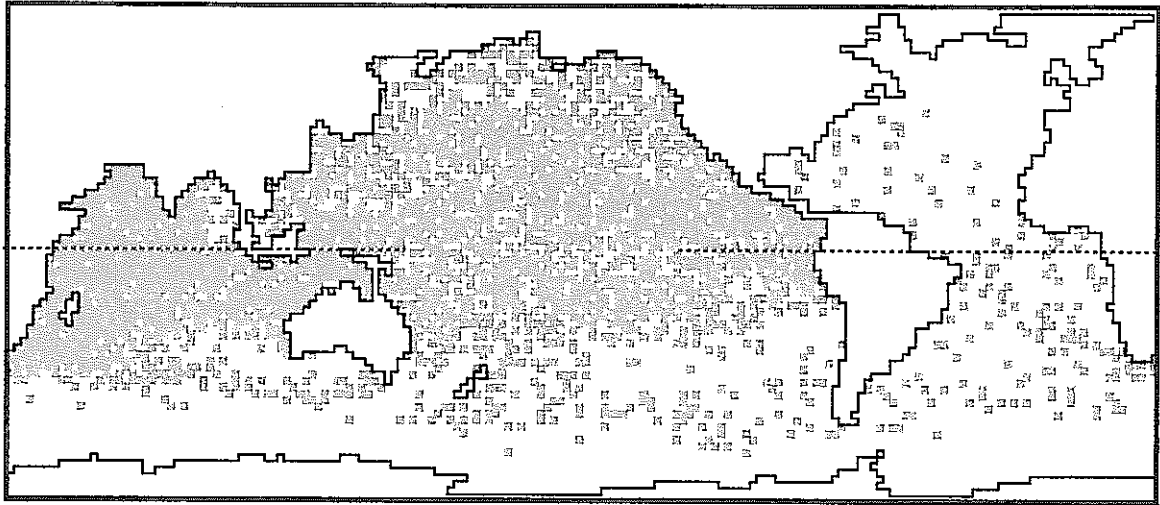
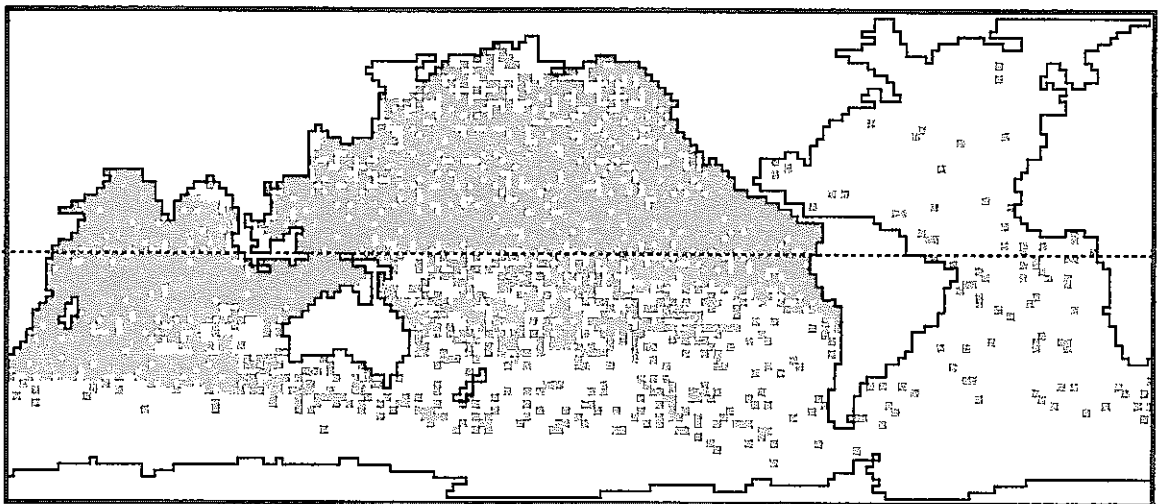


図5.5(11) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (40年後)

水深0~200m



水深200~400m



水深400~600m

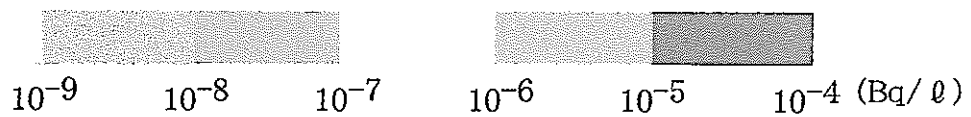
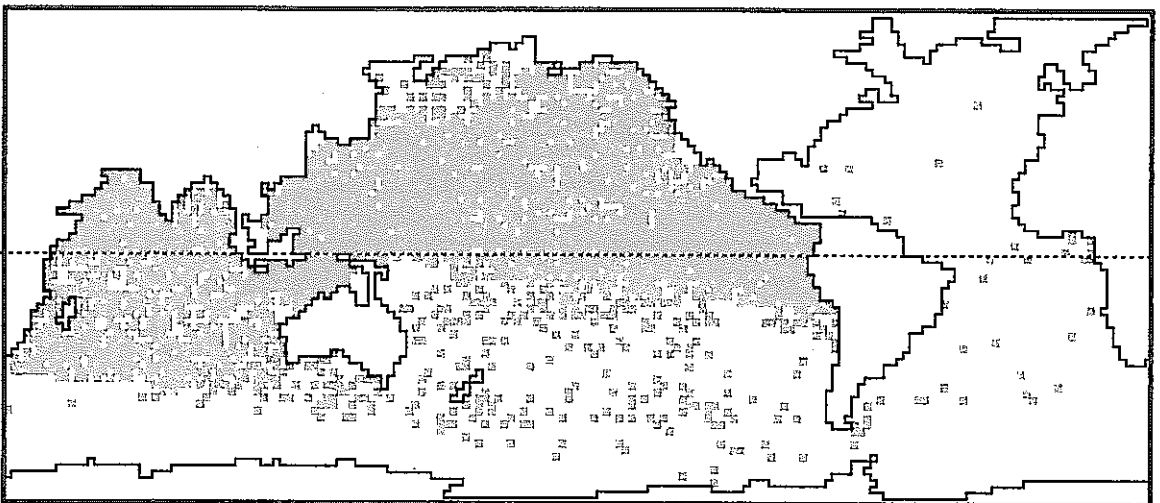


図5.5(12) 東海再処理施設からの仮想放出シミュレーション (50年後)

6 おわりに

本研究では、全球の海洋流速場の算出方法に始まり、粒子追跡手法による流動拡散評価、核実験降下物の拡散シミュレーション等について検討してきた。

その結果、診断モデルによって得られた全球流速場は現実海洋を十分に再現できており、拡散方程式とランダムウォーク法による拡散評価は同等であることが確認された。

全球流速場とランダムウォーク法を組み合わせ、過去に行われた核実験降下物の拡散シミュレーションを行ったところ、 ^{137}Cs 及び ^{90}Sr では比較的良好なもの、スキヤベンジングによって海底に降下していく $^{239,240}\text{Pu}$ に関しては、再現できなかった。そのため、Pu スキヤベンジングモデルの作成を行い、本コードに付加する必要性が示唆された。

一方、水平及び鉛直拡散係数を変化させ、核実験降下物の拡散シミュレーションを行うことにより、最適な拡散係数の設定を行うことができた。

最後にこれまでの検討結果を踏まえて、これからの海水中 ^{137}Cs 濃度の予測と東海再処理施設からの仮想放出シミュレーションを行った。

本コードは全世界に降下した放射性物質の拡散を評価するには適しているが、陸上にある施設から放出される場合をより精度よく計算するには、沿岸に関する流速場、日本近海に関する流速場を適切な大きさの格子で計算し、現実に即した地形で拡散をシミュレートすることが必要となる。

謝辞

本研究を行うにあたり、元京都大学教授今里哲久博士（現愛知県立大学教授）、小林大洋博士に多大なる御教授をいただきました。

また、株式会社建設・環境研究所の東根聡氏からも多大なる御教授をいただきました。

この場をかりてお礼申し上げます。

参考文献

- (1) 道田豊, 石井春男 : 漂流ブイによる海洋循環の観測, 海洋号外 4 号, pp.115-122 (1993)
- (2) 四竈信行 : 海底設置型 ADCP により実測された津軽海峡内の流動変動, 海洋 26 号(12), pp.815-818 (1994)
- (3) Pond, Stephen and Pickard, L. George : Introductory Dynamical Oceanography 2nd edition, PERGAMON PRESS (1983)
- (4) Ekman, V.W. : On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean-Currents., Arkiv For Matematik, Astronomi och Fysik, Bd 2, N:o 11, pp.1-53. (1905)
- (5) Bryan : A Numerical Method for the study of the circulation of the World Ocean., J. Comput. Phys., No.4, pp.347~376 (1969)
- (6) Sarmiento, J.L., and K. Bryan : An Ocean Transport Model for the North Atlantic. J. Geophys. Res. 87, pp.394-408 (1982)
- (7) Fujio, S., T. Kadowaki and N. Imasato, 1992: World ocean circulation diagnostically derived from hydrographic and wind stress fields. J. Geophys. Res., 96, pp.11163-11176.
- (8) Levitus, S. : Climatological Atlas of the World Ocean, NOAA Professional Paper. 13, U.S. Govt. Print. Office, Washington D.C., pp.173 (1982)
- (9) Hellerman, S. and M. Rosenstein : Normal Monthly wind Stress Over the world Ocean with Error Estimates, J. Phys. Oceanogr., No.13, pp.1093~1104 (1983)
- (10) Gordon, A.L.: Inter-ocean Exchange of Thermocline Water. J. Geophys. Res., 91, pp.5037-5046 (1986)
- (11) Reid, J.L., and A.W. Mantyla : On the Mid-depth Circulation of the North-Pacific Ocean. J. Phys. Oceanogr., 8, pp.946-951 (1978)
- (12) Warren, B.A.: Deep Circulation of the World Ocean. In: evolution of Physical Oceanography, Ed. B.A. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, MA., pp.6-41 (1981)
- (13) Mantyla, A.W. and J.L. Reid : Abyssal characteristics of the World Ocean waters., Deep-sea Res., 30, pp.805-833 (1983)
- (14) Fujio, S. and N. Imasato : Diagnostic Calculation for Circulation and water Mass Movement in the Deep Pacific, J. Geophys. Res. No.96, pp.759~774 (1991)
- (15) 矢野雄幸、佐藤弘三 : 拡散方程式入門, 公害研究対策センター (1978)

- (16) 茅野政道、石川裕彦：3次元風速場を用いた粒子拡散法による複雑地形上の被曝線量評価モデル, 日本原子力学会誌, Vol.26, No.6, pp.526-534(1984)
- (17) Ledwell, L.R., A.J. Watson and C.S. Law : Evidence for slow mixing across the pycnoline from an open-ocean tracer-release experiment, Nature, No.364, pp.701~703 (1993)
- (18) 大久保, 海洋物理 I 第Ⅲ編海洋乱流・拡散 (1981)
- (19) 志布志湾海峡調査委員会：志布志湾海峡調査報告書. 鹿児島県(1970)
- (20) 金子安雄, 堀江毅, 村上和男, 上野信行, 久保正則：大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験. 港湾技術研究所報告, 12, pp.99-202. (1973)
- (21) 金子安雄, 堀江毅, 村上和男, 亀山豊：東京湾の潮流による物質拡散の水理模型実験. 港湾技術研究所報告, 13, pp.3-68.(1974)
- (22) 熊本県：水俣湾拡散調査報告書.(1974)
- (23) 運輸省第五港湾建設局設計室：伊勢湾水理模型実験場報告—昭和 49 年度伊勢湾環境対策調査報告書—, 6.(1975)
- (24) 静岡県御前崎土木事務所：御前崎港潮流調査報告書.(1975)
- (25) 秋田県：秋田湾港湾環境整備計画流況調査報告書.(1976)
- (26) 今本博健, 道上正規：琵琶湖南湖における拡散特性. 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp.566-570.(1978)
- (27) 運輸省第五港湾建設局設計室：伊勢湾水理模型実験場報告—三河湾流況調査—, 13.(1978)
- (28) 運輸省第三港湾建設局神戸調査設計事務所：土砂による海水汚濁の予測方法—手法開発のための調査研究—, p.399(1979)
- (29) 柳本大吾, 平啓介：四国海盆の中層循環の準ラグランジュ的構造と変動. 日本海洋学会 1991 年度春季大会講演要旨集.(1991)
- (30) 水鳥雅文, 坂井伸一：アルゴスブイを用いた常磐沖及び黒潮続流域における鉛直流速成分と拡散特性の観測. 日本海洋学会 1993 年度秋季大会講演要旨集.(1993)
- (31) 米田靖則, 高屋繁樹, 西村勝利, 市川洋, 茶園正明, 乙部弘隆, 平啓介：冬季本州南方海域における表層混合層の3次元熱収支. 日本海洋学会 1993 年度秋季大会講演要旨集.(1993)
- (32) 磯田豊：対馬暖流の駆動力. 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.(1994)

- (33) 市川洋, 川辺正樹, 平啓介, 1994: 東経 165 度線での密度場からの流速の推定. 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.
- (34) 磯田豊 : 日本海の深層水. 日本海洋学会 1994 年度秋季大会講演要旨集.(1994)
- (35) 市川洋, 前田明夫, 水野信二郎, 乙部弘隆, 平啓介 : 日本南方の海洋表層における 3 次元熱収支の時間変動. 日本海洋学会 1994 年度秋季大会講演要旨集.(1994)
- (36) 柏野祐二, 中本正一郎, 河野健, 宗山敬 : 西部熱帯太平洋における海洋拡散の研究. 海洋科学技術センター試験研究報告, 31, pp.21-30.(1995)
- (37) Weaver,A.J. and E.S.Sarachik,: On the importance of vertical resolution in certain ocean general circulation models. *J.Phys.Oceanogr.*, 20, pp.600-609.(1990)
- (38) Cummins,P.F., G.Holloway and A.E.Gargett,: Eensitivity of the GFDL ocean circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *J.Phys.Oceanogr.*, 20, pp.817-830.(1990)
- (39) 中村啓彦: 熱と風で駆動される亜熱帯—亜寒帯循環の数値実験特性曲線を利用した解析. 日本海洋学会 1993 年度秋季大会講演要旨集.(1993)
- (40) 杉ノ原伸夫, 山中康裕: 数値モデルにおける熱塩循環の鉛直分解能に対する依存性. 日本海洋学会 1993 年度秋季大会講演要旨集.(1993)
- (41) Seung,Y.-H. and J.-H.Yoon,: Robust diagnostic modeling of the Japan Sea circulatin. 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.(1994)
- (42) 藤尾伸三,: プリミティブ方程式モデルによる西岸境界流の研究(1). 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.(1994)
- (43) 中田稔, 山中康裕, 杉ノ原伸夫: CCSR モデルによる世界海洋循環実験(1)予備実験. 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.(1994)
- (44) 山中康裕, 田近英一 : 海洋生物化学—大循環モデルによる炭素循環の研究 (その 2) . 日本海洋学会 1994 年度春季大会講演要旨集.(1994)
- (45) 乾朋子, 花輪公雄: ZWCL(Zero Wind stress Curl Line)の位置と subduction 過程. 日本海洋学会 1994 年度秋季大会講演要旨集. (1994)
- (46) Hirst,A.C. and W.Cai,: Sensitivity of a world ocean GCM to chages in subsurface mixing parameterization. *J.Phys.Oceanogr.*, 24, 1256-1279. (1994)
- (47) 中田稔, 杉ノ原伸夫: CCSR モデルによる世界海洋循環実験(2). 日本海洋学会 1995 年度春季大会講演要旨集.(1995)

- (48) 増田章, 上原克人, 水田元太: 拡散型準地衡流模型に基づく熱塩三次元循環の力学. 日本海洋学会 1995 年度秋季大会講演要旨集. (1995)
- (49) United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Radioactive contamination due to nuclear explosions. In: Sources and Effects of Ionizing Radiation, United Nations, New York (1977)
- (50) United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Exposures from Man-made Sources of Radiation. In: Sources and Effects of Ionizing Radiation, United Nations, New York (1993)
- (51) Y. Nagaya and K. Nakamura, $^{239,240}\text{Pu}$, ^{137}Cs and ^{90}Sr in the Central North Pacific., J. Oceanogr. Soc. Japan, 40, pp.416-424 (1984)
- (52) Hamilton, T.F. et al. : Cs-137(Sr-90) and Pu isotopes in the Pacific ocean : Sources and Trend, Coordinators : Gurgueniat, et al., radionuclides in the oceans inputs and inventories, IPSN, pp.75-93 (1996)
- (53) Bowen, V. T., Noshin, V.E., Livingston, H.D. and Volchok, H.L., Fallout radionuclides in the Pacific Ocean : Vertical horizontal distributions, largely from GEOSECS Stations., Earth Planet. Sci. Lett. 48, p.411 (1980)
- (54) 長屋裕, 中村清 : 外洋の解析調査, 第 31 回環境放射能調査研究成果論文抄録集, pp.59 (1989)