

1. 海洋中の物質輸送理論

最初に、海洋物理学において海洋中の物質輸送をどのように理解するべきであると考えられてきたかということについて、簡単にふりかえってみたい。海洋中の物質の移動は、海水流動による輸送（移流）と分子拡散という二つのもととなる過程によって支配されると考えられている。あらゆる地球流体现象の例にもれず、海水流動はさまざまな時空間スケールの現象の結果として生じており、かつ時空間的に複雑かつ不規則に変動する乱流である。海洋中の物質の三次元分布 $C(x, y, z)$ の時間変化を、以下の輸送方程式で表現する[1]。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (UC) = S(C) + F \quad (1)$$

$U = (u, v, w)$ は三次元の海水流動を表わすベクトル、 $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ は勾配を表わす演算子、 $S(C)$ はその場での物質の反応を表す項（ソースシンク項）、 F は分子拡散を表わす項である。乱流である海水流動、およびそれに伴って不規則に変化する物質分布を、アンサンブル平均した成分 \bar{U}, \bar{C} とそこからのずれ U', C' に分け、推定・計算可能な量としてアンサンブル平均 \bar{C} の時空間変化を近似的に表わす方程式を考えることにする ($\bar{U}' \approx \bar{C}' \approx \frac{\partial C'}{\partial t} \approx S(C') \approx F(C') \approx 0$)。

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{U}\bar{C}) + \nabla \cdot (\bar{U}'C') = S(\bar{C}) + F(\bar{C}) \quad (2)$$

(2)式の左辺第三項（乱流拡散項）は分子拡散よりはるかに大きな寄与をすることが観測等からわかっており、この項を推定・計算可能な量 \bar{U}, \bar{C} で近似する（パラメタリゼーション）ことが海洋物理学の重要な課題となっている。もっとも簡単な近似は、分子拡散におけるフィックの法則にならい、

$$\bar{U}'C' \cong -(K_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x}, K_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y}, K_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z}) \quad (3)$$

とするものである。 (K_x, K_y, K_z) は乱流拡散係数と呼ばれ、実海域での染料拡散実験等からその値を推定することが行われてきた。多くの観測による水平乱流拡散係数の推定結果は、

$$K_x, K_y \propto l^{4/3} \quad (4)$$

(l は拡散の水平スケール) となることを示唆している[2]。これは、観測可能なスケールの範囲は、小さなスケールの渦がそれより大きなスケールの渦からのみエネルギー供給を受け

る、乱流の慣性領域に対応しており、拡散スケール l は等方的な乱流渦の大小に対応していると考えれば、以下のように解釈できる[3]。慣性領域におけるエネルギー散逸率を ε とす

れば、次元解析的に $\overline{l^2} \propto \varepsilon^{-3/2}$ (ε は m^2s^{-3} の次元である)が得られる。これから、

$$K_x, K_y = \frac{1}{2} \frac{d\overline{l^2}}{dt} \propto \varepsilon^{1/3} \overline{l^{*4/3}} \quad l^* \equiv \left(\overline{l^2}\right)^{1/2} \quad (5)$$

となり、拡散の4/3乗則の存在が示唆される。拡散の4/3乗則の意味するところは、海洋における物質の移動を正しく理解するためには、大小の渦の挙動を理解することが決定的に重要であるということである。

水深が十分に深い外洋において渦は、主として傾圧不安定と呼ばれる、密度の水平勾配によってできる前線が不安定となる機構によって生ずることが知られている。前線に沿う流速のスケールを U 、地球自転によるその場の角速度を f （コリオリパラメータ）として、不安定の結果生ずる波動の波長のスケール L 、不安定の時間スケール T を、地球自転効果の大きさを測る無次元数（ロスビー数） $R_o \equiv U/fL$ によって特徴づける[4]。

$$L \approx Uf^{-1}R_o^{-1} \quad T \approx f^{-1}R_o \quad (6)$$

傾圧不安定においては、成層の鉛直スケールを H 、成層の強さを表わすパラメータを N とすると、 $L \approx \frac{NH}{f}$ （内部変形半径）となることが知られている。ロスビー数 R_o と、成層の

強さを測る無次元数（リチャードソン数） $R_i \equiv N^2H^2/U^2$ とでこの関係を表現すると、

$$\frac{N^2H^2}{f^2L^2} = R_o^2R_i \approx 1 \quad (7)$$

となる。水深数百 m の強い成層（躍層）においては、 $R_i \gg 1$ なので $R_o \ll 1$ となる不安定が存在する。この場合、 $L \gg Uf^{-1}$ $T \gg f^{-1}$ であり、時空間スケールが比較的大きな渦が不安定によって生ずる。このような渦は実海洋でよく観測されており、中規模渦と呼ばれその変動の時間スケールは数十日、空間スケールは数百 km である。一方、別種の傾圧不安定が、水深数十 m の風や熱の効果で混合されやすい場所（混合層； $R_i \approx 1$ ）で観測されている。この場合 $R_o \approx 1$ となるので、 $L \approx Uf^{-1}$ $T \approx f^{-1}$ であり、数日、数 km の、より小さな時空間スケールをもつ渦（混合層渦）を生じさせる。

水深が浅い沿岸海洋では、水平乱流拡散だけではなく、鉛直方向に変化する平均流と鉛直乱流拡散の組み合わせによって顕著な水平拡散（シア拡散）が生じることが知られている[5]。鉛直シアをもった平均流による水平移流によって分布が水平にひきのばされたうえに鉛直拡散によって全層に分布が拡大する現象である。水平鉛直2次元の移流拡散方程式

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(uC)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0 \quad (8)$$

を考え、 u, C をそれぞれ鉛直平均値 \bar{u}, \bar{C} とそこからのずれ u_1, C_1 の和で表わし(8)を $z = -h$ から $z = 0$ まで鉛直積分すると、

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}\bar{C})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{u}_1 C_1)}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

となる。(8)から、 C_1 の分布を近似する式

$$u_1 \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C_1}{\partial z} \right) \quad (10)$$

を仮定し、 $u_1, K_z, \frac{\partial \bar{C}}{\partial x}$ を既知として、(10)を適当な境界条件のもとで鉛直積分すると

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}\bar{C})}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(S_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) \quad (\bar{u}_1 C_1) = -S_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \quad S_x \equiv \frac{1}{h} \int_{z=-h}^{z=0} \frac{\left(\int_{z'=z}^{z'=0} u_1 dz' \right)^2}{K_z} dz \quad (11)$$

と表わされる[1]。(11)から、この場合の水平拡散係数に対応する S_x (分散係数) は $\bar{u}^2 h^2 / K_z$ に比例することがわかる。 S_x は典型的な浅海域で $10 \sim 10^2 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ に達し、同様な海域で観測されている水平拡散係数の値に匹敵するか上回る値となることが報告されている。観測されている水平拡散係数は、実際にはシア拡散の効果も含む見かけの拡散係数であることが示唆される。興味深いことに、4/3 乗則(4)はシア拡散を考慮しても成り立ちうる[2]。

2. 海洋の物質輸送シミュレーション

乱流拡散やシア拡散等、海洋物理学における物質輸送の理論は、1950-1960 年代に頻発した欧米による核爆発実験や放射性物質投棄事件によって生じた海洋中の人類起源放射性物質の分布を把握することがそもそもの研究の重要な動機であった[6]。現代では、計算機技術の飛躍的な発達を背景として、放射性物質等、海洋中のさまざまな物質の移動を、(2)を格子上で離散化した数値モデルによって表現し直接計算すること(数値シミュレーション)が一般化している。この場合、上記の二種の不安定やシア拡散を十分表現できる格子間隔を確保することをまず考慮すべきである。しかし、中規模渦のみならず混合層渦まで顕わに表現しようとするれば数百 m の、シア拡散に関係する河川流や潮汐流など沿岸の詳細な流動過程も直接表現しようとするればさらに小さな水平格子間隔が必要となり、数千 km の大洋スケールのシミュレーションを行おうとするれば $O(10^8)$ 個の水平格子数が必要となり、現在の計算資源をもってしても十分であるとはいえない。そのため、格子で解像することのできない流動による拡散を表現するパラメタリゼーションがいくつか提案されている。鉛直方向の拡散については、等方性乱流の仮定は成立せず、表面での風や熱交換による乱流エネルギー注入とその散逸を表現する混合層モデルがいくつか提案され、これにより鉛

直方向の拡散係数を推定することが主に行われている。

(2)における平均流 \bar{U} を推算する海流の数値シミュレーションは、全球規模の海洋観測網の発展を背景として、2000年代に確立した[7]。平均状態としての海洋循環を効率的に表現するために、適切な近似のもとに地球自転効果を入れ乱流拡散をパラメタライズした非圧縮性流体の運動方程式を離散化し、海表面における風や熱交換の影響を境界条件として海流を表現する数値モデル（海洋大循環モデル）がこれまで開発されてきた。モデルの水平格子間隔を10km以下にすると、前述の中規模渦が表現できるようになる。しかし、乱流である中規模渦を観測に近い状態で表現するには、観測の情報を導入し観測に近い初期値を表現して（データ同化；本号蒲地氏の記事を参照）、モデルを初期値問題として解く必要がある。ただし、観測を入れて初期値を修正しても計算していくうちに初期値やモデルに含まれるさまざまな誤差が成長しモデルの予測可能性を喪失させてしまうので、地上の天気予報とまったく同様に、一定期間毎に初期値の修正を繰り返す必要がある（海中天気予報）。地上の天気予報の予測可能性は、日本のような中緯度では高低気圧変動の数日の時間スケールによって決まるが、海中天気予報の場合は中規模渦変動の数十日の時間スケールによって決まり、やや長くなる。

海洋研究開発機構における筆者の研究グループでは、日本近海の中規模渦変動を表現する海洋大循環モデルを開発し、人工衛星や船舶の海洋観測データを同化しながら予測する実験を行ってきた。当初の研究目標は、日本南岸を流れる巨大な海流である黒潮の流路変動予測可能性であり、2004年に13年ぶりに生じた日本南岸の黒潮大蛇行予測に成功するとともに、その発生の直接原因が、はるか南の台湾沖の巨大な中規模渦と黒潮の相互作用であったことを明らかにした[8]。その後、水産総合研究センターとの共同研究により、同じモデルを用いて東シナ海で発生したとみられる大型クラゲの移動の予測に成功した[9]。大型クラゲの分布予測は、(2)のような、固定位置における濃度の時空間変化を表わすオイラー的な移流拡散方程式ではなく、仮想粒子を海流によって移流させ酔歩過程によって乱流拡散を表現するラグランジュ型の粒子追跡モデル

$$\frac{dX_i}{dt} = U(X_i) + RV \quad (12)$$

を用いた（ X_i は粒子*i*の位置、 U は海流、 RV は酔歩ベクトル）。

現在、主要なモデル中規模渦を解像する水平格子間隔である1/12度（約9km）格子モデルJCOPE2[10]を運用している。この場合、混合層渦を解像することはできない。そのため、解像できない渦による水平粘性拡散を表現するため、以下のスマゴリンスキーモデル[11]を用いている。

$$A_M = C_s \Delta x \Delta y \frac{1}{2} \left| \nabla V + (\nabla V)^T \right|, \quad \nabla V + (\nabla V)^T = \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (13)$$

A_M は水平粘性係数（水平拡散係数は A_M の定数倍）、 $\Delta x, \Delta y$ は水平格子間隔、 C_s は $O(0.1)$

の経験的な定数を表わし通常は $C_s = 0.1$ としている。最近になって、1/36 度 (約 3km) の、より細かい水平格子を用い、潮汐や河川水流出など従来導入していなかった外力を導入した新しいモデル JCOPE-T を開発した。図 1 に、新旧 2 つのモデルにおける 2011 年 3 月 21 日の水深 1m での日平均海流の渦度 ($\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$) を示した。日本南岸を流れる黒潮やその周の中規模渦の大まかな構造は新旧モデルで変わらないが、新モデルでは渦度の値が大きくなるとともに細かな構造に違いが出ていることがわかる。新モデルでも混合層渦を完全に解像することはできていないが、典型的な中規模渦と混合層渦の間である数十 km スケールの渦は旧モデルよりもよく表現している。

3. 福島第一原子力発電所からの放射性物質海洋流出シミュレーション

2011 年 3 月 11 日に、関東東北沖で生じたマグニチュード 9.0 の巨大地震とそれに引き続く津波が東京電力福島第一原子力発電所の電源機能を破壊し、続いて起こった原子炉建屋の爆発等の結果として大量の放射性物質が大気中に放出された。続く 3 月 21 日には発電所前面の海水中で 1500Bq/L に達する濃度のセシウム 137 等が検出された。これは、セシウム 137 の基準濃度 90Bq/L、および事故前に観測された発電所周辺海域の濃度水準 0.001Bq/L のオーダーに比べてきわめて大きな値であり、発電所から海水中に放射性物質が直接放出されていることを示唆するものであった。原子力安全・保安院は、4 月初めの時点で総量 0.9PBq (0.9×10^{15} Bq) のセシウム 137 が海水中に放出されたと発表した。この値は、人類史上最大の放射性物質海洋投棄であるといわれ、1950-80 年代にかけて総量 41PBq のセシウム 137 がアイリッシュ海に放出されたセラフィールド事件における年最大投棄量 5PBq[12] と比べうる数字であり、短期間にこれだけの量が放出されたことにも注目する必要がある。この事態に対し、筆者の研究グループは海中天気予報モデルで推算した海流データを用いて粒子追跡モデル(12)を応用することで、放射性物質の拡散予測シミュレーションを行ってきた。最近ではオイラー型の輸送方程式(2)を用いた放射性物質拡散のシミュレーションも行っている。放射性物質の半減期効果を表わすために、(2)右辺第 1 項のソースシンク項を $S(\bar{C}) = -(0.693/T_h)\bar{C}$ とする。セシウム 137 の場合は、 $T_h = 30.1$ (年) である。

図 2 は、発電所前面の格子に観測されたセシウム 137 の濃度を入力し、1/36 度モデル海流データとオイラー型の輸送方程式(2)を用いて計算した、水深 1m における海洋放出セシウム 137 の 5 月はじめの週平均値の分布を示す。発電所から放出されたセシウム 137 が、沖合の南向きの海流 (親潮沿岸分枝) によって南下した後、房総沖で離岸し東に向かう黒潮 (黒潮続流) に乗って日本の東方に輸送されていく様子がみてとれる。東京電力および海洋研究開発機構は発電所周辺海域で放射性物質の観測を行っているが、少なくとも発電所周辺ではこのシミュレーションは観測結果をある程度再現している[13]。図 2 は、海洋研究開発機構が観測時に放流した漂流観測装置 (アルゴフロート) の軌跡の傾向とも一致する。

外洋における全体の傾向は、大規模な海流の分布によって決まるであろうことがわかる。しかし、JCOPE2 海流データを用いたシミュレーションでは、日本の東方の分布がさらに北寄りになっていて、アルゴフロートの分布により似通っている。今後、観測データを増やして詳しい検証をする必要がある。

放射性物質拡散シミュレーションでは不確実なパラメータとして、放出したセシウム 137 の総量と、乱流拡散の大きさを決めるスマゴリンスキーモデル(13)の定数 C_s がある。十分な量の観測データがあり、シミュレーションが観測の傾向をよく再現するならば、データ同化手法を用いて逆問題を解くことによりこうしたパラメータを推定することが可能である。観測データとシミュレーション結果の差の二乗和をコスト関数とし、コスト関数を最小化するパラメータを推定するのである。正統的には、輸送方程式モデル(2)のアジョイントモデル（本号蒲地氏の記事を参照）を解くことによってコスト関数の勾配を求め、共役勾配法等を用いてコスト関数を最小化することが考えられる。より簡易な手法として、放出量と水平拡散は結果に対して線形に作用すると考えられるので、パラメータ感度実験によって数値的に感度係数（グリーン関数）を求め最小二乗法によってパラメータを推定することもできる[14]。今後、大気経由でセシウム 137 が海面に降下する量を輸送方程式(2)における海面の境界条件として新たに与え、比較すべき観測データを外洋のものを含めさらに増やし、パラメータ推定を行う予定である。

参考文献

- [1] 国司英明, 「海洋物理学 1 第 9 章」, 『海洋学講座』, 東京大学出版会, 1974.
- [2] Okubo A., *Oceanic diffusion diagrams*, Deep-Sea Res., 18, 789-802, 1971.
- [3] Batchelor G.K., *The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion*, Q.J.R. Met. Soc., 76, 133-146, 1950.
- [4] Boccaletti G. et al., *Mixed layer instability and restratification*, J. Phys. Oceanogr., 37, 2228-2250, 2007.
- [5] Bowden K. F., *Horizontal mixing in the sea due to a shearing current*, J. Fluid Mech., 21, 83-95, 1965.
- [6] Panel of Radioactivity in the Marine Environment of the Committee on Oceanography National Research Council, *Radioactivity in the Marine Environment*, National Academy of Science, 1971.
- [7] 宮澤泰正, 早稲田卓爾, 「数値海流予測: 現状と将来の展望」, 『日本船舶海洋工学会講演会論文集』, 10, 93-96. 2010.
- [8] Miyazawa Y. et al., *The Kuroshio large meander formation in 2004 analyzed by an eddy-resolving ocean forecast system*, J. Geophys. Res., 113, C10015, doi:10.1029/2007JC004226, 2008.
- [9] 宮澤泰正, 「海洋変動予測実験とその成果~海中の数値天気予報~」, 『検査技術』, 12,

45-51, 2007.

[10] Miyazawa Y. et al., *Water mass variability in the western north Pacific detected in a 15-year eddy resolving ocean reanalysis*, J. Oceanogr., 65, 737-756, 2009.

[11] Smagorinsky J., *General circulation experiments with the primitive equations I Basic experiment*, Mon. Wea. Rev., 91, 99-164, 1963.

[12] Gray J., *Discharges to the environment from the Sellafield site, 1951-1992*. J. Radiol. Prot., 15, 99-131, 1995.

[13] Miyazawa et al., *Transport simulation of the radionuclide from the shelf to open ocean around Fukushima*, submitted, 2011

[14] Menemenlis D. et al., *Using Green's functions to calibrate an ocean general circulation model*, Mon. Wea. Rev., 133, 1224-1240, 2005.

図の説明

図 1. 2011 年 3 月 21 日における、水深 1m 日平均海流の渦度鉛直成分 (単位: 10^{-4}s^{-1})。 (a) 1/12 度モデル JCOPE2 (b) 1/36 度モデル JCOPE-T

図 2. 2011 年 4 月 30 日-2011 年 5 月 6 日の週平均水深 1m セシウム 137 濃度シミュレーション結果 (単位:Bq/L)。

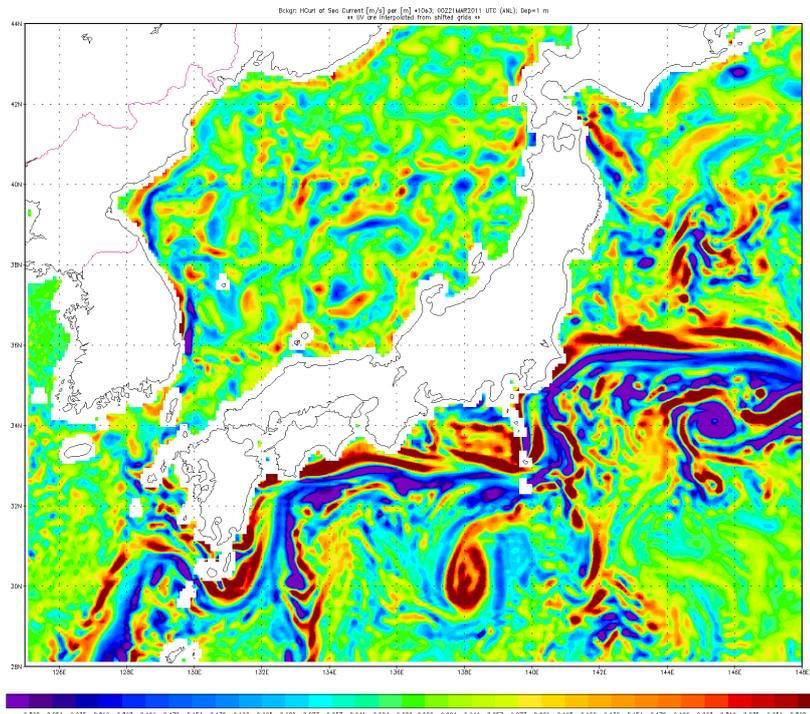


图 1(a)

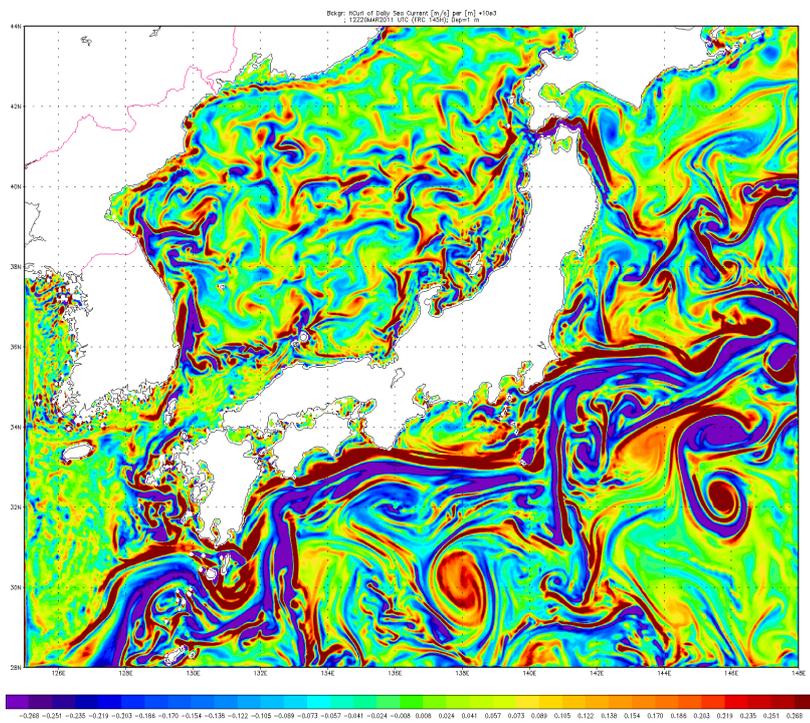
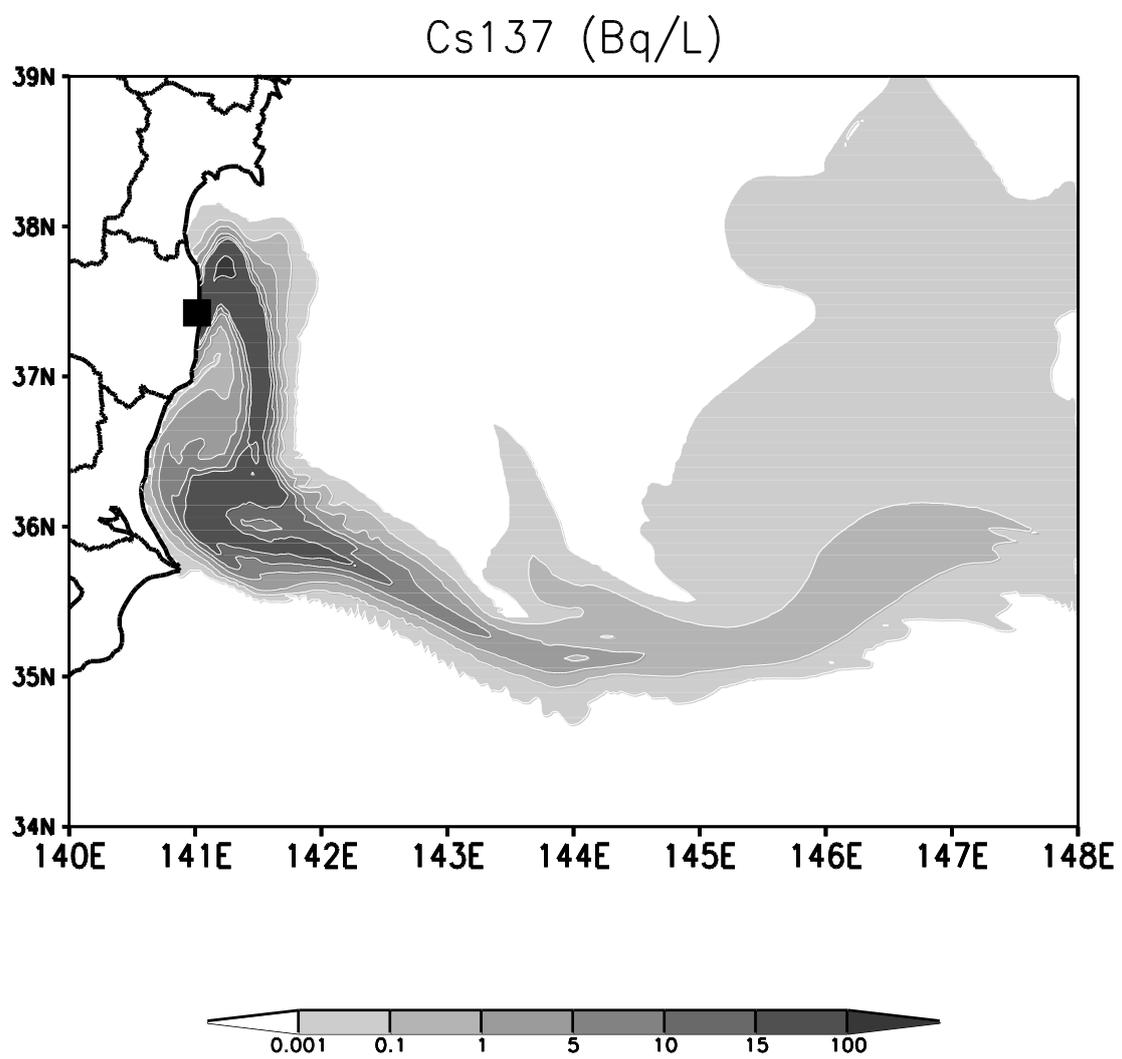


图 1(b)



☒ 2