JAEA-Review 2018-021 DOI:10.11484/jaea-review-2018-021



沿岸域におけるサブメソスケール渦混合に伴う 物質輸送に関する研究(学位論文)

Submesoscale Eddy Mixing in Coastal and Shelf Seas (Thesis)

上平 雄基

KEVIEN

Yuki KAMIDAIRA

原子力科学研究部門 原子力科学研究所 原子力基礎工学研究センター 環境・放射線科学ディビジョン

Environment and Radiation Division Nuclear Science and Engineering Center Nuclear Science Research Institute Sector of Nuclear Science Research

December 2018

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

本レポートは国立研究開発法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。 本レポートの入手並びに著作権利用に関するお問い合わせは、下記あてにお問い合わせ下さい。 なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ホームページ(<u>http://www.jaea.go.jp</u>) より発信されています。

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 研究連携成果展開部 研究成果管理課 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方 2 番地4 電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency. Inquiries about availability and/or copyright of this report should be addressed to Institutional Repository Section,

Intellectual Resources Management and R&D Collaboration Department, Japan Atomic Energy Agency.

2-4 Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2018

沿岸域におけるサブメソスケール渦混合に伴う物質輸送に関する研究 (学位論文)

日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 原子力科学研究所 原子力基礎工学研究センター 環境・放射線科学ディビジョン

上平 雄基

(2018年10月17日 受理)

広大な海洋環境を有する日本にとって、周辺の陸棚域、沿岸域の海洋流動構造を把握する海 洋アセスメントは水産資源、海底資源、国防、防災、気象など、様々な観点から重要となる. そこで、本研究では海洋アセスメントシステムへの高解像度モデルの適用性を検討することを 目的とし、サンゴ礁の保全、放射性物質による海洋汚染状況の把握の観点から海洋アセスメン トの必要性に迫られていた琉球諸島周辺海域及び東北地方太平洋沿岸海域を対象にし、領域海 洋モデル(ROMS)を用いた2段階のネスティングにより水平解像度1kmまで細密化したサブメ ソスケール渦解像海洋モデリングシステムを開発した.また、現業海洋アセスメントシステム へのサブメソスケール渦解像海洋モデルの適用先として日本原子力研究開発機構が開発した緊 急時海洋環境放射能評価システム(STEAMER)へのROMSダウンスケーリングシステムへの 導入を検討した.その結果、本研究で開発したサブメソスケール渦解像海洋モデリングシステム ムは、いずれも精緻に海況場を再現していた.また、eddy heat flux 解析や渦運動エネルギー収支 解析結果から、熱や放射性物質のサブメソスケール渦に伴う3次元的な物質混合の発達メカニ ズムには傾圧不安定、シア不安定が強く影響していることを示した.これらの結果より、精緻 な海洋アセスメントシステム構築にはダウンスケーリングによる高解像度化が重要な役割を果 たすことが示された.

本報告書は、日本原子力研究開発機構の施設等を利用して得られた成果を基に筆者が学位論文(工学) として取りまとめ、2018年9月に神戸大学により認定されたものである. 原子力科学研究所:〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方2番地4

i

JAEA-Review 2018-021

Submesoscale Eddy Mixing in Coastal and Shelf Seas (Thesis)

Yuki KAMIDAIRA

Environment and Radiation Division, Nuclear Science and Engineering Center, Nuclear Science Research Institute, Sector of Nuclear Science Research, Japan Atomic Energy Agency Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken (Received October 17, 2018)

Japan has vast marine environment. Therefore, the marine environmental assessment to grasp oceanic structure of shelf and coastal area in the vicinity is important from various viewpoints, such as marine and seafloor resources, national defense, and disaster prevention for Japan. For instance, preserving the coral coasts around the Ryukyu Islands, and assessing marine pollution due the radionuclides released from the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant are urgent matters for Japan. In the present study, submesoscaleeddy-resolving numerical experiments using Regional Ocean Modeling System (ROMS) were conducted for areas around the Ryukyu Islands and the northeast Pacific coast of Japan to investigate the applicability of the high-resolution model to the marine assessment system. In addition, we considered improving the Short-Term Emergency Assessment system of Marine Environmental Radioactivity (STEAMER) to reproduce more realistic oceanic dispersal of radionuclide by introducing multiple-nested downscaling ocean modeling system using the ROMS. Extensive model-data comparison demonstrated that the submsoscale eddy-resolving models, with a lateral grid resolution of 1km, could successfully reproduce the synoptic and mesoscale oceanic structures. According to the eddy heat flux analysis and energy conversion analysis relevant to the eddy-generation mechanisms revealed that both of shear instability and baroclinic instability enhanced the three-dimensional mixing of tracers induced by submesoscale eddy. These results suggested that the multiple-nested, high resolution, downscaling ocean modeling has important role to develop the accurate marine environmental assessment system.

Keywords: Submesoscale Eddy, ROMS, SEA-GEARN, STEAMER

This report was accepted as a doctoral thesis by Kobe University.

目 次

1. 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的, 論文の構成	2
2. 琉球諸島周辺海域におけるサブメソスケール現象に伴う黒潮暖水波及効果について	3
2.1 序説	3
2.2 計算条件	4
2.3 再現性の確認	5
2.4 ダウンスケーリング効果	7
2.5 エネルギー収支解析	8
2.6 eddy heat flux 解析	9
2.7 結論	11
3. 東京電力福島第一原子力発電所から放出された放射性核種のサブメソスケール渦混合	育解析26
3.1 序説	
3.2 計算条件	
3.2.1 ROMS	
3.2.2 SEA-GEARN-FDM	
3.3 再現性の確認	
3.3.13次元平均流動場	
3.3.2 渦構造	
3.3.3 溶存態 ¹³⁷ Cs の濃度分布	
3.3.4 時間変動	
3.4 サブメソスケール現象のダイナミクス	
3.4.1 成分分解	
3.4.2 季節変動	
3.4.3 渦発達メカニズム	
3.5 鉛直 ¹³⁷ Cs フラックス	
3.6 考察とまとめ	
4. サブメソスケール渦解像海洋モデルの現業海洋アセスメントシステムへの適用性の検	討51
4.1 序説	51
4.2 システムの概要	
4.2.1 ROMS 計算条件	
4.2.2 SEA-GEARN 計算条件	
4.2.3 計算資源	
4.3 再現性の確認	
4.4 サブメソスケール現象, 潮汐による影響	
4.5 結論	

5. 結論	Ì	64
謝辞		66
参考文	献	. 67
付録1	ROMS の基礎方程式	75
付録2	SEA-GEARN-FDM, SEA-GEARN の基礎方程式	77

Table of Contents

1. Introduction	1
1.1 Background	1
1.2 Objective	2
2. Submesoscale Eddy-induced Transport of the Kuroshio Warm Water Around the Ryukyu Islands in the	
East China Sea	3
2.1 Introduction	3
2.2 Model Configuration	4
2.3 Model Validation	5
2.4 Downscaling Effects	7
2.5 Energy Conversion Analysis	8
2.6 Heat Flux Analysis	9
2.7 Conclusions	11
3. Submesoscale Mixing on the Initial Dilution of Radionuclides Released From the Fukushima Daiichi	
Nuclear Power Plant	26
3.1 Introduction	26
3.2 The Models	28
3.2.1 Double-Nested ROMS Model	28
3.2.2 SEA-GEARN-FDM Model	29
3.3 3-D Dynamics and ¹³⁷ Cs Dispersal	30
3.3.1 Mean 3-D Dynamics	30
3.3.2 Eddies	30
3.3.3 Dissolved Radionuclides	31
3.3.4 Temporal Variability	33
3.4 Submesoscale Dynamics	34
3.4.1 Extraction of Submesoscale	34
3.4.2 Seasonal Variability	34
3.4.3 Eddy Generation Mechanisms	35
3.5 Vertical ¹³⁷ Cs Flux	36
3.6 Discussions and Summary	37
4. Application of Submesoscale Eddy-resolving Model to the Marine Assessment System	51
4.1 Introduction	51
4.2 Overview of the Model System	52
4.2.1 ROMS Configuration	52
4.2.2 SEA-GEARN Configuration	53
4.2.3 Computational times	54
4.3 Model Validation	54

55
56
. 64
. 66
67
. 75
. 77

1.序論

1.1 研究背景

四方を海に囲まれた日本はその領海と排他的経済水域を合わせた海域の合計面積が世界第7位の約447 万km²であり,世界有数の広さである (U.S. Department of State, International Boundary Study, 2009). 日本を 取り囲む海は東シナ海、日本海、太平洋、オホーツク海など多様な流動構造を有している. さらに、日本 は複雑な海岸地形を有し, 海岸線の総延長距離は, 世界第6位の約35000km である (国土交通省, 海岸統 計, 2016; U. S. Central Intelligence Agency, The Factbook, 2009). 日本の資源, 防災, 環境, 国際政治・安全保 障等の課題の多くが海に関連しているのは世界的に見ても広大な海域,海岸を有するが所以である.例え ば、アジア大陸と日本列島に囲まれた日本海にはスルメイカ等の水産資源、天然ガス、メタンハイドレート などの海底資源が豊富に存在する. 北緯 39-42 度にかけて日本海を横断する対馬暖流第 3 分枝流の一部を 構成している極前線 (亜寒帯前線) の消長が水産資源や日本沿岸における急潮, 漂流ゴミの分布に大きく 影響し, 極前線の変動パターンのメカニズムの解明が急がれている (Kidokoro et al., 2010¹⁾; 内山他, 2015²). また、瀬戸内海では、陸域からの生活排水などの環境負荷や赤潮や貧酸素水塊の発生、漁業生産量の低迷 などの課題解決のため、海水循環を適切に評価する必要がある。瀬戸内海は豊後水道と紀伊水道を介して 外洋からの変動シグナルが内部の流動構造の形成に多大な影響を与えており、太平洋四国沖を流れる黒潮 の変動を的確に捉えることが瀬戸内海流動構造把握に対して重要となる (内山他, 2012³⁾). 一方, 東シナ海 では沖縄本島を含む琉球諸島周辺海域では豊かなサンゴ礁生態系が形成されており、当該海域のみならず 地球環境保全の観点からその保護が強く望まれている. 東シナ海では琉球諸島西岸沖約 200 km の東シナ 海大陸棚斜面に沿って北上する黒潮暖流の影響を強く受けることが知られておりサンゴ浮遊幼生や栄養塩 などの輸送、生態系ネットワークの形成に対して、黒潮の波及効果を正確に把握し、定量化することが重 要である(例えば、灘岡他, 2006⁴). 上記の例のように、日本を取り囲む海域ごとに特異な流動特性を持っ た陸棚域、沿岸域の海洋流動構造を把握する海洋アセスメントは水産資源、海底資源、国防、防災、気象 など、様々な観点から我が国にとって重要となる.

海洋アセスメントに対して、数値シミュレーションは強力なツールとなる.日本近海では海洋アセスメントを目的とした海洋モデル用いた研究が精力的に行われている.例えば、2011年3月11日に発生した 東北地方太平洋沖地震に伴う東京電力福島第一原子力発電所事故の際、事故直後、モニタリングや現地観 測による放出された放射性物質による海洋汚染状況の把握は困難であった.そのため、事故直後の放射性 物質放出量推定や海洋汚染状況の把握に対して海洋モデルを用いたアプローチが行われ、重要な役割を果 たした(例えば、Tsumune et al., 2012⁵; Masumoto et al., 2012⁶; Estournel et al., 2012⁷).

海洋には直径 100-300km 程度のメソスケール渦(中規模渦)が数多く分布している.メソスケール渦は海 洋中の運動エネルギーの大部分を占め (Ferrari and Wunsch, 2009⁸), その強い混合作用を通じて, 熱塩循環, 運動量輸送, 物質輸送など, 全球規模の物質循環や海洋生態系の消長に対して大きな役割を担っているこ とが知られており, それらによって引き起こされる海洋構造の変動は気候変動に対しても影響を与えてい る(Nencuoli et al., 2010⁹). また, 北太平洋亜熱帯旋廻に含まれる西岸境界流である黒潮は熱塩輸送などを通 じて日本近海の沿岸環境に強く影響を与えている. この黒潮流路変動に対してもメソスケール渦の衝突が 大きく影響していることが知られている(例えば, Usui et al., 2004¹⁰). 一方, 最新の衛星観測結果から, こ れらメソスケール渦に加え, 渦と渦が互いに干渉して形成された幅狭な筋状構造を有する流れや, 微小渦 など 1-50km スケール程度の規模の微細な現象が世界中の様々な海域で捉えられており(例えば, Le Traon et al., 2008¹¹), これらの現象を総称してサブメソスケール現象と呼んでいる. 近年, このサブメソスケール 現象に関する理解が深まりつつあり, その特性として, 大気によって海面冷却が引き起こされる寒冷期に 強化される混合層内で活発化し、その挙動には強い鉛直流を伴うことが明らかになっている(例えば、 Sasaki et al., 2014¹²).

このようなサブメソスケール現象に伴う微細な渦や鉛直流による強い混合作用によって海洋表層と海洋 内部との熱交換,動植物プランクトンや CO₂ などの物質循環が引き起こされるなど,海洋循環にサブメソ スケール現象が少なからぬ役割を担っていると考えられ始め,そのメカニズムの解明が求められている. したがって,海洋アセスメントを行う上では、メソスケール渦や黒潮などの大規模循環構造とサブメソス ケール渦の影響を合理的に考慮できるように海洋モデルを高精度化しておくことが重要な課題となってい る.

1.2 研究目的, 論文の構成

本論文では、海洋アセスメントシステムへの高解像度モデルの適用性を検討することを目的とする.具体的には、サンゴ礁の保全、放射性物質による海洋汚染状況の把握の観点から海洋アセスメントの必要性に迫られていた琉球諸島周辺海域及び東北地方太平洋沿岸海域を対象にし、領域海洋モデル(ROMS; Shchepetkin and McWilliams, 2005¹³), 2008¹⁴)を用いた2段階のネスティングにより水平解像度1kmまで細密化したサブメソスケール渦解像海洋モデリングシステムを開発する.次いで、モデル出力と現地観測・衛星データとの比較を行い、モデル海況場の再現性を評価する.さらに、これらのモデル出力結果を用いて黒潮暖水波及や海洋中放射性物質輸送についてサブメソスケール現象に伴う渦混合効果に着目した解析を行い、定量化することを目的とする.最後に上記で得られた知見を生かし、現業海洋アセスメントシステムへのサブメソスケール渦解像海洋モデルの適用先として日本原子力研究開発機構が開発した緊急時海洋環境放射能評価システム、STEAMER (Short-Term Emergency Assessment system of Marine Environmental Radioactivity, Kobayashi et al., 2017¹⁵)への ROMS ダウンスケーリングシステムの導入を検討する.

本論文の構成は以下のようになっている. 第2章では琉球諸島周辺海域を対象にした海洋シミュレーションを行い,熱をトレーサーとしてサブメソスケール渦に伴う水平混合効果を評価する. 第3章では福島 県沖海域を対象とした海洋シミュレーションを行い,海洋中放射性物質に対するサブメソスケール渦やそ れに伴う鉛直流による混合効果を評価する. 第4章では日本原子力研究開発機構による STEAMER を対象 にサブメソスケール渦解像モデルの現業海洋アセスメントシステムへの適用性の検討を行う. 最後に,第 5章では結論を述べる. また,本論文で用いる海洋循環モデル,海洋拡散モデルの基礎方程式については 付録を参照されたい.

2.琉球諸島周辺海域におけるサブメソスケール現象に伴う黒潮暖水波及効果について

2.1 序説

サンゴ礁は、多様な海洋動植物に好適な生息環境を提供しており、海洋生態系にとって非常に重要である.サンゴ礁が全海洋面積を占める割合はわずか 0.1%未満であるが、全海洋生物のおよそ 25%がサンゴ 礁に生息している(例えば、Spalding et al., 2001¹⁶).またサンゴ礁は観光業や漁業などを通じて莫大な経済 効果をもたらしていると試算されている.Cesar et al. (2003)¹⁷⁾によるとサンゴ礁によって観光業では96億 米ドル、漁業では57億米ドル、沿岸保護では90億米ドルなどを含め、年間約298億米ドルの利益を人類 にもたらしている.同様に日本においても年間約数千億円規模の経済効果をもたらしていると試算されて いる.特に、日本の亜熱帯地域にである東シナ海 (Figure 2.1)の琉球諸島は、太平洋とインド洋の境界の 最北端に生態学的に豊かなサンゴ礁を有している.この豊かなサンゴ礁生態系は、世界有数の生物多様性 ホットスポットとして知られ、地球環境保全の観点からもその保護が強く望まれている.

海水温はサンゴの生育にとって最も重要な因子の一つであることが知られている.サンゴ礁が生息できる環境水温帯域は狭く,ほとんどのサンゴは 16-18℃を下回る水温では数週間も生存できない. 高水温もまた、サンゴの成長に深刻な影響を及ぼし、サンゴの白化につながる可能性がある.サンゴの白化は、サンゴの死を意味し、共生する藻類にも致命的である.このような理由から、一般的にサンゴの生息域は30℃-30℃ 間の緯度帯に制限されている.

琉球諸島周辺海域は、東シナ海の 25°N-30°N に位置しており、サンゴの生息可能域の北限にあたる.西 岸境界流である黒潮は、本海域を含む東シナ海の琉球諸島西岸沖約 200 km の陸棚斜面に沿って北東方向 へ流れている.既往の研究 (灘岡他, 2006⁴) によると、黒潮流路と琉球諸島間の海域では黒潮反流や中規 模渦がしばしば生じ、それに伴う移流効果によって黒潮暖水波及を強く受けることがある.このような、 黒潮による暖水波及効果は、サンゴ浮遊幼生や栄養塩の輸送に重要な役割を果たしており、この効果によ って生息可能域の北限を押し広げ、琉球諸島周辺海域ではサンゴ礁が発達していると考えられる.したが って、サンゴ浮遊幼生や栄養塩などの輸送、生態系ネットワークの形成に対して、黒潮の波及効果を正確 に把握し、定量化することが重要である.

北太平洋亜熱帯旋廻の主要な西岸境界流である黒潮は台湾東沿岸から東シナ海に流れ込む. 黒潮は台湾 海峡から北東方向へ転じ,琉球諸島沖を大陸棚斜面に添って流れる (Qiu, 2001¹⁸). 黒潮は暖かく塩分豊富 な熱帯水を緯度方向へ輸送する役割を果たす(例えば Ichikawa and Beardsley, 1993¹⁹); Ichikawa and Chaen, 2000²⁰; Imawaki et al., 2001²¹; Johns et al., 2001²²; Andres et al., 2008²³; Yang et al., 2011²⁴)だけでなく,東シナ 海の気候変動にも影響がある(例えば, Xu et al., 2011²⁵; Sasaki et al., 2012²⁶)ことが知られている. 例えば, 沖縄本島を対象にした衛星観測及び, 100 を超える地点での現地連続観測を用いた水温の測定結果を用い た研究(Nadaoka et al., 2001²⁷)から黒潮暖水によって沖縄本島西海岸に高海表面水温域が形成されているこ とを示している.

これまでに、東シナ海における黒潮の影響と物理的プロセスを対象にしたいくつかのモデル研究が行われている.例えば、Guo et al. (2003)²⁸は、本海域を含む東シナ海を対象に POM(Princeton Ocean Model; Blumberg and Mellor, 1987²⁹)を用いた3段ネスティング海洋モデリングを実施し、空間解像度の向上に伴って黒潮流路や海洋鉛直構造の再現性が向上することを示した.また Usui et al. (2008)³⁰は MRI.COM(Meteorological Research Institute Community Ocean Model; Usui et al., 2006³¹)を用いて、高気圧性のメソスケール渦同士の衝突によって前線波が生じることを示している.本海域の琉球諸島西側陸棚斜面上における黒潮流路変動は、南西部の台湾沖などと比較して小さいことが知られており(例えば Qiu et al, 1990³²)、島嶼群への黒潮の蛇行による接岸に伴う直接的な波及は起こりにくく、このようなメソスケール

渦は黒潮と琉球諸島間の質量輸送,熱輸送に重要な役割を果たしていることが考えられる.

近年の研究結果からO(10 km)程度以下のサブメソスケール現象が海洋表層の平均流,乱流,物質分散 などに与える影響について理解が深まりつつある(例えば, Boccaletti et al., 2007³³); Badin et al., 2011³⁴); Callies et al., 2015³⁵; Kunze et al., 2015³⁶; Kamidaira et al., 2017³⁷; 内山他, 2012³⁸, 2103³⁹; 上平他, 2015⁴⁰). Capet et al. (2008)^{41,42,43)} は Regional Ocean Modeling System (ROMS; Shchepetkin and McWilliams, 2005¹³⁾, 2008¹⁴⁾)を用い たカリフォルニア海域を模した idealize な高解像度数値実験を行った. その結果, サブメソスケール渦は フロントジェネシスを通じて生じ、表層境界層で強い鉛直流を伴っていることを示した。サブメソスケー ルの擾乱や混合、それに伴う物質輸送を検討可能なサブメソスケール渦解像海洋モデリングには多段ネス ティング手法(Marchesiello et al., 2003⁴⁴⁾; Penven et al., 2006⁴⁵⁾; Mason et al., 2010⁴⁶)が成功の鍵である. 例えば, Romero et al. (2013)47)は米国カリフォルニア州サンタバーバラ海峡を対象とした水平解像度 75m の4 段ネス ティング高解像度 ROMS モデリングを行い,Lagrangian 中立粒子追跡を実施した.また,Uchiyama et al. (2014)4%)は、南カリフォルニア湾のサンタモニカとサンペドロ湾を対象とした下水流出を模した Eulerian passive tracer 追跡を Romero et al. (2013)⁴⁷と同様の4段ネストダウンスケーリングモデルで行った. 両者の 結果はどちらもサブメソスケール現象によって沿岸付近での中立粒子,トレーサー分布の岸沖方向,沿岸 方向の異方性,分散性が強化されることを示している. これらに加えて,日本近海の黒潮のような西岸境 界流,アメリカ東部の Gulf stream の続流域でのサブメソスケール現象に着目した研究がいくつか行われて いる(例えば, Sasaki et al., 2014¹²⁾; Gula et al., 2014⁴⁹). しかしながら, 琉球諸島周辺海域での海表面のダイナ ミクスや物質(黒潮暖水,栄養塩,サンゴ浮遊幼生)分散,輸送に対するサブメソスケール渦の影響につい て検討された例は少なく、未解明な部分が多い.

また、この海域は、常時安定流路を取る黒潮の東側に島嶼群が位置するという点で非常にユニークである。本海域の地形は黒潮のフロントと地形性シアによる傾圧不安定や順圧不安定を励起する可能性があるため、サブメソスケール渦の発達に好適な条件を有していると推察される。すなわち、琉球諸島という明確な幾何的境界条件の影響を受けて、南カルフォルニア湾の島嶼群で報告された island wake(例えば、Dong and McWilliams, 2007⁵⁰)のような独特の乱流場が形成される可能性が予見される。

そこで本章では、琉球諸島周辺海域を対象に、3 次元変分データ同化を組み込んだ日本近海海況再解 析・予報システム JCOPE2(Japan Coastal Ocean Predictability Experiment, Miyazawa et al., 2009⁵¹))を最外側境界 条件に、気象庁による気象予測モデル GPV-GSM (例えば, Roads, 2004⁵²)) 及び MSM (例えば, Isoguchi et al., 2010⁵³))を風応力に用い、領域海洋循環モデル ROMS を用いた 2 段階のネスティングにより水平解像度を 約 10 km → 3 km → 1 km と順次細密化したダウンスケーリングを行い、黒潮の波及効果を解析し得るサ ブメソスケール渦解像海洋モデリングシステムを開発する. さらに、琉球諸島周辺海域におけるサブメソ スケール渦混合の構造について、渦度及び熱フラックスに関する解析を行い、黒潮系水塊の波及効果を定 量に評価することを目的とする.

以下,2.2では、2010年から2013年 までの再解析実験の計算条件を示す。2.3ではモデル出力と現地観 測・衛星データとの比較を行い、黒潮流路、運動エネルギー、黒潮流路上の鉛直断内の密度構造などに関 する再現性を評価する。2.4では、渦度に着目したダウンスケーリング効果を評価する。2.5では、渦運動 エネルギー収支解析を用いて、サブメソスケール渦発達メカニズムを考察する。2.6ではeddy heat flux解析 を行い、黒潮系水塊の波及効果を定量に評価する。2.7では、本章の結論を述べる。

2.2 計算条件

Figure 2.1 に JCOPE2 領域に入れ子状に配置された 2 段階の ROMS ネスティングモデル領域を示す. **Table 2.1** に ROMS 計算条件を示す. JCOPE2 は、3 次元変分データ同化手法によって、衛星観測データ、

現地観測データ、アルゴフロートデータ等、様々な観測データを同化に用いた北西太平洋を対象とした海 洋再解析値である. JCOPE2 では海面高度 (SSH), 水温 (T), 塩分 (S), 及び水平流速の日平均値を配信し ている. 本研究では, 水平解像度 1/12º (約 10 km)の JCOPE2 再解析データ (1 日平均値)を時空間内挿して 初期条件・最外側境界条件とし ROMS-L2 (水平解像度 1 km)まで順次ダウンスケーリングを行う. 日本南 西の東シナ海及び北太平洋の一部を内包する中解像度モデル ROMS-L1(水平解像度 3 km)では、水平解像 度 1/12°(約 10 km)の JCOPE2 再解析データ (1 日平均値)を時空間内挿して初期条件・最外側境界条件とし, 琉球諸島周辺海域を対象とした高解像度モデル ROMS-L2 (水平解像度1km)では, ROMS-L1 出力の日平均 値を時空間内挿して境界条件として与え, 1-way offline nesting (Mason et al., 2010⁴⁶) によって順次ダウンス ケーリングを行った. ROMS-L1 領域は2304×2304 km であり、ルソン島海峡や台湾海峡から流入する黒潮 の影響を捉えるため広く設定している. ROMS-L2 領域は832×608 km であり、鹿児島県奄美大島から沖縄 県八重山諸島に至る琉球諸島を内包するように設定している.鉛直解像度は ROMS-L1, ROMS-L2 モデル はともに 32 層 (σ 座標)としている. ROMS-L1 に含まれる中国の大河川, 長江 (年間流量, 838-907km³, 例えば、Dai et al., 2009⁵⁴)流量については、Dai et al. (2009)⁵⁴による月平均気候値を与え考慮した. ROMS-L1 及び ROMS-L2 では、海底地形には水平解像度約1 km の SRTM 30 Plus (SRTM: Shuttle Radar Topography Mission; Rodriguez et al., 2005⁵⁵; Becker et al., 2009⁵⁶), 各種海面フラックスには COADS(Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set; Woodruff et al., 198757)の気候値の月平均値, 海表面温度 (SST), 海表面塩分 (SSS)には JCOPE2 の 20 日平均値をそれぞれ用いた. L1 における海上風については、2005 年1月1日から 2007年12月31日までは QuikSCAT-ECMWF ブレンドデータ (Bentamy et al., 2006⁵⁸)の日平均値を, 2008 年1月1日以降は気象庁 GPV-GSM データの日平均値を与えた. さらに、黒潮の流路変動パターンを JCOPE2 のものと大局的に整合させるため、JCOPE2 の塩分と水温の 10 日平均値に対して簡易的な 4 次元 同化(TS-nudging, nudging strength = 1/20 day⁻¹; 例えば,内山他, 2012³⁾; Marchesiello et al., 2003⁴⁴) を領域全 体に適用した. ROMS-L2 では河川は考慮せず、海上風については全計算期間で気象庁 GPV-MSM の1時 間値を与え、TS-nudging などの一切の制御を加えない純粋な forward モデリングを実施した.

また,陸棚や沿岸付近での物質分散や混合には,潮汐よりもサブメソスケール現象による影響が支配的であることが知られている(例えば, Romero et al., 2013⁴⁷).本海域においても平均場及び渦場への影響は少ないと考えられるため潮汐は考慮していない.

ROMS-L2の計算期間は2010年12月27日から2013年9月14日までの約33ヵ月間であり、スピンナップ期間 を除いた2011年3月27日から2013年9月14日を解析対象期間とした.本章で行う、平均値、分散値等を用い る統計解析は基本的にすべて同じ期間(2011年3月27日から2013年9月14日)で行い、例外は都度明言する.

2.3 再現性の確認

本節では、ROMS による結果と JCOPE2 再解析値、現地観測データ及び衛星観測データとの比較を行う. ダウンスケーリングモデルの精度を確認するため、黒潮の影響を強く受ける水深 400 m 以浅の海洋表層で 体積平均した運動エネルギー(KE)の時系列を調べる(Figure 2.2).解析領域は3つのモデル(JCOPE2, ROMS-L1, ROMS-L2)とも ROMS-L2 領域で統一しており、結果には、黒潮の影響が最も反映されていると考えら れる.3つのモデルによる KE の季節変動パターンは酷似している.JCOPE2 は複数の衛星高度計データ, ARGO、及び現地観測データと同化されているため、その結果は現実的であると考えられる.よって JCOPE2 と類似した傾向を示す2つの ROMS モデルは、表層近傍の渦活動を精緻に再現していると考えら れる.高解像度モデルである ROMS-L2 の KE は JCOPE2, ROMS-L1 よりもやや大きな値を示しており、 各モデル間で季節性、メソスケール現象の再現性を維持しつつ、高解像化によってサブメソスケール現象 の再現性が向上したことが示唆される.この結果は、TS-nudging によって JCOPE2 の 3 次元密度場に対し て弱く緩和している ROMS-L1 では nudging 項が黒潮の挙動を精緻に再現する適切な KE 散逸をさせる役 割を果たしていることを示している. 先行研究から,緩和なしでは KE レベルを過大評価し,それによっ てメソスケール変動が必要以上に励起され,黒潮の流路が非現実的に大きく変動することを確認している (内山他, 2012³). 一方 ROMS-L2 ではこの ROMS-L1 を境界条件としているため, TS-nudging などの制御を 与えることなく良好な黒潮変動を再現している.

黒潮などの平均場, メソスケール変動強度の再現性を確認するため, ROMS 結果と AVISO(衛星海面高 度計データ,水平解像度約 1/4°, 例えば, Le Traon et al., 1998⁵⁹)との比較を行う. Figure 2.3(a)は, AVISO, JCOPE2. ROMS(L2 on L1)による解析期間全体に対して平均された表層流速の絶対値を比較したものである. 周囲より流速の大きい箇所が黒潮の流軸であり、三者ともほぼ同様の黒潮流路パターンを示している. AVISO の海表面流速は ROMS, JCOPE2 よりやや小さな値となっている領域もあるが、AVISO は海面高 度から算出した地衡流速であるため、また低解像度であり黒潮によるシャープな海面高度勾配やフロント 構造が表現できないため、表層流速をやや過小評価したものと考えられる.一方、ROMS-L1 では 20℃、 120°E 付近において、ルソン海峡から南シナ海への黒潮の流入を過大評価しており、JCOPE2 や AVISO で は見られない蛇行や剥離渦が見られる.しかし、このルソン海峡での蛇行に伴う黒潮の侵入がたびたび生 じていることが観測及びモデルを用いた研究 (例えば, Centurioni et al., 2004⁶⁰; Miyazawa et al., 2004⁶¹)のど ちらでも報告されているため起こりうる可能性がある.また、ルソン海峡は本章解析領域(ROMS-L2 領域) から十分離れているため、琉球諸島周辺海域において ROMS は平均的な黒潮流路を精緻に再現していると 結論付ける. さらに、黒潮蛇行や渦に伴うメソスケール、総観スケール時間変動強度の指標として、SSH 分散を比較する(Figure 2.3(b)). ROMS による SSH 分散は全体的に AVISO と同程度の大きさを示し,重要 な特徴も再現している. 例えば、琉球諸島の北西側の黒潮の安定した流路上では分散が小さく、逆に西向 きのロスビー波とメソスケール渦が島の尾根に衝突し易い南東側では分散が大きい. また, 中国大陸沿岸, 本州南岸などで分散値が大きくなる傾向などが一致している.

次に、黒潮流路上の密度構造の再現性を確認するべく、沖縄トラフから東シナ海にかけての海域におい て気象庁が定期観測線として設定している PN 線(例えば, Miyazawa et al., 2009⁵¹⁾. Figure 2.1 の黒太線)にお ける鉛直断面内の水温・塩分構造を比較する(Figure 2.4). PN ラインの観測は気象庁による観測船によっ て 1972 年から CTD(conductivity, temperature 及び depth)プロファイラーを用いて実施されている. PN ライ ンは黒潮を横断するように設定されているため、黒潮の密度構造や流量の再現性確認にしばしば用いられ る. ROMS-L2 による計算値の季節平均値と観測結果の季節平均気候値は水温,塩分ともに分布形,混合 層深さ, 躍層水平勾配などについて良好に一致している. なお, ここでは ROMS-L2 に対する夏期の結果 のみを示したが、各季節及び ROMS-L1 についてもほぼ同様の再現性を確認している(図は省略). Table 2.2 に各季節における PN ライン通過流量のモデル及び観測値間の比較を示す. 観測値による通過流量は季節 平均水温, 塩分データに基づいた等密度面の勾配から推定した地衡流速から求めた水深 1000m までの値で ある.モデルによる値は非地衡成分を含んでいるため、観測値によるものよりもやや大きい値を示してい る. 一方で、モデルによる通過流量は、夏の増加や秋の減少など、観測で見られた季節変動を精緻に捉え ている. さらに TS-nudging を施していない高解像度 ROMS-L2 による通過流量は、同化を施している低解 像度の JCOPE2 や中解像度の ROMS-L1 よりも観測値により近い値を示している.これは ROMS-L2 では 黒潮流路周辺のサブメソスケールの水平混合とそれに伴う KE 散逸が黒潮の流量を適切に調整したものと 推察される.

再現性の確認結果を要約すると、本章の2段ネストROMSモデルは黒潮の3次元的な流動構造とメソスケールの挙動を十分に再現していることが確認された.

2.4 ダウンスケーリング効果

水平解像度 1km の ROMS-L2 はサブメソスケール渦解像海洋モデルであるが, ROMS-L1, 及び JCOPE2 はサブメソスケール渦許容モデルである(例えば, Capet et al., 2008^{41), 42), 43}). よって ROMS-L2 ではダウンス ケーリングによる高解像度化に伴い,より小さなスケールのフロントや渦が再現され,渦構造が変化して いることが予想できる.ダウンスケーリングによる渦構造への影響を検討するため,各モデルによる表層 渦運動エネルギーEKE の空間分布を比較する(Figure 2.5 (a)-(c)). EKE は次式で求められる.

$$K_e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \tag{2.1}$$

ここで、(u, v):緯度及び経度方向の水平流速、上付きバーはアンサンブル平均操作(時間平均操作)、プライ ムを付した変数は季節変動成分 (90 日以上の周波数成分)を除去した渦成分を表す.沖縄本島を含む亜熱帯 海域や黒潮続流域では大部分の渦の生存期間は10週間以下である(例えば内山他,2017⁶⁰)ため、季節変動 成分を除去することで渦による変動の大部分を抽出することが可能である.ここでは流速に対して Reynolds 分解を行い, 周波数ローパス Butterworth フィルターを用いて季節変動成分を除去した高周波成分 を渦成分と定義する. Figure 2.5 (a)-(c)を見ると解像度の向上に伴って EKE が著しく増大する傾向が見て とれる.特に黒潮流路上や沖縄本島東側近傍で大きな EKE が見られる.この原因を探るために、EKE の 増大と密接に関連する海表面での無次元相対渦度 ζ / f (ただし, ζ :相対渦度の鉛直成分, f:惑星渦度)の 日平均値の分布を比較する(Figure 2.5 (d)-(f)). 無次元渦度は vortical Rossby 数としても知られ,非地衡成分 が卓越する時, 値が1を超える. いずれのモデルも黒潮によるシアによって, 流軸を中心として西側に正 の渦度が、東側に負の渦度が出現している。特に ROMS による結果は黒潮流軸から 1°程度離れた地点で 微細で強い渦が発生している. また, Figure2.5 (a)-(c)において EKE が強化されている領域と渦度の強い領 域が一致している. さらに、高解像度化によって低解像度モデルでは再現することができなかった直径が 数 km から数十 km 程度のサブメソスケール渦が多数出現し、しかも著しく強化されている様子が明示さ れている.また、琉球諸島側である黒潮流軸東側に出現する高気圧性の負の渦度が広範囲で発達しており、 流軸西側で発達する低気圧性の正の渦度の領域と同程度以上になっている.黒潮を中心として島嶼群近傍 で渦度の負のバイアスがみられ、解像度向上に伴って再現される渦が増える ROMS-L2 モデルで最も顕著 な傾向を示す.

海洋表層では $\zeta + f < 0$ の条件下では慣性不安定が、 $\zeta + f - S < 0$ (S: strain rate)では高気圧非地衡流不安定 が生じるため、北半球では負の相対渦度が維持されにくいことが知られている.したがって、負の渦度の 発達は本海域における特徴的な現象であると考えられる.そこで渦度の正負のバイアスを定量的に評価す るため、沖縄本島西側海域に検査線 AA'を設定し(Figure 2.5(f)内黒線)、解析期間全体にわたって出現渦度 をカウントし、流軸横断方向座標に沿った ζ / f 強度に関する PDF(確率密度関数)を求める.検査線 AA'は 常時安定流路をとる黒潮流軸横断方向に設定するべく、緯度方向から 35°傾けて定義した. Figure 2.6 では 全てのモデルによる PDF において、黒潮流軸に対称的な分布が見られている.一方、流軸の西側では流軸 から離れると PDF ピークは $\zeta / f \rightarrow 0$ に集中するが、流軸東側、すなわち沖縄本島側では流軸から離れても PDF ピークは $\zeta / f < 0$ に現れることから、この海域でより多くの負の渦度が発生していることが分かる. この負のバイアスは高解像度モデルであるほど顕著であり、PDF ピークはより強い負値に現れ、 ζ / f の PDF 分散幅も大きい.また、沖縄本島寄りの PDF テール部の勾配が緩やか(あるいは逆勾配)となることか ら、ROMS-L2 ではより強い負の渦度が本島近傍にまで出現していることが分かる.したがって、黒潮流 路と沖縄本島に挟まれた海域では負の渦度が維持されやすい機構が存在することが明らかになった.この 負の高気圧性渦は主にサブメソスケール渦であって、非地衡流的性質を持つものの、地球自転の効果を強 く受けて発達した渦であるため、陸境界から離れた外洋域であれば慣性不安定等の影響を受けて維持され にくい.この黒潮流軸に対する渦度非対称性は、解析地域の渦生成機構を特徴づけるユニークな構造であ り、琉球諸島付近のリッジ地形及び常時安定流路をとる黒潮暖水に伴うフロント構造が密接に関連してい ることが推察される.

2.5 エネルギー収支解析

渦運動エネルギー(K_e)の転換率は不安定や渦成分と平均成分の相互作用の同定にしばしば用いられる. (例えば, Marchesiello et al., 2003⁴⁴); Dong et al., 2007⁶³; Klein et al., 2008⁶⁴). K_e の時間発展方程式は次式で表される(Harrison and Robinson, 1978⁶⁵).

$$\frac{\partial K_e}{\partial t} = K_m K_e + P_e K_e + A K_e + \varepsilon$$
(2.2)

 $K_m K_e$ は平均運動エネルギー(K_m)から渦運動エネルギー(K_e)への転換率を示し、 $K_m K_e$ が正値をとるとき、順 圧不安定、鉛直シア不安定によって不安定化した平均流から渦が生成され EKE が増大する. $P_e K_e$ は変動 ポテンシャルエネルギー(P_e)から渦運動エネルギー(K_e) への転換率を示し、 $P_e K_e$ が正値をとるとき、傾圧 不安定によって EKE が増大する. AK_e は平均流、渦、圧力等による K_e の移流を表し、 K_e の空間分布に寄 与するが総量には影響を与えない. ε は消散項である. K_e の増加は主に $K_m K_e$ と $P_e K_e$ を通じて行われるた め本章では、この 2 成分を EKE の時間変化に対する主たるソースとして着目する. 各転換率は次式で表 される.

$$K_m K_e = -\left(\overline{u'u'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{u'w'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \overline{v'u'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v'v'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \overline{v'w'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}\right), \tag{2.3}$$

$$P_e K_e = -\frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' w'} \tag{2.4}$$

ここに、x, y, zは座標、wは鉛直流速、 ρ は海水密度、 $\rho_0 = 1027.5 \text{ kg m}^{-3}$ は基準密度、gは重力加速度であ る. ROMS-L2 による K_mK_e, P_eK_e, EKE の混合層積分値を Figure 2.7(a)-(c)に示す. ROMS で使用される, K-Profile Parameterization (KPP) モデル (Large et al., 1994⁶⁰)によって推定された領域内の平均的な混合層深さ は約 50m である. 混合層積分 P_K は解析領域全体で正値を示し、特に黒潮流軸近傍と島嶼群がある黒潮 流軸東側で高い値を示している. この PeKe分布はこれらの領域で渦生成において傾圧不安定が寄与してい ることを示している.一方,黒潮に由来するシア不安定に関連した K_mK_e は黒潮流軸を中心に東西で正負 のシグナルが切り替わる軸対称的な分布を示している(Figure 2.7(a)). 混合層積分 EKE を見ると両転換率 が高い値を示した領域で同様に EKE が強化されている. また, 正の高 P_K 分布が黒潮東側から琉球諸島 まで広がっているのに対して、正のKmKeは黒潮流軸東側のごく近傍及び島嶼群周辺に散見される. Figure 2.8 に検査線 AA' での K_wK_e, P_eK_e, EKE の混合層積分値を示す. Figure 2.7(a)-(c)と同様, 検査線 AA'上のほ ぼ全ての広い範囲で PeKe は KmKe よりも高い正の値を示し、傾圧不安定が表層の渦生成の支配的メカニズ ムであることを示唆している. この傾向は高い EKE が広く分布していた黒潮流軸東側で顕著である. し たがって、Figure 2.5(f)で示した黒潮流軸東側での負の渦度は黒潮と琉球海嶺地形及び島嶼群による地形性 シアと黒潮フロントでの傾圧不安定の相乗的な影響を受けて活性化していたことが示唆された.また、黒 潮西側では傾圧不安定が渦生成の強化に寄与する一方、水平シアによって渦度生成が抑制され、結果とし て表層の正の渦度の発達が抑制されていたことが示唆された.

次に亜表層でのエネルギー収支を評価する. Figure 2.7(d)-(f)は黒潮の影響が及ぶと考えられる表層から 水深 1200m まで鉛直積分した ROMS-L2 による K_mK_e, P_eK_e, EKE を示す. 黒潮流軸付近では高い正の K_mK_e, P_K_の分布が見られ、EKE も大きい. 加えて、琉球諸島東側海域でも亜表層で P_K_ が強化されている. これは黒潮の分枝流である琉球海流 (例えば, Kawabe, 2001⁶⁷; Andres et al., 2008⁶⁸) による影響であると考え られる.この高いP_K。は琉球海流起源の亜表層の暖水を島嶼群へ輸送する水平混合を誘発する可能性が考 えられる. Figure 2.9 に検査線 AA'でのK,K, P,K, EKE, 流速の鉛直断面図を示す. 平均流速分布から, 黒潮は陸棚斜面に寄りかかかるような断面構造を形成し、水深 600 m 付近まで比較的流速が大きく、0.2 m/s 以上を示し、表層下の深くまで黒潮の影響が及んでいる. EKE 分布を見ると、混合層内部の値が大きく、 特に表層で発達するサブメソスケール渦によって陸棚縁から沖縄本島近傍まで広く EKE が大きくなって おり,高い正のK,,K,P,K,の分布が見られた領域と一致している.混合層以深では高いEKE は陸棚斜面近 傍の表層から水深 400m までに限定されている. 混合層以深の黒潮流路は東側で陸棚斜面に強く圧迫され 強い流速シアを励起し、その結果、高い正の K_mK_e が生じている. これは地形性の渦生成に伴うシア不安 定と関連している.また、傾斜した黒潮の中心付近では、大きな正の PeKe と大きな負の KmKe が混合層下 水深 600m まで同時に形成されている. Figure 2.10 に ROMS-L2 による日平均無次元渦度鉛直成分の断面 内分布及び水深 400m での水平分布を示す. Figure 2.10(a) から表層付近では沖縄本島側での負の渦度が卓 越すること、陸棚斜面近傍の表層及び亜表層では、水深 500m 付近まで正の渦度が発達することが確認さ れる. この正の渦度は直径約 50km の低気圧性サブメソスケール渦が亜表層において発生することを示唆 するものである. Figure 2.10(b)から低気圧性渦が陸棚斜面から剥離するように準周期的に発生する様子が 伺える. これらの結果から、地形性シアと傾圧不安定の相互作用によって表層付近では高気圧性のサブメ ソスケール渦が、亜表層では低気圧性のサブメソスケール渦が発生していることが示唆される.

2.6 eddy heat flux 解析

黒潮に伴う強い負のサブメソスケール渦は、その強い混合作用によって黒潮系暖水塊の沖縄本島西海岸 への波及を促進していることが予想される.そこで、その効果を定量的に見積もるため、熱をトレーサー として海洋表層における水平渦混合を評価することを試みる.

時間平均,鉛直積分された熱(温位)輸送方程式は次式のように表される(例えば, Marchesiello et al., 2003⁴⁴).

$$\int_{-h}^{\eta} \left(\frac{\partial \overline{u}\overline{T}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}\overline{T}}{\partial y} \right) dz + \int_{-h}^{\eta} \left(\frac{\partial \overline{u'T'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'T'}}{\partial y} \right) dz + \int_{-h}^{\eta} [Q(\overline{T}) + D(\overline{T})] dz = 0,$$
(2.5)

ここに、*T*:温位、*Q*:海表面熱フラックス、*D*:サブグリッドスケールの熱拡散フラックスであり、左辺 第1項は平均移流フラックス、第2項は渦輸送フラックスを表す. ここでは第2項に着目し、渦成分によ る Reynolds 拡散フラックスを渦熱輸送フラックス(eddy heat flux、以下 EHF)*F* =(*F*_w, *F*_y)として評価する. EHF は次式のように表される.

$$\boldsymbol{F} = (F_x, F_y) = (\rho_0 C_p \overline{u'T'}, \rho_0 C_p \overline{v'T'}), \qquad (2.6)$$

ここに、 C_p : 比熱容量(4000 J/kg^oC)である.本研究ではさらに、EHF ベクトルに対して Helmholtz 分解を 適用する(例えば、Aoki et al., 2013⁶⁹). k を鉛直単位ベクトル、 ψ を流れ関数、 φ を速度ポテンシャルとすれ ば、

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{k} \times \nabla \boldsymbol{\psi} + \nabla \boldsymbol{\varphi} \equiv \mathbf{r} \mathbf{E} \mathbf{H} \mathbf{F} + \mathbf{d} \mathbf{E} \mathbf{H} \mathbf{F}, \qquad (2.7)$$

となる. 右辺第一項は EHF ベクトル回転成分(以下, rEHF), 第二項は EHF ベクトル発散成分(以下, dEHF) である. (2)式の発散をとれば, 直ちに以下の Poisson 方程式が得られる.

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot \boldsymbol{F} \tag{2.8}$$

境界条件を $\nabla \phi \cdot \mathbf{n} = 0$ として(2.8)を解けば、各成分を数値的に求めることができる. ただし、n は水平境 界に直交する単位ベクトルである.

Figure 2.11(a)-(c)に ROMS-L2 による混合層積分した EHF, rEHF, dEHF ベクトルを示す. カラーは EHF 各成分の黒潮流軸直交方向成分の大きさを示しており、南東方向(沖縄本島方向)への熱輸送を正としてい る. rEHF の結果から黒潮流軸に沿った北東方向への渦による熱輸送と島嶼群付近での再循環的な南西方 向の渦による熱輸送が見られる。島嶼群近傍の黒潮流軸と逆方向の渦熱輸送は、黒潮反流として知られる (例えば, Qiu and Imasato, 1990⁷⁰)メソスケールの時計回り循環流に起因するものであると推察される.一方, 混合層積分 dEHF は、黒潮流軸に直交する渦熱輸送の寄与を評価しており、島嶼群への水平渦熱輸送を明 示している. Figure 2.11(c)を見ると、表層での輸送方向は黒潮流軸対称に反転しており、黒潮系暖水が東 シナ海陸棚方向及び琉球諸島方向へ輸送されていることを表している. 黒潮の東側では, 島嶼群へ熱輸送 がより強く反対側の北西方向の熱輸送は相対的に弱い.この黒潮流路と琉球諸島西海岸の間の海域での熱 輸送は,明らかに周辺海域で発達する高気圧性渦に起因するものである (第 2.4 節参照). Figure 2.11(d)-(f) は表層から水深 1200m までの鉛直積分された EHF 各成分を示している. 全体的な傾向は Figure 2.11(a)-(c) で示す混合層積分値と類似しているが、その詳細は異なっている. EHF と rEHF は主に黒潮流軸方向に生 じており、領域の南西隅に位置する石垣島で主要な輸送が分岐し、沖縄本島東側を流れる琉球海流による EHF 分枝流を形成している.これらの分枝流は沖縄本島などの島嶼群近傍に存在しており、琉球諸島への 黒潮の影響は部分的にこの琉球海流によってもたらされている. dEHF においては暖色系カラーで示され る黒潮から島嶼群へ向かう渦熱輸送が表層よりも弱化し、琉球諸島東側海域では琉球海流に伴う南東向き の熱輸送が生じている. これらの結果から、表層では dEHF が黒潮暖水を島嶼群に輸送する一方で亜表層 では異なった熱輸送プロセスを生じていることを示唆している.

Figure 2.12 は検査線 AA'での平均水温,水温分散,dEHF(東方向,沖縄本島への輸送が正)の鉛直断面分 布を示す.平均的水温躍層と混合層は沖縄本島から東シナ海に向かうにしたがって浅くなっている(Figure 2.12(a)). さらに,黒潮流軸中心付近の表層暖水塊が膨張し,東シナ海陸棚方向,沖縄本島方向の両方向へ 平均的水温躍層が浅くなっている.水温勾配の最大値は陸棚斜面に寄りかかった黒潮流軸の中心近傍で形 成されている.黒潮流路構造にともなう検査線直交方向の流速に対応する温度風平衡によって傾斜水温躍 層が形成されている.一方,正の dEHF は主に黒潮流軸東側の混合層近傍に限定されて分布しているが, 負の dEHF は西側で陸棚斜面に沿った水深 400m に及ぶ舌状構造を形成している(Figure 2.12(c)).水温分散

(Figure 2.12(b))は dEHF や EKE が高い分布を示す領域で同様に強化されている.興味深いことに、水温分散は東シナ海陸棚の平均的な混合層底部付近で強化されており、水温躍層の時間変動によって水温分散が強化されている可能性がある.

鉛直断面における混合層内で鉛直積分された dEHF(Figure 2.13)を見ると,活発な渦熱輸送が混合層内及 びその近傍で誘発され,緯度方向の黒潮暖水輸送が引き起こされていることが示唆されている. dEHF 絶 対値は黒潮流軸(黒太線)に対して西側よりも東側で高い値を示している. 一方,水温分散の最大値は黒潮 と陸棚斜面間の負の dEHF 舌状構造が形成される領域で現れている. 斜面亜表層での地形性渦生成(Figure 2.10) がこの負の dEHF 舌状構造を促進し,その結果,黒潮底部から東シナ海へ輸送される暖水を介して 西向きの熱輸送が引き起こされていることがわかる. これらのプロセスの結果として,水平渦熱輸送は, 黒潮流路に対して非対称に生じている.

2.7 結論

本章では、東シナ海の琉球諸島周辺海域を対象に、3次元変分データ同化を組み込んだ JCOPE2 を最外 側境界条件に ROMS を用いた 2 段階のネスティングによりサブメソスケール渦解像海洋モデリングシステ ムを開発し、渦による黒潮の波及効果を解析した.現地観測データや衛星データとの比較を通じてモデル による黒潮の三次元流動構造の良好な再現性を確認した.水平解像度 1 km の ROMS-L2 は TS-nudging な どの同化を一切行っていないが、メソスケール構造を精緻に再現していることを実証した.また、高解像 度モデル(ROMS-L2)では、解像度の向上に伴い、黒潮流軸の両側海域においてサブメソスケール渦の顕著 な発達が見られた.黒潮流軸横断方向に設定した検査線での表層相対渦度の PDF 解析から、琉球諸島側で ある黒潮流軸東側では、出現する負(高気圧性)の渦度が広範囲で発達しており、流軸西側で発達する正の渦 度の発達は主に黒潮流軸付近に限定され、黒潮流軸から東シナ海陸棚に向かうに従って、渦度の出現ピー ク値は 0 を示し、流軸東側のような渦の発達は見られなかった.これらの結果から、黒潮暖水流路と琉球 諸島西海岸の間の海洋表層では、東シナ海陸棚斜面と琉球海嶺間の狭窄な水路状地形の拘束によって地形 性シアが強化され、負のサブメソスケール渦が卓越していた可能性が示唆された.

傾王不安定,順王不安定に着目した渦運動エネルギー収支解析の結果から,黒潮東側の海表面での高気 圧性渦及び黒潮西側の亜表層の低気圧性渦は明らかに黒潮の影響を受けたシア不安定,傾王不安定の相互 作用によって発達していた.逆に,黒潮流軸付近に現れる順王不安定による負の転換率は,表面近傍の黒 潮の水平シアによって低気圧性渦を抑制していることを示唆している.これらの結果として生じる表層 EKE もまた黒潮流軸に対して非対称性を有し,黒潮東側で高 EKE 分布が発達していた.しかしながら, 混合層下の亜表層では表層と異なるエネルギーバランスが見られた.亜表層の順王不安定による転換率は シェルフブレイク近傍で大きく,斜面近傍で正値を示す一方でその東側では負値を示し,傾王不安定によ る高い正の転換率と競合していた.

Eddy heat flux 解析結果から渦混合によって黒潮由来の暖水の黒潮横断方向への輸送が促進されているこ とが分かった. EHF ベクトルに対して Helmholtz 分解を適用し, EHF を回転成分である rEHF,と発散成分 である dEHF に成分分解を行った.分解によって得られた回転成分 rEHF から黒潮主流方向とメソスケー ルの黒潮反流に伴う時計回り循環流方向の熱輸送が捉えられた.一方,発散成分 dEHF によって黒潮流軸 直交方向の渦に伴う琉球諸島への熱輸送を評価した.表層での輸送方向は黒潮主流域を境に反転しており, 黒潮系暖水が渦によって東シナ海陸棚方向及び琉球諸島方向へ輸送されていることを表している.dEHF は黒潮流軸に対して西側よりも東側で高い値を示すことから,海洋表層混合層内で発達する負のサブメソ スケール渦によって黒潮から島嶼群方向へ向かう強い熱輸送が励起されていることが示唆された.EHF の 分布には渦運動エネルギー転換率と同様,混合層と亜表層で違いが見られ,強い水深依存性があった.水 深積分された EHF と rEHF による熱輸送は主に黒潮流軸方向に生じているが dEHF による黒潮流軸横断方 向の熱輸送は表層近傍で著しく強化されていた.しかし,黒潮流路から陸棚斜面に沿って沖縄本島方向の 亜表層へ向かって発達する「負の dEHF 舌状構造」が形成されており,亜表層の黒潮暖水が斜面に沿って 東シナ海方向へ湧昇している可能性が示唆された.渦運動エネルギー収支解析の結果からこの「負の dEHF 舌状構造」の形成には,傾圧不安定とシア不安定の相乗的な効果によって生じた亜表層の渦に起因 することが示唆された.これらの亜表層の渦は,活発な低気圧性のサブメソスケール渦として東シナ海陸 棚斜面地形から剥離するように生じていた.

本章では、琉球諸島周辺海域に形成された豊かなサンゴ礁を有する多様な生態系に対して黒潮暖水の力 学的流入が少なからぬ影響を及ぼしていることを明らかにした.本章のモデル結果から黒潮系暖水塊は少 なくとも次の3 通りのプロセスによって島嶼群に輸送されることを示した.1) 表層近傍での渦に伴う水平 混合による黒潮横断方向の熱輸送,2) 黒潮反流に伴う時計回り循環流による熱輸送,3) 琉球海流による亜 表層の熱輸送、である.本章は、主として東シナ海陸棚斜面でのサブメソスケール渦に伴って生じる熱輸 送である1) のメカニズムに焦点を当てた研究である.他の2 つのプロセスに至る詳細なメカニズムを解 明のため、更なる解析が求められる (例えば、内山他、2016⁷¹).

Models	L1	L2
Computational period	1/1/2005-9/14/2013	12/27/2010-9/14/2013
Grid cells	768×768 (×32 layers)	832×608 (×32 layers)
Horizontal grid resolution	3.0 km	1.0 km
Baroclinic time step	240 s 60 s	
	QuikSCAT-ECMWF	
Surface wind stress	(daily, till 12/31/2007)	JMA GPV-MSM
Surface wind stress	JMA GPV-GSM	(hourly)
	(daily, 1/1/2008 and later)	
Surface flux	COADS (monthly climatology)	
SST and SSS to restore	JCOPE2 (20-day averaged)	
Major river discharges		
(Yangtze River)	monuny chinatology	
Boundary/Initial condition	JCOPE2 (daily)	ROMS-L1 (daily)
1 S nudging	JCOPE2(10-day averaged)	—
Topography	SIO SRTM30_Plus	

 Table 2.1. Computational configurations for the ROMS-L1 and ROMS-L2 models.

Table 2.2. Seasonally averaged volume flux in Sverdrup (Sv; $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) across the PN Line from the in situ observations, JCOPE2, ROMS-L1, and ROMS-L2 models.

	Spring	Summer	Fall	Winter
observation	26.4	26.9	25.1	26.0
JCOPE2	30.0	32.9	31.4	31.0
ROMS-L1	27.8	29.5	27.4	29.2
ROMS-L2	27.9	29.2	27.3	28.0



Figure 2.1. Double-nested ROMS model domains and bathymetry (color: m). Left: the ROMS-L1 and L2 domains embedded in the JCOPE2 domain. Right: a zoomed-in region of the ROMS-L2 domain. Black thick line indicates the JMA PN Line transect.



Figure 2.2. Time series of the volume-averaged surface (z > -400 m) kinetic energy from the ROMS-L1 (red), ROMS-L2 (blue), and JCOPE2 (black) models. The abscissa indicates the elapsed time in days since December 27, 2010, UTC.



Figure 2.3. Plan view plots of: (a) time-averaged surface velocity magnitude and (b) SSH variance. Top: AVISO data, middle: JCOPE2, and bottom: ROMS-L2 on L1.



Figure 2.4. Seasonally averaged temperature (left) and salinity (right) for spring from JMA observations (upper panels) and ROMS-L2 (lower panels) in the vertical section along the PN Line.



Figure 2.5. Left panels—surface eddy kinetic energy (EKE), K_e , from: (a) JCOPE2, (b) ROMS-L1, and (c) ROMS-L2. Right panels—instantaneous spatial distributions of surface vorticity normalized by planetary vorticity, ζf (dimensionless) on January 7, 2012 from: (d) JCOPE2, (e) ROMS-L1, and (f) ROMS-L2. The black line in (f) indicates transect AA' for the cross-sectional plots.



Figure 2.6. Probability density functions of the normalized relative vorticity at 2 m depth along transect AA' (see **Fig. 2.5(f)**) from: (a) JCOPE2, (b) ROMS-L1, and (c) ROMS-L2 models, as a function of distance from Okinawa Island (km). The black lines are the mean Kuroshio axes.



Figure 2.7. Left panels: (a) barotropic conversion rate, $K_m K_e$, (b) baroclinic conversion rate, $P_e K_e$, and (c) EKE, K_e , integrated vertically over the mixed layer from the ROMS-L2 model results. Right panels: same as the left panels, but integrated vertically from the surface down to 1200 m depth. The gray contours represent surface velocity magnitude >0.5 m/s with intervals of 0.25 m/s.



Figure 2.8. Vertically integrated $K_m K_e$ (red thin line), $P_e K_e$ (red thick line) and K_e (blue line) over the mixed layer from ROMS-L2 along the transect shown by the black line in **Fig. 2.5(f)**. The black line indicates the mean position of the Kuroshio axis.



Figure 2.9. Cross-sectional plots of: (a) barotropic conversion rate, $K_m K_e$, (b) baroclinic conversion rate, $P_e K_e$, and (c) EKE, K_e from the ROMS-L2 model. The corresponding transect is shown by the black line in **Fig. 2.5(f)**. The white lines are the mean mixed-layer depth estimated from the KPP model in ROMS. The black contours represent the mean streamwise velocity normal to the transect.



Figure 2.10. (a) Cross-sectional plot of normalized relative vorticity ζf on January 7, 2012, along transect AA' (shown by the black line in **Fig. 2.5(f)**). The white line is the mixed-layer depth estimated from the KPP model. (b) Normalized relative vorticity ζf in the horizontal plane at z = -400 m on January 7, 2012.



Figure 2.11. Eddy heat flux (EHF) vectors vertically integrated (left) over the mixed layer and (right) from the surface to depth of 1200 m, superposed on the across-Kuroshio component of the labeled EHF (in color). (upper) total EHF, (middle) rotational component, rEHF, and (lower) divergent component, dEHF. The gray contours are surface velocity magnitude >0.5 m/s with intervals of 0.25 m/s.



Figure 2.12. Cross-sectional plots of: (a) mean streamwise velocity normal to the transect (contours) and mean temperature (color), (b) temperature variance, and (c) across-Kuroshio component of the divergent eddy heat flux, dEHF (eastward positive toward the islands) from the ROMS-L2 results, along the transect shown by the black line in **Fig. 2.5(f)**. White line shows the mean mixed-layer depth estimated from the KPP model.



Figure 2.13. Vertically integrated dEHF (eastward positive toward the islands) over the mixed layer from ROMS-L2 along transect AA' (as shown in **Fig. 2.5(f)**). The black line indicates the mean position of the Kuroshio axis.

3. 東京電力福島第一原子力発電所から放出された放射性核種のサブメソスケール渦混合解析

3.1 序説

2011 年 3 月 11 日 14:46 に発生したマグニチュード 9.0 の東北地方太平洋沖地震に伴う巨大津波は、東北地方に甚大な被害をもたらした(例えば、Mori et al., 2011⁷²).東京電力福島第一原子力発電所(FNPP1)では、 津波の浸水高が 15m に達した.その後、原子炉の冷却システムが大きく損傷し、3 回の炉心融解と水素爆発が起こった.その結果、大量の放射性物質が FNPP1 から大気・海洋環境中に偶発的に放出された (Nuclear Emergency Response Headquers, Japan, 2011).

事故直後,放出された放射性物質の正確な観測は非常に困難であったため、様々な専門機関がモデリングによるソースターム推定を試みた.例えば、日本原子力研究開発機構は、事故による大気、海洋への放射性物質放出量の時空間変動をofflineの移流拡散モデルを用いて推定した.日本原子力研究開発機構の川村他は、2011年3月21日から4月30日までのセシウム137 (¹³⁷Cs;半減期=30.17年,例えば National Institute of Standards and Technology, https://www.nist.gov/pml/radionuclide-half-life-measurements-data)の海洋直接放出の総量は約4 PBqであると推定した(Kawamura et al., 2011⁷³). この結果は、Tsumune et al. (2012)⁵⁾ によるモデルを用いた推定値とよく一致している.また、日本原子力研究開発機構の堅田他は、2011年3月12日から5月1日までのFNPP1からの¹³⁷Csの大気放出量を約14.5 PBqと推定した(Katata et al., 2015⁷⁴).この結果は他の研究によって報告された推定値と一致している(Aoyama et al., 2016⁷⁵); Inomata et al., 2016⁷⁶); Tsubono et la.,2016⁷⁷).

FNPP1から福島県沖周辺陸棚海域に漏洩した放射性核種,特に溶存態¹³⁷Csの海洋表層での分散メカニズ ム及び濃度分布に重点を置いたモデルアセスメントが実施されている. 例えば, Miyazawa et al. (2012)78)は JCOPE2 をベースとした水平解像度1/36°(~3km)の領域循環モデルとEulerian passive tracerモデルを用いて FNPP1から直接放出された溶存態¹³⁷Csを対象にした海洋分散再解析を行った. Miyazawa et al. (2012)⁷⁸⁾ では 海表面¹³⁷Csの分散メカニズムに関して、海上風、潮汐、河川流入に着目した感度実験を行った. その結果、 海上風に励起された陸棚波による流れが陸棚での緯度方向の濃度分布形成に大きな影響を及ぼしていたこ とを示唆した. また, Estournel et al. (2012)⁷⁾ は可変格子モデルSYMPHONIE (Marsaleix et al., 2009⁷⁹⁾, 2012⁸⁰⁾) を用いて、FNPP1からの距離に比例して水平解像度が600mから5.5kmまで変化する福島沖海洋モデリング を実施し、大気から海表面に沈着した¹³⁷CsとFNPP1からの直接漏洩による¹³⁷Csを放出源として与えた海洋 分散数値実験を行った. 彼らは海上風の重要性に加え, 河川からの淡水流入により表層の低密度の水と下 層の高密度の水が分離されることによって沖方向への¹³⁷Cs輸送が促進されていた可能性を示唆した. さら に, Masumoto et al. (2012)のは上記の2モデルを含む水平解像度が600mから3kmまでの, 5つの異なる領域海 洋モデルの出力結果を用いた海洋中¹³⁷Cs分散のモデル間比較を実施した. これらの5つのモデルの結果は 定性的には概ね一致していたが、その詳細な輸送プロセスに大きな違いが見られた、モデル化された表層 溶存態¹³⁷Csの分布は水平のgrid解像度に大きく依存しており、水平解像度1kmより粗い解像度のモデルでは、 岸沖方向の輸送を大いに過大評価する傾向が見られた.対照的に、高解像モデルでは沿岸捕捉流による沿 岸方向の輸送が低解像度モデルで見られたような漏洩後即時的に起こる沖への137Cs輸送を抑制し、その後、 黒潮や親潮, それに伴う剥離渦等によって濃度希釈が起こっていたことが再現されていた. これらのモデ ル研究からの知見を要約すると、(1)風によって駆動される沿岸捕捉流 (2) 福島県周辺の河川から流入する 淡水による浮力注入, (3) 2011年4月にFNPP1の南西方向, 千葉県銚子沖に発達していた, 黒潮続流域から 剥離したメソスケール暖水渦の移動に伴う時計回りの循環,(4)沖合での外洋性の黒潮や親潮が形成する流 れ場による濃度希釈,の4つのメカニズムが事故直後のFNPP1由来¹³⁷Csの初期分散に大きく影響したこと が報告されている.

表層の放射性物質輸送プロセスに比べ, 亜表層(水深100-1000m程度)の三次元的な輸送プロセスに着目した研究例は少ない. Tsumune et al. (2012⁵⁾, 2013⁸¹⁾) による高解像度モデル (水平解像度1km) を用いた再解析 実験は,他のモデル研究のベンチマークとして広く利用されており (例えば,Estoumel et al., 2012⁷⁾; Kawamura et al., 2014⁸²⁾),放射性物質の濃度分布において最も良好な再現性を示したモデリング研究の1つ と考えることができる.彼らのモデリング戦略には、ネスティング比が大きい (水平解像度10kmモデルか ら直接水平解像度1kmモデルにダウンスケーリングしている),河川流入を考慮していない、水深1000mま での地形しか考慮していない、などの簡略化はあるものの、その結果は現地観測値と比較して鉛直分布も 含め、時空間的に概ね一致していた.対照的に、Kawamura et al. (2014)⁸²⁾ による水平解像度1/10°のメソス ケール渦解像モデルによるセシウム134 (¹³⁴Cs; 半減期=2.07年)及び¹³⁷Cs海洋拡散シミュレーションでは亜 表層、特に水深100-500mの濃度分布を過小評価していた.これらの結果から、水平解像度が放射性物質の 海洋中での三次元的な分布に大きな影響があることが予想できる.

近年の研究から,海洋表層のダイナミクスや3次元的な物質分散に対するサブメソスケール現象の影響の重要性が指摘されつつあるが(例えば,Boccaletti et al., 2007³³);Badin et al., 2011³⁴);Callies et al., 2015³⁵);Kunze et al., 2015³⁶;Kamidaira et al., 2017³⁷;内山他, 2012³⁸, 2103³⁹;上平他, 2015⁴⁰),このサブメソスケール現象のオーダーは、水平スケールが0.1-10.0km程度,鉛直スケールが0.01-1.00km程度,時間スケールが1時間-数日程度であり(例えばMcWilliams, 2016⁸³),適切にモデルで再現する水平解像度の限界値は、一般的に1km以下とされている(例えば,Capet et al., 2008^{41), 42), 43}).サブメソスケール現象の特性として、その挙動に微小渦や強い鉛直流を伴い、その混合効果によって海洋循環に大きな役割をもっていると考えられている.また、サブメソスケール現象には季節性が見られ、特に冬季に発達する.これは冬季には混合層が厚くなるとともに、海面冷却が起こり、海面近くの傾圧不安定と対称不安定が励起されるためである(例えば,Sasaki et al., 2014¹²⁾;Thomas and Taylor, 2010⁸⁴).FNPP1事故は冬季から春季への切り替わりである3月初旬に起きたため、溶存態¹³⁷Csの三次元的な混合及び分散に対するサブメソスケール現象による大きな影響があったことが予想される.

多段ネスティングの超高解像度ダウンスケーリング海洋モデル(水平解像度75m)を用いた先行研究 (Romero et al., 2013⁴⁷⁾; Uchiyama et al., 2014⁴⁸⁾) では, Eulerian passive tracerやLagrangian中立粒子の分散特性 について検討を行い、サブメソスケール現象によって、沿岸付近でその異方性が強化されることを示して いる. サブメソスケール現象には強い鉛直流,非地衡二次流(Ageostrophic Secondary Circulations; ASCs)が伴 うことが、近年の観測、シミュレーションを用いた研究どちらでも示されている(例えば、Pollard and Regier、 1992⁸⁵; Mahadevan and Archer, 2000⁸⁰; Lévy et al., 2001⁸⁷; Pérez et al., 2003⁸⁸; Nagai et al., 2006⁸⁹, 2012⁹⁰; Capet et al., 2008^{41, 42), 43}). 運動エネルギーのメソスケール成分, サブメソスケール成分はどちらも地衡成分が卓越 する(例えば, Sasaki et al., 2014¹²). しかし, 準地衡理論によると鉛直流は流れの地衡成分よりもむしろ非 地衡成分に依存する. 温度風平衡の関係は基本的にフロント直行方向の運動量の平衡を仮定するが、この 関係はサブメソスケールのフィラメントやフロントが発達する混合層では破綻する. Gula et al. (2014)⁴⁹ は 地衡成分と鉛直運動量の混合を考慮した乱流温度風平衡を提案した. 乱流温度風平衡では非地衡二次流な どの混合層内のフロント直行方向の流れが適切に表現される. つまり、サブメソスケール現象はフロント (フィラメント) 方向の地衡性の流れとフロント (フィラメント) 直行方向の非地衡二次流で構成され (例 えば、Mcwilliams、2016⁸³)後者が鉛直的な物質輸送や混合に重要なのである.非地衡二次流は高密度の冷 水フロント及びフィラメントによる表層の収斂した水塊からの下降流とその周辺の湧昇で構成されている (Mewilliams, 2016⁸³). Mahadevan and Tandon (2006)⁹¹⁾ は水平浮力勾配の時間的な増加によって引き起こさ れるフロントジェネシスを通して混合層内の非地衡二次流が生じていることを示した. フロントジェネシ スは多くがメソスケール渦の側面で生じているため、表層境界層で非地衡二次流とメソスケールの鉛直流 が互いに影響しあい,鉛直混合を強化すると考えられる. Tsumune et al. (2012⁵⁾, 2013⁸¹) ではサブメソスケール現象に着目していなかったが,彼らの水平解像度1kmのモデリング実験結果から,放射性物質の,特にFNPP1周辺沿岸域での三次元的な濃度分布の再現にとって,サブメソスケール渦解像海洋モデリングが成功の鍵であると考えられる.しかしながら,FNPP1から放出された放射性物質の福島県沖沿岸での3次元的な混合メカニズムに対するサブメソスケール現象の影響に関する詳細な研究は観測,モデル双方の分野で未だ行われていない.

そこで本章では、サブメソスケール渦解像海洋拡散モデリングシステムを構築し、福島県沖沿岸域での 事故起源放射性物質の初期分散特性に対するサブメソスケール現象の影響に関して定量的な把握を試みた. 具体的には、3次元変分データ同化を用いた北太平洋を対象にした海況再解析・予報システム Multivariate Ocean Variational Estimation for the Western North Pacific (MOVE-WNP; Usui et al., 2006³¹⁾ 水平解像度約1/10°)を 初期条件・境界条件とし、領域海洋モデル (ROMS; Shchepetkin and McWilliams, 2005¹³⁾, 2008¹⁴⁾) をベースと した2段階のネスティングにより, MOVE-WNP(水平解像度約10km)→ROMS-L1(同3km)→ROMS-L2(同 1km)へと順次細密化していく. ROMS-L1の海上風は気象庁による Grid Point Value of the Global Spectral Model (GPV-GSM, 例えば, Roads, 2004⁵²)を用い, ROMS-L2にはMesoscale Model (GPV-MSM; e.g., Isoguchi et al., 2010⁵³)を用いた. サブメソスケール現象を精緻に再現できる水平解像度1kmのROMS-L2を本章では解 析の主対象とする. 次いで、日本原子力研究開発機構によって開発された放射性物質に特化した差分型の 海洋拡散モデル, SEA-GEARN-FDM (Kawamura et al., 2014⁸²)を用いて事故起源の放射性物質海洋拡散シミ ュレーションを行う.本章では、大気から海表面に沈着した¹³⁷CsとFNPP1からの直接漏洩による¹³⁷Csを放 出源として考慮している. SEA-GEARN-FDMは予め海洋循環モデルにより計算された海況予報や再解析に よる海流場を入力値として移流拡散方程式を解く, offline Eulerian passive tracerモデルである. この機能を 利用して、サブメソスケール渦解像のROMS-L2とメソスケール渦解像のMOVE-WNPの海況場を用いた比 較実験を行い、¹³⁷Cs分散特性に対するサブメソスケール現象の効果の定量化を試みた. FNPP1事故後,海 洋中溶存態¹³⁷Csの観測が精力的に行われてきており(例えば, Aoyama et al., 2016^{75),92)}; Buesseler et al., 2012⁹³⁾; Kaeriyama et al., 2016⁹⁴⁾; Kumamoto et al., 2017⁹⁵⁾), これらの豊富な観測データをシミュレーション結果の定量 的な検証に用いることができる.

以下,3.2では,FNPP1事故後,4ヵ月間の再解析実験の計算条件を示す.3.3ではモデルによる海況場, 放射性物質の濃度分布と現地観測データ、衛星観測データとの比較を行い、モデル結果の再現性の確認を 行う.3.4では、エネルギー収支解析とスペクトル解析を用いて、サブメソスケール現象とそのメカニズム を考察する.3.5では晩冬から春にかけてのサブメソスケール渦に伴う非地衡二次流による¹³⁷Csの鉛直混合 への影響を考察する.3.6では考察とまとめを述べる.

3.2 計算条件

3.2.1 ROMS

本研究では、ROMSを用いた二段階のネスティングによる東北地方太平洋沖の海洋循環シミュレーションを行った. ROMSは、静水圧仮定とBoussinesq近似を組み込んだ自由水面、地形追従、プリミティブ方程式3次元流体力学モデルである. ROMSの混合層深さ(MLD)、鉛直拡散係数(K_s) は多目的1次元境界乱流モデル、K-Profile Parameterization (KPP) モデル (Large et al., 1994⁶⁶)で決定される. Figure 3.1 にMOVE-WNP 領域に入れ子状に配置された2段階のROMSネスティングモデル領域を示す. 気象庁気象研究所が開発した Meteorological Research Institute Community Ocean Model (MRI.COM, Tsujino et al., 2010⁹⁶) をベースにした海洋3次元変分データ同化システムMOVE-WNPは衛星観測データ、現地観測データ、アルゴフロートデータ
等,様々な観測データを同化に用い,海洋循環モデルの力学的整合性を保持しながら現実に近い海況の再 現,予報を行うシステムであり,現業分野での実績もある. MOVE-WNPでは海面高度 (SSH),水温 (T), 塩分 (S),及び水平流速の日平均値を配信している.本研究では,MOVE-WNP (水平解像度約10 km,1日平 均値)を時空間内挿して初期及び側方境界条件とし,ROMS を用いた1-way offline nesting (Mason et al., 2010⁴⁶); Uchiyama et al., 2014⁴⁸, 2017^{97,98}) によって中解像度モデルROMS-L1 (水平解像度3 km,格子 数:400×320)から高解像度モデルROMS-L2 (水平解像度1 km,格子数:704×512)へと2段階のダウンスケーリ ングを行った.ROMS-L1領域は1200×960 km,ROMS-L2領域は704×512 km,であり福島県沖合黒潮続流域 を内包している.鉛直解像度はROMS-L1,ROMS-L2モデルはともに 32層 (σ 座標)としており,海底地形 にはJ-EGG500 (http://www.jodc.go.jp/data_set/jodc/jegg_intro.html 参照日2018年5月1日)をShuttle Radar Topography Mission product (SRTM30_Plus, Rodriguez et al., 2005⁵⁵); Becker et al., 2009⁵⁶)で補完したデータを用 いた.

ROMS-L1の海上風には気象庁GPV-GSM 大気再解析データ (水平解像0.2°×0.25°) の日平均値を与えた. 海面熱, 淡水, 放射などの各種海面フラックスにはComprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS, Woodruff et al., 1987⁵⁷⁾) 月平均気候値を与えた. COADSの月平均気候値を与える事による長期的なバイア スを緩和するため, 海表面水温・塩分にはMOVE-WNPの20日平均値を与えた. 領域内の一級河川の流量 は日本河川協会(http://www.japanriver.or.jp/publish/book/nenpyou_dvd.htm 参照日2018年5月1日)の雨量・流量 年表データベースから求めた. さらに, 黒潮等の水平100-300km程度のメソスケールの海洋構造を大局的 にMOVE-WNPと整合させるため, MOVE-WNPの水温・塩分の10日平均値に対して簡易的な4次元同化 (TS-nudging, nudging strength = 1/20 day⁻¹; 例えば, Marchesiello et al., 2003⁴⁴⁾; Uchiyama et al., 2017^{97, 98}; Wright et al., 2006⁹⁹)をL1領域全体に適用した. ROMS-L1の計算期間は2011年1月1日から2011年9月1日であ る.

ROMS-L2の初期条件・境界条件にはROMS-L1の12時間平均値を与えた.海上風には気象庁GPV-MSM 大気再解析データ(水平解像0.05°×0.0625°)の3時間平均値を与えた.L1と同様に各種海面フラックスには COADS月平均気候値を,海表面水温・塩分にはMOVE-WNPの20日平均値を与えた.ROMS-L2では一切 の同化は行わず,4次元同化などの制御を加えないシミュレーションを実施することで、サブメソスケー ルの時空間変動を考慮した.前述のとおり,ROMS-L2には風応力以外の表面フラックスは、COADSの月平 均気候値を与えている.バルク法などでより詳細に熱収支を評価することで、より現実的なMLDの変動を 再現する可能性はあるが(例えば、Sasaki et al., 2014¹²⁾)、このようなCOADSの月平均気候値を与える設定は ROMSによるサブメソスケール渦解像海洋モデル及びサブメソスケール渦許容海洋モデルを用いた研究で しばしば行われる(例えば、Capet et al., 2008^{41),42),43)}、Gula et al., 2014⁴⁹⁾、Uchiyama et al., 2017¹⁰⁰).また、福島 県沖の潮汐は弱く(Kubota et al., 1981¹⁰¹)、物質分散にも影響が少ない(Miyazawa et al., 2017¹⁰⁰).また、福島 県沖の潮汐は弱く(Kubota et al., 1981¹⁰¹)、物質分散にも影響が少ない(Miyazawa et al., 2012⁷⁸)ことが先行研究 によって報告されているため、本モデルでは潮汐は考慮していない.また、陸棚や沿岸付近での物質分散 や混合には、潮汐よりもサブメソスケール現象による影響が支配的であることが知られている(例えば、 Romero et al., 2013⁴⁷).ROMS-L2の計算期間は2011年1月11日から2011年9月1日である.計算開始から60日 間をスピンナップ期間とし、解析から除外する.本章で行う、統計解析は基本的にすべて同じ4ヵ月間 (2011年3月1日から6月30日)で行い、例外は都度明言する.

3.2.2 SEA-GEARN-FDM

SEA-GEARN-FDM を使用し, FNPP1 事故由来の溶存態¹³⁷Cs の海洋拡散計算を行う. Table 3.1 に SEA-GEARN-FDM の計算条件を示す. 溶存態¹³⁷Cs の濃度分布に対する水平解像度による差異を評価するため, MOVE-WNP 再解析データ及び ROMS-L2 により計算された 3 次元海流データの日平均値を SEA-GEARN-

FDM の座標系である等緯度経度座標系に補間したものを与えた SGF-M(水平解像度 0.1°≈ 11 km), SGF-L2(水平解像度 0.01°≈ 1 km)の 2 通りの海洋拡散計算を行い,相互比較を行う. SGF-L2 の鉛直拡散係数(K_s) は KPP モデル出力値の日平均値を補間したものを与えた. MOVE-WNP データには鉛直拡散係数は含まれ ていないため, SGF-M の鉛直拡散係数は FNPP1 事故に対して予備感度実験で検討した一定値 $K_s = 5 \times 10^4$ m² s⁻¹ とした. 対象核種は ¹³⁷Cs とし,大気から海表面に沈着した ¹³⁷Cs と FNPP1 からの直接漏洩による ¹³⁷Cs を放出源として与えた(Figure 3.2). 大気から海表面への ¹³⁷Cs 沈着量は Katata et al. (2015)⁷⁴⁾ による推定量から日本原子力研究開発機構が開発した WSPEEDI-II(Worldwide version of System for Prediction of Environmental Emergency Dose Information, Terada and Chino, 2008¹⁰²)を用いて大気拡散シミュレーションで計算した海表面沈着量を 3 時間毎に与えた. FNPP1 から海洋への直接放出量に関しては、東京電力ホールディングス株式会社 (東京電力)による海洋モニタリングデータをもとに見積もられた放出量(Kawamura et al, 2011⁷³)を 1 日毎に与えた. 海水中の ¹³⁷Cs の大部分は溶存態として存在し、残りのわずかな量が海水中の粒子状物質に吸着された懸濁態として存在すると考え、海水中の ¹³⁷Cs は完全に溶存態として存在すると 仮定した.

3.3 再現性の確認

3.3.13 次元平均流動場

ROMSによる流動場の表層ダイナミクス、成層構造、渦強度の再現性を評価するため、モデル結果と現 地観測データ及び衛星観測データとの比較を行う.衛星海面高度計データAVISO (例えば, Le Traon et al., 1998⁵⁹,水平解像度約1/4°)との比較によって黒潮流路等の表層平均流動場の再現性を確認する.時間平均 された海表面流速の絶対値を見ると (Figure 3.3(a)-(b)), ROMSは黒潮続流域の流速の大きさ及び流軸位置 (周囲より流速の大きい暖色系領域)や蛇行パターン等を良好に再現していることが確認できる.次にメソ スケール変動強度の指標として、SSH分散を比較する(Figure 3.3(c)-(d)). 黒潮続流付近や蛇行が見られると ころに対応してSSH分散が強まるなど、ROMSによるSSH分散はAVISOによるものと概ね一致している. 次に、黒潮流路上の成層構造の再現性を確認するべく、気象庁の調査船、凌風丸によるXBT-DBT観測値 (http://www.data.jma.go.jp/gmd/kaiyou/db/vessel obs/data-report/html/ship/crui-sedata e.php?id5RF1107 参照日 2018年5月1日)を用いてFigure 3.1に示す検査線(黒線)における鉛直断面内の水温構造を比較する. 2011年6 月6日のROMS-L2モデルとJMA観測による鉛直断面水温を見ると、分布形、黒潮周辺の36.2°Nから36.8°N にかけて存在する躍層水平勾配などについて良好に一致している(Figure 3.4(a)-(b)). 断面方向の流速の平 均値を見ると(Figure 3.4(c), コンター), 36.2°Nから 37.2°Nにかけて水深400m付近でも 0.3 m s⁻¹以上であ る黒潮流路が確認できる. これらの結果から, 黒潮に輸送された亜熱帯の暖水によって36.2°N付近では深 い水温躍層が形成されていたことが考えられる.鉛直流速(w)の時間標準偏差を見ると黒潮流路付近及び黒 潮北側の混合層深さ付近で増大している(Figure 3.4(c)). 次に, KPPモデルによって見積もられた時間平均 K_{s} を見ると(Figure 3.4(d)),黒潮北側の表層付近で $O(10^{3} \text{ m}^{2} \text{ s}^{-1})$ とバックグラウンド値である深部の $O(10^{6} \text{ m}^{2} \text{ s}^{-1})$ m² s⁻¹)より3オーダー大きい. これらの結果から, 鉛直輸送の移流成分とK,で代表される拡散成分はどちら も海洋表層では鉛直混合に寄与する可能性があるのに対し、移流成分は混合層以深及び黒潮付近で重要で あると予想される.

3.3.2 渦構造

ダウンスケーリングによる高解像度化に伴い,より小さなスケールのフロントや渦が再現され,乱流構造が変化することが考えられる.そこで,各モデルによる表層渦運動エネルギー(EKE)の空間分布を比較

する (Figure 3.5(a)-(b)). EKE は次式で求められる.

$$K_e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \tag{3.1}$$

ここに, (u, v):緯度及び経度方向の水平流速,上付きバーはアンサンブル平均操作(時間平均操作),プライムを付した変数は季節変動成分 (90 日以上の周波数成分)を除去した渦成分を表す.2章と同様,ここでは流速に対して Reynolds 分解を行い,周波数ローパスフィルタを用いて季節変動成分を除去した高周波成分を渦成分と定義する.

Figure 3.5(a)(b)を見ると,黒潮流路付近で高い*K*_eが見られるなど,ROMS,MOVE-WNP は概ね類似した傾向を示し、全体的なパターンの整合性は保持している一方で、解像度の向上に伴って特に黒潮続流域で EKE が著しく増大する傾向も見てとれる.ROMS-L2 は密度勾配や流速シアを再現する十分な解像度を有するため、特に黒潮のフロント付近で *K*_eの増大が見られたと考えられる.また、EKE の増大と密接に関連し、メソスケール渦及びサブメソスケール渦の強度の指標である海表面での無次元相対渦度 ζ/f (ただし、 ζ :相対渦度の鉛直成分、*f*:惑星渦度)の 2011 年 4 月 2 日の日平均値の分布を両モデル間で比較する(**Figure 3.5(c)**(d)). ROMS-L2、MOVE-WNP 両者ともに黒潮続流付近から正負の *O* (100 km)のメソスケール渦が生じている.一方で、ROMS-L2 の北側の領域や沿岸域などに見られるように、高解像度化によって低解像度モデルでは再現することができなかった *O* (1-10 km)のサブメソスケール渦が多数出現し、しかも著しく強化されていることが分かる.ROMS-L2 の *K*_eの増大は解像度の向上に伴う多様な大きさ、強度の渦の出現によるものであると考えられる.このようなサブメソスケール渦は海面冷却と downfront 風が強化される冬から春にかけての寒冷期に発達することが知られており(例えば内山他, 2013³⁹)、事故直後の¹³⁷Cs 輸送に対して強い影響を与えたと予想される.

Figure 3.6 に Figure 3.5(b)に示す FNPP1 沖合に定義した検査線(青線)における日平均鉛直流速 (w)の断面 を見ると、ROMS-L2 では、サブメソスケール現象に伴う鉛直流の発達が特に混合層内で促進されている ことが確認される一方で、MOVE-WNP の鉛直流速は非常に弱い、冬季から春季にかけて海面冷却などの 影響によって混合層が深くなり、サブメソスケール渦とそれに伴う強い鉛直流(非地衡二次流)の発達が混 合層内で促進されることが先行研究から示されており(例えば, Sasaki et al., 2014¹²) 、これが ROMS-L2 では 再現され、事故発生直後には非地衡二次流が ¹³⁷Cs 鉛直輸送に対して強く影響していたことが示唆される. 非地衡二次流の発達は特にサブメソスケール渦が発達しやすい沿岸域や黒潮続流フロントから 1°程度離れ た海域で 4 月の下旬まで続くが、それ以降は混合層が浅くなって非地衡二次流は低減する.この温暖な時 期には、サブメソスケール現象よりも、黒潮続流フロント周辺におけるシアやサブダクション、剥離渦、 切離渦などのメソスケール現象が ¹³⁷Cs 鉛直循環を支配していると考えられる.このようなサブメソスケール現象の季節性については 3.4.2 節で考察する.

以上の結果から, ROMS によるダウンスケーリングは, MOVE-WNP の黒潮等を含む総観スケール, メ ソスケールの海象との全体的なパターンの整合性を保持しつつ, 高解像度化に伴うサブメソスケールの海 象を再現することが可能である.

3.3.3 溶存態¹³⁷Csの濃度分布

SEA-GEARN-FDM による¹³⁷Cs 拡散シミュレーションの再現性を確認するため,溶存態¹³⁷Cs 濃度の現 地観測データとの比較を行う.本章は,FNPP1 事故直後の初期分散,濃度希釈に主眼を置いているため, 沖合の 3 次元的な濃度分布の比較には,水平分布,鉛直分布ともに最もデータ数の多い 2011 年 6 月に観 測を実施された溶存態¹³⁷Cs 濃度観測データ(Buesseler et al., 2012⁹³)を用いる. Figure 3.7 は海表面,水深

100m, 200m における SGF-L2, SMF-M による ¹³⁷Cs 濃度の水平分布と Buesseler et al. (2012)⁹³による観測値 (Figure 3.7 内の○)との比較を示している. ここでは、観測されたもう一つの同位体である ¹³⁴Cs の検出レ ベルから FNPP1 事故由来の ¹³⁷Cs と判断できた観測データのみを使用しており, そのデータ数は 87 点で ある.全体的に両モデルとも観測値と定性的な一致は見られ、両モデルで共通して放出口付近の岸沿いに 高濃度域が広がり、水深が大きい沖合に向かうに従って、濃度が希釈されている. 観測値に対する SGF-L2, SGF-M 両者の Model skill score (Wilmott, 1981¹⁰³⁾, モデル結果が観測値と完全に一致していれば1, 全く 異なれば0を取る)を評価すると SGF-L2 は0.3494, SGF-M は0.2917 と高解像モデルでは改善が見られた. 3.3.1 節や3.3.2 節で議論したとおり、ROMS-L2 と MOVE-WNP の平均的な流動場は密接に関連していたが、 ¹³⁷C 濃度分布を詳細に見ると大きく異なっていることがわかる. SGF-L2 による表層 ¹³⁷C 濃度は沿岸付近 や黒潮流路上で SGF-M よりも観測値に対する再現性が高い.対照的に SGF-M では沖合への輸送がより顕 著に見られている. MOVE-WNP による黒潮流路の位置は ROMS-L2 のものよりわずかにずれており, FNPP1 近傍での強い濃度希釈及び千葉県銚子沖 36.5°N 付近の海域での過小評価を引き起こしたことが推 察される(Figure 3.7(a), (d)). 水深 100m, 200m でも同様に, SGF-M は仙台湾沿岸付近で非現実的な高濃度 の分布を示しているが SGF-L2 では良好に一致している. 先行研究(Aoyama et al., 2012¹⁰⁴⁾; 内山他, 2013¹⁰⁵⁾) によると、2011年5月中旬ごろに、千葉県銚子沖合では高気圧性(時計回り)のメソスケール渦が卓越して いた可能性が高く、渦に伴う沿岸域での北上流によって ¹³⁷Cs の南下が 5 月末まで抑制されていたと考え られるが、SGF-L2 でも Aoyama et al. (2012)¹⁰⁴などで報告されていたこのメソスケール渦の発生が確認され た. 5 月末には低気圧接近によってこのメソスケール渦が解消され、同時に強い南向き風とそれに伴う岸 向き Ekman 輸送によって沿岸域に張り付いた形で強い南下流が生じた結果,¹³⁷Cs が千葉県銚子市付近ま で輸送されていた可能性が示唆された(Figure 3.8).

さらに、FNPP1 沖合に設定した検査線(Figure 3.5(b),青線) での SGF-L2, SGF-M 両モデルによる ¹³⁷Cs 濃 度の鉛直断面分布を比較する(Figure 3.9). 両モデルによる 2011 年 6 月の ¹³⁷Cs 濃度は,どちらも概ね観測 値と一致しているが、SGF-M による濃度分布は沿岸付近で下層への鉛直輸送を過大評価している. この沿 岸での高濃度は SGF-M で設定した強い鉛直拡散係数 $K_s = 5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^1$ に起因するものであると推察される. SGF-M では岸近傍の弱い水平移流と強い拡散効果によって FNPP1 付近から放出された濃度は均質的かつ 等方的に広がっている(Figure 3.9(b)). 一方、SGF-L2 では表層の濃度のピークが 142°E や 143°E に飛地状 に発生しており、パッチ状の濃度分布が見られる. これらの結果から、粗い分解能のモデルである SGF-M は再現性の乏しい鉛直流速を補うため強い鉛直拡散係数を与えているため、拡散に依存した均質的、等方 的な物質輸送が生じていることを示唆している.

観測点での観測値及びモデルによる濃度を比較した散布図(Figure 3.10)を見ると、SGF-L2、SGF-M 両モデルともに観測値に対して 2011 年 6 月の濃度をわずかに過小評価している. この原因を探るべく、ROMS-L2 の流動場を用いた ¹³⁷Cs の大気からの海表面の沈着を考慮せず、海洋直接放出のみを考慮した追加拡散数値実験(SGF-L2oc)を行った. Figure 3.11 は SGF-L2 と SGF-L2oc の結果を比較した散布図である. SGF-L2oc の結果は SGF-L2 に比べほとんど濃度が低下しておらず、Figure 3.10 で見られた 2011 年 6 月の濃度の過小評価に対して大気放出量の影響は少ないことが示唆される. この過小評価の原因として、海洋直接放出量を過小評価していたこと、及び SGF-L2 で領域外に出た濃度の再流入を考慮していないこと等が考えられる. しかしながら、SGF-L2 の¹³⁷Cs の値の大部分が観測値に対してファクター10 内(モデルの値が観測値に対して 1/10 から 10 倍である範囲、Figure 3.10 の点線で囲まれた領域)にあり、特に高濃度の¹³⁷Cs の再現性が SGF-M と比較して明らかな向上が見られる. 全ての観測点(87 点)の観測値に対してモデル出力値がファクター10 内である割合は SGF-M では 67.8%、SGF-L2 では 71.3%であり、水深 100m 以深にある観測点(19 点)では SGF-M は 68.4%、SGF-L2 では 73.7%となった. また、すべての観測点でのモデル値と

観測値の相関係数を求めると SGF-M では-0.0841, SGF-L2 では 0.4991 であった. ここで相関係数(R)は次式 で表される.

$$R = \frac{\delta_{xy}}{\delta_x \delta_y} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}$$
(3.2)

ここで x_i はモデル値, y_i は観測値, δ_x : xの標準偏差, δ_y : yの標準偏差, δ_{xy} : $x \ge y$ の共分散, \bar{x} : xの平均値, \bar{y} : yの平均値, n: データの総数である.

以上の結果は、高解像度の SGF-L2 は低解像度の SGF-M に比べて全体的に濃度の再現性が向上している ことを示している. SGF-L2 ではサブメソスケール現象やそれに伴う非地衡二次流を精緻に再現でき、そ れらに伴うより現実的な濃度分布を得ることができたと推察される. 一方で SGF-M の結果は、高解像モ デリングを行わなくとも、バックグラウンドの K_sを調整することで、 ある程度 SGF-M の濃度分布を改善 できる可能性があることを示唆している. 濃度分布に対するサブメソスケール現象の影響を評価するべく、 検査線(Figure 3.5(b)、青線)でのサブメソスケール現象が発達する4月初旬の¹³⁷Cs 濃度の鉛直断面分布を比 較する(Figure 3.9(c)-(d)). SGF-L2 では空間変動性が高い濃度分布を示し、特に表層では波状の高濃度域が 沿岸から沖合にかけて広がり、強い非地衡二次流によって高濃度の¹³⁷Cs が留まっている. したがっ て、特に事故直後の 2011 年 3 月から 4 月の寒冷期では、サブメソスケール現象や非地衡二次流の影響が 顕著であったと考えられる. 濃度分布の再現性が SGF-L2 に劣る SGF-M では、低解像度のために考慮でき ないサブメソスケール現象の効果を、K_s を調整することで補っているが、K_s の調整はモデルに不確実性を 導入する結果となってしまう.

3.3.4 時間変動

沿岸付近の濃度の時間変動については 2011 年の 3 月中旬から 6 月末に行われた東京電力による FNPP1 近傍の観測データ(http://www.tepco.co.jp/en/nu/fukushima-np/fl/index2-e.html 参照日 2018 年 5 月 1 日)との比較 を行う. Figure 3.12(a)-(c)にモデルによる ¹³⁷Cs 濃度時系列と東京電力による観測値の比較を示す. 観測点 は Figure 3.1 に示す FNPP1 近傍のマゼンタ点で表した 3 点である. 全体的に両モデルとも観測値と良好な 一致が見られている. 2011 年 3 月 13 日から 6 月 30 日の東京電力による観測値に対する Model skill score を取ると SGF-M は0.1244, SGF-L2 は 0.6930, モデル値と観測値の相関係数は SGF-M では 0.5568, SGF-L2 では 0.7287 であり,高解像モデルでは大幅な改善が見られた. SGF-L2 では Figures 3.6 及び 3.9 で示したような下降輸送を促進していた数日間に渡る渦とそれに伴う流動場を生じ,結果として濃度の強い時間変動 性を示している. 4 ヵ月間の FNPP1 からの総放出 ¹³⁷Cs 量で無次元化した SGF-L2 領域内の ¹³⁷Cs のインベントリ(表層から任意の水深まで積分した ¹³⁷Cs)の時系列を Figure 3.12(d)に示す. 水深 100m までのインベントリの値はほとんど同程度であるため,放出されたほとんどの ¹³⁷Cs は海洋表層付近に存在していると考えられる. また, SGF-L2 の結果は初期の数週間に放出された ¹³⁷Cs のうち, 53%が混合層内に存在することを示している. SGF-M では仙台湾近傍の高濃度 ¹³⁷Cs が沖合

に輸送されずに沿岸に溜まる傾向があるため、そのインベントリは SGF-L2 よりも多くなる. 一方で SGF-L2 は開境界からの再流入を考慮していないため濃度希釈を過大評価している可能性がある. SGF-L2 領域 で空間平均された KPP による混合層厚の時系列を見ると、時間的な変動性を示しつつ、晩冬季から夏季への転換期である 4 月から 6 月にかけてほぼ線形的に混合層厚が浅くなっている(Figure 3.12(e)). Figure 3.12(f) に SGF-L2 領域で空間平均された K_e (EKE)の表層から水深 400m 以深までの積分値を示す. K_e は両 モデルともに似た変動傾向を示しているが、解像度が向上し、微細な構造を捉えられ、時間変動性が増した結果、全体的に ROMS-L2 の K_e は MOVE-WNP の K_e よりも卓越している.

これらの SGF-L2 の結果(Figure 3.12(d)-(f))からサブメソスケール渦及びそれに伴う強い鉛直流によって ¹³⁷Cs が下層に輸送されていたことが予想される.これに伴って、海表面の ¹³⁷Cs の濃度分布も著しく変動 している可能性があるため、先行研究で特に精力的に行われてきた海表面付近にのみ着目したモデル結果 と観測値との比較だけでは、モデル検証やソースターム推定には不十分であった可能性を示唆している. ¹³⁷Cs の鉛直混合は季節的に変化する混合層厚内の渦及び流れに大きく影響を受けているため、これらを精 緻に再現するには本章のような高分解能のモデルを使用することが必須である.

モデル検証結果をまとめると、本章では ROMS による 2 段階ネスティングと SEA-GEARN-FDM を組 み合わせたシステムを開発し、FNPP1 事故由来の放射性核種を対象とした 3 次元的な海洋分散、濃度分布 を精緻に再現していることを確認した.高解像モデルでは低解像度モデルと比較して事故直後の沿岸、陸 棚付近の 3 次元的な海洋分散メカニズム、濃度分布の再現性が向上していた.一方で SGF-L2 には領域的 制限があるため、海盆スケールの拡散計算、長期的な拡散計算を行う場合は適切な係数調整を施した SGF-M が大きな役割を果たすと考えられる.

3.4 サブメソスケール現象のダイナミクス

3.4.1 成分分解

北太平洋でのサブメソスケール現象やその挙動に伴う非地衡二次流には季節性が見られ、大気が海洋面 を冷却する寒冷期に厚くなる混合層内でより活発になる(例えば Sasaki et al., 2014¹²). サブメソスケール現 象に伴う変動成分を評価するため、モデルによる各種出力変数を、空間フィルターを用いて成分分解する. ここでは直径 20km 以下の成分をサブメソスケール成分と定義し、2 次元 Gaussian フィルターを用いて成 分分解を行う. ここでモデル出力変数 V は次式のように分解できる.

$$V = \bar{V} + V'; \quad V' = V_m + V_s,$$
 (3.3)

ここに、 **V** 及び V'は季節成分及び渦成分、下付き *m*, *s* は 2 次元 Gaussian フィルターを用いて分解したメ ソスケール成分及び、サブメソスケール成分である.

3.4.2 季節変動

ROMS-L2による月平均表層EKEのサブメソスケール成分(Figure 3.13(a)-(c))を見ると2011年は4月が最も 大きく,青コンターで示す黒潮流路やその北側,本州沿岸付近で卓越している. 混合層深さにおける鉛直 流速の分散(w⁷²)のサブメソスケール成分(Figure 3.13(d)-(f))を見るとEKEと同様,4月に最も発達している が,これは4月に活発になる非地衡二次流に起因しており,変動性が強化されていることが推察される. サブメソスケール現象とそれに伴う海洋挙動の季節性を定量的に評価するべく,2011年4月,5月,6月の各変 数の波数スペクトルを求めた(Figure 3.14). 波数スペクトルの計算には解析領域内(Figure 3.1の灰色線領域)ROMS-L2の出力値の日平均値を供した. 2011年4月,5月,6月の各月の表層運動エネルギー及び混合層深 さでの鉛直流速の波数スペクトルをFigure 3.14(a), (b)に示す. 各月の表層運動エネルギーのスペクトルに は類似性が見て取れるが,4月のスペクトル勾配は,他月と比較するとメソスケールを含む低波数帯で緩 やかであるものの,サブメソスケールを含む高波数帯で急峻化している. Capet et al. (2008)^{41,42,43)} は,数 値実験から,フロントジェネシスと傾圧不安定が支配的なメカニズムとなって生じるサブメソスケー ルへのカスケード過程では,スペクトル勾配は *k*²に漸近することを示しているが,福島県沖の2011年4 月のスペクトル勾配も高波数帯でk⁻³よりむしろk²の勾配に漸近しつつある傾向が見られた. Figure 3.14(b) に示す鉛直流速の波数スペクトルでもサブメソスケールを含む高波数帯の優位性が見られる.鉛直流速の 波数スペクトルは運動エネルギーと同様に最も混合層厚が深くなる4月に卓越していることに加え,100km 以下の広い波数帯域で5月,6月を上回り,10-20 kmのサブメソスケールの波数帯域で極値が出現している. これらの結果は Figure 3.13で示したEKEや鉛直流速の分散の空間分布の傾向と一致している.さらに, 100-200 kmのメソスケールの波数帯域においても極値を取っており,海洋表面付近での鉛直混合にはサブ メソスケール及びメソスケールの両方の成分が作用していることが示唆される.

以上の結果から、事故直後の2011年4月にはサブメソスケール現象及びそれに伴う鉛直流、非地衡二次 流が卓越していたことが示唆される. また、3.2.1節で示した通り、本章では、ROMSによる流動場計算の 際に海表面フラックスにCOADSの月平均気候値及びGPV-MSMによる3時間平均値を与えている.本節で の結果は上述の設定において、ある程度サブメソスケール現象及びそれに伴う非地衡二次流を再現可能で あることを示している.

3.4.3 渦発達メカニズム

渦発達メカニズムに対する各種不安定や渦成分と平均成分の相互作用の効果を検討するために, K_e (EKE)の収支式を考える(例えば, Marchesiello et al., 2003⁴⁴); Dong et al., 2007⁶³); Klein et al., 2008⁶⁴); Kamidaira et al., 2017³⁷). 本章では、2章と同様に、EKEの時間変化に対する主たるソースとなる二成分、傾圧不安定転換率 P_eK_e , 順王(あるいはシア)不安定転換率 K_mK_e に着目する. P_eK_e は変動ポテンシャルエネルギー(P_e)から 渦運動エネルギー(K_e), 平均流速シアに対するレイノルズ応力による効果である K_mK_e 平均運動エネルギー(K_m)から渦運動エネルギー(K_e)への転換率を示し、次式で表される.

$$K_m K_e = -\left(\overline{u'u'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{u'w'} \ \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \overline{v'u'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v'v'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \overline{v'w'} \ \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}\right), \tag{3.4}$$

$$P_e K_e = -\frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' w'},\tag{3.5}$$

ここに、x, y, zは座標、 ρ は海水密度、 $\rho_0 = 1027.5 \text{ kg m}^{-3}$ は基準密度、gは重力加速度である。 $K_m K_e > 0$ の場合、順王不安定、鉛直シア不安定によって不安定化した平均流から渦が生成されEKEが増大し、 $K_m K_e < 0$ の場合は渦の合成に伴う安定状態が維持されると解釈できる。 $P_e K_e > 0$ の時、傾王不安定によってEKEが増大し、 $P_e K_e < 0$ ならば再成層化によって安定化されると解釈できる。

海洋表面付近のEKEのソースとして卓越するスケールを検討すべく,Sasaki et al. (2014)¹²⁾の解析を参考 に、2011年の4月、5月、6月における P_eK_e 、 K_mK_e の混合層厚積分値の波数スペクトルを算出する.Figure 3.14(c)、(d)に示す転換率の波数スペクトルには明らかに鉛直流の波数スペクトル(Figure 3.14(b))との類似性 が見られる.両転換率の波数スペクトルはともに4月が最も高く、5月、6月と時間経過とともに減少して いる.特にK_mK_eは4月に10-20kmのサブメソスケールの波数帯域に特徴的な極値が現れている.100-200kmの メソスケールの波数帯域にも極値が現れ,K_mK_eに関しては温暖な5月,6月はサブメソスケールの波数帯域 よりも大きい.これらの結果は、Sasaki et al. (2014)¹²⁾の結果と定性的に一致している.Sasaki et al. (2014)¹²⁾ は北太平洋を対象にしたサブメソスケール渦許容モデル (水平解像度1/30°)を用いて転換率の波数スペクト ルを算出し、冬季は30km付近の波数帯域に、夏季は125km付近の波数帯域にピークが現れていたことを示 した.Sasaki et al. (2014)¹²⁾の結果と本節の結果と多少異なっている原因として彼らのモデルは水平解像度 1/30°(~3 km)であること、より沖合を解析対象としていること、より冷却の強く混合層厚も強化される1月 を冬季として解析対象に設定していることなどが考えられる.

Figure 3.14(c), (d) を見ると $K_m K_e$ は $P_e K_e$ よりも高く,福島県沖ではシア不安定が主たる K_e のソースとして サブメソスケール現象の変動性に寄与し、傾王不安定は副次的に作用していることが示唆されている. 方,Sasaki et al. (2014)¹²⁾やCapet et al. (2008)^{41),42),43)}ではシア不安定よりもむしろ傾王不安定が主たる K_e のソ ースとしてサブメソスケール現象の変動性に寄与していると結論づけている.本章で対象にした福島県沖 海域は沿岸海域を含んでいるため地形の影響を受けやすく、また解析領域の大部分を強い流速シアを生じ る黒潮が占めているため、Sasaki et al. (2014)¹²⁾やCapet et al. (2008)^{41),42),43)}との多少の結論の相違ができたと 推察される.このような強力な水平シア及び地形性渦生成に伴うシア不安定の強化については先行研究で も示されている(例えば,Dong et al., 2007⁶³);Kamidaira et al., 2017³⁷⁾;Uchiyama et al., 2017⁹⁷).

3.5 鉛直¹³⁷Cs フラックス

SGF-L2 の結果(Figure 3.12(d))は、¹³⁷Cs の大部分が海洋表面付近に留まっており、¹³⁷Cs 沈降のソースとなっていることを示している.また、事故発生直後、海面冷却などの影響によって混合層が深くなり、サブメソスケール渦とそれに伴う強い非地衡二次流の発達が¹³⁷Cs 鉛直輸送に対して強く影響していたことが考えられる.そこで、非地衡二次流に伴う¹³⁷Cs の鉛直混合を評価するため、鉛直移流¹³⁷Cs フラックスの成分分解を行う.鉛直移流¹³⁷Cs フラックス(TCF)は 3.3.2 節と同様に周波数ローパスフィルタを用いることで平均鉛直移流¹³⁷Cs フラックス(MCF)及び渦鉛直移流¹³⁷Cs フラックス(ECF)に分解できる.

$$TCF = Cw \approx \bar{C}\bar{w} + \overline{C'w'} \equiv MCF + ECF \tag{3.6}$$

ここでCは溶存態¹³⁷Cs濃度(Bq m³)を表す.また,渦成分,平均成分の相関項は無視できるほど小さい.非 地衡二次流による¹³⁷Csの鉛直輸送効果を評価するため,ECFを3.4.1節と同様に2次元Gaussianフィルターを 用いてサブメソスケール成分(ECF_s),メソスケール成分(ECF_m)に成分分解する.

$$ECF = \overline{C'w'} \approx \overline{C'_m w'_m} + \overline{C'_s w'_s} \equiv ECF_m + ECF_s$$
(3.7)

Figure 3.15は2011年6月30日までにSGF-L2領域内の海洋に放出されたFNPP1起源の¹³⁷Cs(海洋直接,大気沈 着の合計)のうち鉛直¹³⁷Cs フラックス各成分によって各水深以深に沈降した割合を示している.各水深d。 ((a) d=混合層深さ(約10-80m), Figure 3.12(e)参照,(b) d= 100m,(c) d=200m)において¹³⁷Csフラックス(Bq m⁻² s⁻¹)を時空間積分し,沈降した¹³⁷Csのインベントリ(Bq)を求め,期間内の総放出¹³⁷Cs量(Bq)で除して沈 降割合を評価した. Figure 3.15(a) から2011年3月13日から6月30日の4ヵ月間でFNPP1由来¹³⁷Csの約50%が TCFによって混合層以深に沈降していることがわかる.また,約42.7%がECFによって,約26.5%がECFsによ って混合層以深に沈降している.つまり,事故後4ヵ月間のサブメソスケール成分ECFsの沈降への寄与率

は渦成分ECFの実に62%を占め、メソスケール成分ECFmの寄与率よりも大きい. 4月は放出量(Figure 3.2) 及び海洋中存在量(Figure 3.12(e))が最大となり、かつ最もサブメソスケール現象が卓越する時期である. 海洋中に多量に¹³⁷Csが存在していたことと同時期にサブメソスケール現象が卓越していたことにより, ¹³⁷Csが活発に混合層以深に沈降しており、4月はECF。による混合層以深への沈降割合は全放出量の14.5%に も上る. ECF。による寄与率は温暖な季節になるにつれ弱まり、5月は3.5%、6月は0.1%となっている. Figure 3.15(b)-(d)の結果からも各水深でのMCFに対するECFの優位性を示しており、亜表層では渦に伴う 鉛直輸送が¹³⁷Csインベントリに重要な役割を果たすことを明示している. TCFの寄与率に着目すると4月は 水深100mで最大となっているが、5月には200mや300mのより深い水深で卓越している.これは渦に伴う下 降輸送効果の残差的な影響がもたらしたものであると考えられ、表層付近の¹³⁷Csの増加から1ヵ月後に鉛 直輸送が起きている。加えて、非地衡二次流に伴う鉛直流は混合層以深では弱まること(例えば、Gula et al.、 2014⁴⁹⁾; McWilliams et al., 2015¹⁰⁶)にも起因している. それにもかかわらず, ECF_s の4ヵ月間の水深300m以 深への沈降割合はTCFの約1/3を占めており、サブメソスケール成分の寄与率は依然として顕著である (Figure 3.15(d)). Figure 3.15(b)-(d)のシアン色の三角形はSGF-MによるTCFの沈降への寄与を表している. 4ヵ月間のSGF-MのTCFはいずれの水深でもSGF-L2のTCFの1/2-1/3程度であり、移流による鉛直混合を大 きく過小評価している. SGF-Mでは過小評価している移流成分を $K_s = 5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を与えていることによっ て拡散成分で補っている.また,SGF-L2の鉛直¹³⁷Csフラックスの拡散成分,-Ks∂zC については移流成分 の10³から10⁴程度の大きさであるため、本節の解析から除外している. 例えば、SGF-L2の水深100mにお けるフラックス拡散成分は移流成分の0.2%であった.

Figure 3.16に2011年4月から6月までのSGF-L2における月平均値沈降ECF_sの空間分布(Figure 3.16(a)-(c):混 合層深さ、Figure 3.16(d)-(f):水深200m)を示す. 混合層深さにおける沈降ECF_sは、4月に36.3°Nから37.6°Nの FNPP1近傍沿岸から陸棚にかけて南北に広く伸びる分布を有し、最も卓越する. また、37°N、141°E付近の 海岸線湾曲部から黒潮続流に至るまで高ECF_s領域の舌状構造が発達している. 5月、6月の非地衡二次流弱 化に伴い混合層でのECF_sも抑制されている. また、Figure 13(c)と同様、混合層下の水深200mでのECF_sは5 月に発達している様子が見て取れる(Figure 3.16(d)-(f)). 混合層でのECF_sは4月に放出源付近で最も卓越し ていたが、水深200mでは放出源から離れた海域で混合層下の発達の遅い鉛直流に伴い、1ヵ月遅れた5月に 卓越している. また、黒潮流路を中心として¹³⁷Csの深い沈降が生じている.

3.6 考察とまとめ

本章では、MOVE-WNPの再解析データを初期・境界条件として、ROMSを用いたダウンスケーリングシステムを構築し、得られた海況データをSEA-GEARN-FDMの入力データとすることで、FNPP1事故の海洋拡散再解析を行った。SGF-L2モデルはサブメソスケール渦解像の水平解像度1kmであり、水平解像度10kmのSGF-Mの結果と比較することで、サブメソスケール渦やそれに伴う鉛直流の効果を定量的に評価した。モデル結果と現地観測データ及び衛星観測データとの比較の結果、ROMS-L2、SGF-L2は黒潮の三次元的な流動構造及び¹³⁷Cs濃度分布を精緻に再現していた。また、サブメソスケールのダイナミクスが渦変動場やそれに伴う¹³⁷Csの濃度分布に重要であることを示した。サブメソスケール渦解像海洋モデルであるSGF-L2はFNPP1近傍沿岸域の¹³⁷Csの三次元的な濃度分布、時空間変動性の再現性において低解像度モデルSGF-Mを上回っていた。放出された¹³⁷Csの初期分散においてSGF-Mは放出直後の沖向きの輸送を過大評価しており、非現実的な速度で黒潮にトラップされていたが、SGF-L2では沿岸捕捉流に伴って沿岸で¹³⁷Csの高濃度帯域が持続的に形成されていた。

表層での水平構造の改善に加えて SGF-L2 では事故直後の寒冷期に発達していた非地衡二次流に伴う¹³⁷Cs 鉛直循環を精緻に再現していた. エネルギー収支解析から非地衡二次流はシア不安定及び傾圧不安定

によって 10-20km のサブメソスケールの波数帯域で発達していたことが示唆された.サブメソスケール現 象には強い季節性が見られ, Sasaki et al. (2014)¹²⁾等の先行研究でも示されていたとおり,寒冷期に発達が 見られた. 2011 年の EKE 及び渦に伴う¹³⁷Cs 輸送は FNPP1 事故が起きた 4 月の寒冷期に最も励起されて いた.

¹³⁷Csの鉛直混合へのサブメソスケール現象の影響を検討するため、空間フィルター及び周波数フィルターによって各変数を平均成分、メソスケール渦成分、サブメソスケール渦成分に分解した。事故から4ヵ 月間に解析領域内に放出された¹³⁷Csの内、約50%が混合層以深に輸送されていた。驚くべきことに、この 内の84%に渦成分が寄与しており、62%にサブメソスケール渦成分が寄与していた。混合層下での¹³⁷Cs沈 降は主として渦によって引き起こされていた。例えば、領域内全放出¹³⁷Csの内8.8%が200m以深へ、2.4% が300m以深へ渦成分によって沈降していた。また、サブメソスケール渦成分によって3.2%が200m以深へ、 0.7%が300m以深へ沈降しており、この値は渦成分による寄与の1/3-1/2を占めている。サブメソスケール現 象に伴う非地衡二次流は先行研究(例えば、Gula et al., 2014⁴⁹)から混合層下の亜表層には到達しないことが 知られているが、残差的な効果によって200m以深にまで緩やかに¹³⁷Csを輸送する可能性が示された。これ は、表層で¹³⁷Cs存在量が最も顕著になる4月から1-2ヵ月遅れて中深層での¹³⁷Cs増加が起こることからも推 察される。一般的にサブメソスケールの時間スケールは数時間から数日間とされているため(例えば、 McWilliams, 2016⁸³)、流動場に日平均成分を用いているSGF-L2は¹³⁷Csの鉛直輸送に対するサブメソスケー ル現象とそれに伴う非地衡二次流の効果を過小評価している可能性があるが、SGF-L2の入力流動場の時間 分解能を向上させればECF_sの効果がより顕著になることが予想される。

本章の結果から、FNPP1事故が実際よりも温暖または寒冷な時期に起きていた場合¹³⁷Csの濃度分散は大 きく変わっていた可能性が示唆される.事故が1月,2月のような,より寒冷な時期に起きていた場合,サブ メソスケール現象やそれに伴う海洋挙動はより顕著であったことが予想される.これによって、FNPP1起 源の高濃度の放射性物質が瞬時に海洋深部へ輸送するサブダクションが起こる一方で、高濃度の放射性物 質が沿岸に留まり、より深刻な沿岸の汚染が引き起こされていた可能性がある.また、事故が6月,7月の ようなより温暖な時期に起きていた場合、サブメソスケール現象やそれに伴う海洋挙動は緩慢であること が予想される.よって、海洋深部へ輸送される放射性物質は減少し、速やかに沖合に分散した後に黒潮に トラップされ、より広域に渡る海洋汚染が引き起こされていた可能性がある.

加えて、本章では黒潮続流域に沿った渦に伴う¹³⁷Csの海洋深部への輸送が見出された.このプロセスは 中央モード水や亜熱帯モード水等の亜表層水への¹³⁷Csの流入を強化する可能性がある.亜表層水は北太平 洋亜熱帯旋廻によって太平洋を時計回りに長い時間をかけて循環しているため、長期的に北西太平洋上に 放射性物質が含まれた水塊が存在する可能性がある.実際、観測によってこのような多年性の亜表層の放 射性物質の輸送が検出されている(例えば、Kaeriyama et al., 2014¹⁰⁷; Kumamoto et al., 2017⁹⁵).

また,再解析に対して一切の係数調整を必要としないサブメソスケール渦解像SGF-L2に対して,低解像 モデルのSGF-Mは,広範囲かつ長期に渡るシミュレーションや迅速性が求められる海洋汚染に対する初期 対応での役割が期待されるため,gridスケール以下の現象を適切にモデル化するためのoffline乱流モデル等 の導入が求められる.

Models	SGF-L2	SGF-M		
Computational period	3/12/2011-6/30/2011, UTC			
Time step	120 s	360 s		
Model domain	140.5°E-145°E, 35.6°N-39.2°N	120°E-120°W, 10°N-60°N		
Horizontal grid cells	451 × 361	1200×500		
Horizontal resolution	0.01°	0.1°		
Vertical level (z-coordinate)	79 levels	54 levels		
Horizontal diffusivity coefficient	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$		
Vertical diffusivity coefficient	KPP	$5 \times 10^{-4} \mathrm{m^2 s^{-1}}$		
Duration of the oceanic release		3/26/2011-6/30/2011, UTC		
Duration of the atmospheric deposition		3/12/2011-5/31/2011, UTC		

Table 3.1. Numerical	l configurations	of the two S	EA-GEARN	-FDM model	experiments
	U				1



Figure 3.1. Double-nested ROMS model domains with bathymetry in color for the parent ROMS-L1 (dotted box) and child ROMS-L2 (black solid box) models, embedded within the MOVE-WNP domain (not shown, much wider than the displayed area). Red star indicates the location of the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant (FNPP1). Bold black line identifies the transect for the cross-sectional plots in **Figure 3.4**. Gray box is the area used for the spectral analyses in **Figure 3.14**. Thin red rectangle corresponds to a zoomed-in region of the SGF-L2 domain (right panel) with the locations of the near-surface monitoring stations (magenta circles) used in **Figures 3.12(a)-(c)**. Model domain for SGF-M extends from 10°N-60°N, 120°E-120°W (not shown).



Figure 3.2. Time series plots of the imposed release rates of ¹³⁷Cs from March 12 to June 30, 2011. Blue line is the oceanic direct release estimated by *Kawamura et al.* $(2011)^{73}$; red line is the atmospheric release estimated by *Katata et al.* $(2015)^{74}$.



Figure 3.3. Plan view plots of (a), (b) time-averaged surface velocity magnitude, and (c), (d) sea surface height (SSH) variances. Left panels (a), (c) are the ROMS-L2 result superposed on the L1 result, while right panels (b), (d) are based on AVISO satellite altimetry.



Figure 3.4. Cross-sectional plots of (a), (b) snapshots of temperature from the ROMS-L2 model and JMA observation, (c) mean streamwise velocity at intervals of 0.15 m s⁻¹ normal to the transect (red contours) and temporal standard deviation (RMS) of vertical velocity, *w* (color) from the ROMS-L2, and (d) time-averaged vertical eddy diffusivity, K_s , estimated by the KPP model, along the transect shown by the bold black line in **Figure 3.1**. White curves in the lower panels are time-averaged mixed-layer depths (MLDs) estimated by the KPP model.



Figure 3.5. Upper panels: surface eddy kinetic energy (EKE), K_e , from (a) the ROMS-L2 on L1, and (b) MOVE-WNP reanalysis. Lower panels: daily averaged spatial distributions of surface vertical relative vorticity normalized by planetary vorticity (dimensionless) on April 2, 2011 from (c) the ROMS-L2 on L1, and (d) MOVE-WNP models. Blue thick line in (b) identifies the transect used for the cross-sectional plots in Figure 3.6.



Figure 3.6. Cross-sectional plots of the daily averaged vertical upward velocity, *w*, from the ROMS-L2 (left) and MOVE-WNP (right) models. Black line in the left panel is the mixed-layer depth (MLD) estimated by the KPP model. The corresponding transect is shown by the blue line in **Figure 3.5(b)**.



Figure 3.7. Modeled ¹³⁷Cs concentrations (color) from the SGF-L2 (upper panels) and SGF-M (lower panels) models at (a), (d) the surface, (b), (e) 100 m depth, and (c), (f) 200 m depth. Colored circles indicate the instantaneous in situ concentrations (*Buesseler et al.*, 2012⁹³) using the same color scale.



Figure 3.8. Modeled ¹³⁷Cs concentrations (color) and velocity (vector) from the SGF-L2 at the surface on May 12 (left) and May 30 (right).



Figure 3.9. Cross-sectional plots of ¹³⁷Cs concentrations from the SGF-L2 (left), and SGF-M (right). Upper panels: time-averaged ¹³⁷Cs from June 9 to 15, and lower panels: the daily averages for April 2. Colored circles in upper panels indicate instantaneous in situ concentrations measured in June 2011 (*Buesseler et al.*, 2012⁹³). Black curve in panel (c) is the mixed-layer depth estimated by the KPP model. The corresponding transect is shown by the blue line in **Figure 3.5(b)**.



Figure 3.10. Scatter diagram of the ¹³⁷Cs concentrations from the SGF-M (white circles) and SGF-L2 (red circles) models against in situ sampled data (*Buesseler et al.*, 2012^{93}). Error bars are quite small as they are within the size of the symbols, and thus not shown here. The solid line represents the 1:1 correlation and it is bounded by two dashed lines indicating the deviations with factors of 1/10 and 10.



Figure 3.11. Scatter diagram of the ¹³⁷Cs concentrations from the case without the atmospheric release (white circles) and SGF-L2 (red circles) models against the in situ sampled data (*Buesseler et al.*, 2012^{93}). Error bars are quite small as they are within the size of symbols, and thus not shown here. The solid line represents the 1:1 correlation and is bounded by the two dashed lines indicating the deviations with the factors of 1/10 and 10.



Figure 3.12. Time series plots of various quantities. Near-surface ¹³⁷Cs concentrations from the SGF-M (black) and SGF-L2 (red) models, and measured data (white circles) around the FNPP1 at (a) T1, (b) T2, and (c) T3. The uncertainties of the observations by TEPCO are not reported. Locations of the measurements are shown in **Figure 3.1**. (d) Inventory (the total amount) of ¹³⁷Cs in the SGF-L2 model domain, integrated vertically from the surface down to the labeled depths (z = -100 m, -1000 m, and the base of the surface mixed layer denoted by MLD) normalized by the total ¹³⁷Cs load derived from the FNPP1 as the sum of the oceanic direct release and atmospheric deposition. (e) Spatial MLD estimated by the KPP model of the ROMS-L2. (f) Volume-averaged surface (z > -400m) eddy kinetic energy, EKE (K_e), for the SGF-L2 domain.



Figure 3.13. Upper panels: monthly averaged surface submesoscale EKE from the ROMS-L2 for (a) April, (b) May, and (c) June 2011. Lower panels: submesoscale vertical velocity variance $\overline{w'^2}$ at the mixed-layer depth (MLD) from the ROMS-L2 for (d) April, (e) May, and (f) June 2011. Contours represent monthly averaged surface velocity magnitude at intervals of 0.25 m s⁻¹, depicting the monthly averaged Kuroshio path.



Figure 3.14. Wavenumber spectra of (a) kinetic energy at the surface, (b) vertical velocity at the mixed-layer depth (MLD), (c) barotropic conversion rate, $K_m K_e$, averaged vertically over the surface mixed layer, and (d) baroclinic conversion rate, $P_e K_e$, averaged vertically over the surface mixed layer. Curves are for each of the three months from April to June 2011. Straight lines indicate the spectral slopes of $k^{-5/3}$ (black), k^{-2} (dashed), and k^{-3} (gray), where k is the wavenumber.



Figure 3.15. Ratios of the ¹³⁷Cs inventory in the SGF-L2 domain against the total ¹³⁷Cs load from oceanic direct release and atmospheric deposition. Inventories are estimated from the SGF-L2 model as the time- and area-integrated downward vertical advective fluxes of the total ¹³⁷Cs flux (TCF, gray), eddy flux (ECF, black), and submesoscale eddy flux (ECFs, red). Area integrals are performed at four different depths, d_c , where (a) d_c is at the mixed-layer depth (MLD), (b) $d_c = 100$ m, (c) $d_c = 200$ m, and (d) $d_c = 300$ m. Cyan triangles in (b)-(d) are the corresponding TCF estimates from the SGF-M model. Note that in (d), TCF < ECF because upward MCF occurs in deeper areas.



Figure 3.16. Spatial distribution of the monthly averaged submesoscale downward ¹³⁷Cs flux (ECF_s) for (a), (d) April, (b), (e) May, (c), (f) June 2011. Upper panels: ECF_s at the mixed-layer depth (MLD). Lower panels: at z = -200 m. Black contours represent monthly averaged surface velocity magnitude at intervals of 0.25 m s⁻¹. Upward fluxes are blanked out.

4.サブメソスケール渦解像海洋モデルの現業海洋アセスメントシステムへの適用性の検討

4.1 序説

日本国内の原子力発電所や使用済燃料再処理施設の多くは海岸に設置されており、それらの冷却水及び 放射性廃液は安全性を確保しながら計画的に沿岸海域へ放出されている. 原子力事故等により, 万が一不 測の漏洩が起こると大量の放射性核種が海洋へ放出される恐れがあり、沿岸海域や生態系に深刻な影響を 与える可能性がある.実際に、2011年3月11日に発生した東北地方太平洋沖地震に伴うFNPP1事故では、大 量の放射性核種が大気

・海洋環境に放出されたことは記憶に新しい.このような事故時の緊急時対策を検 討するためには、事故によって放出された放射性物質の分布とその分散過程を予測し、海洋環境の汚染状 況を詳細に把握することが重要となる.このような背景から、原子力事故発生に備えた海洋環境の安全確 保を目的として、フランスのIRSN (Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire) によるOPERA networkなど の海洋モニタリング網の整備や、IRSNや日本原子力研究開発機構などによる放射性物質の海洋拡散予測シ ステムの開発を目的とした数値シミュレーションを用いた海洋拡散モデルの開発 (例えば, Bailly du Bois et al., 2005¹⁰⁸⁾; Kobayashi et al., 2007¹⁰⁹⁾) が, FNPP1事故以前から行われてきた. その後, FNPP1事故を契機と して、日本国内だけではなく、近年原子力発電所の立地が進む東アジアで原子力施設から放射性物質が海 洋環境中へ放出される潜在的な可能性が極めて高いことが改めて認識され、緊急時に放射性核種の海洋拡 散を精緻に予測するシステムの必要性が高まっている. このような背景から、様々な研究機関が数値シミ ュレーションを用いた海洋拡散予測システムの開発を精力的に実施してきた (例えば, Duffa et al., 2016¹¹⁰⁾; Kobayashi et al., 2017¹⁵). 日本原子力研究開発機構が開発した緊急時海洋環境放射能評価システム, STEAMER (Short-Term Emergency Assessment system of Marine Environmental Radioactivity, Kobayashi et al., 2017¹⁵) は気象庁気象研究所による, MOVE-WNP (The Multivariate Ocean Variational Estimation System for the Western North Pacific, Usui et al., 2006³¹) 及び, NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) の EMC (Environmental Modeling Center) によるGlobal RTOFS (Global operational Real-Time Ocean Forecast System, 例えば、Mehra et al., 2010¹¹¹)の海洋予報オンラインデータを基に、仮想的な放射性物質の海洋放出量の情 報と日本原子力研究開発機構が開発した海洋拡散モデルを用いることで、海水中の放射性物質の濃度を1 ヵ月先まで予測するシステムである.STEAMERは計算開始後数時間で予測情報を提供可能であり、迅速 性が求められる緊急時対応において、汚染状況やその分布を予測することで海洋モニタリング海域の選定、 漁業禁止海域や危険航路の特定に役立てることが期待されている.また、事後解析において、再解析海況 場と濃度の現地観測データから大気及び海洋への放出量推定や、放出量推定値を用いた海洋汚染分布の再 現と将来予測に使用することを想定としている. このシステムは、MOVE-WNP、やGlobal RTOFSなどの 海洋予報・再解析データによる流動場を用いて物質輸送を推定するため、その再現性は使用するモデルの 精度に依存する.しかしながら、これらの予報データの水平解像度はMOVE-WNPでは1/10°、Global RTOFS では1/12°と、比較的粗いため、迅速な緊急予報を行うといった目的には適切であるものの、福島県沖海域 のように沿岸域に捕捉された形で物質輸送が生じる場合の再現性確保(例えば、内山他、2013¹⁰⁵)や、瀬戸内 海などの狭領域かつ潮汐が主要外力となりうる海域を対象にする(例えば、内山他、20123)ことは原理的に 困難であった.一方,陸棚や沿岸域では,水平数km-10km程度のサブメソスケール現象に伴う渦混合が海 洋での物質輸送に大きな影響を与えることが明らかになりつつあり(例えば, Boccaletti et al., 2007³³⁾: Badin et al., 2011³⁴⁾; Callies et al., 2015³⁵⁾; Kunze et al., 2015³⁶⁾; Kamidaira et al., 2017³⁷⁾; 内山他, 2012³⁸⁾, 2103³⁹⁾; 上平他, 2015⁴⁰),実際,FNPP1事故によって放出された放射性核種の輸送過程にもこれらが強く影響していた(本論 文第3章, Kamidaira et al., 2018¹¹²). したがって、これらの影響を合理的に考慮できるように海洋循環モデル を高精度化しておくことが重要な課題となっている.

そこで本章では、日本原子力研究開発機構の予測システム、STEAMER に対して領域海洋モデル ROMS (Shchepetkin and McWilliams, 2005¹³⁾, 2008¹⁴)を用いた多段ネストダウンスケーリング高解像度沿岸域モデル を導入することで、サブメソスケール力学や沿岸域特有の海洋構造を考慮できるようシステムの高度化を 試みた. さらに、本システムを用いて FNPP1 からの放射性物質漏洩を想定した予測計算を行い、従来の MOVE-WNP を入力海況場に用いた STEAMER による予測結果との比較から放射性物質の海洋中輸送メカ ニズムに対するサブメソスケール現象、及び潮汐による影響を解析し、ダウンスケーリングシステムの STEAMER への適応性を検討した.

以下,4.2 ではダウンスケーリングシステムの概要を述べる.4.3 では潮汐に着目したモデル結果と観測 値との比較を行い,システムの再現性を確認する.さらに,4.4 では流動構造,濃度分布に対するサブメ ソスケール現象,潮汐による影響を解析し,最後に4.5 で本章の結論を述べる.

4.2 システムの概要

日本原子力研究開発機構が開発した STEAMER は予め計算された予報海況場データを海洋中放射性物質 移行予測モデル SEA-GEARN (Kobayashi et al., 2007¹⁰⁹) に入力値として与え,予報計算を毎日行っている. SEA-GEARN は, offlineの3次元 Lagrange 粒子追跡モデルをベースとしており, 各粒子の持つ放射能の各 grid への寄与を積分して放射性物質の濃度を求め、放射性物質の濃度分散を評価するモデルである.この ような offline 海洋拡散モデルの計算結果は入力値に用いる海況場に強く影響されることが知られており (例えば Periáñez et al., 2015¹¹³),高精度な海況場を入力値として選ぶことが必要である.気象庁気象研究所 が開発した海洋データ同化システム MOVE-WNP は様々な観測データを同化に用い,海洋循環モデルの力 学的整合性を保持しながら現実に近い海況の再現、予報を行うシステムであり、現業分野での実績もある。 特に北太平洋の海洋再解析・予報値の信頼度は高いが、その水平解像度は約10kmであり、サブメソスケ ール現象による渦混合は直接的には考慮されていない.また、MOVE-WNPの海況場には潮汐は考慮され ておらず、狭い水路で連結された多島海域である瀬戸内海などの閉鎖性の強い内湾域を対象にするのは困 難である.本章では STEAMER に MOVE-WNP による高精度な予報データを初期・境界条件とし,将来的 に瀬戸内海などの潮汐が主要外力となりうる海域に立地する原子力施設を対象にした予報計算を行うこと を想定し、潮汐を考慮した ROMS によるダウンスケーリングシステムを導入することでサブメソスケール 現象及び潮汐を考慮した予報海況場を計算することを試みた. さらに、ROMS により予報された海況場を SEA-GEARN への入力値として, FNPP1 を仮想放出源とした濃度分散予報シミュレーションを実施した. 以下に, 各モデルの設定や計算条件を示す.

4.2.1 ROMS 計算条件

第3章で実施した ROMS を用いた2段階のネスティングによる東北地方太平洋沖の海洋再解析シミュレーションは、MOVE-WNP で再現されたメソスケールの海象に加えて、高解像度化に伴うサブメソスケールの海象を精緻に再現していた.本章では第3章での設定を参考に、サブメソスケール現象が卓越する寒冷期(2016年1月)を対象に計算条件を設定した.

MOVE-WNP では配信日 0:00(JST)頃に配信日前日の再解析値を初期条件とした配信日から 30 日間の日 平均海況予報値を毎日配信している. 例えば, 1 月 22 日 0:00(JST)頃には 1 月 21 日の再解析値,及び 1 月 22 日から 2 月 20 日の予報値が配信される. 一方,気象庁による全球数値予報モデル GPV-GSM(例えば, Roads, 2004⁵²)では配信日 0:00(JST)頃に配信日前日の 12:00(UTC)を初期条件とした 84 時間後までの気象予 報値(時間分解能 6 時間)及び,配信日 3:00(JST)頃に 96 時間後から 264 時間後までの気象予報値(時間分解 能 12 時間)が配信される. 例えば,1 月 22 日には 1 月 21 日 12:00(UTC)を初期条件とした 2 月 1 日 12:00(UTC)までの予報値が配信される.本章で行う ROMS による予報計算は GSM の予報日数に合わせ, 2016年1月22日に配信された予報値を用いて1月22日から2月1日まで行う.スピンナップ期間を設け るため,2016年1月1日の MOVE-WNP 再解析値を初期条件とし,1月21日までは MOVE-WNP 再解析 値を境界条件,GPV-GSM 再解析値(6時間平均値)を海上風として与え,以後は予報値を用いて計算を行う. Figure 4.1 に MOVE-WNP 領域に入れ子状に配置された2段階の ROMS ネスティングモデル領域を示す. 中解像度モデルの ROMS-L1(水平解像度3km)領域は3456×3456 km であり,東シナ海,黄海,日本海,太 平洋日本近海などの日本列島周辺海域を内包しており,日本及び周辺諸国に存在する原子力施設からの放 射性物質放出に対応できるよう広く設定している.

ROMS-L2(水平解像度 1km)の初期条件・境界条件には ROMS-L1 の 1 時間平均値を与えた. STEAMER では日本及び周辺の原子力施設を対象としているが現在, FNPP1 を対象にした海洋拡散シミュレーション を毎日行っている(Kobayashi et al., 2017¹⁵). STEAMER の結果と比較を行うため,高解像度モデル ROMS-L2 領域は福島県沖を対象とした. ROMS-L2 領域は 960×960 km である. 鉛直解像度は ROMS-L1, ROMS-L2 モデルはともに 40 層(σ 座標)とした. 海底地形には JEGG500 (http://www.jodc.go.jp/data set/jodc/jegg intro.html 参照日 2018 年 5 月 1 日) を Shuttle Radar Topography Mission product (SRTM30 Plus, Rodriguez et al., 2005⁵⁵); Becker et al., 2009⁵⁶) で補完したデータを, 海上風以外の各種 海面フラックスには Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS, Woodruff et al., 1987⁵⁷)の月平均気 候値を,海表面水温・塩分には MOVE-WNP の 20 日平均値を,領域内の一級河川 (ROMS-L1 では 111 本, ROM-L2 では 8 本)の流量は日本河川協会の雨量・流量年表データベース (http://www.japanriver.or.jp/publish/book/nenpyou dvd.htm 参照日 2018 年 5 月 1 日) から求めた 1994 年から 2003 年の月平均気候値をそれぞれ用いた. ROMS-L1 に含まれる中国の大河川,長江 (年間流量,838-907km³, 例えば, Dai et al., 2009⁵⁴)の流量については, Dai et al.(2009)⁵⁴⁾による月平均気候値を与えた. 短期 間の計算であるため ROMS-L1, ROMS-L2 ともに TS-nudging のような 4 次元同化などの制御を加えないシ ミュレーションを実施した. 潮汐に関しては, TPXO7.0 (Egbert et al., 1994¹¹⁴⁾; Egbert and Erofeeva, 2002¹¹⁵) による全球主要 10 分潮調和定数を用いて開境界から海面高度の外力として与えた。潮汐が流動場及び放 射性物質の分散に与える影響を検討するため、潮汐を外力として与えないケースも実施した.なお、 ROMS-L2 潮汐あり、なしのケースの初期条件・境界条件は、両者ともに ROMS-L1 の潮汐を考慮しないケ ースの出力結果を用いた.本章で行う統計解析は、すべて同じ10日間(2016年1月21日12時から1月31 日12時,UTC)で行い,例外は都度明言する.

4.2.2 SEA-GEARN 計算条件

SEA-GEARN を使用し、MOVE-WNP 予報データ及び ROMS-L1(潮汐非考慮)、ROMS-L2(潮汐非考慮)、 ROMS-L2(潮汐考慮)により計算された 3 次元海流データを入力した 4 通りの拡散計算を行い、相互比較を 行う. MOVE-WNP 予報データ及び ROMS-L1(潮汐非考慮)、ROMS-L2(潮汐非考慮)の 3 パターンの比較か ら水平解像度による差異を、ROMS-L2(潮汐非考慮)、ROMS-L2(潮汐考慮)の比較から潮汐が海洋中放射性物 質の分散に与える影響を評価する.入力する MOVE-WNP 予報データは日平均値、ROMS による海況場は 1 時間平均値である. ROMS による海況場を入力する場合の鉛直拡散係数(K_s)は K-Profile Parameterization (KPP) モデル (Large et al., 1994⁶⁶)の出力値の 1 時間平均値を与えた. MOVE-WNP では鉛直拡散係数予報 値は提供されていないため、MOVE-WNP を入力するケースでは一定値 $K_s = 10^5 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ とした. 対象核種は ¹³⁷Cs(半減期 30.1 y)とし、FNPP1 からの直接漏洩による ¹³⁷Cs を放出源として与えた. FNPP1 から海洋への 直接放出量に関しては、現在の STEAMER で実施されている単位放出率 1 Bq h⁻¹を与えた. 海水中の ¹³⁷Cs は現在の STEAMER の設定(Kobayashi et al., 2017¹⁵)同様、完全に溶存態として存在すると仮定した. Table 4.1 に SEA-GEARN の計算条件を示す.

4.2.3 計算資源

緊急時対応において計算に要する時間を事前に把握しておくことは重要である.本章のシステムでは, 現在 STEAMER の試験運用に使用されている計算機(Kobayashi et al., 2017¹⁵)と同程度の性能を持つ計算機 を用いて行った. Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2698 を搭載したメモリサイズ 32GB の Linux ベースの計算機を 2 台用いて Message Passing Interface(MPI)によって並列計算を行った. Table 4.2 に SEA-GEARN による 10 日間,及び ROMS のよる 30 日間の予報計算完了までの所要時間を示す.従来の MOVE-WNP 予報値を用 いた場合,計算時間は数時間程度であったが,ROMS 計算を STEAMER に導入する場合は,L1 を SEA-GEARN 入力値とした拡散計算終了まで計 52.1 時間,L2 を SEA-GEARN 入力値とした拡散計算終了まで計 96.4 時間要している.今回用いた計算機では現在の STEAMER の構成ほどの迅速性は得られないが数日程 度で予報結果を提供できることがわかった.一方で,本章のシステムを STEAMER のように毎日定時実行 を行う場合,大型計算機でのシステム運用を検討する必要がある.

4.3 再現性の確認

第3章で構築した MOVE-WNP 再解析を初期・境界条件としたダウンスケーリングモデル及びダウンス ケーリングモデルから得られた海況データを用いた海洋拡散シミュレーションにおいて、表層運動エネル ギー時間変動、密度分布、平均海表面流速、海面高度偏差の分散、FNPP1 起源の¹³⁷Cs 濃度分布などにつ いて現地及び衛星観測データとの比較から詳細な評価を行い、いずれも観測値との良好な一致を確認して いる.本章で構築した類似したシステムにおいても同程度の再現性が期待できる.本章では、新たにモデ ル内で考慮した潮汐変動を比較した結果を示す. Figure 4.2 に ROMS-L1, ROMS-L2 による主要4 分潮(M₂, S₂, K₁, O₁)の遅角と振幅について、日本海洋データセンター(http://jdoss1.jodc.go.jp/vpage/tide_j.html 参照日 2018 年 5 月 1 日)で公開されている海上保安庁、気象庁、国土地理院、国土交通省による観測値との比較 を示す.比較に用いた観測地点は Figure 4.3 中に自丸で示した日本沿岸の地点である. Figure 4.2 中に示し た相関係数(R)は次式で表される.

$$R = \frac{\delta_{xy}}{\delta_x \delta_y} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}$$
(4.1)

ここで x_i はモデル値, y_i は観測値, δ_x : x の標準偏差, δ_y : y の標準偏差, δ_{xy} : $x \ge y$ の共分散, \bar{x} : x の平均 値, \bar{y} : y の平均値, n: データの総数である. 予報遅角については ROMS-L1, ROMS-L2 ともに観測値との 良好な一致を示し,相関係数は ROMS-L1 では R=0.994, ROMS-L2 では R=1 である. 一方, ROMS-L1 の予 報振幅は全体的に過小評価気味であり,相関係数は R=0.888 である. 水平解像度 3km の ROMS-L1 では過 小評価の傾向が強いが,水平解像度 1km の ROMS-L2 ではその傾向は低減され, R=0.986 と高い相関を示 している. 過小評価の原因は潮汐観測ゲージ付近の地形の解像度に起因するものであり,地形の影響をよ り詳細に捉えることが可能な ROMS-L2 では再現性が向上したことが推察される. よって潮汐を外力とし て与える計算の場合,地形の影響を考慮できる 1km 以下の水平解像度を要することが示唆される. 以上よ り、ROMS-L2 は福島県沖の領域内における潮位変動を良好に予報可能である.

また,比較的に観測値との良好な一致が見られた ROMS-L1 によって予報された O₁の振幅の空間分布 (Figure 4.3)を見ると,振幅は明確な地域性を有していることがわかる.振幅は台湾西側で最大値を取り, 黄海朝鮮半島沖,瀬戸内海で高い値を示している.一方日本海全体では振幅は弱く,潮汐による海洋流動 構造に与える影響が相対的に小さいことが定性的に示唆される.

4.4 サブメソスケール現象, 潮汐による影響

ダウンスケーリングによる水平解像度の向上に伴い,より小さなスケールのフロントや渦が再現され, 渦構造が変化していることが予想できる.また,近年の研究結果から潮汐による影響が沿岸付近の運動エ ネルギー,渦運動エネルギーを増減させ,周辺の流動構造を変化させることが示されている (例えば,増 永他,2017¹¹⁶; Masunaga et al.,2018¹¹⁷).水平解像度,潮汐が流動構造,渦構造,放射性物質の濃度分布へ与 える影響を評価するために,各モデルによる渦度,変動成分の比較を行う. Figure 4.4 に 2016 年 1 月 31 日 23 時(UTC)における表層無次元渦度 $\zeta / f($ ただし, ζ :相対渦度の鉛直成分,f:惑星渦度)の 1 時間平均 値を示す.解像度の向上に伴い,微細で強い渦度が福島県沿岸に発達している.一方,ROMS-L2 の潮汐 による差異は明確には見られていない. 渦度の発達に密接に関連する表層 EKE の空間分布(Figure 4.5(a)-(c))を評価する. EKE は次式で求められる.

$$K_e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \tag{4.2}$$

ここで、(u, v):緯度及び経度方向の水平流速、上付きバーはアンサンブル平均操作(時間平均操作)、プライ ムを付した変数は時間平均成分を除去した渦成分を表す. ROMS による EKE は類似した傾向を示す一方, 水平解像度向上に伴い EKE が強化され MOVE-WNP による EKE は小さい. 特に ROMS による EKE は親 潮流軸付近で発達が見られる. Figure 4.5 のベクトルは時間平均流速を表しているが MOVE-WNP による 親潮付近の流れはROMSによるものと比べ、強い南向きの流れが福島県沿岸付近まで一様に広がっている. 一方 ROMS による平均流速はより小さなスケールのフロントや渦が再現されることによって、特に沿岸付 近でより複雑な流動構造を示している. このような高解像度化に伴う変動性の上昇によって渦度及び EKE が強化されたと推察される.一方, ROMS-L2(潮汐考慮)と ROMS-L2(潮汐非考慮)による表層 EKE の差分 (Figure 4.5(d))を見ると、潮汐を考慮した場合、全体的に EKE の差分が負の値を示し、特に親潮付近、放出 口近傍で EKE が抑制されている. これら結果は、表層の移流による水平混合が空間解像度の向上に従っ て強化される一方,潮汐によって抑制される可能性を示唆している.次に,水深平均された鉛直流速(w)の 分散(w²)を見ると(Figure 4.6 (a)-(c))、水深が 1000m を超える海域で最大値をとる傾向がモデル間で定性的 に一致する一方,高解像度化に伴い,鉛直流速の分散が増大し変動性が強化されている. ROMS-L1(水平 解像度 3km), MOVE-WNP(水平解像度 1/10°)では水深 1000m 以浅の海域での鉛直流速の分散を過小評価 しており、低解像度モデルであるほどその傾向は強い. 一方, ROMS-L2(潮汐考慮)と ROMS-L2(潮汐非考 慮)による鉛直流速の分散の差分(Figure 4.6(d))を見ると、潮汐を考慮した場合、沖合の高水深海域をピーク に差分が全体的に正の値を示し、潮汐によって鉛直流速の変動性が増大している. これら結果は、空間解 像度の向上と潮汐による効果が沿岸域での移流による鉛直混合を強化する可能性を示唆している. Figure 4.7 に SEA-GEARN による放出開始 10 日後の表層¹³⁷Cs の濃度分布を示す.計算開始 10 日後の濃度分布は 放出口近傍で高濃度領域が形成される傾向はどのモデルでも見られる一方で細部は異なっている. MOVE-WNP を入力海況場として用いた場合、放出口近傍の流速が弱いため、拡散によって等方的に広がり、放 出口沖合 141.30°E 付近で一様に分布する南向きの流れによって南に輸送されている. 一方 ROMS-L1 を入

力海況場として用いた場合,沿岸付近の複雑な流動構造に捕捉された高濃度分布が放出口に留まり,一部 が仙台湾に輸送されている. ROMS-L2(潮汐非考慮)を入力海況場として用いた場合では ROMS-L1, MOVE-WNP の場合よりも沖合への輸送が抑制され,ROMS-L2(潮汐考慮)では沖合への輸送抑制に加え, 福島県沿岸に張り付いた高濃度分布形状を示している.水深積分した¹³⁷Cs の濃度分散(Figure 4.8)を見ると MOVE-WNP による分散は弱く,放出口を中心に等方的に分布している. ROMS-L1 と ROMS-L2(潮汐非考 慮)では類似した傾向を示しているが水平解像度向上に伴い高濃度分散の広がりが抑制され,放出口近傍に 留まっている傾向が見られる. ROMS-L2(潮汐考慮)と ROMS-L2(潮汐非考慮)を比較すると 10 日目の濃度 分布同様,ROMS-L2(潮汐考慮)では高濃度分散が福島県沿岸に張り付いた形状を示している. これらの結 果と EKE 鉛直流速の分散の結果から,2016 年 1 月(寒冷期)の福島県沿岸海域では高解像度化によって渦に よる三次元的な混合が強化される一方,潮汐によって水平混合は抑制,鉛直混合は強化されていた可能性 が示唆された.水平解像度による濃度分布の差異の原因は、高解像度モデルでは水平混合が強化される一 方で鉛直混合も強化された結果,濃度が鉛直方向に分布する傾向が増加し,沖方向への輸送が低減されて いたことによるものであると推察される.潮汐による濃度分布の差異の原因は、潮汐によって水平混合の 抑制,鉛直混合の強化が相乗的に濃度の沖方向への輸送を低減した結果であると推察される.

Figure 4.9 に各モデルの 141.56°E-142.5°E, 36°N-39°N (Figures 4.4-4.8 の描画領域) で領域平均した表層 EKE, 水深平均鉛直流速の分散, 水深積分 ¹³⁷Cs 濃度の分散を示す. 各値は ROMS-L2(潮汐非考慮)の値で 無次元化している. 領域平均表層 EKE は ROMS-L2(潮汐非考慮)に対し, MOVE-WNP は約 8.4%, ROMS-L1 では約 90.0%と水平解像度の向上に従い強化されていることがわかる. 一方, ROMS-L2(潮汐非考慮)に 対し, ROMS-L2(潮汐考慮)の領域平均 EKE は 94.2%程度になった. また, 鉛直流速の分散については, ROMS-L2(潮汐非考慮)に対し, MOVE-WNP は約 0.003%, ROMS-L1:22.4%と水平解像度の向上に従い大幅 に強化されていることがわかる.一方, ROMS-L2(潮汐非考慮)に対し, ROMS-L2(潮汐考慮)の鉛直流速の 分散は 112.6%程度になった. さらに、濃度の分散については, ROMS-L2(潮汐非考慮)に対し, MOVE-WNP は約 7.4%, ROMS-L1:57.8%と水平解像度の向上に従い大幅に強化されていることがわかる. さらに, ROMS-L2(潮汐非考慮)に対し, ROMS-L2(潮汐考慮)の濃度の分散は約 103.6%になった. 以上の結果から, 水平解像度の向上に従って渦による三次元的な混合が強化された結果、濃度の変動性も強化されることが 示唆される.一方、潮汐を考慮すると水平混合は抑制、鉛直混合は強化され、結果として濃度の変動性は わずかに強化されることが示唆される. また ROMS-L2(潮汐非考慮)と MOVE-WNP による領域平均濃度分 散(Figure 4.9)の比をサブメソスケール現象による混合効果, ROMS-L2(潮汐非考慮)と ROMS-L2(潮汐考慮) の比を潮汐による混合効果とすると、サブメソスケール現象を考慮することにより、濃度の三次元的な混 合強度は 10 倍程度強化され、潮汐の効果を考慮することにより、濃度の三次元的な混合の強度は1割弱 程度強化されており、2016 年 1 月(寒冷期)の福島県沿岸海域では三次元的な混合に対してサブメソスケー ル現象の効果は潮汐の効果を大幅に上回っていることが示唆された.

4.5 結論

STEAMER に ROMS によるダウンスケーリングシステムを導入し,海況場及び原子力施設から放出された放射性物質の濃度分布の 10 日間の予報値が計算可能となるシステムを構築した. ROMS によって予報された潮汐の遅角は観測値との良好な再現性を示した.一方,振幅は全体的に観測値に対して過小評価傾向であったが,福島県沖を対象にした高解像度の ROMS-L2 では過小評価が低減され,良好な一致が見られた.

モデル間の比較から 2016 年 1 月(寒冷期)の福島県沖のサブメソスケール現象及び潮汐が流動構造, 濃度 分布に与える影響を評価した. その結果,解析領域での寒冷期の濃度分散,三次元的な物質混合にはサブ メソスケール現象による寄与が大きいことが示唆された。潮汐は水平の混合を抑制する一方で鉛直混合を 強化し、結果として潮汐非考慮では見られなかった放出口近傍沿岸に張り付いた濃度分布を形成していた。 潮汐による寄与はサブメソスケール現象に比べて小さいが、濃度希釈過程に影響を及ぼすことが示唆された。

本章で開発したダウンスケーリングシステムの導入により、サブメソスケール渦解像モデル ROMS-L2(潮汐考慮、水平解像度 lkm)を入力海況場に用いた場合、最も計算資源を要するが、従来の MOVE-WNP を入力海況場に用いた STEAMER では考慮できなかったサブメソスケール現象及び潮汐の影響を考慮した 海洋拡散予報計算が可能となることが示唆された.

一方,サブメソスケール渦許容モデル ROMS-L1(水平解像度 3km)では海域によっては潮汐を大幅に過小評価する可能性があるが、日本及び周辺諸国を内包する広範囲な海域を対象にし、かつ低解像度モデル (MOVE-WNP)よりも現実に即した沿岸の濃度分布予報結果を ROMS-L2 よりも早期に提供できることが示唆された.特に、原子力施設が多く立地する日本海沿岸では潮汐の影響が少なく、海洋拡散予測への適用が期待できる.

従来の MOVE-WNP を用いた STEAMER では、沿岸での移流による輸送、サブメソスケール現象や潮汐 を考慮できないが ROMS を導入するシステムに比べ遥かに迅速性が高い.また、広範囲かつ長期にわたる 海洋汚染分布の再現と将来予測に役割があると考えられる.特に大気放出があった場合の沖合の広範囲な 海域で放射性物質の海洋表面沈着を考慮する必要がある海洋拡散予測への適用が期待される.

本章の結果は、放射性核種を対象とした沿岸域の海洋拡散予測システムを構築する上で、ダウンスケー リングによる高解像度化が有効な手段であることを示している。今後は本章で構築したシステムを用いた 他海域、他季節での適応性、運用に向けた大型計算機への導入を検討する。

Input models	ROMS-L2	ROMS-L1	MOVE-WNP		
Computational period	1/21/2016 01:00-2/1/2016 00:00, UTC				
Time step	120s	240 s	360 s		
Model domain	140.56°E-148.85°E, 35.50°N-39.45°N	118.25°E-149.72°E, 17.50°N-47.47°N	116.85°E-159.75°E, 14.85°N-49.75°N		
Horizontal grid cells	830 × 396	1050×1000	430 × 350		
Horizontal resolution	0.01°	0.03°	0.1°		
Vertical level (z-coordinate)	54 levels	54 levels	54 levels		
Horizontal diffusivity coefficient	$5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$		
Vertical diffusivity coefficient	KPP	КРР	$10^{-5} \mathrm{m}^2 \mathrm{s}^{-1}$		
Duration of the oceanic release		1/21/2016 00:00-2/1/2016 00:00, UTC			

Table 4.1. Numerical configurations of the two SEA-GEARN model experiments

Table 4.2. Typical computation times				
Operation	Grid size	CPU used	CPU time	
ROMS-L1 30 days calculation	1152×1152×40	64	23.4h	
ROMS-L2 30 days calculation	960×960×40	64	51.2h	
SEA-GEARN 10 days prediction Input model: MOVE-WNP	430×350×54	4	1.4h	
SEA-GEARN 10 days prediction Input model: ROMS-L1	1050×1000×54	4	28.7h	
SEA-GEARN 10 days prediction Input model: ROMS-L2	396×830×54	4	21.8h	



Figure 4.1. The double-nested ROMS and SEA-GEARN model domains with bathymetry in color. Left panel: the parent ROMS-L1 (outer dotted box) and child ROMS-L2 (inner dotted box) models, embedded within the MOVE-WNP domain (red box). The outer yellow box identifies a region of the SEA-GEARN domain using ROMS-L1 as input flow field. The inner yellow box identifies a region of the SEA-GEARN domain using ROMS-L2 as input flow field. Right panel: A zoomed-in region of ROMS-L2.



Figure 4.2. Scatter diagram of four principal tidal constituents (M_2 , S_2 , K_1 and O_1) derived from a harmonic analysis of the hourly surface elevations from ROMS and observation at 24 tide gauge locations in **Figure 4.3**. Simulated values in upper panels are from ROMS-L1. Simulated values in lower panels are from ROMS-L2. (Left panels) Amplitudes and (Right panels) phase epochs. R in each plot indicates the correlation coefficient. The gray symbols in lower left panel indicate simulated amplitudes from ROMS-L1.



Figure 4.3. The iso-tidal amplitude of O₁ from ROMS-L1. The white circles depict the locations of tide gauge stations used for the harmonic analysis in **Figure 4.2**.



Figure 4.4. Hourly averaged spatial distributions of surface vertical relative vorticity normalized by planetary vorticity (dimensionless) on January 31, 2016, at 23:00.



Figure 4.5. The surface eddy kinetic energy (EKE), K_e , from (a) the ROMS-L2 (w/o tide) on L1 (w/o tide), and (b) MOVE-WNP forecast. (d) Difference of surface EKE ROMS-L2 (w/ tide) between ROMS-L2 (w/o tide). The white vectors represent time averaged surface velocity.



Figure 4.6. Same as Figure 4.5, but depth-averaged vertical velocity variance $\overline{w'^2}$. Contours represent bathymetry at intervals of 200 m.



Figure 4.7. Same as **Figure 4.4**, but surface ¹³⁷Cs concentrations. The black vectors represent hourly averaged surface velocity on January 31, 2016, at 23:00.



Figure 4.8. Same as Figure 4.4, but depth-integrated ¹³⁷Cs concentration variance.



Figure 4.9. Area averaged surface EKE, depth-averaged vertical velocity variance and depth-integrated ¹³⁷Cs concentration variance normalized by the values from ROMS-L2 (w/o tide).

5.結論

本論文では ROMS による高解像度ダウンスケーリングシステムを構築し、琉球諸島周辺海域及び東北地 方太平洋沿岸海域を対象にしたサブメソスケール渦混合に伴う物質輸送を評価し、現業海洋環境アセスメ ントシステムへの適用性を検討した.各章で得られた主要な結論を以下に要約する.

第2章では、琉球諸島周辺海域を対象に3次元変分データ同化を組み込んだ JCOPE2 を最外側境界条件 にしたダウンスケーリング海洋モデルを構築し、現地観測データや衛星データとの比較を通じてモデルに よる黒潮の三次元流動構造の良好な再現性を確認した.琉球諸島側である黒潮流軸東側表層では、出現す る負(高気圧性)の渦度が広範囲で発達しており、流軸西側で発達する正(低気圧性)の渦度の領域と同程度以 上になる負のバイアスがあることが示された.また、本海域特有のサブメソスケール現象の発達とそれに 伴う3次元的な物質混合過程を評価するべく、eddy heat flux (EHF)解析を行った.その結果、本海域では、 傾圧不安定と地形性シアの相乗的な効果により、黒潮流軸に対して西側では低気圧性のサブメソスケール 渦が表層及び水深 500m 程度の亜表層まで発達すること、反対に東側の沖縄本島側では混合層周辺に高気 圧性のサブメソスケール渦が発生すること、これらのサブメソスケール渦によって黒潮横断方向の渦熱輸 送が3次元的に促進されていることを見出した.第2章ではトレーサーとして熱を用いたが、栄養塩や浮 遊幼生なども熱と同様の強い水平渦分散作用によって、黒潮系暖水塊の波及効果を受けることが予見され る.したがって第2章の結果は、琉球諸島周辺海域の海洋環境に対して極めて重要な知見を与えるものと 考えられる.

第3章では、気象庁による MOVE-WNP の再解析データを初期・境界条件として、ROMS を用いたダウ ンスケーリングシステムを構築し、得られた海況データを SEA-GEARN-FDM の入力データとすることで、 FNPP1 事故の海洋拡散再解析を行った.構築したモデルによる結果は、現地観測データ及び衛星観測デー タとの比較から黒潮の三次元的な流動構造及び¹³⁷Cs 濃度分布を精緻に再現していたことが示された.ま た、サブメソスケールのダイナミクスが渦変動場やそれに伴う¹³⁷Cs の濃度分布に重要であることを示し た.FNPP1 事故はサブメソスケール現象が比較的活発になる弱寒冷期に起きたため、事故由来の¹³⁷Cs の 鉛直混合にはサブメソスケール渦による寄与が卓越していた.さらに、これらのサブメソスケール渦はシ ア不安定と傾王不安定との相乗的な効果によって強化されていた可能性がスペクトル解析から示された.

第4章では、日本原子力研究開発機構の予測システム、STEAMER に対して領域海洋モデル ROMS を用 いた多段ネストダウンスケーリング高解像度沿岸域モデルを導入することで、サブメソスケール力学や沿 岸域特有の海洋構造を考慮した放射性物質濃度分布の予報値を得られるよう STEAMER の高度化を試みた. 構築したシステムによって得られた各モデル出力結果の比較から、寒冷期の福島県沖の流動構造、濃度分 布に与える影響はサブメソスケール現象による効果が潮汐の効果を上まっていたことが示された. ダウン スケーリングシステムの導入により、サブメソスケール渦解像海洋モデルを入力海況場に用いた場合、最 も計算資源を要するが、従来の低解像度モデルを入力海況場に用いた STEAMER では考慮できなかったサ ブメソスケール現象及び潮汐の影響を考慮した海洋拡散予報計算が可能となることが示唆された. 放射性 核種を対象とした沿岸域の海洋拡散予測システムを構築する上で、ダウンスケーリングによる高解像度化 が有効な手段であることが示された.

本研究で開発したサブメソスケール渦解像海洋モデリングシステムはいずれも精緻に海況場を再現して おり、STEAMER などの海洋アセスメントシステム構築においてダウンスケーリングによる高解像度化が 重要な役割を果たすことが示された. STEAMER においては今後、ダウンスケーリングシステムの日本周 辺の他海域(日本海、瀬戸内海等)での、より具体的なシステム適用性の検討が必要である. 加えて、本研 究では、サブメソスケール渦解像海洋モデルを用いて、熱や放射性物質をトレーサーとしてサブメソスケ
ール現象に伴う物質渦混合効果を定量的に評価した.得られた結果は日本沿岸域の環境,生態系への影響 に関して極めて重要な知見を与えるものである.また,本研究で得られたサブメソスケール現象やそれに 伴う物質渦混合効果については,将来,立ち上げが予定されている SWOT(Fu et al., 2008¹¹⁸)や COMPIRA(Uematsu et al., 2013¹¹⁹)などの地球観測衛星システムから得られる高解像度海面高度データによ る観測面からの裏付けが期待され,海洋モデルのさらなる高精度化に繋がることが期待される.

謝辞

本研究を進めるにあたり,終始熱心にご指導いただいた神戸大学内山雄介教授に心より感謝申し上げま す. 学部 4 年生の頃より,学会やシンポジウム,インターンシップ等,国内外様々な場所で貴重な経験を 積む機会を惜しまず与えていただき,ありがとうございました.このような経験は研究だけでなく人生に おいても掛け替えのないものとなりました.厚くお礼申し上げます.

神戸大学の藤田一郎教授,中山恵介教授にはお忙しい中にもかかわらず本論文の審査委員になってくだ さり,誠に感謝いたします.

神戸大学 工学部市民工学科・海岸海洋研究グループ(内山研)の後輩諸氏は社会人ドクターとして研究室 に戻った著者を暖かく迎え入れ,研究室での生活を大変豊かなものにしてくれました.研究遂行や本論文 執筆にあたり,彼らの存在は,公私ともに大きな支えとなりました.ありがとうございました.

日本原子力研究開発機構 原子力基礎工学研究センター 環境動態研究グループの皆様には著者の博士課 程入学へのご理解と本論文執筆への多大なるご協力,ご支援に厚くお礼申し上げます.特に小林卓也氏, 川村英之氏には度々ご助言をいただきました.深く感謝いたします.

参考文献

- Kidokoro, H., Goto, T., Nagasawa, T., Nishida, H., Akamine, T. and Sakurai, Y.: Impact of a climate regime shift on the migration of Japanese common squid (Todarodes pacificus) in the Sea of Japan, *ICES J. Mar. Sci.*, vol.67, no.7 (2010) pp.1314-1322.
- 2. 内山雄介,宮崎大,神吉亮佑,宮澤泰正:日本海におけるサブメソスケール乱流に伴う極前線および対馬暖流の季節変動について.土木学会論文集,B2(海岸工学),vol. 71, no.2 (2015) pp. I 415-I 420
- 3. 内山雄介, 栗山貴生, 宮澤泰正: 外洋影響を考慮した瀬戸内海周辺海域の流動再現と黒潮流路の効果 について, 土木学会論文集, B2 (海岸工学), vol. 68, no.2 (2012) pp. I 441-I 445.
- 4. 灘岡和夫,鈴木庸壱,西本拓馬,田村仁,宮澤泰正,安田仁奈: 広域沿岸生態系ネットワーク解明 にむけての琉球列島周辺の海水流動と浮遊幼生輸送解析,海岸工学論文集,vol.53 (2006) pp.1151-1155.
- Tsumune, D., Tsubono, T., Aoyama, M. and Hirose, K.: Distribution of oceanic ¹³⁷Cs from the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant simulated numerically by a regional ocean model, *J. Environ. Radioac.*, vol.111 (2012) pp.100-108.
- Masumoto, Y., Miyazawa, Y., Tsumune, D., Tsubono, T., Kobayashi, T., Kawamura, H., Estournel, C., Marsaleix, P., Lanerolle, L., Mehra, A. and Garraffo, Z.D.: Oceanic dispersion simulations of ¹³⁷Cs released from the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant, *Elements*, vol.8, no.3 (2012) pp.207-212.
- Estournel, C., Bosc, E., Bocquet, M., Ulses, C., Marsaleix, P., Winiarek, V., Osvath, I., Nguyen, C., Duhaut, T., Lyard, F., Michaud H. and Auclair, F.: Assessment of the amount of Cesium-137 released into the Pacific Ocean after the Fukushima accident and analysis of its dispersion in Japanese coastal waters, *J. Geophys. Res.,:Oceans* vol.117, no.C11014 (2012).
- 8. Ferrari, R. and Wunsch, C.: Ocean circlation kinetic energy: reservoirs, souces and sinks, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 41 (2009) pp.253-282.
- Nencioli, F., Dong, C., Dickey T., Washburn, L. and McWilliams, J.C.: A vector geometry-based eddy detection algorithm and its application to a high-resolution numerical model product and high-frequency radar surface velocities in the Southern California Bight, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, vol. 27 (2010) pp. 564-579.
- Usui, N., Tsujino, H., Nakano, H. and Fujii, Y.: Formation process of the Kuroshio large meander in 2004, J. Geophys. Res.: Oceans, vol. 113, no.C08047 (2008).
- 11. Le Traon, P. Y., Klein, P., Hua, B. L. and Dibarboure, G.: Do altimeter wavenumber spectra agree with the interior or surface quasigeostrophic theory?, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.38, no.5 (2008) pp.1137-1142.
- 12. Sasaki, H., Klein, P., Qiu, B. and Sasai, Y.: Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere, *Nature Comm.*, vol.5, Article number: 5636. (2014).
- Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J.C.: The regional ocean modeling system (ROMS): A split-explicit, freesurface, topography-following-coordinate oceanic model, *Ocean Modell.*, vol.9 (2005) pp.347-404.
- 14. Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J.C.: Computational kernel algorithms for fine-scale, multiprocess, longtime oceanic simulations, In: Temam, R., Tribbia, J. (Eds.), *Handbook of Numerical Analysis: Computational Methods for the Ocean and the Atmosphere.*, Elsevier, Amsterdam, (2008) pp.119-181.
- 15. Kobayashi, T., Kawamura, H., Fujii, K. and Kamidaira, Y.: Development of a short-term emergency assessment system of the marine environmental radioactivity around Japan, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol.55 (2008) pp.1-8.
- 16. Spalding, M.D., Ravilious, C., Green, E.P.: World Atlas of Coral Reefs., The UNEP-World Conservation Monitoring Centre,

University of California Press, Berkeley, USA, (2001) 432 p.

- 17. Cesar, H.J.S., Burke, L., and Pet-Soede, L.: *The Economics of Worldwide Coral Reef Degradation*, Cesar Environmental Economics Consulting, Arnhem, and WWF-Netherlands, Zeist, The Netherlands, (2003) 23p.
- Qiu, B.: Kuroshio and Oyashio Currents, In: *Encyclopedia of Ocean Sciences*, Academic Press, (2001) pp.1413-1425.
- 19. Ichikawa, H. and Beardsley, R. C.: Temporal and spatial variability of volume transport of the Kuroshio in the East China Sea, *Deep-Sea Res. I*, vol.40, no.1 (1993) pp.583-605.
- Ichikawa, H. and Chaen, M.: Seasonal variation of heat and freshwater transports by the Kuroshio in the East China Sea, *J. Mar. Sys.*, vol. 24, no.12 (2000) pp.119-129.
- Imawaki, S., Uchida, H., Ichikawa, H., Fukazawa, M., Umatani, S., and the ASUKA Group: Satellite altimeter monitoring the Kuroshio transport south of Japan, *Geophys. Res. Lett.*, vol.28, no.1 (2001) pp.17-20.
- 22. Johns, W. E., Lee, T. N., Zhang, D. and Zantopp, R.: The Kuroshio East of Taiwan: Moored transport observations from the WOCE PCM-1 Array, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.31, no.4 (2001) pp.1031-1053.
- Andres, M., Park, J., Wimbush, M., Zhu, X., Chang, K. and Ichikawa, H.: Study of the Kuroshio/Ryukyu Current System Based on Satellite-Altimeter and in situ Measurements, *J. Oceanogr.*, vol.64, no.6 (2008) pp.937-950.
- 24. Yang, D., Yin, B., Liu, Z. and Feng, X.: Numerical study of the ocean circulation on the East China Sea shelf and a Kuroshio bottom branch northeast of Taiwan in summer, *J. Geophys. Res.: Oceans*, vol.116, no.C05015 (2011).
- 25. Xu, H., Xu, M., Xie, S. and Wang, Y.: Deep atmospheric response to the spring Kuroshio Current over the East China Sea, *J. Climate*, vol.24 (2011) pp.4959-4972.
- Sasaki, Y., Minobe, S. and Inatsu, M.: Influence of the Kuroshio in the East China Sea on the Early Summer (Baiu) Rain, *J. Climate*, vol.25 (2012) pp.6627-6645.
- Nadaoka, K., Nihei, Y., Wakaki, K., Kumano, R., Kakuma, S., Moromizato, S., Omija, T., Iwao, K., Shimike, K., Taniguchi, H., Nakano, Y. and Ikema, T.: Regional variation of water temperature around Okinawa coasts and its relationship to offshore thermal environments and coral bleaching, *Coral Reefs*, vol.20, no.4 (2001) pp.373-384.
- Guo, X., Hukuda, H., Miyazawa, Y. and Yamagata, T.: A Triply Nested Ocean Model for Simulating the Kuroshio --- Roles of Horizontal Resolution on JEBAR, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.33, no.1 (2003) pp.146-169.
- Blumberg, A. F. and G. L. Mellor.: A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, In: *Three-Dimensional Coastal ocean Models*, Coastal and estuarine sciences: vol.4 (1987) pp.1-16.
- Usui, N., Tsujino, H., Fujii, Y. and Kamachi, M.: Generation of a trigger meander for the 2004 Kuroshio large meander, *J. Geophys. Res.*, vol.113, no.C01012 (2008).
- Usui, N., Ishizaki, S., Fujii, Y., Tsujino, H., Yasuda, T. and Kamachi, M.: Meteorological Research Institute Multivariate Ocean Variational Estimation (MOVE) system: Some early results, *Advances in Space Research*, vol.37, no.4 (2006) pp.806-822.
- 32. Qiu, B. and Imasato, N.: A numerical study on the formation of the Kuroshio Counter Current and the Kuroshio Branch Current in the East China Sea, *Cont. Shelf Res.*, vol.10, no.2 (1990) pp.165-184.
- Boccaletti, G., Ferrari, R. and Fox-Kemper, B.: Mixed Layer Instabilities and Restratification, J. Phys. Oceanogr., vol.37 (2007) pp.2228-2250.
- Badin, G., Tandon, A. and Mahadevan, A.: Lateral Mixing in the Pycnocline by Baroclinic Mixed Layer Eddies, J. Phys. Oceanogr., vol.41 (2011) pp.2080-2101.
- Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J. M. and Gula, J.: Seasonality in submesoscale turbulence, *Nature Comm.*, vol.6, Article number: 6862 (2015).

- Kunze, E., Klymak, J.M., Lien, R.-C., Ferrari, R., Lee, C.M., Sundermeyer, M.A. and Goodman, L.: Submesoscale Water-Mass Spectra in the Sargasso Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 45, no.5 (2015) pp.1325-1338.
- Kamidaira, Y., Y. Uchiyama, and S. Mitarai.: Eddy-induced transport of the Kuroshio warm water around the Ryukyu Islands in the East China Sea, *Cont. Shelf Res.*, vol.143 (2017) pp.206-218.
- 38. 内山雄介, 石井翔大, 宮澤泰正: JCOPE2-ROMS 多段ネスティングによる黒潮続流域でのダ ウンスケーリング効果の検証. 2012.土木学会論文集 B2(海岸工学), vol.68, no.2 (2012) pp. I 436-I_440.
- 39. 内山雄介,石井翔大,宮澤泰正:黒潮続流フロント域におけるサブメソスケール乱流の発生 機構と混合効果,海岸工学論文集,vol.69, no.2 (2013) pp. I 456-I 460.
- 40. 上平雄基, 内山雄介, 御手洗哲司, 仲田翔平: 琉球諸島周辺海域における eddy heat flux を用 いたサブメソスケール乱流混合強化メカニズムの解析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), vol. 71, no. 2 (2015) pp. I_1219-I_1224.
- Capet, X., McWilliams, J.C., Molemaker, J.M. and Shchepetkin. A.F.: Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System, Part I: Flow Structure, Eddy Flux, and Observational Tests, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.38 (2008) pp.29-43.
- Capet, X., McWilliams, J.C., Molemaker, J.M. and Shchepetkin. A.F.: Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System, Part II: Frontal Processes, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.38 (2008) pp.44-64.
- Capet, X., McWilliams, J.C., Molemaker, J.M. and Shchepetkin. A.F.: Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System, Part III: Energy Balance and Flux, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.38, no.10 (2008) pp.2256-2269.
- 44. Marchesiello, P., McWilliams, J.C. and Shchepetkin, A.: Equilibrium structure and dynamics of the California Current System, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.33 (2003) pp.753-783.
- 45. Penven, P., Debreu, L., Marchesiello, P. and McWilliams, J.C.: Evaluation and application of the ROMS 1-way embedding procedure to the California Current Upwelling System, *Ocean Modell.*, vol.12 (2006) pp.157-187.
- 46. Mason, E., Molemaker, J., Shchepetkin, A.F., Colas, F., McWilliams, J.C. and Sangrà, P.: Procedures for offline grid nesting in regional ocean models, *Ocean Modelling.*, vol.35, no.1 (2010) pp.1-15.
- Romero, L., Uchiyama, Y., Ohlman, J.C., McWilliams, J.C. and Siegel, D.A.: Simulations of Nearshore Particle-Pair Dispersion in Southern California, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.443, no.3 (2013) pp.1862-1879.
- Uchiyama, Y., Idica, E. Y., McWilliams, J. C., and Stolzenbach, K. D.: Wastewater effluent dispersal in Southern California Bays, *Cont. Shelf Res.*, vol.76 (2014) pp.36-52.
- Gula, J., Molemaker, M.J. and Mcwilliams, J.C.: Submesoscale Cold Filaments in the Gulf Stream, J. Phys. Oceanogr., vol.44, no.10 (2014) pp.2617-2643.
- Dong, C. and McWilliams, J.C.: A numerical study of island wakes in the Southern California Bight, *Cont. Shelf Res.*, vol.27, no.9 (2007) pp.1233-1248.
- Miyazawa, Y., Zhang, R., Guo, X., Tamura, H., Ambe, D., Lee, J., Okuno, A., Yoshinari, H., Setou, T. and Komatsu, K. : Water Mass Variability in the Western North Pacific Detected in 15-Year Eddy Resolving Ocean Reanalysis, *J. Oceanogr.*, vol.65 (2009) pp.737-756.
- Roads, J.: Experimental Weekly to Seasonal U.S. Forecasts with the Regional Spectral Model, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol.85, no.12 (2004) pp.1887-1902.
- 53. Isoguchi, O., Shimada, M. and Kawamura, H.: Characteristics of Ocean Surface Winds in the Lee of an Isolated

Island Observed by Synthetic Aperture Radar, Mon. Wea. Rev., vol.139, no.6(2010) pp.1744-1761.

- 54. Dai, A., Qian, T., Trenberth, K.E. and Milliman, J.D.: Changes in continental freshwater discharge from 1948-2004, *J. Climate*, vol.22 (2009) pp.2773-2791.
- Rodriguez, E., Morris, C.S. Belz, J.E., Chapin, E.C., Martin, J.M., Daffer, W. and Hensley, S.: An assessment of the SRTM topographic products, *Technical Report JPL D-31639*, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, (2005) 143 p.
- 56. Becker, J. J., Sandwell, D. T., Smith, W. H. F., Braud, J., Binder, B., Depner, J., Fabre, D., Factor, J., Ingalls, S., Kim, S-H., Ladner, R., Marks, K., Nelson, S., Pharaoh, A., Trimmer, R., Von Rosenberg, J., Wallace,G. and Weatherall, P.: Global Bathymetry and Elevation Data at 30 Arc Seconds Resolution: SRTM30_PLUS, *Marine Geodesy*, vol.32, no.4 (2009) pp.355-371.
- 57. Woodruff, S.D., Slutz, R.J., Jenne, R.L. and Steurer, P.M.: A Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set, *Bull. Amer. Meteor.* Soc., vol.68, no.10 (1987) pp.1239-1250.
- Bentamy, A., Ayina, H.-L., Queffeulou, P., and Croize-Fillon, D.: Improved near real time surface wind resolution over the Mediterranean Sea, *Ocean Science Discussions*, vol.3 no.3 (2006) pp.435-470.
- Le Traon, P.Y.L., Nadal, F. and Ducet, N.: An Improved Mapping Method of Multisatellite Altimeter Data, J. Atmos. Oceanic Technol., vol.15, no.2 (1998) pp.522-534.
- 60. Centurioni, L.R., Niiler, P.P. and Lee, D.K. : Observations of Inflow of Philippine Sea Surface Water into the South China Sea through the Luzon Strait, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.34 (2004) pp.113-121.
- 61. Miyazawa, Y., Guo, X. and Yamagata, T.: Roles of Mesoscale Eddies in the Kuroshio Paths, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.34,no.10 (2004) pp.2203-2222.
- 内山雄介,岡田信瑛,黒澤賢太:衛星海面高度データを用いた北太平洋における中規模渦の発生伝播 特性の解析,土木学会論文集 B2(海岸工学), vol.73, no2 (2017) pp.I_1429-I_1434.
- 63. Dong, C., McWilliams, J.C. and Shchepetkin. A.F. :Island Wakes in Deep Water, J. Phys. Oceanogr., vol.37 (2007) pp.962-981.
- 64. Klein, P., Hua, B.-L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S. and Sasaki, H.: Upper ocean turbulence from highresolution 3D simulations, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.38, no.8 (2008) pp.1748-1763.
- 65. Harrison, D. and Robinson, A.: Energy analysis of open regions of turbulent flows mean eddy energetics of a numerical ocean circulation experiment. *Dynamics of Atmospheres and Oceans.*, vol.2 (1978) pp.185-211.
- Large, W. G., McWilliams, J.C., and Doney., S. C. : Oceanic Vertical mixing: a review and model with a nonlocal boundary layer parameterization, *Rev. Geophys.*, vol.32, no.4 (1994) pp.363-403.
- Kawabe, M.: Interannual variations of sea level at Nansei Islands and volume transport of the Kuroshio due to wind changes, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.57, no.2 (2001) pp.189-205.
- Andres, M., Park, J., Wimbush, M., Zhu, X., Chang, K. and Ichikawa, H.: Study of the Kuroshio/Ryukyu Current System Based on Satellite-Altimeter and in situ Measurements, *J. Oceanogr.*, vol.64, no.6 (2008) pp.937-950.
- Aoki, K., Minobe. S., Tanimoto, Y. and Sasai, Y.: Southward Eddy Heat Transport Occurring along Southern Flanks of the Kuroshio Extension and the Gulf Stream in a 1/10° Global Ocean General Circulation Model., *J. Phys. Oceanogr.*, vol.43 (2013) pp.1899-1910.

- 70. Qiu, B. and Imasato, N.: A numerical study on the formation of the Kuroshio Counter Current and the Kuroshio Branch Current in the East China Sea, *Cont. Shelf Res.*, vol.10 (1990) pp.165-184.
- 71. 内山雄介,小谷瑳千花,山西琢文,上平雄基,御手洗哲司.: 黒潮暖水波及に伴う沖縄本島周辺海域に おける非対称海洋構造の形成機構,土木学会論文集 B2(海岸工学),vol.72, no.2 (2016) pp.I 481-I 486.
- 72. Mori, N., Takahashi, T., Yasuda, T., and Yanagisawa, H.: Survey of 2011 Tohoku earthquake tsunami inundation and run-up, *Geophys. Res. Lett.*, vol.38, no.7 (2011).
- 73. Kawamura, H., Kobayashi, T., Furuno, A. In, T., Ishikawa, Y., Nakayama, T., Shima, S., and Awaji, T.: Preliminary numerical experiments on oceanic dispersion of 1311 and ¹³⁷Cs discharged into the ocean because of the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant Disaster, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol.48 (2011) pp.1349-1356.
- 74. Katata, G., Chino, M., Kobayashi, T., Terada, H., Ota, M., Nagai, H., Kajino, M., Draxlwe, R., Hort, M. C., Malo, A., Torii, T., and Sanada, Y.: Detailed source term estimation of the atmospheric release for the Fukushima Daiichi Nuclear Power Station accident by coupling simulations of atmospheric dispersion model with improved deposition scheme and oceanic dispersion model, *Atmos. Chem. Phys.*, vol.15 (2015) pp.1029-1070.
- 75. Aoyama, M., Kajino, M., Tanaka, Y., Sekiyama, T., Tsumune, D., Tsubono, T., Hamajima, Y., Inomata, Y., and Gamo, T. : ¹³⁴Cs and ¹³⁷Cs in the North Pacific Ocean derived from the March 2011 TEPCO Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant accident, Japan. Part two: estimation of ¹³⁴Cs and ¹³⁷Cs inventories in the North Pacific Ocean, *J. Oceanogr.* vol.72 (2016) pp.53-65.
- 76. Inomata, Y., Aoyama, M., Tsubono, T., Tsumune, D., Hirose, K.: Spatial and temporal distributions of ¹³⁴Cs and ¹³⁷Cs derived from the TEPCO Fukushima Daiichi nuclear power plant accident in the North Pacific Ocean by using optimal interpolation analysis, *Environ. Sci. Process. Impacts*, vol.18 (2016) pp.126-136.
- 77. Tsubono, T., Misumi, K., Tsumune, D., Bryan, F. O., Hirose, K., and Aoyama, M.: Evaluation of radioactive cesium impact from atmospheric deposition and direct release fluxes into the North Pacific from the Fukushima Daiichi nuclear power plant, *Deep-Sea Res. I.* vol.115 (2016) pp.10-21.
- 78. Miyazawa, Y., Masumoto, Y., Sergey, M., Varlamov, S. M., and Miyama, T.: Transport simulation of the radionuclide from the shelf to open ocean around Fukushima, *Cont. Shelf Res.*, vol.50-51 (2012) pp.16-29.
- 79. Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel. C.: Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: The seamount test revisited, *Ocean Modell.*, vol.30 (2009) pp.169-177.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Estournel, C., Nguyen, C., and Ulses, C.: Alternatives to the Robert-Asselin filter, Ocean Modell., vol.41 (2012) pp.53-66.
- Tsumune, D., Tsubono, T., Aoyama, M., Uematsu, M., Misumi, K., Maeda, Y., Yoshida, Y., and Hayami, H. : One-year, regional-scale simulation of ¹³⁷Cs radioactivity in the ocean following the Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant accident, *Biogeosciences*, vol.10 (2013) pp.5601-5617.
- Kawamura, H., Kobayashi, T., Furuno, A., Usui, N., and Kamachi, M.: Numerical simulation on the long-term variation of radioactive cesium concentration in the North Pacific due to the Fukushima disaster, *J. Environ. Radioact.*, vol.136 (2014) pp.64-75.
- 83. McWilliams, J. C.: Submeoscale currents in the ocean. Proc. R. Soc. A., vol.472, no.2189 (2016).
- 84. Thomas, L. N., and Taylor, J. R.: Reduction of the usable wind-work on the general circulation by forced symmetric instability, *Geophys. Res. Lett.*, vol.37, no.18 (2010).
- 85. Pollard, R. T., and Regier, L. A.: Vorticity and vertical circulation at an ocean front, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.22, no.22 (1992) pp.609-625.

- 86. Mahadevan, A. and Archer, D.: Modeling the impact of fronts and mesoscale circulation on the nutrient supply and biogeochemistry of the upper ocean, *J. Geophys. Res.*, vol.105, no.C1 (2000) pp.1209-1225.
- Lévy, M., Klein, P., and Treguier, A.-M.: Impact of submesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime, *J. Mar. Res.*, vol.59 (2001) pp.535-565.
- 88. Pérez, F. Gilcoto, F., M., and Ríos, A. F.: Large and mesoscale variability of the water masses and the deep chlorophyll maximum in the Azores Front, *J. Geophys. Res.*, vol.108, no. C7 (2003).
- Nagai, T., Tandon, A., and Rudnick, D. L.: Two-dimensional ageostrophic secondary circulation at ocean fronts due to vertical mixing and large-scale deformation, *J. Geophys. Res.*, vol.111, no.C9 (2006).
- 90. Nagai, T., Tandon, A., Yamazaki, H., Doubell, M. J., and Gallager, S.: Direct observations of microscale turbulence and thermohaline structure in the Kuroshio Front, *J. Geophys. Res.*, vol.117, no.C8 (2012).
- Mahadevan, A. and Tandon, A.: An analysis of mechanisms for submesoscale vertical motion at ocean fronts, Ocean Modell., vol.14, no.3 (2006) pp.241-256.
- 92. Aoyama, M., Hult, M., Hamajima, Y., Lutter, G., Marissens, G., Stroh, H., and Tzika, F.: Tracing radioactivity from Fukushima in the Nnorthern Pacific Ocean, *Appl. Rad. Isot.*, vol.109 (2016) pp.435-440.
- Buesseler, K. O., Jayne, S. R. Fisher, N. S., Rypina, I.I., Baumann, H., Baumann, Z., Breier, C. F., Douglass, E. M.: Fukushima-derived radionuclides in the ocean and biota off Japan, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol.109 (2012) pp.5984-5988.
- Kaeriyama, H., Shimizu, Y., Setou, T., Kumamoto, Y., Okazaki, M., Ambe, D., and Ono, T.: Intrusion of Fukushima-derived radiocaesium into subsurface water due to formation of mode waters in the North Pacific, *Sci. Rep.*, vol.6 (2016).
- 95. Kumamoto, Y., Aoyama, M., Hamajima, Y., Nagai, H., Yamagata, T, Kawai, Y., Oka, E., Yamaguchi, A., Imai, K., and Murata, A.: Fukushima-derived radiocesium in the western North Pacific in 2014, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, vol.311, no.2 (2017) pp.1209-1217.
- 96. Tsujino, H., Motoi, T., Ishikawa, I., Hirabata, M., Nakano, H., Yamanaka, G., Yasuda, T. and Ishizaki, H.: Reference Manual for the Meteorological Research Institute Community Ocean Model (MRI.COM) Version 3, *Technical Reports of the MRI*, vol.59 (2010).
- 97. Uchiyama, Y., Suzue, Y., and Yamazaki., H.:: Eddy-driven nutrient transport and associated upper-ocean primary production along the Kuroshio, *J. Geophys. Res. Oceans*, vol.122, no.6 (2017) pp.5046-5062.
- Uchiyama, Y., Kanki, R., Takano, A., Yamazaki, H. and Miyazawa, Y.: Mesoscale reproducibility in regional ocean modeling with a 3-D stratification estimate based on Aviso-Argo data, *Atmosphere-Ocean*, vol.55 (2017) pp.1-18.
- 99. Wright, D. G., Thompson, K. R., and Lu, Y.: Assimilating long-term hydrographic information into an eddypermitting model of the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, vol.111, no.C9 (2006).
- Uchiyama, Y., Suzue, Y., and Yamazaki H., .: Eddy-driven nutrient transport and associated upper-ocean primary production along the Kuroshio, *J. Geophys. Res. Oceans*, vol.122, no.6 (2017) pp.5046-5062.
- Kubota, M., Nakata, K., and Nakamura, Y.: Continental shelf waves off the Fukushima coast Part I: observations, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol.37, no.37 (1981) pp.267-278.
- 102. Terada, H. and Chino, M.: Development of an atmospheric dispersion model for accidental discharge of radionuclides with the function of simultaneous prediction for multiple domains and its evaluation by application to the Chernobyl nuclear accident, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol.45 (2008) pp920-931.
- 103. Wilmott, C. J.: On the validation of models, Phys. Geogr., vol.2 (1981) pp.184-194.

- 104. Aoyama, M., Tsumune, D., Uematsu, M., Kondo, F., and Hamajima, Y.: Temporal variation of ¹³⁴Cs and ¹³⁷Cs activities in surface water at stations along the coastline near the Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant accident site, *Geochem. J.*, vol.46 (2012) pp.321-325.
- 105. 内山雄介,山西琢文,津旨大輔,宮澤泰正,石井倫生:福島第一原発からの放射性核種の初期分散に及ぼす沿岸ジェットとメソスケール渦の影響,土木学会論文集 B2(海岸工学),vol.69, no.2 (2013) pp. I_1051-I_1055.
- McWilliams, J. C., Gula, J., Molemaker, J., Renault, L., and Shchepetkin, A. F.,: Filament frontogenesis by boundary layer turbulence, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.45 (2015) pp.1988-2005.
- 107. Kaeriyama, H., Shimizu, Y., Ambe, D., Masujima, M., Shigenobu, Y., Fujimoto, K., Ono, T., Nishiuchi, K., Taneda, T., Kurogi, H., Setou, T., Sugisaki, H., Ichikawa, T., Hidaka, K., Hiroe, Y., Kusaka, A., Kodama, T., Kuriyama, M., Morita, H., Nakata, K., Morinaga, K., Morita, T., and Watanabe, T..: Southwest intrusion of ¹³⁴Cs and ¹³⁷Cs derived from the Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant accident in the Western North Pacific, *Environ. Sci. Technol.*, vol.48 (2014) pp.3120-3127.
- Bailly du Bois, P and Dumas, F. : TRANSMER, hydrodynamic model for medium- and long-term simulation of radionuclides transfers in the English Channel and southern North Sea. Radioprotection, vol. 40, no.S1 (2005) pp.S575-S580.
- 109. Kobayashi, T., Otosaka, S., Togawa, O. and Hayashi, K. :Development of a non-conservative radionuclides dispersion model in the ocean and its application to surface cesium-137 dispersion in the Irish Sea, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 44 (2007) pp.238-247.
- 110. Duffa C, Bailly du Bois P, Caillaud M, et al. :Development of emergency response tools for accidental radiological contamination of French coastal areas, J Environ Radioactiv., vol.151, no.2 (2016) pp.487–494.
- Mehra A, Rivin I, Tolman H, et al. A real-time operational global ocean forecast system: Poster session presented at: American Geophysical Union Fall Meeting; 2010 Dec 13-17; San Francisco.
- Kamidaira, Y., Uchiyama, Y., Kawamura H., Kobayashi, T. and Furuno, A.: Submesoscale mixing on initial dilution of radionuclides released from the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant, *J. Geophys. Res.*, vol.123, no.4 (2018) pp.2808-2828.
- 113. Periáñez, R., Brovchenko, I., Duffa, C., Jung, K.-T., Kobayashi, T., Lamego, F., Maderich, V., Min, B.-I., Nies, H., Osvath, I., Psaltaki, M. and Suh, K.-S.: A new comparison of marine dispersion model performances for Fukushima Dai-ichi releases in the frame of IAEA MODARIA program, *J. Environ. Radioact.*, vol.150 (2015) pp.247-269.
- Egbert, G. D., Bennett, A. F., and Foreman, M. G.: TOPEX/POSEIDON tides estimated using a global inverse model, *J. Geophys. Res. Oceans*, vol.99, no.C12 (1994) pp.24821-24852.
- 115. Egbert, G. D., and Erofeeva, S. Y.: Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, vol.19, no.2 (2002) pp.183-204.
- 116. 増永英治, 鈴江洋太, 内山雄介, 山崎秀勝: 黒潮と内部波が影響する伊豆諸島周辺海域における流動場の解明, 土木学会論文集 B2(海岸工学), vol.73, no. 2 (2017) pp. I_451-I_456.
- Masunaga, E., Uchiyama, Y., Suzue, Y., and Yamazaki, H.: Dynamics of internal tides over a shallow ridge investigated with a high-resolution downscaling regional ocean model, *Geophysical Research Letters*, vol.45, no.8 (2018) pp.3550-3558.
- Fu, L.-L. and Ferrari, R.: Observing oceanic submesoscale processes from space, Eos Trans. AGU, vol.89, no.48 (2008) pp.488-488.

119. Uematsu, A., Nakamura, R., Nakajima, Y., Yajima, Y. and the JAXA COMPIRA Team.: in *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, Melbourne Australia, (2013) pp.2943-2946.

付録1 ROMSの基礎方程式

領域海洋モデル ROMS の基礎方程式は以下の通りである(Haidvogel et al., 2000^(1録 1); Song and Haidvogel., 1994^(1録 2)).

・プリミティブ方程式(デカルト座標系における x,y 方向の運動方程式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla u - f\boldsymbol{v} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \mathfrak{D}_u + \mathfrak{F}_u \qquad (\text{Ap. 1.1})$$

及び,

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla v + f \boldsymbol{u} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \mathfrak{D}_v + \mathfrak{F}_v \qquad (Ap. 1.2)$$

・ 水温, 塩分の移流拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla T = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \mathfrak{D}_T + \mathfrak{F}_T$$
(Ap. 1.3)

及び,

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \boldsymbol{\nu} \cdot \nabla S = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial S}{\partial z} \right) + \mathfrak{D}_S + \mathfrak{F}_S$$
(Ap. 1.4)

・状態方程式

$$\rho = \rho(S, T, P) \tag{Ap. 1.5}$$

静水圧近似の式

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\rho g}{\rho_0} \tag{Ap. 1.6}$$

・ 非圧縮性流体の連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$
 (Ap. 1.7)

ここに、v=(u, v, w) は流速のx, y, z, 成分, t は時間, T(x, y, z, t) は水温, S(x, y, z, t) は塩分, $\rho(x, y, z, t)$ は密度, ρ_0 は基準密度 (1027.5kg/m³), $\phi(x, y, z, t) = P/\rho_0$ は静水圧, P は圧力, fはコリオリパラメータ, gは重力加速 度, $K_M(x, y, z, t)$ は鉛直渦粘性係数, $K_H(x, y, z, t)$ は鉛直拡散係数, \mathfrak{D}_u , \mathfrak{D}_v , \mathfrak{D}_T , \mathfrak{D}_S は水平粘性項及び水平拡 散項, \mathfrak{F}_u , \mathfrak{F}_v , \mathfrak{F}_T , \mathfrak{F}_S は外力項である. K_M 及び K_H はK-Profile Parameterization (KPP) モデル (Large et al., 1994⁶⁶)によって決定される. 水平粘性項 及び水平拡散項は調和演算子(2 階微分)によって例えば次のように表現される.

$$\mathfrak{D}_{u} = A_{M} \nabla^{2} u \equiv A_{M} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} u}{\partial y^{2}} \right)$$
(Ap. 1.8)

ここに, A_Mは水平粘性係数である.

式 Ap.1.1-Ap.1.7 は海表面と海底面の境界条件に支配される.

海表面 z=ζにおいて

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_s^x(x, y, t)$$
 (Ap. 1.9)

$$K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_s^y(x, y, t)$$
 (Ap. 1.10)

$$K_H \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q_T}{\rho_0 C_P} \tag{Ap. 1.11}$$

$$K_H \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{e - p}{\rho_0} \tag{Ap. 1.12}$$

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \tag{Ap. 1.13}$$

• 海底面 z=-h において

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_b^x(x, y, t) \tag{Ap. 1.14}$$

$$K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_b^y(x, y, t)$$
 (Ap. 1.15)

$$K_H \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \tag{Ap. 1.16}$$

$$K_H \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \tag{Ap. 1.17}$$

$$w = -u\frac{\partial h}{\partial x} - v\frac{\partial h}{\partial y} \tag{Ap. 1.18}$$

ここに、 ζ は海面高度、hは水深、 τ_s^x, τ_s^y は海表面風応力、 Q_T は熱フラックス、 C_p は比熱容量、eは蒸発量、pは降水量、 τ_b^x, τ_b^y は海底面摩擦応力である.

ROMS では鉛直座標に地形適合座標系を採用しており、上記の方程式を地形適合座標系に変換して解いている.

付録 2 SEA-GEARN-FDM, SEA-GEARN の基礎方程式

SEA-GEARN-FDM は海洋循環モデルにより予め計算された海況予報や再解析による海況場を入力値として海水中の放射性物質移流拡散を計算する offline Eulerian passive tracer モデルである. SEA-GEARN-FDM には海水中に存在する放射性核種が海底堆積物に蓄積される過程を考慮する機能が実装されているが本論文では海水中の¹³⁷Cs は完全に溶存態として存在すると仮定している.海水中放射性核種の溶存態のみを考慮した SEA-GEARN-FDM の基礎方程式は以下のとおりである(Kobayashi et al., 2007¹⁰⁹).

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla C = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial C}{\partial z} \right) - \lambda C$$

$$+ P_d$$
(Ap.2.1)

ここに、C(x, y, z, t)は溶存放射性核種濃度、tは時間、v=(u, v, w)は流速のx, y, z成分、 $A_H(x, y, z, t)$ は水平拡散係数、 $K_H(x, y, z, t)$ は鉛直拡散係数、 λ は崩壊定数、 $P_d(x, y, z, t)$ は溶存放射性核種の外部からの供給量である. 式 Ap.2.1 は海表面と海底面の境界条件に支配される.

・ 海表面において

$$wC - \left(K_H \frac{\partial C}{\partial z}\right) = 0 \tag{Ap.2.2}$$

・ 海底面において

$$\frac{\partial C}{\partial z} = 0 \tag{Ap.2.3}$$

一方 SEA-GEARN では、数値解法として Euler 型の差分解法は用いずに、上記の移流拡散方程式の数値計 算をランダムウォーク法で行う Lagrange 的手法を用いている. SEA-GEARN は offline の 3 次元 Lagrange 粒子追跡モデルをベースとしており、各粒子の持つ放射能の各 grid への寄与を積分して放射性物質の濃度 を求め、放射性物質の濃度分散を評価するモデルである. ある時刻 *t* において (x_{b}, y_{b}, z_{t}) の位置に存在した 粒子の Δt 後の位置 ($x_{t+dt}, y_{t+dt}, z_{t+dt}$) は次式で表される.

$$x_{t+\Delta t} = x_t + u\Delta t + \delta x \tag{Ap.2.4}$$

$$y_{t+\Delta t} = y_t + v\Delta t + \delta y \tag{Ap.2.5}$$

$$z_{t+\Delta t} = z_t + w\Delta t + \delta z \tag{Ap.2.6}$$

ここで, *δx*, *δy* は水平拡散項, *δz* は鉛直拡散項である. 拡散項は以下のように表される.

$$\delta x = \delta y = \sqrt{24A_H \Delta t} (0.5 - R(0)) \tag{Ap.2.7}$$

$$\delta z = \left(\frac{\partial K_H}{\partial z}\right) \Delta t + \sqrt{24K_H \Delta t} \left(0.5 - R(0)\right) \tag{Ap.2.8}$$

ここで, R(0)は 0-1 の乱数である. 各セルの濃度は次式で表される.

$$C = \frac{\tau}{V} \sum_{n=1}^{N} b_n q_n \tag{Ap.2.9}$$

ここで、τは放射性崩壊による減衰補正、V(x, y, z)は各セルの体積、bnは粒子の持つ放射能の各セルへの分配割合、qnは粒子の持つ放射、能Nは各セル及び隣接セルに含まれる粒子数である. bnは粒子がセルと同じ体積をもつと仮定し、セルに重なる部分の体積をセルの体積で除して求めている.

参考文献(付録)

- Haidvogel, D., Arango, H., Hedstrom, K., Beckmann, A., Malanotte-Rizzoli, P. and Shchepetkin, A.F.: Model evaluation experiments in the North Atlantic Basin: Simulations in nonlinear terrain-following coordinates, *Dynamics of Atmospheres and Oceans.*, vol.32, no.3-4 (2000) pp.239-281.
- 2. Song, H and Haidvogel, D.: A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system, *Journal of Computational Physics.*, vol.115 (1994) pp.228-244.

This is a blank page.

表 1. SI 基本単位					
甘大昌	SI 基本単位				
盔半里	名称	記号			
長さ	メートル	m			
質 量	キログラム	kg			
時 間	秒	s			
電 流	アンペア	А			
熱力学温度	ケルビン	Κ			
物質量	モル	mol			
光度	カンデラ	cd			

表2. 基本単位を用いて表されるSI組立	単位の例					
an de la de	SI 組立単位					
名称	記号					
面 積平方メートル	m ²					
体 積 立方メートル	m ³					
速 さ , 速 度 メートル毎秒	m/s					
加速 度メートル毎秒毎秒	m/s^2					
波 数 毎メートル	m ⁻¹					
密度, 質量密度 キログラム毎立方メート	₩ kg/m ³					
面 積 密 度 キログラム毎平方メート	ν kg/m ²					
比体積 立方メートル毎キログラ	ム m ³ /kg					
電 流 密 度 アンペア毎平方メート	ν A/m ²					
磁 界 の 強 さアンペア毎メートル	A/m					
量 濃 度 ^(a) , 濃 度 モル毎立方メートル	mol/m ³					
質量濃度 キログラム毎立方メート.	₩ kg/m ³					
輝 度 カンデラ毎平方メート	ν cd/m ²					
屈 折 率 ^(b) (数字の) 1	1					
比 透 磁 率 (b) (数字の) 1	1					
(a) 量濃度(amount concentration)は臨床化学の分野では物質濃度						

(substance concentration)ともよばれる。
 (b) これらは無次元量あるいは次元1をもつ量であるが、そのことを表す単位記号である数字の1は通常は表記しない。

表3. 固有の名称と記号で表されるSI組立単位

			SI租工申位	
組立量	名称	記号	他のSI単位による 表し方	SI基本単位による 表し方
平 面 隹	ラジアン ^(b)	rad	1 (в)	m/m
立 体 催	ステラジアン ^(b)	sr ^(c)	1 (b)	m^2/m^2
周 波 数	ヘルツ ^(d)	Hz	1	s ^{·1}
力	ニュートン	Ν		m kg s ⁻²
压力,応力	パスカル	Pa	N/m ²	m ⁻¹ kg s ⁻²
エネルギー,仕事,熱量	ジュール	J	N m	$m^2 kg s^2$
仕事率, 工率, 放射束	ワット	W	J/s	$m^2 kg s^{-3}$
電荷,電気量	クーロン	С		s A
電位差(電圧),起電力	ボルト	V	W/A	$m^2 kg s^{\cdot 3} A^{\cdot 1}$
静電容量	ファラド	F	C/V	$m^{-2} kg^{-1} s^4 A^2$
電気抵抗	オーム	Ω	V/A	$m^2 kg s^{-3} A^{-2}$
コンダクタンス	ジーメンス	s	A/V	$m^{2} kg^{1} s^{3} A^{2}$
磁東	ウエーバ	Wb	Vs	$m^2 kg s^2 A^{-1}$
磁束密度	テスラ	Т	Wb/m ²	$\text{kg s}^{2} \text{A}^{1}$
インダクタンス	ヘンリー	Н	Wb/A	$m^2 kg s^{-2} A^{-2}$
セルシウス温度	セルシウス度 ^(e)	°C		K
光東	ルーメン	lm	cd sr ^(c)	cd
照度	ルクス	lx	lm/m^2	m ⁻² cd
放射性核種の放射能 ^(f)	ベクレル ^(d)	Bq		s ⁻¹
吸収線量,比エネルギー分与, カーマ	グレイ	Gy	J/kg	$m^2 s^{-2}$
線量当量,周辺線量当量, 方向性線量当量,個人線量当量	シーベルト ^(g)	Sv	J/kg	$m^2 s^{-2}$
酸素活性	カタール	kat		s ⁻¹ mol

酸素活性(カタール) kat [s¹ mol
 (a)SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはや コヒーレントではない。
 (b)ラジアンとステラジアンは数字の1に対する単位の特別な名称で、量についての情報をつたえるために使われる。 実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号である数字の1は明 示されない。
 (c)測光学ではステラジアンという名称と記号srを単位の表し方の中に、そのまま維持している。
 (d)へルツは周頻現象についてのみ、ペラレルは放射性核種の統計的過程についてのみ使用される。
 (e)センシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度を表すために使用される。やレシウス度とケルビンの
 (d)ペルジは周頻現象についてのみ、ペラレルは放射性核種の統計的過程についてのみ使用される。
 (e)センシウス度はケルビンの特別な名称で、1、通知を実現医開路を実す数値はどちらの単位で表しても同じである。
 (f)放射性核種の放射能(activity referred to a radionuclide)は、しばしば誤った用語で"radioactivity"と記される。
 (g)単位シーベルト(PV,2002,70,205)についてはCIPM勧告2(CI-2002)を参照。

表4.単位の中に固有の名称と記号を含むSI組立単位の例

	S	I 組立単位	
組立量	名称	記号	SI 基本単位による 表し方
粘度	パスカル秒	Pa s	m ⁻¹ kg s ⁻¹
カのモーメント	ニュートンメートル	N m	m ² kg s ⁻²
表 面 張 九	ニュートン毎メートル	N/m	kg s ⁻²
角 速 度	ラジアン毎秒	rad/s	m m ⁻¹ s ⁻¹ =s ⁻¹
角 加 速 度	ラジアン毎秒毎秒	rad/s^2	$m m^{-1} s^{-2} = s^{-2}$
熱流密度,放射照度	ワット毎平方メートル	W/m ²	kg s ⁻³
熱容量、エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K	$m^2 kg s^{-2} K^{-1}$
比熱容量, 比エントロピー	ジュール毎キログラム毎ケルビン	J/(kg K)	$m^2 s^{-2} K^{-1}$
比エネルギー	ジュール毎キログラム	J/kg	$m^{2} s^{2}$
熱伝導率	ワット毎メートル毎ケルビン	W/(m K)	m kg s ⁻³ K ⁻¹
体積エネルギー	ジュール毎立方メートル	J/m ³	m ⁻¹ kg s ⁻²
電界の強さ	ボルト毎メートル	V/m	m kg s ⁻³ A ⁻¹
電 荷 密 度	クーロン毎立方メートル	C/m ³	m ⁻³ s A
表 面 電 荷	「クーロン毎平方メートル	C/m ²	m ² s A
電 束 密 度 , 電 気 変 位	クーロン毎平方メートル	C/m ²	m ⁻² s A
誘 電 卒	コァラド毎メートル	F/m	$m^{-3} kg^{-1} s^4 A^2$
透磁 率	ペンリー毎メートル	H/m	m kg s ⁻² A ⁻²
モルエネルギー	ジュール毎モル	J/mol	$m^2 kg s^2 mol^1$
モルエントロピー,モル熱容量	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol K)	$m^2 kg s^{-2} K^{-1} mol^{-1}$
照射線量(X線及びγ線)	クーロン毎キログラム	C/kg	kg ⁻¹ s A
吸収線量率	ダレイ毎秒	Gy/s	$m^{2} s^{-3}$
放 射 強 度	ワット毎ステラジアン	W/sr	$m^4 m^{-2} kg s^{-3} = m^2 kg s^{-3}$
放 射 輝 度	ワット毎平方メートル毎ステラジアン	$W/(m^2 sr)$	m ² m ⁻² kg s ⁻³ =kg s ⁻³
酵素活性濃度	カタール毎立方メートル	kat/m ³	$m^{-3} s^{-1} mol$

表 5. SI 接頭語							
乗数	名称	記号	乗数	名称	記号		
10^{24}	э 9	Y	10 ⁻¹	デシ	d		
10^{21}	ゼタ	Z	10 ⁻²	センチ	с		
10^{18}	エクサ	Е	10^{-3}	ミリ	m		
10^{15}	ペタ	Р	10^{-6}	マイクロ	μ		
10^{12}	テラ	Т	10 ⁻⁹	ナノ	n		
10^{9}	ギガ	G	10^{-12}	ピコ	р		
10^{6}	メガ	М	10^{-15}	フェムト	f		
10^{3}	+ 1	k	10^{-18}	アト	а		
10^{2}	ヘクト	h	10^{-21}	ゼプト	z		
10^1	デ カ	da	10^{-24}	ヨクト	У		

表6.SIに属さないが、SIと併用される単位				
名称	記号	SI 単位による値		
分	min	1 min=60 s		
時	h	1 h =60 min=3600 s		
日	d	1 d=24 h=86 400 s		
度	٥	1°=(π/180) rad		
分	,	1'=(1/60)°=(π/10 800) rad		
秒	"	1"=(1/60)'=(π/648 000) rad		
ヘクタール	ha	1 ha=1 hm ² =10 ⁴ m ²		
リットル	L, 1	1 L=1 l=1 dm ³ =10 ³ cm ³ =10 ⁻³ m ³		
トン	t	$1 \pm 10^3 \text{ kg}$		

表7. SIに属さないが、SIと併用される単位で、SI単位で

表される数値が実験的に得られるもの					
名称 記号			記号	SI 単位で表される数値	
電子	ボル	ŀ	eV	1 eV=1.602 176 53(14)×10 ⁻¹⁹ J	
ダル	ŀ	\sim	Da	1 Da=1.660 538 86(28)×10 ⁻²⁷ kg	
統一原于	子質量単	单位	u	1 u=1 Da	
天 文	単	位	ua	1 ua=1.495 978 706 91(6)×10 ¹¹ m	

表8. SIに属さないが、SIと併用されるその他の単位

名称	記号	SI 単位で表される数値
バール	bar	1 bar=0.1MPa=100 kPa=10 ⁵ Pa
水銀柱ミリメートル	mmHg	1 mmHg≈133.322Pa
オングストローム	Å	1 Å=0.1nm=100pm=10 ⁻¹⁰ m
海 里	М	1 M=1852m
バーン	b	$1 \text{ b}=100 \text{ fm}^2=(10^{\cdot 12} \text{ cm})^2=10^{\cdot 28} \text{m}^2$
ノット	kn	1 kn=(1852/3600)m/s
ネーパ	Np	の単位しの教徒的な問題は
ベル	В	31単位との数値的な関係は、 対数量の定義に依存。
デシベル	dB -	

表9. 固有の名称をもつCGS組立単位

名称	記号	SI 単位で表される数値		
エルグ	erg	1 erg=10 ⁻⁷ J		
ダイン	dyn	1 dyn=10 ⁻⁵ N		
ポアズ	Р	1 P=1 dyn s cm ⁻² =0.1Pa s		
ストークス	St	$1 \text{ St} = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{\cdot 1} = 10^{\cdot 4} \text{ m}^2 \text{ s}^{\cdot 1}$		
スチルブ	sb	$1 \text{ sb} = 1 \text{ cd cm}^{-2} = 10^4 \text{ cd m}^{-2}$		
フォト	ph	1 ph=1cd sr cm ⁻² =10 ⁴ lx		
ガル	Gal	1 Gal =1cm s ⁻² =10 ⁻² ms ⁻²		
マクスウエル	Mx	$1 \text{ Mx} = 1 \text{ G cm}^2 = 10^{-8} \text{Wb}$		
ガウス	G	$1 \text{ G} = 1 \text{Mx cm}^{-2} = 10^{-4} \text{T}$		
エルステッド ^(a)	Oe	1 Oe ≙ (10 ³ /4 π)A m ⁻¹		
(a) 3元系のCGS単位系とSIでは直接比較できないため、等号「 ▲ 」				

は対応関係を示すものである。

			表	10.	SIに 尾	属さないその他の単位の例
	4	名利	5		記号	SI 単位で表される数値
キ	ユ		IJ	-	Ci	1 Ci=3.7×10 ¹⁰ Bq
$\scriptstyle u$	\sim	ŀ	ゲ	\sim	R	$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{C/kg}$
ラ				ĸ	rad	1 rad=1cGy=10 ⁻² Gy
$\scriptstyle u$				ム	rem	1 rem=1 cSv=10 ⁻² Sv
ガ		$\boldsymbol{\mathcal{V}}$		7	γ	$1 \gamma = 1 \text{ nT} = 10^{-9} \text{T}$
フ	T.		N	Ξ		1フェルミ=1 fm=10 ⁻¹⁵ m
メー	ートル	采	カラゞ	ット		1 メートル系カラット= 0.2 g = 2×10 ⁻⁴ kg
ŀ				N	Torr	1 Torr = (101 325/760) Pa
標	準	大	気	圧	atm	1 atm = 101 325 Pa
力			IJ	-	cal	1 cal=4.1858J(「15℃」カロリー), 4.1868J (「IT」カロリー), 4.184J(「熱化学」カロリー)
Ξ	ク			~	u	$1 \mu = 1 \mu m = 10^{-6} m$