

領域海洋モデルを用いた
気候変動による沿岸域海洋流動の
将来変化予測および影響評価

今井 優樹

領域海洋モデルを用いた 気候変動による沿岸域海洋流動の 将来変化予測および影響評価

論文要旨

近年、温室効果ガス（GHG）の排出により、地球の気候システムの変化とそれに伴う物理環境場の変化は年々顕著になってきており、気候変動の将来予測およびその影響評価研究が精力的に進められている。2021年8月には気候変動に関する政府間パネル（IPCC）のWGI第6次報告書（以下、AR6）が発表され、気候変動の将来予測や影響評価について前回の第5次報告書（AR5）（2013年9月）から多くの更新がなされた。代表的なものとして、大気、海洋および冰雪圏の急速な変化が起きており、地球システムにおけるこれら温暖化の影響は人為起源であることに疑いの余地はないと評価されたことは大きな進歩であった。とりわけ海洋の温暖化については、AR5で、1971～2010年の間に蓄積された熱エネルギーの90%以上を占めている。その内訳は海洋表層（0～700m）に約60%、それ以深に約30%と評価され、AR6では、100～1000年スケールで不可逆的な影響であると評価された。大気における地球温暖化の進行は、GHGの累積排出量と線形の関係にあり平衡状態に達するまでの時間差は海洋に比べて比較的短く、カーボンニュートラルや正味のGHG排出量が減少に転じることで影響の緩和が見込まれる。他方、海洋における温暖化の影響は前述の通り長期的な不可逆性が特徴で、今日までに進行した気候変動が緩和されることは見込めないため、物理環境の影響評価は喫緊の課題である。特に、地球システムに蓄積されたエネルギーの約60%を占める海洋表層の物理環境の変化は、沿岸域の生態系やそれに伴う漁業環境等と密接な関係にあり、沿岸域の人間活動に大きな影響を及ぼす。AR6における海洋の領域スケールの検討は、Chapter 9 ‘Ocean, Cryosphere and Sea Level Change’ の Section 2.3 ‘Regional Ocean Circulation’ での5大海域を対象としたメソスケール解像度の循環と、Section 6.1.3 ‘Regional Sea Level Change in the Satellite Era’ での海面高度の検討に留まる。以上を踏まえ、本研究では、海洋表層および沿岸域を対象に、領域海洋モデルを用いた海洋流動再解析および100年スケールの時間軸で将来変化予測を行った。気候変動の海洋領域スケール長期影響評価について、最小で水平解像度50mで沿岸部の流動解析を行った。

海洋の領域スケールのダウンスケーリング計算は2ケース行い、1ケースは潮位変動の影響を受ける閉鎖性海域である瀬戸内海を対象とした1年間の再解析・将来計算、外洋に向かって湾口部が開けており沿岸地形が複雑な和歌山県田辺湾を対象とした3カ月間の再解析・将来計算（MIROC5ケース）を行った。前者について、潮汐による海水流入を組み合わせ、瀬戸内海を構成するいくつかの海域の東西で水温の将来変化パターンが類似するような結果が得られた。また、夏季の昇温パターンは他季節に比べ大きく、親モデルで確認されなかった空間平均パターンも得られた。将

来計算は GCM の大気・海洋結合モデルに基づく気候変動による将来変化量・率を考慮しているが、本計算によるダウンスケーリングでは、鉛直混合や水平移流拡散により、空間的不均一性や SST の将来変化最小月が親モデルの GCM 結果と比して変化した。流動解析における時空間分解能の高度化による熱環境の変化が示唆された。

田辺湾を対象としたダウンスケーリング計算は、双方向・2段階ネスティング手法による沿岸域への拡張モデルによって実施した。再解析と将来計算を行い、将来計算は親モデルとした FROP の CMIP5-DS(MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR) ケースの 4 パターンを行った。水温について、空間平均としては親モデルと比べ将来変化量に低温バイアスが確認された。高解像度化の効果として、水温鉛直分布やその将来変化量について、再解析結果で底層から表層に向かって温度が高くなり躍層が明瞭でないような分布が、将来計算で表層付近よりも中層で昇温し、躍層が明瞭になるパターンがあった。これは特に外洋に近い海域で確認された。2段階ネスティングによる 3 ドメインの沿岸域流動解析を行ったが、空間の高解像度化による効果は底層が主でその差異は小さかった。急激な温度変化におけるドメイン間の差異はいくつか散見された。特に、急激な水温上昇時、空間分解能の高いドメインの計算は鋭敏に反応し、躍層形成などの再現性の向上が示唆された。一方、急激な水温低下時、空間分解能の低いドメインの計算の方が鋭敏で、これらの結果から時空間分解能の最適化の知見が得られた。

瀬戸内海と田辺湾を対象としたダウンスケーリング計算から、流況の長期積分の課題として波浪による流れの影響の考慮を考え、不規則波場における Stokes drift を考慮できるようなモデルの構築を行った。スペクトル型波浪モデルで計算された波浪方向スペクトルをガウス分布で近似しパラメータを海洋モデルに受け渡すことで海洋モデル内での Stokes drift 流速の計算を行った。得られたモデルの精度検証では、周波数分散の増加に従って底層で Stokes drift 流速の減少が顕著となった。また、結合モデルを用いて単純地形を対象とした波による流れの応答解析を実施し、不規則波の考慮の有無による Stokes drift の変化を調べた。不規則波を考慮したことにより、スリット背後の回折効果の特性が変わり、Stokes drift 流速が広く分布することが示された。最後に、構築したモデルを用いて和歌山県田辺湾沖における過去再現計算を実施し、沿岸流の解析を行った。不規則波を考慮した場合は考慮しない場合と比較して Stokesdrift 流速が小さく評価され、これが平均流に 30%程度の影響を及ぼすことが確認された。

キーワード

海洋モデル，気候変動，領域スケール，ネスティング，波・流れ相互作用，沿岸流，水温鉛直分布

今井 優樹

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景・目的	1
1.2	本論文の構成	2
第2章	研究手法	3
2.1	不確実性の評価	3
2.1.1	数値モデル不確実性	3
2.1.2	将来不確実性	3
2.1.3	力学的ダウンスケーリング数値モデルの系統誤差	4
2.2	将来計算の境界条件に用いるデータセット	4
2.2.1	大気・海洋結合モデルによる気候変動予測データ	4
2.2.2	海洋に関する気候変動予測データセット	5
第3章	海洋モデルおよび海洋・波浪結合モデルの概要	9
3.1	海洋モデルの概要	9
3.1.1	基礎方程式	10
3.1.2	境界条件	10
3.1.3	座標系	12
3.1.4	数値解法	16
3.2	浅海波浪推算モデル	18
3.2.1	基礎方程式	18
3.2.2	ソース項の概要	18
3.3	海洋・波浪結合モデル	21
第4章	瀬戸内海の物理環境場の将来変化予測：JCOPE-ROMS ダウンスケーリング計算	23
4.1	評価対象	23
4.2	過去再現性の評価	23
4.3	CMIP5 将来気候予測データの解析	25
4.3.1	解析対象データ	25
4.3.2	将来変化の特性	26
4.4	ROMS による将来変化予測	33
4.4.1	計算条件の概要	33
4.4.2	将来計算結果	35

4.4.3	瀬戸内海の海洋環境将来変化のまとめ	47
第5章	田辺湾の物理環境場の将来変化予測：FORP-ROMS2 段ネスティング計算	51
5.1	計算概要	51
5.1.1	計算対象	51
5.1.2	計算条件	52
5.2	ROMS によるダウンスケーリング計算:再解析・将来計算	54
5.2.1	水温	54
5.3	まとめ	62
第6章	不規則波による波・流れ相互作用を考慮した海洋・波浪結合モデルの構築	75
6.1	研究背景・目的	75
6.2	不規則波の定式化	75
6.2.1	Stokes Drift	76
6.2.2	波のエネルギースペクトル	78
6.2.3	不規則波の影響評価	79
6.3	海洋・波浪結合モデルを用いた簡易な地形における海況計算	79
6.3.1	計算条件	80
6.3.2	テスト計算による不規則波による波・流れ相互作用	81
6.4	海洋・波浪結合モデルを用いた過去再現計算	83
6.4.1	田辺湾における短期計算条件	84
6.4.2	実地計算に対するモデル間の比較	85
6.4.3	現地観測データを用いたモデルの精度検証	89
6.5	まとめ	90
第7章	まとめ	101
	謝辞	102

第1章 序論

1.1 研究背景・目的

近年、温室効果ガス（GHG）の排出による地球システムの変化は、気候変動問題として海洋の物理環境場にも大きな影響を及ぼしている。とりわけ、このような気候変動に伴う海洋物理環境の将来変化予測およびその影響評価研究は精力的に進められている。2021年には気候変動に関する政府間パネル（IPCC）のWGⅠ第6次報告書 [1]（以下、同報告書各版をAR1～6と略記）が発表され、前報告書AR5(2013年)[2]から多くの更新がなされた。代表的な報告として、大気、海洋、氷雪圏および生物圏における急速な変化が起きており、地球システムにおけるこれら温暖化の影響は人為起源であることに疑いの余地はないとされ、より踏み込んだ評価がなされた。

人々の暮らしは海洋の物理と密接な関係にある。世界的には四分の三の人口が沿岸域に集中しており、我が国も四方八方を海に囲まれた島国で国土の可住域のほとんどが沿岸域に存在する。沿岸域は、海洋の生態系サービスを利用した漁業をはじめ、陸域で暮らす人間の社会・経済活動と密接に関係している。今日、海洋物理の気候変動は、海洋生物資源（LMR：Living Marine Resources）の管理者や利害関係者など直接的に海洋資源と関わる活動を通して、人々の暮らしにかつてないほどの難題を突きつけている。たとえば、環境省・農林水産省・国土交通省による地域適応コンソーシアム事業の報告書 [3] では、瀬戸内海における水産資源やそれらの養殖を対象とした気候変動の影響評価が行われた。主要な結果として、秋季における水温低下時期の遅れおよび水温不低下によるワカメ養殖の難化や、冬季水温の不低下によるアイゴ等の暖海性食害魚（藻類食魚）の越冬・繁殖の促進がワカメ等藻類の減少を引き起こすと評価されている。重要なLMRの生産性を維持することは漁業を支え、活気ある沿岸経済につながるが（Bindoffら [4]）、海水温の上昇や海洋循環の変化等、各種海洋環境変数の変化は、潜在的な海洋生産性のベースラインを変化させることがわかっており、海洋環境変数を正確に予測し影響評価することが重要である。

IPCC報告書の海洋に関する記述は、AR5で、1971～2010年の間に地球に蓄積された熱量の90%以上を海洋が占め、その内訳は海洋表層（0～700 m）に約60%それ以深に約30%と評価された。また、AR6では、海洋における物理変化は100～1000年スケールで不可逆的な影響があると評価された。大気における地球温暖化の進行は、GHGの累積排出量と線形の関係にあり平衡状態に達するまでの時間差は海洋に比べて比較的短く、カーボンニュートラルや正味のGHG排出量が減少に転じることで影響の緩和が見込まれるが、海洋における温暖化の影響は長期的な不可逆性が特徴で、今日までに進行した気候変動による影響が緩和されることどころか今後も甚大化が想定され、海洋の物理環境の影響評価は喫緊の課題であると言える。AR6[1]の海洋における領域の検討は、Chapter 9 ‘Ocean, Cryosphere and Sea Level Change’のSection 2.3 “Regional Ocean Circulation”で5大海域を対象としたメソスケールO（100 km～）の大循環と、Section 6.1.3

‘Regional Sea Level Change in the Satellite Era’での海面高度の検討に留まる．これらの検討は Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6[5]) による大気・海洋結合モデル(GCM)の気候計算結果を相互比較したものであり，海洋モデルの水平解像度は $0.5^{\circ} \sim 1^{\circ}$ (50 ~ 100 km) と空間的に粗い検討がなされている (Eyring ら [6]) ．

以上を踏まえ，本研究では，海洋表層および沿岸域を対象に，水平解像度数十メートルの高解像度領域海洋モデルを用いた海洋流動再現実験および 100 年スケールの時間軸で気候変動に伴う将来変化予測を行う．LMR の生態系や生産性の評価につなげるため，数値モデルを用いた長期積分により海洋物理環境場を正確に評価することを目的とする．

1.2 本論文の構成

本論文の構成は，以下の通りである．第 1 章で，本研究の目的およびその研究背景を概説している．第 2 章で，大気と海洋に関する気候変動データについての概説を行っている．第 3 章で，ダウンスケール計算に用いた海洋・波浪モデルの説明を行っている．第 4 章で，瀬戸内海を対象とした海洋のダウンスケーリング計算結果とその考察をまとめている．閉鎖性海域となるため潮位変動を組み込んでいる．海面・側方境界の将来変化量に考慮した CMIP5 データ解析結果も併せて示している．第 5 章で，和歌山県田辺湾を対象とした，海洋・波浪の高解像度ダウンスケーリング計算結果とその考察をまとめている．瀬戸内海の解析との違いは，親モデルとして JAMSTEC FORP(再解析，現在・将来気候計算)を採用し，潮汐変動は考慮していない．前章の CMIP5 データの解析結果は海面境界で考慮されているが割愛し，FORP 解析結果については詳述している．第 6 章で，波・流れ相互作用を考慮した海洋・波浪結合モデルの構築を行っている．前章までの気候変動影響評価に用いた海洋モデルに波浪モデルを結合し，波浪による海洋表層過程の変化をモデルに実装している．最後に第 7 章で，全体のまとめと今後の課題について取りまとめている．

第2章 研究手法

2.1 不確実性の評価

本節では、IPCCの数値モデル不確実性と将来不確実性の評価を例に、本研究も同様の手法で両不確実性の評価を行うことを概説する。また、本研究における力学的ダウンスケーリングで用いる数値モデルの系統誤差の評価手法についても詳述する。

2.1.1 数値モデル不確実性

気候変動による将来変化の影響評価を行う際、将来の不確実性を定量的に評価することが重要である。IPCCの気候変動の影響評価では、GCM(Global Climate Model: 全球気候モデル)の相互比較を目的としたCMIPデータセット(CMIP5[7], CMIP6[5])を用いたモデル間相互比較を基本手法としている。CMIPデータセットは計60を超えるGCMが登録され、IPCCでは出力された各種値の平均や分散をモデルアンサンブルとして評価することでGCMの評価に繋げている。具体的には、これらGCMは大気モデルと海洋モデルを結合した大気・海洋結合モデルとなっており、前者は、大気の運動方程式、熱力学第一法則によるエネルギー保存式、大気の連続式、水蒸気の連続式、状態方程式の5式を支配方程式としている。後者は、海水の運動方程式、連続方程式、温度と塩分の保存式、状態方程式の5式を支配方程式としている。これら2モデルを結合するにあたり、境界となる海面で各種物理フラックス式を適切にパラメタライズするが、前述の支配方程式における現象のパラメタライズ方法、時間・空間解像度等はGCM間で異なる。IPCCでは、これらのモデルを相互に比較しモデルバイアスを定量化することで、数値モデルの持つ不確実性を評価している。本研究でも同様に、力学的ダウンスケーリング計算の境界条件において複数の親モデル(例えばGCM)を用いる。GCMのモデルアンサンブルによる評価から親モデルを選定、または複数の親モデルを用いた複数の力学的ダウンスケーリング計算を行うことでモデルアンサンブルをダウンスケーリング計算結果として用意する。

2.1.2 将来不確実性

CMIPデータセットのGCMを駆動する際、将来の不確実性を定量的に評価するために共通して用いられているのがRCP(Representative Concentration Pathways)シナリオである。RCPシナリオは、二酸化炭素、メタン、一酸化二窒素等のGHGについて、産業革命前から2100年までの代表的な経過を2100年における産業革命前からの放射強制力(W/m^2)の増加量(2.6, 4.5, 6.0, 8.5 W/m^2)で定義されたもので、全4つの代表的なシナリオはRCP2.6, RCP4.5, RCP6.0,

RCP8.5 と記述される。将来の GHG の排出量・濃度は人間の社会経済活動に大きく依存しており、これはさらに世界各国の政策決定に依存しているが、本研究で取扱うような物理環境場の予測や評価では政策決定や社会経済活動の不確実性から評価することは極めて難しい。そこで RCP シナリオは、気候変動の将来シナリオとして放射強制力を時系列変化で定義し、政策決定や社会経済活動の変化を画一的な物理量時系列のバリエーションとして体系化し、気候変動に伴う地球システムの応答を物理的な見地から影響評価を行う目的で用意された。本研究における力学的ダウンスケーリングの将来計算も、このような CMIP データセットのコンセプトおよび IPCC 議論同様、将来不確実性は RCP シナリオを用いて行う。

2.1.3 力学的ダウンスケーリング数値モデルの系統誤差

前項までは IPCC における数値モデル不確実性と将来不確実性の評価を例に、本研究における両不確実性の評価手法を詳述したが、本研究ではこれらに加え、力学的ダウンスケーリングに用いる数値モデルのモデル系統誤差を取扱う必要がある。力学的ダウンスケーリングでは、GCM 等親モデルのシミュレーション出力結果を用いて別途数値モデルを駆動する。CMIP データセットに登録される全 60 を超える GCM 計算結果のようなモデルアンサンブルによる数値モデル不確実性の評価は難しい。そこで力学的ダウンスケーリングでは、計算された再現実験と将来計算の差分から算出される将来変化に絞って評価することで、数値モデルのモデル系統誤差を相殺する。具体的には、まず、力学的ダウンスケーリングは再現実験および将来計算の 2 種の計算を行う。力学的ダウンスケーリングについて、再現実験は境界条件に親モデル (例えば GCM) の再現実験や再解析などの結果を考慮する。将来計算は、親モデルの現在気候計算と将来気候計算から算出する将来変化量・率を力学的ダウンスケーリングの再現実験の境界条件で考慮する。力学的ダウンスケーリングでは、ナッジングは行わず初期値と境界条件によるフリーランを採用し、計算領域内の流動解析にはモデル系統誤差は残るが、再現実験と将来計算の将来変化量はそれぞれの結果の差分であるためモデル系統誤差は相殺される。このようにして、力学的ダウンスケーリングでは用いる数値モデルの系統誤差を取扱う。

2.2 将来計算の境界条件に用いるデータセット

2.2.1 大気・海洋結合モデルによる気候変動予測データ

CMIP(Coupled Model Intercomparison Project[7][5]) データセットは、1995 年に設立された World Climate Research Programme (WCRP) の Working Group on Coupled Modelling (WGCM) によって世界各国の研究機関等で開発される大気・海洋結合モデル (GCM) の相互比較のための基幹プロトコルとされた。IPCC の気候変動の影響評価に貢献することを主な目的としており、phase バージョンは IPCC のレポート番号に付随する形で用意され、IPCC レポートの更新の 1 2 年前までにデータセットも更新されてきている。このようにして各国研究機関における GCM 計算は CMIP データセットにおいて逐次アップデートされ、近年よく用いられるものでは CMIP5[7] および CMIP6[5] が存在するが、本研究では CMIP5 をターゲットに解析し、解析結果を力学的ダ

ウンスケーリング計算の境界条件に用いる．31 の Modeling Center と全 59 の GCM が登録され，いずれの数値計算も前節で詳述した RCP シナリオを用いて駆動している．GCM の一覧を表 2.1 に示す．

第 4 章の瀬戸内海を対象とした力学的ダウンスケーリング計算では，大気および海洋の将来境界条件として CMIP5 データセットを用いている．第 5 章の田辺湾を対象とした力学的ダウンスケーリング計算では，大気将来境界条件として CMIP5 データセットを用いている．

表 2.1: CMIP5 に登録されている GCM 一覧 (* 解析対象)

ACCESS1.0*	FGOALS-g1	IPSL-CM5A-LR*
ACCESS1.3*	FGOALS-s2	IPSL-CM5A-MR*
BCC-CSM1.1*	GEOS-5	IPSL-CM5B-LR*
CCSM4*	GEOSCCM	KCM1-2-2
CFSv2-2011	GFDL-CM2.1	MIROC-ESM
CMCC-CESM*	GFDL-CM3	MIROC-ESM-CHEM
CMCC-CM*	GFDL-ESM2G*	MIROC4h
CMCC-CMS*	GFDL-ESM2M*	MIROC5*
CNRM-CM5*	GFDL-HIRAM-C180	MPI-ESM-LR*
CNRM-CM5-2	GFDL-HIRAM-C360	MPI-ESM-MR*
COSMOS-ASO	GISS-E2-H	MPI-ESM-P
CSIRO-Mk3.6.0*	GISS-E2-H-CC	MRI-AGCM3.2H
CSIRO-Mk3L-1-2	GISS-E2-R	MRI-AGCM3.2S
CanAM4	GISS-E2-R-CC	MRI-CGCM3*
CanCM4	HadCM3	MRI-ESM1
CanESM2	HadGEM2-A	NICAM-09
EC-EARTH	HadGEM2-AO*	NorESM1-M*
EC-EARTH-2-2	HadGEM2-CC*	NorESM1-ME*
ECHAM6-1-05-LR	HadGEM2-ES*	ULAQ
FGOALS-g2*	INM-CM4*	

2.2.2 海洋に関する気候変動予測データセット

FORP (Future Ocean Regional Projection) データセット [8] は，環境省が実施した「気候変動適応技術社会実装プログラム (SICAT)」において，JAMSTEC が地方自治体毎の気候変動適応策の検討に資するために作成された領域海洋将来予測データセットである．日本周辺を対象として領域海洋将来予測・力学ダウンスケーリング実験を水平解像度 10km (FORP-NP10) および 2km (FORP-JPN02) の鉛直 54 層で実施している．FORP-JPN02 の地形は図 2.1 に示す．

データセット構築のために用いられた海洋モデルは，MRI.COMv4 (Tsujino et al. 2017[9]) をベースにセットアップされており，水平解像度 10 km (FORP-NP10) は 100 °E-75 °W, 15 °S-70

°N, および水平解像度 2km(FORP-JPN02) は 122.6 °E–150 °E, 23.7 °N–47.5 °N を計算領域としている。作成されたプロダクトは, 再解析と現在気候・将来気候の気候計算があり, FORP-NP10 および FORP-JPN02 の計算期間はそれぞれ表 2.2, 表 2.3 の通り, JRA55 再解析が 15 年, 10 年の 2 フリーランで 25 年, CMIP5 現在・将来気候計算が 15 年である。なお, JRA55 駆動の再解析計算は 1 ラン, CMIP5 駆動の気候計算は, MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR の 4 ケースである。FORP-NP10 および FORP-JPN02 の再解析プロダクトは, 海面境界を JRA55(Harada et al. 2016[10]) から与えており, 側方境界を FORP-NP10 は WOA 月別気候値, FORP-JPN02 は FORP-NP10 から与え, すなわち One-way ネスティングによる計算を行っている。5 で用いる FORP-JPN02 は, 1991-2005, 2006-2015 のタイムスライス実験を行っており, それぞれ初期値は前述の通りのフリーランでデータ同化はしていない。海氷は考慮しており, 潮汐, 河川流入は考慮されていない。その他諸条件を含め表 2.4 にまとめる。

西川ら (2021[11]) によると, FORP-JPN02 は, 北西太平洋や日本周辺海域を対象とした海洋再解析データ FORA(Usui et al. 2017[12]) と比較し, 低温バイアスである。例えば, 18.5 m 深について, 親モデルの FORP-NP10 や FORA と比較すると, 対馬暖流の再現がある程度現実的で, 全体として水温パターンは親モデルや FORA と同じである。対馬暖流などに伴う水温フロント構造, それに付随するストリーマ・渦や, 島の影響による細かい流動構造な流動構造など 10 km の解像度では表現されない構造がより詳細に表現されている。また CMIP5 駆動の現在・将来気候計算は, 特に RCP8.5 シナリオ計算で世紀末の諸変数にばらつきがみられることから, ケース内将来変化量をベースに利用するように示されている。黒潮等の海流の再現性については概ね良好であるとされている。

第 5 章の田辺湾を対象とした力学的ダウンスケーリング計算では, 海洋の将来境界条件として FORP データセットを用いている。第 5 章の CMIP5 データセットを用いたダウンスケーリング計算は, FORP データセットを用いることで時空間解像度を段階的にダウンスケーリングすることを可能にしている。

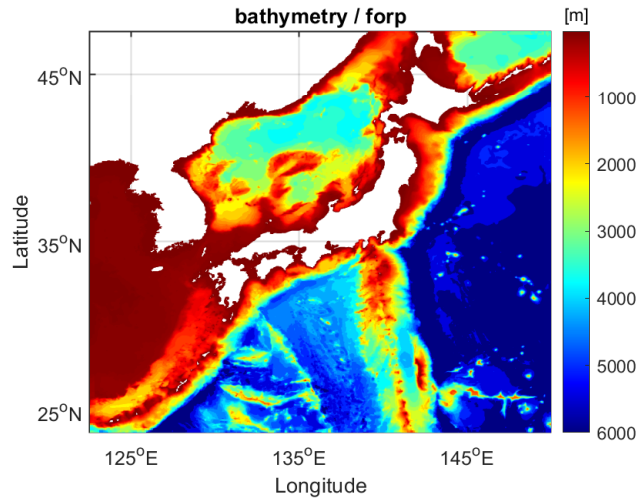


図 2.1: FORP-JPN02 : 地形データ

表 2.2: 北太平洋域:水平解像度 10 km :FORP-NP10

Forcing	historical	RCP8.5	RCP2.6
MIROC5	1981-2005	2006-2100	2006-2100
MRI-CGCM3	1981-2005	2006-2100	2006-2100
GFDL-ESM2M	1981-2005	2006-2100	2006-2100
IPSL-CM5A-MR	1981-2005	2006-2100	2006-2100
JRA55	1981-2015 (reanalysis)		

表 2.3: 日本周辺域:水平解像度 2 km :FORP-JPN02

Forcing	historical	RCP8.5	RCP2.6
MIROC5	1991-2005	2041-2055, 2086-2100	2086-2100
MRI-CGCM3	1991-2005	2041-2055, 2086-2100	2086-2100
GFDL-ESM2M	1991-2005	2041-2055, 2086-2100	2086-2100
IPSL-CM5A-MR	1991-2005	2041-2055, 2086-2100	2086-2100
JRA55	1991-2005 2006-2015 (reanalysis)		

表 2.4: 計算条件比較: FORP-NP10/FORP-JPN02/FORA-WNP30[8]

	FORP-NP10	FORP-JPN02	FORA-WNP30
Model			
Domain	100°E-75°W, 15°S-70°N	122.6°E-150°E, 23.7°N-47.5°N	117°E-160°W, 15°N-65°N
Model code	MRI.COMv4	MRI.COMv4	MRI.COM ver2.4
Resolution(Hor.)	1/10° × 1/10°	1/30° × 1/50°	1/10° × 1/10°
Resolution(Vert.)	1m(surface)-600m(bottom)	1m(surface)-600m(bottom)	1m(surface)-600m(bottom)
Grid size	1852×852(hor.), 54(vert.)	826×1194(hor.), 54(vert.)	673×442(hor.), 54(vert.)
Atm. forcing	JRA-55, CMIP5(3-hourly)	JRA-55, CMIP5(3-hourly)	JRA-55 (3-hourly)
Lateral boundary condition	WOA monthly T/S climatology, kinematically no flux	One-way nesting with the NP10	WOA monthly T/S climatology
Surface restoring	WOA monthly SSS	Climatological monthly SSS from the NP10	WOA monthly SSS
River input	N/A	JRA55-do based data	N/A
Physical processes	Included: Sea-ice, fresh water in terms of salt flux. Not included: tides, river input, thermal expansion.	Included: Sea-ice, fresh water in terms of salt flux. Not included: tides, river input, thermal expansion.	Included: Sea-ice, fresh water in terms of salt flux. Not included: tides, river input, thermal expansion.

第3章 海洋モデルおよび海洋・波浪結合モデルの概要

これまで、海況や波浪場の追算のために、海洋モデルや波浪モデルの改良が重ねられてきた。Warnerら(2008)[13]は、海洋モデルROMS(Regional Ocean Modeling System: Shchepetkin et al., 2005)[14]とスペクトル型波浪モデルSWAN(Simulating Waves Nearshore: Booij, 1999)[15]を双方向カップリングした海洋・波浪結合モデルCOAWSTを開発し、流れの波浪場への影響および波浪の海洋流動場への影響の表現を可能にした。この章では、これら各モデルの概要を詳述し、モデルのカップリング概要についても記載する。

3.1 海洋モデルの概要

海洋モデルROMSは(SCRUM)[16]を基にして作られた、鉛直方向は地形に沿って層厚が変化するシグマ座標系を採用し、静水圧近似を仮定したプリミティブ方程式を支配方程式とする準3次元海洋モデルである。

ROMSでは種々の差分方法・物理モデルおよび境界条件の計算コードがC言語によってモジュール化されて用意されているため、それらを選択し組み合わせてコンパイルすることによって、必要なアルゴリズムや対象とする場所の地形等諸条件に適合させることが可能である。コンピューターキテクチャによる数値計算と性能の改良が行われた結果、現在では高次の移流スキームや圧力勾配アルゴリズム、サブグリッドスケールの物理現象のパラメーター化、海面・中層・海底の境界層、低次生態系モデル、放射境界条件、データ同化などが行えるよう拡張されている[17]。

鉛直方向には、プリミティブ方程式は地形に沿った座標系で離散化される(Song and Haidvogel, [18])。この座標系では、温度躍層や境界層など、注目する任意領域の解像度を上げることができる。水平方向には、境界に沿った直行曲線座標および球面座標においてプリミティブ方程式を扱う。計算の効率化のため、運動量に関する静水圧プリミティブ方程式は、順圧モードと傾圧モードに分けて計算される。高潮推算では、潮汐、乱流モデル、長波・短波放射の熱交換の物理過程に加え、森ら[19]による大阪湾へのROMSの適用例に倣って、さらに大気圧低下に伴う吸い上げ項、ラディエーション応力項、波浪による海面粗度の変化および乱流エネルギー(TKE)フラックスを追加している。

3.1.1 基礎方程式

海洋モデルにおける運動量に関する支配方程式は、以下に示す式 (3.1) ~ 式 (3.7) で示される基礎方程式である (デカルト座標系)。水平方向の運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + F_u + D_u \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v - fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + F_v + D_v \quad (3.2)$$

で表される。ここで、 $\vec{v} = (u, v)$ は流速ベクトル、 u, v, w は x, y, z 方向の流速成分、 t は時間、 f はコリオリパラメータ、 ϕ は圧力、 F_u, F_v は x, y 方向の外力項、 D_u, D_v は x, y 方向の拡散項を表す。静水圧近似の仮定の下では、鉛直方向の運動方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\rho g}{\rho_0} \quad (3.3)$$

ここで、 ρ は密度、 ρ_0 は鉛直平均密度、 g は重力加速度を示す。また、非圧縮性流体の連続方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

で与えられる。さらに温度と塩分などのスカラー量については次の移流拡散方程式が用いられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = F_T + D_T \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = F_S + D_S \quad (3.6)$$

ここで、 T は温位、 S は塩分、 F_T, F_S は温位および塩分の外力項、 D_T, D_S は温位および塩分の拡散項を表す。与えられた T, S, P により、バロトロピック条件下で ρ は次式で与えられる。

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (3.7)$$

ここで、 P は全圧力を表す。温位 T と塩分 S の時間変化は移流拡散方程式に基づいて決定される。ブジネスク近似において、運動方程式中の密度変化は、鉛直方向の運動方程式の浮力に寄与する成分以外は省略される。また静水圧近似の下では、水面勾配と鉛直方向の圧力勾配は浮力に依存すると仮定される。式中的変数、定数をまとめると表 3.1 に示すようになる。

3.1.2 境界条件

(1) 海面および海底の境界条件

ROMS では、鉛直方向 (z 軸方向) の水位は水平座標および時間を次元にもつ変数 $\zeta(x, y, t)$ で表され、地形底面は水平座標のみを次元にもち、時間に対して一定値である変数 $h(x, y)$ で表される。水面および底面における鉛直方向の境界条件は、風速・温度・塩分・ z 方向の流速 w について、水面 ($z = \zeta$) および底面 ($z = -h$) において以下のように与えられる。

表 3.1: 基礎方程式における変数

変数	変数名
x, y, z	3次元直交座標
u, v, w	流速 \vec{v} の (x, y, z) 成分
t	時間
$f(x, y)$	コリオリパラメータ
F_u, F_v, F_T, F_S	外力項
D_u, D_v, D_T, D_S	拡散項
$\phi(x, y, z, t)$	圧力
$\rho(x, y, z, t)$	密度
$\rho_0(x, y, z, t)$	鉛直平均密度
g	重力加速度
$T(x, y, z, t)$	温位
$S(x, y, z, t)$	塩分
P	全圧力

- 水面 ($z = \zeta$)

- 水面変化と z 方向の流速

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (3.8)$$

- 風応力

$$K_m \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_s^x(x, y, t) \quad (3.9)$$

$$K_m \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_s^y(x, y, t) \quad (3.10)$$

ここで, K_m は鉛直方向の粘性係数, τ_s^x, τ_s^y は海面における x, y 方向の風応力を表す.

- 温度収支

$$K_T \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q_T}{\rho_0 c_P} + \frac{1}{\rho_0 c_P} \frac{dQ_T}{dT} (T - T_{ref}) \quad (3.11)$$

ここで, K_T は温度収支における鉛直方向の拡散係数, Q_T は海面における熱フラックス, c_p は比熱, T_{ref} は海面の基準温度を表す.

- 塩分フラックス

$$K_S \frac{\partial S}{\partial z} = (E - P)S \quad (3.12)$$

ここで, K_S は塩分フラックスにおける鉛直方向の拡散係数, E, P は蒸発量と降水量を表す.

- 底面 ($z = -h$)

- 水面変化と z 方向の流速

$$-w + \vec{v} \cdot \nabla h = 0 \quad (3.13)$$

ここで, h は水深を表す.

- 風応力

$$K_m \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_b^x(x, y, t) \quad (3.14)$$

$$K_m \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_b^y(x, y, t) \quad (3.15)$$

- 温度収支

$$K_T \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

- 塩分フラックス

$$K_S \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad (3.17)$$

Q_T は海面温度 (SST) に大きな影響を及ぼすので, Q_T を算出する際に用いられる基準温度と海面温度の差が大きい場合は, 補正項を含むことに十分注意が必要である. また $z = -h(x, y)$ において, 底面摩擦は 1 次と 2 次の項の和で構成される水平方向の流速成分で与えられる.

$$\tau_b^x = (\gamma_1 + \gamma_2 \sqrt{u^2 + v^2}) u \quad (3.18)$$

$$\tau_b^y = (\gamma_1 + \gamma_2 \sqrt{u^2 + v^2}) v \quad (3.19)$$

鉛直方向の熱, 塩分フラックスも考慮する必要があるが, 本研究では 0 とする.

表-3.2 に式中の変数および定数をまとめる.

(2) 水平方向の端部境界条件

水平方向の端部境界条件としては, 東西南北各方向に対し, 変数 u, v, T, S, ζ について周期境界条件・二重周期境界条件・閉鎖境界条件・開放境界条件を与えることができる. また, モデル領域は直方体であるが, その全てが水域ではなく, 境界や内部に陸地部分を設定することができ, その点における境界条件は no-slip または free-slip のいずれかを選択する. 実際には, 水平方向の端部境界条件は, 潮汐を与える必要があるために開放境界条件となることが多い.

3.1.3 座標系

(1) 鉛直座標系: σ 座標系

ROMS は, 水面および地形に沿った 座標を導入している.

表 3.2: 海面および海底境界条件における変数

変数	変数名
$\zeta(x, y, t)$	水位
K_m	風における鉛直方向の粘性係数
τ_s^x, τ_s^y	海面における x, y 方向の風応力
K_T, K_S	温度, 塩分における鉛直方向の拡散係数
Q_T	海面における熱フラックス
T_{ref}	海面の基準温度
E	蒸発量
P	降水量
τ_b^x, τ_b^y	底面における x, y 方向の摩擦応力
$h(x, y)$	水深
γ_1, γ_2	1,2 次の底面摩擦係数

σ 座標では鉛直座標に変数 s ($-1 < s < 0$) が用いられる。 H_z を

$$H_z \equiv \frac{\partial z}{\partial s}$$

と仮定したとき, 3次元直交座標 (x, y, z) から s 座標 (x, y, s) へ変換した際の, 3方向の変数変換法則を以下に示す。

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_z = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_s - \left(\frac{1}{H_z}\right) \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_s \frac{\partial}{\partial s} \quad (3.20)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_z = \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_s - \left(\frac{1}{H_z}\right) \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_s \frac{\partial}{\partial s} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \left(\frac{\partial s}{\partial z}\right) \frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{H_z} \frac{\partial}{\partial s} \quad (3.22)$$

以上の関係を, 3.1.1 で示した直交座標における基礎方程式に代入して, 水平方向に直交座標, 鉛直方向に σ 座標を仮定した基礎方程式は式 (3.23) ~ 式 (3.29) のように示される。

- 水平方向の運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - \left(\frac{g\rho}{\rho_o}\right) \frac{\partial z}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + F_u + D_u \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v - fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - \left(\frac{g\rho}{\rho_o}\right) \frac{\partial z}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + F_v + D_v \quad (3.24)$$

- 鉛直方向の運動方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial s} = \left(\frac{-gH_z \rho}{\rho_o}\right) \quad (3.25)$$

- 非圧縮性流体の連続方程式

$$\frac{H_z}{\partial t} + \frac{\partial(H_z u)}{\partial x} + \frac{\partial(H_z v)}{\partial y} + \frac{\partial(H_z \Omega)}{\partial s} = 0 \quad (3.26)$$

- スカラー量の移流拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = F_T + D_T \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = F_S + D_S \quad (3.28)$$

- 状態方程式

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (3.29)$$

ここで, σ 座標中での鉛直方向流速を $\Omega(x, y, s, t)$ とすると,

$$\Omega = \frac{1}{H_z} \left[w - (1+s) \frac{\partial \delta}{\partial t} - u \frac{\partial z}{\partial x} - v \frac{\partial z}{\partial y} \right] \quad (3.30)$$

と表され, 直交座標系における鉛直方向流速 w は Ω を用いて

$$w = \frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + \Omega H_z \quad (3.31)$$

の関係を満たす.

一方, σ 座標系における鉛直方向の境界条件は, s 軸に対して, 水面 ($s = 0$) および底面 ($s = -1$) で式 (3.32) ~ 式 (3.41) のように表される.

- 水面 ($s = 0$)

- 風応力

$$\left(\frac{K_m}{H_z} \right) \frac{\partial u}{\partial s} = \tau_s^x(x, y, t) \quad (3.32)$$

$$\left(\frac{K_m}{H_z} \right) \frac{\partial v}{\partial s} = \tau_s^y(x, y, t) \quad (3.33)$$

- 温度収支

$$\left(\frac{K_T}{H_z} \right) \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{Q_T}{\rho_o c_P} + \frac{1}{\rho_o c_P} \frac{dQ_T}{dT} (T - T_{ref}) \quad (3.34)$$

- 塩分フラックス

$$\left(\frac{K_S}{H_z} \right) \frac{\partial S}{\partial s} = (E - P) S \quad (3.35)$$

- 水面変化と z 方向の流速

$$\Omega = 0 \quad (3.36)$$

- 底面 ($s = -1$)

- 風応力

$$\left(\frac{K_m}{H_z}\right) \frac{\partial u}{\partial s} = \tau_b^x(x, y, t) \quad (3.37)$$

$$\left(\frac{K_m}{H_z}\right) \frac{\partial v}{\partial s} = \tau_b^y(x, y, t) \quad (3.38)$$

- 温度収支

$$\left(\frac{K_T}{H_z}\right) \frac{\partial T}{\partial s} = 0 \quad (3.39)$$

- 塩分フラックス

$$\left(\frac{K_S}{H_z}\right) \frac{\partial S}{\partial s} = 0 \quad (3.40)$$

- 水面変化と z 方向の流速

$$\Omega = 0 \quad (3.41)$$

(2) 水平座標系：曲線座標系

ROMS では、海岸境界付近などの不規則領域内の流動場に有効な、直交曲線座標を導入することが可能である。直交曲線座標は水平方向に $\xi(x, y)$ 軸および $\eta(x, y)$ 軸をとり、水平方向のアーーク長と微小距離の関係は以下のように表される。

$$(ds)_\xi = \left(\frac{1}{m}\right) d\xi \quad (3.42)$$

$$(ds)_\eta = \left(\frac{1}{n}\right) d\eta \quad (3.43)$$

ここで、 m, n は微小距離 δ_ξ, δ_η を実際のアーーク長と関連付けるスケール係数である。また、流速は

$$\vec{v} \cdot \hat{\xi} = u \quad (3.44)$$

$$\vec{v} \cdot \hat{\eta} = v \quad (3.45)$$

と表すことができる。ここに、 $\hat{\xi}, \hat{\eta}$ はそれぞれ ξ 軸および η 軸方向の単位ベクトルを表す。式 (3.42) ~ 式 (3.45) を用いて直交曲線座標に変換した基礎方程式を式 (3.46) ~ 式 (3.52) に示す。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z u}{mn}\right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H_z u^2}{n}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_z uv}{m}\right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_z u \Omega}{mn}\right) \\ & - \left\{ \left(\frac{f}{mn}\right) + v \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{n}\right) - u \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{m}\right) \right\} H_z v \\ & = - \left(\frac{H_z}{n}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{g\rho}{\rho_0} \frac{\partial z}{\partial \xi}\right) + \frac{H_z}{mn} (F_u + D_u) \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z v}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H_z uv}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_z v^2}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_z v \Omega}{mn} \right) \\
& \quad - \left\{ \left(\frac{f}{mn} \right) + v \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{n} \right) - u \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{m} \right) \right\} H_z u \\
& = - \left(\frac{H_z}{n} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial \eta} + \frac{g \rho}{\rho_0} \frac{\partial z}{\partial \eta} \right) + \frac{H_z}{mn} (F_v + D_v)
\end{aligned} \tag{3.47}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z T}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H_z u T}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_z v T}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_z \Omega T}{mn} \right) = \frac{H_z}{mn} (F_T + D_T) \tag{3.48}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z S}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H_z u S}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_z v S}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_z \Omega S}{mn} \right) = \frac{H_z}{mn} (F_S + D_S) \tag{3.49}$$

$$\rho = \rho(T, S, P) \tag{3.50}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial s} = - \left(\frac{g H_z \rho}{\rho_0} \right) \tag{3.51}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H_z u}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_z v}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_z \Omega}{mn} \right) = 0 \tag{3.52}$$

式 (3.46)-(3.52) が実際に解かれる方程式となる。

3.1.4 数値解法

(1) 離散化の方法

ROMS では、水平方向の離散化に従来の 2 次の有限中心差分近似が用いられ、必要に応じてより高次の差分スキームを用いることもできる。また、一般的な海洋モデル同様ベクトル量（流速）とスカラー量（水温・塩分・密度）の定義点を半格子ずつずらしたスタッガード格子を用いている (Arakawa C-grid)。

これにより、解像度は従来の変形半径 (Arakawa and Lamb) よりも優れたものとなっている。鉛直方向の離散化にも 2 次の有限中心差分近似を適用し、水平方向と同じくスタッガード格子を用いて離散化されている。

(2) 保存特性

ROMS は運動方程式や移流拡散方程式のフラックス形式を利用して、 u , v , S , T の運動量の初期値を保存しておく。また、流速とスカラー量の格子間の値を算出する場合、例えば ρ の点

で u の値を得る場合などは注意が必要である．このときの半離散形の動的方程式は以下のように記述される．

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u \overline{H_z^\xi}}{\overline{m^\xi \bar{n}^\xi}} \right) + \delta_\xi \left\{ \overline{u^\xi \left(\frac{u \overline{H_z^\xi}}{\bar{n}^\xi} \right)^\xi} \right\} + \delta_\eta \left\{ \overline{u^\eta \left(\frac{v \overline{H_z^\eta}}{\bar{m}^\eta} \right)^\xi} \right\} + \delta_s \left\{ \overline{u^s \left(\frac{H_z \Omega}{mn} \right)^\xi} \right\} \\
& - \overline{\left\{ \frac{f}{mn} + \bar{v}^\eta \delta_\xi \left(\frac{1}{n} \right) - \bar{u}^\xi \delta_\eta \left(\frac{1}{m} \right) \right\} H_z \bar{v}^\eta}^\xi \\
& = - \frac{\overline{H_z^\xi}}{\bar{n}^\xi} \delta_\xi \phi - \frac{g \overline{H_z^\xi}}{\rho_0 \bar{n}^\xi} \bar{\rho}^\xi \delta_\xi z - \frac{g \overline{H_z^\xi}}{\rho_0 \bar{n}^\xi} (\rho_0 + \bar{\rho}^\xi) \delta_\xi \zeta + D_u + F_u \quad (3.53)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v \overline{H_z^\eta}}{\overline{m^\eta \bar{n}^\eta}} \right) + \delta_\xi \left\{ \overline{v^\xi \left(\frac{u \overline{H_z^\xi}}{\bar{n}^\xi} \right)^\eta} \right\} + \delta_\eta \left\{ \overline{v^\eta \left(\frac{v \overline{H_z^\eta}}{\bar{m}^\eta} \right)^\eta} \right\} + \delta_s \left\{ \overline{v^s \left(\frac{H_z \Omega}{mn} \right)^\eta} \right\} \\
& + \overline{\left\{ \frac{f}{mn} + \bar{v}^\eta \delta_\xi \left(\frac{1}{n} \right) - \bar{u}^\xi \delta_\eta \left(\frac{1}{m} \right) \right\} H_z \bar{u}^\xi}^\eta \\
& = - \frac{\overline{H_z^\eta}}{\bar{m}^\eta} \delta_\eta \phi - \frac{g \overline{H_z^\eta}}{\rho_0 \bar{m}^\eta} \bar{\rho}^\eta \delta_\eta z - \frac{g \overline{H_z^\eta}}{\rho_0 \bar{m}^\eta} (\rho_0 + \bar{\rho}^\eta) \delta_\eta \zeta + D_v + F_v \quad (3.54)
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{hT}{mn} \right) + \delta_\xi \left(\frac{u \overline{H_z^\xi T^\xi}}{\bar{n}^\xi} \right) + \delta_\eta \left(\frac{v \overline{H_z^\eta T^\eta}}{\bar{m}^\eta} \right) + \delta_s \left(\overline{T^s} \frac{H_z \Omega}{mn} \right) = D_T + F_T \quad (3.55)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{hS}{mn} \right) + \delta_\xi \left(\frac{u \overline{H_z^\xi S^\xi}}{\bar{n}^\xi} \right) + \delta_\eta \left(\frac{v \overline{H_z^\eta S^\eta}}{\bar{m}^\eta} \right) + \delta_s \left(\overline{S^s} \frac{H_z \Omega}{mn} \right) = D_S + F_S \quad (3.56)$$

$$\rho = \rho(S, T, P) \quad (3.57)$$

$$\phi(s) = - \frac{g}{\rho_0} I_s^0 H_z \rho \quad (3.58)$$

δ_ξ , δ_η , δ_s はそれぞれ $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, Δs の間の差分を使って, $\partial/\partial\xi$, $\partial/\partial\eta$, $\partial/\partial s$ の方向へ有限中心差分近似した値である． $(\overline{\quad})^\xi$, $(\overline{\quad})^\eta$, $(\overline{\quad})^s$ は $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, Δs の平均値を表し, I_s^0 は s レベルから水面 ($s=0$) までの 2 次鉛直積分の合計値を表す．ROMS では開境界を通して質量交換やエネルギー交換を行うことができるが, 式 (3.53)-式 (3.58) で述べた平均法はモデル領域内部での運動量の初期値を保存するために用いられている．

3.2 浅海波浪推算モデル

3.2.1 基礎方程式

本研究では、ROMS とカップリングする波浪モデルとして、浅海波浪推算モデル (Simulating Waves Nearshore, SWAN)[15] を用いる。SWAN は Delft University of Technology によって開発された第3世代波浪推算モデルである。このモデルでは、オイラー的立場から角振動数 (σ), 方向 (θ), 空間 (x, y) の4つの独立変数の関数である波作用量に対する Kinetic 方程式を解くことにより、波浪の伝播変形が解かれる。また、流れの影響を考慮した波浪変化も計算可能である。SWAN では、エネルギースペクトル $E(\sigma, \theta)$ を、角振動数 (σ) で割った波作用量スペクトル $N(\sigma, \theta)$ の空間的および時間的变化を計算する。球面座標系における波作用量保存則は以下の通りである。

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} C_x N + \frac{\partial}{\partial y} C_y N + \frac{\partial}{\partial \sigma} C_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} C_\theta N = \frac{S}{\sigma} \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (C_\phi \cos \phi N) + \frac{\partial}{\partial \lambda} C_\lambda N + \frac{\partial}{\partial \sigma} C_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} C_\theta N = \frac{S}{\sigma} \quad (3.60)$$

ここで、 ϕ, λ, θ はそれぞれ緯度、経度、波向である。式 (3.59) の左辺第1項は局所的な時間変化を表す項、第2項、第3項はそれぞれ伝播速度が C_x, C_y である移流項、第4項は伝播速度 C_σ による相対周波数に対する変化、第5項は伝播速度 C_θ による伝播方向への変化を表す。式 (3.60) の右辺はソース項であり、

$$S = S_{in} + S_{ds} + S_{nl} \quad (3.61)$$

と表され、第1項から順に風から受けるエネルギー、砕波によるエネルギーおよび海底摩擦、非線形干渉の効果を表す。

3.2.2 ソース項の概要

(1) 風から波へのエネルギー輸送

SWAN における風からの波へのエネルギーの伝達は、 $E(\sigma, \theta)$ を波浪の全エネルギースペクトルとすると、WAM と同様に共鳴理論 (Phillips [20]) と相互作用理論 (Miles [21]) を用いて次のように表されている。

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + BE(\sigma, \theta) \quad (3.62)$$

A は Phillips 機構による線形的な発達を考慮する係数である。指数関数的な発達を考慮する Miles 機構を表す B は、Janssen[22] により提唱された海面粗度が波浪状態に依存したものを本研究では用いる。

(2) エネルギー散逸のモデル

波エネルギーの散逸項は、白波 ($S_{ds,w}(\sigma, \theta)$)、底面摩擦 ($S_{ds,b}(\sigma, \theta)$)、砕波 ($S_{ds,br}(\sigma, \theta)$) の3つの要素からなる。SWANにおける白波砕波によるエネルギー散逸の過程は Hasselmann [23] の pulse-based モデルに基づいている。この pulse-based モデルは、エネルギー減衰率がスペクトル密度に比例し、平均波形勾配に依存すると仮定されている。有限水深で適用するために、これを波数に関して再定式化したものが次式である (WAMDI group, [24])。

$$S_{ds,w}(\sigma, \theta) = -\Gamma \tilde{\sigma} \frac{k}{\tilde{k}} E(\sigma, \theta) \quad (3.63)$$

ここで、 $\tilde{\sigma}$ は平均周波数、 \tilde{k} は平均波数 (式 (3.67) 参照)、 Γ は波形勾配に依存する定数である。

$$\Gamma = \Gamma_{KJ} = C_{ds} \left[(1 - \delta) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right] \left(\frac{\tilde{s}}{\tilde{s}_{PM}} \right)^p \quad (3.64)$$

定数 C_{ds} 、 δ 、 m はチューニング係数、 \tilde{s} は式 (3.65) で定義される平均波形勾配であり、 \tilde{s}_{PM} は Pierson-Moskowitz スペクトルにおける \tilde{s} の値で、 $\tilde{s}_{PM} = (3.02 \times 10^{-3})^{0.5}$ となる。各係数は次のように与えられる。

$$\tilde{s} = \tilde{k} \sqrt{E_{tot}} \quad (3.65)$$

$$\tilde{\sigma} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (3.66)$$

$$\tilde{k} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (3.67)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (3.68)$$

波浪エネルギーの平衡を仮定することによって、上記の係数がチューニングされる。したがって、これらのチューニング係数は使用される風入力 of の定式に依存する。例えば Janssen モデルを使用する場合、 $C_{ds} = 4.10 \times 10^{-5}$ 、 $\delta = 0.5$ 、 $p = 4$ である。有限水深では、白波砕波に加えて水深依存による浅海砕波、底面摩擦によるエネルギー散逸がある。浅海砕波過程について、Battjes and Janssen [25] は、砕波する不規則波のエネルギー減衰の比率を計算する bore-based モデルを提案している。その後、このモデルは Eldeberky and Battjes [26] によって改良され、SWAN ではこの Eldeberky and Battjes モデルに方向の影響を取り込んだものを採用している。

$$S_{ds,br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) \quad (3.69)$$

ここで、 D_{tot} は砕波による平均エネルギー散逸を示す。 D_{tot} は次のようである。

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\tilde{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (3.70)$$

ここで、 α_{BJ} はチューニングパラメータで、 Q_b は砕波の割合を表す。波がレイリー分布に従い、ある波高で全ての波が砕波すると仮定すると、砕波の割合 Q_b が次のように決まる。

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_m^2} \quad (3.71)$$

H_m は任意の水深に存在し得る波高の最大値であり、 $\bar{\sigma}$ は平均角振動数で次のように定義される。

$$\bar{\sigma} = E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (3.72)$$

浅海域において、最大波高 H_m は水深 d と砕波パラメータ γ を用いて $H_m = \gamma d$ と表される。通常 γ は定数であるか、海底勾配または波形勾配の関数として表される。SWAN では砕波パラメータの値を決定するために2つのオプション（定数/海底勾配依存の関数）が用意されているが、本研究では $\gamma = 0.73$ （定数）、 $\alpha_{BJ} = 1.5$ (Nelson [27]) を採用した。

(3) 非線形 4 波共鳴相互作用

SWAN は、Hasselmann(1985) らによる離散化相互作用近似 (DIA)[23] を用いて、非線形 4 波共鳴相互作用を計算する。Hasselmann and Hasselmann[28] によると、有限水深での 4 波共鳴に水深 h に依存したスケーリングファクター R を乗じたものとして、次式で表される。

$$S_{nl4,finite} = R(k_p h) S_{nl4}^{infinite} \quad (3.73)$$

水深影響関数 R は次のように表される。

$$R(k_p h) = 1 + \frac{C_{sh1}}{k_p h} (1 - C_{sh2} k_p h) \exp(C_{sh3} k_p h) \quad (3.74)$$

ここで、 k_p は JONSWAP スペクトルのピーク関数であり、3つの定数の値はそれぞれ $C_{sh1} = 5.5$, $C_{sh2} = 6/7$, $C_{sh3} = -1.25$ である。 $k_p h \rightarrow 0$ のとき非線形型輸送は無限大に近づくため、下限値として $k_p h = 0.5$ が適用される。また、任意のスペクトル形においてモデルの強度を上げるために、ピーク波数 k_p は $k_p h = 0.75\tilde{k}$ によっておきかえている (Komen et al.[29])。

(4) 非線形 3 波共鳴相互作用

浅海域では 3 波共鳴が重要な役割を果たす。この 3 波共鳴の過程によるエネルギー移流によって、波浪スペクトルが変化し、浅海域における波の発達や減衰に大きな影響を与える。例えば、これによって、単峯型スペクトルをもつ波は海岸に近づくとき、多峯型スペクトルに変化する。SWAN において、3 波共鳴の過程は DTA (Discrete Triad Approximation; Elderberky and Battejes [30]) を改良した LTA (Lumped Triad Approximation; Elderberky [31]) を用いて表される。

$$S_{nl3} = (\sigma, \theta) = S_{nl3}^-(\sigma, \theta) + S_{nl3}^+(\sigma, \theta) \quad (3.75)$$

$$S_{nl3}^+ = \max \left\{ 0, 2\pi \alpha_{EB} c c_g J^2 |\sin \beta| \left[E^2\left(\frac{\sigma}{2}, \theta\right) - 2E\left(\frac{\sigma}{2}, \theta\right)E(\sigma, \theta) \right] \right\} \quad (3.76)$$

$$S_{nl3}^-(\sigma, \theta) = -2S_{nl3}^+(2\sigma, \theta) \quad (3.77)$$

ここで α_{EB} はチューニング係数であり， β はアーセル数 U_r を用いて，次のように近似される．

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh \frac{0.2}{U_r} \quad (3.78)$$

$$U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{d^2} \quad (3.79)$$

式中の \bar{T} は， $\bar{T} = 2\pi/\bar{\sigma}$ であり， $0.1 < U_r < 10$ のみ 3 波共鳴が計算される．また，式 (3.76) 中の共鳴係数 J は Madsen and Sørensen[32] によって，次のように示される．

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gh + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} h (gh + \frac{2}{15} gh^3 k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 h^2)} \quad (3.80)$$

3.3 海洋・波浪結合モデル

海洋モデルにおける運動量方程式に，海面波の影響を含むように改良するためには，波浪のエネルギー，伝播方向，波長等の波の情報が必要になる．また，そのほかの底面境界層モデルや乱流による鉛直混合でも，周期や海底面における流速，波浪エネルギー散逸率などが必要となる．これらの情報は，波浪モデルとカップリングすることで海洋モデルに提供される．海洋・波浪結合モデルにおいては，波浪の計算を単独で行い，その出力を海洋モデルの流体場や漂砂の計算の入力とする一方向カップリングと，海洋モデルと同時に波浪の計算を行う双方向カップリングを選択できる．

本研究では，双方向カップリングを用いる．双方向カップリングでは，流れが波浪場に影響し，波浪場が循環場に影響する．波浪モデル SWAN から海洋モデル ROMS に波高・波長・波向き・波浪エネルギー散逸を渡し，ROMS から SWAN へは水位上昇と流速を渡す．今回は，流速の影響が計算結果に支障をきたさないようにするため，波浪場から循環場への流速のフィードバックを行わないように設定を行った．

ROMS, SWAN 両モデルの実行は異なるプロセッサが割り当てられ，カップリングには Model Coupling Toolkit (MCT) が用いられる．MCT は個々のモデルから結合モデルを作成するための Fortran90 用のオープンソースソフトウェアライブラリである．

COAWST モデルでは，MCT を用いて，異なるモデル，異なる領域や空間解像度のメッシュについてカップリング計算がなされる．

第4章 瀬戸内海の物理環境場の将来変化予測： JCOPE-ROMS ダウンスケーリング計算

4.1 評価対象

西日本の沿岸には、代表的な閉鎖性水域である瀬戸内海がある。瀬戸内海は西日本のいくつかの主要な都市をカバーし、その他の地域の沿岸でも漁業や観光をはじめとする多くの産業が営まれている海域である。瀬戸内海の面積は2万 km²あまりで南西から北東にかけて細長い。その物理環境は、太平洋からの流入・流出、それに加え閉鎖性水域特有の複雑な潮流があり、地形性の風や波浪の影響を受けるのが特徴である。環境保全や水質保全などの観点からも、環境状態の把握やその将来変化予測が求められている。

現在、水産総合研究センターとJAMSTECがPOMをベースに瀬戸内海の流動と水質を推算するモデルを開発し（FRA-JCOPE、本研究で比較対象としてこのモデルを呼称するときはFRA-POMとする）、実際に運用されている（杉松ら [33]）。しかし、近年の数値計算法の発達により、強風時の鉛直混合や移流の差分スキームが多く提案されている。このような潮汐や気象擾乱による強混合には、これらの最新のモデル・スキームが大きな影響を与えることが予想される。これに対し、田中ら（2013[34]）では、ROMSを用いて、2004年を対象とした瀬戸内海の長期積分を行い、基本物理量に関して観測値およびFRA-POMと比較を行い、モデルの性能を比べ、その有効性を示している。

本章では、まず、CMIP5 全球気候予測データ（2008[7]）にもとづいて全球や海域毎に海洋環境の将来変化予測についてモデル間の比較と月毎の変化量を解析する。ついで、Regional Ocean Modeling System（ROMS）[14]を用いて、21世紀末を対象とした瀬戸内海の長期積分を行い、より詳細な瀬戸内海の海洋外力の将来変化を予測する。2004年を対象とした瀬戸内海の海洋流動再解析（田中ら [34]）をベースに、CMIP5 データの解析結果を用いて、モデルアンサンブル結果を将来の気候条件として与える。

4.2 過去再現性の評価

対象期間は、2004年1月1日からの1年間とし、水位、水温、塩分、流速などの基本物理量に関して、観測値との比較を行った。比較が行われた両モデルの諸条件を以下の表 4.2 にまとめる。

塩分、水温、流速：

FRA-JCOPE (1日ごと)

本章では、詳述した領域海洋モデル ROMS を用いた瀬戸内海の物理環境場再現計算結果のレ

表 4.1: 両モデルでの諸条件の比較

Model	ROMS	POM
Grid(x×y)	414 × 185	421 × 234
解像度	1 km	1 km
潮汐条件	TPXO ver 7.0	調和定数
気象条件	全天日射量：気象観測所； 風，気温，気圧，相対湿度， 雲量：GPV-データ	全天日射量：気象観測所； 風，気温，気圧，相対湿度， 雲量：GPV-データ
河川データ	1, 2 級河川 (243 河川)	1, 2 級河川 (243 河川)
境界条件	塩分，水温，流速： FRA-JCOPE (1 日ごと)	水位，水温，流速： FRA-JCOPE (1 日ごと)
気象同化条件	塩分，水温，流速： FRA-JCOPE (28 日ごと)	なし

ビューを行う。本研究では瀬戸内海の物理環境場の将来変化予測を目的とする。その際に、本研究で行った ROMS による将来計算による将来気候と比較する再現計算として、先行研究の同手法による ROMS の長期積分の結果を用いる (田中ら, 2013[34])。この先行研究では、ROMS による再現計算結果を他の瀬戸内海の流動と水質を推算するモデルとの比較が行われた。このため、既に先行研究において、ROMS による瀬戸内海での再現性は確認済みである。これを踏まえた上で、本研究の将来計算結果を考察する。先行研究は本研究の将来計算における妥当性を裏付けるものである。これより、先行研究の概要を記述する。

- 沿岸地点の津波のスペクトルと波源のスペクトルの比から、応答スペクトルを求め、さらに外洋・陸棚・湾と3つの異なる空間スケールの応答スペクトルの抽出を行った。求めた応答スペクトルの卓越周期は、観測データや、湾の形状を考慮して概算した固有周期と概ね一致した。応答スペクトルより確率津波モデルは任意の地点での波の応答特性を求めることが可能であり、津波の地域特性評価に有用であることがわかった。
- 沿岸域の津波のスペクトルから波源による効果と地形による効果への分離を行い、それぞれの津波のエネルギーへの寄与率を算定した。陸域へ近づくほど地形増幅による寄与率が高くなることが確認された。波源の寄与率は、同じ等深線上にあっても地点間の差異が大きく、地域特性を表した。
- 波源の津波のエネルギー寄与率の確率論的評価への適用の可能性について検証した。寄与率は時間平均エネルギーから得られた指標であるものの、最大波高の簡便な予測モデルの誤差と一定の相関を示し、津波の予測精度改善に有用な指標となりうるということがわかった。

本研究では、2093 年を対象とした瀬戸内海の長期積分を ROMS を用いて行い、先行研究 (田中ら, [34]) で行った 2004 年を対象とした長期積分の基本的物理量を比較することで瀬戸内海の将来変化予測を行った。外力として与えた将来計算のデータは CMIP5 の解析結果を用いており、その際に CMIP5 の解析を再現気候 (1995 ~ 2004 年) と将来気候 (2084 ~ 2093 年) を対象に行っ

た．以下，本研究で得られた知見をまとめる．

4.3 CMIP5 将来気候予測データの解析

CMIP5 には 31 個の Modeling Center と 59 の GCM (大気・海洋結合モデル) が登録されている．本章では，大気・海洋両データを対象とし，解析結果を次節の将来気候外力として用いる．

4.3.1 解析対象データ

本章では，瀬戸内海をはじめとする海洋のみを解析対象とするため，気象データについては陸上のデータを除いて解析した．このため，気象データを扱うにあたって，陸上の位置データの無い GCM については解析の対象外とした．また，現在気候，将来気候について解析し，さらにそれらの差分を含めた 3 つについて分析を行う．現在気候については主に 1996～2005 年，将来気候については 2084～2093 年の 10 年間を解析対象とし，それぞれの気候の代表値として用いている．ただし，現在気候についてデータが 2005 年まで再現していない GCM に関しては，将来気候と現在気候の年間隔が他の GCM と統一されるようにずらして解析している．なお，解析の対象とした変数は海面付近気温，風速，雲量，海面更正気圧，短波放射，長波放射，海面付近海水温である．CMIP5 におけるこれらの変数名とその単位を表 4.2 にまとめる．

表 4.2: CMIP5 における変数名とその単位

変数名	CMIP5 の変数名	単位
海面付近気温	tas	K
風速 (U_{10} , 緯度方向 (東向き正))	uas	m/s^2
風速 (V_{10} , 経度方向 (北向き正))	vas	m/s^2
雲量	clt	%
海面更正気圧	psl	Pa
短波放射	rsds	W/m^2
長波放射	rlds	W/m^2
表層付近海水温	tos	K

解析の対象としたデータは再現計算の historical，将来計算の温暖化シナリオ Representative Concentration Pathway 4.5 W/m^2 (RCP4.5)，Representative Concentration Pathway 8.5 W/m^2 (RCP8.5) の 3 つである．Representative Concentration Pathway は代表的濃度パスと訳され，このシナリオは RCP シナリオと呼称される．この RCP シナリオでは，2100 年までに放射強制力 (温室効果ガスや太陽放射などに起因する，対流圏界面でのエネルギー収支) がどのような経路をたどるかを明確化したものである．RCP の後に続く数値は 2100 年における放射強制力の値であり，単位は W/m^2 となっている．つまり，数値が大きいほど温暖化が進む傾向にある．CMIP3 で用いられた SRES シナリオとは異なり，RCP シナリオでは，産業活動などに伴う温室効果ガスの排出の変化に対する議論 (社会経済シナリオ) と，その結果変化する放射強制力に伴う温暖化の

議論を別々に行うことができるという利点がある。扱うデータは月毎の平均値であり、解析のまとめ方は将来変化のマッピング、トレンド、季節変動の3つを各 GCM、各変数に対して行い、モデルアンサンブル平均を取ることにする。

4.3.2 将来変化の特性

解析対象とした海域は、全球、日本周辺、西日本周辺、北東太平洋、北西太平洋、南太平洋、大西洋、南大西洋、北インド洋、南インド洋の10海域である。なお、今回は瀬戸内海の将来計算に伴う解析であるため、全球と西日本周辺の SST についての考察を主とし、残りの海域についての図は付録として本書の最後に載せるまでにとどめる。また、海域の定義は表 4.3 に示し、図 4.1 に示す。

表 4.3: 海域の定義

海域名	経度 ¹	緯度 ²
全球 (global)	0° ~ 360°	-90° ~ 90°
北インド洋 (NI)	30° ~ 79°	0° ~ 50°
南インド洋 (SI)	20° ~ 130°	-80° ~ 0°
北西太平洋 (NWP)	97° ~ 180°	0° ~ 70°
北東太平洋 (NEP)	100° ~ 260°	0° ~ 70°
南太平洋 (SP)	130° ~ 290°	-80° ~ 0°
大西洋 (A)	260° ~ 360°	0° ~ 70°
南大西洋 (SA)	290° ~ 360°	-80° ~ 0°
日本周辺 (J)	122° ~ 150°	25° ~ 47°
西日本周辺 (WJ)	125° ~ 136°	27° ~ 36°

(1) SST の将来変化

図 4.2 に示すのは、SST の将来変化量の空間分布である。SST の空間分布を見ると、全ての海域で顕著な昇温が見られるが、特に太平洋北部と大西洋北西部では、約 4 度の昇温が見られる。一方、南緯 50 度付近の南極海および大西洋北部では比較的昇温が少なく、約 1 度の将来変化が予測される。日本周辺は南の平均的变化から北に向かって将来の昇温が増加しており、昇温の空間分布の局所性が強いことがわかる。SST は、2093 年において 2000 年比で全球で RCP8.5 で 2.6 度、RCP4.5 で 1.1 度、西日本周辺ではそれぞれ 1.5 度、3.2 度の昇温が見込まれる。月毎の変化については図 4.3 に示す。西日本周辺における月平均の将来変化は夏季に強く表れる傾向があり、最大で 6 月に平均値で 3.5 度の昇温が予測される。加えて、最小で 1 月に平均値で 2.8 度の昇温が予測されるが、これは全球の年平均値 2.6 度より高く、西日本周辺の SST 将来変化が大きいことを

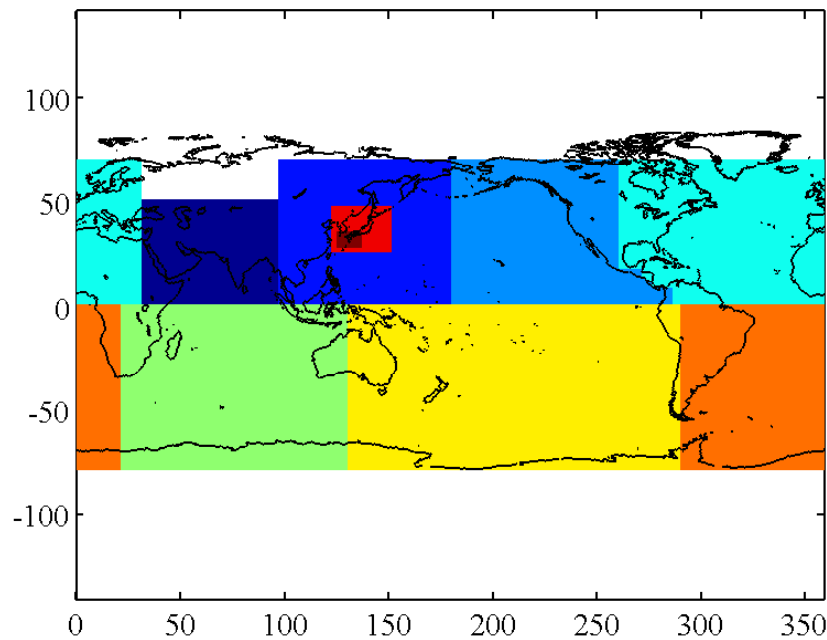


図 4.1: 海域の定義

示唆している．以上，SST については，西日本周辺の将来変化量は局所的な分布を持ち，また全球と比較してやや高い昇温が将来見込まれることがわかった．

(2) 短波放射，長波放射

SST と同様に短波放射 (RadSW) および長波放射 (RadLW) の将来変化について解析を行った．図 4.4 に示すのは，短波および長波放射の将来変化の空間分布である．短波放射の将来変化量の空間分布は，中緯度から赤道・極域に向かって減少する傾向がある．これは下に示す雲量の変化と対応しており，雲量が増加する領域では，短波放射が減少する．短波放射に起因する長波放射の空間分布も同様な傾向を示している．短波放射の将来変化は，多くの海域で $0 \sim 5 \text{ W/m}^2$ の増加が見られる．また，SST の増加が顕著であった太平洋北部や大西洋北西部では，短波放射の増加も顕著であることが確認できる．一方，長波放射の将来変化は，すべての海域で増加傾向にあり，特に赤道から中緯度帯において，その将来変化は大きい (図 4.4(b)) ．SST と比較して，短波および長波放射共に日本周辺の空間分布変化は比較的小さいのが特徴である．

西日本周辺の月平均値の将来変化は，夏季に最も強く表れ，例えば図 4.5 に示す西日本周辺における月平均長波放射の将来変化は，9月に平均値で 29.6 W/m^2 増加し，モデル間のばらつきも大きいことがわかる．不確実性として最も大きいのはモデル間の差であり，RCP 間の差はこれに比べると小さい．月平均値の将来変化はこれらに比べるとさらに小さいが，将来変化の平均値が最小である 2月と最大となる 9月と比較して， 13.6 W/m^2 の差が見られる．

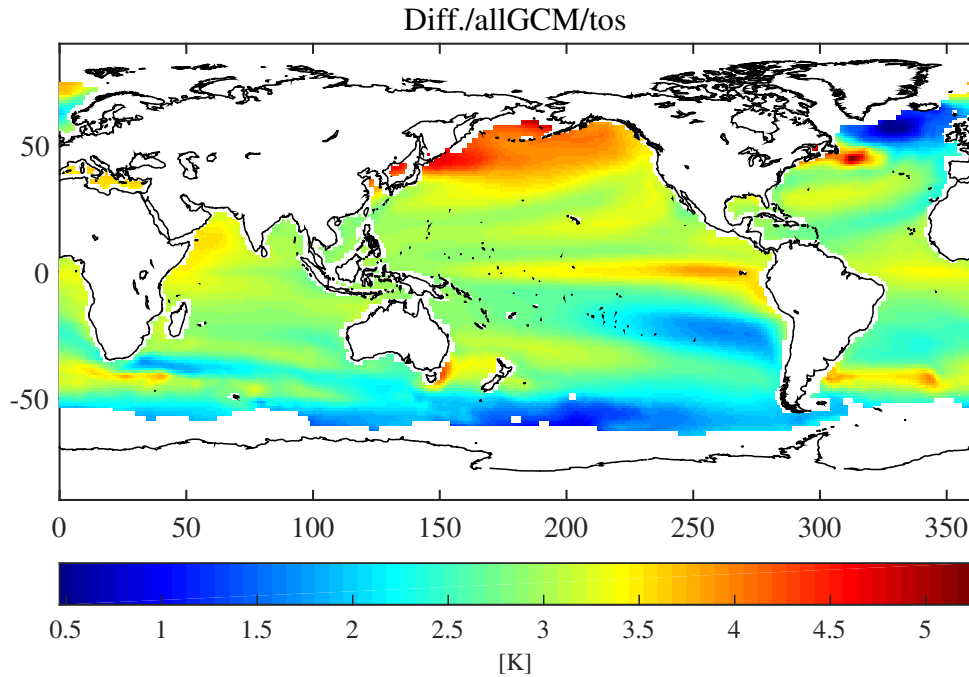


図 4.2: マルチモデルアンサンブルによる SST の空間分布将来変化
(単位: 度): RCP8.5

(3) 雲量

SST と同様に雲量の将来変化について解析を行った。図 4.7 に示す将来変化の空間分布より、空間的な雲量の将来変化の差は、全球でプラスマイナス 4% の範囲で見られ、特に北極海付近で将来変化が大きく、現在気候と比較して、将来気候では雲量が 10% 近く大きくなる。このような局所的な変化が見られるものの、全球平均での将来変化量はほぼ 0 に近い。しかし西日本周辺では、月平均雲量の将来変化は減少傾向であり（図 4.6）、その減少傾向は放射強制力の大きい RCP8.5 の方が大きい。

(4) CMIP5 解析結果のまとめ

以上の他に、 T_{2m} 、 U_{10} 、SLP についても同様の解析を行った。SLP については IPCC-AR5 WGI の第 12 章 4.4 節と同様な結果を得ている。表 4.4 に示すのは、最終的に得られた期間平均量の将来変化量のまとめである。外洋と比べて、本研究で注目した西日本周辺では、全球平均よりやや大きい将来変化を示す物理量が多い。西日本周辺において、特に大きな将来変化は雲量の減少である。さらに雲量の減少に伴う短波・長波放射の増加と、これに加えて地上気温と同程度の SST の上昇が見られる。

1. 雲量の将来変化は北極付近で大きく、RCP8.5 の方が 10% 近く高い。空間分布における変化は局所的にはあり、全球全体の平均で考えるとあまりないと言える。局所的な変化としては極域での増加や中緯度での減少が見うけられた。日本周辺においては、雲量は減少傾向に

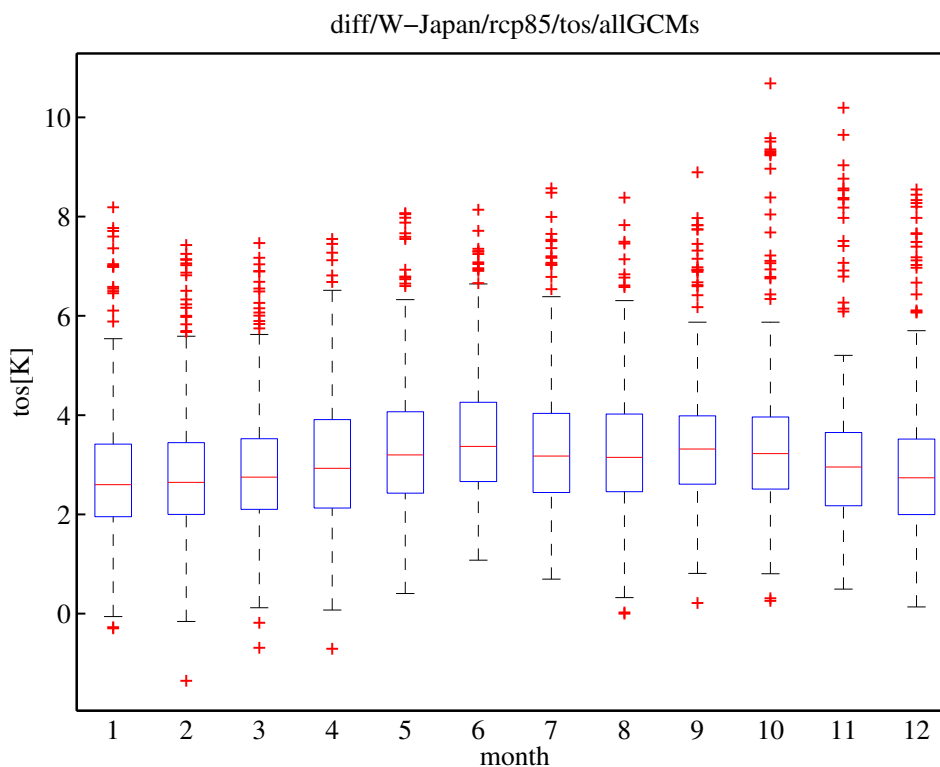
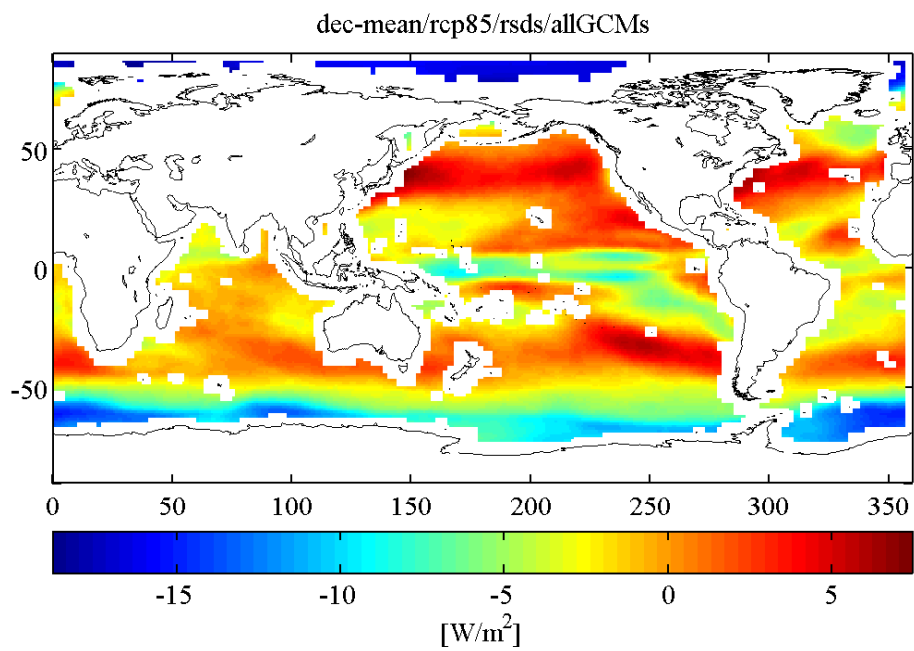


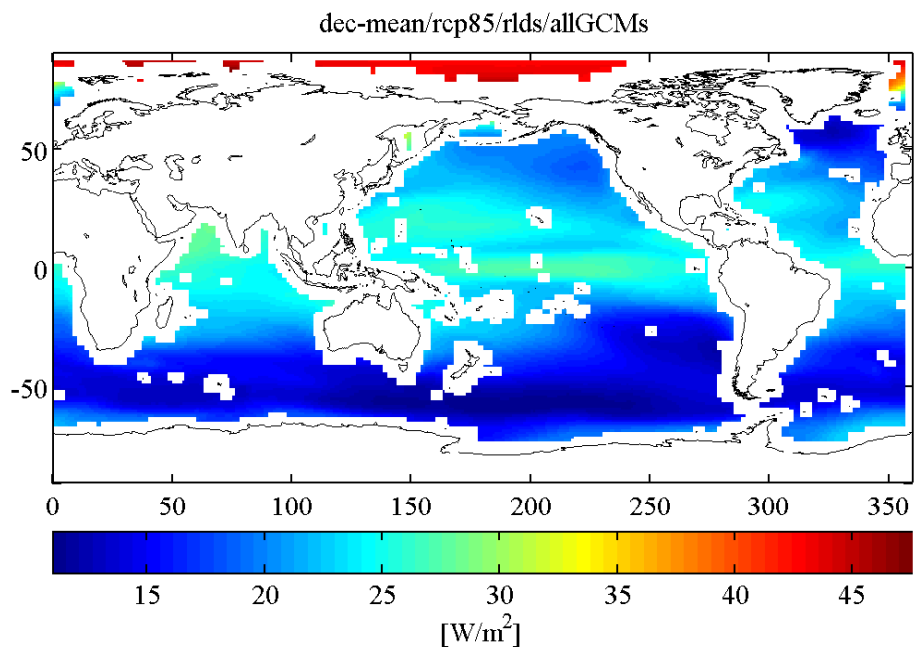
図 4.3: マルチモデルアンサンブルによる西日本周辺における月平均 SST の将来変化：RCP8.5
(赤横線：アンサンブル平均，箱：27・75%値，バー：上下限值，単位：W/m²)

あり，放射強制力の大きいほうが減少傾向が強いと言える．また，全球，日本周辺，西日本周辺における雲量は，月平均で見ると6～8月において大きい傾向は再現気候，将来気候共に言える．

2. 海面更正気圧は，全球で中緯度と北極付近にて高く，南極付近においては低くなっている．トレンドは全球では減少傾向であったが，西日本周辺においては増加傾向である．月平均については，全球では6月付近で極大値になるのに対し，西日本周辺では6月付近で極小値をとる．
3. 下向き長波放射に関して，雲量と因果関係があり，絶対値では空間分布の両極に近づくと減少する．また将来変化としては，北極付近で RCP8.5 の方が 10% 近く高い．
4. 下向き短波放射は，赤道から両極にかけて減少する．全球平均では減少傾向にあり，日本周辺，西日本周辺では増加傾向にある．
5. 海面付近気温は全球平均で 2～6 度の上昇が見られた．
6. 表層付近海水温は全球平均は 1～4 度の上昇が見られた．
7. 海面付近風速は，GCM 間のばらつきが大きく，結果の信憑性に欠ける．ただ，南風が強くなる傾向にある．



(a) 短波放射の将来変化



(b) 長波放射の将来変化

図 4.4: マルチモデルアンサンブルによる短波および長波放射の将来変化の空間分布: RCP8.5 (単位: W/m²)

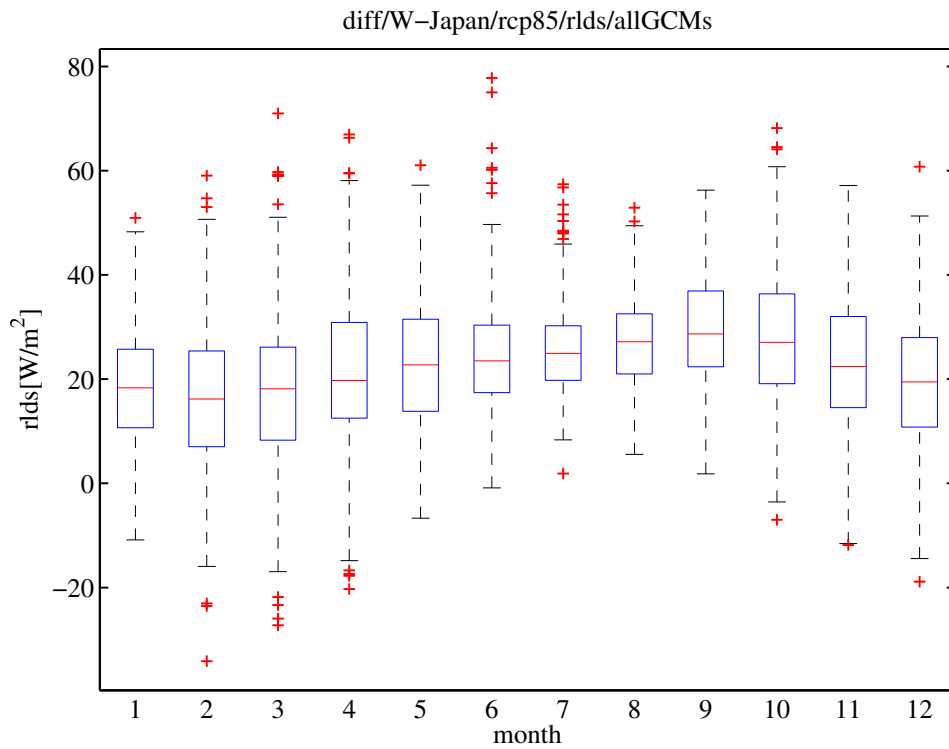


図 4.5: マルチモデルアンサンブルによる西日本周辺における月平均長波放射の将来変化 : RCP8.5
 (赤横線 : アンサンブル平均, 箱 : 27・75%値, バー : 上下限值, 単位 : W/m^2)

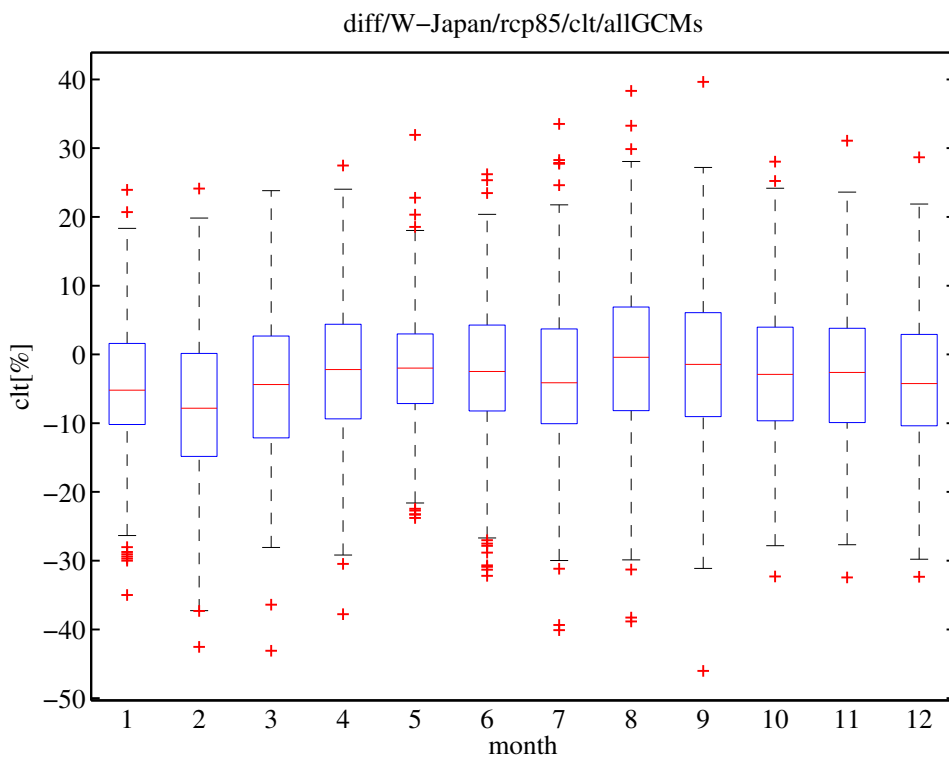


図 4.6: マルチモデルアンサンブルによる雲量の将来変化 (単位 : %)

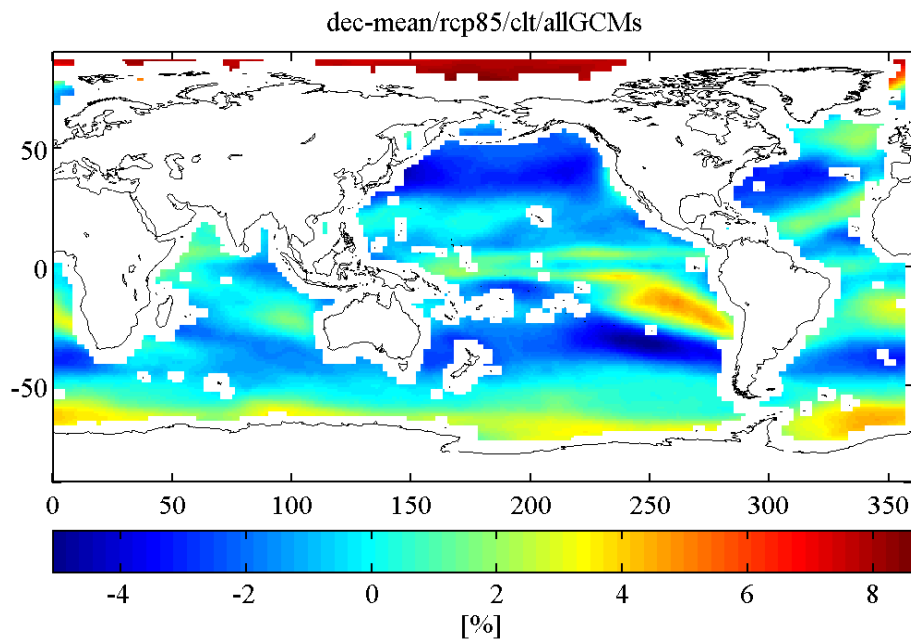


図 4.7: マルチモデルアンサンブルによる雲量の将来変化 (単位: %)

表 4.4: 解析対象変数の今世紀末変化量:RCP8.5(地上気温: T_{2m} ,海面更正気圧:SLP,高度10m風速: U_{10} ,短波放射:Rad SW,長波放射:Rad LW)

Variable	Global		West Japan	
SST	2.69 K	0.95% ↗	3.03 K	1.05% ↗
T_{2m}	3.31 K	1.16% ↗	3.07 K	1.04% ↗
SLP	7.27 Pa	0.01% ↗	33.4Pa	0.03% ↗
U_{10}	1.63 m/s		1.82 m/s	
CLT	0.05 %	0.17% ↗	-2.91%	5.02% ↘
Rad SW	-3.10W/m ²	1.90% ↘	5.01W/m ²	2.70% ↗
Rad LW	21.8W/m ²	6.50% ↗	22.8W/m ²	6.07% ↗

4.4 ROMS による将来変化予測

瀬戸内海における 2093 年を対象にした将来計算を ROMS を用いて行った。今回用いた入力データは、CMIP5 の解析で得られた瀬戸内海周辺のモデルアンサンブル平均を用いた。このデータは CMIP5 の RCP8.5 のものを採用した。RCP シナリオは、IPCC 第 5 次報告書より採用されたシナリオで、RCP8.5 はその中でも最も放射強制力の大きなものである。

4.4.1 計算条件の概要

瀬戸内海の物理環境は、閉鎖水域特有の複雑な潮流の影響や、比較的浅い水深に起因する波浪の影響を受ける。先行研究ではこのような状況下において、モデルの再現性の向上のために様々な気象条件を考慮し計算を行った。本研究でもこれを参考に計算条件を設定した。

(1) 地形データ

本研究で採用した地形データは、格子解像度 1 km、東西約 4.5 度 × 南北 2.5 度の範囲 (414 × 185 メッシュ) であり、南側が太平洋、北側が日本海である。最低水深 5 m から最大水深 468.3 m となっている。太平洋の大水深海域を避けるために、時計回りに約 30 度回転させ、四国の太平洋側が入らないように設定した。計算座標は、水平方向には直交座標、鉛直方向には σ 座標を用いた。図 4.8 に今回 ROMS に使用した地形データを示す。

(2) 境界条件

側方境界条件 長期計算を行うにあたって、外洋からの影響を考慮しなくてはならない。杉松ら [33] が示すように、瀬戸内海は黒潮を起因とする外洋性水塊の影響を大きく受ける。また、内山ら [35] はこのような影響を考慮するために、多段ネスティングを用いている。しかし本研究では側方のデータが乏しかったため、入力データは主に 2004 年の再現計算と同様のものを用いた。境界条件として水位、鉛直積分流速 (\bar{U} , \bar{V}) を潮汐条件から与え、水温、塩分、3 次元鉛直流速 (U , V) は FRA-JCOPE を用いて与えた。水温については、CMIP5 から得られた表層付近海水温を用いて 2093 年の入力データを作成した。海水温の鉛直分布データの作成手法は、表層付近海水温について、CMIP5 の再現気候と将来気候の差分を上乗せし (参照 (2))、海底での海水温変化を 0 と仮定することで、鉛直方向に線形補間した。

気象条件 ROMS には気象データとして、さまざまな気象条件を用いることができる。本研究では地上 10 m 風速、降雨量、相対湿度、気温、海面更正気圧、雲量、短波放射を 1 時間ごとに与えて計算を行った。まず、ベースとなるデータについては京都大学生存圏研究所が提供しているメソ数値予報 GPV データ [36] (以下 MSM-GPV) の 2004 年のものを使用したが、短波放射のみは気象観測所の 2004 年データを用いた。以下ではどちらも 2004 年の GPV データと称することとする。CMIP5 の解析結果を用いて時空間的に線形補間したものを、2004 年の GPV データに上乗せ、ま

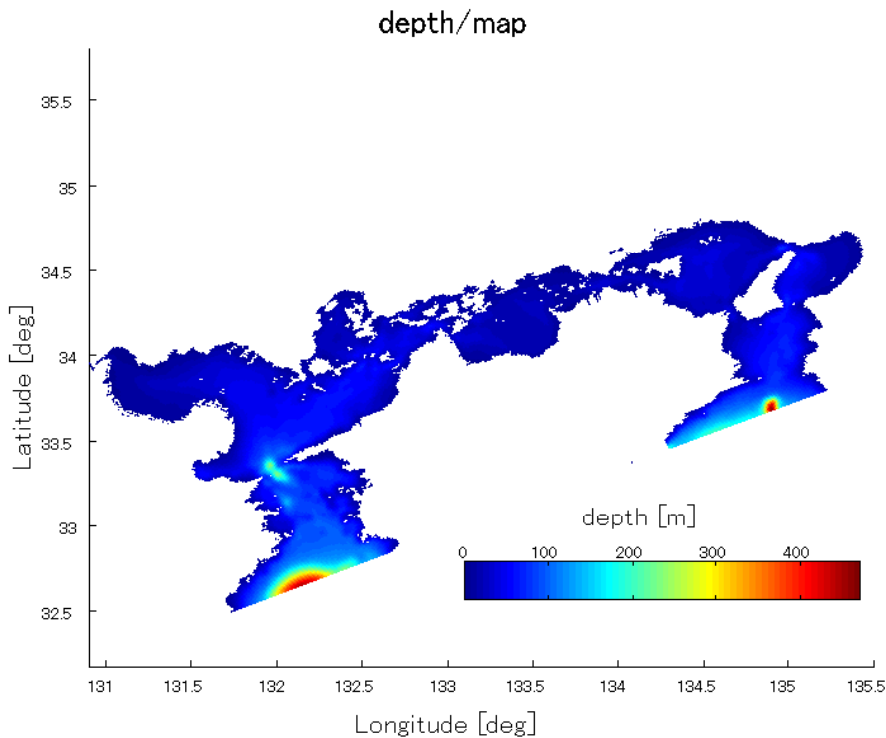


図 4.8: 地形データ: 瀬戸内海

たは割増しを変数毎にして 2093 年のものとした。ただし、降雨量、相対湿度に関しては CMIP5 によるそれを行っていない。この手法について以下に詳細を述べる。

CMIP5 の解析データで用いるものは 2004 年（再現気候）、2093 年（将来気候）までの 10 年間の月毎の平均値であり、モデルアンサンブル平均である。ただし、対象エリアは西日本（北緯 27～35 度，東経 125～136 度）であり，これを瀬戸内海付近の月平均の代表値とした。これらを 2004 年，2093 年のデータとみなす。再現気候，将来気候それぞれの月毎の平均値を，その月の 1 日 0 時 0 分 0 秒の値とする。1 日 0 時 0 分 0 秒から翌月 1 日 0 時 0 分 0 秒（12 月の場合はその年の 1 月のデータを翌年の 1 月と仮定する）までの一時間毎の値を線形補間により求める。この求めた現在気候，将来気候それぞれの一時間毎のデータを用いて，2004 年の GPV データに上乘せ，または割増しして ROMS の将来計算の入力データとした。それぞれの求め方は以下である。

- 上乘せ： $(\text{GPV データ}) + (\text{将来気候}) - (\text{現在気候})$
- 割増し： $(\text{GPV データ}) \times ((\text{将来気候}) \div (\text{現在気候}))$

変数による上乘せ，割増しの選択は表-4.5 に示す。

入力データの作成には基本的に上乘せをベースにした。海面更正気圧については，上乘せにせず割増しにすることで，気圧勾配の将来変化を考慮している。雲量については，現在気候の再現性が良くなかったので，将来計算の不確実性が高いと判断し，その影響が少ない割増しを選択した。

表 4.5: 各変数の入力データ作成手法

変数	手法
風速	上乘せ
気温	上乘せ
海面更正気圧	割増し
雲量	割増し
短波放射	上乘せ

河川流入条件 本研究では、先行研究同様に瀬戸内海における物理的環境場の再現を考慮し、河川の流入条件も加えた。瀬戸内海沿岸の1級河川(21河川)に2級河川を加えた243河川の流量、塩分と水温を考慮した(杉松ら[33])。2級河川の流量に関しては、近隣の1級河川の流量に流域面積比を乗じて推算を行っている。水温と塩分に関しては近隣の1級河川と同じ値を採用している。また、ROMSの移流項に関してはMPDATAを用いた。今回は計算の安定性を向上させるために、河口を海岸線より5km上流側に設定した。

(3) 初期条件

本研究では、数値計算の擾乱を除去するため、スピニング期間として2092年10月1日から2092年12月31日までの3か月間とした。スピニング計算に関しても本計算と同様に該当期間の気象外力条件を使用している。

4.4.2 将来計算結果

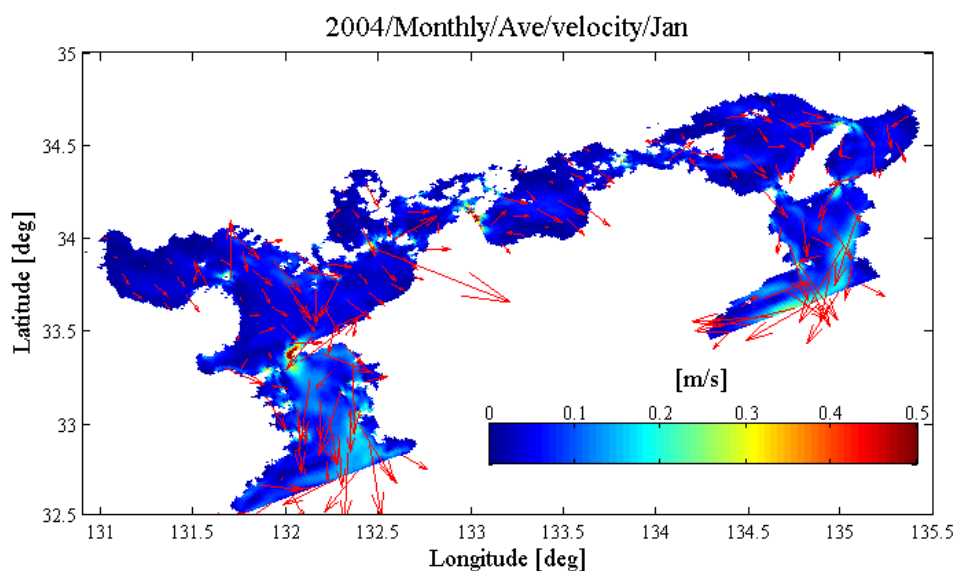
今回行った2093年を対象とした、ROMSによる将来気候と、先行研究による2004年を対象とした現在気候の基本的物理量に関して比較を行った。本研究で比較を行った物理量は、水位、水温、塩分、流速である。なお現在気候の再現性については、既に第2章で示した通りである。

(1) 表層付近流速の比較

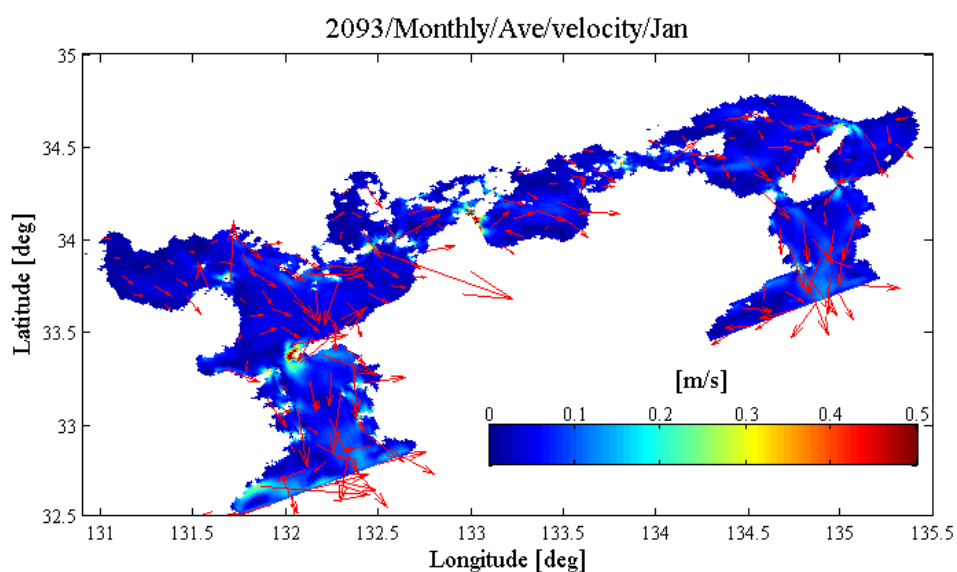
両気候の海面付近の流速分布について比較を行う。月平均空間分布を両気候についてそれぞれ出力した。全体として流向に関する違いは少なく、流速の大小が両気候間に違いが見られる程度であった。以下に各月における比較を行った考察を述べる。

まず、両気候共に1月において、図4.9より豊後水道と徳島和歌山間から太平洋に向かって海水が流れ出しているのがわかる。伊予灘周辺では南向きであり、それ以东と以西で太平洋への流出方向が分かれている。2月になると、その流れの境に変化が出る。両気候共に、下関付近から瀬戸内海を経て徳島和歌山間を通り太平洋へと向かう傾向があった。豊後水道から太平洋に流れる傾向は三崎灘以南であった。また、豊後水道南部の太平洋への流れは、再現気候では東西でそ

の流向にではらつきがあるのに対し、将来気候ではほぼ西向きであるといった傾向がみられた。3月については、豊後水道南部の流向の傾向は両気候共に西向きであった。4月については、伊予灘において東から西への流れが両気候とも確認されたが、その傾向は再現気候の方が強かった。また、伊予灘と周防灘の間において時計回りの渦のような流れが再現気候では確認できたのに対し、将来気候では、あまりそれが鮮明ではなかった。



(a) 空間分布：2004年 Jan

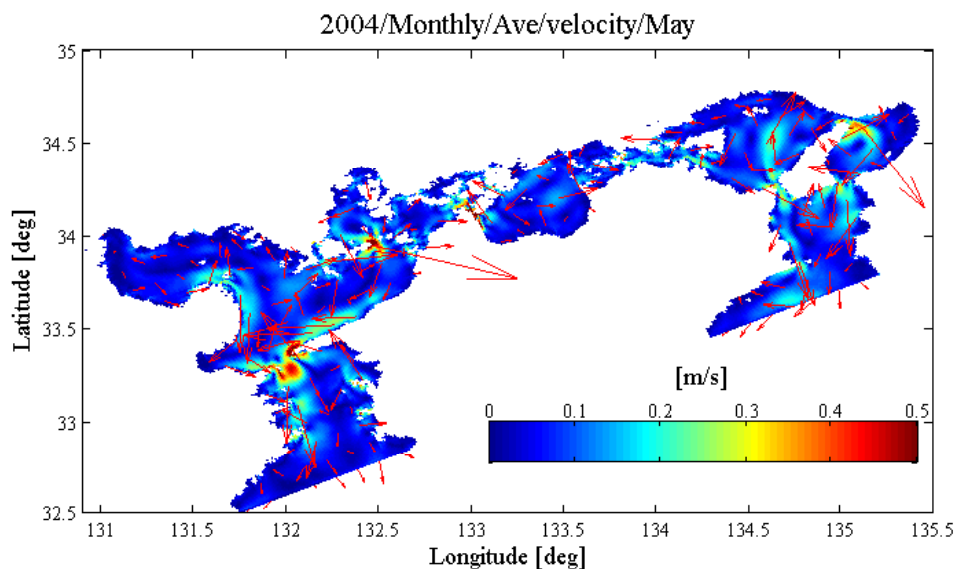


(b) 空間分布：2093年 Jan

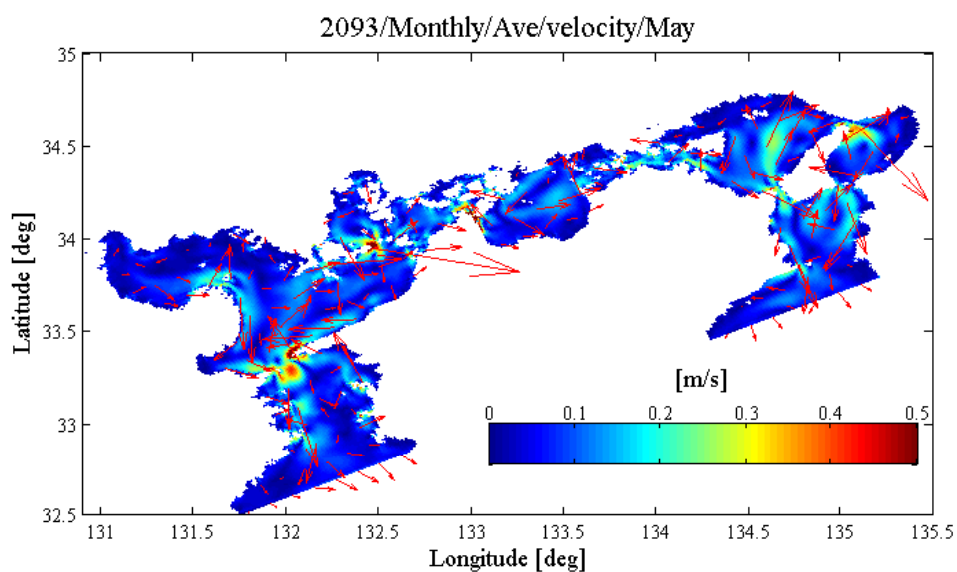
図 4.9: 表層付近流速の空間分布：Jan

5月において、図 4.10 から両気候共に播磨灘、明石海峡南東部、徳島和歌山間で同規模の渦が確認できた。6月については、将来気候では播磨灘の渦における流速が増し、渦が前月より比較的鮮明になっている。再現気候では流れが速いところが渦の西側から南側に移ったが、全体として流速が増える傾向はなかった。明石海峡南東部における渦は、両気候共に前月より渦の北部の流

速が増した．徳島和歌山間における渦は，両気候共に局所的になっているのがわかる．7月について，将来気候における播磨灘の渦が前月に比べて鮮明になっている．また，徳島和歌山間の渦は両気候共に安定し，将来気候のほうがその流れはやや速い．伊予灘から三崎灘にかけては，両気候とも流速が大きく，特に将来気候においてはそれが顕著である．



(a) 空間分布：2004年 May

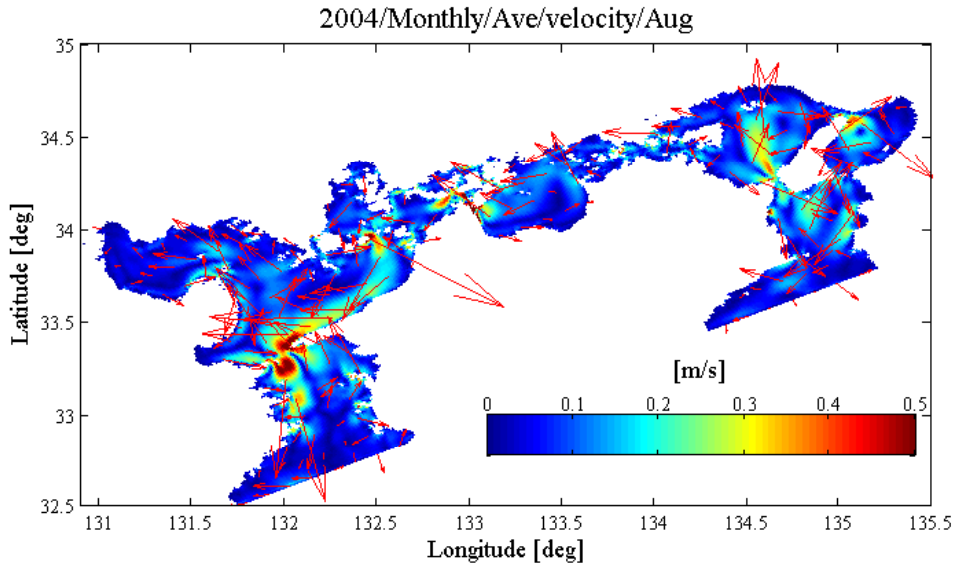


(b) 空間分布：2093年 May

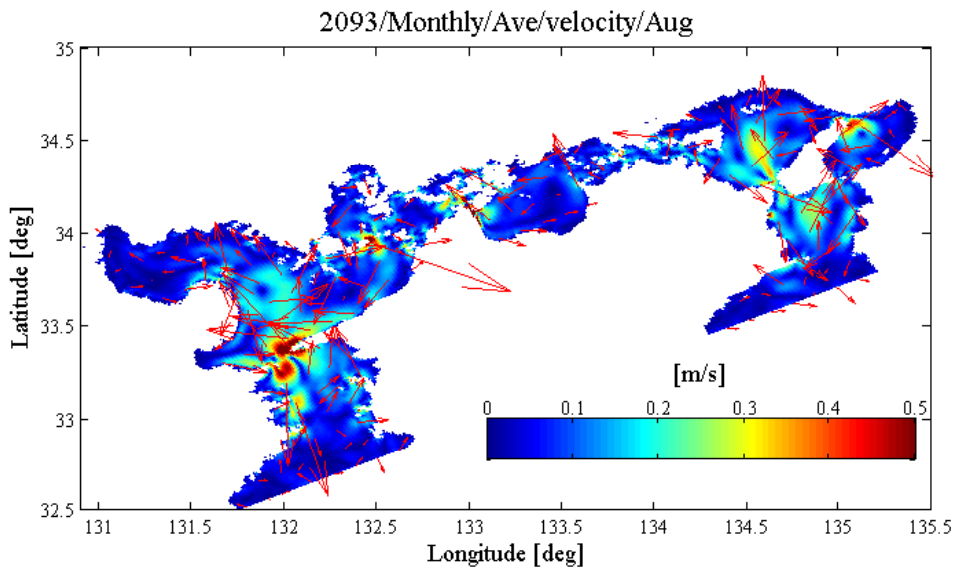
図 4.10: 表層付近流速の空間分布：May

8月について，両気候いずれも伊予灘の南部における西向きの流れがあるが，その範囲は将来気候に比べ再現気候の方が瀬戸内海からの流れが図 4.11 で鮮明で，その範囲も広範囲に渡る．9月について，豊後水道から太平洋への流れが強くなるのが両気候において見られた．また，播磨灘における流速が将来気候より現在気候のほうが大きい．さらに10月においては，斎灘から豊後水道を通り，太平洋に至るまでの流れが両気候共に顕著であった．大阪湾から徳島和歌山間を通

り太平洋へ流れる傾向も両気候共に顕著であった。11月について、両気候共に10月における流れは全体的に弱まり、大阪湾から太平洋にかけての流れは途絶える傾向で、大阪湾内で渦が見られた。12月について、豊後水道の三崎灘から太平洋にかけての流れが再現気候では鮮明であるのに対し、将来気候では途中で弱まっていた。



(a) 空間分布：2004年 Aug



(b) 空間分布：2093年 Aug

図 4.11: 表層付近流速の空間分布：Aug

(2) 天文潮位の比較

各月における天文潮位の平均について、2093年の将来気候と2004年の再現気候について比較を行った。それぞれの気候における図とそれらの差分の図を示す。

1月においては差異はほとんど見当たらない(図4.12)。これは初期条件が同じであったことが要因であると考えられる。ただ、瀬戸内海の北側において再現気候より将来気候の方が1cm程度高い傾向がある。2月になるとその差異が増し、斎灘の辺りでは2cm近くの差異が見られる。全体的にも潮位差は増し、将来気候の方が高い。3月については2月とあまり変化がない。4月について、大阪湾のより沿岸の付近にて将来気候の方が2cm程度高い。また、斎灘周辺での両気候間の潮位差は前月に比べるとやや小さい。

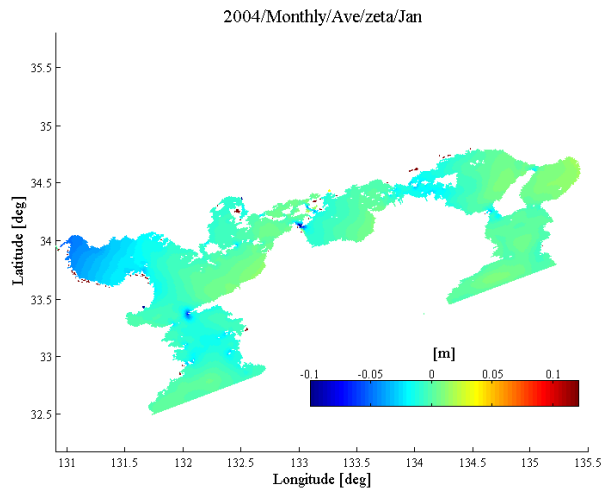
5月では両気候間の潮位差が増えている。斎灘と大阪湾の沿岸付近における潮位差は2cm程度で、将来気候の方が高かった。図4.13における南西と南東の太平洋との境では将来気候の方が再現気候と比べて、潮位が低いかもしくは同じであった。また、両気候とも四国西部沖にて前月より潮位の低下が見られた。6月において、斎灘で見られた両気候の潮位差は伊予灘の方にシフトしたが、絶対的な潮位は両気候とも前月より下がっていた。前月の四国西部沖での潮位低下は両気候共にさらに進んだ。7月において、大阪湾の沿岸付近では将来気候の方が再現気候より最大2cm程度の潮位が高かった。周防灘から伊予灘にかけての沖と三崎灘以南の沖には将来気候の方が再現気候より1cm程度低かった。5月から見られた四国西部沖の潮位の低下がまた更に見られた。

8月については両気候共に周防灘と燧灘にて潮位が上がり、四国西部沖の潮位は前月比では上がったが0m以下のところもあった。燧灘と斎灘の境で二分し図4.14を見ると、各領域共に将来気候の方が再現気候より、東部では潮位が高く南西部では潮位が低くなる傾向が得られた。9月において、両気候いずれも四国西部沖の潮位が下がり、周防灘では潮位が10cmを超える領域が大きかった。前月に見られた将来気候の方が、二分した領域の東部で潮位が高く、南西部で潮位が低い傾向は弱まった。10月については、両気候共に周防灘の潮位は5cm以下となり、四国西部沖の潮位は-5cm程度にまで低下した。周防灘の潮の引きは将来気候の方が強かった。斎灘から伊予灘にかけて将来気候の方が潮位が2cm近く高かった。また大阪湾でも同様であった。徳島の東沿岸沖では将来気候の方が1cm近く低い領域があった。11月については、両気候共に全体的に潮位は0mに近づいた。潮位は大阪湾の沿岸付近と斎灘の南部でやや将来気候の方が再現気候より高く、その他の領域ではほとんど同じか低かった。12月においても前月同様であり、全体的に両気候共に潮位が0m程度であった。ただ、九州の東沿岸付近では将来気候の方が潮位が1cm程度低かった。

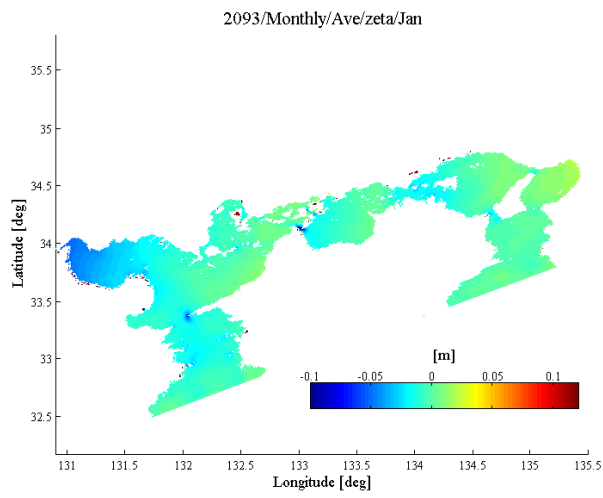
(3) 表層付近海水温の比較

海面付近の水温における、各月の空間分布を示す。また、それと共に各月における2004年を基準とした2003年のマップも示す。

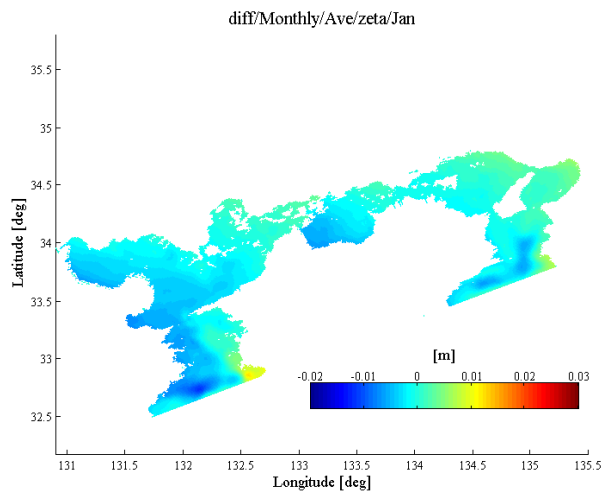
1月については両気候いずれも周防灘における沿岸付近での水温が低く、その値は5度前後である(図4.15)。また、その他の領域でも沿岸部付近では水温が低くなっているのがわかる。ただ、将来気候の方が再現気候に比べると、沿岸付近での水温は2度程度高いところが多い。2月においても、両気候とも沿岸付近での水温が低い。両気候を比較してみると、沿岸付近で将来気候の方が高いことがわかる。図の太平洋に近い豊後水道南部や徳島和歌山間では、将来気候の方が1度程度低い傾向が得られた。3月について、豊後水道南方に注目すると、現在気候では前月から



(a) 空間分布：2004年 Jan

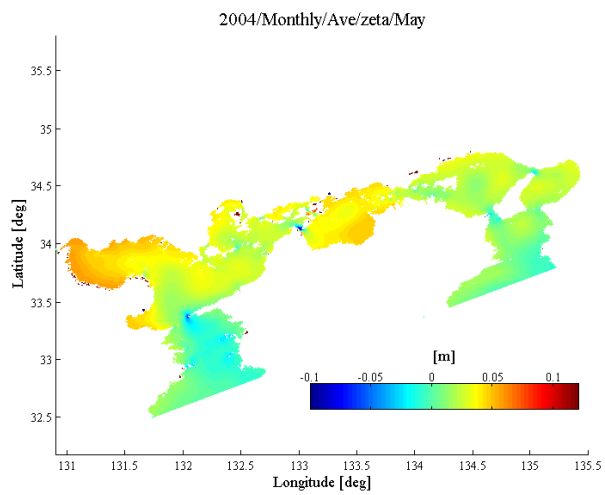


(b) 空間分布：2093年 Jan

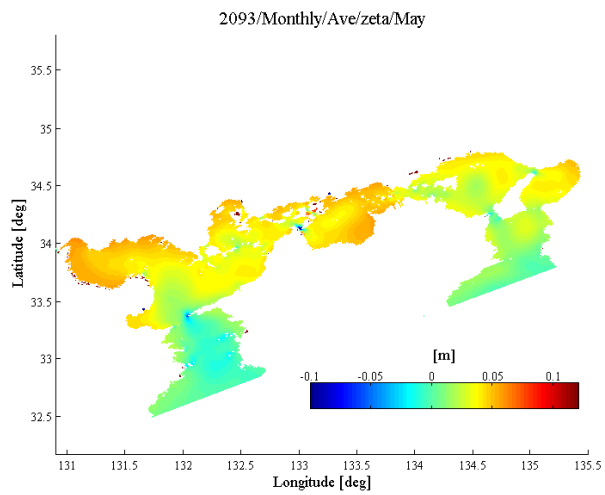


(c) 空間分布：差分 Jan

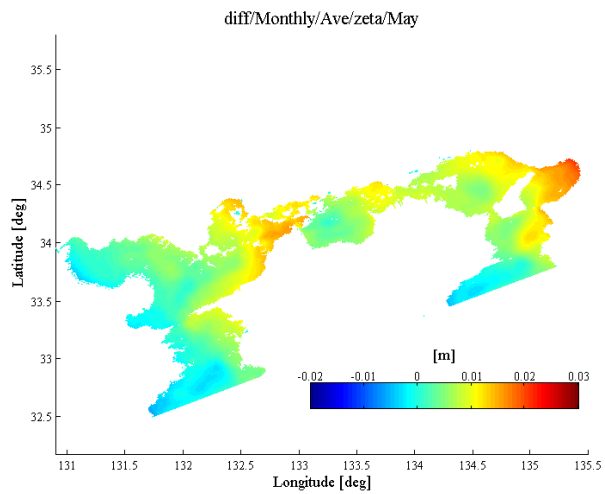
図 4.12: 天文潮位の空間分布：Jan



(a) 空間分布：2004年 May

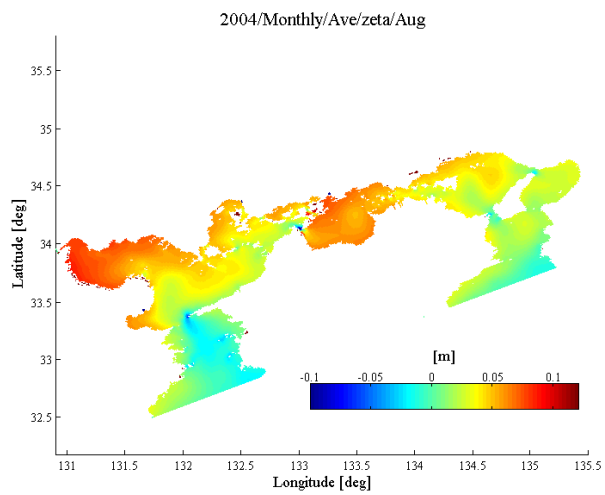


(b) 空間分布：2093年 May

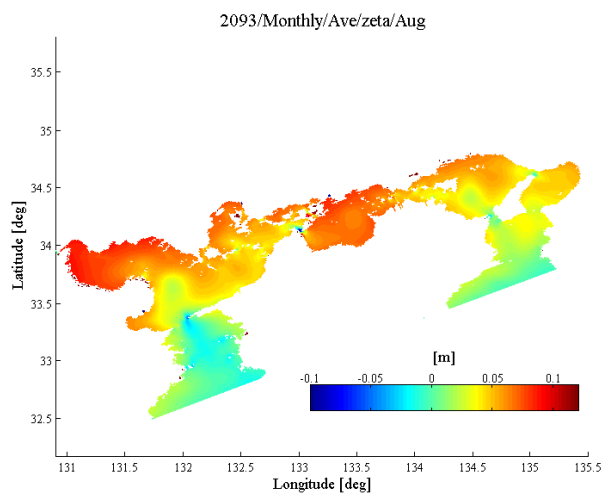


(c) 空間分布：差分 May

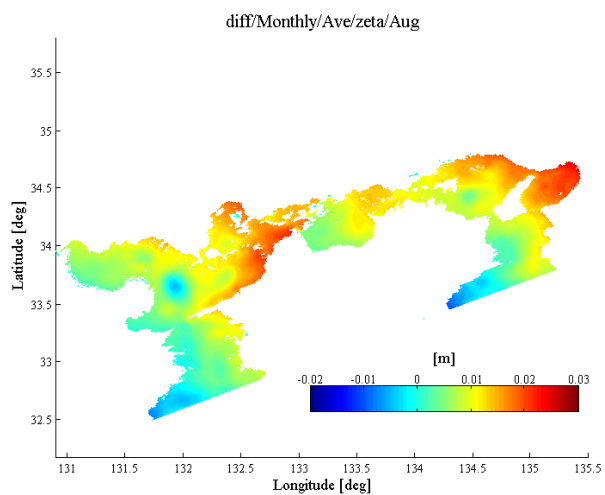
図 4.13: 天文潮位の空間分布：May



(a) 空間分布：2004年 Aug



(b) 空間分布：2093年 Aug



(c) 空間分布：差分 Aug

図 4.14: 天文潮位の空間分布：Aug

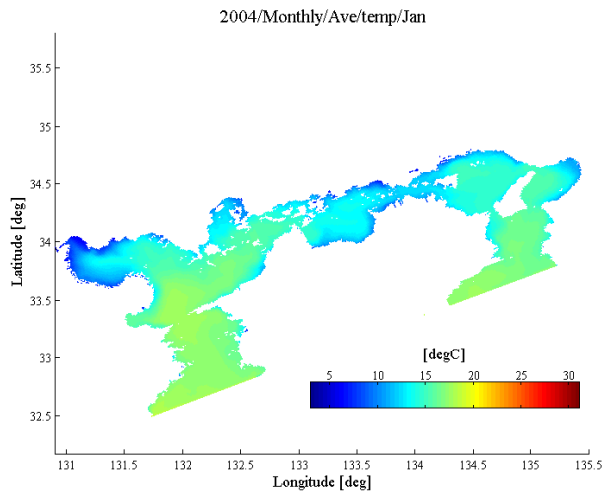
水温が下がったのに対して、将来気候はあまり変化が見られない。そのため、両気候の水温差異は豊後水道南方にて将来気候より再現気候の方が水温が高いのがわかる。しかし、周防灘や燧灘においては将来気候の方が3度以上高い範囲が多い。4月について、両気候とも前月比で水温が上がっている。豊後水道南方での気候間の差異はほぼ解消された。周防灘や燧灘における気候間の水温差は前月と同様程度であった。

5月についても、両気候とも全体的に気温は上がった(図4.16)。また、図の海域の水温は全体的に均一であったが、それぞれの気候で均一である水温に差があった。将来気候は17度前後であるのに対し、再現気候は15度前後であった。結果として、水温差の図を見てみると、全体的に2~3度の差があるところが多かった。6月については、燧灘における両気候間の水温差が増し、将来気候の方が4度程度であった。7月においては、将来気候において25度を超える範囲が出てきており、全ての領域で20度を超えていた。それに比べ再現気候においては、20度を超えていない範囲が伊予灘と燧灘、燧灘と播磨灘の間で見られた。燧灘の東方や大阪湾沿岸部では4度前後将来気候の方が水温が高かった。8月においても両気候とも前月より水温が上がっていた。将来気候においては、播磨灘以南では30度近くになる領域が多く見られた。また、豊後水道において、前月比で両気候間の水温差の解消がやや見られた。

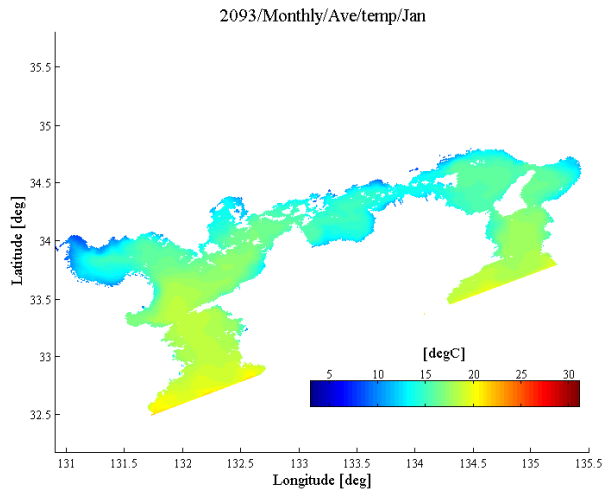
9月において、将来気候では前月と大差ない(図4.17)。ただ、豊後水道における水温の低い領域が西方から北東方にシフトした。再現気候でも前月と大差ないが、豊後水道における水温の低い領域は北東方から西方にシフトした。大阪湾の沿岸から播磨灘の北方にかけて、3~4度近く将来気候の方が水温が高かった。10月については、両気候共に水温は全体的に下がった。両気候間の水温差を見てみると、大阪湾から播磨灘にかけての水温差は、西方にシフトし、播磨灘の西方で水温差が3~4度あり将来気候の方が高かった。豊後水道東方の四国沿岸沖では気候間の水温差がほとんどない領域が見られた。11月について、将来気候では播磨灘以南で20度近くあるのに対し、再現気候では20度を下回る領域が多かった。播磨灘から燧灘にかけて将来気候の方が3度程度水温が高かった。前月において、豊後水道東方の四国沿岸沖での両気候間の水温差が出てきており、将来気候の方がやや高かった。12月については、将来気候では全体的に10度台後半であるのに対し、再現気候では15度を下回る領域が特に図の西方で見られた。豊後水道の南方にて将来気候の方が水温の低い領域があった。

(4) 海面付近塩分の比較

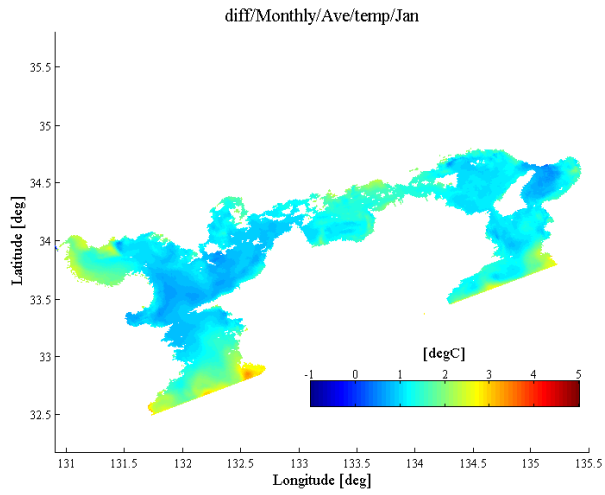
海面付近の塩分の各月のマップを2004年、2093年共に各月の差分も一緒に示す。1月はほとんど変化が見られない。2月もほとんど変化がない。3月より大阪湾沿岸付近でやや将来気候の方が低くなっている。それに加え、4月は図4.18からわかるように、各海域の西部で将来気候の方がやや高くなっている。特に燧灘の西部である。5月になると、各海域の西部でより将来気候の方が高くなる。周防灘や燧灘、播磨灘の西部である。6月については、その傾向は弱くなり、周防灘以外では見られなかった。また、大阪湾では将来気候の方が1~2PSUほど低くなっている。7月については、周防灘における塩分が将来気候で高くなり、その差は2PSUに達する範囲が多い(図4.19)。8月においては、各海域の西部では将来気候の方が高く、再現気候の方が低くなっている。9月についても8月同様の傾向が得られる。10月において、大阪湾から徳島和歌山間にか



(a) 空間分布：2004年 Jan

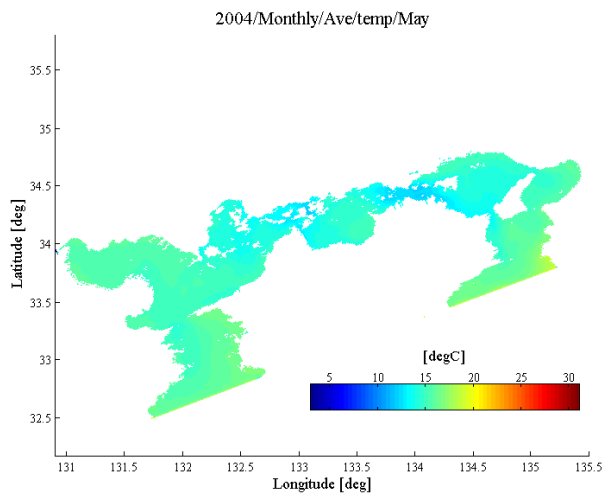


(b) 空間分布：2093年 Jan

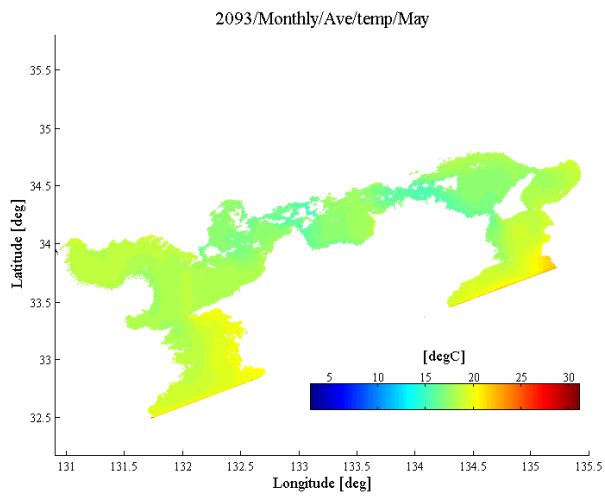


(c) 空間分布：差分 Jan

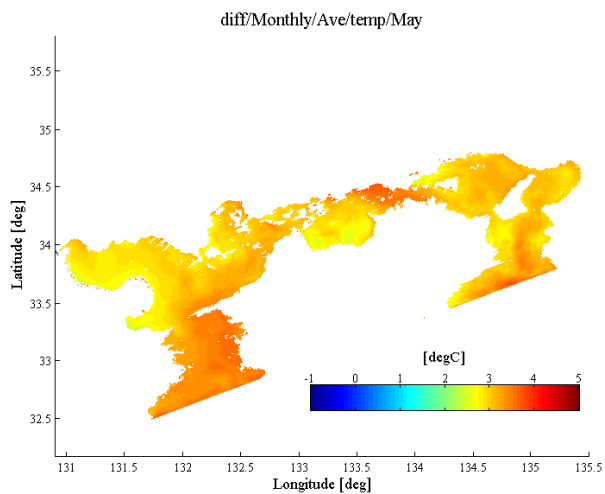
図 4.15: 表面付近海水温の空間分布：Jan



(a) 空間分布：2004年 May

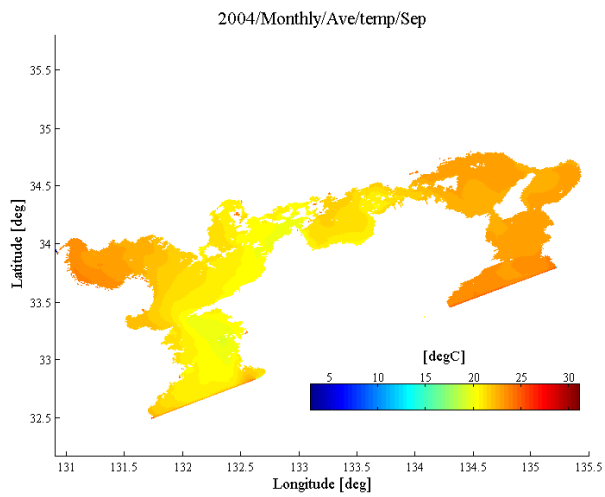


(b) 空間分布：2003年 May

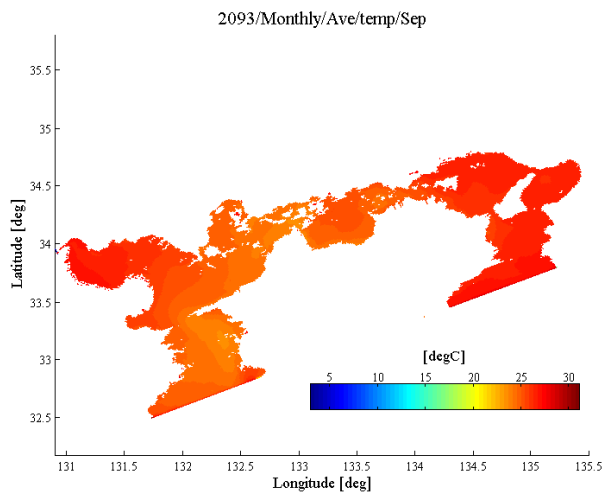


(c) 空間分布：差分 May

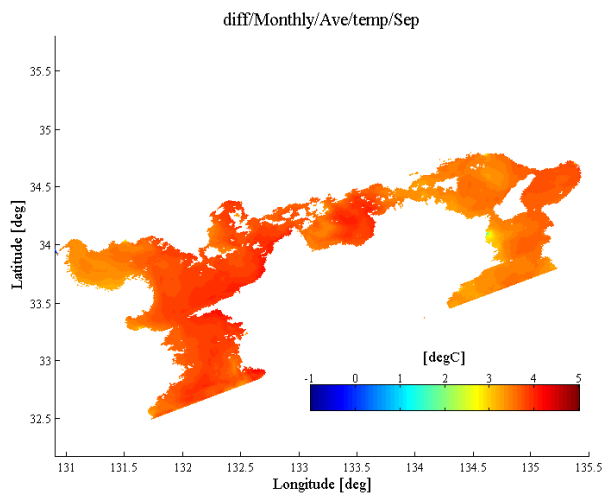
図 4.16: 表面付近海水温の空間分布：May



(a) 空間分布：2004年 Sep



(b) 空間分布：2003年 Sep



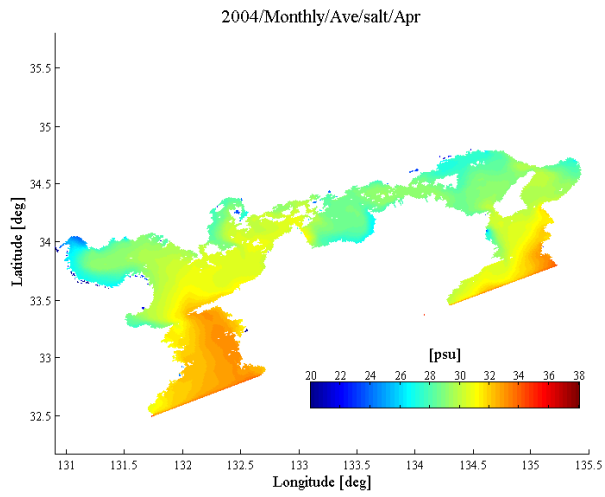
(c) 空間分布：差分 Sep

図 4.17: 表面付近海水温の空間分布：Sep

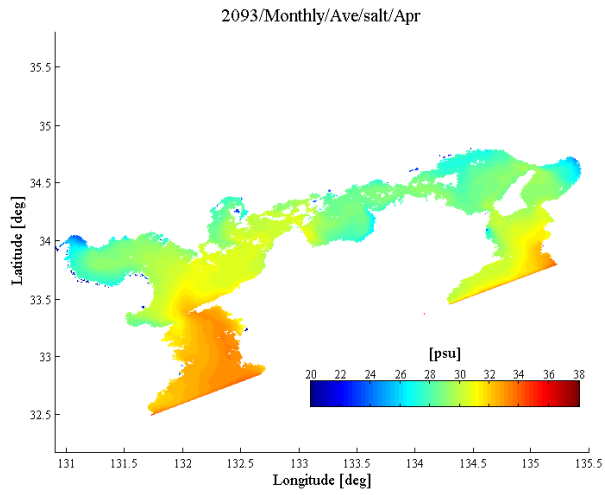
けての沿岸付近で 2PSU 近く将来気候の方が低い。11 月においても 10 月と同様の傾向が見られる。12 月においては、それらの傾向が弱くなり、瀬戸内海全域で両気候間の差が少なくなる。

4.4.3 瀬戸内海の海洋環境将来変化のまとめ

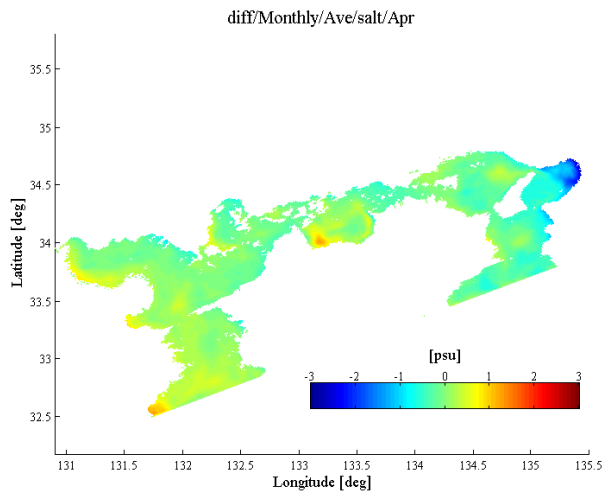
1. 表層付近流速は、将来気候では夏季における播磨灘、明石海峡南東部、徳島和歌山間での渦が顕著であった。
2. 天文潮位においては、年間通して沿岸の西部沖、主に大阪湾や斎灘などでは将来気候の方が再現気候より潮位が高い。東部沖の周防灘や伊予灘、また徳島の東沿岸沖では同じかそれより低い傾向があった。
3. 表層付近海水温において、年間を通して、燧灘から播磨灘にかけては将来気候の方が 3 度近く水温が高かった。水温差が小さかったのは豊後水道の南方や東方であり、徳島和歌山間の南方も小さかった。これは ROMS で計算する際の境界が近く、側方境界条件は将来気候、再現気候共に同じであることが要因であると考えられる。
4. 表層付近塩分に関して、各海域の西部では将来気候の方が高く、東部では低い。



(a) 空間分布：2004年 Apr

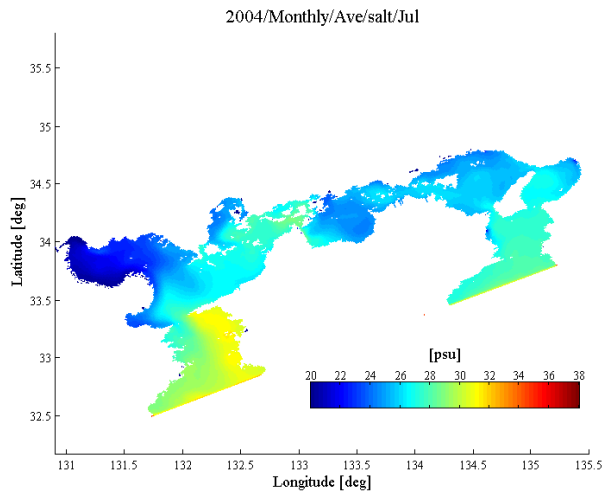


(b) 空間分布：2093年 Apr

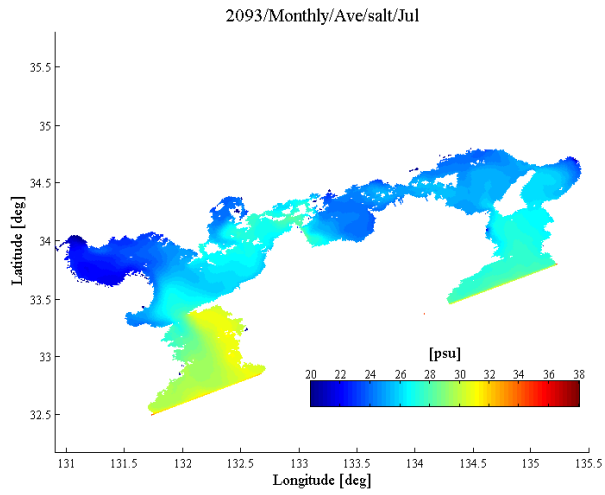


(c) 空間分布：差分 Apr

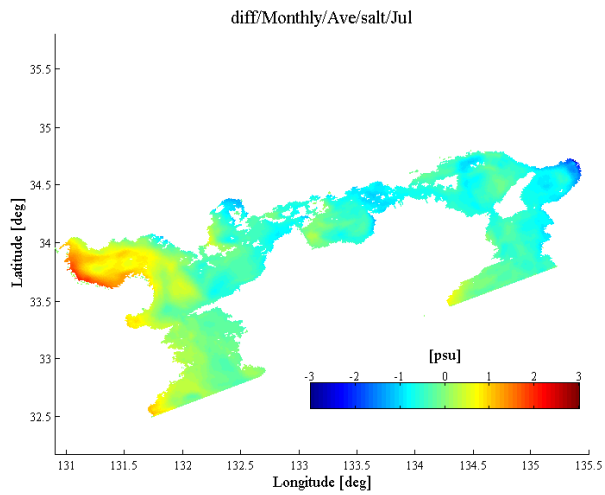
図 4.18: 塩分の空間分布：Apr



(a) 空間分布：2004年 Jul



(b) 空間分布：2093年 Jul



(c) 空間分布：差分 Jul

図 4.19: 塩分の空間分布：Jul

第5章 田辺湾の物理環境場の将来変化予測： FORP-ROMS2段ネスティング計算

前章では、海域の接続水域は太平洋に面しつつも特徴として閉鎖性があり、流れにおいて潮位変動の影響を受けやすい瀬戸内海を対象に、潮汐を考慮した JCOPE データセットから ROMS によるダウンスケーリング計算を行った。本章では湾口部が太平洋に面し開けた和歌山県田辺湾を対象に、FORP データセットから ROMS によるダウンスケーリング計算を行う。ROMS では2段ネスティングにより親モデルの水平解像度 2 km (FORP-JPN02) から 450 m \Rightarrow 150 m \Rightarrow 50 m の通り順次細密化を行い高解像度計算を行う。田辺湾の特徴は、紀伊半島の真ん中で瀬戸内海の入口に位置し湾口部が西向きで太平洋に向かってやや開けた形状である。湾内の海岸線や地形は複雑で、ポケットビーチ等小規模な湾口部もあり局所的には閉鎖性も高い。湾内には田辺漁港をはじめとした漁港が点在し、養殖も盛んである。他方、和歌山沿岸では田辺湾を含め赤潮が断続的に発生しており、その原因として、海岸線の形状や後背地の利用状況に加え海水の流況依存も指摘されている [37]。このように、田辺湾は、地形の複雑性と外洋の流況の影響に依存した海水流出入を特徴とし、数値シミュレーションの解像度に依存して再現性の精度向上が想定されることから、2段ネスティングによる解析対象として選定した。本章でも、4同様、再現計算および CMIP5 による将来変化量を考慮した将来計算を行う。

5.1 計算概要

5.1.1 計算対象

本 ROMS ダウンスケーリング計算は、再現計算および将来計算の2種のプロダクトから成り、それぞれ対象期間は2004年および2100年の7月1日から9月30日で、6月20日から11日間のスピンアップ期間を含む連続した積分を行っている。当該スピンアップ期間は全ての解析対象から除外している。再現計算はFORP-JPN02のJRA55-DSからのダウンスケーリング計算で、将来計算はこのダウンスケーリング計算に、FORP-JPN02のCMIP5-DSの将来変化(RCP8.5シナリオ)とCMIP5(MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR)の将来変化(RCP8.5シナリオ)を考慮して計算する。よって、再現計算1プロダクト、将来計算4プロダクトとなる。これら親モデルとなるそれぞれのプロダクト概要は2.2.2および2.2.1を参照されたい。

対象領域は、FORP-JPN02が日本周辺を対象とした122.6°E-150°E, 23.7°N-47.5°Nであるのに対し、ROMSダウンスケーリング計算は、135.17°E-135.44°E, 35.62°N-35.85°Nであり、これらの地形を図5.1に示す。FORP-JPN02の全領域(a)は日本全域を包含しており、ROMSダ

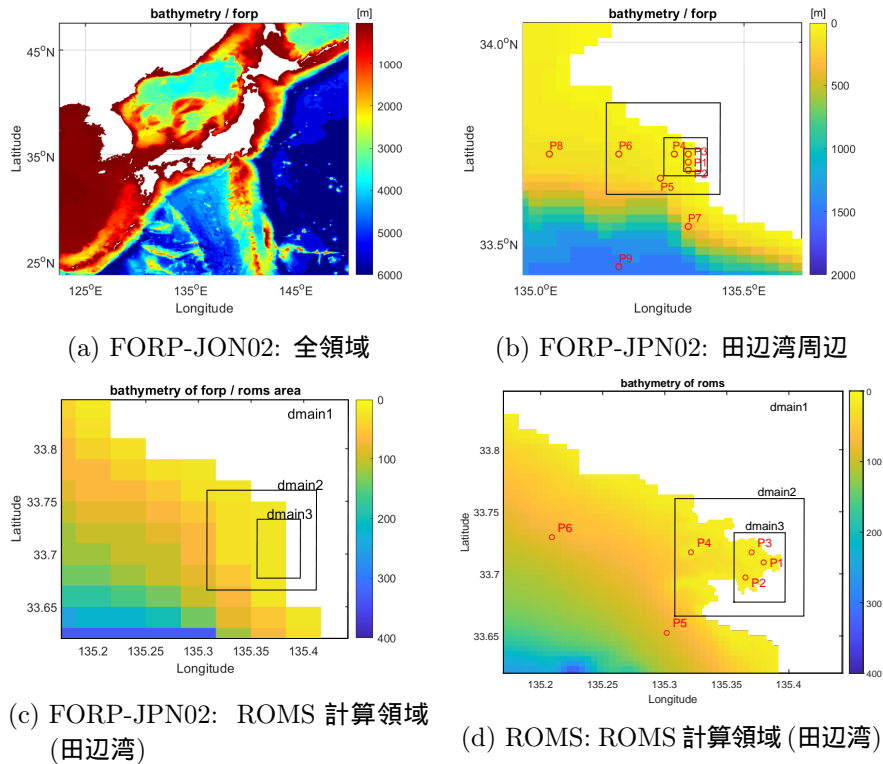


図 5.1: 地形データ

ウンスケーリング計算領域よりやや広範は (b) で示す。ROMS ダウンスケーリング計算領域について、FORP-JPN02(c) と ROMS(d) の地形の比較により、親モデル (FORP-JPN02) 水平解像度 2 km から ROMS の最も細かい 50 m までの細密化が確認できる。FORP-JPN02(b) と ROMS(d) にはそれぞれ P1 ~ 9, P1 ~ 6 を示し、解析対象地点を表している。P1 ~ 6 は、ROMS(d) を起点に最近傍グリッドを FORP-JPN02(b) と整合している。解析結果については、水平・鉛直・時間解像度により表現されるサブメソスケール現象から特徴づけられる熱環境の変化に着目したいが、親モデルと ROMS の地形解像度による湾形状の表現の違いによるそれも含まれることに注意したい。

5.1.2 計算条件

ROMS ダウンスケーリング計算は、初期値と境界条件を親モデル (FORP-JPN02) から境界条件として与えたフリーラン (ナッジング等制御を一切加えない) 計算となっている。FORP-JPN02 と ROMS のモデルセットアップを表 5.1 に示す。水平解像度は、FORP-JPN02 の 2 km に対し、ROMS ダウンスケーリング計算では 450m \Rightarrow 150m \Rightarrow 50m の 2 段階ネスティングによる細密化を行っている。鉛直方向は FORP-JPN02 がデカルト座標 54 層、ROMS が σ 座標 20 層である。境界条件はいずれも塩分、水温、流速、水位を与え、それぞれ月平均、1 時間平均値を与えている。気象条件は、いずれも JRA55 から 3 時間平均、1 時間平均を与えている。時間解像度について、ROMS ダウンスケーリング計算ではドメインの粗い順に 36, 12, 4 秒であるが、FORP-JPN02

については確認できない ([8]) .

表 5.1: 両モデルでの諸条件の比較

Model	ROMS	FORP-JPN02
Grid($x \times y$)	55×55 63×69 75×123	826 × 1194
水平解像度	450 m, 150 m, 50 m	2 km
鉛直	σ 座標 20 層	デカルト座標 54 層
側方境界条件	塩分, 水温, 流速 水位: FORP-JPN02(1-hourly)	塩分, 水温, 流速, 水位: WAO (monthly)
気象条件	JRA55 (1-hourly)	JRA55 (3-hourly)
dt	36 s, 12 s, 4 s	N/A

ROMS ダウンスケーリング計算の将来計算に考慮した物理変数は表 5.2 に示す。将来計算は, FORP-JPN02 の JRA55-DS から ROMS ダウンスケーリング再現計算を行い, 海面境界条件に CMIP5(MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR) の表 5.2 および側方境界条件に FORP-JPN02 の CMIP5-DS(MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR) の表 5.3 に示される各変数の将来変化量を上乘せして計算している。ただし, 海面更正気圧と鉛直塩分分布の考慮には将来変化率による積を与えている。これら将来変化量・率の算出は, FORP-JPN02(CMIP5-DS) および CMIP5 の 2004 年と 2100 年の当該期間前後から算出しており, 具体的には, 前後 15 日ずつ, 当該日を合わせて計 31 日平均 (\approx 月平均) 値を用いて日平均将来変化量・率を算出している。

表 5.2: CMIP5 の変数名と単位

変数名	CMIP5 の変数名	単位
海面付近気温	tas	K
風速 (U_{10} , 緯度方向 (東向き正))	uas	m/s
風速 (V_{10} , 経度方向 (北向き正))	vas	m/s
海面更正気圧	psl	Pa
短波放射	rsds	W/m
表層付近海水温	tos	K
雨量	pr	cm/s

表 5.3: FORP-JPN02 の変数名と単位

変数名	FORP-JPN02 の変数名	単位
鉛直流速分布 (U , 緯度方向 (東向き正))	u	cm/s
鉛直流速分布 (V , 経度方向 (北向き正))	v	cm/s
鉛直塩分分布	salt	psu
海面水位	zeta	m
鉛直水温分布	temp	K

5.2 ROMS によるダウンスケーリング計算:再解析・将来計算

5.2.1 水温

(1) SST の将来変化量

解析対象各地点について,ROMS の解析対象月の将来変化量を箱ひげ図 (図 5.2-図 5.7, 図 5.8-図 5.13) とその諸指標-平均値,最大値,最小値,四分位範囲,中央値で考察する. SST についての考察として,それぞれ数値モデルの最上層 (ROMS: 0.1~0.6m 深, FORP: 0.5m 深) の水温を比較する. 平均将来変化量の 3 カ月平均は, P1-3 で MIROC5 ケースで FORP より ROMS の方が大きく,残りの 3 ケースは ROMS の方が小さく出ている. P4-6 については MIROC5 も含め全ケースで ROMS の方が小さい. 本 ROMS によるダウンスケーリング計算結果は FORP に比して将来変化量に低温バイアス傾向がある. 3 カ月平均将来変化量のケース間比較では, FORP の IPSL-CM5A-MR ケースが全地点において将来変化量が最大で,概ね 7~11°C の範囲を示し,田辺湾内 (P1~3) に比して湾外 (P4-6) の方が昇温傾向が大きく,湾外の中でもより外洋に近い P5, P6 の方が P4 より大きい. FORP のその他 3 ケースは, 4~9°C の昇温傾向で IPSL-CM5A-MR ケースより 2°C 程度将来変化量が低く, IPSL-CM5A-MR ケースと同様に外洋に近づくほど昇温傾向が強い. 一方, ROMS では, P1~6 の全地点で, IPSL-CM5A-MR と MIROC5 ケースは 4°C 台, GFDL-ESM2M と MRI-CGCM3 ケースで概ね 3°C 台の将来変化量を示している. ROMS でも, 親モデル (FORP) のケース間比較の傾向と整合し,最も大きな昇温傾向は IPSL-CM5A-MR ケースで多く確認できるが P3 については MIROC5 ケースが最大昇温を示しており, FORP ほど IPSL-CM5A-MR ケースの昇温量は他ケースと比べても顕著ではない. ROMS のいずれのケースも外洋と内湾における将来変化量の違いがなく, FORP とは異なる傾向を示している. 先述のように, SST の将来変化量の 3 カ月平均をケース間比較すると,最大を示すケースは FORP でいずれの地点も IPSL-CM5A-MR ケースで P3 を除き ROMS でも同様に IPSL-CM5A-MR ケースであるのに対し,最小を示すケースは FORP でいずれの地点も MRI-CGCM3 ケースで ROMS ではいずれの地点も GFDL-ESM2M ケースで両モデルで一致していない.

(2) 空間分布 (表層)

SST の諸指標に加え ROMS の将来変化量の空間分布にも着目すると, SST の将来変化量の 7 月, 9 月平均は, 8 月平均に比して全ケースで空間的に不均一に昇温している. 7 月~9 月平均の

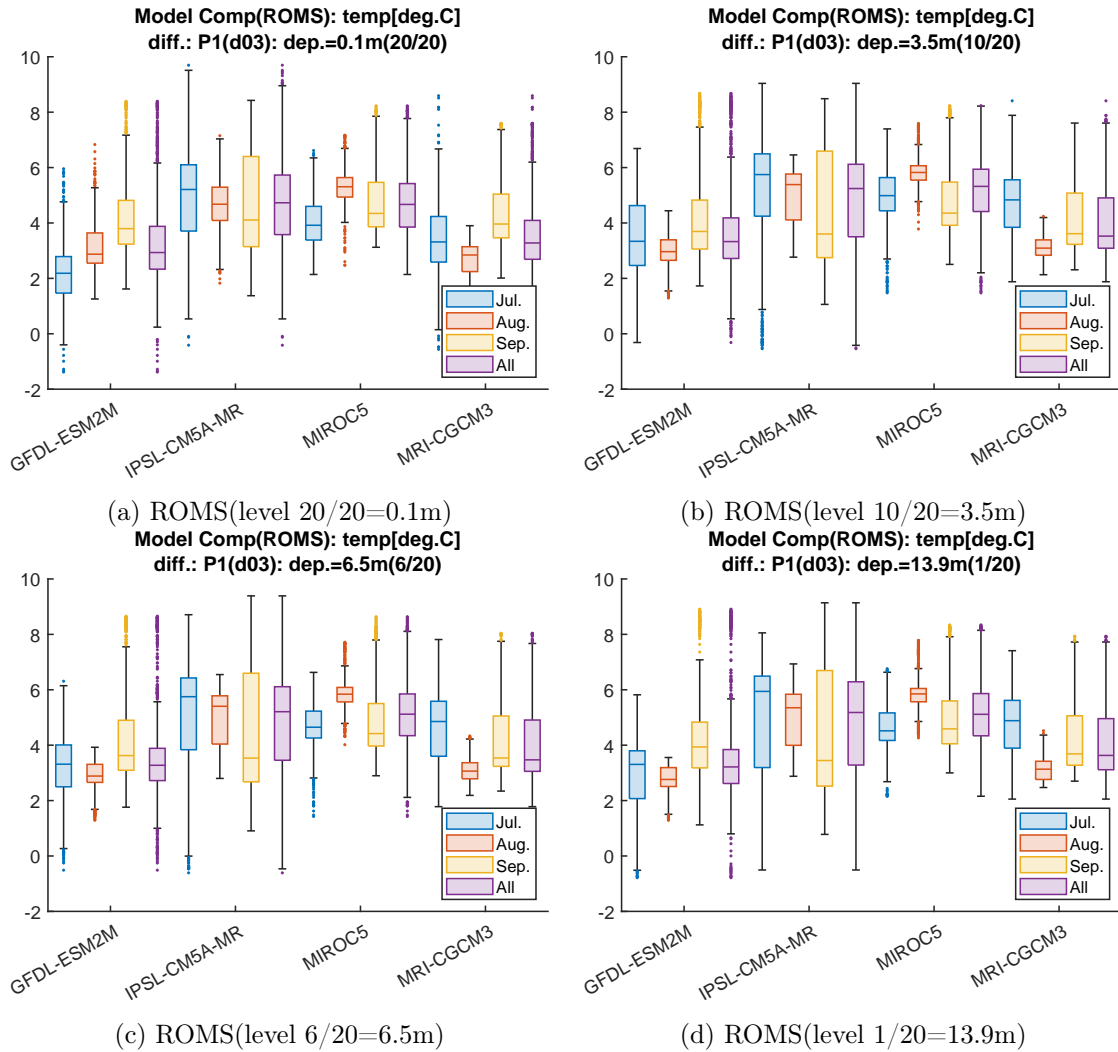


図 5.2: 水温: 将来変化量: ROMS: P1: モデル間比較

ROMS ケース間比較について、3 カ月平均同様、全てのケースで全域で 2° 以上将来変化量が増加している。最大および最小の将来変化量を示すケースは月で異なり、最大については、7 月平均で IPSL-CM5A-MR ケース、8 月、9 月平均で MIROC5 ケースであり、最小については、7 月平均で GFDL-ESM2M ケース、8 月、9 月平均で MRI-CGCM3 ケースという傾向がある。ただし、8 月平均の最小については、外洋に近い P4~5 で GFDL-ESM2M ケースであるなどの例外も見られ、7 月、9 月平均に比して空間的に一様に昇温しているように見られる 8 月平均についてもケース間で昇温傾向のばらつきが見られる程の空間的不均一性が確認できる。より空間的不均一に昇温傾向が見られる 7 月と 9 月平均については、ドメイン 2 内、ドメイン 1 外の海域でケース間に共通した昇温空間パターンが見られる。例えば、9 月平均 (図 5.14) について、GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR, MRI-CGCM3 の同海域で直径 2~3 km 程度の昇温の渦が 2 重に現れている。7 月平均では同昇温パターンが MIROC5, MRI-CGCM3 で確認できる。ドメイン 3 に着目すると、他ドメインよりも昇温傾向が強い。7~9 月全てを通して、空間的な昇温ばらつきは確認できるものの、水深の浅いドメイン 3 で昇温傾向が強いわけではなくドメイン内ではばらつきがある。

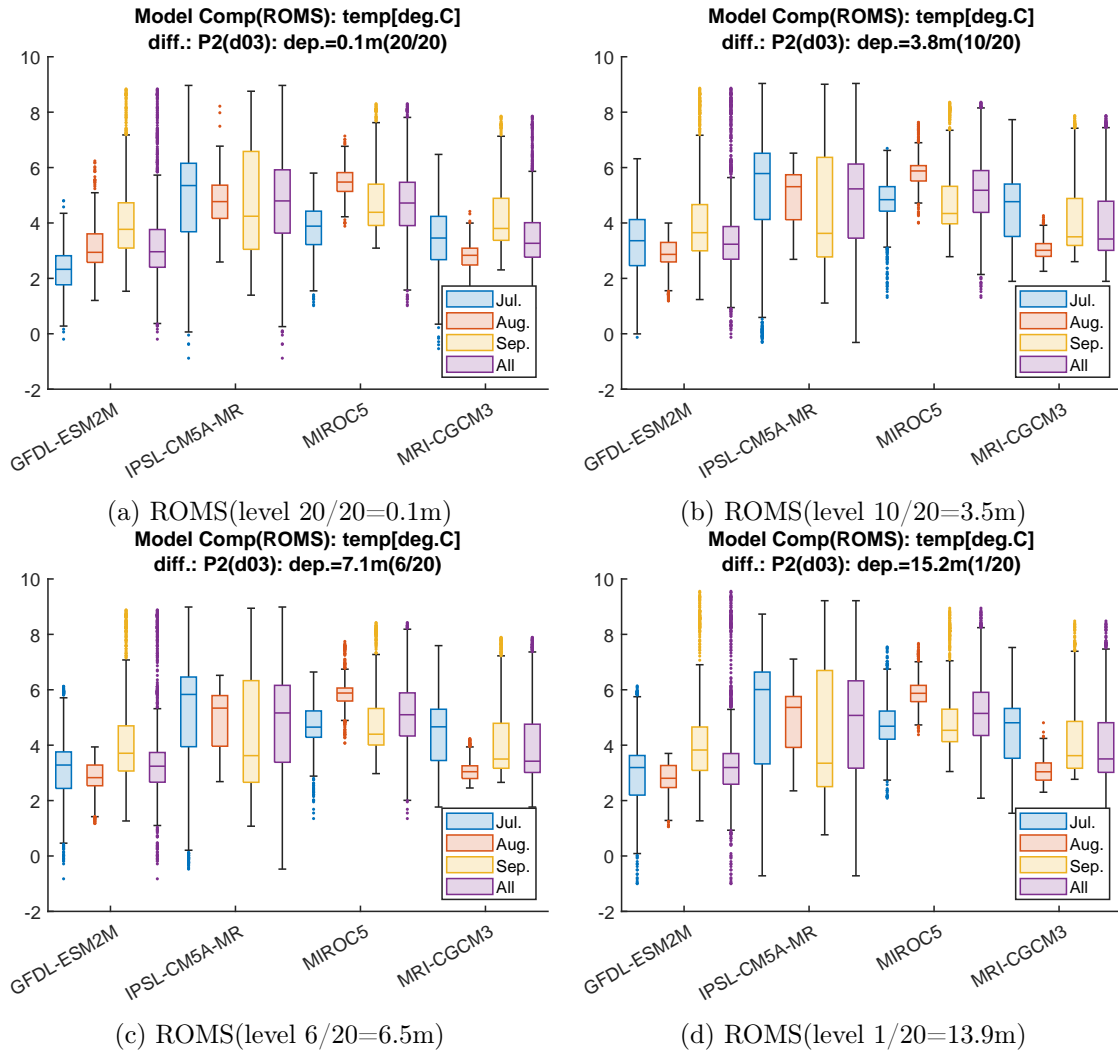


図 5.3: 水温: 将来変化量: ROMS: P2: モデル間比較

(3) 鉛直分布

(図 5.15-図 5.20) に ROMS の月平均水温鉛直分布 (左図: 黒線 = FORP-JPN02, 青線・赤線 = ROMS 再解析・将来計算) と月平均将来変化量 (右図) を示す. ドメイン 3 内 P1~3 は 15m 深, ドメイン 2 内 P4 も約 15m 深, ドメイン 3 内 P5~6 は約 80m 深である. 全ケースの全月, 全層において昇温していることがわかる. ドメイン 3 内 P1~3 の 7 月平均について, FORP-JPN02 について, 15m 深まで 5 層で表現しており, 水深による水温の違いはほとんどない. 一方, ROMS の JRA55 再解析および CMIP5 将来計算において表層から 3m 深まで水温が低下しており, 底層の 15m 深まで一様な水温である. これに伴い, 将来変化量の傾向は表層から 3m 深まで増加傾向で, その後底層に向かってやや減少するか一様である. このような層別の昇温量の範囲は, 全ケースの全層に渡って将来変化量の違いは 1.5° の範囲内で推移しているが, IPSL-CM5A-MR の P1~2 については 0.3° 内で推移しており比較的一様な昇温である. 外洋に近い P5~6 について, 水温鉛直分布とその将来変化は, GFDL-ESM2M と MIROC5, および IPSL-CM5A-MR と MRI-CGCM3 で傾向が異なる. 前者のケースは, 鉛直分布が比較的一様に昇温傾向にあり, 表層から底層に渡っ

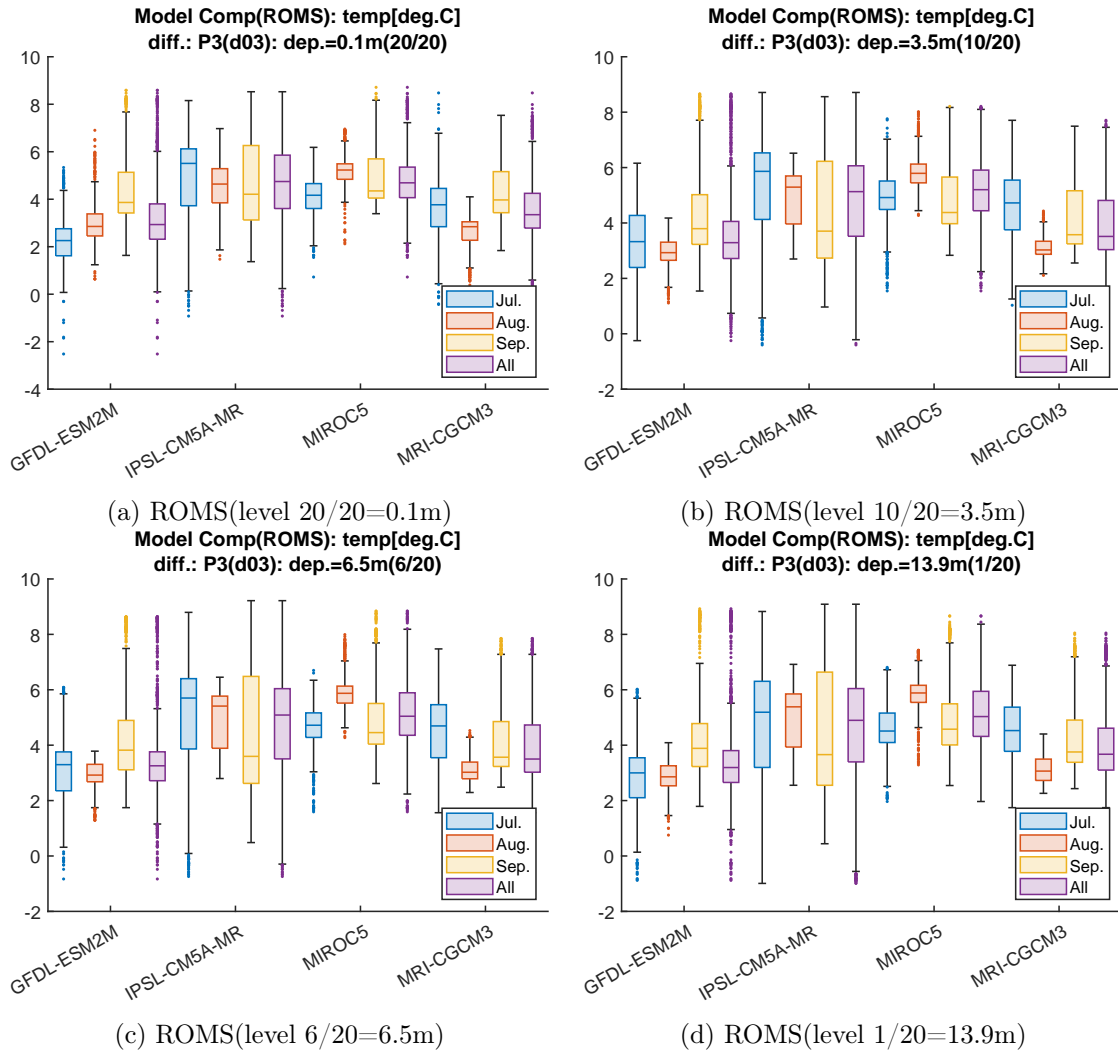


図 5.4: 水温: 将来変化量: ROMS: P3: モデル間比較

て 1.5° の範囲内で昇温し、P6 については将来変化量の層別比較では表層の昇温傾向が弱い傾向にある。一方後者のケースは、P5 について、 $0.0\sim 5.0$ 程度の昇温傾向にあり、底層に比べ表層の昇温が顕著であり前者のケースと異なる傾向を示している。特に MRI-CGCM3 の表層と底層の昇温差は顕著で、底層がほとんど昇温していない。P6 については後者の両ケースにおいて底層で 2° 、表層で 5° 以上の昇温が見られる。8 月平均の P1~3 について、前ケース共通して全層に渡って比較的一様（最大層別差 0.5° ）な昇温傾向が見られる。層別比較では、IPSL-CM5A-MR、MIROC5、MRI-CGCM3 で表層が昇温傾向が弱く、表層から 3m 深まで強くなるがそれ以深は一定である。GFDL-ESM2M は表層から 5m 深に向かって昇温傾向が弱まりそれ以深は一定の傾向がある。MIROC5 の外洋付近 P5、P6 について JRA55 再解析と比較すると、いずれも 30~50m がゆるやかな躍層を形成しているが、将来変化の鉛直分布は、表層や底層と比べ躍層付近で昇温傾向が顕著で、再解析結果よりも躍層がより明瞭で温度成層が形成されている。9 月平均の P1~3 について、GFDL-ESM2M、MIROC5、MRI-CGCM3 で、底層から上層にかけて昇温傾向が弱くなる。MRI-CGCM3 のみ表層付近で表層に向かって強くなる傾向がある。層別の昇温傾向の比較

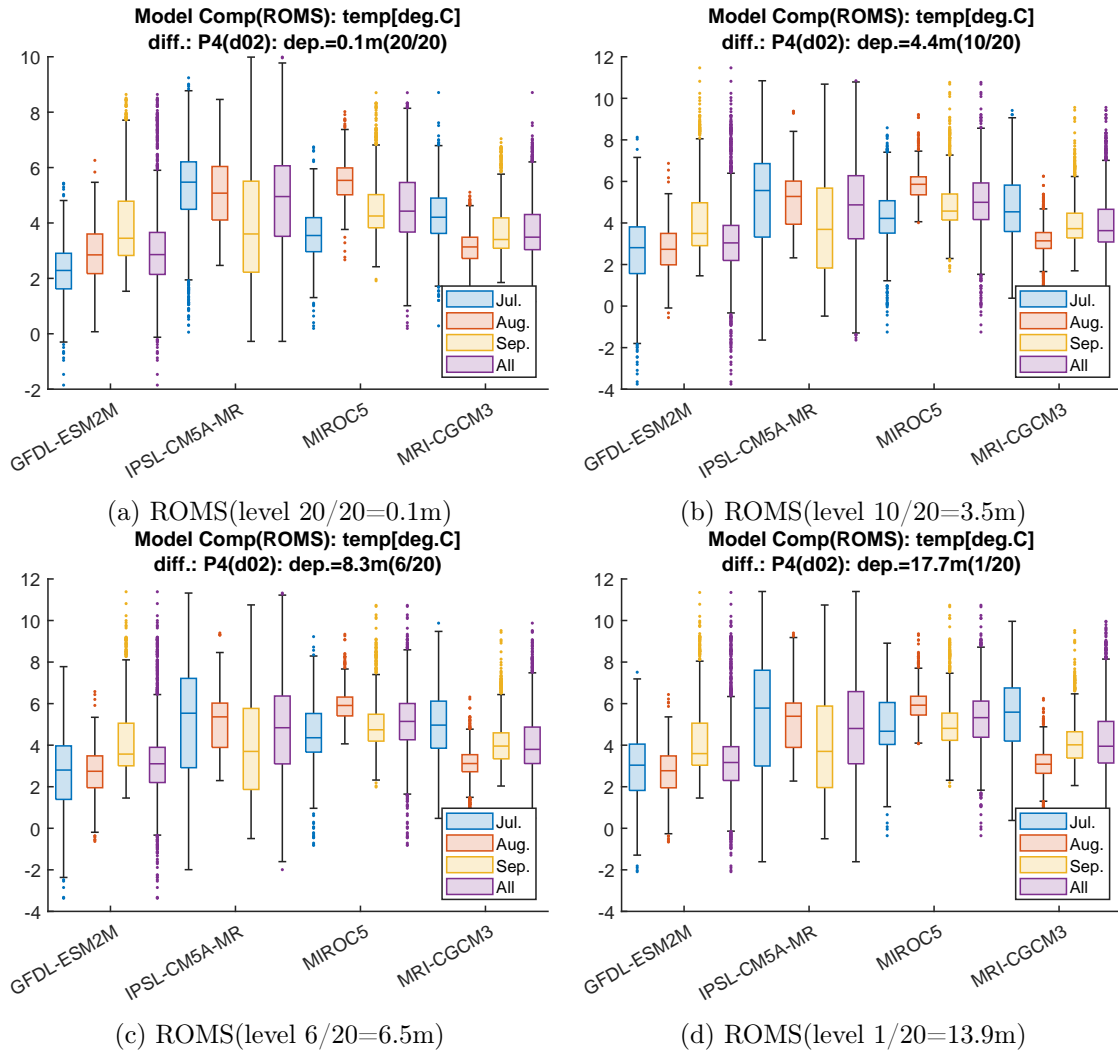


図 5.5: 水温: 将来変化量: ROMS: P4: モデル間比較

では、7月、8月平均に比べ、より小さい幅(0.2°)で全層に渡って昇温している。

(4) 空間分布(底層)

底層水温について将来変化量の月平均空間分布(図 5.21-図 5.22)に着目すると、ROMSの将来変化量の7月平均空間分布は、IPSL-CM5A-MRとMRI-CGCM3でドメイン1~3の空間パターンが非常に類似している。ここで両ケースのドメイン2~3の空間分布(図 5.22)に着目すると、ドメイン2の中央西側からドメイン3内部にかけて、MRI-CGCM3はIPSL-CM5A-MRに比して将来変化量の空間パターンによりグラデーションが見られ、P5の鉛直分布の将来変化からも確認できた通り、ドメイン1の南西エリアで将来変化が0°に近いことが確認できる。具体的には、MRI-CGCM3のドメイン2中央西側(=P4の東側)における高い昇温(黄色)とそれに比して低い昇温(緑)はIPSL-CM5A-MRに見られない傾向である。他2ケースのSST将来変化量の7月平均空間分布は、ドメイン1~3について他2ケースに比べGFDL-ESM2Mが一様で、MIROC5で

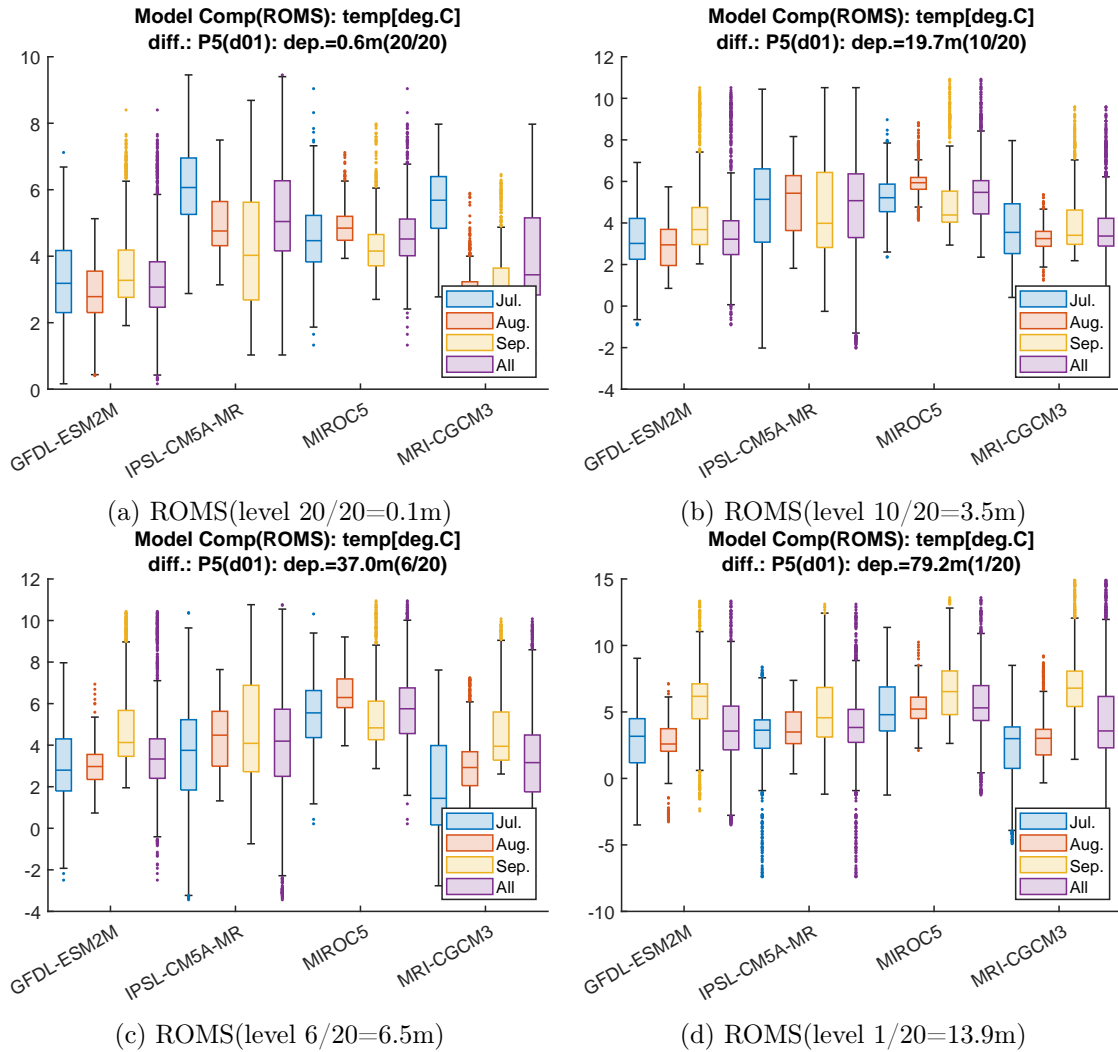


図 5.6: 水温: 将来変化量: ROMS: P5: モデル間比較

不均一である。一方、いずれのケースのドメイン 2~3 の空間分布は一樣である。GFDL-ESM2M を除く 3 ケースのドメイン 1~3 の空間分布では、水深の浅い沿岸域で沿岸に沿って昇温傾向が強いが、GFDL-ESM2M では沿岸域を含め一樣な昇温傾向が見られる。8 月平均については、MRI-CGCM3 も SST 将来変化量が沿岸域を含め空間的に一樣な傾向を示しているが、IPSL-CM5A-MR と MIROC5 は沿岸域で昇温傾向が強い。ドメイン 1~3 の 9 月平均は、Boxplot 諸指標から、7 月、8 月平均に比してケース間のばらつきが少ない。

(5) 時系列変化

ROMS の再解析 (青線)・将来 (赤線) 計算と共に、FORP の再解析 (黒線) 計算について、時系列変化を示す。P1(15m 深) における 7 月 1 日~9 月 30 日の MRI-CGCM3 ケースについて表層、底層、中層についての時系列変化 (図 5.23) から、FORP に比して、ROMS の結果は再解析・将来計算共に日変動が表現されており、Boxplot 諸指標で確認された通り再解析については FORP

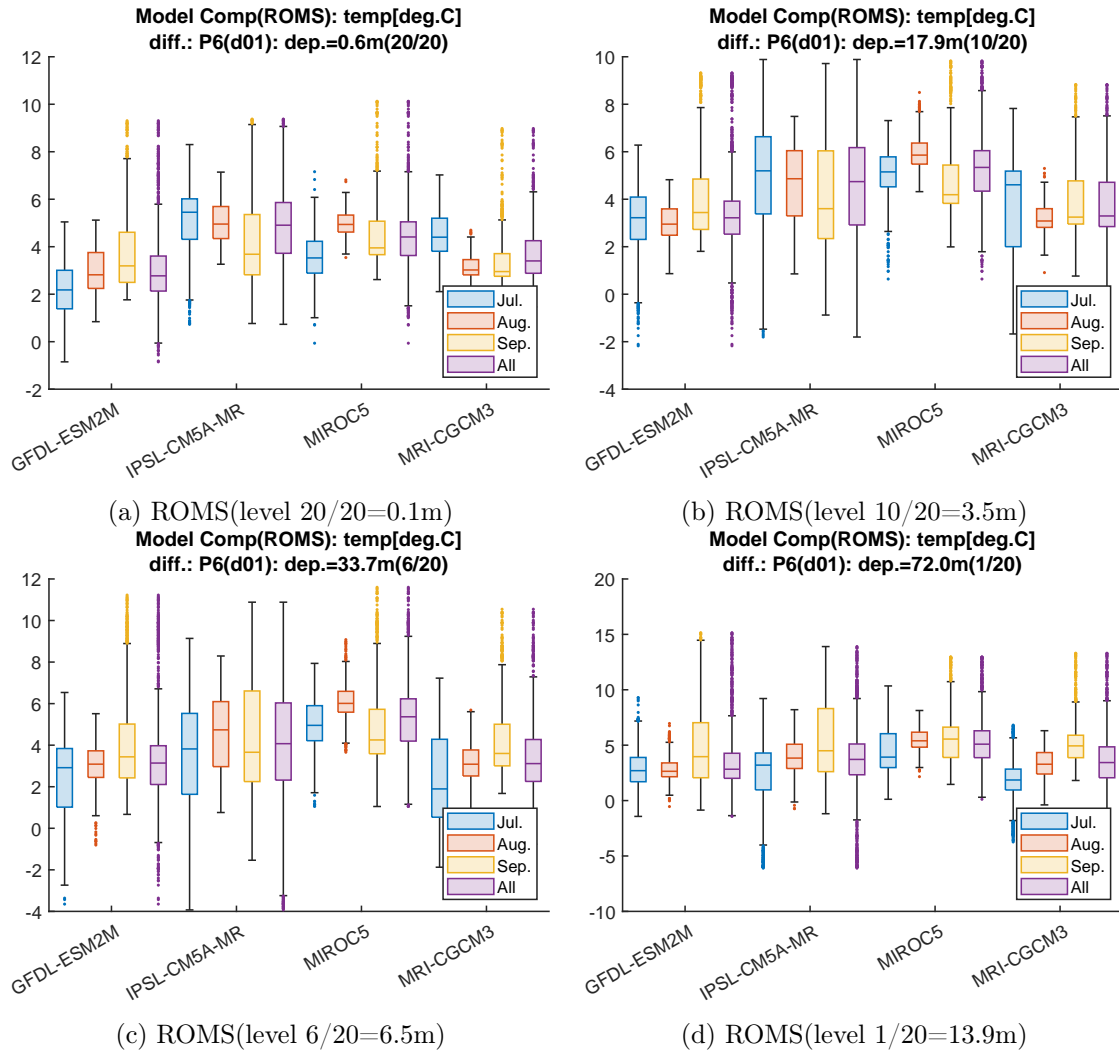


図 5.7: 水温: 将来変化量: ROMS: P6: モデル間比較

に比して低温バイアスであることが確認できるが、層別比較では表層より底層の方が低温バイアスがより顕著である。また、日変動は底層や中層に比べ、表層でより顕著であることがわかる。ROMS, FORP の再解析では、水温変化は定性的に同様の傾向を示し、例えば水温低下する7月27日と9月7日は、将来計算において前者は水温低下せず、後者は水温低下するなど、将来計算が再解析に呼応しないパターンがある。この傾向は、MRI-CGCM3で多く確認でき、他のケースでは少ない。ネスティング手法による違いは、ドメイン3・2・1の順に実線・破線・点線で表記しているが、違いはほとんど見られない。ただし、急激な水温上昇・低下（例えば7月27日）時にドメイン間で特に底層で違いが見られた。

次にIPSL-CM5A-MRのP1における将来変化量の時系列を図5.24に示す。将来変化量を左軸、FORP(緑線)と比したROMS(青線)の将来変化量(オレンジ: ROMS 将来変化量/FORP 将来変化量)を右軸に示す。将来変化傾向も水温時系列変化同様、日変動が現れている。9月初旬と下旬にROMSで昇温傾向の急激な上昇が見られ、特に9月初旬は、FORPの将来変化傾向が減少しているのに対し逆パターンを示している。この二つの昇温傾向は、ケース間比較すると9月初旬

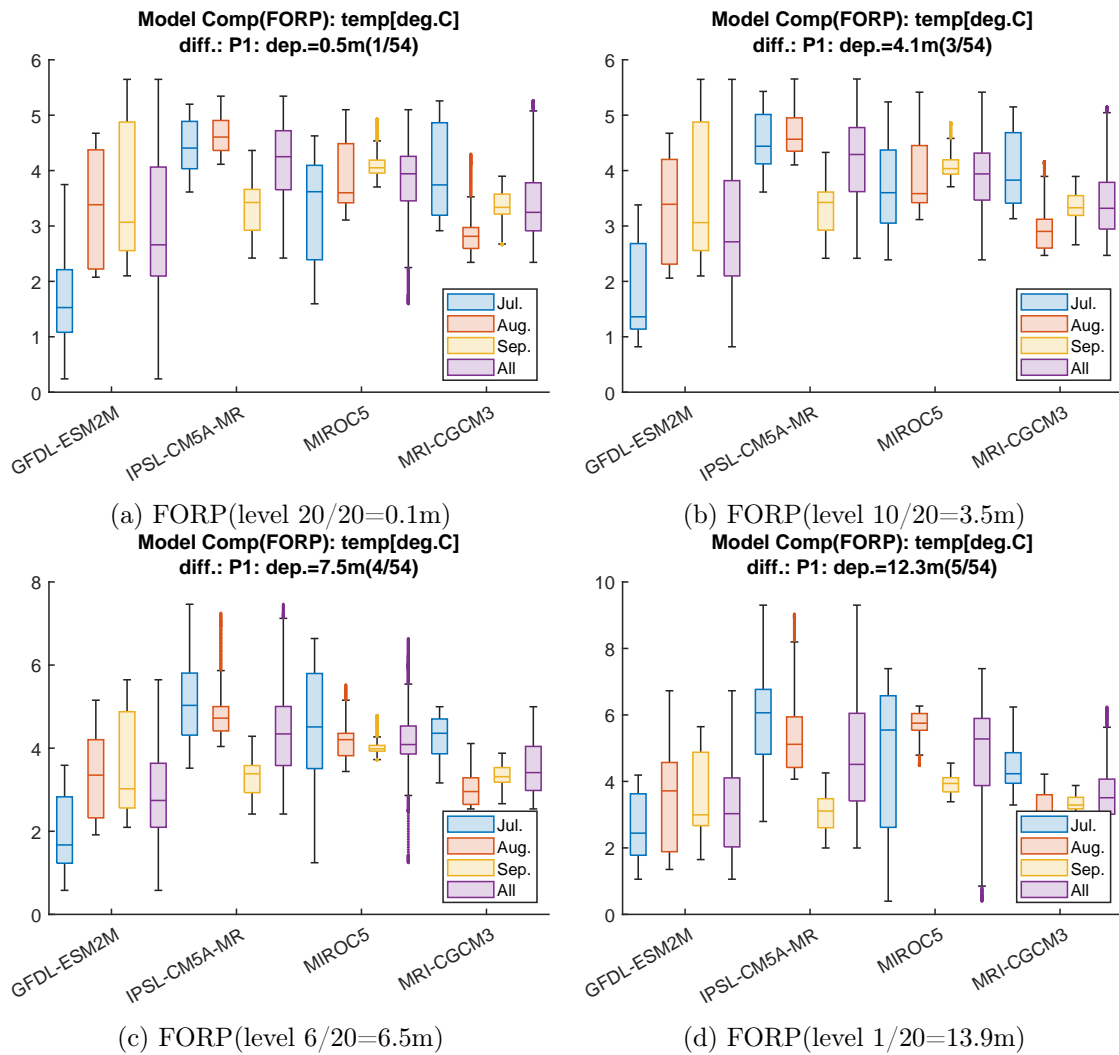


図 5.8: 水温: 将来変化量: FORP: P1: モデル間比較

は共通し下旬は IPSL-CM5A-MR 特有の特徴であった。その他，7月下旬の昇温傾向の減少などもケース間共通の傾向であるが，ケース間で数日間のタイミングの差異があった。水温および気温などの境界条件は，将来計算において各モデルの親モデル将来変化量を用いていることから傾向にはばらつきがあり（緑線），ケース間で昇温傾向の時系列パターンが共通するイベントは，流況依存しているものと考えられる。

GFDL-ESM2M の P1 と P6 の水温について時系列変化を比較した（図 5.25）。ROMS の再解析計算は青線，将来計算は赤線，実線は P1，破線は P6 を示し，FORP の JRA55 再解析は黒線で示している。表層において，地点間比較による低温・高温バイアス傾向は見られない。外洋に近い P6 の方が流況が激しく変化するため，水温変化も急激で P1 に比して極端である。9月7日の昇温傾向は図 5.24 で言及した通り（IPSL-CM5A-MR と GFDL-ESM2M で共通の傾向）だが，図 5.25 から再解析計算で急激な水温低下があったことがわかる。これもケース間共通の現象であった。

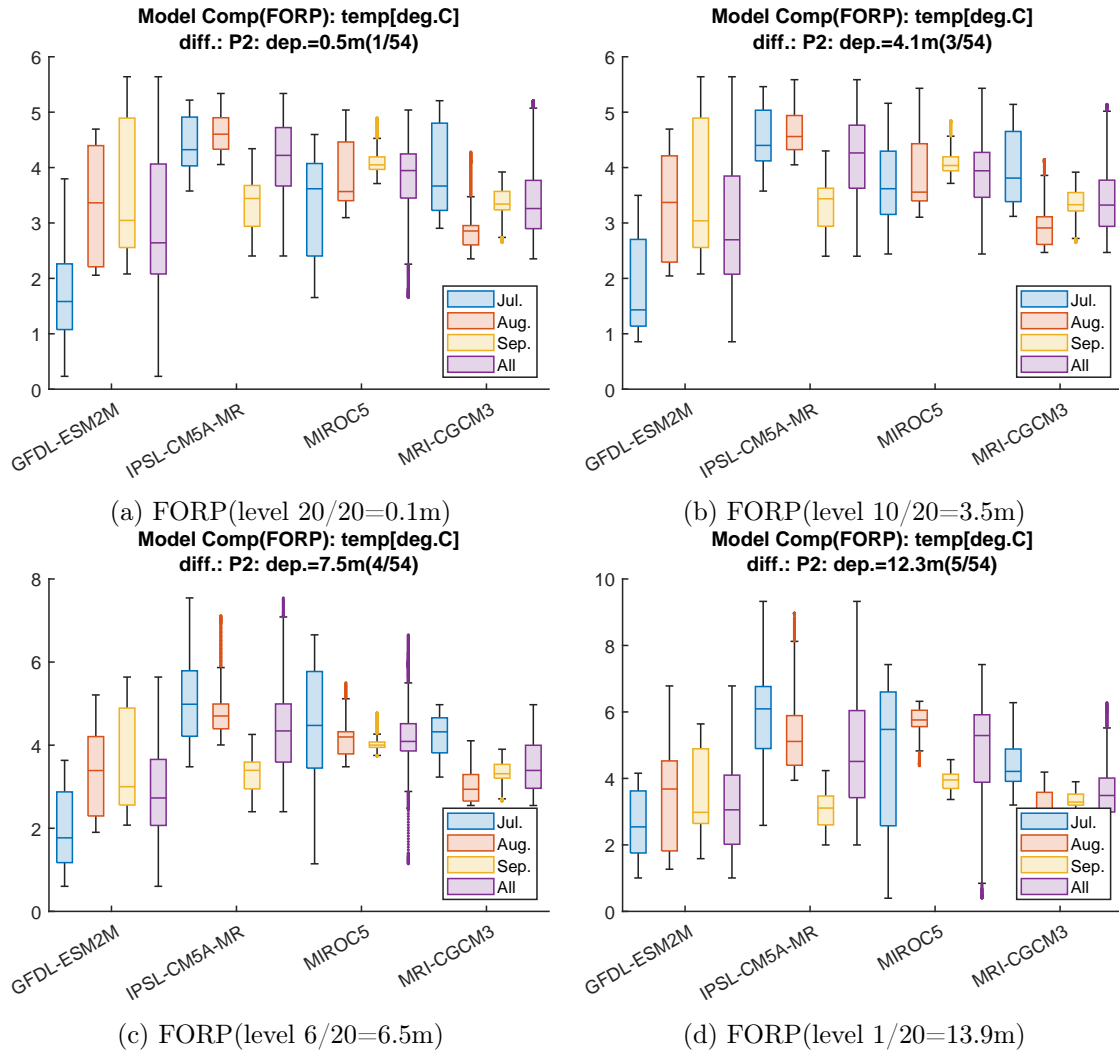


図 5.9: 水温: 将来変化量: FORP: P2: モデル間比較

5.3 まとめ

田辺湾を対象とした夏季3カ月間の海洋流動再解析・将来計算は、親モデルとするFORP-JPN02に比して水温の将来変化量は低温バイアスがあることがわかった。

将来変化量の月平均値は、ROMSとFORPいずれも全月の全解析地点で増加傾向であるが、ダウンスケリングによってFORPで表現されなかった将来変化の空間パターンが示されている。ROMSで、段階的にネスティングにより空間解像度の異なるP1-3, P4, P5-6を解析しており、各地点でモデル間比較を行うとFORPのモデル間比較の傾向と異なることから、本ROMS計算は、ネスティングを行わない場合(ドメイン1のみの場合)でも親モデルで表現されない空間パターンが得られることを示唆している。

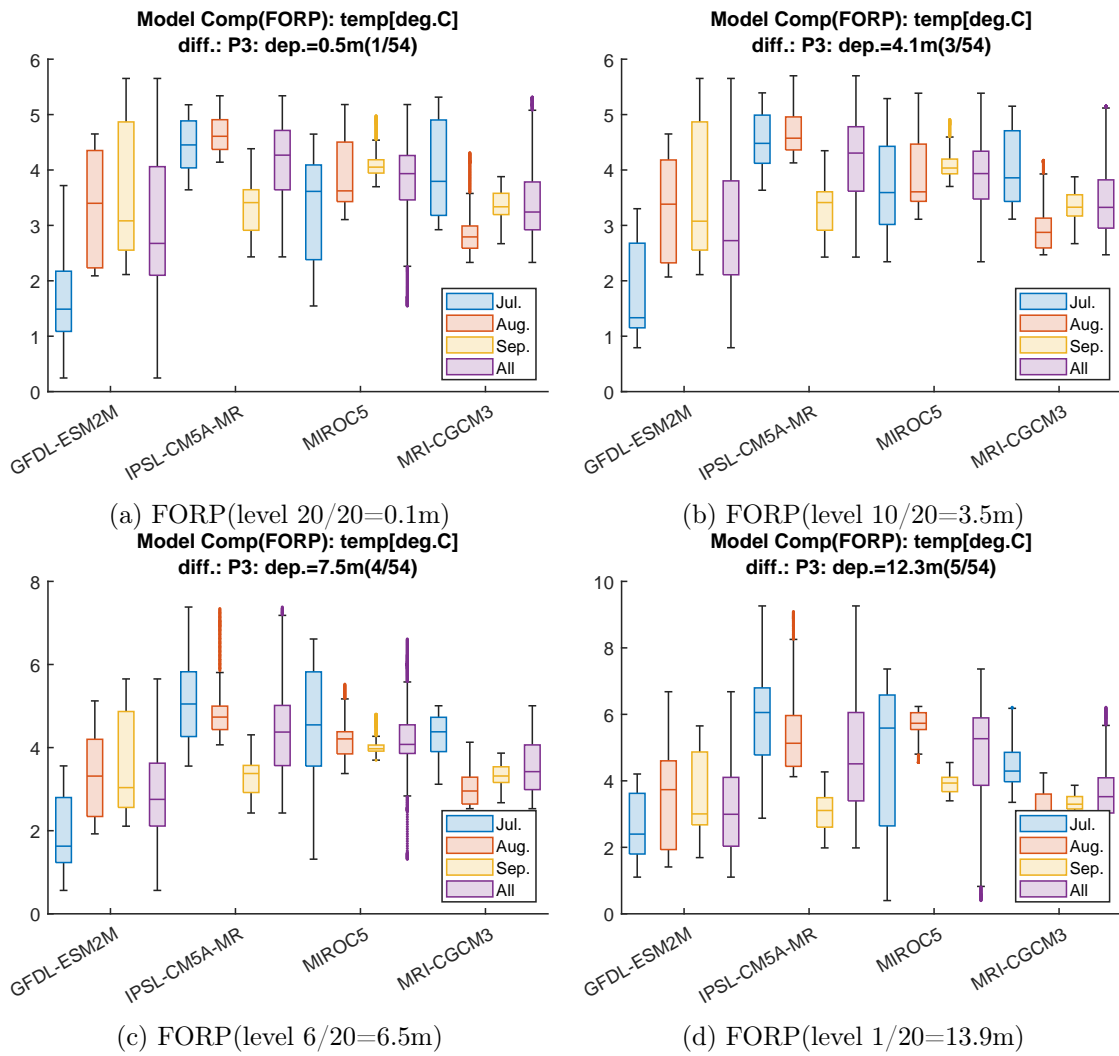


図 5.10: 水温: 将来変化量: FORP: P3: モデル間比較

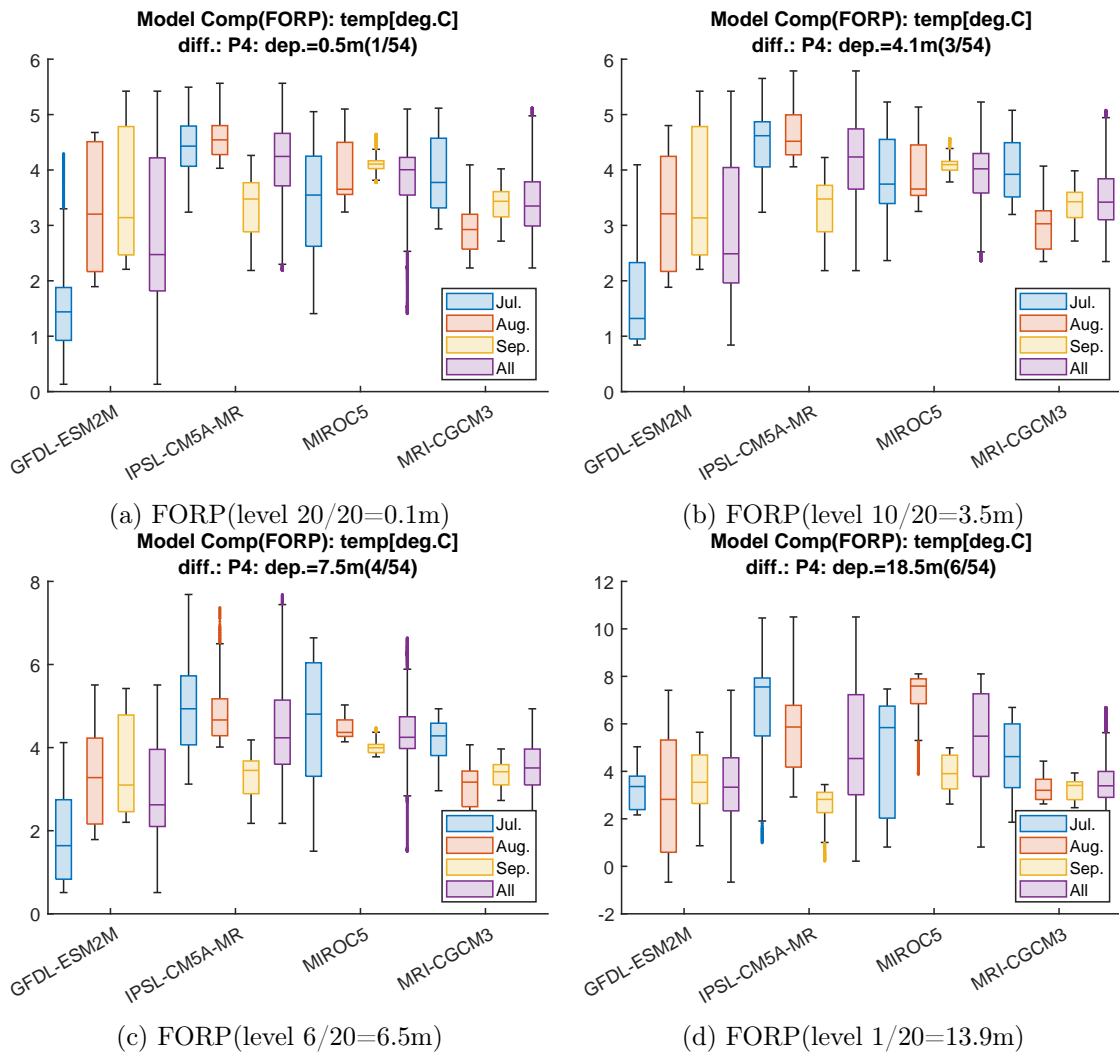


図 5.11: 水温: 将来変化量: FORP: P4: モデル間比較

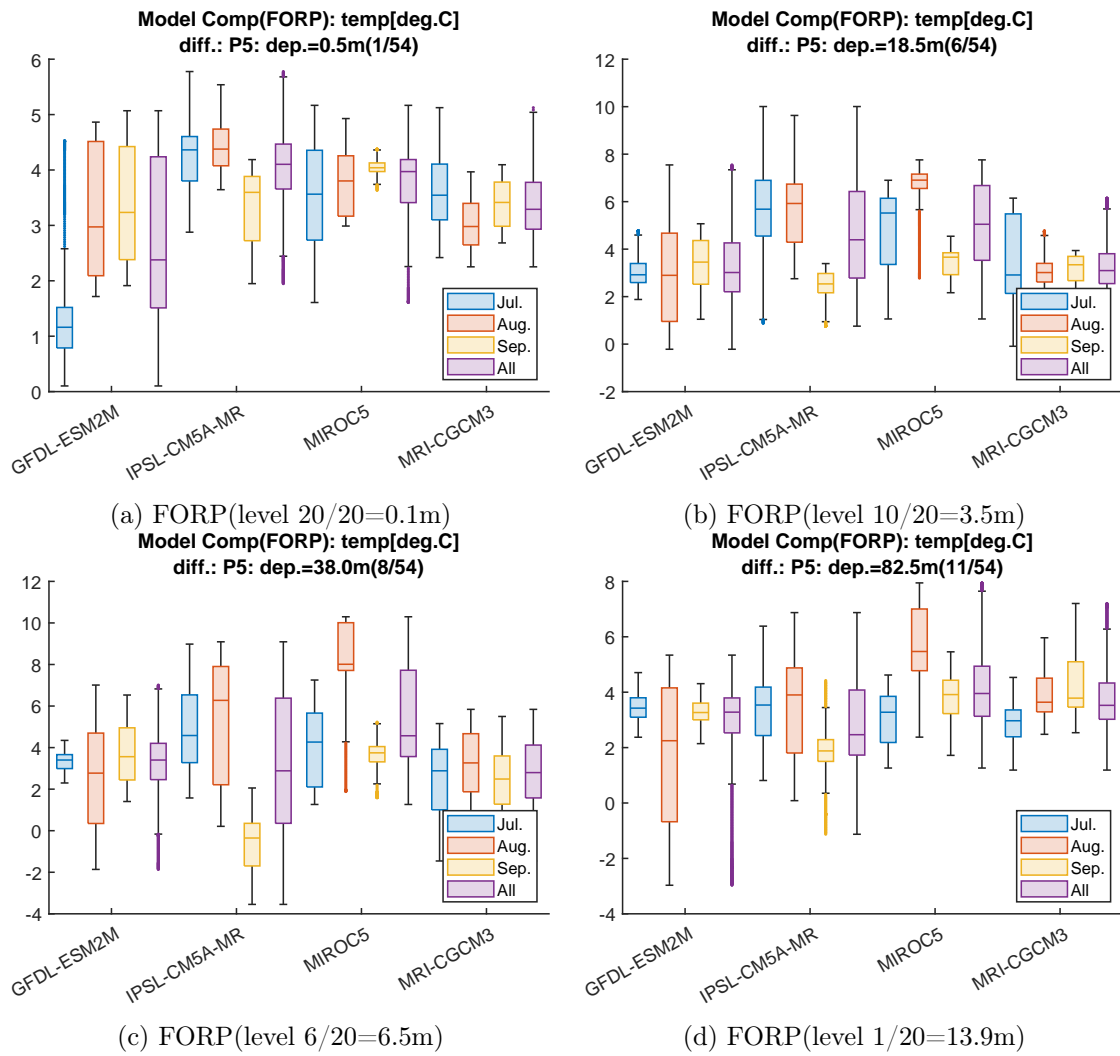


図 5.12: 水温: 将来変化量: FORP: P5: モデル間比較

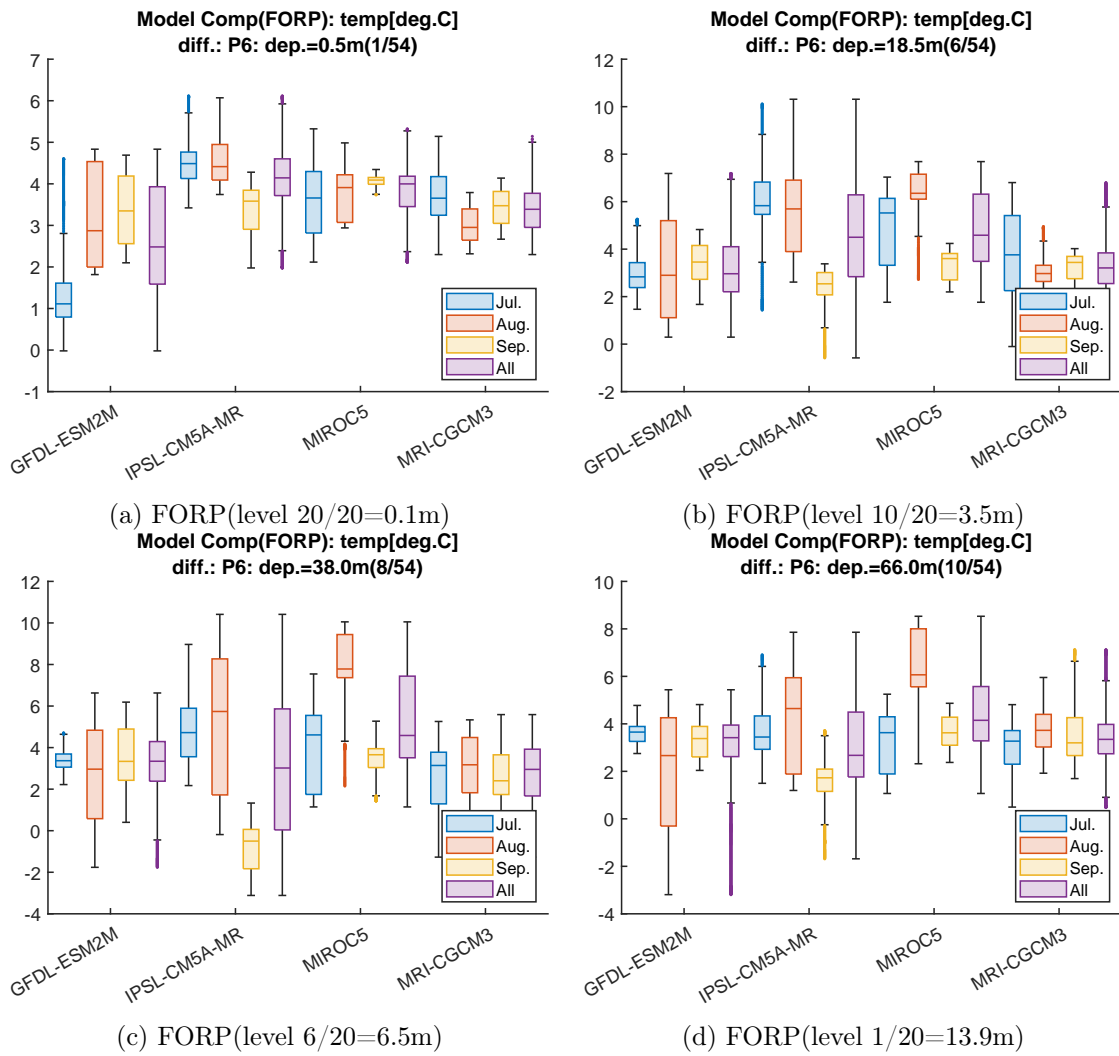


図 5.13: 水温: 将来変化量: FORP: P6: モデル間比較

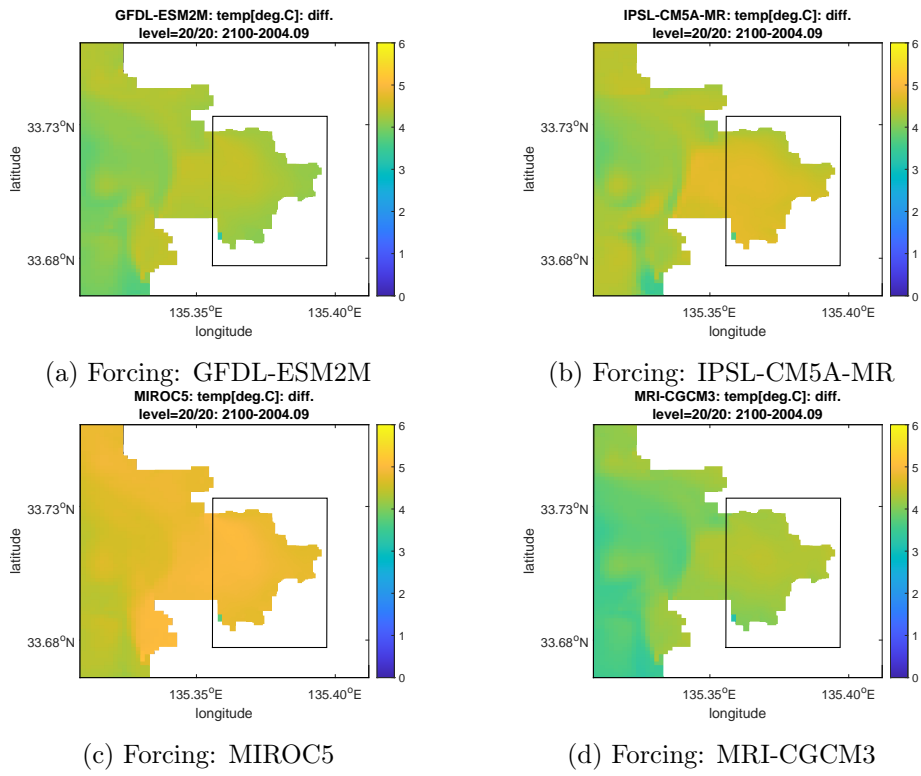


图 5.14: 水温 (level20/20) : 月平均 (9月:2100-2004) : 将来变化量: ROMS

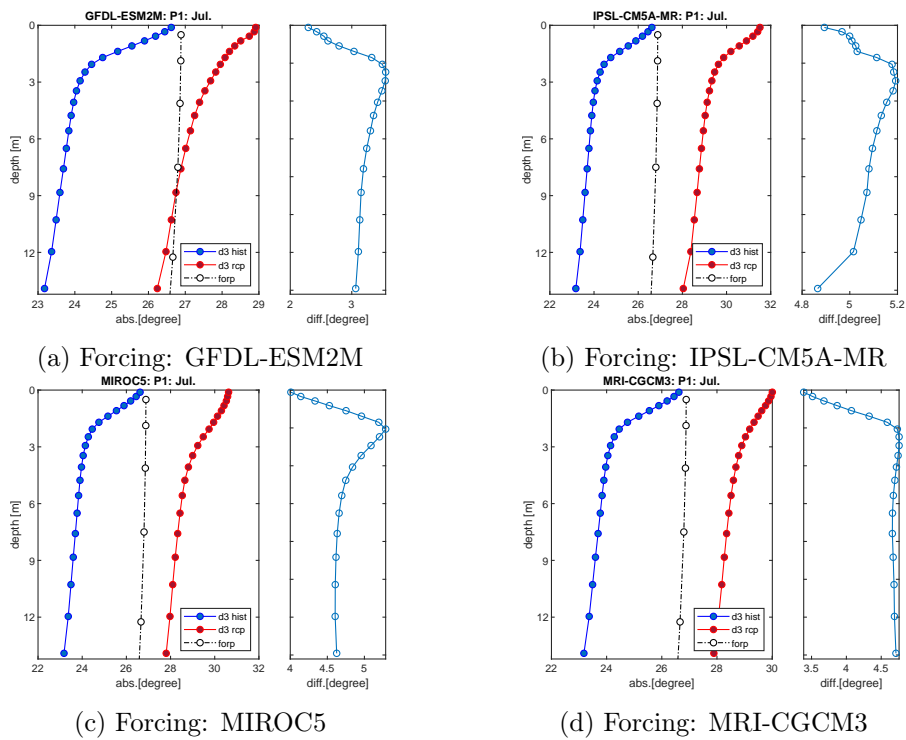


图 5.15: 水温 : 月平均 (7月:2100, 2004): P1: ROMS

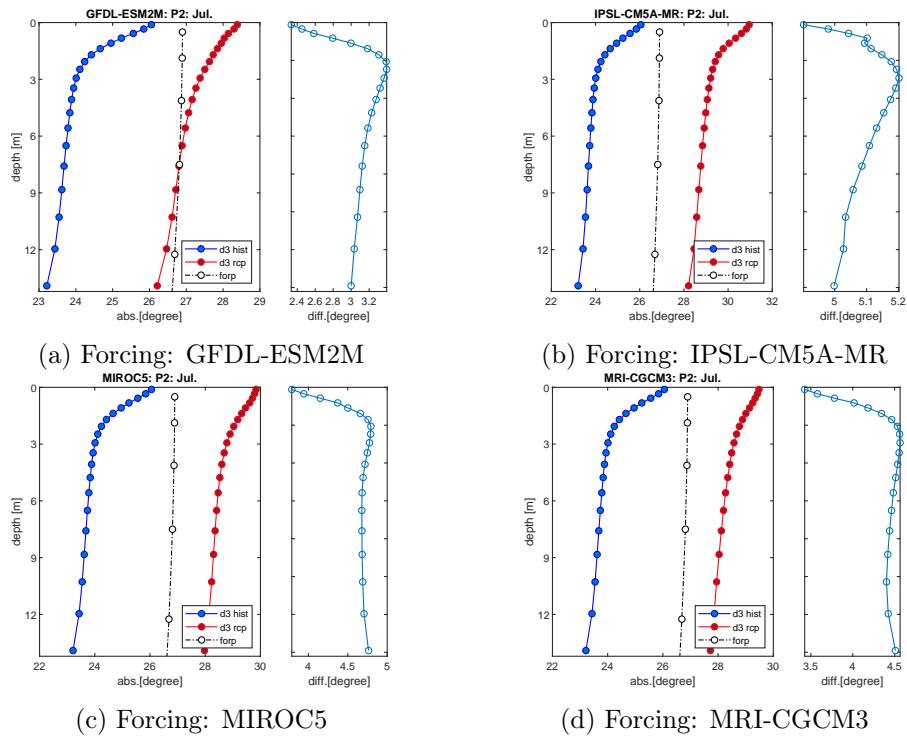


図 5.16: 水温 : 月平均 (7月:2100 , 2004): P2: ROMS

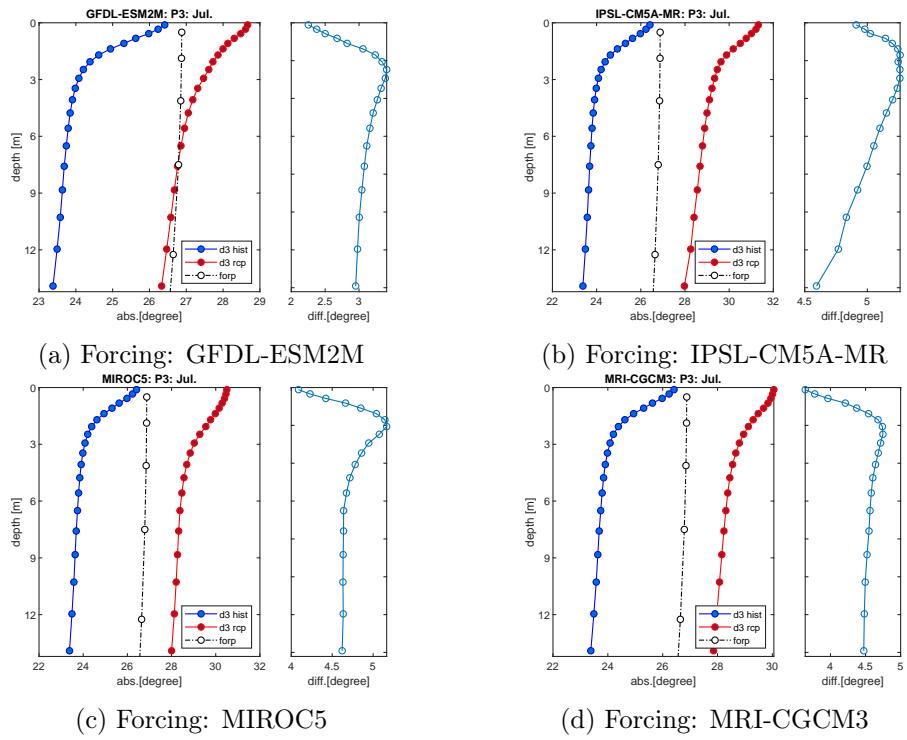


図 5.17: 水温 : 月平均 (7月:2100 , 2004): P3: ROMS

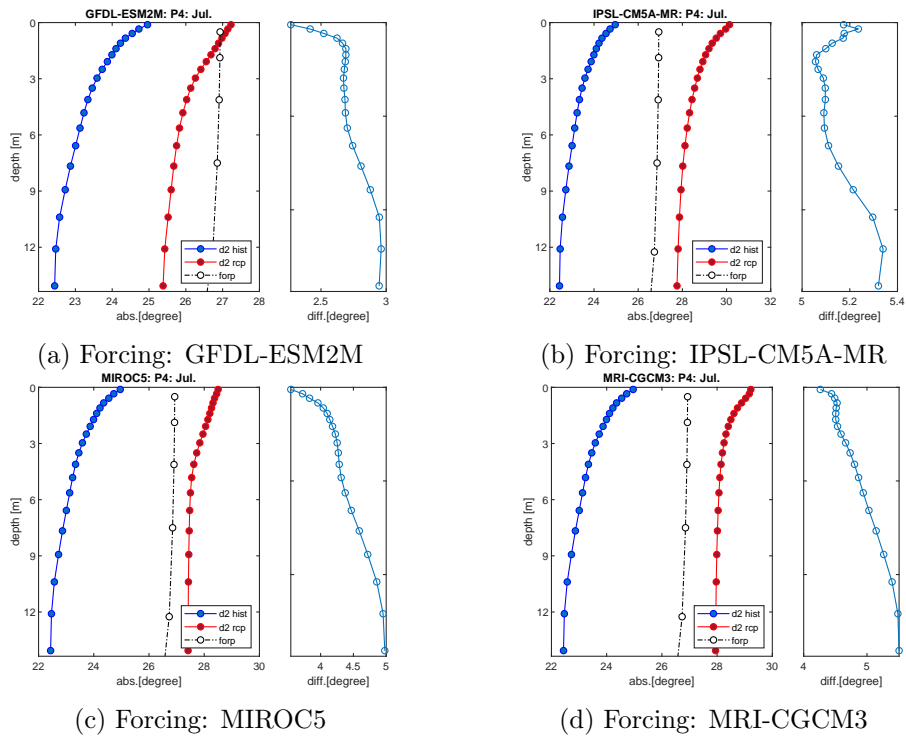


图 5.18: 水温 : 月平均 (7月:2100 , 2004): P4: ROMS

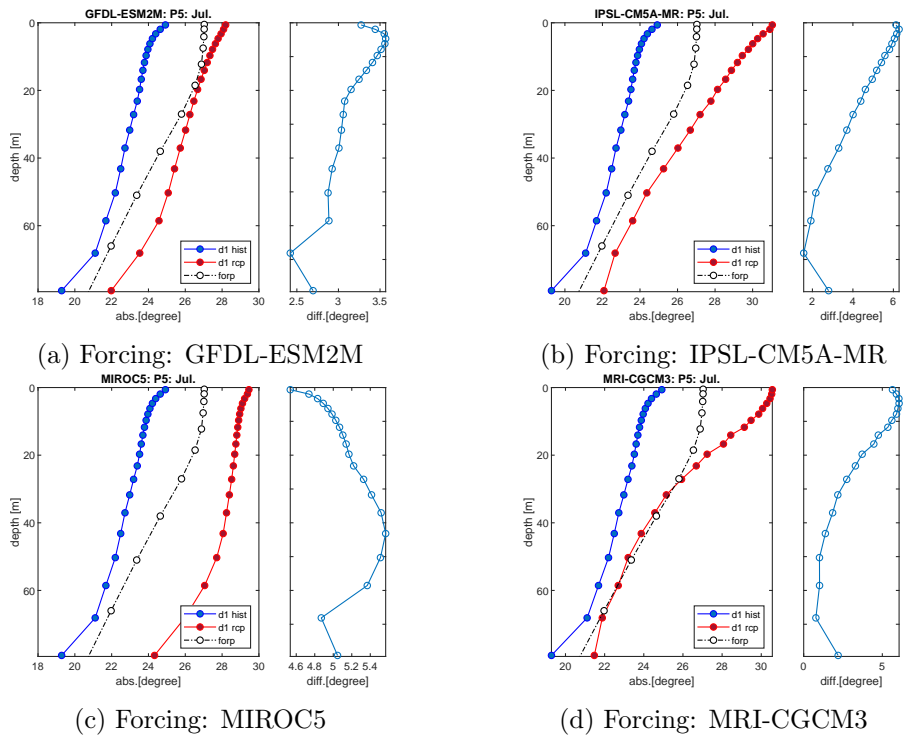


图 5.19: 水温 : 月平均 (7月:2100 , 2004): P5: ROMS

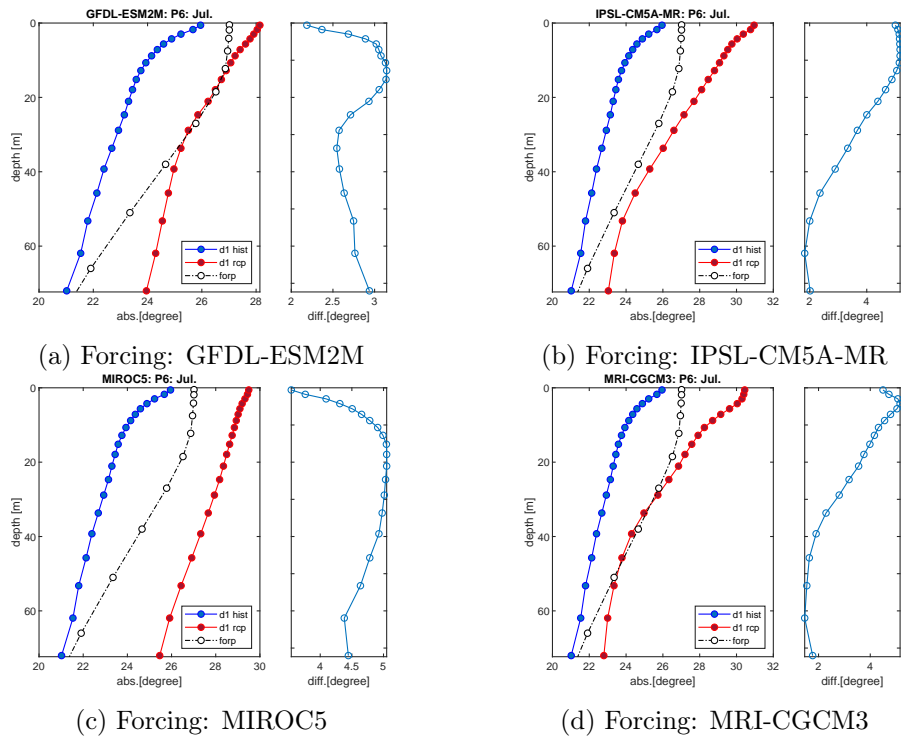


图 5.20: 水温 : 月平均 (7月:2100, 2004): P6: ROMS

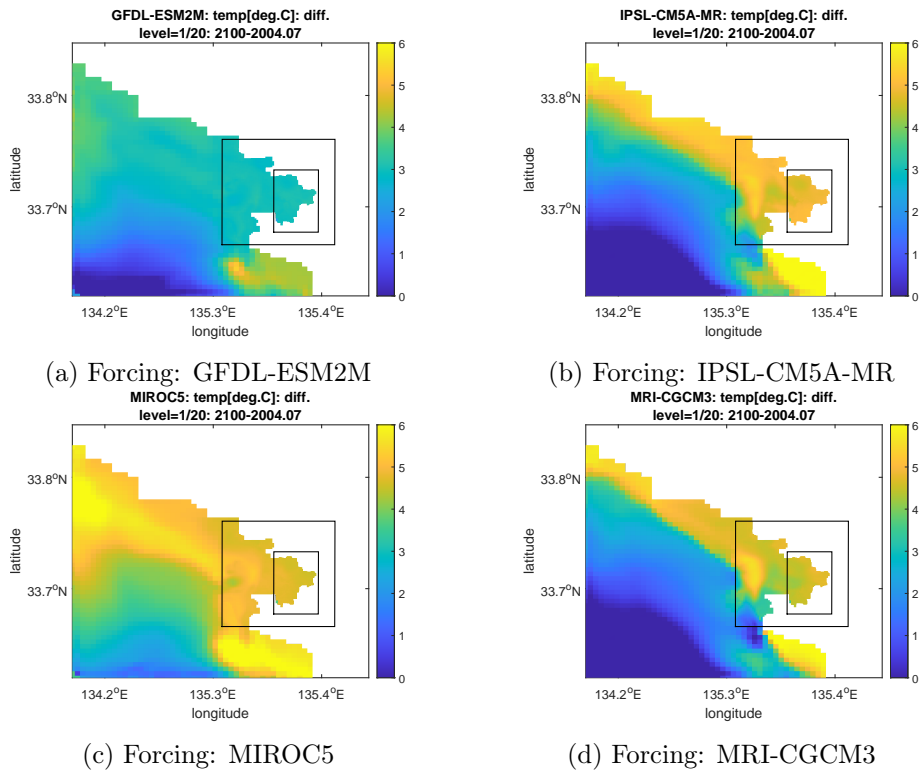


图 5.21: 水温 (level1/20) : 月平均 (7月:2100-2004) : 将来变化量: ROMS

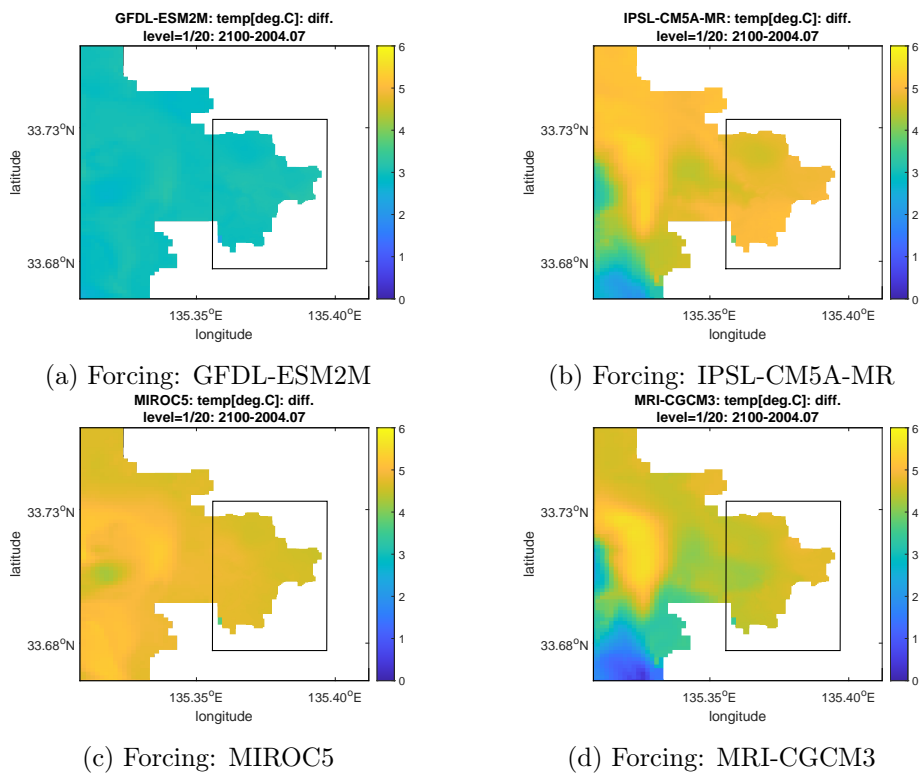


图 5.22: 水温 (level1/20) : 月平均 (7月:2100-2004) : 将来变化量: ROMS

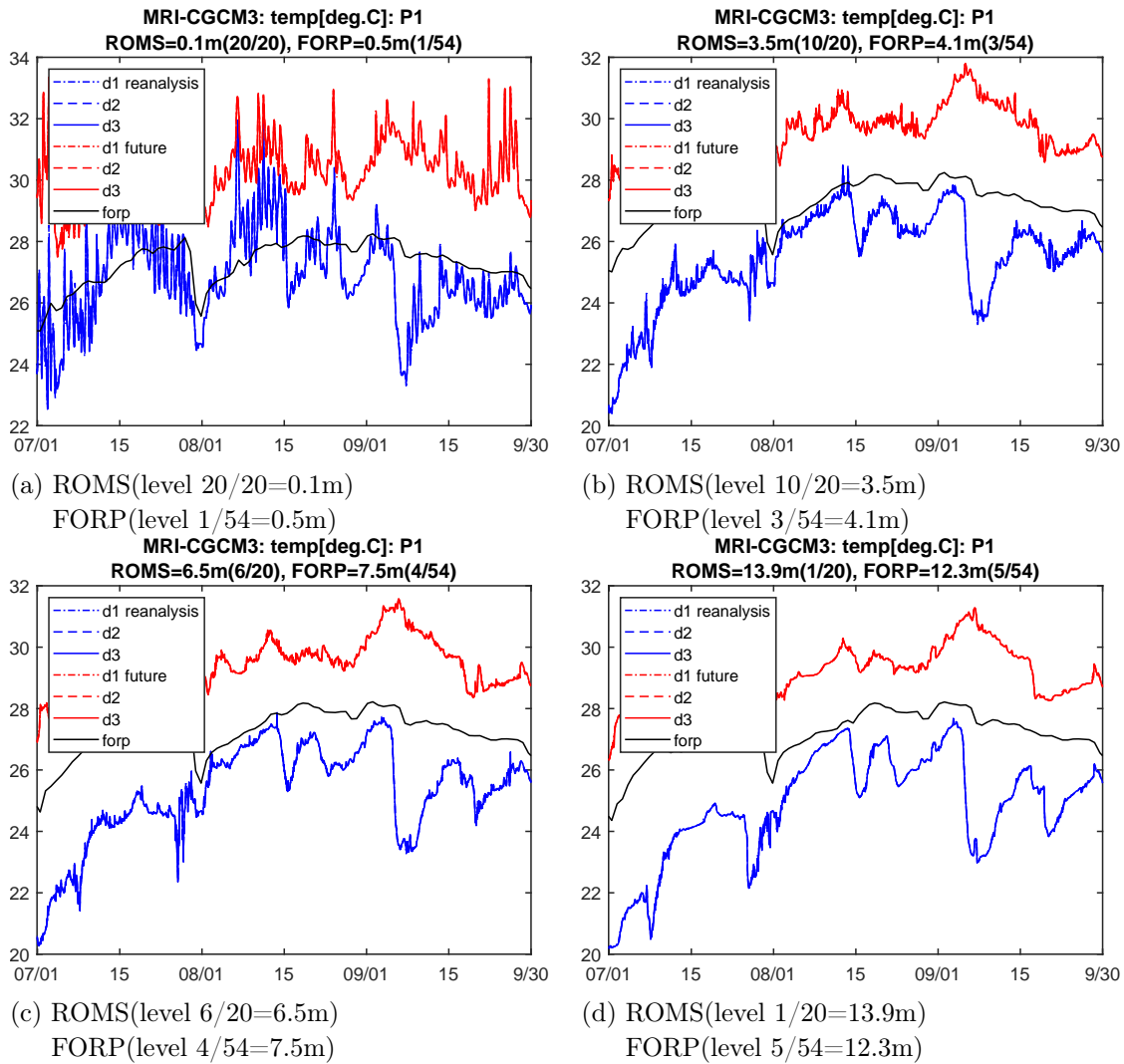


图 5.23: 水温: 時系列变化: P1: MRI-CGCM3

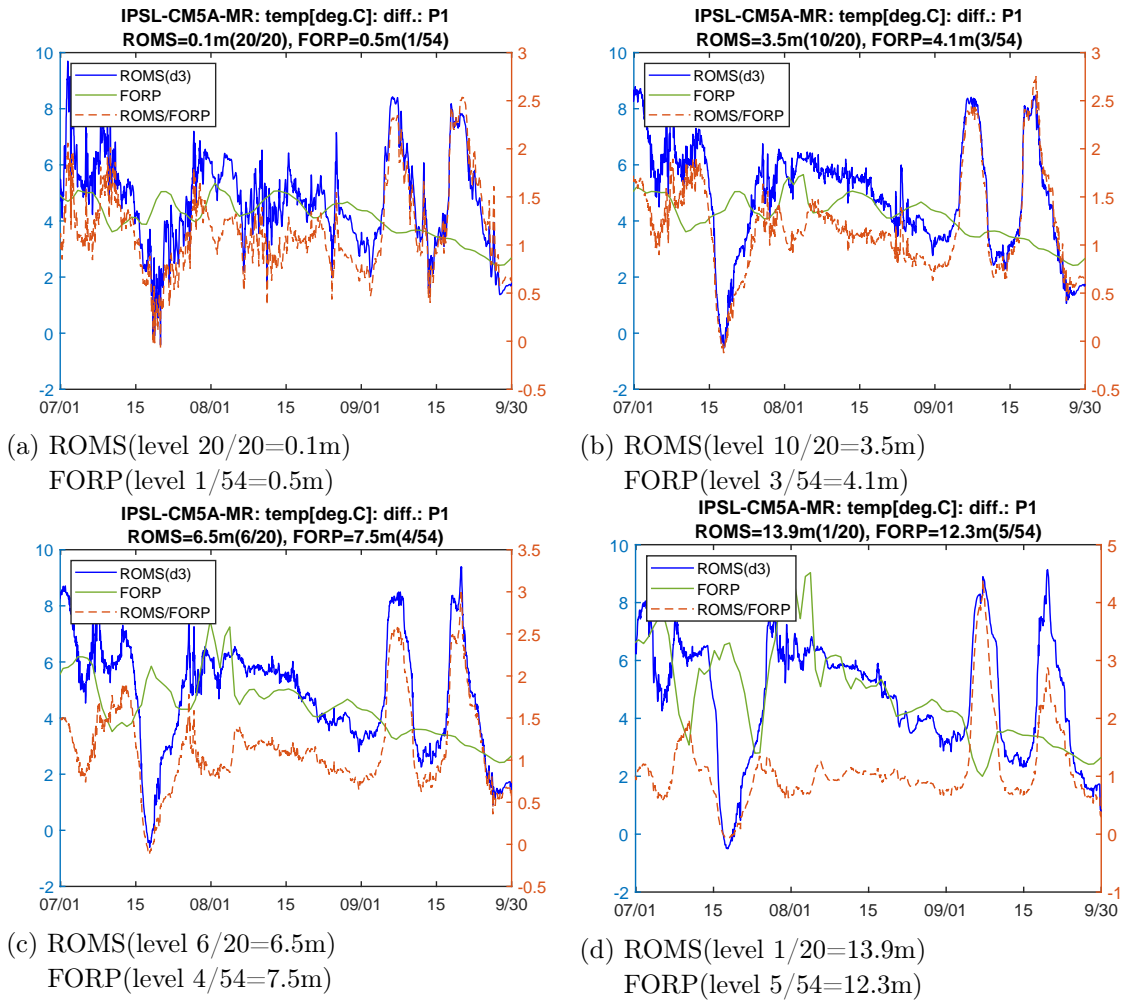


图 5.24: 水温: 時系列变化: 将来变化量: ROMS · FORP: P1: IPSL-CM5A-MR

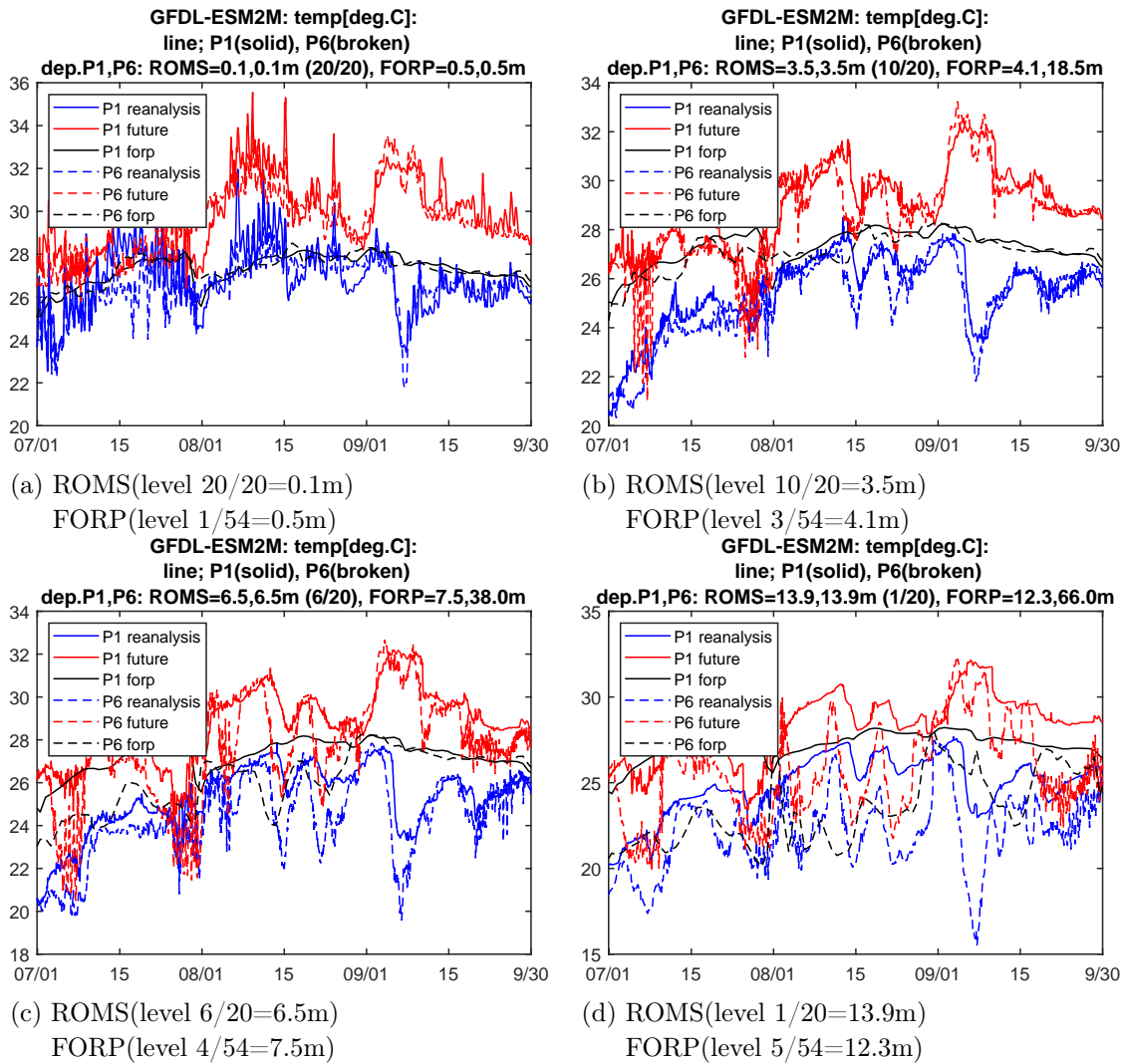


图 5.25: 水温: 時系列变化: P1 P6: GFDL-ESM2M

第6章 不規則波による波・流れ相互作用を考慮した海洋・波浪結合モデルの構築

6.1 研究背景・目的

前章まで、領域海洋モデル ROMS を用いて瀬戸内海の将来予測、田辺湾の将来予測など、沿岸域を対象とした気候変動による影響評価のための将来予測を行ってきた。しかし、実際の沿岸域の海水流動は、外洋からのうねり等波による流れの効果など、波浪による影響を大きく受ける。流れ場における波浪の影響として、波の非線形性による水粒子の円運動が波の進行方向に及ぼす流れ（質量輸送）、すなわち Stokes drift がよく知られている。Breivik ら [38] は、全球波浪モデル（水平解像度 1 度）による波浪の将来気候計算結果を用いて、うねりの将来変化が及ぼす Stokes drift (Stokes drift 輸送量および表層 Stokes drift) の将来変化について解析しているが、これらの検討は水平解像度 1° であり、領域スケールでの検討はまだなされていない。

本研究では沿岸域などの領域スケールを対象として、数 100 m オーダー解像度で Stokes drift の影響を考慮可能な数値モデルの開発を行う。モデルの構築のベースに COAWST (Coupled Ocean Atmosphere Wave Sediment Transport Modeling System: Warner et al.[13]) を用いる。一般に、沿岸部における沿岸外力（波浪・流れ）及び環境場（水温・塩分）の推定には、海洋・波浪相互作用を考慮しつつ沖から岸近傍までのスケール差を解像することが重要である。これには、波浪による流れ・混合の影響を考慮可能な、海洋・波浪結合モデルを用いることが有効である。さらに、構築した海洋・波浪結合モデルによる田辺湾環境場の再現計算を実施する。加えて、京都大学防災研究所白浜海象観測所における過去データをもとに、その精度検証を行う。

6.2 不規則波の定式化

実際の沿岸域における波浪は、風波やうねりを含む多数の周波数・方向から成る不規則波である。数値モデル上で不規則波の表現に用いられる概念は、大きく分けて有義波高とスペクトルという二つの概念がある。前者は不規則に変動する波浪を定量的に評価するために、統計的な仮定の平均量を導入したもので、有義波とは、波高の高い方から順に三分の一の個数の波を選び、その波高や周期を平均したものである。ここでは、後者のスペクトルという概念について考える。不規則波の表現において、波浪を種々の周波数・波向きを有する成分波の重ね合わせで捉えることができる。数値モデルでは Stokes Drift の影響を実装する際に、2次元ガウス分布による周波数・方向スペクトル分散を考慮することで不規則波による流れの影響を表現する。また、その鉛直流速分布を理論的に検証していく。

6.2.1 Stokes Drift

波による流れ輸送を考慮する際，その水粒子の軌道をオイラー的に直接追跡することはできず，ラグランジュ的に考えなければならない．特に沿岸域（有限水深）では，重力波は流体粒子のネットモーションで定義され，その軌道は非回転運動で閉じていない．これをある時間，ある点において平均的に見れば，水粒子が水平方向に移動しており，この現象は Stokes Drift (Stokes, 1847[39]) としてよく知られている．ここでは，Stokes Drift の概説をしていく．

流体の運動の記述方法は，ある座標系を固定しそこを通過する流体素分について時々刻々の運動方程式を立てる方法と，ある特定の流体粒子に注目し，その運動を追いかける方法の2つがある．前者をオイラー型，後者をラグランジュ型の扱いと言い，ここではラグランジュ的に流体粒子を扱い，Stokes Drift 流速を求める（参照：井島，海岸工学 [40]）．

特定の流体粒子に着目し，時刻 t における位置を $x(t)$ ， $z(t)$ とすると，この流体粒子の水平方向の速度 $\frac{dx}{dt}$ 及び鉛直方向の速度 $\frac{dz}{dt}$ は，速度ポテンシャル Φ より $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$ ， $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ で表されるから次式の関係を得る．

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \Phi(x(t), z(t); t)}{\partial x} \quad (6.1)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial \Phi(x(t), z(t); t)}{\partial z} \quad (6.2)$$

微小運動を考えているので，水粒子の平均位置をそれぞれ \bar{x} ， \bar{z} とおき水平及び鉛直変位を ξ ， η とすると，時刻 t の位置は以下で表される．

$$x(t) = \bar{x} + \xi(t) \quad (6.3)$$

$$z(t) = \bar{z} + \eta(t) \quad (6.4)$$

ここで式 (6.1) に式 (6.3) を代入し，Taylor 展開すると次式を得る．

$$\frac{d(\bar{x} + \xi)}{dt} = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \xi \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z^2} + O(\xi^3) \quad (6.5)$$

$$\frac{d(\bar{z} + \eta)}{dt} = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \xi \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z^2} + \eta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + O(\xi^3) \quad (6.6)$$

上式を1次近似では第2項以下を省略し以下を得る．

$$\frac{d\xi}{dt} = a\sigma \frac{\cosh k(\bar{z} + h)}{\sinh kh} \cos(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.7)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = a\sigma \frac{\cosh k(\bar{z} + h)}{\sinh kh} \sin(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.8)$$

ただし，単一正弦波進行波の速度ポテンシャル Φ は以下とする．

$$\Phi = a \frac{\sigma \cosh k(z+h)}{k \sinh kh} \sin(kx - \sigma t) \quad (6.9)$$

式 (6.7) を両辺 t で積分して,

$$\xi = -a \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \cos(k\bar{x} - \sigma t) + c_1 \quad (6.10)$$

$$\eta = a \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \sin(k\bar{x} - \sigma t) + c_2 \quad (6.11)$$

を得る. $\bar{\xi}, \bar{\eta}$ は 0 なので, $c_1 = c_2 = 0$ であり, 式 (6.10) は

$$x(t) = \bar{x} - a \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \cos(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.12)$$

$$z(t) = \bar{z} + a \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \sin(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.13)$$

となる. ここで, 式 (6.5) の 2 次近似を考えるため, 式 (6.10) を代入すると,

$$\frac{d\xi}{dt} = a\sigma \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \cos(k\bar{x} - \sigma t) + \frac{a^2\sigma k}{2(\sinh kh)} \cosh 2k(\bar{z}+h) - \cos 2(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.14)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = a\sigma \frac{\sinh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \sin(k\bar{x} - \sigma t) \quad (6.15)$$

となる. これの時間平均をとると Stokes Drift 流速 u を得る.

$$\bar{u} = \frac{a^2\sigma k \cosh 2k(\bar{z}+h)}{2(\sinh kh)^2} \quad (6.16)$$

$$\bar{w} = 0 \quad (6.17)$$

これは, ある方向のある周波数に対する Stoke Drift 流速であるが, 本研究では数値モデルに不規則波を考慮する. 不規則波の Stokes Drift U_s は次式で表される (Kenyon et al., 1969[41]).

$$U_s = \frac{1}{\rho} \int \int F(\mathbf{k}) \frac{\mathbf{k}}{\omega(k)} \left[\frac{2k \cosh(z+h)}{\sinh 2kh} \right] d\mathbf{k} \quad (6.18)$$

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad (6.19)$$

g は重力加速度, ρ は水の密度, z は上向き座標軸, $F(\mathbf{k})$ は 2 次元エネルギースペクトル, ω は周波数, k は波数, h 全水深である.

6.2.2 波のエネルギースペクトル

波のエネルギースペクトル密度 $E(\omega, \theta)$ は次式で定義される (酒井, 海岸工学入門 [42]) .

$$\sum_{\omega} \sum_{\theta} \frac{1}{2} a^2 \equiv E(\omega, \theta) \delta\omega \delta\theta \quad (6.20)$$

すなわち, ある成分波のエネルギーをその成分波の周波数範囲及び波向きの範囲で足し合わせたものが, スペクトル $E(\omega, \theta)$ に周波数幅 $\delta\omega$, 方向幅 $\delta\theta$ を乗じたものであると定義する. ここで, 周波数分散と方向分散に 2 次元ガウス分布を仮定して, $E(\omega, \theta)$ は次のように表される (Mori et al., 2011[43]) .

$$E(\omega, \theta) = \frac{m_0}{2\pi\sigma_\omega\sigma_\theta} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega - \omega_p}{\sigma_\omega} \right)^2 + \left(\frac{\theta - \theta_p}{\sigma_\theta} \right)^2 \right] \right\} \quad (6.21)$$

ここに, m_0 は水面変位の分散, ω_p, θ_p はそれぞれ平均周波数, 平均波向き, $\sigma_\omega, \sigma_\theta$ はそれぞれ周波数スペクトル幅パラメータ, 波向きスペクトル幅パラメータである. σ_ω は Goda (Goda, 1970[44]) の提案するスペクトル幅を与える周波数分散パラメータ Q_p (式 (6.23)) と式 (6.22) のような関係があり, Q_p は JONSWAP のスペクトル型パラメータ γ を用いて式 (6.24) のように表される.

$$\sigma_\omega = \frac{1}{\sqrt{\pi}Q_p} \quad (6.22)$$

$$Q_p = \frac{2}{(m_0)^2} \int_0^\infty f F(f)^2 df \quad (6.23)$$

$$Q_p = -0.015\gamma^2 + 0.60\gamma + 1.37 \quad (6.24)$$

方向分散は周波数 ω に依存せず独立であると仮定すると, エネルギースペクトルは周波数スペクトルと方向分布関数の積で表すことができ, $E(\omega, \theta) = F(\omega)D(\theta)$ となる. Mitsuyasu-type (Mitsuyasu et al., 1975) の $D(\theta)$ は式 (6.25) のように表され, 周波数分布との適合性も確認されている.

$$D(\theta) = \frac{2^{2S} \Gamma(S+1)^2}{2\pi \Gamma(2S+1)} \cos \frac{\theta - \theta_p}{2}^{2S} \quad (6.25)$$

ここで S は方向分散を表す一般的なパラメータであり, σ_θ は式 (6.26) のように近似される.

$$\sigma_\theta \simeq \sqrt{\frac{2}{1+S}} \quad (6.26)$$

6.2.3 不規則波の影響評価

以上の Stokes Drift 理論を踏まえ、6.2.2 に示した周波数分散パラメータ Q_p 、方向分散パラメータ S を用いて、規則波と不規則波の Stokes Drift 効果を理論的に比較する。周波数スペクトルについて、the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) スペクトルから、 Q_p を与える γ (参照：式 (6.24)) は $1.0 \leq \gamma \leq 3.3$ の値をとり、 Q_p の範囲は $2.0 \leq Q_p \leq 3.2$ となる。また方向スペクトル幅は波の減衰と共に小さくなり、パラメータは S は $7.0 \leq S \leq 87.9$ の範囲で変化する。例えば、後述する白浜再現計算における平均水深 61.3 m の場合、 $Q_p = 2.3$ 、 $S = 7$ となり、Stokes Drift 流速の鉛直分布は図 6.1 のようになる。Stokes Drift の影響は海面近傍などの水面変動域で大きく表れる。例えば、図 6.1 では不規則波（以下、2D と略記）は規則波（以下、Regular と略記）より流速が約 20~40%小さい。方向分散のみ（以下、1D Dir. と略記）及び周波数分散のみ（以下、1D Freq. と略記）を考慮した場合は、2D より大きく Regular より小さい流速が表れている。また、全ての場合において、水深が大きくなると流速が急激に低下している。表層重力波が流れに及ぼす影響は、主に上層で大きく表れることがわかる。一方、沿岸域などの比較的浅い場合、例えば水深 5 m では（図 6.2）水深に寄らず 2D は Regular より約 20%流速が小さい。

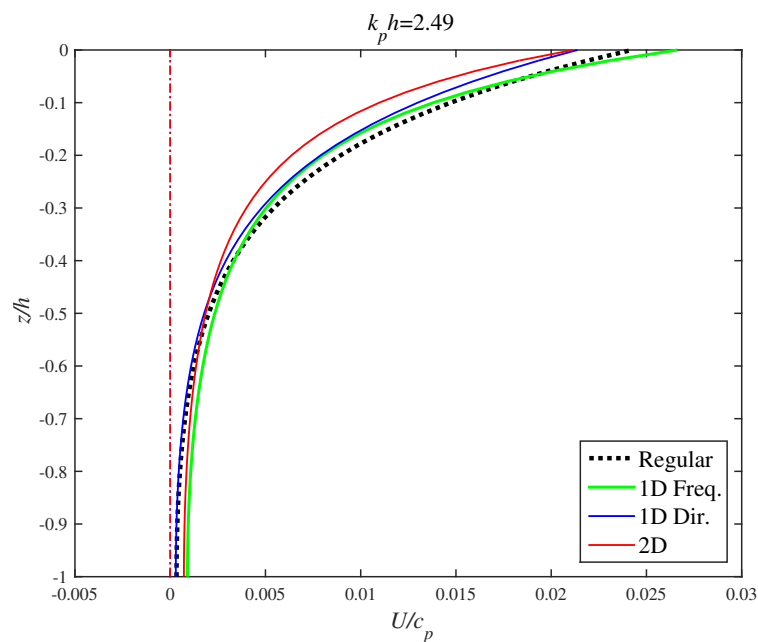


図 6.1: 規則波・不規則波における Stokes Drift の比較，水深 61.3 m ($Q_p = 2.3, S = 7.0$)

6.3 海洋・波浪結合モデルを用いた簡易な地形における海況計算

本章では、2章で定式化した不規則波における Stokes drift を、3章で概説した海洋・波浪結合モデルに実装することで、不規則波による波・流れ相互作用を考慮可能な海洋・波浪結合モデルによる仮想沿岸域における海況のテスト計算（以下、Inlet Test 計算と呼称）を行う。ついで、同

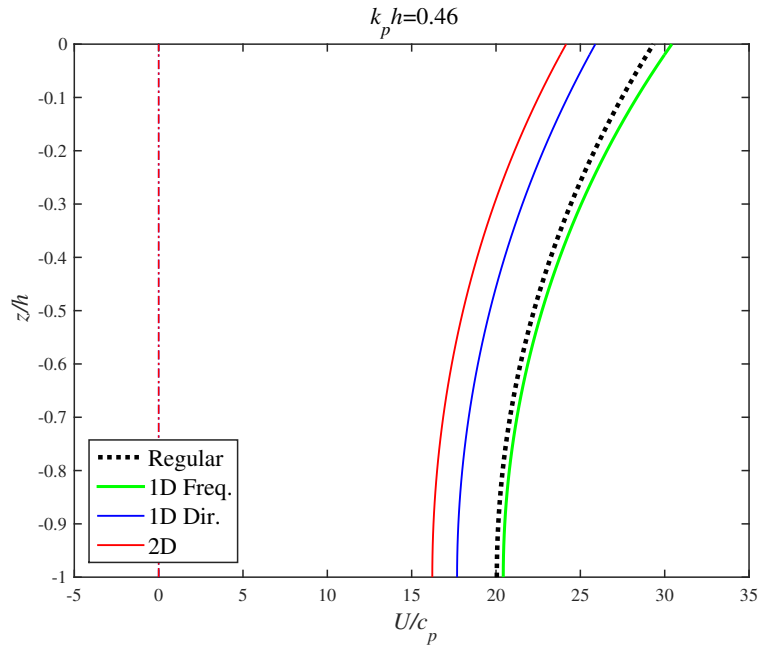


図 6.2: 規則波・不規則波における Stokes Drift の比較，水深 5 m ($Q_p = 2.3, S = 7.0$)

様の地形における不規則波を有義波として規則波的に処理した計算（2章における Regular で，本章では wave1d）も行い，得られたこれらの結果を比較することで，モデルの妥当性を検証する．

6.3.1 計算条件

(1) 地形データ

Inlet Test で用いる地形データは図 6.3 のようになっており，水平解像度 200 m 格子，東西 15.4 km × 南北 14.4 km の範囲（77 × 72 メッシュ）であり，最大水深 15.5 m，最低水深 4 m となっている．北側が沖，南側が岸になっており，一定の海底勾配（1/641）の海域が 7.2 km 続いている．一方，岸側の 7.2 km の海域は水深 4 m で一定である．沖側の海底勾配のある海域と岸側の海底勾配のない海域の間には，回折による流れの影響を検証するための幅 1.2 km スリットが設けられている．計算座標は，水平方向にはデカルト座標系，鉛直方向には σ 座標系を採用しており，鉛直 20 層について計算した．

(2) 初期条件・境界条件

初期条件は波・流れ共にない状態で，北側境界から周波数分散・方向分散を設定した波を与えた．側方境界条件については，南側は閉鎖境界条件，東西境界は自由境界条件，波の流入する北側境界の潮汐を固定境界条件としている．

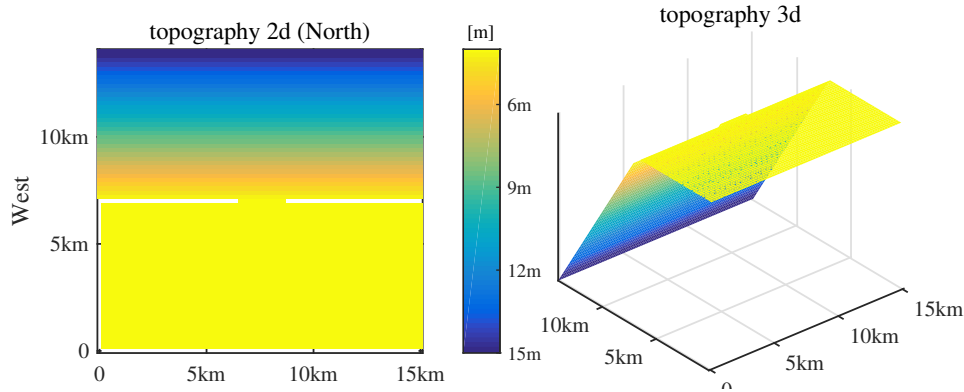


図 6.3: Inlet Test で用いた地形データ

6.3.2 テスト計算による不規則波による波・流れ相互作用

本節では、構築した海洋・波浪結合モデルを用いた仮想地形における海況計算結果について考察を行う。具体的には、不規則波の周波数分散・方向分散を考慮した2次元 Stokes drift 流速を実装したモデルと、それらの分散を考慮していない1次元 Stokes drift 流速を実装したモデルを用いた海況計算を行う。以降、それぞれ不規則波の影響を考慮した計算を wave2d、考慮していない計算を wave1d と呼称する。

計算は連続した60時間について行い、沖側境界において JONSWAP の周波数分散パラメータ $\gamma = 3.3$, 10.0, 方向分散角 $\sigma_\theta = 10, 50, 90$ の組み合わせ、計6パターンを初期条件として、wave2d, wave1d の計算を行った。

(1) Stokes drift の空間分布

本項では、wave2d, wave1d における Stokes drift 流速の空間分布を考察する。あわせて、周波数分散パラメータ、方向分散幅の空間分布を示す。図 6.4 に示すのは、周波数分散パラメータ $\gamma = 3.3$, 方向分散角 $\sigma_\theta = 50$ の場合における、それぞれ最上層（底層から20層目）の Stokes drift 流速（左上：wave1d, 右上：wave2d）、周波数分散パラメータ Q_p （左下）、方向分散角 σ_θ （右下）のある1時間平均空間分布である。スリットより岸側に注目すると、不規則波を考慮しない wave1d に比べ、不規則波を考慮した wave2d の方が Stokes drift 流速が小さく表れているのがわかる。これは、wave2d では周波数分散・方向分散の考慮によるエネルギー消散が起こるためである。また、方向分散の考慮による影響は、wave1d より wave2d の方がスリット後の回折の角度が大きいことなどに表れている。

図 6.4 と同様の1時間平均で、最上層の $\gamma = 10.0$, $\sigma_\theta = 50$ とした場合の図を図 6.5 に示す。JONSWAP の周波数分散パラメータ γ と Q_p に反比例して周波数分散幅は小さくなる。周波数分散パラメータ Q_p に着目すると、各々の入力データ通り、図 6.4 では3前後、図 6.5 では5近くの値の広がりスリット通過前の沖側の海域で確認できる。一方、スリットより岸側の海域では図 6.4, 図 6.5 共に2前後の値が広がっている。周波数の小さい波成分は、直進性は強いが互いに干

涉しやすく、回折後は弱め合う傾向にあることが影響していると考えられる。

さらに、同時刻における最上層の $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 10$ の図を図 6.6 に示す。図 6.4 や図 6.5 に比べ、図 6.6 の σ_θ の空間分布では、スリットより沖側で方向分散が小さくなっているが、岸側は同様の値となっており、Stokes drift 流速の空間分布では、wave1d, wave2d 共に大きい。スリットより岸側では、wave1d と wave2d の流速の方向に差異があまり見られない。元々、方向分散の小さい環境場では、回折による不規則波の影響が小さいことがわかる。しかし、Stokes drift 流速については、wave1d に比べ wave2d の方が非常に小さくなっている。

図 6.7 に同様の下層（底層から 5 層目）における $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 50$ の図を示す。上層の図 6.4 に比べ、wave1d, wave2d 共に流速が小さいのは当然であるが、下層の wave1d と wave2d 間の差異はスリット周辺で大きく表れている。上層と同様に、図 6.8, 図 6.9 にそれぞれ $\gamma = 10.0, \sigma_\theta = 50$ の場合と $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 10$ の場合を示す。図 6.8 は図 6.7 の周波数分散を小さくしたもので、図 6.9 は図 6.7 の方向分散を小さくしたものである。後者は、方向分散が小さいので wave2d における周波数分散の効果が大きく表れるが、図 6.9 は上層の図 6.6 に比べ、wave1d と wave2d 間の違いが小さい。2 章で、周波数分散を考慮した場合の Stokes drift 流速の変化は、上層で大きく下層では比較的小さいことを確認しており、これと整合性のとれる結果である。

(2) Stokes drift 流速の時間変化

本項では、Stokes drift 流速の時間変化を考察する。計測ポイントは図 6.10 に示す 4 ポイントである。ポイントの設置はスリットのある壁を基準に、南北に 3.2 km ずつ離れた位置にとった。壁より沖側にはスリット西端と同じ経度上に 1 点とり、沖側では西端と同じ経度とそこからスリット長の半分だけ西と、スリット長だけ西に設置した。Stokes drift 流速 u は東向きを正、Stokes drift 流速 v は北向きを正とする。

図 6.11~ 図 6.13 に示すのは、それぞれ最上層の $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 50$ と $\gamma = 10.0, \sigma_\theta = 50$ と $\gamma = 10.0, \sigma_\theta = 50$ における Stokes drift 流速 U とその東西成分 u 、南北成分 v の時間変化である。周波数分散や方向分散を考慮した wave2d は、wave1d よりもエネルギー消散が大きいいため、全ての場合において、Stokes drift 流速の絶対値は wave1d よりも wave2d の方が小さい。初期条件の波の進行方向は南向きであるが、 v に着目すると、wave2d の Stokes drift 流速は wave1d のその約 50% である。一方、波の進行方向とは垂直な成分の u は、wave2d と wave1d の差異が数% 程度である。図 6.12 の P2 について、図 6.11 や図 6.13 に比べて Stokes drift 流速 u の差異が大きく、wave2d の Stokes drift 流速の絶対値が wave1d より小さくなっている。周波数分散が小さい図 6.12 では、スリットより岸側かつスリットから最も西方に離れている P2 で、回折による影響が明確に表れている。周波数分散が小さいと波長の長い成分波が少なく、スリット岸側で回折後の Stokes drift 流速が小さくなっている。

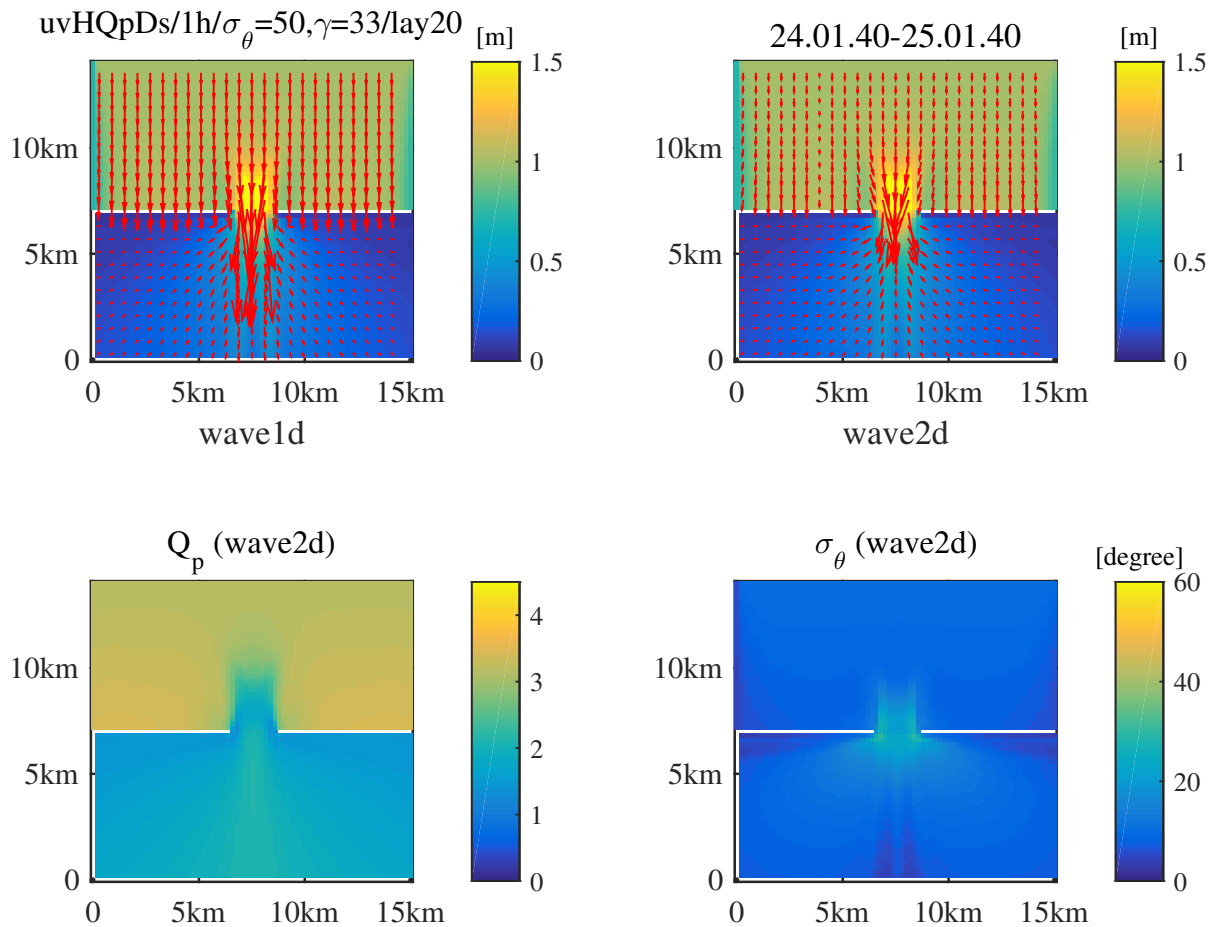


図 6.4: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均, Stokes drift ベクトルと波高分布: 最上層: $\gamma = 3.3$, $\sigma_\theta = 50$, 左上: Stokes drift (wave1d), 右上: Stokes drift (wave2d), 左下: 周波数分散パラメータ Q_p , 右下: 方向分散幅 σ_θ , 左上図, 右上図の背景は波高分布図

6.4 海洋・波浪結合モデルを用いた過去再現計算

ここまで, 不規則波を考慮した Stokes drift の定式化及び数値モデルへの実装を行った. 加えて, 4 章ではそれを用いた仮想地形における海況計算を行い, 実装した Stokes drift に対する不規則波の影響が反映され且つ妥当性であるかを確認した. 本章では, 構築した海洋・波浪結合モデルを用いて和歌山県田辺湾における物理環境場の再現計算を実施し, その結果を京都大学防災研究所白浜海象観測所における現地観測データと比較することで, モデルの精度検証を行う. 実地計算では, Stokes drift に対する不規則波の影響を考慮することにより, 沿岸域の局所地形における再現性の向上が見込まれる.

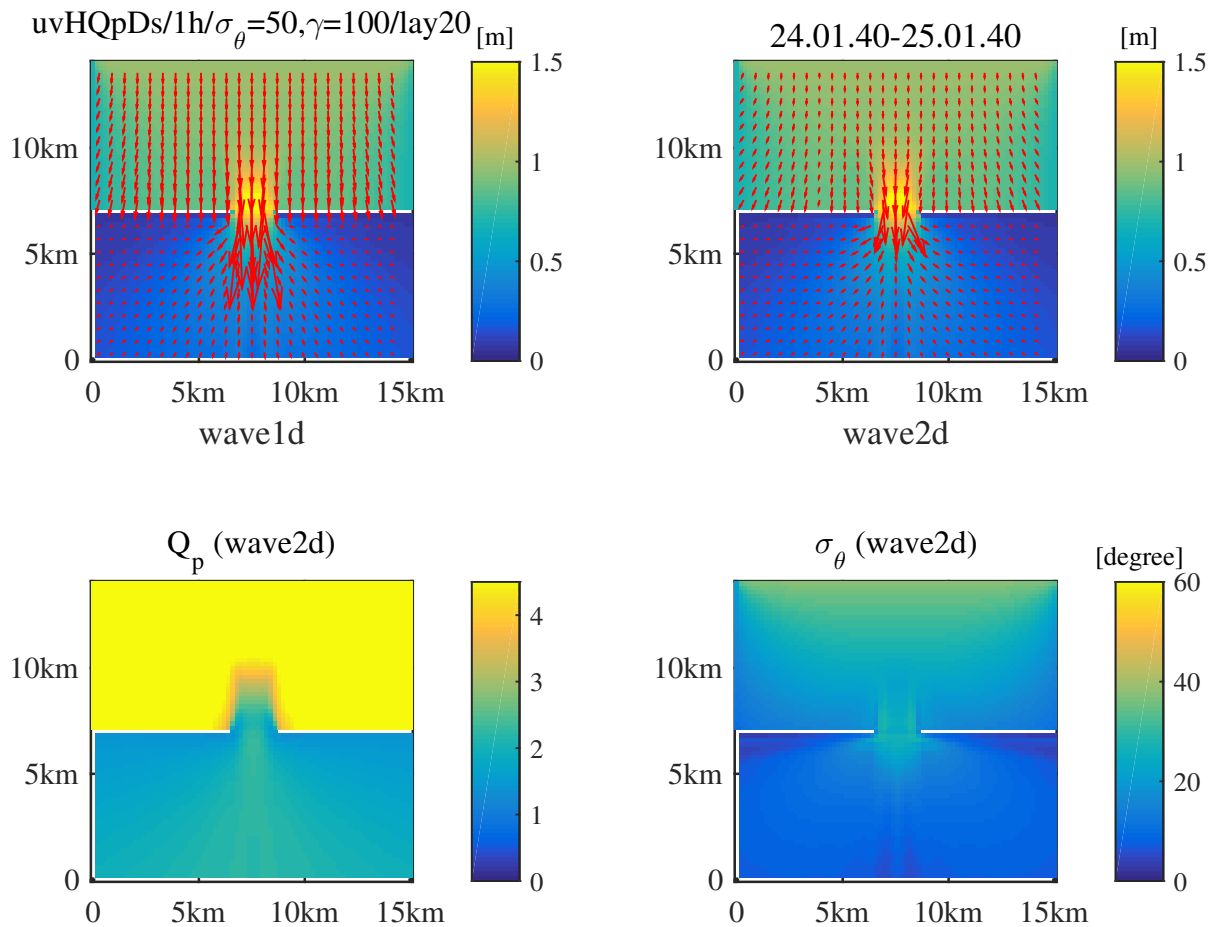


図 6.5: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均, Stokes drift ベクトルと波高分布: 最上層: $\gamma = 10.0$, $\sigma_\theta = 50$, 左上: Stokes drift (wave1d), 右上: Stokes drift (wave2d), 左下: 周波数分散パラメータ Q_p , 右下: 方向分散幅 σ_θ , 左上図, 右上図の背景は波高分布図

6.4.1 田辺湾における短期計算条件

構築したモデルを用いた和歌山県田辺湾における計算範囲は, 白浜を中心とした東西 30 km × 南北 30 km, 空間解像度は水平 500 m 格子, 鉛直方向 10 層とした. 用いた地形データは図 6.14 である. 計算対象期間は 2009 年 9 月 26 日から 10 月 10 日の 15 日間とし, 温度成層が安定する 3 日間のスピンアップ計算を行った. 比較対象として, 10 月 5 日から 9 日までの 5 日間の現地観測データを用意した. 気象条件は, 基本的に気象庁の MSM-GPV データを与え, 長波放射量のみアメダスデータを与えた. 開境界条件として, 自由表面は Sommerfeld 境界条件, 3 次元流速には放射条件を与え, 潮汐には TPXO7.2 のデータを用いた. 波浪の境界は, 観測データをそのまま与えている. 現地観測データとの比較は, 水温, 流速などの基本物理量に関して行う. これらのセットアップは, 森ら [19] をベースに行った. 計算は 3 ケース行い, それぞれ海洋モデルのみを用いた ROMS run, 海洋・波浪結合モデルを用いた不規則波の影響を考慮しない wave1d run, 同様の不規則波の影響を考慮した wave2d run である. wave1d run や wave2d run は, 2 章 (2 章で

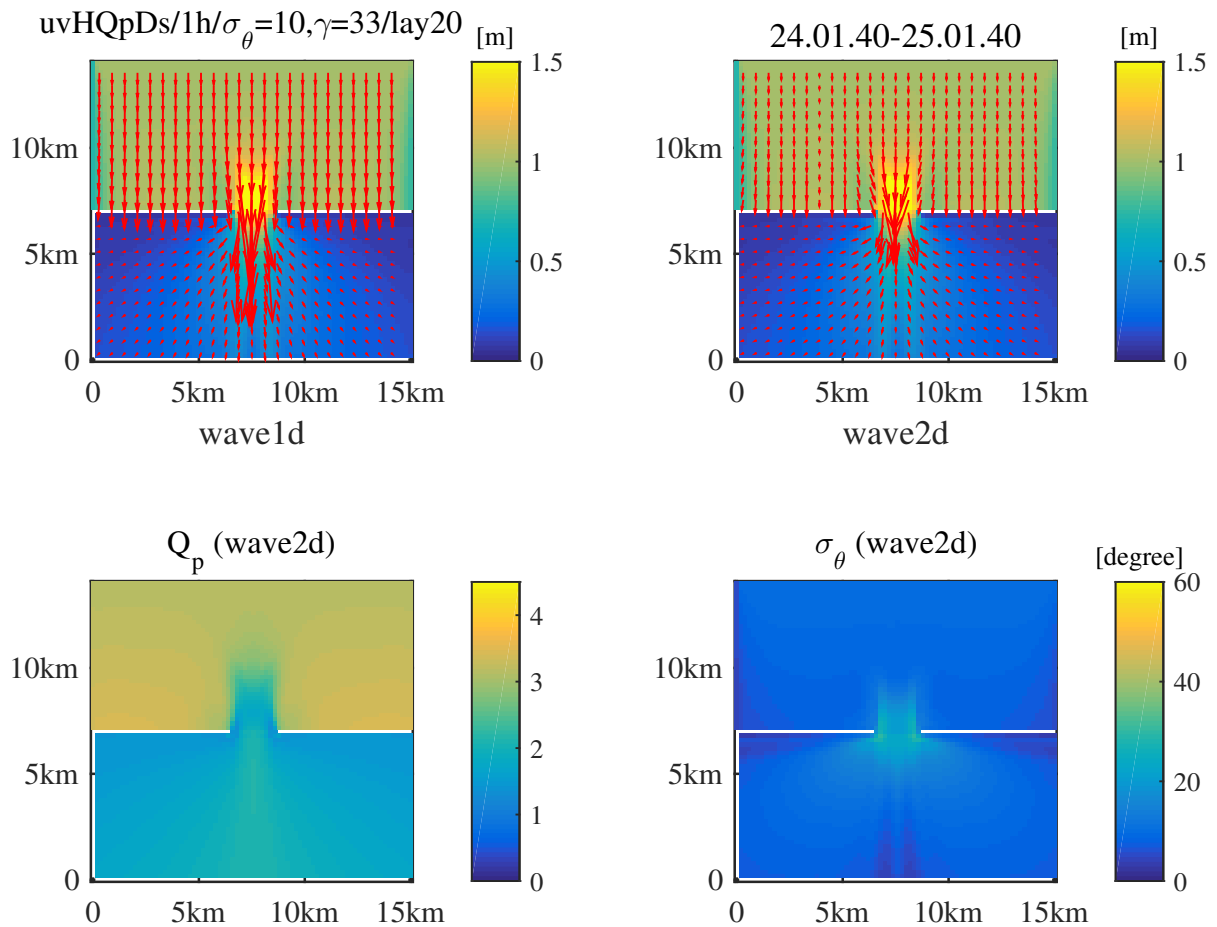


図 6.6: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均，Stokes drift ベクトルと波高分布：最上層： $\gamma = 3.3$ ， $\sigma_\theta = 10$ ，左上：Stokes drift (wave1d)，右上：Stokes drift (wave2d)，左下：周波数分散パラメータ Q_p ，右下：方向分散幅 σ_θ ，左上図，右上図の背景は波高分布図

は，それぞれ Regular，2D と呼称) や 4 章で行われた実験と同様のものである．境界付近における循環場の擾乱を避けるために，南側及び北側境界における 5 km 範囲は解析対象外とした．

6.4.2 実地計算に対するモデル間の比較

(1) Stokes drift に対する不規則波の影響評価

空間分布 本項では，不規則波の影響を考慮したケース (wave2d run) 及び考慮していないケース (wave1d run) の 2 ケースにおける Stokes drift 流速の比較を行う．図 6.15 に示すのは，wave1d run (左上図) と wave2d run (右上図) による 2009 年 10 月 3 日 14 時 30 分の表層における Stokes drift 流速と波高の空間分布である．4 章での Inlet Test 計算同様，wave1d run に比べて不規則波による影響を考慮した wave2d run の方が，Stokes drift 流速が約 20% 程度小さい．沿岸域では，水深が小さいため Stokes drift の効果が表れやすく，方向分散を考慮している wave2d run の方が

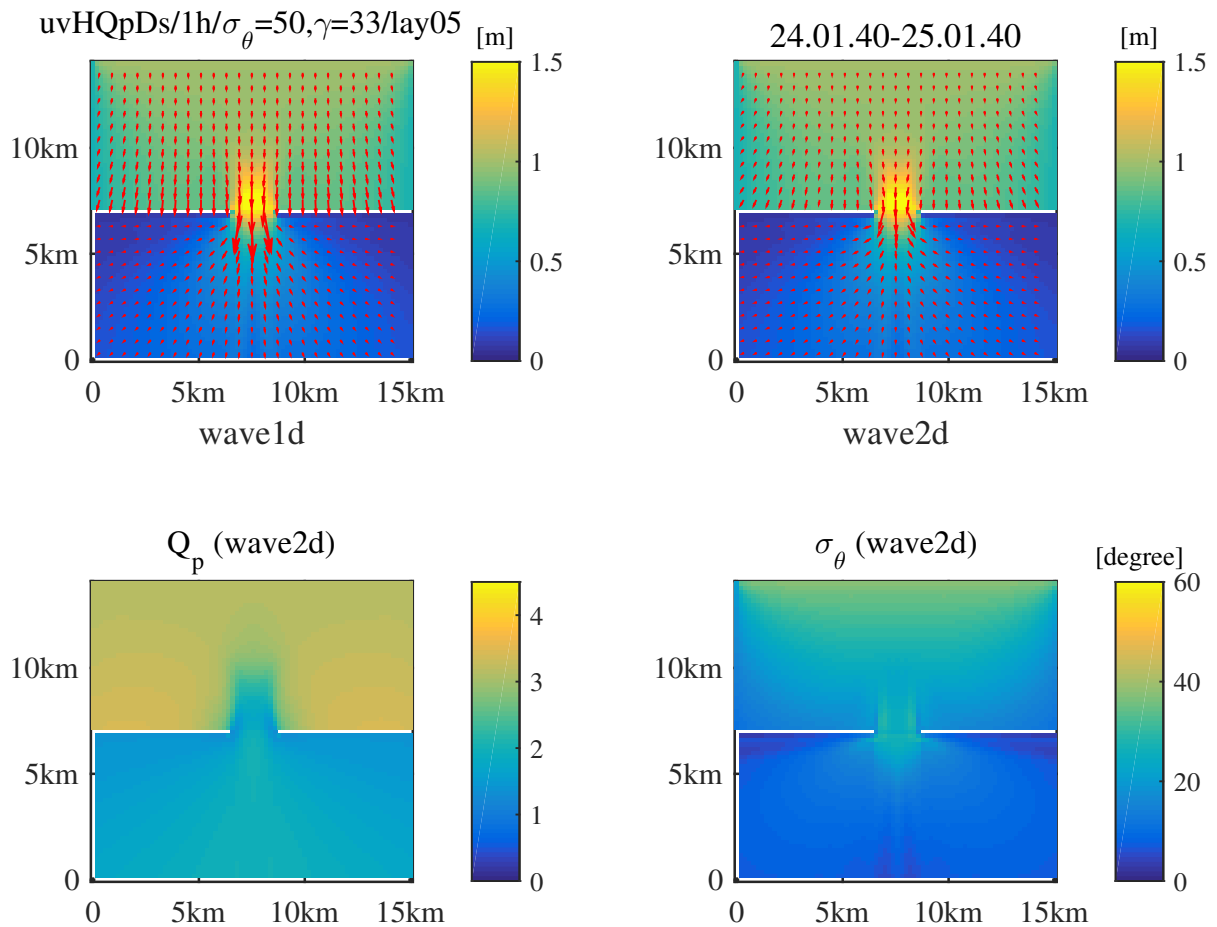


図 6.7: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均，Stokes drift ベクトルと波高分布：底層から 5 層目（全 20 層）： $\gamma = 3.3$ ， $\sigma_\theta = 50$ ，左上：Stokes drift (wave1d)，右上：Stokes drift (wave2d)，左下：周波数分散パラメータ Q_p ，右下：方向分散幅 σ_θ ，左上図，右上図の背景は波高分布図

Stokes drift 流速が小さい．これらは，不規則波における Stokes drift の影響を考慮することにより，wave1d run に比べ wave2d run ではエネルギー消散が大きいことに起因している．

時系列変化 wave2d run と wave1d run 間における，Stokes drift 流速の時系列変化の比較を行う．図 6.16 に示すのは，時系列変化の計測地点 (P1~P3) である．図 6.17 に示す Stokes drift 流速の時系列変化では，wave1d run における Stokes drift 流速よりも wave2d run における Stokes drift 流速の方がおおかた小さいことがわかる．wave1d run と比較した wave2d run の Stokes drift 流速の割合は高々 60% 程度であり，Stokes drift 流速が大きい時にその割合も大きくなる傾向にある．計測ポイント間における比較では大きな違いは見られない．

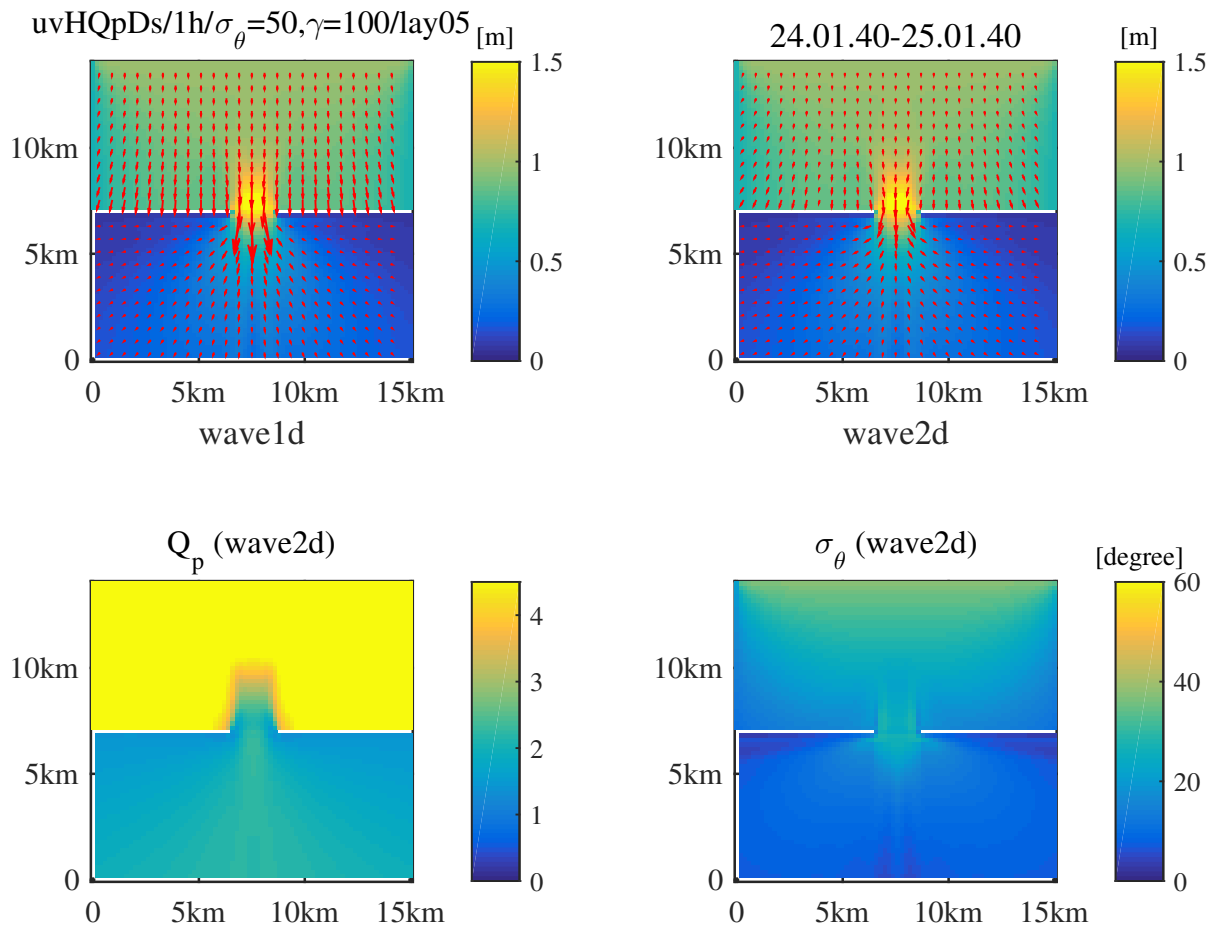


図 6.8: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均，Stokes drift ベクトルと波高分布：最上層： $\gamma = 10.0$ ， $\sigma_{\theta} = 50$ ，左上：Stokes drift (wave1d)，右上：Stokes drift (wave2d)，左下：周波数分散パラメータ Q_p ，右下：方向分散幅 σ_{θ} ，左上図，右上図の背景は波高分布図

(2) 流速に対するモデル間比較

空間分布 ここでは，従来の海洋モデルと，構築した海洋・波浪結合モデルのパフォーマンス比較を行う．海洋モデル ROMS による計算では，波浪による流れや混合が考慮されておらず，浅海域などの有限水深域では，妥当な結果を得るのは難しい．図 6.18 に示すのは，ROMS run (上図) と wave1d run (左下図)，wave2d run (右下図) の 2009 年 10 月 9 日 0 時 20 分における表層の流速と波高の空間分布である．これらの 3 ケース間で比較すると，ROMS run よりも wave1d run 及び wave2d run の方がベクトル図の南西部において Stokes drift 流速の西向き成分が強いことがわかる．また，ベクトル図中央部 (東経 135.3 度，北緯 33.7 度) 付近においては，ROMS run よりも wave1d run 及び wave2d run の方が Stokes drift 流速の西向き成分及び北向き成分が強いことがわかる．これは，図中南西海域における波高増大に起因する波によって駆動した流れの影響であると考えられる．

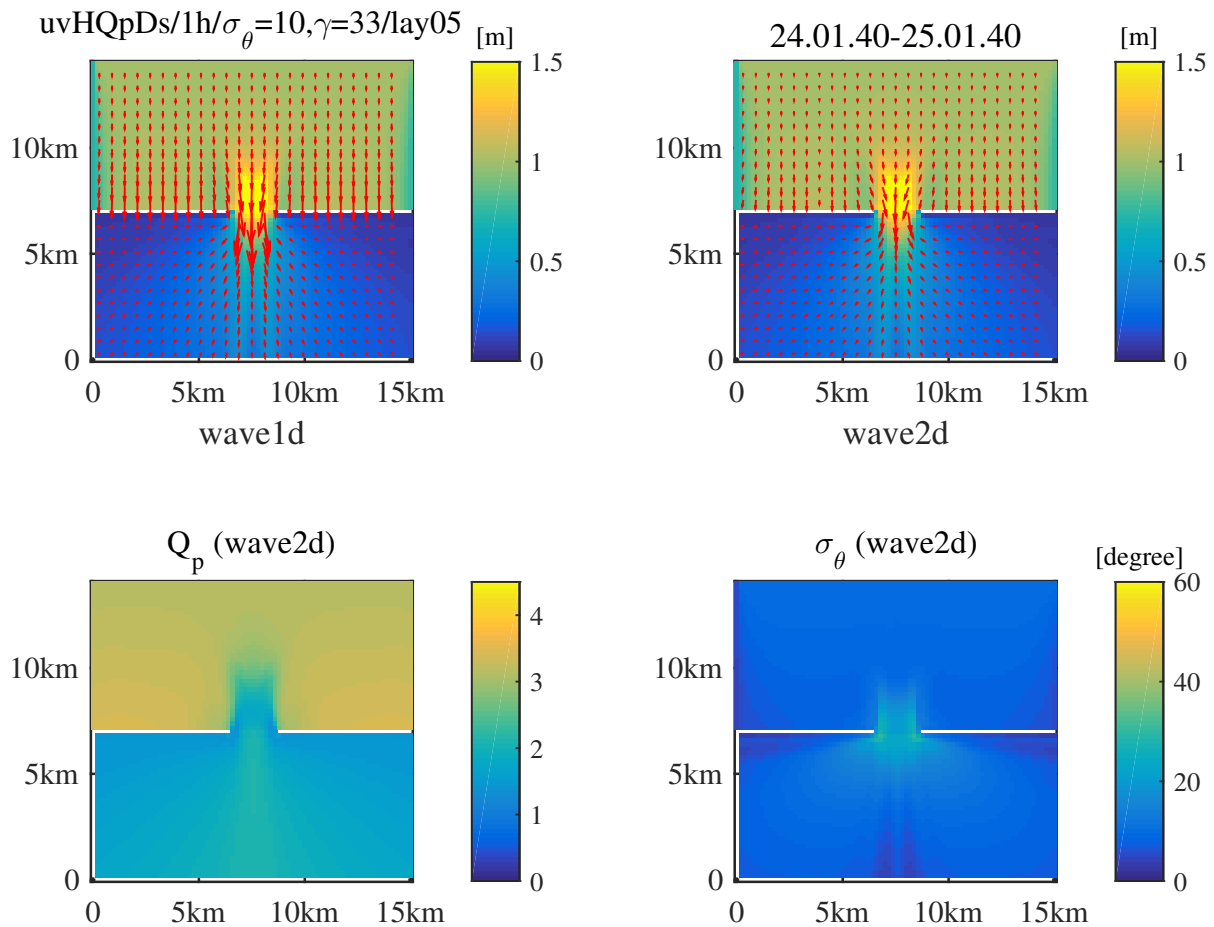


図 6.9: Inlet Test 計算における 24 ~ 25 時間の一時間平均, Stokes drift ベクトルと波高分布: 底層から 5 層目 (全 20 層): $\gamma = 3.3$, $\sigma_\theta = 10$, 左上: Stokes drift (wave1d), 右上: Stokes drift (wave2d), 左下: 周波数分散パラメータ Q_p , 右下: 方向分散幅 σ_θ , 左上図, 右上図の背景は波高分布図

時系列変化 図 6.16 に示す計測ポイント (P1~P3) において, 波高 H 及び水面変位 ζ と共に, wave2d run, wave1d run, ROMS run の流速及び wave1d run に対する wave2d run の流速割合の時系列変化を示す (図 6.19). 全てのポイントにおいて, 潮汐変動に伴う流速の増減が確認でき, 流速が大きい時には ROMS run よりも wave2d run, wave2d run における流速の方がやや大きいことがわかる. 流速においても, 波浪により駆動する流れの影響が確認できる. P1~P3 のように沿岸に近づくにつれて, 海岸における波の反射波による影響を受けて, ROMS run に比べて wave2d run や wave1d run の流速は複雑な変動を示している. 特に P3 における wave2d run では, 流速の変動が顕著であることが確認できる. 不規則波における Stokes drift を考慮した影響が表れていると考えられる. また, wave1d run に対する wave2d run の流速割合は, おおむね 1 前後に収まっている. P3 においては, 瞬時値としてその割合が大きく表れている時間もある. P1, P2 においては, wave1d run に対する wave2d run の流速割合が 1 以下の時間帯が多く, wave2d run における不規則波を考慮した波・流れ相互作用によるエネルギー消散に起因していると考えられる.

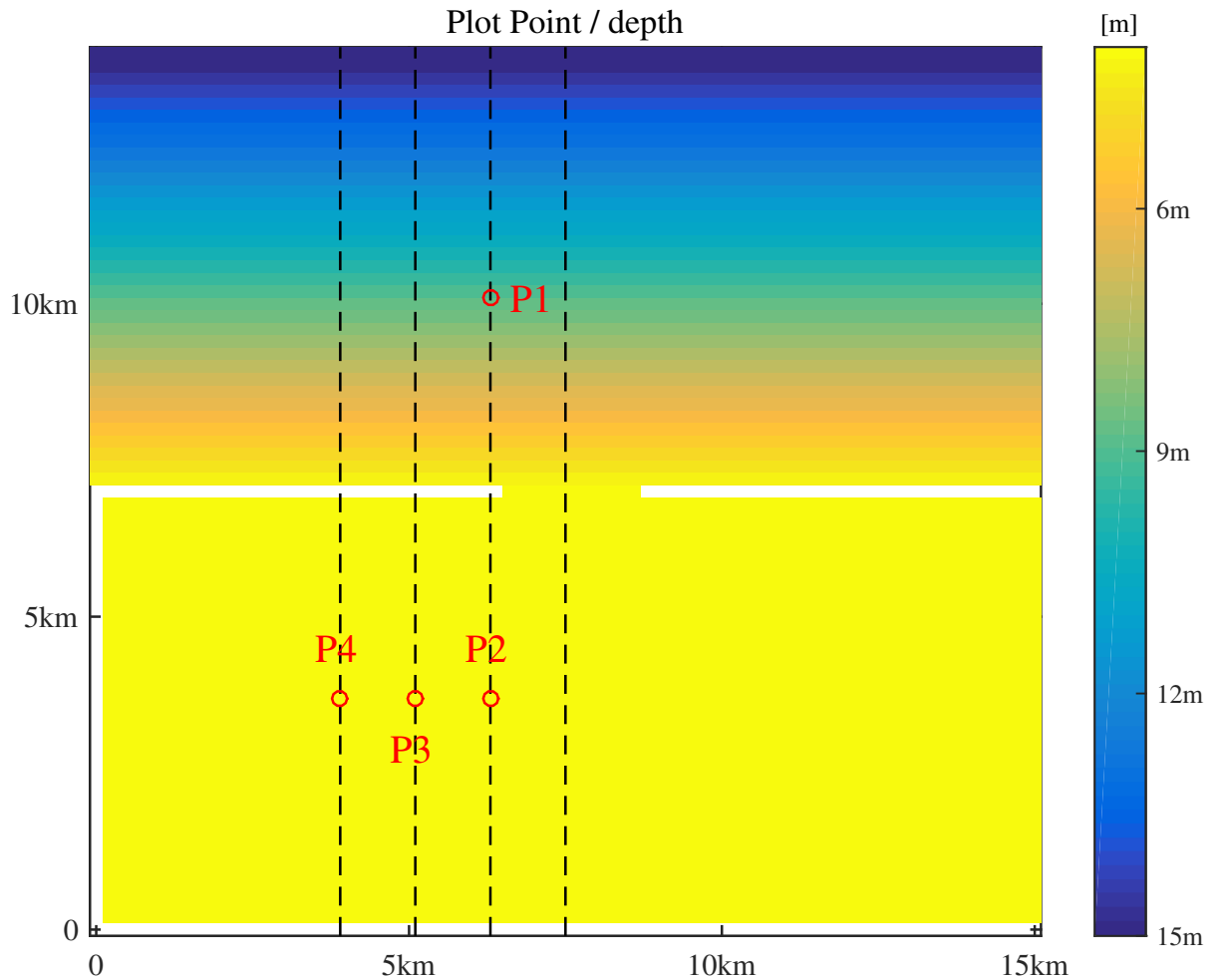
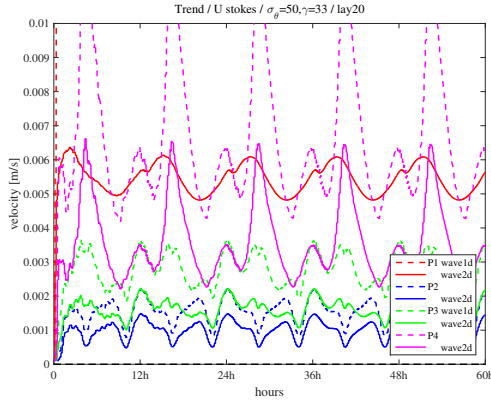


図 6.10: 時間変化を計測したポイント P1~P4

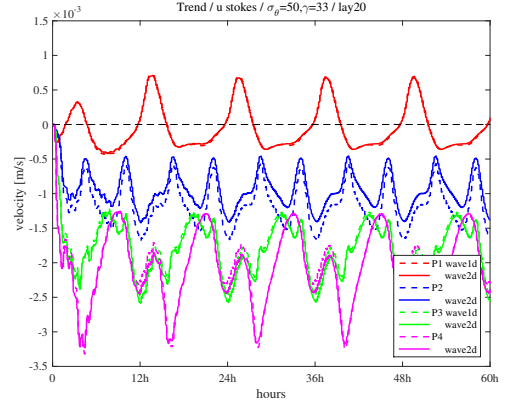
6.4.3 現地観測データを用いたモデルの精度検証

本研究では、数値計算を用いた海洋の過去・将来計算において、その対象スケールで考慮すべき物理過程を数値モデルに取り入れることで、その精度を向上させることを目標としている。ここでは、海洋モデルに波浪モデルをカップリングする際に、不規則波による波・流れ相互作用の影響を考慮することで、領域スケールの再現計算の精度向上を図る。京都大学防災研究所白浜海象観測所では、2009年10月5日から10月9日を対象に、図 6.20 に示す田辺湾沖の観測塔で ADCP による鉛直流速分布の計測が行われた。本節では、ROMS run, wave1d run, wave2d run の流速の計算結果と、この観測塔における流速データの比較を行い、構築した海洋・波浪結合モデルの精度検証を実施する。

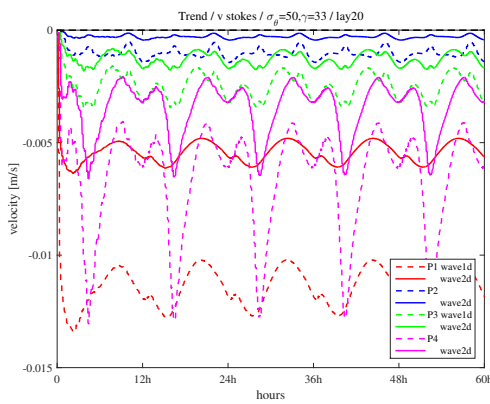
図 6.21 に示すのは、5日間平均鉛直流速分布の比較図である。流速成分 u において、観測結果と計算結果に相関はあまり見られない。一方、流速成分 v において、水深 5 m より表層では観測結果と各モデルによる計算結果定性的な相関が見られる。また流速 U に関して、観測データと wave1d run, wave2d run 間において定性的な相関が確認できる。沿岸域の流速の推算は、局所地形における浅水変形による浅海砕波を考慮することが重要で、数値モデルの更なる改良の必要性



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



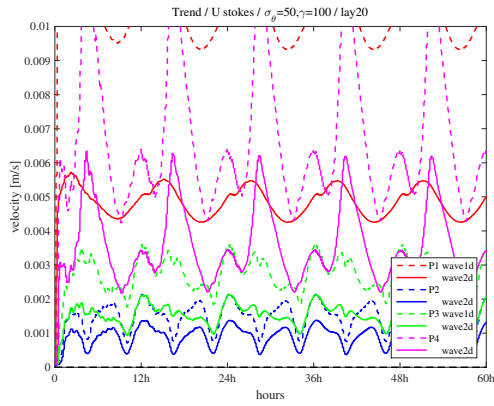
(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.11: Stokes drift 流速 u, v の時間変化 $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 50$

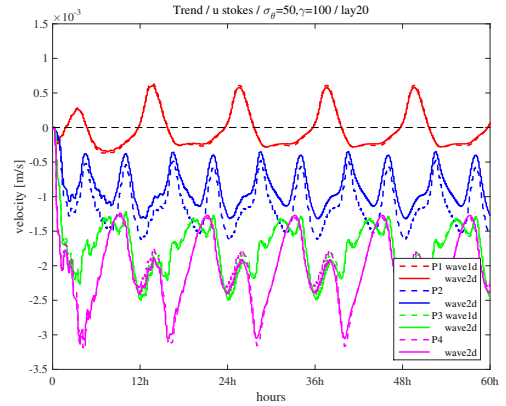
を示唆する結果となった。また、図 6.22 に示すのは、10月5日～9日における各モデルと現地観測データの表層流速の時系列変化である。湾内における潮汐日変動は流れ場における日変動を引き起こすが、観測データにおける流速の日変動は極端に小さい。白浜観測塔における ADCP による観測についても、更なる改善が残る結果となった。

6.5 まとめ

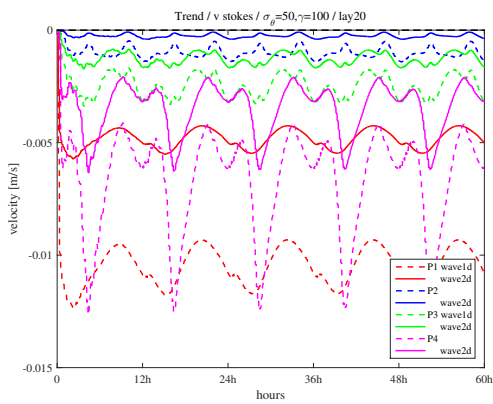
本章では、不規則波により生成される流れを考慮するために、波の方向スペクトルから Stokes drift を計算する海洋・波浪結合モデルの構築を行った。Stokes drift は周波数分散の増加に従って底層で Stokes drift 流速の減少が顕著となる。また、結合モデルを用いて単純地形を対象とした波による流れの応答解析を実施し、不規則波の考慮の有無による Stokes drift の変化を調べた。不規則波を考慮したことにより、スリット背後の回折効果の特性が変わり、Stokes drift 流速が広く分布することが示された。最後に、構築したモデルを用いて和歌山県田辺湾沖における過去再現計算を実施し、沿岸流の解析を行った。不規則波を考慮した場合は考慮しない場合と比較して



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



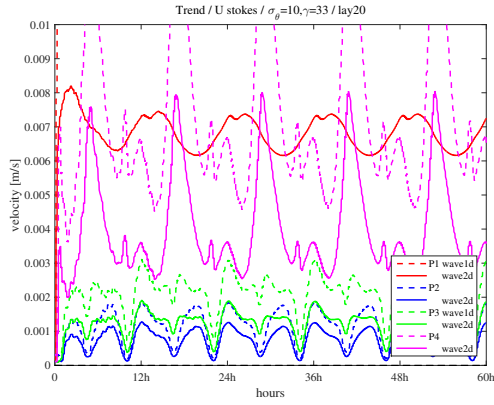
(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



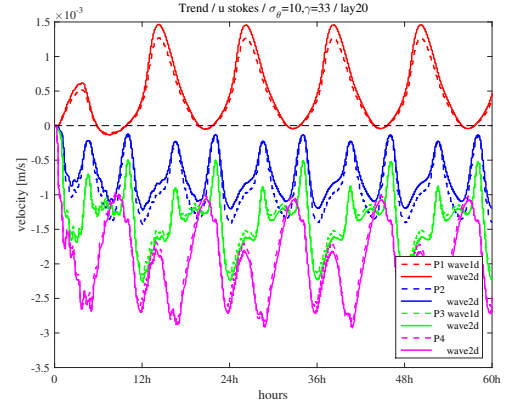
(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.12: Stokes drift 流速 u , v の時間変化 $\gamma = 10.0$, $\sigma_\theta = 50$

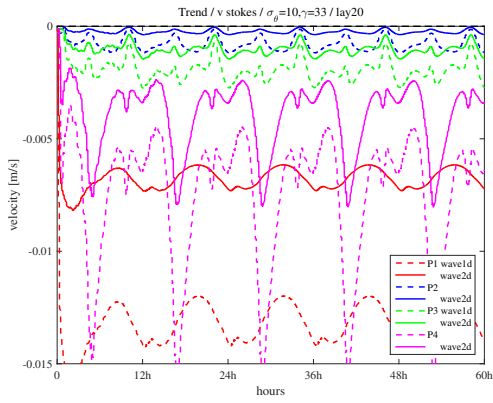
Stokes drift 流速が小さく評価され, これが平均流に 30%程度の影響を及ぼすことが確認された.



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.13: Stokes drift 流速 u, v の時間変化 $\gamma = 3.3, \sigma_\theta = 10$

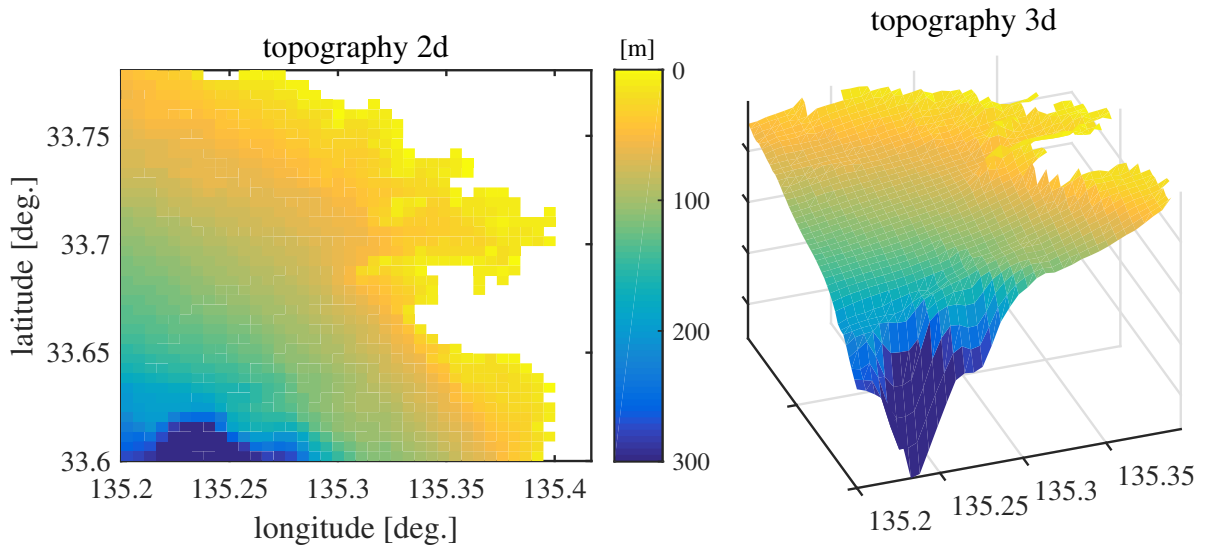


図 6.14: 田辺湾実地計算で使した地形データ

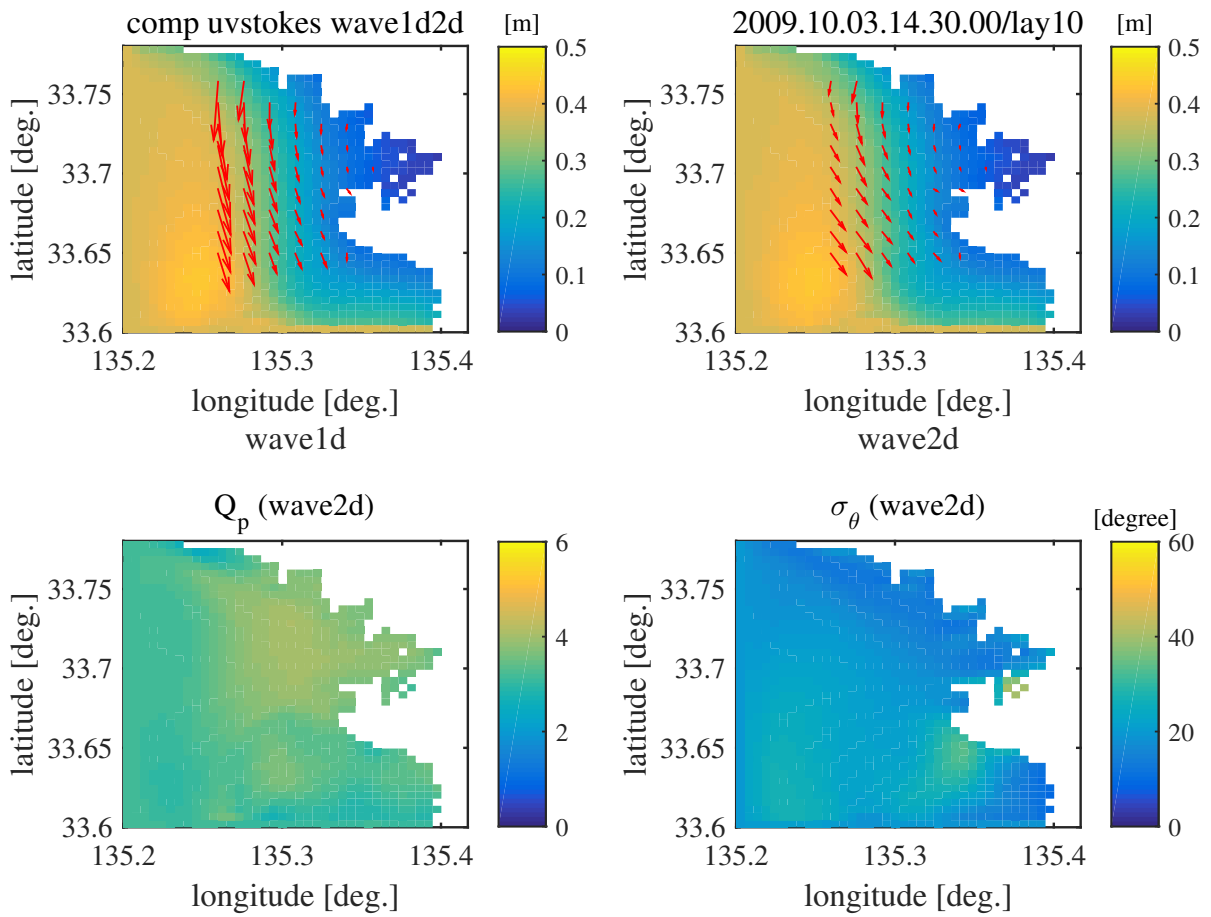


図 6.15: 海洋・波浪結合モデルを用いた白浜実地計算：スナップショット，Stokes drift ベクトルと波高分布：10 層（最上層）：2009 年 10 月 3 日 14 時 30 分：10 層（最上層）。左図：不規則波の影響を考慮しない（wave1d run），右図：不規則波の影響を考慮（wave2d run）

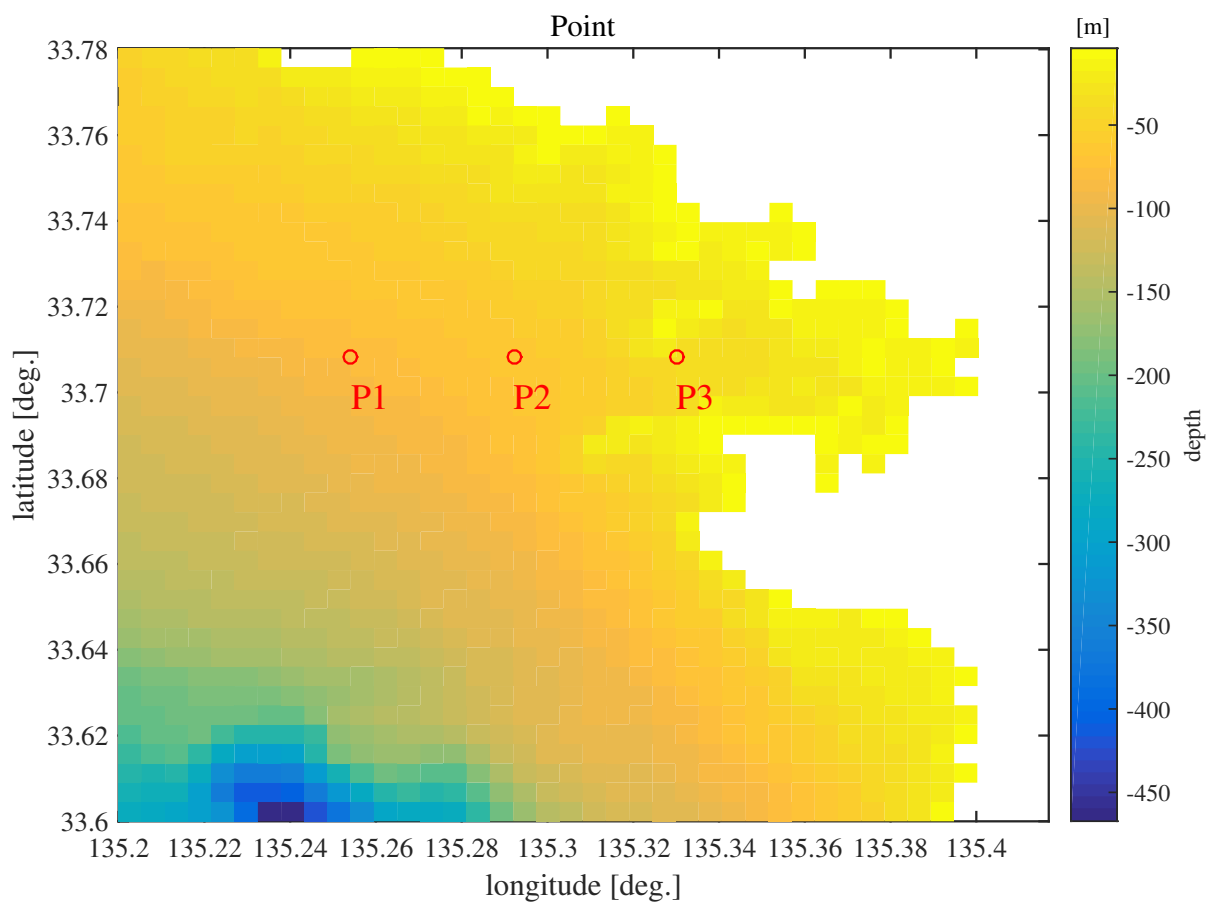
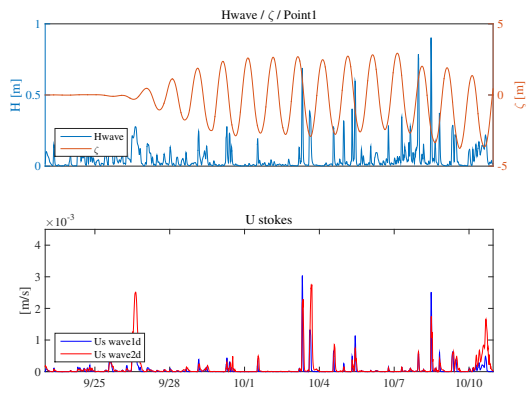
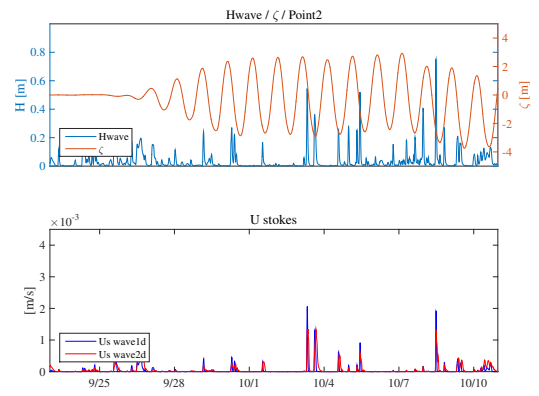


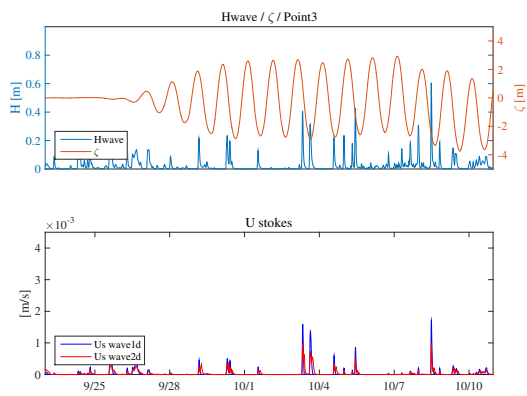
図 6.16: 時系列変化計測ポイント : P1~P3 (P3 は白浜観測塔)



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.17: 各計測ポイントにおける時系列変化: 2009年9月23日~10月10日. 上段: 波高 H と天文潮位 ζ , 下段: Stokes drift 流速 (黄緑: wave1d run, 赤: wave2d run)

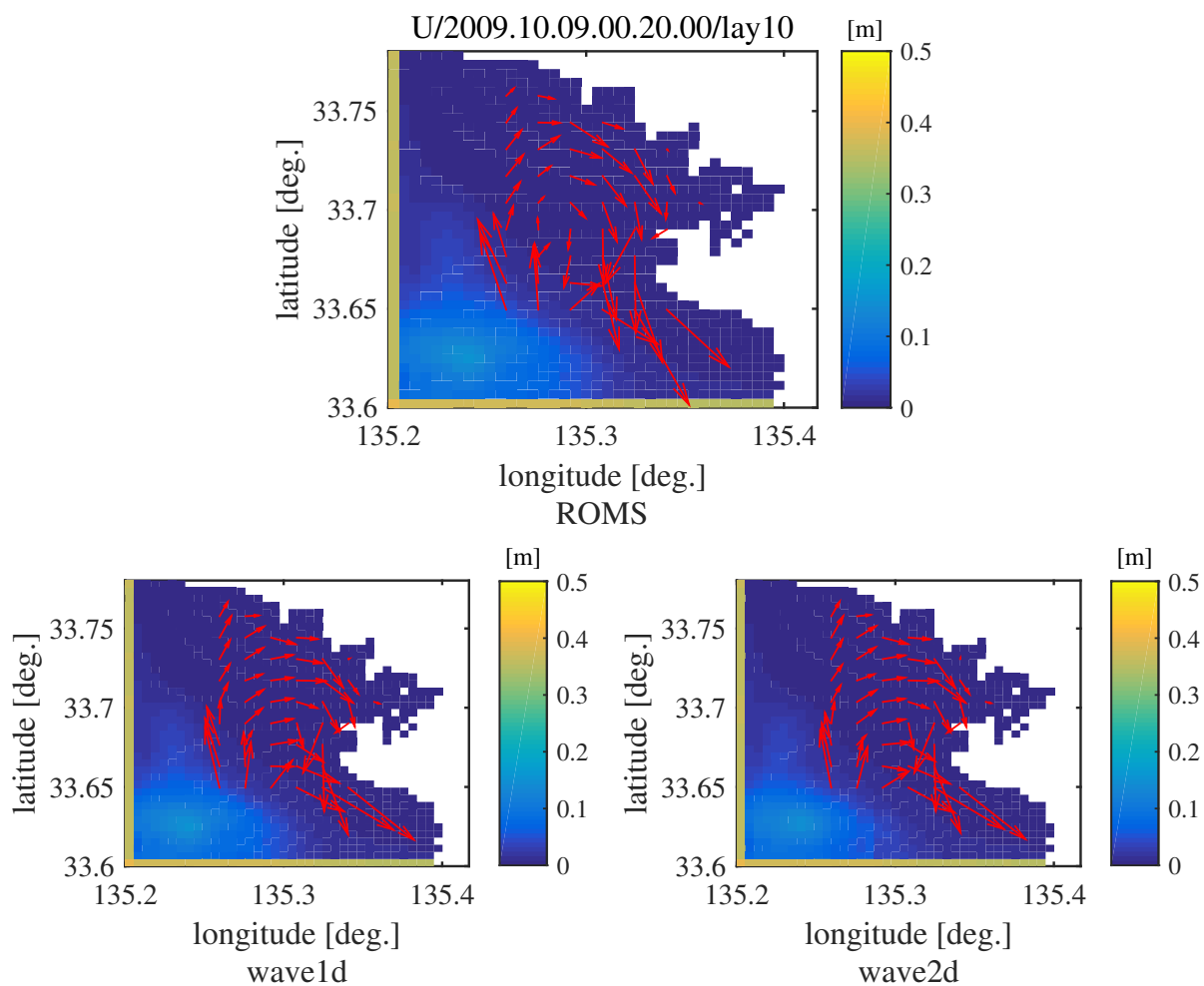
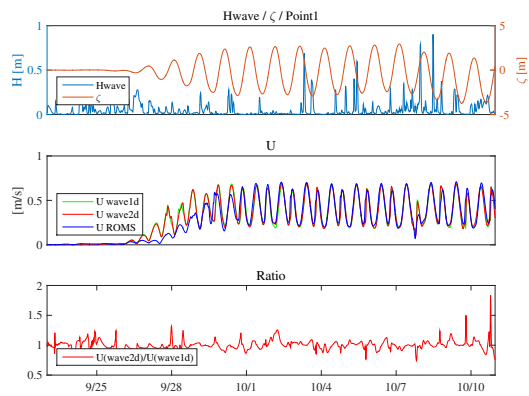
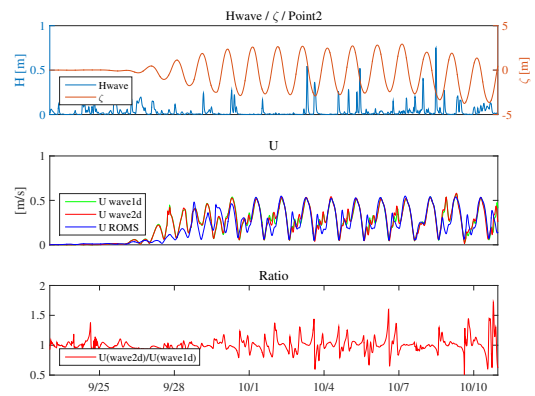


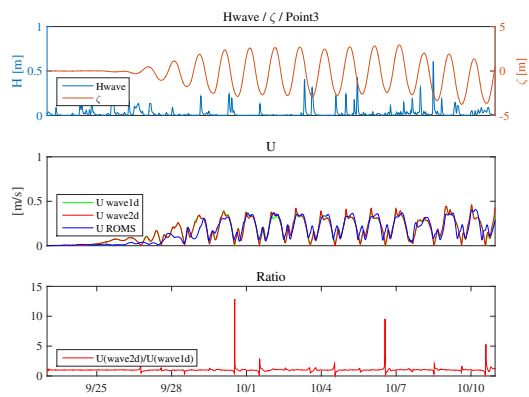
図 6.18: 海洋モデルと海洋・波浪結合モデルの計算パフォーマンス比較：流速ベクトルと波高分布：スナップショット，2009年10月9日0時20分：10層（最上層）
 上図：波浪の影響を考慮しない（ROMS run），左下図：不規則波の影響を考慮しない（wave1d run），右下図：不規則波の影響を考慮（wave2d run）



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.19: 各計測ポイントにおける時系列変化: 2009 年 9 月 23 日 ~ 10 月 10 日. 上段: 波高 H と天文潮位 ζ , 中段: 流速 (青: ROMS run, 黄緑: wave1d run, 赤: wave2d run), 下段: 流速における wave1d run に対する wave2d run の割合

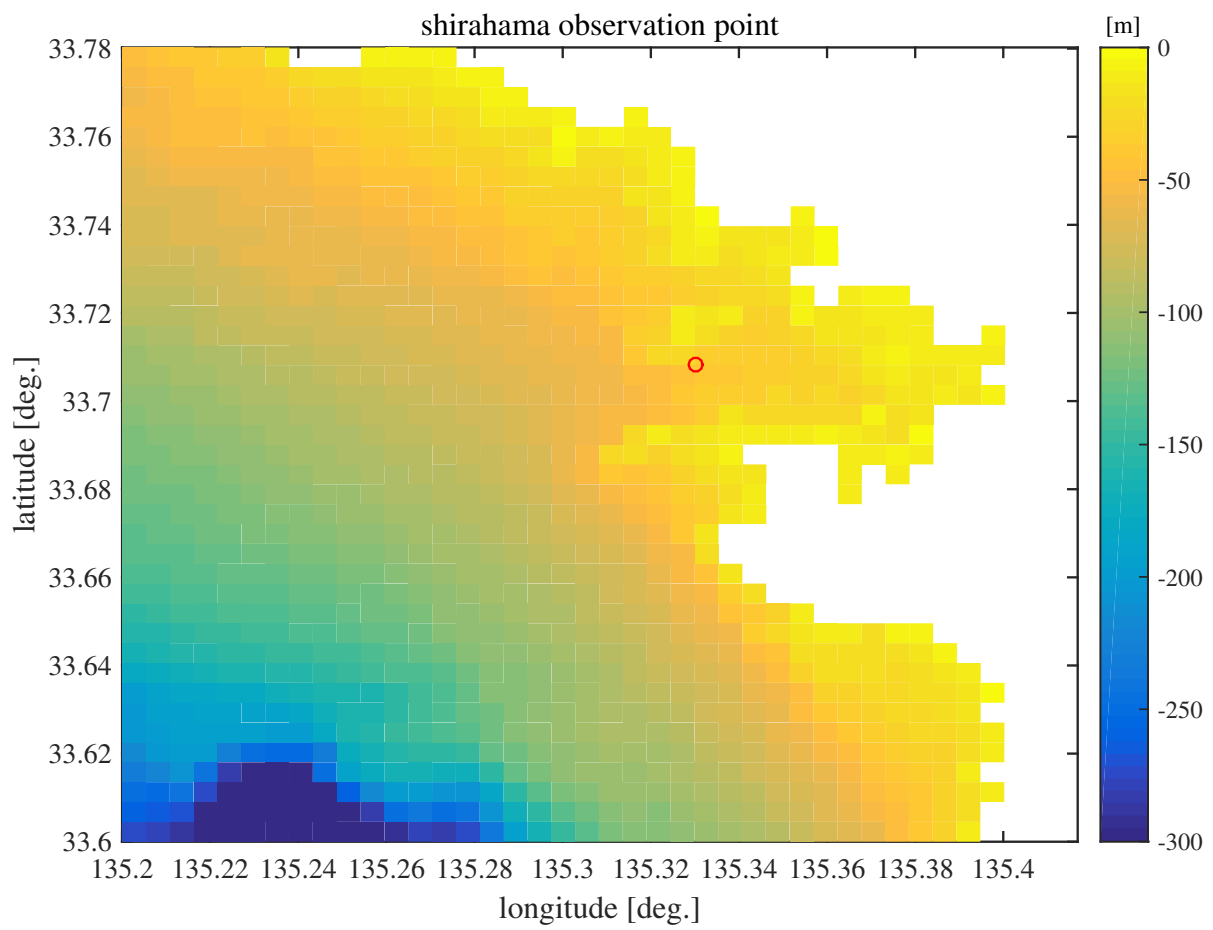
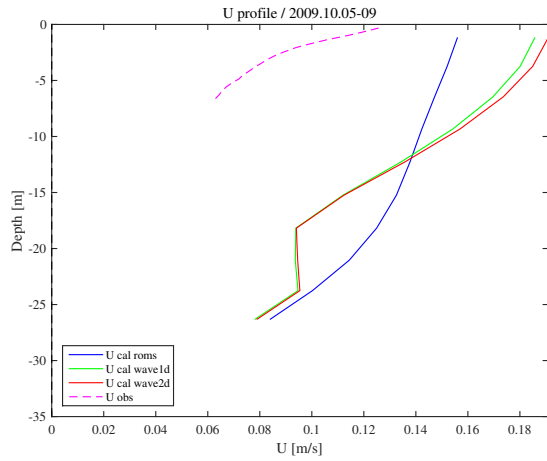
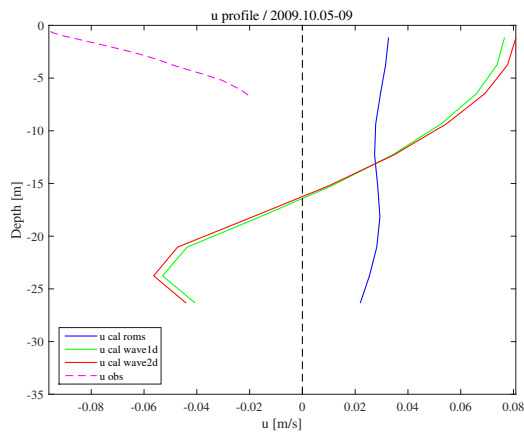


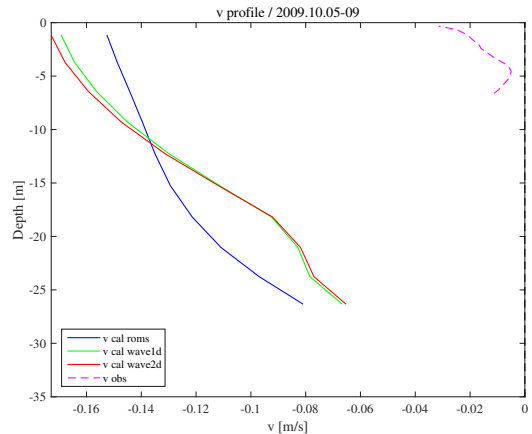
図 6.20: 白浜における観測ポイント



(a) Stokes drift 流速 U [m/s]



(b) Stokes drift 流速 u [m/s] (東西成分, 東向き正)



(c) Stokes drift 流速 v [m/s] (南北成分, 北向き正)

図 6.21: 観測データとモデル計算結果の比較: 流速 U , 東向き流速成分 u , 西向き流速成分 v . 5 日間平均: 2009 年 10 月 5 日 ~9 日

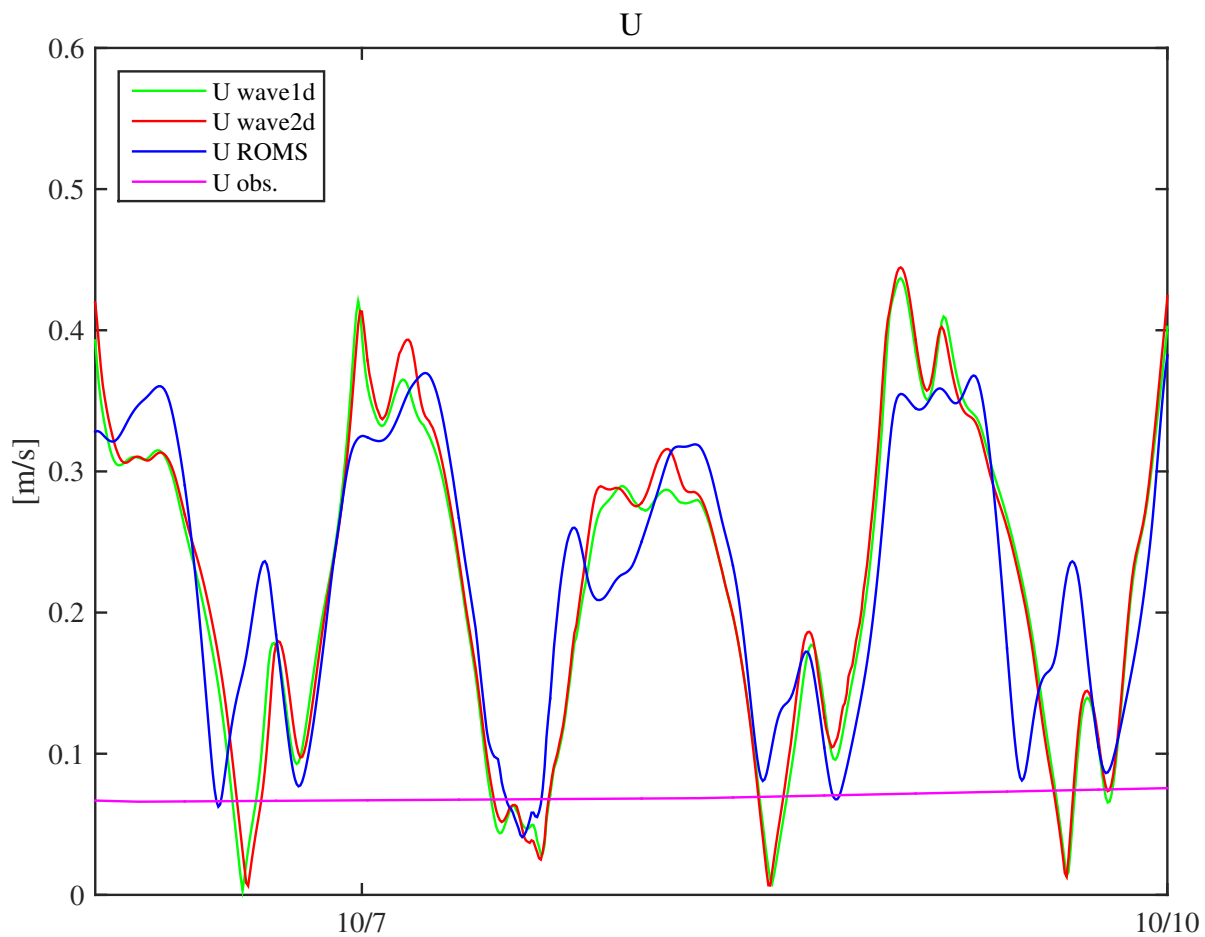


図 6.22: 白浜観測塔における表層流速比較：2009年10月5日～9日．黄緑：wave1d run，赤：wave2d run，青：ROMS run，マゼンタ：観測値

第7章 まとめ

海洋表層および沿岸域を対象として、領域スケールの流動解析を行い、気候変動にかかる将来予測および影響評価を行った。海洋の領域スケールのダウンスケーリング計算は2ケース行い、1ケースは潮位変動の影響を受ける閉鎖性海域である瀬戸内海を対象とした1年間の再解析・将来計算、外洋に向かって湾口部が開けており沿岸地形が複雑な和歌山県田辺湾を対象とした3カ月間の再解析・将来計算(MIROC5ケース)を行った。前者について、瀬戸内海は閉鎖性海域であるが、更にその内部地形はいくつかの灘どより小さな閉鎖性海域で構成されている。潮汐変動を考慮した計算を行ったが、将来計算においては小さな海域の東西で水温の昇温傾向パターンが共通する特徴があり、空間・月平均としては夏季に水温上昇が強い傾向が示された。この傾向は、親モデルとするCMIP5と異なっていた。

田辺湾を対象としたダウンスケーリング計算は、双方向・2段階ネスティング手法による沿岸域への拡張モデルによって実施した。親モデルとするFORP海洋再解析・気候計算と比べ、時・空間的に高解像度化した効果は、日変動の再現や沿岸域の温度成層の再現などを可能にした。将来計算はFORPのCMIP5-DS(MIROC5, MRI-CGCM3, GFDL-ESM2M, IPSL-CM5A-MR)ケースの4パターンを行った。ケース間共通傾向として、水温についてFORPの将来変化傾向と比較すると、領域スケールの将来計算は将来変化量に低温バイアスが確認された。水温鉛直分布やその将来変化量について、再解析結果で底層から表層に向かって温度が高くなり躍層が明瞭でないような分布が、将来計算で表層付近よりも中層で昇温し、躍層が明瞭になるパターンがあった。これは特に外洋に近い海域で確認された。2段階ネスティングによる3ドメインの沿岸域流動解析を行ったが、空間の高解像度化による効果は底層が主でその差異は小さかった。急激な温度変化におけるドメイン間の差異はいくつか散見された。これにより、時間変化が急激な水温変化を及ぼすような現象についての高解像度の有効性を示した。

これまで駆動させてきた海洋モデルに波浪による流れの影響を考慮するため、不規則波に対するStokes drift流速を海洋モデル内で表現するような波浪方向スペクトルを定式化した。海洋モデルには波浪モデルを結合し、波浪モデルで計算された方向スペクトルを海洋モデルに受け渡す際の周波数・方向分散パラメータを設定し、方向スペクトルはガウス分布で近似した。幾つかの数値実験では、10m程度の沿岸域を想定した近似された方向スペクトルから算定するStokes drift流速の理論的について検証した後、構築した結合モデルによる田辺湾を対象とした流動解析を行った。得られた結果として、周波数分散および方向分散の影響は大水深よりも kh がある程度小さい水深で顕著であることがわかった。得られた数値モデルを用いて、紀伊水道沖を対象とした理想計算と過去の気象条件の計算を行った。不規則波を考慮することにより、水深の浅い海域で高周波成分によりStokes drift流速が大きくなり、規則波との違いが表れた。今回用いたモデルにおける不規則波のStokes driftの影響は、波高が大きく変化しない場合でも、方向スペクトル形

状の変化を大きく受け、方向分散および周波数分散の評価が重要であることがわかった。

本論文では、領域海洋モデルを用いた2種の海洋流動解析による将来変化予測と影響評価を行い、海洋表層過程の一つとして不規則波浪場における波・流れ相互作用の効果を実装したモデル開発を行った。前者について、GCMや海洋将来予測データを用いたダウンスケーリング計算を行い境界条件とした親モデルの結果と比較した。SSTについてダウンスケーリング計算結果と親モデルを比較すると、月平均将来変化量の最小月に変化が確認されるなど、鉛直混合や水平移流拡散による将来変化の3次元的な不均一性が確認され、時空間分解能の高度化による気候変動の将来予測の高度化が示唆された。また、2段階ネスティング手法を用いた空間分解能の高度化では、3ドメイン間の計算結果比較より、水温の冷却時・昇温時における鉛直分布構造の違いが確認され、流動解析における空間分解能の最適化についても示唆された。後者について、不規則波浪場の波・流れ相互作用を考慮した海洋・波浪結合モデルの構築とそれを用いた実地海洋流動解析から、流速の再現性向上が示唆された。いずれも他再解析データや現地観測データとのバリデーションを行うことで、モデルセットアップやモデル改良に取り組むことで、更なる再現性向上と海洋物理環境場の将来予測および影響評価の向上に繋げる。

謝辞

京都大学防災研究所 森 信人 教授

本学位取得や研究活動のみならず，初めて本研究室に配属された2013年以降，長きを公私に渡り多くのアドバイスをしていただきました．気候変動というトピックに興味を持ち本研究室を選び，初めて研究活動にとりかかった私にとって，海岸工学の基礎知識はもとより，研究活動を通じた事物の考察とその視点は驚きの連続でした．自分の洞察力の未熟さを知ることができたことと同時に，考察した結果を言語化する難しさを知り成長することができました．他方，言語化するにたり，外国語能力に限らず国語力については最も自分が苦手とし強化しなければならない素養の一つでしたが，ドラフトした論文に時間を割いて丁寧に赤を入れていただき強化していただきました．博士後期課程への進学は，気候変動や海岸工学への興味と森先生の指導の下で学びたいという気持ちからで，快く受け入れていただきました．研究活動では自らの素養の未熟さを痛感・発見し成長する日々でしたが，就職での面接や就職以降での仕事において，自らの考えを整理し伝えること，課題を設定し解決することができ，自分の成長が感じられることができました．一度就職してから博士論文を仕上げに研究室に戻って来る機会を与えていただいた際も手を差し伸べていただきました．今日に至るまで多くを支えていただき学ばせていただきましたが，これから実績を積み重ねていけるよう研鑽を積んで参ります．研究室でのご指導，ありがとうございました．心から感謝の気持ちを申し上げます．

京都大学防災研究所 間瀬 肇 名誉教授

本研究室に配属されて以降，博士後期課程への進学までご指導いただきありがとうございました．森先生にメインで研究指導をいただきつつ，間瀬先生からはゼミで忌憚なきご指摘をいただき，充実した研究活動をさせていただくことができました．結果的に進路で右往左往してしまいご心配をおかけしてしまいましたが，研究活動に励んで参りたいと思います．これまでのご指導，ありがとうございました．

京都大学防災研究所 志村智也 准教授

研究室に配属されて以降，プログラミング講習に始まり研究にかかるご指導やアドバイスをしていただきました．積極的なジャーナルの執筆により研究室の後進の育成に取り組みられてきており，その経験を基にご指導いただきました，ありがとうございました．これからもお世話になるかと思いますが，公私ともに，引き続きよろしく願いいたします．

京都大学防災研究所 宮下卓也 助教

学部の頃から多くの時間を研究室で共有させていただき，楽しい話もさせていただきました．特に先輩が博士後期課程に進学されてからは，研究も私事についても，たくさんのサポートをしていただきました．機械言語を巧みに扱い，私だけでなく研究室の学生に向けてその能力を共有

されているその能力には、日々学ばせていただけてきました。今後は、私から何か恩返しができるよう努めて参ります。これまでの助言・サポートについて、心からお礼申し上げます。ありがとうございました。

京都大学防災研究所 平石哲也 教授

学部の卒論の頃から副査を努めていただき、数多くの審査でお忙し中、的確にコメントしていただきました。白浜観測データを利用しながらの数値シミュレーションなど、まだまだ改善の余地が多く残っておりますが、成果を出せるよう努めて参ります。本論文の審査においてもご指導いただきありがとうございました。

京都大学防災研究所 馬場康之 准教授

修士以降、白浜のデータを利用する機会をいただき、研究をサポートいただきました。また、本論文の審査も引き受けていただきました。今後も白浜観測データによる数値シミュレーションのバリデーションに励ませていただきます。ご指導いただきありがとうございました。

金沢大学 二宮 順一 准教授

本研究室に配属されて以降、数値モデルのいろはからモデルセットアップおよびコンパイルや計算実行の詳細や細かなレシピに至るまで、多くのご指導をしていただきました。特に、本論文に記載の数値モデル計算について、数々のサポートをしていただきました。困った際にお電話にて何度も相談にのっていただいたおかげで本論文を仕上げることができました。数多におよぶご指導とサポートについて、心から感謝申し上げます。

関西大学 安田誠宏 准教授

研究室に配属されて以降、研究活動のサポートのみならず博士後期課程に進学する場合のエッセンスなど、本を紹介していただきアドバイスをいただきました。これからも研究活動でお世話になりますが、ご指導のほどよろしく願いいたします。これまでのサポートに感謝申し上げます。ありがとうございました。

鳥取大学 福井信気 助教

同じ時期に博士部屋でも時間を共有し、学びを深め合うことができました。私が就職してから研究室に戻ってからは私の方が学ばせていただくことが多く、感謝の気持ちでいっぱいです。これからも海岸工学の研究者として共に協力させていただけると嬉しいです。研究室でたくさんの時間を共有していただき、ありがとうございました。

研究室秘書 神崎景子 様

公私にわたり、数々のサポートをしていただきました。悩み相談にものっていただいたり、困った時に助けていただきました。これまで支えていただいたことにお礼申し上げます。ありがとうございました。

研究室の皆さま

Amin, Adrean, Marc, Bahareh さん, Che-Wei, 千田さん, Lyu くん, Xinyu くん, 飯田くん, 宮内さん, 菅沼くん, Pancho などなど、研究室のポスドク・学生のみなさんの支えがあって研究活動をすることができました。博士後期課程および研究室に戻ってきてからも、一緒に研究活動をさせていただけたことに感謝しております。公私ともに時間を共有していただきありがと

うございました。

妻へ

本論文を仕上げるにあたり、家庭のこと、子供のお世話を引き受けてくれてありがとう。就職し研究室へ戻る決断ができたことは、ひとえに妻のおかげだと思っています。長きに渡る研究活動に文句も言わずに理解を示してくれたおかげで研究活動をして論文を書くことができました。あなたが妻でよかったです。本当にありがとうございました。

父・母へ

大学進学まで育てていただき、また進学以降も学費や生活のサポートをいただきました。おかげ様で学びを深めることができました。これからは、いただいた学びの成果を社会に還元できるよう、またこれまで育てていただいた努力に恩返しができるよう努めて参ります。これまで支えてくれたことに感謝しています。ありがとうございました。

水谷秀行様 水谷晶子様

本論文を仕上げることに理解を示し、数々のサポートをしていただきました。今後は、家族共々、豊かに暮らしていけるよう努めて参ります。これまでのご厚意に感謝申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] The Intergovernmental Panel on Climate Change . Intergovernmental panel on climate change, the sixth assessment report (ar6). <https://www.ipcc.ch/assessment-report/ar6/>, 2021 年 8 月.
- [2] The Intergovernmental Panel on Climate Change . Intergovernmental panel on climate change, the fifth assessment report (ar5). <https://www.ipcc.ch/assessment-report/ar5/>, 2013 年 9 月.
- [3] 環境省・農林水産省・国土交通省 . 地域適応コンソーシアム事業：海水温上昇等による瀬戸内海の水産生物や養殖への影響調査. <https://adaptation-platform.nies.go.jp/conso/index.html>, 2020 年 3 月.
- [4] Bindoff N. L., Cheung W. W., James K., Aristegui G., Guinder J., Robert V. A. H., and al. W. P.e. Changing ocean, marine ecosystems, and dependent communities. *IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate*, pp. 477–587, 2019.
- [5] World Climate Research Programme (WCRP) . Coupled model intercomparison project phase 6 (cmip6). <https://esgf-node.llnl.gov/projects/cmip6/>, 2016 年.
- [6] Eyring V., Bony S., Meehl G. A., Senior C., Stevens B., Stouffer R. J., , and Taylor K. E. Overview of the coupled model intercomparison project phase 6 (cmip6) experimental design and organisation. *IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate*, Vol. 8, pp. 10539—10583, 2015.
- [7] World Climate Research Programme (WCRP) . Coupled model intercomparison project 5 (cmip5). <https://esgf-node.llnl.gov/projects/cmip5/>, 2008 年 9 月.
- [8] Nishikawa S., Wakamatsu T., Ishizaki H., Sakamoto K., Tanaka Y., Tsujino H., Yamanaka G., Kamachi M., and Ishikawa Y. Development of high-resolution future ocean regional projection datasets for coastal applications in japan. *Progress in Earth and Planetary Science*, Vol. 8, No. 7, pp. 10539—10583, 2021.
- [9] Hiroyuki Tsujino and Hideyuki Nakano and Kei Sakamoto and Shogo Urakawa and Mikitoshi Hirabara and Hiroshi Ishizaki and Goro Yamanaka . Reference manual for the meteorological research institute community ocean model version 4 (mri.comv4). https://www.mri-jma.go.jp/Publish/Technical/DATA/VOL_80/index_en.html, 2017 年 3 月.

- [10] HARADA Y., KAMAHORI H., KOBAYASHI C., ENDO H., KOBAYASHI S., OTA Y., ONODA H., ONOGI K., MIYAOKA K., and TAKAHASHI K. The jra-55 reanalysis: Representation of atmospheric circulation and climate variability. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, Vol. 93, No. 3, pp. 269–302, 2016.
- [11] 西川 史朗, 若松 剛, 石川 洋一, 五十嵐 弘道 . 気候変動適応策の検討に資するための領域海洋将来予測データセット構築. https://www.jamstec.go.jp/ceist/j/publication/annual/annual2019/pdf/2project/chapter2/2-15_igarashi.pdf, 2020 年 3 月.
- [12] Usui N., Wakamatsu T., Tanaka Y., Hirose N., Toyoda T., Nishikawa S., Fujii Y., Takatsuki Y., Igarashi H., Nishikawa H., Ishikawa Y., and Kamachi T. K. . M. Four-dimensional variational ocean reanalysis: a 30-year high-resolution dataset in the western north pacific (fora-wnp30). *Journal of Oceanography*, Vol. 73, pp. 205–233, 2017.
- [13] Warner J. C., Sherwood C. R., Signell R. P., Harris C. K., and Arango H. G. Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current, and sediment-transport model. *Computers & geosciences*, Vol. 34, No. 10, pp. 1284–1306, 2008.
- [14] Shchepetkin A. Regional ocean modeling system: a split-explicit ocean model with free-surface and topography following vertical coordinate. *Ocean Model*, Vol. 9, pp. 347–404, 2005.
- [15] Booij N., Ris R. C., and Holthuijsen L. H. A third-generation wave model for coastal regions: 1. model description and validation. *Journal of geophysical research: Oceans*, Vol. 104, No. C4, pp. 7649–7666, 1999.
- [16] Hedstrom K. User 's manual for an s-coordinate primitive equation ocean circulation model (scrum) version 3.0. *Institute of Marine and Coastal Sciences, Rutgers University Contribution*, pp. 97–10, 1997.
- [17] (ROMS) R. O. M. S. Roms, 2022. <https://www.myroms.org/>.
- [18] Song Y. and Haidvogel D. A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system. *Journal of Computational Physics*, Vol. 115, No. 1, pp. 228–244, 1994.
- [19] 森信人, 佐地泰昭, 中尾正喜, 石川貴司, 重松孝昌, 矢持進 . 数値シミュレーションを用いた大阪湾への都市排熱放出の影響評価. *海岸工学論文集*, Vol. 55, pp. 1346–1350, 2008.
- [20] Phillips O. M. On the generation of waves by turbulent wind. *Journal of fluid mechanics*, Vol. 2, No. 5, pp. 417–445, 1957.
- [21] Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 3, No. 2, pp. 185–204, 1957.

- [22] Janssen P. A. E. M. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 21, No. 11, pp. 1631 – 1642, 1991.
- [23] Hasselmann S., Hasselmann K., Allender J., and Barnett T. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. part ii: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 15, No. 11, pp. 1378–1391, 1985.
- [24] Group T. W. The wam model – a third generation ocean wave prediction model. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 18, No. 12, pp. 1775–1810, 1988.
- [25] Battjes J. A. and Janssen J. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Coastal Engineering Proceedings*, No. 16, pp. 32–32, 1978.
- [26] Eldeberky Y. and Battjes J. A. Spectral modeling of wave breaking: Application to boussinesq equations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 101, No. C1, pp. 1253–1264, 1996.
- [27] Nelson R. C. Design wave heights on very mild slopes – an experimental study. *Transactions of the Institution of Engineers, Australia. Civil engineering*, Vol. 29, No. 3, pp. 157–161, 1987.
- [28] Hasselmann S. and Hasselmann K. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. part i: A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 15, No. 11, pp. 1369–1377, 1985.
- [29] Komen G. J., Cavaleri L., Donelan M., Hasselmann K., Hasselmann S., and Janssen P. *Dynamics and modelling of ocean waves*. 1996.
- [30] Eldeberky Y. Parameterization of triad interaction in wave energy model. In *Proc. Coastal Dynamics Conf. Gdansk, Poland, 1995*, 1995.
- [31] Eldeberky Y. Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone. *Oceanographic Literature Review*, Vol. 4, No. 44, p. 297, 1997.
- [32] Madsen P. and Sørensen O. Bound waves and triad interactions in shallow water. *Ocean Engineering*, Vol. 20, No. 4, pp. 359–388, 1993.
- [33] Sugimatsu K., Nakayama A., Yagi H., Sano T., Fujii Y., and Shimizu M. Ocean water intrusions into the seto inland sea in the numerical ocean modeling. *Journal of Japan Society of Civil Engineers, Ser. B2 (Coastal Engineering)*, Vol. 67, No. 2, pp. I_841–I_845, 2011.

- [34] 田中悠祐, 森信人, 二宮順一, 杉松宏一, 八木宏, 安田誠宏, 間瀬肇. 海洋波浪結合モデルを用いた瀬戸内海の長短期物理環境場の再現. 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I_511–I_515, 2013.
- [35] 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変動の効果について. 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp. I_441–I_445, 2012.
- [36] 京都大学生存研究所. Netcdf化した数値予報 gpv データ (msm-gpv データ), 2022年10月1日閲覧. <http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/jmadata/gpv-netcdf.html>.
- [37] 上出貴士. 和歌山県沿岸における1981年から2000年までの赤潮発生状況. 和歌山県農林水産総合技術センター研究報告:和歌山農林水技セ研報, Vol. 5, pp. 107–116, 2011.
- [38] Breivik c., Carrasco A., Staneva J., Behrens A., Semedo A., Bidlot J.-R., and Aarnes O. J. Global stokes drift climate under the rcp8.5 scenario. *Journal of Climate*, Vol. 32, No. 6, pp. 1677–1691, 2019.
- [39] Stokes G. G. On the theory of oscillatory waves. *Trans. Camb. Phil. Soc.*, Vol. 8, pp. 411–455, 1847.
- [40] 酒井哲郎. 海岸工学 (朝倉土木工学講座 19). 朝倉書店, 1970.
- [41] Kenyon K. E. Stokes drift for random gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 74, No. 28, pp. 6991–6994, 1969.
- [42] 酒井哲郎. 海岸工学入門. 森北出版株式会社, 2001.
- [43] Mori N., Onorato M., and Janssen P. A. On the estimation of the kurtosis in directional sea states for freak wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 41, No. 8, pp. 1484–1497, 2011.
- [44] Goda Y. Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation. *Report Port Harbour Res. Inst.*, Vol. 9, pp. 3–57, 1970.
- [45] University of Washington Working Group. *Probabilistic Tsunami Design Maps for the ASCE 7-16 Standard*, pp. 1–17. 2017.
- [46] Ammon C. J., Ji C., Thio H.-K., Robinson D., Ni S., Hjorleifsdottir V., Kanamori H., Lay T., Das S., Helmberger D., and others. Rupture process of the 2004 Sumatra-Andaman earthquake. *Science*, Vol. 308, No. 5725, pp. 1133–1139, 2005.
- [47] Miyazawa Y., Miyama T., Varlamov S. M., Guo X., and Waseda T. Open and coastal seas interactions south of japan represented by an ensemble kalman filter. *Ocean Dynamics*, Vol. 62, No. 4, pp. 645–659, 2012.

- [48] Warner J. C., Armstrong B., He R., and Zambon J. B. Development of a coupled ocean–atmosphere–wave–sediment transport (coawst) modeling system. *Ocean modelling*, Vol. 35, No. 3, pp. 230–244, 2010.
- [49] Hasselmann K. On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 6, No. 1, pp. 107–127, 1974.
- [50] 川口浩二 , 杉本彰 , 橋本典明 . 第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用性–メソスケール気象モデルの導入. 港湾空港技術研究所資料, No. 1061, pp. 1–53, 2003.
- [51] Cavaleri L. and Rizzoli P. M. Wind wave prediction in shallow water: Theory and applications. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 86, No. C11, pp. 10961–10973, 1981.
- [52] Wu J. Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 87, No. C12, pp. 9704–9706, 1982.
- [53] Snyder R., Dobson F., Elliott J., and Long R. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *Journal of Fluid mechanics*, Vol. 102, pp. 1–59, 1981.
- [54] Monismith S. G. and Fong D. A. A note on the potential transport of scalars and organisms by surface waves. *Limnology and Oceanography*, Vol. 49, No. 4, pp. 1214–1217, 2004.
- [55] Uchiyama Y., McWilliams J. C., and Shchepetkin A. F. Wave–current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism: Application to the surf zone. *Ocean Modelling*, Vol. 34, No. 1-2, pp. 16–35, 2010.
- [56] Vledder G. P.v. Statistics of wave group parameters. *Coastal Engineering Proceedings*, No. 23, 1992.
- [57] Tolman H. L. Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model. *Journal of physical Oceanography*, Vol. 22, No. 10, pp. 1095–1111, 1992.
- [58] Komen J., Duynhouwer J., Richter C., and Huisman E. Gynogenesis in common carp (*cyprinus carpio* l.): I. effects of genetic manipulation of sexual products and incubation conditions of eggs. *Aquaculture*, Vol. 69, No. 3-4, pp. 227–239, 1988.
- [59] Janssen P. A. E. M. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 19, No. 6, pp. 745–754, 1989.
- [60] Komen G. J., Hasselmann S., and Hasselmann K. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 14, No. 8, pp. 1271 – 1285, 1984.