

沿岸域における工学的課題への非構造格子海洋流動モデルの改良および適用性に関する研究

山縣, 史朗

<https://hdl.handle.net/2324/4784597>

出版情報 : Kyushu University, 2021, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

沿岸域における工学的課題への
非構造格子海洋流動モデルの
改良および適用性に関する研究

令和4年1月

九州大学大学院工学府海洋システム工学専攻

山縣 史朗

目次

第1章 序論.....	1
1-1 研究の背景.....	1
1-2 既往の研究.....	1
1-3 研究の目的.....	2
1-4 本論文の構成.....	3
参考文献.....	3
第2章 本研究で使用したモデル.....	5
2-1 海洋流動モデル FVCOM.....	5
2-1-1 FVCOM の概要.....	5
2-1-2 FVCOM の特徴.....	5
2-2 海洋潮汐モデル NAO99.Jb.....	19
2-2-1 NAO99.Jb の概要.....	19
2-2-2 NAO99.Jb の特徴.....	19
2-3 経験的台風モデル.....	24
2-3-1 気圧分布.....	24
2-3-2 風速分布.....	24
2-4 FVCOM でのシミュレーション手順.....	26
第3章 将来気候における有明海湾奥部の高潮への適応策に関する検討.....	29
3-1 はじめに.....	29
3-2 高潮モデルの検証および改良.....	30
3-2-1 高潮モデルの検証.....	30
3-2-2 モデルの改良.....	32
3-3 温暖化適応策の検討.....	36
3-3-1 最悪経路の選定.....	36
3-3-2 温暖化適応策の検討.....	37
3-4 将来気候データ d4PDF.....	38
3-4-1 領域モデル実験.....	39
3-5 台風および高潮の将来変化.....	41
3-5-1 台風の将来変化.....	41
3-5-2 高潮の将来変化.....	44
3-6 将来気候における高潮および適応策の検討.....	48
3-6-1 将来気候における最悪台風および想定最大規模の台風による高潮.....	48
3-6-2 d4PDF 最悪台風および L2 台風に対する適応策の効果.....	51
3-7 おわりに.....	52
参考文献.....	52
第4章 風からの抗力を考慮した流木漂流シミュレーション.....	55

4-1	はじめに.....	55
4-2	Lagrangian Particle Tracking Module (ラグランジュ粒子追跡モジュール)	56
4-3	Lagrangian Particle Tracking Module の改良	58
4-3-1	流木の浮力.....	58
4-3-2	風から流木への応力.....	58
4-4	有明海における漂流シミュレーション	62
4-4-1	計算領域.....	62
4-4-2	平成 30 年 7 月豪雨を対象とした検討.....	63
4-4-3	再現性の検証.....	68
4-5	おわりに.....	72
	参考文献.....	73
第 5 章	有明海における出水時の底質輸送シミュレーション	75
5-1	はじめに.....	75
5-2	Sediment Module (3次元土砂移送モジュール)	77
5-2-1	基礎方程式.....	77
5-2-2	土質条件と土砂供給.....	78
5-2-3	水深の変化を考慮した底質移動の計算	78
5-3	計算条件の設定	79
5-3-1	計算領域および計算格子	79
5-3-2	底質の設定.....	79
5-3-3	気象外力の設定.....	81
5-3-4	河川の設定.....	81
5-4	再現性の検証	84
5-4-1	2008 年の観測値との比較.....	84
5-4-2	2001 年の観測値との比較.....	86
5-5	有明海における底質の輸送動態	93
5-6	おわりに.....	94
	参考文献.....	95
第 6 章	関門航路のサンドウェーブに関する数値シミュレーション	97
6-1	はじめに.....	97
6-2	平均水位の変動の再現性の検証	98
6-2-1	計算格子の作成.....	98
6-2-2	開境界における平均水位の変動の設定	100
6-2-3	検証の結果.....	103
6-3	平均水位の変動の影響	105
6-3-1	地形への影響.....	105
6-3-2	流況への影響.....	108
6-4	サンドウェーブの再現に関する検討	109
6-4-1	底質の空間分布の設定.....	109

6-4-2	サンドウェーブ再現のための数値シミュレーション	111
6-5	おわりに.....	118
	参考文献	118
第7章	波・流れ相互作用カップリングモデルの開発	121
7-1	はじめに.....	121
7-2	FVCOM-SWAVE モデルの問題点	121
7-3	カップリングモデル.....	125
7-3-1	モデルのカップリング手法.....	125
7-3-2	計算値の補間方法	126
7-4	流れから波への 1-way カップリングモデルの開発	128
7-4-1	単純地形での検証	128
7-4-2	九州西部海域への適用	130
7-5	相互作用カップリングモデルの開発	133
7-5-1	単純地形での検証	133
7-5-2	相互作用モデルと FVCOM および SWAN の比較.....	136
7-5-3	計算精度と計算効率の関係.....	139
7-5-4	九州西部海域への適用	141
7-6	おわりに.....	145
	参考文献	145
第8章	総括.....	147
	謝辞	149

第1章 序論

1-1 研究の背景

四方を海に囲まれた我が国の沿岸域は、多様かつ高度に利用されており、人口や産業が集積している。我が国の沿岸域は、地理的に津波、高潮、高波など厳しい自然外力に晒されていることから、過去幾度となく大きな沿岸災害に見舞われてきた。したがって、沿岸域の開発・利用は、沿岸の防護と共に発展してきたといえる。

現在、気候変動による台風の強大化に伴い、高潮や高波による災害の甚大化が懸念されており、その影響評価が活発に議論され、適応策の検討が急務となっている。加えて、沿岸域の環境保全も重要な課題であり、開発や災害による影響の評価や失われた環境の回復、気候変動による環境の変化など、持続可能な沿岸域開発において、沿岸域の環境を十分に把握する必要がある。

これらの沿岸域の開発・利用、防護、環境に関する工学的課題を検討するうえで、数値シミュレーションが極めて有効な検討手段となって既に久しい。特に近年では、非構造格子を採用した海洋流動シミュレーションモデルを利用した研究例が増えている。従来の構造格子モデルに比べて、非構造格子を採用したモデルは複雑な海岸線を滑らかに再現でき、また、格子のサイズを自由に変更できるため、同じ計算領域の中で流動の複雑さに応じて格子の解像度を変えることが可能である。従来、有限要素法では非構造格子による計算が行われているが、現在利用されている海洋流動モデルの多くは有限体積法に基づいたもので、様々な外力を考慮した沿岸域の流れのシミュレーションにはより有利である。今後、沿岸域における様々な検討において、非構造格子モデルが主要なツールになると思われるが、現状では、様々な課題への適用性や問題点が十分に把握されているとはいえない。

1-2 既往の研究

これまで様々な工学的課題に対して、数値シミュレーションを用いた研究が多く行われており、以前はPOM (Princeton Ocean Model, Blumberg and Mellor, 1987)やROMS(Regional Ocean Modeling System, Shchepetkin and McWilliams, 2003, 2005)に代表される構造格子モデルが主要なツールとして用いられてきた。

例えば高潮については、河合ら(2000)によって1999年18号台風による高潮特性が明らかにされた研究や富田ら(2005)によって行われた2004年16号台風による高潮浸水に関する研究などがある。また、Phaksopa et al. (2006)はPOMを用いてタイランド湾における高潮に関する研究を行っている。また、高精度な高潮推算のため波と流れのカップリングモデルも開発されてきた。高潮、天文潮、波浪の相互作用を考慮した数値計算モデル(山下ら, 2001)やウェーブセットアップを考慮したモデルも構築されている(柴木ら, 2001, 2002)。また、河合ら(2003)は波浪と高潮の双方向結合推算モデル構築し、1999年18号台風による高潮および波浪推算を行った。

さらに、それ以外の工学的課題として本研究で着目した、流木等の漂流物、湾内の土砂輸送、航路埋没に対してもこれまで多くの研究が行われてきた。流木の流出に関して、目黒ら(2006)は伊勢湾を、嶋田(2014)は大阪湾を対象とした検討を行っており、米山ら(2009)は津波漂流物の三次元数値解析手法の開発を行った。また、本研究で対象とした有明海における研究も行われている(矢野ら, 2015)。土砂輸送に関して、鶴崎ら(2009)は有明海における干潟の地形変化の関する数値計算を行い、松野下ら(2018)は水俣湾および八代海を対象に底泥輸送の数値シミュレーションを行っ

た。航路埋没に関して、楠原ら(2018)はアフリカのとある港における航路埋没の検討を行い、松永ら(2017)は関門航路におけるサンドウェーブの発達モデルの開発を行った。

近年、FVCOM (Finite Volume Community Ocean Model, Chen et al., 2003, 2004) 等の非構造格子海洋流動モデルが開発され、これらを活用した研究も増えてきている。例えば木梨ら(2012)や田辺ら(2013a, 2013b)は有明海を対象に高潮シミュレーションを実施し、中村ら(2018)は、台風に伴う干潟の地形変化を検討した。また、Wu et al. (2011)や Chen et al. (2011)によって非構造格子を採用した波・流れ相互作用カップリングモデルも開発されており、Sun et al. (2013)はアメリカ東海岸に襲来したハリケーンについて、高潮シミュレーションに及ぼす波・流れ相互作用の影響を検討した。今後非構造格子海洋流動モデルが主要なツールになると思われるが、現状様々な工学的課題への適用性が十分に把握されているとは言えない。

1-3 研究の目的

本研究では、非構造格子海洋流動モデルを、改良を加えつつ沿岸域の様々な工学的課題に適用し、その適用性を明らかにすることを目的とした。使用したモデルは、代表的な非構造格子海洋流動モデルの一つである FVCOM である。対象とした工学的課題は、温暖化の高潮への影響と適応策の検討、豪雨による河川からの流木および土砂の流出、航路における局所的浅所の発達、波浪と流れのカップリングであり、それぞれ防災、環境、利用に関する課題である。

温暖化の高潮への影響と適応策の検討では、有明海湾奥部を対象として、FVCOM を用いて高潮氾濫シミュレーションを行う。有明海湾奥部は高潮への脆弱性が高く温暖化によって更なるリスクの増大が懸念されており、これに対する適応策の検討は急務である。

流木の流出に関する検討では、有明海を対象に FVCOM のオプションである粒子追跡モジュールを用いて流木漂流シミュレーションを実施する。これまで有効な漂流モデルが存在せず、流木の回収作業は目視や経験に頼っている。しかし、現状の効率的な流木の回収が行えているとは言えず、高精度な漂流予測モデルの開発が期待されている。

土砂の流出に関する検討では、有明海を対象に FVCOM のオプションである底質輸送モジュールを用いて検討を行う。有明海は国内最大の面積を誇る広大な干潟を有しており、そこには多くの貝類や甲殻類が生息している。また、有明海には大小 100 を超える河川が流入しており、降雨後の出水時には大量の淡水や土砂が流入し、アサリなどの水産資源に被害をもたらしている。このような被害の対策のためには有明海における土砂動態を把握することは不可欠である。

航路における局地的浅所に関する検討では、関門航路を対象に底質輸送モジュールを用いて検討を行う。関門航路の一部においてサンドウェーブと言われる波状の砂地形によって局所的浅所が発生している。今後、航路を効率的に維持、管理していく上でサンドウェーブは大きな障害となる可能性が高く、航路埋没の特性を明らかにすることは極めて重要である。

波浪と流れのカップリングに関する検討では、波と流れの相互作用を考慮するため FVCOM と第三世代波浪推算モデルである SWAN を結合し波・流れ相互作用カップリングモデルを開発する。これまでの数値モデルは流れや波浪等個別の現象を対象としたモデルが多い。しかし、実際は流れや波浪は相互に影響を及ぼしあっており、個別の現象を対象としたモデルでは、正確な物理現象の再現は難しい。

1-4 本論文の構成

本論文は8章からなり、各章の概要は以下の通りである。

- 第1章 本研究の背景および目的を述べる。
- 第2章 本研究で使用した海洋流動モデル FVCOM, 海洋潮汐モデル NAO99.Jb, および経験的台風モデルについて述べる。
- 第3章 経験的台風モデルを用いて、有明海湾奥部における高潮の将来変化やそれに対する適応策の検討を行う。非構造格子モデルで線境界を活用することで、海岸線や河川に沿って滑らかに堤防を設置することができ、精緻な地形でのシミュレーションが可能となる。さらに、非構造格子モデルの地形表現の柔軟性と線境界の機能を応用して水門の開閉などの機能を組み込む。その他、種々の高潮対策施設をモデルに組み込み温暖化適応策について検討する。
- 第4章 効率的な流木の回収に資するため、FVCOM を改良し、よりリアルな漂流物の挙動を再現するため流木の浮力および風からの抗力を考慮可能とする。また、このモデルの妥当性を検証する。
- 第5章 有明海における出水時の底質輸送シミュレーションを実施し、観測値との比較によって FVCOM によるシミュレーションの再現性を検証する。
- 第6章 関門航路におけるサンドウェーブと平均水位の変動との関係を明らかにし、サンドウェーブの再現のための検討をする。
- 第7章 前章までの課題に対して今後より詳細に検討するため、波・流れ相互作用カップリングモデルの開発を行う。開発に際し様々な検証を行いモデルの妥当性を示したのち、台風来襲時の高潮・波浪推算を行うことで本モデルの有用性を確認する。
- 第8章 本研究の総括および今後の課題について述べる。

参考文献

- 鶴崎 賢一, 栗山 善昭, 坂本 光(2009): 潮流と海浜流による干潟の地形変化に関する数値計算, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, 466-470.
- 河合 弘泰, 平石 哲也, 佐藤 孝夫, 大川 郁夫(2000): 台風 9918 号による九州沿岸と瀬戸内海西部の高潮の特性, 海岸工学論文集, 第 47 巻, 321-325.
- 木梨 行宏, 山城 賢, 姫野 慎太郎, 横田 雅紀, 橋本 典明(2012): MRI-AGCM3.2S により得られた将来気候データに基づく有明海での将来の高潮に関する検討, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, 201-205.
- 楠原 啓右, 櫻庭 雅明, 大中 晋, 市川 真吾(2018): 計画段階における限られたデータからの航路・泊地埋没の検討, 土木学会論文集 B3(海洋開発), Vol.74, No.2, I_802-I_807.
- 柴木 秀之, 加藤 史訓, 山田 浩次(2001): 密度成層と Wave Setup を考慮した土佐湾異常高潮の推算, 海岸工学論文集, 第 48 巻, 286-290.
- 柴木 秀之, 渡辺 晃(2002): 密度成層と Wave Setup を考慮した多層高潮推算に関する研究, 海岸工学論文集, No.719/II-61, 47-61.
- 嶋田 陽一(2014): 大阪湾におけるドラム缶サイズの漂流物挙動シミュレーションの試み, 土木学会論文集 B3, Vol.70, No2, I_798-I_803.

- 田辺 智子, 山城 賢, 島田 剛気, 横田 雅紀, 橋本 典明(2013a): 有明海湾奥部における高潮の増幅特性について, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.69, 1000-1005.
- 田辺 智子, 山城 賢, 島田 剛気, 横田 雅紀, 橋本 典明(2013b): 2012 年 16 号台風を外力とした有明海における高潮の規模に関する検討, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.69, 421-425.
- 富田 孝史, 本田 和彦, 河合 弘泰, 柿沼 太郎(2005): 2004 年台風 16 号による高松の高潮浸水被害, 海岸工学論文集, 第 51 巻, 1326-1330.
- 中村 亮太, 加藤 茂, 田畑 貴大(2018): 台風 1718 号に伴う干潟上の地形変化機構の解明-愛知県西尾市東豆の事例-, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.74, No.2, I_823-I_828.
- 松永 康司, 宮崎 啓司, 大村 厚夫, 小野 信幸(2017): 航路水深管理のためのサンドウェーブ発達予測モデル, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.73, No.2, I_625-I_630.
- 松野下 晃平, 矢野 真一郎, 松山 明人, 北岡 泰成, 多田 彰秀(2018): 分級モデルによる長期底泥輸送シミュレーション結果に基づく水俣湾の底泥中残留水銀の拡散状況の分析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.74, No.2, I_1153-I_1158.
- 目黒 邦夫, 佐藤 慎司, 鯉淵 幸生(2006): 海岸に漂着する流木群の挙動解析, 海岸工学論文集, 第 53 巻, 土木学会, 1301-1305.
- 矢野 真一郎, 北川 洋平, 谷口 弘明, 西村 圭右, 堂菌 俊多(2015): 有明海流木漂流シミュレーションによる各河川の流出流木量の推定, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.71, No.4, I_721-I_726.
- 山下 隆男, 中川 勇樹(2001): 白波砕波せん断応力を考慮した波浪・高潮結合モデルによる台風 9918 号による八代海の高潮の再現, 海岸工学論文集, 第 48 巻, 291-295.
- 米山 望, 永島 弘士(2009): 複雑な移動・回転を考慮した津波漂流物の三次元数値解析手法の開発, 土木学会論文集 B2 (海岸工学) Vol.B2-65, No.1, 266-270.
- Blumberg, A. F. and G. L. Mellor (1987): A Description of a Three-Dimensional Coastal Ocean Circulation Model, in *Three Dimensional Coastal Ocean Models* (ed. By Heaps, N. S., American Geophysical Union), 1-16.
- Chen, C., H. Liu and R. C. Beardsley (2003): An unstructured, finite-volume, three-dimensional, primitive equation ocean model: application to coastal ocean and estuaries. *J. Atm. & Oceanic Tech.*, 20,159-186.
- Chen, C, G. Cowles and R. C. Beardsley (2004): A non-orthogonal primitive equation coastal ocean circulation model: application to Lake Superior. *J. Great Lakes Res.*, 30,41-54.
- Chen, T., Zhang, Q., Wu, Y., Ji, C., Yang, J. and Liu, G. (2018): Development of a wave-current model through coupling of FVCOM and SWAN, *Ocean Engineering*, Vol.164, 443-454
- Jitraporn Phaksopa and Pramot Sojisuporn (2006): Storm Surge in the Gulf of Thailand Generated by Typhoon Linda in 1997 Using Princeton Ocean Model (POM), *Kasetsart J. (Nat. Sci.)* 40: 260-268.
- Shchepetkin, A. F. and J. C. McWilliams (2003): A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with a nonaligned vertical coordinate, *J. Geophys. Res.*, 108 (C3), 3090.
- Shchepetkin, A. F. and J. C. McWilliams (2005): The Regional Ocean Modeling System: A split-explicit, free-surface, topography following coordinates ocean model, *Ocean Modelling*, 9, 347-404.
- Sun, Y., C. Chen, R. C. Beardsley, Q. Xu, J. Qi and H. Lin (2013): Impact of current-wave interaction on storm surge simulation: A case study for Hurricane Bob, *Journal of geophysical research: oceans*, Vol. 118, 2685-2701.
- Wu, L., C. Chen, P. Guo, M. Shi, J. Qi and J. Ge (2011): A FVCOM-based unstructured grid wave, current, sediment transport model, I. Model description and validation. *Journal of Ocean University of China*, Vol.10, No.1, 1-8.

第2章 本研究で使用したモデル

2-1 海洋流動モデル FVCOM

2-1-1 FVCOM の概要

本研究では非構造格子海洋流動モデル FVCOM(Finite-Volume Community Ocean Model, Chen et al. 2003, 2004)を用いた。FVCOM とは、Massachusetts 大学 Dartmouth 校の C.Chen と H.Liu により開発された 3 次元有限体積法を用いた海洋流動モデルである。FVCOM は、運動方程式・連続の式・熱力学方程式・塩分濃度拡散方程式・密度方程式から成り、鉛直混合に関しては Mellor and Yamada level2.5 乱流クロージャ法(Mellor and Yamada, 1982)を、水平混合に関しては Smagorinsky 乱流クロージャ法(Smagorinsky, 1963)を用いることで、これらの方程式は物理的・数学的に閉じたものとなる。

POM や従来の高潮モデルが水平座標に構造格子を用いているのに対し、FVCOM では非構造格子を採用している点が大きな特徴である。そのため FVCOM では、複雑な海岸線をより正確に表現できる。また、3-D 乾湿処理モジュールやデータ同化モジュールなど、各種モジュールを必要に応じて使用することが出来る。その他、鉛直座標には海底地形の再現性に有利な σ 座標を採用している点や、水面波の伝播を計算する外部モードと、密度差に起因する内部波の伝播を計算する内部モードを分離した mode-splitting 法により、流速・水温・塩分濃度・密度の変化を計算している点などは、代表的な海洋流動モデルである POM と同様である。

新バージョンとなる FVCOM3.2 がリリースされ、これを使用することで上記の特徴に加え、並列計算を導入することで、計算時間の短縮が可能となった。また、線境界を用いることで、構造物を表現する際により実構造物に近い表現が可能となった。さらに、底質移動の計算の際に水深の変化を考慮した計算が可能となった。詳細は 5-4 で述べる。

2-1-2 FVCOM の特徴

A) 3 次元有限体積法

海洋流動モデルには、以下の 2 つの数値解析法が広く使われてきた。

- (1) 有限差分法 (Blumberg and Mellor(1987), Blumberg(1994), Haidvogel et al.(2000))
- (2) 有限要素法 (Lynch and Naimie(1993), Naimie(1996))

有限差分法の大きな利点は、基礎的な離散化手法と計算効率である。これのため、単純な沿岸域を解くことは出来るが、非常に不規則な形状の沿岸域を解くことができない。一方、有限要素法は、任意の空間サイズの三角形格子を用いることができ、不規則な海岸線でも高精度な計算が可能である。FVCOM で用いられている有限体積法は、有限差分法の単純な離散化手法と計算効率、有限要素法の幾何学的な柔軟性を組み合わせたものであり、複雑な沿岸域において、体積保存・運動量保存・塩分濃度保存・熱保存をより正確に表現できる。

B) 非構造格子

FVCOM は水平座標に非構造格子を用いている。図 2-1 に構造格子と非構造格子の模式図を示す。構造格子は要素がすべて同じ大きさの四角形のため、実際の海岸線をなめらかに再現することが難しい。一方で、非構造格子は要素が三角形のため、実際の海岸線をなめらかに再現でき、複雑な沿岸域での計算に有利であると考えられる。また、三角形要素は大きさを自由に変えることができるため、図 2-2 に示すように、詳細に検討したい部分では細かい格子、そうでない部分

では大きな格子にすることが可能であり、これにより計算負荷を低減できる。なお、本研究では、Aquaveo によって開発された SMS (Surface Water Model System) を利用して非構造三角形格子を作成した。

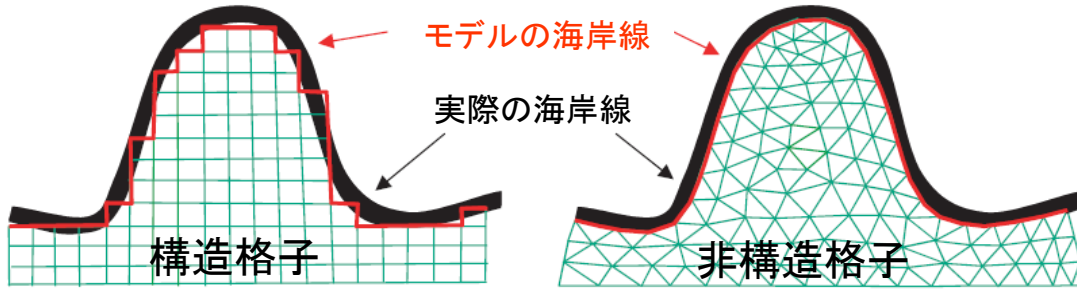


図 2-1 構造格子と非構造格子の比較

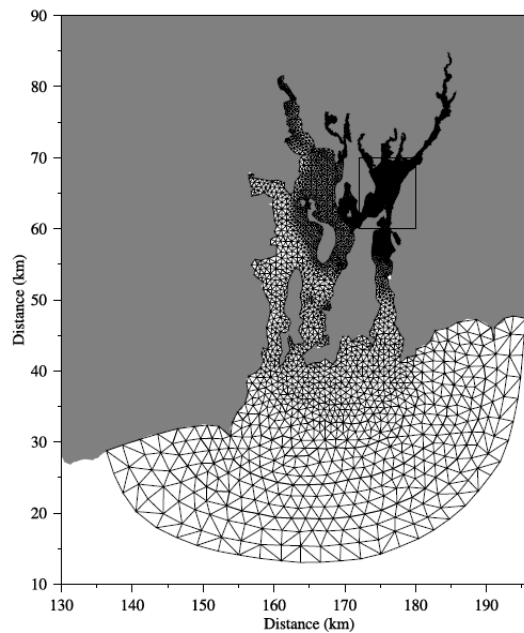


図 2-2 非構造格子のメッシュ形状

C) デカルト座標系における基礎方程式

支配方程式は次の式で示す、運動方程式、連続の式、温度移流拡散方程式、塩分移流拡散方程式、密度方程式からなる(Chen et al., 2013).

・ x 方向運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (p_H + p_a)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) + F_u \quad (2.1)$$

・ y 方向運動方程式

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(p_H + p_a)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) + F_v \quad (2.2)$$

・ z 方向運動方程式

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial z} \right) + F_w \quad (2.3)$$

・ 連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

・ 温度移流拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F_T \quad (2.5)$$

・ 塩分移流拡散方程式

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial S}{\partial z} \right) + F_s \quad (2.6)$$

・ 密度方程式

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (2.7)$$

x, y, z : デカルト座標系における東, 北と鉛直軸

u, v, w : x, y, z 方向の速度成分

T : 温度

S : 塩分

ρ : 密度

$p = p_a + p_H + q$: 圧力 (p : 全圧力, p_a : 海面での大気圧, p_H : 静水圧, q : 非静水圧)

f : コリオリのパラメータ

g : 重力加速度

K_m : 鉛直渦粘性係数

K_h : 鉛直熱拡散係数

F_u, F_v, F_T, F_S : 水平運動量拡散項, 鉛直運動量拡散項, 熱拡散項, 塩分拡散項

$D = H + \zeta$: 単位幅あたりの水深

ここで H : 海底面の深さ, ζ : 自由表面の高さ (それぞれ $z=0$ として)

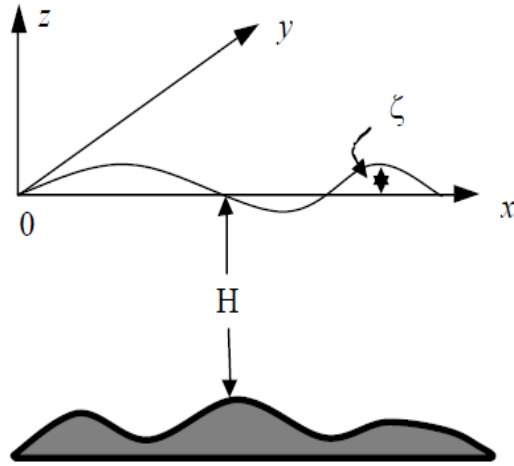


図 2-3 デカルト座標系 (Chen et al., 2013 より引用)

温度に関する海表面と海底面の境界条件は次の式で表される(Chen et al., 2013).

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\rho c_p K_h} [Q_n(x, y, t) - SW(x, y, \zeta, t)], z = \zeta(x, y, t) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{A_H \tan \alpha}{K_h} \frac{\partial T}{\partial n}, z = -H(x, y) \quad (2.9)$$

ここでの $Q_n(x, y, t)$ は正味の表面熱フラックスで、これは短波放射、長波放射、顕熱フラックス、潜熱フラックスの4つの成分からなる。 $SW(x, y, 0, t)$ は海表面に入ってくる短波放射フラックス、 c_p は海水の比熱、 A_H は水平熱拡散係数、 α は海底地形の傾斜、 n は図 2-4 に示すような水平座標軸である (Pedlosky, 1974, Chen et al., 2004)。

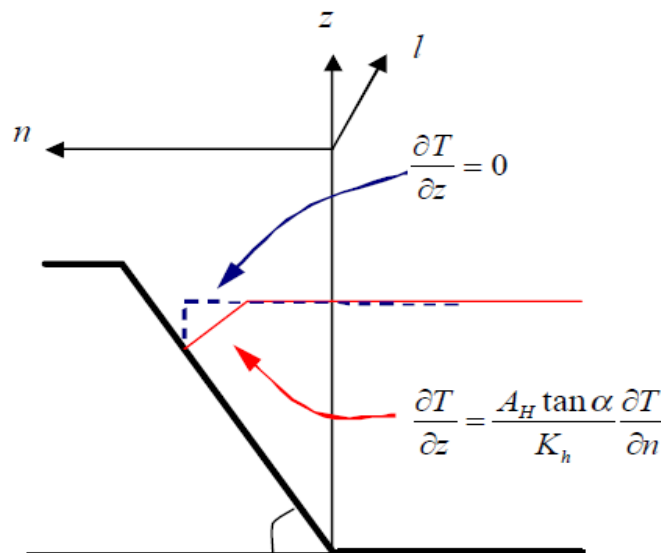


図 2-4 海底傾斜地での境界条件 (Chen et al., 2013 より引用)

長波放射、顕熱フラックス、潜熱フラックスは海表面で起こると仮定する。一方、短波放射

$SW(x,y,0,t)$ は次のように近似できる(Chen et al., 2013).

$$SW(x, y, z, t) = SW(x, y, 0, t) \left[Re^{\frac{z}{a}} + (1-R)e^{\frac{z}{b}} \right] \quad (2.10)$$

ここで、 a と b は短波放射の長波と短波の波長成分における減衰距離、 R は長波放射照度. この Kraus(1972)によって最初に提唱された吸収特性は、Simpson and Dickey(1981a,b)などによって、日中の上部海洋加熱の数値検証に使われてきた. 下降放射照度の吸着は温度(熱)方程式に含まれている.

$$\hat{H}(x, y, z, t) = \frac{\partial SW(x, y, z, t)}{\partial z} = \frac{SW(x, y, 0, t)}{\rho c_p} \left[\frac{R}{a} e^{\frac{z}{a}} + \frac{1-R}{b} e^{\frac{z}{b}} \right] \quad (2.11)$$

この方法により、さらに正確な表面付近の温度を導くことができる(Chen et al., 2003).

海表面と海底面における塩分濃度の境界条件は次である(Chen et al., 2013).

$$\frac{\partial S}{\partial z} = -\frac{S(\hat{P} - \hat{E})}{K_h \rho} \cos \gamma, z = \zeta(x, y, t) \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{A_H \tan \alpha}{K_h} \frac{\partial S}{\partial n}, z = -H(x, y) \quad (2.13)$$

ここで \hat{P} と \hat{E} は降水率と蒸発率. また、 $\gamma = 1/\sqrt{1+|\nabla \zeta|^2}$ である.

u, v, w に対する海表面と海底の境界条件は次である(Chen et al., 2013).

$$K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_0} (\tau_{sx}, \tau_{sy}), w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{E-P}{\rho}, z = \zeta(x, y, t) \quad (2.14)$$

$$K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_0} (\tau_{bx}, \tau_{by}), w = -u \frac{\partial H}{\partial x} - v \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{Q_b}{\Omega}, z = -H(x, y) \quad (2.15)$$

ここでの $(\tau_{sx}, \tau_{sy}), (\tau_{bx}, \tau_{by}) = C_d \sqrt{u^2 + v^2} (u, v)$ は海面せん断と海底摩擦の x, y 成分. Q_b は海底での地下水体積フラックス, Ω は地下水源の領域. 抗力係数 C_d は海底からの高さ z_{ab} での対数底層のマッチングで決められており、

$$C_d = \max \left(k^2 / \ln \left(\frac{z_{ab}}{z_0} \right)^2, 0.0025 \right) \text{ で、} k=0.4 \text{ はカルマン定数,}$$

z_0 は海底粗度パラメータである.

固体境界(不透過境界)での運動量フラックスと温度フラックス, 塩分フラックスの境界条件は FVCOM において次のように定義されている(Chen et al., 2013).

$$v_n = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial S}{\partial n} = 0 \quad (2.16)$$

ここでの v_n は境界に垂直な速度成分, n は境界に垂直な座標軸である.

よく使われる数値解法の有限差分モデルでは、式(2.9)や式(2.13)の温度や塩分に関する境界条件

は $\partial T / \partial z = \partial S / \partial z = 0$ として計算される。この理由の一つは、海底の傾斜が不規則だった場合、有限差分法では、 $\alpha, \partial T / \partial z, \partial S / \partial z$ を正確に計算することが難しく、これらの項での誤差が結果に大きな影響を与えるおそれがあるためである。海底でのフラックス条件を正確に表現することの重要性に関しては Chen et al.(2006)などで見られる。

一方、有限体積法では、不規則な海底傾斜における海底傾斜と温度勾配、塩分勾配は、グリーンの法則を用いることで解くことができるため、有限体積法を用いている FVCOM では、式(2.9)や式(2.13)を解くことで海底での正確な値を得ることができる。このように、海底近似と境界条件が、FVCOM を用いることの利点である。

D) σ 座標系

FVCOM は鉛直座標に σ 座標を用いている。図 2-5 に σ 座標系とデカルト座標系の比較図を示す。鉛直座標にデカルト座標を用いた場合、図中の赤線で示されているように、モデルにおいて海底地形を再現することが難しく、水深が急激に変化する大陸棚縁等の再現には適さない。一方、 σ 座標系では、どの点においても水面から海底までを同数の層に切るため、急激に水深が変化するような箇所でも、実際の海底地形をほぼ正確に表現することができる。

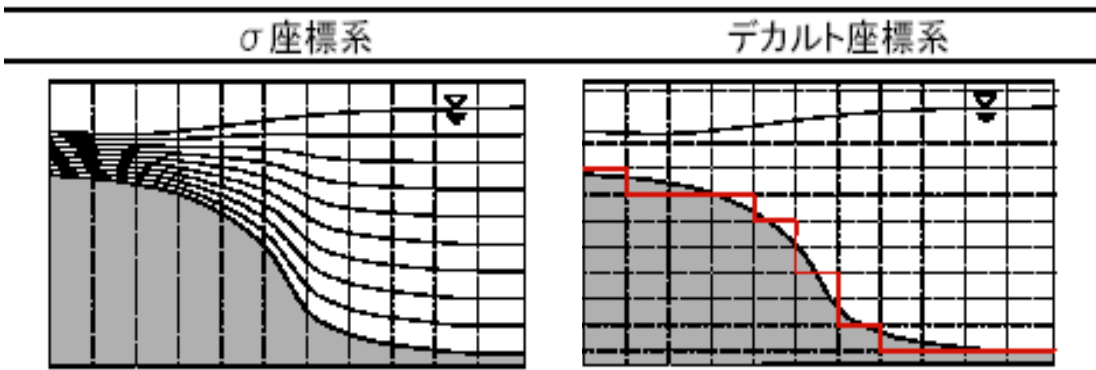


図 2-5 σ 座標系とデカルト座標系の比較

σ 座標への変換は以下のように定義されている。

$$\sigma = \frac{z - \zeta}{H + \zeta} = \frac{z - \zeta}{D} \tag{2.17}$$

ここでの σ は海底での -1 から海表面での 0 まで変化する。

σ 座標系では、支配方程式(2.1)~(2.9)は次のように与えられる。

・連続の式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Du}{\partial x} + \frac{\partial Dv}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0 \tag{2.18}$$

・ x 方向運動方程式

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial uD}{\partial t} + \frac{\partial u^2 D}{\partial x} + \frac{\partial uvD}{\partial y} + \frac{\partial u\omega}{\partial \sigma} - fvD \\
& = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{gD}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho d\sigma' \right) + \sigma \rho \frac{\partial D}{\partial x} \right] + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + DF_x
\end{aligned} \tag{2.19}$$

• y 方向運動方程式

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial vD}{\partial t} + \frac{\partial uvD}{\partial x} + \frac{\partial v^2 D}{\partial y} + \frac{\partial v\omega}{\partial \sigma} - fuD \\
& = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{gD}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho d\sigma' \right) + \sigma \rho \frac{\partial D}{\partial y} \right] + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) + DF_y
\end{aligned} \tag{2.20}$$

• 温度移流拡散方程式

$$\frac{\partial TD}{\partial t} + \frac{\partial TuD}{\partial x} + \frac{\partial TvD}{\partial y} + \frac{\partial T\omega}{\partial \sigma} = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_h \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right) + D\hat{H} + DF_T \tag{2.21}$$

• 塩分移流拡散方程式

$$\frac{\partial SD}{\partial t} + \frac{\partial SuD}{\partial x} + \frac{\partial SvD}{\partial y} + \frac{\partial S\omega}{\partial \sigma} = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_h \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) + DF_S \tag{2.22}$$

σ 座標系での水平拡散項は次のように定義される。

$$DF_x \approx \frac{\partial}{\partial x} \left[2A_m H \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[A_m H \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \tag{2.23}$$

$$DF_y \approx \frac{\partial}{\partial x} \left[A_m H \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2A_m H \frac{\partial v}{\partial y} \right] \tag{2.24}$$

$$D(F_T, F_S, F_{q^2}, F_{q^2 l}) \approx \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A_h H \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_h H \frac{\partial}{\partial y} \right) \right] (T, S, q^2, q^2 l) \tag{2.25}$$

ここで \hat{H} は短波放射照度, A_m と A_h はそれぞれ水平渦拡散係数と水平熱拡散係数である。

また, 境界条件は次のように与えられる。

水表面 ($\sigma=0$) で,

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = \frac{D}{\rho_0 K_m} (\tau_{sx}, \tau_{sy}) \quad \omega = \frac{\hat{E} - \hat{P}}{\rho} \\
& \frac{\partial T}{\partial \sigma} = \frac{D}{\rho c_p K_h} [Q_n(x, y, t) - SW(x, y, 0, t)] \quad \frac{\partial S}{\partial \sigma} = -\frac{S(\hat{P} - \hat{E})D}{K_h \rho}
\end{aligned} \tag{2.26}$$

海底 ($\sigma=-1$) で,

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma}\right) = \frac{D}{\rho_0 K_m} (\tau_{bx}, \tau_{by}) \quad \omega = \frac{Q_b}{\Omega} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \sigma} = \frac{A_H D \tan \alpha}{K_h - A_H \tan^2 \alpha} \frac{\partial T}{\partial n} \quad \frac{\partial S}{\partial \sigma} = \frac{A_H D \tan \alpha}{K_h - A_H \tan^2 \alpha} \frac{\partial S}{\partial n}$$

E) 湿潤・干出処理方法

河口での最も難しい問題の一つに、干潟域での水輸送の計算がある。過去にこの問題を解決するため2種類の方法が開発されてきた。1つが動的境界法で、もう1つが The Wet/Dry Treatment Technique (湿潤/乾燥処理方法) である(Chen et al., 2013)。

動的境界法では、計算領域が陸と水の間の内部境界面で分けられる。この境界は氾濫や排水のサイクルにより時々刻々変化するので、モデル格子はそれぞれのタイムステップごとに設定し直さなければならない。この方法は単純で理想的な河口ではうまくいくが、入り江や沖洲などの複雑な地形である実際の河口では実用しにくい。

The Wet/Dry Treatment Technique (湿潤/乾燥処理方法) では、計算領域は最大の氾濫領域を含む。数値格子は陸地と水辺の間の内部境界面として定義され、wet と dry の地点の境界から成る。wet/dry 地点は局所的な総水深 $D=H(x,y)+\zeta(x,y,t)$ によって区別される (ここで H は水深、 ζ は水面上昇量)。Wet 地点では $D>0$ 、dry 地点では $D=0$ である。Dry 地点では、速度は自動的に0となるが、塩分は前のタイムステップのものと同一値を保つ。この方法は比較的単純であるが、河口モデルにおいて干潟域での水輸送をシミュレートするのに広く使われてきた。

z 座標系システムでは、3-D モデルでの数値の安定性を保証するため、もっとも水表面に近い層の厚さは、潮汐上昇の振幅より大きくなくてはならない。このことは、この方法を浅水河口 (潮汐上昇の振幅が局所的な水深と等しい) に用いることを難しくしている。また、不規則な海底地形では z 座標系モデルで解くのは難しいため、水輸送は実際の海底地形をシミュレートしたようなものにはならない。

σ 座標系システムでは、Wet/Dry Treatment Technique は $D=0$ だと妥当ではない。数値上の特異性を避けるための一つの方法として、すべての dry 地点で0速度明記する方法があるが、数値計算において体積保存が保証されない。別の方法では、水底に粘性の境界層 (h_c) を加えて、 D と h_c の合計を用いて wet/dry を再定義する。Wet 地点を $D>h_c$ として扱い、もう一方を dry 地点とする。

しかし、自然界では粘性底層は対数境界層に達しないため、静的条件を満たすためには、粘性層は十分に小さくなくてはならない。

河口での干潟域における氾濫/排水の過程をシミュレートする場合、体積保存を満足しなければならない。これらの方法において、wet/dry の判断は経験的な基準を用いて決定されるので、wet/dry の変換地点での水輸送の見積もりは次に依存する。

- wet/dry 地点を定義するのに使われている基準
- 数値積分に使われているタイムステップ
- モデル格子の水平と鉛直解像度
- 水表面上昇の振幅
- 水深

σ 座標系変換モデルでは、水底の粘性層 (D_{min}) の厚さも関係している。

新しい Wet/Dry Treatment Technique が FVCOM で使用するために発展してきた。この方法は、干

潟域における理想的な半閉鎖的な河口でシミュレーションする場合妥当である。

接点での乾湿基準は次で与えられる。

$$\begin{aligned} \text{wet, if, } D = H + \zeta + h_B > D_{\min} \\ \text{dry, if, } D = H + \zeta + h_B \leq D_{\min} \end{aligned} \quad (2.28)$$

三角形セルでは次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \text{wet, if, } D = \min(h_{B,i}, h_{B,j}, h_{B,k}) + \max(\zeta_i, \zeta_j, \zeta_k) > D_{\min} \\ \text{dry, if, } D = \min(h_{B,i}, h_{B,j}, h_{B,k}) + \max(\zeta_i, \zeta_j, \zeta_k) \leq D_{\min} \end{aligned} \quad (2.28)$$

ここで D_{\min} は水底において明記される粘性層の厚さ、 h_B は河川の川底地形の高さである。図 2-6 にそれぞれの定義を示す(Chen et al., 2013)。

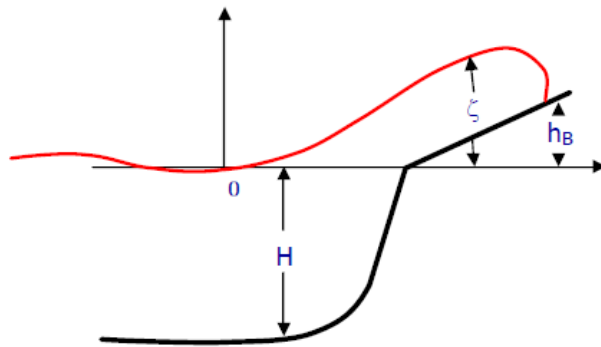


図 2-6 水深、水位、地形高さの定義 (Chen et al., 2013 より引用)

三角形セルが **dry** として扱われるとき、この三角形の重心での速度は 0 とされ、この三角形へのフラックスの流入は認められず、TCE 内でフラックス計算から取り除かれる。その後、図 2-7 に示すように、湿域の三角形のみ TCE (頂点と接する三角形) のフラックス計算に考慮される。

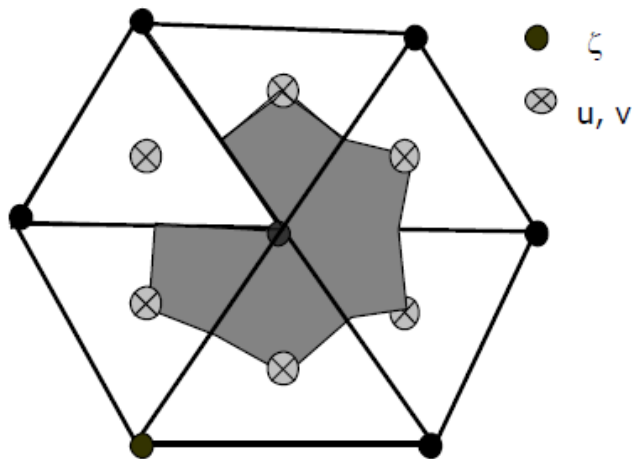


図 2-7 TCE 内の干潟の三角形 (Chen et al., 2013 より引用)

以上のように、FVCOM は湿潤・干出を扱えることから、湾スケールでの高潮と陸域における浸水を同時に計算することができる(Chen et al., 2013)。

F) mode-splitting 法

沿岸域の循環を支配する方程式は、速く動く外部重力波と、ゆっくり動く内部重力波を含む。計算効率の観点から考えると、計算時間間隔の違いより、外部重力波と内部重力波を分離して別々の時間間隔で計算することが望ましい。このテクニックを mode-splitting 法という。mode-splitting 法では、海表面の上昇など外部重力波は鉛直積分方程式を用いて 2 次元計算され、密度差に起因する内部重力波は 3 次元方程式を用いて計算される。外部重力波を計算するときに用いられる、鉛直積分された運動方程式と連続の式を以下に示す。また、計算の模式図を図 2-8 に示す。

・連続式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}D)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v}D)}{\partial y} + \frac{\hat{E} - \hat{P}}{\rho} + \frac{Q_b}{\Omega} = 0 \quad (2.28)$$

・x 方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}vD}{\partial y} - f\bar{v}D \\ &= gD \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{gD}{\rho_0} \left\{ \int_{-1}^0 \frac{\partial}{\partial x} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho d\sigma \right) d\sigma + \frac{\partial D}{\partial x} \int_{-1}^0 \sigma \rho d\sigma \right\} + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho_0} + D\tilde{F}_x + G_x \end{aligned} \quad (2.29)$$

・y 方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{v}D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}vD}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} - f\bar{u}D \\ &= gD \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{gD}{\rho_0} \left\{ \int_{-1}^0 \frac{\partial}{\partial y} \left(D \int_{\sigma}^0 \rho d\sigma \right) d\sigma + \frac{\partial D}{\partial y} \int_{-1}^0 \sigma \rho d\sigma \right\} + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho_0} + D\tilde{F}_y + G_y \end{aligned} \quad (2.30)$$

ここで、 G_x と G_y は次のように定義されている(Chen et al., 2003a).

$$G_x = \frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}vD}{\partial y} - D\tilde{F}_x - \left[\frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}vD}{\partial y} - D\bar{F}_x \right] \quad (2.31)$$

$$G_y = \frac{\partial \bar{u}vD}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} - D\tilde{F}_y - \left[\frac{\partial \bar{u}vD}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} - D\bar{F}_y \right] \quad (2.32)$$

水平拡散項は、以下の式である(Chen et al., 2013).

$$D\tilde{F}_x \approx \frac{\partial}{\partial x} \left[2\bar{A}_m H \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\bar{A}_m H \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right] \quad (2.33)$$

$$D\tilde{F}_y \approx \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{A}_m H \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\bar{A}_m H \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (2.34)$$

$$D\bar{F}_x \approx \frac{\partial}{\partial x} \overline{2A_m H \frac{\partial u}{\partial x}} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{A_m H \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)} \quad (2.35)$$

$$D\bar{F}_y \approx \frac{\partial}{\partial x} \overline{A_m H \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{2A_m H \frac{\partial v}{\partial y}} \quad (2.36)$$

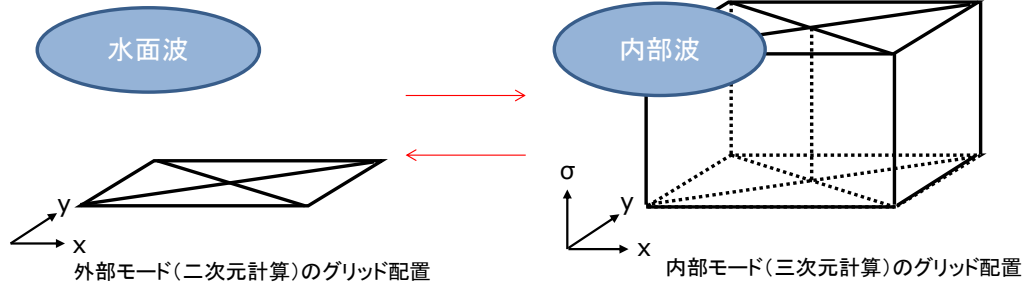


図 2-8 計算の模式図

G) 乱流クロージャモデル

上で述べてきた，運動方程式や温度移流拡散方程式，塩分移流拡散方程式は，式中の水平拡散項と鉛直拡散項が決まらない限り，数学的に閉じたものにはならない．FVCOM では，水平拡散に関しては Smagorinsky 乱流クロージャ法を，鉛直拡散に関しては Mellor and Yamada (1982) level 2.5 乱流クロージャ法を用いることで，水平拡散項と鉛直拡散項を決定し方程式を解く (Chen et al., 2013)．以下に，Smagorinsky 乱流クロージャ法と Mellor and Yamada level 2.5 乱流クロージャ法について述べる．

・水平拡散係数

FVCOM では水平拡散項を決定する方法として，①一定として扱う，②スマゴリンスキー渦パラメータ方法(Smagorinsky, 1963)を用いる，の 2 種類がある．運動量に関する水平拡散係数は次式で表される(Chen et al., 2013)．

$$A_m = 0.5C\Omega^u \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 0.5\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} \quad (2.37)$$

ここでの C は定数， Ω^u は個々の MCE (運動制御要素) の領域である．一方で，スカラー量 (水温や塩分など) に関する水平拡散係数は次式で表される(Chen et al., 2013)．

$$A_h = \frac{0.5C\Omega^s}{P_r} \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 0.5\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} \quad (2.38)$$

ここでの P_r はプラントル数， Ω^s は個々の TCE (追跡制御要素) の領域である．両式系より，メッシュの大小で拡散が変化することが分かる．

・鉛直拡散係数

鉛直方向の拡散係数の評価については，Reynolds 応力を渦動粘性係数に関連付ける渦粘性型モデリングと，Reynolds 応力を直接取り扱い，その輸送方程式をモデリングする 2 次モデリングに

分けられる．一方，モデルの中で利用される輸送方程式（微分方程式）の数で分類する方法もよく使われ，このうち2次方程式モデルには多くのモデルが提案されている．その中で最もよく利用されているモデルに，局地気象の解析のために開発された Mellor-Yamada モデルがある．FVCOM は，鉛直渦拡散係数 (K_m) や鉛直熱拡散係数 (K_h) のパラメータ表示方法として，さまざまな選択肢を持っているが，デフォルトの方法は Mellor and Yamada level 2.5 モデル (Mellor and Yamada, 1982) であるため，以下で Mellor and Yamada level 2.5 モデルについて説明する．

Mellor and Yamada level 2.5 モデルは最も有名な q - ql モデルである（ここで q は乱流運動エネルギー， l は乱流 macroscale である）(Chen et al., 2013)．

現在，海洋やエスチャリーの流れのモデルに適用されている Mellor-Yamada モデルは q^2 と q^2l の2変数について記述する微分方程式を連立させて解くが，方程式系を以下に示す (Blumberg and Mellor, 1987)．

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} + u \frac{\partial q^2}{\partial x} + v \frac{\partial q^2}{\partial y} + w \frac{\partial q^2}{\partial z} = 2(P_s + P_b - \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + F_q \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial q^2 l}{\partial t} + u \frac{\partial q^2 l}{\partial x} + v \frac{\partial q^2 l}{\partial y} + w \frac{\partial q^2 l}{\partial z} = l E_1 \left(P_s + P_b - \frac{\tilde{W}}{E_1} \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial q^2 l}{\partial z} \right) + F_l \quad (2.40)$$

ここで， K_q は乱流運動エネルギーの鉛直拡散係数， F_q と F_l は乱流運動エネルギーとマクロスケールの水平拡散係数．

$P_s = K_m (u_z^2 + v_z^2)$, $P_b = (g k_h \rho_z) / \rho_0$ は乱流運動エネルギーシア一項と浮力生産項

$\varepsilon = q^3 / B_l l$ は乱流運動エネルギーの消失項， $W = l + E_2 l^2 / (\kappa L)^2$ は壁近傍関数．

ここで， $L^- = (\eta - z)^{-1} + (H + z)^{-1}$ ， $\kappa = 0.4$ はカルマン定数， H は平均水深， η は自由表面上昇．

FVCOM では， F_q と F_l はスマゴリンスキーの公式を用いてパラメータ表示する．

また，式(2.39)と式(2.40)は $K_m = lqS_m$, $K_h = lqS_h$, $K_q = 0.2lq$ と定義することで閉じたものとなる．

S_m と S_h は安定性関数として， $S_m = \frac{0.4275 - 3.354G_h}{(1 - 34.676G_h)(1 - 6.127G_h)}$, $S_h = \frac{0.494}{1 - 34.676G_h}$ と定義さ

れ， $G_h = \frac{l^2 g}{q^2 \rho_0} \rho_z$ である．

オリジナルの MY level 2.5 モデルでは，乱流運動エネルギー方程式とマクロスケール方程式における海表面と海底面の境界条件は次のように表される．

$$q^2 l = 0, q^2 = B_1^{\frac{2}{3}} u_{\tau}^2, z = \zeta(x, y, t) \quad (2.41)$$

$$q^2 l = 0, q^2 = B_1^{\frac{2}{3}} u_{\tau b}^2, z = -H(x, y) \quad (2.42)$$

ここでの $u_{\tau}, u_{\tau b}$ は海表面と海底面における水摩擦速度。海表面と海底では、 $q^2 \neq 0$ なので、 l は境界では 0 に等しく K_m, K_h, K_q は海表面と海底面では常に 0 である。この簡易化は海底面においてはいいのだが、風のある条件下での表面波による乱流エネルギーフラックスを無視する。

そこで Mellor and Blumberg(2004)は MY level 2.5 モデルに、新しい乱流運動エネルギーフラックスの海表面境界条件を導入した。

$$\frac{\partial q^2}{\partial z} = \frac{2\alpha_{CB}u_{\tau}^3}{K_q}; l = \max(kz_w, l_z), z = \zeta(x, y, t) \quad (2.43)$$

ここでの α_{CB} は波例に関するパラメータ、 l_z は長さスケール、 z_w は波の粗度高さ。

もともと観測データに合致するものによると (Terray et al., 1996,1997), α_{CB} は次のように近似される。

$$\alpha_{CB} = 15 \frac{C_p}{u_*} e^{-(0.04C_p/u_*)^2} \quad (2.44)$$

ここでの C_p は卓越周波数における波の波速、 u_* は空気摩擦速度 ($=30u_{\tau}$), C_p/u_* は波齢である。

α_{CB} の値は波齢により著しく変化し、それは以下のように与えられる。

$$\alpha_{CB} = \begin{cases} 0 & \text{for } c_p/u_* = 0 & \text{nowaves: original MY2.5 model} \\ 146 & \text{for } c_p/u_* = 10 & \text{younger waves} \\ 57 & \text{for } c_p/u_* = 30 & \text{mature waves} \end{cases} \quad (2.45)$$

一般に、 l_z は z に比例し、それは $l_z = \kappa z_w$ と表される。 $\kappa=0.4$ は von Karman 定数、 z_w は波動力学に関する経験的パラメータ。観測データとの合致から考えると (Terray et al., 2000; Mellor and Blumberg, 2004), z_w は次のように決定される。

$$z_w = 0.85 H_s \quad (2.46)$$

ここで、 H_s は $4H_{rms}$ と定義される有義波高 (H_{rms} は波高の二乗平均平方根値) である。Donelan(1990) と Smith et al.(1992)の提言によると、 H_s は波齢と粗度パラメータに基づいて次のように見積もられる。

$$H_s = 2.0 \left(\frac{c_p}{u_*} \right)^{2.5} z_0 \quad (2.47)$$

$Z_0 = \alpha_{CH} u_* / g$ (Charnock の関係), $\alpha_{CH} = 0.45 u_* / c_p$ (Smith et al., 1992; Janssen, 2001), $u_* = (\rho_w / \rho_a) u_{\tau}^2$ とすることで、式(2.44)は次のように書きなおせる。

$$z_w = \beta \frac{u_{\tau}^2}{g}; \quad \beta = 665 \left(\frac{c_p}{u_*} \right)^{1.5} \quad (2.48)$$

観測データによると、 $\beta = 2.0 \times 10^5$ (Stacey, 1999)。

H) 変数配置

・ 水平方向

水平数値計算領域は非構造三角形セルの非重複のセットに細分化され、3つの節点と辺、重心からなる。正確な海面上昇の見積もりを得るために、 u, v は重心に位置する。一方、スカラー量 $H, D, \omega, S, T, \rho, K_m, K_h, A_m, A_h$ は節点上に位置する。それぞれの節点でのスカラー変数は、周囲の三角形の重心と各隣接辺の中点をつなげた領域（TCE や追跡制御要素と呼ばれる）（図 2-9 の赤線の領域）により決まる。一方で、重心上の u, v は、その三角形の領域（MCE や運動制御要素と呼ばれる）（図 2-9 の緑線の領域）により計算される(Chen et al., 2013)。

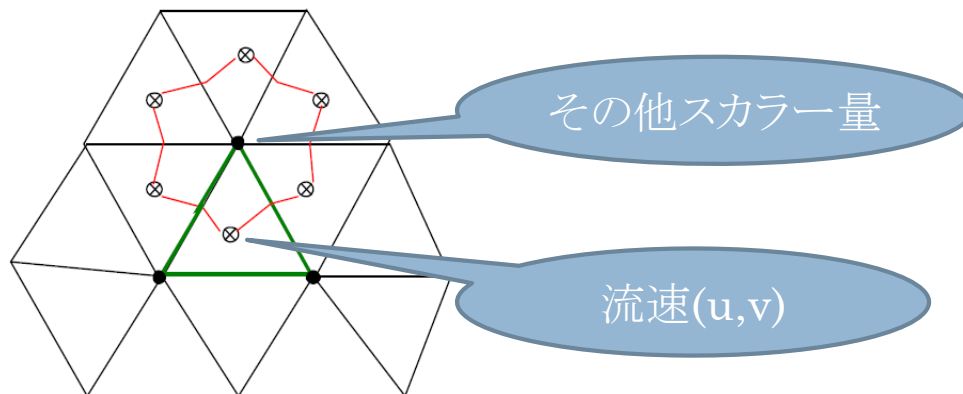


図 2-9 外部モードの変数配置 (Chen et al., 2013 より引用)

・ 鉛直方向

POM や ROMS のような他の海洋流動モデルと似て、 ω (σ 層表面での鉛直速度) や乱流変数 (q^2 や q^2l) は σ 層上に、それらを除いた全てのモデル変数はそれぞれの σ 層の中間に位置する(図 2-10)。 σ 層の厚さに制限はなく、 σ 層を均一にしなくても使用できるようになっている(Chen et al., 2013)。

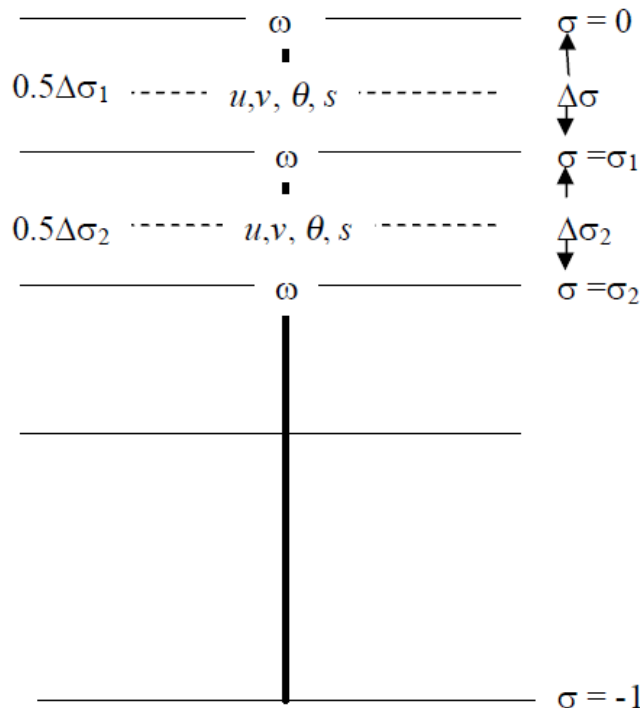


図 2-10 内部モードの変数配置 (Chen et al., 2013 より引用)

I) タイムステップ

FVCOM の外部モードで使われる時間間隔は、次に示す CFL 条件を境界としている(Chen et al., 2013) .

$$\Delta t_E \leq \frac{\Delta L}{U + \sqrt{gD}} \quad (2.49)$$

ここで、 Δt_E は外部モードの時間間隔で、計算の長さの規模である ΔL は単一の三角形格子要素の最も短い縁の長さで、 U はその要素の水平流速の大きさと、 D はその要素の水深である。この基準は、拡散と非線形移流項を無視した線形表面重力波方程式を用いて求められる。ほとんどの場合、それは真の非線形の場合に向けて妥当なものとなる。内部モードの時間間隔は以下により決められる。

$$\Delta t_I \leq \frac{\Delta L}{C_I} \quad (2.51)$$

ここで、 C_I は内部重力波の最大位相速度である。 C_I は通常 $C_E = \sqrt{gD}$ よりも小さいため、 Δt_I は Δt_E よりも大きくなる。通常の適用では、以下が推奨される。

$$I_{split} = \frac{\Delta t_I}{\Delta t_E} \leq 10 \quad (2.52)$$

より大きな I_{split} はより現実的な適用に使用できるが、数値的安定とそれを選択する前の質量保存を確認するために十分に試算しなければならない(Chen et al., 2013)。

2-2 海洋潮汐モデル NAO99.Jb

本研究では、いくつかの検討における開境界の設定にあたり、海洋潮汐モデル NAO99.Jb を用いた。以下に NAO99.Jb についての詳細をまとめる。

2-2-1 NAO99.Jb の概要

潮汐モデルの開発の歴史は古く、これまでに様々な潮汐モデルが開発されてきたが、近年では人工衛星からの外洋の高精度な観測が可能となったため、大幅に研究開発が進められてきた。NAO.99Jb は Matsumoto et. al. (2000) により開発された海洋潮汐モデルである。その大きな特徴として以下の点が挙げられる。

- (1) 経験的モデルと数値モデルを組み合わせた同化モデルであること。
- (2) TOPEX/POSEIDON 衛星による高解像度で高精度な海面高度観測データを用いていること。
- (3) 浅海域における精度が他のモデルに比べ高いこと。
- (2) 同種類の潮汐モデル NAO.99b より日本近海における精度が高いこと。

2-2-2 NAO99.Jb の特徴

A) 応答法

海面高度データの潮汐解析で一般に用いられる方法として応答法(Munk and Cartwright, 1996)がある。しかし、Munk and Cartwright(1966)の応答法は時間変化項が直交していないために扱いにくいという点があり、Groves and Reynolds(1975)は時間的に直交する関数を用いた応答法の定式化(orthotide formulation)を行った。事実上、これが海面高度計データの潮汐解析における標準手法と

なっており，NAO99.Jbにおいてもこの方法を採用されている．orthotide formulation では海洋潮汐 $\zeta(\lambda, \theta, t)$ は次の式で定義されている．

$$\zeta(\lambda, \theta, t) = \sum_{m=0}^2 \sum_{l=0}^{L_m} [\alpha_{ml}(\lambda, \theta) \overline{\zeta_{ml}}(t)] \quad (2.53)$$

ここで， m は潮汐の種類を表し， $m=0$ は長周期潮， $m=1$ は日周潮， $m=2$ は半日周潮に対応する． $\alpha_{ml}(\lambda, \theta)$ は観測から求めるべき量で，orthoweight と呼ばれている．orthotide function と呼ばれる関数 $\overline{\zeta_{ml}}(t)$ は起潮力ポテンシャルの時間変化項 $a_m(t)$ ， $b_m(t)$ の線形結合として次式で表される．

$$\overline{\zeta_{ml}}(t) = \sum_{s=-S_m}^{S_m} [P_{m,l,s} a_m(t + s\Delta t) + Q_{m,l,s} b_m(t + s\Delta t)] \quad (2.54)$$

$$a_m(t) = \sum_j H_{mj} \cos(\omega_{mj}t + \beta_{mj}) \quad (2.55)$$

$$b_m(t) = \sum_j H_{mj} \sin(\omega_{mj}t + \beta_{mj}) \quad (2.56)$$

ここで， Δt は Munk and Cartwright(1966)によると経験的に2日であり， H_{mj} ， ω_{mj} ， β_{mj} はそれぞれ種 m の j 番目の分潮の起潮力の振幅，周波数，および初期位相である． $L_m=4S_m+1$ はアドミッタンスの滑らかさを決める量であり， S_m が大きいほどアドミッタンスはより波打つような形になる．NAO99.Jb の解析では $S_0=0$ ， $S_1=S_2=1$ が採用されている．また，長周期潮として S_a 分潮と S_{sa} 分潮を考慮し，周波数が大きく離れていることから，それぞれ独立な orthoweight が求められた．すなわち，長周期潮に関しては調和解析的な取り扱い方をしていることに相当する．orthotide constant と呼ばれる $P_{m,l,s}$ ， $Q_{m,l,s}$ は起潮力ポテンシャルが決まると

$$\langle \overline{\zeta_{ml}}(t) \overline{\zeta_{mj}}(t) \rangle = \delta_{ij} \quad (2.57)$$

という直交関係が満たされるように一意に決定される量である．ここで $\langle \rangle$ は $-\infty < t < \infty$ にわたる時間平均を表す．

Groves and Reynolds (1975) によって示されているように， P と Q の間には次の関係式がある．

$$P_{m,l,s} = (-1)^l P_{m,l,-s} \quad (2.58)$$

$$Q_{m,l,s} = (-1)^l Q_{m,l,-s} \quad (2.59)$$

$$P_{m,l,s} = -Q_{m,l,s} \quad (2.60)$$

$$Q_{m,l,s} = -P_{m,l,s} \quad (2.61)$$

この関係式を用いると，アドミッタンスは次の式のように表現される．

$$Z(\omega_{mj}, \lambda, \theta) = \sum_{l=0}^{(L_m-1/2)} [\alpha_{m,2l}(\lambda, \theta) + i\alpha_{m,2l+1}(\lambda, \theta)] Z_{2l}^0(\omega_{mj}) \quad (2.62)$$

ただし

$$Z_{2l}^0(\omega_{mj}) = P_{m00} + \sum_{s=1}^s [2P_{m,2l,s} \cos(\omega_{mj}s\Delta t) + 2Q_{m,2l,s} \sin(\omega_{mj}s\Delta t)] \quad (2.63)$$

このアドミッタンスを $Z=X+iY$ として表現しなおすと in-phase 成分 $H1$, out-of-phase 成分 $H2$ は

$$H1_{mj}(\lambda, \theta) = (-1)^m \overline{H_{mj}} X(\omega_{mj}, \lambda, \theta) \quad (2.64)$$

$$H2_{mj}(\lambda, \theta) = (-1)^m \overline{H_{mj}} Y(\omega_{mj}, \lambda, \theta) \quad (2.65)$$

となる. 最終的に T/P データの解析方法として得られる各分潮の振幅 A および位相 δ は, $H1, H2$ から次のように求められる.

$$A_{mj}(\lambda, \theta) = \sqrt{\{H1_{mj}(\lambda, \theta)\}^2 + \{H2_{mj}(\lambda, \theta)\}^2} \quad (2.66)$$

$$\delta_{mj}(\lambda, \theta) = \tan^{-1} \left(\frac{H2_{mj}(\lambda, \theta)}{H1_{mj}(\lambda, \theta)} \right) \quad (2.67)$$

T/P 潮汐解析解の空間分解能は NAO99.Jb において $1/12^\circ$ であり, これは後述の数値モデルにおける解像度と一致している.

A) 自由コア章動共鳴と太陽幅射に関する補正

上記の定式化では, 海洋においていかなる共鳴も発生しておらずアドミッタンスが周波数領域で滑らかであることが前提である. しかし, 実際の地球には自由コア章動共鳴 (Free Core Nutation Resonance: FCNR) が存在する. さらにその固有周期が日周潮の周期帯に入っているため, 日周起潮力に対する固体地球や海洋の応答もこの周期で共鳴している. しかし, 滑らかではない変則的なアドミッタンスを表すためには, 未知数が増えてしまう. そこで, NAO99.Jb では, アドミッタンスは滑らかであるという仮定は崩さずに, 入力関数となる起潮力ポテンシャルの実効値に自由コア章動共鳴の影響を取り込むという考え方を採用した. 日周潮の平衡潮振幅を以下のような共鳴関数を使って表している.

$$\tilde{H}_{1j} = \bar{R}(\omega_{1j}) H_{1j} \quad (2.68)$$

$$\bar{R}(\omega_{1j}) = \frac{1 + \tilde{k}_2(\omega_{1j}) - \tilde{h}_2(\omega_{1j})}{1 + k_2 - h_2} \quad (2.69)$$

ここで, k_2 および h_2 はノミナルなラヴ数, \tilde{k}_2 および \tilde{h}_2 は Wahr (1981) の周波数依存性を持ったラヴ数である. NAO99.Jb では \tilde{k}_2 および \tilde{h}_2 の計算に際しては, FCNR 周期として Herring et al.

(1986) による $1+1/433.2$ cycle per sidereal day が採用されている. さらに, H_{1j} を \tilde{H}_{1j} 置き換える

修正によって K_1 , P_1 など, その周期が FCNR 周期に比較的近い分潮について, モデルの精度が若干改良された (松本, 2004).

太陽輻射ポテンシャルは, 夜にゼロとなる点で重力ポテンシャルと異なるが, そのスペクトルは 2cycle/day に近く, 太陽の起潮重力ポテンシャルと非常に似ている (Cartwright and Tayler, 1971). この太陽輻射の影響で, 大気に太陽起源の潮汐が引き起こされ, その大気圧変動に対する海洋の応答が S2 分潮に影響を及ぼす. この S2 への影響も自由コア章動共鳴と同様の考え方で応答法に組み込むことができる. Cartwright and Ray (1994) は 80 の験潮データの統計解析から S2 分潮 (およびその elliptical satellite である T2 分潮) について平衡潮振幅を 0.97 倍し, 位相を 5.9° 遅らせることを提案し, T/P データでその有効性を示しており, NAO99.Jb でもこの値を用いた補正を行っている.

B) 基礎方程式

流体力学数値モデルは球座標系で表され, 深さ方向に積分された 2 次元の浅水波方程式に基づいている (松本, 2004).

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A_\lambda = \left(\frac{gH}{R \sin \theta} \right) \frac{\partial}{\partial \lambda} (\tilde{\gamma}_2 \eta + \xi - \zeta_0) - 2\Omega V \cos \theta + F_\lambda^b + F_\lambda^b \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A_\theta = \left(\frac{gH}{R} \right) \frac{\partial}{\partial \lambda} (\tilde{\gamma}_2 \eta + \xi - \zeta_0) - 2\Omega U \cos \theta + F_\lambda^b + F_\lambda^b \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} = -\frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial (V \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial \lambda} \right] \quad (2.72)$$

ここで ζ_0 は海底を基準とした潮位, U および V は海面から海底まで積分されたそれぞれ東向き, 南向きの流速, η は駆動力となる平衡潮, ξ は海洋潮汐自身によって引き起こされる二次的な効果, R は地球半径, H は局地的な水深, Ω は地球自転速度, λ , θ は経度および余緯度, g は重力加速度,

$\tilde{\gamma}_2 = 1 + \tilde{k}_2 - \tilde{h}_2$ である. A は移流項, F^b は海底摩擦による消散項であり, それぞれ次の式で表される (松本, 2004).

$$A_\lambda = \left(\frac{1}{R} \right) \frac{\partial (UV/H)}{\partial \theta} - \left(\frac{UV}{H^2 R} \right) \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial (U^2/H)}{\partial \lambda} - \left(\frac{U}{H} \right)^2 \frac{\partial H}{\partial \lambda} \right] + \frac{2UV \cot \theta}{HR} \quad (2.73)$$

$$A_\theta = \left(\frac{1}{R} \right) \frac{\partial (V^2/H)}{\partial \theta} - \left(\frac{V^2}{H^2 R} \right) \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial (UV/H)}{\partial \lambda} - \left(\frac{UV}{H^2} \right) \frac{\partial H}{\partial \lambda} \right] + \frac{U^2 - V^2 \cot \theta}{HR} \quad (2.74)$$

$$F_\lambda^b = -\frac{BU}{H^2} (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.75)$$

$$F_\theta^b = -\frac{BV}{H^2} (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.76)$$

ここで, 海面摩擦係数 $B=0.0026 \times \mu \sin \theta$ であり, μ は緯度が高くなるにつれて経度方向の長さが変わることを考慮に入れるために Schwiderski (1980) によって導入された grading parameter である.

F^e は渦粘性による消散項であり，Schwiderski (1980) を参考にしている．

C) 二次的荷重効果

二次的な効果 ξ は，海水の自己引力ポテンシャル変化と，荷重によるポテンシャル変化および荷重による海底の垂直変位の和であり，NAO99.Jb では潮位場の球面調和展開係数から精密な二次的効果が計算されている．以下にその式を示す．

$$\xi(\theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{3}{2n+1} \left(\frac{\rho}{\bar{\rho}} \right) (1 + k'_n - h'_n) \zeta_{0(n)}(\theta, \lambda) \quad (2.77)$$

ここで， $\zeta_{0(n)}$ は球面調和展開における n 次の潮位， k'_n および h'_n は n 次の荷重ラヴ数， ρ および $\bar{\rho}$ は海水および地球の平均密度である．なお， k'_n は荷重による地球の質量再分配に起因するポテンシャル変化に関係し， h'_n は荷重による海底の垂直変位に関係する． $3/(2n+1)$ というファクタによって，この展開級数の収束は潮位場 $\zeta_0 = \sum \zeta_{0(n)}$ 収束より速く，次数は $n_{\max} = 360$ までとれば十分である．二次的効果は潮位場自身に依存するため，二次的効果と潮位場の計算は反復して行う必要があるが，収束は速く一，二回の反復計算で十分である．

D) データ同化

NAO99.Jb において，最終的な海洋潮汐モデルは式(2.31)，(2.32)，(2.33) を差分化した数値モデルを時間積分し，衛星海面高度計による潮汐解析解や沿岸の検潮データを同化して得られる．数値モデルの解像度は，潮汐解析の場合と同様で， $1/12^\circ$ に設定されている．非線形性の影響が強い浅海域において，分潮間の相互作用として現れる複合潮は無視し，計算は各分潮毎に独立して行われており，同化手法はいわゆる **blending** 法が用いられている．具体的には，あるタイムステップ t_i におけるモデルによる潮位の予測値 ζ_0^{MODEL} に，観測地と予測値の差を比例する補正項を付け加える方法である．以下にその式を示す．

$$\zeta_0' = \zeta_0^{\text{MODEL}} + f_{mj} (\zeta_0^{T/P} - \zeta_0^{\text{MODEL}}) \quad (2.78)$$

$$f_{mj} = \frac{f_{mj}^c}{e_m} \quad (2.79)$$

ここで， $\zeta_0^{T/P}$ は T/P データの潮汐解析解から求められる時刻 t_i における潮位であり，この操作は T/P 潮汐解析解の存在するグリッドについて，各タイムステップで行われている．NAO.99Jb モデルではサイクル 9 から 198 の約 5 年間の T/P データ解析結果と 219 点の沿岸検潮データの両方が同化されている． f_{mj} は観測値の重みを決定する量であり，0 から 1 の値をとる． f_{mj} が大きければそれだけ急速に観測値に近づくので良さそうに思われるが，必ずしもそうではない．観測にも誤差があり，潮汐解析解の存在しない周りの領域との間の急激な不整合が生じることから， $f_{mj} = 1$ (観測に 100% の重みを与える) とすることは一般に危険であるとされている (松本, 2004)．そのため NAO.99Jb モデルの場合 f_{mj} の最大値は 0.8 に制限されている． \bar{e}_m は観測値の誤差であり，全観測値の誤差の平均値で正規化されている．すなわち，はグリッド毎に変変であり，誤差の小

さな観測値ほど大きな重みが与えられるようになっている。定数 f_{mj}^c の設定には明確な指標はないが、Matsumoto et. al. (2000)の検討によってデータ同化には潮汐解析解のスージングの効果もあることを考えて、最終的に得られる潮汐場が空間的にある程度滑らかになるように分潮毎に0.02~0.5の異なる値が決定された。振幅の小さい分潮はS/Nが悪く決定精度もよくないために小さな f_{mj}^c が適用されている。

NAO99.JbにおいてはT/Pデータの同化なしで10周期分の時間積分を行った後、同化を同じく10周期行い、最後の1周期の潮位変動から振幅と位相が計算されている。モデル化されたのはM₂, S₂, N₂, K₂, 2N₂, μ₂, ν₂, L₂, T₂, K₁, O₁, P₁, Q₁, M₁, OO₁, J₁の16分潮である。また、開境界条件として同種類のグローバルモデルであるNAO.99bが用いられている。

2-3 経験的台風モデル

経験的台風モデルは、台風の海面気圧や海上風の分布を台風の基本的なパラメータである中心気圧、最大風速半径および移動速度だけで表現するものである。

2-3-1 気圧分布

気圧分布として最も広く使われてきたものはMyersのモデル(Myers and Malkin, 1961)と藤田のモデル(Fujita, 1952)である。これらのモデルの気圧分布は同心円であり、中心気圧と最大風速半径の二つのパラメータで決定される。ここでは、本研究で用いたMyersのモデル(以下Myersモデル)について説明する。Myersモデルの気圧分布は台風中心からの距離の関数として次式で表される。

$$p = p_c + \Delta p \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right) \quad (2.80)$$

ここで、 p は台風中心から距離 r における気圧、 p_c は中心気圧、 Δp は気圧深度($=p_\infty - p_c$)、 p_∞ は台風中心から十分遠く離れた場所での気圧で通常 $p_\infty=1013\text{hPa}$ であり、 r_0 は最大風速半径、厳密には気圧傾度が最大となる半径、であり、台風中心から最大風速発生地点までの距離に相当するパラメータである。ただし、現実の台風は必ずしも気圧分布が同心円とは限らないため、気圧分布を楕円で表すモデルも提案されている。

2-3-2 風速分布

経験的台風モデルによる海上風の推算では、まず自由大気(海面摩擦を受けないほど上空の大気)における風を求め、この風速に経験的な低減係数を乗じ、風向を等圧線の接線方向から台風の中心方向に偏向させる。この自由大気の風とは気圧傾度力、コリオリ力、遠心力のつり合いから傾度風成分を求め、また台風の進行速度と中心からの距離による経験的な関数から場の風成分を求め、これら二つの成分をベクトル合成したものである。以下に詳細を示す。

A) 傾度風成分

自由大気における傾度風 U_{gr} は、気圧傾度、遠心力、コリオリ力の三つの力のつり合いより次式で表される。

$$\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{U_{gr}^2}{r} + f U_{gr} \quad (2.81)$$

これを解くと

$$U_{gr} = -\frac{rf}{2} + \sqrt{\left(\frac{rf}{2}\right)^2 + \frac{\Delta p}{\rho_a} \frac{r_0}{r} \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right)} \quad (2.82)$$

となる。ここで ρ_a は大気密度 (1.22 kg/m^3)、 f はコリオリの係数 ($2\omega \sin\phi$, ω : 地球自転の角速度 $=7.29 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$, ϕ : 緯度) である。これに対応する海上 (海面から高さ 10m) の風速 U_1 は次式で表される。

$$U_1 = C_1 U_{gr} \quad (2.83)$$

ここで C_1 は経験的な係数であり、一般的に 0.6~0.7 の値が用いられる。海上にける風向は自由大気の風向 (等圧線の接線方向) から台風中心方向に 30° 偏向している。

B) 場の風成分

海上における場の風成分の風速 U_2 は次式で与えられる。

$$U_2 = C_2 \frac{U_1(r)}{U_1(r_0)} V_T \quad (2.84)$$

ここで C_2 は経験的な低減係数であり、一般に C_1 と同程度の値が用いられている。また、 V_T は台風の進行速度である。

合成風の風速と風向は式(2.87)と式(2.88)のベクトル和とその方向として計算される。その模式図を図 2-11 に示す。

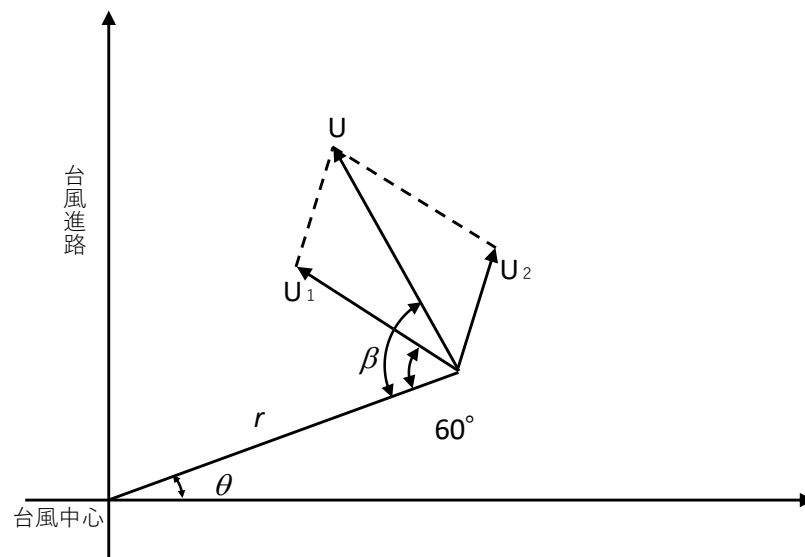


図 2-11 台風モデルにより計算される傾度風，場の風，合成風の模式図

2-4 FVCOM でのシミュレーション手順

FVCOM での実際の計算の流れを図 2-12 に示す。まず、海岸線データと海底地形データを用いて非構造三角形格子を作成し、潮位や開境界条件、気象外力（風・気圧）などの入力データを用意する。そして、その入力データを基にタイムステップなどの設定を行い FVCOM で計算することにより、水位や流速、指定した地点の時系列データなどを出力する。本研究では、非構造三角形格子の作成には SMS（Surface Water Model System）を用いた。

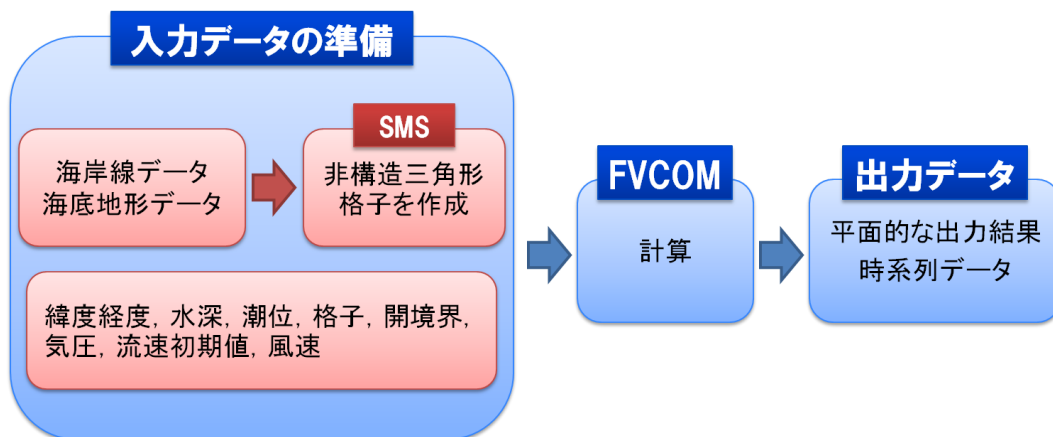


図 2-12 FVCOM による計算の流れ

参考文献

松本 晃治(2004)：海洋潮汐モデル NAO.99b の構築と普及，測地学会誌 50(3), 187-200.

Aquaveo official website: <https://www.aquaveo.com/>

Blumberg, A. F. and G. L. Mellor (1987): A Description of a Three-Dimensional Coastal Ocean Circulation Model, in *Three Dimensional Coastal Ocean Models* (ed. By Heaps, N. S., American Geophysical Union), 1-16.

Blumberg, A. F. (1994): A primer for Ecom-si. *Technical Report of hydrQual, inc.*, 66.

Cartwright, D.E. and R.J. Tayler (1971): New Computations of the Tide-generating Potential. *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 23, 45-74.

Cartwright, D. E. and R. D. Ray (1994): On the radiational anomaly in the global ocean tide with reference to satellite altimetry. *Oceanologica Acta*, 17, 453-459.

Chen, C., H. Liu and R. C. Beardsley (2003): An unstructured, finite-volume, three-dimensional, primitive equation ocean model: application to coastal ocean and estuaries. *J. Atm. & Oceanic Tech.*, 20,159-186.

Chen, C, G. Cowles and R. C. Beardsley (2004): A non-orthogonal primitive equation coastal ocean circulation model: application to Lake Superior. *J. Great Lakes Res.*, 30,41-54.

Chen, C., R. C. Beardsley, H. Huang, J. Qi, G. Cowles, G. Gao and H. Lin (2006): A spherical coordinate version of FVCOM: validation and application. Unpublished manuscript.

Chen, C., H. Huang, R. C. Beardsley, H. Liu, Q. Xu, and G. Cowles (2007): A finite-volume numerical approach for coastal ocean circulation studies: comparisons with finite difference models. *Journal of Geophysical Research*, in press.

Chen, C, R. C. Beardsley, G. Cowles, J. Qi, Z. Lai, G. Gao, D. Stuebe, Q. Xu, P. Xue, J. Ge, S. Hu, R. Ji, R. Tian, H. Huang,

- L. Wu, H. Ion, Y. Sun and L. Zhao (2013): An Unstructured Grid, Finite-Volume Community Ocean Model: FVCOM User Manual. SMASST/UMASSD-13-0701.
- Donelan, M. A. (1990): Air-sea interaction, *The sea*. B. Lenehaute, D. M. Hanes, eds., *Ocean Engineering Science*, 9, Wiley and sons, 239-292
- Fujita, T. (1952): Rep. Met. Lab., Kyushu Inst. Tech., Vol.2, No1-2.
- Groves, G. W. and R. W. Reynolds (1975): An orthogonalized convolution method of tide prediction. *J. Geophys. Res.*, 80, 4131-4138.
- Haidvogel, D. B., H. G. Arango, K. Hedstrom, A. Beckmann, P. M. Rizzoli and A. F. Schepetkin (2000): Model evaluation experiments in the North Atlantic Basin, Simulation in nonlinear terrain-following coordinates. *Dyn. Atmos. Oceans.*, 32, 239-281.
- Herring, T. A., C. R. Gwinn and I. I. Shapiro (1986): Geodesy by radio interferometry: Studies of the forced nutations of the Earth, 1. Data analysis. *J. Geophys. Res.*, 91(B5), 4745-4754.
- Jorgen F, Rolf D (1992): *Mechanics of Coastal Sediment Transport*: World Scientific.
- Kraus, E. B. (1972): *Atmosphere-Ocean Interaction*. Clarendon Press, 275
- Laurent O. A. and A. J. Souza, (2011): DETERMINISTIC COASTAL MORPHOLOGICAL AND SEDIMENT TRANSPORT MODELING.
- Liqin zuo, Dano roelvink and Yongjun.lu (2015): Advances in numerical simulation for sediment transport under co-action of waves and currents, E-proceedings of the 36th IAHR World Congress.
- Lynch, D. R. and C. E. Naimie (1993): The M2 tide and its residual on the outer banks of Gulf of Maine, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 2222-2253.
- Matsumoto, K., T. Takanezawa and M. Ooe, (2000): Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model: A global model and a regional model around Japan, *Journal of oceanography*, Vol.56, 567-581.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problem, *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 20, 851-875.
- Mellor, G. L. and A. F. Blumberg (2004): Wave breaking and ocean surface layer thermal response, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 693-698.
- Munk, W. H. and D. E. Cartwright (1966): Tidal spectroscopy and prediction. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 259, 533-581.
- Myers, V. A. and Malkin, W. (1961): Some properties of hurricane wind fields as deduced from trajectories, U. S. Weather Bureau, National Hurricane Research Project, Report 49.
- Naimie, C. E. (1996): Georges Bank residual circulation during weak and strong stratification periods: prognostic numerical model result, *J. Geophys. Res.* 101(C3), 6469-6486
- Pedlosky, J. (1974): Longshore currents, upwelling and bottom topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 214-226.
- Schwiderski, E. W. (1980): Ocean tides, I, Global ocean tidal equations. *Mar. Geod.*, pp.3, 161-217.
- Simpson, J. J. and T. D. Dickey (1981a): The relationship between downward irradiance and upper ocean structure, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 109-323.
- Simpson, J. J. and T. D. Dickey (1981b): Alternative parameterizations of downward irradiance and their dynamical significance, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 325-362.

- Smagorinsky, J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations, I. The basic experiment, *Monthly Weather Review*, 91, 99-164.
- Smith, S. D., R. J. Anderson, W. A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. Decosmo, K. B. Katsaros, K. L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse, and H. M. Chadwich (1992): Sea Surface Wind Stress and Drag Coefficients: The HEXOS Results. *Boundary-layer Meteorol.*, 60, 109-142.
- Stacey, M. W. (1999): Simulation of the wind-forced near-surface circulation in Knight Inlet: a parameterization of the roughness length, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 541-563.
- Terray, E. A., M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drnman, K. K. Kahma, A. J. Williams, P. A. Hwang, and S. A. Kitaigorodski (1996): Estimate of kinetic energy dissipation under breaking water, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 792-807.
- Terray, E. A., M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drnman, K. K. Kahma, A. J. Williams, P. A. Hwang, and S. A. Kitaigorodski (1997): Reply. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 2308-2309.
- Terray, E. A., W. M. Donelan, and M. A. Donelan (2000): The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer. Proc. Symp. On Air-Sea Interaction Sydney, Australia, University of New South Wales, 239-245.
- Wahr, J. M. and T. Sasao (1981): A diurnal resonance in the ocean tide and in the Earth's load response due to the resonant free "core nutation". *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 64, 747-765.
- William P. Carey and Andrew Wimon (1894): Physical basis and potential estimation techniques for soil erosion parameters in the precipitation-runoff modeling system (PRMS), U.S. Geological survey Water-Resources Investigations Report 84-4218.
- Wu L. and Chen, C. (2010): J. Ocean Univ. China, A FVCOM-Based Unstructured Grid Wave, Current, Sediment Transport Model, I. Model Description and Validation, Ocean University of China, Science Press and Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

第3章 将来気候における有明海湾奥部の高潮への適応策に関する検討

3-1 はじめに

九州地方は台風の常襲地帯であり、これまで台風による高潮によって多くの被害を受けてきた。特に有明海は西に開口した南北に長い湾形を持ち湾奥部の沿岸域には低平地が広がっており、台風来襲時における高潮浸水の危険性が非常に高い。高潮による浸水は河川における洪水浸水と異なり堤内側の浸水面が海水面と同じになるまで海水が流入するため浸水の長期化などから想定される被害は極めて深刻である。そのため、有明海に面した海岸線および有明海への流入河川には堤防が整備されているが、非常に強い台風が来襲した場合、深刻な高潮浸水被害が予想される。

また、将来的に地球温暖化によって海面上昇や台風の強大化に伴う高潮災害リスクの増大が危惧されている。地球温暖化に伴う海面上昇は、堤防の余裕高を減少させ高潮の危険性を増大させる。加えてこれまで以上に強大な台風が来襲し甚大な高潮被害を生じさせることが懸念されており、有明海における沿岸防災の重要性はますます増加している。

そこで本章では、非構造格子海洋流動モデル FVCOM を用いて、有明海における高潮に関する様々な検討を行った。まず、モデルの再現性の検証やモデルの改良を行ったのち、有明海湾奥部で高潮が最大となるような台風経路の選定を行った。次に、堤防の嵩上げや排水ポンプによる減災効果を検討した。さらに、将来気候における高潮を評価するため d4PDF を用いた台風の将来変化やそれに伴う高潮の検討を行った。最後に将来気候における最悪台風に海面上昇を加えた場合や想定最大規模の台風来襲時の高潮やそれに対する適応策の検討を行った。これらの検討は将来気候における高潮災害に対する適応策の検討に非構造格子海洋流動モデルの適用性を検討するものである。

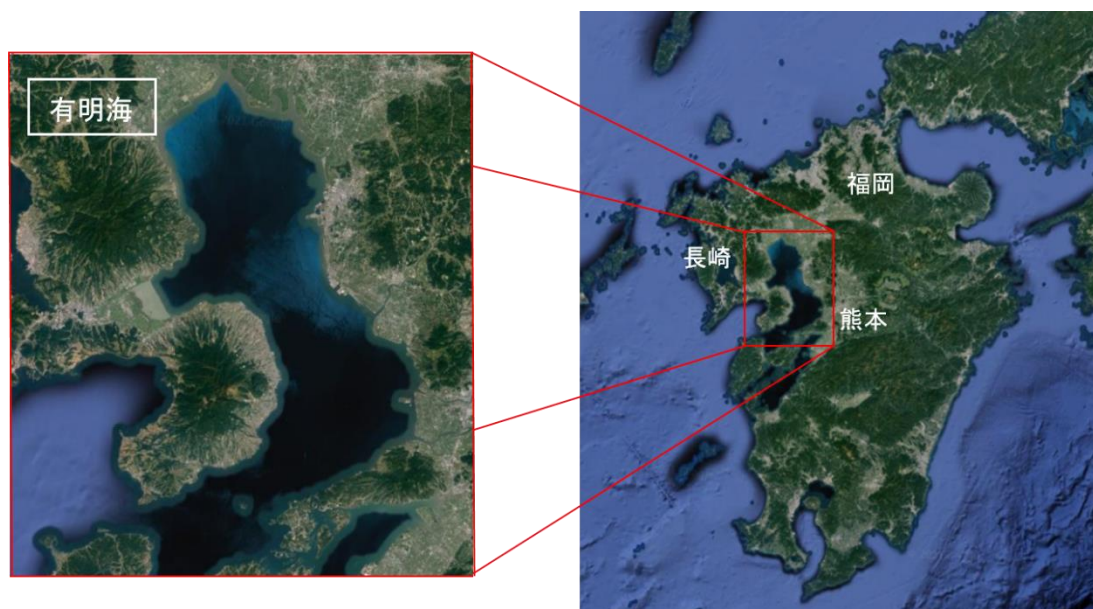


図 3-1 有明海の位置

出典：google map

有明海湾奥部における高潮についての研究は木梨ら(2012), 田辺ら(2013a, 2013b)などがある。木梨ら(2012)は温暖化シナリオに基づく将来気候の予測値から有明海沿岸の高潮を推算し, 有明海湾奥部において当時の計画を大きく上回る高潮偏差が生じる可能性を示した。一方で現在の気象条件においても甚大な高潮災害を引き起こしかねない台風が来襲している。例えば, 2012年16号台風は同年9月に長崎県や沖縄県などで高潮による道路および家屋への浸水被害をもたらした。台風1216号はそれ以前に有明海に被害をもたらした台風9918号等と比較しても強大な台風であったが, 幸いにも経路が西に外れていたため, 有明海において高潮が生じたものの被害生じるほどのものではなかった。仮にこの台風が有明海に近い経路を辿っていたなら, 大きな高潮が生じていたものと推測される。田辺ら(2013a)は台風1216号来襲時を含む2012年の台風期に有明海湾奥部における潮位の連続観測を行い, さらに海洋流動モデルを用いて台風1216号を対象とした高潮推算を行った。また, 台風1216号がより有明海に影響を及ぼす経路を辿った場合を想定し高潮推算を行った結果, 有明海湾奥部において甚大な高潮が発生しうることを示した(田辺ら, 2013b)。

3-2 高潮モデルの検証および改良

3-2-1 高潮モデルの検証

モデルの再現性の検証として, まず天文潮位との比較を行った。使用した計算格子を図3-2に示す。モデルの開境界でNAO99.Jbにより推算した天文潮位を水位変動として与えた。海面境界での外力は与えない。比較期間は2016年2月とした。図3-3右下に赤点で示す計7地点で計算結果と天文潮位の比較を行った。同図に結果を示す。いずれの地点においても, 潮位変動を高精度に再現できていることを確認した。

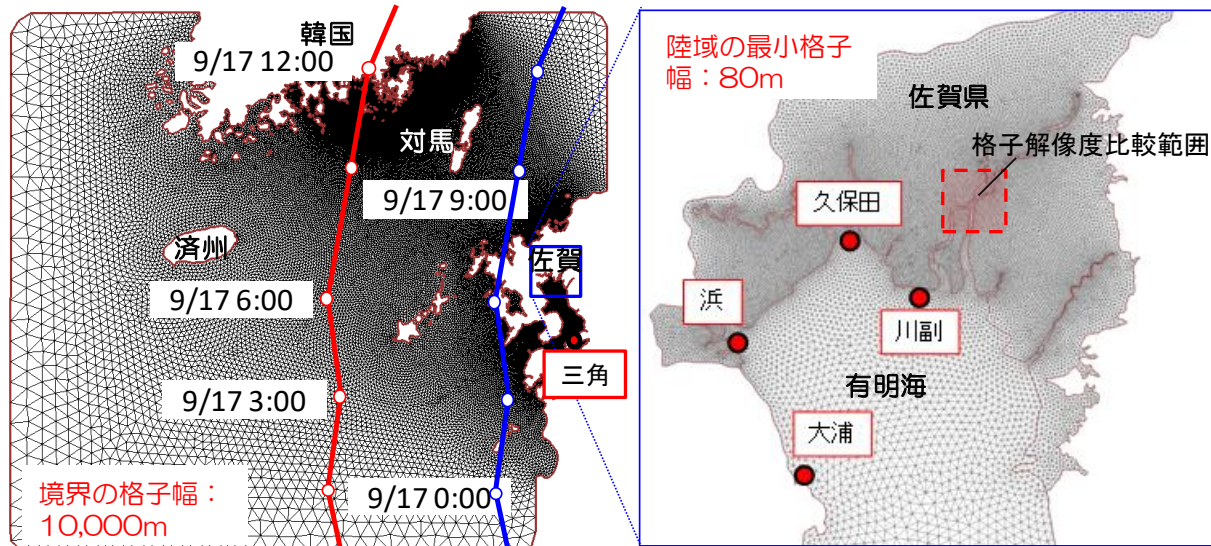


図 3-2 計算格子

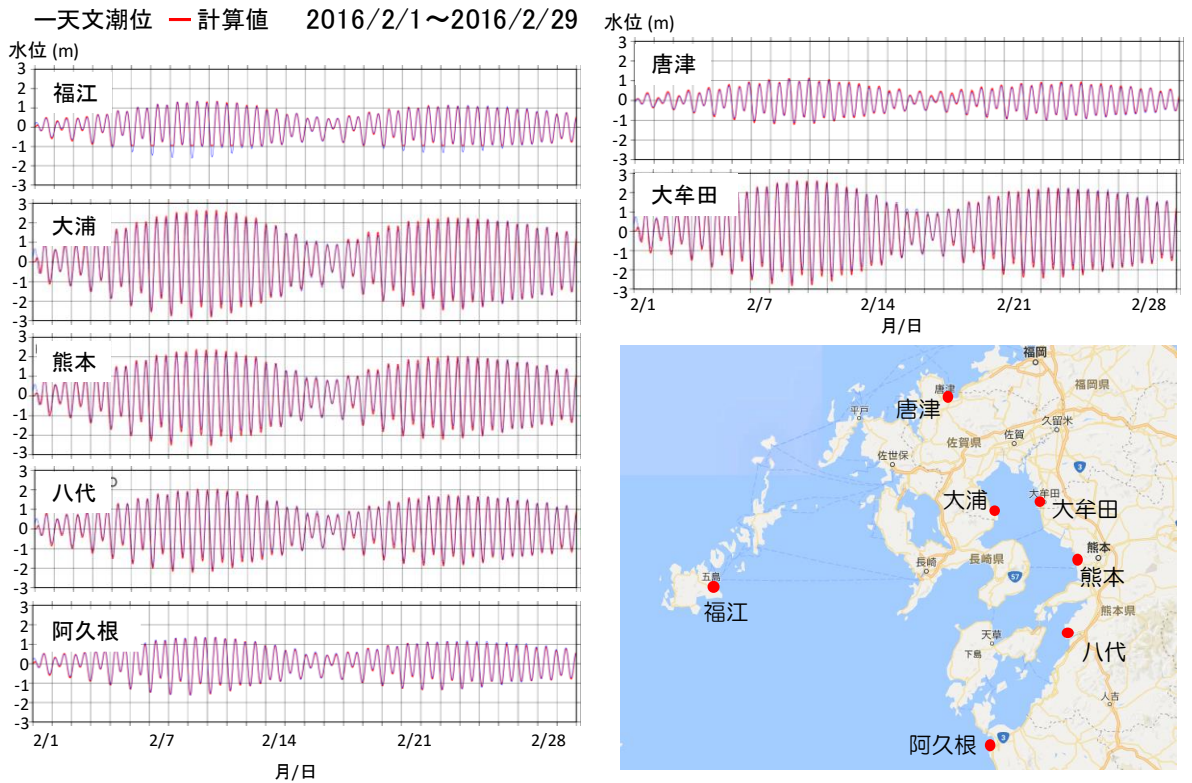


図 3-3 天文潮位と計算結果の比較

次に、2012年16号台風(T1216)を対象に高潮偏差の再現検証を行った。図 3-2 の赤線は T1216 の経路を示している。九州の西側約 200km を北進し、朝鮮半島南岸に上陸している。有明海に最も接近した日時は 17 日の午前 6 時である。表 3-1 に T1216 の情報を示す。T1216 は、近年有明海に高潮を生じさせた台風の中でも勢力の強い台風の一つであったが、台風経路が大きくに西に外れていたため佐賀県では浸水等の高潮災害は報告されなかった。本台風を対象とした理由は、台風来襲時に有明海湾奥部における数地点で潮位の時系列観測が気象庁によって行われており、観測データが豊富にあるためである。モデルに与える台風外力は台風モデルを用いて作成した。高潮推算に使用した FVCOM の計算条件を表 3-2 に示す。図 3-4 に大浦および三角（各点は図 3-2 に赤点で示す）における高潮偏差の時系列変化を示す。大浦、三角ともに観測値を若干過小評価する傾向がみられるものの、最大偏差の起時やその後の副振動を概ね再現できている。図 3-5 に有明海湾口部から湾奥部にかけて全 5 地点（図 3-2 中の赤点）における最大高潮偏差の観測値との比較を示す。

表 3-1 T1216 の最低中心気圧と最大風速

台風番号	最低中心気圧 (hPa)	最大風速 (m/s)	有明海最接近時(2012/9/17 6:00)	
			中心気圧(hPa)	風速(m/s)
台風1216号	900.0	55.0	940.0	45.0

表 3-2 FVCOM の計算条件

水平格子幅	鉛直総分割数	水温・塩分	開境界条件	海面境界条件	計算時間間隔
0.1-20 km	4層	20°C, 30psu (一定)	水位境界 (定常)	気圧, 風 (台風外力)	外部モード0.5秒 内部モード5.0秒

湾口部から湾中部に位置する三角と大浦では、観測値に比べて0.1m程度計算値が小さい。一方湾奥部に位置する3点（久保田、浜、川副）では観測値を若干過大評価する傾向が見られた。このような違いがあるものの、その差は最大で0.2m程度であり、計算結果は観測値を高精度で再現できていると言える。観測値との誤差の原因の一つにモデルに与えた台風外力の精度が低いことが考えられる。ここでは単純な台風モデルから作成した気圧場および風場を海面外力として使用しており、陸上地形の影響は考慮されていない。そのため有明海のような複雑な地形の影響を強く受ける海域での再現性は低いと考えられる。今後、モデルに与える台風外力の精度を向上させることで高潮推算の高精度化が期待される。

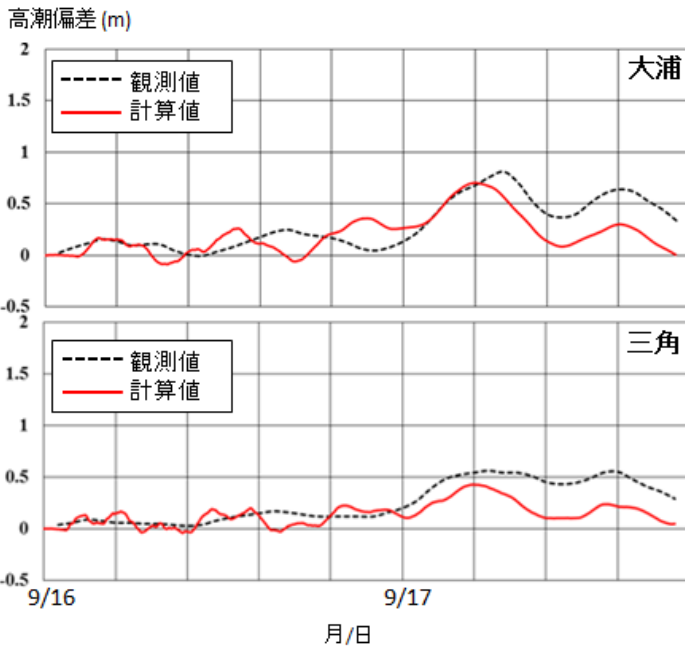


図 3-4 大浦と三角における高潮偏差の時系列の比較

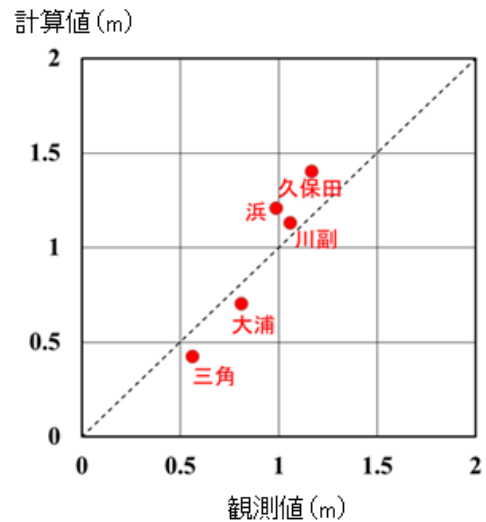


図 3-5 最大高潮偏差の比較

3-2-2 モデルの改良

先ほどの検証で用いた計算格子より解像度を上げたより詳細な計算格子を作成した。特に、浸水計算の対象領域である佐賀平野および福岡県南西部において地形の解像度を上げた。図 3-6 に新たに作成した高解像度計算格子およびこれまでの計算格子（旧計算格子）を示す。図に示す範囲は図 3-2 の赤の破線枠で囲んだ筑後川中流域である。旧計算格子の最小格子幅が 80m であるのに対し、高解像度計算格子では 1/4 の 20m である。最小格子幅で構成される計算領域は筑後川および早津江川と陸域との境界付近である。これにより河川のような幅の狭い場所における地形再現性が向上した。

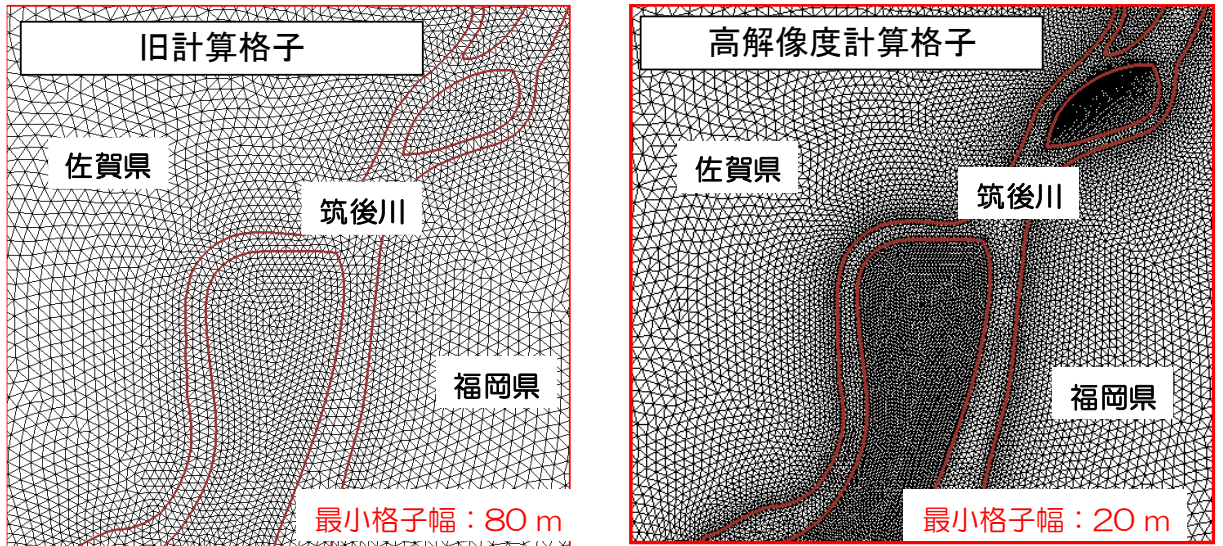


図 3-6 旧計算格子と高解像度計算格子の比較

高潮モデルの高度化にあたり、使用したモデル(FVCOM)を ver 2.7 から新たにリリースされた ver 3.2 に変更した。これまでの検討では、計算格子の水深を堤防高に設定することで堤防を表現していた。しかし、FVCOM ver 3.2 では線境界の設定が可能となったため、厚みのない堤防や水門を線境界で設定することにより構造物の再現精度が向上した。図 3-7 に水深による構造物の表現と線境界による構造物の表現の違いを示す。Ge et al. (2012) は、堤防のような厚みのない構造物

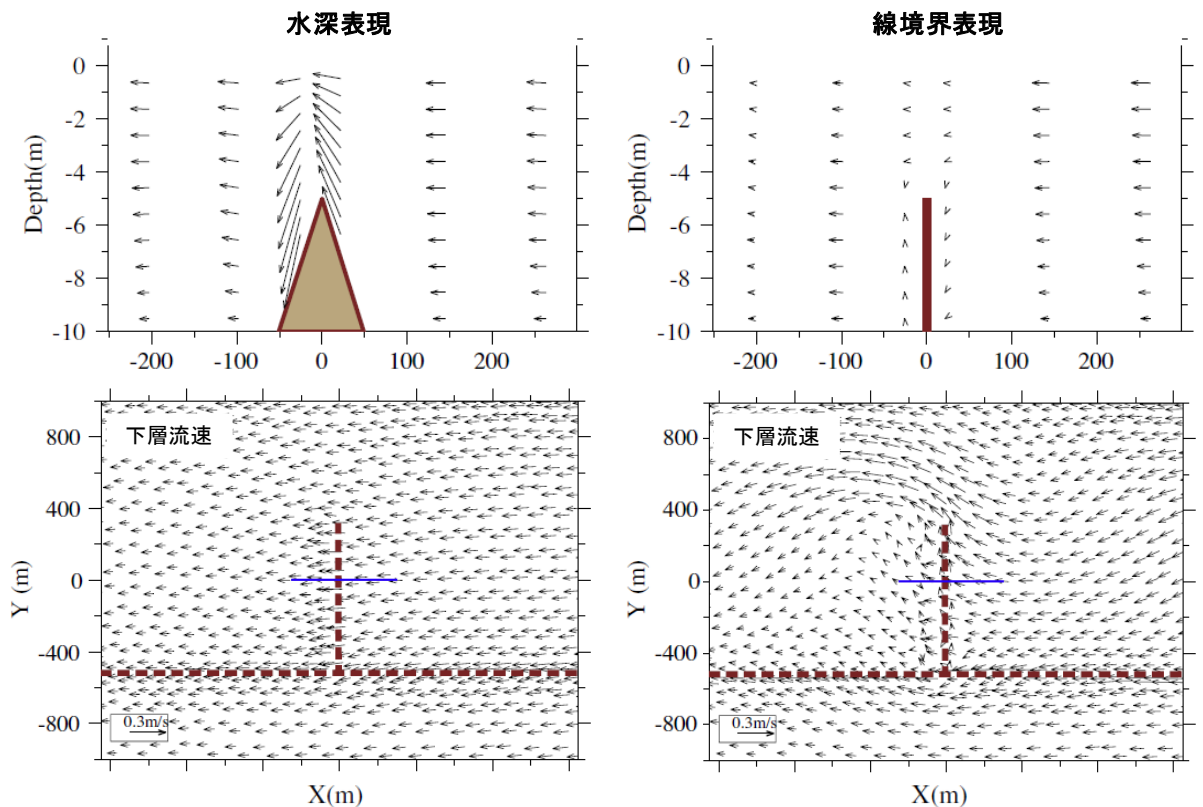


図 3-7 構造物の水深表現と線境界表現による流速分布の違い (Ge et al.(2012)より引用)

物の設定に線境界表現を用いることで水深表現の場合とは流速分布は大きく異なり，再現性が向上することを確認した．また，線境界の高さを変化させることにより，堤防の破堤や水門の開閉を表現できる．

次に，堤防が破堤した場合や水門の開閉のタイミングによる浸水被害の変化を計算できるようなモデルを改良した．構築したモデルの妥当性を確認するため，堤防の破堤を考慮した試計算を実施した．試計算には，田辺ら(2013b)に倣い再現検証実験で用いた T1216 の経路を東へ2度平行移動した台風を使用した（図 3-2 の青線）．ただし，本試計算では，より浸水する条件下での実験が好ましいと考え，堤防高は実際の値より低い値を設定した．なお，破堤条件として堤防を海水が越流した場合とし，越流した箇所の堤防高を 0m とすることで破堤を表現した．すなわち，本実験は破堤すると堤防は完全に崩壊するという条件下での実験となる．また，破堤条件はすべての堤防位置（図 3-8 の白線）に適用している．図 3-8 に堤防の破堤を考慮した場合と破堤を考慮しない場合の最大浸水深の差（破堤あり－破堤なし）を示す．川副地区北部，佐賀市街地，および白石地区において破堤による最大浸水深の増加がみられる．特に白石地区では，1m を越える最大浸水深の差が広範囲で確認でき，試計算の計算条件下では破堤によって被害が増大する結果を得た．また，図 3-9 に堤防の破堤位置と破堤時刻を示す．白石地区六角川河口域南部（図中の赤矢印）において，最も破堤時刻が早く、破堤時刻は9/17の6時であり、これは台風最接近時刻とほぼ同時刻である．その約1時間後に白石地区の他の地点や川副地区で破堤しており，さらにその1～2時間後に筑後川と早津江川分流域上流（図中の青矢印）で破堤が確認できる．このように，破堤による浸水範囲と浸水深の変化および堤防破堤箇所と破堤時刻を得ることができるモデルを構築した．

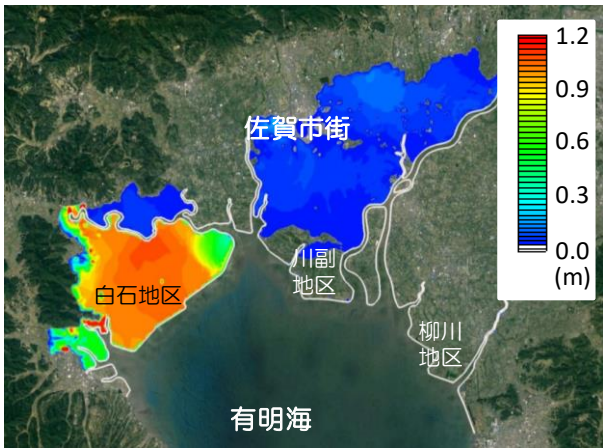


図 3-8 最大浸水深の差（破堤あり－破堤なし）

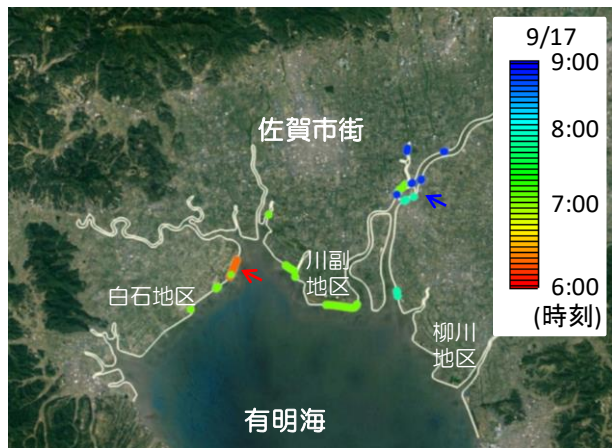


図 3-9 破堤位置と破堤時刻



図 3-10 排水ポンプ位置 (出典 : https://www.pref.saga.lg.jp/kiji00327634/3_27634_134034_up_rm8aas1t.pdf)

高潮氾濫計算の対象領域である佐賀県には、計 158 箇所 drainage 処理場が存在する (図 3-10)。そこで、任意の排水能力を持った排水ポンプを設置できるようにモデルの改良を行い、妥当性の確認のための試算を行った。試算の条件は、上記した破堤の確認実験の場合と同様である。ただし、破堤は考慮していない。図 3-11 に台風が有明海に最接近した時刻 (17 日 6 時) から 18 時間後 (18 日 0 時) における浸水深を示す。白石地区、川副地区、および柳川地区では最大で 4 m 程度の浸水が確認できる。佐賀市街地南部においては約 1m の浸水深となっている。試算における排水ポンプは図中の赤点で示す全 3 箇所を設置した。それぞれの排水能力を表 3-3 に示す。これらの排水能力値は実際の値ではなくあくまでも確認実験用に設定した仮想的な値である。図 3-12 に排水ポンプを設置した場合としない場合の台風が有明海最接近時刻から 18 時間後(18 日 0 時)における浸水深の差 (排水ポンプ有り - 排水ポンプ無し) を示す。ただし、排水ポンプの起動は川副地区で浸水が始まった 17 日の 6 時からとした。排水ポンプを設置することによって、有明海沿いの川副地区から佐賀市街地南部にかけて浸水深が浅くなっていることが確認できる。特に川副地区ではその効果が大きく、八田江排水ポンプの設置付近で最大 0.3m 程度の浸水深の差が生じた。このように高潮氾濫シミュレーションモデルの高度化として、排水ポンプによる効果の影響範囲や効果の大きさを検討できるモデルを構築した。

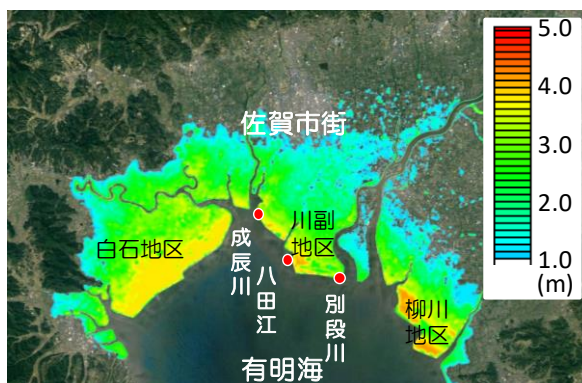


図 3-11 9 月 18 日 0 時における浸水深



図 3-12 浸水深の差 (排水ポンプ有り - 無し)

表 3-3 設置した排水ポンプの排水能力

八田江	2160,000 m ³ /h
別段川	144,000 m ³ /h
成辰川	180,000 m ³ /h

3-3 温暖化適応策の検討

3-3-1 最悪経路の選定

佐賀平野を対象とした現実的に施工可能な適応策についてその効果を検討した。まず、佐賀平野における台風の最悪経路を選定した。気象庁ベストトラックデータを用い 1951 年以降有明海付近に来襲した台風経路を解析することで、有明海に來襲し得る経路を調べ、仮想的な 128 経路について網羅的に高潮シミュレーションを実施した。対象とする台風規模は国土交通省の高潮浸水想定区域図作成の手引きに従い既往最大規模とした。FVCOM に与える台風外力は経験的台風モデルを用いて推算した。表 3-4 に台風モデルの計算条件を示す。図 3-13 に FVCOM の計算領域、計算格子および主な計算条件を示す。最大格子幅は開境界部で 10km、最小格子幅は有明海湾奥部で 100m である。鉛直層分割数は 3 層、水温および塩分は一定とした。また、開境界は水位境界とし有明海の朔望平均満潮位である T.P.+2.7m とした。図 3-14 に台風の中心位置とその時刻に堤防を越えて浸水する流量の関係を示す。なお、浸水流量は堤防位置での潮位と現状の堤防高の関係から本間の式より算定した。南から北へ移動する台風経路 (NE, NNE, N, NNW, NW 進経路) では、台風の中心位置が北緯 31 度に達したとき、浸水が開始している。また、いずれの経路においても台風の中心が有明海の北西約 40km (図中の青丸) に位置するときに浸水流量が多くなっており、特に NNE 進経路の青丸で示した位置で浸水流量は最大となる。また、台風が來襲し通過するまでに堤防を越流した浸水量 (総浸水量) を台風の危険度とし、各台風経路における総浸水量を調べた結果、佐賀平野における最悪経路は有明海の西側を通過し筑後川に平行な経路 (図 3-14 NNE 進経路の青線) であった。

表 3-4 台風モデルの計算条件

計算範囲	中心気圧	台風移動速度	最大旋衡風速半径
北緯25度～38度 東経122度～135度	900 hPa (室戸台風級)	75 km/h (伊勢湾台風級)	75 km (伊勢湾台風級)

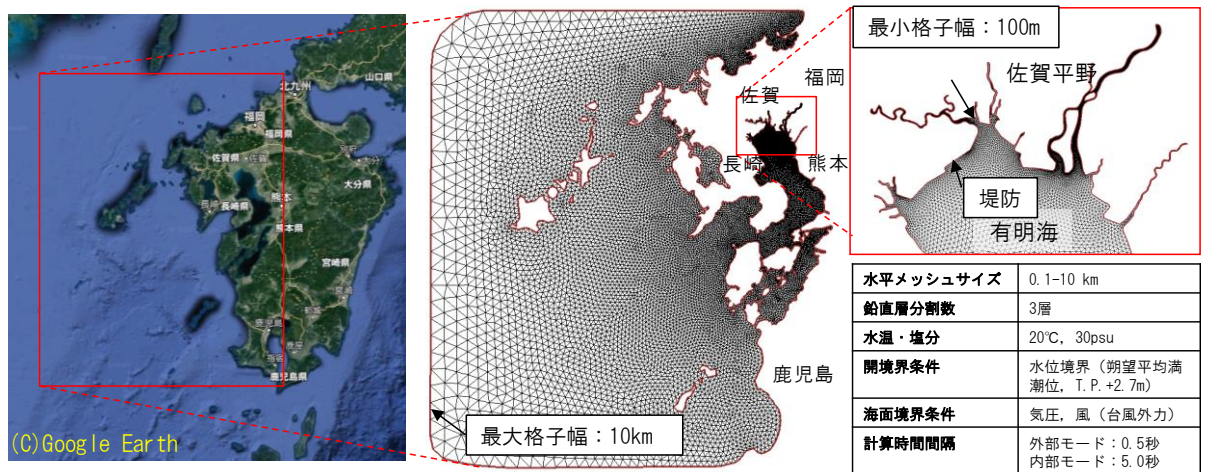


図 3-13 計算領域, 計算格子および計算条件

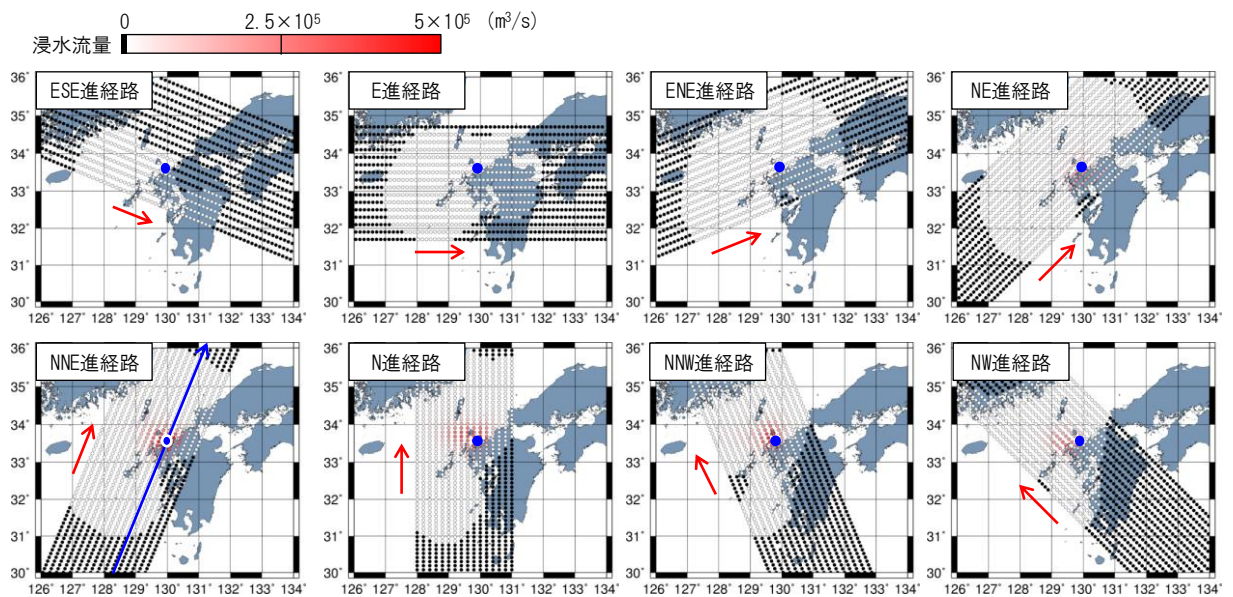


図 3-14 台風を中心位置と堤防を越流する浸水流量の関係

3-3-2 温暖化適応策の検討

続いて、既往最大規模の台風が最悪経路を通過したという条件下で高潮氾濫シミュレーションを行い種々の適応策の効果を検討した。本研究では、堤防の嵩上げによる効果、旧堤防等の二線堤としての役割、各所に設置された排水ポンプによる災害復旧への効果および水門開閉のタイミングの影響を検討した。また、堤防嵩上げや水門等の複数の適応策の組み合わせについての効果も検討した。計算領域は最悪経路の検討に使用した領域に浸水計算の対象領域である佐賀平野および筑後平野を加える。ただし、浸水計算領域ではより詳細な空間分布を得るため最小格子幅を30mとした。なお、以降の検討では全てこの計算格子を用いた。なお本論文では、海岸・河川堤防の嵩上げの効果についてのみ述べる。

有明海岸および有明海への流入河川沿いには海岸・河川堤防が整備されているが、現状では未完成箇所も多い。すべての堤防の整備が完了した場合、最低堤防高はT.P.+7.5mとなる予定である。図 3-15 に堤防高が現状および整備後における最悪経路での最大浸水深分布とその差を示す。現状と整備後での浸水範囲を比較すると、白石地区ではほぼ変化はないが、筑後川周辺でその差が顕著である。現状では、佐賀市街地の南部まで浸水範囲が達しているのに対し、整備後では市街地

付近の浸水範囲が大きく減少している。また、現況において最大浸水深は大託間地区で7m、川副地区、東与賀地区および白石地区で最大5.5mとなっている。整備後の最大浸水深は筑後川周辺や川副地区広域で浅くなっているが、白石地区、川副地区東部、東与賀地区では深くなっている。これは、浸水した水が地盤高の低い海域側へ流れて溜まるが、整備後に堤防高が高くなることで海域へ流出できなくなり、水位が高くなるためである。このように、堤防の嵩上げによって浸水範囲は減少し、筑後川周辺の最大浸水深が浅くなるという減災効果が確認できた一方、白石地区などは嵩上げを行っても浸水範囲に大きな変化はなく、逆に最大浸水深が増えるという地域もみられ減災効果には地域による差が顕著であることもわかった。

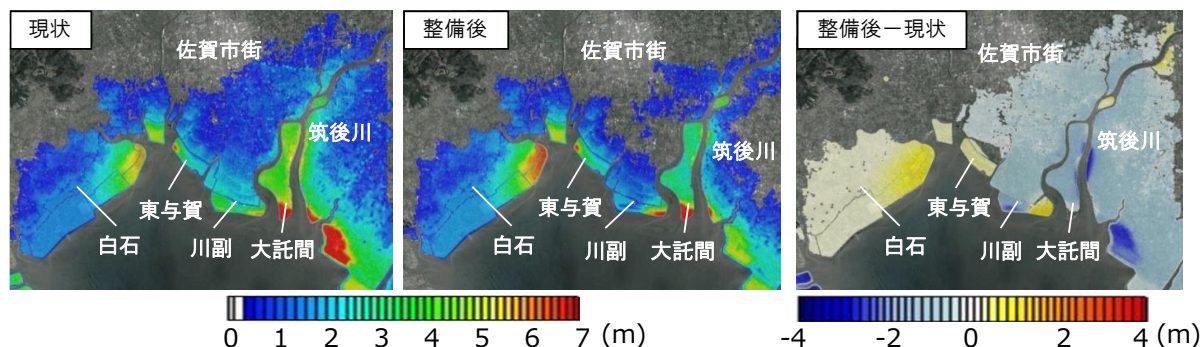


図 3-15 現状と整備後の堤防高における最大浸水深およびその差（整備後－現状）

3-4 将来気候データ d4PDF

本章では台風の将来変化を評価するにあたり d4PDF を採用した。d4PDF とは文科省・気候変動リスク情報創生プログラムによって作成された水平解像度約 60km の気象研究所全球大気モデル MRI-AGCM3.2(以下全球モデル, Mizuta et al. 2012)を用いた全球実験と、水平解像度約 20km で日本域をカバーする気象研究所領域気候モデル NHRCM(以下領域モデル, Sasaki et al. 2011, Murata et al. 2013) を用いた領域実験から成る「地球温暖化対策に資するアンサンブル気候予測データベース, database for Policy Decision making for Future climate change (d4PDF)」である。これによって、これまでにない多数 (最大 100 メンバ) のアンサンブル実験を行うことによって、確率密度分布の裾野にあたる極端気象の再現と変化について、十分な議論ができるようになった。

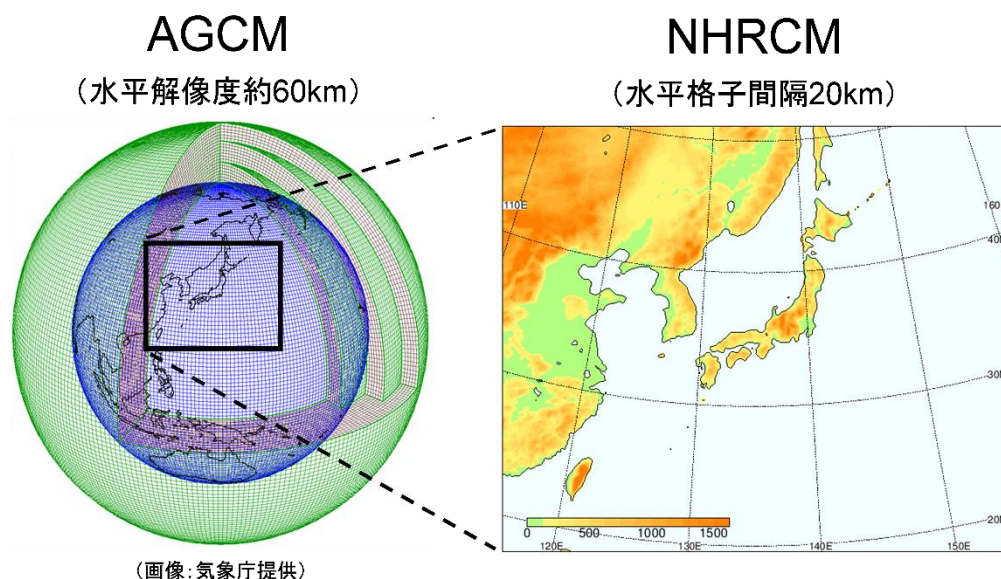


図 3-16 全球モデルと領域モデル (d4PDF ウェブサイトより引用)

3-4-1 領域モデル実験

文部科学省の利用手引きによると、d4PDF で使用された地域気候モデルは、気象研究所非静力学地域気候モデル(Nonhydrostatic Regional Climate Model: NHRCM)である。また、ダウンスケーリング実験では、水平格子間隔を 20km に設定した NHRCM を用いて、日本全域を覆う領域(図 3-16)での計算が実施された。計算領域の水平格子数は 211×175、鉛直層数は 40 である。

また文部科学省の利用手引きによると、d4PDF では NHRCM を全球モデル(AGCM)とネスティングして、様々なメンバの境界値に応じたダウンスケーリング実験が行われた。このとき、各メンバの境界値によって NHRCM の設定を変えることせず、全ての実験において NHRCM は同じ設定であることから、境界値アンサンブル実験ということになる。メンバ数は過去実験(1950～2010年)で 50 メンバ、4℃昇温想定 of 将来実験が 90 メンバである。ここで、多大な計算負荷のため、過去実験のメンバ数は AGCM のメンバ数(100)の半数となっている。積分期間はそれぞれのメンバで 61 年間であり、各年に対応して 7 月 20 日から翌年 8 月 31 日までの約 1 年間の積分が行われた。なお、7 月 20 日から 8 月 31 日までの約 40 日間はスピニアップ期間であるため、実際に使用されるデータの出力期間は 9 月 1 日から翌年 8 月 31 日までの 1 年間である。

領域実験は 3 種類の実験からなる(表 3-5)。1 つ目の過去実験(以下 HPB とする)は現在の気候を再現した実験で、1950 年 9 月～2011 年 8 月(60 年分)×50 メンバからなる。2 つ目の 2℃上昇実験(以下 HFB_2K とする)は、全球平均地上気温が産業革命前(1850 年)に比べ 2℃上昇した気候を表現する実験で、2030 年 9 月～2091 年 8 月(60 年分)×54 メンバからなる。3 つ目の 4℃上昇実験(以下 HFB_4K とする)は、全球平均地上気温が産業革命前(1850 年)に比べ 4℃上昇した気候を表現する実験で、2050 年 9 月～2111 年 8 月(60 年分)×90 メンバからなる。ただし、将来実験(HFB_2K と HFB_4K の総称であり、以下 HFB とする)では、便宜上、将来の年号が与えられているが、実際のこの年を想定したものではないことに注意する必要がある。また、HFB は広く行われている排出シナリオにしたがった実験ではなく昇温幅を固定した実験を行っている。これは実験の初期と末期で温暖化の段階が異なると同一のサンプルとして扱うのに困難が生じるため、温暖化の段階を固定して長期のトレンドが含まれないようにするためである。

表 3-5 領域実験のデータ数 (d4PDF ウェブサイトより作成)

実験の種類	期間
過去実験	1950年9月～2011年8月×50メンバ=3000年分
2°C上昇実験	2030年9月～2091年8月×54メンバ=3240年分
4°C上昇実験	2050年9月～2111年8月×90メンバ=5400年分

d4PDFではHPBとHFBを用いることで温暖化に伴う将来気候の変化を予測することができる。また、非温暖化実験はHPBと比較することで過去の温暖化影響を定量化するアトリビューション研究に利用することができる。さらに、期間内で温暖化による長期トレンドが含まれないため、その影響を考慮する必要のある解析においては、HFB_4Kの比較対象として利用できる。

また、HPBでは、観測された海面水温と、海氷、温室効果ガス濃度変化、硫酸性エアロゾル濃度変化、オゾン濃度変化、火山性エアロゾル濃度変化が与えてある。100メンバについては、それぞれ異なる初期値から計算を始めており、さらに海氷と海面水温に小さな摂動が加えられている。また、HFBでは、CMIP5に貢献した全球大気海洋結合モデルの実験結果をもとに6種類の海面水温変化の空間パターンが用意され、各パターンに15種類の摂動を加えた合計90種類の分布を与えることで、90ものアンサンブル実験が行われた。CMIP5とは第5期結合モデル相互比較計画で、多数の気候予測シミュレーション実験の結果が提出されている。将来の海面水温変化パターンは、先ほど示したようにCMIP5のRCP8.5実験の主要6モデル(表3-6)の2070～2099年の平均的水温変化量として定義されている(図3-17)。6モデルは海面水温変化パターンのクラスター分析(Mizuta et al. 2014)をもとに、パターンが互いに似ていないモデルを主要なモデルから選定している。

表 3-6 6モデルの海面水温パターンの名称と機関名(国名)(d4PDF ウェブサイトより引用)

CMIP5 モデル	実験名略称	機関名(国名)
CCSM4	CC	National Center for Atmospheric Research (USA)
GFDL-CM3	GF	NOAA Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (USA)
HadGEM2-AO	HA	Met Office Hadley Centre (UK)
MIROC5	MI	AORI, NIES, JAMSTEC (Japan)
MPI-ESM-MR	MP	Max Planck Institute for Meteorology (Germany)
MRI-CGCM3	MR	Meteorological Research Institute (Japan)

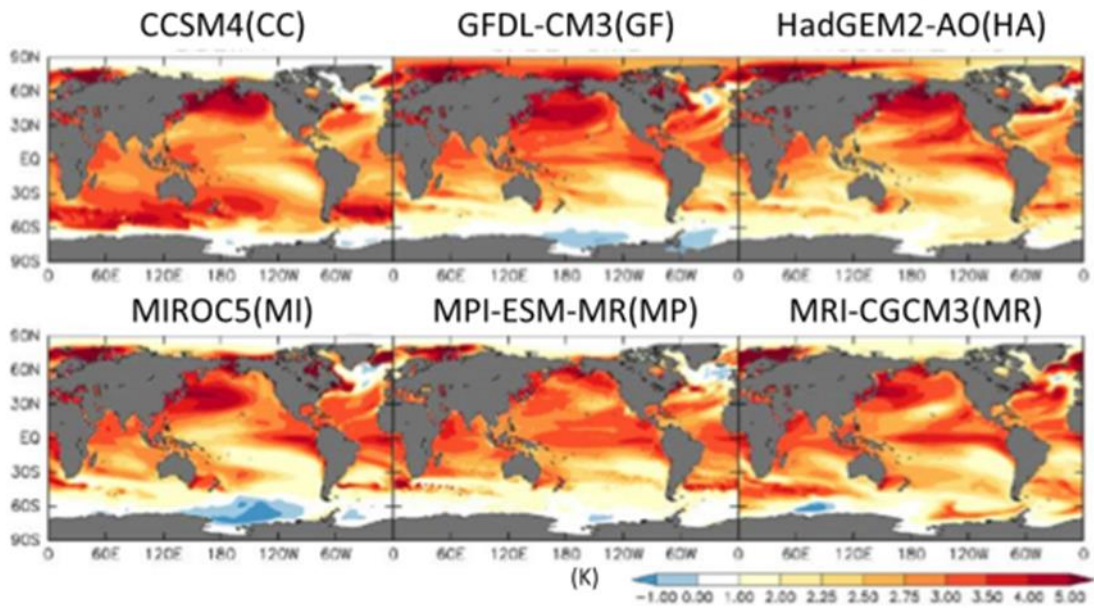


図 3-17 使用したモデル毎の、与えた海面水温変化パターン (d4PDF ウェブサイトより引用)

3-5 台風および高潮の将来変化

佐賀平野に対して危険な経路を通る台風を d4PDF から抽出し統計的な解析を行うことで、台風の来襲頻度及び台風強度の将来変化を評価した。次いで、いくつかの台風に対してダウンスケーリングを実施し、そのデータを気象外力（気圧・風）として与えた高潮氾濫シミュレーションを行うことで、有明海の高潮偏差及び佐賀平野における高潮浸水の将来変化を評価した。また、適応策として堤防の嵩上げによる効果について検討した。さらに、破堤危険箇所の評価技術を踏まえ、破堤を考慮した高潮氾濫シミュレーションを行うことで、破堤しない場合との浸水状況の違いについても検討を行った。

3-5-1 台風の将来変化

まず、ダウンスケーリングの対象とする台風を選定するため、d4PDF の全球実験で発生したすべての台風の経路および中心気圧の情報から、3-3 で明らかになった佐賀平野にとって高潮浸水の危険性が高い図 3-18 の赤い範囲を通過する台風を抽出した。抽出された台風は過去実験で 238 台風、将来実験では 224 台風であった。各実験の計算期間の違い（過去実験：6,000 年、将来実験：5,400 年）を考慮し 100 年あたりの存在個数を求めると、それぞれ 3.98 と 4.15 台風であり来襲頻度の将来変化は小さいことがわかった。全球もしくは大洋スケールで評価した既往の研究によれば台風の存在個数は将来減少するとされているため、ここで得た変化傾向は一般的な知見と異なる結果を示したことになる。図 3-19 に有明海最接近時における台風中心気圧の累積確率を示す。過去実験と比較して将来実験の台風強度が増していることがわかる。例えば、過去実験において中心気圧が 940hPa を下回るような強い台風は全体の 10%程度であるのに対して、将来実験では全体の約 20%を占めている。上述したように有明海にとって危険な経路を通る台風の総数はほとんど将来変化しないため、将来は現在よりも強い台風が来襲する頻度が高くなると言える。

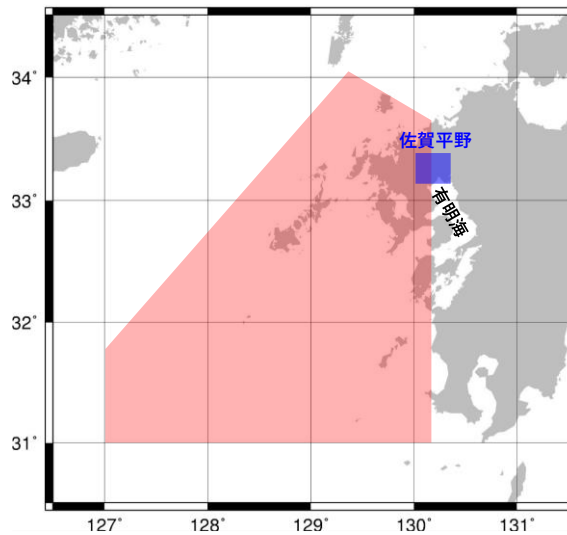


図 3-18 佐賀平野にとって危険な経路

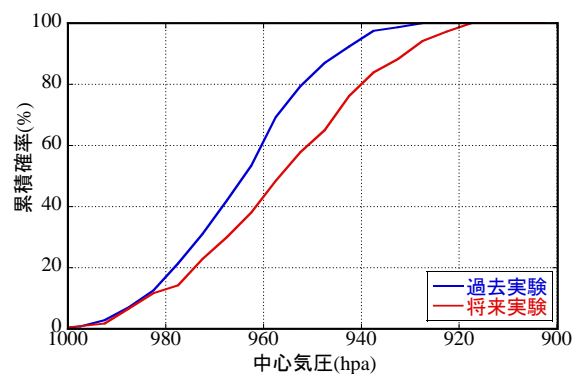


図 3-19 有明海最接近時における中心気圧

ダウンスケーリングの対象とする台風は、過去実験及び将来実験から抽出した台風のうち有明海最接近時の中心気圧が低い方からそれぞれ上位 10 ケースずつとした。表 3-7 にダウンスケーリングの対象とした台風が存在するアンサンブル番号、有明海に最接近する時刻及びその時刻の中心気圧を示す。過去実験における最も強い台風の中心気圧は 932.66 hPa であり、10 位では 941.94 hPa まで高くなる。一方、将来実験で最も強い台風は 920.07 hPa であり、過去実験と比べて 13 hPa 程度低い。また、10 位の台風(927.59 hPa) できさえも、過去実験の 1 位の台風中心気圧より低い結果となった。さらに、有明海最接近時刻に注目すると、過去実験は 8 月中旬から後半にかけて来襲しているのに対し、将来実験は主に 8 月後半から 9 月中旬に来襲しており、強い台風の来襲時期が約半月遅れる可能性を示している。

SI-CAT (Social Implementation program on-Climate Adaptation Technology) において、これらの台風を対象に気象研究所領域気候モデル(NHRCM)を用いて気象場の空間解像度を 20km から 5km へダウンスケーリングされた。本章ではそのデータを使用した。図 3-20 にダウンスケーリング前後の地形、気圧・風場を示す。ダウンスケーリングで使用する地形データは陸域の高度を精度良く表現できている。また、地形の空間解像度が高くなることで台風の中心周辺の気圧や風の極値付近の変化が明瞭になっていることがわかる。

表 3-7 ダウンスケーリング対象

過去実験			将来実験		
アンサンブル番号	有明海最接近時刻	最接近時の中心気圧(hPa)	アンサンブル番号	有明海最接近時刻	最接近時の中心気圧(hPa)
43	2001/8/15 6:00	932.66	(MI)101	2061/8/31 0:00	920.07
83	1990/8/19 6:00	933.48	(HA)112	2053/8/24 6:00	922.29
63	1985/8/21 6:00	933.76	(GF)115	2094/7/21 0:00	922.85
67	1994/8/12 12:00	936.32	(MP)101	2051/9/12 6:00	923.58
83	1976/8/23 12:00	937.62	(HA)101	2054/9/10 0:00	924.52
83	1962/8/16 0:00	938.09	(HA)104	2052/9/16 0:00	924.94
30	1991/8/31 6:00	940.70	(GF)110	2106/8/7 18:00	926.11
22	1952/8/25 12:00	940.89	(CC)111	2061/9/10 18:00	927.19
85	2004/8/10 6:00	941.47	(GF)112	2103/8/11 18:00	927.36
7	1991/9/1 6:00	941.94	(HA)104	2065/9/19 0:00	927.59

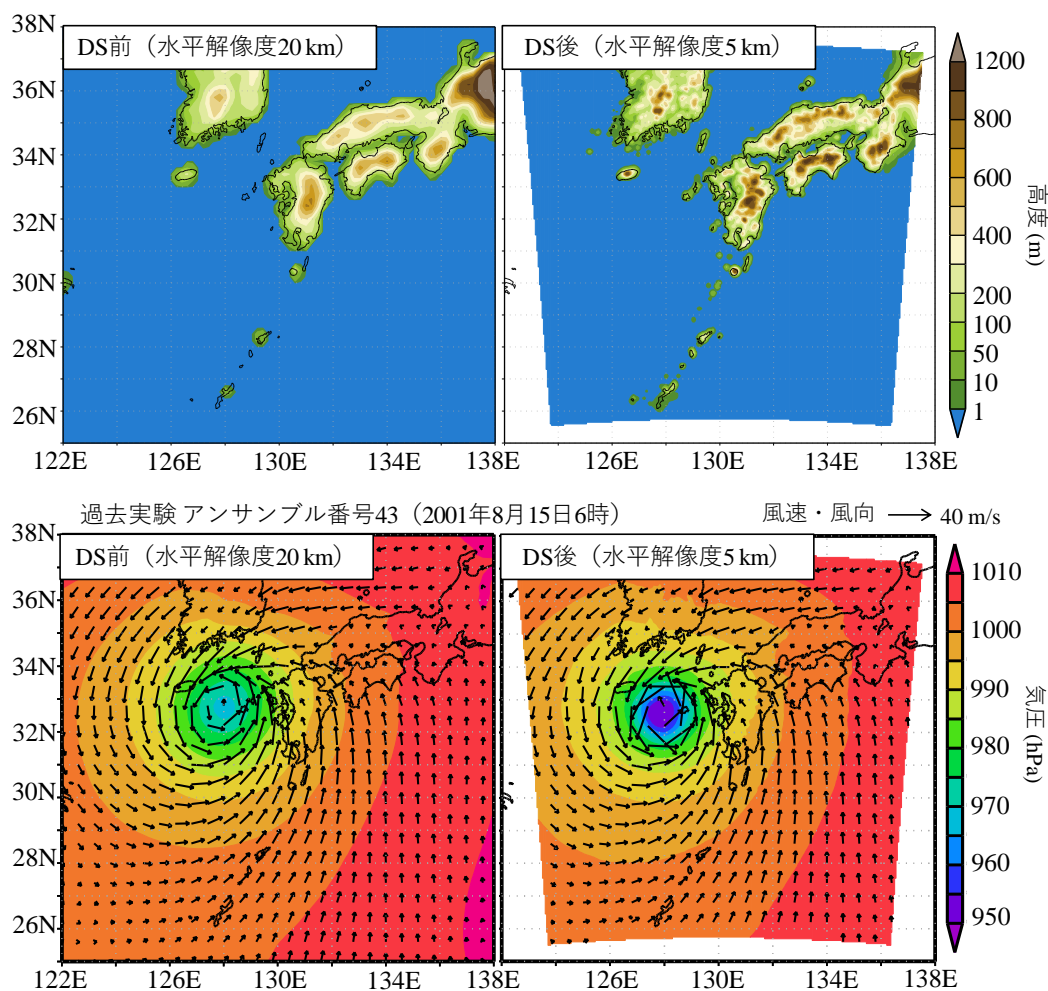


図 3-20 ダウンスケーリング前 (左) と後 (右) における地形 (上) と気圧・風場 (下)

3-5-2 高潮の将来変化

次に、ダウンスケーリングした台風外力（気圧・風）を高潮モデルに与えて高潮氾濫計算を実施した。なお、水位は有明海の朔望平均満潮位(T.P. +2.72m)で一定とし、堤防高には現状の堤防高を設定した。図 3-21 に過去実験における上位 10 台風の高潮偏差を重ね合わせ最大高潮偏差を求めたものである（すなわち、各計算格子上には 10 ケースのそれぞれの最大高潮偏差のうち最も大きな値が入る）。有明海最湾奥や筑後川および六角川流域では 4m 以上の高潮偏差が生じており、これは有明海岸の計画堤防高の計画高潮偏差分(+2.36m)を大きく超えている。これより、現在気候においても数百年～数千年規模の台風が来襲すれば佐賀平野に甚大な被害が生じ得ることが示された。図 3-22 に将来実験における最大高潮偏差の過去実験からの変化量を示す。筑後川流域や有明海湾奥西部など一部の地域では対象とした台風の経路等によって将来の高潮偏差が小さくなるが、六角川流域を含む有明海全体では最大で約 50cm 大きくなっている。

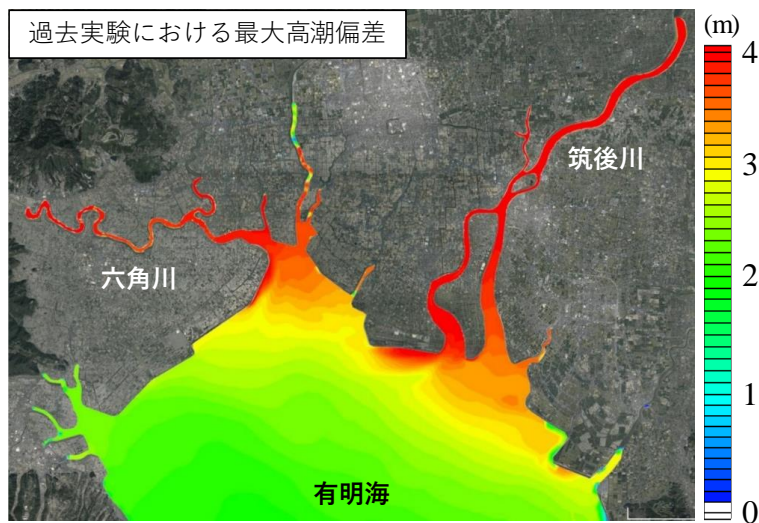


図 3-21 過去実験 10 ケースを重ね合わせたときの最大高潮偏差

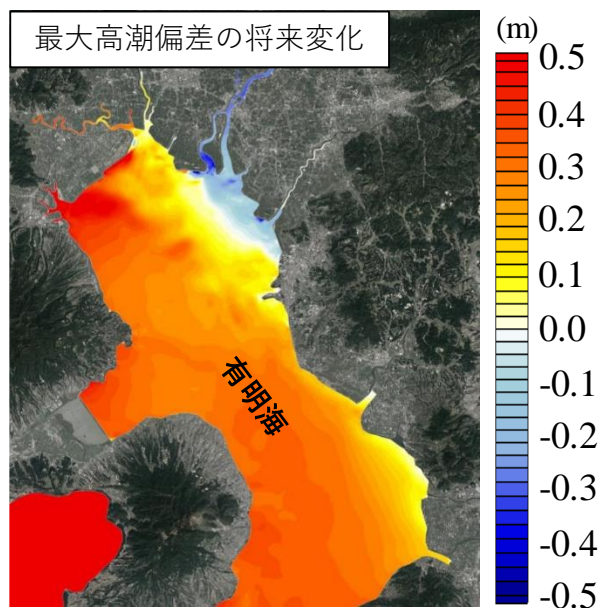


図 3-22 将来における最大高潮偏差の過去からの変化量

図 3-22 に過去実験および将来実験においてそれぞれ 10 ケースの浸水深を重ね合わせたときの最大浸水深を示す。両実験ともに河川の中流域や地盤高の低い海岸線付近で浸水深が深い。特に、大託間地区や早津江川中流域での浸水深は 4m を超え、浸水被害の危険性が非常に高い地域であることがわかる。また、将来実験では過去実験と比較して浸水範囲が広がり、かつ浸水深も深まっている。両実験において、それぞれ 10 ケース中何ケースで浸水が生じたかという浸水確率の空間分布を図 3-23 に示す。両実験とも、六角川や早津江川の中流域で浸水確率が高く 70% を超えており、浸水深が深いだけでなく、浸水する可能性も非常に高い地域であることがわかる。これはこれらの地域の堤防高が計画堤防高に満たず他の地域の堤防高に比べて低いことが主な原因である。早津江川の中流域付近における浸水確率に注目すると、過去実験での最大値は 70% であるのに対して将来実験では 90% であり将来の浸水確率が高くなっている。ここで示した浸水範囲、浸水深および浸水確率の将来変化から明らかなように、将来的に高潮浸水に対する危険性は増すことがわかった。

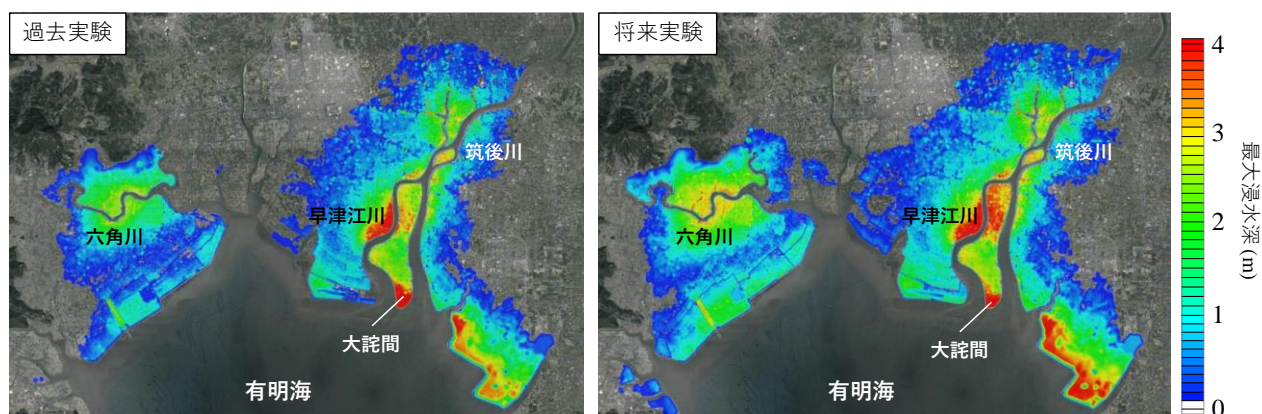


図 3-22 過去実験（左）および将来実験（右）それぞれ 10 ケースを重ね合わせたときの最大浸水深

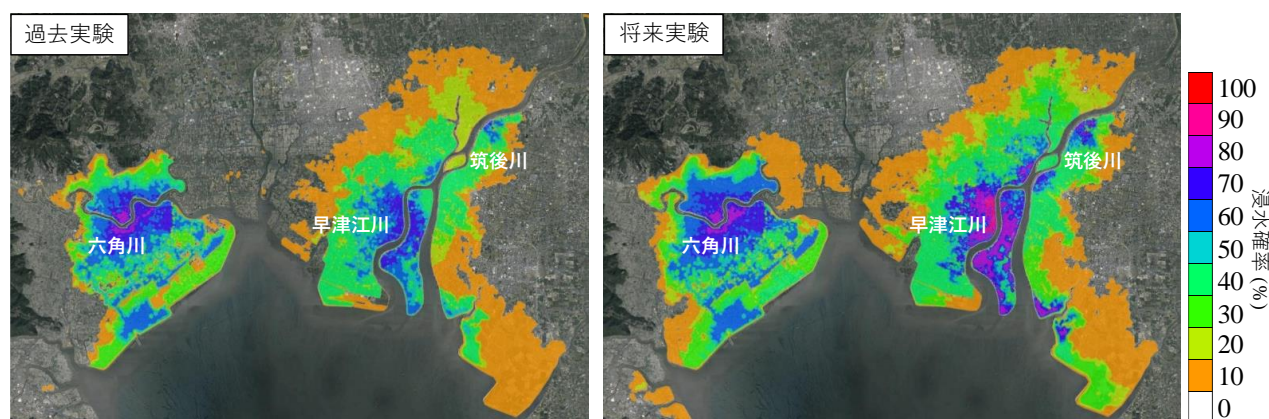


図 3-23 過去実験（左）および将来実験（右）のそれぞれ 10 ケースにおける浸水確率

同様の高潮氾濫シミュレーションを堤防完成後（最低堤防高を計画堤防高(T.P. +7.5m)に設定）についても実施したところ、すべてのケースで浸水は生じなかった。これより、堤防の嵩上げは有効な適応策であることがわかった。しかし、全球実験（60km 解像度）に比べて領域実験（20km 解像度）やそのダウンスケーリングデータ（5km 解像度）では、台風強度を過小評価するという問題も確認されているため、今後の使用すべきデータについては検討の余地があると言える。

次に、河川堤防が決壊した場合の浸水状況の変化について検討した。後述するように、高潮や出水による河道内の水位の上昇によって、河川水もしくは海水が堤防を越流する前に破堤する危険性がある（越水なき破堤）。そこで、将来実験から抽出した台風の中で最も佐賀平野に甚大な浸水被害を及ぼした表 3-7 の赤枠で示す台風（アンサンブル番号 GF115, 2094 年 7 月 21 日 0 時に有明海に最接近）のダウンスケーリングデータを用いた高潮氾濫シミュレーションを実施し、破堤を考慮しない場合と早津江川中流域で越水なき破堤を考慮した場合の浸水過程及び浸水状況の違いについて検討した。破堤箇所は図 3-24 中の赤点で示す早津江川中流域に位置する 1 つの計算格子とした。この堤防箇所は破堤しない場合において早津江川・筑後川の河川堤防の中で最も早く越流する箇所である。破堤時刻は破堤しない場合に堤防を越流する時刻の約 70 分前とした。

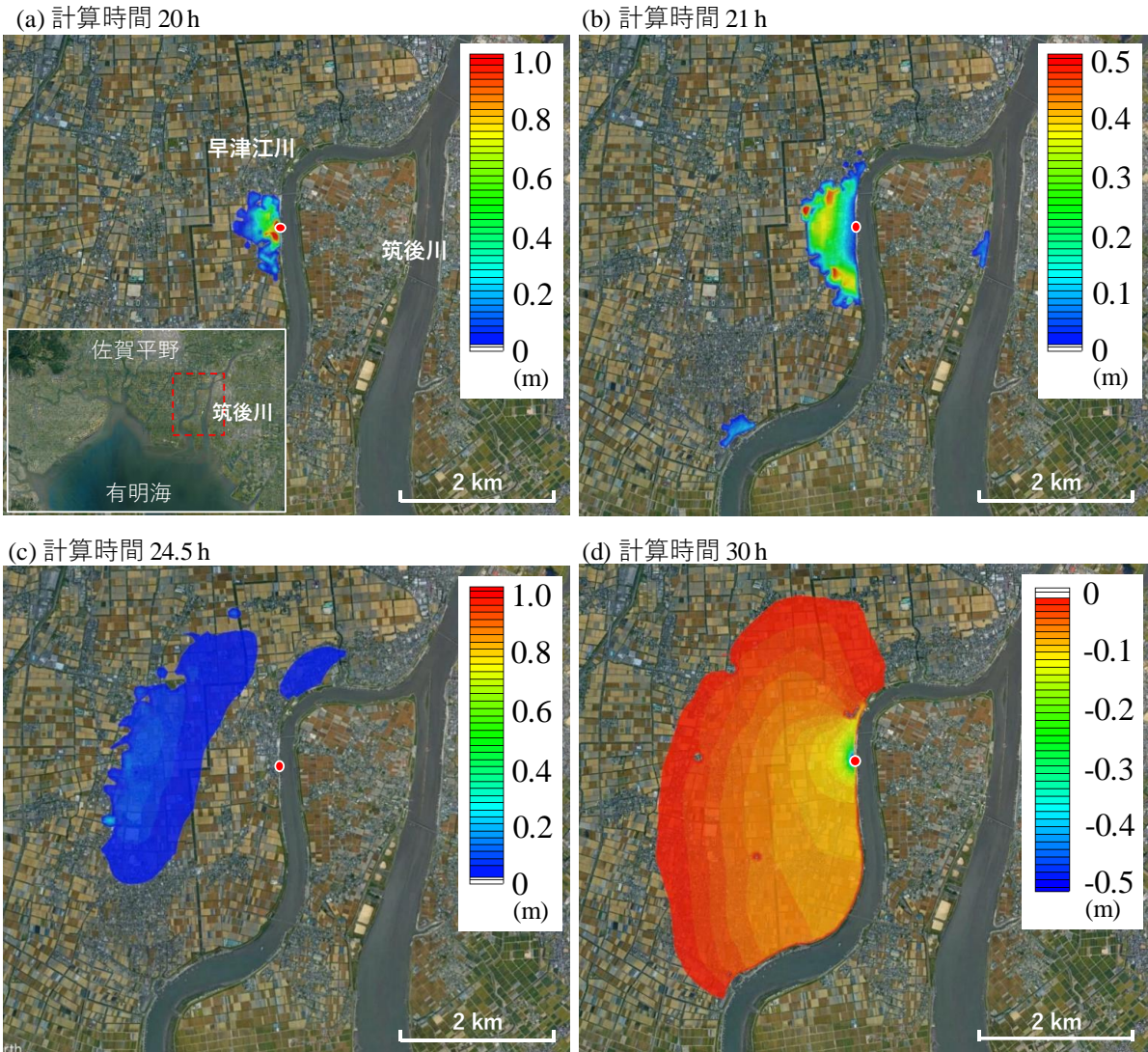


図 3-24 破堤するケースと破堤しないケースの浸水深の差
(破堤するケース－破堤しないケース)

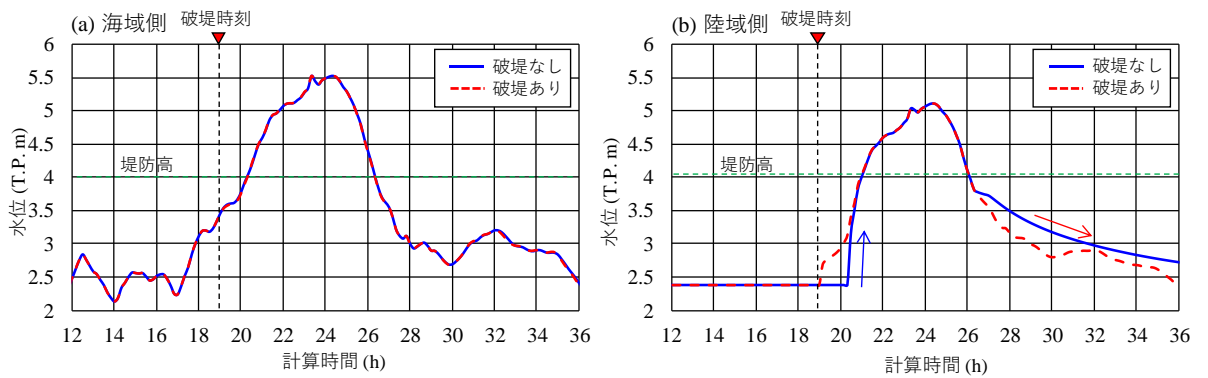


図 3-25 破堤させる堤防の海域側(a)と陸域側(b)の格子での水位の時系列変化

図 3-25 に破堤させる堤防の海域側(a)と陸域側(b)の格子における水位の時系列変化を示す。破堤時刻（図中の破線）における海域側の格子の水位は約 T.P. +3.5m であり、この位置の堤防高が T.P. +4.03m であるので天端高までの水位があと約 50cm になったときに破堤することになる。破堤するケースでは、破堤直後、破堤箇所から陸域への浸水が開始し堤防直背後での水位が上昇している（図 3-25 (b)の計算時間 19h）。図 3-24 (a)に破堤時刻から 1 時間後（計算時間 20h）における浸水深について破堤したケースと破堤しないケースの差（破堤するケース－破堤しないケース）を示す。破堤しないケースはこの時刻には陸域への浸水は無いため、この図は破堤したケースの浸水深を示している。決壊した堤防の直背後では最大 1.3m の浸水深となっており、浸水域は内陸方向に約 800m 広がっている。計算時間 20.5h には海域側の水位が堤防高を超え、破堤しないケースにおいても浸水が始まり、堤防直背後の水位は破堤するケースと同じ高さまで急激に上昇する（図 3-25 (b)の青矢印）。計算時間 21h における浸水深の差を図 3-24 (b)に示す。破堤箇所付近での浸水深の差は小さいが、破堤箇所よりも少し離れた場所での差が大きく、破堤するケースの方が最大で約 60cm 深くなった。この理由は、この時刻では海水面が堤防高より高く、海域に近い破堤箇所付近ではすぐに海水面と同じ高さになるため破堤の有無による違いの影響がすぐに無くなるが、破堤箇所よりも少し離れた場所では破堤するケースで早期に浸水した影響が残っているためと考えられる。図 3-24 (c)は堤防直背後の格子で浸水深が最大となる時刻（計算時間 24.5h）における浸水深の差を示す。この時刻ではどの場所においても破堤するケースとしないケースでの差は小さく、破堤の有無による浸水深の顕著な違いは確認できない。高潮により海面水位が堤防高よりも十分高くなると破堤の影響はほとんど残らない結果となった。図 3-24 (d)は計算時間 30h における浸水深の差である。この時刻では破堤するケースの浸水深が広域にわたって浅くなっている。このとき、海域側の水位は堤防高よりも低い（図 3-25 (a)）。したがって、図 3-25 (a)および(b)の青線からわかるように、破堤しないケースでは、陸域に浸入した水は地盤高の低い方へ流れていくため徐々に陸域側の水位が下がっている（図 3-25 (b)の赤矢印）。一方、海域側の水位は 32 h に極大値をとるような揺れ戻しと思われる変動がある。このように、破堤しないケースでは、台風通過後の水位は陸域側と海域側で独立に変動する。一方、破堤するケースでは、海域と陸域で破堤箇所からの水の流入出が可能となったため、海域の変動に連動して陸域の水位も変動している。したがって、陸域側へ浸水した水は台風通過後、海域側の水位が下がると、河川へ流出することによって、破堤しないケースに比べて水位が低くなったと考えられる。また、図には示していないが最大浸水深の比較も行った結果、破堤するケースとしないケースで顕著な差は生じなかった。

3-6 将来気候における高潮および適応策の検討

3-6-1 将来気候における最悪台風および想定最大規模の台風による高潮

本節で使用したモデル台風は、d4PDF 領域実験の将来 4 度昇温ケースから抽出した佐賀平野に最も浸水被害を及ぼす台風（以下、d4PDF 最悪台風）と、国土交通省によって策定された高潮浸水想定区域図作成の手引きに従って設定した想定最大規模の台風（以下、L2 台風）とした。L2 台風の経路の選定方法については 3-5 を参照。図 3-26 にこれらの台風経路と中心気圧を示す。両台風とも、有明海の西側を通過しており北北東へ向かう経路となっているが、d4PDF 最悪台風の方が有明海から離れた位置を通過しており、進行方向は北進に近い。また、台風の移動速度にも大きな違いがあり、L2 台風の進行速度は 73km/h とかなり速い台風であるのに対して、d4PDF 最悪台風の進行速度はその 1/3~1/2 となっている。さらに、有明海最接近時の中心気圧は d4PDF 最悪台風に比べて L2 台風が約 40hPa 低く、L2 台風の方が圧倒的に勢力の強い台風である。これら 2 つの台風に対して佐賀平野における高潮浸水計算を実施した（d4PDF 最悪台風および L2 台風を用いた計算ケースを、それぞれ d4PDF 最悪ケースおよび L2 ケースと呼ぶ）。

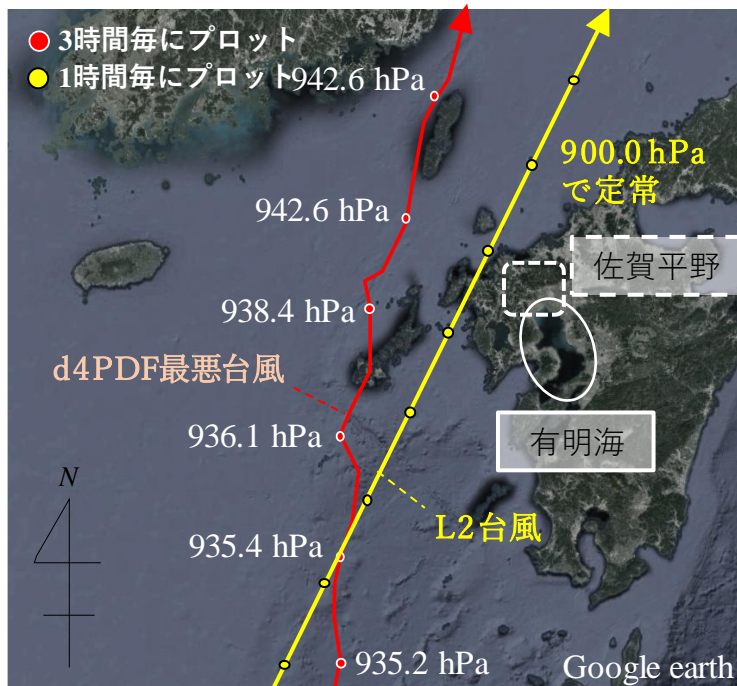


図 3-26 d4PDF 最悪台風と L2 台風の経路と中心気圧

d4PDF 最悪ケースと L2 ケースの有明海湾奥部での最大浸水深を図 3-27a-1 および図 3-27a-5 にそれぞれ示す。なお、堤防は現状の堤防高に設定しており、現在も整備が完了しておらず計画堤防高に達していない箇所が存在する（図 3-28 左）。d4PDF 最悪ケースに比べて、L2 ケースで浸水範囲が広く浸水深も深い。特に、久保田地区での浸水被害の程度には大きな差があり、d4PDF 最悪ケースではほとんど浸水していないのに対して、L2 ケースでは久保田地区全域が浸水しており海岸線付近では 7m を超える深い浸水深となっている。久保田地区は有明海の最湾奥に位置し最も大きな高潮が生じる地域の一つではあるが、堤防高も高いために浸水は発生しづらい。しかし、一度堤防高を水位が超えて浸水が生じると、地盤高が低い地域であるために浸水深が深くなる。

また、両ケース間では浸水深の空間分布にも違いがある。d4PDF 最悪ケースでは、大詫間地区および柳川地区を除くと六角川や早津江川など河川中流域で最大浸水深が深くなっているのに対して、L2 ケースでは河川中流域よりも海岸線沿いで深くなっている。このように、想定する台風によって浸水範囲や浸水深および空間的な特徴が異なることがわかった。

加えて、d4PDF 最悪ケースに対して、温暖化による海面上昇を考慮したケースの検討も実施した。想定した海面上昇量は+40cm、+80cm、+120cm の 3 ケースである。図 3-27a-2～図 3-27a-4 に各ケースにおける最大浸水深を示す。当然ではあるが、海面上昇量が大きくなるにしたがって浸水範囲は広がり浸水深も深くなっている。上記した計 5 ケースについて、最大浸水深から計算した浸水量および浸水面積を図 3-29 に示す。d4PDF 最悪ケースの浸水量は海面上昇量に増加に伴って線形的に増加しており、40cm の海面上昇に対して約 1.35 倍となっている。L2 ケースは+120cm のケースのさらに 1.4 倍の浸水量となる。一方、浸水面積も海面上昇量の増加に伴って線形的に増加しており、40cm の海面上昇に対して約 1.15 倍となっているが、L2 ケースは+120cm のケースよりも僅かに小さい。これは、想定している台風が異なることによる発生高潮の時空間分布が異なることによって生じる違いであると考えられる。以上をまとめると、検討したケースの中で、高潮の災害レベルが最も低いケースは海面上昇を考慮していない d4PDF 最悪ケースであり、海面上昇量が大きくなるにしたがって災害レベルは高くなっていく。そして、最も災害レベルが高いのは L2 ケースであることがわかった。

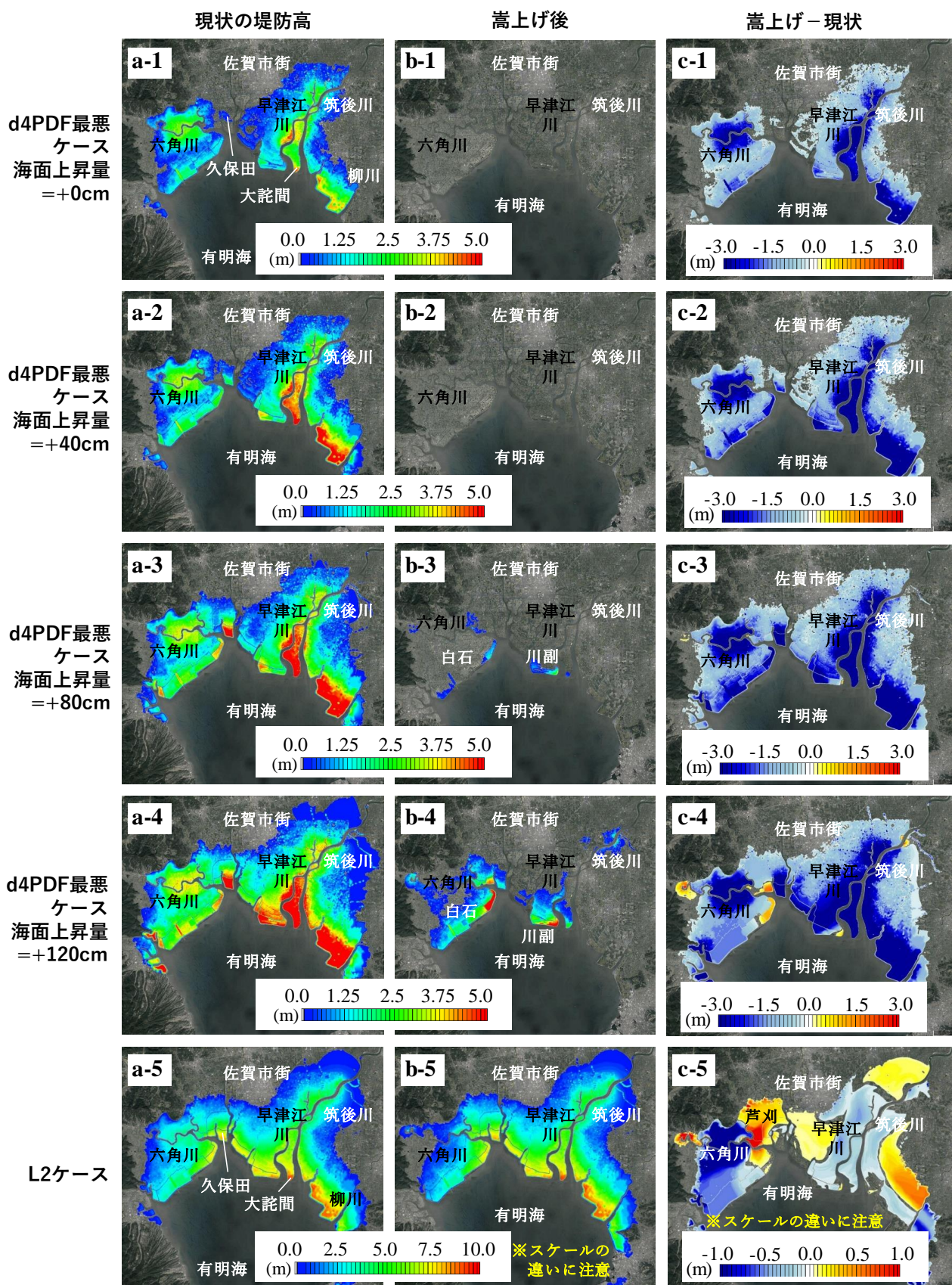


図 3-27 現状堤防高における d4PDF 最悪ケース、海面上昇 (=+40cm, +80cm, +120cm) を考慮したケース、L2 ケースにおける有明海湾奥部の最大浸水深 (左) と嵩上げ時の最大浸水深 (中央) およびそれらの差 (右)

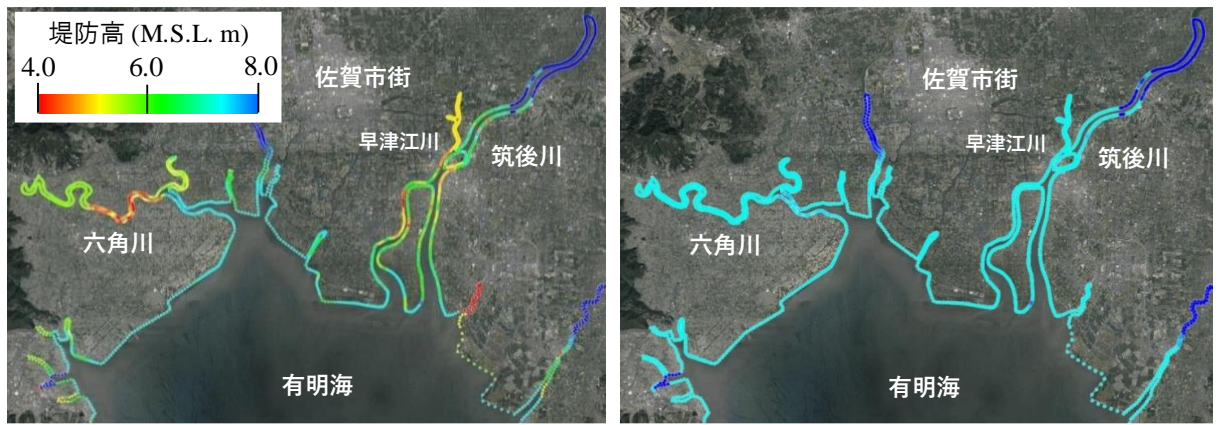


図 3-28 現状の堤防高（左）と嵩上げ後の堤防高（右）

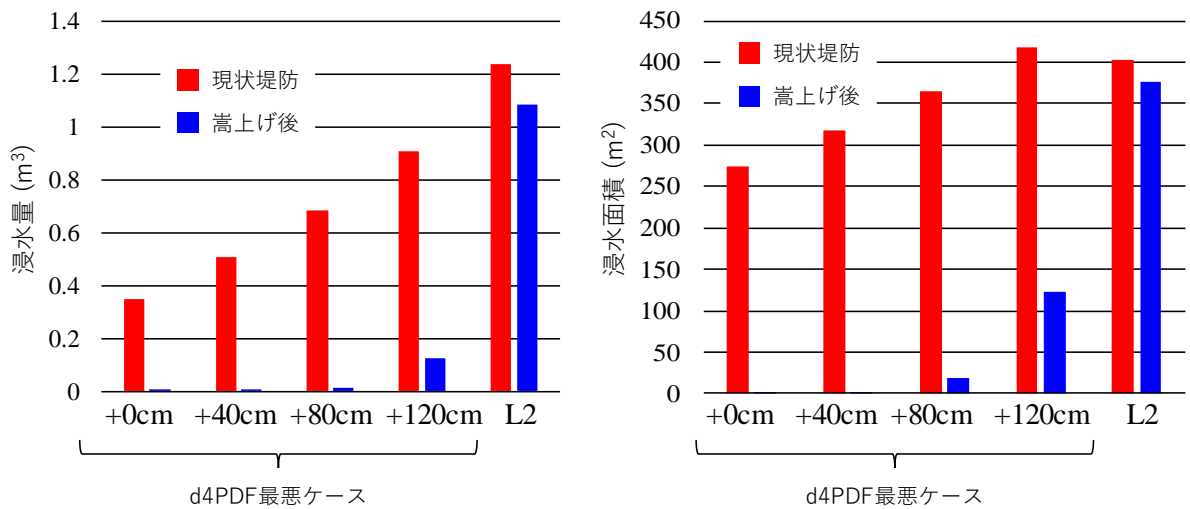


図 3-29 検討ケースの浸水量（左）と浸水面積（右）

3-6-2 d4PDF 最悪台風および L2 台風に対する適応策の効果

上記の 5 ケースに対して、災害レベルが異なることによる適応策の効果の違いを検討した。本研究では、堤防の嵩上げの効果についてのみ検討を行った。

嵩上げした場合の堤防高の条件は、海岸・河川の最低堤防高が海岸堤防の計画堤防高である T.P.+7.5 m となるように設定した（図 3-28 右）。図 3-27b-1～図 3-27b-5 および図 3-27c-1～図 3-27c-5 に、各ケースにおける嵩上げ後の最大浸水深および嵩上げによる最大浸水深の変化量（嵩上げ後－現状の堤防）を示す。海面上昇量を考慮しないケース（海面上昇量=+0cm）および海面上昇量が+40cm のケースでは、嵩上げを行うことでどの地域においても浸水はほとんど発生しなくなる（図 3-27b-1, 図 3-27b-2）。海面上昇量が+80cm のケースでは、白石地区東部や川副地区南部で最大約 2m の浸水が生じ、海面上昇量が+120cm になると白石地区および川副地区の広い範囲で浸水被害が生じるようになるものの、筑後川中流域付近の浸水がほとんど生じていないことや、市街地までは浸水が達していないことなどから嵩上げの効果は高いといえる。一方、最も災害レベルの高い L2 ケースでは、白石地区西部での浸水範囲は減少しているものの、その他の地域での浸水範囲にほとんど変化がない。また、図 3-27c-5 に示す浸水深の変化からわかるように、芦刈地区など、嵩上げすることによってかえって浸水深が深くなっている地域もある。これは、

堤防の嵩上げを行ったことで、浸水が発生する箇所などの浸水特性が変化したことによって生じた差であると考えられる。また、**図 3-29**に各ケースにおけるおよび嵩上げ後の浸水量と浸水面積を示す。d4PDF 最悪ケースの 4 ケースでは堤防の嵩上げによって浸水面積と浸水量が大幅に減少しているのに対して、L2 ケースでは 1 割以下の減少量となっており嵩上げの効果は小さい。これより、L2 ケースのような計画堤防高を数 m も上回る高潮が発生した場合、それによって生じる浸水被害に対する堤防の嵩上げ効果は小さいことがわかった。したがって、災害レベルが極端に高い高潮災害に対しては嵩上げによる減災効果は期待できず、災害時の避難場所や避難経路の決定およびタイムラインの策定などソフト面からの対応策が必要となる。

3-7 おわりに

非構造格子海洋流動モデル FVCOM を用いて、有明海湾奥部における高潮に関する様々な検討を行った。

まず、高潮モデルの検証および改良を行った。線境界を用いることができるように使用する FVCOM を ver 2.7 から ver 3.2 に変更し、さらに堤防が破堤した場合や水門の開閉のタイミングによる浸水被害の変化を計算できるようモデルを改良した。この上で検証を行い、モデルの妥当性を確認した。次に、温暖化適応策を検討するため有明海湾奥部における高潮が最大となるような台風の最悪経路を選定した。その結果、有明海の西側を南南西から北北東に通過する経路となった。その台風を用いて高潮シミュレーションを行い、堤防の嵩上げや排水ポンプの活用など各種温暖化適応策の効果を検討した。この結果、堤防の嵩上げによって高潮浸水を低減できることがわかった。さらに、将来気候における高潮を検討するため d4PDF を用いて台風の将来変化を検討した。この結果、有明海に來襲する台風の数は変化しないものの、中心気圧が 940hpa を下回る台風の割合は過去実験に比べ 2 倍程度に増加することがわかった。その後将来気候における高潮シミュレーションを行った。その結果台風の強大化に伴い発生する高潮偏差は最大で 50cm 程度上昇することがわかった。最後に、将来気候における最悪台風や L2 規模の台風が最悪経路で來襲した際の高潮や将来海面上昇が生じた場合の将来の最悪台風による高潮のシミュレーションを行い、またこれに対し温暖化適応策の効果を検討した。その結果、将来の最悪台風が來襲した場合は海面上昇を考慮した上でも堤防の嵩上げをすることで浸水を抑えることができた。一方 L2 規模の台風が最悪経路で來襲した場合は嵩上げのみでは対応できないことがわかった。

これらの検討から、非構造格子海洋流動モデルを用いて、有明海湾奥部における高潮の将来変化やそれに対する適応策の検討が可能であることが示された。

参考文献

- 木梨 行宏, 山城 賢, 姫野 慎太郎, 横田 雅紀, 橋本 典明(2012): MRI-AGCM3.2S により得られた将来気候データに基づく有明海での将来の高潮に関する検討, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, 201-205.
- 佐賀県 HP : (https://www.pref.saga.lg.jp/kiji00327634/3_27634_134034_up_rm8aas1t.pdf), 参照 2021-12-23
- 田辺 智子, 山城 賢, 島田 剛氣, 横田 雅紀, 橋本 典明(2013a): 有明海湾奥部における高潮の増幅特性について, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.69, 1000-1005.
- 田辺 智子, 山城 賢, 島田 剛氣, 横田 雅紀, 橋本 典明(2013b): 2012 年 16 号台風を外力とした有明海における

- 高潮の規模に関する検討, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol69, 421-425.
- 文部科学省 : 地球温暖化対策に資するアンサンブル気候予測データベース, 利用手引き (抜粋), 平成27年12月
- Ge, j., C. Chen, J. Qi, P. Ding and R. C. Beardsley (2012) : A dike-groyne algorithm in a terrain-following coordinate ocean model (FVCOM): Development, validation and application, *Ocean Modelling*, Vol. 47, 26-40.
- Mizuta, R., H. Yoshimura, H. Murakami, M. Matsueda, H. Endo, T. Ose, K. Kamiguchi, M. Hosaka, M. Sugi, S. Yukimoto, S. Kusunoki, and A. Kitoh, (2012): Climate simulations using MRI-AGCM3.2 with 20-km grid. *J. Meteor. Soc. Japan*, 90A, 233-258.
- Mizuta, R., O. Arakawa, T. Ose, S. Kusunoki, H. Endo and A. Kitoh (2014): Classification of CMIP5 Future Climate Responses by the Tropocal Sea Surface Temperature Changes, *SOLA*, Vol.10, 167-171.
- Murata, A., H. Sasaki, M. Hanafusa, and K. Kurihara (2013): Estimation of urban heat island intensity using biases in surface air temperature simulated by a nonhydrostatic regional climate model. *Theor. Appl. Climatol.*, 112, 351– 361, doi: 10.1007/s00704-012-0739-2.
- Sasaki, H., A. Murata, M. Hanafusa, M. Oh'izumi, and K. Kurihara (2011): Reproducibility of present climate in a non-hydrostatic regional climate model nested within an atmosphere general circulation model, *SOLA*, 7, 173–176, doi:10.2151/sola.2011-044.

第4章 風からの抗力を考慮した流木漂流シミュレーション

4-1 はじめに

地球温暖化が原因とされる気候変動が世界各所で注目されている中、九州地方においても豪雨・台風の被害も年々拡大傾向にある。その多岐にわたる被害の中で、流木等の漂流物は、周辺海域に様々な悪影響を与える。例えば、近年の有明海における流木被害事例として、令和2年7月豪雨、平成30年7月豪雨、平成29年九州北部豪雨、平成24年九州北部豪雨などが挙げられる。流木は、海洋環境の破壊、漁業、船舶の航行障害、海岸保全施設の機能阻害、地方自治体の財政圧迫など多方面に影響を及ぼす。

まず海洋環境に関して、長時間放置された流木はいずれ海底に沈み、海底で分解されることから回収する必要はないと考えられている。しかし、豪雨時のように大量の流木が発生、流入、堆積した場合には、青潮が発生する恐れがある。そのため、流木が生態系に変化を引き起こす可能性についても現在研究が行われている。

漁業、船舶航行に関して、流木は船舶の航行の大きな障害となる。そのため数か月間にわたって漁に出られないことや定期船が欠航することもある。流木との衝突は漁船、船舶の損傷だけでなく、接触時の衝撃により乗客が負傷する事故も発生している。また、流木が生簀や引き網漁の網を破り魚が逃げる等の被害もある。長期的には、海底に堆積した漂流物は海底付近の流れを変化させ、海底土砂の洗掘、堆積を繰り返させ、海底地形を変化させる。また、漂流物が多く堆積した場所では、航路水深を満たさなくなる可能性も否定できない。

海岸保全施設の機能阻害に関して、海岸に漂着した流木は消波ブロックなどの働きを阻害することに加え、高潮により陸地に漂流物が流れ込む可能性が危惧されている。1959年伊勢湾台風では、貯木場にあった大量の木材が高潮により流され多くの人命が失われた。また、八代海でも1999年9月の台風18号による高潮で12人が亡くなる事故があり、海岸に残る漂流物が高波や高潮で陸地に打ち上げられるのではないかと不安を抱く住民も少なくない。

このように流木を含む漂流物は、湾内において短期的にも長期的にも様々な悪影響を及ぼす。そのため、九州地方整備局は環境整備船「海輝」・「海煌」により漂流物の捜索・回収を積極的に行っている。漂流物の回収は定期的に巡回しながら清掃をする場合と、大雨等による出水後の大量浮遊ごみの発生時に臨時回収を行う場合とがある。特に後者の場合、現在フェリー会社や港湾管理者および漁業関係者によって構築された「浮遊ゴミ情報収集ネットワーク」に基づいた目撃情報と乗員の経験則を頼りに捜索を行っている。しかし潮流が速い有明海では、目撃海域到着時に既に漂流物が流され、発見できなくなってしまうことも多い。また、国内の環境整備船は数が少なく、災害時には慣れない海域での作業を強いられることもある。そこでは海域特性情報に乏しいため、回収がますます困難となる。

これまでも多くの漂流物予測モデルが開発されてきた。漂流軌道はその漂流物の形状や性質により異なるため、コンテナ、ドラム缶、油、船等の様々なモデルが存在する。例えば、吉田ら(2007)は有明海において海洋短波レーダーによるリアルタイムのデータを活用した浮遊ゴミ移動予測システムの開発を行った。後藤(1983)は宮古湾での津波時の木材流出に関するシミュレーションを行った。中川ら(2000)は漂流予測モデルの開発とともに、平成2年7月2日豪雨による別府湾への流木の挙動解析を行った。矢野ら(2015)は漂流予測モデルを用いて平成24年九州北部豪雨における各河川の流木流出量の推定を行った。流木の漂流軌道を予測する上で、流木

の海面から出ている部分に当たる風からの抗力は重要な要素になりうる。土門ら（2012）は、水槽実験により様々な物体における風からの抗力による漂流速度を算出した。

このように過去にも流木の漂流予測モデルは開発されてきたが、現実の流木回収の場で漂流予測モデルが活躍した事例はほとんどない。なぜなら、現状の漂流予測モデルは多くの問題を抱えており、実際の流木回収の現場で使用できるようなものではないからである。例えば、長期間における予測ができない、短波レーダーの誤差が大きい、短波レーダーの使用範囲が狭い、豪雨などによる大量の出水を考慮できない、流木に直接あたる風の影響を考慮していない、流木の海面上部の面積と海面下部の面積の比を考慮していない、漂流物の物理的特性を考慮していない、海岸線の複雑な地形の表現が難しい、再現性の確認が困難、といった問題が挙げられる。これらの理由により、信頼性や実用性に欠けるため、流木回収の現場で漂流予測モデルは使用されず、目視と経験則による捜索が続いている。

そこで本章では、これらの問題を解決し、効率的な流木回収に資するため非構造格子海洋流動モデル FVCOM の Lagrangian particle tracking module（ラグランジュ粒子追跡モジュール）を改良することで風からの効力を考慮した流木漂流シミュレーションを実施した。この検討は非構造格子海洋流動モデルを用いた漂流シミュレーションが実施可能であることを示すものである。

4-2 Lagrangian Particle Tracking Module（ラグランジュ粒子追跡モジュール）

ラグランジュ粒子追跡モジュールは計算領域内の水粒子の動態を追跡するモジュールであり、以下の非線形常微分方程式から成る(Chen et al., 2013)。

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v}(\vec{x}(t), t) \quad (4.1)$$

\vec{x} は時刻 t における粒子の場所で、 $\frac{d\vec{x}}{dt}$ は t 秒間における粒子の移動距離の変化の割合であり、

$(\vec{x}(t), t)$ はモデルによって計算された3次元流速場である。この方程式は複数の非線形上微分方程式を解くことで解を求めることができ、一般的に使用される陽的ルンゲクッタ法は数値積分から求められる線形多段法である。

$$\vec{x}(t) = \vec{x}(t_n) + \int_{t_n}^t \vec{v}(\vec{x}(t), t) dt \quad (4.2)$$

\vec{x}_n を $t=t_n$ における粒子の位置と仮定すると、 Δt 秒後、 $t=t_{n+1}(t_n+\Delta t)$ の粒子位置は以下の4次ルンゲクッタ法により決定される。

$$\begin{aligned}
\vec{\xi}_1 &= \vec{x}_n \\
\vec{\xi}_2 &= \vec{x}_n + \frac{1}{2} \Delta t \vec{v}(\vec{\xi}_1) \\
\vec{\xi}_3 &= \vec{x}_n + \frac{1}{2} \Delta t \vec{v}(\vec{\xi}_2) \\
\vec{\xi}_4 &= \vec{x}_n + \Delta t \vec{v}(\vec{\xi}_3) \\
\vec{x}_{n+1} &= \vec{x}_n + \Delta t \left[\frac{\vec{v}(\vec{\xi}_1)}{6} + \frac{\vec{v}(\vec{\xi}_2)}{3} + \frac{\vec{v}(\vec{\xi}_3)}{3} + \frac{\vec{v}(\vec{\xi}_4)}{6} \right]
\end{aligned} \tag{4.3}$$

この計算では粒子追跡の時間間隔 Δt の間、流速場を一定とし、時間に依存しないものとする。2次元の場合、 x 方向と y 方向の速度方程式を解くことで粒子を追跡することができる。

$$\frac{dx}{dt} = u \quad \frac{dy}{dt} = v \tag{4.4}$$

4次ルンゲクッタ法は以下のように書ける。

$$\begin{aligned}
\xi_1 &= x_n \quad \eta_1 = y_n \\
\xi_2 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t u(\xi_1, \eta_1) \quad \eta_2 = y_n + \frac{1}{2} \Delta t v(\xi_1, \eta_1) \\
\xi_3 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t u(\xi_2, \eta_2) \quad \eta_3 = y_n + \frac{1}{2} \Delta t v(\xi_2, \eta_2) \\
\xi_4 &= x_n + \Delta t u(\xi_3, \eta_3) \quad \eta_4 = y_n + \Delta t v(\xi_3, \eta_3) \\
x_{n+1} &= x_n + \Delta t \left[\frac{u(\xi_1, \eta_1)}{6} + \frac{u(\xi_2, \eta_2)}{3} + \frac{u(\xi_3, \eta_3)}{3} + \frac{u(\xi_4, \eta_4)}{6} \right] \\
y_{n+1} &= y_n + \Delta t \left[\frac{v(\xi_1, \eta_1)}{6} + \frac{v(\xi_2, \eta_2)}{3} + \frac{v(\xi_3, \eta_3)}{3} + \frac{v(\xi_4, \eta_4)}{6} \right]
\end{aligned} \tag{4.5}$$

3次元空間では、 x 方向、 y 方向、 z 方向の速度方程式を解くことで粒子を追跡できる。

$$\frac{dx}{dt} = u \quad \frac{dy}{dt} = v \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\omega}{H + \zeta} \tag{4.6}$$

u , v , ω は x 方向、 y 方向、 σ 方向の速度である。 ω と w は以下のように定義される。

$$\omega = w - (2 + \sigma) \frac{d\zeta}{dt} - \sigma \frac{dH}{dt} \tag{4.7}$$

w は z 方向の垂直速度である。 $\frac{\omega}{H + \zeta}$ を $\hat{\omega}$ として4次ルンゲクッタを表現すると以下のようになる。

$$\begin{aligned}
\xi_1 &= x_n & \eta_1 &= y_n & \gamma_1 &= \sigma_n \\
\xi_2 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t u(\xi_1, \eta_1, \gamma_1) & \eta_2 &= y_n + \frac{1}{2} \Delta t v(\xi_1, \eta_1, \gamma_1) & \gamma_2 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t \hat{\omega}(\xi_1, \eta_1, \gamma_1) \\
\xi_3 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t u(\xi_2, \eta_2, \gamma_2) & \eta_3 &= y_n + \frac{1}{2} \Delta t v(\xi_2, \eta_2, \gamma_2) & \gamma_3 &= x_n + \frac{1}{2} \Delta t \hat{\omega}(\xi_2, \eta_2, \gamma_2) \\
\xi_4 &= x_n + \Delta t u(\xi_3, \eta_3, \gamma_3) & \eta_4 &= y_n + \Delta t v(\xi_3, \eta_3, \gamma_3) & \gamma_4 &= x_n + \Delta t \hat{\omega}(\xi_3, \eta_3, \gamma_3) \\
x_{n+1} &= x_n + \Delta t \left[\frac{u(\xi_1, \eta_1, \gamma_1)}{6} + \frac{u(\xi_2, \eta_2, \gamma_2)}{3} + \frac{u(\xi_3, \eta_3, \gamma_3)}{3} + \frac{u(\xi_4, \eta_4, \gamma_4)}{6} \right] \\
y_{n+1} &= y_n + \Delta t \left[\frac{v(\xi_1, \eta_1, \gamma_1)}{6} + \frac{v(\xi_2, \eta_2, \gamma_2)}{3} + \frac{v(\xi_3, \eta_3, \gamma_3)}{3} + \frac{v(\xi_4, \eta_4, \gamma_4)}{6} \right] \\
\sigma_{n+1} &= \sigma_n + \Delta t \left[\frac{\hat{\omega}(\xi_1, \eta_1, \gamma_1)}{6} + \frac{\hat{\omega}(\xi_2, \eta_2, \gamma_2)}{3} + \frac{\hat{\omega}(\xi_3, \eta_3, \gamma_3)}{3} + \frac{\hat{\omega}(\xi_4, \eta_4, \gamma_4)}{6} \right]
\end{aligned} \tag{4.8}$$

4-3 Lagrangian Particle Tracking Module の改良

4-3-1 流木の浮力

Lagrangian Particle Tracking Module は、流体と同密度の質点の追跡となっているため、当然粒子は x 軸, y 軸, z 軸の 3 方向に変位する。この粒子追跡モデルを用いて流木の挙動を再現するために、粒子の z 座標を海面に固定することで流木の浮力を表現した。

4-3-2 風から流木への応力

海面から表出している部分が風から受ける応力を考慮するため、土門ら(2012)が風洞実験から提案した式を採用し、プログラムの改良を行った。

土門ら(2012)は、漂流速度を算定するため力のつり合いを考えた。風によって漂流物が漂流する場合、水面から表出している部分は風からの力を受け風下へ移動しようとする。一方水中部分は水からの抵抗を受けてその場に留まろうとする。ここで、風が漂流物に及ぼす力を F_a とすると以下の式で示される。

$$F_a = \frac{1}{2} \rho_a A_a C_{da} U_a |U_a| \tag{4.9}$$

ここで ρ_a は大気密度 (kg/m^3)、 A_a は漂流物の空中部投影面積 (m^2)、 C_{da} は漂流物の風速に対する抗力係数、 U_a は風速 (m/s) である。一方、水の抗力 F_d は以下の式で示される。

$$F_d = \frac{1}{2} \rho_w A_w C_{dw} V |V| \tag{4.10}$$

$$\text{ただし } V = v_w - v$$

ここで ρ_w は水の密度 (kg/m^3)、 A_w は漂流物の水中部投影面積 (m^2)、 C_{dw} は漂流物の水に対する抗力係数、 V は流れに対する相対風速 (m/s) である。 v_w は吹送流速 (m/s)、 v は計測された流速である。

波による定常漂流力を F_w は以下の式で示される。

$$F_w = \frac{1}{2} \rho_w g B C_{iw} H^2 \tag{4.11}$$

ここで g は重力加速度 (m/s^2)、 B は漂流物が波を受ける幅 (m)、 C_{iw} は入射波の反射係数、 H は波高

(m)である。漂流物は一定速度で漂流することから F_a , F_d , F_w が釣り合った状態であり、次式が成り立つ。

$$\frac{1}{2}\rho_a A_a C_{da} U_a |U_a| + \frac{1}{2}\rho_w g B C_{iw} H^2 = \frac{1}{2}\rho_w A_w C_{dw} V |V| \quad (4.12)$$

また、上式より以下の関係は導かれる。

$$\frac{C_{da}}{C_{dw}} = \frac{\rho_w A_w V^2}{\rho_a A_a U_a} - \frac{\rho_w g B H^2}{\rho_a A_a U_a} \quad (4.13)$$

ここで、土門ら(2012)は実験で得られた波高が小さく、第1項に比べ10の2乗ほどオーダーが小さかったため第2項を無視し以下に示す抗力係数比を得た。

$$\frac{C_{da}}{C_{dw}} = \frac{\rho_w A_w V^2}{\rho_a A_a U_a} \quad (4.14)$$

また、吹送流速は鶴谷ら(1983)を参考に、計測された漂流速度から吹送流成分を引くことで求めた。

図 4-1 に土門ら(2012)の実験から得られた抗力係数比と投影面積比の関係を示す。

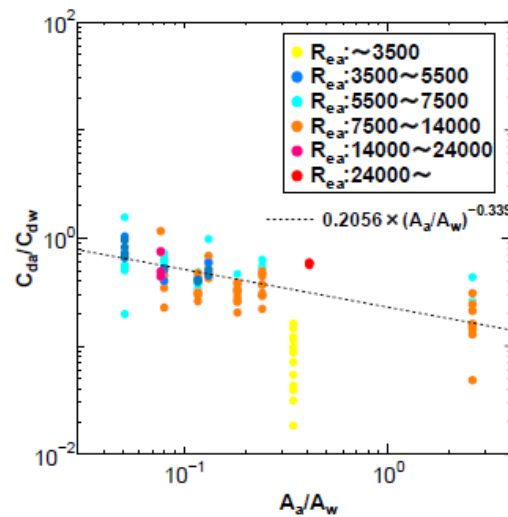


図 4-1 抗力係数比と投影面積比の関係（土門ら(2012)より引用）

土門ら(2012)はこのグラフより以下の関係式を得た。

$$\frac{C_{da}}{C_{dw}} = 0.2056 \left(\frac{A_w}{A_a} \right)^{-0.339} \quad (4.15)$$

以上の抗力係数比を用いて漂流速度を示すと次式のようなになる。

$$V = V_c + V_w + k U_{10} \quad (4.16)$$

ここで、 V は風からの応力を考慮した漂流速度(m/s)、 V_c は海流による速度(m/s)、 V_w は吹送流による速度(m/s)、 U_{10} は海上10mでの風速(m/s)である。また、係数 k は以下の式で表される。

$$k = \sqrt{\frac{q_a C_{da} A_a}{q_w C_{dw} A_w}} \quad (4.17)$$

ここで q_a は大気の密度, q_w は水の密度, C_{da}/C_{dw} は抗力係数比, A_a/A_w は投影面積比を表す. また, 投影面積比とは図 4-2 に示すような水面から表出している部分と水中部の風上からの投影面積の比である.

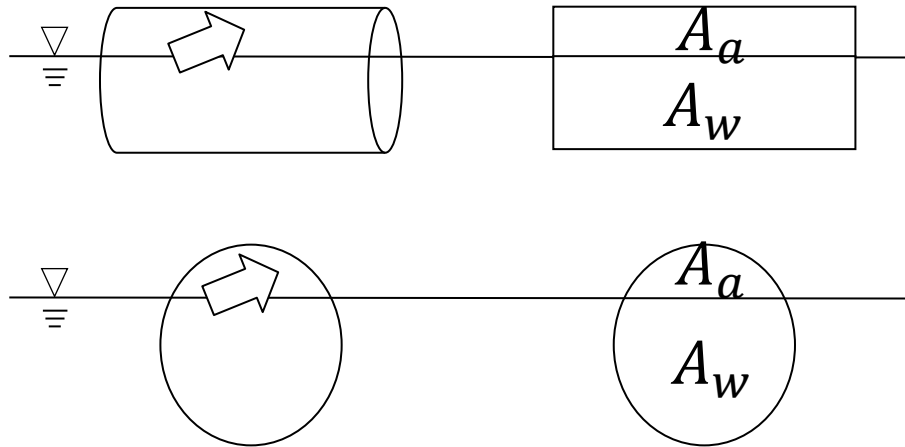


図 4-2 真横と正面からの投影面積比

上図のように, 投影面積比は風に対する流木の角度によって変化する. 流木の密度は 0.93g/cm^3 から 0.98g/cm^3 とされているため, 密度を 0.98g/cm^3 とし海面から出ている部分の割合を求めると, 図 4-3 中の角度 α は以下の関係式で表される. また, 海水の密度は 1.03g/cm^3 とした.

$$\alpha - \sin \alpha = 2\pi \left(1 - \frac{0.98}{1.03}\right) \quad (4.18)$$

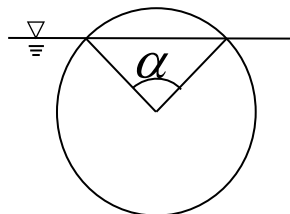


図 4-3 流木の中心角 α

この式を満たす α は $\alpha \approx 1.2555\dots$ となる. 例えば, 図 4-2 のように風に対して真横, 正面になる時の投影面積比はそれぞれ 0.1054 と 0.0510 となる.

したがって風に対する流木の角度を θ (図 4-4) とすると投影面積は以下の式で表される.

$$\frac{A_a}{A_w} = 0.1045 \sin \theta + 0.0510 \cos \theta \quad (4.19)$$

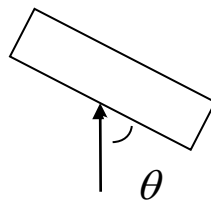


図 4-4 風に対する流木の角度 θ

図 4-5 および図 4-6 に投影面積比および土門ら(2012)によって算出された係数 k と風に対する流木の角度の関係をそれぞれ示す。

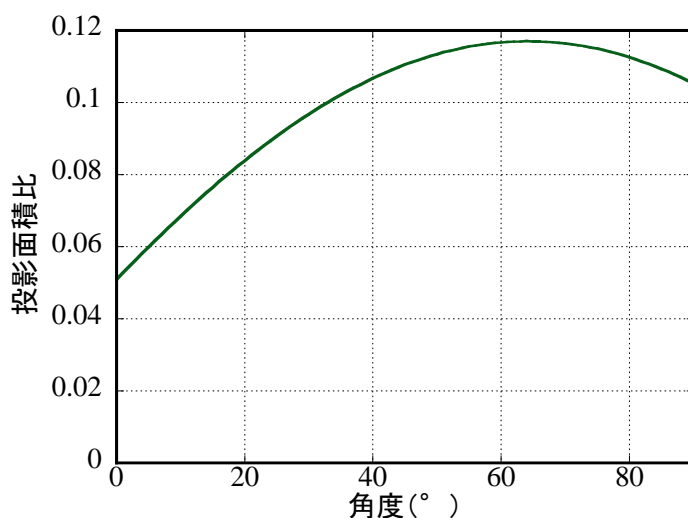


図 4-5 投影面積比と風に対する流木の角度の関係

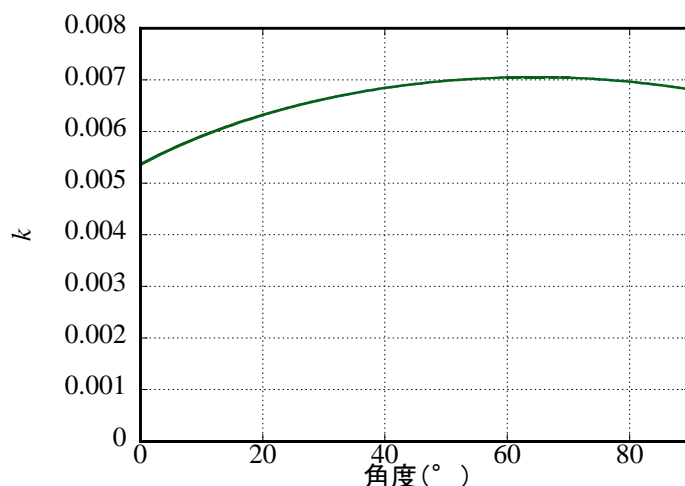


図 4-6 係数 k と風に対する流木の角度の関係

これらのグラフから角度がおよそ 65° のとき最も風の影響を受けやすいことがわかる。一方、角度が 0° のとき、即ち流木断面に風が当たるとき最も風の影響が小さいことがわかる。例えば、ある流木に対して風速 5m/s の風が 24 時間吹き続けたとすると、角度が 65° の場合は風によって約 3.5km 移動するのに対し角度が 0° の場合でも約 2.3km となり、流木に対する風の影響や当たる角度を考慮することは非常に重要である。

最後に、合田ら(1997)の研究では、有明海の実地形において模擬流木による漂流実験を実施し、風が流木に与える影響について考察した結果、流木は水からの抵抗が最小となるように移動するため、流木の向きは流下方向と同じになること、そして風からの抗力による漂流速度への影響は、横から受ける方が縦から受けるより大きくなったという知見が得られた。これは土門らが示した風に対する流木の角度と係数 k の関係を示唆するものである。このことから、流木の向きを流木漂流地点における流向に対して同方向になるとし、投影面積比を算出するプログラムを構築した。

4.4 有明海における漂流シミュレーション

4.4-1 計算領域

有明海を対象として数値シミュレーションを行った。計算領域を図 4-7 に示す。格子幅は開境界で最大格子幅は約 3km, 有明海湾奥で最小約 150m である。鉛直方向に 3 層に分割している。気象外力 (気圧, 風) として GPV (時間解像度 1 時間, 水平解像度 5km) データを計算格子に線形内挿した。潮汐は松本(2004)の NAO.99b tidal prediction system による予測値を開境界 (図中の赤線) に与えた。河川流量は 8 つの一級河川を考慮した。それぞれの河口位置を図中の青矢印で示す。流量は国土交通省水文水質データベースから非干潮域で河口に最も近い流量観測所の毎時流量を河川下流から与えた。菊池川は流量データが欠損していたため, 一級河川の内, 最も近い白川の流量から比流量法により算出して与えた。また観測所より下流の流域からの流出を考慮するために, 観測所の集水面積と全流域面積の比から補正係数を求め, 観測所流量に乗じて補正した。流木は海岸や干潟域に漂着すると漂流を止め, 再度潮位が上昇した際に漂流するなどの間欠的な移動をすると考えられるが, このような漂着や再漂流は考慮していない。また, 堤防や砂浜, 岸壁など海岸線の特徴を考慮していないため, 海岸線に達すると無差別に漂着するものとなっている。風が長時間吹き続けるとき, 風向と吹送流の方向は一致しないとされているが, その風圧流偏角は考慮していない。流木は単体で動くとして仮定して, 流木同士の衝突の影響や流木が付着して流動することはないものとする。

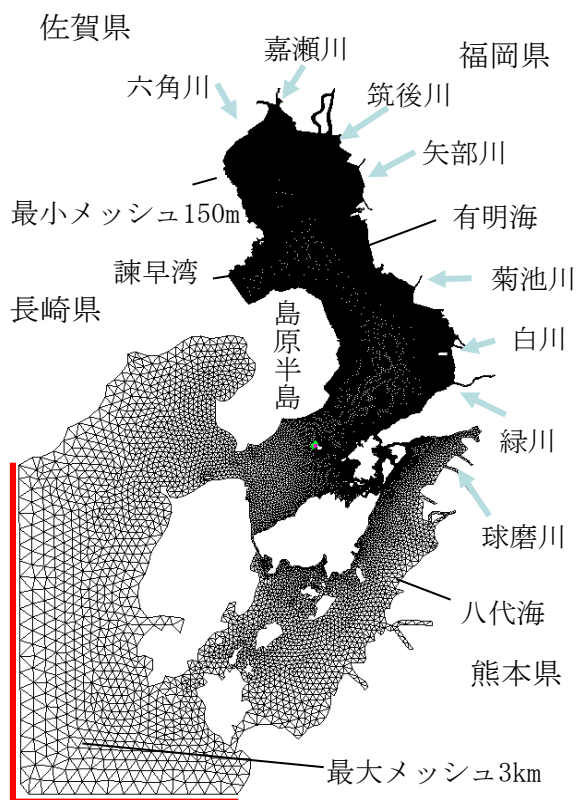


図 4-7 計算領域

4-4-2 平成 30 年 7 月豪雨を対象とした検討

A) 計算期間および流木の設定

計算期間は平成 30 年 7 月豪雨を対象に、2018 年 7 月 3 日から 7 月 22 日とした。平成 30 年 7 月豪雨は西日本、東日本の多くの地点で観測史上最大級となる雨量が観測され、各地で河川の氾濫や土砂災害が発生し、河川より大量の流木や葦類が有明海に流入した。図 4-8 に 7 月 3 日から 7 月 22 日までの各一級河川の日いち毎の時間平均流量を示す（水文水質データベースを参考に作成）。6 日から 9 日までの流量が多いことから、この四日間の中に流木が流出したと考え、六角川・嘉瀬川、筑後川、矢部川、菊池川、白川、緑川の計 6 河川の河口付近から流木の放出を行った。ただし、六角川、嘉瀬川は河口が接近しているため、両者を同一とみなし計 5 か所から流木の放出を行った。7 月 6 日 0 時から 7 月 10 日 0 時まで一時間ごとに 400m の正方形内に 100m 間隔で縦横 4 本ずつの 16 本放出した。流木は 4 日間で $6(\text{本/h}) \times 24(\text{h}) \times 4(\text{day}) \times 6(\text{河川本数})$ の計 9216 本である。

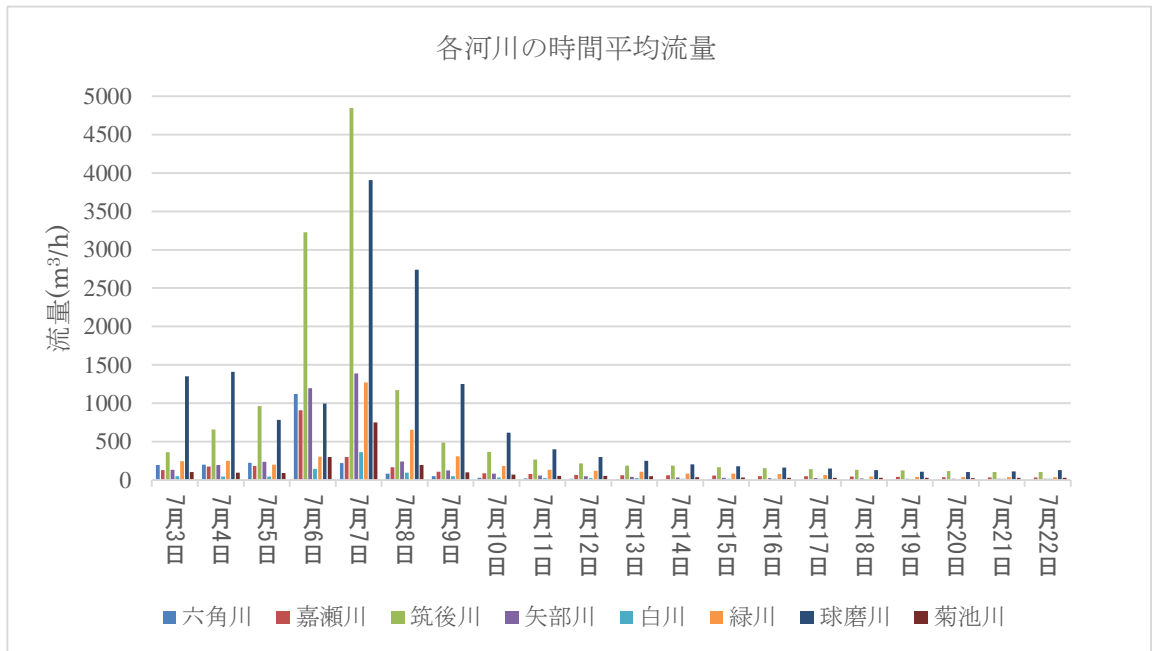


図 4-8 各河川の時間平均流量

(水文水質データベース(<http://www1.river.go.jp/>)の時刻流量月表より作成)

B) 計算結果

まず流況について述べる。図 4-9 から図 4-14 は 7 月 4 日から 9 日までの有明海の日平均流速 (cm/s) をそれぞれ示す。豪雨前は流速が大きいところで 70cm/s 程度であったが、河川流量が増加する 6 日から急激に速くなり、7 日には筑後川河口周辺で 350cm/s を超えた。その後、球磨川以外の河川流量が減る 8 日から流速は豪雨前と同程度に落ち着いた。最も流量が多い 7 日は湾全体で湾奥から湾口に向けて流れが形成され、9 日には湾口から湾奥に向けて流れが形成された。

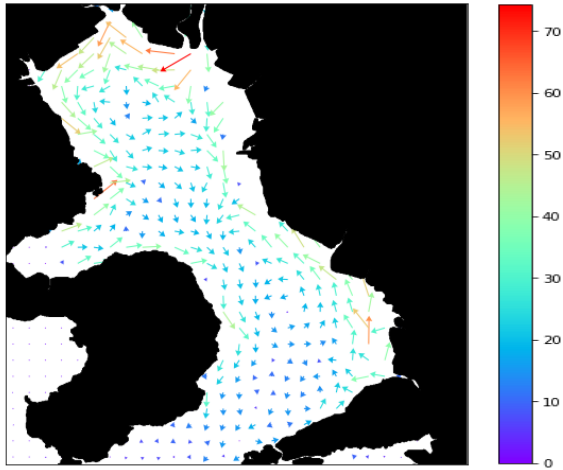


図 4-9 7月4日の有明海日平均流量速

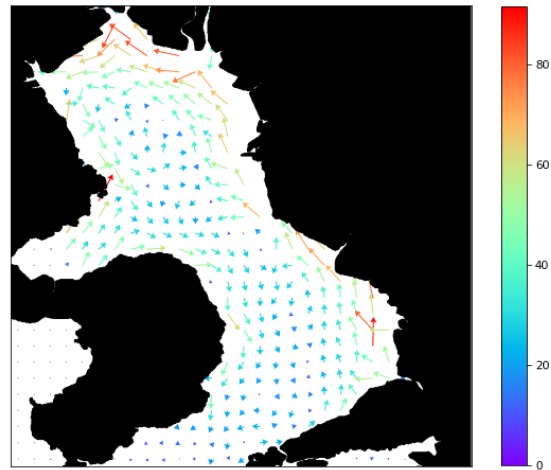


図 4-10 7月5日の有明海日平均流速

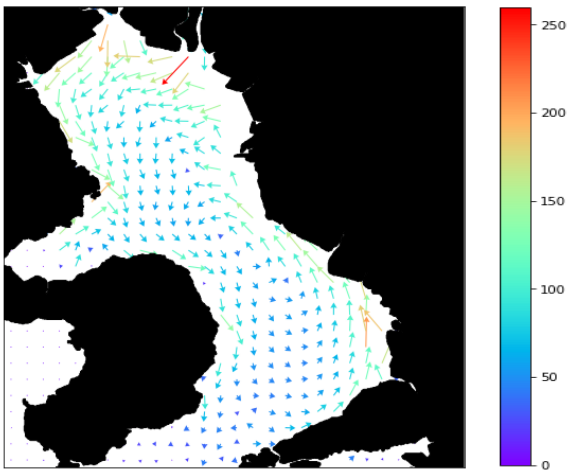


図 4-11 7月6日の有明海日平均流速

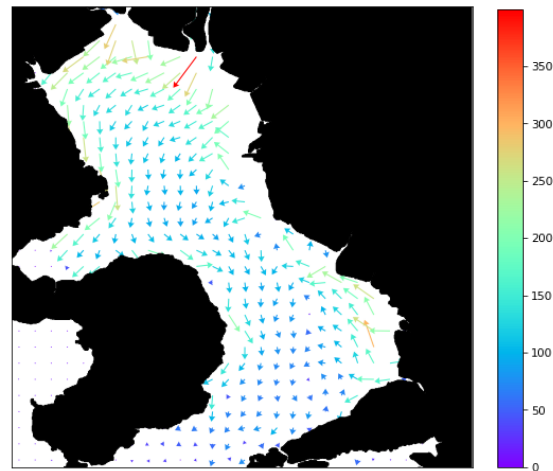


図 4-12 7月7日の有明海日平均流速

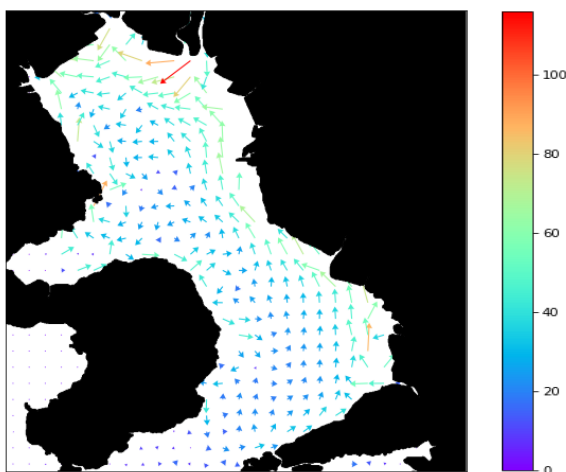


図 4-13 7月8日の有明海日平均流速

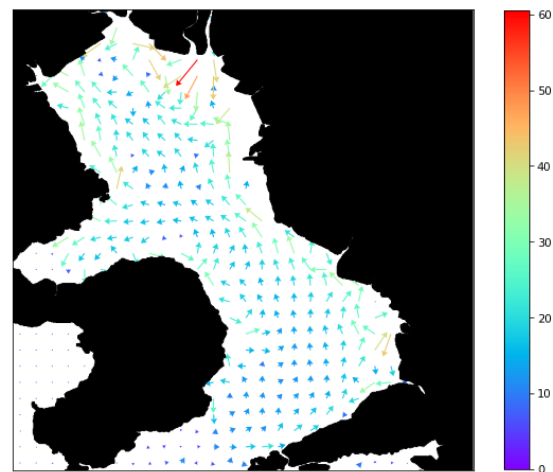


図 4-14 7月9日の有明海日平均流速

次に流木の動態について述べる。図 4-15 から図 4-18 に 9 時間毎の各河川から放出された流木の位置を示す。なお、放出された河川ごとに色分けを行っており、薄緑、青、赤、緑、黄、黒はそれぞれ六角川・嘉瀬川、筑後川、矢部川、菊池川、白川、緑川から放出されたことを示す。

放出直後、徐々に流木を放出したため、流木が連なって湾内を移動していることがわかる。特に薄緑、青、赤の三色で示す流木は平均流に流されるように湾内を反時計回りに移動し、湾奥部に大きく広がっている。一方緑、黄、黒の三色で示す流木は東側に留まり、湾中央部への広がりは見られない。その後、それぞれの流木は潮汐流に流されるように湾内を縦断する方向に振動した。その際、放出直後から広く分布していた薄緑、青、赤の三色で示す流木は湾内の更に大きく分布することとなり、緑、黄、黒の三色で示す流木は湾内にあまり広がらず東側の海岸に多く漂着することがわかった。

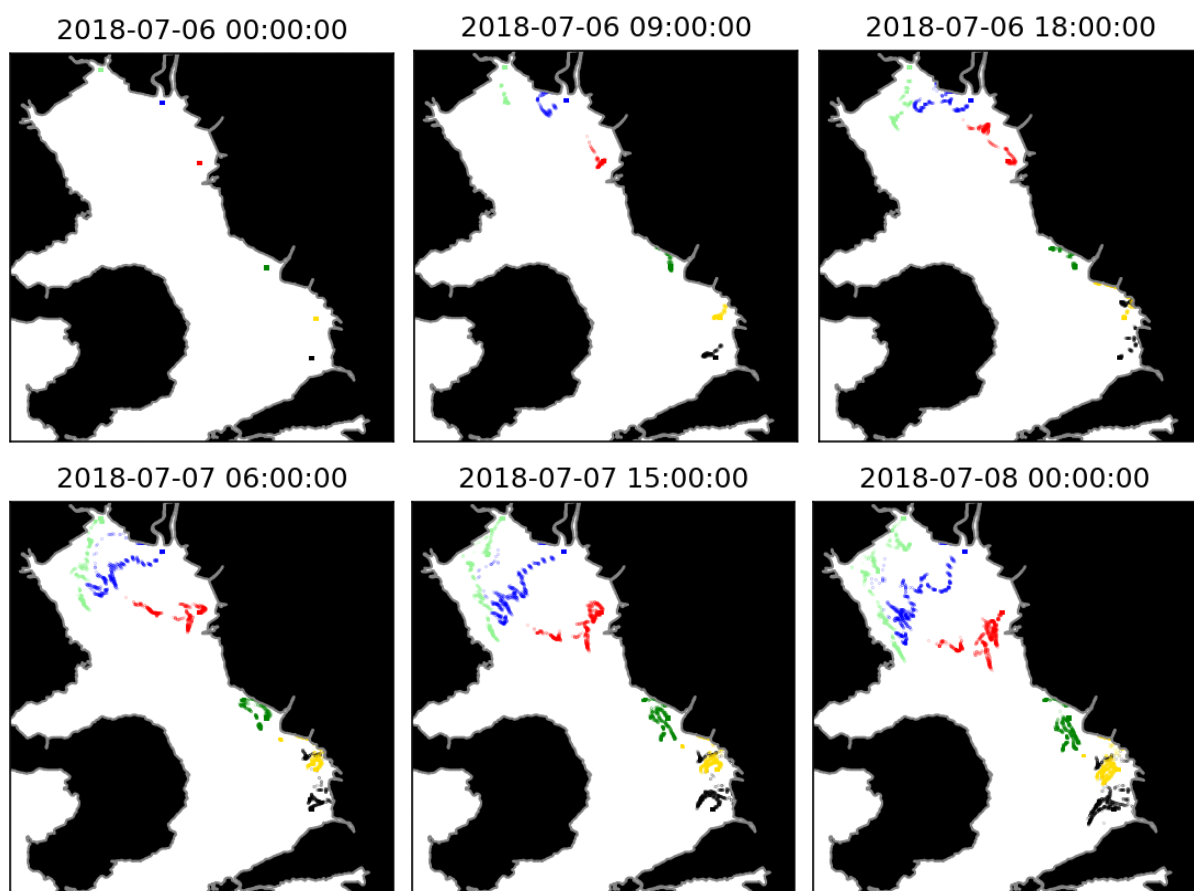


図 4-15 漂流物の分布（7月6日0時から7時8日0時）

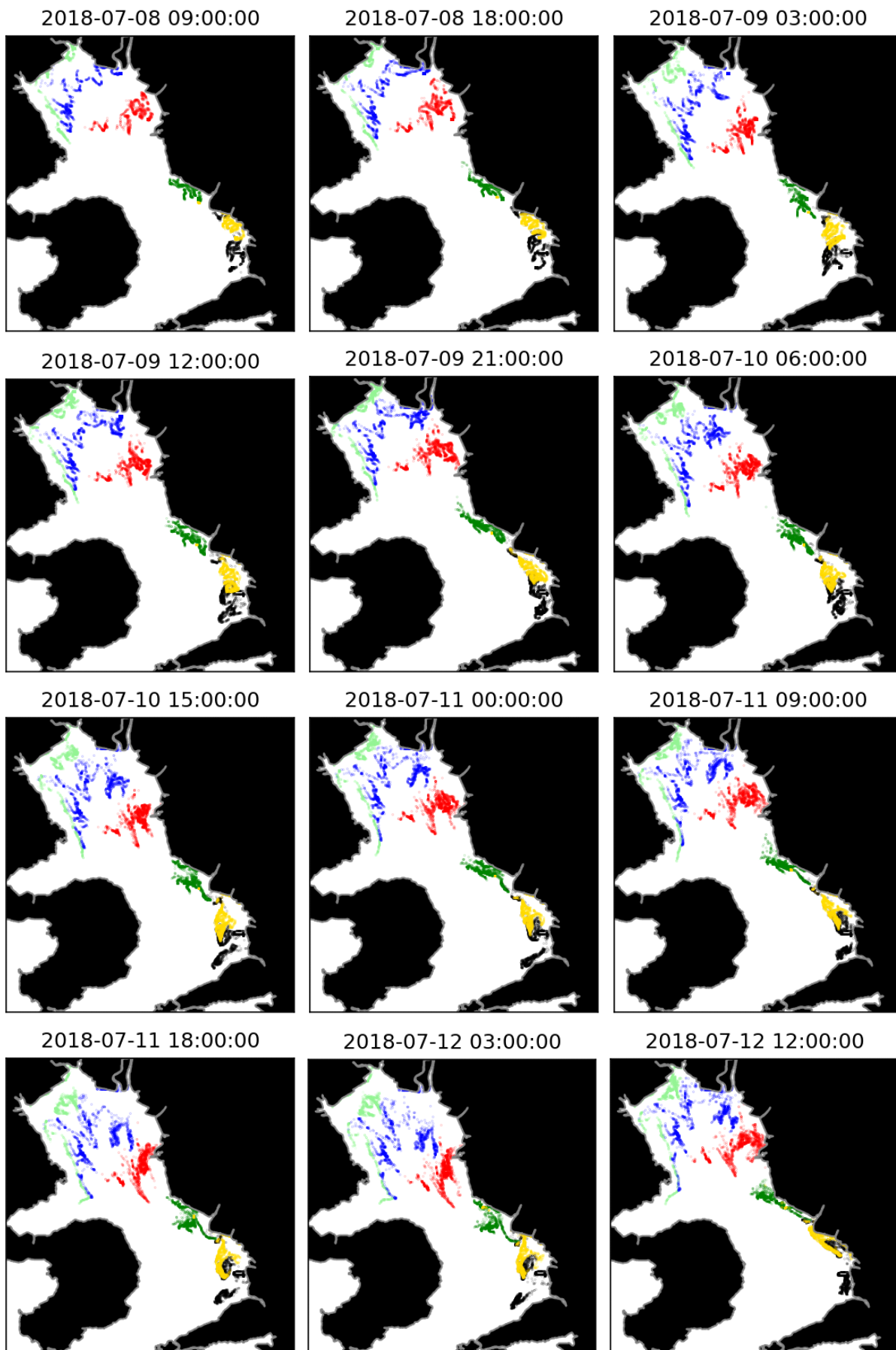


図 4-16 漂流物の分布 (7月8日9時から7時12日12時)

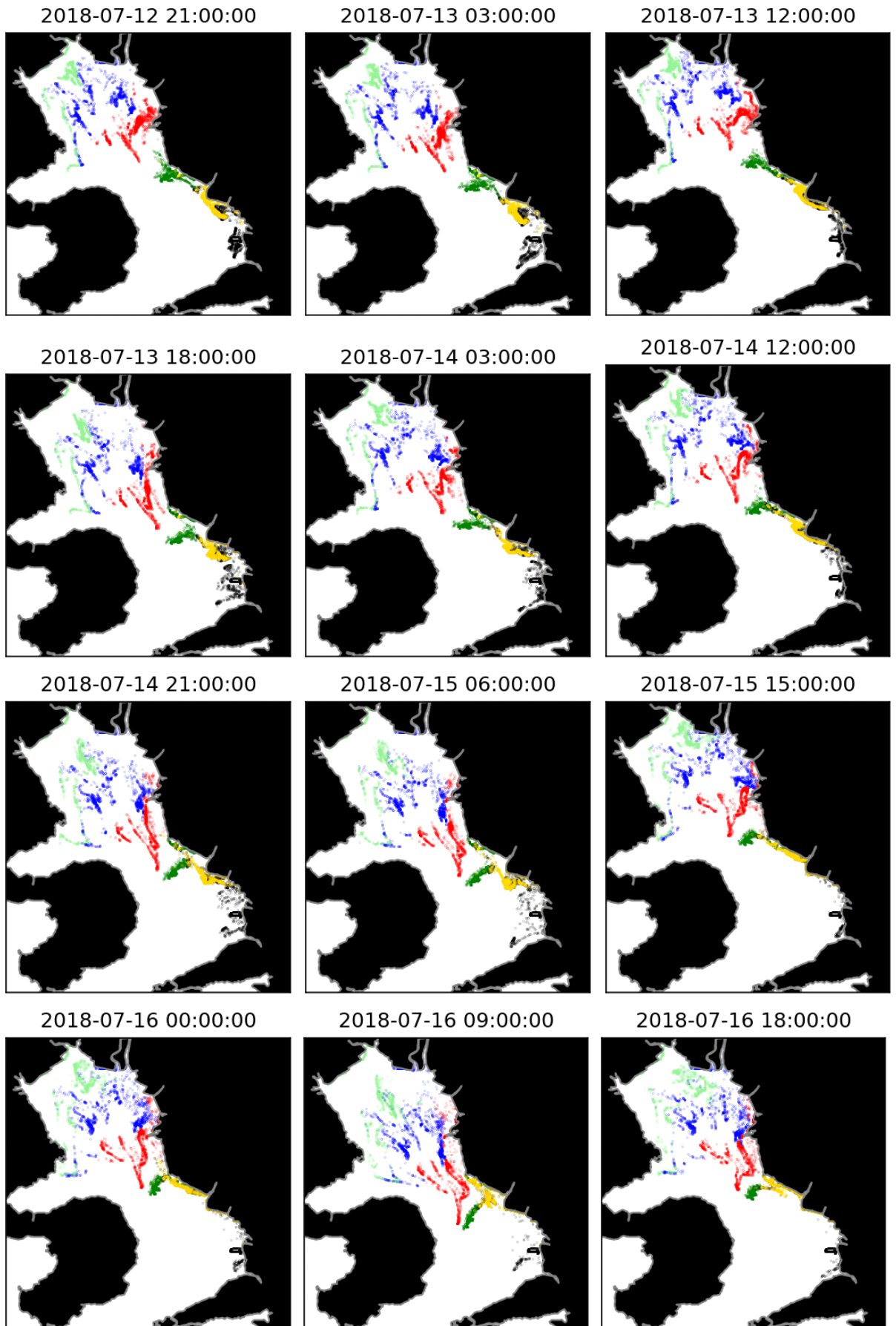


図 4-17 漂流物の分布 (7月12日21時から7月16日18時)

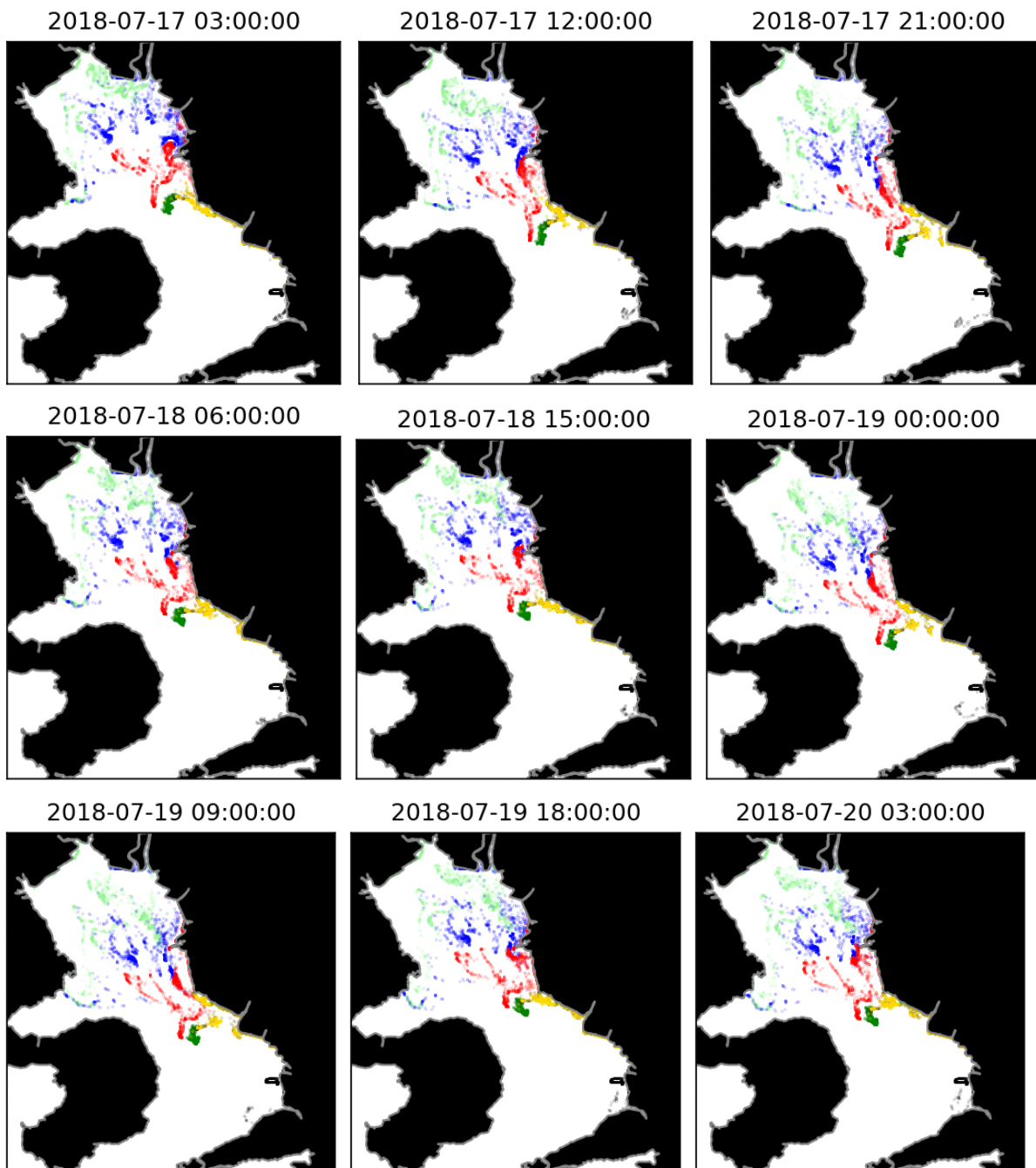


図 4-18 漂流物の分布 (7月17日3時から7時20日3時)

4-4-3 再現性の検証

平成30年7月豪雨により、有明海・八代海において流木をはじめとした大量の放流物が確認された。図 4-19 にその回収量を示す。国土交通省九州地方整備局は、環境整備船「海輝」「海煌」の二隻を用いて漂流ゴミ回収を9日から11日まで行った。その回収量は107.3m³であり、その内流木は35本である。これは過去5年の月平均回収量(120m³)に並ぶ量である。しかし、依然として大量の漂流物があったため、一般社団法人日本埋立浚渫協会のクレーン付台船と連携した回収作業が14日から16日まで行われた。台船を用いた三日間の回収量の合計は527.9m³(内流木193本)、9日から17日まで9日間の回収量は784m³(内流木266本)となり、これは過去5年間にお

ける 7 月平均回収量の約 2 倍の量に匹敵する。

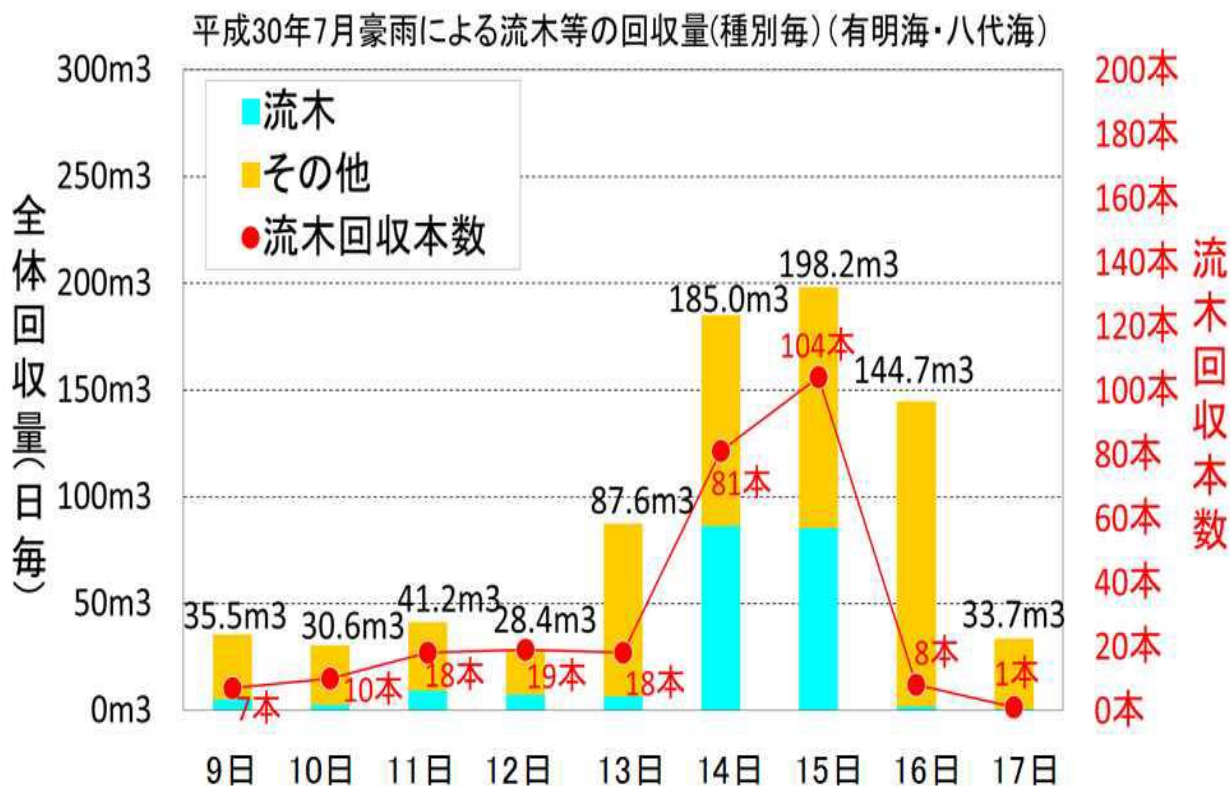


図 4-19 平成 30 年 7 月豪雨による漂流ごみ回収量
有明海・八代海において大量の漂流物を回収 (第三報)
(出典 : http://www.qsr.mlit.go.jp/press_release/h30/bousai18071801.html)



図 4-20 9 日から 11 日の漂流物目撃海域
有明海・八代海において大量の漂流物を回収 (第一報)
(出典 : http://www.qsr.mlit.go.jp/press_release/h30/bousai1807120201.html)

九州地方整備局の環境整備船「海輝」・「海煌」による7月9日から11日および14日から16日までの流木回収地の点データを図 4-20 および図 4-21 に示す。これらのデータと比較して、モデルの妥当性を検証した。図中の赤丸、水色および橙色で示す範囲はそれぞれ流木回収地点、漂流ごみの情報が寄せられた海域、そして漂流ごみが確認された海域である。

目撃情報のある7月9日から7月11日までの全時間における粒子の位置を図 4-22 に示す。図中の灰色で示す範囲は図 4-20 で示した九州地方整備局の漂流物目撃海域である。図より範囲 A に漂流した流木は六角川・嘉瀬川および筑後川河口から放出された流木であることがわかる。範囲 B には矢部川と菊池川から放出された流木が範囲内に入っている。一方、範囲 C にはいずれの河川からの流木も入らなかった。なお付近に白川、緑川から放出された流木が漂流しているものの島原半島沿岸からは大きく離れている。図 4-23 は放出日ごとに色分けをしたものである（6日放出：薄緑、7日放出：青、8日放出：赤、9日放出：黄色）。この図から範囲 A に漂流している流木は6日放出の流木であることがわかる。一方、範囲 B では6日放出の割合が多いが、7日、8日、9日放出の流木も見られる。これらのことから、A 地点で回収された流木は6日放出の六角川、嘉瀬川、筑後川放出の流木であり、B 地点の流木は6、7、8、9日放出の矢部川、菊池川放出の流木であると推測される。



図 4-21 4 日から 16 日の漂流物目撃海
有明海・八代海において大量の漂流物を回収（第三報）
(出典：http://www.qsr.mlit.go.jp/press_release/h30/bousai18071801.html)

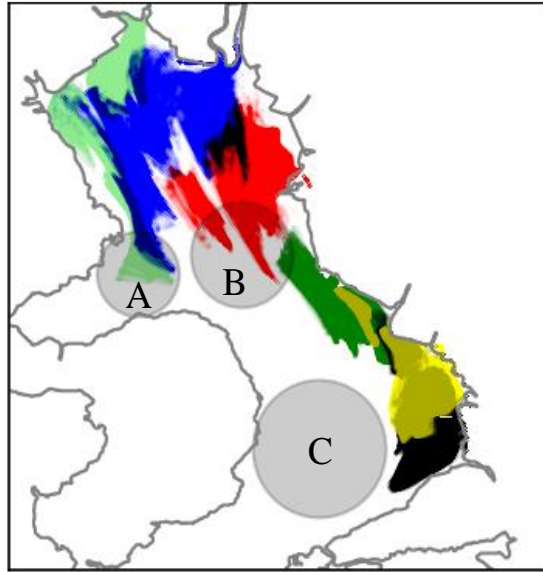


図 4-22 7月9日から11日の漂流物予測位置（放出河川ごとに色分け）

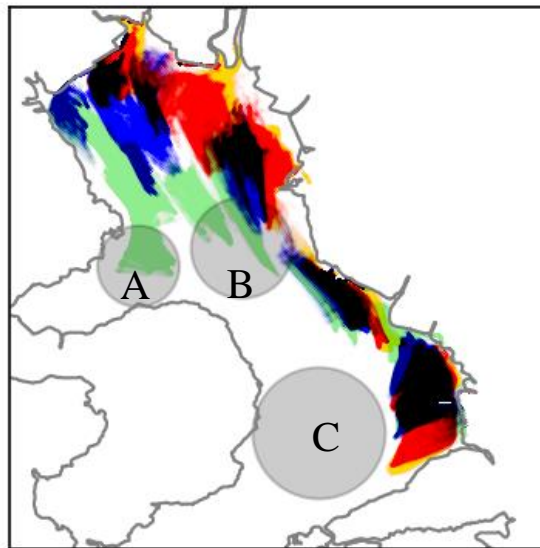


図 4-23 7月9日から11日の漂流物予測範囲（放出日ごとに色分け）

次に9月14日から9月16日までの全時間における粒子の位置を図4-24に示す。図中の灰色で示す範囲は図4-21で示した九州地方整備局の漂流物目撃海域である。9日から11日と同様に範囲Aには六角川・嘉瀬川および筑後川からの流木が漂流している。一方、範囲Dには矢部川および菊池川から放出された流木が近づいたものの領域の東側に集中しており、島原半島沿岸までたどり着いた流木はなかった。流木の放出時間、放出場所、回収場所、回収時刻など不確定な要素が多いため、厳密な精度検証は行えないが、現状、島原半島沿岸に流木が漂着しなかった原因は二つ考えられる。1つ目は流速に誤差があったこと、2つ目は流木放出場所がシミュレーションで行った7つの河川以外であったことである。また、流速の誤差が生じた原因は三つ挙げられる。1つ目は鉛直層の分割が表層付近の流速を評価する上で不十分であった点である。

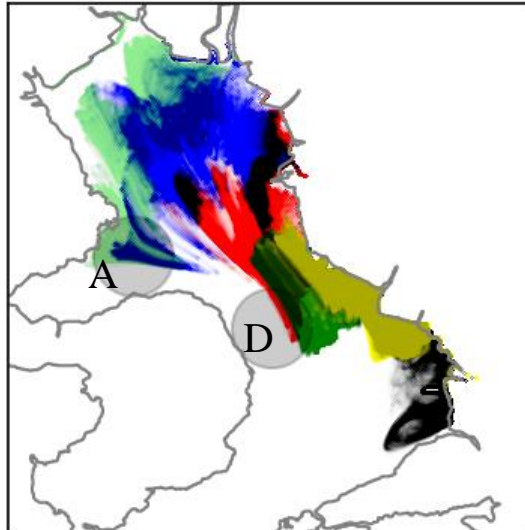


図 4-24 7月14日から16日の漂流予測範囲

海表面の流速は海底と比較すると大きく、本計算では海面での流速は上層の流速の平均となり、過小評価してしまっている可能性がある。2つ目は本計算において一級河川からの流量のみ考慮している点である。有明海には一級河川以外にも多くの河川が流入しており有明海の流況に影響を及ぼしている可能性もある。3つ目は助走計算期間が短く、有明海の塩淡水成層が再現できていなかった点である。これによって密度流の形成が実際のものとは異なっていることが考えられ、これが流速の誤差に繋がった可能性がある。これらの要因を改善することで今後より精度の良いシミュレーションモデルを開発することができると考えられる。

4-5 おわりに

近年頻発する豪雨・台風により発生する大量の漂流物を効率的に回収することを目的に、非構造格子海洋流動モデル FVCOM を用いて、流木漂流シミュレーションを実施した。

流木の挙動を再現するために、FVCOM の Lagrangian Particle Tracking Module の改良を行った。まず流木の浮力を再現するために、粒子の z 座標を海面に固定した。次に流木の海面から出ている部分に当たる風からの抗力を考慮した。この抗力は投影面積比の関数で表され、風に対する流木の角度に依存する。そのため、流木の角度によって投影面積比が変わるプログラムを組み込んだ。改良した流木漂流シミュレーションモデルを用いて、平成 30 年 7 月豪雨での流木挙動のシミュレーションを実施し、九州地方整備局の流木回収データと比較することで、モデルの妥当性を検証した。不十分なデータによる精度検証ではあるが、精度向上にむけて改善の余地があると考えられる。

これらの検討から非構造格子海洋流動モデルを用いた漂流シミュレーションが可能であることが示された。今後実際の漂流軌道との精度検証、漂着、再浮上の過程をプログラムに組み込むことで、より精度の高いシミュレーションが可能であると考えられる。

参考文献

- 気象庁(<https://www.jma.go.jp/jma/index.html>) 参照 2021-12-27
- 合田 政次, 西ノ首 英之(1997): 有明海における模擬流木の漂流について, 水産工学会誌, vol.34, No2, 175-183.
- 国土交通省九州地方整備局(<http://www.qsr.mlit.go.jp/>) 参照 2021-11-23
- 国土交通省水文水質データベース(<http://www1.river.go.jp/>) 参照 2021-11-12
- 後藤 智明(1983): 津波による木材の流出に関する計算, 第 30 回海岸工学講演会論文集
- 土門 明, 泉谷 尊司, 石橋 邦彦(2012): 風, 波と流れによる漂流物の抗力係数および漂流予測に関する研究, 土木学会論文集 B3(海洋開発), Vol.68, No.2, I_1031-I_1036.
- NAO.99b 潮汐予測システム(<https://www.miz.nao.ac.jp/staffs/nao99/>) 参照 2021-12-23
- 中川 一, 高橋 保(2000): 湾内に流出した流木群の挙動解析, 京都大学防災研究所年報, 第 43 号, B-2.
- 松本 晃治(2004): 海洋潮汐モデル NAO.99b の構築と普及, 測地学会誌 50(3), 187-200.
- 矢野 真一郎, 北川 洋平, 谷口 弘明, 西村 圭右, 堂蘭 俊多(2015): 有明海流木漂流シミュレーションによる各河川の流出流木量の推定, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.71, No.4, I_721-I_726.
- 吉田 秀樹, 中島 謙二郎, 川野 康広, 江口 秀之, 中村 義文, 日向 博文(2007): 海洋短波レーダーを活用した有明海浮遊ゴミ移動予測システムの開発, 海洋開発論文集, 第 23 巻, 709-714.
- Chen, C., R. C. Beardsley, G. Cowles, J. Qi, Z. Lai, G. Gao, D. Stuebe, Q. Xu, P. Xue, J. Ge, S. Hu, R. Ji, R. Tian, H. Huang, L. Wu, H. Ion, Y. Sun and L. Zhao (2013): An Unstructured Grid, Finite-Volume Community Ocean Model: FVCOM User Manual. SMAST/UMASSD-13-0701.

第5章 有明海における出水時の底質輸送シミュレーション

5-1 はじめに

有明海は佐賀県，福岡県，長崎県，熊本県の4県で囲まれた海域面積1,700km²，平均水深20mの九州最大の海である（図5-1）。他の閉鎖性水域と比べても閉鎖性の高い内湾であり，潮汐による干満差が大きく，潮位差は湾口の早崎瀬戸で3~4m，湾奥の住之江港では大潮時には最大で約6.8mにも上る。また，有明海には九州最大の河川である筑後川をはじめ，本明川，六角川，喜瀬川，矢部川，菊池川，白川，緑川など大小100を超える河川が流入しており，流入河川の流域面積は合計で約8,000km²と海域面積の5倍近くにも上る。これらの河川によって湾内の塩分濃度が低下し，特に夏季の湾奥部では海域の表層部に淡水域が形成されることもある。さらに干満差が大きいため1日の間でも塩分濃度が大きく変化する。

有明海の大きな干満差と河川からの土砂の供給により，沿岸域に広大な干潟が発達し，干潟面積は188.4km²と全国の干潟の38%を占めている。図5-2に有明海の底質分布を示す。中央東岸部では砂質または砂泥質，湾奥部では東部で砂質，西部で泥質の干潟が形成されている。発達した干潟には貝類や甲殻類をはじめ，有明海固有の生物が多数生息している。二枚貝の種類は豊富で，アサリやタイラギ，アゲマキ，サルボウなど数多くの二枚貝が生息しており，特にアサリの生息域である熊本県沿岸では全国有数の漁獲量を誇っている。

一方で，近年局地的豪雨が増加し，その被害も甚大化している。2012年7月の九州北部豪雨では，九州北部地方を中心に記録的な大雨となった。有明海に流入する各河川で既往最高水位を記録し，河川由来の土砂が湾内に運ばれ，干潟域は大量の浮泥で覆われた。近年では，2020年7月の集中豪雨では熊本県南部を中心に記録的な大雨となり，大量の河川水や土砂が湾内に流入した。海水の塩分が通常濃度を下回る状態が続いたため，湾内で養殖されているアサリや，産卵や繁殖を促すための母貝団地があるタイラギの死滅が相次ぎ，大きな水産被害が発生した。

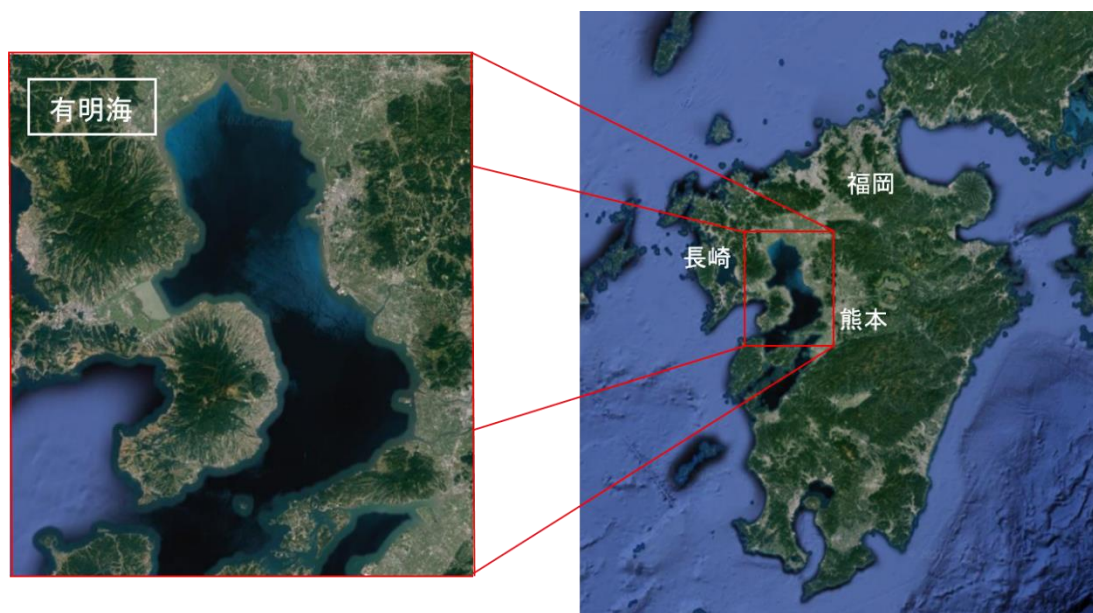


図 5-1 有明海の位置

出典：google map

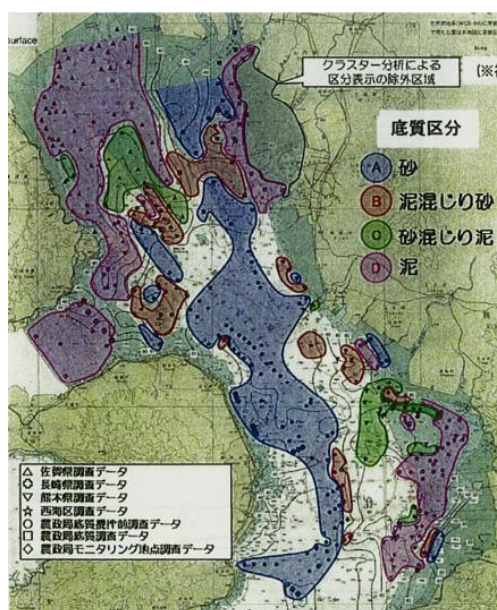


図 5-2 有明海の底質分布

出典：農林水産省九州農政局（2016年）

「有明海漁場環境改善連絡協議会（第22回）資料5 国営干拓環境対策調査について」

今後も地球温暖化の影響により豪雨による被害は増えていくと考えられることから、擾乱時における内湾や干潟における土砂動態を適切に把握し、今後起こりうる豪雨や台風の際に土砂の堆積位置を特定することは、これら生物資源の維持に資するものだと考えられる。

このように、有明海は河川からの出水が湾内の土砂輸送に与える影響が大きく、塩分低下や土砂の堆積によってアサリやタイラギなどの水産資源が被害を受けていることから、これら水産資源維持のための対策を講じるには、河川からの出水時に湾内の土砂輸送の動態を定量的に把握する必要がある。今後起こりうる豪雨などの擾乱による湾内の土砂輸送や地形変化を把握するために、数値モデルを用いたシミュレーションを行うことは有効であると言える。

これまでにも有明海における土砂輸送や、筑後川をはじめとする河川からの土砂供給に関する研究が数多く行われてきた。表 5-1 に有明海における土砂輸送に関する既往の研究の一例を示す。

中川ら(2002)は、泥質物が広範囲に堆積する有明海北部海域3地点と同中部東岸海域1地点の合計4地点で、超音波式ドップラー流速計による流向・流速、後方散乱型濁度計による濁度及び水温・塩分を測定項目として定点連続観測が行い、SSの変動要因やその輸送特性について検討した。有明海において、底面付近のSSの変動は大潮期の潮汐流による底質の巻き上げの作用を大きく受け、大河川の河口付近では、河川由来の濁水の影響も受けること、浮遊物質の輸送量は大潮期に増大し、湾奥部では高波浪時の輸送量に匹敵する底泥の輸送が生じることを明らかにした。

濱田ら(2011)は、有明海の懸濁物質輸送の現状を考察するため、有明海湾奥部において海洋流動モデル FVCOM による懸濁物質輸送シミュレーションを行った。モデル内では、再懸濁特性を表す限界せん断応力と浸食速度係数は底泥の中央粒径から求まるパラメータ $Md\phi$ によって決まるものとした。そして、実測値および文献値によって $Md\phi$ の分布を求め、それに基づきマッピングを行うことで、海域によって粒径が大きく異なる有明海湾内の底質の特性を再現することを可能とした。しかし、再現計算は湾奥の1地点のみしか行われておらず、また、豪雨や台風などの擾乱

時における、河川からの土砂流出による湾内の地形変化のメカニズムについては十分に検討されていない。

また、有明海には数多くの河川が流入しており、特に流入量が最も多い筑後川からの土砂の流入量についての研究も進んでいる。有明海に流入する河川からの平均年間淡水流入量の合計値は約 80 億 m³ であり、有明海の容積が約 340 億 m³ であることから河川水が湾水の交換にある程度の寄与をしていると考えられる。島元ら(2012)の土砂収支計算により、2010 年の 1 年間に筑後川流域から有明海への土砂流出量は 110,000m³ を超えることが示されており、従来想定されていたよりも、多くの土砂が有明海へ流出している可能性が示唆された。このことから、湾内の土砂輸送について河川が存在を無視することはできないと言える。

そこで、本章では、豪雨などの擾乱時の底質輸送シミュレーションの実用化に向けて、非構造格子海洋流動モデル FVCOM の Sediment module (3次元土砂輸送モジュール)を用いて、有明海における底質輸送シミュレーションを実施した。FVCOM は水平方向に非構造格子を、鉛直方向にσ座標系を採用しており、海岸線や海底地形の再現が容易であるため、底質輸送シミュレーションに適していると予想される。また、計算値を既往の観測値と比較検討することでモデルの妥当性を検討した。さらに、このモデルを用いて豪雨による河川からの出水や土砂供給によって湾内の土砂輸送に与える影響について検討した。これらの検討は有明海における底質輸送シミュレーションに対して非構造格子海洋流動モデルの適用性を検討するものである。

表 5-1 有明海における土砂輸送に関する既往の研究

論文名	第一著者	年
有明海の底泥輸送現象に関する現地データの解析	中川康之	2002
筑後川感潮河道における洪水時の底質浸食過程と有明海への土砂輸送現象	横山勝英	2008
潮流と海浜流による干潟の地形変化に関する数値計算	鶴崎賢一	2009
有明海湾奥西部海岸における懸濁物質に関する現地観測	中川康之	2010
有明海の懸濁物質輸送シミュレーション	濱田孝治	2011
筑後川流域における土砂収支の推算と有明海への砂の流出量に関する研究	島元尚徳	2012
平成 24 年 7 月九州北部豪雨の異常出水に伴う潮間帯化工干潟の応答特性	Manu Lusia	2013

5-2 Sediment Module (3次元土砂移送モジュール)

FVCOM はオプションとして、波浪、氷塊、水質などを取り扱うモジュールを選択することが可能であり、本章では、底質移動を計算する Sediment module を導入した。

5-2-1 基礎方程式

このモデルは浮遊砂と掃流砂両方の輸送を含んでいる。浮遊砂モデルは以下の式を用いている (Chen et al., 2013)。

$$\frac{\partial C_i}{\partial x} + \frac{\partial u C_i}{\partial x} + \frac{\partial v C_i}{\partial y} + \frac{\partial (w - w_i) C_i}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) \quad (5.1)$$

ここで、 C_i はσ層 i の濃度、 w_i は沈降速度、 A_H は水平渦粘性、 K_h は鉛直渦粘性を示している。

沈降速度 w_i は各土粒子に一律で与えるものであり、(5.1)の第四項目の沈殿項に大きな影響を与えるために慎重に値を決める必要がある。

水表面では、土砂濃度に関しては no-flux 条件が用いられている。

$$K_h \frac{\partial C_i}{\partial z} = 0, \quad z = \zeta \tag{5.2}$$

底面では、堆積か浸食かにより土砂のフラックスが異なる。

$$K_h \frac{\partial C_i}{\partial z} = E_i - D_i, \quad z = \zeta \tag{5.3}$$

浸食率 E_i は以下の式で計算される。

$$E_i = \Delta t Q_i (1 - P_b) F_{bi} \left(\frac{\tau_b}{\tau_{ci}} - 1 \right) \tag{5.4}$$

ここで、 Q_i は浸食フラックス、 P_b は低層の間隙率、 F_{bi} は層厚、 τ_b は底面せん断力、 τ_{ci} は限界せん断力を意味しており、沈殿を考慮するために flux-limited 法が用いられている。

掃流砂は、局地的なものを計算するために、Myer-Peter Muller 法を用いて扱われる(Chen et al., 2013)。

$$q_b = 8(\tau_* - 0.047)^{3/2} \tag{5.5}$$

5-2-2 土質条件と土砂供給

FVCOM のマニュアル(Chen et al., 2013)によると Sediment Module で設定する土質条件は表 5-2 に示すとおりである。また土砂供給は開境界および任意のノードに設定することができる。任意のノードに設定する場合は通常、河川からの流入として考えられる。

表 5-2 設定する土質条件

粘性の有無
粒子の平均直径 (mm)
沈降速度 (mm/s)
浸食速度 (kg/m ² -s)
限界浸食応力 (N/m ²)
空隙率
乾燥密度 (kg/m ³)

5-2-3 水深の変化を考慮した底質移動の計算

FVCOM のマニュアル(Chen et al., 2013)によると FVCOM3.2 より Sediment Module において水深の変化を考慮した底質移動の計算が可能になっている(この計算を以下、MORPHO MODEL と呼ぶ)。MORPHO MODEL の導入に伴い、底質移動の計算の際に水深の変化を考慮可能となったが、長期間の計算を行うと、水深の変化が過大となり計算が発散してしまうため注意が必要である。

5-3 計算条件の設定

5-3-1 計算領域および計算格子

海岸線データおよび海底地形データは国土交通省の国土数値情報データおよび500mメッシュ海底地形データをそれぞれ用いた。海底地形データとは日本海洋データセンターJODC (Japan Oceanographic Data Center) の海洋情報部をはじめとした各種海洋調査機関によって得られた膨大な量の深浅測量データを統合し、使用しやすいように等間隔で格子化した水深のデータセットのことである。これを各格子に内挿補完して水深データを作成した。

図 5-3 に本章で用いた計算領域と計算格子を示す。計算対象は有明海及び八代海とその外洋とした。格子幅は左端の開境界において最大約2000mとし、有明海及び八代海の海岸線に向かって徐々に細かくし、湾内の海岸線付近における格子幅は最小約150mとした。

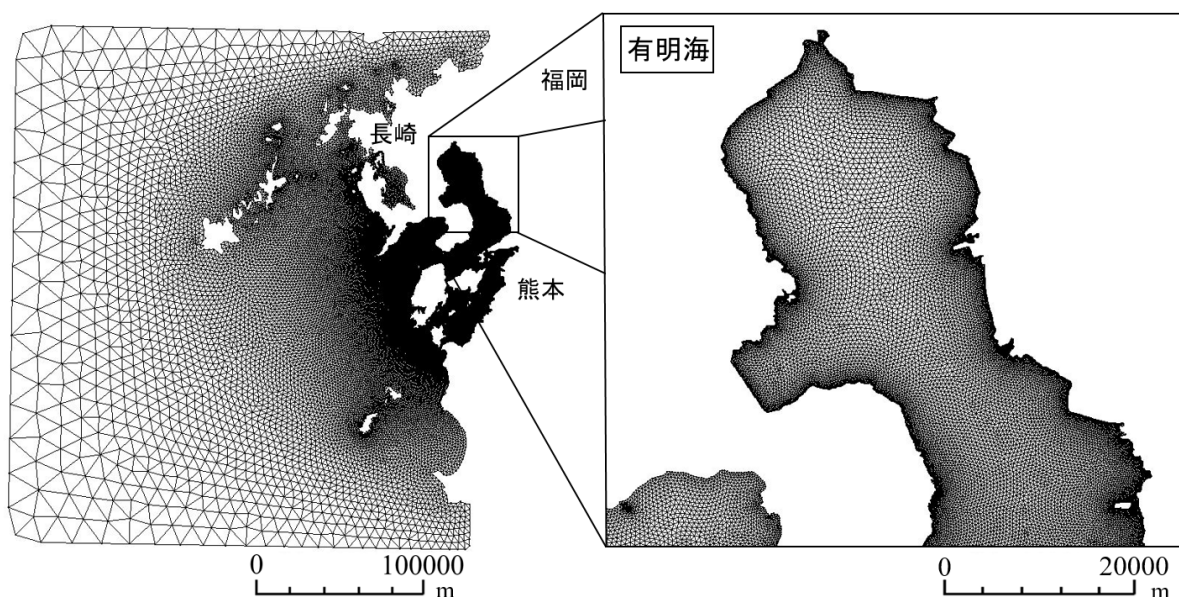


図 5-3 計算領域

5-3-2 底質の設定

FVCOM では、計算領域内ですべての底質移動を一様な底質パラメータで計算する設定、計算領域内の定めた領域では底質移動を計算しない設定、そして計算領域内において底質の再懸濁特性を表す、浸食に関する限界せん断応力、沈降に関する限界せん断応力、浸食速度係数の3パラメータに空間分布を持たせる設定の三つの底質の設定がある。有明海は全国の内湾の中でも地点によって底質の特性がかなり異なるため、本研究では底質に再懸濁特性を表すパラメータに空間分布を持たせる設定とした。

底質に直接マッピングする値としては以下の式で表されるパラメータ $Md\phi$ を採用し、再懸濁特性を表す前述の3パラメータは $Md\phi$ に従うものとした。

$$Md\phi = -\log_2 d_{50} \quad (5.6)$$

ここで、 d_{50} は中央粒径(mm)である。

また、浸食に関する限界せん断応力 $\tau_{ce}(N/m^2)$ 、沈降に関する限界せん断応力 $\tau_{cd}(N/m^2)$ は中川ら(2002)に、また浸食速度 M は濱田ら(2011)に倣い以下の式で表す。

$$\tau_{ce} = \begin{cases} 0.1 & Md\phi > 4.0 \\ 0 & Md\phi \leq 4.0 \end{cases} \quad (5.7)$$

$$\tau_{cd} = \begin{cases} 0.1 & Md\phi > 4.0 \\ 0 & Md\phi \leq 4.0 \end{cases} \quad (5.8)$$

$$M = \begin{cases} 3.1199 \times 10^{-5} & Md\phi > 4.0 \\ 0 & Md\phi \leq 4.0 \end{cases} \quad (5.9)$$

図 5-4 に有明海における $Md\phi$ の分布を示す。粒径の小さい湾奥西部や熊本県沿岸に向かって $Md\phi$ が大きくなっていることがわかる。なお、湾外における底質移動が有明海湾内における底質移動に与える影響はほぼないと考え、湾外では $Md\phi=0.0$ として巻き上げが生じないものとした。なお、底質の浸食、堆積に応じて粒径が時間的に更新されるような設定はしていない。

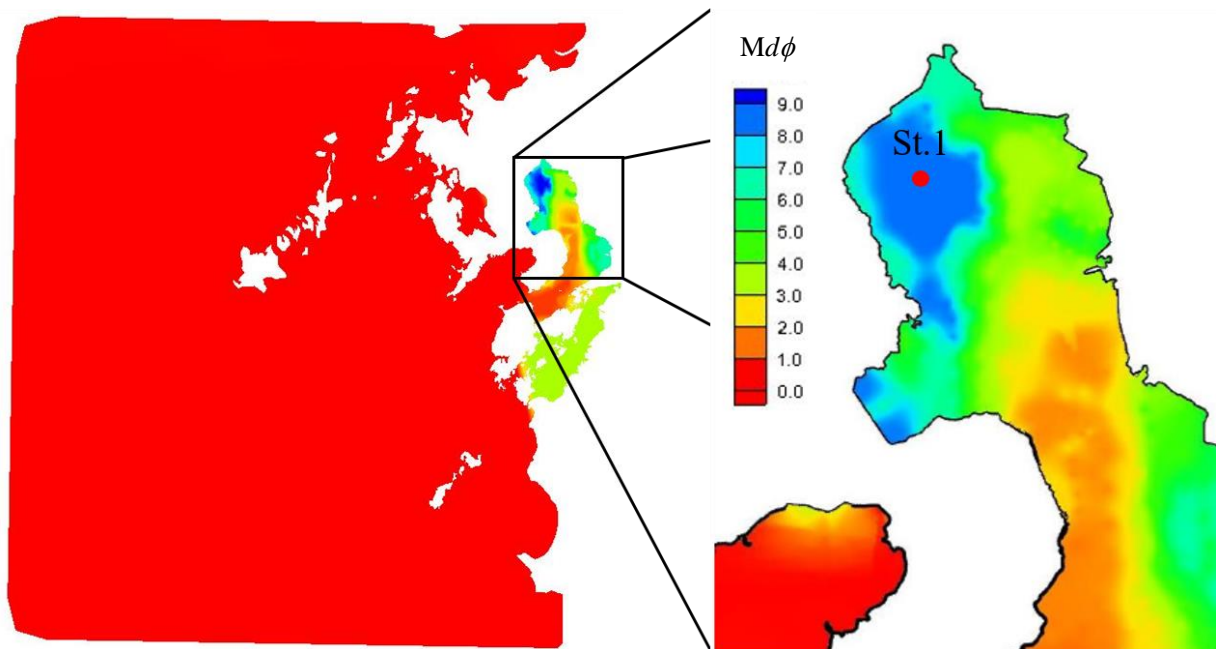


図 5-4 有明海における $Md\phi$ の分布

沈降速度に空間分布を持たせるような設定にしておらず、以下に示すフロックの形成を考慮したストークスの式から得られた値を計算領域内において一定値として用いた。

$$w_s = \frac{g(\rho_s - \rho_w) \left(\frac{D_f}{d} \right)^{D-3} D_f^2}{18\mu} \quad (5.10)$$

g : 重力加速度(m/s^2)

ρ_s : 粒子密度(kg/m^3)

ρ_w : 流体密度(kg/m^3)

D_f : フロック径(m)

d : 中央粒径(m)

D : フラクタル次元

μ : 粘性係数(Pa・s)

フロック径は図 5-5 に示す, 中央粒径とフロック径の関係 (岡村ら, 2012) から得られた線形式を元に求めた. また, 本章では図 5-4 の St.1 における中央粒径を代表の中央粒径として用いた.

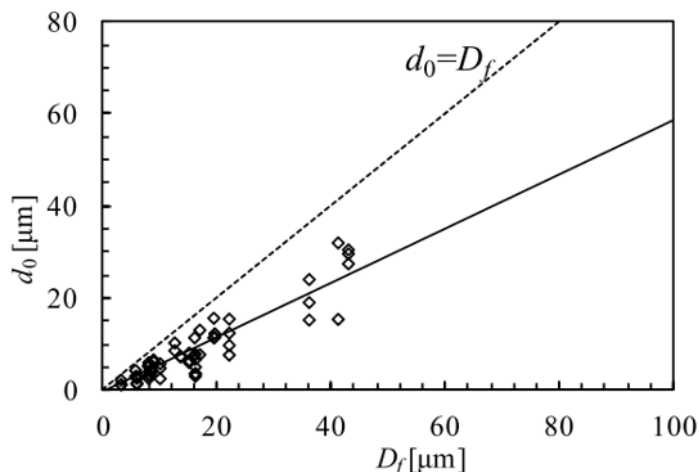


図 5-5 中央粒径とフロック径の関係 (岡村ら(2012)より引用)

5-3-3 気象外力の設定

気象外力である気圧及び風向・風速は, 気象庁の数値予報 GPV(Grid point Value)データを使用した. GPV データは時間解像度 1 時間, 水平解像度 5km のデータで, これを計算格子に線形内挿した.

5-3-4 河川の設定

本章では外力としてさらに河川流量及び懸濁物質負荷を設定した. 図 5-6 に九州地方の一级河川を示す. この内, 有明海に流れ込む一级河川である, 筑後川, 矢部川, 菊池川, 嘉瀬川, 六角川, 白川, 緑川のみ考慮した (本明川については, 現在諫早湾の堤防が閉じられているため考慮しないものとした). 国土交通省の水文水質データベースを元に河口と流量観測所の流域面積比から 1 時間毎に河口における流量を算出した. また, 各河川について観測所における平常時及び擾乱時の流量と SS の観測値から以下のような L-Q 式を作成し, 河川からの流出土砂を SS として河口から与えた.

$$L = aQ^b \quad (5.11)$$

ここで, L は流出負荷量 (ここでは SS(mg/L)), Q は流量(m^3/s), a と b は定数である.

なお, 流量及び SS は鉛直層の内最も水面に近い層から全て与えた. 表 5-3 に各河川の流量観測所, 及び河口と流量観測所の流域面積比, 図 5-6 に各河川についての L-Q 式のグラフを示す. また, 全ての河川において, 水温は $20^\circ C$, 塩分は 0psu の一定値として与えた.

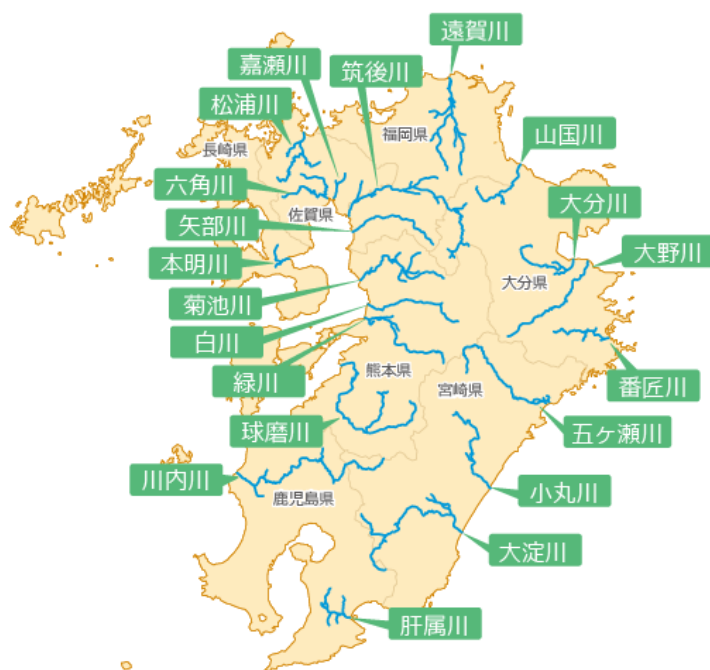


図 5-6 九州地方の1級河川

出典：国土交通省九州地方整備局 HP

(https://www.mlit.go.jp/river/toukei_chousa/kasen/jiten/nihon_kawa/09_kyushu.html)

表 5-3 各河川の河口と流量観測所の流域面積比

河川名	流量観測所	河口の流域面積(m ²)	流量観測所の流域面積(m ²)	流域面積比
筑後川	瀬ノ下	2,878.00	2,295.00	1.254
嘉瀬川	池森	230.90	254.50	1.102
六角川	妙見橋	333.50	95.00	3.511
矢部川	船小屋	499.00	460.00	1.085
菊池川	玉名	995.00	906.00	1.098
白川	世継橋	480.00	477.00	1.006
緑川	城南	1,100.00	681.00	1.615

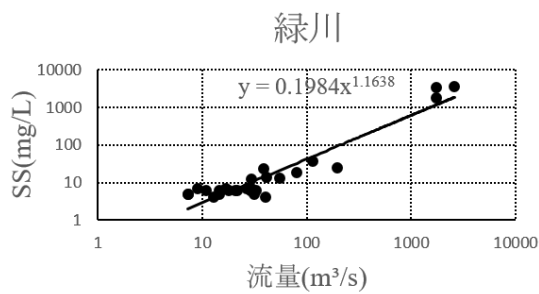
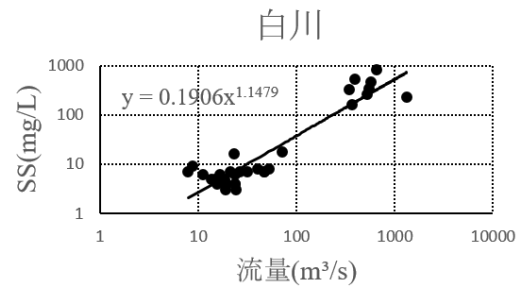
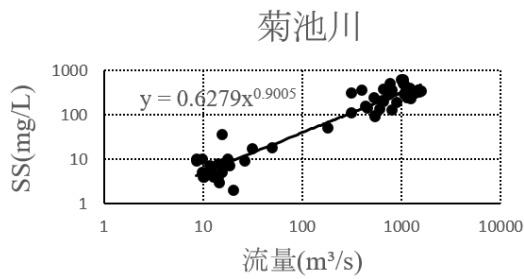
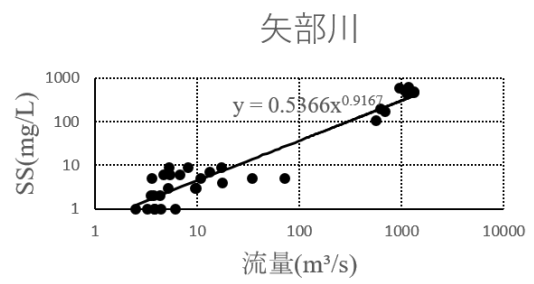
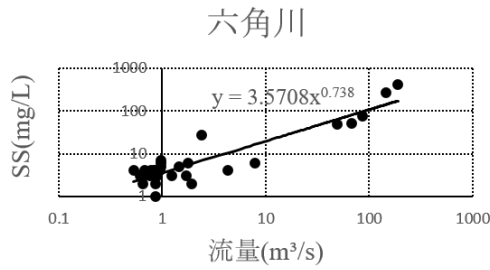
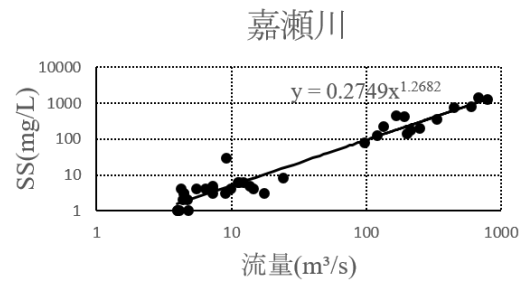
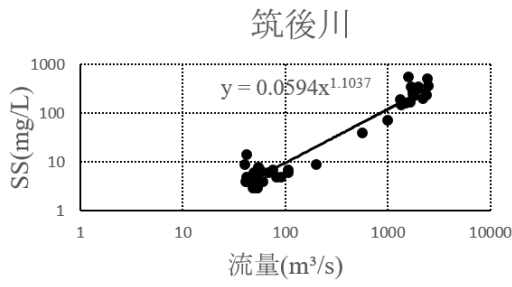


図 5-7 各河川のL-Q グラフ

5-4 再現性の検証

5-4-1 2008年の観測値との比較

A) 観測値の概要

中川ら(2010)によって行われた2008年2月14日~2月27日の約二週間における定点観測から得られた観測値とFVCOMで計算された計算値との比較を行った。

図5-8に観測地点位置を示す。観測地点は有明海湾奥西部の平均水深約6mの地点である。測定内容および使用計測機器を表5-4に示す。また、図5-9に佐賀気象台における観測期間の風速と風向ベクトルを示す。風場の特徴としては、北西からの季節風が日中になると強くなる傾向が見られ、2月23日には風速10m/s以上となっている。ただし、観測地点に対しては陸風となるため、波浪運動に伴う振動流成分の影響は小さく、観測地点の海底面に直接影響を及ぼすほどの風波の発達には至っていない。

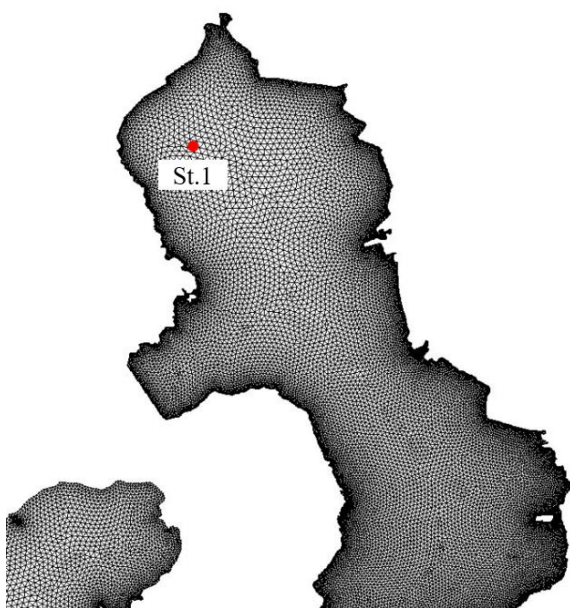


図 5-8 対象地点位置

表 5-4 測定内容と使用計測機器（中川ら(2010)より作成）

測定項目	使用機器	測定高さ	測定時間
流速	超音波式3次元流速計	底面上0.2 m	60分毎
	超音波式流速プロファイラー	底面上0.03 m~1 m	60分毎
	超音波式流速プロファイラー	底面上0.9 m~水面下0.4 m程度	10分毎
濁度	メモリー式後方散乱型濁度計	0.2 m, 0.5 m, 1.0 m, 水面下1.0 m	60分毎
水温 塩分	メモリー式小型水温塩分計	0.2 m, 0.5 m, 1.0 m, 水面下1.0 m	1分毎
粒度	現地式粒度分布計	0.2 m	60分毎

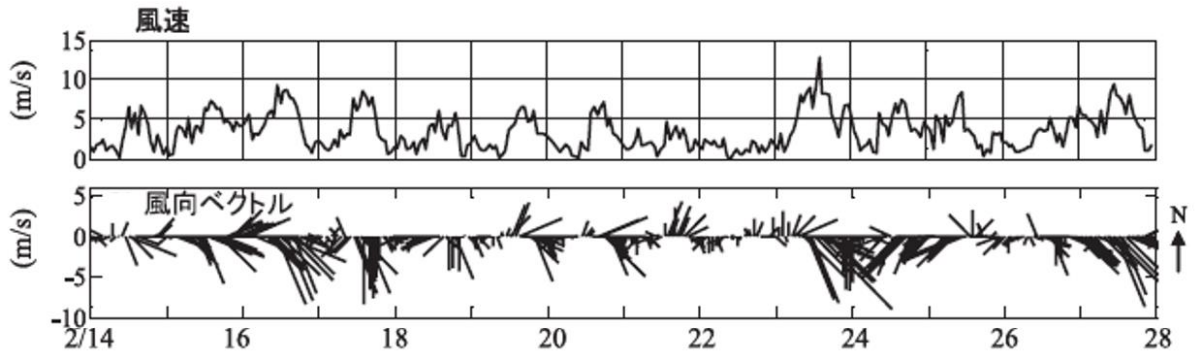


図 5-9 観測地点の風速，風向ベクトル（中川ら(2010)より引用）

B) 計算条件

表 5-5 に主な計算条件を示す．鉛直方向層数は 10 層とした．計算時間間隔は外部モードを 1 秒，内部モードを 5 秒として，出力間隔は 1 時間毎とした．対象期間は観測期間の 14 日～27 日のほか，モデルの潮位変動を再現するため 11 日～13 日を含む 17 日間とした．

表 5-5 計算条件

鉛直方向層数		10
計算時間 間隔	外部モード	1s
	内部モード	5s
出力間隔		1h
計算期間		17 日間
		2008 年 2 月 11 日 0:00～ 2008 年 2 月 28 日 0:00

C) 計算結果

St.1 における潮位，底面上 20cm 及び水面下 1m での流速，SS の計算値および観測値の時系列変化を図 5-10 に示す．潮位は湾奥に位置する対象地点において観測値とほぼ一致していたことから，流況場の再現性は良好であるわかった．流速について，水面下 1m，底面上 0.2m とともに上げ潮時及び下げ潮時のピーク値が多少過小に評価されるときもあるが，潮汐と気象外力により生じる流れを概ね再現できている．SS については，大潮期における濃度の増減が観測値に比べて若干遅れる結果となったが，小潮期から大潮期にかけて濃度上昇のタイミングや概形はほぼ一致しており，ピーク値も概ね一致していることから再現性は良好であると言える．

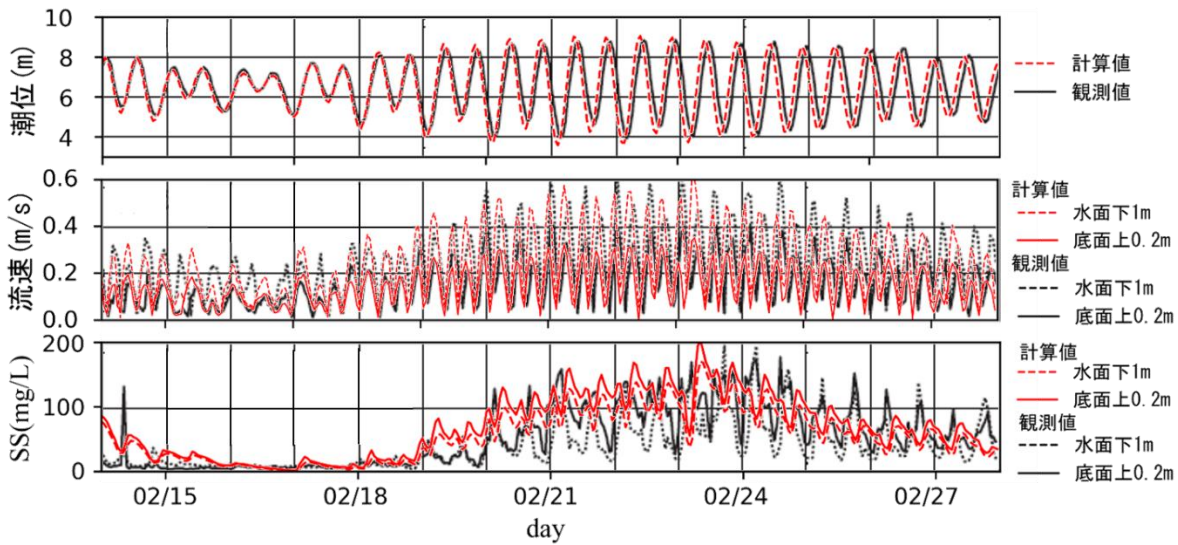


図 5-10 潮位（上段），流速（中段），SS（下段）の時系列

5-4-2 2001年の観測値との比較

図 5-11 に有明海における底質の分布を示す。有明海は場所によって底質の特性が大きく異なり、1 地点のみの再現計算では不十分と考えられる。そのため、複数地点での再現計算を行い、異なる箇所においても再現性が得られるか検証を行った。

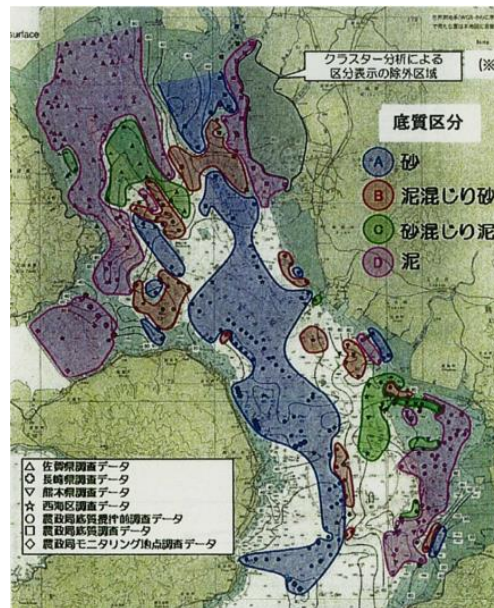


図 5-11 有明海における底質の分布（再掲）

A) 観測値の概要

中川ら(2002)によって行われた 2001 年 10 月 16 日~11 月 12 日の約二週間における定点観測から得られた観測値と FVCOM で計算された計算値との比較を行った。

図 5-12 に観測地点位置を示す。観測地点は有明海湾奥部 3 地点および南東部 1 点の計 4 地点である。なお St.1 は先ほどの観測点と共通である。測定内容および使用計測機器を表 5-6 に示す。

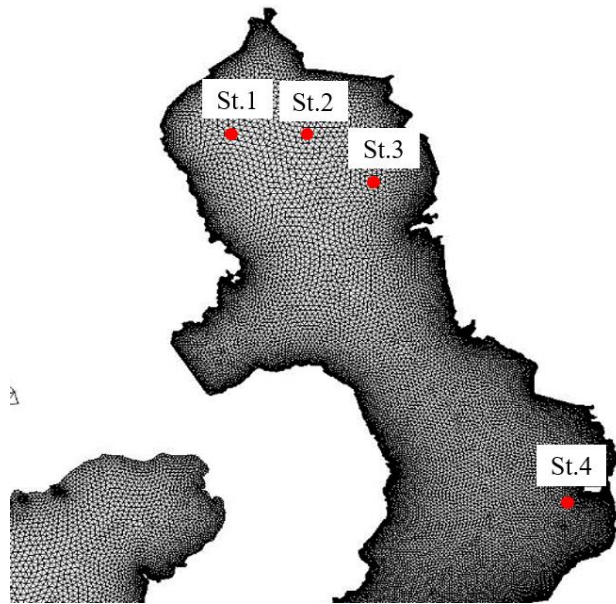


図 5-12 対象地点位置

表 5-6 測定内容と使用計測機器 ((中川ら, 2002) より作成)

測定項目	使用機器	測定高さ	測定時間
流速	超音波式ドップラー流速計	底面上 0.2 m	30 分毎
濁度	後方散乱光学式濁度計	0.2 m, 0.5 m, 水面下 1.0 m	10 分毎
水温 塩分	—	0.2 m, 0.5 m, 水面下 1.0 m	10 分毎

B) 計算条件

表 5-7 に主な計算条件を示す。2008 年の再現計算と同様、対象期間は観測期間の 14 日～27 日のほか、モデルの潮位変動を再現するため 11 日～13 日を含む 17 日間とした。

表 5-7 計算条件

鉛直方向層数		10
計算時間	外部モード	1s
	内部モード	5s
出力間隔		1h
計算期間		31 日間
		2001 年 10 月 13 日 0:00～ 2001 年 11 月 13 日 0:00

対象期間における気象外力（気圧および風向・風速）データに関しては得られなかったため与えていない。図 5-13 に 2008 年の計算期間において気象外力を与えた場合と与えなかった場合の SS の時系列の変化を示す。外力を与えない場合、大潮期における SS のピーク値が小さくなったが、その変化は潮汐による変化に比べて小さいことを確認した。一方で、小潮期においてはこれら気象外力による流れが底面付近の SS 変動に与える影響が大きいことを確認した。この差異があることを前提に観測データと計算値の比較を行った。

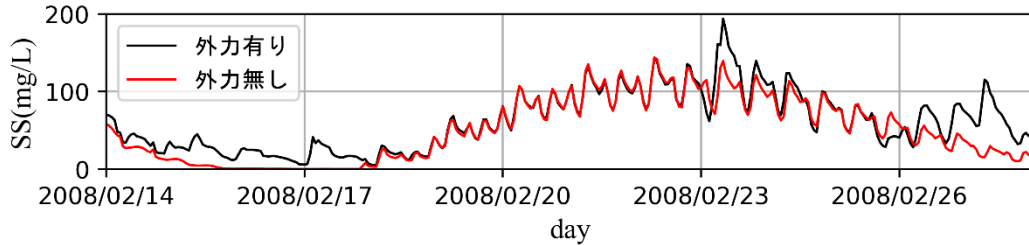


図 5-13 気象外力による SS の時系列の変化

C) 計算結果

図 5-14 に St.1 における潮位および、St.1～St.4 における底面上約 20cm での SS の計算値および観測値の時系列変化を示す。潮位は 2008 年の再現計算と同様、湾奥に位置する St.1 において観測値とほぼ一致していたことから、潮汐の再現性は良好であることがわかった。SS の観測値の時系列変化について、10 月 28 日の St.1～3 や 11 月 6 日の St.2～4 において突発的な SS の上昇が見られるのは、波浪の影響によるものであると考えられる。しかし本モデルでは波浪による影響を考慮していないため、これは再現されなかった。また、大潮期において 1 日の潮汐による SS の変動幅は St.1, St.4 において観測値よりも小さく、St.2 の 11 月の大潮期においては観測値よりも大きく評価される結果となった。以上のような違いが見られるものの、大潮・小潮の周期による SS の時間変動の概形や大潮時におけるピーク値に関しては 4 地点とも再現性は良好であることがわかった。

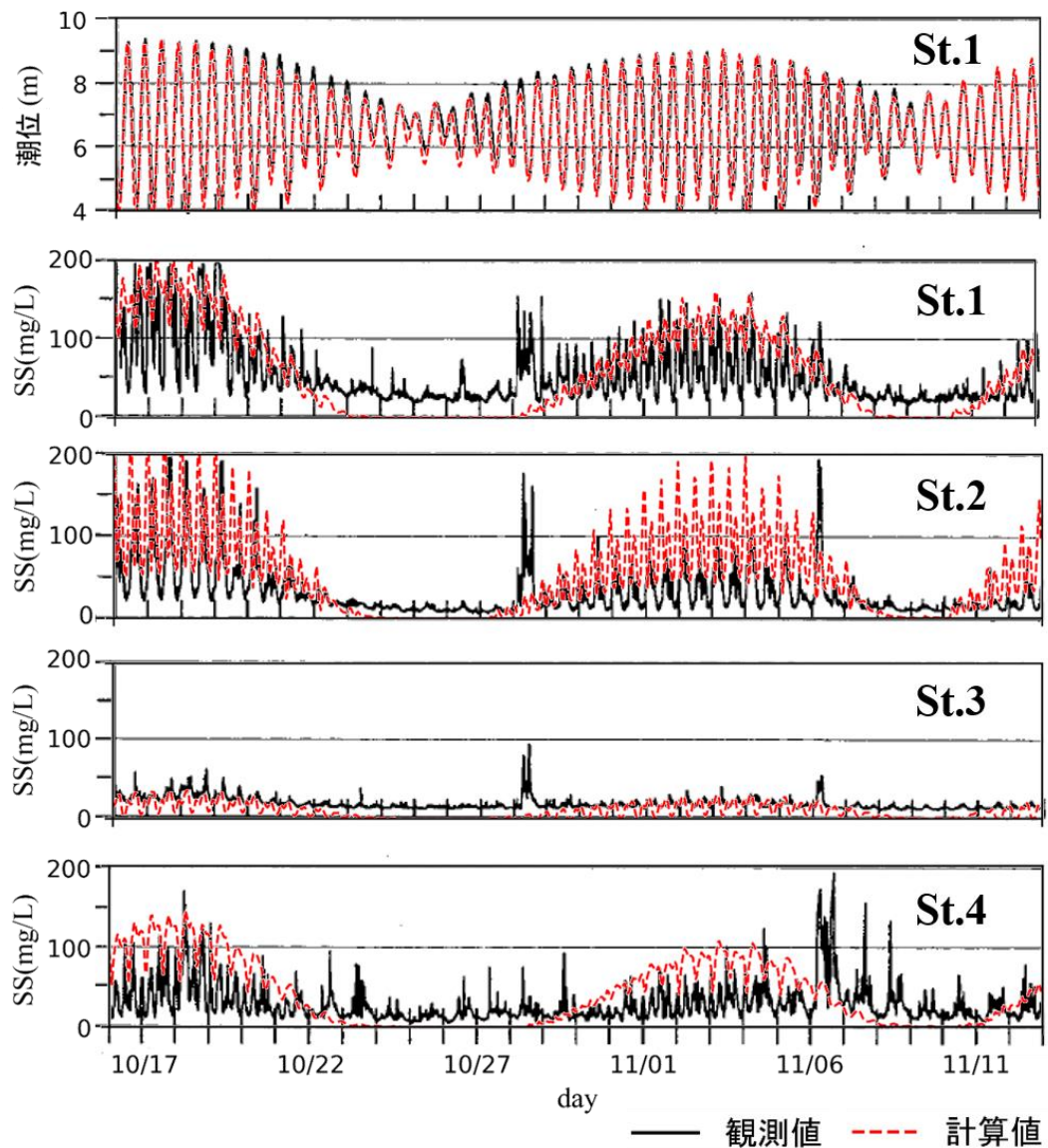


図 5-14 潮位（最上段）と SS（2 段目以下）の時系列

図 5-15～図 5-18 に各観測地点における，11 月 2 日 0 時～11 月 4 日 0 時（大潮期）の潮位，流速，および SS の観測値および計算値の時系列変化を示す．潮位は湾奥の St.1～St.3 において観測値と計算値はほぼ一致していたが，St.4 では干潮時には最大で 1m 程度計算値が小さくなった．流速について，St.1，St.2，St.4 においてはほぼ一致していたが，St.3 において東西方向の位相や，過大評価が見られた．SS について，水面下 1m の計算地はすべての地点において観測値よりも過大評価される結果となった．一方底面付近の計算値は St.1，St.4 において，ピーク時は観測値と概ね一致していたものの，それ以外のとき過大評価となった．St.2 において，計算値は全体的にかなりの過大評価となった．St.3 において，ピーク時は観測値と概ね一致していたが，St.1 とは反対にそれ以外のときは過小評価となった．

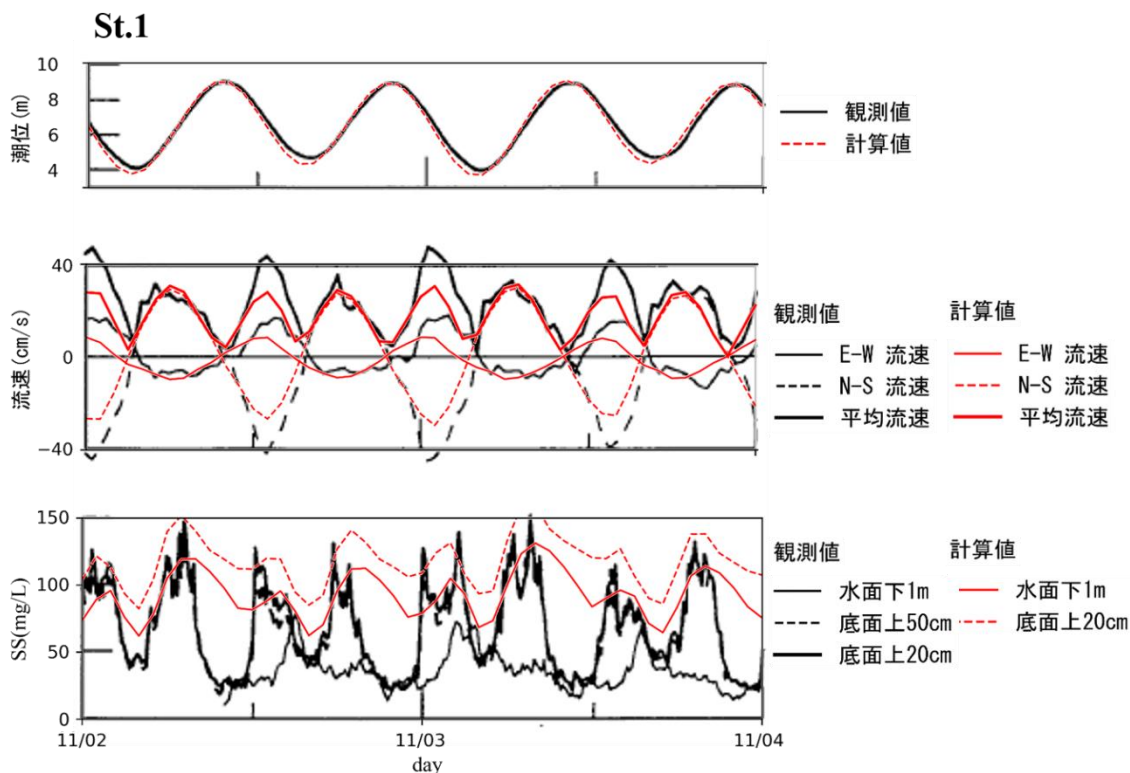


図 5-15 St.1 における大潮時の潮位 (上段), 流速 (中段), SS (下段) の時系列

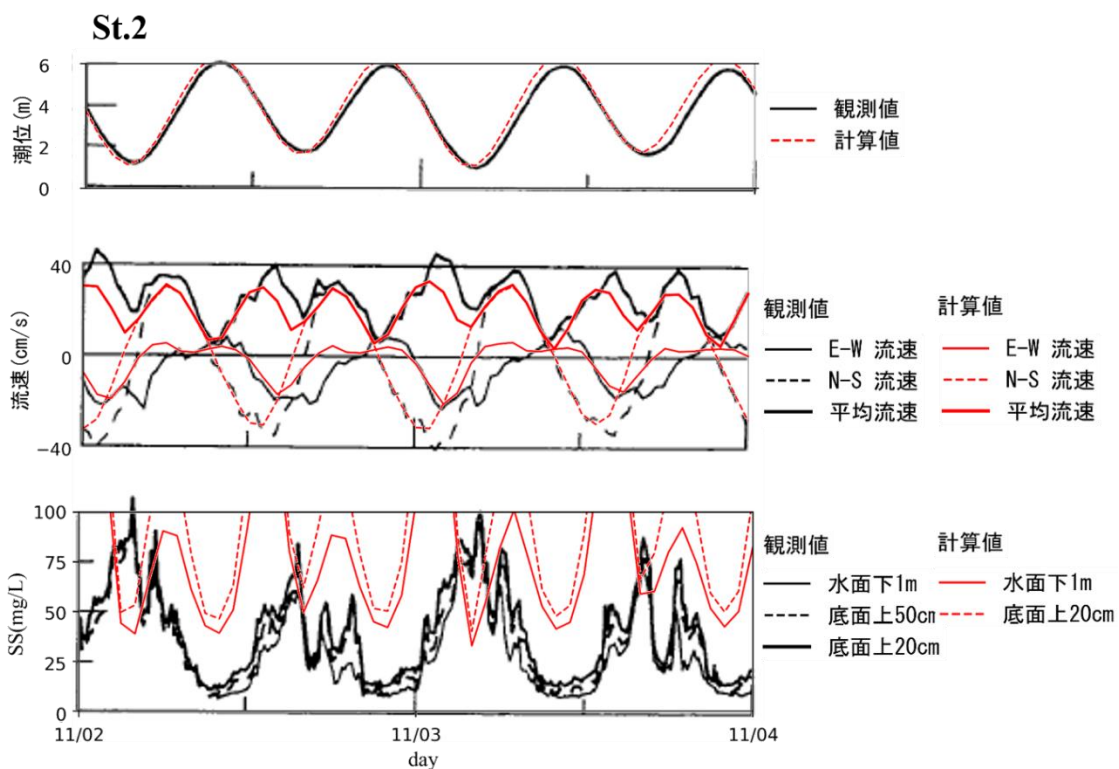


図 5-16 St.2 における大潮時の潮位 (上段), 流速 (中段), SS (下段) の時系列

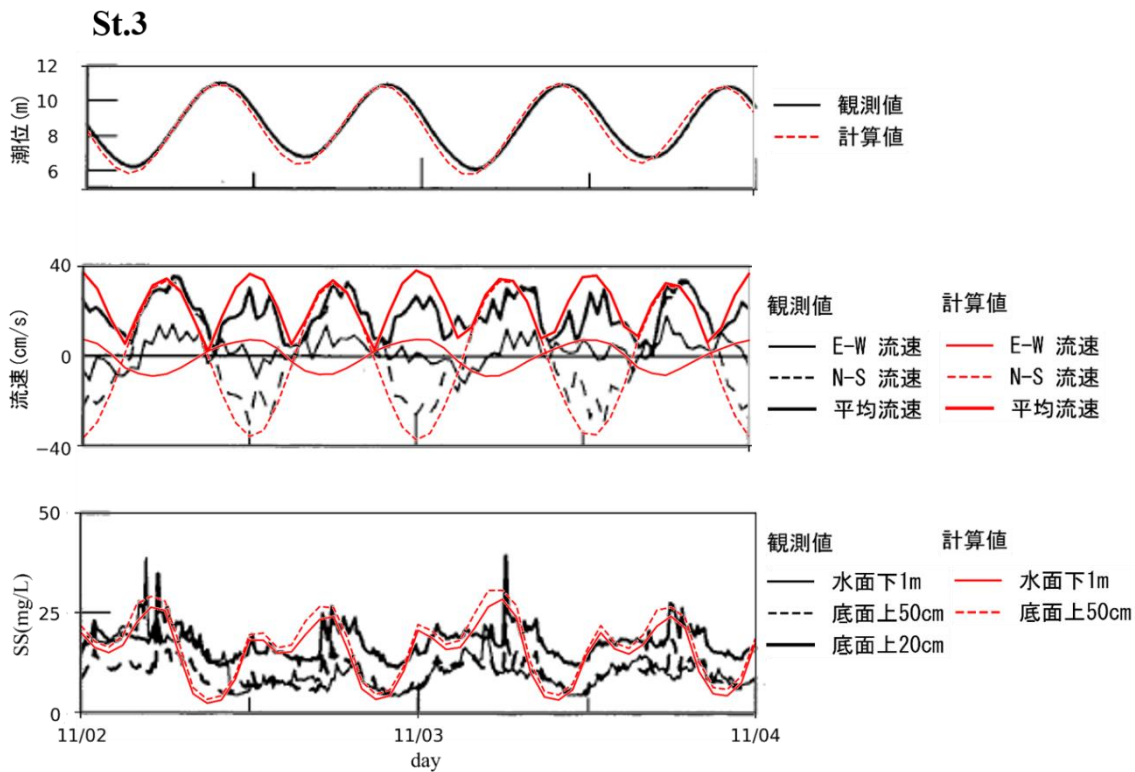


図 5-17 St.3 における大潮時の潮位（上段），流速（中段），SS（下段）の時系列

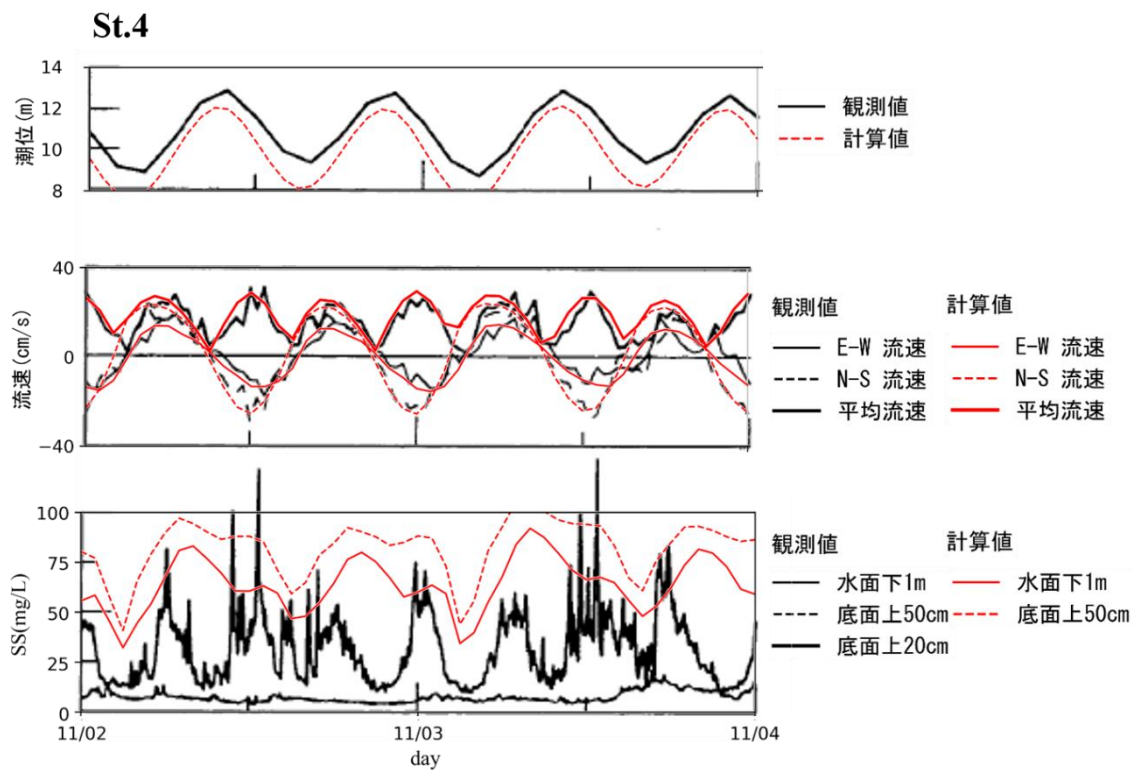


図 5-18 St.4 における大潮時の潮位（上段），流速（中段），SS（下段）の時系列

また、図 5-19 に各観測地点における塩分の時系列を示す。なお St.3, St.4 は計算値と観測値が大幅に異なっていたため、別図に示す。全ての対象地点で塩分低下のタイミングは概ね一致していたが、その変動は観測値と大きく異なっていた。これは初期値として与えた塩分が計算領域において全て 30psu としていたため、海域によって塩分の値が大きく異なる有明海の塩分の分布を再現できていなかったと考えられる。また、観測値では全ての地点において底面付近に近づくほど塩分が上昇していたのに対して、計算値では水表面と底面付近でほぼ変化が見られなかった。

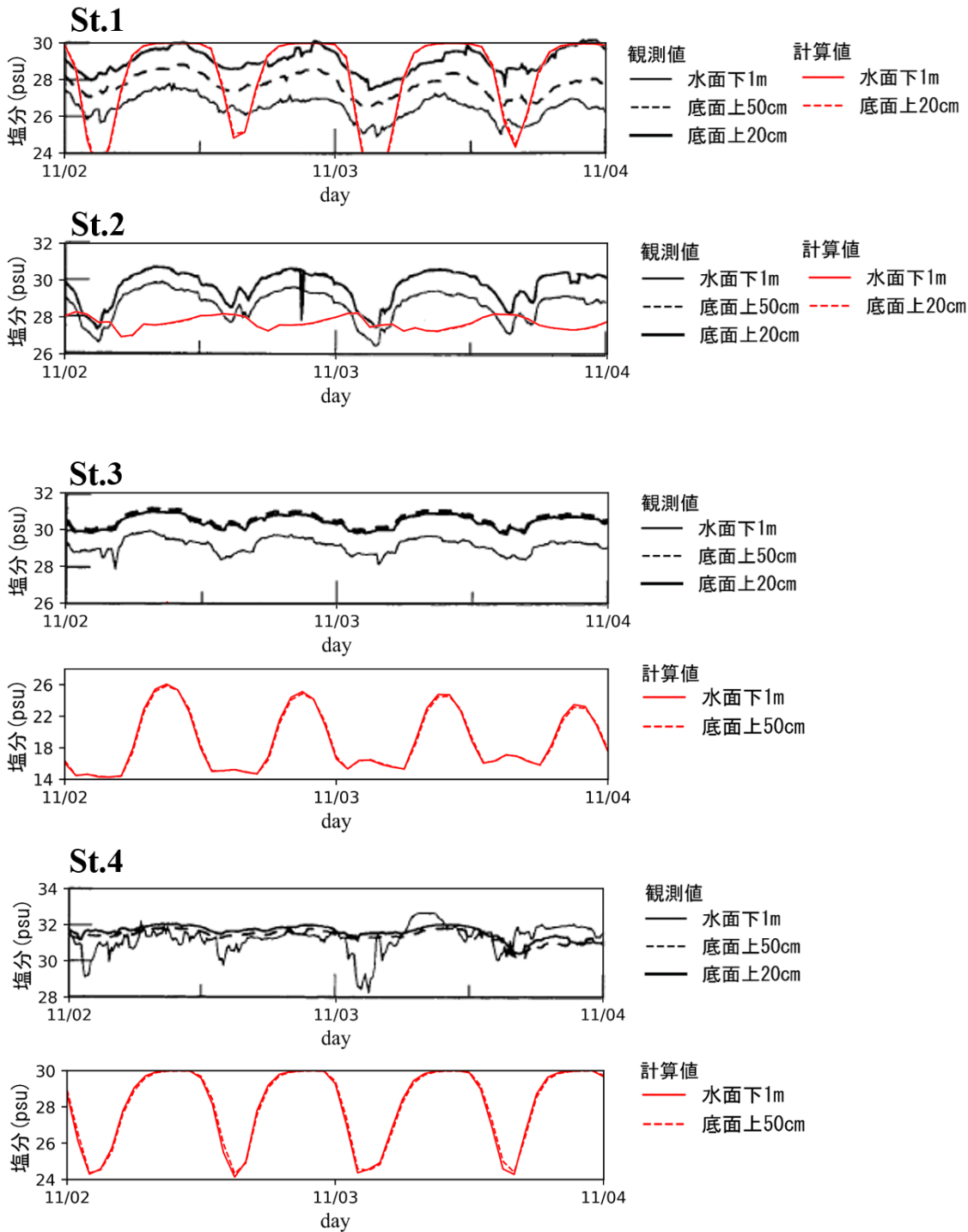


図 5-19 各観測地点における塩分の時系列

5-5 有明海における底質の輸送動態

先述の2期間における再現性の検証により湾内の流況場及び、浮遊物質の時系列変化について概ね妥当性が得られた。そこで、2008年再現計算の対象期間内における有明海全体での底質の輸送動態について考察した。

図 5-20 に小潮期に当たる2月15日2時および大潮期に当たる2月24日2時における湾内の底面付近でのSSの分布を示す。湾全域においても、小潮期には底質の巻き上げ量が小さく、底面付近においても浮遊物質が少なかったのに対し、大潮期には、底質のマッピングで巻き上げが生じるように設定していた湾奥西岸域や南東部では、潮流による巻き上げによりSSの上昇が見られた。

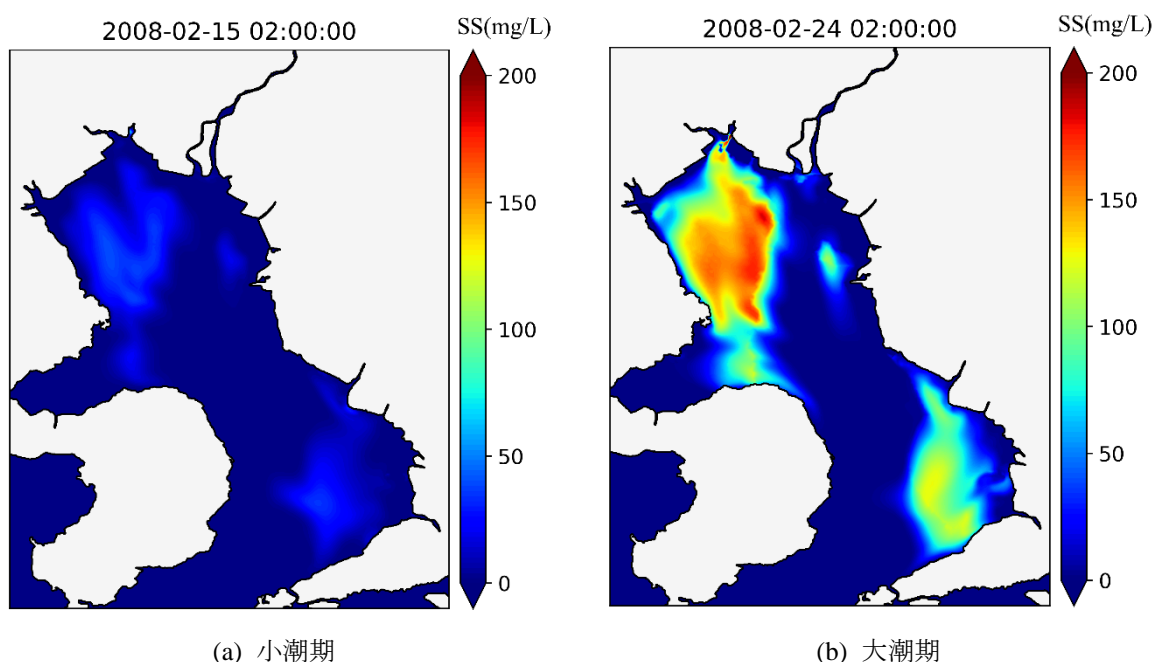


図 5-20 小潮期(a)と大潮期(b)のSSの分布

一方、図 5-21 に2月24日2時におけるこれまでの地形変化量の分布を示す。底質の移動による浸食域と堆積域が隣り合う形で明確に分かれていることが見て取れる。これは領域によって底質の条件を設定しているため、底質が巻き上がる領域において大潮期になる度に浸食が進み、それと隣接した底質が巻き上がらない領域において、流動した浮遊物質が堆積し続けたためだと考えられる。

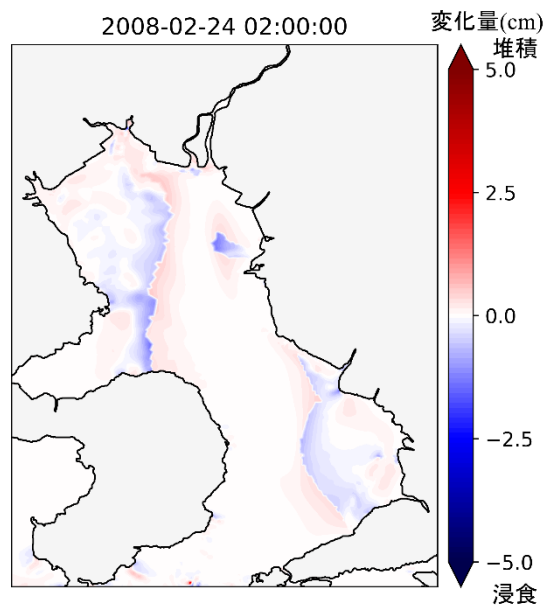


図 5-21 地形変動量の分布

5-6 おわりに

豪雨や台風などの擾乱による内湾や干潟の土砂動態把握のために、非構造格子海洋流動モデル FVCOM を用いて有明海における底質輸送シミュレーションモデルを行った。湾内の流況やそれに伴う塩分変動、SS 変動についてモデルの再現性を検証するために、2008 年および 2001 年の複数地点における実測データと比較を行った。

再現性の検証では、各対象地点の潮位や流速、SS、塩分の時間変動について比較を行った。潮位や流速は観測値とほぼ一致していたことから実際の流況場を再現できていたと言える。また、SS についても地点や期間によって、大潮期の一潮汐による変動幅が増減するといった問題はあるものの、大潮・小潮の周期による濃度の変動や大潮期におけるピーク値を概ね再現できた。塩分については初期値を空間的に一様としていたため、湾内の中でも海域によって大きく異なる塩分分布を十分に再現できなかった。また、表層と底層で差が見られず、密度躍層は形成されていなかったことから、鉛直方向にも分布を与える必要があると考えられる。さらに、今後はモデル内の沈降速度への分布の付与に加え、本章で分布を与えていた浸食及び沈降に関する限界せん断応力や浸食速度係数といった再懸濁特性を表すパラメータをより精度の高いものにするこゝで、底質輸送モデルの更なる再現性の向上を図るとともに、河川からの土砂流入量・流入方法を検討すること、そして本章では考慮していなかった波の影響を考慮することによって非構造格子海洋流動モデルを用いて、土砂の浸食・堆積量およびその分布をより定量的に把握することも可能であると考えられる。

最後に、再現性が確認されたことから非構造格子海洋流動モデルが有明海における底質輸送の検討に適用できることが示された。

参考文献

- 有明海・八代海流入河川水質等データ(<http://www.qsr.mlit.go.jp/n-kawa/suisitu/index.html>) 参照 2021-12-23
- 鵜崎 賢一, 栗山 善昭, 坂本 光(2009): 潮流と海浜流による干潟の地形変化に関する数値計算, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, 466-470.
- 岡村 宏信, 小枝 豪志, 中下 慎也, 日比野 忠史(2012): 有機泥の沈降特性とブロック構造による有機泥密度の推定法の確立, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, I_1031-I_1035.
- 京都大学生存圏研究所(<http://database.rish.kyoto-u.ac.jp>)
- 国土交通省九州地方整備局 HP
(https://www.mlit.go.jp/river/toukei_chousa/kasen/jiten/nihon_kawa/09_kyushu.html) (最終アクセス 2021 年 12 月 14 日)
- 島元 尚徳, 久保 世紀, 鈴木 健太, 福岡 捷二(2012): 筑後川流域における土砂収支の推算と有明海への砂の流出量に関する研究, 河川技術論文集, 第 18 巻.
- 中川 康之, 今林 章二, 末次 広児(2002): 有明海の底泥輸送現象に関する現地データの解析, 海岸工学論文集, 第 49 巻, 566-570.
- 中川 康之, 桑江 朝比呂(2010): 有明海湾奥西部海域における懸濁物輸送に関する現地観測, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.66, No.1, 966-970.
- 農林水産省九州農政局: 有明海漁業環境改善連絡協議会 (第 22 回) 資料 5 国営干潟環境対策調査について(2016)
- 濱田 孝治, 山口 創一, 山本 浩一, 速水 祐一, 吉野 健児, 大串 浩一郎, 片野 俊也, 吉田 誠, 平川 隆一(2011): 有明海の懸濁物質輸送シミュレーション, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, I_511-I_515.
- Malu Lusia, 白石 紘基, 伊藤 政和, 外村 隆臣, 中條 壮大, 小林 信久, 黒岩 正光, 山田 文彦(2013): 平成 24 年 7 月九州北部豪雨の異常出水の伴う潮間帯河口干潟の応答特性, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.69, No.2, I_631-I_635.
- 横山 勝英, 山本 浩一, 金子 祐(2008): 筑後川感潮河道における洪水時の底質浸食過程と有明海への土砂輸送現象, 土木学会論文集 B, Vol.64, No.1, 71-82.
- Chen, C, R. C. Beardsley, G. Cowles, J. Qi, Z. Lai, G. Gao, D. Stuebe, Q. Xu, P. Xue, J. Ge, S. Hu, R. Ji, R. Tian, H. Huang, L. Wu, H. Ion, Y. Sun and L. Zhao (2013): An Unstructured Grid, Finite-Volume Community Ocean Model: FVCOM User Manual. SMASST/UMASSD-13-0701.

第6章 関門航路のサンドウェーブに関する数値シミュレーション

6-1 はじめに

前章の検討で有明海における底質輸送の検討に FVCOM が適用できることが示されたが、環境の大きく異なる海域においても適用可能か検討する必要がある。そこで本章では関門航路を対象に検討を行う。

関門航路は九州北端と本州西端の間に位置し、日本海の響灘と瀬戸内海の周防灘を結ぶ全長約 50km、航路幅 500~2200m、航路水深 12m の狭く細長い水路で、響灘海域と周防灘海域で生じる潮位差により、潮流の速さと向きが 1 日 4 回約 6 時間ごとに変化するという複雑な流況特性を有している。特に海峡内で最も狭い早鞆瀬戸（はやともせと）では 10 ノット（約 18.5km/h）にも達する潮流が発生し、海上交通の難所となっている。また、東アジア（主に韓国・中国）、日本、北米等の主要港湾間を結ぶコンテナ船や東アジア等と西日本経済圏を結ぶ貨物船の国際航路として、日本の産業・経済を支えるだけでなく、国内の各港湾を結ぶ国内幹線航路としても重要な役割を果たしている。現在、水深はほぼ 12m を確保しているが、関門水先受入基準として最大喫水 11.4m とされているため、これ以上の喫水がある船舶は航行できない状況にある。このため国土交通省関門航路事務所では、今後の船舶の大型化を見据え、平成 27 年度までに航路水深 13m となるように浚渫整備を進めており、最終的には 4 万重量トン級の貨物船までが安全に航行できるよう水深 14m 化に向けて段階的に浚渫整備を進める計画が立てられている。浚渫による増深により、関門航路における輸送貨物量の増加とそれに伴う大量輸送が可能となり、輸送コストの削減効果さらには海難事故の減少が期待されている。その一方、関門航路では埋没が顕著な箇所がいくつか存在している。海峡内の田野浦地区や笠瀬地区では、強い潮流により何箇所かに砂が集まってくるサンドウェーブ現象が起き、局所的浅所が発生している。今後、航路を効率的に維持管理、増深していくことが求められている中、これらの現象は大きな支障になる可能性がある。

今後、航路を効率的に浚渫、維持、増深していくためには航路埋没のメカニズムを解明することが必要であり、それにあたり海底地形変化特性を把握することは極めて重要と言える。そこで本章では、今後の関門航路の維持管理に資することを目的に、非構造格子海洋流動モデルを用いて関門航路のサンドウェーブについて検討した。



図 6-1 関門航路航空写真

山城ら(2017)の検討から、関門航路におけるサンドウェーブによる水深変化は、潮位偏差の長期変動すなわち平均水位の変動と明確な相関が認められ、平均水位の変動の大きさは空間的に異なることを示した。これらのことから潮位偏差の長期変動に伴う潮流の変化がサンドウェーブに影響を与えていると推測された。

本章では、非構造格子海洋流動モデルをサンドウェーブの検討に適用するにあたり、平均水位の変動の再現性の検証を行った。その後、関門航路における浅所の発達と潮位偏差の長期変動との関係を明らかにすることを目的に、第5章で用いた **Sediment Module** を使用して底質輸送シミュレーションを実施した。最後に、潮位偏差の長期変動の影響を考慮したシミュレーションによるサンドウェーブの再現を目標に、現実に則した条件での数値シミュレーションを実施した。本章は、サンドウェーブに関する検討に対して非構造格子海洋流動モデルの適用性を検討するものである。

図 6-2 に関門航路におけるサンドウェーブによる局所的浅所が発生している箇所を示す。

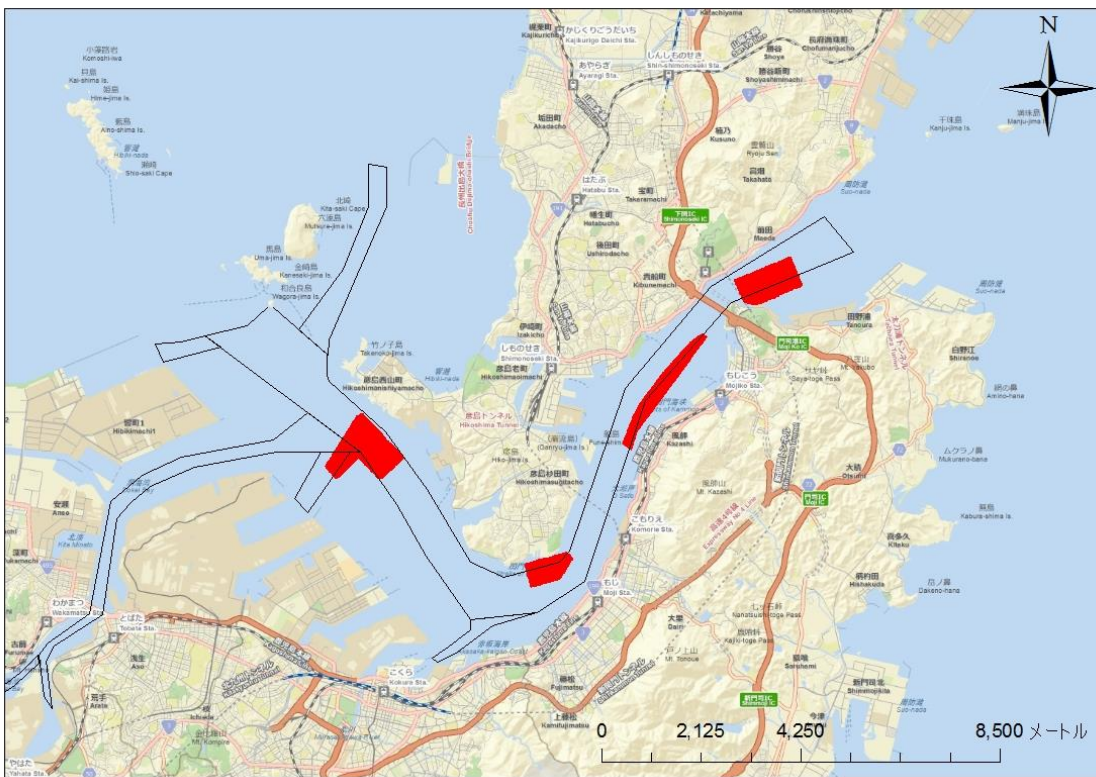


図 6-2 サンドウェーブ発生箇所

6-2 平均水位の変動の再現性の検証

6-2-1 計算格子の作成

本章では、海峡全体を高解像度で表したものと、田野浦地区のみを高解像度で表したものの、二つの計算格子を作成した。どちらも海岸線は国土交通省の国土数値情報データと NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) の海岸線データを基に作成し、水深データは日本水路協会の海底地形データに平均海面高さの補正を施したデータと日本海洋データセンター (JODC) の 500m メッシュ水深データを組み合わせ、サンドウェーブが発達する笠瀬、山底の鼻、門司港、田野浦地区においては関門航路事務所による 10 数年の深浅測量データの平均値を使用し

た. 海峡全体を高解像度にした計算格子の格子幅は開境界で 6000m, 航路内で最小 25m である. 一方田野浦地区のみを高解像度にした計算格子の格子幅は開境界で 3000m, 航路内で最小 30m である. それぞれの計算格子を図 6-3~5 に示す. なお以降はそれぞれの計算格子を「海峡全域細格子」, 「田野浦細格子」と呼ぶ.

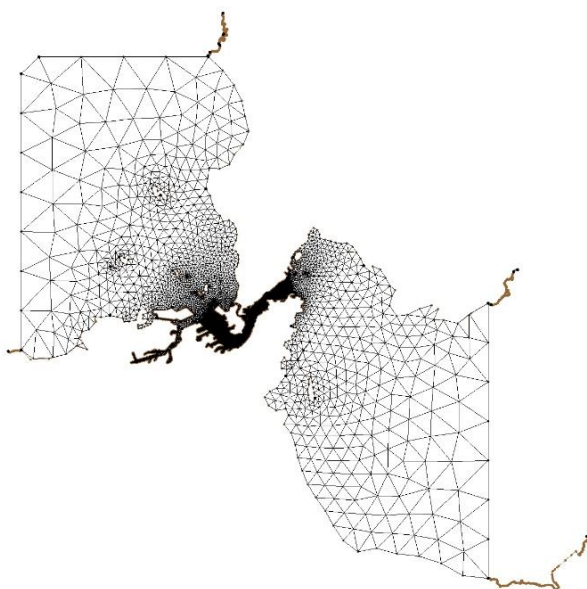


図 6-3 海峡全域細格子

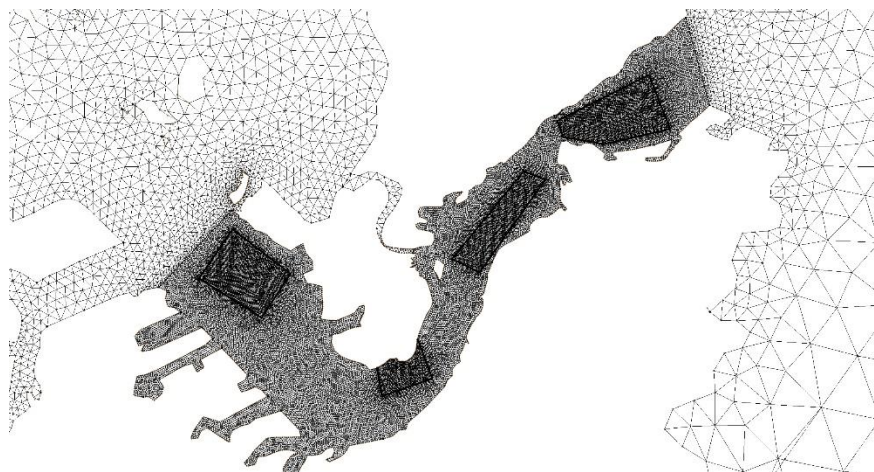


図 6-4 海峡全域細格子海峡内拡大図

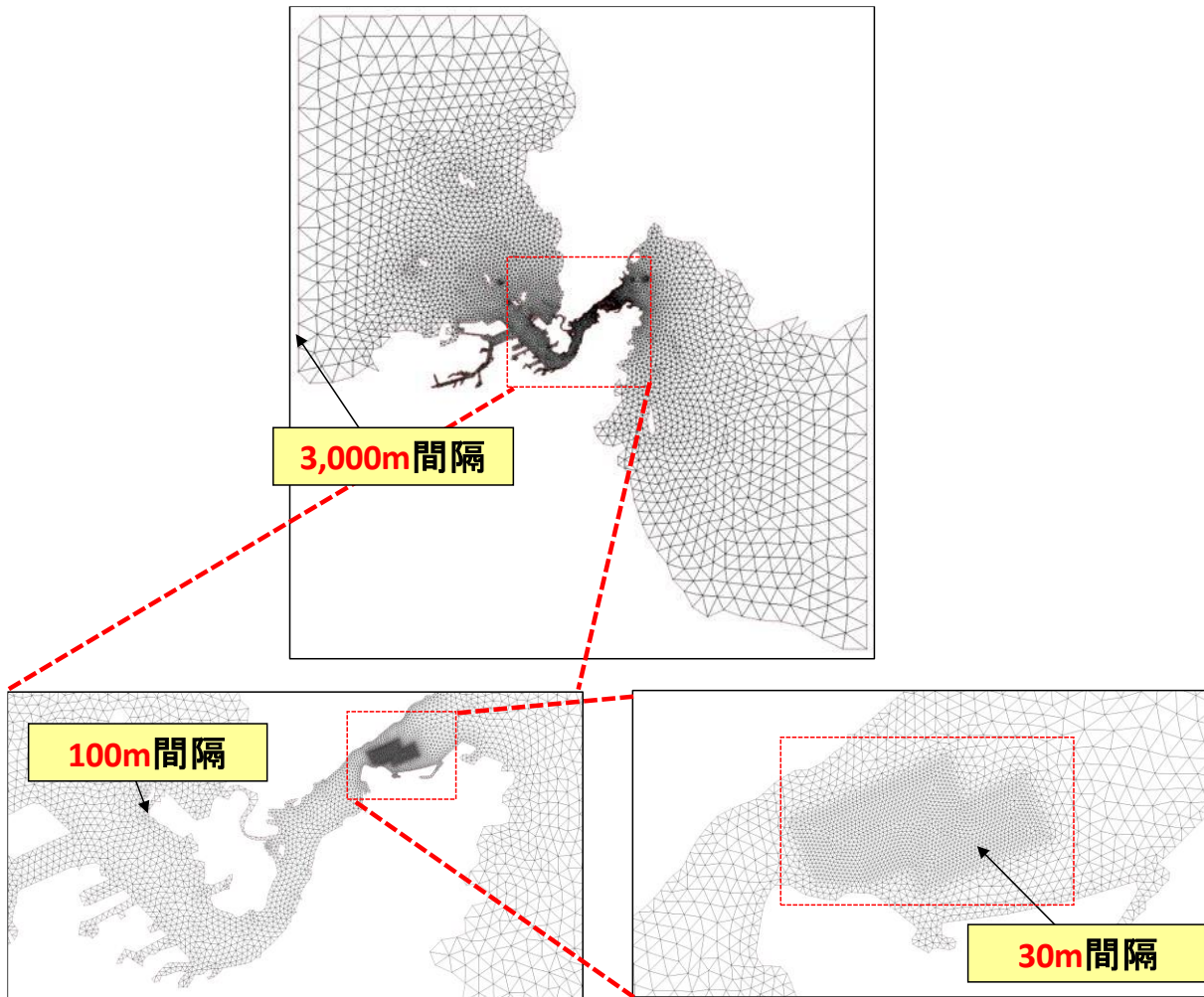


図 6-5 田野浦細格子

6-2-2 開境界における平均水位の変動の設定

A) 航路内における平均水位の変動

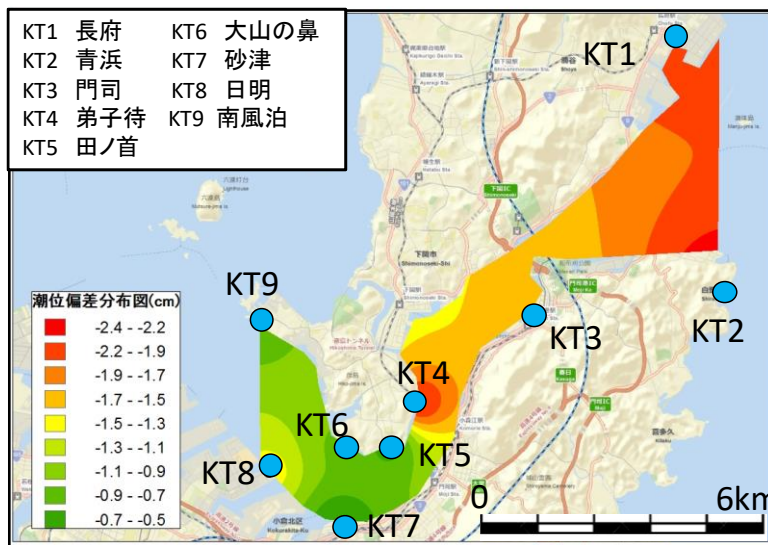


図 6-6 潮位偏差の長期変動の大きさの分布（山城ら(2017)より引用）

山城ら(2017)は、潮位偏差の長期変動（平均水位の変動）の大きさが空間的に異なることを発見し、関門航路内における観測地点での値を用いて空間分布図を作成した。図 6-6 図 6-6 に関門航路内における潮位偏差の長期変動の大きさの空間分布を示す。

関門航路内における観測地点は長府、青浜、門司、弟子待、田ノ首、大山の鼻、砂津、日明、南風泊の9地点である。開境界において、NAO99.Jb で計算された値を天文潮位として用いた。潮位偏差の影響を加えるため、今回は西側の境界条件には日明、南風泊の潮位偏差の値を平均したものを、東側の境界条件には長府、青浜の潮位偏差の値を平均したものを加えた。図 6-7 に4地点における潮位偏差の長期変動を示す。

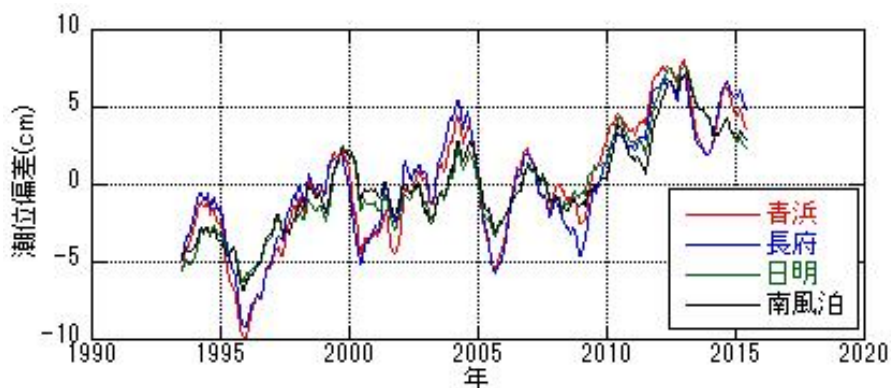


図 6-7 4 地点における潮位偏差の長期変動

B) 平均水位の変動の対象期間

先ほどは、開境界に加える平均水位の変動の値を用いる地点を定めた。次に、いつの平均水位の変動の値を用いるかを定める必要がある。設定する際には各地区における水深の測量データを参考にした。本章においては測量データから田野浦のサンドウェーブは2005年3月頃から発生し始めたと推測した。そこから約2年9か月間を対象とし、3ヶ月ごとに平均水位の変動の平均値を算定、設定し11ヶ月間の数値シミュレーションを実施した。図 6-8 に対象期間の平均水位の変動、図 6-9 に対象とした田野浦地区の水深変化図を示す。

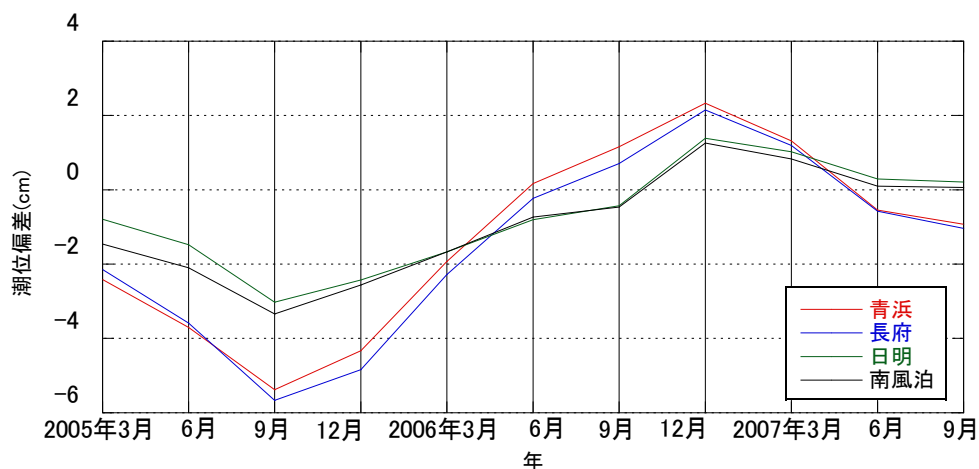


図 6-8 田野浦対象期間における平均水位の変動

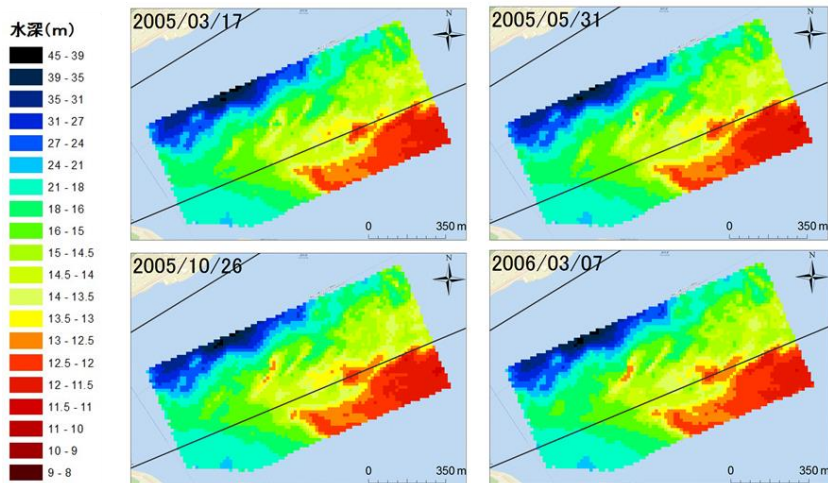


図 6-9 田野浦地区水深分布図

期間は、2005年3月から2006年9月とした。表 6-1 に基本的な計算条件を示す。この15日間の計算を2回繰り返すことで1ヶ月間とした。また、底質については国土交通省関門航路事務所による調査を参考に表 6-2 に示す各条件を設定した。本節の計算では一様の砂地盤として設定した。表 6-3 に各月に与えた平均水位の変動を示す。また、平均水位の変動を加えたことによる変化を調べるため、平均水位の変動を加えない場合を CASE-00 として11ヶ月分の計算を行った。また、表 6-3 の右列に東西で設定した平均水位の変動の差（西側－東側）を示す。

表 6-1 計算条件

水平格子間隔		30~3,000m
鉛直方向層数		5
計算時間	外部モード	0.05s
	内部モード	0.5s
計算期間		15日間×2
		2010年11月2日0時~ 2010年11月16日23時
境界条件		NAO99.Jb

表 6-2 底質の条件

底質粘着性の有無	無
中央粒径(mm)	1.34
沈降速度(mm/s)	128.07
表面侵食率(kg/(m ² ・s))	0.0105
侵食限界せん断応力(N/m ²)	0.81
間隙率	0.45
乾燥密度(kg/m ³)	1436.60

表 6-3 平均水位の変動の設定

CASE-01			
月	平均水位の変動(cm)		差(cm)
	西側	東側	
1	-1.127	-2.276	1.149
2	-1.784	-3.647	1.863
3	-3.178	-5.519	2.341
4	-2.490	-4.582	2.092
5	-1.202	-1.467	0.265
6	-0.769	-0.027	-0.742
7	-0.438	0.932	-1.370
8	1.323	2.24	-0.917
9	0.933	0.556	0.377
10	0.196	-0.556	0.752
11	1.395	-0.979	2.374

また、本章ではこの期間とは別に 2004 年 6 月を始点する期間における検討も行った。2004 年 6 月は田野浦地区においてサンドウェーブの種のようなものが発生している時期であり、このときの地形を初期地形とした検討を行った。また現実に則した条件で検討を行うため、NAO99.Jb で計算された一時間毎の天文潮位に一時間毎の平均水位の変動を加えたものを境界条件として設定した。詳細は 6-4-2 を参照。

6-2-3 検証の結果

海峡全域細格子を用いれば高精度な計算が期待できるが、計算負荷が大きいという問題がある。そのため、今回対象とした田野浦地区のみを詳細に表す田野浦細格子で同程度の結果が得られれば計算負荷を低減できる。そこで、海峡全域細格子と田野浦細格子を用いて、CASE-01 の 1 ヶ月目の条件で平均水位の変動の空間分布の再現性について検証した。

図 6-10 に海峡全域細格子および田野浦細格子により計算された平均水位の変動の空間分布を示す。全体的に東側で負の偏差が大きく、西側に向かうにつれ偏差が小さくなっている。

図 6-6 は CASE-01 の 1 ヶ月目と同時期の 2005 年 3 月における平均水位の変動の観測値から作成した空間分布である。図 6-6 と図 6-10 上図を比較すると空間分布の特徴は一致しており、概ね平均水位の変動の分布を再現できているといえる。次に、海峡全域細格子と田野浦細格子の計算結果を比較すると、東側の平均水位の変動はある程度一致しているが、西側は田野浦細格子の方が負の値がやや大きいという結果となった。

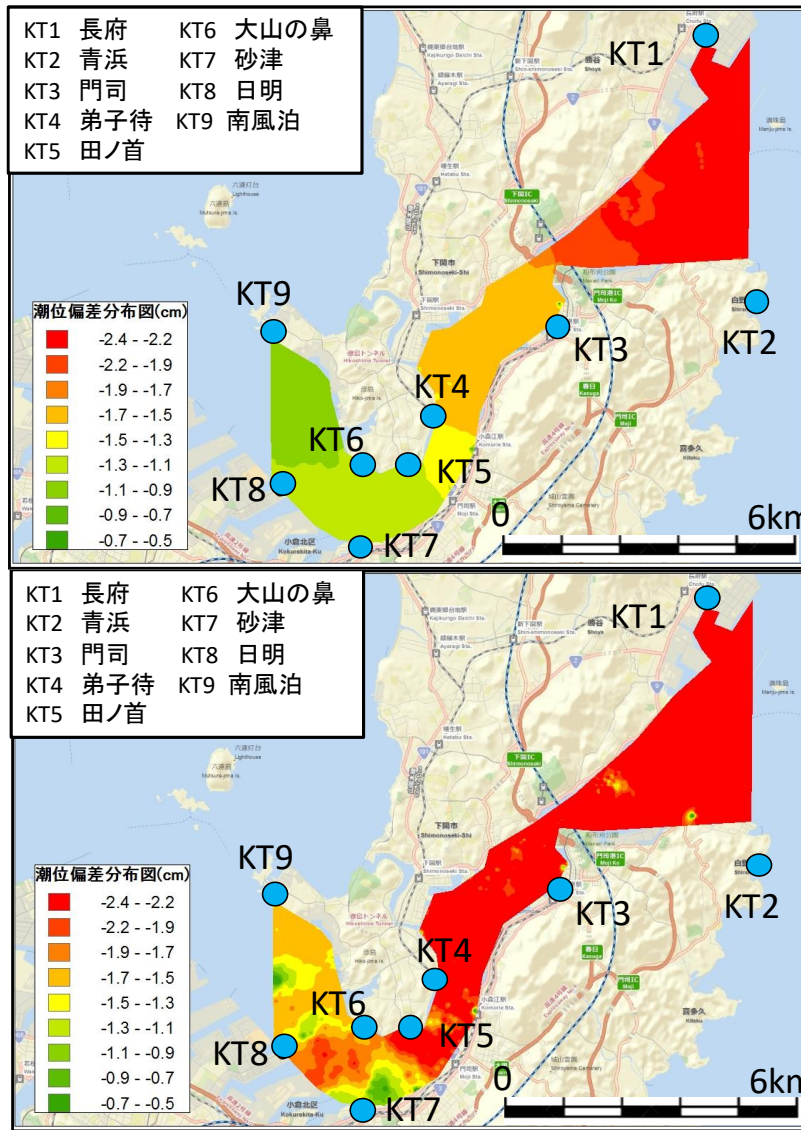


図 6-10 平均水位の変動の空間分布の計算値（上：海峡全域細格子，下：田野浦細格子）

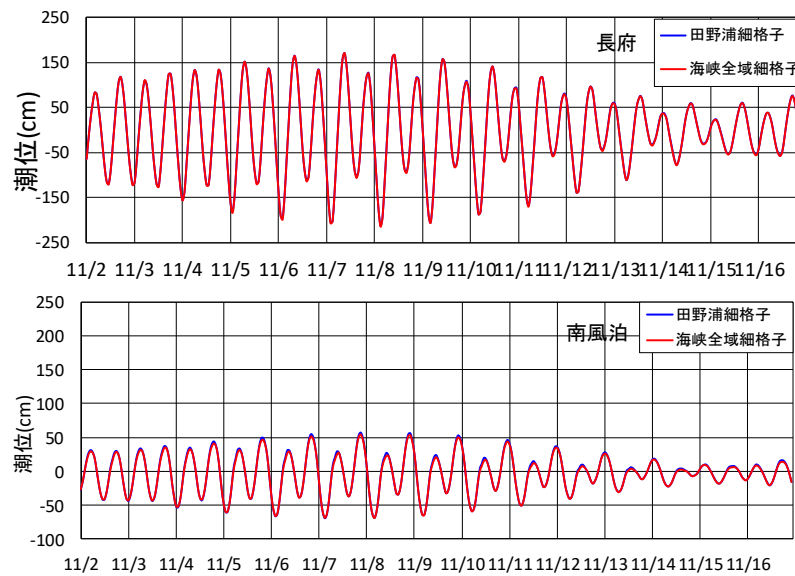


図 6-11 水位変動の比較（上：長府，下：南風泊）

図 6-11 に長府と南風泊における水位変動を示す。海峡全域細格子と田野浦細格子とで水位変動はほぼ一致している。また他の地点でも同様の結果が得られた。これらの平均水位の変動および水位変動の比較から、田野浦地区のみを高解像度で表した計算格子により水位変動を十分に再現でき、かつ計算負荷を低減できると考え、本章では田野浦細格子を使用した。

6-3 平均水位の変動の影響

6-3-1 地形への影響

A) 平均水位の変動の有無による影響

図 6-12 に初期水深、図 6-13 に田野浦地区における平均水位の変動を与えた場合と与えなかった場合の水深変化およびその差を示す。水深差の図中赤丸で示す範囲は実際にサンドウェーブが発達している範囲である。なお範囲は図 6-5 右下の図中赤枠で示す。

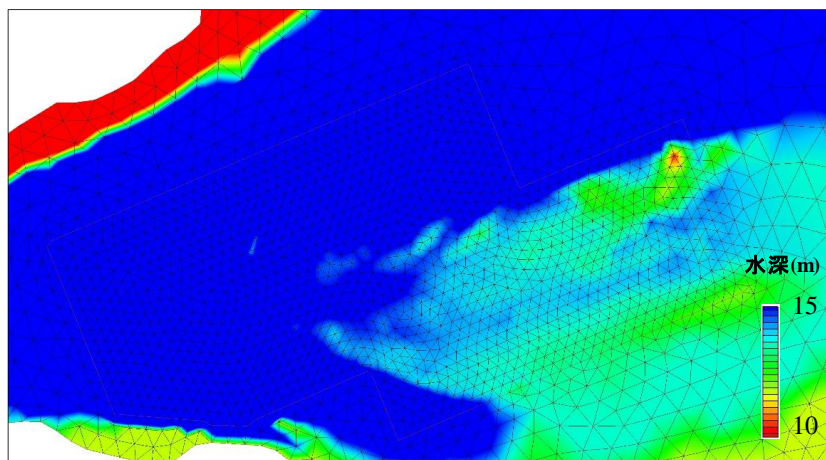


図 6-12 初期水深

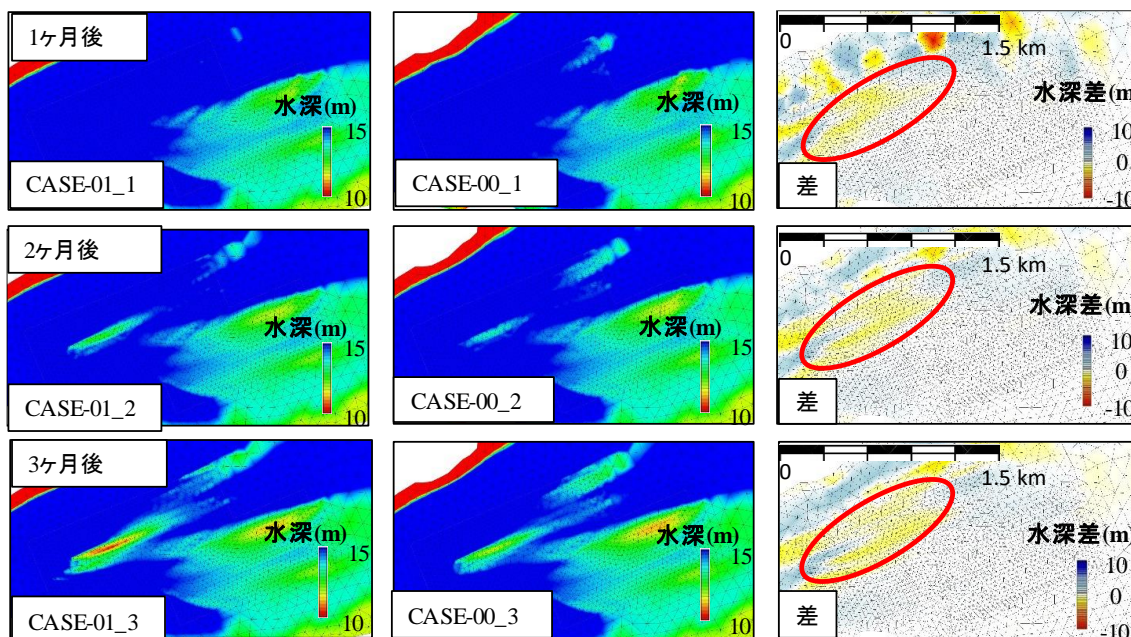


図 6-13 水深分布（左：平均水位の変動あり 中：平均水位の変動なし 右：水深差）

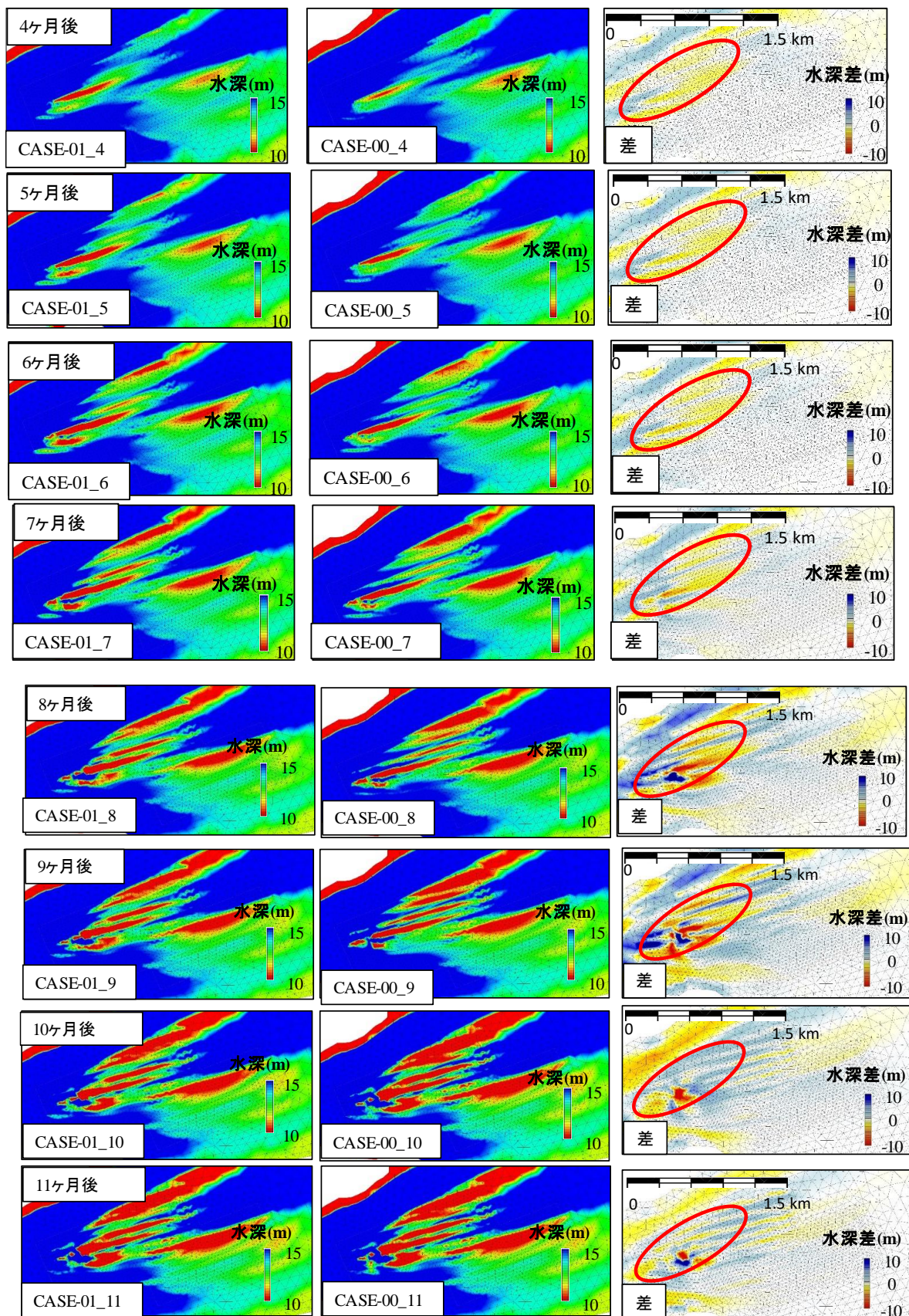


図 6-13 水深分布（左：平均水位の変動あり 中：平均水位の変動なし 右：水深差）（続き）

計算開始1ヶ月後は、地形変化に平均水位の変動の有無による大きな違いはないように見える。しかし、右の水深差に着目すると水深変化に差が生じていることがわかる。平均水位の変動を与えた場合において2ヶ月後に線状の浅所が生じ、3ヶ月後にそれが発達し、その右側に新たな浅所は発生していることがわかる。4か月後にはこの浅所の発達した。5ヶ月後には両方のケースにおいて複数の線形の浅所が発生し、6ヶ月後にはこれらが発達していることがわかる。そして7ヶ月後以降はこれらの線状の浅所が大きく発達していることがわかる。平均水位の変動の有無による水深差に着目すると7ヶ月後までは赤丸で囲まれた範囲において平均水位の変動ありの方が平均水位の変動なしよりも浅いことがわかるが、8ヶ月後以降はそうではない。この原因は与えた平均水位の変動が正に変わったことだと考えられる。また、平均水位の変動の有無による水深差は最大で10mとなった。これらのことから平均水位の変動がサンドウェーブ発生個所の地形変化に影響を及ぼしていると考えられる。

B) 平均水位の変動の空間分布の違いによる土砂移動の変化

さらに、月ごとの地形変化に着目することで平均水位の変動と地形変化の関係をより詳細に考察した。図6-14に2ヶ月目、4ヶ月目、6ヶ月目における1ヶ月間の水深変化を示す。(CASE-01_2は2ヶ月目における地形変化を表す。)赤と青はそれぞれ堆積と浸食を示す。各ケース比べるとCASE-01_2とCASE-01_6はCASE-01_4より堆積の範囲が広く、それぞれ浅所が発達していることがわかる。図中に東西の開境界で設定した平均水位の変動の差を示す(西側が高い場合が正)。差の絶対値がある程度小さいと浅所が発達しやすく、平均水位の変動の差が大きいと浅所の発達が抑えられるようである。

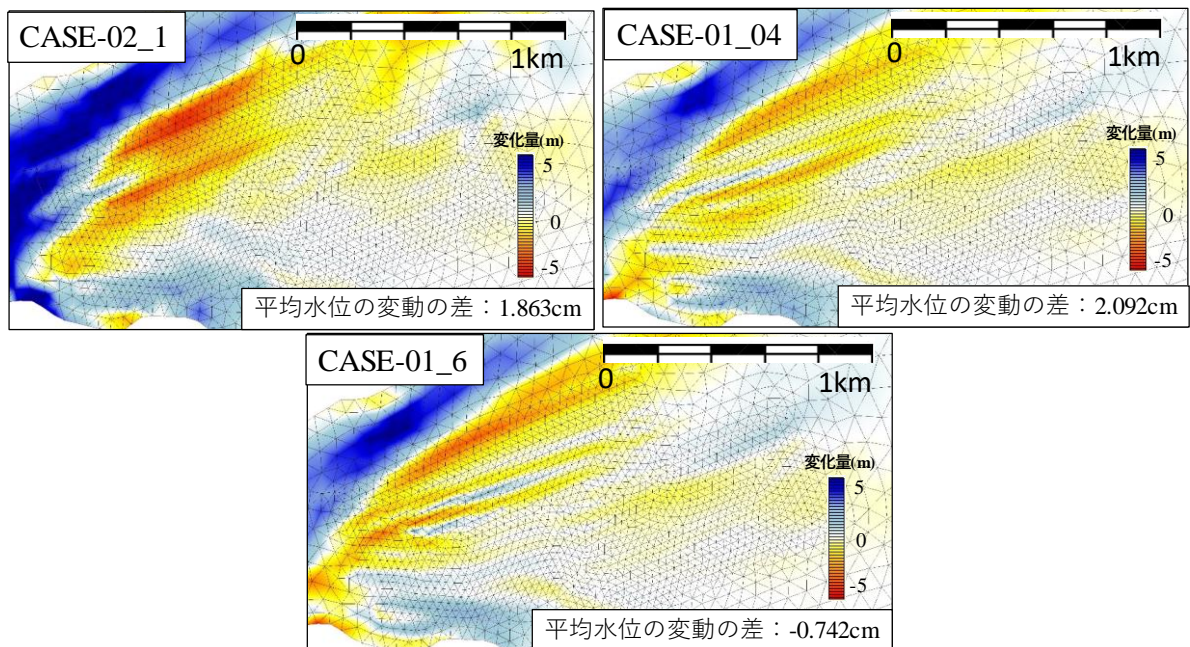


図 6-14 1ヶ月間の地形変化

6-3-2 流況への影響

A) 田野浦地区への影響

図 6-15 に田野浦地区における 1 ヶ月目での平均水位の変動の有無による底層流速の差 (CASE-01-CASE-00)を示す。西流最強時、流速差はほとんどない。しかし、東流れ最強時では赤丸で示す範囲で流速に差がある。この範囲はサンドウェーブが発達する場所と概ね一致している。

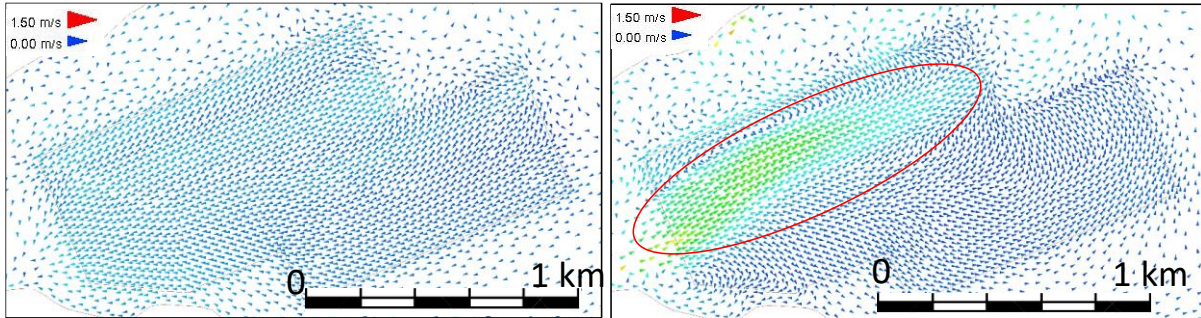


図 6-15 平均水位の変動の有無による流速差の分布図 (左：西流最強時 右：東流最強時)

B) 海峡全体への影響

図 6-16 に各ケースの東流最強時における海峡内の底層流速分布を示す。海峡の東西の平均水位の変動の差が小さいCASE-01_2の流速分布に着目すると、田野浦地区の西部(図中に矢印で示す)で流速が大きく、海峡中央部の流速が比較的小さい。一方、東西の平均水位の変動の差が大きいCASE-01_4では田野浦地区の西部やさらに西側の海域で流速が小さく、海峡中央部の流速が大きい。また、東西の水位が逆転したが差の小さいCASE-01_6では、田野浦地区の西側の海域で流速が大きい。これらのことから、平均水位変動の差が田野浦地区の西部やその西側の海域での流況を変化させ、田野浦地区における土砂移動を変化させていると考えられる。

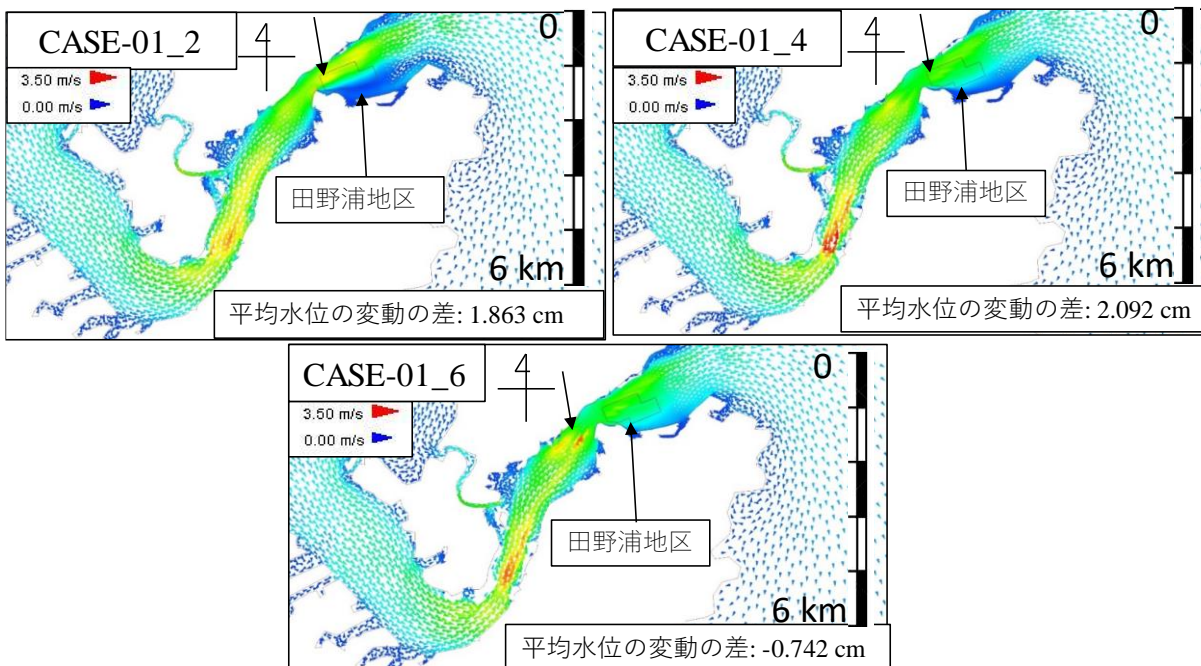


図 6-16 各ケースの海峡内における東流最強時の底層流速分布

6-4 サンドウェーブの再現に関する検討

実際のサンドウェーブと先ほどの検討における計算結果の比較を図 6-17 に示す。このように実際のサンドウェーブは航路にある角度をもって堆積しているのに対し、先ほどの計算結果は航路に沿って浅所が発達している。さらにサンドウェーブは峰が移動するのに対し、先ほどの検討ではそのような結果は得られなかった。そこで以降の検討ではサンドウェーブ地形の再現を目標に、より現実に則した条件での数値シミュレーションを実施した。

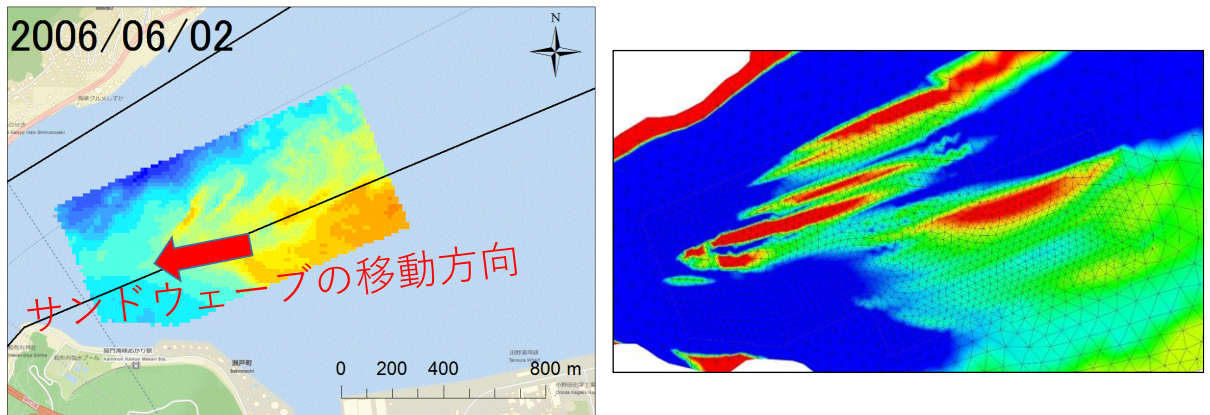


図 6-17 実際のサンドウェーブ（左）と計算結果（左）の比較

6-4-1 底質の空間分布の設定

図 6-18 に関門航路の底質分布図を示す。国土交通省九州地方整備局関門航路事務所の WEB ページに関門航路について以下のように示されている。

関門航路周辺における底質の分布は、響灘海域、関門海峡、周防灘海域の各区域においてその特性が異なり、全体としては響灘海域から海峡部を経て周防灘側に 向かうほど粒径が小さくなる傾向となっている。その粒径の変化の度合いは、響灘と海峡部の境に比べ、海峡部と周防灘の境で極端に細粒化している。

以上 をまとめると次のようになる。

- 礫は主に海峡部に見られる。響灘、周防灘ともに海峡との境にしか分布していない。
- 砂はほとんどの調査点で見られ、特に響灘海域のほとんどが砂で占められています。一方、周防灘海域では北部に分布している。
- 泥土(シルト、粘土)は周防灘海域でほとんどを占めている。また、響灘における六連島（むつれじま）北側海域にも分布している。

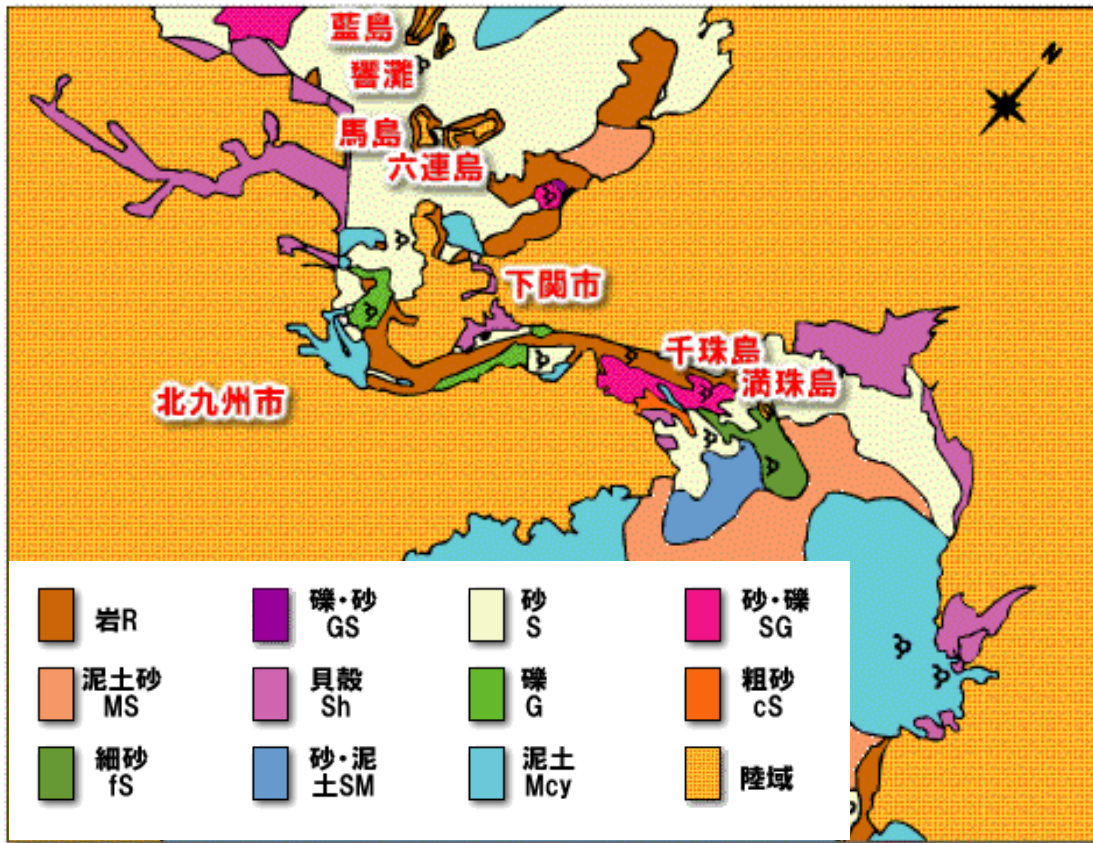


図 6-18 関門航路の底質分布図

出典：関門航路事務所 HP (<http://www.pa.qsr.mlit.go.jp/kanmon/2kanmon/index2-2.html>)

先ほどの検討ではこのような底質の空間分布を考慮していなかったためにサンドウェーブ地形の再現ができなかったと考えられる。そこで、サンドウェーブ地形再現のため以降の検討では底質に空間分布を与えた。また、与える潮位偏差や初期水深により、2種類のケースで数値シミュレーションを行った。一つ目は底質に空間分布を与えた上で先ほどの検討と同様に潮位偏差を与えたケース。二つ目はサンドウェーブが既に発生している状態を初期水深として一時間毎の天文潮位に一時間毎の潮位偏差を与えたケース。これら二つのケースでシミュレーションを行いサンドウェーブ地形の再現を図った。図 6-19 に与えた底質の空間分布を示す。図中黒で示す範囲で底質の巻き上がりを抑制した。具体的には、限界せん断応力を周辺に比べ 10 倍にし、それに伴い浸食速度を低下させた。

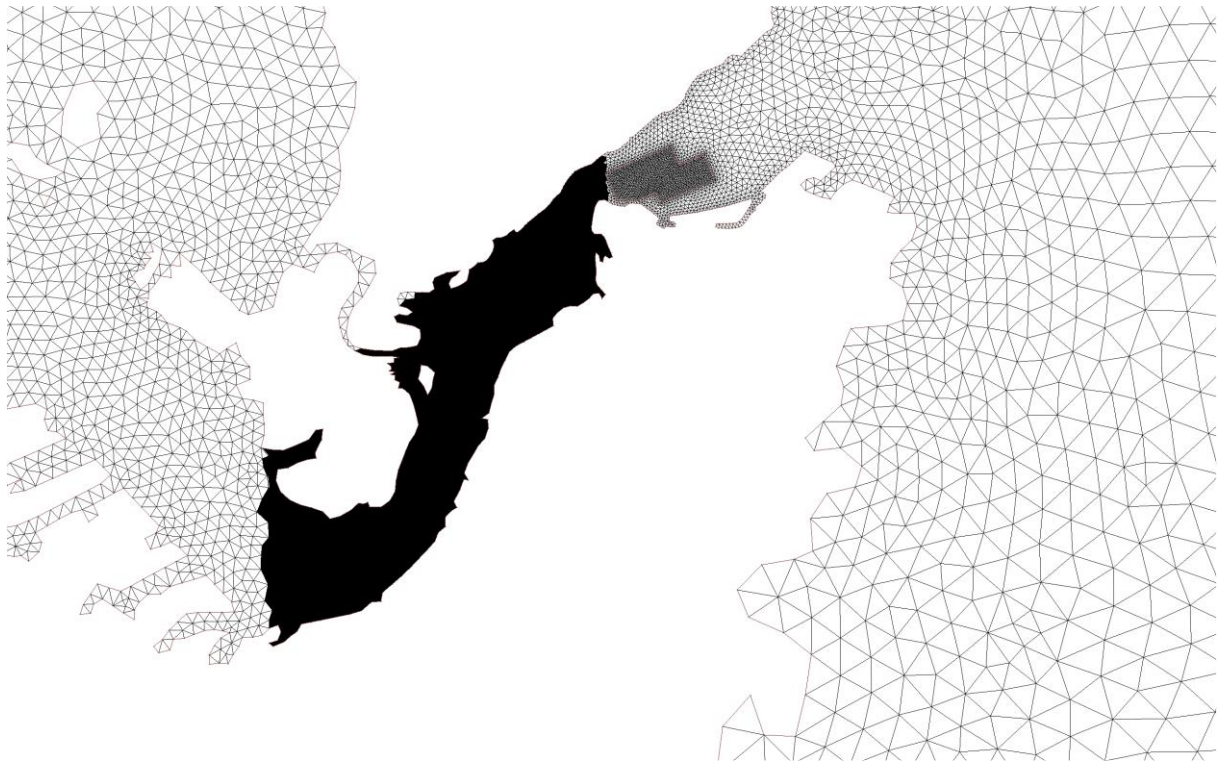


図 6-19 底質の空間分布

6-4-2 サンドウェーブ再現のための数値シミュレーション

A) 計算条件

2004年6月を始点する期間における数値シミュレーションを実施した。2004年6月は図 6-16 に示すように田野浦地区においてサンドウェーブの種のようなものが発生している時期であり、このときの地形を初期地形とした検討を行った。また現実に則した条件で検討を行うため、NAO99.Jb で計算された一時間毎の天文潮位に一時間毎の平均水位の変動を加えたものを境界条件として設定した。

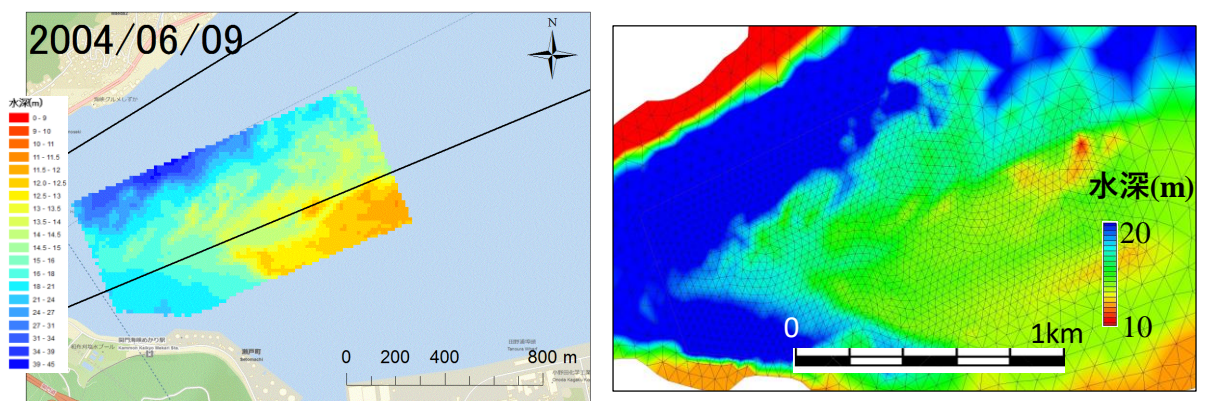


図 6-20 2004年6月における水深分布（左：観測値 右：検討に用いた初期水深）

B) 計算結果

図 6-21(a)~(f)に田野浦地区における水深変化および各月における 1 ヶ月間の水深変化を示す。右図中に赤丸で示す範囲は実際にサンドウェーブが発達している範囲である。なお範囲は図 6-5 右下の図中赤枠で示す。右図において、青と赤はそれぞれ浸食と堆積を意味する。

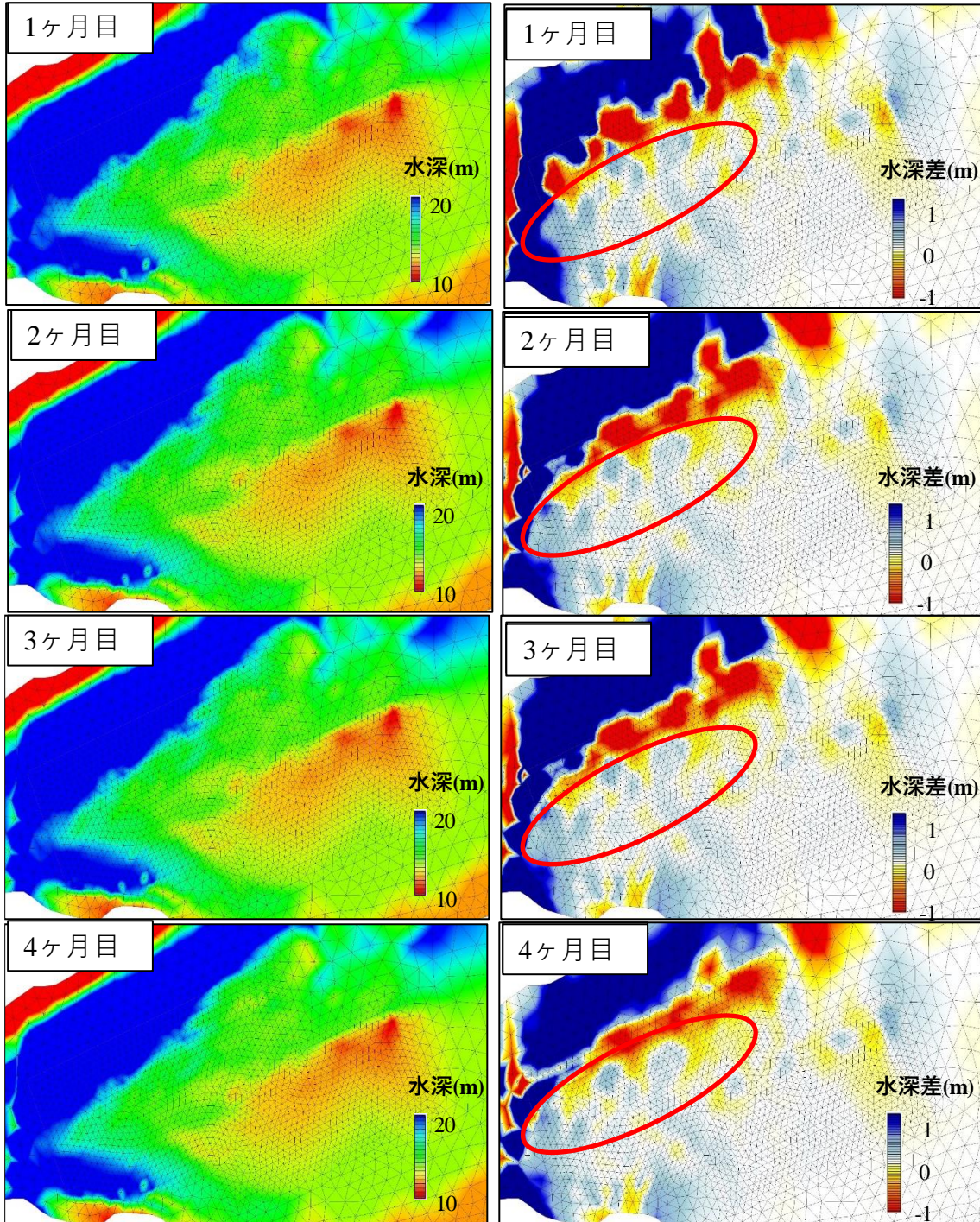


図 6-21(a) 計算結果 (左：水深分布 右：1 ヶ月間の地形変化)

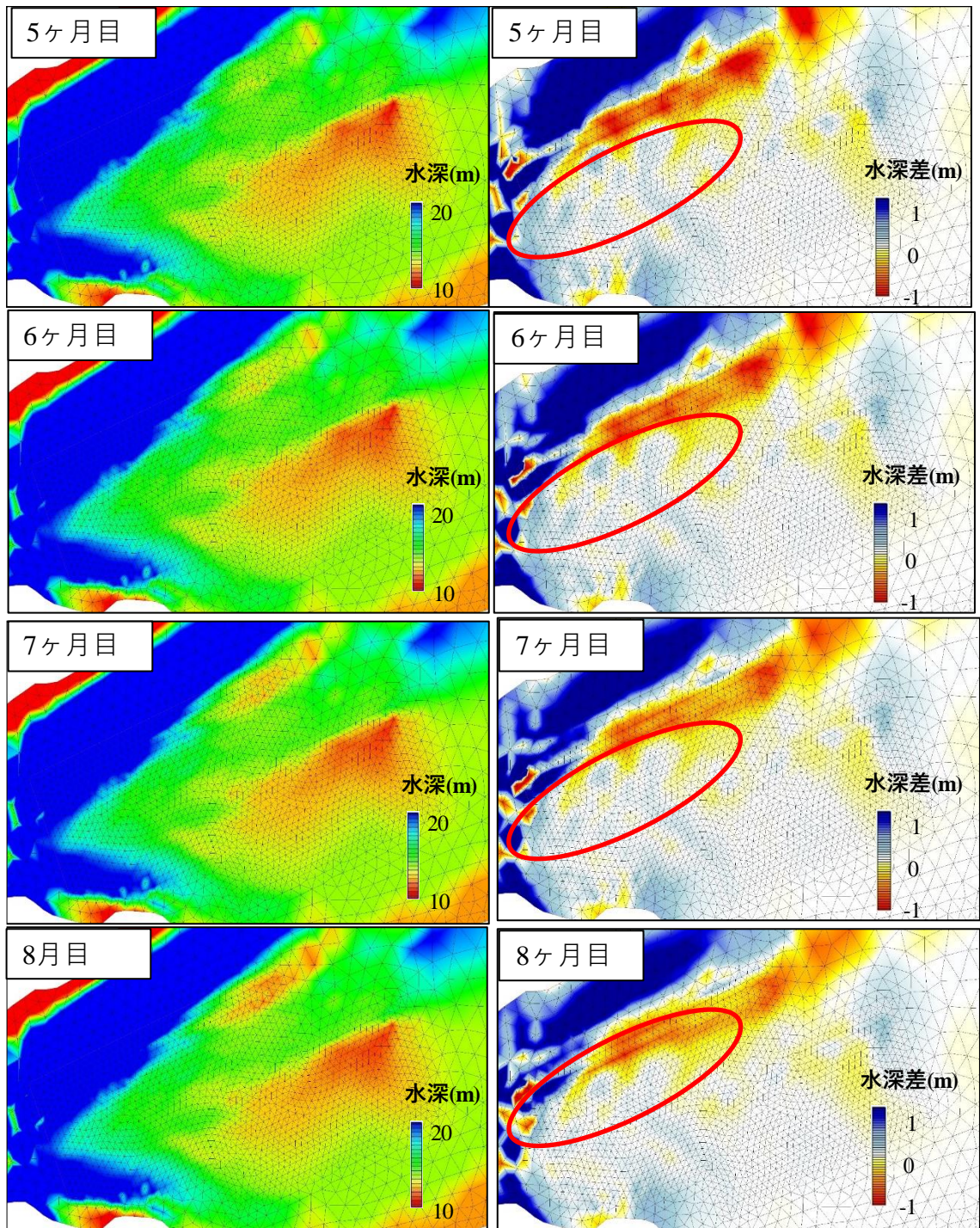


図 6-21(b) 計算結果 (左：水深分布 右：1ヶ月間の地形変化)

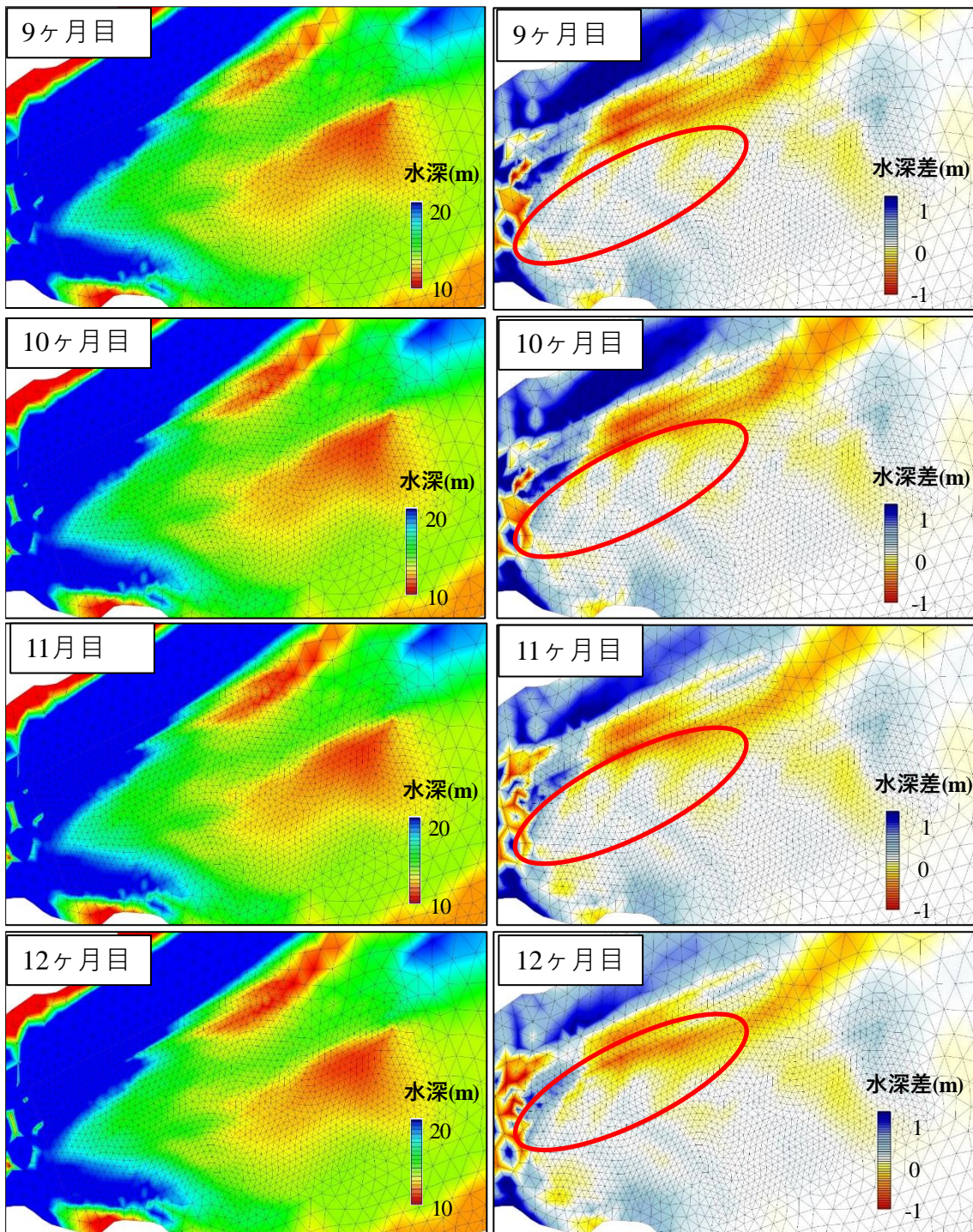


図 6-21(c) 計算結果 (左：水深分布 右：1ヶ月間の地形変化)

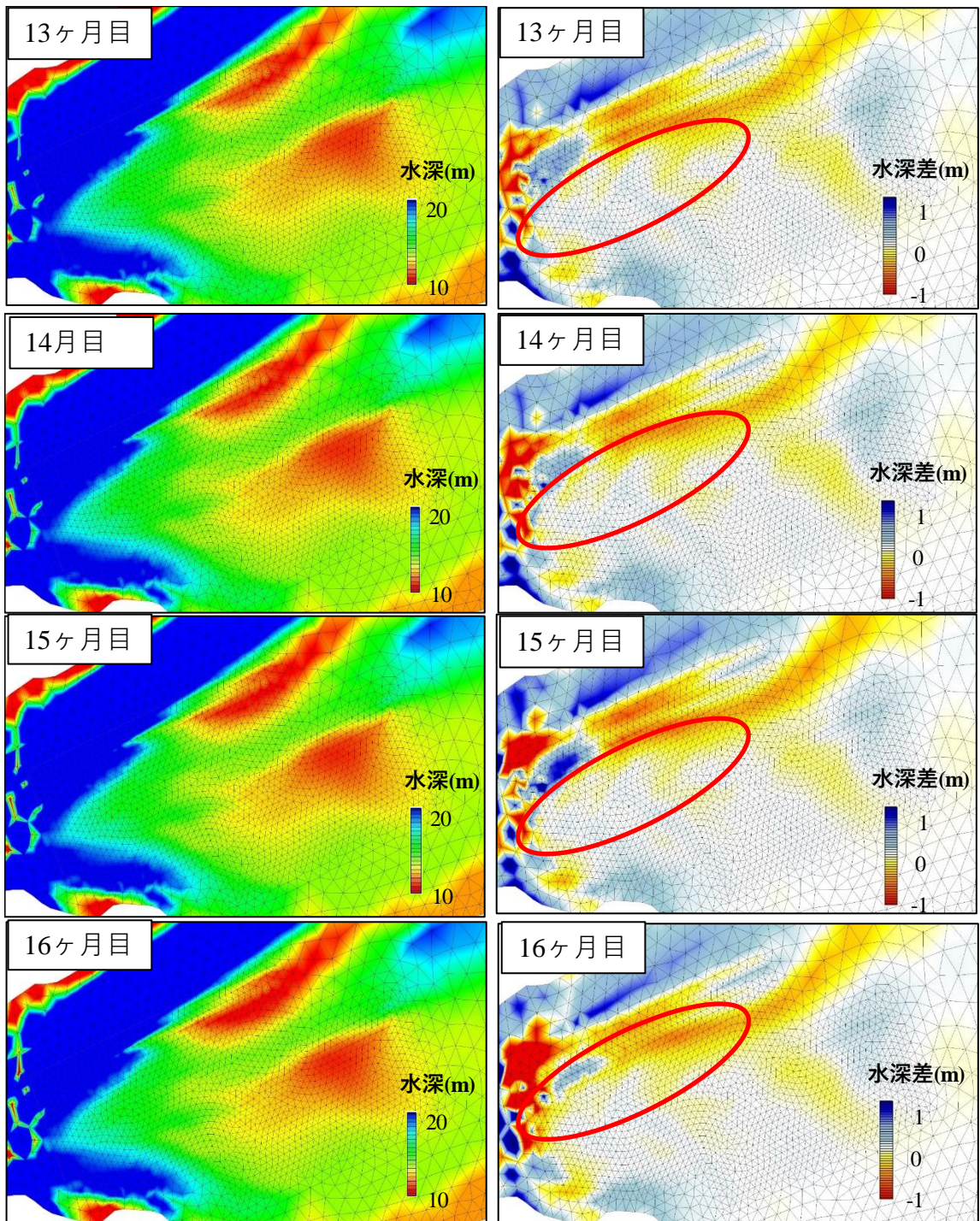


図 6-21(d) 計算結果 (左：水深分布 右：1ヶ月間の地形変化)

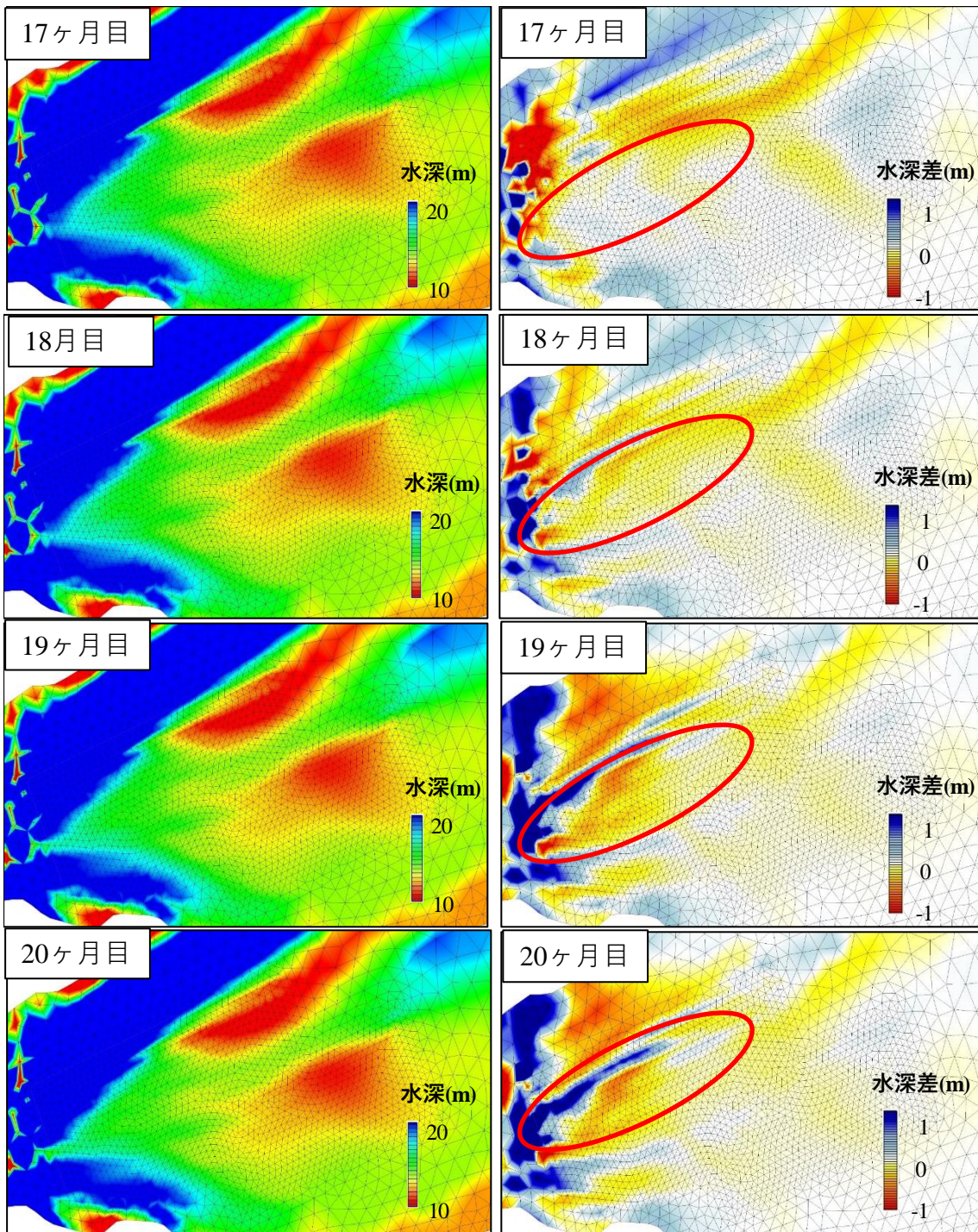


図 6-21(e) 計算結果 (左：水深分布 右：1ヶ月間の地形変化)

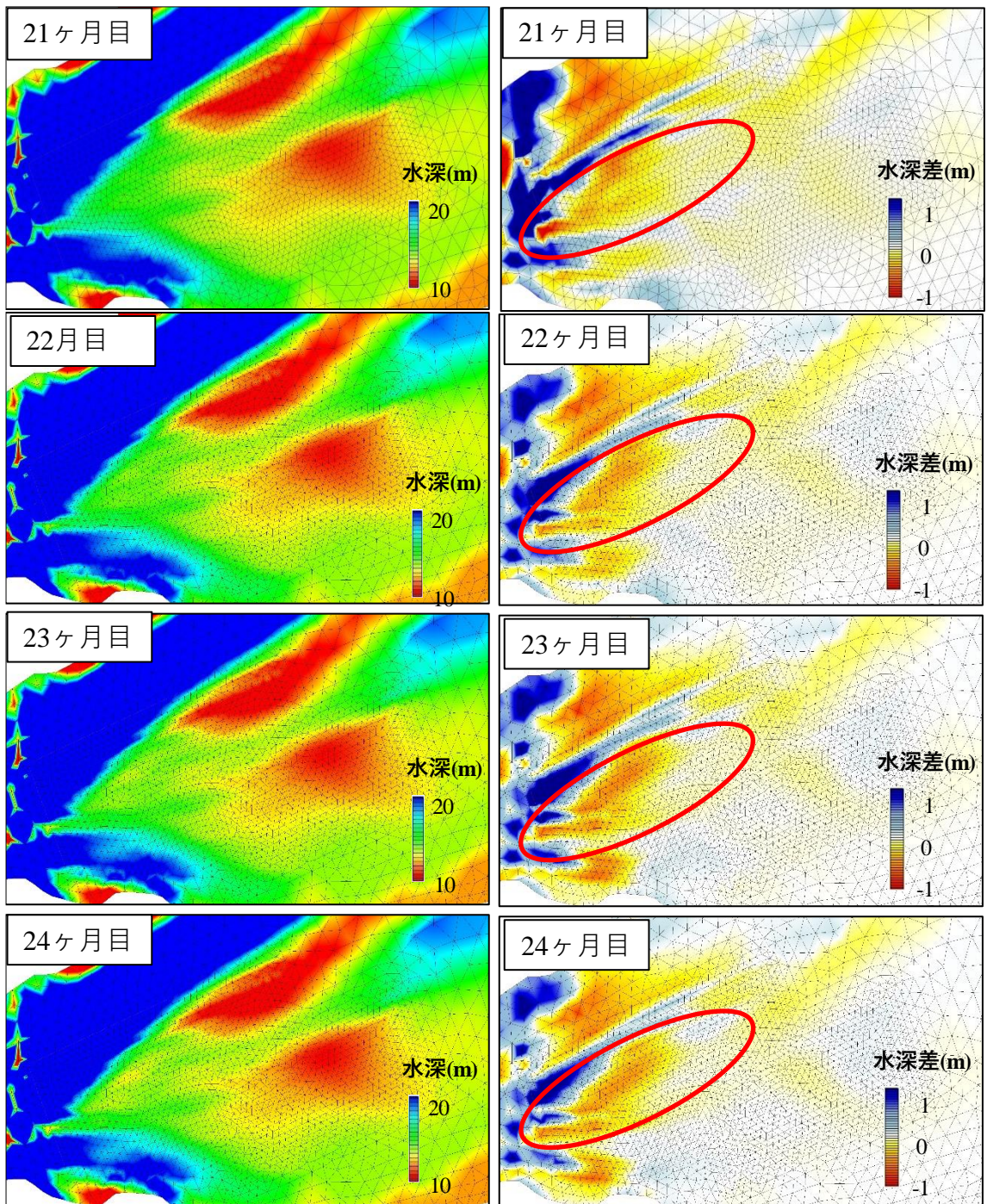


図 6-21(f) 計算結果 (左：水深分布 右：1ヶ月間の地形変化)

先ほどと同様、右の1ヶ月間の地形変化に着目すると、サンドウェーブが発達している範囲で、1ヶ月目から4ヶ月目において堆積している範囲と浸食している範囲が交互に分布し縦縞模様を形成している。このような航路に対して角度を持った堆積は、サンドウェーブに特徴的である。さらに5ヶ月目から12ヶ月目にかけてこの縞模様が左方向に移動しているのがわかる。このような堆積分布の移動は実際のサンドウェーブの特徴であり、この特徴を概ね再現できたといえる。つまり海峡中央部からの土砂供給を抑えかつリアルな水位変動や適切な初期水深を設定することでサンドウェーブに特徴的な峰の移動も再現できることがわかった。

ただし、13ヶ月目以降、縦縞模様は徐々に見えなくなっている。長期的な計算を行うことで海峡中央部から土砂が田野浦地区に流入してきたためではないかと考えられる。

6-5 おわりに

本章では海洋流動モデル FVCOM を用いた底質輸送シミュレーションを実施した。まず、平均水位の変動の再現性の検証を行った。次に、田野浦地区について開境界条件に様々な潮位偏差の長期変動の値を与えることによって、地形変化や流況への影響を検討した。また田野浦地区におけるサンドウェーブ地形の再現に関する検討を行った。

作成した二つの計算格子を用いて、平均水位の変動の大きさの再現性の検証を行った。海全域細格子では観測値を概ね再現できた。一方田野浦細格子では平均水位の変動の大きさの分布の特徴を大まかに再現するに留まったが、各地点の水位変動を再現できていることや計算負荷の観点から以降の検討で田野浦細格子を用いることとした。

平均水位の変動の値を与えて11ヶ月間計算し、流況や地形変化にどのような影響が生じるか検討を行った。その結果、与えた平均水位の変動が1cm程度の小さなものであるにも関わらず、海峡全体において流況の違いがみられた。また、それに応じて地形変化にも変化が生じることがわかった。また、平均水位の変動を加えない計算との比較を行った。その結果、11ヶ月間の計算において、負の値を加えた場合の方がより浅所が発達しやすいことがわかった。田野浦地区での計算において平均水位の変動の空間分布の違いにおける影響についても検討を行った結果、東西の平均水位の変動の差が大きい場合と小さい場合で流況、地形変化に影響が生じることがわかった。

以上より、平均水位の変動は流況、地形変化に大きく影響を及ぼしており、また東側と西側での大小関係によって流況や地形変化が大きく異なることがわかった。

サンドウェーブ地形の再現を目標に、現実にもった条件での数値シミュレーションを実施した。サンドウェーブが発生している時点の地形を初期水深とし、リアルな水位変動を考慮することで航路に対して角度を持った堆積を再現することができ、さらにサンドウェーブの移動も再現できた。

これらの結果から航路埋没の検討においても、非構造格子海洋流動モデルが適用可能であることが示された。

参考文献

沿岸技術研究センター・エコー・いであ設計共同体(2016), 平成28年度関門航路埋没対策検討業務報告書
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2010), 平成21年度関門航路計画環境調査

国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2010), 平成 21 年度関門航路埋没対策検討業務報告書
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2011), 平成 22 年度 (早鞆瀬戸地区) 流況調査報告書
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2012), 平成 23 年度関門航路計画環境調査
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2015), 平成 26 年度関門航路現況調査
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所(2016), 平成 28 年度関門航路現況調査報告書
国土交通省九州地方整備局関門航路事務所 HP

(<http://www.pa.qsr.mlit.go.jp/kanmon/2kanmon/index2-2.html>)最終アクセス 2021 年 12 月 11 日

山城 賢, 岡 昂作, 折敷瀬 翔耶, 橋本 典明, 中川 康之, 壹岐 幸史, 高山 優(2017): 関門海峡における潮位偏差の長期変動に関する研究, 日本流体力学会年会 2017

第7章 波・流れ相互作用カップリングモデルの開発

7-1 はじめに

海洋表層の流れは様々な力によって駆動されている。浅海域において流れと波浪が共存するために生じるラディエーション応力は海浜流を生じる。その流れにより、汀線付近での水位上昇（ウェーブセットアップ）や砕波点付近での水位降下（ウェーブセットダウン）といった平均水位の変化をもたらす。一方、波浪場も流れ場に依存しており、水位や流れによって波高は変化する。このように波と流れの状態は互いに影響を及ぼし合っており、これらの相互作用は沿岸域で最も活発となる。しかし、前章までの検討ではいずれも波の影響は考慮されておらず、第5章ではそれが顕著に表れていた。また、第4章における計算値と目撃情報との誤差も波の影響を考慮することで解決できる可能性が考えられる。さらに、第3章で指摘したように、より強大な台風が来襲する確率が増大しており、沿岸防災や高潮、波浪推算の重要性が高まっている。

高精度な高潮、波浪推算を行うためには、高潮の発達しやすい湾内等の複雑な沿岸地形を詳細に再現できる非構造格子モデルによるシミュレーションが好ましい。また、先述のように湾内等の沿岸域では波と流れの相互作用が強く働くため、これらの影響を考慮できる波と流れの双方向結合モデルによるシミュレーションも必要となってくる。そのため、より高精度な高潮、波浪推算を行うには非構造格子を採用した双方向結合モデルによる推算が望ましい。

波と流れの相互作用を考慮できる非構造格子シミュレーションモデルには、海洋流動モデルである FVCOM に、第3世代沿岸波浪推算モデルである SWAN を基にした、波の計算を可能とするモジュールを組み込んだ FVCOM-SWAVE がある。しかし後述する検討によって計算の不安定性や有義波高の過大評価など深刻な問題があることが明らかになった。そこで本章では、流動モデルおよび波浪モデルそれぞれ計算された計算値を逐次互いに受け渡ししながら計算を進める波と流れの相互作用を考慮可能なカップリングモデルを開発した。流れと波の計算にはそれぞれ非構造格子海洋流動モデルである FVCOM と SWAN (Simulating Waves Nearshore, Booji et al.,1999) を用いた。SWAN とは Delft 工科大学の Booji et al. (1999)により開発された第3世代波浪推算モデルである。SWAN の基本方程式はスペクトルアクションバランス方程式であり、直交座標だけでなく必要に応じて球面座標も利用可能である。

また、波と流れで異なる計算格子、計算時間間隔を設定可能にすることで、波の計算負荷を低減し、計算効率の向上を図った。開発したカップリングモデルでの計算結果を既往研究や観測値、FVCOM や SWAN による計算結果と比較検討することで、モデルの検証を行った。なお本章では、第一段階として流れから波への 1-way カップリングモデルを開発したのち、波・流れ相互作用カップリングモデルの開発を行った。これらの検討は非構造格子海洋流動モデルを用いた波・流れ相互作用カップリングモデルの構築が可能であることを示すものである。

7-2 FVCOM-SWAVE モデルの問題点

ここでは FVCOM-SWAVE モデルの問題点を明らかにするため、二つの検討を行った。まず、矩形の単純地形上に外力として風を与えた時の風波を、有義波推算法である SMB 法から推算した値と比較を行った。図 7-1 に計算領域を示す。計算領域は x , y 軸方向ともに 10km であり、格子幅

は 1km である。水深は 1000m とした。海面境界に一樣で定常な風（風速 10~40m/s, 風向は y 軸方向）を与えた。気圧は領域全体で一定とし、1013hPa とした。表 7-1 に主な設定条件を示す。

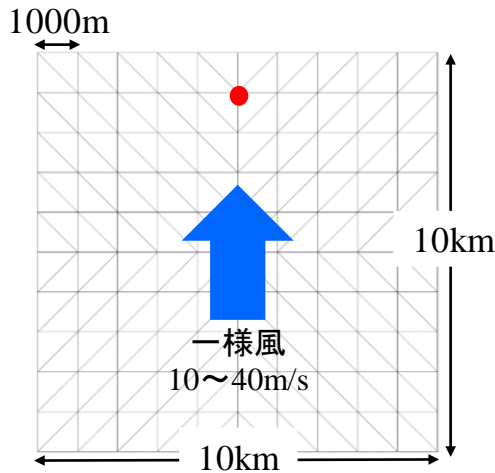


図 7-1 計算領域（矩形）

表 7-1 主な計算条件（矩形）

計算条件	矩形
ノード数	121
メッシュ数	200
水平格子点間隔	1000m
鉛直方向層	1層
水深	1000m
計算時間間隔（波）	20秒
計算時間間隔（流れ）	0.01秒
計算期間	24時間

図 7-2 に図 7-1 中の赤点(x=5km, y=9km)における有義波高の時系列変化を示す。実線は SWAVE による各風速の有義波高の時間変化を、点線は SMB 法から算出した有義波高である。風速 10m/s では、有義波高は計算開始 1 時間で約 0.6m となり計算期間を通じて安定した計算ができています。また有義波高は SMB 法とほぼ一致した。風速 20m/s においても同様に安定した計算ができていますが、有義波高は SMB 法をわずかに上回った。風速 30m/s では計算開始後 6 時間目以降有義波高が安定しておらず、SMB 法と比べると約 1.5~2 倍過大評価された。風速 40m/s においては、有義波高は計算開始直後から安定しておらず、SMB 法と比べ約 2 倍大きい値を示した。

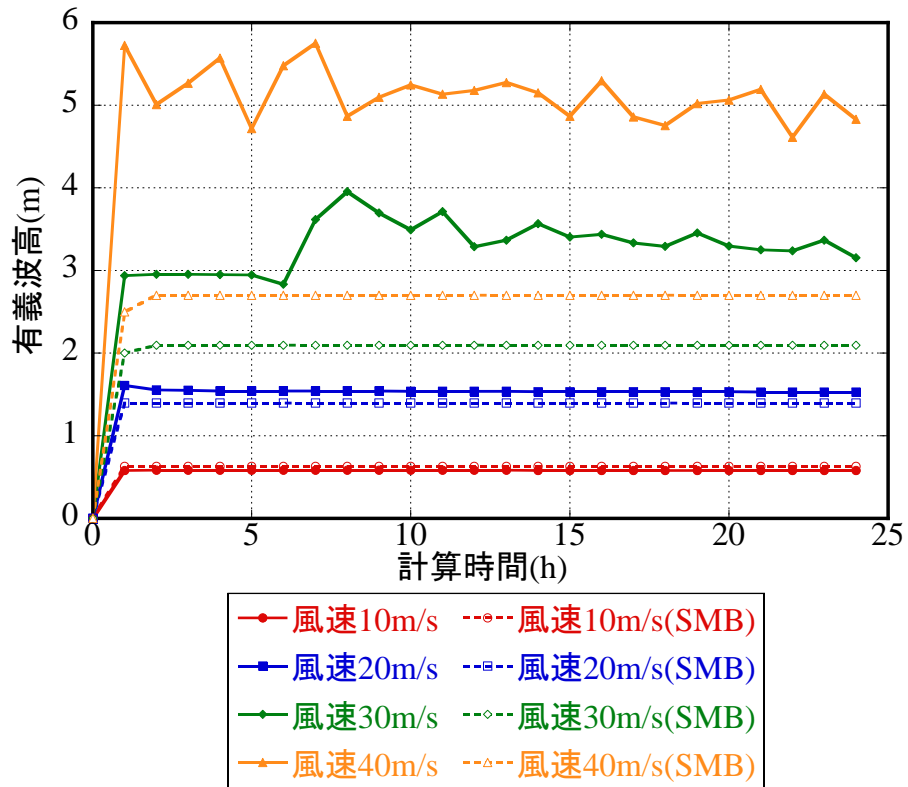


図 7-2 有義波高の時系列変化（矩形）

次に、実地形に台風来襲時の外力条件を与え、NOWPHAS の観測データとの比較を行った。計算領域とその水深分布を図 7-3 に示す。対象領域は九州西部海域とした。NOWPHAS の観測地点がある熊本、伊王島付近(図 7-3 中赤枠)では計算格子を細かくしており、格子幅は最小で約 1km、開境界部で最大約 20km とした。

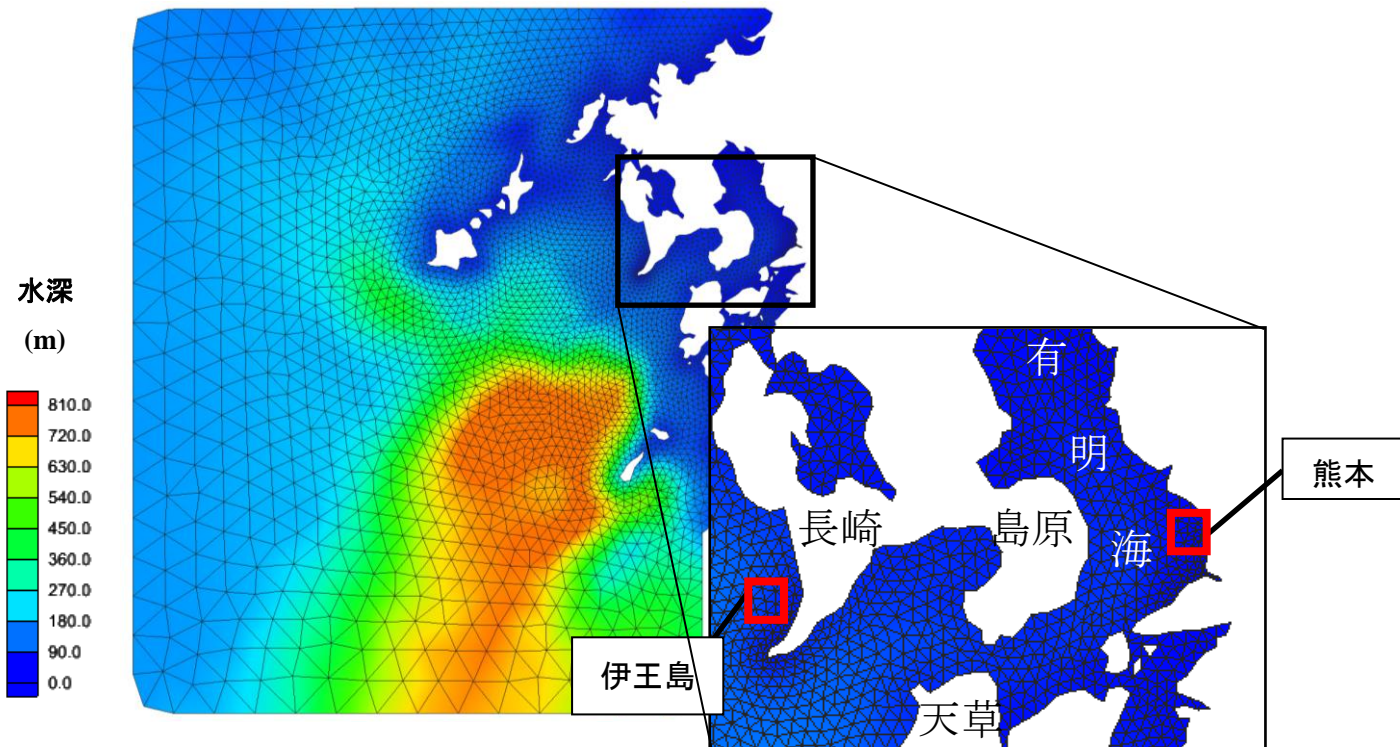


図 7-3 計算領域（実地形）

気象外力は2012年16号台風とし、風と気圧は台風モデル（時間解像度1時間、水平解像度5km）を用いた。本台風の最大風速は110knots、最低気圧は900hpaである。計算期間は2012年16号台風の来襲時（2012年9月16日15時～17日15時）とした。表7-2に主な設定条件を示す。

表 7-2 主な計算条件（実地形）

計算条件	実地形
ノード数	4427
メッシュ数	8157
水平格子点間隔	1~20km
鉛直方向層	1層
水深	実水深
計算時間間隔（波）	5秒
計算時間間隔（流れ）	0.01秒
計算期間	24時間

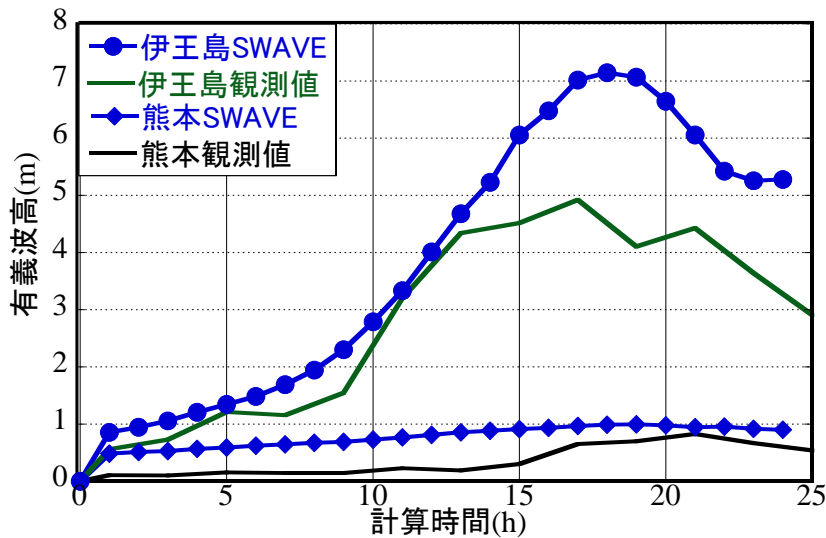


図 7-4 有義波高の時系列変化（実地形）

図7-4にFVCOM-SWAVEの計算結果およびNOWPHASの観測値の有義波高の時系列変化を示す。熊本では全体的に観測値に比べ計算値が大きいですが、差はあまりなく、ピーク値はほぼ一致している。伊王島でも同様に、全体的に計算値の方が大きい傾向がある。特に、9月17日6時以降で計算値と観測値に大きな差が生じている。ピーク時にはその差は2m程度となり、とても高精度な計算とは言えない。

以上の結果からSWAVEモジュールには有義波高過大評価や計算の不安定性などの問題点があり、計算精度が不十分であることがわかった。また、Sun et al. (2018)からもFVCOM-SWAVEによる有義波高の過大評価について報告されている。

この他に非構造格子による波と流れのカップリング計算を行った事例として、Chen et al. (2018)によるFVCOMとSWANをMCT (Model Coupling Toolkit)を介して結合したモデルによるシミュレーションがある。また、Ji et al.(2018)は、MCTによるカップリングモデルを用いて最大ウェーブセットアップの実験式の提案を行っている。

7-3 カップリングモデル

7-3-1 モデルのカップリング手法

本章で構築したカップリングモデルはいずれも FVCOM を基にした流れモジュールと SWAN を基にした波モジュールからなる。流れモジュールから波モジュールへは流速、水位を受け渡し、波モジュールから流れモジュールへはラディエーション応力(S_{xx}, S_{xy}, S_{yy})から計算される F_x, F_y を、それぞれのモジュールで設定した計算時間間隔毎に受け渡すことで、相互作用計算を可能とした。ただし、流れから波 1-way カップリングモデル (以下 1-way モデル) では F_x, F_y の受け渡しはしない。

単位海面あたりの波による力 F_x, F_y (ラディエーション応力の勾配) は次の式で示される。

$$F_x = -\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xy}}{\partial y}, \quad F_y = -\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \quad (7.1)$$

ここで、 S は次の式によって導かれるラディエーション応力である。

$$S_{xx} = \rho g \int \left(n \cos^2 \theta + n - \frac{1}{2} \right) E d\sigma d\theta$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho g \int n \sin \theta \cos \theta E d\sigma d\theta \quad (7.2)$$

$$S_{yy} = \rho g \int \left(n \sin^2 \theta + n - \frac{1}{2} \right) E d\sigma d\theta$$

ここで、 ρ は海水密度、 g は重力加速度、 n は位相速度に対する群速度、 E はエネルギー密度スペクトル、 σ 、 θ はそれぞれ周波数と波伝搬方向である。開発したモデルの模式図を図 7-5 に示す。

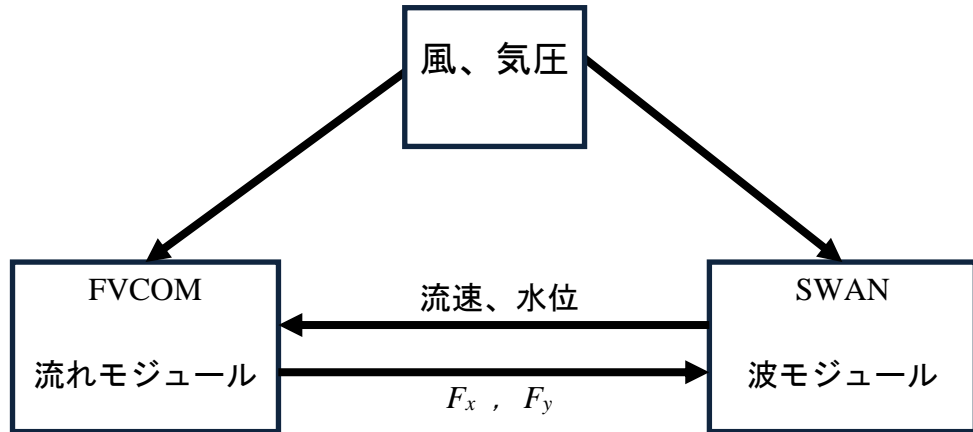


図 7-5 カップリングの模式図

本章で開発した波・流れ相互作用カップリングモデル (以下相互作用モデル) では、それぞれのモジュールで計算される変数の受け渡しを制御するための 4 つのオプションを用意した。ただし、1-way モデルでは 1), 2) のみ実装した。

- 1) 両モジュール間で変数の受け渡しを行わない独立計算。
- 2) 流れモジュールから波モジュールへ流速、水位を受け渡す流れ受け渡し計算。
- 3) 波モジュールから流れモジュールへ F_x, F_y を受け渡す波受け渡し計算。
- 4) 両モジュール間で流速、水位及び F_x, F_y の受け渡しを行う相互作用計算。

以上の4つのオプションを使用し、それぞれのオプション間の計算値を比較することで、波や流れが及ぼす影響を調べることを可能とした。また、本モデルは各モジュールで異なる計算時間間隔を設定可能である。ただし、それぞれのモジュールの計算時間間隔は互いに整数倍でなければならない。なお、本モデルは単層計算のみに対応している。

7-3-2 計算値の補間方法

計算効率の向上のため、各モジュールで異なる計算格子を用いることを可能とした。図7-7に異なる計算格子を使用する際の一例を示す。流れ場は時間変化率や空間変化率が大きいため流れモジュールには細かな計算格子が必要であるが、波場はそれらが小さいため流れの計算ほど細かい計算格子を必要しない場合が多い。流れと波の変数を受け渡す際、各モジュールで異なる計算格子を用いるとそれぞれの格子点座標が一致しないため、異なる計算格子を利用する際の変数の補間方法を次のように定めた。

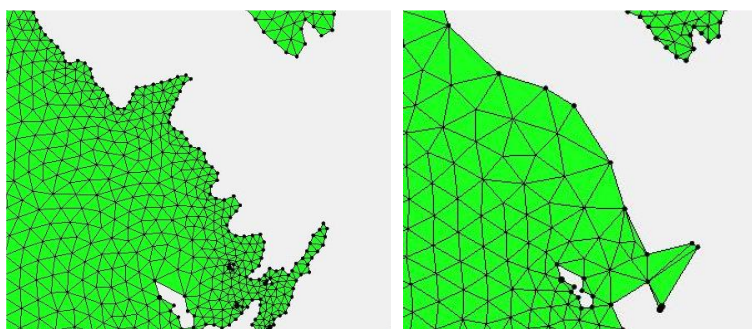


図 7-7 各モジュールの計算格子例（左：流れモジュール 右：波モジュール）

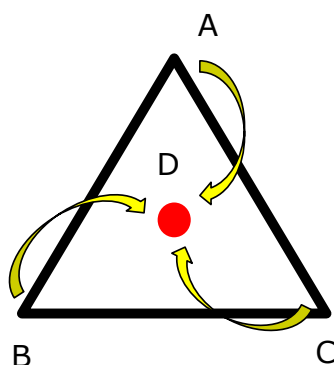


図 7-8 計算値の補間方法（内部）

- 1) 補間先の格子点（図7-8の点D）が補間元の計算格子の内部にある場合、その計算格子を構成する3つの格子点（図7-8の点A,B,C）の値から逆距離加重法を用いて内挿補間する。

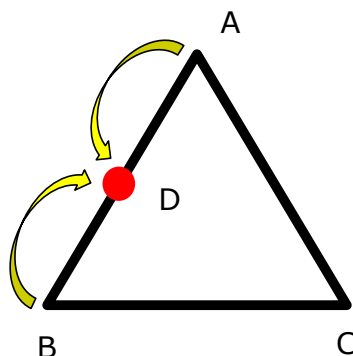


図 7-9 計算値の補間方法（边上）

- 2) 補間先の格子点 (図 7-9 の点 D) が補間元の格子点間の線上にある場合, その両端の 2 つの格子点 (図 7-9 の点 A,B) の値から逆距離加重法を用いて内挿補間する.

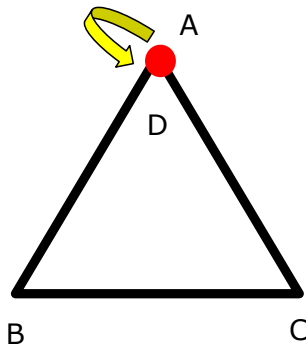


図 7-10 計算値の補間方法 (点上)

- 3) 補間先のメッシュのノード点 (図 7-10 の点 D) が補間元の格子点上 (図 7-10 の点 A) にある場合, そのノードの値をそのまま使用する.

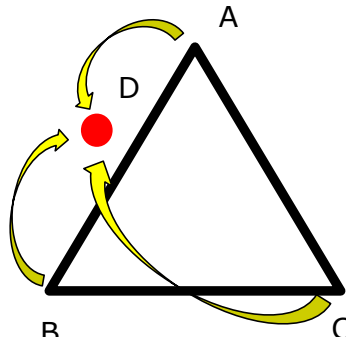


図 7-11 計算値の補間方法 (外部)

- 4) 補間先の格子点 (図 7-11 の点 D) がどの計算格子にも含まれない場合, 最も近距離にある格子点を含む計算格子を構成する 3 つの格子点 (図 7-11 の点 A,B,C) の値から逆距離加重法を用いて外挿補間する.

逆距離荷重法の計算式を示す.

$$\mu(s) = \frac{\sum_{i=0}^n w_i(s) \mu_i}{\sum_{j=0}^n w_j(s)} \quad (7.3)$$

$$w_i(s) = \frac{1}{d(s, s_i)} \quad (7.4)$$

ここで, $\mu(s)$: 補間先の点 s の変数, n : 補間元のノード数, μ_i : 補間元の点 s_i の変数, $d(s, s_i)$: 点 s と点 s_i 間の距離, $w_i(s)$: 点 s における点 s_i の重みである.

補間先 (点 D) と補間元のメッシュ (点 A,B,C) の位置関係の判定には点 D と点 A,B,C それぞれが成す外積ベクトルを用いた. 3 つの外積式 $DA \times DB$, $DB \times DC$, $DC \times DA$ をそれぞれ EQ1, EQ2, EQ3 とすると, 場合分けは以下の通りとなる.

- 1) すべての外積の向きが一致するとき, すなわち, $EQ1 > 0, EQ2 > 0, EQ3 > 0$ または $EQ1 < 0, EQ2 < 0,$

EQ3<0 であれば、点 D は△ABC の内部に位置する。

- 2) 外積式の内 1 つが 0 となるとき、点 D は△ABC の辺上に位置する。EQ1=0, EQ2≠0, EQ3≠0 であれば辺 AB 上に、EQ1≠0, EQ2=0, EQ3≠0 であれば辺 BC 上に、EQ1≠0, EQ2≠0, EQ3=0 であれば辺 AC 上に位置する。
- 3) 外積式の内 2 つが 0 となるとき、点 D は△ABC の頂点に位置する。EQ3=EQ1=0 であれば点 A 上、EQ1=EQ2=0 であれば点 B 上、EQ2=EQ3=0 であれば点 C 上に位置する。
- 4) 3 つの外積の向きが不一致のとき、点 D は△ABC の外部に位置する。

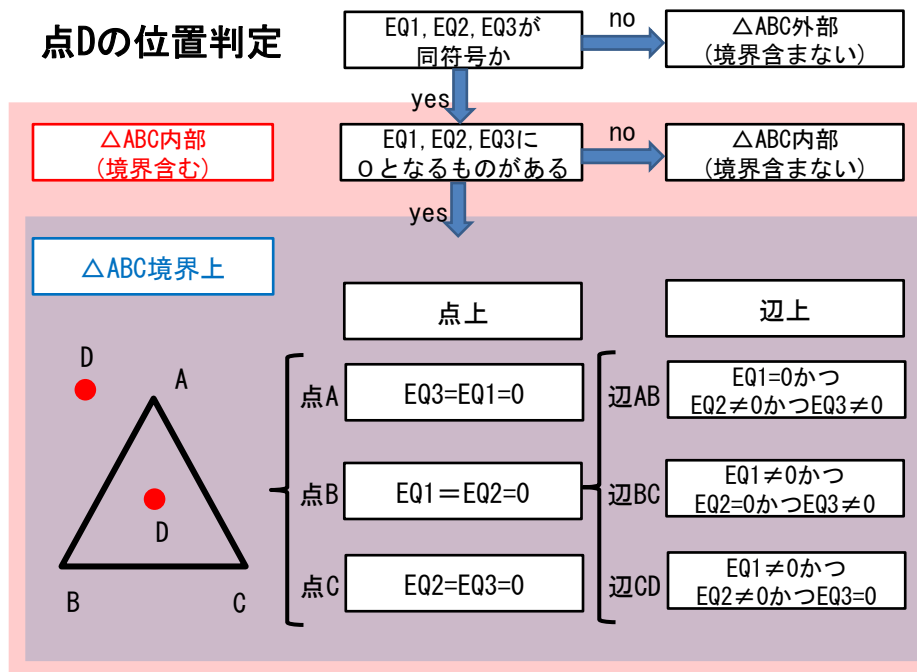


図 7-12 点と格子の位置関係の判定

SWAN から FVCOM に受け渡される F_x, F_y は、SWAN では各ノードで定義されているものの、FVCOM では各エレメントで定義する必要がある。そのため、上記の方法で SWAN のノードから FVCOM のノードに値を補間した後、エレメントを構成する 3 つのノードの平均値を用いて FVCOM のエレメント上の F_x, F_y を定めた。

7-4 流れから波への 1-way カップリングモデルの開発

7-4-1 単純地形での検証

A) 計算領域および計算条件

まず、矩形の単純地形を用いて開発した 1-way モデルの動作を確認した。用いた計算格子を図 7-13 に示す。計算格子は 2km 四方で格子サイズは約 200m、水深は 3m で一様である。主な計算条件を表 7-3 に示す。海面境界に一様で定常な風 (y 軸方向に風速 20m/s) を与えた。図中の赤点での有義波高を計算した。

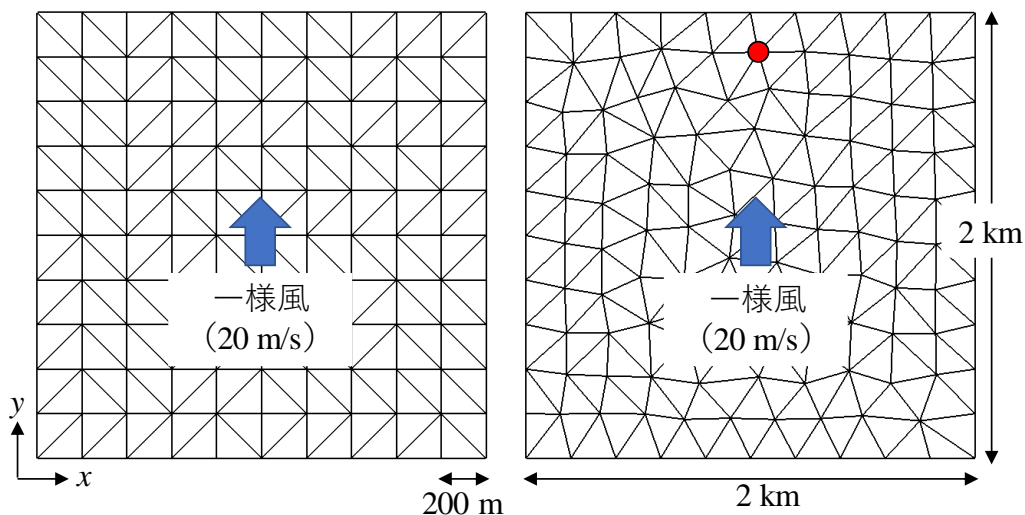


図 7-13 単純地形の計算格子 (左：流れモジュール 右：波モジュール)

表 7-3 単純地形での計算条件

計算条件	流れモジュール	波モジュール
ノード数	121	129
メッシュ数	200	216
水平格子点間隔	200m	約200m
鉛直層数	1	1
水深	3m	3m
計算時間間隔	0.5秒	10秒
計算期間	24時間	24時間

B) 計算結果

図 7-14 に図 7-13 の中の赤点における 1-way モデル, SWAN から計算された有義波高の時系列および Bretschneider 法(Bretschneider, 1954)から推定される波が十分に発達した時の値を示す。

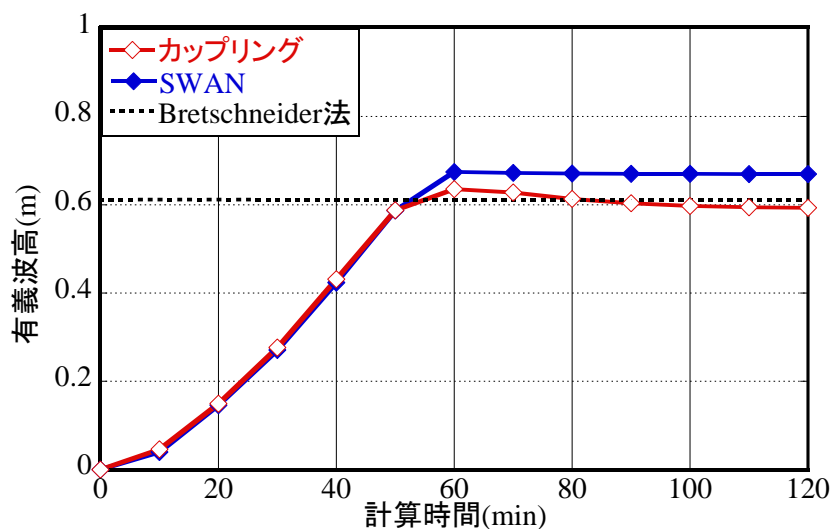


図 7-14 1-way モデルでの有義波高の時系列 (単純地形)

計算開始から 50 分までは 1-way モデルと SWAN で結果はほぼ一致している。しかし 60 分以降では両者に僅かながら差が生じる。これは波が流れの影響を受けて生じた差であると考えられる。また、Bretschneider 法で推定した有義波高と比較してもさほど大きな差はなく、単純地形において 1-way モデルが流れから波への影響を適切に計算できていることを確認した。なお本計算において鉛直層は単層であるため、波浪推算に用いられる流速は鉛直方向に平均された流速である。本計算では y 軸方向の風によって同じ向きに 0.5m/s 程度の一様な流れが発生し、この流れによって有義波高が変化したと考えられる。

7-4-2 九州西部海域への適用

A) 計算領域および計算条件

次に、本研究で開発した 1-way モデルを用いて九州西部海域における台風来襲時の波浪推算を行った。主な計算条件を表 7-4 に示す。計算領域は図 7-3 と共通である。図 7-15 に流れモジュールおよび波モジュールで用いた計算格子を示す。また、対象とした 2012 年 16 号台風の経路を図 7-16 に示す。

表 7-4 実地形での計算条件

計算条件	流れモジュール	波モジュール
ノード数	4427	1607
メッシュ数	8157	2871
水平格子点間隔	1-20km	2-40km
鉛直層数	1	1
計算時間間隔	0.1秒	5秒
計算期間	25時間	25時間

流れの計算格子は 7-2 で紹介した検討で用いたものと共通であるが、上図のように波の計算格子を流れの計算格子より 2 倍程度大きくすることで計算負荷の低減を図った。気象外力も 7-2 の検討と同じデータを用いた。計算期間も同様に 2012 年 16 号台風の来襲時（2012 年 9 月 16 日 15 時～17 日 15 時）とした。また、比較のため SWAN 単体での計算も実施した。

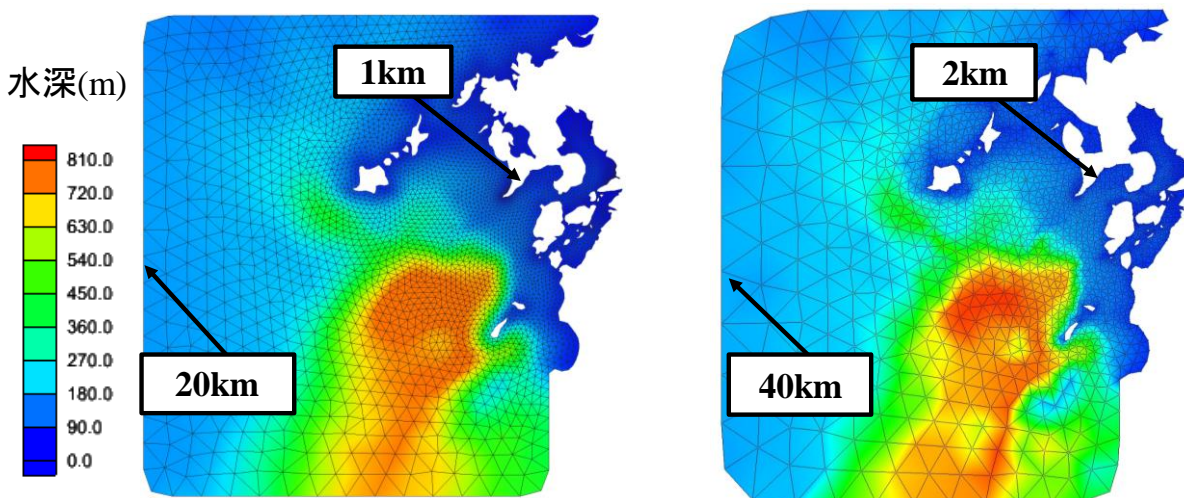


図 7-15 計算格子（左：流れモジュール 右：波モジュール）

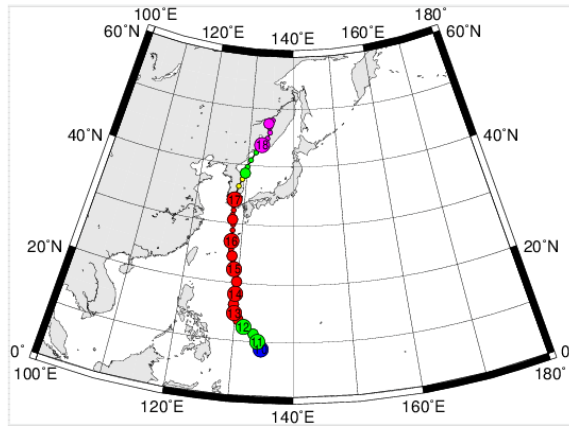


図 7-16 2012 年 16 号台風の経路 (デジタル台風 HP より)

B) 有義波高の時系列変化

図 7-17 の赤線に 1-way モデルで計算された伊王島および熊本での有義波高の時系列を示す。

伊王島において、計算開始から 9 時間後までは観測値を最大 80cm ほど過大評価しており、10~15 時間では最大 1m 程度過大評価している。しかし、SWAVE オプションを用いた計算結果と比べると最大値は観測結果と一致しており大幅な改善が見られた。また熊本において、SWAVE では計算開始から有義波高が 0.5m 程度となっているのに対して、1-way モデルでは、台風が接近するまで小さな値を保っており、最大値および時間変化をよく再現できている。

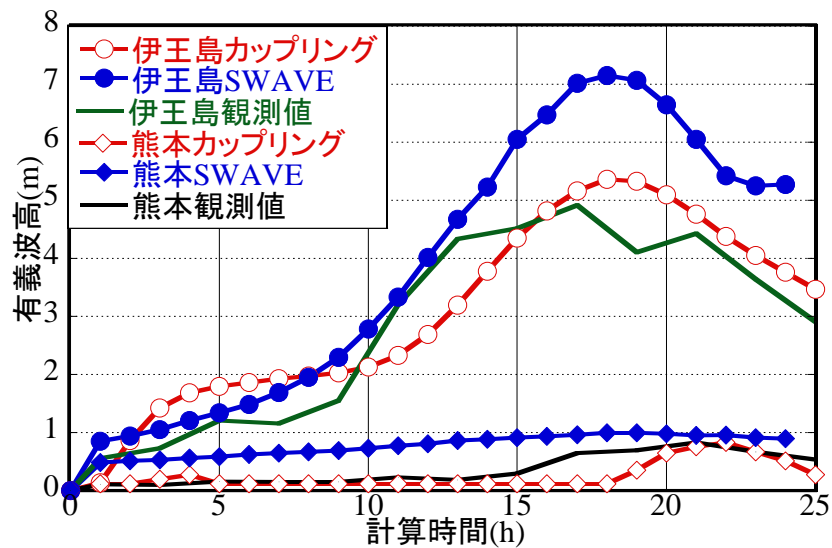


図 7-17 1-way モデルでの有義波高の時系列 (実地形)

両地点において、SWAVE に比べて有義波高が大きくなりタイミングやピーク時刻は観測値と異なっている。これは、与えた気象外力の精度の問題や、1-way モデルでは波から流れへの変数の受け渡しはなく相互作用を考慮していないことが原因と考えられる。

また、SWAVE オプションを用いた計算と比較して、計算時間は 1/10 以下となり計算負荷を大幅に低減できた。なお、計算負荷の低減率は波モジュールに使用する計算格子の解像度およびそれに伴って設定される計算時間間隔によって異なる。

C) 最大波高時の有義波高の分布

伊王島で有義波高の最大値が観測された時刻（計算開始 17 時間後）での有義波高分布を図 7-18 に示す。この時刻の台風を中心位置は五島列島の北西沖（図中の白丸）である。台風中心の南東部と五島列島で波高が高くなっている。

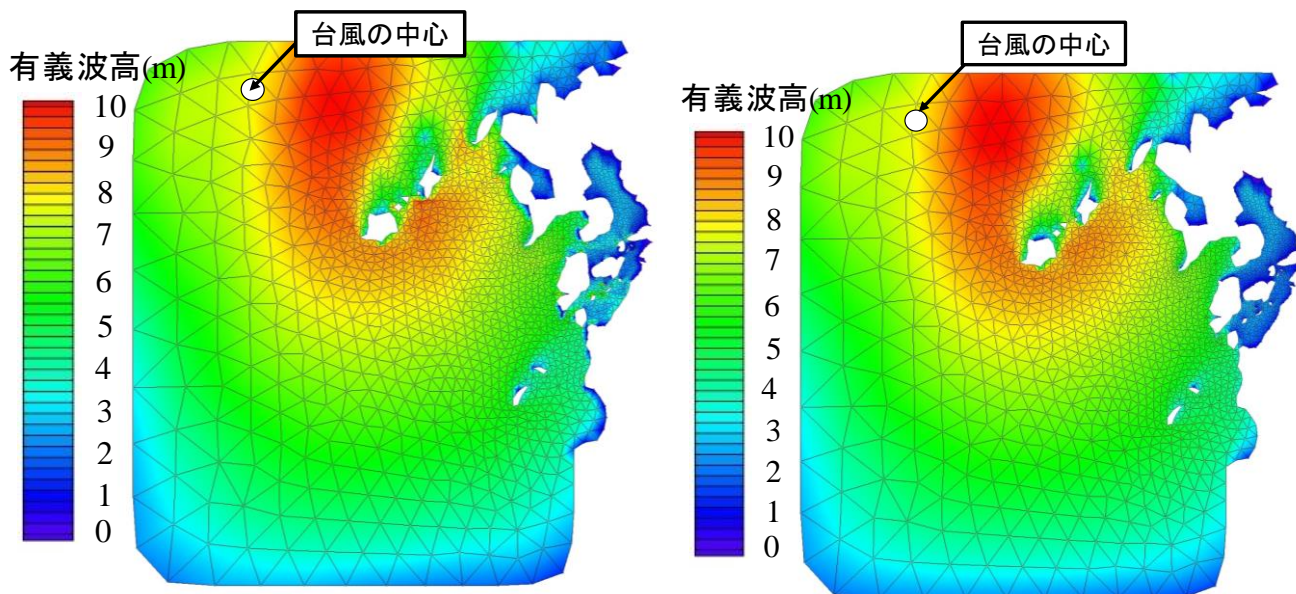


図 7-18 計算開始 17 時間後の有義波高の分布（左：1-way モデル 右：SWAN）

次に SWAN 単体との有義波高の差（1-way モデル—SWAN 単体）および計算開始 17 時間後の水位分布をそれぞれ図 7-19 および図 7-20 に示す。なお図 7-19 において、赤は 1-way モデルが高く、青は SWAN の方が高いことを示す。

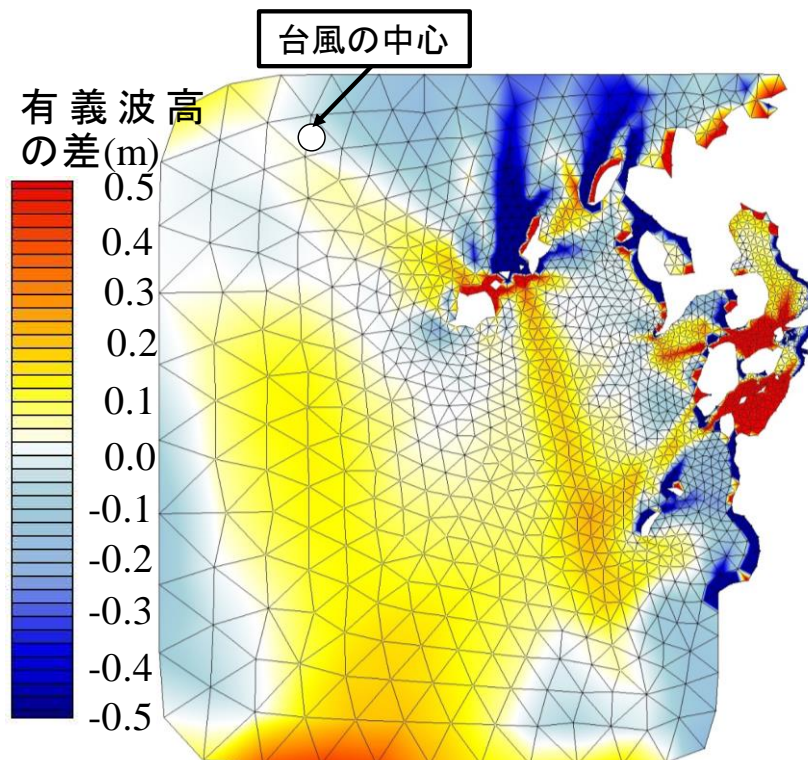


図 7-19 計算開始 17 時間後の有義波高の差

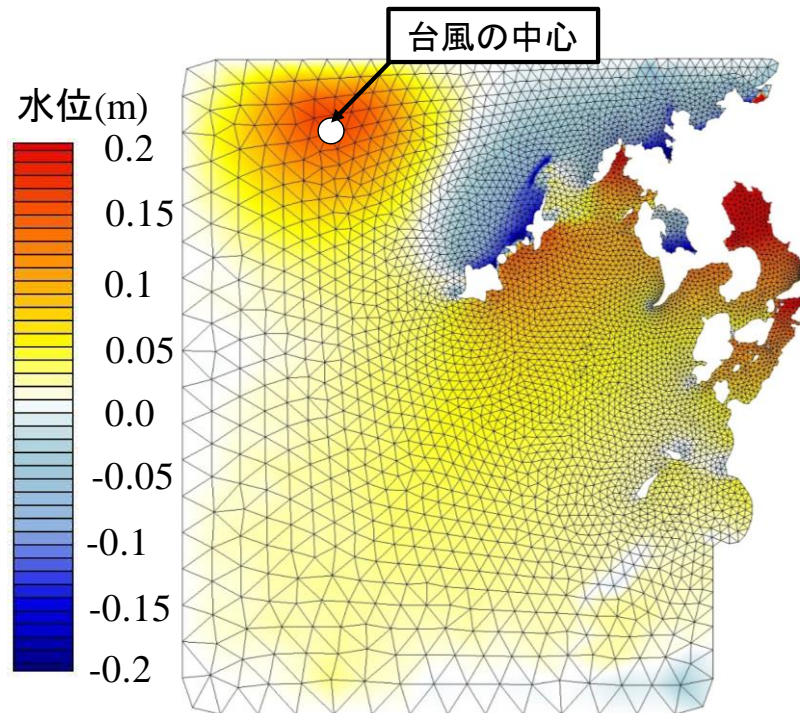


図 7-20 計算開始 17 時間後の水位分布

五島列島周辺や天草周辺といった海域で有義波高に大きな差が生じていることがわかる。これらの海域は波と流れの相互作用が活発な沿岸域や台風の影響で水位が変化している海域であり、1-way モデルにおいて波への水位の影響を考慮した結果、このような差が生じたと考えられる。

有明海や八代海に着目すると、湾の全域にわたって有義波高が増大している。これも主に波の計算に吹き寄せ効果によって上昇した水位を引き渡したことによって、水深が深くなり波高が増大したと考えられる。この結果は流れや水位を考慮せずに波の計算を行った場合、生じる波高を過小評価してしまう危険性があることを示唆している。

7-5 相互作用カップリングモデルの開発

7-5-1 単純地形での検証

波は沿岸域に進行すると水深変化の影響を受け、波長は短くなり波高は増大する。そして形を保てなくなった波は砕波する。砕波点より沖側では波の進行に伴い波高は増加し波によって生じる力 F_x , F_y も大きくなるため、岸方向に平均水位は減少していく（ウェーブセットダウン）。一方、砕波点より岸側では波の進行に伴い波高が減少し F_x , F_y も減少するため、岸方向に平均水位は増加する（ウェーブセットアップ）。したがって、 F_x , F_y が平均水位に変化を与えることから、波から流れへの影響を考慮する計算（波受け渡し計算）および波と流れの相互作用を考慮した計算（相互作用計算）の検証では、ウェーブセットダウンおよびウェーブセットアップなどが起きるような勾配地形で計算を行った。単純地形開境界からスペクトル波を与え、水位の変化を確認した。Ting(2001)の実験の結果と比較することで、本研究で開発した相互作用モデルの妥当性の検証を行った。

A) 計算領域および計算条件

波受け渡し計算および相互作用計算において共通で用いた計算格子を図 7-21 に示す。計算領域は x 軸方向に 60m, y 軸方向に 65m であり, 格子サイズは x 軸方向に 2m, y 軸方向に 1m である。最大水深は 0.46m で勾配は y 軸方向 14m の地点から 1:35 とした。なお, 用いた計算格子は流れモジュールと波モジュールで共通である。主な計算条件を表 7-4 に示す。開境界($y=0$ m)から y 軸方向に有義波高 0.152m, ピーク周期 2.00 秒のスペクトル波を与えた。気圧は領域全体で一定とし, 1013hPa とした。

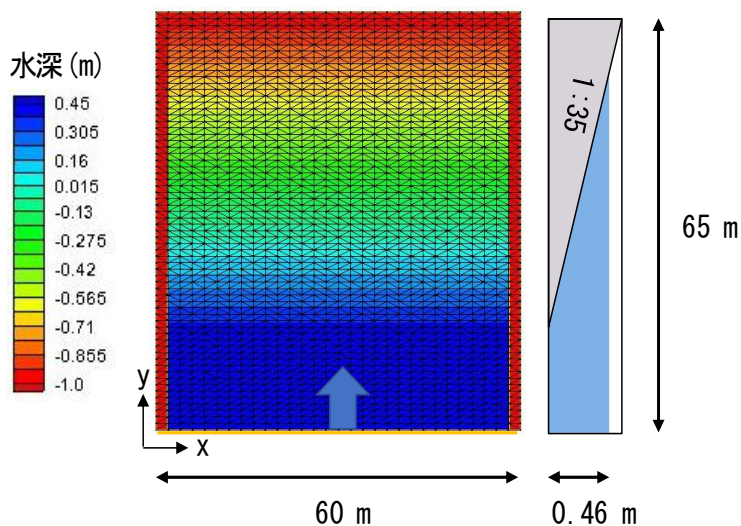


図 7-21 計算領域

表 7-4 計算条件

計算条件	流れ	波
ノード数	2046	
メッシュ数	3900	
水平格子点間隔	x方向 2m y方向 1m	
鉛直方向層数	1層	
水深	最大0.46m (勾配1:35)	
計算時間間隔	0.01秒	5秒

B) 計算結果

波受け渡し計算および相互作用計算で計算された x 軸中央部($x=30\text{m}$)における有義波高の y 軸方向の変化を図 7-22 に示す。

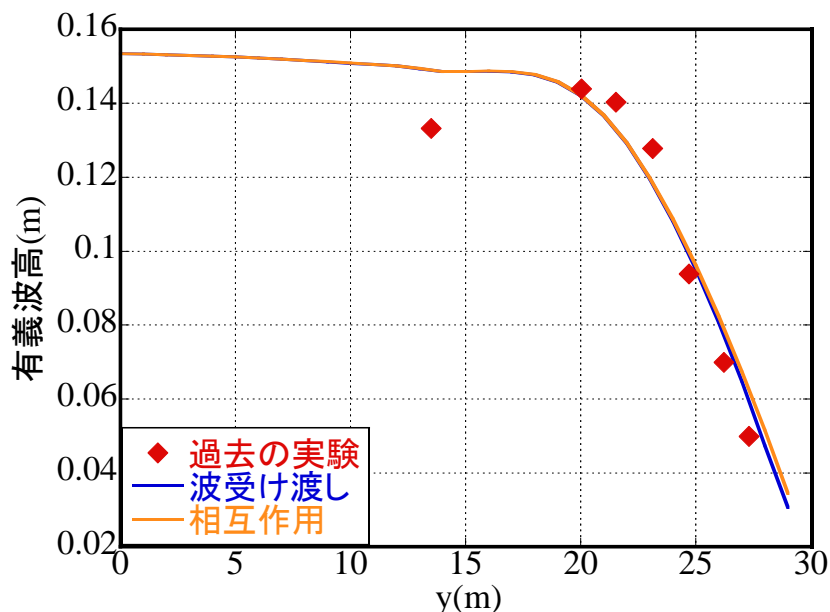


図 7-22 x 軸中央部($x=30\text{m}$)における有義波高の y 軸方向の変化

まず、 $y=0$ m 付近では、波受け渡し計算および相互作用計算いずれの場合も入力した値を示している。そして水深が浅くなるにつれ小さくなっている。これら結果を実験値と比べてみると、よく似た挙動を示していることからいずれの場合も波の計算が適切に行われていることがわかる。また、波受け渡し計算と相互作用計算の結果を比較するとほとんど差がないものの汀線付近でわずかに差が生じており、相互作用を考慮した結果であると考えられる。

次に、波受け渡し計算および相互作用計算で計算された x 軸中央部($x=30\text{m}$)における水位の y 軸方向の変化を図 7-23 に示す。

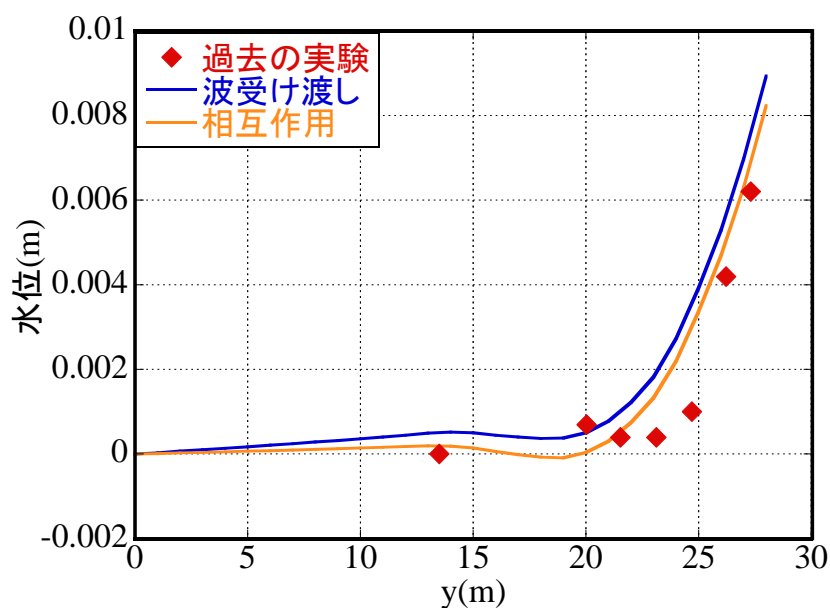


図 7-23 x 軸中央部($x=30\text{m}$)における水位の y 軸方向の変化

砕波点 (y=20m 付近) より沖側では、一度上昇した水位がわずかに降下しておりウェーブセットダウンを再現できている。また、砕波点より岸側では水位が上昇しておりウェーブセットアップを確認できた。また、値も実験値と近い値を示しており、波受け渡し計算および相互作用計算が適切に行われていることがわかった。波受け渡し計算および相互作用計算の結果を比較すると、相互作用計算の方の水位が全体的に低く、ウェーブセットダウンによる水位の降下幅もわずかながら大きい。これも相互作用を考慮したために生じた差であると考えられる。

7-5-2 相互作用モデルと FVCOM および SWAN の比較

A) 計算領域および計算条件

計算領域を図 7-24 に示す。計算領域は x 軸方向に 30km, y 軸方向に 14km であり、格子サイズは x 軸, y 軸方向ともに 100m である。最大水深は 11 m で勾配は y 軸方向 0m の地点から 1:1000 とした。なお、流れモジュールと波モジュールで同様の計算格子を使用した。

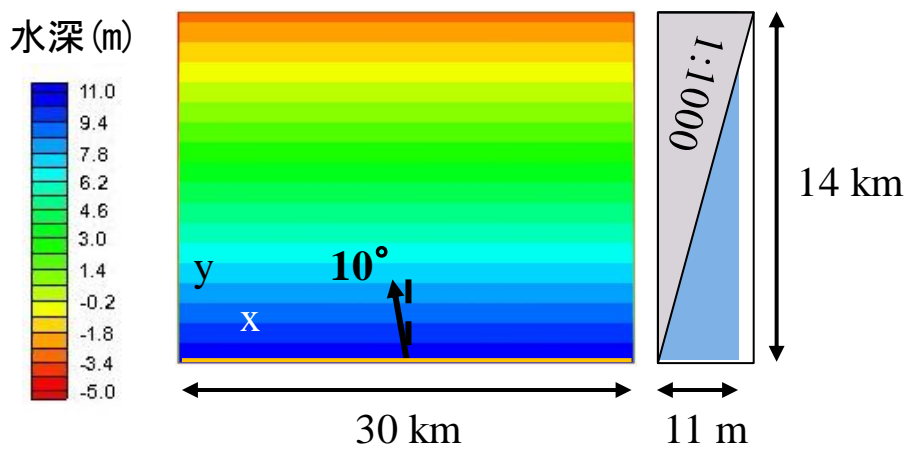


図 7-24 計算領域

開境界(y=0)に y 軸方向から反時計回りに 10 度の方向に有義波高 3m, 有義波周期 8 秒のスペクトル波と、振幅 2m, 周期 12 時間の潮汐を入力した。計算時間間隔は、流れの計算は 0.25 秒、波の計算は 2 分である。主な計算条件を表 7-5 に示す。なお、FVCOM の計算は相互作用計算における流れの計算に準拠し、波の計算においても同様に相互作用計算における波の計算に準拠した。

表 7-5 計算条件

計算条件	流れ	波
ノード数	42441	
メッシュ数	84000	
水平格子点間隔	100m	
鉛直方向層数	1層	
水深	最大11m (勾配1:1000)	
計算時間間隔	0.25秒	2分

B) 結果

まず、計算領域中央部($x=15\text{km}$, $y=8\text{km}$)における有義波高の時系列変化を図 7-25 に示す。青線が SWAN による計算、赤線が相互作用モデルによる計算結果である。SWAN では流れを考慮していないため時間的変化は見られなかったが、相互作用モデルによる計算では潮汐による水位変化の影響を受けて有義波高も時間的に変動している。

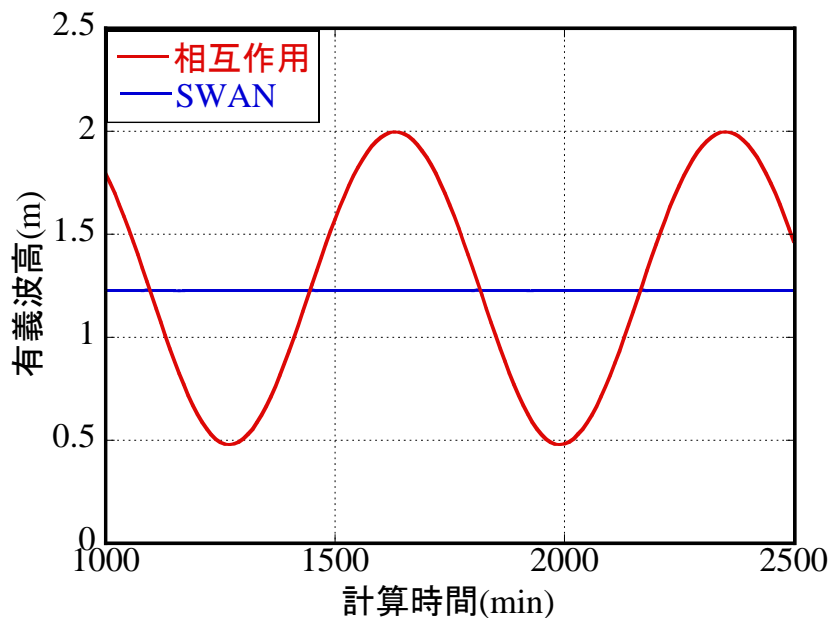


図 7-25 有義波高の時系列変化

次に、 x 軸方向中央($x=15\text{ km}$)における有義波高の y 軸方向への変化を図 7-26 に示す。SWAN での碎波点は $y=4\text{ m}$ 付近であるが、相互作用計算では潮汐変動による水深の変化により、干潮時は $y=2\text{ m}$ 付近、満潮時は $y=6\text{ m}$ 付近で碎波するなど碎波点の移動が見られた。

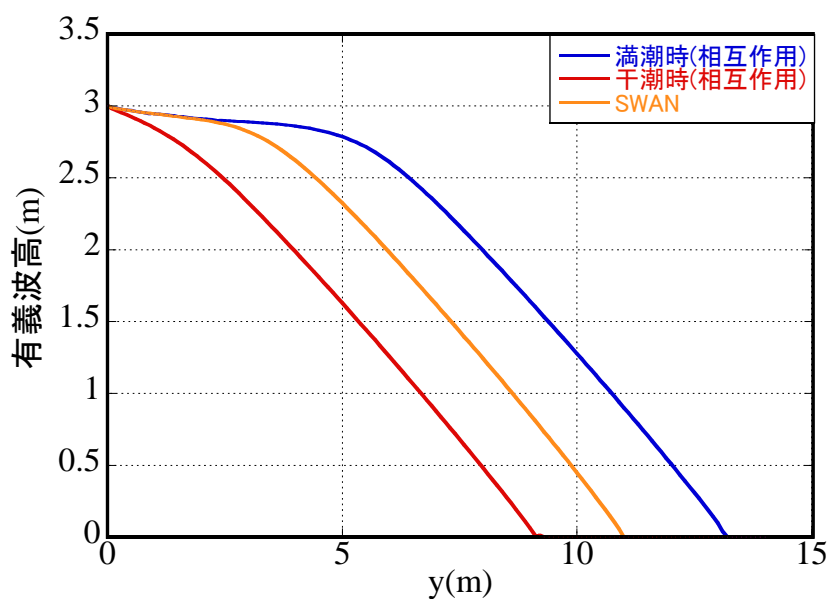


図 7-26 有義波高の空間変化

次に、計算領域中央部($x=15\text{km}$, $y=8\text{km}$)における水位の時系列変化図 7-27 に示す。両者の水位にほとんど差はないが、相互作用計算による水位の方が常時わずかに高い水位を示しており、その差は干潮時に大きいことがわかる。この理由は、干潮時は砕波点が沖側に移動し波高の分だけ水位が上昇するためだと考えられる。

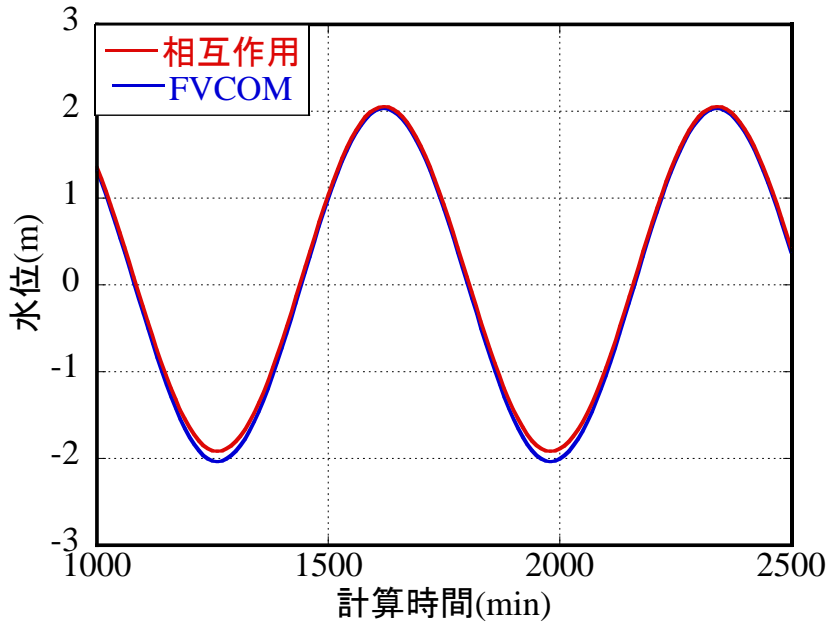


図 7-27 水位の時系列変化

最後に、 x 軸方向中央($x=15\text{km}$)における有義波高の y 軸方向への変化を図 7-28 に示す。満潮時、干潮時どちらも砕波点より沖側において相互作用計算と FVCOM での水位に大きな差は見られなかったが、砕波点より岸側では水位の上昇の仕方に違いが現れた。具体的には相互作用計算の方がより上昇量が大きくなった。この理由は、砕波による平均水位の上昇（ウェーブセットアップ）を考慮できているからだと考えられる。また干潮時に差が顕著であり FVCOM との差は最大 0.15m となった。

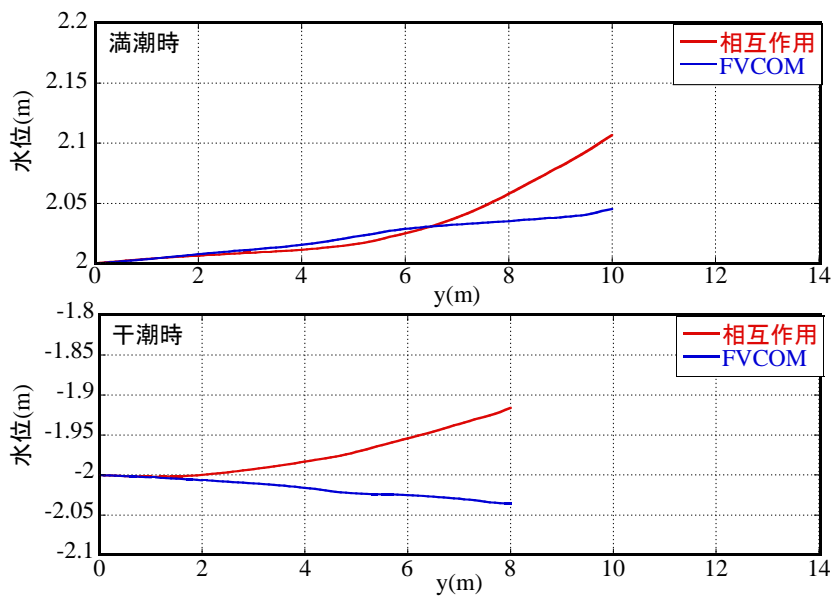


図 7-28 水位の空間変化

7-5-3 計算精度と計算効率の関係

相互作用計算において、流れモジュールと波モジュールで異なる計算格子を用いた場合に、格子の違いが計算精度や計算時間に与える影響を評価した。

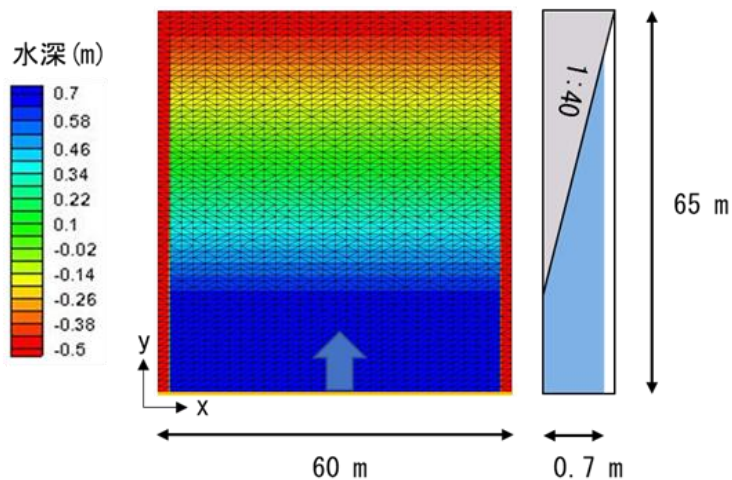


図 7-29 計算領域

計算領域を図 7-29 に示す。計算領域は x 軸方向に 60m, y 軸方向に 65m である。最大水深は 0.7m で勾配は y 軸方向 15m の地点から 1:40 とした。計算効率と計算精度の関係を検討するため 3 つのケースを用意した。流れモジュールはすべての計算ケースで同じ計算格子を使用し、波モジュールにはそれぞれ異なる解像度の計算格子を用いた(図 7-30)。表 7-6 に各ケースで用いた計算格子の詳細を示す。外力として開境界($y=0$ m)から y 軸方向に有義波高 0.194m, ピーク周期 1.58 秒のスペクトル波を与えた。気圧は領域全体で一定とし、1013hPa とした。

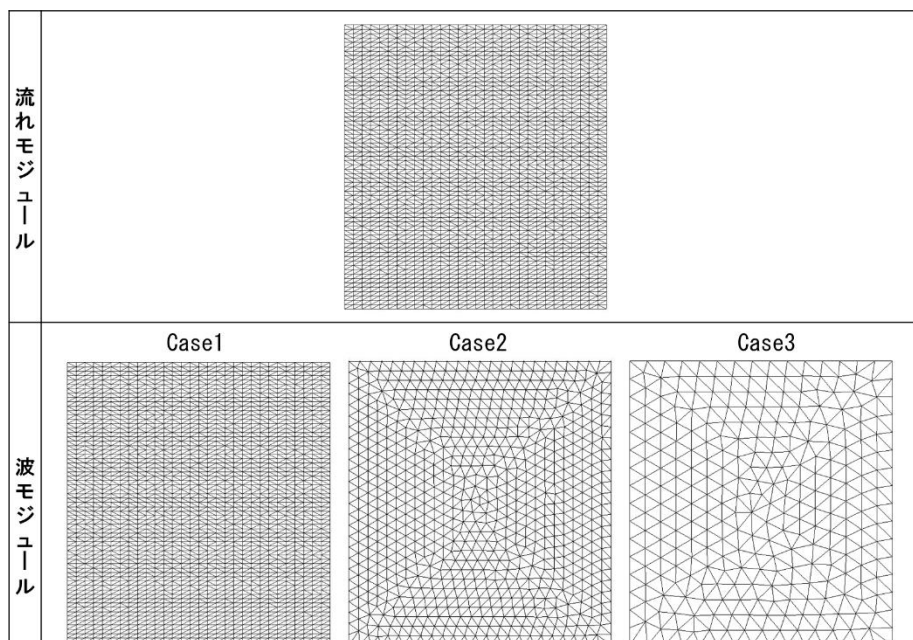


図 7-30 計算格子

表 7-6 計算ケース

計算ケース	流れモジュール	波モジュール
Case1	ノード数 2046	流れモジュール同様
Case2	メッシュ数 3900 格子間隔	ノード数 751 メッシュ数 1400 格子間隔 2.5 m程度
Case3	x軸方向 2 m y軸方向 1 m	ノード数 301 メッシュ数 538 格子間隔 4 m程度

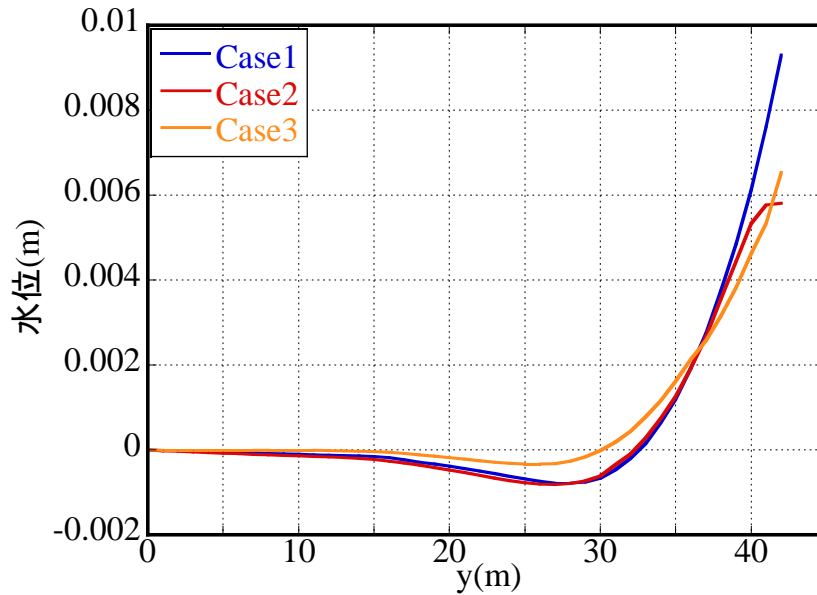


図 7-31 水位の空間分布

x 軸方向中央($x=30\text{m}$)における水位の y 軸方向への変化を図 7-31 に示す. 最も詳細な計算格子を用いている Case1 とそれより 2 倍程度粗い計算格子を用いた Case2 を比較してみると, 水位の空間分布に大きな差は見られない. ところが, Case1 より 8 倍程度粗い格子の Case3 では, Case1 と比較して, 砕波点付近での水位の低下幅や汀線付近での水位上昇幅が小さくなっている. これは波の計算において粗い計算格子を用いたことによって精度よく計算できていないためであると考えられる.

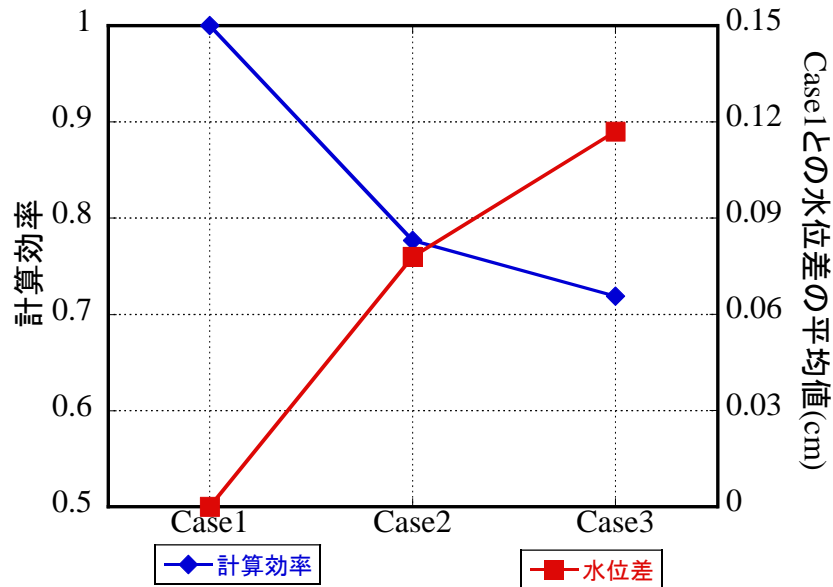


図 7-32 計算効率と計算精度の関係

図 7-32 に計算効率と計算精度の関係を示す。赤線は図 7-31 で示した各ケースの水位と Case1 との水位差の絶対値を y 軸方向に平均した値である。計算格子の解像度が高いほど計算精度は高くなっており、Case1 と Case3 では 0.04cm の差が見られた。青線は Case1 の計算時間に対する各ケースの計算時間を示す。計算精度とは異なり、解像度が低いほど計算時間は短くなっており、計算効率がよくなっている。Case3 は Case1 と比較し約 3 割計算時間を短縮することができた。このように計算精度と計算時間は互いにトレードオフの関係になっており、計算を行う際には、求められる精度と計算時間を考慮した適切な設定が必要となる。

7-5-4 九州西部海域への適用

本研究で開発した相互作用モデルを用いて台風来襲時の波浪推算および高潮推算を行った。対象とした台風は 7-3 と比較するため 2012 年 16 号台風を用いた。

A) 計算領域および計算条件

図 7-33 に計算領域および流れモジュールおよび波モジュールで用いた計算格子を示す。計算領域および各モジュールでの計算格子は 7-4-2 で用いたものと共通である。気象外力も同様に台風モデル（時間解像度 1 時間、水平解像度 5km）を用いた。計算期間は 2012 年 16 号台風来襲時（2012 年 9 月 15 日 9 時～18 日 9 時）とした。風応力を定めるバルク係数 C_d は Yelland and Taylor (1996) による式を用いた。

$$C_d = 0.6 \times 10^{-3} + 0.07 \times 10^{-3} \times U_{10} \text{ for } 6.0 < U_{10} \quad (7.5)$$

ここで、 U_{10} は海上 10m 地点での風速である。

なお、本計算では Action density の計算に陽解法を用いている。

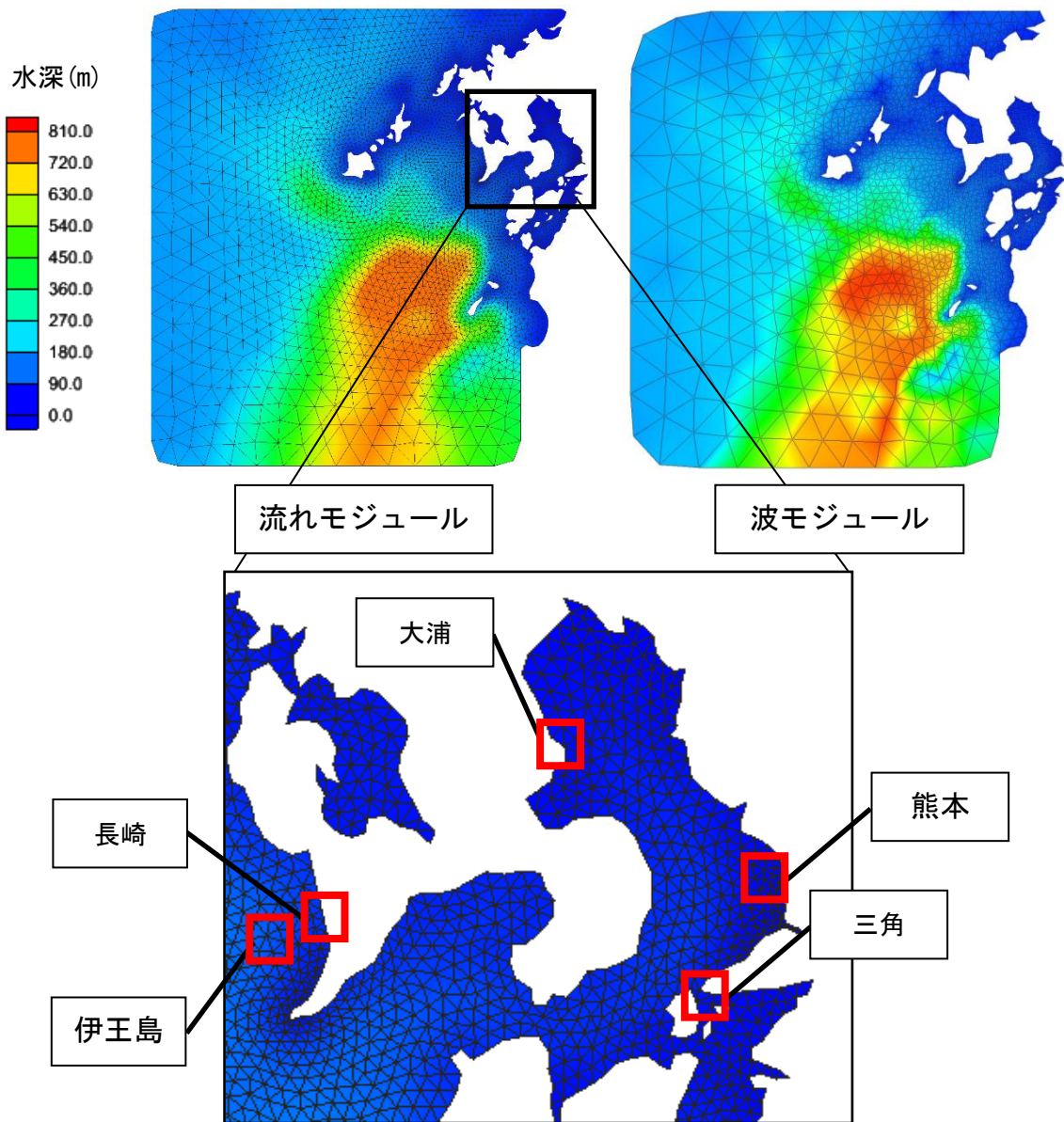


図 7-33 計算領域および計算格子

また、鉛直方向層数について、流れモジュールは3層としたが、表層にのみ F_x , F_y を受け渡すこととした (図 7-34) . 表 7-7 には主な計算条件を示す.

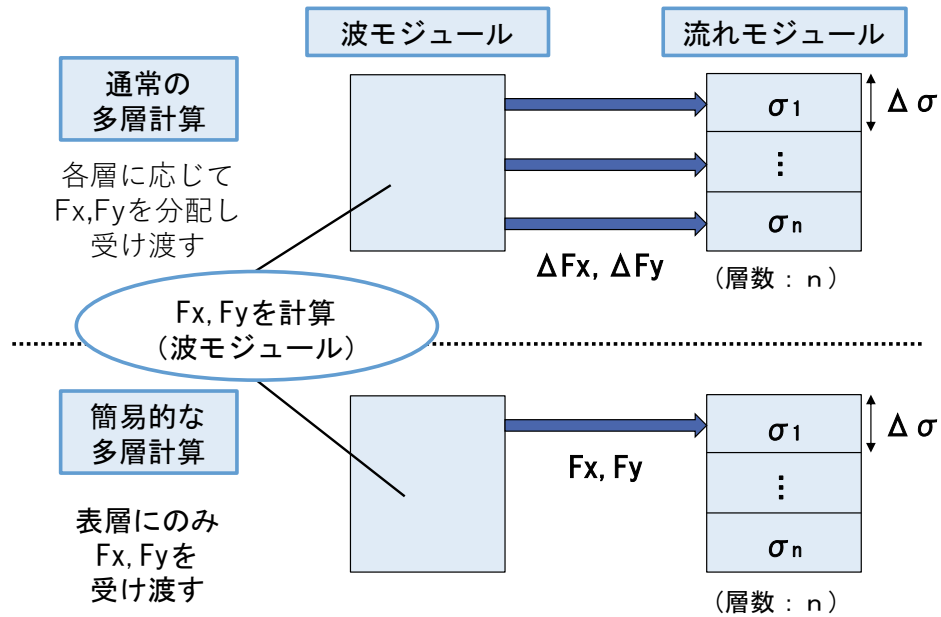


図 7-34 F_x, F_y の受け渡し方法

表 7-7 計算条件

計算条件	流れモジュール	波モジュール
ノード数	4427	1607
メッシュ数	8157	2871
水平格子点間隔	1-20km	2-40km
鉛直層数	1	1
計算時間間隔	0.1秒	5秒
計算期間	72時間	72時間

B) 計算結果

伊王島および熊本において NOWPHAS の観測値と有義波高の時系列変化を比較し、大浦、長崎および三角において潮位偏差の時系列変化を気象庁の観測値と比較した。

図 7-35 に相互作用モデルで計算された伊王島および熊本での有義波高の時系列変化、そして NOWPHAS で観測された有義波高の時系列変化を示す。赤線白抜きはおよび実線はそれぞれ計算値と観測値を示す。

伊王島において、計算開始から約 30 時間後までは観測値と比較して最大 50cm 程度過小評価している。観測値は約 35 時間後から波高が急激に増大しているのに対し、相互作用モデルモデル 40 時間後から波高が増大しており波高が増大する時刻に 5 時間程度の差が見られた。一方波高が最大となる時刻や最大波高はよく一致している。

熊本において、計算開始から約 40 時間後まで大きな差は見られず、波高が増大するタイミングや波高が最大となる時刻も一致している。ところが、相互作用モデルでは最大波高を 40cm ほど過大評価しており、その後の時系列変化も一致しているとは言い難い。

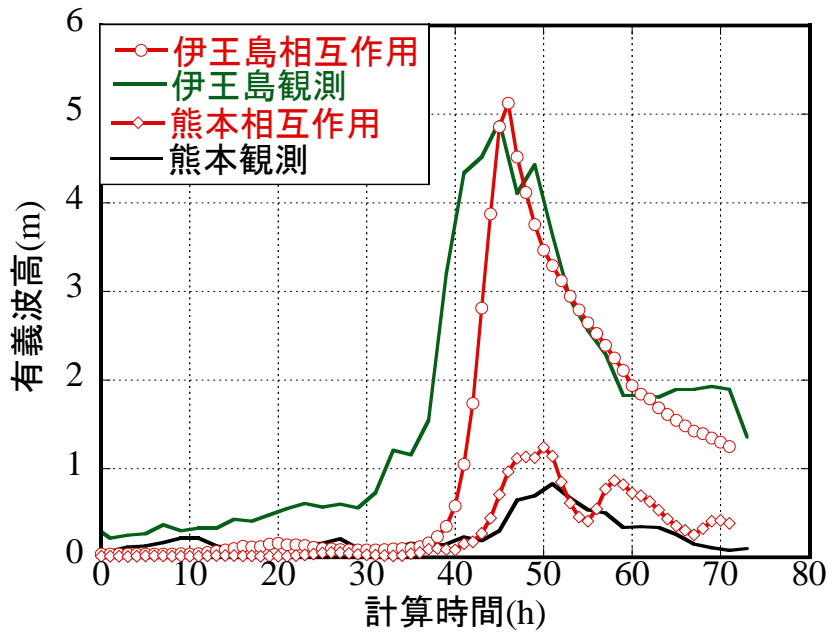


図 7-35 相互作用モデルでの有義波高の時系列変化

図 7-36 の相互作用モデルで計算された大浦，長崎および三角の潮位偏差の時系列，そして気象庁によって観測された各地の潮位偏差の時系列変化を示す．白抜き，実線はそれぞれ計算値と観測値を示し，赤，青および緑はそれぞれ大浦，長崎および三角の結果を示す．

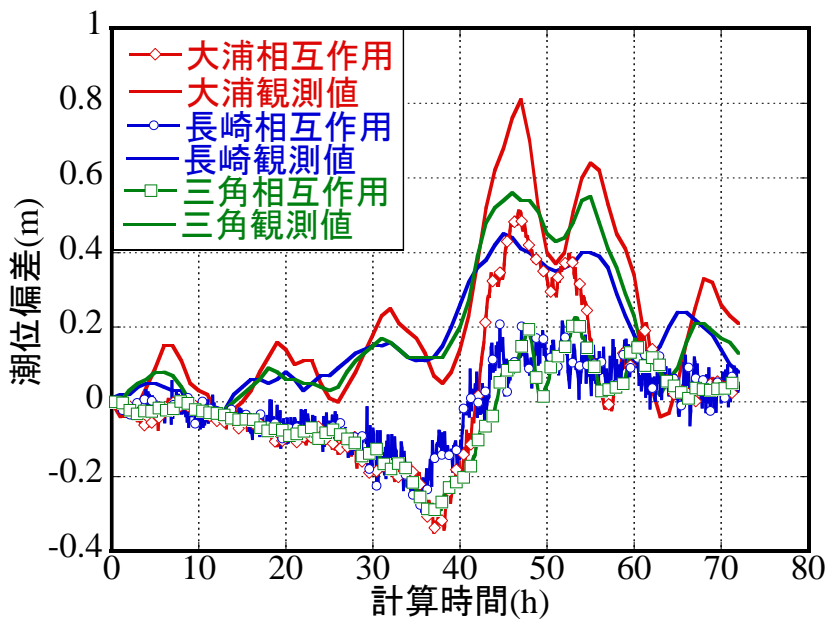


図 7-32 相互作用モデルでの潮位偏差の時系列変化

まず，いずれの3地点においても相互作用モデルで計算された潮位偏差は，計算開始約38時間後まで直線的に低下し，その後上昇に転じている．一方観測値はいずれの3地点においても，潮位偏差は一定周期で上下した後，計算開始約38時間後から一気に上昇している．次に，計算開始38時間後から60時間後までは3地点とも観測値と計算値がよく似た推移をしていることがわか

る。さらに計算値約 38 時間後時点の潮位偏差とピーク時の潮位偏差の差（上昇幅）は 3 地点とも計算値と観測値で概ね一致している。

これらのことから台風最接近時の潮位偏差の挙動を再現することはできているが、それまでの潮位偏差の変動を上手く再現できていないと言える。この原因として、モデルの不完全性や気象外力の精度、そして計算条件の不備などが考えられる。ところで、Ide et.al. (2021)によると高潮による潮位偏差は潮汐の影響を受け変化することが報告されている。しかし本計算では潮汐を境界条件（外力）として与えていないため、高潮による潮位偏差が潮汐から受ける影響を考慮しておらず、その結果このような差が生じたと考えることもできる。

7-6 おわりに

本章では、非構造格子海洋流動モデルと第三代波浪推算モデル SWAN を基にして、流れから波への 1-way カップリングモデルおよび波・流れ相互作用カップリングモデルの開発を行った。流れの計算には FVCOM を用い、波の計算には SWAN を用いた。両計算でそれぞれ異なる計算格子と計算時間間隔を設定可能にすることで計算効率の向上を図った。

まず、矩形の単純地形を用いて、流れ受け渡し計算（1-way モデル）、波受け渡し計算、相互作用計算それぞれのモデルの検証を行った。それぞれの計算で、既往のモデルや推算法、既往研究などの結果と比較することで、それぞれの計算の妥当性を確認した。また、相互作用計算を既往のモデルと比較することで、相互作用を考慮することによる影響を確認した。その結果、波浪については碎波点の変化が見られ、水位についてはウェーブセットアップの有無などの違いがあることがわかった。また、計算精度と計算効率の関係を検討した結果、計算精度と計算効率は互いにトレードオフの関係になっており、計算を行う際には、求められる精度と計算時間を考慮した適切な設定が必要となる。

次に、九州西部海域を対象に台風外力を与え計算を行い、観測値と比較することで、本モデルの妥当性について検討した。その結果、潮位偏差は過小評価となったものの変化の動態を再現でき、有義波高はある程度観測値と一致した。また、流れや水位の影響によって有義波高が変化し、有明海や八代海では流れや水位を考慮せずに波の計算を実施した場合生じる波高を過小評価してしまう可能性を示した。実地形での計算に対しても十分な精度を得るために、より適切な計算条件や計算格子の設定、そして適切な外力の設定が必要である。

これらの結果から非構造格子モデルを用いて、計算負荷が低く高精度な計算が可能な波・流れ相互作用カップリングモデルの構築が可能であることを示すことができた。

参考文献

- 気象庁「気象庁 | 潮汐・海面水位のデータ 潮汐観測資料（九州地方）」
(https://www.data.jma.go.jp/gmd/kaiyou/db/tide/genbo/g_kyushu.php) 最終アクセス 2021 年 2 月 14 日
- 北本朝展（国立情報学研究所(NII)）「デジタル台風：台風 201216 号 (SANBA) - 総合情報（気圧・経路図）」
(<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/summary/wnp/s/201216.html.ja>) 最終アクセス 2021 年 2 月 14 日
- 国土交通省港湾局「過去データのダウンロード | リアルタイムナウファス: 国土交通省港湾局 全国港湾海洋波浪情報網」(https://nowphas.mlit.go.jp/pastdata_select/2012//2012//) 最終アクセス 2021 年 2 月 14 日

- Booij, N. R. R. C., R. C. Ris, and L. H. Holthuijsen (1999): A third-generation wave model for coastal regions: 1. Model description and validation. *Journal of geophysical research: Oceans*, Vol.104, No.C4, 7649-7666.
- Bretschneider, C.L. (1954): Generation of Wind Waves over a Shallow Bottom, Tech. Memo. 51, Beach Erosion Board, U.S. Army Corps of Eng.
- Chen, T., Q. Zhang, Y. Wu, C. Ji, J. Yang, and G. Liu (2018): Development of a wave-current model through coupling of FVCOM and SWAN, *Ocean Engineering*, Vol.164, 443-454
- Ji, C., Q. Zhang, and Y. Wu (2018): An empirical formula for maximum wave setup based on a coupled wave-current model. *Ocean Engineering*, Vol.147, 215-226.
- Ide, Y., M. Yamashiro and N. Hashimoto (2021): Proposal of new indexes for development characteristics of storm surge considering topographical features and tides, *Coastal Engineering Journal*, Vol.63, Issue2, 107-125.
- Sun, Y., W. Perrie and B. Toulany (2018): Simulation of Wave-Current Interactions Under Hurricane Conditions Using an Unstructured-Grid Model: Impacts on Ocean Waves, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol.123, No.5, pp3739-3760
- Ting, F. C. (2001): Laboratory study of wave and turbulence velocities in a broad-banded irregular wave surf zone, *Coastal Engineering*, Vol.43, No.3-4, 183-208.
- Yelland, M., & Taylor, P. K. (1996): Wind stress measurements from the open ocean. *Journal of Physical Oceanography*, Vol.26, No.4, 541-558.

第8章 総括

我が国は人口や産業が臨海部に集積し、沿岸水面や陸域は多様で高密度な利用がなされている。このため、沿岸域の環境保全・修復・創造は極めて重要である。一方で、沿岸域は台風、高潮、高波、津波など厳しい自然にもさらされている。本研究では非構造格子海洋流動モデル FVCOM を、改良を加えつつ沿岸域の様々な工学的課題に適用し、その適用性を明らかにした。対象とした工学的課題は、温暖化の高潮への影響と適応策の検討、豪雨による河川からの流木および土砂の流出、航路における局所的浅所の発達、波浪と流れのカップリングであり、それぞれ防災、環境、利用に関する課題である。

第1章では、本研究の背景、目的および既往の研究について述べた。

第2章では、本研究で用いた非構造格子海洋流動モデル FVCOM、海洋潮汐モデル Nao99.Jb、経験的台風モデルについて述べた。

第3章では、高潮への脆弱性が高く温暖化によって更なるリスクの増大が懸念される有明海湾奥部を対象として、FVCOM を用いて高潮氾濫シミュレーションを行った。さらに、非構造格子モデルの地形表現の柔軟性と線境界の機能を応用して水門の開閉などの機能を組み込んだ。その他、種々の高潮対策施設をモデルに組み込み温暖化適応策について検討した。検討に先立ち高潮が最大となるような台風の最悪経路を選定した。その結果、有明海の西側を南南西から北北東に通過する経路となった。この経路を既往最大規模の台風が通過した場合の高潮シミュレーションを行うことで、堤防の嵩上げ等の温暖化適応策の効果を検討した。その結果、堤防の嵩上げによって多くの地域で最大浸水深が低下し、浸水が発生しなくなった地域もあった。次に、将来の高潮について検討するため「地球温暖化対策に資するアンサンブル気候予測データベース、database for Policy Decision making for Future climate change (d4PDF)」を用いて将来有明海周辺に來襲する台風について検討した。その結果、來襲する台風の個数に大きな変化はないが、中心気圧が 940hpa を下回る台風の割合は過去実験に比べ 2 倍程度に増加することがわかった。その後将来気候における高潮シミュレーションを行った。その結果台風の強大化に伴い発生する高潮偏差は最大で 50cm 程度上昇することがわかった。最後に、将来気候における最悪台風や L2 規模の台風が最悪経路で來襲した際の高潮や将来海面上昇が生じた場合の将来の最悪台風による高潮のシミュレーションを行い、またこれに対す温暖化適応策の効果を検討した。その結果、将来の最悪台風が來襲した場合は海面上昇を考慮した上でも堤防の嵩上げをすることで浸水を抑えることができた。一方 L2 規模の台風が最悪経路で來襲した場合は嵩上げのみでは対応できないことがわかった。これらの検討より、有明海湾奥部における高潮の将来変化やそれに対する適応策の検討を行う上で非構造格子海洋流動モデルが適用可能であることが示された。

第4章では、豪雨による出水時に流出する流木の回収作業の効率化に資するため、流木漂流シミュレーションを実施した。よりリアルな漂流物の挙動を再現するため流木の浮力および風からの抗力を考慮できるようにした。改良したモデルを用いて、平成 30 年 7 月豪雨での流木挙動のシミュレーションを実施し、九州地方整備局の流木回収データと比較することで、モデルの妥当性を検証した。不十分なデータによる精度検証ではあるが、精度向上に向けて改善の余地があることがわかった。これらの検討から非構造格子海洋流動モデルは漂流シミュレーションに対しても適用可能であり、更なる改良を行うことでより精度の高いシミュレーションが可能であると考えられる。

第5章では、有明海を対象に FVCOM のオプションである底質輸送モジュールを用いて検討を行った。有明海には大小 100 を超える河川が流入しており、降雨後の出水時には大量の土砂も流入し、アサリなどの水産資源に被害をもたらしている。このような被害の対策のためには有明海における土砂動態を把握することは不可欠である。そこで、有明海における出水時の底質輸送に関する検討を行った。湾内の流況やそれに伴う塩分変動、SS 変動についてモデルの再現性を検証するために、2008 年及び 2001 年の複数地点における実測データと比較を行った。潮位や流速は観測値とほぼ一致していたことから実際の流況場を再現できていたと言える。また、SS についても地点や期間によって、大潮期の一潮汐による変動幅が増減するといった問題はあるものの、大潮・小潮の周期による濃度の変動や大潮期におけるピーク値を概ね再現できた。塩分については初期値を空間的に一様としていたため、湾内の中でも海域によって大きく異なる塩分分布を十分に再現できなかった。また、表層と底層で差が見られず、密度躍層は形成されていなかったことから、鉛直方向にも分布を与える必要があると考えられる。これらの結果から、非構造格子海洋流動モデルが有明海における底質輸送の検討に適用できることが明らかになった。

第6章では、関門航路を対象に底質輸送モジュールを用いて検討を行った。これまでの研究で関門航路におけるサンドウェーブの発達と周辺海域での平均水位の変動との関係が示唆されており、今回これを、数値シミュレーションを用いて検討した。まず、平均水位の変動の再現性を確認したのち、平均水位の変動を考慮した底質輸送シミュレーションを実施した。その結果、平均水位の変動が周辺海域の潮流に影響を及ぼし、浅所の発達に影響を及ぼしていることを明らかにした。また、サンドウェーブの再現を目標に検討を行った結果、初期条件や境界条件を適切に設定することでサンドウェーブを概ね再現できることを示した。このように、非構造格子海洋流動モデルが関門航路における地形変化の検討にも適用可能であることを示した。

第7章では、波と流れの相互作用を考慮するため FVCOM と第三世代波浪推算モデルである SWAN を結合し波・流れ相互作用カップリングモデルを開発した。これまでのモデルで問題となっていた高い計算負荷を低減させるため波と流れの計算でそれぞれ異なる計算格子や計算時間間隔を設定できるようにした。開発に際し様々な検証を行いモデルの妥当性を示したのち、台風来襲時の高潮・波浪推算を行うことで本モデルの有用性を確認した。その結果、波と流れの計算でそれぞれ異なる計算格子や計算時間間隔を設定できるようにしたことで計算時間を大幅に短縮できることを示した。また、開発したモデルが従来のモデルより高精度な計算が可能であることを示した。すなわち非構造格子モデルを用いて、計算負荷が低く高精度な計算が可能な波・流れ相互作用カップリングモデルの構築が可能であることを示した。

一連の研究を通して、開発したモデルの更なる改良やより詳細な検討が必要な場合もあるが、沿岸域における様々な工学的課題に対して非構造格子海洋流動モデルが適用可能であることを示せたと考える。

謝辞

九州大学大学院工学研究院附属アジア防災研究センター教授の橋本典明先生より、海岸工学に関する様々な知識や社会的な知識のご教授、本研究を進めるにあたって数多くのご指摘、激励のお言葉などを賜りました。ここに記して心より感謝の意を表します。

九州大学大学院工学研究院附属アジア防災研究センター山城賢教授より、本研究を進めるにあたり研究方針や結果の表現方法等に対する熱心なご指導をしていただき、研究がうまくいかない時に多くの励ましのお言葉を賜りましたことを深く感謝いたします。

九州大学大学院工学研究院社会基盤部門笠間清伸教授には本論文をまとめるにあたり多くの貴重なご意見を頂きました。ここに心より感謝の意を表します。また、笠間先生は学部時代の恩師でもあり、私に研究の楽しさを教えてくれた方でもあります。そのおかげでこうして研究の道を歩んでおります。笠間先生には感謝の気持ちしかありません。

九州大学大学院工学研究院杉村佳寿教授より、様々なご指摘、アドバイスをしていただき、日ごろから進捗の様子を気にかけて頂きました。ここに記して心より感謝の意を表します。

九州大学大学院工学研究院井手喜彦助教には、研究を進めるにあたり **FVCOM**、プログラミングに関する様々な知識をご教授頂きました。ここに心より感謝の意を表します。

児玉充由技術職員より、中間発表等において研究に関するご指摘を頂き、またコンピュータの調整など研究に取り組む環境を整えて下さったことを深く感謝いたします。

港湾空港技術研究所沿岸環境研究領域の中川康之領域長（元九州大学大学院工学研究院教授）には、九大に赴任されていた間大変お世話になりました。研究に関するアドバイスや海岸工学に関する様々な知識をご教授いただきました。また、港空研に戻られてからも何かと気に掛けていただきました。ここに記して感謝の意を表します。

卒業生の折敷瀬さんには **FVCOM** に関する様々な知識をご教授いただき、研究面での相談に応じていただいたことを心より感謝いたします。

卒業生の首藤君には、私の修論研究を発展させて素晴らしい成果を出していただきました。その成果を生かして立派な論文を執筆できましたし、本論文も立派なものになったと思います。心より感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり、最も身近なところから様々なご協力を頂いた沿岸海洋工学研究室に在籍していた諸先輩方、後輩たち、同期の岡君、山本君、そして現在沿岸海洋工学研究室に在籍する修士課程の高良君、清水君、新見君、山田君、坂本君、鈴木君、杵永君、学部4年の、一木さん、尾崎君、新免君、田中さん、西村さん、広城君、福重君、村木君に厚くお礼を申し上げます。

最後になりましたが、自由に勉強する機会を与えてくださり、辛く苦しい時にも励ましの言葉をかけて頂く等、多くの支援をしてくださいました家族に言い尽くせないほどの感謝の意を表します。