

3次元海洋モデルにおける強風時の表層物理過程 の取り扱いと高潮推算への影響

Ocean Upper Layer Mixing Processes due to Strong-Wind Forcing in 3D Ocean Model and Their Influences in Storm Surge

森 信人¹・高田理絵²・安田誠宏³・間瀬 肇⁴

Nobuhito MORI, Rie TAKADA, Tomohiro YASUDA and Hajime MASE

Since major driving forces of storm surge are pressure depressions and wind stresses, a set of depth integrated equations is widely used for storm surge simulations. However, there are several phenomena which should be taken into consideration additionally. This study estimates effects of wave radiation stress, vertical mixing and turbulent flux for 3D storm surge model. The effects of revised radiation stresses in the sigma coordinate and wave directional spread are evaluated into the numerical model. The numerical results give significant influences of the wave radiation stress and the turbulent flux on the surface elevation and the current in the stormy condition.

1. 序論

一般的な高潮推算では、水深積分された長波方程式(2D)が用いられ、これまで様々な海域において追算値と実測値の比較が行われており、ラディエーション応力を考慮するなど(金洙列ら, 2008)改良を重ねられ、その有用性が検証されてきた。しかし、複雑地形の流速の鉛直分布など物理過程の中には、鉛直積分モデルでは再現できないものがあり、3次元流速を取り扱う海洋モデル(3D)の重要性が増している。例えば、Weisberg・Zheng (2006)は、2Dおよび3D高潮モデルを用いてハリケーンIvanに伴う高潮解析を行い、3Dモデルの方が鉛直積分流速がやや大きくなることを示している。金庚玉ら(2008)も3Dモデルを用いて、ラディエーション応力による高潮偏差の精度向上を報告している。

3Dモデルのラディエーション応力は、Mellorの式(2003)が一般的に用いられているが、定式化の問題点が指摘されており(Ardhuin, 2007)、さらなる改良が行われている。また、3Dモデルにおいては、海面における物理過程の理解およびモデル化に未解明な点が多く、例えば、海面粗度 z_0 、碎波に伴う乱流によるエネルギーフラックスの境界条件など素過程として確立していない重要なものが幾つかある。

本研究は、3D海洋モデルとこれに波浪モデルを双方向結合した結合モデルを用いて、ラディエーション応力項や波浪を考慮した詳細な諸物理過程が水位や流れなどの

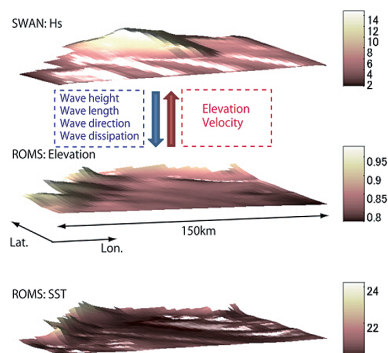


図-1 海洋・波浪結合モデルの概要

推算値に対して与える影響を検証・評価する。まず簡単な矩形湾において数値実験を行い、ついで1970年8月に土佐湾に襲来した台風7010号に伴う高潮の追算を行い、各過程の影響を検証する。

2. 計算モデルの概要

高潮の数値シミュレーションには、準3次元海洋モデルROMS (Shchepetkinら, 2005)を用いる。ROMSは、鉛直方向に σ 座標、水平方向に曲線座標系を用い、プリミティブ方程式を支配方程式とする準3次元海洋モデルである。本研究の高潮推算では、潮汐、乱流モデル、長波・短波放射の熱交換の物理過程に加え、前報(森ら, 2009)同様に大気圧低下に伴う吸い上げ項、ラディエーション応力項、波浪による海面粗度の変化及び乱流エネルギー(TKE)フラックスを考慮している。表層での熱フラックスはバルク式を用いて短波および長波放射による熱交換を考慮した。

1 正会員 博(工) 京都大学准教授 防災研究所
2 修(工) 大阪ガス株式会社
3 正会員 博(工) 京都大学助教 防災研究所
4 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

また、海洋モデルにおける運動量式に海面波の影響を考慮するためには、波浪の情報が become 必要になる。本研究では、海洋モデル (ROMS) に波浪モデル (SWAN) を MPI を用いて双方向結合した海洋・波浪結合モデルを用いる。図-1 に示すように、SWAN から ROMS へ波高、波長、波向き等の波浪統計量を渡し、ROMS から SWAN へ平均水位と流速および地形情報を与えている。

3. 考慮した海洋表層物理過程

台風などの暴風時の風応力によって、海面では水平方向の吹送流とともに波浪による強い鉛直混合が生じる。鉛直方向の混合が渦動粘性係数 K_z で表されるとすると、このような場の境界条件は、海面と海底面におけるせん断応力 τ_s 、 τ_b と乱流エネルギー (TKE) フラックスである。3次元海洋モデルでは、このような海面における境界条件の与え方に任意性がある。

(1) ラディエーション応力項

Mellor (2003) は、周期平均した海面波と流れの相互作用を考慮した σ 座標系における運動量式を提案し、鉛直方向座標に依存する形のラディエーション応力項を示した。以下では特に x 方向のラディエーション応力を考え、水平方向、鉛直方向のラディエーション応力項を分解し、 S_{xx} 、 S_{xy} 、 S_{x3} と表わすと、次のようになる。

$$S_{xx} = kdE[F_{cs}F_{cc} + (F_{cs}F_{cc} - F_{ss}F_{cs})] \dots\dots\dots(1)$$

$$S_{x3} = (F_{cc} - F_{ss})E^{1/2} \frac{\partial}{\partial x}(E^{1/2}F_{ss}) \dots\dots\dots(2)$$

ここで、 k は波数、 E は波浪エネルギーの積分値、 d は全水深、 ζ は鉛直方向座標、 F はそれぞれ

$$F_{ss} \equiv \frac{\sinh kD(1+\zeta)}{\sinh kD} F_{sc} \equiv \frac{\sinh kD(1+\zeta)}{\cosh kD} \dots\dots\dots(3)$$

$$F_{cs} \equiv \frac{\cosh kD(1+\zeta)}{\sinh kD} F_{cc} \equiv \frac{\cosh kD(1+\zeta)}{\cosh kD} \dots\dots\dots(4)$$

である。このモデルは、Ardhuin (2007) によりラディエーション応力の S_{x3} 項が不十分であることが指摘されており、改良型 S_{xx} 項 (Mellor, 2007) が提案されている。ここでは、両者の違いについて比較を試みた。

(2) 波浪スペクトル情報

ラディエーション応力は、波浪スペクトル $E(f, \theta)$ を含む積分値として取り扱われる。

$$S_{xx} = \iint E(f, \theta) \left\{ \frac{c_g(f)}{c(f)} [(1 - R(k, h)) \cos^2(\theta - \theta_0) + R(k, h)] \right\} d\theta df \dots\dots\dots(5)$$

ここで E は波浪スペクトル、 f は周波数、 θ は波向き、 θ_0 は平均波向き、 $c_g(f)$ および $c(f)$ はそれぞれ群速度と位相速度、 R は波数 k と水深 h に依存する関数である。結合計

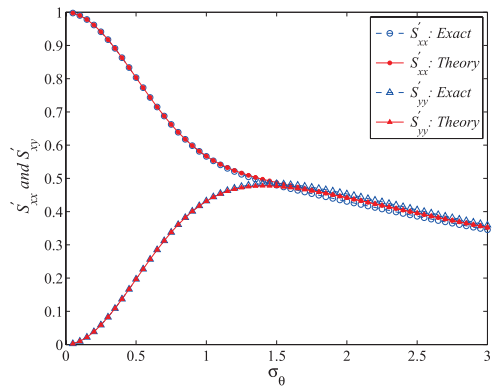


図-2 方向分散をパラメータライズした S_{xx} および S_{yy} の精度検証

算では、通信負荷を抑えるため、ラディエーション応力の算出には周波数・波向きともに平均値を用いた近似が行われていることが多い。波浪場が微小振幅波理論に従うとして、代表値 $\bar{f}$ 、 $\bar{\theta}$ を用いて式 (5) を書き換えると

$$S_{xx} = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \left[\frac{c_g(\bar{f})}{c} (\cos^2(\bar{\theta}) + 1) - \frac{1}{2} \right] \dots\dots\dots(6)$$

となる。Feddersen (2004) は、方向分散を無視するとラディエーション応力の見積りに大きな誤差が生じることを指摘している。そこで、ここでは方向分布の影響を方向分散を用いて簡便に考慮することを試みる。まず波浪のエネルギースペクトル $E(f, \theta)$ を $E(f, \theta) = F(f) D(\theta - \bar{\theta})$ のように変数分離できると仮定する。これを用いて式 (6) を書き換えると

$$S_{xx} = \int_0^\infty F(f) \frac{c_g(f)}{c(f)} df \times \left[1 + \int_{-\pi}^\pi D(\theta - \bar{\theta}) \cos^2(\theta) d\theta \right] - \frac{1}{2} E_0 \dots\dots\dots(7)$$

となる。ついで、 D をガウス分布 $D(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} e^{-\frac{1}{2}(\frac{\theta - \bar{\theta}_0}{\sigma_\theta})^2}$ と近似する。 σ_θ は、光易型方向分布関数 $\cos^2 \theta$ に対して、 $\sigma_\theta \approx \sqrt{2/(S+1)}$ なる関係を持つ。式 (7) の θ に関する積分は解析的に求められ、方向分散 σ_θ の関数となる。

$$\int D(\theta) \cos^2(\theta - \theta_0) d\theta \approx \frac{e^{-2\sigma_\theta^2}}{2} \left[e^{2\sigma_\theta^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta}\right) + 1 \right] \quad (8)$$

S_{xx} の例だけ示したが、 S_{yy} や S_{xy} についても同様であり、例えば S_{yy} の積分では以下の関係を用いる。

$$\int D(\theta) \sin^2(\theta - \theta_0) d\theta \approx \frac{e^{-2\sigma_\theta^2}}{2} \left[e^{2\sigma_\theta^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta}\right) - 1 \right] \quad (9)$$

図-2 は、式 (8) および (9) を用いた近似式と式 (5) を直接数値積分した結果である。図より、平均波向きに

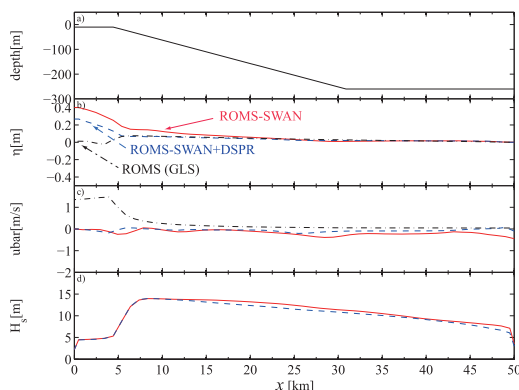


図-3 矩形湾を対象とした高潮における方向分散の影響 (上段：地形，2段目：水位，3段目：岸沖鉛直積分流速，4段目：有義波高；実線：結合モデル (ROMS-SWAN)，破線：結合モデル+方向分散 (ROMS-SWAN-DSPR)，一点鎖線：単独モデル (GLS))

加えて，方向分散を考慮するだけで，方向分布関数をほぼ正確に考慮することが可能であることがわかる．後で，実際にラディエーション応力項を方向分散を考慮した数値計算を行い，高潮推算に対する影響評価を行う．

(3) 表層鉛直混合過程

乱流による鉛直混合の評価のために，2方程式乱流モデル (GLS) と Mellor-Yamada level 2.5 モデル (MY25) を用いた比較を行った．また，表層の乱流モデルと運動方程式の境界条件の海面粗度 (混合距離) z_0 については，海面粗度は Charnok の式，海洋・波浪結合モデルにおいては，海洋側の粗度高さを有義波高 H_s の関数 ($z_{os} = \alpha_{Hs} H_s$) として与えるモデルを用い，両者の違いを比較した．さらに，表層での TKE フラックスについて，Craig-Banner の式

$$K_k \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{CB} u_*^3 \dots \dots \dots (10)$$

に加えて，波浪エネルギー散逸率 ϵ_w から与える次式

$$K_k \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{w diss} \epsilon_w \dots \dots \dots (11)$$

の違いについても評価を行った．ここで u_* は摩擦速度， k は乱流エネルギー， α_{CB} および $\alpha_{w diss}$ は経験定数である．

4. 理想条件でのテスト計算

前節で述べた物理過程が，流れや高潮に及ぼす影響について考察するため，簡単な地形において感度実験を行う．計算に用いた地形は，幅 1km，奥行き 50km の矩形湾で，湾奥に向かって水深 250m から 10m まで一様に浅くなる 1/100 勾配地形である (図-3 (a) 参照)．風速一様風を湾口から湾奥へ向かって垂直に吹かせた．紙面の関係上， $U_{10}=30\text{m/s}$ のケースのみを示す．

ラディエーション応力については，式 (6) のタイプ

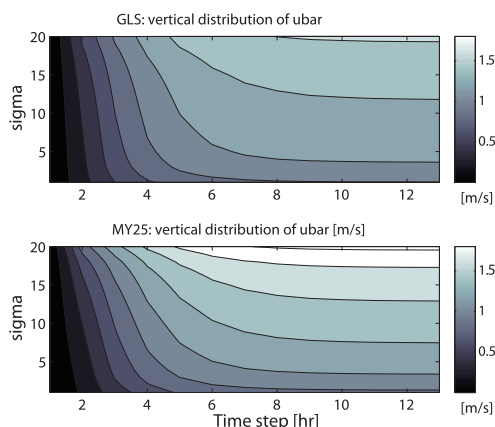


図-4 矩形湾を対象とした高潮における岸沖方向流速の鉛直分布の時間変化 (上段：ROMS-GLS，下段：ROMS-MY25)

の簡易式と比較して，方向分布関数を考慮すると水位に 20～30% の差異が見られた．図-3 はその結果であり，結合モデル (ROMS-SWAN) で得られた流速や波高の岸沖分布に大きな差はないが，極浅海域における水位には有意な差が見られる．一方，海洋モデル単独 (ROMS) の結果は，結合モデルと比べると沿岸部で水位を過小評価し，大きな流速を与えている．一方，乱流モデル間の差異は，水位 (潮位) にほとんど影響を与えないものの，流速には大きな差が現れた．図-4 に示すのはその一例であり，海洋モデル単独で乱流モデルを変えて計算した場合における岸沖方向流速の鉛直分布の時間変化である．縦軸は σ 座標そのものであり，物理座標でないことに留意されたい．一般に MY25 スキームは GLS に比べて渦粘性が弱く，図からわかるように GLS と比較して流速も大きい．

矩形湾による感度実験結果によると，水位上昇についてはラディエーション応力を考慮することで大きく変化し，それ以外の物理過程は有意な差は見られなかった．一方，内部の流速に関しては，各物理過程の与え方によって最大 3 割程度の差が見られ，流速場に与えることが分かった．

5. 土佐湾における高潮追算

ついで，1970 年 8 月に襲来した台風 (T7010, ANITA) により土佐湾で発生した高潮の追算を行った．計算範囲は高知を中心としておよそ東西 160km，南北 140km，空間解像度は水平方向 1km，鉛直方向 20 層である．外境界条件は，自由表面が Sommerfeld 境界条件，3 次元流速は放射条件を与えた．海上風速および気圧の変化は光田・藤井モデルの SGW，また外部境界の水位としては，世界潮位逆解析データ TPXO7.2 から，主要 12 分潮の振幅と遅角を与えた．海面における熱境界条件は，簡便の手

表-1 計算ケース一覧 (T7010)

略称	単独/結合	乱流モデル	TKE	z_0	Rad
GLS	single	GLS	CB	Char.	OFF
MY25	single	MY25	CB	CHar.	OFF
SWAN	couple	GLS	CB	H_s	OFF
SWAN-WDISS	couple	GLS	WDISS	H_s	OFF
SWAN-RAD	couple	GLS	CB	H_s	ON
SWAN-RAD-WDISS	couple	GLS	WDISS	H_s	ON
Ch.14000	GLS (Charnok:14000)				
Mellor2 (M2)	SWAN-M2 (Rad:Mellor2)				
方向分散考慮 (DS)	SWAN-RAD-DSPR (Rad:方向分散)				

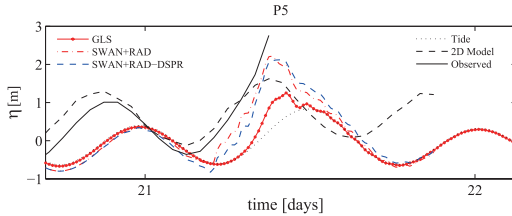


図-5 潮位におよぼすラディエーション応力におよぼす方向分散の影響 (桂浜, 実線: 桂浜, 破線: SWAN-RAD, 点線: SWAN-RAD-DSPR)

法として緯度から月平均温度および短波・長波放射量を与え、これに日変動を関数的に加えた。海面における熱収支が安定するように、温度成層が安定するまで1週間のスピニングを行った後、台風来襲時の高潮計算を行った。

今回行った単独モデル、結合モデルを用いた計算の全ケースを表-1に示す。まず結合モデルを用いてラディエーション応力の評価を行った。図-5に示すのは、太平洋に直接面した桂浜における潮位の時系列である。図中の実線は観測値であり、タイムラグを無視すると単独モデル (GLS) は過小評価であり、方向分散を考慮しない結合モデル (SWAN+RAD) はリーズナブルな結果を示している。また方向分散を考慮したモデル (SWAN-RAD-DSPR) では、潮位はやや小さくなり、有意な差が見られるが追算精度については甲乙付けがたい。

図-6は、乱流モデル等を変化させた場合の図-1と同じ地点における潮位 η の時間変化である。単独モデルの水位は総じて小さく、海洋側の海面粗度を有義波高で与えた場合もピーク値は改善されていない。一方、単独モデルと比較して、ラディエーション応力を考慮したケースは、単独モデルに比べてピーク値がかなり大きく、他の場合と比べてピーク時間が早くなる傾向が見られる。

図-7は、8月21日10:00の経度135.5度における潮位と有義波高の空間分布である。沿岸部付近で、ラディエーション応力を考慮したSWAN-RADおよびSWAN-RAD-WDISSの沿岸域の潮位が上昇していることが分かる。ま

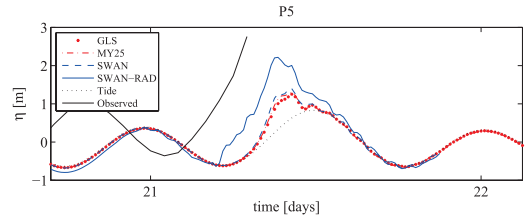
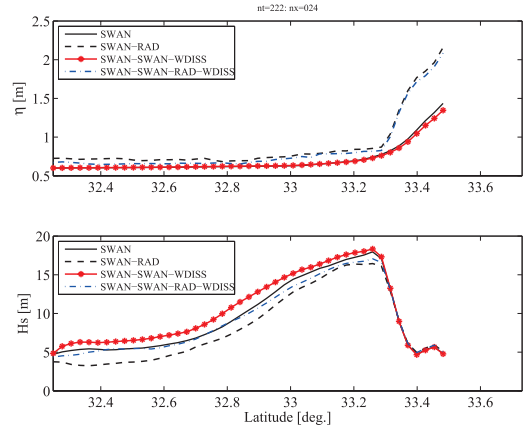


図-6 潮位におよぼす乱流モデルの影響 (桂浜)

図-7 水位と H_s の経度135.5度断面の空間分布

た有義波高は、ラディエーション応力を考慮することで、沖側の値がやや大きくなっている。さらに結合モデルにおける物理過程については、SWAN, SWAN-WDISS, SWAN-RADとSWAN-RAD-WDISSの H_s を比較すると、TKEフラックスを波浪エネルギー散逸率で与えた場合有義波高が沖側で大きくなっていることが分かる。また、図には示さないがラディエーション応力項を修正 Mellor によって改良された定義で与えた場合、潮位に大きな差は見られないが、流れが場所によって大きくなった。

続いて流速についての評価を行う。図-8は、図-7と同様に経度135.5度における東西・南北方向の鉛直積分流速の空間分布である。矩形湾の場合と同様に、結合モデルを用いてラディエーション応力を考慮することで流速分布がかなり変化している。特に岸向きの流速 (V 正方向) の増加が顕著であり、これが沿岸部の潮位の増加に大きな影響を与えている。波浪のエネルギー散逸率を考慮した場合 (WDISS) についても流速に大きな影響があることが分かる。SWAN-RADのケースでは、岸沖流速 V (南北方向) が大きい、これにWDISSを考慮するとピーク流速が2割以上小さくなる。図は割愛するが、乱流モデルGLSとMY25の差は特に沿岸域で顕著に見られ、MY25の場合はどの地点においてもGLSよりも流速が最大3割程度大きくなった。

最後に、図-9は偏差が最も大きな時刻における図-7の

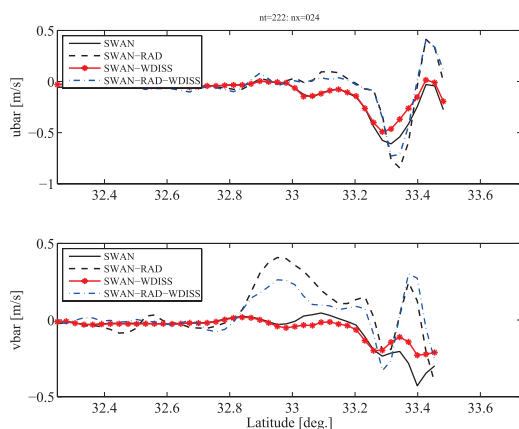


図-8 鉛直積分流速の経度135.5度断面における空間分布

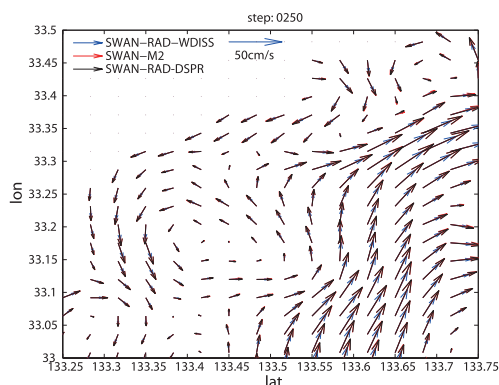


図-9 平面流速分布のスナップショット

側線を中心とした沿岸部の流速分布のスナップショットであり、それぞれ結合モデル、Mellor (2007) の改良型ラディエーション応力項を (M2) および方向分散を考慮した場合 (SWAN-RAD-DSPR) の流れ場の計算結果を示す。両者とも流れの向きはSWAN-RAD-WDISSとの差が無いが、流れの大きさはともに東経133.5度より東の領域で大きくなっている。

紙面の関係上示さないが、TKEフラックスを波浪エネルギー散逸率で与えた場合、CBと比較して渦粘性係数にかなり大きな違いがあり、その差は特に沿岸部で顕著であった。

6. 結論

本研究では、3次元海洋モデルと波浪モデルをカップリングした海洋・波浪結合モデルを用いて、海洋表層の物理過程が高潮推算結果に与える影響を評価した。強風時の高潮をターゲットとして、波浪のラディエーション

応力、海面粗度およびTKEフラックスを与えた場合の鉛直混合の評価を行い、水位、流速分布および鉛直拡散におよぼす影響について検討を行った。また、ラディエーション応力項については、 σ 座標系に導入された新しい定義と波浪エネルギースペクトル形状を考慮した場合について影響を評価した。仮想湾に対する数値実験とT7010を対象とした追算実験により、以下のことを明らかにした。

1. ラディエーション応力項に波浪エネルギースペクトルの方向分散を考慮すると、潮位偏差がやや低めになる。
2. TKEフラックスを碎波エネルギー散逸率から与えると、Craig-Bannerの式よりも大きな値を与え、沿岸流速を弱めに評価する。

碎波エネルギー散逸率からTKEフラックスへの与え方については任意性があり、今後の検討が必要である。また、今回は潮位のみについて観測と比較したが、流速や水温の鉛直分布についての影響評価も重要であり、今後進めていく予定である。

謝辞：本研究の一部は、科学研究費補助金、国土交通省建設技術研究開発助成制度および京大防災研共同研究費による成果であり、ここに感謝の意を表す。

参考文献

- 金 庚玉・山下隆男・桜庭雅明 (2008) : 極浅海域における高潮の数値解析, 海岸工学論文集, 第55巻, pp.326-330.
- 金 洙列・間瀬 肇・安田誠宏 (2008) : 潮汐・高潮・波浪結合モデルによる土佐湾異常高潮の追算, 海岸工学論文集, 第55巻, pp.321-325.
- 森 信人・高田理絵・安田誠宏・間瀬 肇・金 洙列 (2009) : 強風時の表層鉛直混合が高潮および物理環境へ及ぼす影響, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol.B2-65, No.1, pp.241-245.
- Ardhuin, F. et al. (2007) : Comments on "The three-dimensional current and surface wave equations", *Physical Oceanography*, Vol.38, pp.1340-1350.
- Feddersen, F. (2004) : Effect of wave directional spread on the radiation stress: comparing theory and observations, *Coastal Engineering*, Vol.51, pp.473-481.
- Mellor, G. (2003) : The three-dimensional current and surface wave equations, *J. Physical Oceanography*, Vol.33, pp.1978-1989.
- Mellor, G. (2007) : Reply, *J. Physical Oceanography*, pp.1351-1353.
- Shchepetkin, A.F. and J.C. McWilliams (2005) : The regional oceanic modeling system (ROMS), *Ocean Modeling*, Vol.9, pp.347-404.
- Weisberg, R. and L. Zheng (2006) : Circulation of Tampa Bay driven by buoyancy, tides, and winds, as simulated using a finite volume coastal ocean model, *J. Geophys. Research*, 111(C1), C01005.