強風時の表層鉛直混合が高潮および物理環境へおよぼす影響

Effects of Vertical Mixing due to Strong Wind Condition on Storm Surge

森 信人¹・高田理絵²・安田誠宏³・間瀬 肇⁴・金 洙列⁵

Nobuhito MORI, Rie TAKADA, Tomohiro YASUDA, Hajime MASE and Soo Youl KIM

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 should be take into consideration. This study estimates effects of wave radiation stress, vertical mixing models and boundary conditions at ocean upper layers on storm surge. The three dimensional hydro-static model is used to predict the sea surface elevation in the storm surge. The numerical results show that the wave radiation stress and the turbulent flux significantly influence on the surface elevation and the current, respectively.

1. 序論

台風などの暴風時の風応力により、海面では水平方向の吹送流と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応力 τ_s 、 τ_b や $K_z \partial u / \partial z$ となる。高潮に用いられる水深積分運動方程式（以下、2Dモデル）では、運動方程式を鉛直積分することにより、 K_z の分布や海面における境界条件が必要ではなく、 τ_s を直接与えるだけで良い。2Dモデルについては、様々な海域において適用され、波浪のラディエーション応力項の付加や海面抵抗係数の修正が行われ、高精度化が計られている（例えば金洙列ら、2008）。しかし、2Dモデルにおける表層における不確定要素として、 τ_s のパラメタリゼーション、流速や K_z の鉛直分布の無視が挙げられる。例えば、Weisberg・Zheng（2008）は、2Dおよび鉛直方向流速を考慮した3Dモデルを用いてハリケーンIvanの高潮解析を行い、3Dモデルの方が鉛直積分流速がやや大きくなること、2Dモデルでは考慮されない流速の鉛直分布形状の方向変化を示している。

一方で、強風時に3Dモデルを用いる場合に問題となるのが、海面における境界条件である。 K_z の鉛直分布を与える乱流モデルや運動方程式と乱流モデルの表層における境界条件である海面粗度 z_0 と海面における乱流エネルギーTKEをどのように与えるべきかという事柄が付随する。さらに、 τ_s における抵抗係数 C_D は、 U_{10} に対して線形増加モデルが使われてきたが、近年の詳細な観測結果により、その大きな見直しが進められており（詳しくは、森・木原、2008）、海面境界過程のミクロ・マクロ構造が明らか

にされつつある。最近の観測結果（例えばCOARE-3.0; Taylor・Yelland, 2001）では、 z_0 はCharnockの式に代表される摩擦速度だけでなく、波浪に依存した推定式が提案されている。

以上のような背景をもとに、本研究では、強風時における表層近くの物理過程が高潮などの水位上昇、流速、温度分布に与える影響について評価を行う。

2. 研究の概要

(1) 計算モデルの概要

数値計算には、プリミティブ方程式を支配方程式とする準3次元海洋モデルであるROMS（Shchepetkinら、2005）を用い、一様水深・一様勾配斜面等の簡単な地形において感度テストを行い、水深積分型モデルとの整合性を確認した。ついで事例として1970年8月の高知における高潮を計算対象とした。本研究では、同モデルの夏季大阪湾における流動の適用例（森ら、2008）で考慮した潮汐、乱流混合、短波・長波の熱交換の物理過程に加えて、大気圧による水面変化、ラディエーション応力、波浪による海面粗度およびTKEフラックスを考慮した。波浪に関する物理過程は、ROMSと波浪モデルのSWANとを双方向結合して考慮した（図-1、詳細は後述、以下結合モデルと表記）。水平方向はデカルト座標系、鉛直方向は σ 座標系を用い、計算範囲は、高知を中心として東西約160km×南北140km、空間解像度は水平方向1km、鉛直方向20層とした。開境界条件として、自由表面はSommerfeld境界条件、3次元流速には放射条件を与えた。

外力・境界条件は、海上風速および気圧の変化を、金洙列ら（2008）に従って光田・藤井モデルSGWにより与えた。また、外部境界の水位として、世界潮位逆解析データTPXO 6.2から主要12分潮の振幅・遅角を与えた。海面における熱境界条件は、簡便的手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

1 正会員 博(工) 京都大学准教授 防災研究所
2 学生会員 京都大学大学院工学研究科
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
5 正会員 博(工) 鳥取大学助教 大学院工学研究科

動を考慮した。表層での熱フラックスは、バルク式を用いて短波及び長波放射による熱交換を考慮した。これらの条件下のもとで、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週間スピンアップした後、台風来襲時の高潮計算を行った。

(2) ラディエーション応力

同じ事例を対象に、2次元モデルを用いた金洙列ら(2008)のラディエーション応力が重要であるという結果をもとに、SWANで計算される波高、周期および波向きからMellor (2003)の式による σ 座標系におけるラディエーション応力の評価を運動方程式に対して行った。

(3) 表層鉛直乱流混合

表層の物理過程の中でも、特に海面粗度 z_0 と表層乱流エネルギーTKEの関係式が水位・流速・海水温に与える影響について検討した。

単独の海洋モデルでは、乱流による鉛直混合モデルとして2方程式乱流モデル (Generic Length Scheme: GLS) と Mellor-Yamada モデル (MY25) を比較した。GLSは、Umlauf・Burchard (2003)により導出された一般化2方程式乱流モデルであり、今回は k - ϵ モデルに一致するように係数を与えた。両モデルの海面における z_0 およびTKEのフラックスは、一般的なCharnockの式とCraig・Banner (1994)の式 (CB) で与えた。

$$z_0 = \alpha_{CH} u_*^2 / g \quad (1)$$

$$K_k \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{CB} u_*^3 \quad (2)$$

紙面の関係上、 ϵ についての式は省略する。ここで、 u_* は摩擦速度、 k は乱流エネルギー、 K_k はTKEについての鉛直方向の拡散係数、 α_{CH} および α_{CB} は経験定数である。

一方、結合モデルでは、波浪情報を用いて z_0 とTKEを求め、海洋モデル単独の計算結果との比較からその評価を行った。以下では、大気側の z_0 を z_0^a 、海洋側の z_0 を単に z_0 と表す。まず、大気からの運動量輸送において、 u_* を求める際に必要な z_0^a については、発達した風波では、単純に C_D を与えるバルク式よりも波齢もしくは波形勾配スケリングが良いという最近の結果にもとづいて、 $z_0/H_{1/3}$ が波形勾配に依存するTaylor・Yelland (2001)の式 (TY) についても評価した。

$$\frac{z_0}{H_s} = A \left(\frac{H_s}{L_p} \right)^B \quad (3)$$

ここで H_s はスペクトル定義の有義波高、 L_p はピーク周波数に相当する波長、 A 、 B は定数である。両関係式とも u_* と z_0 関係式を繰り返し計算により求め、これから C_D を与える。

ついで、結合モデルのTKEのフラックスを、次の関係式による波浪エネルギー散逸率 ϵ_w

図-1 ROMS-SWANモデルによる計算結果のスナップショット：1970/8/21 12時 (上段： η 、中段： H_s 、下段：海面温度)

$$K_k \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{wdiss} \overline{\epsilon_w} \quad (4)$$

により評価した (以下、WDISS)。ここで α_{wdiss} は波エネルギー散逸から平均流への伝達係数であり、今回は金庚玉ら (2008) に従い1/4を与えた。さらに、海側の z_0 は、海洋モデルについてはCharnockの式で評価し、結合モデルでは波浪情報から

$$z_0 = \alpha_{Hs} H_s \quad (5)$$

と与えた。ここで α_{Hs} は係数であり、適切な値を選ぶことにより碎波境界層の影響を考慮でき、流速・エネルギー散逸率についても評価できるとの結果が報告されている。ここでは $\alpha_{Hs}=1/2$ とした。

3. 結果と考察

上述した鉛直混合乱流モデル、海面粗度 z_0^a および z_0 、TKEフラックスそしてラディエーション応力が、高潮、流速およびTKEの分布におよぼす影響について数値実験を行った。表-1に示すのは、計算ケースの一覧であり、以下では、1) 乱流モデルとラディエーション応力、2) 大気・海洋両側の海面粗度 z_0^a および z_0 、TKEフラックスに分けて、計算結果から各モデルの影響評価を行う。

(1) 鉛直乱流混合およびラディエーション応力の影響

図-2に示すのは、対象事例における桂浜と若松町の潮位 η の時間変化であり、●付実線がGLS、一点鎖線がMY25、破線がSWAN-RAD、実線が観測潮位である。外洋に直接面している桂浜の潮位は、観測値と比べてGLS、MY25共に時間変化が異なるだけでなく、そのピーク値もかなり小さい。一方、ラディエーション応力を考慮したSWAN-RADのケースは観測値に近い。後で示すように、この傾向はTKEフラックスをWDISSで与えても大きく変わらず、外洋における開いた海域の高潮潮位にはラディエーション応力が大きな影響を与えることがわかった。内

表-1 計算ケース一覧 (Rad.はラディエーション応力)

Notation	z_0^w	z_0	TKE	Rad.
GLS	Char.	Char.	CB	No
MY25	Char.	Char.	CB	No
SWAN	Char.	H_s	CB	No
SWAN-WDISS	Char.	H_s	WDISS	No
SWAN-RAD	Char.	H_s	CB	Yes
SWAN-RAD-WDISS	Char.	H_s	WDISS	Yes
SWAN-TY	TY	H_s	CB	No
SWAN-TY-WDISS	TY	H_s	WDISS	No

(a) 桂浜 (観測は途中から欠損)

(b) 若松町

図-2 潮位におよぼす鉛直混合モデルの影響 (●付実線: GLS, 一点鎖線: MY25, 破線: SWAN-RAD, 実線: 観測潮位, 点線: 天文潮位)

湾の若松町の潮位は、どのモデルでも桂浜ほどの再現性は得られていない。これは、数値モデルの空間解像度が1kmであるため、内湾の詳細な流動を上手く再現できていないためと考えられる。

ラディエーション応力とWDISSの関係を見るために、8/21 10:00、東経135.5度における潮位と H_s の緯度断面方向（岸沖方向）の空間分布を比較した。図-3に示すのはその結果であり、図-2の潮位の時系列と同様に、空間波形も海洋モデル単独とラディエーション応力を考慮した結合モデルの結果は異なり、特に岸近傍において結合モデルの計算結果は、4割程度潮位が高くなっている。図示しないが、WDISSの有無は潮位に殆ど影響を与えず、WDISSを考慮すると潮位のピークは5%程度変化するに留まる。一方、 H_s はピークおよび岸側の減衰は変化しないが、沖側の値がやや大きくなり、またその時間減衰が遅くなる。これらの傾向は、TKEフラックスの与え方による差であり、その違いは潮位や H_s よりも流速に大きく現

図-3 潮位 η と H_s におよぼす碎波エネルギー散逸の影響: 左側が沖 (上段: 潮位, 下段: H_s)

図-4 鉛直積分流速の時間変化におよぼす鉛直混合モデルの影響 (上段: 東西流速, 下段: 南北流速, 実線: GLS, 破線: MY25, 一点鎖線: SWAN-RAD, 点線: SWAN-RAD-WDISS)

れる。

図-4に示すのは、桂浜沖の東西・南北方向の鉛直積分流速 (U , V) であり、WDISSを考慮するかどうかで流速の時間変化に大きな違いが見られる。SWAN-RADのケースでは、岸沖流速 V (南北) が大きく、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。また、GLSとSWAN-RADの主な違いはラディエーション応力の有無であり、単独モデルに比べてラディエーション応力を考慮すると岸向きの流速が卓越し、図-2に示したようにこれが潮位に大きく影響を与えていることがわかる。一方、流速に対しては乱流モデルの違いも大きく、MY25はGLSに比べてどの地点においても流速が最大3割程度大きくなっている。

図-5および図-6に示すのは、図-2 (b) と同じ水平位置における鉛直方向の渦動粘性係数 ν_t および水温の時間変

図-5 鉛直方向の渦動粘性係数 v_t [m²/s] の鉛直分布の時間変化 (1段: GLS, 2段: MY25, 3段: SWAN-RAD, 4段: SWAN-RAD-WDISS)

化である。図-2に示したように、8/21 5:00前後から台風接近の影響が出始め、10:00前後が潮位偏差の最も大きな時刻である。図は示さないが、TKEフラックスは、CBと比較して碎波エネルギー散逸から与えるWDISSがかなり大きな値を与え、その差は沿岸部で顕著であり、ラディエーション応力のみを考慮したSWAN-RADやMY25のTKEは非常に小さい。この違いは図-5に示す v_t に顕著に表れており、SWAN-RAD-WDISSに比べてSWAN-RADやMY25の v_t は一般的な観測結果と比較して非常に小さく、GLSはその中間的な分布を持つ。図-4に示したように、MY25やSWAN-RADの岸沖流速は、GLSやSWAN-RAD-WDISSに比べて大きく、これは鉛直方向渦動粘性係数が過小に見積もられたためである。流速の鉛直分布について見ると、沿岸部における岸沖方向の鉛直流速分布は、SWAN-RAD-WDISSの流速分布が鉛直方向に均一的であるのに対し、MY25やSWAN-WDISSの岸沖流速は、大きなシアを持っていることがわかった。

一方、図-6に示すように、台風の発達や沿岸環境に影響を与える水温の鉛直分布は、沿岸部ではWDISSの影響を強く受ける。今回はRi数や安定関数の影響を考慮していないが、浅海域では表層における比較的暖かい海水の移流が卓越しており、8/21 0:00前後の表層温度に大きな差が見られるが、その後の混合については鉛直混合スキームの差はそれほど見られなかった。外洋においては、同じTKEフラックスのスキームを用いても、CBに比べてTYで計算される海面温度は0.1程度高めであった。この結果は、台風のような強風時においては、 z_0^* を式(1)もしくは式(3)で与えてもバルク式にはそれほど影響がないことを示している。

図-6 水温の鉛直分布の時間変化 (1段: GLS, 2段: MY25, 3段: SWAN-RAD, 4段: SWAN-RAD-WDISS)

(2) 表層のTKEフラックスおよび粗度高さの影響

強風下では、鉛直乱流混合モデルは流速に、ラディエーション応力は水位に大きな影響を与えることがわかった。この他に、流速分布や鉛直拡散に重要な海面における2つの境界条件である、TKEフラックスと z_0^* についての影響を調べる。そこで、ラディエーション応力を除いてTKEフラックスと z_0^* の与え方を変化させて計算を行い、両者の評価を行った。

潮位に対してはTKEフラックスと z_0^* の与え方による差異は5%以内と鉛直乱流混合モデル程度の差であり、有意なものではなかった。図-7に示すのは、図-4と同じ点における鉛直積分流速の時間変化である。TKEフラックスについては、SWANとSWAN-WDISSの違いから、CBと比べてWDISSを考慮すると岸沖流速は小さくなり、TKEフラックスの与え方は岸沖方向流速に大きな影響を与えることがわかる。図-4のGLSと図-7のSWANの結果を比べると、 z_0 を H_s で与えた方が10%程度岸沖流速が大きくなることがわかる。一方、 z_0^* の影響について見ると、Charnockの式と比べてTYの式を用いた結果は沿岸部で流速の向きが大きく異なる。Charnockの式の結果 (SWAN/SWAN-WDISS) と比べて、TYの式の結果 (SWAN-TY/SWAN-WDISS-TY) は台風の通過までは差は見られないが、通過直後 (図-7のVの符号が負から正に変化する時刻) でTYの流速が弱くなり、特に岸向きの流速がほぼ0になっている。これは、TYの式では波長の逆数で z_0^* を与えており、台風通過後は波長が長くなるために u_* が過小評価されるためと考えられる。

この傾向を詳細に調べるため、図-8に示すのは、偏差が最も大きな時刻における図-3の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る。図からわかる

図-7 鉛直積分流速の時間変化におよぼす z_0^w の影響（上段：東西流速，下段：南北流速，実線：SWAN，破線：SWAN-WDISS，一点鎖線：SWAN-TY，点線：SWAN-TY-WDISS）

図-8 平面流速分布におよぼす z_0^w の影響：最大潮位偏差出現時（薄い灰色：GLS，灰色：SWAN，黒：SWAN-TY，参照ベクトル：1m/s）

ように，GLS（薄い灰色）と比較して，SWAN-WDISS（灰色）は向きが殆ど同じであるために判別が難しいが，よく見るとSWAN-WDISS流速の方がやや大きい．一方，TYの式を用いた結果（黒色）は，GLS，SWAN-WDISSと比較して向きが異なり，全体的に流速も小さい．この傾向は，TYのみであられるものである．このように， z_0^w の与え方により，鉛直積分流速だけでなく流向も大きく変化するため注意が必要である．

4. 結論

本研究では台風などの強風時の強混合を対象に，波浪情報から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，水位上昇，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．得られた結果は以下の通りである．

1. ラディエーション応力は，波高変化の大きな場合の高潮偏差の推算精度を大きく改善する．
2. 鉛直乱流混合モデルの選択は流速を大きく変化させ，特にMY25モデルは，鉛直混合を弱めに評価し，沿岸流速も大きい．
3. TKEフラックスを砕波エネルギー散逸率から与えると，Craig-Bannerの式より大きな値を与え，沿岸流速を弱めに評価する．
4. 海洋側の粗度高さ z_0 は，Charnockもしくは H_s で与えても大きな差はない．
5. 大気側の粗度高さ z_0^w は沿岸流速に大きな影響を与え，Taylor-Yellandの関係式は，他の式と比較して異なる傾向を与える．

砕波エネルギー散逸率からTKEフラックスの与え方には任意性があり，検討課題として残る．

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の評価が重要であり，今後検討していきたい．

謝辞：本研究は，科学研究費補助金のサポートによる成果であり，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・木原直人（2008）：地球環境における大気・海洋相互作用，混相流学会誌，22巻，1号，pp.42-49.
- 森 信人・佐地泰昭・中尾正喜・石川貴司・重松孝昌・矢持進（2008）：数値シミュレーションを用いた大阪湾への都市排熱放出の影響評価，海岸工学論文集，第55巻，pp.1346-1350.
- Craig, P. D. and M. L. Banner (1994) : Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer, JPO, Vol.24, No.12, pp.2546-2559.
- Mellor, G. L., (2003) : The three-dimensional current and surface wave equations, JPO, 33, pp.1978-1989.
- Shchepetkin, A. F. and J. C. McWilliams (2005) : The regional oceanic modeling system (ROMS), Ocean Modeling, Vol.9, pp.347-404.
- Taylor, P. K. and M. J. Yelland (2001) : The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves, JPO, Vol.31, No.2, pp.572-590.
- Umlauf, L., and H. Burchard (2003) : A generic length-scale equation for geophysical turbulence models, Journal of Marine Research, 61(2), pp.235-265.
- Weisberg, R. H., and L. Zheng (2008) : Circulation of Tampa Bay driven by buoyancy, tides, and winds, as simulated using a finite volume coastal ocean model, JGR, 111, C01005, doi:10.1029/2005JC003067