

崩壊速度に応じた堤体背後における流体運動と力学的応答

Dynamic fluid response in back of the dam crushed at some different velocity

北海道大学工学院修士2年
北海道大学工学研究院准教授

学生員○佐藤駿一 (Shunichi Sato)
正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

2011年に発生した東北地方太平洋沖地震は非常に大きな津波を引き起こし、その津波による堤防の越流や堤体の局所的崩壊に伴いそれらの防護構造物の背後において有意な侵食、建築物の破壊をはじめとする甚大な被害が報告されている。以前から堤体を越える波浪の越流を基礎として高度な防護構造物の研究、実用化に向けた検討が行われている一方で、堤体の部分破壊、低層崩壊などの多様な崩壊モードに対する越流が引き起こす背後域の流体運動や力学的応答、さらには被災するにあたり既に堤体背後域で浸水が伴っているケースなど、防護構造物が破壊した後の耐久性を評価するためには検討すべきシナリオが山積みとなっているのが現状である。

渡部ら(2013)は崩壊構造物背後での被害を決定する流体力を定量化するために、ダムブレイク水槽を模擬し鉛直堤体崩壊位置並びに浸水レベルに依存して生じる全く異なる流況を3次元数値乱流計算で再現し、堤体の上層、中層、全層崩壊の3つの崩壊モードに伴う背後域のそれぞれ異なる流体運動を明らかにし、同時に、侵食等の被害を決定する乱流せん断力を簡単な水理モデルにより定量化を行った。本研究では先の研究報告に基づき堤体崩壊レベル、浸水レベルの条件に加え、防波堤上部のパラペットが波浪により部分破壊する、または台形型堤防が低層から徐々に崩壊する等、堤体の崩壊速度が異なるシミュレーションを行うことでより多様な崩壊モードでの流体運動を解明することを目的とする。

2. 数値計算

2.1 計算方法

本研究である堤体崩壊問題を計算するために、Watanabe et al. (2008)が提案した同一のモデルを適用する。これは自由水面の力学的境界条件を満足させる計算スキームを開発することで自由水面をもつ乱流の再現が可能である計算法である。既に高い信頼性が証明されており、非形線り込み群渦粘性サブグリッドモデルをもつLarge Eddy Simulationを基本とし、水面検出にLevel-set法、時間更新にCIP法、予測子修正子法及び二段階分離解法、ポアソン方程式に対してマルチグリッド法を適用し、2次外挿補間により自由水面の境界条件を与えるものである。また、計算結果に関して乱流中の渦の構造(渦核)を可視化するために λ_2 法を用いている。

2.2 計算条件

計算対象となるダムブレイク水槽は全長1.4m、幅0.3m、高さ0.28mの室内用実験水槽を模擬するものであり、この領域に $280 \times 60 \times 58$ の矩形スタッガード格子を配置する。水槽底面及び終端にはnon-slip条件、側壁には周期境界条件を適用して

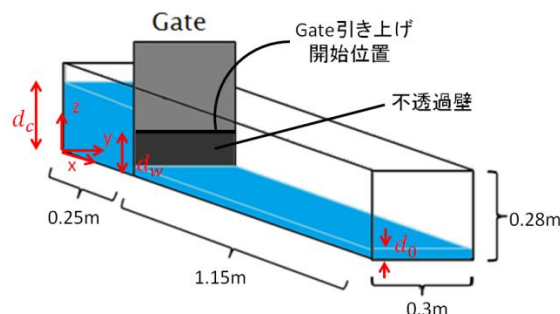


図-1 計算領域と座標系

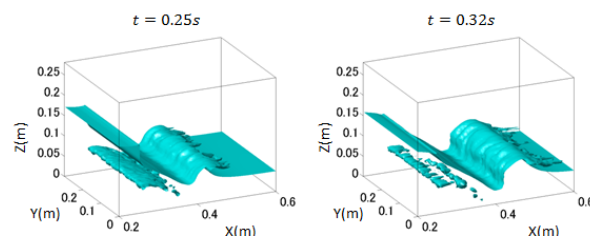


図-2 上層崩壊時($d_w = 0.07m$, $d_0 = 0.05m$)の3次元水面形 ($V_0 = 0.26m/s$ の場合)

おり、水槽端から0.25mの位置に水平底面($z = 0$)から $z = d_w$ までは不透過壁、その上方を可動ゲートを設置することで、このゲートより上流側に水深 d_c の水を貯留する。ゲート開放速度 V_0 で可動ゲートを引き上げることで貯留された水柱が崩壊し、 $d_w \leq z \leq d_c$ の開放部から水深 d_0 の下流浸水域へと流入する。異なる堤体崩壊速度をゲート開放速度 V_0 で表現し、これに加え越流規模を表す $d_c - d_0$ 、崩壊モードを決定する崩壊位置 d_w と下流域の初期浸水レベル d_0 をパラメータとして堤体崩壊に対する力学的応答を調査する。渡部ら(2013)と同様に、貯留水柱の水深 $d_c = 0.20m$ を固定し、 d_w は0.00, 0.05, 0.07, 0.10mの4ケース、 d_0 は0.03, 0.05, 0.07mの3ケース、 V_0 は既に解析されている0.26 m/sと新たに0.8, 1.5 m/sの2つの異なる崩壊速度を加え、計36ケースの計算を行った。

3. 計算結果

3.1 3次元水面形、渦核

堤体崩壊位置、初期浸水レベルの条件が同じであっても、崩壊速度の際に応じて堤体背後域における流体運動が大きく異なることが明らかになった。

(1) 上層崩壊 ($d_0 < d_w$)

堤体が上層から崩壊する場合、高い位置から放出される越流

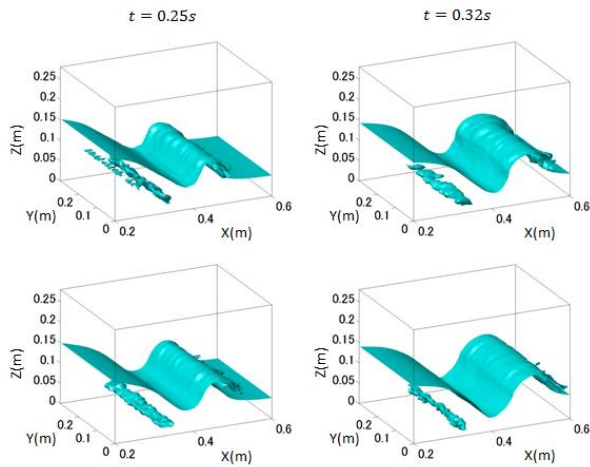


図3 上層崩壊時($d_w = 0.07m, d_0 = 0.05m$)の3次元水面形
(上: $V_0 = 0.8m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$ の場合)

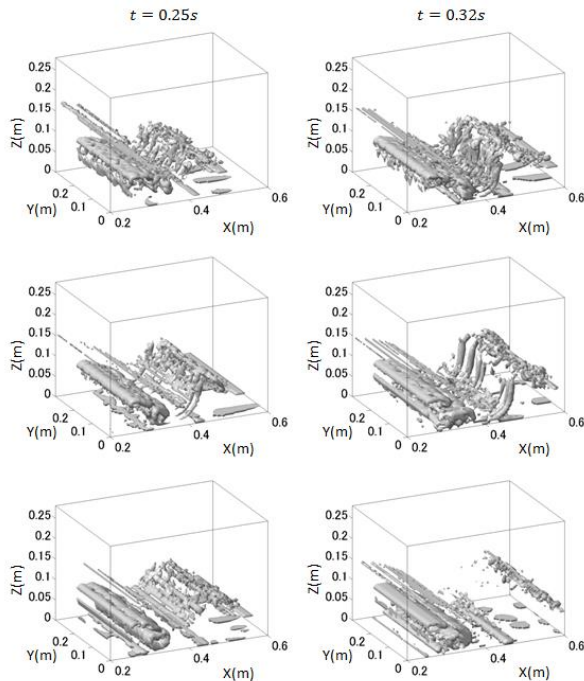


図4 上層崩壊時($d_w = 0.07m, d_0 = 0.05m$)の渦核分布
(上: $V_0 = 0.26m/s$, 中: $V_0 = 0.8m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$)

水が下流域における相対的に浸水レベルの低い水層に着水することによって、巻き波砕波と類似した前方へ跳ね上がる2次ジェットが発達する(図-2)。この2次ジェットの背後ではスパン方向に配列しジェット伸張方向に伸びる典型的な水面のくぼみ(scar)の発生が確認できる。また図-2と崩壊レベル、浸水レベルが同条件で V_0 を変化させた時の水面形が図-3であり、ゲート開放速度が上昇するに従い開放部から放出される流量が増加するために2次ジェットの発達が顕著になっているのが確認できるが、一方でscarは減少している。崩壊速度が相対的に遅いケースにおいて同一位相での渦核分布(図-4)を見ると、ジェット背後から先端へと伸び、スパン方向に配列する典型的な肋骨(rib)構造の形成を表している。このribとscarが発生する

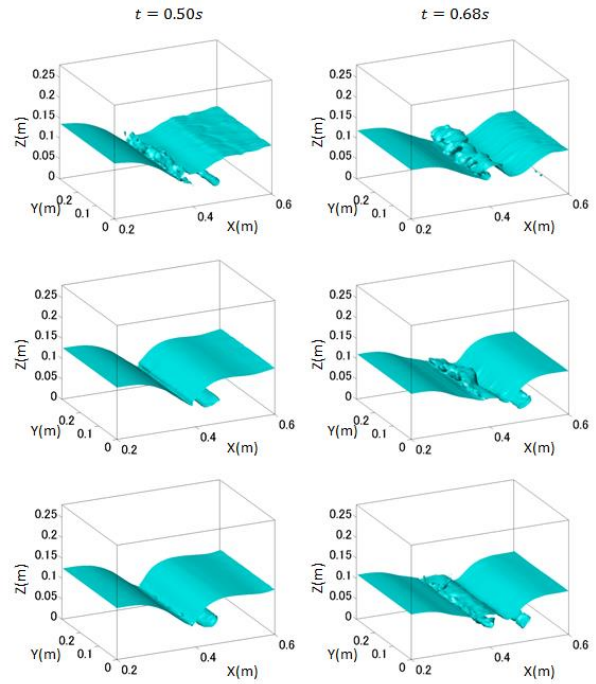


図5 中層崩壊時($d_w = 0.07m, d_0 = 0.07m$)の3次元水面形
(上: $V_0 = 0.26m/s$, 中: $V_0 = 0.8m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$)

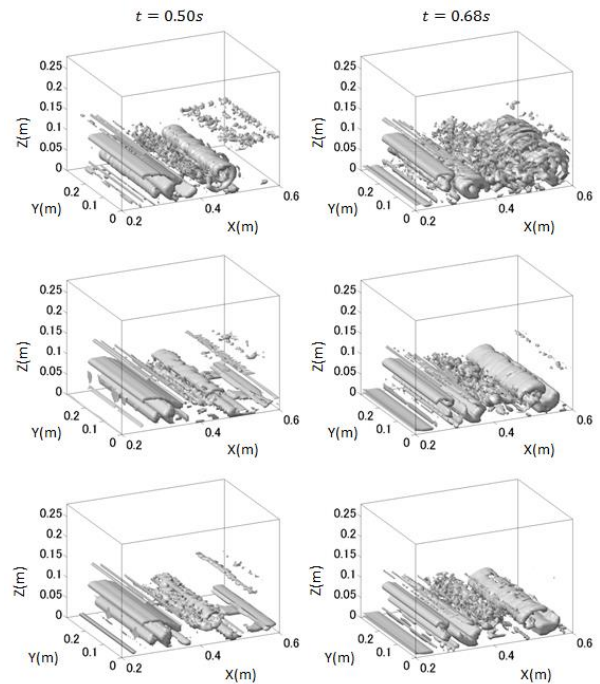


図6 中層崩壊時($d_w = 0.07m, d_0 = 0.07m$)の渦核分布
(上: $V_0 = 0.26m/s$, 中: $V_0 = 0.8m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$)

位置の相関は、Saruwatari et al. (2009)によって説明された砕波ジェットのフィンガー化と同様に、水面-渦相互作用によるものと考えられる。しかしながら、崩壊速度が速いケースにおいてはscar同様にribについても渦構造を形成する割合が減少している。これは、巻き波砕波に類似される低速崩壊時の2次ジェットに比べ、放出される流量が増大することによりフィンガー化するために必要なジェットの薄さが保てないため

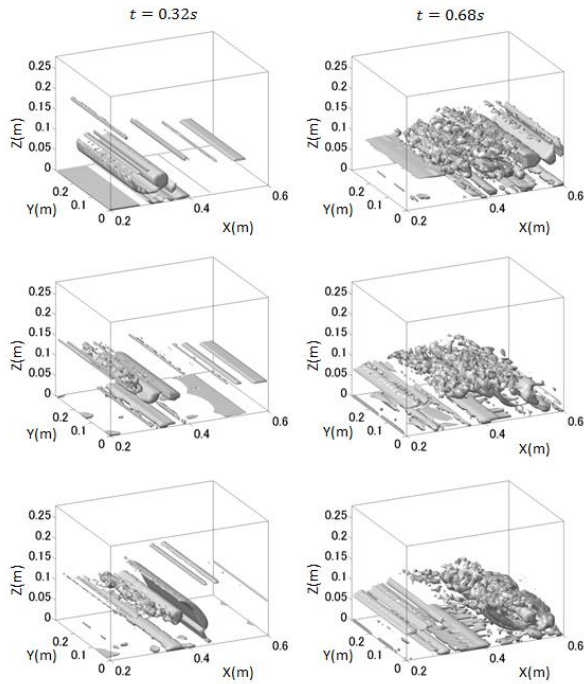


図-7 全層崩壊時($d_w = 0.0m, d_0 = 0.07m$)の渦核分布
(上: $V_0 = 0.26m/s$, 中: $V_0 = 0.8m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$)

と考えられる。

(2) 中層崩壊 ($d_0 = d_w$)

図-5は崩壊速度の異なるケースのそれぞれの水面形時系列であり中層崩壊に伴い後方へ発達する2次ジェットの大規模なバックスプラッシュが生じることがわかる。図-6上段は崩壊速度が遅く崩壊レベル、浸水レベルが同等の条件での渦核分布であり、渡部ら(2013)は中層からの流入に伴い上層崩壊ケースで現れた主渦とは逆回転の大規模水平ローラー渦が形成されることを説明している。崩壊速度が増加した場合においても同傾向が観察されるが水平渦が支配的な流況がより長時間継続されている。また V_0 が $0.8, 1.5m/s$ では水面形に差異がほとんどなく渦核分布に関しても同様である。

(3) 全層崩壊 ($d_0 > d_w$)

低層からの崩壊に伴い連続したプルーム状の流入水によって放出される大規模水平渦列により水面が巻き込まれ波状へと変化するが、さらに時間が経過することで崩壊速度の遅い場合と速い場合で発達する渦の規模は構造は異なる(図-7)。前者では放出され続ける水平渦間の相互作用により小規模な3次元渦へと発達する一方、後者ではゲートより離れた位置において上流側に伸びるrib渦が観察される。これは初期水平渦が移流しさらに放出される後発の水平渦とのせん断方向にかかる流体の伸張が起因となっていると考えられる。

3.2 乱れエネルギー

図-8は堤体が異なる速度で崩壊した後に発生する乱れエネルギーの分布を表したものである。上層崩壊ケースでは着水と同時に強い乱れが着水点近傍に発生する過程は同様であり、低速崩壊ではrib渦発生位置に乱れエネルギーが生じているのに対し高速崩壊ではrib渦が形成されないために乱れエネルギーも

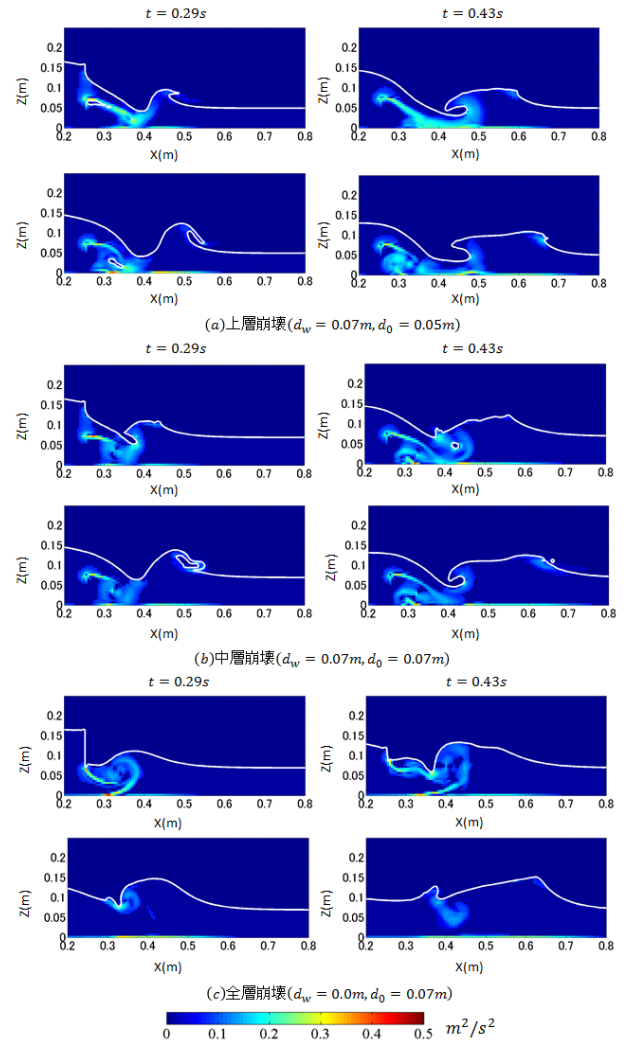


図-8 各崩壊モードにおける乱れエネルギー分布
(上段: $V_0 = 0.26m/s$, 下段: $V_0 = 1.5m/s$)

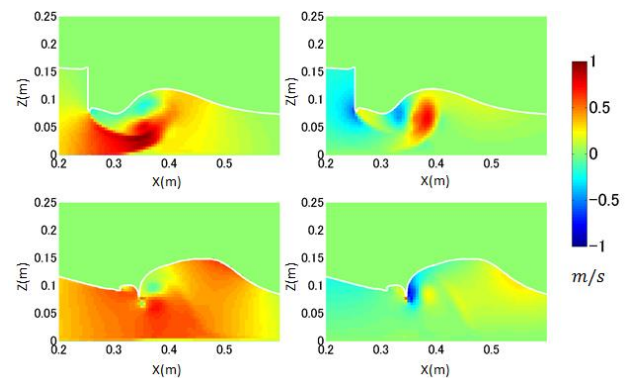


図-9 全層崩壊時 ($t = 0.29s$) の流速分布 (上: $V_0 = 0.26m/s$, 下: $V_0 = 1.5m/s$, 左:水平流速, 右:鉛直流速)

発生していない。しかしながら、着水点から上流側において強い乱れが集中していることから上層崩壊のみに止まった堤体に対してさらに力学的寄与が作用すると考えられる。また、全層崩壊の場合、低速崩壊では低層からの初期流入により発生した主渦の移流により壁体近傍で乱れエネルギーが広域に拡散した

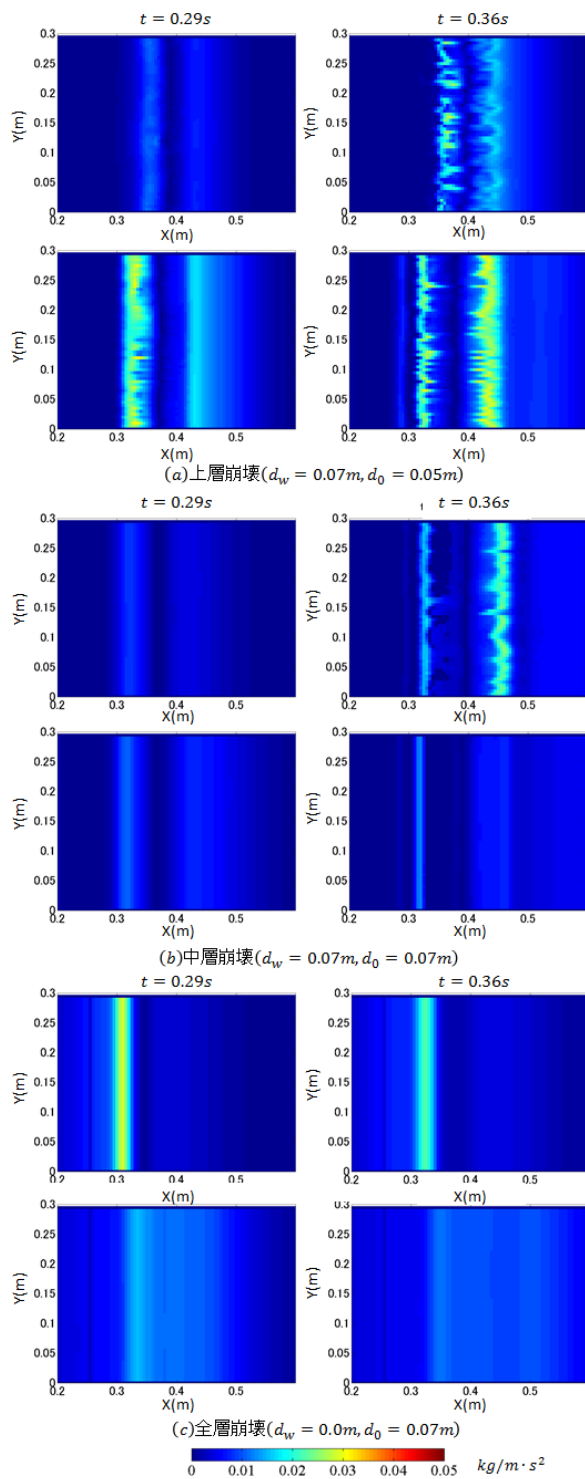


図-10 各崩壊モードにおける底面乱流せん断力分布
(上段: $V_0 = 0.26$ m/s, 下段: $V_0 = 1.5$ m/s)

分布をもつが、高速崩壊では乱れエネルギーの局所的な分布が特徴的であり、これは急激なゲートの開放によりx方向へ一様な流れが顕著な流況となっており低速崩壊と比べ鉛直流速の分布範囲が局所的であることが起因として考えられる（図-9参照）。

3.3 底面乱流せん断力

図-10 は壁体近傍における底面上の乱流せん断力分布を表し

ている。崩壊速度が等しい場合、崩壊モードに応じて最大せん断力の発生位置や強度は異なり、特に上層崩壊のケースでは越流ジェット着水点近傍で非常に強い最大せん断力が発生する傾向がある。崩壊速度が変動することでせん断力の分布形態や発生位置が異なり、堤体の崩壊速度が遅い場合には下流域において rib 構造に対応したスパン方向への変動が確認でき、崩壊速度が速い場合には着水点より上流においても同程度のせん断力の発生が確認できる。また、rib 渦の発生がほとんどないことからせん断力分布もスパン方向にほぼ一様な分布をもち、乱れエネルギーの分布から説明したように崩壊していない堤体の低層への力学的寄与が高く破壊が予想される。全層崩壊ケースでは低速崩壊時、壁体近傍でスパン方向に集中的に様な最大せん断力が現れ時間が経過しても同様な傾向をもつ特徴がある。一方高速崩壊では、スパン方向に様なせん断力分布は低速崩壊と同様であるが発生範囲が壁体近傍のみに及んでおらず時間が経過するほど拡大していく。これは、流体が放出される開放部の急激な拡大により壁体近傍のみならず下流域の広範囲において x 方向への水平流速が支配的な流況となるためだと考えられる。

4. 結論

将来的に堤体の部分崩壊や全層崩壊など崩壊構造物背後での被害を決定する流体力を定量化することを目的とし、すでに解析されたケースに加えさらに多様な崩壊状況に関して 3 次元乱流計算を行い力学的応答を調査した。

崩壊速度を変化させたシミュレーションを行うことで、崩壊レベル、浸水レベルに応じた水面形や渦構造の発達過程に関して傾向が明らかになったと同時に、放出される流量の差異により異なる挙動をみせる可能性があることがわかった。

崩壊レベル、浸水レベルにより乱れエネルギー並びに最大せん断力の強度が決定されることに加え、崩壊速度によって乱れエネルギー並びにせん断力の発生分布が変動するという傾向が新たに明らかになった。

参考文献

- 1) Yasunori Watanabe, Hiroshi Saeki and Roger J. Hosking : Three-dimensional vortex structures under breaking waves, J. Fluid Mech. vol.545 pp.291-328, 2005.
- 2) Saruwatari, A., Watanabe, Y. and D.M. Ingram : Scarifying and fingering surface of plunging jets, Coastal Engineering, 56, pp.1109-1122, 2009.
- 3) Watanabe, Y., Saruwatari, A. & Ingram, D. M. : Free surface flows under impacting droplets, J. Comp. Phys., vol. 227, pp.2344-2365, 2008.
- 4) 渡部靖憲、佐藤駿一、三戸部佑太、横田弘：堤体崩壊に伴う越流背後の流体運動と力学的応答、土木学会論文集 B2（海岸工学）、Vol.69、No.2、pp.176-180、2013.

(2013.12)