

地すべり津波の水理実験及び数値解析

鹿児島大学学術研究院 理工学域 柿沼 太郎
琉球大学 工学部 入部 綱清

1. 序 論

九州本島から、南西諸島、そして、琉球諸島の防災において考慮しなければならない対象の一つに、地すべりや山体崩壊に伴う津波がある。例えば、1771年八重山地震津波では、打ち上げられている巨大石の状況に基づき、海底地すべりが発生したとする研究がある (Imamura ら, 2008)。地すべりや山体崩壊に伴う津波は、断層運動が引き起こす海底地震に伴う津波に比べて、発生頻度が低いが、歴史的観点からは、規模・被害ともに大きくなる可能性のあることが示唆される。1792年には、島原半島における眉山の山体崩壊に伴う津波が有明海を伝播して、対岸の肥後・天草に來襲し (富樫ら, 1992 ; Wang ら, 2019), その反射波が島原を襲った。地すべりは、津波地震の分類 (柿沼, 2006) によると、「流体と相互干渉する地変」の一種であり、地震の大きさに基づいて規模を予測できない津波が生成される。そして、地すべりや山体崩壊に伴う津波、更に、氷河崩落に伴う津波 (Marchenko ら, 2012) は、生成過程において崩落体が流体と相互に干渉するため、複雑で不明な点が多い。地すべりによる津波は、水理実験や数値解析等によって調べられてきた (重松・河野, 2006 ; 劉ら, 2010 ; 松原ら, 2011 ; 後藤ら, 2011 ; 柿沼ら, 2012)。例えば、水中の斜面を滑り降りる剛体楔によって引き起こされる津波が、3次元 *overset mesh* 法を用いた *OpenFOAM* を適用してシミュレートされている (Romano ら, 2020)。

そこで、本研究では、地すべりや山体崩壊に伴う津波に対する、数値モデルの適用性を把握することを目的として、水理実験と数値解析の両者を実施した。ここでは、崩落体が、流体である場合と、剛体群である場合とを対象とし、これらが一様勾配斜面上を落下したときに生成される水面変動の水理実験結果と数値解析結果とを比較した。数値解析には、*Lagrange* 型の断面2次元数値モデルを適用した。

2. 水理実験

2.1 水理実験の手法

図-1に、勾配 β が一様な斜面を設置した水槽を示す。ここで、表-1に示すように、Case A1, A2及びCでは、 $\tan \beta = 1.0$ であり、Case B1及びB2では、 $\tan \beta = 0.5$ である。また、水槽の内幅は、0.2 mである。

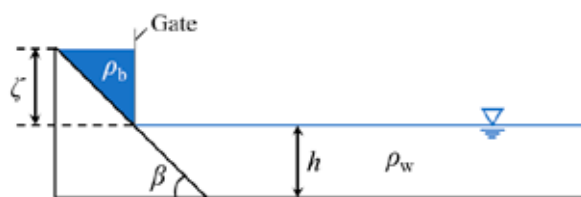


図-1 一様勾配斜面が設置された実験水槽 (静水状態の汀線において、 $x = z = 0.0$ m とする。)

表-1 各ケースにおける条件

ケース	崩落体の種類	崩落体の密度	斜面勾配 $\tan \beta$	崩落体の初期高さ ζ
Case A1	水	1,000 kg/m ³	1.0	0.15 m
Case A2				0.1 m
Case B1			0.5	0.15 m
Case B2				0.1 m
Case C	剛体の円柱群	2,300 kg/m ³	1.0	—

水槽内に貯められた水の密度 ρ_{water} は $1,000 \text{ kg/m}^3$ である。水底における斜面の始点と、沖側端の鉛直壁との距離は、 3.0 m であり、この間の静水深 h は、 0.09 m で一様である。水平方向に x 軸、鉛直方向に z 軸をとり、 x - z 座標の原点を静水状態の汀線におく。ここで、 x 軸の正の方向は、沖向きであり、他方、 z 軸の正の方向は、上向きである。

初期時刻 $t = 0.0 \text{ s}$ において、静水状態とする。水理実験では、図-2 に示すように、汀線の初期位置にある鉛直ゲートを開けて地すべりを発生させる (Kakinuma, 2016)。

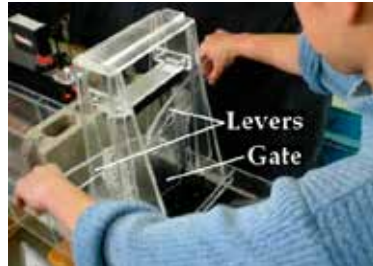


図-2 図-1 に示した水槽内の斜面上に設置されたゲート（左右の二つのレバーを下げることにより、ゲートが開く。）

Case A1, A2, B1 及び B2 の場合、崩落体は、密度が $\rho_{\text{water}} = 1,000 \text{ kg/m}^3$ の水である。他方、Case C の場合、崩落体は、9本の円柱であり、その初期時刻における設置状況を図-3 に示す。円柱の直径及び長さは、それぞれ、 0.02 m 及び 0.197 m であり、材質は、密度が $\rho_{\text{rigid}} = 2,300 \text{ kg/m}^3$ のポリテトラフルオロエチレン (PTFE) である。

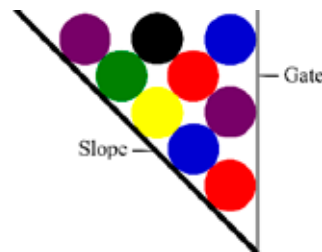


図-3 剛体円柱群の初期の積載状況（円柱の直径は、 0.02 m であり、密度は、 $2,300 \text{ kg/m}^3$ である。）

2.2 水理実験の再現性の検証

静電容量式波高計を $x = 0.7 \text{ m}$ 及び 1.15 m の位置に設置し、水面変動を測定する。図-4 に、崩落体が水である Case A2 の3回の実験における $x = 0.7 \text{ m}$ の位置の波高計で得られた電圧の時間変化を示す。また、図-5 に、崩落体が剛体の円柱である Case C の2回の実験における結果を示す。いずれの場合においても、電圧の単位を揃えており、実験の再現性が十分高いことが確認される。なお、本報告で示す水面変動の実験結果は、複数の実験結果の平均値でなく、各条件に対する任意の一つの実験の結果である。

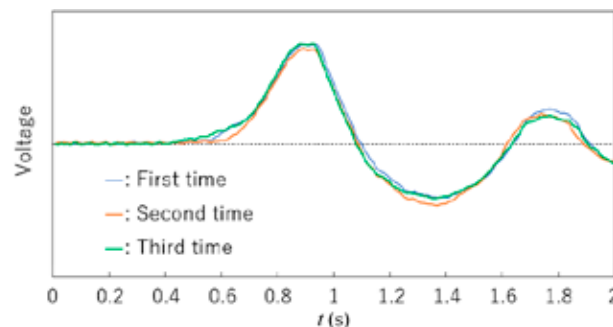


図-4 崩落体が水である Case A2 の3回の実験における $x = 0.7 \text{ m}$ の位置の波高計で得られた電圧の時間変化

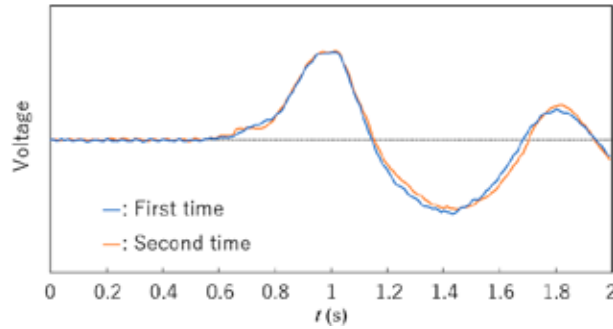


図-5 崩落体が剛体の円柱である Case C の 2 回の実験における $x = 0.7 \text{ m}$ の位置の波高計で得られた電圧の時間変化

3. 数値解析の手法及び条件

上記の水理実験の各条件に対して、数値解析を実施する。乱流モデルを使用せず、簡単のために、表面張力及び海底摩擦を無視する。また、剛体の弾性及び塑性の両者を考慮しない。数値モデルとして、比較的激しい水の運動を考慮するために、移動粒子半陰解法 (MPS 法) (Koshizuka・Oka, 1996) に基づく Lagrange 型のモデル (入部・仲座, 2011; 入部ら, 2020) を適用する。支配方程式は、移流項を含まない Lagrange 方程式と、圧力を算定するための Poisson 方程式である。連立方程式を解くために陰的方法を用い、他の方程式には、陽的方法を用いる。粒子数密度の空間勾配に基づいて水位を決定するため、水面での圧力の乱れが抑制される。

崩落体が剛体である場合には、各剛体を複数の剛体粒子で構成する。各時間ステップにおいて、まず、剛体粒子の一時的な座標を流体粒子の場合と同じ手法で計算する。次に、各剛体の重心移動距離と回転角変化量の両者を剛体粒子の一時的な座標に基づいて算出する。また、剛体粒子と壁粒子の間の距離が一定値より短くなると、壁面方向の摩擦力を剛体粒子に作用させる。

粒子間距離は、 0.005 m とし、粒子の総数は、約 $20,000$ 個である。また、計算時間間隔は、Courant 数が 0.2 となるよう自動的に決定し、約 0.0001 s であった。無次元残余ノルムが 1.0×10^{-9} 未満の場合、計算が収束したと判断する。

4. 一様勾配斜面上を落下する流体によって生成される津波

4.1 Case A1

図-6 に、崩落体が水である Case A1 の $x = 0.7 \text{ m}$ 及び 1.15 m における水面変動の水理実験結果と数値解析結果を示す。図-1 において ζ で定義されている、ゲート背後に貯められた水の初期高さは、 0.15 m であり、斜面勾配は、 $\tan \beta$ は、 1.0 である。図-6(a) において、第 1 波の位相及び津波高さの両者が、水理実験値とほぼ一致している。なお、数値解析結果において、水塊が飛散した液滴であると判断された場合、この液滴を除去して水位を評価している。

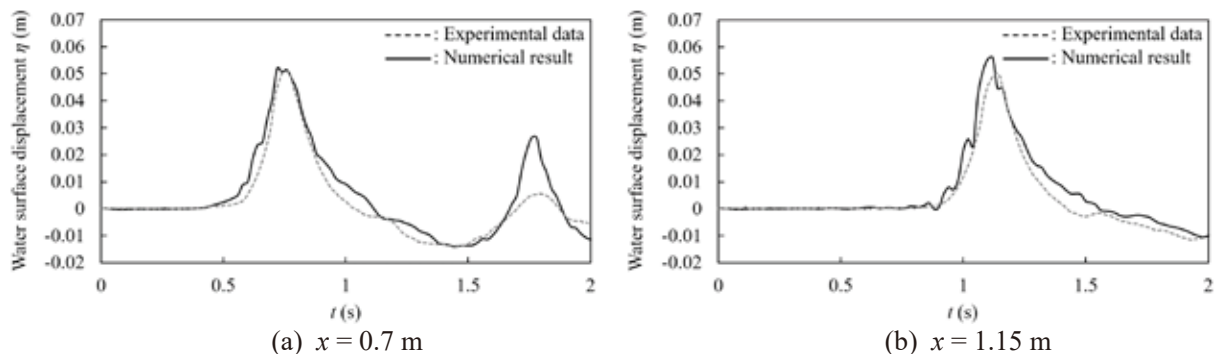


図-6 崩落体が水である Case A1 における水面変動 ($\zeta = 0.15 \text{ m}$, $\tan \beta = 1.0$)

一方、第 2 波は、水が斜面上を遡上したことによって生成された波である。従って、第 2 波の再現精度は、この反射の再現性に依存する。図-7 に、Case A1 の $t = 0.45 \text{ s}$ における数値シミュレーション結果を示す。岸向きの plunging が発生しており、このような場合には、複雑な水の運動を考慮することが要求される。こうした plunging の発生は、Case A1 の水理実験においても確認で

きる。図-6 に示すように、第2波の津波高さは、過大評価されているが、第2波の水位が上昇し始める時刻は比較的再現性がよい。

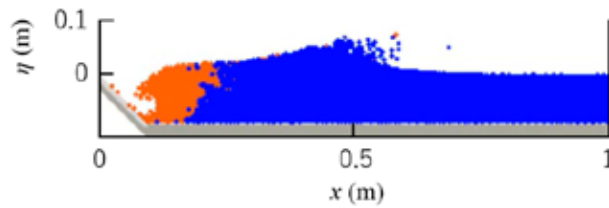


図-7 崩落体が水である Case A1 の $t=0.45$ s における数値シミュレーション結果 (ゲート背後に貯められた水は、オレンジ色で示されている。また、 $\zeta=0.15$ m 及び $\tan\beta=1.0$ である.)

4.2 Case A2

図-8 に、崩落体が水である Case A2 の $x=0.7$ m 及び 1.15 m における水面変動の水力実験結果と数値解析結果を示す。ゲート背後に貯められた水の初期高さは、 $\zeta=0.1$ m であり、斜面勾配は、 $\tan\beta=1.0$ である。

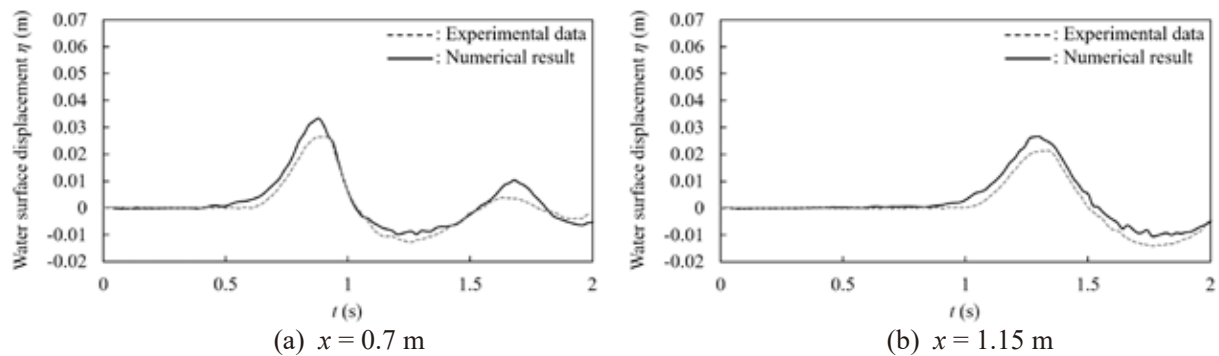


図-8 崩落体が水である Case A2 における水面変動 ($\zeta=0.1$ m, $\tan\beta=1.0$)

Case A1 ほどゲート背後の貯水量が多くない Case A2 では、流体の運動が緩やかであるため、最大水位が Case A1 より低い。流体運動が比較的緩やかな Case A2 では、数値解析結果の精度が、第2波に対しても比較的高い。

4.3 Case B1

図-9 に、崩落体が水である Case B1 の $x=0.7$ m 及び 1.15 m における水面変動の水力実験結果と数値解析結果を示す。ゲート背後に貯められた水の初期高さは、 $\zeta=0.15$ m であり、斜面勾配は、 $\tan\beta=0.5$ である。ゲート背後の貯水量は、Case B1 が最大であり、第1波の水面形の前面勾配及び津波高さが最大となった。数値解析では、波の非線形性が分散性に比べて過大評価されているためか、図-9(b) において、第1波のピーク付近で分裂が発生している。

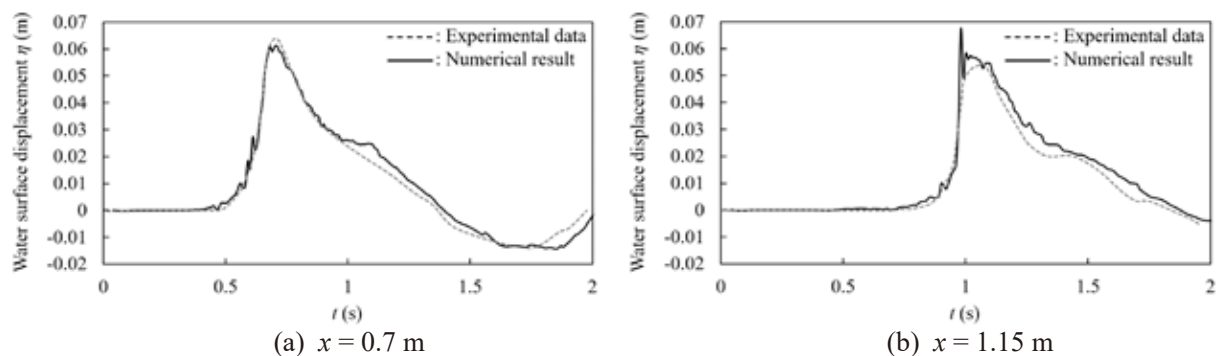


図-9 崩落体が水である Case B1 における水面変動 ($\zeta=0.15$ m, $\tan\beta=0.5$)

4.4 Case B2

図-10 に、崩落体が水である Case B2 の $x=0.7\text{ m}$ 及び 1.15 m における水面変動の水力実験結果と数値解析結果を示す。ゲート背後に貯められた水の初期高さは、 $\zeta=0.1\text{ m}$ であり、斜面勾配は、 $\tan\beta=0.5$ である。数値解析では、実験値と比べて、水位がやや過大評価されているものの、ピークの位相は、比較的よく合っている。

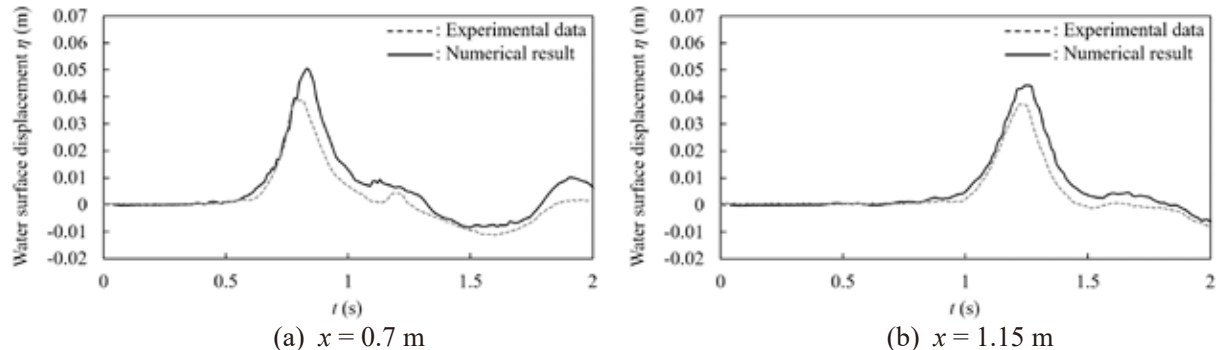


図-10 崩落体が水である Case B2 における水面変動 ($\zeta=0.1\text{ m}$, $\tan\beta=0.5$)

5. 一様勾配斜面上を落下する剛体群によって生成される津波

図-11 に、崩落体が剛体の円柱群である Case C の $x=0.7\text{ m}$ 及び 1.15 m における水面変動の水力実験結果と数値解析結果を示す。斜面勾配は、 $\tan\beta=1.0$ である。数値解析結果は、第 1 波の津波高さとピークの位相の両者の実験値をほぼ正確に再現している。しかしながら、第 2 波の数値解析結果は、第 1 波ほど正確とならなかった。水力実験では、第 1 波の出現後、水が、円柱群の岸側を包み込み、そして、円柱の間に進入した。これに対し、数値解析では、粒子が十分に細かくないため、円柱と水との間の力が正確に表現されず、水が円柱の間に進入しにくくなっていた。その結果、上方に移動する水量が大きくなり、第 1 波と第 2 波の間の谷の水位が過大評価されたと考えられる。今後、剛体粒子をより細かくし、粒子総数を十分大きくして、より正確な数値解析を実施したい。

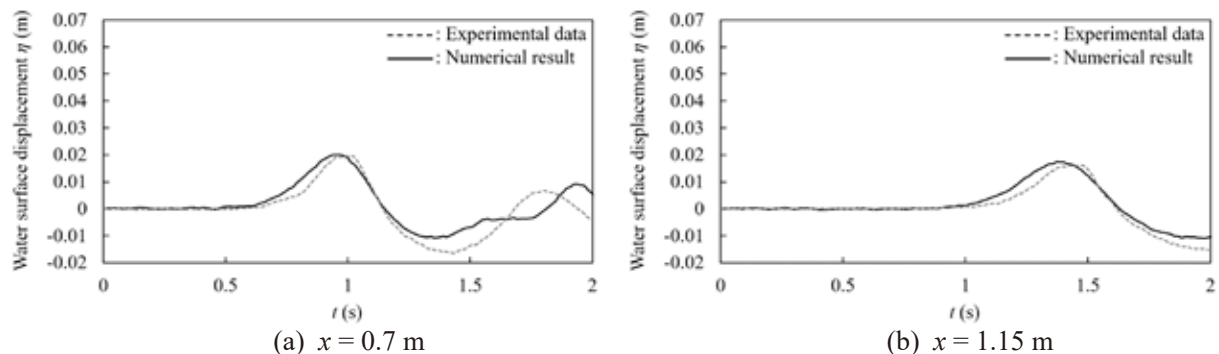


図-11 崩落体が剛体の円柱群である Case C における水面変動 ($\tan\beta=1.0$, $\rho_{\text{rigid}}=2,300\text{ kg/m}^3$)

6. 結 論

地すべりによる津波の生成に関して、水力実験と、MPS 法に基づく Lagrange 型モデルを適用した鉛直断面内の数値解析を実施し、両者の水面変動の結果を比較した。一様勾配斜面上を落下する流体によって生成される津波では、第 2 波の再現性が低下する場合があったが、このとき、冲向きの plunging が発生していた。また、一様勾配斜面上を落下する剛体の円柱群によって生成される津波では、第 1 波の津波高さとピークの位相の両者の再現性が高かった。しかしながら、数値解析では、水が円柱間に進入しにくく、第 1 波と第 2 波の間の谷の水位が過大評価された。

謝辞：愛媛県土木部の柳原 充氏に、鹿児島大学在学中に、水力実験に貢献していただいた。また、琉球大学大学院の永井邦憲氏に、数値解析に御協力いただいた。ここに、感謝の意を表す。

参考文献

- 入部綱清・永井邦憲・Md. M. Rahman: MPS 法の疑似圧縮型ソース項の改良, Transactions of JSCES, Paper No. 20200007, 7 pages, 2020.
- 入部綱清・仲座栄三: 新たな勾配計算手法による MPS 法の精度向上に関する研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 1, pp. 36–48, 2011.
- 柿沼太郎: 津波地震によってもたらされるであろう幾つかの地変形態と形成される津波の数値解析, 津波工学研究報告, 第 23 号, pp. 69–86, 2006.
- 柿沼太郎・澤田 亮・山下 啓・入部綱清: 地滑りに伴う津波生成の数値シミュレーション, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp. 61–65, 2012.
- 後藤仁志・五十里洋行・松原隆之・伊藤 孝: 高精度粒子法に基づく固液二相流モデルによる山体崩壊津波の発生過程解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 2, pp. I_196–I_200, 2011.
- 重松孝昌・河野哲也: 斜面上を運動する粒子群に誘起される流体運動に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp. 136–140, 2006.
- 富樫宏由・平山康志・谷口祐治・松本慎市: 1792 年有明海津波の再現性水理実験, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 221–225, 1992.
- 松原隆之・関島正浩・神田典昭・今村文彦: 山体崩壊等に伴う津波の発生過程に関する実験的研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 2, pp. I_191–I_195, 2011.
- 劉 魯安・柿沼太郎・入船裕丞・中村和夫: 地滑りや氷河崩壊による津波の生成に関する水理実験, 海洋開発論文集, Vol. 26, pp. 207–212, 2010.
- Imamura, F., K. Goto, and S. Ohkubo: A numerical model for the transport of a boulder by tsunami, Journal of Geophysical Research: Oceans, Vol. 113, Issue C1, 12 pages, 2008.
- Kakinuma, T.: Tsunami generation due to a landslide or a submarine eruption, In: Tsunami (M. Mokhtari, Ed.), InTech, pp. 35–58, 2016.
- Koshizuka, S. and Y. Oka: Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering, Vol. 123, pp. 421–434, 1996.
- Marchenko, A. V., E. G. Morozov, and S. V. Muzylev: A tsunami wave recorded near a glacier front, Natural Hazards and Earth System Sciences, Vol. 12, pp. 415–419, 2012.
- Romano, A., J. L. Lara, G. Barajas, B. Di Paolo, G. Bellotti, M. Di Risio, I. J. Losada, and P. De Girolamo: Tsunamis generated by submerged landslides: numerical analysis of the near-field wave characteristics, Journal of Geophysical Research: Oceans, Vol. 125, Issue 7, 26 pages, 2020.
- Wang, J., S. N. Ward, and L. Xiao: Tsunami Squares modeling of landslide generated impulsive waves and its application to the 1792 Unzen-Mayuyama mega-slide in Japan, Engineering Geology, Vol. 256, pp. 121–137, 2019.