

海底地すべりと津波

4. 海底地すべりで発生する津波の計算

馬場 俊孝（ばば としたか）
徳島大学大学院 教授

4.1 はじめに

海底の大地震で発生した津波の大きさは、第一近似として地震の規模に比例する。地震動も地震の規模に比例するから、津波より先に来る地震動の強さによって津波の大きさも大まかに推測でき、「海岸で強い揺れを感じたらすぐ高台に避難」という津波避難の鉄則が導かれる。しかし、津波は海底の地殻変動により海水が変位すれば発生するので、地震に依らない津波も存在し、それらの津波は「非地震性津波」に分類される。代表的な非地震性津波は海底の地すべりで励起される津波である。海底地すべりは地震に伴って発生することが多いだろうから、揺れた後に海底地すべりで励起された津波が襲来、という流れに変わりはないかもしれないが、揺れはさほど強くないのに大きな津波が来る。極端な場合では、揺れを感じないのに津波だけが襲来する。2018年にインドネシアで発生したクラカタウ火山の崩壊による非地震性津波¹⁾では、まったく予期せぬ津波に海岸で開催していた音楽ライブ会場が飲み込まれる映像が残されている。

このように非地震性津波への対処は難しい。東日本大震災以降、日本各地で津波対策が講じられているが、非地震性津波の対策は十分進んでいるとは言い難い。非地震性津波の直接的な対処策は海域津波観測網の整備である。日本周辺では、GPS波浪計、日本海溝海底地震津波観測網（S-net）²⁾、地震・津波観測監視システム（DONET）³⁾などがあり、海岸に到達する前の津波の観測は充実しつつあるが、今後、これらの沖合津波観測データを利用した非地震性津波のリアルタイム予測技術の高度化、実用化を成さねばならない。その他、事前予測として、各海域での海底地すべり発生可能性評価と海底地すべり津波の計算技術の高度化も求められる。津波シミュレーションの観点から言えば、津波の大きさを直接的に支配する一回のイベントの地すべり体の体積（規模）と移動速度に関する情報が必須である。規模は地すべりの痕跡地形から推定されることが多いが、それが一回の地すべりイベントによるかどうかはわからない。移動速度は海底地すべりにより発生した混濁流については海底ケーブルの切断のタイミングから算出されている⁴⁾が、海底斜面の滑落速度を実測した例はない。さらに、確率論的評価を目指すのであれば、地すべりイベントの繰り返し間隔も明らかにされなければならない。

海底地すべり津波の数値計算では、特に津波励起の部分において複数の方法が存在する。言い換えれば、統一的な津波励起モデルを得るに至っておらず、いまだ発展途上にあることを意味する。そこで本稿では、論文等においてよく利用される海底地すべり津波の発生および伝播モデルを紹介する。また、それらのうちいくつかのモデルを使って海底地すべり津波を計算する。

4.2 海底地すべりによる津波発生モデル

海底地すべりによる津波の発生のモデル化は大きく分けて3つの方法がある。ひとつ目は何らかの方法で海中の海底地すべりによる海底の変動を推定し、それを海面変化として津波計算に与える方法である。最も単純なのは、海底地すべり前後の海底調査から得られた地形変化を海面にそのまま入力する方法で、ちょうど断層運動によって発生する海底地殻変動を津波の初期水位として海面に入力するのと同じイメージである。加えて、地すべり体の移動速度を仮定して徐々に海面に入力する方法⁵⁾や、地すべり体の運動を別途数値解析等で求め、その結果を海面に入力する方法が利用されている。

2つ目は、地すべり体と海水の運動とを双方向に連動させて解く二層流モデル（図-4.1）である。先の方法は地すべり体の移動が海水層に入力されるだけで海水層の変動が地すべり体の移動に影響しなかったが、二層流モデルは地すべり体と海水層が相互に影響しながら計算が進む。海底地すべり津波のための二層流モデルは、海水層が上層に、地すべり体が下層に対応する。下層の地すべり体は海水よりも高密度な流体としてモデル化されている。このため、地すべり体も移動に伴って形状が変化する。二層流モデルは密度の異なる2つの流体層の運動を長波の仮定のもとで導出されており、上下層ともに完全流体として定式化されたもの⁶⁾や下層を粘性流体あるいは粘塑性流体として扱うもの⁷⁻¹¹⁾がある。二層流モデルでは海底地すべり津波の発生から伝播まで、統一的な解析が可能である。

最後に、Grilli and Watts¹²⁾とWatts et al.¹³⁾によって提案された海底地すべり津波の発生モデルがよく利用される。彼らは海底地すべり津波を模擬した水理実験と数値解析から海底地すべりによる初期水位分布の経験式を導いた

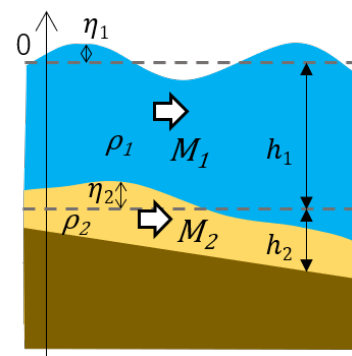


図-4.1 二層流モデルの概念図。密度の異なる2つの流体の運動を同時に解く。

(本稿では、Watts の式と呼ぶ)。海底地すべりの幾何学的形状を与えることで初期水位分布が求められる Watts の式は大変便利で、海底地すべり津波の計算に広く使われている¹⁴⁾。ただし、実際の海底地すべりでは地すべり体は形を変えながら海底斜面上を移動していくと考えられるが、Watts の式が参照した水理実験では変形しないブロックの塊が水中斜面を滑り落ちるものを扱っていた。このため、実現象の海底地すべり津波への Watts の式の適用においては注意が必要かもしれない^{15,16)}。

4.3 海底地すべり津波の伝播モデル

津波の波長は波源の大きさに依存するので、地震性津波の津波の波長は一般に海の深さに比べて十分に長い。このため、津波の支配方程式はナビエ・ストークス方程式に非圧縮・非粘性とともに長波を仮定して導かれる浅水理論式が利用される。海底地すべり津波の計算にも浅水理論式が用いられることが多く、先に紹介した二層流モデル⁶⁻¹¹⁾においても、下層モデルは粘性や塑性を考慮する、しないなど異なるものの、上層の海水層は浅水理論式を基礎としているものが多い。

しかし、海底地すべり津波の波長は地震性津波のそれよりも短く、波長が水深よりも十分に長いという長波の仮定が成立しない場合がある。このような津波は分散性が無視できなくなる。分散性を考慮した海底地すべり津波を扱った研究としては、ブシネスク型の分散波理論式を利用したもの¹⁷⁻¹⁹⁾や、3次元非静水圧モデルで扱ったもの²⁰⁾がある。海底地すべり津波の計算のためにナビエ・ストークス方程式を直接解いている研究もある¹⁵⁻¹⁶⁾。

ここで取り上げた浅水理論式からナビエ・ストークス方程式の各モデルは示した順に高精度となる。高精度なモデル

を利用すればより詳細な津波伝播過程を再現できるわけだが、同時に技術的にも計算負荷的にも容易ではなくなっていく。よって、やみくもに高精度なモデルを利用すればよいというわけではなく、解析の目的に対して適切な数値モデルを選ぶことが必要である。

4.4 海底地すべり津波の計算

本章では海底地すべり津波計算の事例紹介として、同じ地すべり源に対していくつかの方法で津波を計算し、結果を比較する。津波励起においては、最も単純な地すべり前後の海底地形の変化を海面に入力する方法、二層流モデル⁶⁾、Watts の式¹³⁾を用いた場合の3通りを、海底地すべり津波の伝播においては、一般的な浅水理論式と分散が考慮できるブシネスク型の分散波理論式の2通りを検討する。

4.4.1 海底地すべり源の設定

海底地すべり津波の計算においては、まず海底地すべり源を設定する。ここでは四国沖の大陸棚斜面上にある海底地すべり痕跡を参考にして、地すべり源を設定した。この領域では、過去に海底地すべりが発生したと思われる崩壊地形が低解像度の海底地形図においても確認できるが、我々はより詳細に海底地すべりの特性を把握するために、2017年から2018年にかけて神戸大学の練習船深江丸の公募研究航海によりマルチローブーム測深を計3回実施した¹⁹⁾。図-4.2に示した海底地形図は深江丸航海のマルチローブーム測深によって取得されたデータである。

当該海域の海底には大陸棚斜面の走向方向に連続して4つの地すべり地形が確認でき、便宜上、西から順に Slide A, B, C, D と呼ぶことにする。このうち Slide B が最大で、傾斜方向の長さはおおよそ 4.2km、馬蹄形の滑落崖の幅はお

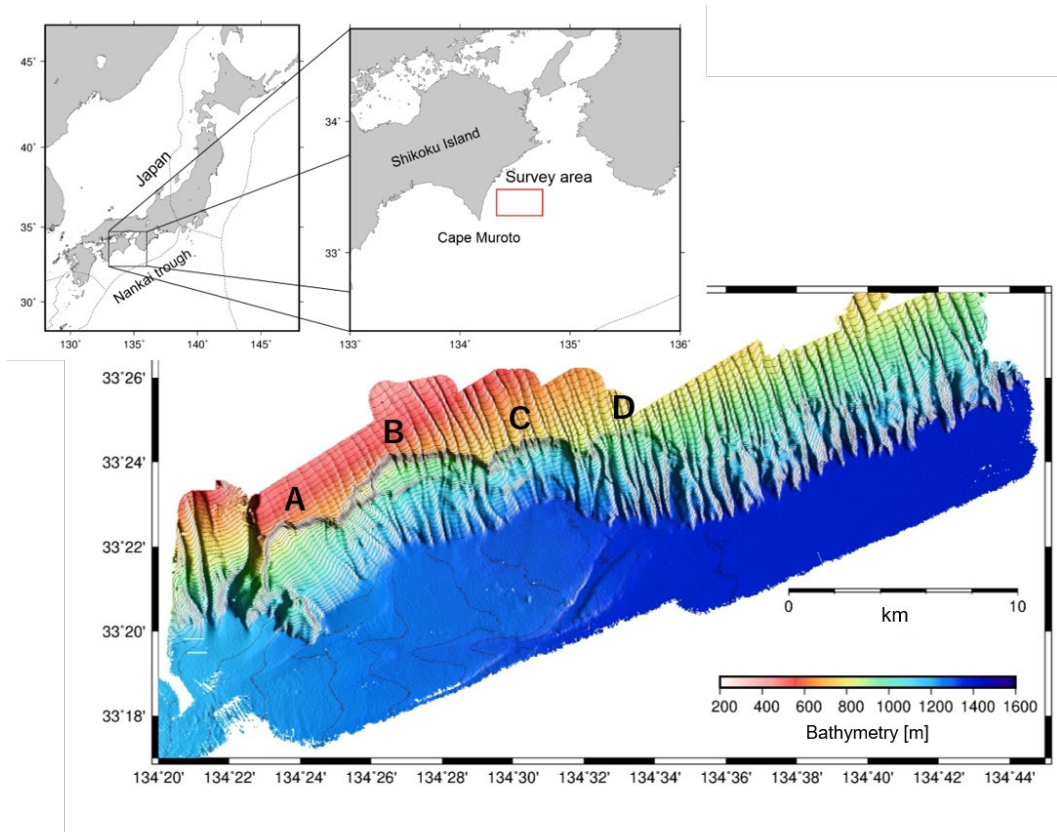


図-4.2 四国沖大陸棚斜面におけるマルチローブーム測深結果。コンター間隔は 10m。

よそ 6.9km である。他の地すべりも含めて、表-4.1 に 4 つの Slide の幾何学的特徴をまとめた。なお、表中の層厚は 4 つの Slide について斜面方向の水深プロファイルを作成し、それと崩壊してない標準的な大陸棚斜面の水深プロファイルの差から求めた。

表-4.1 海底地すべりパラメータ

Slide (図-4.2)	A	B	C	D
滑落崖の水深	660 m	640 m	760 m	850 m
滑落崖の幅	4.2 km	6.9 km	3.7 km	3.2 km
長さ	4.2 km	4.2 km	2.7 km	2.9 km
層厚	210 m	280 m	280 m	90 m
斜面勾配	7°	5°	4°	6°
推定体積	1.9 km ³	4.8 km ³	1.3 km ³	0.4 km ³

Slide B と C には滑落崖の下の地すべり斜面にも崖がみられ、過去に複数回の地すべりイベントがあった可能性がある。Slide B, C, D は浸食地形であるガリに滑落崖も含めて深く削られており、形成からかなり時間が経過している印象を受ける。また、Slide B, C, D の下部に存在すべき地すべり堆積物も不明瞭である。一方、Slide A は斜面が比較的滑らかで、ガリによる浸食も他の地すべりより少ない。地すべり堆積物も斜面下方にある程度確認できる。これらの観察から、Slide A はこれらの中で最も時代が新しく、1 回の地すべりイベントで形成されたものであると推察さ

れる。

そこで、ここでは Slide A を対象として海底地すべり津波の計算を行う。Slide A の地すべりパラメータを参照して、直径 4.2km、厚さ 210m の円筒形の土塊を地すべり体として、現在の海底地形（つまり、地すべり後の地形）に乗せて地すべり前の地形を復元した。ただし、円筒形の地すべり体は縁に向かってコサインテーパーをかけてなだらかにしてある。これは、二層流モデルのシミュレーションにおいて、地すべり体の急加速を避けるための措置である。

4. 4. 2 二層流モデルによる海底地すべり津波の計算

現在の海底地形の上に乗せた円筒形の地すべり体に高密度を与えて、二層流モデルの下層として計算を行う。二層流モデルの上層はもちろん海水層に対応する。ここで用いた二層流モデルは Imamura and Imteaz の二層流モデル⁶⁾で次の式で表される。

$$\frac{\partial M_1}{\partial x} + \frac{\partial N_1}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial t}(\eta_1 - \eta_2) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1^2/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial y} + g D_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(N_1^2/D_1)}{\partial y} + g D_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial y} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial M_2}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} + \frac{\partial \eta_2}{\partial t} = 0 \quad (4.4)$$

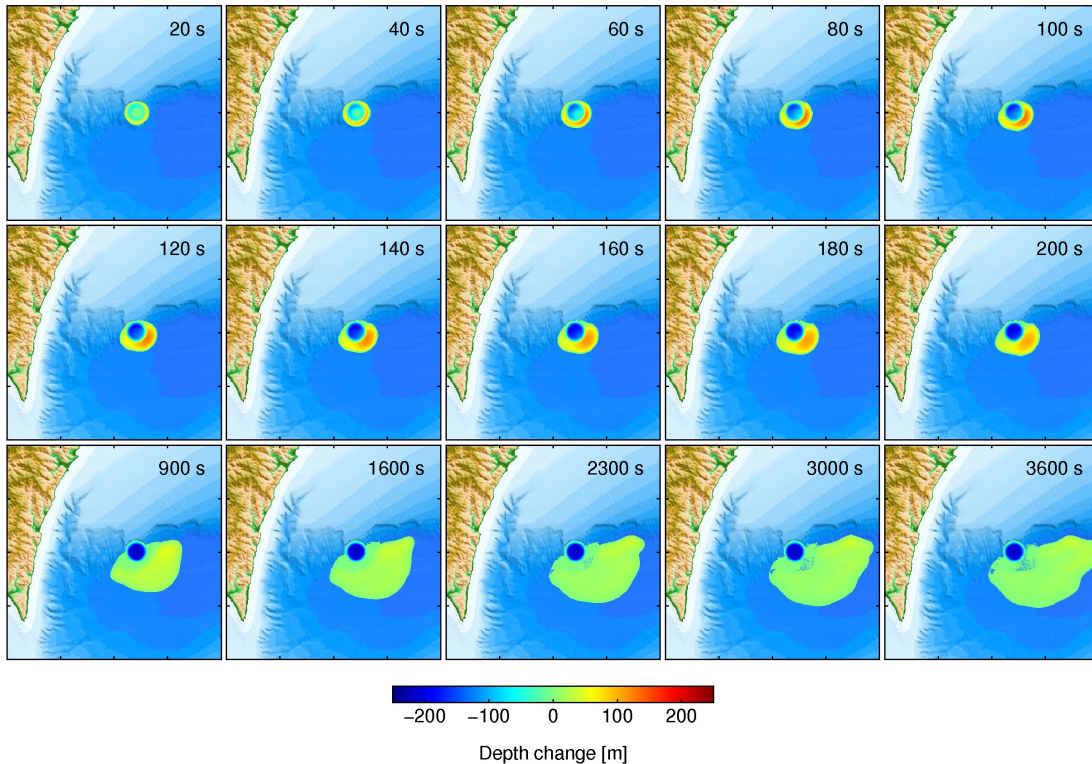


図-4.3 二層流モデルによって得られた海底地すべりによる水深変化。赤色が堆積、青色が浸食を示す。

$$\frac{\partial M_2}{\partial t} + \frac{\partial(M_2^2/D_2)}{\partial x} + \frac{\partial(M_2 N_2/D_2)}{\partial y} + gD_2 \left\{ \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{\partial \eta_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \frac{\partial h_1}{\partial x} \right\} + BF = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{\partial(M_2 N_2/D_2)}{\partial x} + \frac{\partial(M_2^2/D_2)}{\partial y} + gD_2 \left\{ \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{\partial \eta_1}{\partial y} + \frac{\partial h_1}{\partial y} - \frac{\partial \eta_2}{\partial y} \right) + \frac{\partial \eta_2}{\partial y} - \frac{\partial h_1}{\partial y} \right\} + BF = 0 \quad (4.6)$$

添え字の 1 と 2 はそれぞれ上層と下層を意味する。式(4.1)と(4.4)が連続の式、式(4.2, 4.3)と式(4.5, 4.6)が運動の式である。ηは水位、MとNはx方向、y方向の線流量、ρは流体の密度で、本研究ではρ₁=1.00g/cm³、ρ₂=1.65g/cm³とした。hは静水深、Dは全水深(h+η)、gは重力加速度である。BFは海底との摩擦力である。

海底地すべり後(つまり現在)の水深データをh₁+h₂に与えて、先に定義した直径4.2km、厚さ210mの円筒形の地すべり体の上面深さをη₂の初期位置とセットして、計算を実行する。これにより地すべり体の移動とそれによる津波の発生および伝播を同時にシミュレートする。計算はスタガード格子のリーブフロッグ法による差分計算で陽に解いた。地形データは内閣府の南海トラフ想定データの公開データを利用し、差分格子の空間分解能は90mとした。津波の再現時間は、津波が十分に沿岸に到達する1時間とし、

時間ステップ幅は安定条件を満たすように0.1秒とした。ここで、上層(海水層)の運動の式(4.2, 4.3)は浅水理論式に基づく。上層の津波の伝播に分散性を考慮するためには、式(4.2, 4.3)を次の式(4.7, 4.8)に入れ替える。

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1^2/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial y} + gD_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \frac{h_1^2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 M_1}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(N_1^2/D_1)}{\partial y} + gD_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - \frac{h_1^2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 M_1}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (4.8)$$

浅水波理論式にブシネスク型の分散項(左辺最終項)が追加され、これが津波の分散性を表現する。式(4.7, 4.8)が分散波理論式の運動の式である。分散項には時間微分が含まれるため陰解法が必要になり、浅水理論式に比べて計算コストが急激に増加する。なお、本研究では分散項の解法はガウス・ザイデル法を用い、計算の実施には海洋研究開発機構のスーパーコンピュータ(地球シミュレータ)を利用した。分散を考慮した場合、地球シミュレータの16ノードを利用して、1時間分の津波伝播を計算するのにおよそ12時間かかった。

式(4.1-4.6)を用いて得られた下層(地すべり体)の移動の様子を図-4.3に示す。大陸棚斜面の傾斜方向に沿って崩壊が進み、その崩壊はおよそ200秒で完了する。地すべり体の初期形状は直径4.2kmの円筒形だったので、地すべり体の移動速度は最大で21m/s程度である。シミュレーションからは、下層の最大流速は19.35m/sという値が得られた。崩壊完了後も、地すべり体はシミュレーションの最後まで

Two layer model

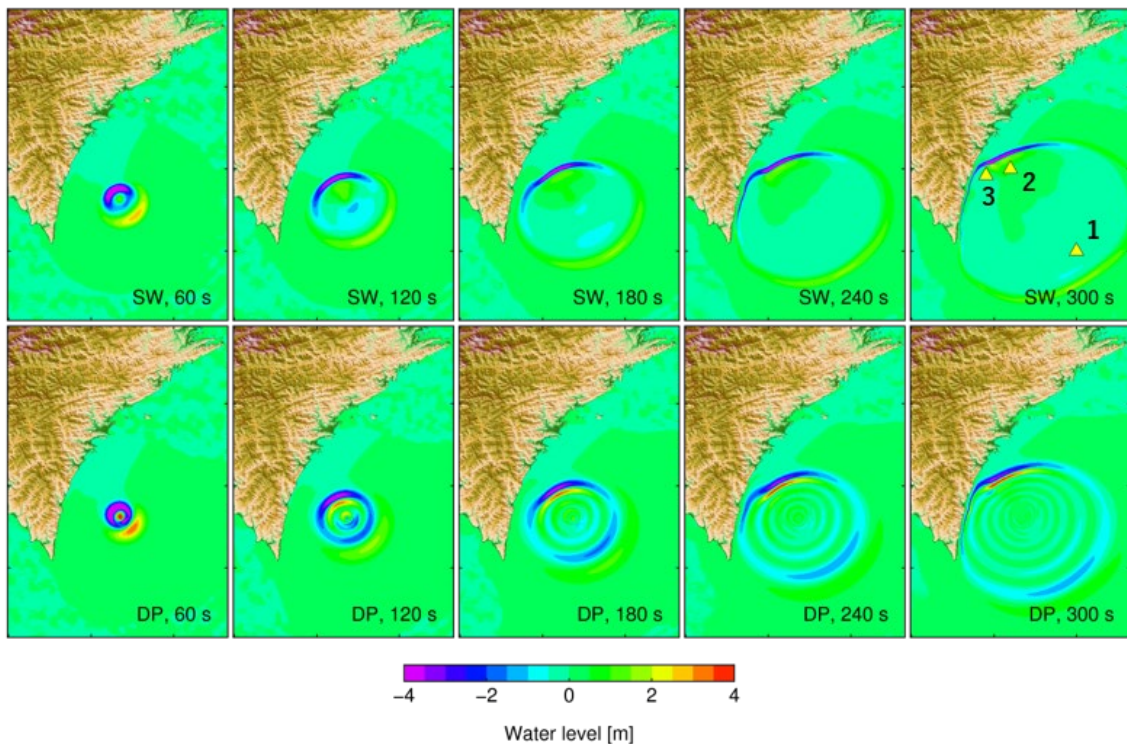


図-4.4 二層流モデルによって計算された地すべりイベント発生後300秒間の津波。上段は上層を浅水理論式(SW, 式(4.2, 4.3))で、下段は上層にブシネスク項を含めた分散波理論式(DP, 式(4.7, 4.8))で解いたもの。SWとDPの比較から分散性の効果がみられる。右上の地図の1-3は図-4.5で示す津波波形の位置。

斜面傾斜方向に広がりながらゆっくりと流れ続けた。

図-4.4 は二層流モデルによって地すべりイベント発生後 300 秒間の得られた上層（海水層）の水位時系列変化である。浅水理論式（SW）と分散波理論式（DP）の両方の結果を並べて示した。地すべりイベント発生後 60 秒の図において、浅水理論式、分散波理論式のどちらでも空間的に非対称な津波が励起されている。海底地すべりのすべり方向には津波の押し波が、その反対の陸側には引き波が励起されている。これは津波の伝播速度と地すべりの移動速度が近いことため津波の指向性が表れていると解釈できる。特に波長が短い成分では分散波理論式は浅水理論式より伝播速度が遅く、地すべりの移動速度により近づく。結果として分散波理論式ではより大きな振幅の津波が励起されている。その後、励起された津波は、浅水理論式では陸に向かっては引き波のみが、海に向かっては押し波のみが伝播していくが、分散波理論式では分散性の効果により波群となって伝わっている。図-4.3 に示したように海底地すべりの崩壊はおよそ 200 秒かかるが、津波の励起は 60 秒には完了しており、崩壊の初めの部分が津波励起に大きく寄与しているとみられる。

図-4.5a,d,g には疑似観測点 1-3 での時系列津波波形を示した。分散波理論式の津波波形では第一波以降に波群が形成され、強い分散性が確認できる。ハザードマップ等で重要になる最大津波高さも、浅水理論式と分散波理論式の間で大きく異なっている。また、分散波理論式の場合ではゼロを中心にほぼ対象に波形が振れているが、浅水理論式を用いたシミュレーション（図-4.5 赤線）では、波源の指向性が津波波形においても確認でき、片揺れしている。沖に向かう津波（図-4.5a）では押し波が、陸に向かう津波（図-4.5d,g）では引き波が顕著である。

4.4.3 地形変化の静的入力（Static input）による海底地すべり津波の計算

次に、二層流モデルによる下層の計算結果を用いて、地すべり前後の地形変化を直接入力して津波を計算した。具体的には、図-4.3 の計算終了時（3600 秒後）の海底地すべりによる水深変化を地すべり前後の地形変化として利用した。津波計算において、この地形の上下変化を 200 秒の立ち上がり時間（ライズタイム）で徐々に海面に入力した。この場合は二層流モデルとは異なり、地形変化域の中にある海水が一斉に 200 秒かけて上下に変位し、津波を生成する。海面の変位量は海底の地形変化量に対応し空間的に不均一である。本稿ではこの方法を「地形変化の静的入力（Static input）」と呼ぶことにする。なお、ライズタイムの値は解析者によるところが大きい。本解析ではおよそ長さ 4km の地すべり土塊が 20m/s で滑り落ちたと仮定し、200 秒のライズタイムとした。海面に上下変位が生まれると重力の作用で津波が伝播する。伝播計算では次の浅水理論式（式(4.9-4.11)）と分散波理論式（式(4.9, 4.12, 4.13)）の双方を利用した。

$$\frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(M^2/D)}{\partial x} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial x} + \frac{\partial(N^2/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (4.11)$$

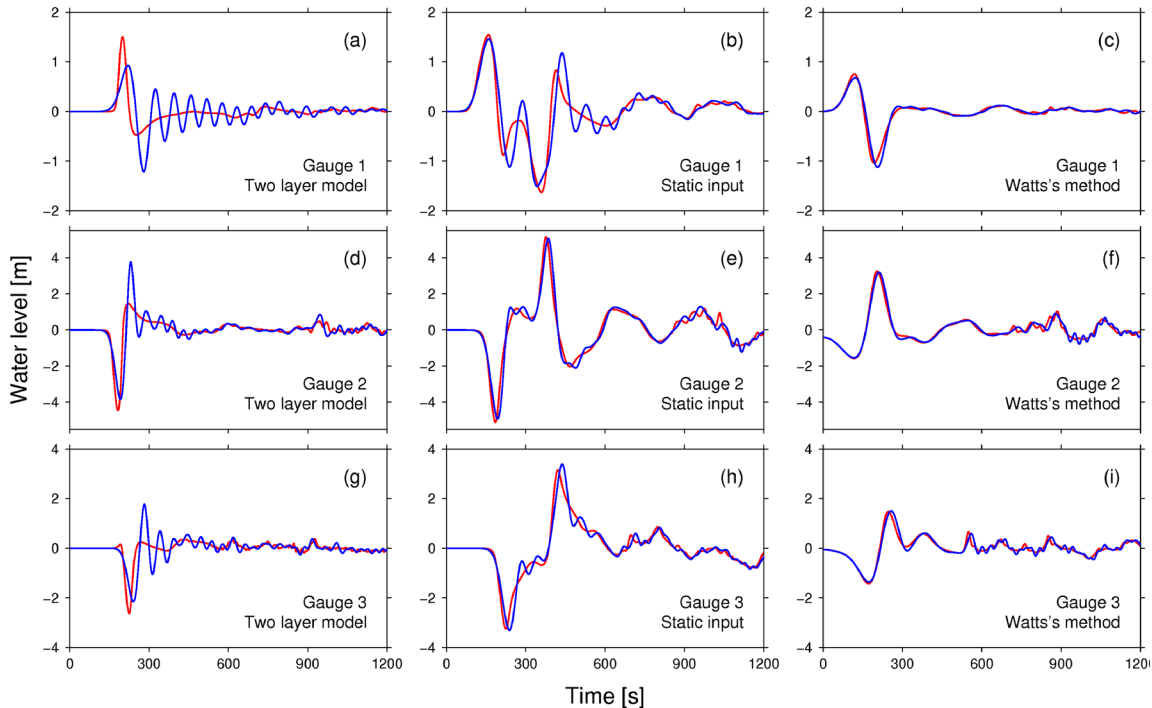


図-4.5 様々な津波励起モデルで計算した海底地すべり津波の波形。(a,d,g)二層流モデルの結果,(b,e,h)地形変化の静的入力,(c,f,i)はWattsの式による入力。Gauge1-3の疑似観測点の場所は図-4.4の右上の地図に示した。赤色が海水層を浅水理論式で解き、青色が分散波理論式で解いた津波波形。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(M^2/D)}{\partial x} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial x} + \frac{\partial(N^2/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (4.13)$$

これらのモデルは地震性津波の計算で用いられるものと同じである。初期条件を 200 秒かけて η に入力し、計算を開始する。これらは先に述べた二層流モデルの支配方程式 (式(4.1-4.8)) の添え字がないだけで、その他、変数の意味は同じである。また、再現時間や時間ステップ幅、利用した地形データなどについても先の解析と同じとした。

浅水理論式を用いたときの計算開始 300 秒間の津波伝播の様子を図-4.6a に、図-4.4 の右上の地図で示した疑似観測点の場所での時系列波形を図-4.5b,e,h に示した。二層流モデルよりも、波長の長い津波が生成、伝播していることがわかる。なお、二層流モデル時に顕著だった分散性の効果は本計算においては小さかった。これは地すべり発生域全体で一斉に津波を励起するため、津波の初期水位分布の波長が二層流モデルより長くなるからと理解できる。また、津波の振幅も二層流モデルと比較して総じて大きい。津波波形において二層モデルの浅水理論式で見られた片揺れ現象は見られない。

4.4.4 Watts の式による海底地すべり津波の計算

最後に Watts の式を用いて津波を計算する。先に触れたように Watts et al.¹³⁾ では海底地すべりによる初期水位分布を平面的に与える式を提案している。Watts の式では、海底地すべりは土塊が一樣斜面を滑り落ちる Slide と円弧すべりの Slump に区別され、それぞれ異なる推定式が提案されている。本稿では、初期水位分布の推定に図-4.2 の海底地すべりの形態から Slump 式を利用することにした。まず、地すべりが断面二次元である場合の Slump 式による振幅 ($\eta_{0,2D}$) および波長 (λ_0) の推定式は、

$$\eta_{0,2D} = S_0 \left(\frac{0.131}{\sin \theta} \right) \left(\frac{T}{b} \right) \left(\frac{b \sin \theta}{d} \right)^{1.25} \left(\frac{b}{R} \right)^{0.63} (\Delta \Phi)^{0.39} (1.47 - 0.35(\gamma - 1))(\gamma - 1) \quad (4.14)$$

$$\lambda_0 = t_0 \sqrt{gd} \quad (4.15)$$

で、ここで S_0 は特性距離 (地すべり体が停止するまでの半分値)、 T は地すべり体の最大厚さ、 b は地すべり体の長さ、 θ は斜面勾配、 d は地すべり体の水深、 R は曲率半径、 $\Delta \Phi$ は回転角、 γ は地すべり体の水中比重、 t_0 は特性時間である。また、 R 、 $\Delta \Phi$ 、 t_0 を算出する式は次のように提案されている。

$$R = \frac{b^2}{8T} \text{ あるいは } R = b \quad (4.16)$$

$$\Delta \Phi = \frac{2S_0}{R} \quad (4.17)$$

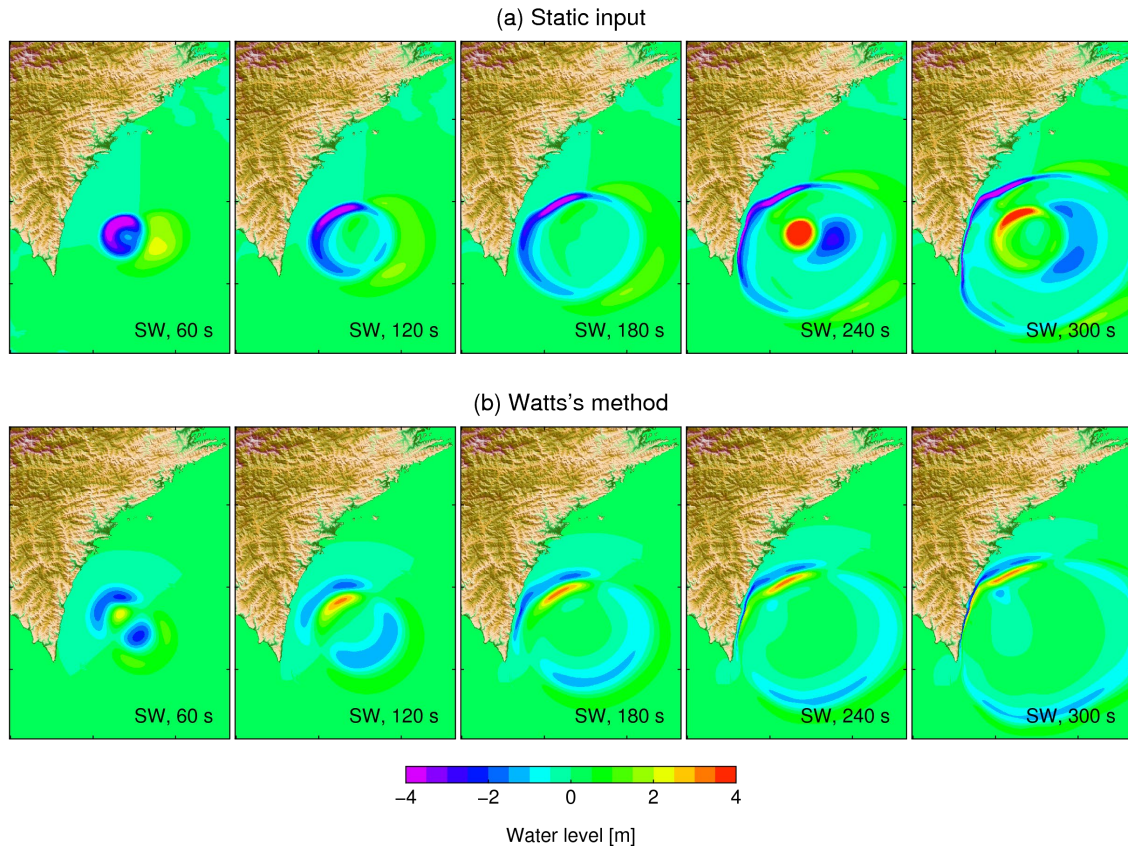


図-4.6 (a)海底地形変化の静的入力および(b)Watts の式によって計算された地すべりイベント発生後 300 秒間の津波。浅水波近似式 (SW, 式(4.9-4.11)) で計算した。

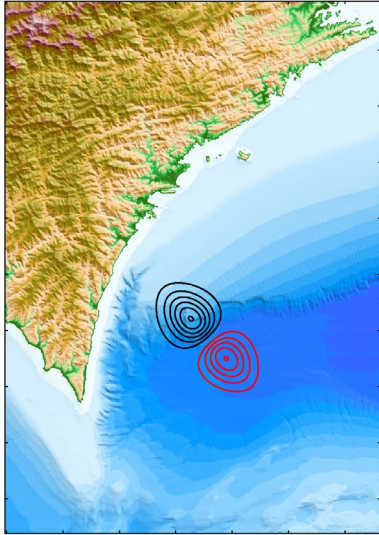


図-4.7 Watts の式により得られた初期水位分布。コンター幅は1mで、赤コンターは隆起、黒コンターは沈降を示す。

$$t_0 = \sqrt{\frac{R}{g}} \sqrt{\frac{\gamma + C_m}{\gamma - 1}} \quad (4.18)$$

さらに、 $C_m \sim 1$ でよいとしており、結局、海底地すべりの幾何学的形状のパラメタである T 、 b 、 θ 、 d と、 S_0 および γ を決めれば、二次元を仮定した振幅と波長が求まる。さらに、地すべり現象が三次元的な場合は、地すべり直上での振幅 ($\eta_{0,3D}$) は

$$\eta_{0,3D} = \eta_{0,2D} \left(\frac{w}{w + \lambda_0} \right) \quad (4.19)$$

として求められる。ここで、 w は地すべり体の幅である。最終的に海底地すべりによる津波の初期水位分布は、二重ガウス分布を用いて以下のように表現できるとしている。

$$\eta(x, y) = -\frac{\eta_{0,3D}}{\eta_{min}} \operatorname{sech}^2 \left(\kappa \frac{y - y_0}{w + \lambda_0} \right) \left(\exp \left\{ -\left(\frac{x - x_0}{\lambda_0} \right)^2 \right\} - \kappa' \exp \left\{ -\left(\frac{x - \Delta x - x_0}{\lambda_0} \right)^2 \right\} \right) \quad (4.20)$$

ここで、 η_{min} は振幅 ($\eta_{0,3D}$) を除く右辺の最小値である。 x_0, y_0 は地すべり体の位置座標である。 Δx は昇降側と下降側のピークの距離 (あるいは、地すべり体の水平移動量) を決めるパラメタである。 κ, κ' は二重ガウス分布の形を決める変数で、Watts et al.¹³⁾では $\kappa=3, \kappa'=0.83$ を利用している。

Slide A の地すべりによる初期水位分布を求めるために、図-4.2および表-4.1を参照して $T=210\text{m}, b=4.2\text{km}, w=4.2\text{km}, \theta=7^\circ, d=1000\text{m}, S_0=4.2\text{km}, \gamma=1.65, \kappa=3, \kappa'=0.83$ と設定した。得られた初期水位分布を図-4.7に示す。初期水位分布以外は「4.4.3 地形変化の静的入力」と同じ方法、条件で津波計算を実施した。こちらでも浅水理論式 (式(4.9-4.11)) と分散波理論式 (式(4.9, 4.12, 4.13))の双方で計算し、得られた結果を比較した。

図-4.6bに地すべりイベント後300秒の浅水理論式(SW)で得られた津波伝播の様子を示した。また、図-4.5c,f,iは3つ疑似観測点での津波波形である。この場合も静的入力と同じように浅水理論式と分散波理論式の違いはほぼなかった。他の津波励起モデルの津波波形と比べると、振幅は

二層流モデルによるものとはほぼ同じかやや大きく、地形変化の静的入力より小さい。波長については、二層流モデルの結果より長く、静的入力よりも短かった。

4.4.5 海底地すべり津波モデルの検証

海底地すべり津波の計算に限ったことではないが、予測数値モデルはその精度を実測値で評価する必要がある。そのためには、本研究の場合では、海底地すべりの静的および動的な情報とそれによって発生する津波の観測記録が必要である。過去の研究においては、海底地すべり津波の沿岸の痕跡高データが検証に使われてきたが^{5,21)}、データ量、データの質ともに十分ではないだろう。また、津波を引き起こした海底地すべりの位置と規模という静的な情報は一般に地形データから読み取れるが、地すべり後の1回の海底地形調査では不十分である。地すべり地形が1回の大きな地すべりイベントによって作られたものなのか、過去の複数回の小さなイベントの重ね合わせの結果なのかは1回の調査からは判断できない。よって、津波を引き起こした海底地すべりの位置と規模の推定には地すべり前後の双方の地形データが必要である。

津波が検潮器等で観測され、それを励起したと思われる海底地すべりを前後の海底地形データの差から特定した事例は、筆者の知る限りでは2009年駿河湾地震²²⁾しかない。ただ、Baba et al.²³⁾は本稿で言う地形変化の静的入力の方法で2009年駿河湾地震の津波を計算したが、観測された津波波形の完全な再現には至らなかった。

近年、日本ではS-net²⁾やDONET³⁾という海底水圧計観測網が構築された。このような観測網であれば海底地すべり津波の発生・伝播過程を高精度で記録でき、海底地すべり津波モデルの検証と高度化、ひいては被害軽減に資するデータを提供するだろう。また、日本近海では現在の海底地形に関するデータは取得済みであるため、もし中規模以上の海底地すべりが発生すれば地形の差から位置と規模は特定できるものと考えられる。

一方、地すべり体の移動速度という動的な情報の直接観測は、相手が海底に身を潜めているだけに今後もかなり難しいだろう。しかし、地すべり体の移動速度は発生させる津波に大きく寄与する。津波シミュレーションで示されたように津波励起は1、2分で終わるので、特に地すべりの初期段階の移動速度の情報が重要である。この速度が津波の伝播速度と同程度の場合かそれ以上の時に津波が発生し、二層流モデルで見たように、地すべり体の移動速度と津波の伝播速度が同程度のとき、津波発生および伝播に指向性が強く出て、それによって波長が短くなり、波高が大きくなる。逆に、たとえ地すべり体が巨大でも極端にゆっくりとすれば津波は発生しない。過去の研究においても、この地すべり体の移動速度の設定が難しく、速度をある範囲で変化させて、津波痕跡高を最もよく説明できる値を探している。二層流モデルでは土砂層の伝播速度を直接設定するパラメタは存在しないが、摩擦係数や粘性係数によって支配されるので、結局は土砂層の伝播速度が津波の規模と特徴を支配すると理解してよい。シミュレーションを繰り返して尤もらしい移動速度を見積るという手法は一見すると合理的に見えるかもしれないが、海底地すべり津波の発生モデルと地すべり体の移動速度の間にトレードオフが存在するため、発生モデルが確立していない状況で利用すると、結局どの発生モデルがベストなのかという問いに答えられない。これが、いまだ複数の海底地すべり津波の発生モデルが存在する理由であろうと思われる。このため、移動速度の実測は難しいとしても、サンプリングによる海底地盤の微細構造や物性の把握、水槽実験および数値実験

による海底崩壊の再現などを通じて、地すべり体の移動速度を拘束するような研究が必要である。また、ここでは触れなかったが、海底地すべりのトリガリングメカニズムについての解明が進まないと、移動速度の推定もままならないため、この研究も必要である。

4.5 まとめ

本稿では海底地すべり津波の複数ある計算法の概要を紹介した。また、それらのうちいくつかを利用して同じ海底地すべり源で津波を計算し、結果を比較した。同じ海底地すべり源を入力しても、利用する計算法の違いによって、励起された津波は振幅、波長ともに最大で数倍異なった。海底地すべり津波の計算法の確立に向けては、海底地すべりの静的および動的な情報とそれによって発生する津波の観測記録が必要である。現状、必ずしも十分とは言えないが、海底地すべりの位置と規模という静的な情報は海底地形調査からある程度把握できるようになってきたし、津波の発生・伝播過程も、今後は海域に展開された水圧計観測網などで高精度データを取得できる機会が増えると予想される。一方、津波励起に大きく影響する地すべり体の移動速度という動的な情報については、今後も実測は難しいだろう。地すべり体の移動速度をより精度よく推定するためには、海底地盤サンプリングによる物性の把握、水槽実験および数値実験による海底地盤崩壊の再現などの取り組みが必要不可欠である。

参考文献

- 1) Grilli, S.T., D.R. Tappin, S. Carey, S.F.L. Watt, S.N. Ward, A.R. Grilli, S.L. Engwell, C. Zhang, J.T. Kirby, L. Schambach, and M. Muin, 2019, Modelling of the tsunami from the December 22, 2018 lateral collapse of Anak Krakatau volcano in the Sunda Straits, Indonesia, *Scientific reports*, 9, 11946.
- 2) Kanazawa, T., 2013, Japan Trench earthquake and tsunami monitoring network of cable-linked 150 ocean bottom observatories and its impact to earth disaster science, In: 2013 IEEE international underwater technology symposium (UT), IEEE, 1–5.
- 3) Kaneda Y., N. Takahashi, T. Baba, K. Kawaguchi, E. Araki, H. Matsumoto, T. Nakamura, S. Kamiya, K. Ariyoshi, T. Hori, M., Hyodo M. Nakano, J.-K. Choi, S. Nishida, and T. Yokobiki, 2015, Advanced Real Time Monitoring System and Simulation Researches for Earthquakes and Tsunamis in Japan, in V. S.-Fandiño et al. (ed.) : Post-Tsunami Hazard: Restoration and Reconstruction, SPRINGER, 179-189, doi:10.1007/978-3-319-10202-3_12.
- 4) Hsu, S.-K., J. Kuo, C.-L. Lo, C.-H. Tsai, W.-B. Doo, C.-Y. Ku, and J.-C. Sibuet, 2008, Turbidity currents, submarine landslides and the 2006 Pingtung earthquake off SW Taiwan, *Terr. Atoms. Ocean. Sci.*, 19, 767-772, doi:10.3319/TAO.2008.19.6.767.
- 5) Satake, K., and Y. Kato, 2001, The 1741 Osihma-oshima eruption: Extent and volume of submarine debris avalanche, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 427-440.
- 6) Imamura, F., and M.M.A. Imteaz, 1995, Long waves in two-layers: Governing equations and numerical model, *Journal of Science of Tsunami Hazards*, 13, 3-24.
- 7) Jiang, L., and P.H. Leblond, 1992, The coupling of a submarine slide and the surface waves which it generates, *J. Geophys. Res.*, 97, 12731–12744.
- 8) Jiang, L., and P.H. Leblond, 1993, Numerical modeling of an underwater Bingham plastic mudslide and the waves which it generates, *J. Geophys. Res.*, 98, 10303–10317.
- 9) Fine, I., A. Rabinovich, B. Bornhold, R. Thomson, and E. Kulikov, 2005, The grand banks landslide-generated tsunami of November 18, 1929: preliminary analysis and numerical modeling, *Mar. Geol.*, 215, 45–57.
- 10) Kawamata, K., K. Takaoka, K. Ban, F. Imamura, S. Yamaki, and E. Kobayashi, 2005, Model of tsunami generation by collapse of volcanic eruption: the 1741 Oshima-Oshima tsunami. In: Satake, K. (Ed.), *Tsunamis: Case Studies and Recent Development*, Springer, New York, 79–96.
- 11) Skvortsov, A., and B. Bornhold, 2007, Numerical simulation of the landslide-generated tsunami in Kitimat Arm, British Columbia, Canada, 27 April 1975, *J. Geophys. Res.*, 112, F02028, doi:10.1029/2006JF000499.
- 12) Grilli, S.T., P. Watts, 2005, Tsunami generation by submarine mass failure: I. Modeling, experimental validation, and sensitivity analysis, *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 131, 283–297.
- 13) Watts, P., S.T. Grilli, D.R. Tappin, G.J. Fryer, 2005, Tsunami generation by submarine mass failure. II: predictive equations and case studies, *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 131, 298–310.
- 14) Tappin, D.R., S.T. Grilli, J.C. Harris, R.J. Geller, T. Masterlark, J.T. Kirby, F. Shi, G. Ma, K.K.S. Thingbaijam, P.M. Mai, 2014, Did a submarine landslide contribute to the 2011 Tohoku tsunami?, *Mar. Geol.*, 357, 344–361. <https://doi.org/10.1016/j.margeo>.
- 15) Abadie, S., J.C. Harris, S.T. Grilli, R. Fabre, 2012, Numerical modeling of tsunami waves generated by the flank collapse of the Cumbre Vieja volcano (LaPalma, Ca-naryislands): tsunami source and near field effects, *J. Geophys. Res.*, 117, C05030, doi:10.1029/2011JC007646.
- 16) Abadie, S., D. Morichon, S.T. Grilli, Glockner, S., 2010, Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid Navier-Stokes model, *Coast. Eng.*, 57, 779–794.
- 17) Fuhrman, D.R., P.A. Madsen, 2009, Tsunami generation, propagation, and run-up with a high-order boussinesq model, *Coast. Eng.*, 56, 747–758.
- 18) Watts, P., S.T. Grilli, J.T. Kirby, G.J. Fryer, D.R. Tappin, 2003, Land slide tsunami case studies using a Boussinesq model and a fully nonlinear tsunami generation model, *Nat. Hazards and Earth Syst. Sci.*, 3, 391–402.
- 19) Baba, T., Y. Gon, K. Imai, K. Yamashita, T. Matsuno, M. Hayashi, H. Ichihara, 2019, Modeling of a dispersive tsunami caused by a submarine landslide based on detailed bathymetry of the continental slope in the Nankai trough, southwest Japan, *Tectonophysics*, 768, 228182, <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2019.228182>.
- 20) Ma, G., J.T. Kirby, T.-J. Hsu, F. Shi, 2015, A two-layer granular landslide model for tsunami wave generation: Theory and computation, *Ocean Modelling*, 93, 40-55, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2015.07.012>.
- 21) Tappin, D.R., P. Watts, G.M. McMurtry, Y. Lafoy, T. Matsumoto, 2001, The Sissano, Papua New Guinea tsunami of July 1998 – offshore evidence on the source mechanism, *Marine Geology*, 175, 1-23.
- 22) Matsumoto, H., T. Baba, K. Kashiwase, T. Mitsu, and Y. Kaneda, Discovery of Submarine landslide Evidence Due to the 2009 Suruga Bay Earthquake, 2012, Submarine mass movements and their consequences, *Advances in Natural and Technological Hazards Research*, 31, 549–559.
- 23) Baba, T., H. Matsumoto, K. Kashiwase, T. Hyakudome, Y. Kaneda, and M. Sano, 2012, Micro-bathymetric Evidence for the Effect of Submarine Mass Movement on Tsunami Generation During the 2009 Suruga Bay Earthquake, Japan, Submarine mass movements and their consequences, *Advances in Natural and Technological Hazards Research*, 31, 485-495.