

水工学シリーズ 21-B-8

# 分散性を考慮した津波伝播計算

徳島大学 教授

馬場 俊孝

土木学会

水工学委員会・海岸工学委員会

2021年8月

# 分散性を考慮した津波伝播計算

## Dispersive Tsunami Wave Modeling

馬場 俊孝

Toshitaka BABA

### 1. はじめに

2011年東北地方太平洋沖地震（以降、2011年東北地震）は巨大津波を発生させ、東北地方沿岸部を中心に甚大な被害を与えた。内閣府は、2011年東北地震が発生した北側の北海道沖の千島海溝でも、東北地震と同規模の地震の危険性を指摘している。巨大な東北地震の断層すべりによる地殻内の応力擾乱を考えれば、なにも北側だけでなく、震源域周辺で津波を伴うような別の大地震がいつ発生してもおかしくない。特に震源域の東側の領域では、沈み込むプレート内で発生するアウターライズ地震が発生する可能性が高い。過去の事例では海溝型地震の1896年明治三陸地震（Ms7.2）の後、1933年にアウターライズ地震である昭和三陸地震（M8.1）が日本海溝の海溝軸よりも海側で発生した。1933年昭和三陸地震の津波は最大で28.7m、死者、行方不明者合わせておよそ3000人の被害を出した。海外の事例では千島海溝沖で2006年、2007年に発生した2つの地震が有名で、2006年のM8.3の海溝型地震の2か月後にM8.1のアウターライズ地震が発生している。

また、結論には至っていないが、2011年東北津波のうち岩手県周辺に襲来した部分は海底地すべりによって増幅したという説もある(Tappin et al., 2014)。これは地震波解析により求めた東北地震の断層運動と津波の初期波源域に違いが見られたためである。海底地すべりは、地震波をさほど出さず津波を励起するため、地震波を用いた解析では一般にそのソースを捉えることができない。この現象は、サイレント津波や非地震性津波などと呼ばれたりもする。この場合、津波避難の鉄則である「海岸で強い揺れを感じたらすぐ高台に避難」が通用しない。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では、海岸で開催していた音楽ライブ会場がまったく予期せぬ津波に飲み込まれる映像が残されている。

2011年東北津波以降、これらの津波にも対処できるように、日本海溝の海域では大規模な津波観測網の整備が行われた。日本海溝海底地震津波観測網（S-net）は、およそ150点の海底水圧計で津波を観測する。震源域直上で観測するため早期検知が可能で、また、地震波を介さない津波の直接観測であり非地震性津波にも対応可能である。同様の海底地震観測網は、近い将来、巨大地震が発生するとされる西南日本沖の海底にも整備中である（地震津波観測監視システム、DONET）。海底地震観測網を利用した津波予測手法の研究も精力的に実施されている。たとえば、Tsushima et al. (2014)によるtFISHは津波観測データを用いて津波波源を即時推定し、津波予測精度を向上させている。このアルゴリズムはすでに気象庁の津波警報に利用されている。その他にも、いくつかの新しい津波予測手法が提案されている（e.g. Maeda et al., 2015; Igarashi et al. 2016; Musa et al., 2018）。

これらの津波予測に利用される津波伝播、遡上計算の高度化も著しい。特に、近年目まぐるしい発展を遂げる計算機によるところが大きく、大規模かつ高速な津波計算が行われるようになってきている(Baba et al., 2016; Musa et al. 2018)。また、支配方程式も一般的な浅水波理論にとどまらず、目的により、土砂移動計算、分散波理論、三次元計算を利用するケースが増えてきている。本稿では、2章で著者が中心となって開発してきた分散波

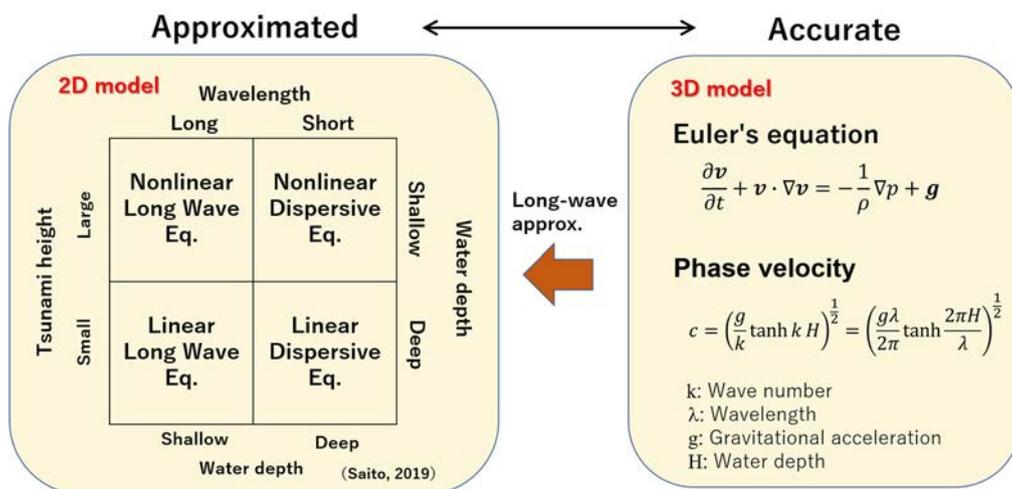


図-1 津波方程式の体系. Saito (2019)に加筆.

理論を用いた並列津波計算コード (JAGURS, Baba et al., 2014, 2015, 2016, 2017) を紹介する. 3~4章では津波の分散性を考慮したほうがよいと考えられる津波の JAGURS 計算結果を紹介する. さらに5章では, 分散波理論に地殻の弾性と海水の密度成層構造を考慮した遠地津波計算を紹介する.

## 2. 高性能津波計算コード : JAGURS

初めに津波計算で利用される方程式系を概観する. 海水を非圧縮, 非粘性として扱うとすると, 海水の運動方程式はオイラーの式で表現できる (図1, Euler's equation). さらに津波の波長は一般に長いので長波近似を適用し二次元のモデルにする. この二次元モデルは, 線形長波式 (Linear Long Wave Eq.), 非線形長波式 (Nonlinear Long Wave Eq.), 線形分散波式 (Linear Dispersive Eq.), 非線形分散波式 (Nonlinear Dispersive Eq.) に分類される. 線形長波式は深海を伝播する小振幅, 長波長の津波に適用される. 水深の浅い沿岸では, 浅水変形で津波の波長が短くなり, 振幅が増大するため, 精度よく津波を再現するには非線形長波式が必要となる. 波長がさらに短くなると分散性を無視できなくなり非線形分散波式を利用する. 分散性の有無は水深と波長の比に依存するから, 深海においても津波の波長が短い場合は分散波理論を利用する, ただし, 深海では非線形性は無視できるので, 線形分散波理論が良い. また, 分散波理論にも扱える範囲があり, 水深と波長の比 (相対水深) でおよそ 1/5 未満が目安である.

ちなみに, 小振幅, 長波長の津波を非線形分散波式や三次元モデルを使って計算していけないわけではない. 小振幅, 長波長の津波では, 線形長波式も非線形分散波式も, 三次元モデルでも同じ答えが得られる. ただ, 計算コストはかなり違い, 非線形分散波式を解くには, 問題にもよるが線形長波式のおよそ数十倍の計算コストがかかる. 三次元計算ではさらに計算コストが必要になる. だから, 必要な計算精度と計算コストを考慮して適切な支配方程式を選ぶことが求められる. 津波ハザードマップは非線形長波式を利用している. これは精度の割に計算コストがかからないこと, 数値計算において比較的安定に解を求められることが主な理由である. また, 計算精度の観点から分散波理論を使った方がよい短波長の津波も中にはあるものの, 非線形長波理論でこれらの津波を計算すると過大評価になる傾向があり (図-2a), 安全側の評価となるため防災対策において受け入れられている.

本稿で紹介する JAGURS は日本とオーストラリアの複数の津波研究者によって開発されている津波計算コードである. JAGURS は, 二次元モデルで非線形分散波式 (Peregrine, 1972) を利用している. 特定の領域のみ空間解像

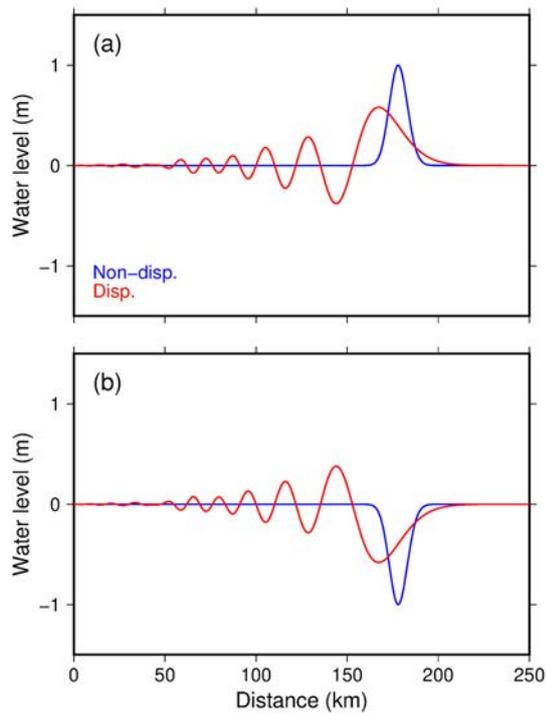


図-2 津波の分散による変形. X の方向に(a)押し波と(b)引き波の津波を伝播させて、長波式(青)と線分散波式(赤)で解いた. 水深は4000mで一定. (a)の押し波では長波式の最大水位が高いが、(b)の引き波では分散波式の最大水位が高い.

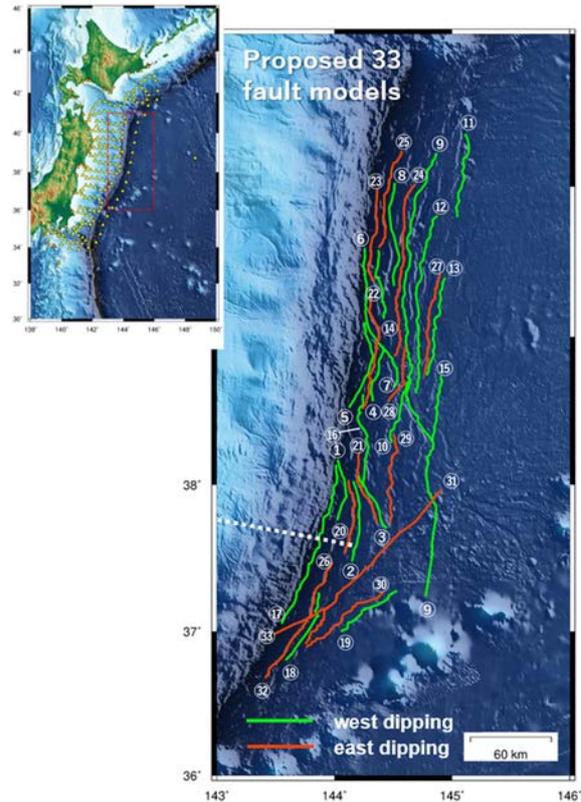


図-3 Baba et al. (2020)でモデル化された、日本海溝における33本のアウトライズ断層.

度を向上させるネスティングアルゴリズムも実装されている. OpenMP と MPI と用いて並列化されており、複数のシナリオを一度に実行するマルチシナリオ機能もある. さらに、詳細は5章で述べるが地殻の弾性と海水の密度成層構造の効果を津波の伝播に考慮できる. これらの効果は遠地津波の予測精度を格段に向上させる. JAGURS は海洋研究開発機構の地球シミュレータ、理化学研究所の京コンピュータ、富岳などでの稼働実績がある. ソースコードは公開されており、誰でも使え、日本並びに海外の研究者にも利用されている. ユーザー登録も不要であるため正確なユーザー数は不明だが、著者の知る限り世界で少なくとも70人(2021年6月現在)が利用している.

### 3. アウターライズ地震津波の計算

#### 3.1 日本海溝のアウターライズ地震断層

アウターライズ地震はアウターライズで発生する正断層型の地震である. アウターライズとは日本語で外側の隆起帯という意味で、海溝軸よりも外側(海側)に海底が少し隆起している場所があり、その部分を指す. 例えば、日本海溝では海溝軸よりも海側には太平洋プレートが存在する. 太平洋プレートは、日本海溝で陸側のプレートの下に沈み込む. これにより、太平洋プレートに曲げモーメントが加わり、海溝軸外側で太平洋プレートは少し持ち上がっている. また、太平洋プレートの上半分には引張場が発生し、正断層型地震が発生する.

陸側のプレートの沈み込んだ部分の上面でプレート境界型地震が発生すると、沈み込んでいるプレートにさらに曲げモーメントが加えられる. このため、巨大なプレート境界型地震が発生した後に、アウターライズ地震が発生すると考えられており、過去の例としては、1896年明治三陸地震、1933年昭和三陸地震のペア、2006年、2007

年の千島列島沖地震のペアが有名である。また、複雑な地域応力場により正断層地震ではなかったが、2004年スマトラ島沖地震の海溝軸より海側で、M8.6の巨大なプレート内地震が2012年に発生している。しかしながら、日本海溝において2011年東北地震の規模に匹敵するようなアウターライズ地震は、いまだ発生しておらず、多くの地震学者がその危険性を指摘している。

このため、日本海溝のアウターライズ地震の性状の把握を目的とした海域調査が精力的に行われている。アウターライズ地震は、海底にホルスト&グラベン構造という特徴的な地形を作るため、まずは微地形調査が実施された。さらに、人工震源（エアガン）を用いた地殻構造探査や、自然地震観測などが実施された。その結果、次のことが明らかになった。①アウターライズ地震断層の上端は海底に達している。②断層の傾斜角は45度から75度と高角である。③アウターライズ地震を起こすと考えられる地震発生層は海底下およそ40kmまでである。④アウターライズ地震の周辺のプレートの剛性率は約65GPaである。これらの調査結果を総合して、Baba et al. (2020)は33本のアウターライズ断層のモデルを提案した（図-3）。

### 3.2 津波計算手法

アウターライズ地震である1933年昭和三陸地震は図-3の領域内で発生しているため、提案した33本の断層のうち1本は1933年昭和三陸地震の断層に対応すると考えられる。本研究の断層モデル化の手順および津波計算手法の妥当性を確認するため、33本の断層モデルを用いて津波計算を実施し、1933年の津波の痕跡高と比較する。また、既往研究で提案された1933年昭和三陸地震の断層モデル（Kanamori et al., 1971; Uchida et al., 2016; 相田, 1977）についても同様に津波計算し、痕跡高と比較した。

断層モデルから半無限均質弾性体の解析解（Okada, 1985）により、断層運動による海底の地殻変動を計算し、斜面の水平変位による津波励起（Tanioka and Satake, 1996）も加味した上で海底の上下変動を求める。この上下変動にKajiuraのフィルタ（Kajiura, 1963）を適用し、津波の初期水位分布を得る。初期水位分布の入力時間（ライズタイム）は30秒とした。津波の計算にはJAGURSの非線形長波式と非線形分散波式の両方を利用した。津波計算に必要な地形データには2秒角分解能のGlobal tsunami Terrain Model（GtTM, Chikasada, 2020）を利用したが、このまま全計算領域に適用すると計算量が膨大になるため、ネスティングアルゴリズムを利用した（図-4）。6秒角、18秒角の領域の地形データは、GtTMをダウンサンプルして構築した。比較のための1933年昭和三陸地震の津波痕跡高データは、津波痕跡データベース（東北大学, last access on 2021.06.04）から得たが、データの信頼度が最も高いものだけ（信頼度A）を利用した。計算には東京大学のOakforest-PACSを利用した。非線形分散波理論の2時間半の津波計算を完了するのに、Oakforest-PACSの64ノードを利用して、およそ3日半必要だった。再現性の指標には、次の式で表されるAida（1978）のK、 $\kappa$ を利用した。

$$\log K = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log \frac{\eta_{obs}}{\eta_{cal}} \quad (1)$$

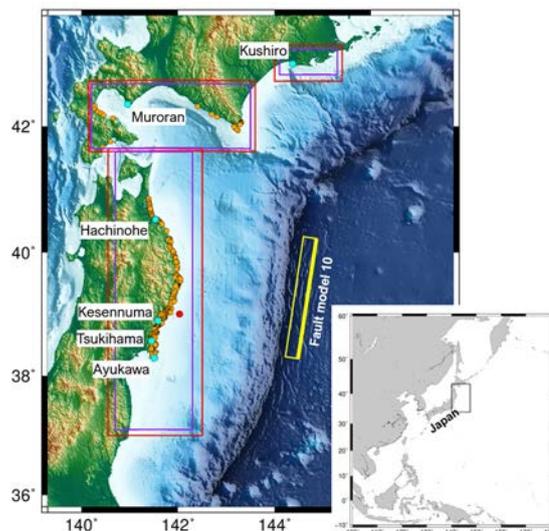


図-4 津波計算領域。赤、紫四角はネスティング領域、橙丸は痕跡データ位置、赤丸は図-6の波形比較位置。黄色の四角は断層モデル10番の外形。

$$\log \kappa = \left[ \frac{1}{n} \left\{ \sum_{i=1}^n \left( \log \frac{\eta_{obs}}{\eta_{cal}} \right)^2 - n(\log K)^2 \right\} \right]^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 $n$ はデータの個数、 $\eta_{obs}$ は津波痕跡高、 $\eta_{cal}$ は痕跡高と同じ場所の計算された最大津波高（または浸水高）である。Aida (1978)の指標では $K$ は1に近いほど、 $\kappa$ は小さいほど、再現性がよいことを示す。また、 $K$ が1を超えると平均して計算値よりも痕跡値が大きく、1を下回ると平均して計算値より痕跡値が小さくなる。

### 3.3 津波計算結果

Baba et al. (2020)で提案した33本の断層のうち、10番の断層 ( $L=218\text{km}$ ,  $M_w=8.31$ , 図)が最も良く1933年昭和三陸地震の津波痕跡高を説明した。非線形長波式を用いた計算で $K=1.09$ 、 $\kappa=1.49$ 、非線形分散波理論を用いた計算で $K=0.97$ 、 $\kappa=1.49$ となった。これらの指標の値は、既往研究で紹介されたモデルと遜色なかった(表-1)。

表-1. 複数の断層モデルから計算された最大津波高と1933年昭和三陸津波の痕跡高との比較

断層モデル	非線形長波式		非線形分散波式	
	K	$\kappa$	K	$\kappa$
Baba et al. (2020) (断層10番)	1.09	1.49	0.97	1.49
Kanamori (1971)	1.17	1.55	1.13	1.57
Uchida et al. (2016) (2枚断層)	0.72	1.57	0.69	1.58
相田 (1977)	1.03	1.50	0.91	1.49

Baba et al. (2020)の断層10番について、非線形長波式と非線形分散波式の結果を比べてみよう(図-5)。非線形長波式では $K=1.09$ であり、計算値が痕跡値をやや下回っている。非線形分散波式では $K=0.97$ であり、 $K$ がより1に近いので、非線形長波式より痕跡高の再現性がよいことがわかる。また、非線形分散波式の $K$ は1を下回り、非線形長波式とは逆に痕跡値より計算値がやや大きくなっていることがわかる。つまり、分散性を考慮することで、考慮しない場合よりも、最大津波高が10%程度大きくなり、痕跡項の再現性が向上した。

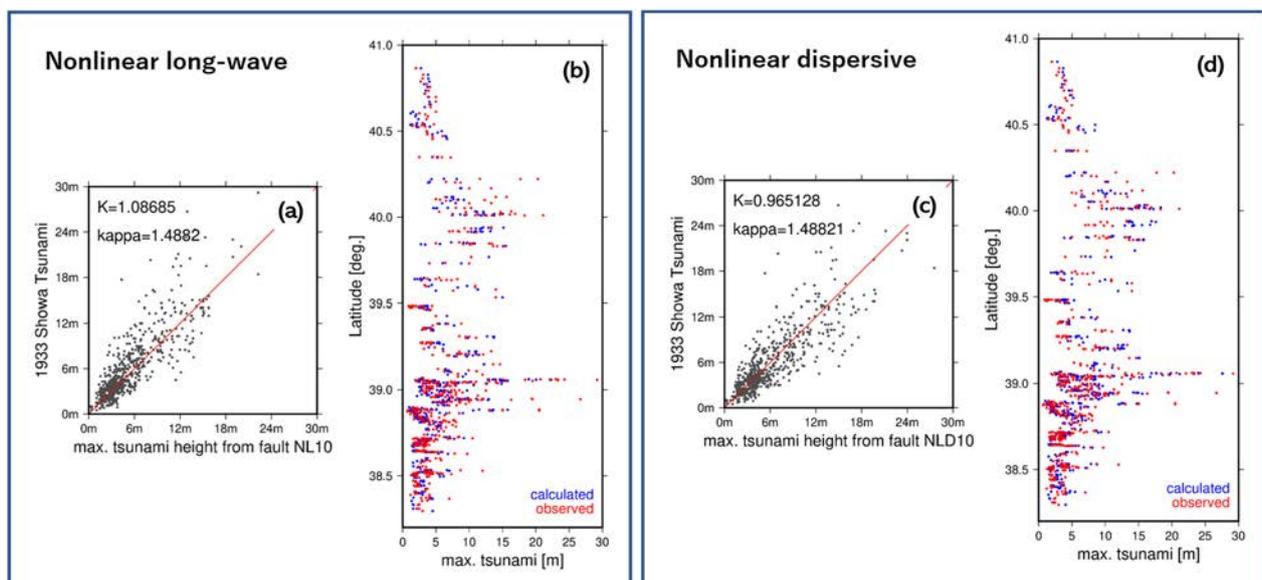


図-5 断層モデル10番で計算された津波と1933年昭和三陸地震の痕跡高データの比較。(a),(b)は非線形長波理論式,(c),(d)は非線形分散波式を利用した。

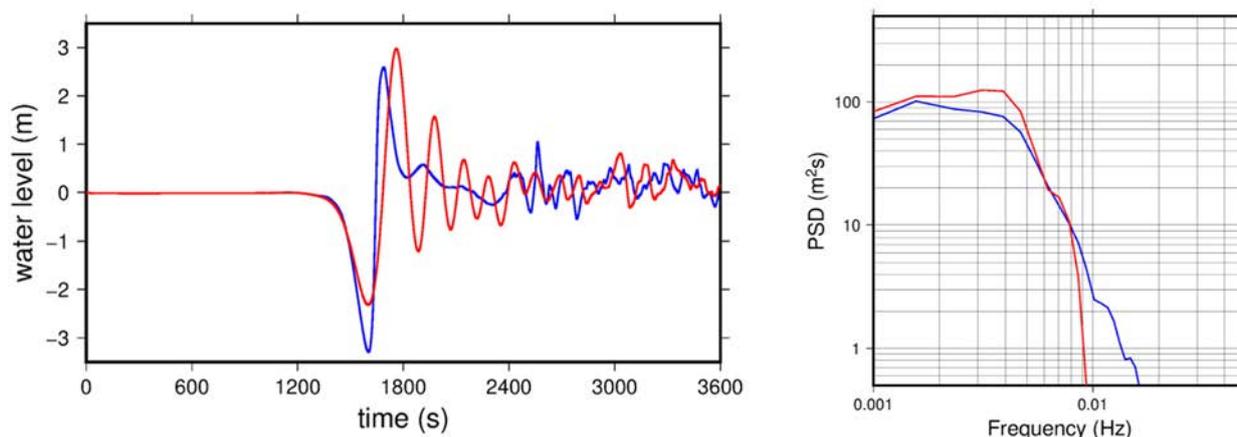


図-6 図-4の赤丸位置で計算された津波波形(右)(赤:非線形分散波,青:非線形長波)とパワースペクトル(左)

断層10番の結果は、分散性を考慮した津波計算はしない場合に比べて津波の高さが低くなる(図-2a)という一般的な理解と矛盾する。これはなぜか?実は津波の極性が関係している。分散性を考慮した津波計算がしない場合に比べて津波の高さが低くなるのは、押し波の津波の場合である。引き波の津波の場合は分散効果で海水が持ち上がり、津波が高くなる(図-2b)。図-2aと図-2bを比較すると、津波に上下逆の分散変形が起こっていることが確認できる。アウターライズ地震は正断層なので海底での地殻変動は沈降が主であり、また、断層が高角なため沈降域は狭い範囲に限られる。結果として、波長の短い引き波の卓越した津波が生成される。

図-6に断層モデル10番の沖合20km、水深200mのポイントでの非分散式(長波式)、分散式で得られた津波時系列波形と、そのスペクトルを示す。非分散、分散の間に最大津波高、波長ともに違いがみられる。また、水深200mよりも深い場所のみ分散性を考慮し、水深200mよりも浅い場所の分散性を無視した試算をしてみたが、結果がほぼ変わらなかった。だから、非線形性と分散性の影響で遠浅海岸においてソリトン分裂が発生し津波が増大することがあるが、本検討の場合はソリトン分裂の寄与はさほど大きくない。分散性を考慮したことによる津波の増幅は、波長の短い引き波津波が深海を伝播する間に波数分散性による変形したことによる。

## 4. 海底地すべり津波の計算

### 4.1 海底地すべり源の設定

アウターライズ地震津波に加えて、短波長で引き波が卓越する津波の代表に海底地すべり津波がある。本章では、アウターライズ地震津波で見られた分散性による津波波高の増大が、海底地すべり津波においても発生するか確認してみよう。

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必要がある。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、Baba et al. (2019)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ビーーム測深を計3回実施した。図-7に示した海底地形図は深江丸航海のマルチロービー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およそ6.9kmである。他の地すべりも含めて、表-2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。

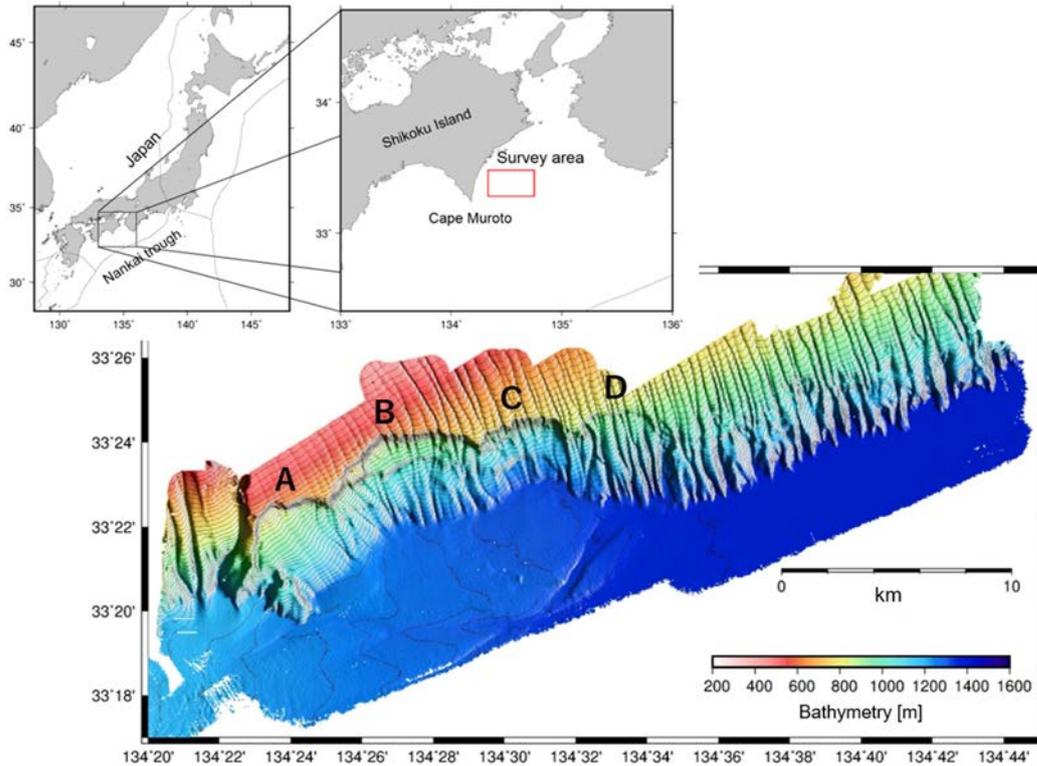


図-7 四国沖大陸棚斜面におけるマルチナロービーム測深結果. コンター間隔は10m.

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。

表-2 海底地すべりパラメータ

Slide (図-7)	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 <sup>3</sup>	4.8 km <sup>3</sup>	1.3 km <sup>3</sup>	0.4 km <sup>3</sup>

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

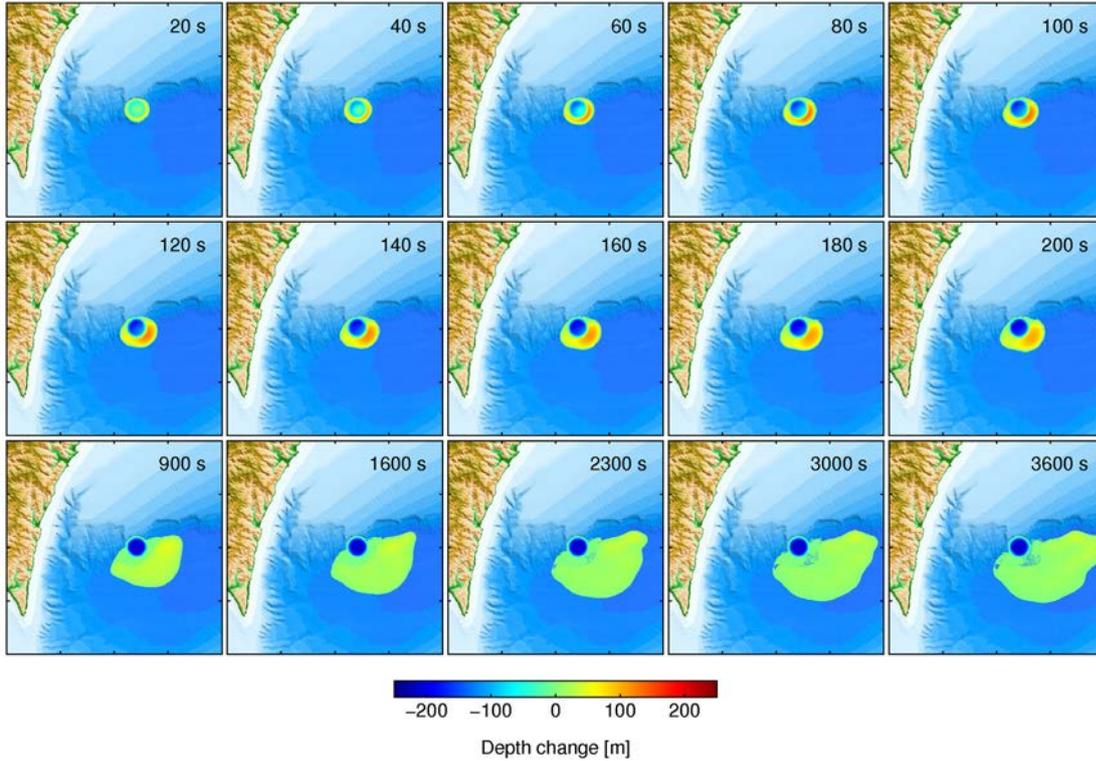


図-8 二層流モデルによって得られた海底地すべりによる水深変化。赤色が堆積，青色が浸食を示す。

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。

#### 4.2 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 (1995) の二層流モデルで次の式で表される。

$$\frac{\partial M_1}{\partial x} + \frac{\partial N_1}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial t}(\eta_1 - \eta_2) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1^2/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial y} + g D_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(N_1^2/D_1)}{\partial y} + g D_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial M_2}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} + \frac{\partial \eta_2}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial M_2}{\partial t} + \frac{\partial(M_2^2/D_2)}{\partial x} + \frac{\partial(M_2 N_2/D_2)}{\partial y} + g D_2 \left\{ \rho_1 \left( \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{\partial \eta_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \frac{\partial h_1}{\partial x} \right\} + BF = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{\partial(M_2 N_2/D_2)}{\partial x} + \frac{\partial(N_2^2/D_2)}{\partial y} + g D_2 \left\{ \rho_2 \left( \frac{\partial \eta_1}{\partial y} + \frac{\partial h_1}{\partial y} - \frac{\partial \eta_2}{\partial y} \right) + \frac{\partial \eta_2}{\partial y} - \frac{\partial h_1}{\partial y} \right\} + BF = 0 \quad (8)$$

添え字の 1 と 2 はそれぞれ上層と下層を意味する。式(3)と(6)が連続の式，式(4,5)と式(7,8)が運動の式である。

$\eta$ は水位,  $M$  と  $N$  は  $x$  方向,  $y$  方向の線流量,  $\rho$ は流体の密度で, 本研究では $\rho_1=1.00\text{g/cm}^3$ ,  $\rho_2=1.65\text{g/cm}^3$ とした.  $h$ は静水深,  $D$ は全水深 ( $h + \eta$ ),  $g$ 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 $h_1 + h_2$ 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 $\eta_2$ 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. 計算はスタッガード格子のリーブフロ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) の運動の式の式 (4, 5) は長波理論式に基づく. 上層の津波の伝播に分散性を考慮するためには, 式 (4, 5) を次の式 (9, 10) に入れ替える.

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1^2/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial y} + gD_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \frac{h_1^2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 M_1}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + \frac{\partial(M_1 N_1/D_1)}{\partial x} + \frac{\partial(N_1^2/D_1)}{\partial y} + gD_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - \frac{h_1^2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 M_1}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (10)$$

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 (9, 10) 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, 長波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・ザイデル法を用いた. 具体的な計算の実施は, JAGURS を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) で利用した. 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 (3-8) を用いて得られた下層 (地すべり体) の移動の様子を図-8 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斜面傾斜方向に広がりながらゆっくりと流れ続けた.

図-9 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. 長波理論式 (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, 長波理論式, 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長波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, 長波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-8 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-10a, 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, 長波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, 長波理論式を用いたシミュレーション (図-10 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-10a) では押し波が, 陸に向かう津波 (図-10d, g) では引き波が顕著である. また, 陸に向かう津波 (図-10d, g) では, アウターライズ地震津波で見られたように分散性を考慮した津波の最大津波高が高くなっている.

Two layer model

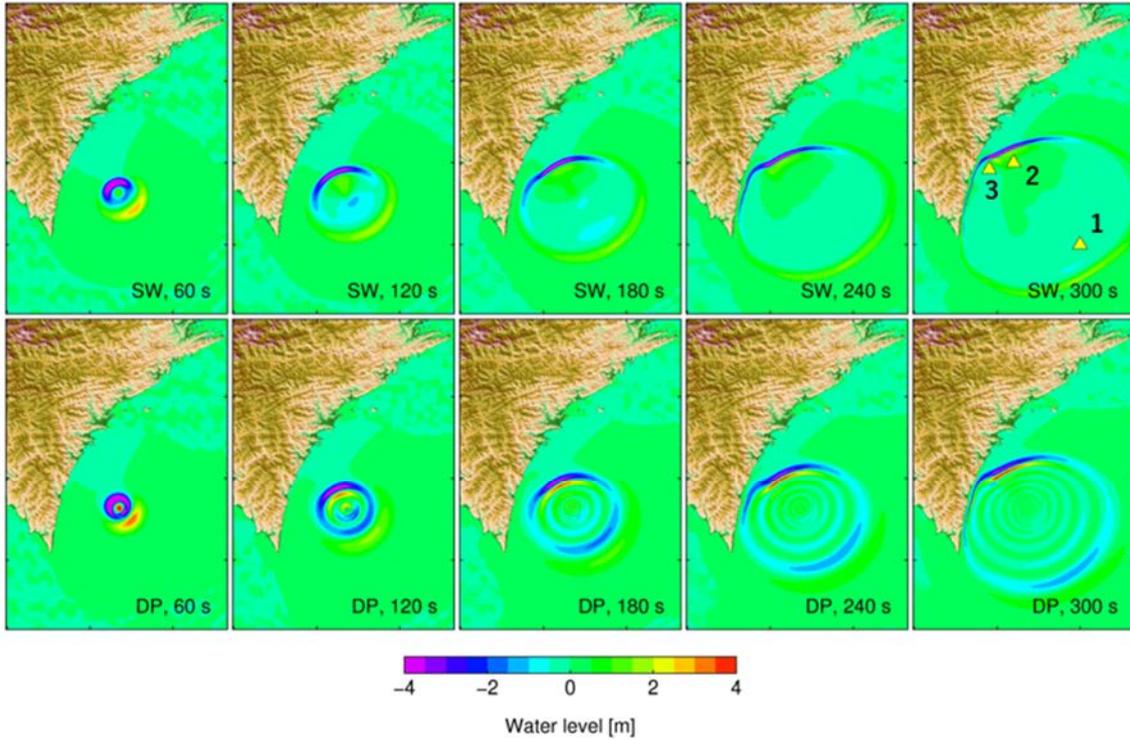


図-9 二層流モデルによって計算された地すべりイベント発生後 300 秒間の津波. 上段は上層を長波理論式 (SW, 式(4, 5)) で, 下段は上層にブシネスク項を含めた分散波理論式 (DP, 式(9, 10)) で解いたもの. SW と DP の比較から分散性の効果がみられる. 右上の地図の 1-3 は図-10 で示す津波波形の位置.

#### 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-8 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. 伝播計算では次の長波理論式 (式 11-13) と分散波理論式 (式 11, 14, 15) の双方を利用した.

$$\frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(M^2/D)}{\partial x} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial x} + \frac{\partial(N^2/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(M^2/D)}{\partial x} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(MN/D)}{\partial x} + \frac{\partial(N^2/D)}{\partial y} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 N}{\partial y \partial t} \right) = 0 \quad (15)$$

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  $\eta$  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(3-10)) 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。

長波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-11a に、図-9 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-10b, 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長波理論式で見られた片揺れ現象は見られない。分散性による津波の増幅もさほど認められない。

#### 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. (2005) 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様斜面を滑り落ちる 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-7 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 ( $\lambda_0$ ) の推定式は、

$$\eta_{0,2D} = S_0 \left( \frac{0.131}{\sin \theta} \right) \left( \frac{T}{b} \right) \left( \frac{b \sin \theta}{d} \right)^{1.25} \left( \frac{b}{R} \right)^{0.63} (\Delta \Phi)^{0.39} (1.47 - 0.35(\gamma - 1))(\gamma - 1) \quad (16)$$

$$\lambda_0 = t_0 \sqrt{gd} \quad (17)$$

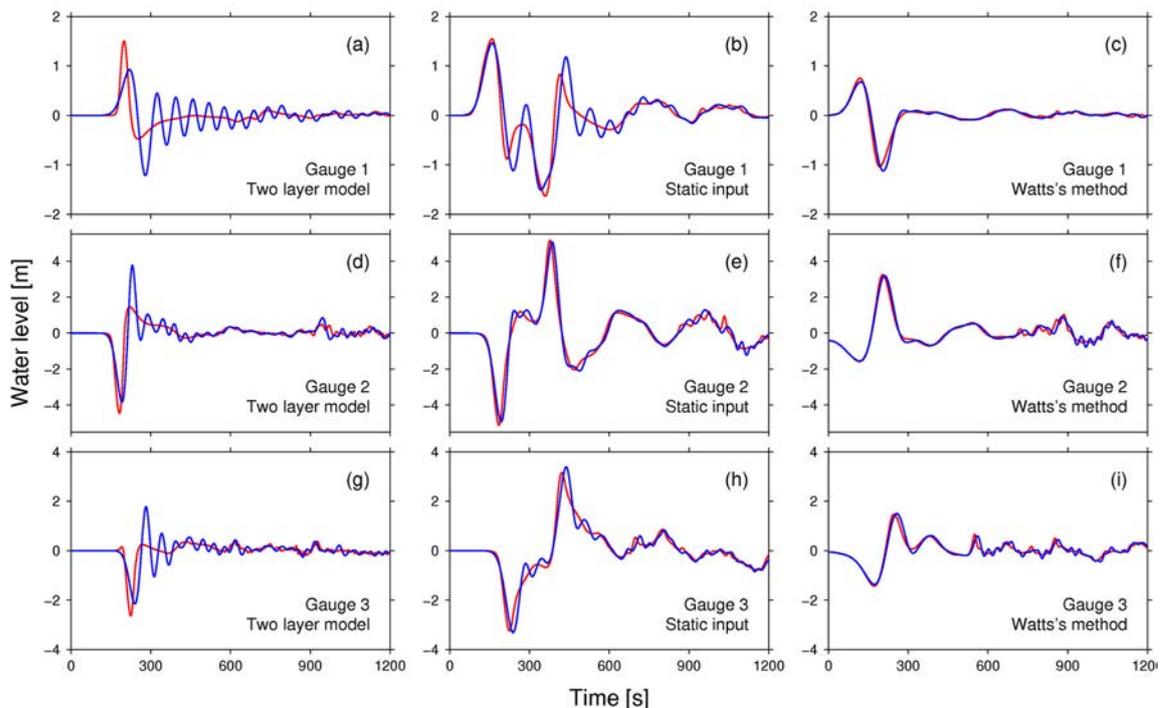


図-10 様々な津波励起モデルで計算した海底地すべり津波の波形。(a, d, g) 二層流モデルの結果、(b, e, h) 地形変化の静的入力、(c, f, i) は Watts の式による入力。Gauge1-3 の疑似観測点の場所は図-9 の右上の地図に示した。赤色が海水層を長波理論式で解き、青色が分散波理論式で解いた津波波形。

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の値）、 $T$  は地すべり体の最大厚さ、 $b$  は地すべり体の長さ、 $\theta$  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、 $\gamma$  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。

$$R = \frac{b^2}{8T} \text{ あるいは } R = b \quad (18)$$

$$\Delta\Phi = \frac{2S_0}{R} \quad (19)$$

$$t_0 = \sqrt{\frac{R}{g}} \sqrt{\frac{\gamma + C_m}{\gamma - 1}} \quad (20)$$

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  $T$ 、 $b$ 、 $\theta$ 、 $d$  と、 $S_0$  および  $\gamma$  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

$$\eta_{0,3D} = \eta_{0,2D} \left( \frac{w}{w + \lambda_0} \right) \quad (21)$$

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。

$$\eta(x, y) = -\frac{\eta_{0,3D}}{\eta_{min}} \operatorname{sech}^2 \left( \kappa \frac{y - y_0}{w + \lambda_0} \right) \left( \exp \left\{ -\left( \frac{x - x_0}{\lambda_0} \right)^2 \right\} - \kappa' \exp \left\{ -\left( \frac{x - \Delta x - x_0}{\lambda_0} \right)^2 \right\} \right) \quad (22)$$

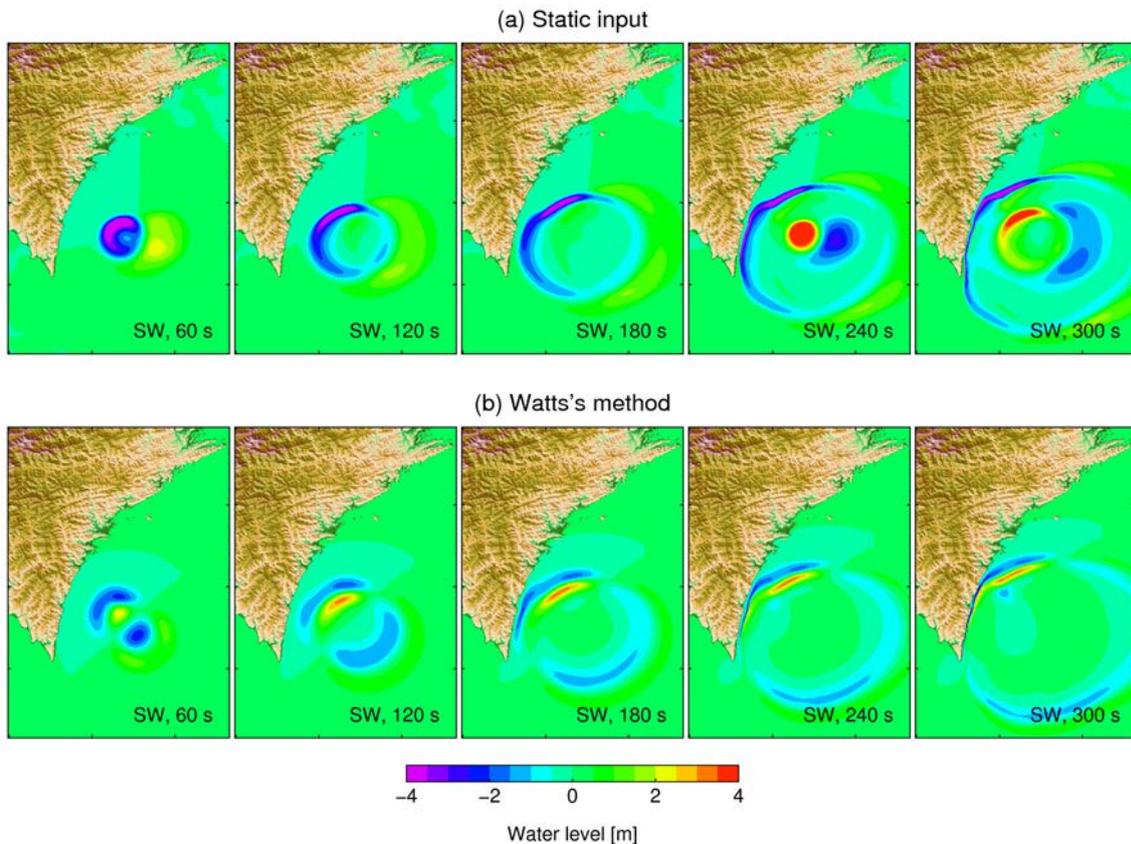


図-11 (a)海底地形変化の静的入力および(b)Watts の式によって計算された地すべりイベント発生後 300 秒間の津波。浅水波近似式 (SW, 式(11-13)) で計算した。

ここで、 $\eta_{min}$ 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。  $\Delta x$ 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。  $\kappa, \kappa'$ 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-7および表-2を参照して  $T=210m, b=4.2km, w=4.2km, \theta = 7^\circ, d=1000m, S_0 = 4.2km, \gamma = 1.65, \kappa=3, \kappa' = 0.83$ と設定した。初期水位分布以外は「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。こちらでも長波理論式 (式 11-13) と分散波理論式 (式 11, 14, 15)の双方で計算し、得られた結果を比較した。

図-11bに地すべりイベント後 300 秒の長波理論式 (SW) で得られた津波伝播の様子を示した。また、図-10c, 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長波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、静的入力よりも短い。また、Watts のモデルでは Static Input と同様に分散性の考慮による波高の増大は認められなかった。

## 5. 地殻の弾性と海水の鉛直密度成層構造を考慮した遠地津波シミュレーション

### 5.1 長時間津波シミュレーションの必要性

2011 年東北地震では津波警報の第一報が過小評価であった。沖合の GPS 波浪計で異常な津波が観測され、続報では徐々に改訂されたものの、第一報が伝わったあとすぐに停電等で情報が遮断された地域もあり、第一報の過小評価は問題視された。震災後、津波警報に利用される即時地震波解析およびアルゴリズムの改良や、日本周辺での海底地震津波観測網の整備、それを利用した津波即時予測手法の開発により、第一報の過小評価の問題についてはほぼ対処された。

一方、著者は津波警報の適切な解除も同様に重要であると考えている。なぜならば、津波により被害が発生した後、迅速に救助が行われる必要があるが、津波警報の解除が早すぎると救助隊が津波の後続波の襲来により危険にさらされるし、解除が遅すぎると津波浸水域に取り残された人々の救助が遅くなる。時には救えた命も救えなくなるかもしれない。津波警報の適切な解除については、あまり焦点を当てられないが、発災に続く救助活動を考えれば、迅速かつ的確に解除される必要がある。津波警報の解除は、半ば担当官に経験に頼っている部分が多く (林, 2011)、津波の減衰過程を予測するための理論的あるいは経験的な手法の開発は急務であろう。

津波の減衰課程の予測は、つまり、どれほどの長時間にわかって津波を精度よく計算できるか、という問いに答えることにほかならない。そこで本章では、2011 年東北津波の太平洋の DART 観測点で得られた記録に対して、JAGURS で長時間の津波波形の再現を試みる。

### 5.2 従来法による 2011 年東北津波の遠地津波シミュレーション

一般に、伝播距離の長い遠地津波シミュレーションでは津波の分散性を無視できない。分散性の効果を確認する意味も含めて、支配方程式には線形長波式、線形分散波式、非線形分散波式の 3 つを試した。津波の波源には、Saito et al. (2011)で提案された初期水位分布モデルを用い、地形データは 30 秒格子の GEBCO データから太平洋全体をカバーするように切り出して利用した。計算グリッドの個数は  $21601 \times 14401$  個であった。再現時間は 29 時間として、時間ステップ間隔は 0.5 秒、計算波形の出力ポイントは比較的に関日本に近い DART21418、ハワイ島付近の DART51407、太平洋の反対側のチリ沖の DART32401 の 3 点とした。計算には海洋研究開発機構の地球シミュレータ (第 3 世代) の 256 ノードを利用した。この条件で、分散波式の場合の計算時間はおよそ 38 時間であった。

計算波形と観測波形の比較を図-12 に示す。DART21418 について、分散性を考慮することにより、再現性が向上している (図-12a と 12d) 。さらに非線形項を追加すると、矢印で示した部分の波形の再現性が向上した (図-12d と 12d) 。一般に深海に設置された DART 観測点では、非線形性の効果は小さいが、図中矢印で示した部分は、日本列島の海岸で反射した成分であり、陸地付近を伝播する時に非線形項の影響を受けたため、波形が変化している。

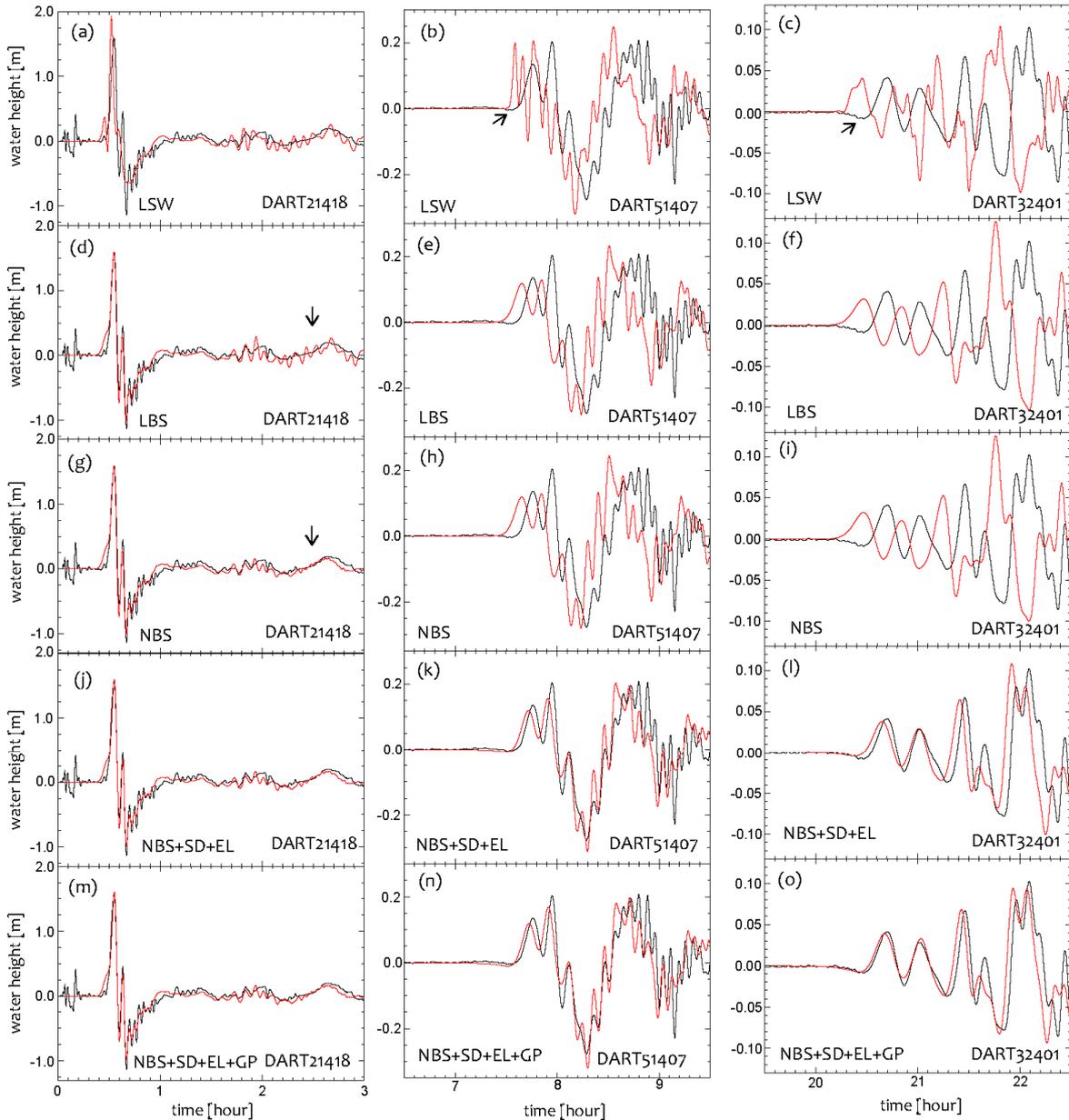


図-12 2011年東北地震太平洋地震津波のシミュレーション波形と DART 観測波形の比較. 上から順に徐々に計算モデルが高度化されている (LSW:線形長波, LBS:線形分散波, NBS:非線形分散波, NBS+SD+EL:地殻の弾性を海水の鉛直密度成層を考慮した非線形分散波, NBS+SD+EL+GP,地殻の弾性を海水の鉛直密度成層,重力ポテンシャルの変化を考慮した非線形分散波). 赤が計算,黒が観測波形.

DART51407 と DART32401 でも, 明瞭に分散性の効果が確認できる (図-12b と 12e, 図-12c と 12f). 分散性を考慮した場合でも, しかしながら, 計算津波の到着が実際よりもやや早い. 到着時刻のずれはハワイ沖の DART51407 よりもチリ沖の DART32401 の方が大きい. DART32401 でおよそ 15 分である. また, 観測では図-12b と 12c で示した矢印の部分に弱い引き波が見られるのだが, それらもシミュレーションでは再現できてない.

### 5.3 地殻の弾性, 海水の圧縮性, 重力ポテンシャルの変化

この津波走時のずれと第一波に先立つ弱い引き波について, Tsai et al. (2013)や, Watada et al. (2014)が詳細な検討を行い, 海水の圧縮性, 地球の弾性, 重力ポテンシャルの変化の3つを考慮することによりうまく再現できることを発見した. 津波方程式の導出の部分で「海水密度一定, 海底是不変, 重力も一定」と単純化しているが, Watada et al. (2014)は「実際には厚さ数千mの海水が移動すれば, 海水の荷重の変化により海底も変形し, 海水は圧縮され密度が変わり, その結果, 重力も変動する」と主張し, 地球の標準の層構造モデル (PREM) を利用して, 津波の位相速度の分散曲線を提示した (図-14). 波数分散性によるものは波長の短い方の位相速度が遅くなるのに対して, 地殻の弾性, 海水の圧縮性, 重力ポテンシャルの変化の効果は長波長の津波成分の位相速度を遅くする. その後, Allgeyer and Cummins (2014)がこれらの効果を津波の差分計算に取り込むことに成功した. ただし, Allgeyer and Cummins (2014)の方法は, 海水の圧縮性を海水密度の成層構造に置き換えている. Allgeyer and Cummins (2014)の方法で JAGURS に実装した (Baba et al., 2017). 地殻の弾性, 海水密度の成層構造, 重力ポテン

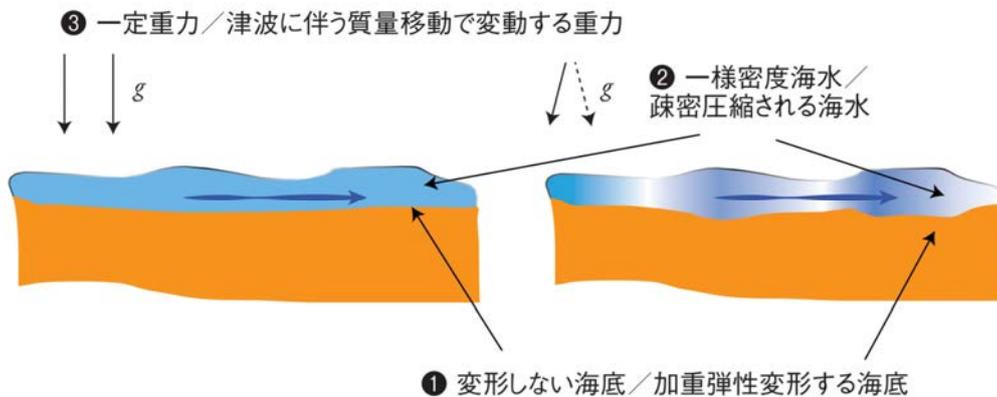


図-13 従来 (左) は, 海底地形は変形せず, 海水の密度は一様で, 重力は一定であるとして, 津波の伝播を計算していたが, 実際 (右) は, 津波にともなう海水の質量移動によって海底は変形し, また, 海水は圧縮によって密度が変わり, 重力も変動する. (地震研究所ニュースレターPLUS 23号より引用)

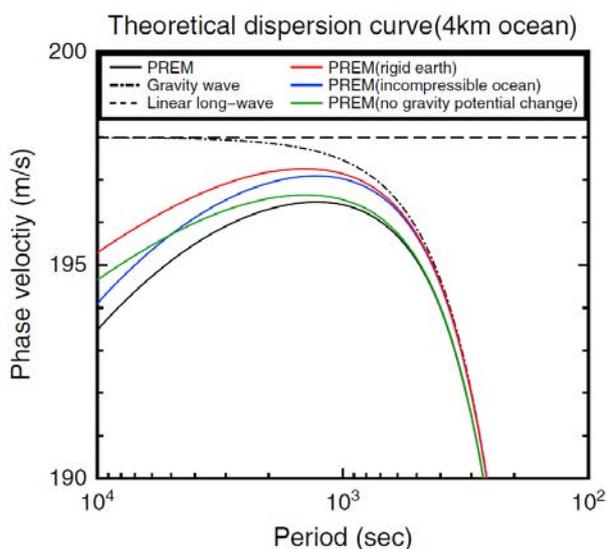


図-14 分散関係式 (Watada et al. 2014より引用)

シャルの変化も加えた遠地津波の支配方程式は次のとおりである. 式(23-24)は運動の式でこれらはこれまで述べてきた分散波式と同じである. 違いは連続の式(25)にあり, 海水密度の成層構造を考慮するために,  $\rho_H$  (海底での海水密度) と  $\rho_{ave}$  (海底での海水密度) が加えられている. 海水の鉛直密度プロファイルは海水の体積弾性率から予め定義する. 式25の $\xi$ は津波荷重による地殻の変形であり, PREM に対する単位荷重の変形場のグリーン関数 (式27) を畳み込むことによって求めている. なお, 式27の単位荷重による変形はジオイドを基準としている. つまり, 式(27)式には質量移動によるジオイド面の変形も含まれるため, 式(27)により地殻の弾性と重力ポテンシャルの変化の2つを考慮していることになる. なお, 式26,27のGが単位荷重による地球の変形の

グリーン関数,  $R$  が地球半径,  $M_e$  が地球の質量,  $k'_n$  と  $h'_n$  はラブ数である.  $P_n$  は  $n$  次のルジャンドル多項式である.

波数分散性に加えて, 地殻の弾性, 海水の圧縮性, 重力ポテンシャルの変化の3つの変化を考慮して計算した津波波形は図-12m, 12n, 12o に示されている. 波源近傍の DART21418 (図-12m) では, これら3つの効果による計算津波波形の変化は見られないが, ハワイ沖の DART51407 (図-12n) やチリ沖の DART32401 (図-12o) では, 津波到達時刻や第一波に先立つ弱い引き波についての予測精度の向上が見られた. 図-15 は地震発生から 29 時間分の波形の比較である. 長時間にわたって, 非常に精度よく DART の観測波形を再現できていることがわかる. 高精度な遠地津波の予測には, 従来の分散波理論を用いた遠地津波計算法に加えて, 地殻の弾性, 海水の圧縮性, 重力ポテンシャルの変化の3つの変化を考慮する必要があることが示された.

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{M^2}{H + \eta} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{MN}{H + \eta} \right) \\ = - \frac{g(H + \eta)}{R \sin \theta} \frac{\partial h}{\partial \varphi} + f_\varphi + \frac{H^2}{3R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \frac{1}{R \sin \theta} \left( \frac{\partial^2 M}{\partial \varphi \partial t} + \frac{\partial^2 (N \sin \theta)}{\partial \theta \partial t} \right) \right] \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{MN}{H + \eta} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{N^2}{H + \eta} \right) \\ = - \frac{g(H + \eta)}{R} \frac{\partial h}{\partial \theta} + f_\theta + \frac{H^2}{3R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{R \sin \theta} \left( \frac{\partial^2 M}{\partial \varphi \partial t} + \frac{\partial^2 (N \sin \theta)}{\partial \theta \partial t} \right) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\rho_H \frac{\partial (\eta + \xi)}{\partial t} = - \frac{\rho_{ave}}{R \sin \theta} \left[ \left( \frac{\partial M}{\partial \varphi} + \frac{\partial (N \sin \theta)}{\partial \theta} \right) \right] \quad (25)$$

$$\xi(\mathbf{r}) = \int_s \mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) [\eta(\mathbf{r}') + \xi(\mathbf{r}')] dS \quad (26)$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \mathbf{G}(\alpha) = \frac{-R}{M_e} \sum_{n=0}^{\infty} ((1 + k'_n - h'_n) P_n \cos \alpha) \quad (27)$$

## 6. まとめ

本稿では分散波理論を用いた津波の計算について紹介した. 分散波理論の津波計算は津波想定で良く用いられる長波理論よりも高精度であるが, 計算に係るコストが高いため, これまであまり積極的に用いられてこなかった. しかし, 計算機の性能の進歩は目覚ましく, 分散波理論を扱える津波シミュレーションコード (JAGURS) もフリーソフトとして公開されており, 分散波理論を用いた計算も現実的になりつつある. また, 我々は長波理論で計算すると, 分散波理論で計算するよりも計算津波高は高くなるという理解で, 分散波理論よりも多少精度が悪くとも, 安全側の評価となるため長波理論で津波想定を行っている. しかし, 長波理論が分散波理論よりも常に高い津波を予測するわけではなかった. 本稿で示したアウターライズ地震と海底地すべり地震による津波では, 引き波が卓越し, この場合, 分散変形によって海水が持ち上がり, 長波理論の解よりも津波が高くなる.

さらに, 2011 年東北地方太平洋沖以降, 遠地津波の予測に関する研究が進展し, 遠地津波の高精度な再現には波数分散性に加えて, 地殻の弾性, 海水の圧縮性, 重力ポテンシャルの変化の3つの変化を考慮する必要があることが発見された. これらの効果のすべてを JAGURS で扱うことができ, これを用いて DART 観測点の長時間波形を高精度で再現することに成功した.

## 参考文献

相田勇 (1977), 三陸沖の古い津波のシミュレーション, 地震研究所彙報, 52, 71-101.

Aida, I. (1978), Reliability of a tsunami source model derived from fault parameters. Journal of Physics of the Earth 26(1), 57-73. doi:10.4294/jpe1952.26.57

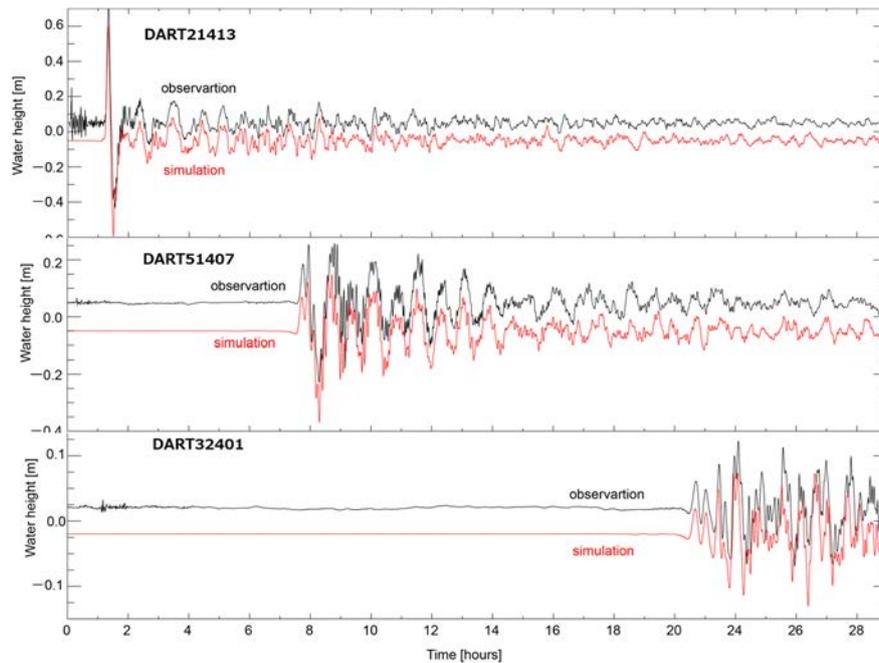


図-15 2011年東北地震発生から29時間分の津波波形の比較. 比較しやすいように、ゼロレベルを少しずらしてある.

- Allgeyer, S., Cummins, P.R. (2014), Numerical tsunami simulation including elastic loading and seawater density stratification. *Geophys. Res. Lett.* 41, 2368-2375. doi: 10.1002/2014GL059348
- Baba, T. et al. (2014), Tsunami Inundation Modeling of the 2011 Tohoku Earthquake using Three-Dimensional Building Data for Sendai, Miyagi Prefecture, Japan, *Tsunami Events and Lessons Learned, Advances in Natural and Technological Hazards Research*, 35, 89-98. doi:10.1007/978-94-007-7269-4\_3
- Baba, T. et al. (2015), Parallel implementation of dispersive tsunami wave modeling with a nesting algorithm for the 2011 Tohoku tsunami, *Pure appl. Geophys.*, 172, 3455-3472. doi:10.1007/s00024-015-1049-2
- Baba, T. et al. (2016), Large-scale, high-speed tsunami prediction for the great Nankai trough earthquake on the K computer, *Inter. Jour. of High Per. Comp. App.*, 30, 71-84. doi:10.1177/1094342015584090
- Baba, T. et al. (2017), Accurate numerical simulation of the far-field tsunami caused by the 2011 Tohoku earthquake, including the effects of Boussinesq dispersion, seawater density stratification, elastic loading, and gravitational potential change, *Ocean Modelling*, 111, 46-54. doi:10.1016/j.ocemod.2017.01.002
- Baba, T. et al. (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. doi:10.1016/j.tecto.2019.228182
- Baba, T. et al. (2020), Deep Investigations of Outer-Rise Tsunami Characteristics Using Well-Mapped Normal Faults Along the Japan Trench, *J. Geophys. Res.*, 125, e2020JB020060. doi: 10.1029/2020JB020060
- Chikasada, N. (2020), Global tsunami Terrain Model. doi:10.17598/NIED.0021.
- 林豊・越村俊一・今村文彦 (2011), 遠地地震津波の減衰予測のためのMRMS 振幅の時間減衰モデル, 土木学会論文

集B2(海岸工学), 67, I\_216-I\_220.

- Igarashi, Y. et al. (2016), Maximum tsunami height prediction using pressure gauge data by a Gaussian process at Owase in the Kii Peninsula, Japan, *Mar. Geophys. Res.*, 37, 361-370. doi:10.1007/s11001-016-9286-z
- 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.
- Kajiura, K. (1963), The leading wave of a tsunami, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 41, 535-571.
- Kanamori, H. (1972), Mechanism of tsunami earthquakes, *Phys. Earth Planet Inter.*, 6, 246-259.
- Maeda, T. et al. (2015), Successive estimation of a tsunami wavefield without earthquake source data: A data assimilation approach toward real-time tsunami forecasting, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 7923-7932. doi:10.1002/2015GL065588
- Musa A. et al. (2018), Real-time tsunami inundation forecast system for tsunami disaster prevention and mitigation, *J. Supercomputing*, 74, 3093-3313. doi:10.1007/s11227-018-2363-0
- Okada, Y. (1985) Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bull. Seism. Soc. Am.* 75, 1435-1154.
- Peregrine, H. (1972), Equations for water waves and the approximations behind them, edited by R. E. MEYER, pp. 95-121, *Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport*, Academic Press, New York.
- Saito, T., Ito, Y., Inazu, D., Hino, R., 2011. Tsunami source of the 2011 Tohoku-Oki earthquake, Japan: Inversion analysis based on dispersive tsunami simulations. *Geophys. Res. Lett.* 38, L00G19. doi: 10.1029/2011GL049089
- Saito T. (2019), Tsunami generation and propagation, 265pp. Springer Geophysics. doi:10.1007/978-4-431-56850-6\_1
- Tanioka, Y., and Satake, K. (1996), K. Tsunami generation by horizontal displacement of ocean bottom. *Geophys. Res. Lett.* 23, 861-864.
- Tappin, D.R. et al. (2014), Did a submarine landslide contribute to the 2011 Tohoku tsunami?, *Marine Geology*, 357, 344-361. doi:10.1016/j.margeo.2014.09.043
- Tsai, V.C. et al. (2013) Estimating the effect of Earth elasticity and variable water density on tsunami speeds. *Geophys. Res. Lett.* 40, 4 92-4 96. doi: 10.1002/grl.50147
- 東北大学, 津波痕跡データベース, last access on 2021.06.14,  
<https://irides.tohoku.ac.jp/publication/database/tsunami-db.html>
- Tsushima, H. et al. (2014), TFISH/RAPiD: Rapid improvement of near-field tsunami forecasting based on offshore tsunami data by incorporating onshore GNSS data, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 3390-3397. doi: 10.1002/2014GL059863
- Uchida, N. et al. (2016), The great 1933 Sanriku-oki earthquake: reappraisal of the mainshock and its aftershocks and implications for its tsunami using regional tsunami and seismic data. *Geophys. J. Int.* 206, 1619-1633. doi:10.1093/gji/ggw234
- Watada, S. (2014), Traveltime delay and initial phase reversal of distant tsunamis coupled with the self-gravitating elastic Earth, *J. Geophys. Res.*, 119, 4287-4310. 10.1002/2013JB010841
- Watts, P. (2005), Tsunami generation by submarine mass failure. II: predictive equations and case studies, *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 131, 298-310.