

独立行政法人港湾空港技術研究所

港湾空港技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH
INSTITUTE

VOL.53 No.1 March 2014

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

INDEPENDENT ADMINISTRATIVE INSTITUTION,
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 53 卷 第 1 号 (Vol. 53, No. 1) , 2014 年3月 (March 2014)

目 次 (CONTENTS)

1. 海水の圧縮性と地球の弾性を考慮した津波の分散解析	高川智博 3
(Dispersion Analysis of Tsunami Propagation with the Consideration	
of Water Compressibility and Earth Elasticity	
.....	Tomohiro TAKAGAWA)

海水の圧縮性と地球の弾性を考慮した津波の分散解析

高川 智博*

要 旨

2010 年チリ・マウレ地震や 2011 年東北地方太平洋沖地震で発生した大津波は、太平洋全域に伝播し、およそ 1 日かけて地球の裏側にまで到達した。その様子は太平洋全域の外洋に設置された DART ブイによって捉えられ、高精度な観測波形が記録された。その結果、従来津波伝播の計算に多用されてきた数値モデルの計算に比べて、実際の津波の到達が顕著に遅いことが明らかになった。2010 年チリ・マウレ地震の際には、気象庁が予測される津波の到達時間を発表したが、実際の到達が 60 分も遅かった地点もあった。避難行動に大きな影響を与えた例も報告されている。

本研究では、津波伝播遅延の原因として、海水の圧縮性と地球の弾性の影響を検討した。海水の圧縮性については、ポテンシャル理論を用いて独自にその遅延効果を導出した。また、これを変位-応力ベクトルに基づく多層弾性体の理論と連成し、一連の分散解析スキームとしてとりまとめた。得られた分散曲線には、通常の風波にみられる正分散と弾性床の影響による逆分散、そして波数依存性のない圧縮性による伝播速度の低減という 3 つの特徴がみられる。3 つの効果について津波の波形に与える影響を行った。逆分散が生じる弾性床の場合には、隆起域のみからなる波源であっても伝播に伴い押し波に先行する引き波が発達するようになる、これを前駆反転波と呼ぶこととした。前駆反転波は 2010 年チリ津波や 2011 年東北津波の観測波形にも認められる。これは津波の波形が地球の弾性による逆分散の影響を受けていることを示す強い証拠である。

提案した分散解析スキームを地球内部モデル（PREM）に適用し、地球モデル上での津波の分散特性を定量的に示した。津波の第一波の到達時間を正確に予測することを目指し、得られた分散関係から最大波速を水深の関数として整理した。最大波速を用いた新しい津波伝播計算モデルを提案し、2010 年チリ津波と 2011 年東北津波の観測波形を定量的に比較した。その結果第一波到達時間の推定バイアスが従来モデルでは 1.1% であったのに対し、提案モデルでは 0.10% に低減され、推定精度を 1 衍高めることに成功した。これは地球の裏側から伝播してくる津波であっても推定誤差 5 分以内の精度で予測できる精度である。提案した補正手法は既存の津波平面伝播計算モデルに容易に取り込むことが可能であり、津波の想定や予測等の実務計算への幅広い応用が期待される。

キーワード：海水の圧縮性、地球の弾性、第一波到達時間、津波、伝播遅延、分散性

* アジア・太平洋沿岸防災研究センター 研究官
〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1 独立行政法人 港湾空港技術研究所
電話 : 046-844-5052 Fax : 046-844-1274 E-mail : takagawa-t@pari.go.jp

Dispersion Analysis of Tsunami Propagation with the Consideration of Water Compressibility and Earth Elasticity

Tomohiro TAKAGAWA*

Synopsis

The discrepancy of tsunami arrival time between tsunami simulations and offshore observations has been widely recognized since the 27 February 2010 Chile tsunami and the 11 March 2011 Japan tsunami. More than three hours before the first tsunami attack of 2010 Chile tsunami, Japan Meteorological Agency distributed the forecast of the tsunami arrival time. In the case, the discrepancy reaches more than 60 minutes at some observation sites. It was pointed out that the information might mislead some evacuees to return back too early.

The delay effect due to the compressibility of the ocean-water was derived originally by the potential theory of compressible fluid dynamics. The theory was coupled with the Rayleigh wave theory in a multi-layered elastic media. The dispersion relationship derived by the coupled theory is characterized by the three effects: a normal dispersion derived by small-amplitude wave approximation, an inverse dispersion derived by the elastic motion of a sea bottom, a phase velocity reduction independent with the wave number. The inverse dispersion causes a reverse forerunner wave which is characterized by the arrival before the main signal and the reversed waveform. The existence of the reverse forerunner waveform was detected in the two tsunami events. It is thought to be a strong support of the existence of the tsunami modification by the elastic bottom.

The proposed coupling theory was applied to the global tsunami propagation on the basis of the Preliminary Reference Earth Model (PREM). The ocean-depth dependency of the tsunami dispersion relationship was analyzed. Based on the dispersion analysis, we proposed a new tsunami propagation model in which is incorporated by a maximum phase velocity function. Although the previous model has 1.1% bias of the estimation of tsunami arrival time, the proposed model significantly reduce the bias ten times. The error of tsunami arrival time is expected within 5 minutes even when a tsunami propagates from the opposite side of the earth. This model can be incorporated easily into existent tsunami propagation models. A wide application for practical use of tsunami simulations is expected.

Key Words: arrival time, delayed propagation, ocean-water compressibility, solid-earth elasticity, tsunami, wave dispersion

* Researcher, Asia-Pacific Center for Coastal Disaster Research
3-1-1, Nagase, Yokosuka, Kanagawa 239-0826, Japan Port and Airport Research Institute
Phone : +81-46-844-5052 Fax : +81-46-844-1274 E-mail : takagawa-t@pari.go.jp

目 次

要 旨	3
1. はじめに	7
1.1 研究の背景と目的	7
1.2 津波の伝播遅延に関する既往研究	7
1.3 本研究の概要と論文の構成	8
2. 分散理論	8
2.1 基礎方程式と一般解	8
2.2 境界条件	9
2.3 分散関係の導出手順	9
3. 海水の圧縮性と地球の弾性	10
3.1 海水の圧縮性	10
3.2 地球の弾性	11
4. 遠地津波の平面伝播計算への適用	13
4.1 計算モデル	13
4.2 計算条件	13
4.3 觀測データ	14
4.4 まとめ	15
5. 結論	16
謝 辞	16
参考文献	16

1. はじめに

1.1 研究の背景と目的

2010年チリ地震は2010年2月27日3時34分（現地夏時間；日本時間は同日15時34分）にチリ中部で発生した海溝型巨大地震（M8.8）である。この地震により大津波が生じた。チリでは津波の遡上高が最大28mに達し、死者・行方不明者800名を超える甚大な被害が生じた（例えば、Fritz et al., 2011）。この大津波は太平洋全域に伝播し、約1日後に地球の裏側に位置する日本沿岸にも押し寄せ、宮古湾で2mを超える津波の痕跡高さが確認されている（高橋ら, 2010）。気象庁は地震発生の26分後から遠地津波に関する情報を発表し、地震発生からおよそ18時間後の翌28日9時33分には津波警報・注意報を発表している。つづいて9時35分には津波到達予想時刻・予想される津波の高さに関する情報を発表した。警報を聞いて高台に避難した沿岸住民の中には、避難所で津波予想到達時刻を迎えた時、テレビ放送等で津波の第1波が小さかったことを知り、津波警報が継続しているにも関わらず警報発令後1時間足らずで自己判断で自宅に戻った住民も多かったという（谷岡, 2010）。幸いにも日本国内においては人命に関わる被害はなかったものの、後に気象庁が潮位観測点のデータを検証したところ、実際の津波の到達が予測よりも60分以上遅かった地点があった（気象庁, 2012b）。避難行動への影響の大きさを鑑みるに、こうした予測誤差は無視できない問題である。この検証では震源から離れた遠地での観測結果では、数値モデルを用いた予測よりも実際の津波の到達が遅かったことが示されている。この傾向は2011年3月11日に発生した東北地方太平洋沖地震津波でも確認された（Yamazaki et al., 2012; Grilli et al., 2012; Kusumoto et al., 2012）。しかし、その原因については未解明であった。

本研究ではこの津波伝播の遅延現象の原因を究明し、津波の予測精度、特に第1波到達時間の予測精度を向上させることを目的とした。これは、津波の伝播機構の解明という学術的な面のみならず、警報等を通じた被害の軽減という実用的な面からも重要な研究課題である。

1.2 津波の伝播遅延に関する既往研究

近年、GPS波浪計や海底水圧計、DARTブイなどの沖合の津波観測網が整備され、精度の高い観測波形が多数得られるようになった。精度の高い津波の観測波形が得られるにつれて、実際の津波が数値モデルで予測されるよりも遅れて到来することが指摘されているようになった（Simons et al., 2011; Watada et al., 2011; Kusumoto et al.,

2011; Yamazaki et al., 2012; Grilli et al., 2012; Kusumoto et al., 2012）。

津波伝播の理論は古くから知られており（Airy, 1845; Thomson, 1887; Takahashi, 1943, 1949; Murty, 1977），そこでは津波の伝播現象は固定床上の一様水深の海洋における重力波の問題として扱われ、長波（浅水）近似にもとづいて解かれてきた。海洋の水深は高々数km程度であるのに対し、津波の波長は数百kmに及ぶためである。長波では、津波の伝播速度、すなわち位相速度 c は、重力加速度 g と水深 h を用いて \sqrt{gh} と表される。伝播速度が波数 k と無関係に水深だけで決まるため、分散性が無く、1次元の津波伝播を考えた場合には、波形が崩れることはない。一方、微小振幅波近似では位相速度が波数に依存した以下の関係が導かれる。

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kh} \quad (1)$$

この式は水深に比して波数が小さい場合は、長波近似に一致する。一方で波数が大きい場合、すなわち波長が短い場合には、短ければ短いほど伝播速度が小さくなることを表している。この場合、波数毎に位相速度が異なり、分散性をもつ。短波長成分が次第に遅れるため波形が伝播に伴って徐々に崩れる。長波近似（後藤, 佐竹）ほど主流ではないが、津波の伝播計算の分野でもこのような分散性を再現可能な数値モデルが開発され、実現象に適用されている（例えば、鳴原・藤間, 2007; Saito et al., 2010）。

波数の増加にともなって位相速度が減少する種類の分散現象は津波以外にも様々な波動現象に見られるため、正常分散あるいは正分散などと呼ばれる。式(1)は長波の波速と比べて波速を低減するため、津波の遅延現象を説明しうるものと期待されるが、後続波形の再現性を向上させるという研究例はあるものの（鳴原・藤間, 2007; Saito et al., 2010），伝播遅延による位相のずれは説明するには至っていない（佐竹ら, 2010）。

津波の伝播速度や分散関係に影響を与えるものとして、次に有力な候補として、海水の圧縮性や海底あるいはその下の地球の変形を考慮することが挙げられる。これらは古くから理論的な検討が行われていたが（例えばWard, 1980; Comer, 1984），津波の観測波形との比較といった定量的な検証は全く行われていなかった。最近の観測波形とWard (1980) に代表される従来の理論の枠組みから推定される波数分散関係を比較したTsai et al. (2013)によれば、これらの理論では海水の圧縮性を考慮しているものの圧縮性に伴う密度変化の影響を考慮していないために観測値に見られる伝播遅延を十分説明できない。例えばOkal (1982) は圧縮性とともにう津波伝播速度の低減率

を $1-gh/6v_p^2$ と導いている。一方、Tsai et al. (2013) は、圧縮性に伴う密度変化の影響をエネルギーの視点から新たに評価し、低減率 $1-gh/4v_p^2$ を導いている。最近Watada (2013) は両者の係数の違いが、圧縮性に伴う密度変化の取り扱いに起因することを示している。これらの研究では津波の分散関係の基本的な性質を明らかにすることを目的としており、具体的な個々の観測波形のレベルでその影響を検討するような検証は行われていない。

またこのような地球を鉛直方向の1次元で近似する理論解析とは別に、基礎方程式を3次元的に差分化し、これらの影響を考慮した大規模計算を実施する研究も始まっている(例えば、Maeda et al., 2013)。しかしながら、その適用は狭い領域に限られ、全球規模の津波伝播を扱うのは現在のスーパーコンピュータでも不可能である。こうした最新の研究成果を実際に活用するためには、実用的な現象のモデル化が必要である。

1.3 本研究の概要と論文の構成

本研究では第2章において、海水の圧縮性が津波伝播速度に及ぼす影響をポテンシャル理論に基づく独自の方法で導出し、既往研究との関係を議論する。多層弾性体の影響については既往の変位一応力ベクトルに基づく理論的枠組みを利用し、両者を接続した分散関係の導出過程を提示する。

第3章では、海水の圧縮性や地球の弾性を考慮することで津波の波形にどのような影響が出るのかを検討し、逆分散によって「前駆反転波」という特徴的な波形が生じることを示す。

第4章では、3章まで得られた解析結果を実用的な津波計算モデルに取り込む方法を提案し、その有効性を実際の観測波形と比較することで定量的に検証する。なお、この際観測波形にも前駆反転波の特徴が認められることも合わせて示すほか、今後の課題についても議論する。

第5章は結論であり、前章までの結果を整理する。

2. 分散理論

多層弾性体の上の圧縮性流体の表面波の伝播について考察する。多層弾性体は半無限弾性体とその上に重なる複数の水平な弾性体の層からなり、層内の物性値は一定であるものとする。また、海底面も水平を仮定する。検討する多層モデルと座標系を図-2.1に示す。ここで、 ρ は媒質の密度、 v_p は液体層内の音速、 λ と μ はLamé定数、 h は各層の厚さである。

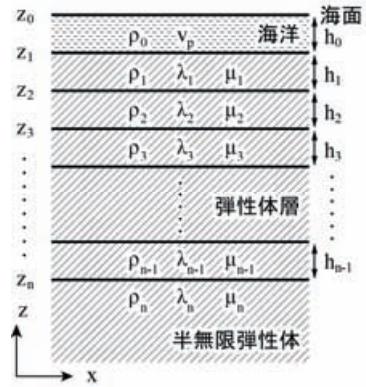


図-2.1 海洋-多層弾性体モデルの模式図

2.1 基礎方程式と一般解

ここでは流体を非粘性、運動を非回転とみなし、水平方向に伝播する波動のみを考慮するものとする。そして線形長波近似を用いると、水粒子の運動は速度ポテンシャルを用いて次式で表される(Nakamura, 1961)。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - v_p^2 \nabla^2 \phi + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 g は重力加速度である。ここで左辺の第2項が圧縮性に関する項であり、この項を除いた場合には非圧縮性を仮定した場合の基礎式と一致する。このとき、 ϕ の解は次式の形で表すことができる。

$$\phi = e^{\gamma z} (A \sinh \kappa z + B \cosh \kappa z) e^{[kx - \omega t]} \quad (3)$$

$$\kappa^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{v_p^2} + \gamma^2, \quad \gamma = \frac{g}{2v_p^2}$$

ここで、 k は波数、 ω は角速度、 A と B は定数、 i は虚数を表す。このとき圧力と z 方向速度はそれぞれ次のように表される。

$$\rho^0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (4)$$

弾性体の運動方程式は以下のように表される。

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \rho f_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \rho f_z + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}$$

ここで、 u_i は i 方向の変位、 f_i は i 方向に働く外力、 σ_{ij} は i 方向に垂直な面に作用する j 方向の応力を表す。なお、外力として重力が考えられるが、以下では重力による静的な釣り合い状態を変位の基準にとることにより外力項をゼロとして議論を進めることとする。

等方弾性体を仮定するとHookeの法則から以下の応力と変位の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ \sigma_{zz} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} \\ \sigma_{xz} = \sigma_{zx} &= 2\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (6)$$

流体層の剪断応力は弾性体層に比して無視でき、Rayleigh 波を対象として解析する。Takeuchi・Saito (1972) に倣い x 方向に進行する Rayleigh 波の変位を以下のようにおく。

$$\begin{aligned}u_x &= ir_3 \exp[i(kx - \omega t)] \\ u_z &= r_1 \exp[i(kx - \omega t)]\end{aligned}\quad (7)$$

式(6)に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \left(-k(\lambda + 2\mu)r_3 + \lambda \frac{\partial r_1}{\partial z} \right) \exp[i(kx - \omega t)] \\ \sigma_{xz} = \sigma_{zx} &= ir_4 \exp[i(kx - \omega t)] \\ \sigma_{zz} &= r_2 \exp[i(kx - \omega t)] \\ r_2 &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial r_1}{\partial z} - k\lambda r_3 \\ r_4 &= \mu \left(\frac{\partial r_3}{\partial z} + kr_1 \right)\end{aligned}\quad (8)$$

ここで、 r_j ($j = 1, 2, 3, 4$) は z, k, ω の関数である。

変位と応力を運動方程式(5)に代入して整理すると、次の連立線形微分方程式の形になる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial z} &= \mathbf{M}\mathbf{r} \\ \mathbf{r} &= \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \\ r_4 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (9)$$

ここで、行列 \mathbf{M} の非ゼロ要素は以下のとおりである。

$$\begin{aligned}M_{12} &= 1/(\lambda + 2\mu), M_{13} = k\lambda/(\lambda + 2\mu), \\ M_{21} &= -\omega^2\rho, M_{24} = k, \\ M_{31} &= -k, M_{34} = 1/\mu, \\ M_{42} &= -k\lambda/(\lambda + 2\mu), \\ M_{43} &= k^2(\lambda + 2\mu - \lambda^2/(\lambda + 2\mu)) - \omega^2\rho\end{aligned}$$

ベクトル \mathbf{r} は変位-応力ベクトルと呼ばれ、各要素が変位と応力の比例係数となるように定義されているため、後で述べる変位や応力に関する境界条件を容易に \mathbf{r} の条件に置き換えることができ便利である。

行列 \mathbf{M} の固有方程式から固有値を求める

$$\pm\sqrt{k^2 - \omega^2\rho/(\lambda + 2\mu)}, \pm\sqrt{k^2 - \omega^2\rho/\mu}$$

が得られる。これら固有値をそれぞれ $\pm\alpha, \pm\beta$ とおくと、

対応する固有ベクトル $\mathbf{a}_{\pm}, \mathbf{b}_{\pm}$ は

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_{\pm} &= \left(k, \pm 2k\mu\alpha, \pm\alpha, \mu(k^2 + \alpha^2) \right) \\ \mathbf{b}_{\pm} &= \left(\pm\beta, \mu(k^2 + \alpha^2), k, \pm 2k\mu\beta \right)\end{aligned}$$

であり、連立微分方程式(8)の一般解は次のようになる。

$$\mathbf{r} = C\mathbf{a}_+ e^{+\alpha z} + D\mathbf{b}_+ e^{+\beta z} + E\mathbf{a}_- e^{-\alpha z} + F\mathbf{b}_- e^{-\beta z} \quad (10)$$

ここで C, D, E, F は定数である。

2.2 境界条件

水面においては、圧力が常に大気圧に等しく一定で、表面の粒子が常に表面にある条件から、次の自由水面の境界条件を満たす必要がある。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (z = z_0) \quad (11)$$

流体-固体境界となる水平を仮定した水底においては、 z 方向の速度が連続で、水平方向の剪断応力がゼロに等しく、鉛直方向の応力が連続であることから以下の条件が課される。

$$-\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial t} \quad (z = z_1) \quad (12)$$

$$\sigma_{zx} = 0 \quad (z = z_1) \quad (13)$$

$$\sigma_{zz} + \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} + g(\rho_0 - \rho)u_z = 0 \quad (z = z_1) \quad (14)$$

固体-固体境界では変位と応力が連続することから

$$\mathbf{r}_+ = \mathbf{r}_- \quad (15)$$

という条件が課される。ここで添字の \pm は境界の上側と下側の値を示す。

固体の最下層は半無限弾性体として取り扱い、無限遠で変位がゼロとなる以下の条件を課す。

$$\mathbf{r} \rightarrow 0 \quad (z \rightarrow -\infty) \quad (16)$$

2.3 分散関係の導出手順

これまで述べてきた基礎方程式と境界条件を全て満たす k, ω の関係を導出するのがここでの目的である。解析的に求めることはできないため、特定の k に対し、 ω を変化させて、境界条件を満たす値を探査する。境界条件のチェックは最下層の半無限弾性体から上方向に向かって以下の手順で行う。

①最下層の半無限弾性体内の運動は式(10)を使って記述でき、境界条件(16)から $E = F = 0$ となる。従って以下のようになる。

$$\mathbf{r}(z_n) = C\mathbf{a}_+ e^{+\alpha z} + D\mathbf{b}_+ e^{+\beta z} \quad (17)$$

②水底における変位-応力ベクトル $\mathbf{r}(z_1)$ は以下のよ

うに連立微分方程式(9)を z 方向に積分することによって求められる。

$$\mathbf{r}(z_1) = \mathbf{r}(z_n) + \sum_{m=1}^{n-1} \int_{z_{m+1}}^{z_m} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial z} dz \quad (18)$$

上記の積分は Runge-Kutta 法などを用いて数値的に行なうこともできるが、ここでは行列法 (Thomson-Haskel 法) を用いて行った。行列法では、図-2.1 の固体層のように鉛直方向に不均質な媒質が均質半無限空間上の均質層の積み重なりに置き換えられ、式(18)の積分は以下のように行列の積の形に書き換えられる (Takeuchi・Saito, 1972)。

$$\mathbf{r}(z_1) = \mathbf{P}(h_1) \cdot \mathbf{P}(h_2) \cdots \mathbf{P}(h_{n-1}) \cdot \mathbf{r}(z_n) = \tilde{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{r}(z_n) \quad (19)$$

ここで $\mathbf{P}(h)$ の成分は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} P_{11}(h) &= P_{22}(h) = 1 + \frac{2\mu}{\omega^2 \rho} \left[-\left(k^2 + \beta^2\right) \sinh^2 \frac{\alpha h}{2} + 2k^2 \sinh^2 \frac{\beta h}{2} \right] \\ P_{12}(h) &= \frac{1}{\omega^2 \rho} \left[-\alpha^2 \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} + k^2 \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \\ P_{13}(h) &= -P_{42}(h) = \frac{k\mu}{\omega^2 \rho} \left[2\alpha^2 \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} - \left(k^2 + \beta^2\right) \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \\ P_{14}(h) &= -P_{32}(h) = \frac{2k}{\omega^2 \rho} \left[\sinh^2 \frac{\alpha h}{2} - \sinh^2 \frac{\beta h}{2} \right] \\ P_{21}(h) &= \frac{\mu^2}{\omega^2 \rho} \left[-\left(k^2 + \beta^2\right)^2 \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} + 4k^2 \beta^2 \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \\ P_{23}(h) &= -P_{41}(h) = 2\mu^2 \left(k^2 + \beta^2\right) P_{14}(h) \\ P_{24}(h) &= -P_{31}(h) = \frac{k\mu}{\omega^2 \rho} \left[\left(k^2 + \beta^2\right) \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} - 2\beta^2 \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \\ P_{33}(h) &= P_{44}(h) = 1 + \frac{2\mu}{\omega^2 \rho} \left[2k^2 \sinh^2 \frac{\alpha h}{2} - \left(k^2 + \beta^2\right) \sinh^2 \frac{\beta h}{2} \right] \\ P_{34}(h) &= \frac{1}{\omega^2 \rho} \left[k^2 \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} - \beta^2 \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \\ P_{43}(h) &= \frac{\mu^2}{\omega^2 \rho} \left[4k^2 \alpha^2 \frac{\sinh \alpha h}{\alpha} - \left(k^2 + \beta^2\right)^2 \frac{\sinh \beta h}{\beta} \right] \end{aligned}$$

③境界条件(11)～(14)に式(3), (7), (8)を代入すると A, B, C, D に関する以下の連立方程式が得られる。

$$\mathbf{R}(A \ B \ C \ D)^T = \mathbf{0} \quad (20)$$

ここで、 \mathbf{R} の非ゼロ成分は下記の通りである。なお、 $h = h_0$, $\tilde{\mathbf{a}} = \tilde{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{a}_+$, $\tilde{\mathbf{b}} = \tilde{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{b}_+$ とした。

$$R_{11} = g\kappa$$

$$R_{12} = g\gamma - \omega^2$$

$$R_{21} = (\gamma \sinh(\kappa h) - \kappa \cosh(\kappa h)) e^{-\gamma h}$$

$$R_{22} = (\kappa \sinh(\kappa h) - \gamma \cosh(\kappa h)) e^{-\gamma h}$$

$$R_{23} = i\omega \tilde{\mathbf{a}}_1 e^{-\alpha h}$$

$$R_{24} = i\omega \tilde{\mathbf{b}}_1 e^{-\beta h}$$

$$R_{33} = \tilde{\mathbf{a}}_4 e^{-\alpha h}$$

$$R_{34} = \tilde{\mathbf{b}}_4 e^{-\beta h}$$

$$\begin{aligned} R_{41} &= i\rho_0 \omega \sinh(\kappa h) e^{-\gamma h} \\ R_{42} &= i\rho_0 \omega \cosh(\kappa h) e^{-\gamma h} \\ R_{43} &= (\tilde{\mathbf{a}}_2 + g(\rho_1 - \rho_0) \tilde{\mathbf{a}}_1) e^{-\alpha h} \\ R_{44} &= (\tilde{\mathbf{b}}_2 + g(\rho_1 - \rho_0) \tilde{\mathbf{b}}_1) e^{-\beta h} \end{aligned}$$

したがって、全ての境界条件を満たす解が存在する条件は、式(20)が非自明な解をもつ以下の条件に等しい。

$$\det \mathbf{R} = 0 \quad (21)$$

ここで、 \mathbf{R} は k, ω, h, v_p と ρ, λ, μ の z 方向の分布によって決まる行列である。

手順①～③を通じ、ある k に対して式(20)を満たす ω を数値的に探索することで分散関係が導かれる。

3. 海水の圧縮性と地球の弾性

3.1 海水の圧縮性

津波の伝播特性に与える圧縮性の影響を調べるために、海底面の変形が無視できる場合について考察する。この場合は境界条件として式(11), (12)のみを考慮すればよく(13)の右辺が零となることから分散関係は \mathbf{R} の小行列の形で以下のように表される。

$$\det \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} = 0 \quad (22)$$

整理して

$$\omega^2 = g\kappa \frac{\left(1 - \frac{\gamma^2}{\kappa^2}\right) \tanh \kappa h}{1 - \frac{\gamma}{\kappa} \tanh \kappa h} \quad (23)$$

ここで、 $v_p \rightarrow \infty$ の極限を検討すると、 $\kappa \rightarrow k, \gamma \rightarrow 0$ であることから式(23)は $\omega^2 = gk \tanh kh$ となり非圧縮性を仮定した場合に導かれる分散関係と一致する。したがって、式(23)で示される分散関係は非圧縮性の場合を含むより一般的な式であるといふことが言える。

波長に比べて水深が深い深海波の場合を検討すると、 $\kappa h \gg 1$ で $\tanh \kappa h \approx 1$ より、

$$\omega^2 = g\kappa \left(1 + \frac{\gamma}{\kappa}\right) = g(\kappa + \gamma) \quad (24)$$

式(3)より κ, γ を代入して整理すると

$$\omega^2 = gk \quad (25)$$

となる。これは非圧縮性を仮定した場合に得られる分散関係 $\omega^2 = gk \tanh kh$ において深海波条件を適用した場合に一致する。このことから深海条件においては圧縮性の影響はないと言える。

一方、水深に比べて波長が長い長波の場合を検討する

と、 $\kappa h \ll 1$ で $\tanh \kappa h \approx \kappa h$ より

$$\omega^2 \approx g\kappa \frac{\left(1 - \frac{\gamma^2}{\kappa^2}\right)\kappa h}{1 - \frac{\gamma}{\kappa} \kappa h} = gh \frac{\kappa^2 - \gamma^2}{1 - \gamma h} = gh \frac{k^2 - \frac{\omega^2}{v_p^2}}{1 - \frac{gh}{2v_p^2}} \quad (26)$$

整理して

$$\begin{aligned} c &= \frac{\omega}{k} = \left(1 - \frac{gh}{2v_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{gh}{v_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{gh} \\ &\approx \left(1 + \frac{gh}{4v_p^2}\right) \left(1 - \frac{gh}{2v_p^2}\right) \sqrt{gh} \approx \left(1 - \frac{gh}{4v_p^2}\right) \sqrt{gh} \end{aligned} \quad (27)$$

ここで $gh/v_p^2 \ll 1$ という近似を用いている。この値は長波の波速と水中音速の比の2乗であり、水深を太平洋の平均的な水深である4000mとし、水中音速を1450m/sとすると、この値は0.019であることから地球海洋における津波伝播を考察する上では有効な近似といえる。

式(27)より、圧縮性を考慮した場合、非圧縮性の長波の波速 \sqrt{gh} に比べて波速が低下し、その低減率は $1 - gh/4v_p^2$ で表わされることがわかる。

図-3.1(a)には水深4000mの場合の分散関係を、長波の波速 $c_0 = \sqrt{gh}$ に対する波速 c の比で示した。ここでは圧縮性を考慮しないもの(①)と考慮したもの(②)を合わせて示した。短波長側で両者は漸近する一方、長波長側では圧縮性の効果により波速が低減される。水中音速を1450m/sとすると、低減率は0.47%である。観測された津波到達の遅延は伝播速度にして1%程度の低下であることを考えると、圧縮性により、遅延効果のおよそ半分を説明できることがわかる。なお、Tsai et al. (2013)はエネルギーを評価する方法で圧縮性による波速低減効果を導いている。細かな表式の違いはあるが、これと等価な低減率式を導いている。全く異なるアプローチであるにもかかわらず、同じ結果が得られたことには一定の意義があるのではないだろうか。

3.2 地球の弾性

地球内部の密度、剛性率、圧力、地震波の伝播速度などの物性を深さの関数として表した地球モデルの代表的なものに Preliminary Reference Earth Model (PREM, Dziewonski・Anderson, 1981) がある。PREMは膨大な数の地震波の観測データに基づいて得られたモデルであり、津波の伝播現象とは独立に得られたモデルである。

前章の多層弹性体モデルにPREMの海底からコアマントル境界までの物性値を適用し、津波の分散関係を求めた結果を図-3.1(a)に示す。横軸は津波の波長、縦軸は長波の波速 $c_0 = \sqrt{gh}$ に対する波速 c の比であり、水深による違いを示している。太平洋の平均的な水深である水深4000mの場合については比較のため、海水を非圧縮とした場合(①)と海水の圧縮性のみを考慮した場合(②)、さらに地球の弾性を考慮した場合(③)の3つを示した。これらの比較から、地球の弾性を考慮することにより津波の長波長成分の波速が低減されることがわかる。一般的の風波などに見られる波長の短い成分ほど伝播速度が低下するような分散は「正分散」と呼ばれる。一方、弾性を考慮した場合の長波長側に見られるような長い波長成分ほど伝播速度が低下するような分散は「逆分散」と呼ばれる。地球の弾性を考慮することにより、津波は短波長側で正分散を、長波長側で逆分散を示す。これにより、一定水深の場においてある特定の波長で波速が最大値を示すことになる。水深4000mの場合は波長250km程度の津波の成分が最も速く伝播し、その場合の波速低減率は0.89%である。これは、さまざまな観測で示唆されている減速率1%と同じ程度の値であり、海水の圧縮性と海底下の弾性を考慮した津波伝播計算を行うことにより地球上の津波伝播を精度よく計算することが可能になると期待される。

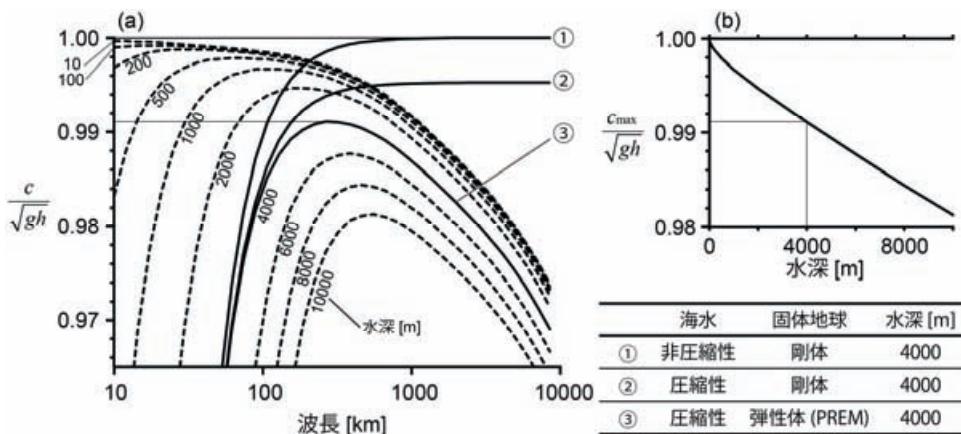


図-3.1 (a) 海洋-多層弹性体地球モデル上の津波の分散関係

(b)長波波速に対する最大波速の比と水深の関係

ここで示された正分散と逆分散により津波の波形がどのように変化するのかを図-3.2に示す。ここでは半無限弾性体1層の上に海洋が乗った単純な1次元モデルの計算結果を示している。計算では、初期波形として標準偏差30kmの正規分布を与え、一様水深4000mを20時間伝播した後の波形を示している。分散性がない場合は波形が崩れないので、初期と同じ正規分布の波形となる（ただし、1次元モデルでは初期波形が正の方向と負の方向にそれぞれ伝播するため高さは初期の半分になる）。微小振幅波理論から導かれる正分散を考慮すると、周期が短い成分ほど伝播速度が遅いため、波のピークの高さは減少し、ピークに達する時間が遅くなる。また第1波の後ろに周期の短い波列が続くのが特徴である。これは波数の大きな成分ほど伝播速度が遅いために生成されるものである。一方、後続波のような波の分裂と比べるとあまり目立たない変化であるが、正分散によって波の立ち上がりが早くなる（DeDontne・Rice, 2012；図-3.2）。

これは一見不思議な印象を与える。というのは長波近似の非分散の波形と微小振幅波近似の正分散の波形の先端部分を比較すると、分散波では長波より位相速度が低下するのにも関わらず、波形が長波近似の波形よりも先行する部分にまで影響を及ぼしているからである。位相速度が遅いのになぜ先端は速く立ち上がるのでしょうか。これを理解するには波形あるいは信号を波数毎に分解して考える必要がある。周期的な信号、あるいは非周期的な信号も周期無限大の周期的な信号と考えれば、フーリエ変換により様々な周波数の正弦波の合成として表現できる。したがって、図-3.2で示した標準偏差で示されるようなある一定の幅を持つ区間に集中したような波形であっても波数成分を取り出せばそれは特定の区間をもたない無限に幅をもった周期信号なのである。これらが互いに同じ位相速度で移動していれば合成波形は形を変えず、移動の影響は特定の区間の外側に影響を与えることはない。ところが分散があるとこれらの位相がずれる。そしてずれるのは無限に幅をもった周期信号である。したがってその影響ははじめにみられた信号区間の外側にも影響が広がる。ずれるのが無限の幅をもった周期信号であることを考えれば、それらを再合成した際にその影響が波形の前方にも後方にも及ぶのは当然である。このことは後で地球の弹性に伴う逆分散を考える際にも同じことが言える。

次に微小振幅波理論から導かれる正分散に加え、圧縮性の影響を加味した場合の波形の変化をみる（図-3.2），すると、波形自体の変化は少なく、位相が遅れる方向へ全体にシフトしている様子が見て取れる。これは、図

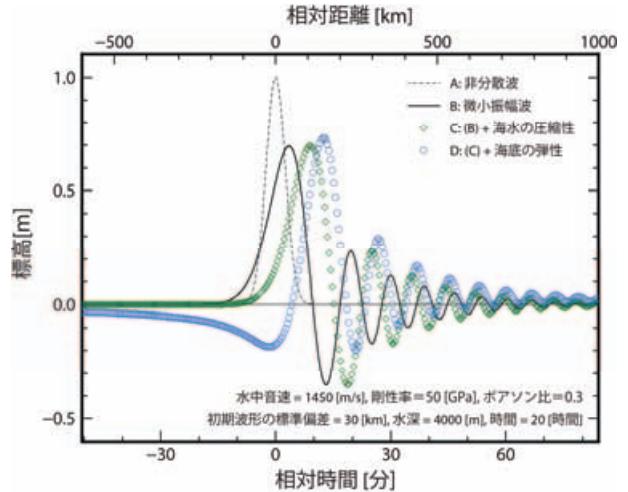


図-3.2 分散による津波の波形変化

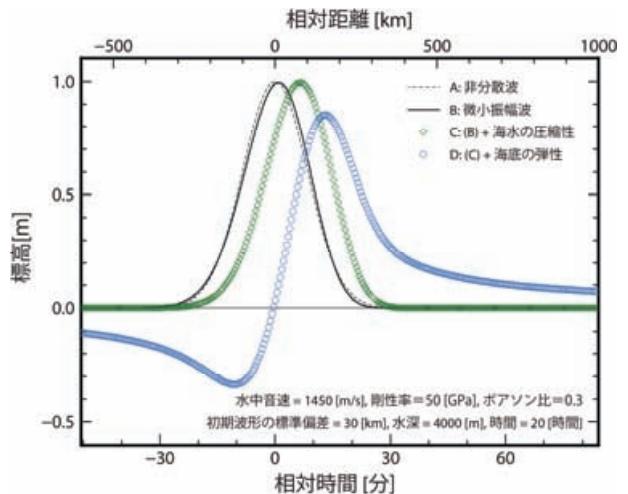


図-3.3 分散による津波の波形変化

-3.1に示した圧縮性が分散関係に与える影響が広い波数領域にわたって一定の割合で位相速度を低減するためである。

最後に、これに地球の弹性による分散効果を加えると、さらに波形全体が時間的に遅れる方向へシフトすると共に第1波ピークの前で海面が低下するような波形に変化する。これは長波長成分の逆分散によるものである。

次に初期波形の波長の違いによる影響を見るため、初期波形としてやや波長の長い標準偏差100kmの正規分布を与えた場合の結果を示す（図-3.3）。この場合は、20時間という太平洋横断に要する標準的な時間を伝播した後であっても、正分散の影響はわずかである。一方、波長の長い成分に関してより影響の大きい海水の圧縮性や地球の弹性を考慮した場合には位相の遅れや、第1波ピークの前面で海面が低下する同様の傾向が認められる。

ここでは、このように逆分散の影響で第一波のピーク

より前に、ピークとは逆向きに生ずる波を「前駆反転波」と呼ぶことにする。前駆反転波はWatada et al. (2012)が遠地津波の観測波形にみられる初期反転位相 (Reversed initial phase) としてはじめて指摘したものであり、正分散の場合に見られた非分散の場合の波形よりも前方で波形の変化が生じる現象と同じ原因で生じた波形と考えられる。正分散の場合とは異なり、前駆波の変位が元々の信号の向きと反対であるのが特徴である。図-3.2, 3.3を見ると逆分散で生じる前駆反転波の影響は第一波の押し波よりも数十分以上前に水位に影響を与え始め、その鉛直変位量は元々の波源の変位の数割程度と無視できない大きさである。前駆反転波は図-3.2, 3.3で示したような押し波成分のみからなる初期波形の津波が生成されたとしても太平洋の反対側など長距離を伝播して逆分散の影響が顕著になる場所では第一波が引き波から始まることになるという興味深い現象でもあり、また注意を要する現象でもある。このような前駆反転波は観測波形でも実際に確認できるため、次章において紹介することとする。

ここまで述べてきたように海水の圧縮性や地球の弾性を考慮することで津波の分散特性が変化し、波形や位相に影響する。したがって、遠地津波伝播計算において第一波の到達時間に誤差があるのは、最も速い波長成分の波速を従来のモデルが十分に再現できていないためと考えられる。そこで、得られた地球モデル上の津波伝播の性質を遠地津波の平面伝播計算への適用するため、各水深に対する波速の最大値を抽出した(図-3.1(b))。次章では、この最大波速を利用した新しい津波伝播モデル提案する。

4. 遠地津波の平面伝播計算への適用

4.1 計算モデル

線形長波理論に基づく球面座標系の津波伝播計算の基礎方程式は、以下に示す連続の式と運動方程式からなる(例えば、Goto et al., 1997)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \left[\frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{\partial (N \cos \theta)}{\partial \theta} \right] &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{(\sqrt{gh})^2}{R \cos \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} &= -fN \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{(\sqrt{gh})^2}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} &= fM \end{aligned} \quad (28)$$

ここで、 η は水位、 M, N はそれぞれ東、南向きの線流量、 λ は経度、 θ は緯度、 R は地球の半径、 f はコリオリパ

ラメーターである。運動方程式に見られる \sqrt{gh} は長波の波速に対応する。ここではこの長波波速を地球モデルによって得られた最大波速で $c_{max}(h)$ 置き換えた以下の運動方程式を実用的な遠地津波計算の基礎方程式として提案する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{c_{max}(h)^2}{R \cos \theta} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} &= -fN \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{c_{max}(h)^2}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} &= fM \end{aligned} \quad (29)$$

基礎方程式の波速に関係する部分に補正を加えるという手法はInazu and Saito (2013)でも提案されており、そこでは津波の遅れを再現するための自由パラメーターが導入されている。これに対し、本研究で提案した手法は、遅れに関するパラメーターを圧縮性や弾性という物理的なメカニズムと地球の物性パラメーターに基づき推定できること、さらにそれが水深に依存する関数であり、水深の影響を再現可能な形の基礎式を提案している点で大きく異なっている。

4.2 計算条件

地球モデルによる波速補正の効果を、2010年チリ津波と2011年東北津波を対象に検証する。チリ津波については比較的近地の津波観測結果が少ないため、気象庁(2010a)がUSGSのW-phase解析に基づく震源要素をもとに作成した断層モデル用い、Okada (1985)の方法で海底の鉛直変位を算出し、それを津波の初期水位として与えた。但しそのままでは津波の観測波形よりも偏差が多く過ぎたため、すべり量を0.6倍にした。一方、東北津波では比較的近距離に多数の観測点があったため、より詳細な波源が求められている。ここでは高川・富田(2012)で求められた波源を用いた(図-4.1)。この波源モデルは震源から700km以内の観測点で得られたデータを用いて推定されたもので、ここで検証する遠地津波のデータとは完全に独立に求められたモデルである。地形データはGEBCOの30秒メッシュデータを5分間隔で再サンプリ

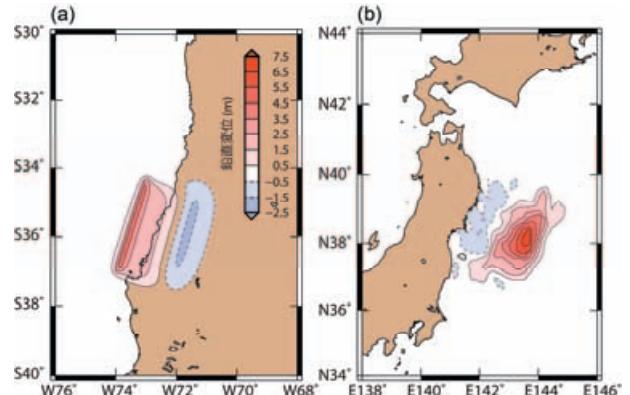


図-4.1 検証に用いた津波波源、(a) 2010 年チリ・マウレ地震津波、(b) 2011 年東北地方太平洋沖地震津波

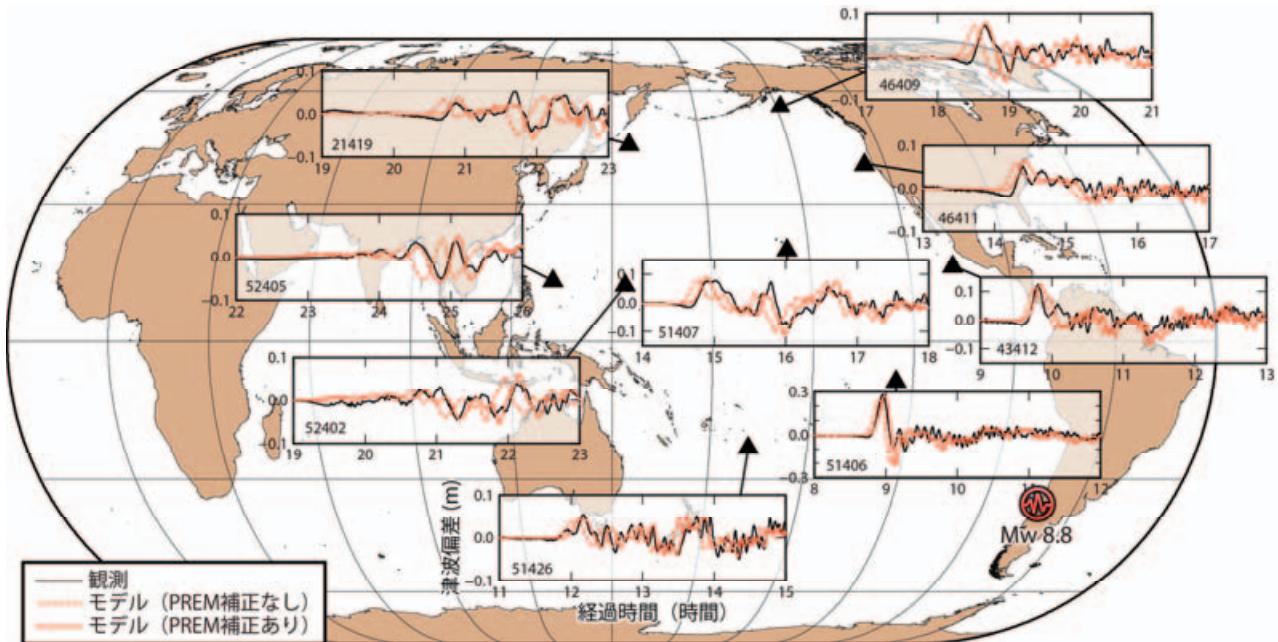


図-4.2 2010年チリ・マウレ地震津波のDARTブイによる観測波形とモデルによる計算波形

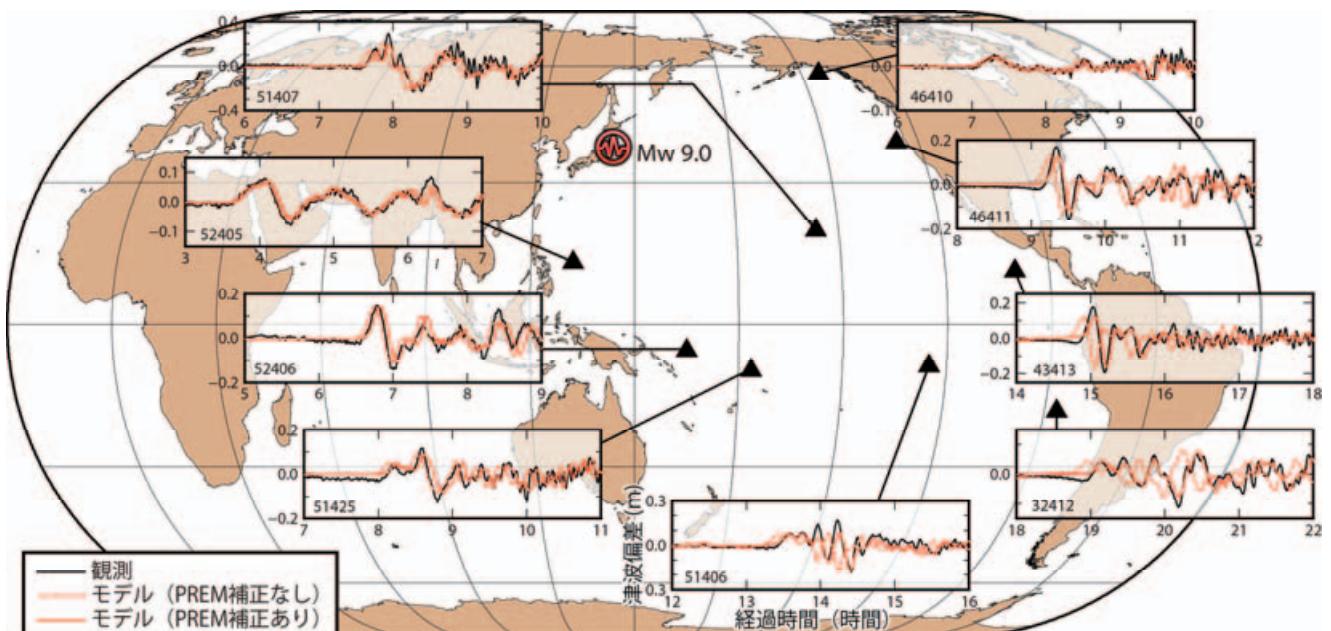


図-4.3 2011年東北地方太平洋沖地震津波のDARTブイによる観測波形とモデルによる計算波形

ングしたものを使いたい。

4.3 観測データ

計算波形との比較にはDARTブイの観測データを用いた。チリ津波と東北津波の計53地点の観測データから主要60分潮の周期成分と平均水深および1次トレンドを求め観測値から減ずることで潮汐補正を行い、津波成分を抽出した。図-4.2、図-4.3にはこのようにして観測データから抽出した津波波形と、津波伝播計算の結果を合わせて示した。それぞれの図において、地球モデルの波速

補正効果を示すため、補正をしない場合の計算結果も示している。波速補正の結果、実際の観測波形と位相がよく一致することが確認できる。図-4.4には2つの津波の波形データのうち、太平洋の反対側に位置する地点を選び波形を示した。図中には補正によって位相の一致度が特に向上したと認められる波形のピークを矢印で示した。これにより、波形レベルで位相の推定精度が向上していることが確認できる。また、ある一定の方向に並んだ点をみると（例えば、図-4.2の地点51406, 51407, 21419,

あるいは図-4.3の地点51407, 51406, 32412など) 近い地点では前駆反転波が顕著には見られないのに対し、遠い

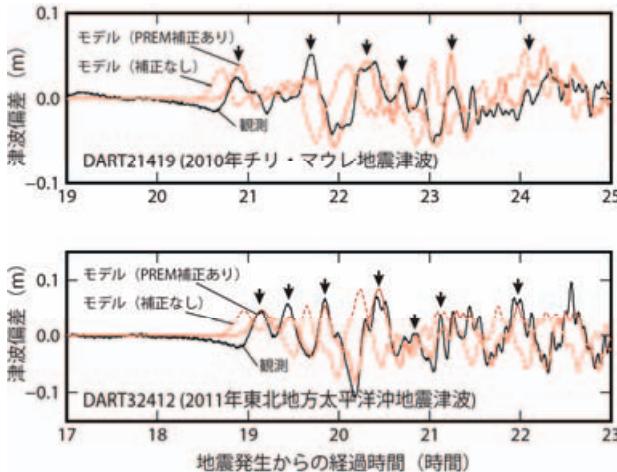


図-4.4 (上) 2010年チリ・マウレ地震津波のDARTブイ21419地点における観測波形とモデルによる計算波形 (下) 2011年東北地方太平洋沖地震津波のDARTブイ32412地点における観測波形とモデルによる計算波形。矢印はPREMに基づく補正により、位相の再現性が特に向上していると認められる観測波形のピークを示す。

地点ほど前駆反転波が顕著に発達していることが見て取れる。これは波源にそもそもそのような波形があったわけではなく伝播の過程で生成された波形であることを示している。この前駆反転波は逆分散によって生じたものと考えられ、地球の弾性が実際の津波の波形に影響を及ぼしていることを示す有力な証拠である。

4.4 まとめ

波形の位相精度を定量的に比較するため、第1波の到達時間の比較を行う。第1波の到達時間を観測波形のみから精度よく決めるのは観測誤差や潮位補正の誤差の影響で難しいが、数値計算の結果から第1波の到達時間を抽出することは比較的容易である。そこで各地点における最大波高の100分の1の水位変動が生じた時点を第1波の到達時間と定義し、数値計算結果からその時間を抽出した。次に、数値計算で得られた第1波到達時間から6時間分の後続波形を抽出し、時間シフトを行いながら観測波形との相互相関をとり、最も相関が高い時間シフトを探査した。数値計算の第1波到達時間に時間シフト分を加えた時間を観測データの第1波到達時間として両者を比較したものが図-4.5である。補正前は到達時間が遅い遠い地点ほど、観測値に比べて計算モデルの到達時間が速く、系統的な誤差の増大が認められるが、補正後にはそのよう

な誤差の増加は認められず、長距離を伝播する津波であ

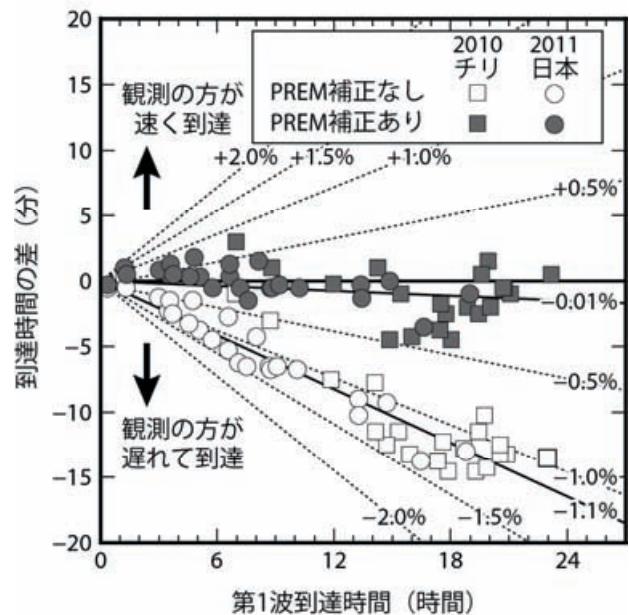


図-4.5 観測と計算の津波第1波到達時間の誤差

ってもその位相を正確に再現できることが確認された。津波の伝播時間に対する第一波到達時間の予測誤差は従来のモデルが1.1%であったのに対し、提案したモデルでは0.10%となり、大きくモデルの精度が向上している。

また、チリ津波、東北津波の双方で同様な傾向が確認され、津波の伝播方向や経路によらず位相精度の向上が確認された。このことから本研究で提示した地球モデルによる波速補正が遠地津波の伝播計算の精度向上に有効であると言える。

全体として精度が向上してはいるが、敢えて精度が低い部分に着目すると、図-4.5では特に2010年チリ津波のデータで津波の到達時間が14~19時間程度の領域に補正後でも誤差が比較的大きい点が認められる。これらは北東太平洋のアメリカ合衆国やカナダ沿岸の観測点の結果である。これはチリ津波の主要なエネルギーの放射方向に当たる海溝軸に垂直な方向ではなく海溝軸に並行な方向に並んだ観測点である。このように波源から見て特定の方向に誤差の偏りが認められる場合にはこの方向で波源の精度にやや問題がある可能性がある。とはいって、第一波の到達時間の予測精度を0.3%以内に抑えているのであるから伝播速度に1%程度の誤差を持った既存の津波伝播モデルを使う上では波源の精度が問題になることはなかったと考えられる。このことから、伝播速度に関するモデルのバイアスが解消されると波源の推定精度の向上

にも有効であることがわかる。近地での観測データに乏しい過去の津波に対しても、本提案手法を用いて再解析を行うことにより波源の推定精度を向上させられると期待できる。また、津波予測の観点からも提案した実用的な補正計算手法は、津波伝播計算の精度向上のみならず、波源推定精度の向上という二重の意味で津波の予測精度の向上に貢献できるものと期待される。

ここでは特に第一波の到達時刻の精度向上という観点から波高に関する議論はほとんど行なってこなかつたが、それは波高がより空間的に小さなスケールの波源の凹凸に敏感であるためである。小さいスケールの構造をそこから伝播してきた津波波形に基づき推定するには伝達時間の推定精度が高い必要がある。ここで提案した手法は位相速度の精度が従来のモデルと比較して大きく改善しているため、このような小さなスケールの構造をより正確に推定できる可能性がある。今後はこの手法を波源推定の再検討に活用し、波源や第一波到達時間の精度のみならず、波形や波高の推定精度に与える影響を検証する予定である。また、提案モデルでは第一波の到達時間は精度よく推定できるものの前駆反転波を再現できない。これを遠地津波の計算に適用可能な実用的な計算モデルを構築することも今後の課題である。

5. 結論

以下に本研究で得られた成果を示す。

- ・海水の圧縮性が津波伝播速度に与える影響をポテンシャル理論に基づき導出した。圧縮性によって津波の伝播速度は低下し、低下率は太平洋の平均水深4000mにおいて0.47%である。
- ・多層弾性体上の圧縮流体層の表面を伝播する波の分散特性の独自解析スキームを構築した。
- ・地球の弾性を考慮すると波数が大きいほど伝播速度が大きくなり逆分散が生じることを示した。また通常の波浪にみられる正の分散と圧縮性に伴う波速低減効果によって、水深を固定した場合波数空間上で波速が最大値を持つことを示した。
- ・正分散と逆分散による津波波形の変形を示し、それぞれの作用が具体的に波形にどのような変化をもたらすのかを整理した。
- ・地球の弾性を考慮することによって現れる逆分散の場合には、隆起域のみからなる波源であっても伝播にともなって津波の前面に沈降域が発達し、波源から遠い地点の観測者はまず引き波を経験するという特異な現象が発生することを明らかにした。この主たる押し波に先行する引き波を前駆反転波と呼び、その発達と逆分

散の関係を考察した。

- ・地球内部モデル（PREM）上の津波伝播特性を解析し、最大波速を水深の関数として整理した。
- ・最大波速を用いた新しい津波伝播計算モデルを提案した。
- ・提案した計算モデルを2010年チリ・マウレ地震津波と2011年東北地方太平洋沖地震津波に適用し、DARTブイによる観測波形とモデルによる計算波形を比較した。波形の位相精度が提案モデルで大きく改善することを明らかにした。
- ・波源から遠い地点の観測波形には前駆反転波の特徴が認められる事を示した。
- ・第一波の到達時間を定量的に検証し、従来のモデルにあった1.1%のバイアスを提案モデルでは0.10%にまで低減できることを示した
- ・提案した計算モデルは既存の津波平面伝播計算モデルに調整パラメーターなしで容易に取り込むことが可能であり、津波の実務計算への幅広い活用が期待される。

(2013年11月8日受付)

謝辞

本研究の実施にあたっては、アジア・太平洋沿岸防災研究センターの関係各位に多大なるご支援、ご助言をいただいた。National Oceanic and Atmospheric AdministrationからはDARTブイによる津波観測データをご提供いただいた。また、本研究の一部は地球規模課題対応国際科学技術協力事業の援助を受けて実施された。ここに記して深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 気象庁 (2010a) : チリ中部沿岸の地震による津波における津波警報等作業、第6回津波予測技術に関する勉強会資料1, http://www.seisvol.kishou.go.jp/eq/tsunami_benkyokai/benkyokai6/index.html
- 気象庁 (2010b) : 津波シミュレーション結果の分析、第6回津波予測技術に関する勉強会資料2, http://www.seisvol.kishou.go.jp/eq/tsunami_benkyokai/benkyokai6/index.html
- 佐竹健治、酒井慎一、金沢敏彦、齊藤竜彦、藤井雄士郎 (2010) : 海底水圧計で記録された2010年2月チリ地震津波、気象庁、第6回津波予測技術に関する勉強会参考資料、http://www.seisvol.kishou.go.jp/eq/tsunami_benkyokai/benkyokai6/index.html
- 鳴原良典、藤間功司 (2007) 津波数値解析における分散波理論モデルの適用性と新しい数値計算法の提案、土木学会論文集B、Vol.63、No.1、pp.51-66。
- 高川智博・富田孝史 (2012) : 時間発展を考慮した津波波源逆解析と観測点地盤変動量のリアルタイム推定、

- 土木学会論文集B2(海岸工学), 第68巻, pp.311-315.
- 高橋重雄, 菅野高弘, 富田孝史, 有川太郎, 辰巳大介, 加島寛章, 村田進, 松岡義博, 中村友昭 (2010) : 2010年チリ地震・津波による港湾・海岸の被害に関する調査報告書, 港湾空港技術研究所資料, No.1224.
- 谷岡勇市郎 (2010) : 2010年2月27日チリ巨大地震による遠地津波の教訓, 北海道大学地震火山研究観測センター, <http://www.sci.hokudai.ac.jp/isv/front/2010227.html>
- Airy, G. B. (1845), Tides and waves, in Encyclopaedia Metropolitana, edited by E. Smedley, H. J. Rose, and H. J. Rose, pp. 241–396, B. Fellowes, London.
- Aki, K. and P.G. Richards (1980): Quantitative Seismology: Theory and Methods, WH Freeman and Co. Cambridge Press 1: 44-1.
- Comer, R. P. (1984): The tsunami mode of a flat earth and its excitation by earthquake sources. Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, 77(1), 1-27.
- DeDontney, N., Rice, J.R. (2012) "Tsunami wave analysis and possibility of splay fault rupture during the 2004 Indian Ocean earthquake," Pure Appl. Geophys., 169, 1707-1735.
- Dziewonski, A.M. and D.L. Anderson (1981): Preliminary reference Earth model, Physics of the earth and planetary interiors, 25(4), 297-356.
- Fritz, H.M., Petroff, C.M., Catalán, P., Cienfuegos, R., Winckler, P., Kalligeris, N., Weiss, R., Barrientos, S.E., Meneses, G., Valderas-Bermejo, C., Ebeling, C., Papadopoulos, A., Contreras, M., Almar, R., Dominguez, J.C., and Synolakis, C.E. (2011). Field Survey of the 27 February 2010 Chile Tsunami. Pure Appl. Geophys. 168(11):1989-2010, doi:10.1007/s00024-011-0283-5.
- Goto, C., Ogawa, Y., Shuto, N., Imamura, F. (1997) IUGG/IOC TIME Project: Numerical method of tsunami simulation with the leap-frog scheme, Intergovernmental Oceanographic Commission of UNESCO, Manuals and Guides # 35, Paris, 4 Parts.
- Grilli, S. T., J. C. Harris, T. S. T. Bakhsh, T. L. Masterlark, C. Kyriakopoulos, J. T. Kirby, and F. Shi (2012), Numerical simulation of the 2011 Tohoku tsunami based on a new transient FEM co-seismic source: comparison to far- and near-field observations, Pure Appl. Geophys., doi: 10.1007/s00024-012-0548-y.
- Inazu, D., Saito, T. (2013), Simulation of distant tsunami propagation with a radial loading deformation effect, Earth Planets Space, 65, 835-842.
- Kusumoto, S., T. Ueno, S. Murotani, H. Tsuruoka, and K. Satake (2011), Travel time difference between observed and modeled tsunami waveform across the Pacific Ocean, in Abstract presented at the 2011 Seismological Society of Japan meeting.
- Kusumoto, S., S. Watada, and K. Satake (2012): Comparison of observed tsunami phase velocities with synthetic waveforms based on an elastic-fluid earth model, in Abstract presented at the 2012 Seismological Society of Japan meeting.
- Maeda, T., T. Furumura, S. Noguchi, S. Takemura, S. Sakai, M. Shinohara, K. Iwai, S. J. Lee (2013): Seismic and tsunami wave propagation of the 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake as inferred from the tsunami-coupled finite difference simulation, Bull. Seism. Soc. Am., 103(2B), 1456-1472, doi:10.1785/0120120118, 2013.
- Murty, T. S. (1977), Seismic Sea Waves Tsunamis, 337 pp., Supply and Services Canada, Ottawa.
- Nakamura, K. (1961): Velocity of Long Gravity Waves in the Ocean, Science reports of the Tohoku University. Ser. 5, Geophysics.
- Okada, Y. (1985): Surface Deformation Due to Shear and Tensile Faults in a Half-Space, Bull. Seismol. Soc. Am., 75, 1135-1154.
- Okal, E. A. (1982), Mode-wave equivalence and other asymptotic problems in tsunami theory, Phys. Earth Planet. Inter., 30, 1-11.
- Saito, T., Matsuzawa, T., Obara, K., Baba, T. (2010): Dispersive tsunami of the 2010 Chile earthquake recorded by the high-sampling-rate ocean-bottom pressure gauges, Geophysical Research Letters, 37 (23), DOI: 10.1029/2010GL045290
- Simons, M., et al. (2011), The 2011 magnitude 9.0 Tohoku-Oki Earthquake: mosaicking the megathrust from seconds to centuries, Science, 332, 1421–1425, doi:10.1126/science.1206731.
- Takahasi, R. (1943), On seismic sea waves caused by deformations of the sea bottom (in Japanese), Bull. Earthq. Res. Inst., 20, 375–400.
- Takahasi, R. (1949), On seismic sea waves caused by deformations of the sea bottom. the 3rd report. the one-dimensional source, Bull. Earthq. Res. Inst., 25, 5–8.
- Takeuchi, H. and M. Saito (1972): Seismic surface waves, Methods in computational physics, 11, 217-295.
- Thomson, W. (1887), On the waves produced by a single impulse in water of any depth, or in a dispersive medium, Proc. R. Soc. Lond., 42, 80–83.
- Tsai, V.C., J.P. Ampuero, H. Kanamori and D.J. Stevenson (2013): Estimating the effect of Earth elasticity and variable water density on tsunami speeds. Geophysical Research Letters., 40, 492–496, doi:10.1002/grl.50147.
- Ward, S.N. (1980): Relationship of tsunami generation and an earthquake source, J. Phys. Earth, 28, 441-474
- Watada, S., K. Satake, and Y. Fujii (2011), Origin of traveltimes anomalies of distant tsunami, in Abstract NH11A-1363 presented at 2011 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., 5-9 Dec.
- Watada, S. (2013): Tsunami speed variations in density-stratified compressible global oceans, Geophys. Res. Lett., 40, 4001–4006, doi:10.1002/grl.50785.

Watada, S., Kusumoto, S., Fujii, Y., Satake, K. (2012): Cause of Delayed First Peak and Reversed Initial Phase of Distant Tsunami, in Abstract NH43B-1649 presented at 2012 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., 3-7 Dec.

Yamazaki, Y., K. F. Cheung, G. Pawlak, and T. Lay (2012), Surges along the Honolulu coast from the 2011 Tohoku tsunami, Geophys. Res. Lett., 39, L09604, doi:10.1029/2012GL051624.

港湾空港技術研究所報告 第53巻第1号

2014. 3

編集兼発行人 独立行政法人港湾空港技術研究所

発 行 所 独立行政法人港湾空港技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号
TEL. 046(844)5040 URL. <http://www.pari.go.jp/>

印 刷 所 株 式 会 社 シ 一 ケ ン

Copyright © (2014) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

CONTENTS

1. Dispersion Analysis of Tsunami Propagation with the Consideration of Water Compressibility and Earth Elasticity	Tomohiro TAKAGAWA	3
--	-------------------------	---