

Wavelet 変換を用いた津波初期波形推定方法

小池 信昭*・今村 文彦**

1. はじめに

津波の数値シミュレーションによって正確な解を得るためには、支配方程式の適切な離散化と正確な初期条件を与えることは重要である。このうち、支配方程式の離散化に関しては、今村・後藤(1986)が1次元ではあるが現在の津波数値計算の主流となっているスタッガードリーブフロッグ差分法の打ち切り誤差を明らかにしている。また、長谷川ら(1987)は数値計算で適切な解を得るための差分格子間隔と時間積分間隔を明らかにしている。このように支配方程式とその適切な差分化に関する研究はすでにかなり進んでいる。

一方、津波数値計算の初期条件である初期波形に関しては、Mansinha and Smylie(1971)により断層パラメーターから地盤の鉛直変位を計算できる方法が示されてから、相田(1974)によって津波の初期波形として断層運動による地盤の鉛直変位が用いられ、沿岸部の津波がほぼ再現できることが示された。津波インバージョンという観点から見ると、Satake(1987)は地震波と津波の波形を用いてインバージョンして断層の変位量分布を求めることによって断層の不均質性を解明した。このように、これまで津波インバージョンは、地震断層の変位量を推定するのに用いられてきたが、直接、津波の初期波形を推定するというような研究はなかったようである。

そこで、ここでは、直接、津波の初期波形を何らかの方法で推定する方法を確立することをめざして、線形長波理論という仮定のも

とではあるが、重ね合わせの原理に基づいて初期波形を推定する方法を提案した。

2. 重ね合わせの原理と基底展開

ここでは、新しい津波インバージョン法のもとになっている重ね合わせの原理と基底展開について説明する。

2.1 重ね合わせの原理

津波の解析に線形長波理論を仮定すると、方程式を解いて得られた結果についても重ね合わせの原理が適用できる。すなわち、今、津波の2次元初期波形を \mathbf{e}_0 として、何らかのベクトルの組 $\{\mathbf{e}_k\}(k=1,2,\dots,n)$ の重ね合わせとして展開すると、

$$\mathbf{e}_0 = c_1 \mathbf{e}_1 + c_2 \mathbf{e}_2 + \dots + c_n \mathbf{e}_n \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 $\{c_k\}(k=1,2,\dots,n)$ は展開係数である。

そして、ベクトルの組 $\{\mathbf{e}_k\}(k=1,2,\dots,n)$ のそれぞれを初期条件として、線形長波理論によって計算したある地点の時間波形の結果の組を $\{\eta_k(t)\}(k=1,2,\dots,n)$ とすると、計算結果に関する重ね合わせの原理より、津波の2次元初期波形 \mathbf{e}_0 を初期条件として計算した結果 $\eta(t)$ は、以下のように表される。

$$\eta(t) = c_1 \eta_1(t) + c_2 \eta_2(t) + \dots + c_n \eta_n(t) \quad (2.2)$$

よって、数値計算の誤差を無視すれば、先に $\{\mathbf{e}_k\}(k=1,2,\dots,n)$ のそれぞれを初期条件として $\{\eta_k\}(k=1,2,\dots,n)$ を計算しておいて、式(2.2)によって重ね合わせれば、通常の数値計算のように計算できることになる。そして、これが津波インバージョン法の基礎になっている。

* 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻

** 東北大学大学院工学研究科付属災害制御研究センター

2.2 基底展開

ベクトル空間の基本的な性質は、少数のベクトルを何倍かして足し合わせることによってさまざまなベクトルが得られることである。津波の初期波形をベクトルとみなせば、少数の初期波形を何倍かして足し合わせることで、さまざまな初期波形が得られることになる。このような操作を線形結合という。その線形結合によってあらゆるベクトルが得られるような最少個数のベクトルを基底と呼ぶ。ベクトル空間の基底はどう選んでもそれを構成するベクトルの数は一定であることが知られている。その数をベクトル空間の次元と呼ぶ。

式(2.1)でベクトルの組 $\{e_k\} (k=1, 2, \dots, n)$ として基底をとると、津波の2次元初期波形を e_0 としてあらゆるベクトルを想定できる。基底をとるということは、初期波形がわかっていてその計算結果の重ね合わせをするという観点からは本質的ではないが、初期波形がわからない場合で津波インバージョンによってそれを推定しようとするとき、式(2.1)でベクトルの組 $\{e_k\} (k=1, 2, \dots, n)$ として基底をとり、津波の2次元初期波形を e_0 としてあらゆるベクトルを想定できるということは非常に重要である。

2.3 具体的な計算例

ここで具体的な数値計算例を示すことによって今までの議論をわかりやすく説明することにする。例として、図-1のような紀伊半島沖のメッシュ間隔1kmの400×400メッシュからなる計算領域を考える。津波の2次元初期波形の例として、相田(1979)が提案した1944年の東南海地震の断層モデル(図-1)から Mansinha and Smylie(1971)の方法で計算した地盤の鉛直変位をそのまま海面に与えたもの考える。それを囲むように図-2のように256×256メッシュの領域を考え、この領域で津波初期波形を基底展開することを考える。図-2の256×256で表される初期波形にwavelet変換をかけると、図-3のようになる。しかし、これらの係数は全部で256×

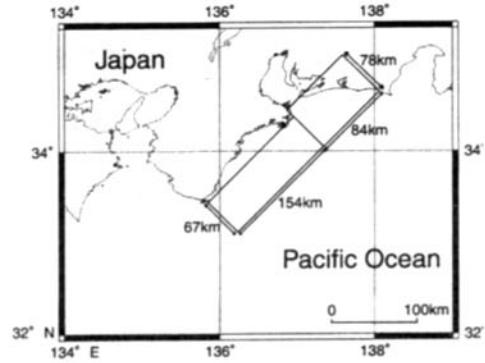


図-1 数値計算領域と1944年東南海地震モデル(相田, 1979)

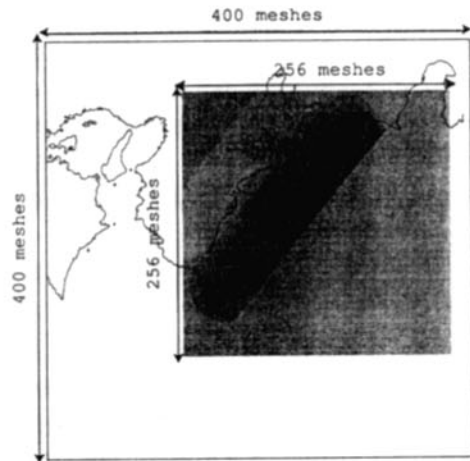


図-2 数値計算領域(400×400メッシュ)とwavelet変換領域(256×256メッシュ)

256=65,536個あるが、これらをすべて用いることは現実的でない。そこで、図-3においてwavelet変換係数が大きいと見られる左下の $8 \times 8 = 64$ 個の部分だけを用いることにする。これらの係数が式(2.1)において $\{c_k\} (k=1, 2, \dots, 64)$ となり、それに対応するwavelet基底が $\{e_k\} (k=1, 2, \dots, 64)$ となる。Wavelet基底を図示すると、例えば図-4のようになる。これを初期条件にして数値計算を行うと、例えばある観測点では図-5のような時間波形が求められる。これが式(2.2)において $\{\eta_k(t)\} (k=1, 2, \dots, 64)$ に相当する。そして、これを64個分計算して、式(2.2)のように重ね合わせれば図-6のような時間波形が計算できる。そして図-6からもわかるよ

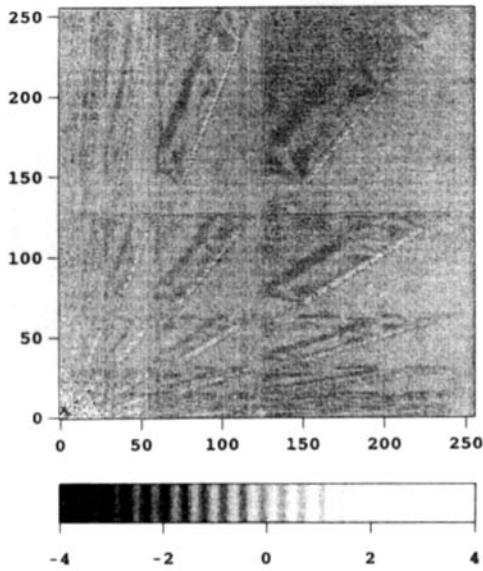


図-3 1944年東南海地震断層モデルの wavelet変換係数

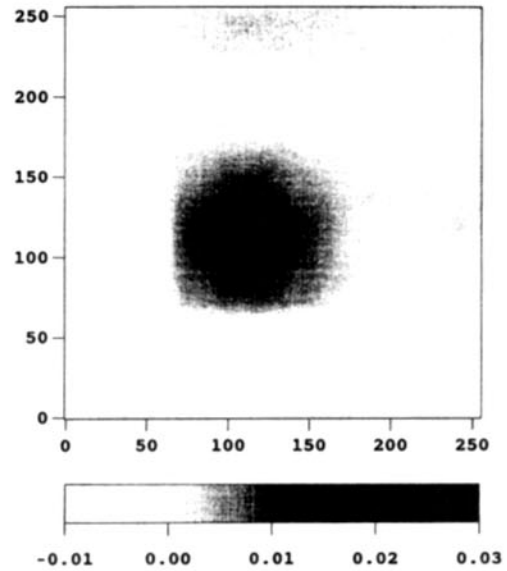


図-4 wavelet基底の例

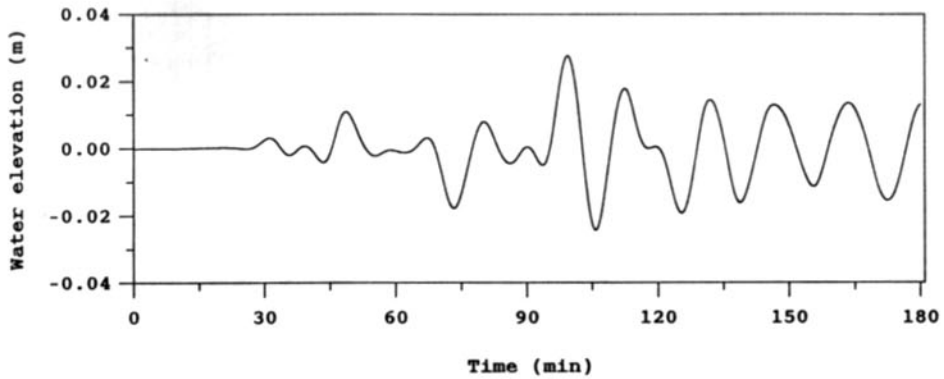


図-5 wavelet基底から計算されるグリーン関数の例

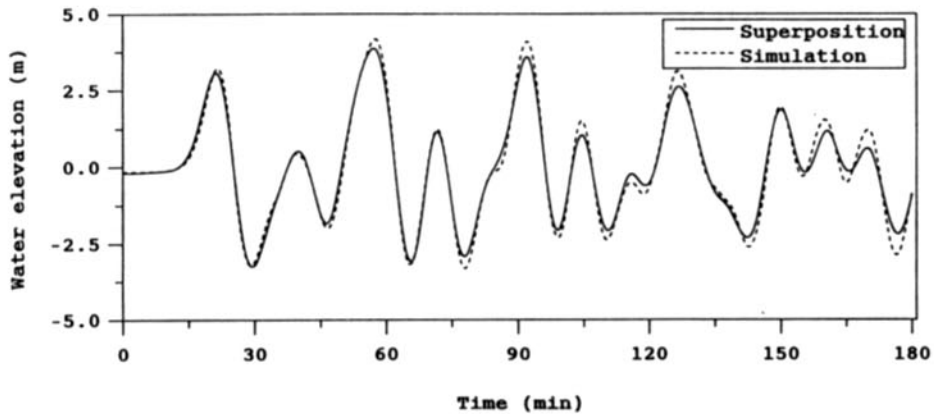


図-6 64個の基底からの重ね合わせと通常の数値計算との比較

うに、通常の数値計算で計算した場合と比べて誤差は小さいことがわかる。これは、津波インバージョンという観点からすると、64個の基底を用いるだけで、逆に津波の初期波形をある程度推定することができる可能性があることを意味している。

3. Wavelet変換による津波インバージョン方法

3.1 津波インバージョン方法

前章の式(2.2)において、 $\eta(t)$ をある点の観測波形 $\mathbf{b}(t) = \{b(1) \ b(2) \ \dots \ b(t)\}^T$ とみなし、また展開係数である $\{c_k\} (k=1,2,\dots,n)$ を未知数 $\mathbf{x} = \{x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n\}^T$ とおき、 $\{\eta_k(t)\} (k=1,2,\dots,n)$ の組を

$$\mathbf{A}(t) = \begin{bmatrix} \eta_1(t) & \eta_2(t) & \dots & \eta_n(t) \\ \eta_1(2) & \eta_2(2) & \dots & \eta_n(2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \eta_1(t) & \eta_2(t) & \dots & \eta_n(t) \end{bmatrix}$$

と行列にすると、式(2.2)から以下の式が成り立つ。

$$\mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{x} = \mathbf{b}(t) \quad (3.1)$$

通常のインバージョンでは、 \mathbf{x} の未知数より、 $\mathbf{b}(t)$ のデータの数の数が多く、上式を最小2乗法、あるいは一般逆行列などを用いて解くことができる。

そして、求められた展開係数 $\mathbf{x} = \{x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n\}^T$ を前章の式(2.1)に代入すれば、基底ベクトル $\{\mathbf{e}_k\} (k=1,2,\dots,n)$ の重ね合わせとして、初期波形 \mathbf{e}_0 が求められることになる。

3.2 離散wavelet変換

前節の理論に従えば、式(2.1)において用いる基底ベクトルは何でもよいことになる。最初、離散コサイン変換を用いてインバージョンを行ったところ、うまくインバージョンすることができなかった。その理由としては、図-7のように離散コサイン変換の基底は周波数で分類されるので計算領域全体にそれが

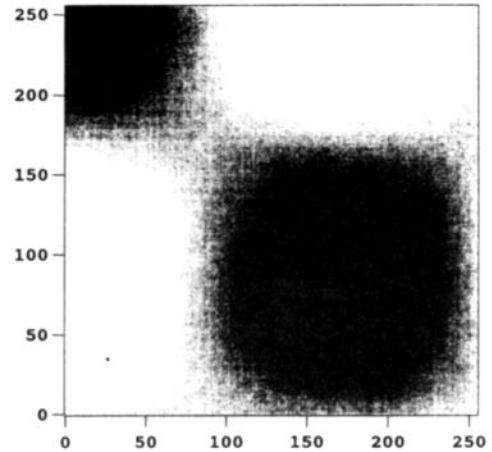


図-7 離散コサイン変換の基底の例

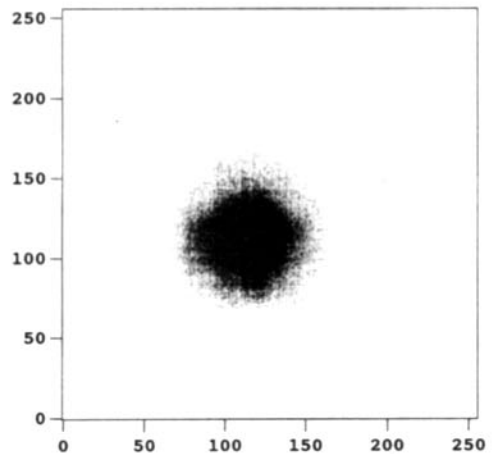


図-8 離散wavelet変換の例

広がっているからであると考えられる。それに対して、wavelet変換の基底は図-8に示すようにある部分に集中して分布するようになっているため、インバージョンをしたときにその部分に分布をもつ基底の展開係数だけ大きくなることが予想される。

ここで、離散wavelet変換について説明する。ここでは、waveletの種類としてBeylkin, Daubechies, Coifmanのwaveletを試したが、Beylkin (Beylkin et al., 1991)のwaveletを用いた場合がもっともよかったのでBeylkinのwaveletを用いた場合について説明することにする。さらにBeylkinのwaveletにも次数が多種あるが、ここでは6次のものを用いることにした。Beylkinの6次のwaveletの係数は以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \\ c_{31} & c_{32} \\ c_{41} & c_{42} \\ c_{51} & c_{52} \\ c_{61} & c_{62} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.038580777748 & 0.226584265197 \\ -0.126969125396 & -0.745687558934 \\ -0.077161555496 & 0.607491641386 \\ 0.607491641386 & 0.077161555496 \\ 0.745687558934 & -0.126969125396 \\ 0.226584265197 & -0.038580777748 \end{pmatrix}$$

例として、 256×256 次元のマトリックスを考えることにすると、1次元の離散ウェーブレット変換マトリックス \mathbf{W}_{256} は以下のように表せる。

$$\mathbf{W}_{256} = (\mathbf{C}_{256}^{\bar{\bar{}}} \mathbf{P}_{256}^{\bar{\bar{}}}) (\mathbf{C}_{256}^{\bar{}} \mathbf{P}_{256}^{\bar{}}) (\mathbf{C}_{256}^{\cdot} \mathbf{P}_{256}^{\cdot}) (\mathbf{C}_{256}^{\bullet} \mathbf{P}_{256}^{\bullet}) (\mathbf{C}_{256}^{\circ} \mathbf{P}_{256}^{\circ}) \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{256}^{\bullet} &= \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{128} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{128} \end{pmatrix}, \mathbf{P}_{256}^{\bullet} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{128} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{128} \end{pmatrix}, \mathbf{C}_{256}^{\cdot} = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{64} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{192} \end{pmatrix}, \mathbf{P}_{256}^{\cdot} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{64} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{192} \end{pmatrix} \\ \mathbf{C}_{256}^{\circ} &= \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{32} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{224} \end{pmatrix}, \mathbf{P}_{256}^{\circ} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{32} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{224} \end{pmatrix}, \mathbf{C}_{256}^{\bar{}} = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{16} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{240} \end{pmatrix}, \mathbf{P}_{256}^{\bar{}} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{16} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I}_{240} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで $\mathbf{C}_{2^{(q-k)}} (k=1,2,3,4,5)$ の成分は、

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} \mathbf{C}_{2^{(q-k)}}(ii, 2j-1) &= c_{i1} \\ \mathbf{C}_{2^{(q-k)}}(ii, 2j) &= c_{i2} \end{aligned} \right\} i=1,2,\dots,6 \quad j=1,2,\dots,256/2^k \quad ii=2(j-1)+i \\ \text{if } ii > 256/2^{(k-1)} \quad ii = \text{mod}(ii, 256/2^{(k-1)}) \\ \mathbf{C}_{2^{(q-k)}}(i, j) &= 0 \quad \text{otherwise} \end{aligned} \quad (3.4)$$

また、 $\mathbf{P}_{2^{(q-k)}} (k=1,2,3,4,5)$ の成分は、

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} \mathbf{P}_{2^{(q-k)}}(2(i-1)+1, i) &= 1 \\ \mathbf{P}_{2^{(q-k)}}(2(i-1)+2, 256/2^k+1) &= 1 \end{aligned} \right\} i=1,2,\dots,256/2^k \\ \mathbf{P}_{2^{(q-k)}}(i, j) &= 0 \quad \text{otherwise} \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.3 2次元離散wavelet変換

n 次元wavelet変換マトリックスを \mathbf{W}_n 、 m 次元wavelet変換マトリックスを \mathbf{W}_m とすると、 $n \times m$ 次元のマトリックス \mathbf{M} の2次元wavelet変換マトリックス \mathbf{M}' は、以下のように表せる。

$$\mathbf{M}' = \mathbf{W}_n \mathbf{M} \mathbf{W}_m^T \quad (3.6)$$

一方、2次元逆離散wavelet変換マトリックスは以下のようになる。

$$\mathbf{M} = \mathbf{W}_n^T \mathbf{M}' \mathbf{W}_m \quad (3.7)$$

3.4 Wavelet変換を用いた重ね合わせの原理
式(3.7)において、マトリックス \mathbf{M}' を以下のようにおく。

$$\mathbf{M}' = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & \cdots & c_{1m} \\ c_{21} & c_{22} & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ c_{n1} & & & c_{nm} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

すると、マトリックス \mathbf{M}' は線形結合として以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \mathbf{M}' = & c_{11} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} + c_{12} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} + \cdots \\ & + c_{nm} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.9)$$

式(3.9)を式(3.7)に代入すると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & c_{11} \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m + c_{12} \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m + \cdots \\ & + c_{nm} \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m \end{aligned} \quad (3.10)$$

ここで $n \times m$ マトリックス \mathbf{M} を2次元津波初期波形とみなして、式(3.10)を以下のように置き換える。

$$\mathbf{e}_0 = \mathbf{M} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{e}_{11} = \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m, \mathbf{e}_{12} = \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m, \cdots, \\
 \mathbf{e}_{nm} = \mathbf{W}_n^T \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{W}_m
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

ここで $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_{11}, \mathbf{e}_{12}, \dots, \mathbf{e}_{nm}$ は2次元ベクトルである。式(3.11)と(3.12)を式(3.10)に代入すると、

$$\mathbf{e}_0 = c_{11}\mathbf{e}_{11} + c_{12}\mathbf{e}_{12} + \cdots + c_{nm}\mathbf{e}_{nm} \tag{3.13}$$

式(3.13)は式(2.1)と等価であるから、式(2.2)と同様に次式が成り立つ。

$$\boldsymbol{\eta}(t) = c_{11}\boldsymbol{\eta}_{11}(t) + c_{12}\boldsymbol{\eta}_{12}(t) + \cdots + c_{nm}\boldsymbol{\eta}_{nm}(t) \tag{3.14}$$

ここで、 $\boldsymbol{\eta}(t)$ は2次元初期波形 \mathbf{e}_0 を初期条件としたときの数値計算結果。 $\{\boldsymbol{\eta}_k(t)\}$ は式(3.12)で表される2次元wavelet基底 $\{\mathbf{e}_k\}$ を初期条件としたときの数値計算結果である。

3.5 Wavelet変換を用いた津波インバージョン法

wavelet変換を用いて津波インバージョンを行うためには、まずwavelet基底を初期条件とみなして、実際の地形について数値計算を行う必要がある。そして、 j 番目のwavelet基底からの i 番目のステーションでの数値計算結果である時間波形を $\boldsymbol{\eta}_{ij}(t)$ 、 j 番目のwavelet基底の展開係数を未知数として、 x_j 、 i 番目のステーションで観測された時間波形を $b_i(t)$ とすると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} x_1\boldsymbol{\eta}_{11}(t) + x_2\boldsymbol{\eta}_{12}(t) + \cdots + x_n\boldsymbol{\eta}_{1n}(t) \\ x_1\boldsymbol{\eta}_{21}(t) + x_2\boldsymbol{\eta}_{22}(t) + \cdots + x_n\boldsymbol{\eta}_{2n}(t) \\ \vdots \\ x_1\boldsymbol{\eta}_{m1}(t) + x_2\boldsymbol{\eta}_{m2}(t) + \cdots + x_n\boldsymbol{\eta}_{mn}(t) \end{pmatrix} \\
 & = \begin{pmatrix} b_1(t) \\ b_2(t) \\ \vdots \\ b_m(t) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

式(3.15)をマトリックスおよびベクトルで以下のように書き換える。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}_{ij}(t) & = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\eta}_{11}(t) & \boldsymbol{\eta}_{12}(t) & \cdots & \boldsymbol{\eta}_{1n}(t) \\ \boldsymbol{\eta}_{21}(t) & \boldsymbol{\eta}_{22}(t) & \cdots & \boldsymbol{\eta}_{2n}(t) \\ \vdots & & & \\ \boldsymbol{\eta}_{m1}(t) & \boldsymbol{\eta}_{m2}(t) & \cdots & \boldsymbol{\eta}_{mn}(t) \end{pmatrix} \mathbf{x}_j \\
 & = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \mathbf{b}_i(t) = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\eta}_1(t) \\ \boldsymbol{\eta}_2(t) \\ \vdots \\ \boldsymbol{\eta}_m(t) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

そして、式(3.16)を式(3.15)に代入すると、インバージョンの方程式は以下ようになる。

$$\mathbf{A}_{ij}(t) \cdot \mathbf{x}_j = \mathbf{b}_i(t) \tag{3.17}$$

未知数である \mathbf{x}_j は、上式を最小 2 乗法あるいは一般逆行列などを用いて解くことができる。

ここで求められた \mathbf{x}_j を式(3.13)に代入すると、最終的に求めるべき 2 次元初期波形 \mathbf{e}_0 は以下のように求められる。

$$\mathbf{e}_0 = x_1 \mathbf{e}_1 + x_2 \mathbf{e}_2 + \dots + x_n \mathbf{e}_n \quad (3.18)$$

4. 数値解析例

ここでは、具体的な数値解析例を示すことによってインバージョン法を明確化するとともに、その適用性についても検証する。

まず、解析対象領域として、図-1と同様な計算領域を考える。この計算領域は、400×400メッシュであるが、wavelet変換には2のn乗の方が便利であるので、図-2と同様にそのうちの256×256メッシュだけをwavelet変換領域としてとることにする。

Wavelet変換による津波インバージョンを行うには、まずwavelet基底を初期条件にして観測点での時間波形、すなわち式(3.17)の $\mathbf{A}_{ij}(t)$ であるグリーン関数を計算する必要がある。この計算は、たとえば図-4のような基底を初期条件として、図-5のような時間波形が計算されることになる。ただし、256×256メッシュを考えた場合、wavelet基底としては256×256=65536個考えられるが、ここでは大きい方から8×8=64個、具体的には式(3.12)において左上の8×8のところだけ1となるような基底をとった。そして、観測点としては図-9のような5つの地点を設定した。これで式(3.17)の $\mathbf{A}_{ij}(t)$ が計算できたことになる。

式(3.17)の $\mathbf{b}(t)$ である観測値としては、実際の観測波形を用いるかわりに、図-1で示されるような断層モデルから、上と同じ観測点で計算される時間波形を用いた。

あとは、式(3.17)を最小 2 乗法あるいは一般化逆行列を用いることによって、未知数である \mathbf{x}_j が求められるので、これを式(3.18)に代入することによって、津波初期波形が求めら

れる。

インバージョンに用いた観測点の個数と初期波形の推定結果を図-10に示す。これらの推定の精度を検証するために式(4.1)で表される相関係数を用いた。

$$\frac{E[(\eta(i, j) - \mu)(\eta_{ex}(i, j) - \mu_{ex})]}{\sqrt{E[(\eta(i, j) - \mu)^2]E[(\eta_{ex}(i, j) - \mu_{ex})^2]}} \quad (4.1)$$

ここに、 E : 平均操作、 $\eta(i, j)$: 推定された波源の水位、 μ : その平均、 $\eta_{ex}(i, j)$: もとの波源の水位、 μ_{ex} : その平均である。

インバージョンに用いた観測点ともとの波源との相関係数を表-1に示す。

これを見ると、観測点が4つのときまでは、徐々に相関係数が大きくなっていくが、5の観測点を含めてインバージョンを行うと、推定の精度が急に悪くなるという結果になった。この理由としては、観測点5はもとの波源に対して半島の反対側にあるので、そこで観測される時間

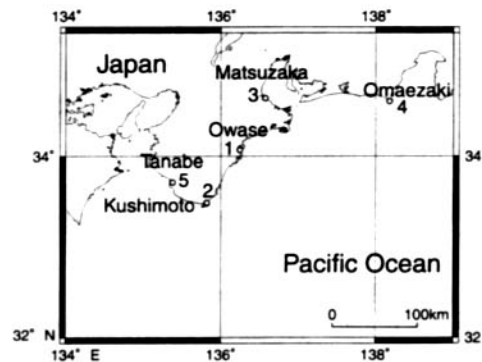


図-9 津波インバージョンに用いる観測点の位置

表-1 観測点の数と相関係数の関係

観測点の数	観測点の番号	相関係数
2	1,2	0.70
3	1,2,3	0.79
4	1,2,3,4	0.85
5	1,2,3,4,5	0.62

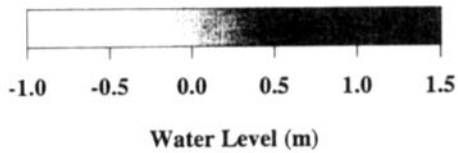
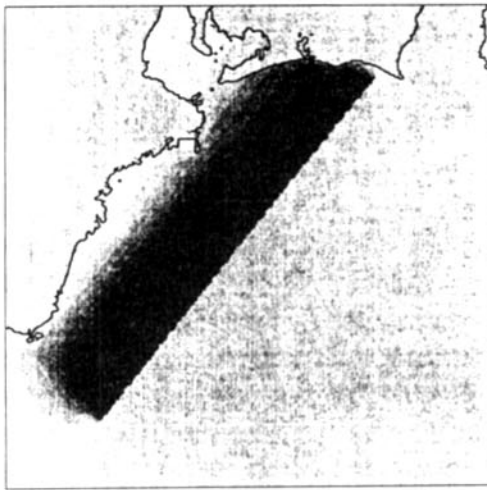


図-10(a) 1944年東南海地震断層モデル(正解)

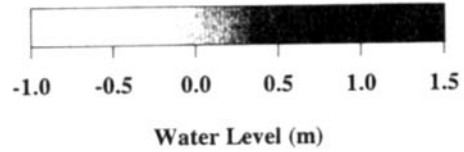
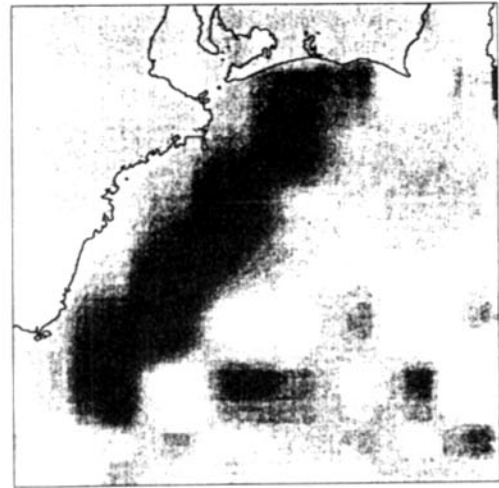


図-10(c) 3つの観測点を用いたインバージョン推定結果

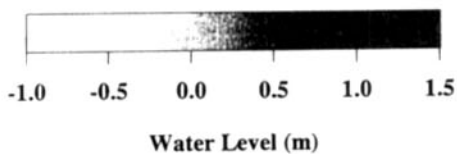
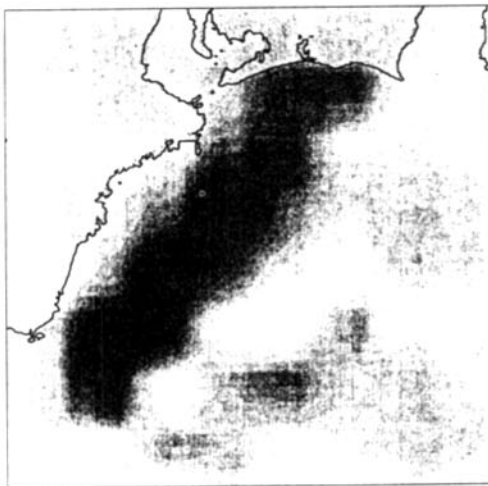


図-10(b) 2つの観測点を用いたインバージョン推定結果

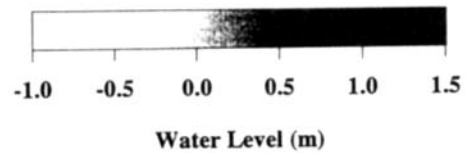
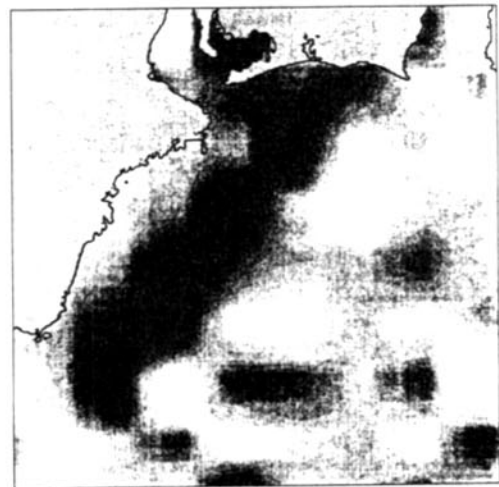


図-10(d) 4つの観測点を用いたインバージョン推定結果

波形はもとの波源からの情報かどうかを判断できるものではなかったのではないかと考えられる。このように観測点の位置、地形条件はインバージョンによる推定の精度にとって、重要な要因になっていると思われる。

5. おわりに

ここでは、津波インバージョンによる初期波形の推定方法を示した。しかし、実際の問題に適用する際には、wavelet基底の大きさ、海底地形や水深、観測点の配置など不確定な要因も多く、一般的な議論ができるまでには至っていない。今後は、ここで示した方法が、どのような条件のもとなら精度のよい推定ができるのかを詳細に調べていく予定である。

参 考 文 献

- 相田 勇(1974)：地震の断層モデルによる津波の数値実験，地震 2，Vol.27，pp.141-154.
- 相田 勇(1979)：1944年東南海地震津波の波源モデル，東大地震研彙報，Vol.54，pp.329-341.
- 今村文彦・後藤智明(1986)：差分法による津波計算の打ち切り誤差，土木学会論文集，No.375，pp.241-250.
- 長谷川賢一・鈴木孝夫・稲垣和男・首藤伸夫(1987)：津波の数値計算における格子間隔と時間積分間隔に関する研究，土木学会論文集，Vol.381，pp.111-120.
- Beylkin, G., R. Coifman, and V. Rokhlin (1991): Fast wavelet transform and numerical algorithms 1, Communications on Pure and Applied Mathematics, Vol.44, pp.141-183.
- Mansinha, L. and D. E. Smylie(1971): The displacement fields of inclined faults, Bulletin of Seismological Society of America, Vol.61, No.5, pp.1433-1440.
- Satake, K(1987): Inversion of tsunami waveforms for the estimation of a fault heterogeneity: Method and numerical experiments, J. Phys. Earth, Vol.35, pp.241-254.