

位相情報を利用した非定常地震動のシミュレーション法

佐藤忠信¹・室野剛隆²

¹正会員 工博 京都大学防災研究所教授 (〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄)

²正会員 工博 鉄道総合技術研究所 (〒185-8540 東京都国分寺市光町 2-8-38)

地震動は因果性を有しているのに、振幅と位相を独立に与えることができないことは良く知られている。しかし、これまでは振幅スペクトルが与えられたときに位相スペクトルにどのような拘束条件を与えれば、因果性を満たす地震動がシミュレートできるかが明確ではなかった。そこで、地震動の位相スペクトルに着目して、因果性を満たすような地震動のフーリエスペクトル振幅を位相スペクトルから求める方法論を新しく開発した。開発した方法論を用いて、位相スペクトルから波形を合成する方法を展開した。

Key Words : causality, phase spectrum, non-stationarity, simulation of earthquake motion

1. はじめに

地震動のような非定常特性を有している時刻歴信号を模擬するためには、振幅特性と位相特性のモデル化が必要であるが、これまでは振幅特性に重点がおかれ、位相のモデル化についてはあまり焦点が当てられなかったようである。振幅特性についてはパワースペクトルの非定常性をモデル化¹⁾することが一般的で、モデル化された非定常パワースペクトルから時刻歴を模擬するためにはランダム位相が用いられてきた。しかし、位相の持つ物理的な意味が明確でなかった。

そこで、大崎ら²⁾はフーリエ位相差分布と時刻歴包絡形との類似性を指摘し、和泉・勝倉は³⁾フーリエ位相の角振動数軸上での傾き(群遅延時間)に注目して、その平均値と標準偏差により地震波の重心位置と広がり表現できることを示した。石井・渡辺⁴⁾、佐藤ら⁵⁾は、位相差分布や群遅延時間の特性を、多数の強震記録に基づいた回帰分析によりモデル化し、非定常性を有する地震波形の合成法について検討している。

著者らも、地震動の位相特性のモデル化の意義について述べるとともに、モデル化について一連の研究を行った⁶⁾。一つは、理論的な手法である⁶⁾。まず断層の破壊過程をインパルス列で表現し、その群遅延時間を定式化している。また、地点増幅特性の影響は、増幅関数の位相特性が最小位相推移関数で表せると仮定することによって、ヒルベルト変換を利用して群遅延

時間を定式化している。さらに、両者の和により地震動の群遅延時間を算定している。もう一つは、経験的な手法⁷⁾であり、既往の観測波を用いて、地震波の群遅延時間の平均値と標準偏差の回帰モデルをマグニチュードと震央距離を説明変数として作成している。さらに、上記のモデルは点震源を仮定していることになるが、それを断層近傍地震動の位相モデルにまで拡張することも試みている⁸⁾。また、これらの位相スペクトル(群遅延時間)を用いて、耐震設計で用いられる応答スペクトルに適合した波形が作成できることを示しており⁹⁾、鉄道構造物の設計基準でも利用されている¹⁰⁾。しかし、これらの方法により波形を合成する場合、振幅特性を設計用の応答スペクトルで定義するので、振幅スペクトルと位相スペクトルが独立に定義されたことになる。しかし、振幅と位相を各々独立にモデル化して、非定常な地震波形を合成する方法は本質的な矛盾を抱えている。それは、因果性を有する時系列のフーリエ変換の実数部と虚数部は独立ではなく、ヒルベルト変換の関係で結び付けられているためである。したがって、振幅スペクトルをモデル化した場合には、位相スペクトルに何らかの制限が設けられなければならない。本研究はこの点を矛盾なく解決するため、位相スペクトルに着目した波形の合成方法を新たに提案するものである。

2. 位相スペクトルと振幅スペクトルの関係

(1) 複素フーリエ変換

本論文の主題に入る前に、一般的な議論を少し記述する。任意の複素時間関数 x_m

$$x_m = a_m + ib_m \quad (1)$$

$$m = -N/2 + 1, -N/2 + 2, \dots, 0, 1, \dots, N/2$$

を考える。このとき、複素時間関数 x_m の複素フーリエ係数 C_k は

$$C_k = \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} x_m \cdot e^{-i\left(\frac{2\pi km}{N}\right)} = \Re(C_k) + i \cdot \Im(C_k) \quad (2)$$

$$k = -N/2 + 1, -N/2 + 2, \dots, 0, 1, \dots, N/2$$

$$\Re(C_k) = \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \left[a_m \cdot \cos\left(\frac{2\pi km}{N}\right) + b_m \cdot \sin\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \right]$$

$$\Im(C_k) = -\frac{1}{N} \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \left[a_m \cdot \sin\left(\frac{2\pi km}{N}\right) - b_m \cdot \cos\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \right] \quad (3)$$

となる。次に、時間関数 x_m が実関数の場合には、

$$x_m = a_m, \quad b_m = 0 \quad (4)$$

$$m = -N/2 + 1, -N/2 + 2, \dots, 0, 1, \dots, N/2$$

であるから、その複素フーリエ変換は式(3)より、

$$C_k = \Re(C_k) + i \cdot \Im(C_k) \quad (5)$$

$$\Re(C_k) = \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \left[x_m \cdot \cos\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \right]$$

$$\Im(C_k) = -\frac{1}{N} \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \left[x_m \cdot \sin\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \right]$$

$$k = -N/2 + 1, -N/2 + 2, \dots, 0, 1, \dots, N/2$$

となる。また、逆フーリエ変換は、

$$x_m = \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} C_k \cdot e^{i\left(\frac{2\pi km}{N}\right)} \quad (6)$$

$$= \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \left[\Re(C_k) \cdot \cos\frac{2\pi km}{N} - \Im(C_k) \cdot \sin\frac{2\pi km}{N} \right]$$

で与えられる。

(2) 位相から振幅を決定

因果律を満たす実時間関数を y_m とし、以下のような偶関数 y_m^e と奇関数 y_m^o を定義する。

$$y_m^e = \frac{1}{2}(y_m + y_{-m}), \quad y_m^o = \frac{1}{2}(y_m - y_{-m}) \quad (7)$$

この場合は $y_{-m}^e = y_m^e$ かつ $y_{-m}^o = -y_m^o$ となる。したがって図-1 に示すように、 $y_m = y_m^e + y_m^o$ と次式の関係が得られる。

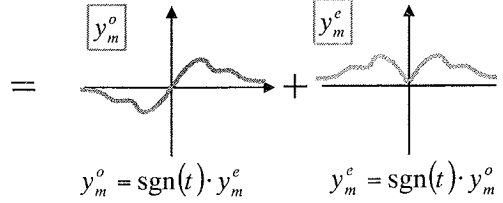
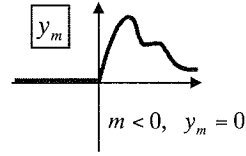


図-1 因果関数の奇関数 y_m^o と偶関数 y_m^e への分解

$$y_m^o = \text{sgn}(m) \cdot y_m^e, \quad y_m^e = \text{sgn}(m) \cdot y_m^o \quad (8)$$

ここに、 $\text{sgn}(m)$ は m が負の時は-1.0、 m が正の時は1.0 の値を持つ符号関数である。また、 y_m^e が偶関数であることに着目すると、式(6)を参考に

$$y_m^e = \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} C_k \cdot e^{i\left(\frac{2\pi km}{N}\right)} \quad (9)$$

$$= \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \left[\Re(C_k) \cdot \cos\frac{2\pi km}{N} \right]$$

となる。ここに、 C_k は関数 y_m^e の複素フーリエ係数、

$\Re(C_k)$ はその実部を示す。式(9)を式(8)に代入すれば、

次式を得る。

$$y_m^o = \begin{cases} \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \left[\Re(C_k) \cdot \cos\frac{2\pi km}{N} \right] & m > 0 \\ 0 & m = 0 \\ -\sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \left[\Re(C_k) \cdot \cos\frac{2\pi km}{N} \right] & m < 0 \end{cases} \quad (10)$$

一方、奇関数 y_m^o のフーリエ係数は、式(5)を参考に、次のように与えられる。

$$C_l = i\Im(C_l) = -i \frac{2}{N} \sum_{m=1}^{N/2-1} \left[y_m^o \cdot \sin\left(\frac{2\pi lm}{N}\right) \right] \quad (11)$$

式(11)に式(10)を代入して次式の関係が求められる。

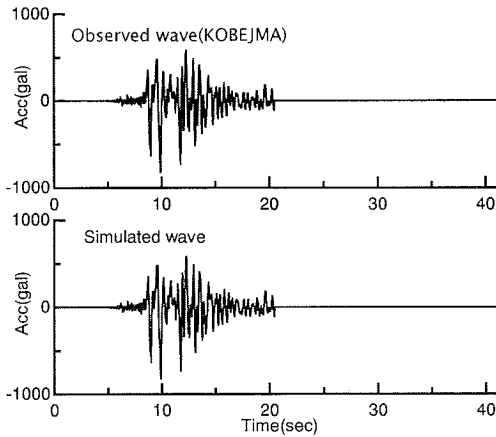


図-2 観測記録と位相スペクトルから再現された時刻暦との比較

$$\begin{aligned} \Im(C_l) &= -\frac{2}{N} \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \sum_{m=1}^{N/2-1} \cos\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \sin\left(\frac{2\pi lm}{N}\right) \cdot \Re(C_k) \\ &= \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \beta_{lk} \cdot \Re(C_k) \end{aligned} \quad (12)$$

ここに、

$$\beta_{lk} = -\frac{2}{N} \sum_{m=1}^{N/2-1} \cos\left(\frac{2\pi km}{N}\right) \sin\left(\frac{2\pi lm}{N}\right) \quad (13)$$

一方、位相角 ϕ_l は $\tan \phi_l = (\text{虚数部}/\text{実数部})$ で定義でき、フーリエ振幅 A_k を用いると実数部と虚数部は $\Re(C_k) = A_k \cos \phi_k$ と $\Im(C_k) = A_k \sin \phi_k$ のように表現されるので、さらに A_k の対称性を利用すると、

$$\begin{aligned} A_l \cdot \sin \phi_l &= \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \beta_{lk} \cdot A_k \cos \phi_k \\ &= 2 \sum_{k=1}^{N/2-1} \beta_{lk} \cdot A_k \cos \phi_k + \beta_{l,N/2} \cdot A_{N/2} \cos \phi_{N/2} \end{aligned} \quad (14)$$

を得る。ただし、 $A_0 = 0$ (時系列信号に DC 成分がないことを意味している) と仮定する。さて、式(14)は A_k に関する同次形の方程式なので、 $A_1 = 1.0$ とすることにより、 A_k/A_1 の値が決定できる。ただし、 $A_1 = 1.0$ の仮定があるので、この時系列の振幅の大きさには任意性がある。これは、位相スペクトルは虚数部と実数部の比で定義されるので、位相スペクトルから取り出せる振幅の情報は相対的なものにならざるを得ないためである。

以上に述べてきたことから、因果性を有する時系列では、フーリエ振幅の相対的な大きさが位相スペクトルから決定できることがわかる。振幅が決定できれば位相は与えられているので、時系列が再現できること

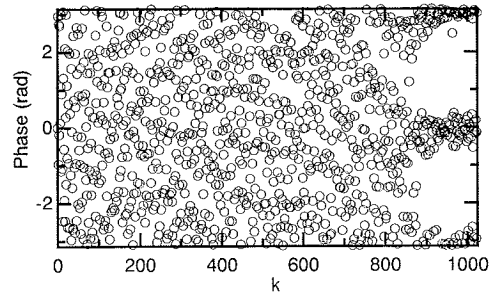


図-3 位相スペクトル

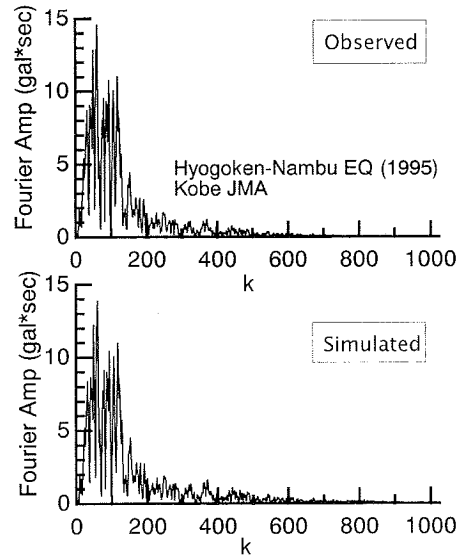


図-4 観測記録と位相スペクトルから再現されたフーリエ振幅スペクトルとの比較

になる。

なお、因果性を拘束条件とすると、同様に位相スペクトルがフーリエ振幅から決定できる可能性がある。しかし、その際には式(14)のような形式ではなく、非線形の方程式になる可能性がある¹³⁾。また、地震動の非正常性を支配しているのは位相スペクトルであり、位相スペクトルを扱う方が地震動の非正常性を表現するのに直接的である。以上の理由から位相から振幅を導く方法を採用し、以下の議論を進める。

3. 提案する手法の妥当性の検証

1995年兵庫県南部地震の神戸海洋気象台で観測された強震記録を用いて、2章で展開した手法の妥当性を検証する。図-2 上段に示すように、1024個(20.48

4. 位相のモデル化と地震動の模擬

(1) 群遅延時間の回帰モデル

3章で示したように、因果性を有する時系列では、位相スペクトルから振幅スペクトルの相対値を規定できるので、位相スペクトルを適切にモデル化することによって、地震動の非定常性を表現できると思われる。ここでは、次式で定義される群遅延時間⁹⁾を利用することにより、位相スペクトルのモデル化を行う。

$$t_{gr} = \frac{d\phi}{d\omega} \quad (15)$$

著者らは既に、多くの地震記録を用いて群遅延時間の期待値 μ_{igr} および標準偏差 σ_{igr} をマグニチュード M と震央距離 Δ を用いてモデル化した⁷⁾。この研究では、まず、地震動をバンドパスフィルターによって、次式のように複数の周波数帯域 ($j=1 \sim J$) の時系列に分けた。

$$A(\omega) e^{i\phi(\omega)} = \sum_{j=1}^J A^{(j)} e^{i\phi^{(j)}(\omega)} \quad (16)$$

ここに、 $A(\omega)$ はフーリエ振幅スペクトル、 $\phi(\omega)$ は位相スペクトルである。次に、各帯域ごとに群遅延時間を求め、帯域内の群遅延時間の平均値 $\mu_{igr}^{(j)}$ と標準偏差 $\sigma_{igr}^{(j)}$ を計算し、それらを次式により回帰分析してモデル化した。

$$\mu_{igr}^{(j)} = \alpha_1^{(j)} \times 10^{\beta_1^{(j)} M} \times \Delta^{\gamma_1^{(j)}} \quad (17)$$

$$\sigma_{igr}^{(j)} = \alpha_2^{(j)} \times 10^{\beta_2^{(j)} M} \times \Delta^{\gamma_2^{(j)}}$$

このときのフィルターとしては Meyer のウェーブレット¹⁰⁾を利用した。

図-5 は群遅延時間の期待値 $\mu_{igr}^{(j)}$ と標準偏差 $\sigma_{igr}^{(j)}$ を回帰モデルから求めた結果の一例を示したものである。このとき振動数はウェーブレットのコンパクトサポートの中心周波数で代表させて図示した。これらの成果を用いれば離散点ごとのサンプル群遅延時間 $t_{gr,k}$ ($k = 0, 1, \dots, N/2$; N はデータ数) を発生できる。そのためには群遅延時間の確率分布特性が与えられなければならない。図-6 はウェーブレットのスケースファクター $j=11$ における群遅延時間の分布特性を示したものである。スケースファクター $j=11$ における群遅延時間の全データを用いると、 t -分布に近い特性を有していることが分かっている。しかし、群遅延時間のデータの中には、平均値から著しく値が離れているデータが存在する。そしてこのようなデータに対応する振動数における振幅については、その値がゼロに近いことが示されている⁹⁾。そこで、平均値から著しくはず

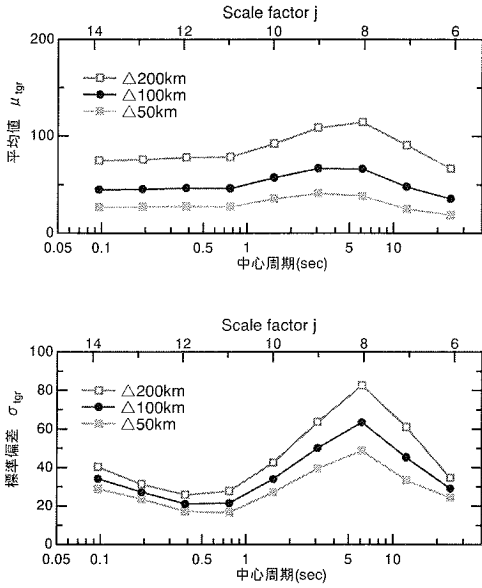


図-5 群遅延時間の期待値と標準偏差の振動数依と震央距離依存性 (マグニチュード 8 の地震を対象)

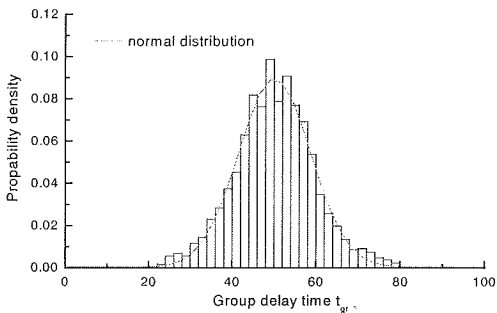


図-6 コンパクトサポート区間内の群遅延時間 $t_{gr}(\omega)$ の分布特性 (観測点 TCU052EW 成分)。ただし、平均値から $\pm 2\sigma$ からはずれたデータを削除している。

秒) の記録に対して、1024 個のゼロを加えて因果関数としている。

まず、この波形の位相スペクトルを図-3 に示す。この位相スペクトルから、本手法 (式(14)) を用いて再現した振幅スペクトルを図-4 に示す。また、再現した加速度波形を図-2 の下段示す。理論展開のときに述べたように、位相スペクトルから決定される振幅スペクトルの大きさは相対的なものであるので、図-2 の再現された時系列は最大振幅が観測値に合うように調整されている。振幅スペクトル、加速度波形とも、再現した結果は観測記録と完全に一致する。このことから、ここで提案する手法の妥当性が検証された。

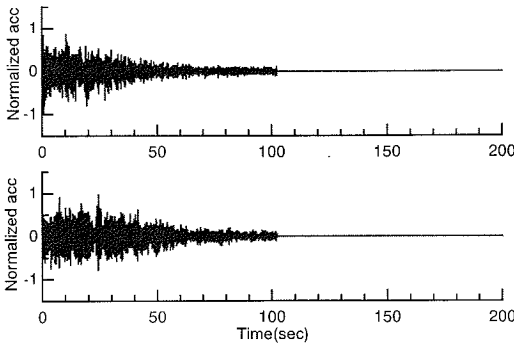


図-7 サンプル群遅延時間から模擬された地震動の時刻歴波形

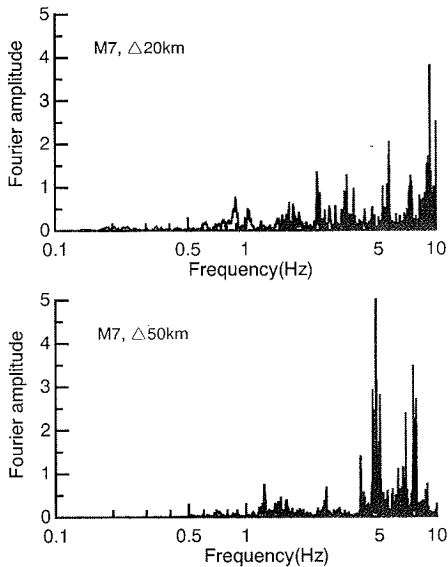


図-8 サンプル群遅延時間から模擬された地震動のフーリエ振幅スペクトル

れたデータを削除して分布形を求めたのが図-6 である。図-6 は、一例として台湾集集地震(1999)のTCU052 地点で観測された波形について算出した結果を示している。具体的には、平均値から $\pm 2\sigma$ からはずれたデータを削除している。どの範囲のデータが有効と考えるかについては、今後の課題であるが、このような操作をして、振幅に有効な群遅延時間のみを用いると、その分布特性は正規分布に近づくことが分かる。なお、図-5 で示した群遅延時間の期待値と標準偏差は、著者らの以前の研究成果⁷⁾であり、その際は、上記のような有効範囲を設定せずに算定しており、多少標準偏差を大きく評価している可能性があるを付記しておく。

上記の群遅延時間の期待値と標準偏差の回帰モデル

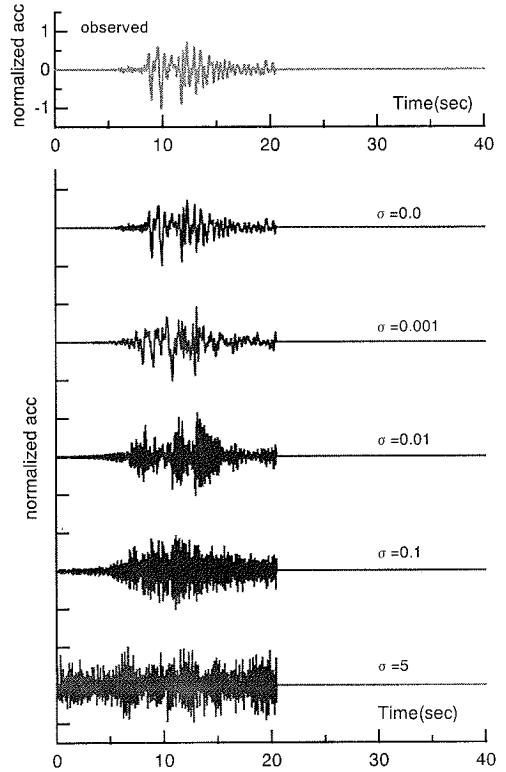


図-9 観測波の群遅延時間にランダムノイズを取り入れたときの影響

を用いて、群遅延時間の確率特性が振動数の離散点ごとに独立な正規分布に従うと仮定して、サンプル群遅延時間 $t_{gr,k}$ を生成して、それを積分することによって位相スペクトル ϕ_k が求められる。この ϕ_k を用いて、第3章で示した手法により波形が合成できると考えられる。

そこで、例としてマグニチュード7で震央距離20kmと50kmの地震を対象として、上記の方法により地震動を模擬した結果を図-7に示した。図-7の時刻歴の振幅は最大値が1.0になるように正規化されている。これは位相スペクトルのみから時刻歴の絶対振幅を決定することが出来ないためである。また、図-8はその波形のフーリエスペクトルである。模擬された波形は、高振動数成分がとても卓越しており、M7相当の地震動としての特性が十分表現されているものとはなっていない。この理由について以下で検討を進める。

(2) 群遅延時間の振動数軸上での相関性

3章で検討に用いた神戸海洋気象台の波形の群遅延

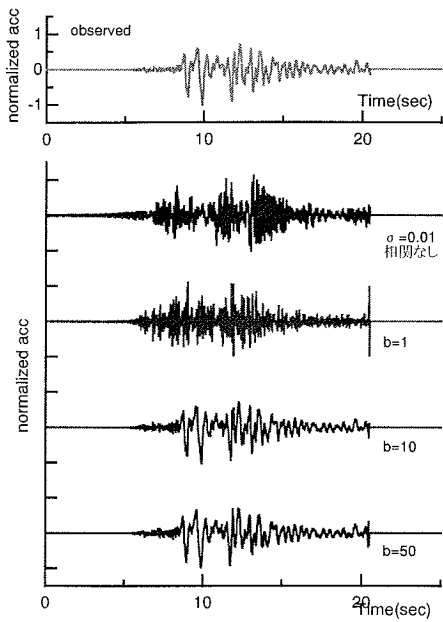


図-10 観測波の群遅延時間に周波数軸間で相関のあるノイズを付与した場合の影響

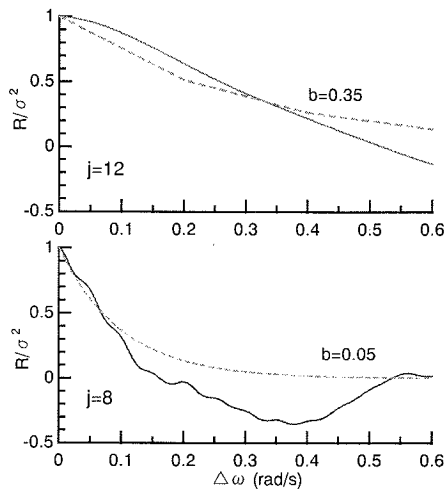


図-11 群遅延時間の自己相関関数の例（兵庫県南部地震を例にして、 $j=8$ および 12 について表示）

時間 $t_{gr,k}^{org}$ に、平均値 0 、標準偏差 σ のランダム成分 $r(\omega_k)$ (以下 r_k) を載せた群遅延時間 $t'_{gr,k}$ を作成する(式(18))。

$$t_{gr,k} = t_{gr,k}^{org} + r_k \quad (k=0, 1, 2, \dots, N/2) \quad (18)$$

このとき、ランダム成分は振動数の離散点ごとに独立な正規乱数として与えた。このランダム成分を付加した群遅延時間 $t'_{gr,k}$ を積分して位相 ϕ'_k を求め、この位相 ϕ'_k から波形を合成したのが図-9 である。付加するランダム成分のばらつきが大きくなるほど、合成される波形は短周期成分が卓越し、波形の形状もイモムシ状になっている。ただし、付加するランダム成分がたとえ小さくても合成波形は高振動数が卓越してしまうことに注意しなければならない。

次に、加えるランダム成分に対して、振動数軸に沿う相関性を与えた。ここでは、比較的簡単な表現法として振動数間隔が大きくなるに従って、ランダム成分 r_k の自己相関関数が式(19)で示すように指数関数的に減少する特性を有する場合を考える。

$$R(\omega_i, \omega_{i-1}) = \sigma^2 \cdot \exp\left(-\frac{|\omega_i - \omega_{i-1}|}{b}\right) \quad (19)$$

b は相関の強さを調整するパラメータである。式(19)

を満たす正規ランダム過程 r_k は次式により生成することが可能である¹³⁾。

$$r_k = \sqrt{2} \sum_{i=1}^{N_c} \sqrt{2S(\xi_i)} \Delta\xi \cos(\xi_i \omega_k + \eta_i) \quad (20)$$

ここに、 N_c は重ね合わせる個数、 η_i は $(0, 2\pi)$ の一様乱数であり、 $S(\xi)$ は式(19)のフーリエ逆変換として次式で与えられる。

$$S(\xi) = \sigma^2 \frac{b}{\pi(1+b^2\xi^2)} \quad (21)$$

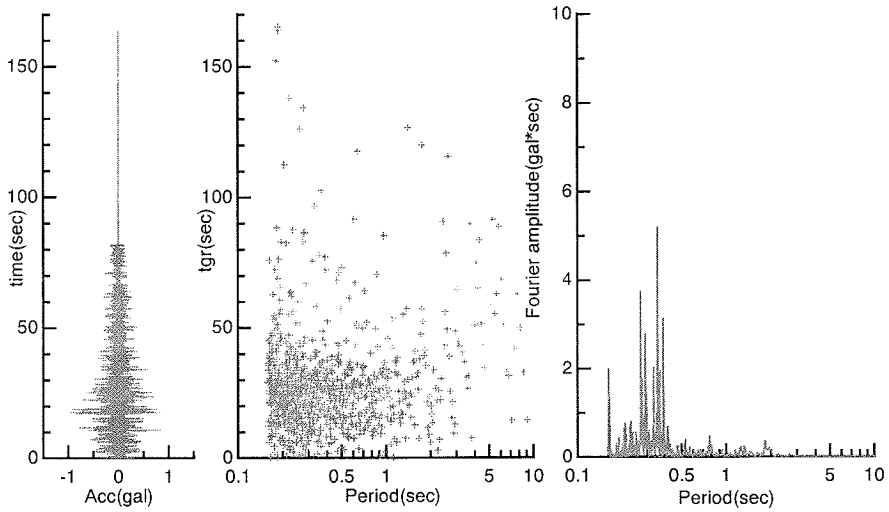
$\sigma = 0.1$ のケースを規準として b の大きさを徐々に変化させて、元々の群遅延時間にランダム成分を付加させた群遅延時間から波形を合成した結果が図-10 である。相関を無視した場合(図-9)に比べて、同じ σ でも高振動数成分がなくなり、原波形の特性を反映した地震動が模擬されるようになってくることが分かる。

(3) 群遅延時間を用いた波形の合成方法

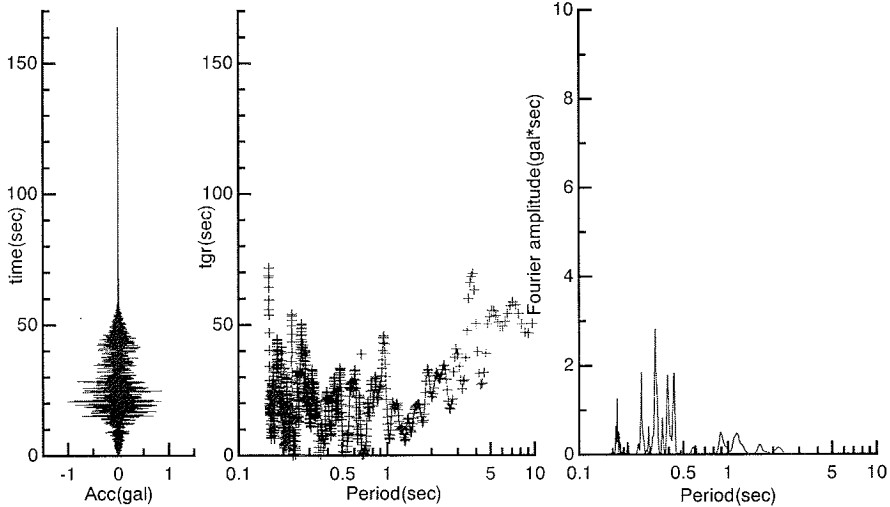
以上の基礎的な検討から、群遅延時間の振動数軸に沿う相関性を考慮して、群遅延時間を模擬しなければならないと言える。群遅延時間の周波数軸上での相関性を考慮するために、群遅延時間を式(22)で定義する。

$$t_{gr,k} = \mu_{igr,k} + \alpha_k \quad (22)$$

ここに、 $\mu_{igr,k}$ は図-5 で得られる振動数 ω_k における



(a) 振動数間の相関を考慮しない場合



(b) 振動数間の相関を考慮した場合

図-12 t_{gr} の振動数間での相関を考慮した場合と無視した場合の合成波形の例 (M=7, $\Delta=40$ km)

群遅延時間の平均値、 α_k は平均値ゼロ、標準偏差が $\sigma_{igr,k}$ で、式(23)のような指数関数的な自己相関を持つものとする。

$$R(\omega_{k-1}, \omega_k) = \sigma_{igr,k}^2 \cdot \exp\left(-\frac{|\omega_{k-1} - \omega_k|}{b}\right) \quad (23)$$

上記の特性に従うランダム過程 α_k は、式(20)により標準偏差 1.0 のランダム過程を生成し、それを $\sigma_{igr,k}$ 倍することにより求めた。

群遅延時間の自己相関関数を式(23)で与える場合、 b 値がどの程度になるかを検討した。兵庫県南部地震の神戸海洋気象台での記録について、ウェーブレット変

換により各サポート j 毎の t_{gr} の自己相関関数を求めたのが図-11 である。さらに、図中には式(23)によりフィッティングした結果も示す。スケールファクター j により b 値が変化するが、今回の限られた検討では、概ね 0.1~0.5 程度の値であった。

そこで、マグニチュード 7 で震央距離 40km、自己相関関数が式(23)に従う確率過程として群遅延時間を定義し、3 章で示した方法で波形を合成した結果を図-12 に示す。なお、簡単なためにスケール値 b は全振動数域で 0.5 の一定とした。振動数軸上で独立と仮定した場合に比べると、高振動数成分が卓越する傾向は若干残っているものの、得られる結果は改善されていることが分かる。

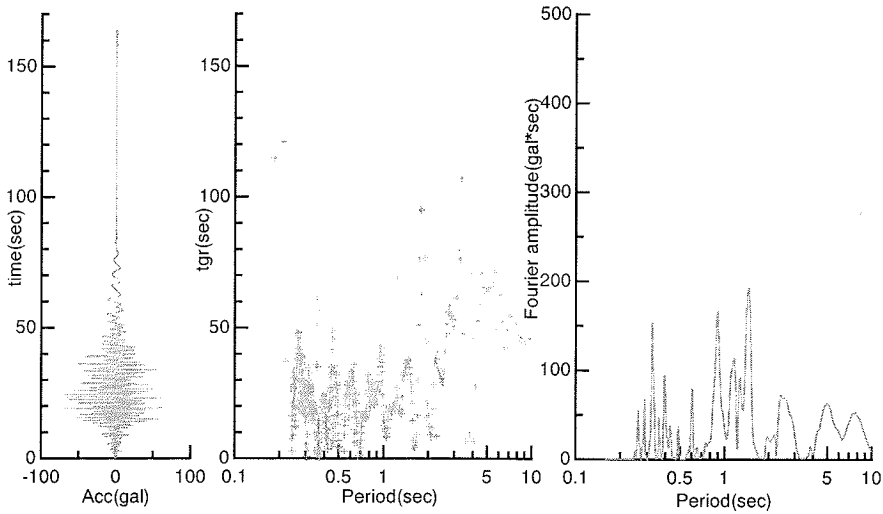


図-13 振動数成分毎に波形を合成した例 (M=7, Δ=40km)

5. フィルターを乗じた波形の合成法

前章までは、位相から波形を合成する方法について、例題を示しながら議論を進めてきた。しかし、高振動数成分が卓越しすぎるなどの問題点がある。そこで、本章ではこの問題を便宜的に回避するために、フィルターを施した場合の定式化とその計算例を示すこととする。

(1) フィルターを乗じた波形合成の定式化

フーリエ振幅がゼロの部分がある場合、すなわちバンドパスフィルターを掛けたときの時系列はあまり問題なく模擬できる。それは、振幅を決める式(14)で、振幅の定義される範囲を、以下のように定義すればよい。

$$A_l = \begin{cases} 0 & : 1 < l < m_l \\ \xi_l A_l & : m_l \leq l \leq n_l \\ 0 & : n_l < l \end{cases} \quad (24)$$

ここに m_l と n_l はバンドパスフィルターの離散化された下限と上限の振動数を表しており、 ξ_l はバンドパスフィルターの振幅である。式(24)を(14)に代入することにより、次元が $(m_l - n_l) \times (m_l - n_l)$ の次式のような同次方程式を得る。

$$\xi_l A_l \sin \phi_j = 2 \sum_{k=m_l}^{n_l} \beta_{lk} \cos \phi_k \cdot \xi_k A_k \quad (25)$$

$$(m_l \leq l \leq n_l)$$

この式と、バンド内の信号エネルギー値を利用すれば、振幅 A_l ($l = m \dots n$) が決定できる¹²⁾ので、それからバンド内の振幅と位相から因果性を有する時刻暦 $x_m^{(j)}$ ($m = 1, 2, \dots, N$) が求められる。ここに、 j はバンドの幅 $m_l - n_l$ の位相から求められる時刻暦であることを示す添字である。全ての j に対して $\xi_j = 1.0$ の場合には、対象とする振動数帯域を幾つかのバンド ($j = 1, 2, \dots, L$) に区切り、各々のバンド幅ごとに、時刻暦 $x_m^{(j)}$ ($m = 1, 2, \dots, N$) を計算し、それを足し合わせることで、時刻暦 x_i を求めることができる。

$$x_m = \sum_{j=1}^L x_m^{(j)} \quad (26)$$

この方法による時系列の位相特性からの再現は、各バンドにおける時刻暦も因果性を満たすことが要求されているので、位相特性全体を用いて再現する場合に比べて、拘束条件が厳しくなっている。

(2) 合成例

例として、先の検討と同様に M7、震央距離 40km の地震を対象として、本手法を適用した。波形のシミュレーションの際には、以下の仮定を設けた。

- 振動数の刻みはウェーブレットのサポート区間を参考に、 $\{2^{j-1}/T_d \leq f \leq 2^j/T_d\}$ を一つのバンド幅と

した。群遅延時間の自己相関は全バンドとも $b=0.5$ とした。

- バンド内の群遅延時間の平均値 $\mu_{igr}^{(l)}$ と標準偏差 $\sigma_{igr}^{(l)}$ は著者らの回帰モデル⁹⁾を用いて決定した。つまりバンド内では平均値と標準偏差は一定値をとっている。
- バンド内では式(23)で示すような自己相関関数を持つように群遅延時間を定義した。しかし、異なるバンド間同士では、群遅延時間の相関は考えていない。
- バンド内のパワーについては、著者らが以前に算定した回帰モデル⁹⁾を用いて決定し、振幅 $A_l (l = m \dots n)$ を求めた。

合成した時刻歴波形を図-13 に示す。高振動数成分の振幅を抑えることにより、先の検討結果(図-12)に比べると大幅に地震動らしさが表現できており、模擬地震波をシミュレーションする上で、本手法が有効であると言える。

6. まとめ

本研究では、因果性を有する時系列のフーリエ変換の実数部と虚数部との関係、さらには位相スペクトルと振幅スペクトルとの関係(離散ヒルベルト変換に相当)を導くことにより、位相スペクトルから因果律を満足する非定常地震動を模擬する方法論を展開した。得られた結論を以下に示す。

- (1) 提案した手法を用いて、実観測波の位相スペクトルのみから波形を合成できることを示した。ただし、位相情報のみを用いているので、模擬された地震動の絶対振幅を決定することはできない。
- (2) 著者らが提案している群遅延時間の平均値と標準偏差の回帰モデルを用いて群遅延時間をモデル化する場合、振動数軸上での相関を考慮する必要があることが分かった。そこで、指数関数型の自己相関関数を導入して波形を模擬すると、相関を考慮しない場合に比べて結果が改善されるものの、若干高振動数が目立つ。
- (3) さらに、バンド毎に波形を因果律を満足する波形の合成方法を展開した。この方法は、各バンド毎の波形が因果律を満足することを要求するので、より厳しい条件が付加されていることに対応する。この方法を用いて波形を合成した結果、大幅に結果が改善された。

本論文は、手法の開発とその手法を用いて合成される

波形の特徴を検討するのが主目的であったため、群遅延時間の振動数軸上の相関のモデル化などについては、十分な検討を行っていない。振動数軸上で相関性を有する群遅延時間のモデル化とそのようなサンプルを発生させるアルゴリズムを開発することが今後の課題である。

参考文献

- 1) 後藤尚男, 亀田弘行, 杉戸真太: 非定常強震地震動の統計的予測モデル, 土木学会論文報告集, 第 286 号, pp.37-51, 1979.
- 2) 大崎順彦, 岩崎良二, 大川出, 雅尾享: 地震波の位相特性とその応用に関する研究, 第 5 回日本地震工学シンポジウム, pp.201-208, 1978.
- 3) 和泉正哲, 勝倉裕: 地震動の位相情報に関する基礎的研究, 日本建築学会構造系論文集, 第 327 号, pp.20-26, 1983.
- 4) 石井 透, 渡辺孝英: 地震動の位相特性と地震のマグニチュード・震源距離・深さの関係, 日本建築学会学術講演会梗概集, pp.385-386, 1987.
- 5) 佐藤智美, 植竹富一, 菅原良次: 群遅延時間を用いた長周期地震動の経験的経時特性モデルに関する研究, 日本建築学会構造系論文集, 第 493 号, pp.31-39, 1997.
- 6) 佐藤忠信, 室野剛隆, 西村昭彦: 震源・伝播・地点特性を考慮した地震動の位相スペクトルのモデル化, 土木学会論文集, No.612/I-46, pp.201-213, 1999.
- 7) 佐藤忠信, 室野剛隆, 西村昭彦: 観測波に基づく地震動の位相スペクトルのモデル化, 土木学会論文集, No.640/I-50, pp.119-130, 2000.
- 8) 室野剛隆, 佐藤忠信, 村上昌彦: 断層近傍地震動の位相特性の経験的なモデル化, 第 11 回日本地震工学シンポジウム論文集 (CD-ROM), 2002.
- 9) 佐藤忠信, 室野剛隆: 地震動の位相スペクトルのモデル化, レベル 2 地震に対する土構造物の耐震設計シンポジウムおよび講習会テキスト, 地盤工学会, 地盤工学会関西支部, pp.98-117, 2000.
- 10) (財) 鉄道総合技術研究所: 鉄道構造物等設計標準・同解説 耐震設計, 丸善, 1999.
- 11) Meyer, Y.: *Orthonormal Wavelets in Wavelets*, Springer, pp.21-27, 1989.
- 12) 佐藤忠信, 室野剛隆: 位相情報を用いた地震動のシミュレーション法, 土木学会論文集, No.675/I-55, pp.113-123, 2001.
- 13) Shinozuka, M.: *Digital simulation of random processes in engineering mechanics with the aid of FFT technique*, 1974

(2003.3.17 受付)

SIMULATION OF NON-STATIONALRY EARTHQUAKE MOTION BASED ON PHASE INFORMATION

Tadanobu SATO and Yoshitaka MURONO

It is well known that arbitrary amplitude and phase spectra cannot be assigned to simulate an earthquake motion with causality. We therefore have developed a new method to simulate earthquake motion which can take into account the causality characteristics. In this study we point out that we need to define not only the average and standard deviation of group delay time but also the correlation of group delay time between frequency. We demonstrate that a non-stationary earthquake motion can be synthesized from phase information reasonably by defining the auto correlation function of group delay time as exponential function type.