

(20) 中小地震記録から大地震時の加速度波形を合成する一手法

東北工業大学 正員 神山 真

1. まえがき

Hartzell<sup>1)</sup>は前震、余震といった中小地震の地震記録を一種のグリーン関数とみなして、それらの記録を合成することにより大地震の地震記録を模擬する半経験的方法を提案した。この方法は、観測点近傍の微細地盤構造などの複雑な影響を直接見積もることなく、震源断層モデルにより地震動波形を予測する極めて巧妙なideaと考えられる。Hartzellは変位波形を対象としてこの方法を適用したが、その後、手法の卓抜さの故に加速度波形にもその応用が試みられている<sup>2)</sup>。しかし、加速度記録を対象とした応用では、変位波形のように一様断層モデルで確立された断層パラメータの相似則が有効でなく、中小地震記録の重ね合せ法に各種の試行錯誤が行なわれている状況である。このような試行錯誤が行なわれている最大の理由は、加速度波形を大きく支配する地震断層の不均質性が明らかにされていないためと考えられる。

以上のような地震断層の不均質性に関連して、著者はPapageorgiou and Aki<sup>3)</sup>の不均質断層モデルと強震記録の統計解析により地震断層の不均質性についての平均像を明らかにするとともに、震源スペクトルの簡単な統計的相似則を求めた<sup>4)</sup>。本小論は、このような震源スペクトルの統計的相似則と不均質断層の破壊パターンを考慮して、中小地震記録から大地震時の加速度波形を合成する一手法について述べたものである。

2. 断層モデルによる地震動スペクトルの合成法

いま、図1に示すように本震mとそれに関連した中小地震e(前震、余震)を考える。mとeの地震はほぼ同じ領域で発生すると期待されるので、両者の地震動に対する観測点地盤の周波数応答関数 $G(\omega)$ はほぼ同一となり、次式が成立する。

$$F_m(\omega) = F_e(\omega) \frac{R_m(\omega) \cdot S_m(\omega)}{R_e(\omega) \cdot S_e(\omega)} \quad (1)$$

ここに、 $F(\omega)$  : 地震動のFourier変換、 $R(\omega)$  : 伝播経路の周波数応答関数、 $S(\omega)$  : 震源スペクトル。m、eは各々本震、関連中小地震を意味する。

式(1)は点震源を仮定したスペクトル関係であるが、巨大地震は一定の広がりを持つ断層より成るので、式(1)の関係を断層震源に拡張する必要がある。

いま、図2に示すように、本震の断層が矩形を有し、N個のサブイベント(ここでは要素地震とよぶ)から成ると仮定する。このとき、要素地震nの震源スペクトル、伝播経路スペクトルを各々 $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$ として、それらの線形性を仮定すれば、式(1)の本震mの $R_m(\omega) \cdot S_m(\omega)$ は次のように表される。

$$R_m(\omega) \cdot S_m(\omega) = \sum_{n=1}^N R_n(\omega) \cdot S_n(\omega) \quad (2)$$

ここで、図2に示すように断層破壊が最初に始まる要素の中心に直交座標(x, y, z)の原点を置き、この点の観測点からの距離を $r_0$ とする。さらに、要素nの中心座標を $(x_n, y_n, z_n)$ 、観測点からの距離を $r_n$ とし、断層破壊は破壊開始点から同心円状

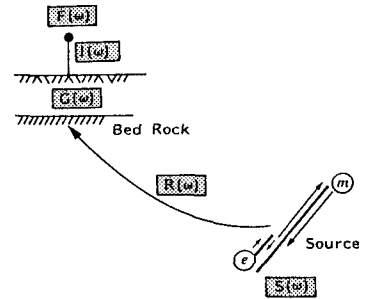


図1 地盤震動の模式図

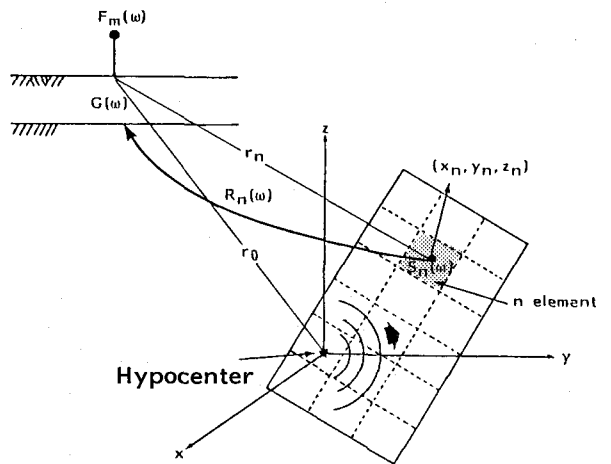


図2 断層モデルによる地盤震動

に速度  $v$  で伝播するとする。このとき、各要素の  $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$  は要素ごとに変動するが、それらの振幅スペクトルは位相スペクトルに比較し、変化が少ないと考えられる。そこで、振幅スペクトルの変動は小さいと仮定すれば、 $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$  は次のように表される<sup>5)</sup>。

$$S_n(\omega) = |S_0(\omega)| \cdot e^{-i\phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega\sqrt{x_n^2+y_n^2+z_n^2}/v} \quad \text{----- (3)}$$

$$R_n(\omega) = |R_0(\omega, r_n)| \cdot e^{-i\phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega(r_n-r_0)/\beta} \quad \text{----- (4)}$$

ここに、 $|S_0(\omega)|$ 、 $|R_0(\omega)|$  は各々  $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$  の振幅スペクトルの平均値、 $\phi_n(\omega)$ 、 $\phi_n(\omega)$  は各々伝播効果を除いた  $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$  の位相角、 $\beta$  は地震波速度。

同様に、式 (1) の中小地震の震源スペクトル  $S_0(\omega)$ 、伝播経路スペクトル  $R_0(\omega)$  も振幅、位相を分離すれば次のように表される。

$$S_0(\omega) = |S_0(\omega)| \cdot e^{-i\eta(\omega)} \quad \text{----- (5)}, \quad R_0(\omega) = |R_0(\omega)| \cdot e^{-i\xi(\omega)} \quad \text{----- (6)}$$

式 (3) のように各要素の震源スペクトル  $S_n(\omega)$  の位相スペクトルは伝播効果、破壊特性の違いなどにより要素ごとに变化するが、不均質断層モデル<sup>3)</sup>を参照すれば、このような位相の変化は incoherent な特性を有し、その結果、振幅スペクトルには次の関係が成立すると考えられる<sup>5)</sup>。

$$|S_m(\omega)| = \sqrt{N} \cdot |S_0(\omega)| \quad \text{----- (7)}$$

式 (7) の関係を考慮して、式 (2) ~ (6) を式 (1) に代入して、さらに  $|S_m(\omega)| / |S_0(\omega)|$ 、 $|R_0(\omega, r_n)| / |R_0(\omega)|$  などに地震マグニチュード  $M$ 、震源深さ  $D$ 、震源距離  $r$  をパラメータとした相似則が成立すると仮定すると、次式が導かれる<sup>5)</sup>。

$$F_m(\omega) = F_0(\omega) \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{|R(\omega, r_n)| \cdot |S(\omega, M_m, D_m)| \cdot e^{-i\omega\{(r_n-r_0)/\beta + \sqrt{x_n^2+y_n^2+z_n^2}/v\}} \cdot e^{-i\Phi_n(\omega)}}{|R(\omega, r_0)| \cdot |S(\omega, M_0, D_0)|} \quad \text{----- (8)}$$

ここに、 $\Phi_n(\omega) = \phi_n(\omega) + \phi_n(\omega) - \eta(\omega) - \xi(\omega)$ 。また、 $m$ 、 $e$  は各々本震、中小地震を意味する。

### 3. 強震記録の統計解析によるスペクトルの相似則、断層の破壊パターン

式 (8) を実行するためには、震源スペクトル、伝播経路スペクトルの相似則、断層破壊数  $N$  などが明らかにする必要がある。著者は多くの強震記録から求められたスペクトルに次式のような重回帰分析を施すとともに、Papageorgiou and Aki の不均質断層モデル<sup>3)</sup>を適用し、これらを統計的に明らかにすることを試みた<sup>4)</sup>。

$$\log_{10} V(\omega) = a(\omega)M^2 + b(\omega)M + c(\omega)D + d(\omega)\log_{10}(r+30) + e(\omega) + \sum_{j=1}^{L-1} A_j(\omega) \cdot S_j \quad \text{----- (9)}$$

ここに、 $V(\omega)$  : 強震記録のスペクトル、 $M$  : マグニチュード、 $D$  : 震源深さ、 $r$  : 震源距離、 $S_j$  : ダミー変数、 $L$  : 強震記録の観測点総数、 $a(\omega)$ 、 $b(\omega)$ 、 $c(\omega)$ 、 $d(\omega)$ 、 $e(\omega)$  : 回帰係数。

式 (9) が導かれた背景、各項の物理的意味は文献<sup>4)</sup> に詳しく述べられている。それらの考察から、式 (8) のスペクトル比は次のように与えられる。

$$\frac{|S(\omega, M_m, D_m)|}{|S(\omega, M_0, D_0)|} = 10^{\frac{a(\omega)(M_m^2 - M_0^2) + b(\omega)(M_m - M_0) + c(\omega)(D_m - D_0)}{10}} \quad \text{----- (10)}$$

$$\frac{|R(\omega, r_n)|}{|R(\omega, r_0)|} = \left( \frac{r_n + 30}{r_0 + 30} \right)^{d(\omega)} \quad \text{----- (11)}$$

式(10)、(11)のように震源スペクトルと伝播経路スペクトルのスペクトル比は本震 $m$ 、中小地震 $e$ のマグニチュード、震源深さ、震源距離が既知であれば、簡単に求まる。ここでは、我国で得られた強震記録228成分に対して式(9)の重回帰式を適用して求められた回帰係数 $a(\omega) \sim d(\omega)$ を用いて、これらのスペクトル比を求めた。図3はそのようにして求まるスペクトル比の例である。

一方、式(8)の断層破壊数 $N$ も上述のスペクトル比と同様に本震のスペクトル合成を支配する重要なパラメータである。この数は不均質断層モデルの断層パッチ数(破壊クラック数)に相当すると考えられるが、著者は式(9)の統計解析結果をPapageorgiou and Akiの不均質断層モデルから考察し、断層パッチのクラック寸法に関する相似則を検討した。その結果、断層全体の寸法と断層パッチ寸法はほぼ比例する関係をもち、断層破壊のクラック総数 $N$ は被害を与える恐れのある $M \geq 6$ の規模の地震では、 $M$ による変化が少なく、ほぼ10~20(平均値=16)の範囲に入ることが明らかとなった<sup>4)</sup>。ここでは、この結果を参照して $N=16$ として式(8)を適用する。

さらに、式(8)の $\Phi_n(\omega)$ は断層の破壊要素ごとに大幅に変化すると考えられるが、決定論的に決めることは困難なので、ここでは $0 \sim 2\pi$ の一樣乱数を付与して、ランダムな確率変数とした。

以上のように、式(8)を構成する主要な項が与えられるので、前震、余震といった中小地震の実測記録から、そのFourier変換を求め、式(8)の $F_0(\omega)$ に代入すれば本震の地震波形は式(8)による $F_m(\omega)$ をFourier逆変換することにより求まることになる。

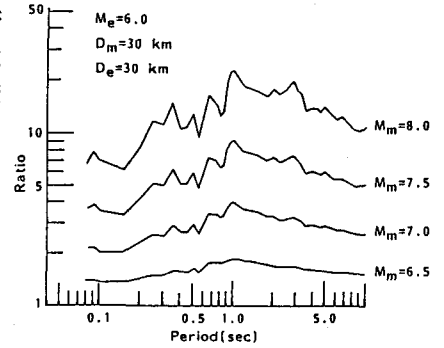


図3 震源スペクトル比  $|S(\omega, M_m, D_m)| / |S(\omega, M_e, D_e)|$  の例

#### 4. 余震記録による本震の加速度波形の合成例

本手法を日本で発生した代表的な巨大地震に適用した。ここでは、紙面の関係から1983年日本海中部地震への適用例のみを示す。

図4は1983年日本海中部地震の本震、代表的余震の震央位置、およびこれらの震源による強震記録を得た観測点を示す。図4では、余震分布から推定された断層形状も併せて示されている。さらに、本震、余震の震源要素および本震断層の断層パラメータをそれぞれ表1、表2に示す。

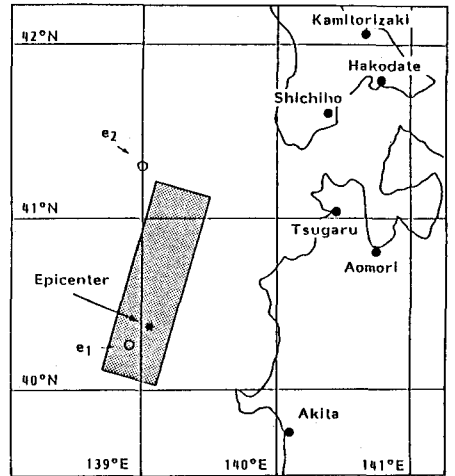


図4 1983年日本海中部地震の震源と観測点

図5は余震 $e_1$ により観測点Akita(秋田港)で得られた余震記録である。この記録のFourier変換を式(8)の $F_0(\omega)$ として合成されたAkitaの本震加速度波形を図6に示す。図6では比較のためAkitaで本震の際に実測された加速度記録も示されている。図6から、合成波形は実測記録に振幅、継続時間などから比較的良く対応していることがわかる。図7は図6に示す合成波形と実測記録の応答スペクトルを比較して示したものであるが、スペクトルの点からも合成波形は実測記録に良く一致することがわかる。

表1 1983日本海中部地震の本震と余震の震源要素

	Date	Magnitude	Depth (km)	Epicentral Distance (km)
Mainshock $m$	May 26, 1983	7.7	14.0	(Akita) 107.0
				(Aomori) 156.0
				(Hakodate) 211.0
				(Tsugaru) 137.0
				(Shichihou) 177.0
				(Kamitorizaki) 236.0
Aftershock $e_1$	June 9, 1983	6.1	23.0	(Akita) 113.0
				(Aomori) 160.0
Aftershock $e_2$	June 21, 1983	7.1	6.0	(Hakodate) 155.0
				(Tsugaru) 129.0
				(Shichihou) 123.0
				(Kamitorizaki) 169.0
				(Akita) 107.0

図8はAkita以外の観測点について合成波形と実測記録を比較して示したものである。これらの地点においても合成波形は実測記録に良く対応していることが指摘できる。

#### 5. おわりに

紙面の関係から、他の地震の例は述べることがで

きないが、本手法は簡単な方法にも拘らず、複雑な震源過程を有すると考えられる巨大地震の強震記録を比較的良く再現できることが確認された。本手法は簡単な断層パラメータと震源要素が知れば適用できることから、強震動の簡易予測法として有効であると考えられる。

(参考文献) 1) Hartzell: Geophys. Letters, Vol. 5, No. 1, pp. 1-4, 1978, 2) Iida and Hakuno: Proc. of JSCE, NO. 329, pp. 57-68, 1983 (in Japanese), 3) Papageorgiou and Aki: BSSA, Vol. 73, pp. 693-722, 1983, 4) Kamiyama: Proc. JSCE (in press) 5) Kamiyama: Proc. JSCE (in press)

表2 1983年日本海中部地震の断層パラメータ

Fault Length	125 km
Fault Width	35 km
Center of Fault	40.61°N 139.11°E
Depth: 14 km	
Dip Angle	20°
Dip Direction	N105°E
Division of Fault	16 (4x4)
N	
Velocity of Fault Rupture	2.52 (km/sec)
Velocity of Earthquake wave	3.5 (km/sec)

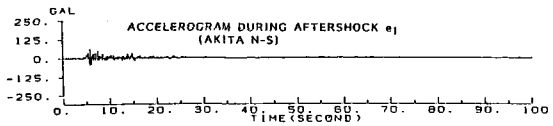


図5 余震 e<sub>1</sub> による加速度記録 (秋田港)

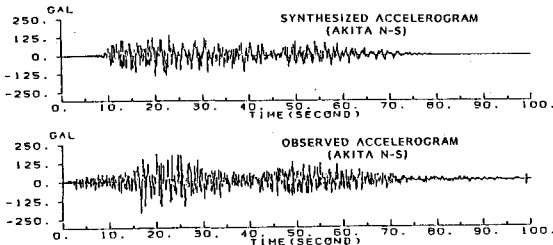


図6 本震における合成波形と実測記録の比較 (秋田港)

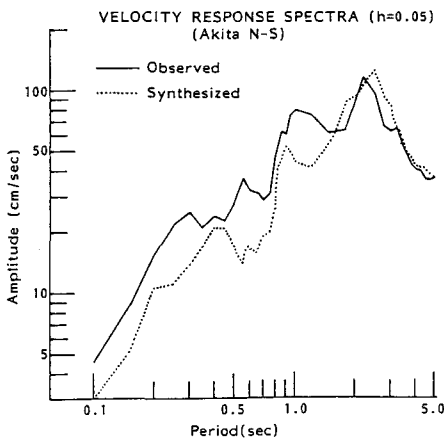
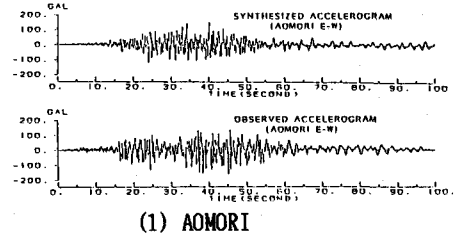
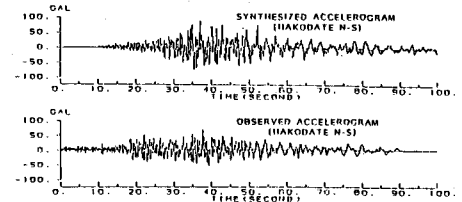


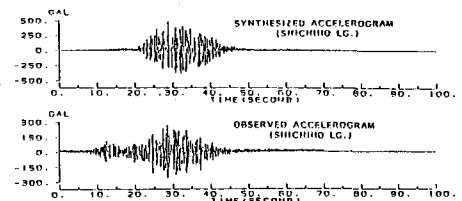
図7 合成波形と実測記録の応答スペクトルの比較



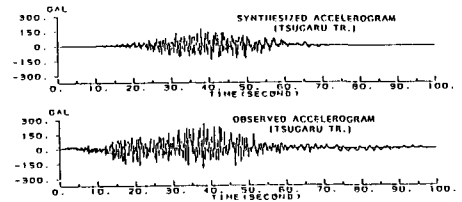
(1) AOMORI



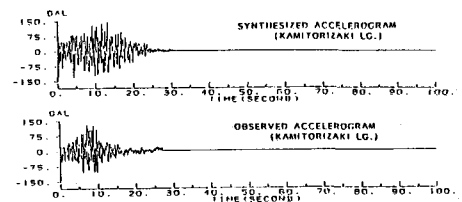
(2) HAKODATE



(3) SHICHIHO



(4) TSUGARU



(5) KAMITORIZAKI

図8 本震における合成波形と実測記録の比較