

1. はじめに

経験的グリーン関数法は、対象とする大地震の震源断層の近くで発生した小地震の記録が対象地点で取得できている場合に、これを重ね合わせることにより、大地震による対象地点の揺れを評価する方法である。このとき重ね合わせに用いられる小地震記録は経験的グリーン関数と呼ばれる。対象地点で取得された記録には伝播経路特性とサイト特性の影響が自然に含まれているため、それらに関する評価を行うことなしに、大地震による揺れを精度良く評価できる点が大きな魅力である。

経験的グリーン関数法は、Hartzell¹⁾による最初の提案に始まり、その後改良が重ねられてきた。特に1980年代の後半に ω^{-2} モデル²⁾を参照して波形合成の前後での低周波側と高周波側の倍率が適切な値となるように改良³⁾⁴⁾⁵⁾がなされた。このことにより、経験的グリーン関数法の工学的な利用が進んだ。ただし、以下に述べるように、手法に内在する問題点がいくつかあり、それらを十分認識しながら用いる必要がある。また、小地震記録の選択という点でも専門的判断を要する面がある。

本稿では、説明の都合上、まず、上述の改良がなされる以前のより素朴な方法として入倉(1983)の方法⁶⁾について述べ、次に、上述の改良後の方法の一つとして入倉(1986)の方法³⁾およびその改良法について述べる。また、手法に内在するいくつかの問題点、手法の利用にあたり注意すべき点についても述べる。

2. 入倉(1983)の経験的グリーン関数法


経験的グリーン関数法の定式化の基礎となるのは、全無限弾性体におけるせん断食い違い型の震源に対する遠方での変位波形を表す次の式である（[全無限弾性体におけるせん断食い違い型点震源による地震動](#)の式(12)またはAki and Richards⁷⁾の式(4.32)の最後の項）。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R^{FS}}{4\pi\rho\beta^3 r} \dot{D}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \mathbf{S} \quad (1)$$

ここに ρ は密度、 β はS波速度、 μ はラメ定数、 R^{FS} は遠地S波項のラディエーション係数、 r は震源から対象地点までの距離、 $\dot{D}(t)$ はすべり速度時間関数、 \mathbf{S} は断層面積である。震源断層の大きさが無視できない場合はこれが次のような積分に変わる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R^{FS}}{4\pi\rho\beta^3} \iint \frac{1}{r} \dot{D}\left(t - \frac{|\boldsymbol{\xi}|}{v_r} - \frac{r}{\beta}\right) dS \quad (2)$$

ここに $|\boldsymbol{\xi}|$ は破壊開始点から断層面上の任意の点までの距離、 v_r は破壊伝播速度、 r は断層面上の任意の点から対象地点までの距離である。また $\dot{D}(t)$ は式(2)では破壊開始点でのすべり速度時間関数を表す。式(2)では、すべり速度時間関数の形状は断層面上のどの部分でも同じと仮定している（時間軸上で前後にずれるだけ）。また ρ 、 β 、 R^{FS} は断層面上で一様であると仮定して積分記号の外に出している。

ここで、-1 に示すように、断層面を小断層に分割する。原点から小断層 ij の中心までの距離を ξ_{ij} 、小断層の中心から対象地点までの距離を r_{ij} とすると、式(2)は次のように近似できる。

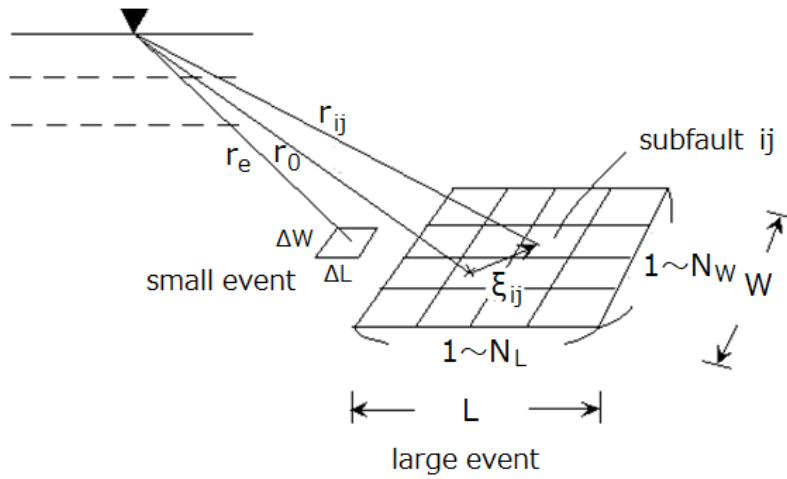


図-1 断層面の小断層への分割

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R^{FS}}{4\pi\rho\beta^3} \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \frac{1}{r_{ij}} \dot{D} \left(t - \frac{\xi_{ij}}{v_r} - \frac{r_{ij}}{\beta} \right) \Delta L \Delta W \quad (3)$$

ここに ΔL は小断層の長さ、 ΔW は小断層の幅、 N_L は長さ方向の分割数、 N_W は幅方向の分割数である。さらに、すべり速度時間関数 $\dot{D}(t)$ は $0 \sim \tau_r$ の範囲で一定であると仮定し、これを図-2 および式(4)に示すように分割する。

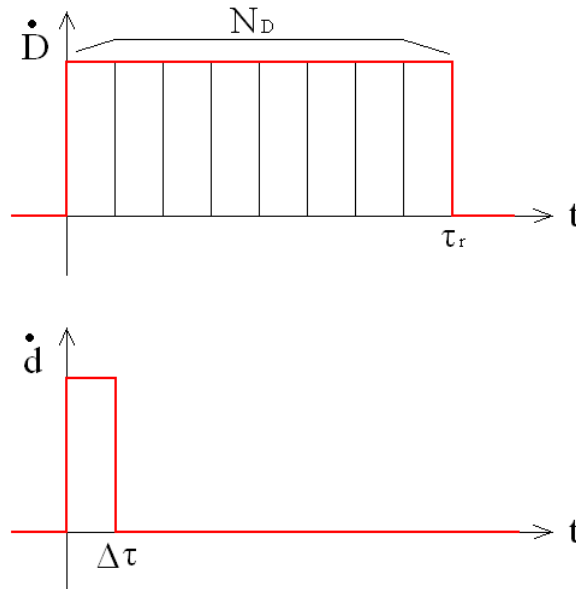


図-2 大地震のすべり速度時間関数（上）と小地震のすべり速度時間関数（下）

$$\dot{D}(t) = \sum_{k=1}^{N_D} \dot{d}(t - (k-1)\Delta\tau) \quad (4)$$

式(3)(4)より

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R^{FS}}{4\pi\rho\beta^3} \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{1}{r_{ij}} \dot{d} \left(t - \frac{\xi_{ij}}{v_r} - \frac{r_{ij}}{\beta} - (k-1)\Delta\tau \right) \Delta L \Delta W \quad (5)$$

である。一方、図-1 の small event による変位波形は次のように表される。

$$\mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R^{FS}}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r_e} \dot{d}\left(t - \frac{r_e}{\beta}\right) \Delta L \Delta W \quad (6)$$

式(5)(6)より、小地震と大地震の変位波形の関係は次式となる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{r_e}{r_{ij}} \mathbf{u}_e\left(\mathbf{x}, t - \frac{\xi_{ij}}{v_r} - \frac{r_{ij}-r_e}{\beta} - (k-1)\Delta\tau\right) \quad (7)$$

これが入倉(1983)による波形合成式である。式(5)(6)は一樣な媒質における変位波形の式、すなわち、媒質の不均質性の影響を受ける前の変位波形の式である。しかし、伝播経路やサイトにおける媒質の不均質性が大地震波形と小地震波形に対して同じ影響を及ぼすなら、式(7)は不均質性の影響を受けた後の波形に対しても適用できる。これが経験的グリーン関数法の考え方である。

なお、式(7)は次のようにも書ける。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t) * F(t) * \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \frac{r_e}{r_{ij}} \delta(t - t_{ij}) \quad (8)$$

ここに

$$F(t) = \sum_{k=1}^{N_D} \delta(t - (k-1)\Delta\tau) \quad (9)$$

$$t_{ij} = \frac{\xi_{ij}}{v_r} + \frac{r_{ij}-r_e}{\beta} \quad (10)$$

である。 $F(t)$ は「大地震と小地震の間のすべり速度時間関数の違いを補正するための補正関数」と呼ばれる。 $\mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t)$ に対し、まず $F(t)$ を畳み込む（合積をとる）ことにより小断層内でのすべり速度時間関数の違いが補正され（同時に大地震と小地震の最終すべり量の違いが補正され）（Step1）、次に

$$\sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \frac{r_e}{r_{ij}} \delta(t - t_{ij})$$

を畳み込むことにより、すべての小断層からの寄与が加算される（Step2）。

3. 経験的グリーン関数を用いた波形インバージョン

式(7)に対し、小断層毎、タイムウインドウ毎のすべり量に重み w_{ijk} を与えて波形を計算することもできる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} w_{ijk} \frac{r_e}{r_{ij}} \mathbf{u}_e\left(\mathbf{x}, t - \frac{\xi_{ij}}{v_r} - \frac{r_{ij}-r_e}{\beta} - (k-1)\Delta\tau\right) \quad (11)$$

大地震と小地震の観測波が与えられているとき、式(10)で計算された波形が観測波に最も良く一致するように、 w_{ijk} を決めることができる。これが、経験的グリーン関数を用いた波形インバージョンである。

4. ω^{-2} モデル

ω^{-2} モデル²⁾によれば、変位に関する震源スペクトルは次式で表される（例えば Aki and Richards⁷⁾の式(10.38)）。

$$S(f) = \frac{S(0)}{1+(f/f_c)^2} \quad (12)$$

ここに f_c はコーナー周波数である。 ω^{-2} モデルに従う変位、速度、加速度の震源スペクトルを図-3に示す。変位震源スペクトルは低周波側ではフラットであり、そのフラットレベル $S(0)$ は地震モーメント M_0 に比例する。コーナー周波数より高周波側では、変位震源スペクトルは ω^{-2} に比例し、両対数軸上では傾き -2 の直線となる。速度震源スペクトルは低周波側では ω^1 に比例し、高周波側では ω^{-1} に比例する。加速度震源スペクトルは低周波側では ω^2 に比例し、高周波側ではフラットとなり、そのフラットレベルは

$$\lim_{f \rightarrow \infty} (2\pi f)^2 S(f) = (2\pi f_c)^2 S(0) \quad (13)$$

で与えられる。

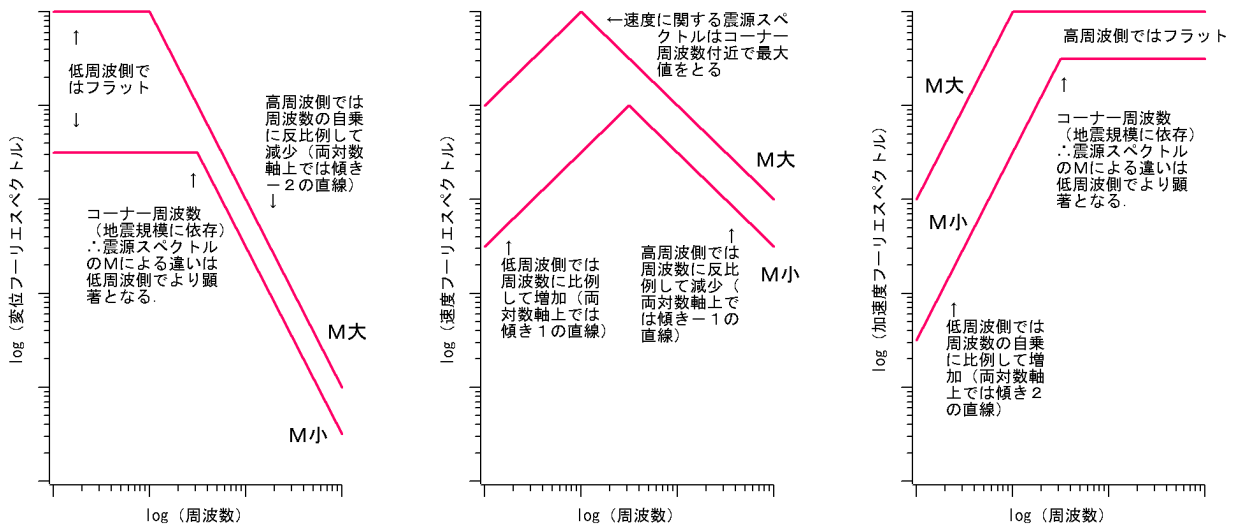


図-3 ω^{-2} モデルに従う変位、速度、加速度の震源スペクトル

Aki and Richards⁷⁾の Section 10.1.5 で論じられているように、コーナー周波数 f_c は、断層サイズ（面積でなく長さや幅）とライズタイム τ_r のいずれかに反比例する（詳しくは震源が点ではないことの影響参照）。また、断層サイズやライズタイムと地震モーメントとの間には、大局的には次のような関係が成り立つことがわかっている。

$$L \propto W \propto \tau_r \propto M_0^{1/3} \quad (14)$$

従って、結局、コーナー周波数は断層サイズに反比例することになる。この関係を大局的に表す式として、Brune⁸⁾⁹⁾による次式がよく用いられる。

$$f_c = \sqrt{7/16} \beta/\sqrt{S} = 0.66 \beta/\sqrt{S} \quad (15)$$

ここに S は断層面積である。式(15)は非常に多くの仮定に基づいて求められており、弾性波動論の帰結として正当化することは難しい。しかし、断層サイズとコーナー周波数の大局的關係を表す式としては依然として意義を有しており、強震動評価の実務で多用されている。

以上により、大地震と小地震の断層サイズの比を n とすれば、地震モーメントの比は n^3 、コーナー周波数の比は $1/n$ 、変位震源スペクトルの低周波側のフラットレベル $S(0)$ の比は n^3 、加速度震源スペクトルの高周波側のフラットレベル $(2\pi f_c)^2 S(0)$ の比は n となる。

なお、上述の關係（低周波側で n^3 倍、高周波側で n 倍）は式(14)を前提としており、式(14)が成り立たない場合すなわち大地震と小地震の応力降下量が異なる場合は補正が必要である。小地震の断層サイズが大地震の断層サイズの $1/n$ のとき、小地震の地震モーメントが大地震の地震モーメントの $1/n^3$ であれば、[円形クラックモデル](#)などを参照することで、大地震と小地震の応力降下量は等しいと解釈できる。一方、小地震の地震モーメントが大地震の地震モーメントの $1/(Cn^3)$ であれば、小地震の応力降下量は大地震の応力降下量の $1/C$ であると解釈できる。このとき、小地震記録に C を乗じて補正すれば、大地震と応力降下量の等しい小地震記録とみなすことができ、この補正後の小地震記録と大地震記録との間には上述の關係（低周波側で n^3 倍、高周波側で n 倍）が成り立つ。したがって、最初に補正を行えば、それ以降は大地震と小地震の応力降下量が等しい場合の式をそのまま適用できるので、以下においては、大地震と小地震の応力降下量が等しい場合について論じる。

5. 入倉(1986)の経験的グリーン関数法およびその改良法

以上の ω^{-2} モデルを踏まえると、波形合成を行ったときに、低周波側の倍率が n^3 、高周波側の倍率が n となることが望ましい。入倉(1983)の波形合成法では、低周波側の倍率が n^3 となることは保証されているが、高周波側の倍率が n となることが保証されていない。そこで、入倉(1986)³⁾は、低周波側の倍率が n^3 、高周波側の倍率が n となるような新しい波形合成法を提案した。また、入倉他(1997)¹⁰⁾では、これに対してさらに改良を加えている。

入倉(1986)の波形合成法では、式(9)の代わりに次式を用いる。

$$F(t) = \delta(t) + \frac{1}{n'} \sum_{k=1}^{(N_D-1)n'} \delta(t - t_k) \quad (16)$$

ここに n' は十分に大きい整数である。また

$$t_k = \frac{(k-1)\tau_r}{(N_D-1)n'} \quad (17)$$

である。入倉他(1997)の波形合成法では、式(16)の代わりに次式を用いる。

$$F(t) = \delta(t) + \frac{1}{n'(1-e^{-1})} \sum_{k=1}^{(N_D-1)n'} e^{-t_k/\tau_r} \delta(t - t_k) \quad (18)$$

これらの波形合成法は次のように一般化できる¹¹⁾。

$$F(t) = \delta(t) + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \sum_{k=1}^{(N_D-1)n'} e^{-\alpha t_k/\tau_r} \delta(t - t_k) \quad (19)$$

式(19)において $\alpha = 1$ とした場合が式(18)であり、式(19)において $\alpha \rightarrow 0$ の極限をとった場合が式(16)である。ここで、 x が十分小さいとき

$$1 - e^{-x} \cong x \quad (20)$$

であることを用いている。 α の変化に伴う $F(t)$ の変化を図-4に示す。

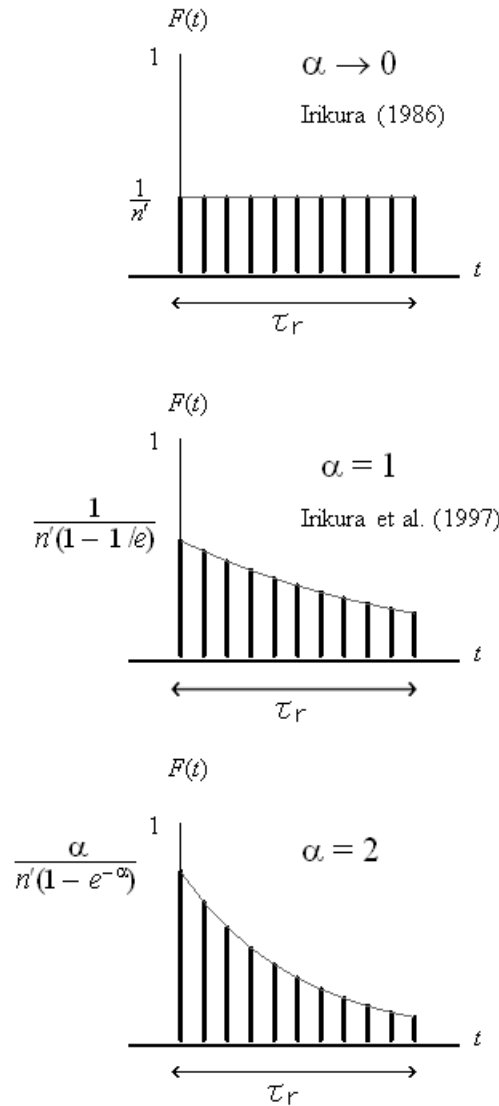


図-4 α の変化に伴う $F(t)$ の変化

式(16)(18)(19)の意図は、Step1において、低周波側の倍率を N_D 、高周波側の倍率を1とすることである。実際にそうなっていることを以下において確認する。Step1における $F(t)$ を畳み込む操作は周波数領域では $F(t)$ のフーリエ変換を乗じる操作であるから、 $F(t)$ のフーリエ振幅を確認すれば良い。式(19)が一般式なので式(19)で確認する。式(19)をフーリエ変換すると

$$\begin{aligned}\hat{F}(\omega) &= 1 + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \sum_{k=1}^{(N_D-1)n'} e^{-\alpha(k-1)/(N_D-1)/n'} e^{-i\omega(k-1)\tau_r/(N_D-1)/n'} \\ &= 1 + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \sum_{k=1}^{(N_D-1)n'} e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)(k-1)/(N_D-1)/n'}\end{aligned}\quad (21)$$

であり

$$A = e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)/(N_D-1)/n'} \quad (22)$$

$$M = (N_D - 1)n' \quad (23)$$

とおけば

$$\hat{F}(\omega) = 1 + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \sum_{k=1}^M A^{k-1} = 1 + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \frac{1-A^M}{1-A} = 1 + \frac{\alpha}{n'(1-e^{-\alpha})} \frac{1-e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)M}}{1-e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)/(N_D-1)/n'}} \quad (24)$$

である。ここで n' が十分大きいとき、式(20)の近似式を用いることができ、

$$\hat{F}(\omega) \cong 1 + \frac{\alpha(N_D-1)}{(1-e^{-\alpha})} \frac{(1-e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)})}{(\alpha+i\omega\tau_r)} \quad (25)$$

である。この式で、まず低周波側の挙動を調べると、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \hat{F}(\omega) = N_D \quad (26)$$

である。また、高周波側では、第二項の

$$\frac{(1 - e^{-(\alpha+i\omega\tau_r)})}{(\alpha + i\omega\tau_r)}$$

の分子は複素平面上で中心 $(1,0)$ 、半径 $e^{-\alpha}$ の円を描くので、その絶対値は1を中心に振動する。また分母は ω に比例して増加する。全体として絶対値は ω^{-1} に比例して減少していく。従って高周波側では第一項が支配的となり、 $\hat{F}(\omega)$ は1に漸近する。 α の変化に伴う $|\hat{F}(\omega)|$ の変化を図-5に示す。

以上のように、入倉(1986)または入倉他(1997)では、Step1において低周波側の倍率は N_D 、高周波側の倍率は1となる。また、Step2で小断層からの寄与を加算するときには、低周波側は **coherent summation** になるので倍率は $N_L \times N_W$ 、高周波側は **random summation** になるので倍率は $(N_L \times N_W)^{1/2}$ となる。また、これらの波形合成法では $(N_L \times N_W)^{1/2} = N_D = n$ とすることが一般的である(推奨される)。従って、全体として、入倉(1986)または入倉他(1997)を用いて波形合成を行うと、**表-1**に示すように、低周波側の倍率は n^3 、高周波側の倍率は n となる。このことから、これらは ω^{-2} モデルに従う波形合成法であると言われる。ただし、ここで ω^{-2} モデルに従うのはあくまでも低周波側と高周波側の極限での倍率であり、中間周波数帯域を含め、全周波数帯域にわたって合成結果が ω^{-2} モデルに従うわけではない。

表-1 入倉(1986)または入倉他(1997)における低周波側と高周波側の極限での倍率

	低周波側	高周波側
Step1 での倍率	n	1
Step2 での倍率	n^2	n
全体としての倍率	n^3	n

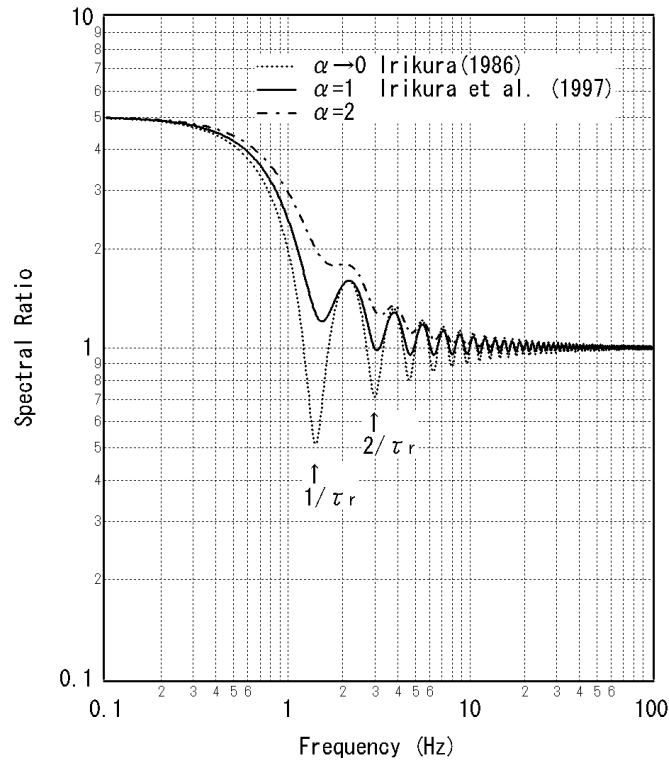


図-5 α の変化に伴う $|\hat{F}(\omega)|$ の変化 (この例では $\tau_r = 0.6s$, $N_D = 5$, $n' = 100$ としている)

6. 中間周波数帯域での落ち込みについて

経験的グリーン関数法の問題点の一つは、合成結果のスペクトルが大地震と小地震のコーナー周波数に挟まれた帯域で顕著な落ち込みを示すという点であり、特に重ね合わせ数が多い場合に著しい。以下においてはその事例を示すとともに、その原因を探る。

図-6 に示すように $\rho=2.7 \times 10^3 \text{kg/m}^3$, $\beta=3.2 \text{km/s}$ の一様媒質中に $8 \text{km} \times 8 \text{km}$ の矩形断層を考え、破壊開始点は断層中央、破壊フロントは 2.8km/s の一様な速度で同心円状に拡大するものとする。最終すべり量とライズタイムは断層面上で一様とし、それぞれ 1.2m , 1.2s とする。

図-7 では点 A におけるフーリエスペクトルを 3 つの方法で評価した結果を示している。いずれも $\omega = 0$ の値が 1 となるように正規化して示している。黒線は ω^{-2} モデルに従うターゲットスペクトルであり、式(12)(15)を用いて求めた。その際、図-6 の断層面積を用いた。黄色の線は経験的グリーン関数法による合成スペクトルである。こちらは入倉他(1997)を用い (式(8)(10)(18)), $n = 5$, $n = 25$, $n = 80$ の場合について求めている。小地震のスペクトルは式(12)により求めている。その際、小地震の $S(0)$ は大地震の $S(0)$ を n^3 で除することにより求め、小地震の f_c は大地震の f_c に n を乗じることにより求めている。なお、式(8)の合積は周波数領域ではかけ算となるため、合成スペクトルを求めるにあたり小地震の位相情報は不要である。赤線は理論地震動のスペクトルである。こちらは式(2)の積分を数値的に実行することで求めている。その際、断層面を 10000×10000 の小断層に分割している。また、次式のすべり速度時間関数を用いている。

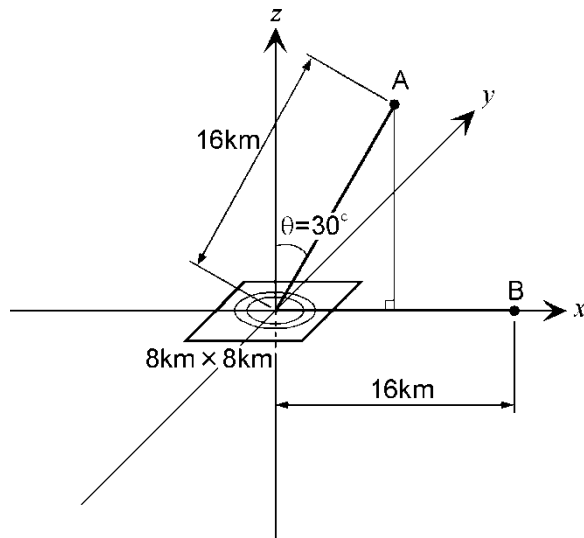


図-6 中間周波数帯域での落ち込みの事例を示すための数値計算の計算条件¹²⁾

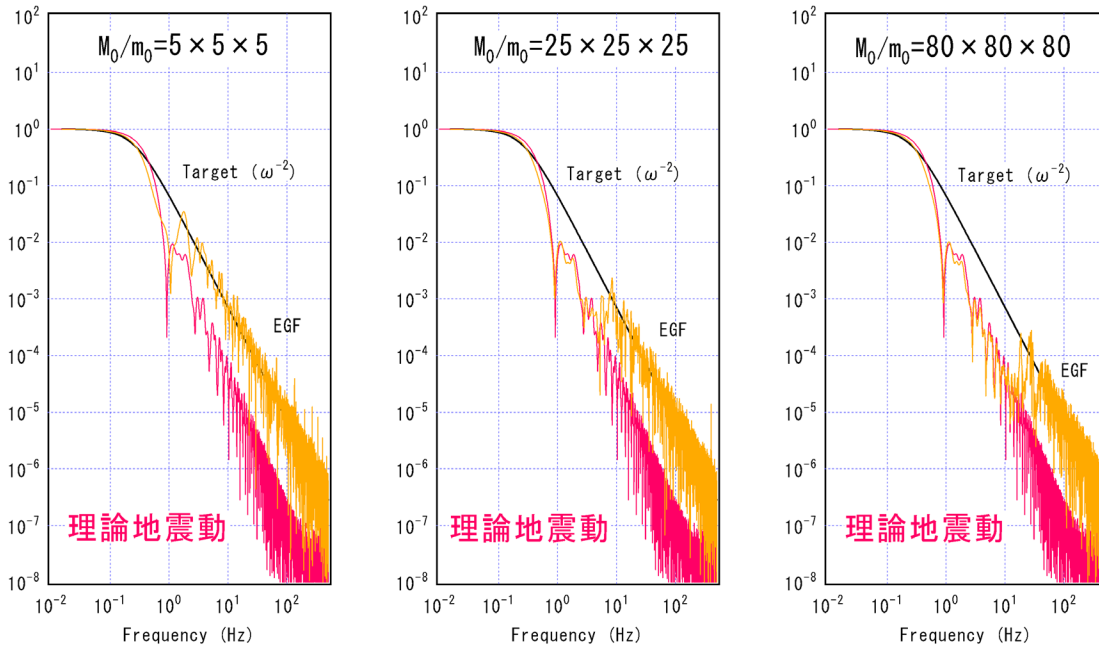


図-7 図-6 の点 A において経験的グリーン関数法で計算される地震動と理論地震動との比較¹²⁾

$$\dot{D}(t) = \frac{D_0}{\tau_r(1-e^{-1})} e^{-t/\tau_r} \quad (27)$$

ここに D_0 は最終すべり量である。式(27)を用いたのは、式(18)において $N_D \rightarrow \infty$ とした場合、すべり速度時間関数は式(27)に漸近していくためである。

図-7 より経験的グリーン関数法による合成スペクトルと ω^{-2} モデルに従うターゲットスペクトルとの間には、特に重ね合わせ数が多い場合、中間周波数帯域において明らかに乖離が見られる。ここで注目されるのは、落ち込みの生じる帯域において、経験的グリーン関数法による合成スペクトルは、 ω^{-3} モデルに従う理論地震動のスペクトルを忠実にトレースしているという点である。よって、中間周波数帯域での落ち込みが生じる原因は、重ね合わせ数が多い場合、経験的グリーン関数法による合成スペクトルに、 ω^{-3} モデルに従

う理論地震動のスペクトル特性が表れることにあると言える。高周波数帯域では、random summation の影響により、経験的グリーン関数法の結果はターゲットスペクトルに近づく。中間周波数帯域から高周波数帯域への遷移が何処で起こるかは重ね合わせ数による。重ね合わせ数が大きいほど遷移は高周波側で起こる。

このように、経験的グリーン関数法では、有限要素法などと異なり、分割数が大きいほど結果の精度が良くなるとは言えない。そこで、実務上は、対症的ではあるが、大地震と小地震の規模の差を大きくしすぎない ($n \cong 5$ 程度とする) という対応がとられる場合が多い。

7. 経験的グリーン関数法の適用例

ここまで、大地震の断層面上におけるすべりの不均質性については意識せずに説明してきたが、実際には、経験的グリーン関数法による強震動シミュレーションでは、断層面上で特にすべり（またはすべり速度）の大きい部分を矩形のサブイベント（アスペリティ、SMGA、SPGA などと呼ばれる）としてモデル化した特性化震源モデルと呼ばれる震源モデルが用いられることが多い。この場合、個々のサブイベントに図-1の分割を適用することで、ここまで説明してきた方法がそのまま適用できる。サブイベントが複数ある場合はそれらの寄与をすべて加算すれば良い。なお、あまり意識されていないことであるが、この方法を用いる場合、個々のサブイベントが ω^{-2} モデルに従う強震動を生成する¹³⁾との考えの下に強震動シミュレーションを行うことになる。

過去の事例を見ても、このような震源モデルと組み合わせることで、経験的グリーン関数法は力を発揮してきたと言える。そのような事例の一つとして1995年兵庫県南部地震の事例を示す。1995年兵庫県南部地震の震源モデルとしては釜江・入倉¹⁴⁾が作成した震源モデルが著名である。また、釜江・入倉の震源モデルを改良し波形の再現精度をさらに向上させた山田他¹⁵⁾の震源モデルもある。ここでは後者の震源モデルを用いる。図-8に山田他の震源モデルを示す。図-8左に示すように山田他の震源モデルは淡路側から神戸側にかけて4つのアスペリティを配したモデルである。山田他の震源モデルの神戸側部分を図-8右に、その諸元を表-2に示す。表-2にはアスペリティの分割数を示しているが、これは他の震源パラメタから本稿の筆者が推定したものである。また、余震とのモーメント比および応力降下量の比 (C) も記入されているが、ここで言う余震とは1995年2月2日16:19の余震（東経135.150度、北緯34.695度、深さ17.9km、M4.2）である。山田他のモデルに含まれる4つのアスペリティのうち、淡路側のアスペリティ3は、神戸市に対しては破壊伝播方向にないため、神戸市内の地震動を検討する場合には、神戸側の3つのアスペリティだけを考慮すれば良いことが確かめられている。そこで、以下の検討では神戸側の3つのアスペリティを考慮する。

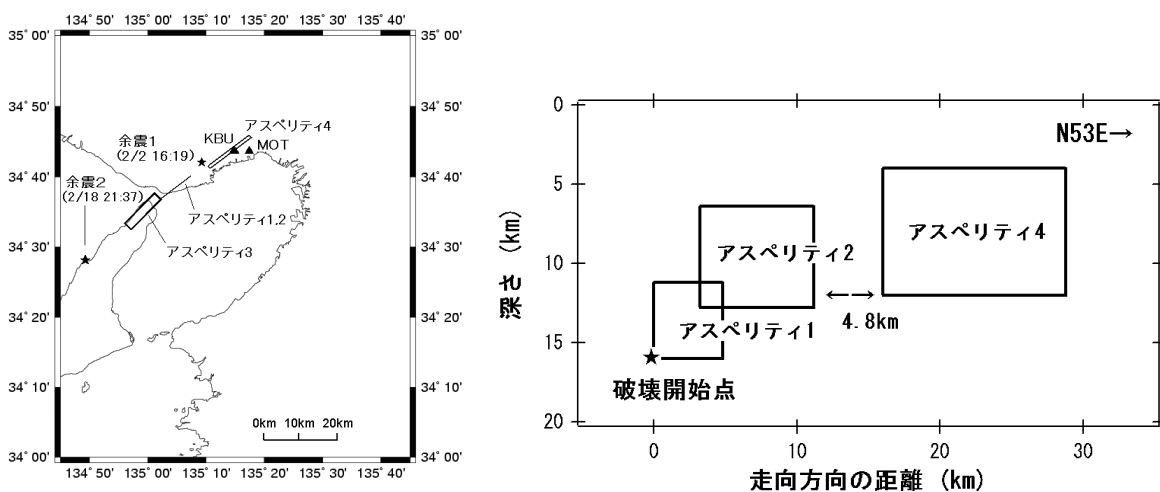


図-8 山田他¹⁵⁾の特性化震源モデル（左）と神戸側部分の断面図（右）

表-2 山田他¹⁵⁾の特性化震源モデル(神戸側部分)のパラメータ

	アスペリティ1	アスペリティ2	アスペリティ4
走向(度)	N53E	N53E	N233E
傾斜(度)	90	90	85
長さ(km)	4.8	8.0	12.8
幅(km)	4.8	6.4	8.0
NL×NW×ND	5×5×5	10×8×9	16×10×14
C	2.7	1.8	1.0
余震とのモーメント比	338	1296	2240
ライズタイム(s)	0.4	0.5	0.6
破壊開始時刻(s)	0.0	1.8	6.9
破壊開始点	左下	左下	左下
破壊伝播様式	同心円状	同心円状	同心円状
破壊伝播速度(km/s)	2.8	2.8	2.8

神戸市内の強震観測点である神戸大学(KBU)と神戸本山(MOT)(位置を図-8に示す)での速度波形を計算した結果を図-9に示す。図-9に示すように、アスペリティに起因する大振幅の速度パルスがいずれの地点においても良好に再現されている。大振幅の速度パルスは神戸における甚大な構造物被害の原因と考えられており^{例えば16)}、これを再現できることは強震動評価手法にとって重要なことである。

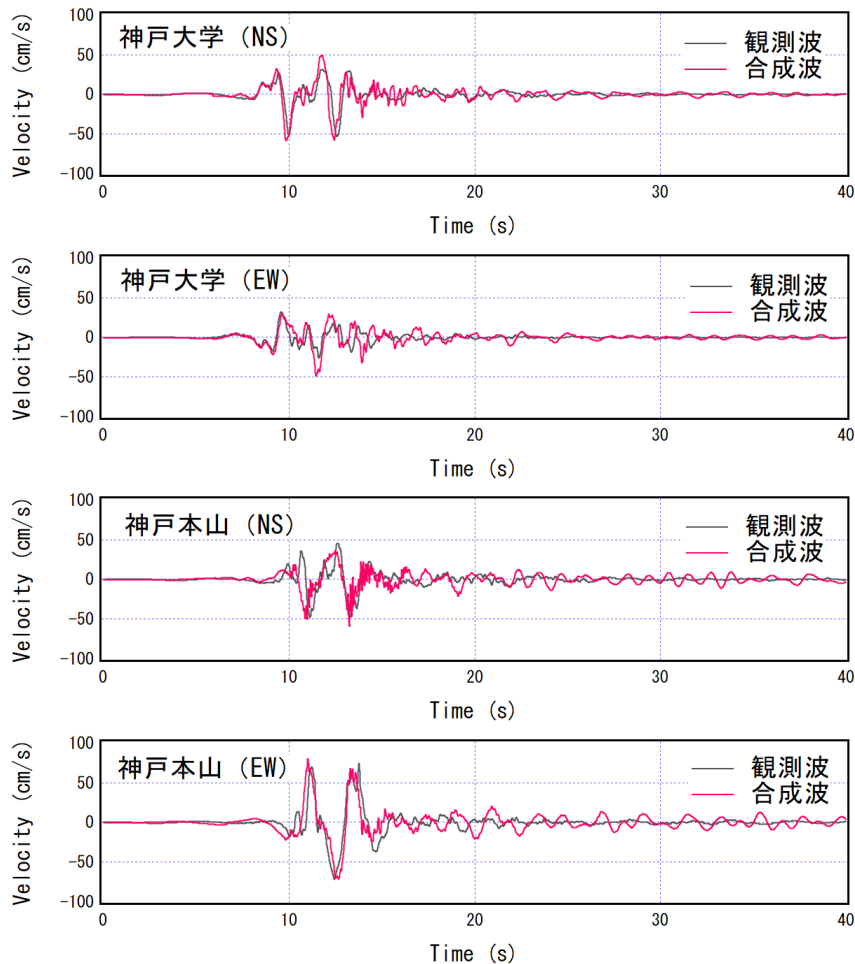


図-9 神戸大学(KBU)と神戸本山(MOT)における速度波形の計算結果

8. 経験的グリーン関数法の利用上の注意点

経験的グリーン関数法は、[別の稿](#)で述べる修正経験的グリーン関数法に比べ、一見簡単そうに見えるが、実際には、小地震記録の選択など、専門的判断を要する部分が少なからずある。

まず、基本的なことではあるが、採用する小地震記録が低周波側まで有効であることを確認する必要がある。 ω^{-2} モデル(図-3)から予想されるとおり、規模の小さい地震は特に低周波側でスペクトルレベルが低く、記録がノイズに埋もれやすいため、観測記録のスペクトル特性を必ず確認する必要がある。

また、ラディエーション係数の問題がある。経験的グリーン関数法では大地震と小地震でラディエーション係数は共通と考える場合が多いが、実際には小地震記録がたまたまラディエーションの谷にあたる観測点で取得されている場合もあり、その記録を用いると、合成結果が過小評価となる恐れがある。このような場合、ラディエーション係数の補正を行うことも考えられるが、実際には、ラディエーション係数の補正により結果が改善されたとする報告は少ない。経験的グリーン関数法によるシミュレーションの成功事例と言える先ほどの兵庫県南部地震の事例でも、震源近傍を対象としているにも関わらず、ラディエーション係数の補正は行われていない。これは、[ラディエーション係数は理論上0~1までの値をとる](#)ため、補正を行おうとすれば、極端な場合には0に無限大を乗じて有限の値を得ようとするような補正となり、かえって誤差が出やすいことが原因である。したがって、ラディエーション係数に関しては、補正を行おうとするよりも、ラディエーション係数の小さい記録の利用を避ける方が現実的である。そのためには、用いようとする小地震記録がどのような条件下で観測された記録であるか十分確認する必要がある。

さらに、経験的グリーン関数法では、応力降下量の補正のための係数 C を決める必要があるため、小地震の応力降下量を確認する必要がある。また、個々の小地震記録には様々な要因でスペクトルの山谷があり、その山谷は合成スペクトルに引き継がれるので、その結果として、特定の周波数帯域で合成結果が過小評価となる恐れがある。したがって、用いようとする小地震記録の震源スペクトルが ω^{-2} モデルから大きく外れていないかの確認も必要である。

これらの検討は、いずれも専門的知識を要する検討である。したがって、経験的グリーン関数法は見かけほど簡単ではなく、むしろ専門家向けの方法であると言える。

謝辞

本稿では関西地震観測研究協議会の取得した強震記録を利用しています。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Hartzell, S.H.: Earthquake aftershocks as Green's functions, *Geophysical Research Letters*, Vol.5, pp.1-4, 1978.
- 2) Aki, K.: Scaling law of seismic spectrum, *Journal of Geophysical Research*, Vol.72, pp.1217-1231, 1967.
- 3) Irikura, K.: Prediction of strong acceleration motions using empirical Green's function, *Proceedings of the 7th Japan Earthquake Engineering Symposium*, pp.151-156, 1986.
- 4) Takemura, M. and T. Ikeura: A semi-empirical method using a hybrid of stochastic and deterministic fault models: Simulation of strong ground motions using large earthquakes, *Journal of Physics of the Earth*, Vol.36, pp.89-106, 1988.
- 5) Dan, K., T. Watanabe and T. Tanaka: A semi-empirical method to synthesize earthquake ground motions based on approximate far-field shear-wave displacement, *Journal of Structural and Construction Engineering (Transactions of AIJ)*, No.396, pp.27-36, 1989.
- 6) Irikura, K.: Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes, *Bulletin of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University*, Vol.33, Part 2, No.298, pp.63-104, 1983.
- 7) Aki, K. and P.G. Richards: *Quantitative Seismology, Second Edition*, University Science Books, Sausalito, California, 2002.

- 8) Brune, J.: Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, Vol.75, pp.4997-5009, 1970.
- 9) Brune, J.: Correction, *Journal of Geophysical Research*, Vol.76, p.5002, 1971.
- 10) 入倉孝次郎・香川敬生・関口春子：経験的グリーン関数を用いた強震動予測方法の改良，日本地震学会講演予稿集，2，B25，1997.
- 11) 野津厚：経験的グリーン関数法のための滑り速度時間関数のより一般化された補正関数とその必要性について，地震2，第55巻，pp.233-238，2002.
- 12) 野津厚：円形クラックモデルの経験的グリーン関数法への応用，地震2，第56巻，pp.337-350，2004.
- 13) 横井俊明・入倉孝次郎：震源スペクトルの Scaling 則と経験的 Green 関数法，地震2，第44巻，pp.109-122，1991.
- 14) 釜江克宏，入倉孝次郎：1995年兵庫県南部地震の断層モデルと震源近傍における強震動シミュレーション，日本建築学会構造系論文集，第500号，pp.29-36，1997.
- 15) 山田雅行，平井俊之，岩下友也，釜江克宏，入倉孝次郎：兵庫県南部地震の震源モデルの再検討，日本地震学会講演予稿集，A14，1999.
- 16) 川瀬博：震源近傍強震動の地下構造による増幅プロセスと構造物破壊能－1995年兵庫県南部地震での震災帯の成因に学ぶ－，第10回日本地震工学シンポジウムパネルディスカッション資料集，pp.29-34，1998.