

# 地震加速度波の非定常特性とシミュレーション

## NONSTATIONARY CHARACTERISTICS OF EARTHQUAKE ACCELERATION AND ITS SIMULATION

星 谷 勝\*・千葉 利 晃\*\*・草野 直 幹\*\*\*

By Masaru HOSHIYA, Toshiaki CHIBA and Naoki KUSANO

### 1. 結 言

地震動波形の振幅成分および周波数成分は、時間的に不規則に変動するものである。この不規則性に着目して、地震動を確率過程でモデル化して人工地震波を作成し、これを外力とした構造物の応答解析や安全性の定量的評価を行う耐震設計法、いわゆる確率論的耐震設計手法が近年盛んである。この傾向は地震動のもつ特性を考えると当然の傾向といえよう。

地震動を確率過程でモデル化する場合、解析上の容易さと物理的意味が明確であることから、定常確率過程で取り扱うことが多い。しかし現象を正確にモデル化するためには、非定常確率過程として取り扱うのが妥当であろう。特に長大スパン構造物などに対して非定常性の影響を考慮する必要性が指摘されている。過去において地震動を非定常確率過程で取り扱った主な研究を大別すると、次の2つになる。

- a) 周波数特性は定常で振幅特性のみが非定常性をもつと考えたもの。
- b) 周波数, 振幅両特性がともに非定常と考えたもの。

a) の研究はほとんど出つくした感があるが、b) の研究、ことに周波数成分の非定常性はまだ十分にとらえられていない。このことは、地震動のもつ周波数成分の時間的変動を表わす非定常スペクトルが、定常の場合におけるパワースペクトルのような物理的意義の明確な定義を持たないところにあると考えられる。しかし構造物の応答への非定常性の影響などを考えるとき、b) の研究がさらに必要であると考えられる。

このような観点から、本研究は次の2点を目的としたものである。

(1) 地震加速度波を物理的に意味のある非定常スペクトルでとらえること。

(2) さらに、原波形と同じ非定常特性をもった人工地震波を非定常確率過程を用いて作成すること。

亀田<sup>1)</sup>はこの地震加速度の非定常解析に Evolutionary Power Spectrum の概念を応用した。本研究は非定常スペクトルの解析に Physical Spectrum の概念を応用する。この Physical Spectrum は物理的意義が明確で、その数理論を地震加速度データの解析に直接適用できるので、Evolutionary Power Spectrum や他の非定常スペクトルに比べて、とらえ易い利点があろう。

本研究では上記(2)の目的に対して2つの手法(調和関数型モデルとショットノイズ型モデル)を用い、両理論の関連性を対比しつつ、地震動の周波数特性に見られる非定常性を検討した。なお、ショットノイズ型モデルは震源から地盤を伝播して地表面に至るプロセスを考慮した地震波のシミュレーション法として有効であろう。

### 2. 非定常スペクトル<sup>2)</sup>

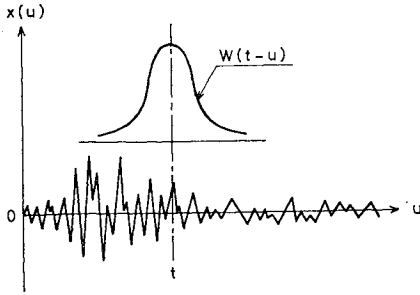
定常確率過程に対しては、そのパワースペクトルが一般的に定義され、その形状から波の周波数特性が検証できる。しかし非定常確率過程のスペクトルは、定常確率過程におけるパワースペクトルのような物理的定義がつけにくい。したがって、過去に多くの定義が発表されながら、確立されたものがないのが実情であろう。しかし近年 Priestly の Evolutionary Power Spectrum<sup>3)</sup> と Mark の Physical Spectrum<sup>4)</sup> によって、物理的意味を持った定義が発表された。特に後者の Physical Spectrum は、その数理論を地震加速度データの解析に直接適用するために非常に有効であろう。

確率過程  $x(t)$  の Physical Spectrum は次式で定義される<sup>4), 5)</sup>。

\* 正会員 Ph.D. 武蔵工業大学助教授 工学部土木工学科

\*\* 正会員 M.S. 武蔵工業大学講師 工学部土木工学科

\*\*\* 正会員 工修 鹿島建設(株)



図一 地震加速度記録とウィンドウ関数の関係

$$S(\omega, t; W) = E \left[ \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} W(t-u) x(u) \cdot e^{-i\omega u} du \right|^2 \right]; -\infty < \omega < \infty \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $W(t)$  はウィンドウ関数とよばれ、 $t=0$  の近傍で正値をとり、この近傍の外では  $|W(t)|$  は非常に小さいとする。

さらに次式を満足するものとする。

$$\int_{-\infty}^{\infty} W^2(t) dt = 1 \dots\dots\dots (2)$$

さて Physical Spectrum の特性と物理的意味は次のように示される。地震加速度波  $x(u)$  のある時間  $t$  の近傍のみを取り出した関数  $f(u)$  を考える。これは図一1に示すように  $t$  の近傍で正値をとり、それ以外の点では微少な値をとるウィンドウ関数  $W(t-u)$  を  $x(u)$  にかかけ合わせることによって得られる。

$$f(u) = W(t-u) x(u) \dots\dots\dots (3)$$

Parseval の公式を使って式 (3) を変形したのち、両辺の期待値をとれば、

$$\int_{-\infty}^{\infty} W^2(t-u) E[x^2(u)] du = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, t; W) d\omega \dots\dots\dots (4)$$

となる。式 (4) より Physical Spectrum  $S(\omega, t; W)$  は瞬間的なパワーの期待値  $E[x^2(u)]$  を時間  $t$  の近傍で平均したものを円振動数領域に分解したものであり、非負関数であることがわかる。したがって、 $t$  をずらせていくことによって、地震波の各時間  $t$  における周波数分布を求めることができる。

さらに、地震加速度波  $x(t)$  の全パワー  $E_x$  を

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt \dots\dots\dots (5)$$

と定義すれば、式 (2) より全パワーの期待値は、

$$E[E_x] = E \left[ \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, t; W) dt d\omega \dots\dots\dots (6)$$

すなわち、全パワーの期待値は Physical Spectrum の全体積に一致することがわかる。

### 3. ウィンドウ関数の選択

前章で述べたように、ウィンドウ関数は周波数分解に重要な役割をはたす。Mark の文献ではウィンドウ関数として、矩形とガウス型などを検討し、その結果ガウス型が比較的良好ことが示されている。したがって、本研究でもガウス型を用いることにする。

ガウス型ウィンドウ関数は、式 (2) を満足するように次式で与えられる。

$$W(t) = \left( \frac{\sqrt{2}}{T} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{\pi t^2}{T^2} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

上式において、 $W(t)$  の形状は  $T$  の値によって変化するが、これについては 6. で検討する。

Physical Spectrum におけるウィンドウ関数は、Multi-filtering Technique におけるインパルス応答関数  $h(t)$  に対応する。したがって、ウィンドウ関数の形状と周波数領域の分解精度との関係はインパルス応答関数と周波数応答関数  $H(\omega)$  との関係に類似である。周波数応答関数に対応するものは、式 (7) のウィンドウ関数をフーリエ変換することによって得られる。これを  $\bar{W}(\omega)$  と表わせれば次式のようになる。

$$\bar{W}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} W(t) e^{-i\omega t} dt = (T\sqrt{2})^{1/2} \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{4\pi/T^2} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

式 (7) と式 (8) より、 $T$  を大きくとれば  $\bar{W}(\omega)$  の帯域幅は狭くなり、 $x(t)$  の周波数成分の分解精度はよくなる。一方、 $T$  を大きくすると  $W(t)$  は平坦になり、地震波の時間領域の挙動をぼかすことになる。 $T$  を小さくするとこの逆となる。すなわち、 $x(t)$  の時間領域の挙動と周波数分解とは相反した関係になっている。このウィンドウ関数における  $T$  の決定は 6. の数値解析例で検討する。

### 4. 調和関数型モデル

地震加速度の確率モデルは、単一周波数  $\omega_l$  と振幅レベルが  $a(\omega_l, t)$  で与えられる調和関数の重ね合わせによって次のように与えられる。

$$x_H(t) = \sum_{l=1}^N x_H(\omega_l, t) = \sum_{l=1}^N a(\omega_l, t) \cos(\omega_l t + \phi_l) \dots\dots\dots (9)$$

ここで  $N$  は式 (9) が周波数領域の非定常性を十分な精度で表わすにたる整数とする。 $\phi_l$  は 0 と  $2\pi$  の間の一様乱数で、 $\phi_i$  と  $\phi_j$ ;  $i \neq j$  はたがいに独立とする。また  $a(\omega_l, t)$  は確率過程  $x(t)$  の Physical Spectrum

$S(\omega_l, t; W)$  を用いて次のように与えられるものとする。

$$a(\omega_l, t) = \{4 S(\omega_l, t; W) \Delta\omega\}^{1/2} \dots\dots\dots(10)$$

ここで、

$$\omega_l = \omega_L + \left(l - \frac{1}{2}\right) \Delta\omega, \Delta\omega = (\omega_U - \omega_L) / N$$

$\omega_U$  = 周波数の上限値,  $\omega_L$  = 周波数の下限値

なお、式(9)は時間に独立な振幅  $a_l$  を持つ定常確率ガウス過程<sup>6)</sup>

$$x(t) = \sum_{l=1}^N a_l \cos(\omega_l t + \phi_l) \dots\dots\dots(11)$$

を非定常確率過程に拡張したものである。

以下、式(9)が平均値0で確率過程  $x(t)$  の Physical Spectrum  $S(\omega, t; W)$  を持つ非定常確率過程であることを証明する。

式(9)の両辺の期待値を取ると、

$$E[x_H(t)] = \sum_{l=1}^N a(\omega_l, t) E[\cos(\omega_l t + \phi_l)] = 0 \dots\dots\dots(12)$$

したがって、 $x_H(t)$  は時間  $t$  に関係なく平均値0である。式(9)を式(1)に代入すると

$$S(\omega, t; W) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(t-u_1) W(t-u_2) \cdot \sum_{l=1}^N a(\omega_l, u_1) a(\omega_l, u_2) \cdot \frac{1}{2} \cos \omega_l(u_1 - u_2) \cdot e^{-i\omega(u_1 - u_2)} du_1 du_2 \dots\dots\dots(13)$$

ここで、 $a(\omega_l, t)$  は  $t$  に関してなだらかに変化するものとなれば(後述の数値解析例で実証される)、式(13)は近似的に次のようになる。

$$S(\omega, t; W) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^N a^2(\omega_l, t) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(t-u_1) W(t-u_2) \cos \omega_l(u_1 - u_2) \cdot e^{-i\omega(u_1 - u_2)} du_1 du_2 \dots\dots\dots(14)$$

式(7)を式(14)に代入すれば

$$S(\omega, t; W) \cong \frac{1}{4\Delta\omega} \int_0^{\infty} a^2(\omega', t) \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sqrt{\pi}/T)} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega')^2}{2(\sqrt{\pi}/T)^2}\right\} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sqrt{\pi}/T)} \exp\left\{-\frac{(\omega + \omega')^2}{2(\sqrt{\pi}/T)^2}\right\} \right] d\omega' \dots\dots\dots(15)$$

式(15)の[ ]内は平均値  $\omega$ 、標準偏差  $\sqrt{\pi}/T$  のガウス確率密度関数である。そこで  $\sqrt{\pi}/T$  が十分小さく

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sqrt{\pi}/T)} \exp\left\{-\frac{(\omega \pm \omega')^2}{2(\sqrt{\pi}/T)^2}\right\} \cong \delta(\omega \pm \omega') \dots\dots\dots(16)$$

と仮定すれば式(15)より次式が導かれる。

$$a(\omega, t) \cong \sqrt{4 S(\omega, t; W) \Delta\omega} \dots\dots\dots(17)$$

以上より式(9)は平均値0で Physical Spectrum  $S(\omega, t; W)$  を持つ非定常確率過程を示すことがわかる。

### 5. ショットノイズ型モデル

このモデルは、図-2に示すようにフィルターを通して確率ショットノイズ過程の狭帯域の波を作り、これを重ね合わせたものである。

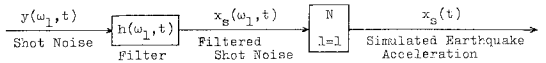


図-2 ショットノイズ型モデル

さて、ショットノイズ過程  $y(\omega_l, t)$  を次式で定義する<sup>6)</sup>。

$$y(\omega_l, t) = \sum_{k=1}^{n_t} Y_{kl} \delta(t - \tau_k) \dots\dots\dots(18)$$

ここで、 $\tau_k$  は等間隔  $\Delta t$  で到着するパルスの到着時間で、 $n_t$  は時間  $t$  までのパルスの数を表わす。また、 $Y_{kl}$  はたがいに独立で同一確率分布に従い、平均値は0とする。

$Y_{kl}$  の2乗平均値は次のように与えられるものとする。

$$E[Y_{kl}^2] = I(\omega_l, \tau_k) \Delta t \dots\dots\dots(19)$$

ここで  $I(\omega_l, \tau_k)$  はフィルターを通した確率ショットノイズ過程の振幅強度を表わす。

さて、フィルターを通した確率ショットノイズ過程  $x_s(\omega_l, t)$  は式(18)をフィルター  $h(\omega_l, t)$  を通して作成された狭帯域の波である。すなわち、

$$x_s(\omega_l, t) = \int_0^t h(\omega_l, t-u) y(\omega_l, u) du = \sum_{k=1}^{n_t} Y_{kl} h(\omega_l, t - \tau_k) \dots\dots\dots(20)$$

したがって、ショットノイズ型人工地震波は次式で与えられる。

$$x_s(t) = \sum_{l=1}^N x_s(\omega_l, t) = \sum_{l=1}^N \sum_{k=1}^{n_t} Y_{kl} h(\omega_l, t - \tau_k) \dots\dots\dots(21)$$

以上より、 $Y_{kl}$  すなわち式(19)の振幅強度  $I(\omega_l, \tau_k)$  が求めれば式(21)より、非定常人工地震加速度波  $x_s(t)$  が求まる。

$I(\omega_l, \tau_k)$  は次のようにして決定した。調和関数型モデルの一分成分  $x_H(\omega_l, t)$  とショットノイズ型モデルの一分成分  $x_s(\omega_l, t)$  の2乗平均値を等しくする。すなわち、調和関数型の成分波とショットノイズ型の成分波のエネルギーを等しくすることによって  $I(\omega_l, \tau_k)$  を決定する。以下この方法を説明する。

まず調和関数型モデルの成分波  $x_H(\omega_l, t)$  の2乗平均値を求める。式(9)より

$$x_H(\omega_l, t) = a(\omega_l, t) \cos(\omega_l t + \phi_l) \dots\dots\dots (22)$$

したがって  $x_H(\omega_l, t)$  の2乗平均値は

$$E[x_H^2(\omega_l, t)] = \frac{1}{2} a^2(\omega_l, t) \dots\dots\dots (23)$$

ショットノイズ型モデルの成分波  $x_s(\omega_l, t)$  の2乗平均値は式 (20) より

$$E[x_s^2(\omega_l, t)] = \sum_{k=1}^{N_1} \sum_{k'=1}^{N_1} E[Y_{kl} Y_{k'l}] h(\omega_l, t - \tau_k) \cdot h(\omega_l, t - \tau_{k'}) \cong \int_0^t I(\omega_l, \tau) h^2(\omega_l, t - \tau) d\tau \dots\dots\dots (24)$$

式 (23) と式 (24) を等しくおけば

$$\frac{1}{2} a^2(\omega_l, t) = \int_0^t I(\omega_l, \tau) h^2(\omega_l, t - \tau) d\tau \dots\dots (25)$$

式 (25) の両辺をラプラス変換したのち、逆変換すると、

$$I(\omega_l, t) = \frac{1}{2} \int_0^t A(\omega_l, t - \tau) \mathcal{E}^{-1} \left\{ \frac{1}{H(\omega_l, s)} \right\} d\tau \dots\dots\dots (26)$$

ここで、フィルター  $h(\omega_l, t)$  として線形1自由度系フィルター

$$h(\omega_l, t) = \frac{1}{\bar{\omega}_l} e^{-\beta \bar{\omega}_l t} \sin \bar{\omega}_l t; \quad \bar{\omega}_l = \omega_l \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta \text{ は減衰定数} \dots\dots\dots (27)$$

を用いることにすれば、式 (26) は次のように変形できる。

$$I(\omega_l, t) = -\frac{1}{4} A''''(\omega_l, t) + \frac{3}{2} \beta \omega_l A''(\omega_l, t) - \omega_l^2 (2\beta^2 + 1) A'(\omega_l, t) + 2\beta \omega_l^3 A(\omega_l, t) \cong 2\beta \omega_l^3 A(\omega_l, t) \dots\dots\dots (28)$$

したがって、式 (17) と式 (28) より  $I(\omega_l, t)$  は Physical Spectrum  $S(\omega, t; W)$  を用いて次のように表わされる。

$$I(\omega_l, t) \cong 8\beta \omega_l^3 S(\omega, t; W) d\omega \dots\dots\dots (29)$$

6. 数値解析例および考察

数値解析には新潟地震記録 (NS 成分, 最大加速度 134.75 gal, 1964年6月16日) と Kern County 地震の際の Taft での記録 (N 21 E 成分, 最大加速度 173.8 gal, 1952年7月21日) の2つの地震加速度記録を使用した<sup>7)</sup>。これら2つの地震加速度記録を図-3と図-4に示す。両記録とも、データのきざみ幅は0.04秒である。図-3から明らかなように、新潟地震の場合、0.0~8.0秒までは短周期の波が多く、12.0秒以降は長周期の波が卓越している。この長周期部分の卓越は流動化現象によるものである。一方 Taft での記録の場合、図-4からも明らかなように、新潟地震のような周波数成分の大きな特徴は認められない。原波形の全体の周波

数分布を見るために、フーリエスペクトルを図-5と図-6に示しておく。

さて3.で述べたように、ウィンドウ関数の定数  $T$  は本研究の要求することに対して相反した関係がある。また  $T$  の決定条件として、式 (14) を導く際に使用した“ $a(\omega_l, t)$  は  $t$  に関してなだらかに変化する”とい

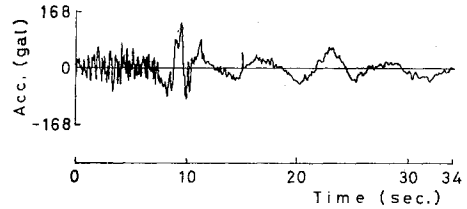


図-3 新潟地震加速度記録

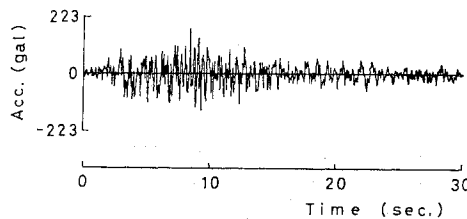


図-4 Taft での記録の加速度記録

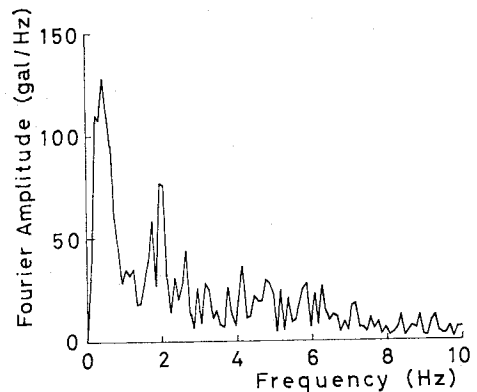


図-5 新潟地震のフーリエスペクトル

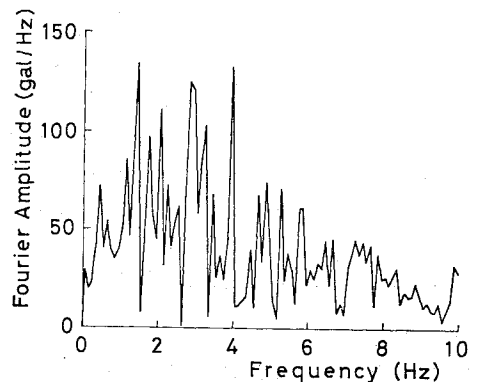


図-6 Taft での記録のフーリエスペクトル

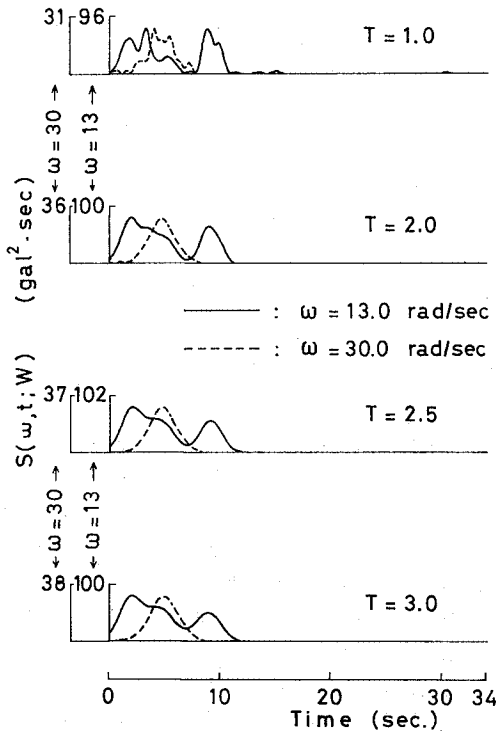


図-7 ウィンドウ関数の定数  $T$  と Physical Spectrum の関係 (新潟地震)

う仮定と式 (16) の “ $\sqrt{\pi}/T$  が十分小さい” という 2 つの仮定がある。以上のかね合いから次に述べるようにして  $T$  を決定した。

新潟地震の場合であるが、 $T=1.0, 2.0, 2.5, 3.0$  秒について、 $\omega$  が 13.0 rad/sec, 30.0 rad/sec の 2 種の Physical Spectrum を計算して描いたものが図-7 である。この図から判るように、Physical Spectrum は  $T$  が 2.0 秒以上の場合には  $t$  に関してなだらかに変化している。このことは、 $a(\omega, t)$  が  $t$  に関してなだらかに変化するという仮定を満足し、また、 $T$  を大きくとれば (2 以上)、 $\sqrt{\pi}/T$  が十分小さいという仮定も満足する。しかし、 $T$  の値を大きくすると、3.0 秒でも述べたように地震波の時間領域の挙動をぼかすことになる。これら両者のかね合いから、 $T=2.5$  秒とした。Taft での記録の場合も、新潟地震の場合と同様な結果を得た。したがって、この場合もウィンドウ関数の定数  $T$  の値は 2.5 秒とした。

次に Physical Spectrum の周波数領域変動について述べる。一般に周波数成分の変動は大きいものと思われる。このことを検討するために、周波数領域の分割数を変化させて Physical Spectrum を求めてみた。着目した時間は  $t=3.4, 9.36, 17.0, 25.5$  秒の 4 種類で、周波数領域の分割数は 30, 50, 100 の 3 種類である。なおウィンドウ関数の定数  $T$  の値は上述のように  $T=2.5$  秒

とした。一例として、新潟地震の  $t=3.4$  秒のところの Physical Spectrum を図-8 に示す。この図よりわかるように、周波数領域の分割数を多くした方が周波数領域の挙動をより忠実にとらえることができるように思われる。しかし、30 区間に分割した場合でも、Physical

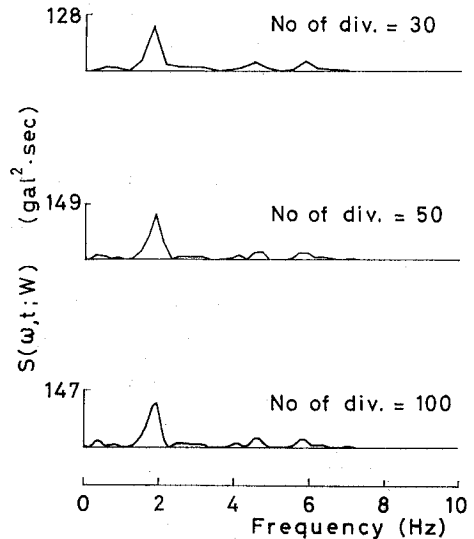


図-8 周波数領域の分割数と Physical Spectrum の関係 (新潟地震)

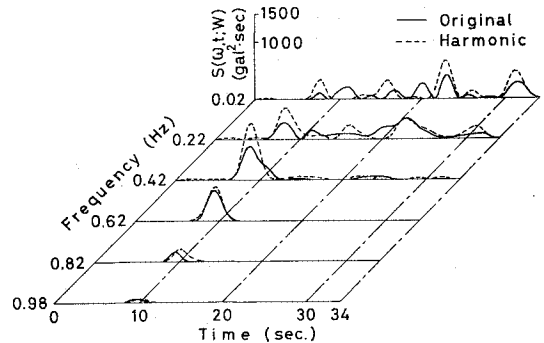


図-9 新潟地震の Physical Spectrum (原波形と調和関数型モデルの比較, 0~1 Hz)

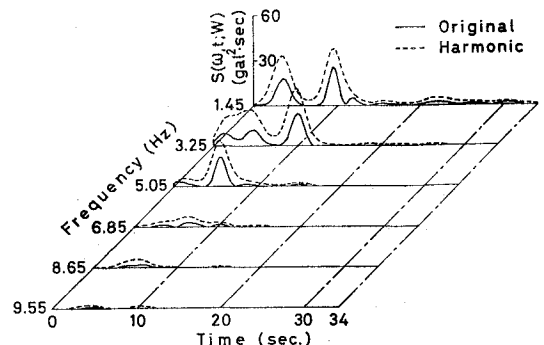


図-10 新潟地震の Physical Spectrum (原波形と調和関数型モデルの比較, 1 Hz~10 Hz)

Spectrum の大体の傾向は得られている。図は省略したが、Taft での記録も含めて他の場合もまったく同様の傾向を示した。したがって、今回の解析では計算時間も考慮して、40 区間に分割して解析を行った。ただし、新潟地震の周波数分布の変動が図-5 にみるように 0~1 Hz に集中しているため、0~1 Hz の間を 30 区間に、1 Hz~10 Hz の間を 10 区間に等分割して計算を行った。Taft での記録の場合には、0~10 Hz の間を 40 区間に等分割して計算を行った。

以上のように求めた新潟地震と Taft での記録の原波形の Physical Spectrum を図-9~14 の図中に実線で

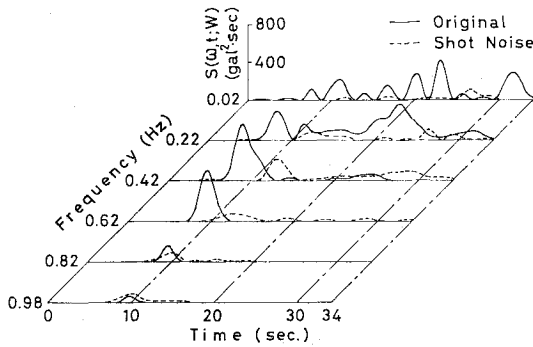


図-11 新潟地震の Physical Spectrum (原波形とショットノイズ型モデルの比較, 0~1 Hz)

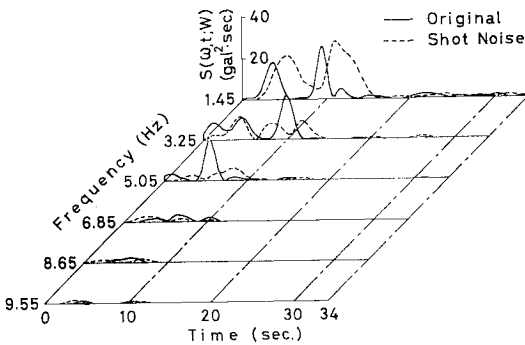


図-12 新潟地震の Physical Spectrum (原波形とショットノイズ型モデルの比較, 1 Hz~10 Hz)

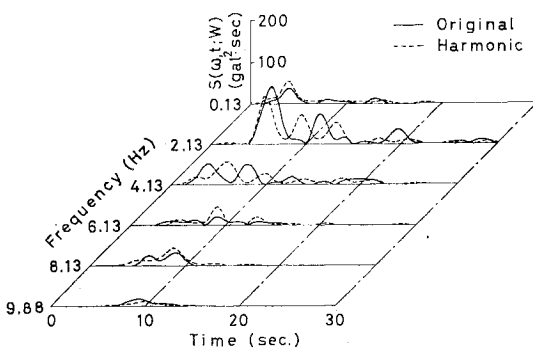


図-13 Taft での記録の Physical Spectrum (原波形と調和関数型モデルの比較, 0~10 Hz)

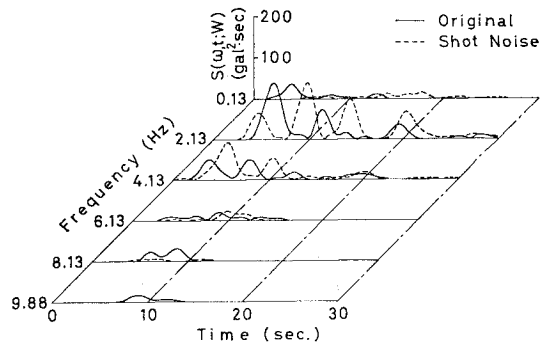


図-14 Taft での記録の Physical Spectrum (原波形とショットノイズ型モデルの比較, 0~10 Hz)

示した。新潟地震の場合、0~1 Hz と 1 Hz~10 Hz の 2 つに分けて示してあるが、たとえば 図-9 と 図-10 より、新潟地震の全般的な傾向として、長周期成分が 10 秒以降に大きく、短周期になるにしたがってその成分は地震の始めの部分に存在することがわかる。このことは原波形 (図-3) から観測できる傾向と良く一致する。つまり Physical Spectrum は原波形のもつ周波数成分の時間変動をよくとらえているということができよう。一方 Taft での記録の場合には、図-13 あるいは図-14 よりわかるように、新潟地震のような短周期と長周期部分の大きな特徴はなく、2 Hz~4 Hz 程度の波が卓越している。また約 3 秒から 15 秒の間で Physical Spectrum の強さが大きくなっている。これらの特徴は Taft での記録の原波形の傾向とも一致し、得られた Physical Spectrum が原波形のもつ周波数特性をよくとらえていることがわかる。

以上のようにして求めた Physical Spectrum を使って、式 (9) と式 (21) より調和関数型モデルとショットノイズ型モデルによる人工地震波を作成した。ショットノイズ型モデルの場合、式 (27) の減衰定数  $\beta$  は  $\beta = 0.05$  としている。作成した新潟地震の人工地震波を図-15~16 に示す。図-15 には調和関数型モデルによる人工地震波を、図-16 にはショットノイズ型モデルによる人工地震波を示してある。次に Taft での記録の人工地震波を図-17 と 図-18 に示す。図-17 には調和関数型モデルによる人工地震波を、図-18 にはショットノイズ型モデルによる人工地震波を示している。図-

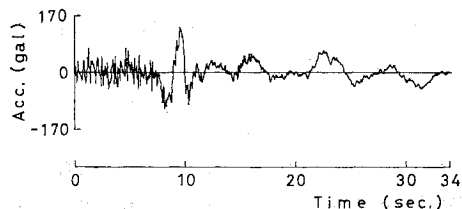


図-15 調和関数型人工地震波 (新潟地震)

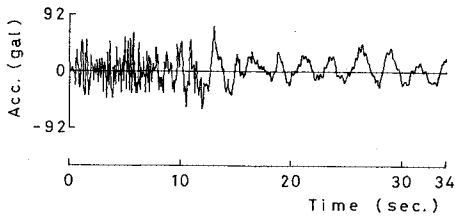


図-16 ショットノイズ型人工地震波 (新潟地震)

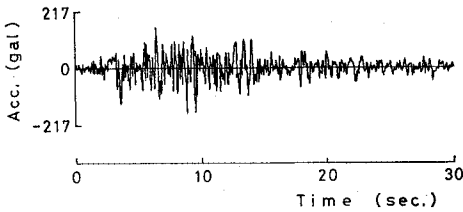


図-17 調和関数型人工地震波 (Taft での記録)

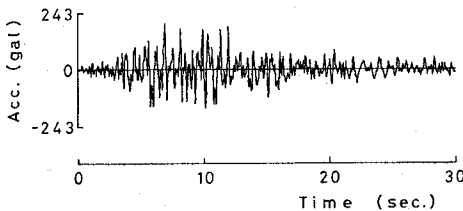


図-18 ショットノイズ型人工地震波 (Taft での記録)

16 のショットノイズ型人工地震波 (新潟地震) を除けば原波形と極めて良く似た人工地震波が得られている。これは本解析方法の妥当性を示すものであろう。図-16 のショットノイズ型人工地震波の場合、長周期部分すなわち 10 秒以降の波が原波形とかなり異なっている。これは長周期部分にかなりの短周期成分波が重なったものと思われる。

次に、周波数成分の時間変動をさらに適確にとらえるために、原波形の場合と同様に 4 種類の人工地震波の Physical Spectrum を求め図-9~14 の図中に点線で示しておいた。

まず新潟地震の場合であるが、調和関数型モデルの Physical Spectrum と原波形の Physical Spectrum を比べると (図-9 と図-10)、ほぼ同一な傾向を示していることがわかる。すなわち、約 10 秒を境にして前半にはほとんどすべての周波数成分を含み、後半の 10 秒以降には、0.4 Hz 程度以下の周波数成分のみを含んでいる。このことは、調和関数型人工地震波が原波形の特徴を良くとらえた波であることを示している。

次にショットノイズ型モデルであるが、図-11 と図-12 よりわかるように、調和関数型モデルと異なり 0.4 ~ 0.8 Hz 程度の周波数成分の波が 10 秒以降にも多く含まれている。また、原波形の Physical Spectrum を若干右に移動させたような傾向を示していることがわか

る。これは調和関数型に比べショットノイズ型がフィルターを用いた数学モデルになっていて、フィルター応答の遅れの影響が現われているようである。この Physical Spectrum の時間遅れが、ショットノイズモデルによる人工地震波 (図-16) の 10 秒以降の波に短周期成分波を多く含んだような特徴として顕著に現われている。この点は今後改良されるべき問題であろう。

Taft での記録の場合、原波形の Physical Spectrum と調和関数型モデルの Physical Spectrum は極めて良い一致を示していることがわかる (図-13)。一方原波形とショットノイズ型モデルの Physical Spectrum も新潟地震の場合のような大きな違いはなく、かなり良く原波形の特徴をとらえているように思われる。このことは、両モデルの人工地震波 (図-17 と図-18) が原波形と良く似た波になっていることから類推できよう。

次に人工地震波のフーリエスペクトルを図-19~22 に示しておく。図-5、図-19 より新潟地震の調和関数型モデルと原波形のフーリエスペクトルは、スペクトルの強度は若干異なるが全体的な傾向は似かよっている。

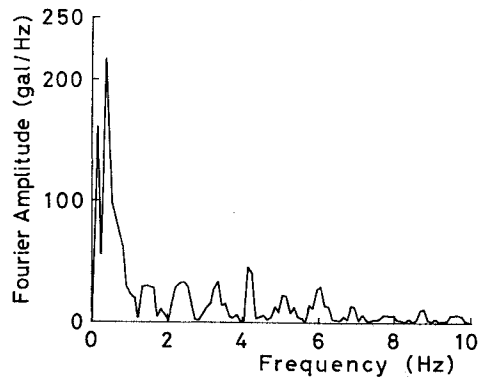


図-19 調和関数型人工地震波 (新潟地震) のフーリエスペクトル

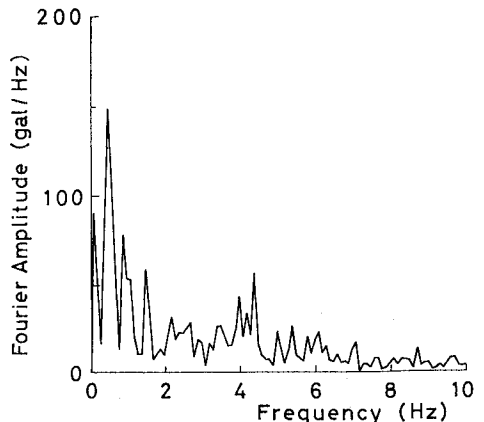


図-20 ショットノイズ型人工地震波 (新潟地震) のフーリエスペクトル

しかし、ショットノイズ型モデルのフーリエスペクトル(図-20)では4 Hz 近辺で多少原波形のフーリエスペクトルと異なっている。Taft での記録の場合も、ショットノイズ型モデルで少し他と異なった図となっている。しかしフーリエスペクトルで見ると、新潟地震の場合も Taft での記録の場合も大きな特徴の違いは見られない。

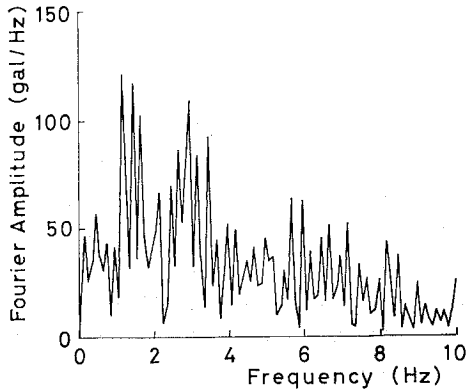


図-21 調和関数型人工地震波 (Taft での記録) のフーリエスペクトル

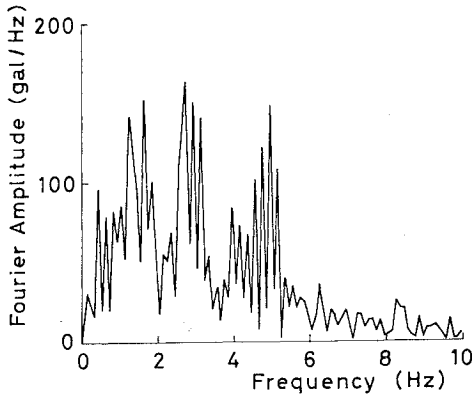


図-22 ショットノイズ型人工地震波 (Taft での記録) のフーリエスペクトル

## 7. 結 論

以上の解析の結果次の点が明らかとなった。

(1) 地震波のもつ非定常性をとらえるのに、Mark の Physical Spectrum が十分使えることがわかった。さらに、このスペクトルを使って、多くの地震記録の非定常特性をとらえ、地盤による波形特性の解明への手がかりも得られよう。またウインドウ関数に関する検討を深めればより良い考察が可能となる。

(2) 人工地震波の作成では調和関数型モデルが十分な精度で使えることがわかった。

(3) ショットノイズ型モデルによる人工地震波の作成は、新潟地震のような周波数成分の特異なものを除けばかなりな精度で作成できるものと思われる。しかし、緒言でも述べたように、地盤をフィルターとしてとらえるときに、ショットノイズ型モデルが使用できるためには、ショットノイズ型モデルのフィルターの検討を加えるなどして、さらに精度を高める必要があろう。

### 参 考 文 献

- 1) 亀田弘行：強震地震動の非定常スペクトルの算出法に関する一考察，土木学会論文報告集，No. 235，pp. 55～62，1975-3。
- 2) 星谷 勝：非定常確率過程のスペクトル解析，土木学会誌，pp. 41～48，1975年3月。
- 3) Priestley M.B.：Evolutionary Spectra and Non-stationary Processes，*Jour. of Royal Statist. Soc.， Ser. B*， Vol. 27， pp. 204～237，1965。
- 4) Mark W.D.：Spectral Analysis of the Convolution and Filtering of Non-stationary Stochastic Processes，*Jour. of Sound and Vibr.*， Vol. 11， No. 1， pp. 19～63，1970。
- 5) 星谷 勝・石井 清：非定常周波数特性を有する最悪人工地震波，土木学会論文報告集，No. 242，1975年10月。
- 6) 星谷 勝：確率論手法による振動解析，pp. 59～66，pp. 72～78，鹿島出版会，1974年。
- 7) 土木研究所資料第317号，地震記録のデジタル数値(その1)，建設省土木研究所，昭和43年3月。

(1975.6.24・受付)