

# 強震地震動の非定常パワースペクトルの算出法に 関する一考察\*

## ON A METHOD OF COMPUTING EVOLUTIONARY POWER SPECTRA OF STRONG MOTION SEISMOGRAMS

亀田 弘 行\*\*

By Hiroyuki KAMEDA

### 1. 緒 論

本研究は、強震地震動の非定常パワースペクトルを算出するための一つの手法を提案し、その妥当性を確かめるとともに、耐震工学への応用の可能性を考察したものである。

建造物の地震応答解析および耐震設計において強震記録の果たしている役割はきわめて大きい。それらは振幅のみでなく、スペクトル特性についても非定常なものである。強震記録の主要部のみを取り出せばスペクトル構造の非定常性はあまり問題にならない場合もある<sup>1)</sup>ことから、地震動を、定常確率過程と振幅の非定常性を表わす確定関数の積で表わすことがしばしば行われてきたが<sup>2)</sup>、これはあくまで1次近似としての仮定であって、あらゆる強震地震動についての妥当性が保証されているわけではない。

スペクトル構造の非定常性の問題は、後述のように、建造物の弾塑性地震応答で重要となる場合がある。また、建造物が大変形を繰返して破壊に至る過程では、外力の継続時間が問題となり、耐震設計では、この外力は建造物の応答であって地震動のスペクトル特性の影響を受けるから、この点からも強震地震動の非定常なスペクトル特性を把握することが必要となる。さらに、強震計で記録される短周期の加速度成分と震源機構との関連を解明する試みも行われており<sup>3)</sup>、このような研究が進展すれば、将来の地震動のシミュレーションの手法にも明確な物理的基礎が与えられるものと期待されるが、その場合にも、地震動は当然非定常なスペクトル特性を有するものとして扱うべきである。

強震記録の非定常なスペクトル特性を扱った研究には、evolutionary power spectrum<sup>13)</sup> および instantaneous spectrum<sup>14)</sup> を用いた Liu<sup>11), 12)</sup> の研究がある。山原<sup>21)</sup> は、地震動の局所スペクトルを求め、その時間的変動を検討したが、その手法は evolutionary spectrum と同等のものである。また、地震学では、狭帯域フィルターの出力を用いて各調和成分の非定常な変動を議論することがよく行われるが<sup>1)</sup>、Trifunac<sup>17)</sup> は、この手法を response envelope spectrum として組織化して、強震記録の解釈に応用している。その他、非定常スペクトルとしては、generalized power spectral density<sup>2)</sup> などがある。

以上のように、非定常過程のスペクトル特性としては、いくつかの概念が提出されているが、本研究では、定常過程におけるパワースペクトル密度との関連が明確な evolutionary power spectrum を取扱う。以下本研究では、この evolutionary power spectrum を非定常パワースペクトルとよぶことにする。

非定常パワースペクトルの概念は Priestley<sup>14)</sup> によって整備されたものであるが、その数値計算には、時間軸上を順次移動するデータウィンドーを掛けた原波形について、数多くのフーリエ変換を繰返すことが必要であり、FFT<sup>4)</sup> が発達した現在でも、これに要する計算時間はかなりの障害である。また、このとき用いるデータウィンドーの幅は、少なくとも数秒を要する<sup>11), 21)</sup> から、フーリエ変換による方法では、特に高振動数領域でのスペクトル特性の詳細な時間的変動を捉えることができない。

Trifunac<sup>17)</sup> は、フーリエ変換のかわりに線形1自由度系を狭帯域フィルターとして用い、その出力のピークを連ねた包絡線によって response envelope spectrum (RES) を提案した。これによって、数値計算は迅速に行えるようになった。さらに、この方法では、データウ

\* 土木学会第 13 回地震工学研究発表会(昭. 49. 7)で一部を公表<sup>10)</sup>。

\*\* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部交通土木工学教室

インローの幅を振動数に逆比例的に選んだのと同じ効果があるから、高振動数域でのスペクトル特性の急激な時間的変動も十分に検出できるのが特徴である。しかし、RES と地震動の調和成分の強度との定量的な関係や、フィルターの減衰定数の選定法など、スペクトル解析法としてのいくつかの基本的な問題が未検討のまま取り残されている。

本研究では、上記のような特徴のゆえに、線形1自由度系を狭帯域フィルターとして用いて解析を行ったが、応答量としては、振動系の全エネルギーを用い、これより非定常パワースペクトルを求めた。解析結果をわが国および米国で得られた強震記録に適用してそれらの非定常パワースペクトルを算出し、その一般的特徴を考察するとともに、フィルターの最適減衰定数を検討した。さらに、このようにして得られた非定常パワースペクトルを用いて加速度波形を再合成した結果が原波形の特徴をよく再現しうることを示し、本研究の方法の妥当性を確かめた。

2. 非定常パワースペクトルの算出

(1) 確率過程の非定常パワースペクトル

確率過程  $X(t)$  の非定常パワースペクトル  $G(t, \omega)$  および分散  $\sigma_X^2(t)$  は、Priestley<sup>14)</sup> に従って次式のように表現できる。

$$X(t) = \int_0^\infty e^{i\omega t} dF(t, \omega) \dots\dots\dots(1)$$

$$G(t, \omega) d\omega = \frac{1}{2} E[|dF(t, \omega)|^2] \dots\dots\dots(2)$$

$$\sigma_X^2(t) = E[X^2(t)] = \int_0^\infty G(t, \omega) d\omega \dots\dots\dots(3)$$

ただし、 $dF(t, \omega)$  は、ランダム複素振幅  $F(t, \omega)$  の、 $\omega$  に関する微分形である。

式(3)より、 $G(t, \omega)$  は、特定の時刻  $t$  における  $X(t)$  中の各調和成分の自乗平均パワーを表わし、 $G(t, \omega)$  が  $t$  に無関係であれば、定常過程のパワースペクトル密度に一致する。

$X(t)$  を加速度入力とする線形1自由度系の運動方程式は周知のように次式で与えられる。

$$\ddot{Y}(t) + 2h_0\omega_0\dot{Y}(t) + \omega_0^2 Y(t) = -X(t) \dots\dots(4)$$

ただし、 $Y(t)$  は振動系の相対変位、 $h_0$ 、 $\omega_0$  はそれぞれ減衰定数および固有円振動数を表わす。 $Y(t)$ 、 $\dot{Y}(t)$  を用いて、

$$R^2(t) = \frac{Q(t)}{k/2} = Y^2(t) + \frac{\dot{Y}^2}{\omega_0^2} \dots\dots\dots(5)$$

をフィルターの出力として採用する。ただし、 $Q(t)$  は時刻  $t$  における振動系の全エネルギー、 $k$  はばね定数を

表わす。 $h_0$  が小さい場合には、 $R(t)$  は  $Y(t)$  の包絡線を表わすなめらかな曲線となる<sup>9)</sup>。

フィルターの応答レベルが十分追従できる程度に  $G(t, \omega)$  の変動がゆるやか (いわゆる slowly varying) であるとする、 $Y(t)$  および  $\dot{Y}(t)$  の分散  $\sigma_Y^2(t)$ 、 $\sigma_{\dot{Y}}^2(t)$  は、近似的に次式で与えられる<sup>9)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_Y^2(t) &\cong \frac{\pi}{4h_0\omega_0^3} G(t, \omega_0) \\ \sigma_{\dot{Y}}^2(t) &\cong \frac{\pi}{4h_0\omega_0} G(t, \omega_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

式(5)、(6)より次の結果を得る。

$$G(t, \omega_0) \cong \frac{2h_0\omega_0^3}{\pi} E[R^2(t)] \dots\dots\dots(7)$$

すなわち、 $R^2(t)$  のアンサンブル平均を求めれば、式(7)より  $X(t)$  の非定常パワースペクトル  $G(t, \omega)$  を算出することができる。

(2) フィルターの等価帯域幅

式(4)において、加速度入力に対する  $Y(t)$  の周波数応答関数を  $A(\omega)$  とすると、

$$|A(\omega)|^2 = \frac{1/\omega_0^4}{\{1 - (\omega/\omega_0)^2\}^2 + 4h_0^2(\omega/\omega_0)^2} \dots\dots\dots(8)$$

したがって、

$$\left. \begin{aligned} |A(\omega_0)|^2 &= \frac{1}{4h_0^2\omega_0} \\ \int_0^\infty |A(\omega)|^2 d\omega &= \frac{\pi}{4h_0\omega_0^3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

式(8)で表現されるフィルターの応答分散値と理想的なバンドパスフィルターのそれを等しくするという条件<sup>5)</sup>で  $|A(\omega)|^2$  の等価帯域幅  $d\omega$  を求めると、

$$d\omega = \int_0^\infty |A(\omega)|^2 d\omega / |A(\omega_0)|^2 = \pi h_0 \omega_0 \dots\dots(10)$$

(3) 確定時間関数の非定常パワースペクトル

以上は確率過程  $X(t)$  に関する議論であるが、 $X(t)$  のサンプル関数  $x(t)$  が確定的に与えられている場合には、式(4)~(7)の確率過程をすべて確定関数として取扱い、次式の結果が得られる<sup>注)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} G(t, \omega_0) &\cong \frac{2h_0\omega_0^3 r^2(t)}{\pi} \\ r^2(t) &= y^2(t) + \frac{\dot{y}^2(t)}{\omega_0^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

ただし、 $y(t)$  は、 $x(t)$  を加速度入力とする線形1自由度系の相対変位である。

式(11)は、以下のように考えても導くことができる。すなわち、フィルターは  $x(t)$  中の振動数  $\omega_0$  の成

注) 確率過程  $X(t)$ 、 $Y(t)$ 、 $R(t)$  は、確定関数の場合にはそれぞれ  $x(t)$ 、 $y(t)$ 、 $r(t)$  と表わすことにする。

分のみ応答し、その場合の入力振幅は  $\sqrt{2G(t, \omega_0)}d\omega$ 、  
 応答倍率は  $|A(\omega_0)|$  であるから、

$$r(t) = |A(\omega_0)| \sqrt{2G(t, \omega_0)} d\omega \dots\dots\dots (12)$$

とおける。式 (12) に式 (9), (10) を代入して式 (11) を得る。

### 3. 数値計算結果と考察

前節の解析結果をわが国および米国で得られた強震記録<sup>2), 20)</sup> に適用して数値計算を行い、本研究の方法の妥当性、耐震工学への応用の可能性について検討を行った。計算に用いた記録は、Table 1 に示す 15 成分である。以下、それらの代表的な例を示しながら考察を進める。

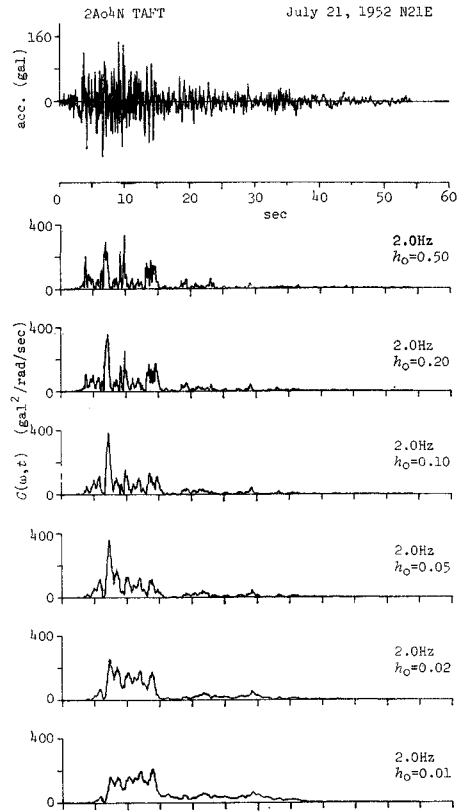
**Table 1** Strong Motion Accelerograms Analyzed in This Study.

earthquake	station	com- ponent	max. acc. (gal)	duration of record (sec)
1968 年十勝沖 (Tokachioki) May 16, 1968	室蘭 (Muroran)	NS	209	90.0
		EW	140	90.0
	八戸 (Hachinohe)	NS	235	119.0
		EW	188	119.0
	宮古 (Miyako)	NS	118	113.9
		EW	95	114.1
Imperial valley May 18, 1940	El Centro	NS	342	53.7
		EW	210	53.5
		UD	206	45.8
Kern County July 21, 1952	Taft	N 21 E	153	54.4
		S 69 E	176	54.4
		UD	103	54.3
San Fernando Feb. 9, 1971	Cal. Tech. Millikan Library (basement)	NS	198	56.0
		EW	182	56.0
		UD	91	56.0

#### (1) フィルターの減衰定数の影響——過渡特性

前節の理論解析では、 $G(t, \omega)$  の変動は応答レベルの変動が十分追従できる程度にゆるやかであるという仮定をおいたが、実際にこの仮定が成立するためには、フィルターの過渡特性ができるだけ弱いことが必要であり、そのためには減衰定数  $h_0$  を大きくする必要がある。一方狭帯域フィルターという観点からは、 $h_0$  はできるだけ小さいことが望ましい。これらの二つの要求は相反するものであり、Priestley によって“uncertainty principle”とよばれたものである。

以上より、 $h_0$  の値は妥協的に定めざるを得ない。Fig. 1 は、Taft N 21° E 記録の 2 Hz の成分に関する  $G(t, \omega)$  の変動を、 $h_0$  を変化させて求めた結果である。 $h_0$  が小さいほどなめらかな時間曲線が得られており、



**Fig. 1** Evolutionary Power Spectra.

狭帯域フィルターとしての機能が発揮されているが、フィルターの過渡特性が強いため、 $h_0$  が大きい場合と比較して入力強度の変動に十分追従していない。特に  $h_0$  の値が 0.02 以下の場合には、時刻 7.5 sec 前後に見られるピークが消失している。これらより、過渡特性の面からは、 $h_0 \geq 0.05$  程度にするのがよいと考えられる。一方  $h_0$  が大きくなると、過渡特性については問題はないが、フィルターの帯域幅が広くなり、Fig. 1 の  $G(t, \omega)$  の時間曲線もなめらかさを失っていく。実際に線形 1 自由度系が狭帯域フィルターとして有効に作用するのは  $h_0 \leq 0.2$  程度の範囲と考えられる。

以上の議論は、Table 1 の他の記録や、2 Hz 以外の振動数に関しても同様に成り立つことが確かめられており、これらの結果から、強震記録の非定常スペクトルの解析のためには、フィルターの減衰定数を  $h_0 = 0.05 \sim 0.2$  の範囲で選ぶのがよいと考えられる。

Fig. 1 では、フィルターの固有振動数によるとみられる細かい変動がなお若干残っているが、 $T_d$  なる時間幅で移動平均を行うことによって、この変動を除去した。すなわち、

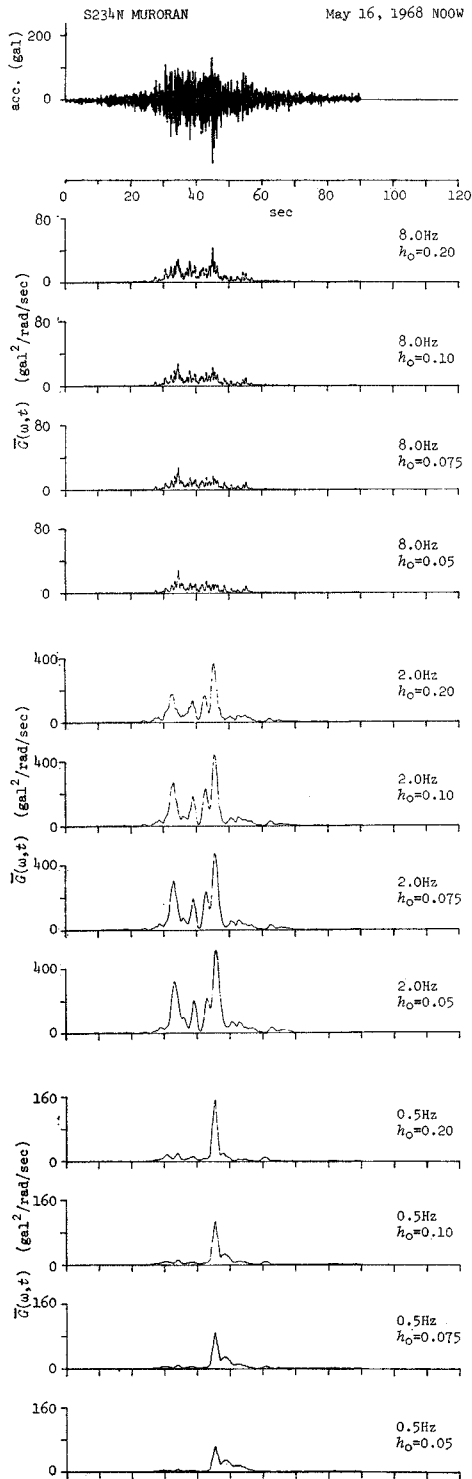


Fig. 2 Evolutionary Power Spectra.

$$\bar{G}(t, \omega) = \frac{1}{T_a} \int_{t - \frac{T_a}{2}}^{t + \frac{T_a}{2}} G(t, \omega) dt \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 $T_a$  としては、 $3T_0$  ( $T_0$  はフィルターの固有周期) と 1.5 sec のうち小さいほうの値を選んだ。以下の議論では、すべてこのようにして得られた  $\bar{G}(t, \omega)$  を非定常パワースペクトルとして用いることにする。

なお  $T_a$  の値を適当に選ぶことにより強震記録の任意の時間区間の平均的なパワースペクトルも求められる。

(3) フィルターの帯域幅の影響

Fig. 2 は、室蘭 NS 成分の 3 つの振動数に関する非定常パワースペクトルを、フィルターの減衰定数を  $h_0 = 0.05 \sim 0.2$  の範囲で変化させて示したものである。同図において、2 Hz に対する  $\bar{G}(t, \omega)$  は  $h_0$  の増加とともに全体的なレベルが低下し、8 Hz と 0.5 Hz の  $\bar{G}(t, \omega)$  は、逆に  $h_0$  の増加とともにレベルが上昇している。一方、Fig. 1 の Taft N21°E の 2 Hz では、 $h_0 = 0.05 \sim 0.2$  の範囲における  $G(t, \omega)$  のレベルは  $h_0$  によってほとんど変化していない。

このように、スペクトルのレベルに対する  $h_0$  の影響が異なるのは、フィルターの帯域幅との関係で次のように説明できる。すなわち、注目している振動数  $\bar{\omega}$  が、記録全体としてはスペクトルのピークにあたる時、 $h_0$  の増加とともにフィルターの帯域幅が広くなると、より強度の低い調和成分をも同時に検出し、全体として  $G(t, \omega)$  のレベルが低下する。 $\bar{\omega}$  がスペクトルの谷にあたる時は、逆の理由から、 $h_0$  の増加とともに  $G(t, \omega)$  のレベルは上昇する。 $\bar{\omega}$  付近でのスペクトル特性が  $\omega$  に関して一様であれば、 $G(t, \omega)$  は  $h_0$  の影響を受けない。

このことを確かめるため、Taft N21°E と室蘭 NS 記録のフーリエスペクトル  $|F(\omega)|$  を算出し、Fig. 1, 2 の各振動数を式 (8) の  $\omega_0$  に代入した  $|A(\omega)|^2$  を用いて、各振動数の周辺での  $|F(\omega)|^2$  の平均強度  $F_{av}^2$  を次式より算出した。

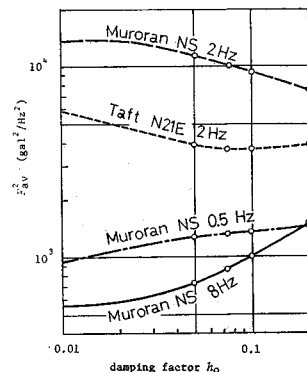


Fig. 3 Averaged Fourier Amplitudes.

$$F_{av}^2 = \int_0^\infty |A(\omega)|^2 |F(\omega)|^2 d\omega / \int_0^\infty |A(\omega)|^2 d\omega \quad \dots\dots\dots (14)$$

計算結果を Fig. 3 に示した。同図中の○印は、Fig. 1, 2 の振動数および減衰定数に対応するものである。F<sub>av</sub><sup>2</sup> に対する h<sub>0</sub> の影響は、前述の G(t, ω) に対する h<sub>0</sub> の影響と同様の傾向を示している。この結果は、フィルターの帯域幅の影響に関する上記の説明を支持するものと考えられる。

(4) 非正常パワースペクトルの時間的変動の考察

これまでの結果より、フィルターの減衰定数を h<sub>0</sub> =

0.05 とし、Table 1 の各強震記録について非正常パワースペクトルを算出した結果の一部を Fig. 4 に示した。同図 (a) は、いずれも 1968 年十勝沖地震の記録に対するものであるが、Ḡ(t, ω) は、振動数によって特徴的な変動を示している。すなわち、加速度記録全体の強度変化に追随するような変動は 2 Hz 付近の中程度の振動数でなめらかな曲線として現われ、振動数の増加とともに、孤立したパルス群が小さな時間間隔で断続的に見られるようになる。このような特徴は、記録地点にかかわらず、共通に見られるものである。2 Hz より低振動数の成分は、記録によって異なる変動を示しているが、し

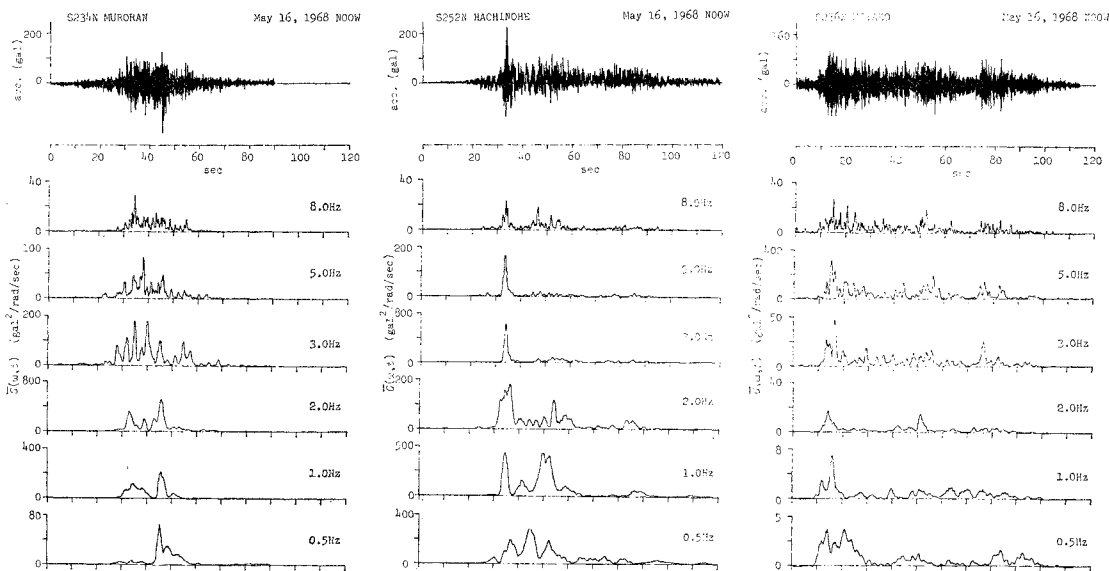


Fig. 4 (a) Evolutionary Power Spectra, (h<sub>0</sub>=0.05).

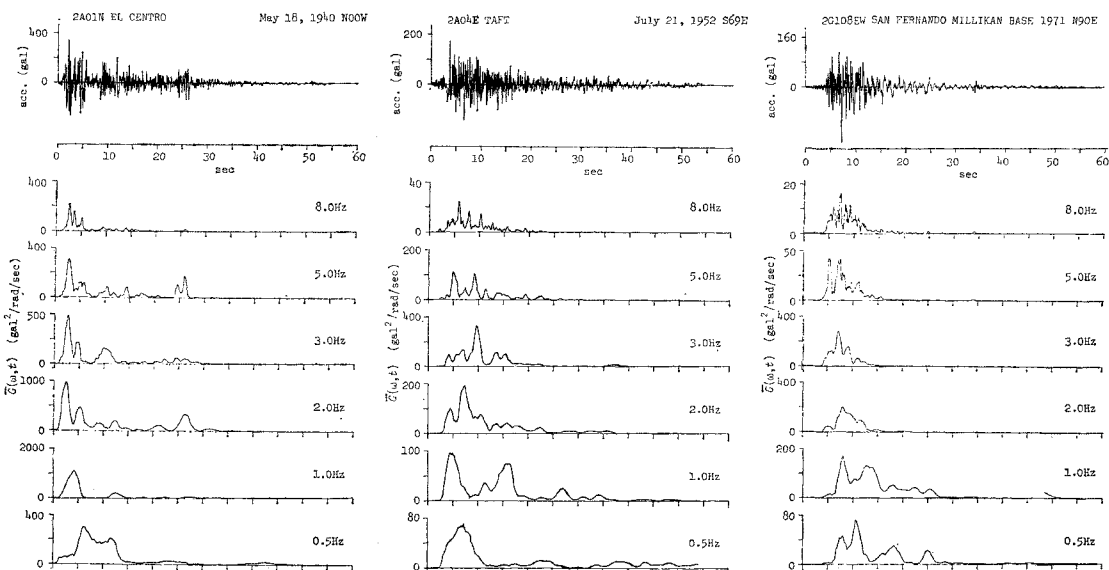


Fig. 4 (b) Evolutionary Power Spectra, (h<sub>0</sub>=0.05).

ばしば問題になる八戸の記録の 0.5 Hz の卓越成分は、加速度そのものはあまり大きくない、時刻 45 sec 前後で最も優勢となっている。

一方、Fig. 4 (b) は米国での強震記録に関する結果である。同図のうち、El Centro の記録については、Trifunac, Brune<sup>16)</sup> によって、同記録が地震断層に沿う 4 つ

の主破壊による波動が順次到着したものであると論じられているが、その様子は、2 Hz の  $\bar{G}(t, \omega)$  にかなり明確に現われているようである。また、Millikan 図書館の記録では、主要動の後の時刻 15~25 sec で 1 Hz の成分がなおある程度の強度を保っている。Iemura, Jennings<sup>17)</sup> は、San Fernando 地震の主要動で同図書館の元の

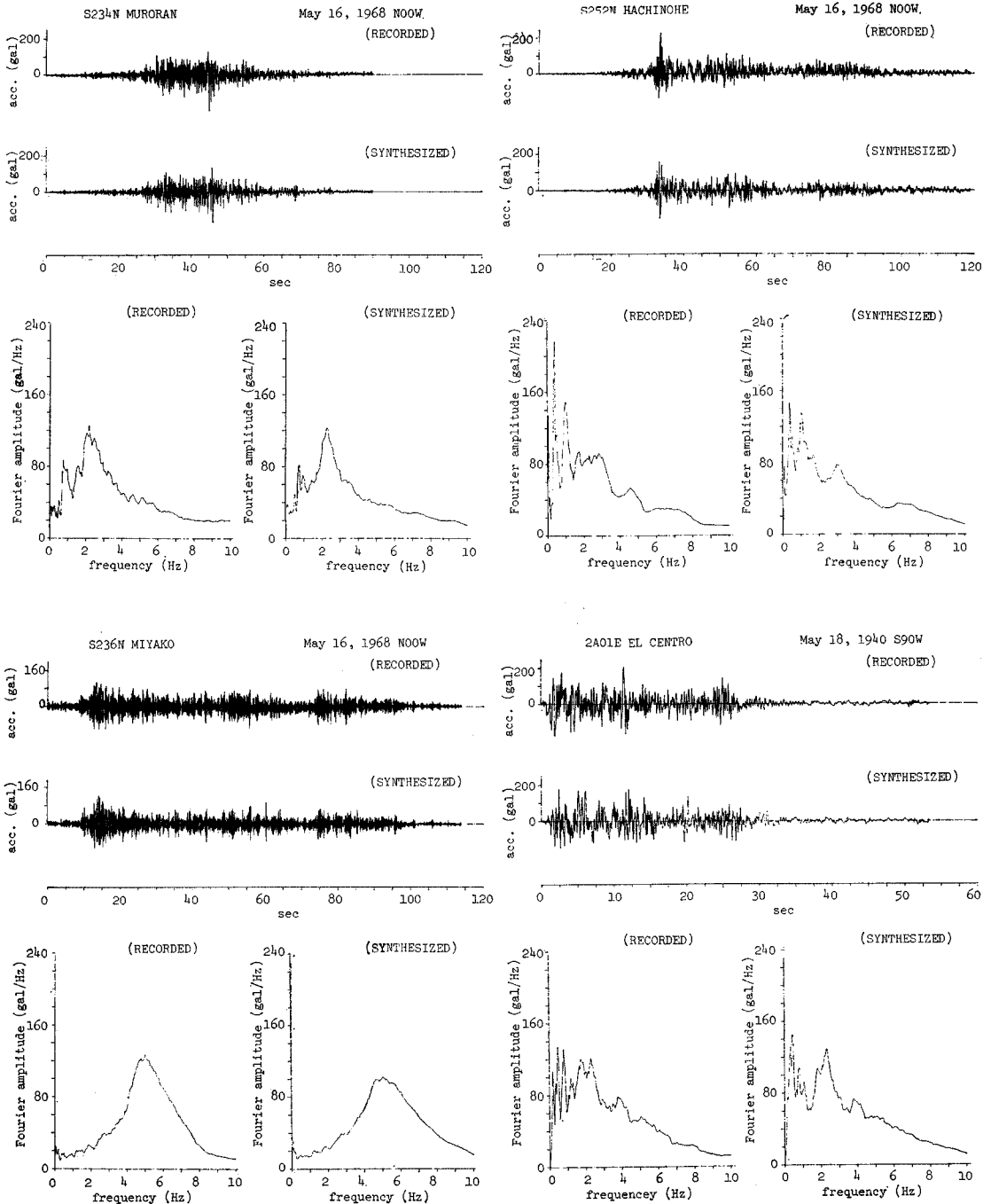


Fig. 5 Recorded and Synthesized Accelerograms and Their Fourier Spectra, ( $h_0=0.05$ ).

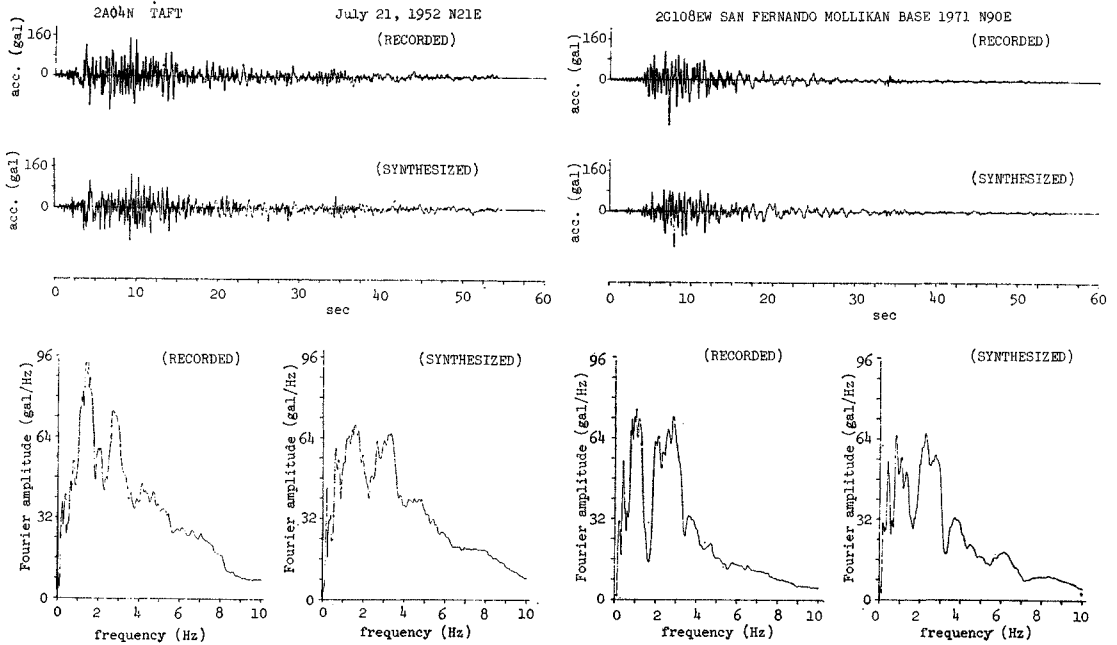


Fig. 5 (Continued)

固有周期 0.67 sec が 1 sec 程度に増大し、主要動に続く長周期波に対して共振現象を起こしたことを指摘しているが、その原因となったのは、この成分であろうと考えられる。

以上、強震記録の非定常パワースペクトルのいくつかの特徴を指摘したが、これらの特性が構造物の応答（特に非線形応答）に及ぼす影響、また震源機構や地震波の伝播プロセスとの関係などを詳細に検討することは、耐震工学上重要な今後の課題といえよう。

(5) 非定常パワースペクトルによる加速度波形の再合成

これまでに得られた結果が強震記録の非定常なスペクトル特性を忠実に現わしているかをさらに検討するために、 $\bar{G}(t, \omega)$  の計算結果を用いて、式(1)、(2)に従って加速度波形を再合成した。すなわち、

$$x(t) = \sum_{k=1}^m \sqrt{2 \bar{G}(t, 2\pi k \Delta f)} (2\pi \Delta f) \cos(2\pi k \Delta f t + \phi_k) \dots \dots \dots (15)$$

より  $x(t)$  を算出した。ただし、 $\Delta f = 0.04$  Hz、 $m = 250$  とした。また、 $\phi_k$  には、 $0 \sim 2\pi$  の間で分布する一様乱数を用いた。

計算結果の一部を示したのが Fig. 5 である。原波形と合成波形では、個々の加速度のピークまでは一致しないが、全体的な強度の消長やスペクトル構造の非定常性はよい対応を示している。Fig. 5 には、両波形のフーリエスペクトルも示したが、これらは、フィルターの等価

帯域幅  $\Delta\omega$  の区間で r.m.s. (自乗平均平方根) による移動平均を行って得られた平滑化フーリエスペクトルである。これらの結果によれば、フーリエスペクトルに関しても、原波形と合成波形の一致は良好である。以上の結果は、本研究の方法が、強震地震記録の非定常スペクトル解析法として妥当であることを示すものと考えられる。

また、Fig. 5 の結果は、振動数別に非定常な振幅の変動を設定する<sup>18)</sup> ことにより、従来のシミュレーションの手法より、さらに実地震動に近い波形を模擬しうる可能性を示すものといえよう。

最後に、パワースペクトルは、波形の位相特性を消去したものであるから、 $G(t, \omega)$  をいくら精度よく求め得ても、これのみでは原波形を完全に再現することはできない。Fig. 6 は、式(15)の  $\phi_k$ ;  $k=1, 2, \dots, m$  に、

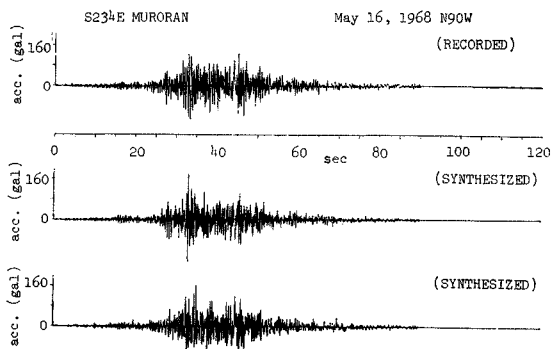


Fig. 6 Synthesized Accelerograms for Different Sets of Phase Angle, ( $h_0 = 0.05$ ).

二組の異なるランダム位相角を用いた場合の合成波形を示したもので、 $\phi_k$  の選び方によって、詳細な波形は異なることを示している。非定常パワースペクトルを用いて原波形を完全に再現するためには、位相特性の非定常性をも検出することが必要である。

#### 4. 結 論

本研究では、狭帯域フィルターの出力から強震地震動の非定常パワースペクトルを求める一つの計算法を提案し、それを実地震記録に適用して、本方法の妥当性を確かめた。得られた結果を要約すれば、以下のとおりである。

(1) 線形1自由度系の応答の全エネルギーを狭帯域フィルターの出力として用いる本研究の方法により、強震地震動の非定常パワースペクトルを簡単に精度よく求めることができる。

(2) フィルターの減衰定数は、0.05~0.2の範囲で、必要とする帯域幅に応じて選ぶのがよい。

(3) 実地震記録の非定常パワースペクトルの時間的変動は、耐震工学的に興味あるいくつかの特徴を示している。

(4) 本研究の方法で求められた非定常パワースペクトルを用いて再合成した加速度波形は、原波形の振幅強度とスペクトル特性の非定常な変動をよく再現する。

謝 辞：本研究の遂行に当り、常にご鞭撻を賜った京都大学 後藤尚男教授、本研究で用いた強震記録の大部分のデータファイルを提供された土岐憲三助教授、非定常スペクトルの解析法についてご討議頂いた家村浩和助手に深謝の意を表する次第である。なお、本研究の一部は、昭和48、49年度文部省科学研究費補助金(一般研究)によったこと、本研究における数値計算には、京都大学大型計算機センターのFACOM 230-75を用いたことを付記する。

#### 参 考 文 献

- 1) Bolt, B.A.: San Fernando Rupture Mechanism and the Pacoima Strong-Motion Record, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 62, No. 4, Aug., 1972, pp. 1053-1061.
- 2) Earthquake Engineering Research Laboratory, California Inst. of Technology: Strong Motion Earthquake Accelerograms,--Digitized and Plotted Data, Vol. II, Part A, Sep., 1971, Part G, Nov., 1973.
- 3) Caughey, T.K.: Nonstationary Random Inputs and Responses, Random Vibration, MIT Press, 1963, pp. 66-84.
- 4) Cooley, J.W., and Tukey, J.W.: An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series, Mathematics of Computation, Vol. 19, 1965,

pp. 297-301.

- 5) Crandall, S.H.: Measurement of Stationary Random Processes, Random Vibration, MIT Press, 1963, pp. 35-65.
- 6) 後藤尚男・亀田弘行：構造物の不規則振動における最大応答の確率分布について——定常入力に対する過渡解——, 京都大学防災研究所年報, 29号A, 昭.44.3, pp. 289-299.
- 7) Iemura, H., and Jennings, P.C.: Hysteretic Response of a Nine-story Reinforced Concrete Building During the San Fernando Earthquake, Earthquake Engineering Research Laboratory, California Inst. of Technology, Report No. EERL 73-07, Oct., 1973.
- 8) Kameda, H.: Probability Distribution of the Maximum Response of Structures Subjected to Non-stationary Random Earthquake Motion, Mem. Fac. Eng., Kyoto Univ., Vol. 33, Part 4, Oct., 1971, pp. 243-280.
- 9) 亀田弘行：不規則地震動に対する構造物の最大応答の推定法について, 土木学会論文報告集, 201号 昭. 47. 5, pp. 1-12.
- 10) 亀田弘行・山田裕一：強震地震動の非定常スペクトルについて, 第13回地震工学研究発表会講演概要, 土木学会耐震工学委員会, 昭. 49. 7, pp. 49-52.
- 11) Liu, S.C.: Evolutionary Power Spectral Density of Strong-Motion Earthquakes, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 60, No. 3, June, 1970, pp. 891-900.
- 12) Liu, S.C.: An Approach to Time-Varying Spectral Analysis, Proc. ASCE, Vol. 98, EM 1, Feb., 1972, pp. 243-253.
- 13) Page, C.H.: Instantaneous Power Spectrum, Journal of Applied Physics, Vol. 23, No. 1, Jan., 1952, pp. 103-106.
- 14) Priestley, M.B.: Evolutionary Spectra and Non-stationary Processes, Journal of Royal Statist. Soc., Ser. B, Vol. 27, 1965, pp. 204-237.
- 15) 土岐憲三・石黒良夫：地震動記録のスペクトル構造と非定常性の関係について, 第23回年次学術講演会講演概要, 土木学会, 昭. 43. 10, pp. 367-368.
- 16) Trifunac, M.D., and Brune, J.N.: Complexity of Energy Release During the Imperial Valley, California, Earthquake of 1940, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 60, No. 1, Feb., 1970, pp. 137-160.
- 17) Trifunac, M.D.: Response Envelope Spectrum and Interpretation of Strong Earthquake Ground Motion, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 61, April, 1971, pp. 343-356.
- 18) Trifunac, M.D.: A Method for Synthesizing Realistic Strong Ground Motion, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 61, Dec., 1971, pp. 1739-1753.
- 19) Trifunac, M.D.: Tectonic Stress and the Source Mechanism of the Imperial Valley, California, Earthquake of 1940, Bull. Seism. Soc. Amr., Vol. 62, Oct., 1972, pp. 1283-1302.
- 20) 土田 肇・倉田栄一・須藤克子：1968年十勝沖地震とその余震の港湾地域における強震記録, 港湾技研資料, 80号, 昭. 44. 6.
- 21) 山原 浩：地盤の振動特性を考慮した地震時の地動の推定(その1)——地震のパワーとスペクトル特性の時間的変化——, 日本建築学会論文報告集, 175号, 昭. 45. 9, pp. 31-37.

(1974. 9. 18 - 受付)