

強震加速度記録の非定常スペクトル特性における極値分布

東北工業大学 正員 神山 真

1 まえがき

強震記録に非定常スペクトル解析を行ない、これを波動伝播特性の観点から考察してきた。¹⁾ 加速度の大きい強震記録では特徴的な非定常性が見られ、これが表面波の群速度分散に類似であることを指摘してきたが、非定常性を与える要因としては、その他に震源特性、地盤の応力-ひずみ関係における非線形性など種々のものが考えられる。従って、このような種々の要因によって考えられる非定常性を分析するには、さらに非定常スペクトル解析の理論的背景を明らかにする必要がある。本文は、上記の観点から非定常スペクトルにおける各周期の時間的極値分布に着目し、その物理的意味について若干の考察を加えるとともに、特徴的な極値分布のみ見られる強震記録の例について示したものである。

図-1 地震波動伝播の模式図

2. 非定常スペクトルにおける極値分布の意味

図-1の模式図を参照すれば、任意の点の地震記録 $f(t)$ (t : 時間) の Fourier 変換 $F(\omega)$ は次のように表わされる。

$$F(\omega) = G(\omega, x) \cdot R(\omega, X) \cdot S(\omega) \dots (1)$$

ここに $S(\omega)$: 震源における時間記録 $S(t)$ の Fourier 変換, $R(\omega, X)$: 浅層地盤構造が急変すると想定される距離 X までの地殻構造の伝播経路による周波数応答関数, $G(\omega, x)$: 距離 X を越した浅層地盤構造を主とした地盤構造による周波数応答関数, ω : 円振動数。

式(1)から、震源より距離 $X+x$ での任意点の地震記録 $f(t)$ は次のように表わされる。

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, x) \cdot R(\omega, X) \cdot S(\omega) e^{i\omega t} d\omega \dots (2)$$

ここで、これまでの観測経験から耐震工学で問題となる周波数領域では $G(\omega, x)$ は $R(\omega, X)$ より大きな影響を及ぼすと考えられる。さらに、弾性波伝播においては地層間の変位、応力の連続の条件から水平方向の波数 $k(\omega)$ (波数は一般に ω の関数) は全地層を通じて同一であるから、 $G(\omega, x)$ は次のように波数 $k(\omega)$ を分離して扱うことができる。

$$G(\omega, x) = G_0(\omega, x) e^{-ik(\omega)x} \dots (3)$$

次に、上述のような地震記録 $f(t)$ を図-2のようなシステム関数 $H_n(\omega)$ の帯域フィルターに通したとする。このときの出力信号 $g_n(t)$ はフィルターを中心円振動数 ω_n の関数となり、次のように表わされる。

$$g(t, \omega_n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot H_n(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \cdot R(\omega, X) \cdot G_0(\omega, x) e^{-ik(\omega)x} \cdot e^{-\alpha \left(\frac{\omega - \omega_n}{\omega_n}\right)^2} e^{i\omega t} d\omega \dots (4)$$

ここで、式(4)に若干の計算を施し、かつ $S(\omega)$, $R(\omega, X)$, $G_0(\omega, x)$ の ω_n 付近の変動は小さいと仮定すると、次のようになる(実際の計算ではシステム関数 $H_n(\omega)$ は中心円振動数 ω_n の前後に cut-off 周波数と設定処理されるので、この仮定はほぼ満足されると考えられる)。

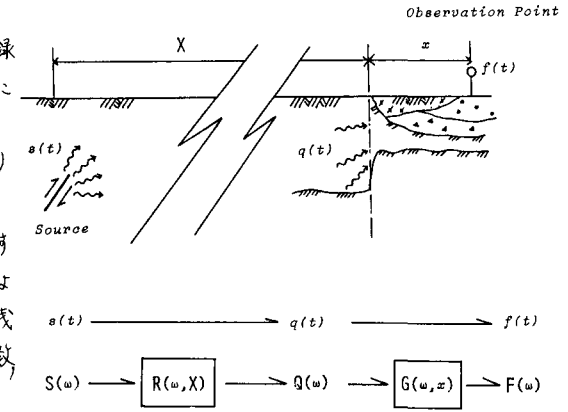
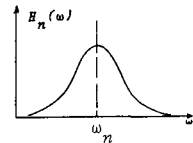


図-2 帯域フィルター

$$f(t) \rightarrow \boxed{H_n(\omega)} \rightarrow g_n(t)$$

$$H_n(\omega) = e^{-\alpha \left(\frac{\omega - \omega_n}{\omega_n}\right)^2} \quad (\alpha: const)$$



$$g(t, \omega_n) = S(\omega_n) \cdot R(\omega_n, X) \cdot G_0(\omega_n, X) \cdot e^{i\omega_n t} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa(\omega + \omega_n)X} \cdot e^{-\alpha(\frac{\omega}{\omega_n})^2} \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \quad (5)$$

式(5)において $\kappa(\omega + \omega_n)$ を次のように Taylor 展開し, (図-3) 非定常スペクトル極大値分布

$$\kappa(\omega + \omega_n) = \kappa(\omega_n) + \frac{d\kappa}{d\omega} \Big|_{\omega_n} \omega + \frac{1}{2} \frac{d^2\kappa}{d\omega^2} \Big|_{\omega_n} \omega^2 + \dots$$

さらに, $\frac{\omega}{\omega_n} \gg \frac{1}{2} \frac{d^2\kappa}{d\omega^2} \Big|_{\omega_n} X + \dots$ のように定数 α を選んだときの式(5)は次のように近似される。

$$g(t, \omega_n) \doteq S(\omega_n) \cdot R(\omega_n, X) \cdot G_0(\omega_n, X) \cdot e^{i\{\omega_n t - \kappa(\omega_n)X\}} \cdot \frac{\omega_n}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \cdot e^{-\frac{\omega_n^2}{2\alpha} \left(t - \frac{X}{\frac{d\kappa}{d\omega} \Big|_{\omega_n}}\right)^2} \quad (6)$$

式(6)から $g(t, \omega_n)$ の振中包絡線は $t = X / \frac{d\kappa}{d\omega} \Big|_{\omega_n}$ で極大となることわかる。従って, 地震記録 $f(t)$ を帯域フィルターへ通したときの出力信号 $g(t, \omega_n)$ の振中包絡線の極大値分布は浅層地盤構造が急変する以速の伝播距離 X と $\frac{d\kappa}{d\omega} \Big|_{\omega_n}$ の情報を強く含んでいることがわかる。そこで,

$$\frac{d\kappa}{d\omega} \Big|_{\omega_n} = C(\omega_n) + \kappa \frac{dC}{d\omega} \Big|_{\omega_n} = U(\omega_n)$$

ここに, $C(\omega)$: 水平方向の位相速度, $U(\omega)$: 水平方向の群速度。

これから, 極値分布は群速度の分散曲線と類似の変化を示すことが期待される。また, 当然のことであるが, 伝播距離が分散性を示さなければ極大となる時間は周波数によらず一定である。一方, 実体波(P波)は分散性を持たず, 分散性を持つのは表面波(Love波, Rayleigh波)の特長であるから, 従って, $g(t, \omega_n)$ の振中包絡線の極大値分布の時間, 周波数領域における変化を調べることで, 波動が実体波か表面波かある程度まで知ることができることになる。但し, 式(5)を見ても明らかなように, $S(\omega)$, $R(\omega, X)$, $G_0(\omega, X)$ などの性状によっては, この情報は混乱される可能性がある。

3. 非定常スペクトルの極大値分布の例

上述の理論により, 代表的な強震記録に対して非定常スペクトル解析を行ない, 各周期における極大値分布を示したのが図-3である。図-3は1978年2月20日の宮城県沖地震($M=6.7$)の際に塩釜港湾で得られた強震記録(N-S成分)²⁾に対して解析した例である。同図は式(5)における振中包絡線の絶対値を最大99で正規化し, これにコンターを付したものである。印で示してあるのが各周期毎の振中時間変動における極大値を示す時間である。図-3をみると, 極大値の数が多く見られ単純な極大値分布となっていないが, 周期0.5秒を境にして, X より短周期と長周期は異なる様相を呈している。特に, 周期0.5~1.0秒の時間10秒から20秒の分布に注目すると, 規則的凹形状の分布変化が見られる。図-4は強震記録の得られた塩釜港湾での地盤構造を用いて表面波(Love波)の群速度分散曲線を求めたものである。

図-4で図-3の極大値分布変化と比較すると, 周期0.5~1.0秒付近で基本モードL。その長へ対応が見られる。これから, 上述の理論を考慮して, 同記録の周期0.5~1.0秒は表面波によるものと考えられる。他の例については当日発表する。 1) 神山: 地球学会論文報告集, 第284号, 1979, 2) 港湾技術資料: No.338, 1980

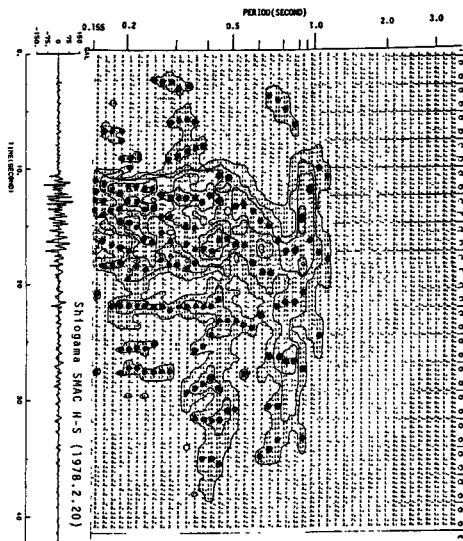


図-4 Love波群速度分散曲線

Love Wave Group Velocity Dispersion Curve (Shiogama SMAC)

