

(26) 長周期構造物の耐震安全性検討のための震源モデルによる表面波特性に関する研究

山田 善一*) ○野田 茂*)

1. 緒 論

近年、構造物の長大化が進み、長大吊橋、超高層ビル、大型石油タンクなどの固有周期も数秒から10数秒へと範囲が広がるようになってきた。この種の構造物は今後さらに大型化する傾向にあるので、周期10秒前後の地震動の特性を評価することが必要である。また、長周期構造物は巨大地震によって揺れやすくなっているため、耐震基準の策定が懸念されている。断層運動などを活用してどのようなや長周期地震動が生じるかを検討することは、耐震設計における重要な問題の一つである。^{1)~7)}

本研究では、この目的の一つの方向を与えるため、昭和58年日本海中部地震に関して気象庁の地震観測所で記録されたやや長周期の変位に基づいて、この周期帯域における地震動の特性を検討している。また、震源から約270kmも離れた新潟市における大型タンクのスロッシング応答を調べ、この地震が長周期構造物の振動挙動を検討する際の、非常に貴重な教訓を残したことを報告している。

いわゆる逆問題によって、震源パラメーター・断層の破壊過程・地下構造などを同定することは、地震工学において欠くことのできない情報となる。静的・動的パラメーターを含む断層破壊の多重性・媒質の不均質性などを推定することは、断層震源モデルを用いた理論地震動と実記録波を比較することにより可能である。^{3), 5~11)} この方法は魅力的であり将来性も高いと考えられる。このような立場から、著者らは一つの試みとして、表面波の位相速度を利用して地下構造を推定するために、工学的見地からの検討を重ねてきた。^{8)~10)}

本研究では、これらをさらに拡張して、パラメトリックな計算を行うことにより、Love波のMedium Response、群速度、地盤内の変位と応力モードや理論波形に対する地盤や断層震源パラメーターの影響を感度分析によって検討している。すなわち、震源と観測点の間に介在する種々の要因によってやや長周期の地震動がいかにか説明し得るかを、直接的方法によって定量的に評価することを試みるものである。対象としたのは1968年 Borrego Mountain地震の変位記録であり、対象地点はEl Centroとした。

2. 昭和58年日本海中部地震に関連したやや長周期地震動の特性

昭和58年5月26日11時59分、日本海中部地震(M=7.7)が男鹿半島北西沖で発生した。新潟市に設置されたSMAC型強震計の半数近くは起動せず、起動した記録の加速度振幅も小さかった。しかし、新潟地方気象台の1倍変位型強震計のNS・EW成分の振幅は飽和し、振り切れていた。最大加速度が10数galであったにも関わらず、新潟市の大型石油タンクから石油が溢流したり、タンクの損傷が発生するなど、今回の地震は非常に貴重なデータをもたらした。Fig. 1は、地震時の推定スロッシング波高とスロッシングの基本固有周期の関係を、工藤らの結果¹²⁾に

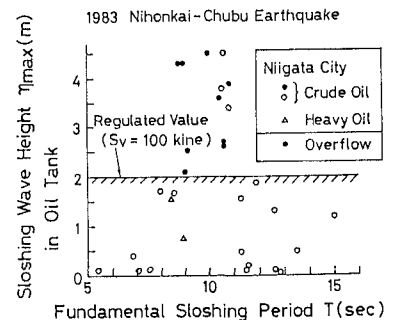


Fig.1 Sloshing Wave Height of Large Tanks in Niigata City from the 1983 Nihonkai-chubu Earthquake

*) 京都大学工学部土木工学教室

加筆しまとめたものである。工藤らが指摘したように、今回の地震によるスロッシング高さは2m強程度に規制された石油タンクの空間高さの2倍以上にも達している。これは、タンクのスロッシング固有周期とはほぼ一致したやや長周期地震動の表面波が大きく励起したことを示唆するものである。この結果より、我々は長周期構造物の耐震安全性に関心を持たざるを得ない。

Fig. 2は、本震時(北緯40.35°, 東経139.08°)に1倍強震計で得られた記録のうち、稚内・八戸・新潟(以上NS成分)と横浜(EW成分)の波形を比較したものである。ここで、最大可能記録振幅は水平動の両振幅で6cmである。震央と各観測所の位置関係および地盤条件により、記録に見られる振幅と継続時間には差が出ている。しかし、どの地点でも周期10秒前後の波が卓越している。

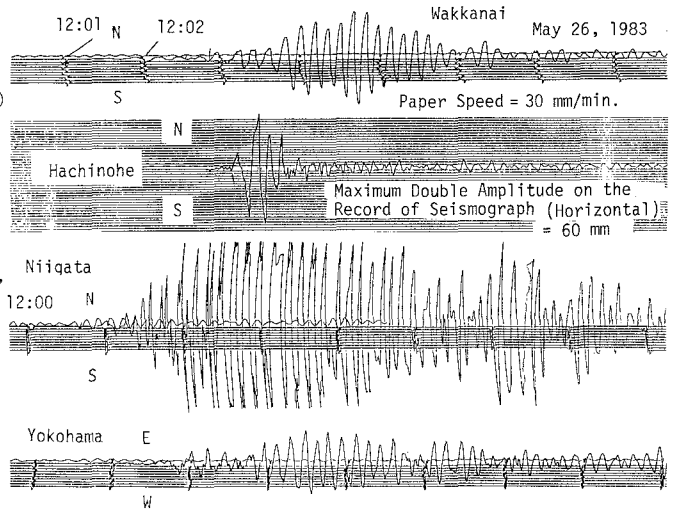


Fig.2 Displacement Seismograms of the 1983 Nihonkai-chubu Earthquake Recorded at Four Stations

次に、各観測点による変位振幅の相違をさらに明確にするため、北海道・東北・関東・中部地域における気象庁の40地震観測所の記録最大振幅を相互に比較してみた。Fig. 3は各観測所の記録最大振幅と震央距離の関係を示したものである。本研究で用いた最大振幅とは、1倍強震計の記録最大振幅(両振幅)を読み取って2で割った値の水平2成分(NSとEW成分)を合成したものである。なお、記録波形には種々の原因による波形歪があるので、基線補正・円弧補正・紙送りムラの補正や計器特性の補正を行う必要がある。しかし、ここでは実測データをそのまま用いて解析の対象とした。また、震央距離は、気象庁発表の初動の震央位置と各観測所の緯度と経度を用いて、地球表面が丸みを帯びていることを考慮して算定した。同図より、同一震央距離に対する振幅のばらつきが大きいことがわかる。秋田・青森・酒田・新潟のように振り切れていた記録もあったが、震央距離に比して振幅が大きい地点(横浜・稚内など)、あるいは振幅が小さい地点(秩父・根室)が存在する。このばらつきは、1)各観測点に到着する波動の伝播経路の相違、2)震源より射出された波動の方位による振幅の違い、3)断層の破壊過程と地盤構造の不均一性などの理由により、波形の変化が生じたことによる。

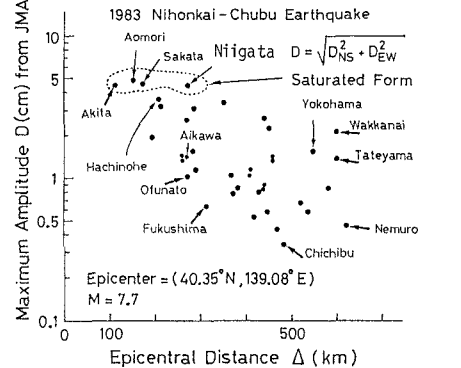


Fig.3 Relationship between Epicentral Distance and Uncorrected Maximum Amplitude (Half of Double Peak) Recorded at JMA Stations during the 1983 Nihonkai-chubu Earthquake

秋田・青森・酒田・新潟のように振り切れていた記録もあったが、震央距離に比して振幅が大きい地点(横浜・稚内など)、あるいは振幅が小さい地点(秩父・根室)が存在する。このばらつきは、1)各観測点に到着する波動の伝播経路の相違、2)震源より射出された波動の方位による振幅の違い、3)断層の破壊過程と地盤構造の不均一性などの理由により、波形の変化が生じたことによる。

岡田・鏡味¹⁾は気象庁の1倍強震計観測網で得られた日本各地の地震記録の最大振幅を統計的に整理し、各観測点ごとのやや長周期の周期範囲での揺れやすさを定量評価し、日本全国について相対比較を行っている。Fig. 4は岡田らが求めた揺れ度指数 \bar{D}_i と日本海中部地震による記録最大振幅 D_i の関係を、各観測点についてプロットしたものである。観測点の違いにより多少のばらつきはあるが、 D_i と

\bar{X}_i の関係は、図に見られるように対数で線形関係、 $\log D_i = 0.11 + 0.45 \log \bar{X}_i$ の一般的傾向を良く反映している。この回帰式はやや長周期での揺れやすさを示す一応の目安になると考えられる。震央距離が 100 ~ 300 km の範囲にある酒田・新潟・青森は揺れ度指数が高く、また震源から 500 km 以上も離れた横浜・館山も全国的にやや長周期帯域で揺れやすい場所として知られている。¹⁾ 大都市の横浜は震央距離がかなり大きいにも関わらず、約 $\frac{1}{2}$ の震央距離にある相川とほぼ同程度の振幅を示している。新潟・横浜などが基盤まで厚い堆積層の上に位置しているからである。一方、相川・大船渡・根室などは揺れ度が最低のランクに属しており、¹⁾ これは本研究の結果と調和的である。今回の地震によっても東京などの多くの大都市が揺れやすいことが実証されたわけで、長周期構造物の耐震設計に一つの教訓を与えたと言える。

3. Love波の固有値問題とエネルギー積分式

地盤構成は、Fig. 5 に示すように半無限地盤を含めて N 層とし、 i 層を $n(i)$ 個の薄層に細分し、この薄層の中では Lamé 定数 λ_i, μ_i が一定値を取るものとする。円筒座標系 (r, θ, z) を考え、地表面に座標の原点を、鉛直下向きに z 軸の正の方向を設定する。

Love波に関する 2 元連立 1 階微分方程式とエネルギー積分式は以下のように求まる。地盤深さ z の点における transverse θ 方向の地盤変位と θ z 面内でのせん断応力の Fourier 変換を、 $F_\theta(\omega, z)$ と $\tau_{\theta z}(\omega, z)$ とする。 j 次モードの $F_{\theta j}(\omega, z)$ に関する固有値問題は、

$$\frac{d}{dz} \begin{Bmatrix} F_\theta(\omega, z) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z) \end{Bmatrix}_j = \begin{bmatrix} 0 & 1/\mu(z) \\ \mu(z)k_j(\omega)^2 - \rho(z)\omega^2 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_\theta(\omega, z) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z) \end{Bmatrix}_j \quad \dots\dots\dots (1)$$

となる。¹³⁾ 境界条件は、 $z=0$ で $F_{\theta j}(\omega, 0)=1, \tau_{\theta z j}(\omega, 0)=0, z \rightarrow \infty$ で $F_{\theta j}(\omega, \infty)=0$ である。ただし、Love波の波数 $k_j(\omega)$ と位相速度 $C_j(\omega)$ は Haskell によって提案された分散計算¹⁴⁾ により得た。

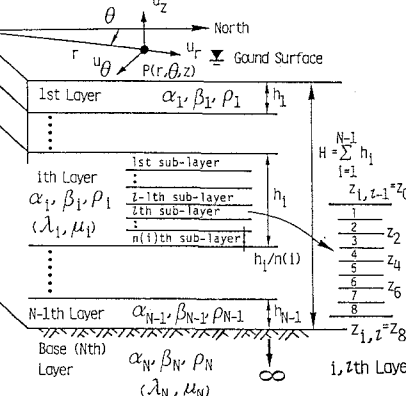
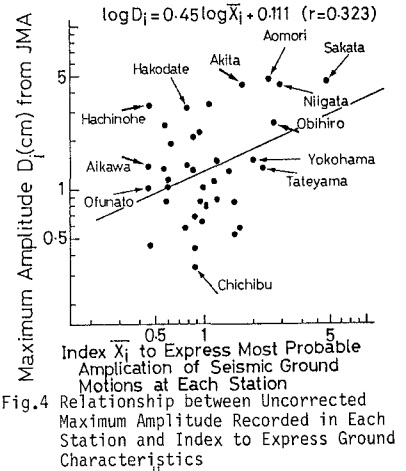
式 (1) を計算するには、数値積分の不安定性を除くために、基盤から z の負側に地表面まで漸化的に処理するのが効果的である。¹⁵⁾ 式 (1) の解として、 m 層の上境界面と下境界面の変位と応力は、Haskell 型のマトリックス表示式で以下のように結びつけられる。

$$\begin{Bmatrix} F_\theta(\omega, z_1) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z_1) \end{Bmatrix}_j, z_1 = \sum_{i=1}^{m-1} h_i = [B]_{m,j} \begin{Bmatrix} F_\theta(\omega, z_2) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z_2) \end{Bmatrix}_j, z_2 = \sum_{i=1}^m h_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

上式におけるマトリックス $[B]_{m,j}$ の各要素は以下のようなものである。

$$(b_{11})_{m,j} = (b_{22})_{m,j} = \begin{cases} \cos h Q_{mj} & \\ 1 & , (b_{12})_{mj} = \begin{cases} -\sinh Q_{mj}/(\rho_m \beta_m^2 r_{\beta_{mj}}) \\ -h_m/(\rho_m \beta_m^2) \\ -\sin Q_{mj}/(\rho_m \beta_m^2 r_{\beta_{mj}}) \end{cases} , (b_{21})_{mj} = \begin{cases} -\rho_m \beta_m^2 r_{\beta_{mj}} \sinh Q_{mj}; C_j(\omega) < \beta_m \\ 0 & ; C_j(\omega) = \beta_m \dots (3) \\ \rho_m \beta_m^2 r_{\beta_{mj}} \sin Q_{mj} & ; C_j(\omega) > \beta_m \end{cases} \end{cases}$$

$$\text{ここで、} \tau_{\beta_{mj}} = k_j(\omega) \left\{ \left[1 - \left(\frac{C_j(\omega)}{\beta_m} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}, Q_{mj} = r_{\beta_{mj}} h_m \quad \dots\dots\dots (4)$$



式 (2) の漸化式を各層に適用すると、m 層と基盤の各上境界での関係が次式のように導かれる。

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{\theta_j}(\omega, z) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z) \end{array} \right\}_{j, z = \sum_{i=1}^{m-1} h_i} = \prod_{i=1}^{N-m} [B]_{N-i, j} \left\{ \begin{array}{l} K_{\theta_j}(\omega, H) \\ \tau_{\theta z}(\omega, H) \end{array} \right\}_j \quad \dots\dots\dots (5)$$

ところで、式 (1) を満たす、半無限地盤内 ($z \geq H$) の解は、未定数 $a_j(\omega)$ を用いて次式のように仮定する。

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{\theta_j}(\omega, z) \\ \tau_{\theta z}(\omega, z) \end{array} \right\}_{j, z \geq H} = a_j(\omega) \exp\{-\tau_{\beta N_j}(z-H)\} \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ -\rho_N \beta_N^2 \tau_{\beta N_j} \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

式 (5) を地表層まで拡張すると、定数項の $a_j(\omega)$ は、地表面 $z=0$ が自由表面である条件 $K_{\theta_j}(\omega, 0)=1$ から次式を得る。

$$a_j(\omega) = 1 / (L_{11,j} - \rho_N \beta_N^2 \tau_{\beta N_j} L_{12,j}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $L_{11,j}$ と $L_{12,j}$ はマトリックス $[L]_j$ の要素を示している。

$$[L]_j = \begin{bmatrix} L_{11}(\omega) & L_{12}(\omega) \\ L_{21}(\omega) & L_{22}(\omega) \end{bmatrix}_j = \prod_{i=1}^{N-j} [B]_{N-i, j} \quad \dots\dots\dots (8)$$

すなわち、地表面での変位モードを単位の値に基準化すれば、任意の地盤深さにおける各薄層の境の面での変位と応力のモードが、式 (5) ~ (7) を用いて次々に求まる。m 層内に $n(m)$ 個の薄層を含む場合も、前述した手続によって各境界面での固有モードが算出可能である。

モードの $V_{\theta_j}(\omega, z)$ が求まれば、エネルギー積分は、

$$I_{0j}(\omega) = \int_0^\infty \rho(z) V_{\theta_j}(\omega, z)^2 dz, \quad I_{1j}(\omega) = \int_0^\infty \mu(z) V_{\theta_j}(\omega, z)^2 dz, \quad I_{2j}(\omega) = \int_0^\infty \mu(z) \left\{ \frac{dV_{\theta_j}(\omega, z)}{dz} \right\}^2 dz \quad \dots\dots\dots (9)$$

システムのラグランジェ項は、

$$L_j(\omega) = \omega^2 I_{0j}(\omega) - k_j(\omega)^2 I_{1j}(\omega) - I_{2j}(\omega) = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

群速度は、

$$U_j(\omega) = k_j(\omega) I_{1j}(\omega) / \omega I_{0j}(\omega) \quad \dots\dots\dots (11)$$

として容易に表示できる。^{13), 16)} なお、振幅特性関数 (Medium Response) は、 $C_j(\omega)$, $U_j(\omega)$ と $I_{0j}(\omega)$ を利用すれば、次式から得られる。^{16), 17)}

$$A_j(\omega) = \{ 2 C_j(\omega) U_j(\omega) I_{0j}(\omega) \}^{-1} \quad \dots\dots\dots (12)$$

なお、式 (9) は、各薄層内での定積分を数値積分に関する Bode の規則によって、半無限地盤のそれを以下に示した結果を用いて計算した。式 (6) に示した半無限解から、エネルギー積分への半無限地盤の寄与は、次式のように求まる。

$$\int_H^\infty \tau_{\theta_j}(\omega, z)^2 dz = \frac{a_j(\omega)^2}{2\tau_{\beta N_j}}, \quad \int_H^\infty \left\{ \frac{dV_{\theta_j}(\omega, z)}{dz} \right\}^2 dz = \frac{1}{2} \tau_{\beta N_j} a_j(\omega)^2 \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 $\tau_{\beta N_j}$ と $a_j(\omega)$ は式 (4) と (7) によって算出した。

4. 点震源より励起される Love 波の変位スペクトルの感度分析

(1) 地下構造パラメータの変化による位相速度・群速度・Medium Response の検討

前章に示したエネルギー積分と変分法を適用することにより、位相速度の任意の地盤深さにおける地盤パラメータ (S 波速度と密度) による偏微分係数が得られる。¹⁶⁾ 以下、添字の j, i, l はモード次数、 i 層内の l 番目の薄層を示す。

$$\left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \beta_{il}} \right)_{\rho_{il}} = 2 \rho_{il} \beta_{il} \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \mu_{il}} \right)_{\rho_{il}}, \quad \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \rho_{il}} \right)_{\beta_{il}} = \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \rho_{il}} \right)_{\mu_{il}} + \beta_{il}^2 \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \mu_{il}} \right)_{\rho_{il}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、式 (9) と (10) から、以下の項が容易に求められる。

$$\left. \begin{array}{l} \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \rho_{il}} \right)_{\mu_{il}} = -C_j(\omega)^3 \int_{z_i, l-1}^{z_{i+1}, l} K_{\theta_j}(\omega, z)^2 dz / 2 I_{1j}(\omega) \\ \left(\frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \mu_{il}} \right)_{\rho_{il}} = C_j(\omega) \int_{z_i, l-1}^{z_{i+1}, l} \left[k_j(\omega)^2 V_{\theta_j}(\omega, z)^2 + \left\{ \frac{dV_{\theta_j}(\omega, z)}{dz} \right\}^2 \right] dz / 2 k_j(\omega)^2 I_{1j}(\omega) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

なお、半無限地盤の影響を調べるには、式(15)における積分区間を (z_i, z_{i+1}) から $[H, \infty)$ に変更し、添字の il を N に変更すればよい。

il 層内の物理パラメーターを x_{il} (すなわち β_{il} と ρ_{il}) とすると、式(11)から群速度の、また式(12)から Medium Response の偏微分係数が以下のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U_j(\omega)}{\partial x_{il}} &= \left[\frac{\partial I_{1j}(\omega)}{\partial x_{il}} C_j(\omega) I_{0j}(\omega) - I_{1j}(\omega) \left\{ \frac{\partial C_j(\omega)}{\partial x_{il}} I_{0j}(\omega) + C_j(\omega) \frac{\partial I_{0j}(\omega)}{\partial x_{il}} \right\} \right] / C_j(\omega)^2 I_{0j}(\omega)^2 \\ \frac{\partial A_j(\omega)}{\partial x_{il}} &= - \frac{\partial I_{1j}(\omega)}{\partial x_{il}} / 2 I_{1j}(\omega)^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ただし、式(16)における $\partial I_{0j}(\omega)/\partial x_{il}$ と $\partial I_{1j}(\omega)/\partial x_{il}$ は式(9)から容易に誘導できる。エネルギー積分の積分区間を $[0, H]$ と $[H, \infty)$ に分けて算定したエネルギー積分の偏微分係数は、次のように表示できる。

a) $[0, H]$ の区間における $I_{0j}(\omega)$ と $I_{1j}(\omega)$ について

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{0j}(\omega)}{\partial \beta_{il}} &= \int_0^H 2\rho_m(z) V_{\theta j, m}(\omega, z) \frac{\partial V_{\theta j, m}(\omega, z)}{\partial \beta_{il}} dz, & \frac{\partial I_{0j}(\omega)}{\partial \rho_{il}} &= \int_0^H V_{\theta j, m}(\omega, z) \left\{ \frac{\partial \rho_m(z)}{\partial \rho_{il}} V_{\theta j, m}(\omega, z) + 2\rho_m(z) \frac{\partial V_{\theta j, m}(\omega, z)}{\partial \rho_{il}} \right\} dz \\ \frac{\partial I_{1j}(\omega)}{\partial x_{il}} &= \int_0^H A_1 \beta_m(z) V_{\theta j, m}(\omega, z) \left\{ \frac{\partial x_m(z)}{\partial x_{il}} V_{\theta j, m}(\omega, z) + A_2 \frac{\partial V_{\theta j, m}(\omega, z)}{\partial x_{il}} \right\} dz & \text{以上} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

ただし、 $x_{il} = \beta_{il}$ のとき $A_1 = 2\rho_m(z)$, $A_2 = \beta_m(z)$, $x_{il} = \rho_{il}$ のとき $A_1 = \beta_m(z)$, $A_2 = 2\rho_m(z)$ である。

なお、各式は地盤深さ z の薄層 m 内の諸パラメーターを用いて、多層地盤に対応した各薄層内の定積分の総和を取ることにより算出できる。ただし、クロネッカー・デルタ記号で表示される、以下の関係が成立している。

$$\frac{\partial \beta_m}{\partial \beta_{il}} = \delta_{m, il} = \begin{cases} 1 & m=il \\ 0 & m \neq il \end{cases}, \quad \frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_{il}} = \delta_{m, il} \dots\dots\dots (18)$$

b) $[H, \infty)$ の区間における $I_{0j}(\omega)$ と $I_{1j}(\omega)$ について

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_{0j, N}(\omega)}{\partial \beta_{il}} &= - \frac{\alpha_j(\omega)^2 \rho_N}{2r_{\beta_{Nj}}^2} \frac{\partial r_{\beta_{Nj}}}{\partial \beta_{il}}, & \frac{\partial I_{0j, N}(\omega)}{\partial \rho_{il}} &= \frac{\alpha_j(\omega)^2}{2r_{\beta_{Nj}}^2} \left(\frac{\partial \rho_N}{\partial \rho_{il}} r_{\beta_{Nj}} - \rho_N \frac{\partial r_{\beta_{Nj}}}{\partial \rho_{il}} \right) \\ \frac{\partial I_{1j, N}(\omega)}{\partial \beta_{il}} &= \frac{\alpha_j(\omega)^2 \rho_N}{2r_{\beta_{Nj}}^2} \left(2\beta_N \frac{\partial \beta_N}{\partial \beta_{il}} r_{\beta_{Nj}} - \beta_N^2 \frac{\partial r_{\beta_{Nj}}}{\partial \beta_{il}} \right), & \frac{\partial I_{1j, N}(\omega)}{\partial \rho_{il}} &= \frac{\alpha_j(\omega)^2 \beta_N^2}{2r_{\beta_{Nj}}^2} \left(\frac{\partial \rho_N}{\partial \rho_{il}} r_{\beta_{Nj}} - \rho_N \frac{\partial r_{\beta_{Nj}}}{\partial \rho_{il}} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

半無限地盤内の $r_{\beta_{Nj}}$ の偏微分係数を求めることは、式(4)に示した m 層内の $r_{\beta_{mj}}$ の偏微分係数の算定に一般化してもさしつかえない。すなわち、以下の式を適用すればよい。

$$\frac{\partial r_{\beta_{mj}}}{\partial x_{il}} = - \frac{r_{\beta_{mj}}}{C_j(\omega)} \frac{\partial C_j(\omega)}{\partial x_{il}} + k_j(\omega) \left(\frac{r_{\beta_{mj}}}{k_j(\omega)} \right)^{-3} \frac{C_j(\omega)}{\beta_m} \left\{ \left(\frac{C_j(\omega)}{\beta_m} \right)^2 - 1 \right\} \frac{\partial Y_m}{\partial x_{il}} \dots\dots\dots (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで、} & x_{il} = \beta_{il} \text{ のとき、} \frac{\partial Y_m}{\partial \beta_{il}} = \left\{ \frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \beta_{il}} \beta_m - C_j(\omega) \frac{\partial \beta_m}{\partial \beta_{il}} \right\} / \beta_m^2 \\ & x_{il} = \rho_{il} \text{ のとき、} \frac{\partial Y_m}{\partial \rho_{il}} = \frac{\partial C_j(\omega)}{\partial \rho_{il}} / \beta_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

ただし、位相速度に関する偏微分係数は式(14)と(15)で既に求まっている。

(2) 正規モードに及ぼす地下構造パラメーターの影響

前節の計算を行うためには、モードの地下構造パラメーターに対する偏微分係数が前提条件として与えられていなければならない。今、地盤内の水平変位 $V_{\theta j}(\omega, z)$ とせん断応力 $\tau_{\theta z}(\omega, z)$ の Fourier-Bessel 変換およびそれらを S 波速度 $\beta(z)$ と密度 $\rho(z)$ で偏微分したものを、式(22)のベクトル $\{X(\omega, z)\}_j$ で表わすと、式(1)から式(23)の連立方程式が得られる。

$$\{X(\omega, z)\}_j = \left\{ V_{\theta j}(\omega, z), \frac{\partial V_{\theta j}(\omega, z)}{\partial \beta(z)}, \frac{\partial V_{\theta j}(\omega, z)}{\partial \rho(z)}, \tau_{\theta z}(\omega, z), \frac{\partial \tau_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \beta(z)}, \frac{\partial \tau_{\theta z}(\omega, z)}{\partial \rho(z)} \right\}_j \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \{X(\omega, z)\}_j = [A(\omega, z)]_j \{X(\omega, z)\}_j \dots\dots\dots (23)$$

境界条件としては、 $z \rightarrow 0$ で $V_{\theta_j}(\omega, 0) = 1$, $\tau_{\theta_{2j}}(\omega, 0) = \frac{\partial \tau_{\theta_{2j}}(\omega, 0)}{\partial \beta(0)} = \frac{\partial \tau_{\theta_{2j}}(\omega, 0)}{\partial \rho(0)} = 0$, $z \rightarrow \infty$ で $V_{\theta_j}(\omega, \infty) = \frac{\partial V_{\theta_j}(\omega, \infty)}{\partial \beta(\infty)} = \frac{\partial V_{\theta_j}(\omega, \infty)}{\partial \rho(\infty)} = 0$ となる。ただし、式(23)のマトリックス[A]の要素は次項を除いてすべて零である。

$$\left. \begin{aligned} a_{14} = a_{25} = a_{36} &= \frac{1}{\mu(z)}, \quad a_{41} = a_{52} = a_{63} = \mu(z) k_j(\omega)^2 - \rho(z) \omega^2 \\ a_{24} &= \frac{\partial}{\partial \beta(z)} \left(\frac{1}{\mu(z)} \right), \quad a_{34} = \frac{\partial}{\partial \rho(z)} \left(\frac{1}{\mu(z)} \right), \quad a_{51} = \frac{\partial a_{41}}{\partial \beta(z)}, \quad a_{61} = \frac{\partial a_{41}}{\partial \rho(z)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

式(23)を具体的に解くには以下の手法によればよい。今、Fig. 5のような多層地盤を考えたとき、物理パラメーターが変化する*il*層に注目して、以下のベクトルを設定する。

$$\{\tilde{X}(\omega, z)\}_j = \left\{ \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z), \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z)}{\partial \beta_{il}}, \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z)}{\partial \rho_{il}}, \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z), \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z)}{\partial \beta_{il}}, \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z)}{\partial \rho_{il}} \right\}_j^T \dots\dots\dots (25)$$

式(6)から半無限地盤 ($z \geq H$) に関連した $\{\tilde{X}(\omega, z)\}_j$ を以下のように定義しておく。

$$\{\tilde{X}(\omega, z)\}_j = e^{-\tau_{\beta_{ij}}(z-H)} \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & -(z-H) \frac{\partial \tau_{\beta_{ij}}}{\partial \beta_{il}} & -(z-H) \frac{\partial \tau_{\beta_{ij}}}{\partial \rho_{il}} - \rho_N \beta_N^2 \tau_{\beta_{ij}} \\ \rho_N \beta_N \left[-2 \frac{\partial \tau_{\beta_{ij}}}{\partial \beta_{il}} \tau_{\beta_{ij}} + \beta_N \frac{\partial \tau_{\beta_{ij}}}{\partial \beta_{il}} \left\{ \tau_{\beta_{ij}}(z-H) - 1 \right\} \right] & & \beta_N^2 \left[-\frac{\partial \rho_N}{\partial \rho_{il}} \tau_{\beta_{ij}} + \rho_N \frac{\partial \tau_{\beta_{ij}}}{\partial \rho_{il}} \left\{ \tau_{\beta_{ij}}(z-H) - 1 \right\} \right] \end{array} \right\}^T \dots\dots\dots (26)$$

さて、地表面での変位モード $V_{\theta_j}(\omega, 0)$ は 1 に正規化するのであったから、地表から *m* 層内の上境界での変位と応力の偏微分は、式(25)を用いると次式となる。

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial V_{\theta_j}(\omega, z_m)}{\partial \beta_{il}} \\ \frac{\partial V_{\theta_j}(\omega, z_m)}{\partial \rho_{il}} \\ \frac{\partial \tau_{\theta_2}(\omega, z_m)}{\partial \beta_{il}} \\ \frac{\partial \tau_{\theta_2}(\omega, z_m)}{\partial \rho_{il}} \end{array} \right\}_j = \frac{1}{\tilde{V}_{\theta_j}(\omega, 0)} \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z_m)}{\partial \beta_{il}} \\ \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z_m)}{\partial \rho_{il}} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z_m)}{\partial \beta_{il}} \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z_m)}{\partial \rho_{il}} \end{array} \right\}_j = \frac{1}{\tilde{V}_{\theta_j}(\omega, 0)^2} \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, 0)}{\partial \beta_{il}} \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, 0)}{\partial \rho_{il}} \tilde{V}_{\theta_j}(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, 0)}{\partial \beta_{il}} \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z_m) \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, 0)}{\partial \rho_{il}} \tilde{\tau}_{\theta_2}(\omega, z_m) \end{array} \right\}_j \dots\dots\dots (27)$$

上式を適用して正規モードの偏微分係数が得られることになるが、そのためには $z \leq H$ における各薄層の境界面での式(25)の値を求めておかなければならない。

式(5)を漸化的に適用すれば、*m*層の上境界と半無限層の上境界でのベクトル $\{\tilde{X}(\omega, z)\}_j$ の関係が次式のように導かれる。

$$\{\tilde{X}(\omega, z)\}_j, z=z_m = \prod_{i=1}^m [D]_{N-i, j} \{\tilde{X}(\omega, H)\}_j \dots\dots\dots (28)$$

ここに、マトリックス $[D]_{N-i, j}$ の要素は、式(3)のマトリックス $[B]_{m, j}$ を用いれば、以下の項を除いて零である。

$$\left. \begin{aligned} d_{nm} &= (b_{11})_{m, j} \quad (n=1 \sim 6), \quad d_{21} = d_{54} = \frac{\partial (b_{11})_{m, j}}{\partial \beta_{il}}, \quad d_{31} = d_{64} = \frac{\partial (b_{11})_{m, j}}{\partial \rho_{il}}, \quad d_{14} = d_{25} = d_{36} = (b_{12})_{m, j} \\ d_{24} &= \frac{\partial (b_{12})_{m, j}}{\partial \beta_{il}}, \quad d_{34} = \frac{\partial (b_{12})_{m, j}}{\partial \rho_{il}}, \quad d_{51} = \frac{\partial (b_{21})_{m, j}}{\partial \beta_{il}}, \quad d_{61} = \frac{\partial (b_{21})_{m, j}}{\partial \rho_{il}}, \quad d_{41} = d_{52} = d_{63} = (b_{21})_{m, j} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

上記の各偏微分係数は以下のようになる。ただし、 α_{il} は *il* 層内の、 α_m は *m* 層内の S 波速度と密度を示すパラメーターである。

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } C_j(\omega) < \beta_m \text{ のとき} & \quad \frac{\partial (b_{11})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = h_m \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \sinh \Omega_{mj} \\ & \quad \frac{\partial (b_{12})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = \left\{ \left(A_2 \frac{\partial \alpha_m}{\partial \alpha_{il}} \tau_{\beta_{mj}} + \alpha_m \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \right) \sinh \Omega_{mj} - \alpha_m \Omega_{mj} \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \cosh \Omega_{mj} \right\} / \left(\rho_m \beta_m^2 \tau_{\beta_{mj}}^2 A_1 \right) \\ & \quad \frac{\partial (b_{21})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = -A_3 \beta_m \left\{ \left(A_2 \frac{\partial \alpha_m}{\partial \alpha_{il}} \tau_{\beta_{mj}} + \alpha_m \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \right) \sinh \Omega_{mj} + \alpha_m \Omega_{mj} \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \cosh \Omega_{mj} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

ここで、 $\alpha_{il} = \beta_{il}$ のとき $A_1 = \beta_m$, $A_2 = 2$, $A_3 = \rho_m$, $\alpha_{il} = \rho_{il}$ のとき $A_1 = \rho_m$, $A_2 = 1$, $A_3 = \beta_m$ である。

$$\text{b) } C_j(\omega) = \beta_m \text{ のとき} \quad \frac{\partial (b_{11})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = \frac{\partial (b_{21})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = 0, \quad \frac{\partial (b_{12})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = A_1 h_m \frac{\partial \alpha_m}{\partial \alpha_{il}} / \rho_m \beta_m^2 \dots\dots\dots (31)$$

ここに、 $\alpha_{il} = \beta_{il}$ のとき $A_1 = 2/\beta_m$, $\alpha_{il} = \rho_{il}$ のとき $A_1 = 1/\rho_m$ である。

$$\text{c) } C_j(\omega) > \beta_m \text{ のとき} \quad \frac{\partial (b_{11})_{m, j}}{\partial \alpha_{il}} = -h_m \frac{\partial \tau_{\beta_{mj}}}{\partial \alpha_{il}} \sin \Omega_{mj}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial (b_{12})_{m,j}}{\partial x_{il}} &= \left\{ A_2 \frac{\partial x_m}{\partial x_{il}} \gamma_{\beta_{mj}} + x_m \frac{\partial r_{\beta_{mj}}}{\partial x_{il}} \sin \varrho_{mj} - x_m \varrho_{mj} \frac{\partial r_{\beta_{mj}}}{\partial x_{il}} \cos \varrho_{mj} \right\} / (\rho_m \beta_m^2 r_{\beta_{mj}}^2 A_1) \\ \frac{\partial (b_{21})_{m,j}}{\partial x_{il}} &= A_3 \beta_m \left\{ A_2 \frac{\partial x_m}{\partial x_{il}} r_{\beta_{mj}} + x_m \frac{\partial r_{\beta_{mj}}}{\partial x_{il}} \sin \varrho_{mj} + x_m \varrho_{mj} \frac{\partial r_{\beta_{mj}}}{\partial x_{il}} \cos \varrho_{mj} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、 $x_{il} = \beta_{il}$ のとき $A_1 = \beta_m, A_2 = 2, A_3 = \rho_m, x_{il} = \rho_{il}$ のとき $A_1 = \rho_m, A_2 = 1, A_3 = \beta_m$ である。

(3) 変位スペクトルの推定結果に及ぼす地下構造と震源パラメーターの影響

断層モデルと観測点 P の相対関係、円筒座標系 (r, θ, z) を考える。水平成層構造内の点震源 S (震源深さ h) の真上の地表面に原点をとり、 z 軸は下向きに、観測点 P ($r, \theta, z=0$) の方位角 θ は震央を通る北の方向から時計回りに、 r 軸は原点から外向きに正の方向とする。 δ は傾斜角を、 λ は断層上盤の運動方向を示す滑り角を、 ϕ は断層の走向を示す角度を示す。地点 P における接線方向の地動変位が u_θ である。

点震源 S に働くダブル・カップルにより、地表面下 z の深さにおける接線方向の Love 波の水平変位スペクトル $S_L(\omega, \tau, \theta, z)$ は、波動の媒質伝播過程における減衰の影響を考慮すれば、

$$\begin{aligned} S_L(\omega, \tau, \theta, z) &= \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} M(\omega) V_{jL}(\omega, z) \chi_{jL}(\omega, h, \theta) A_{jL}(\omega) \{2\pi r k_{jL}(\omega)\}^{-1/2} \exp \left[-i \left\{ k_{jL}(\omega) r - \frac{\pi}{4} \right\} - \frac{\omega r}{2Q_{jL}(\omega) U_{jL}(\omega)} \right] \\ &= \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, \tau, \theta, z) \end{aligned} \dots\dots\dots (33)$$

で与えられる。ここに、 i は虚数単位である。 $M(\omega)$ は震源における食い違い時間関数により決まる震源スペクトル (後述)、 A_{jL}, V_{jL} と χ_{jL} は、前述した Love 波の Medium Response, 地表面下 z の深さにおける水平変位モードと方位特性関数 (後述) である。さらに、 $N_L(\omega)$ は円振動数 ω でのモードの重ね合せ数を、 j はモード次数を示し、 k_{jL}, U_{jL}, Q_{jL} は、各々、波数、群速度、 Q 値を意味する。

なお、方位特性関数は式 (34) で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \chi_{jL}(\omega, h, \theta) &= k_{jL}(\omega) V_{jL}(\omega, h) \chi_1(\lambda, \delta, \theta, \phi) - i \frac{dV_{jL}(\omega, h)}{dh} \chi_2(\lambda, \delta, \theta, \phi) \\ \chi_1 &= \cos \lambda \sin \delta \cos 2(\theta - \phi) - \frac{1}{2} \sin \lambda \sin 2\delta \sin 2(\theta - \phi), \quad \chi_2 = \sin \lambda \cos 2\delta \cos(\theta - \phi) + \cos \lambda \cos \delta \sin(\theta - \phi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (34)$$

震源スペクトルとしては、食い違いの時間関数として修正ランプ関数を採用すれば、

$$M(\omega) = M_0 \left[\pi \delta(\omega) - i \left\{ 2 \sin \left(\frac{\omega \tau}{2} \right) / \omega^2 \tau (1 - \omega^2 / \omega_n^2) \right\} e^{-i\omega \tau / 2} \right] \dots\dots\dots (35)$$

ただし、 $\omega_n = \frac{2\pi n}{\tau}$ (本解析では $n = 1$ とした) であり、 $\delta(\omega)$ は Dirac のデルタ関数、 τ はライズ・タイム、 M_0 は地震モーメントである。

対象地点の地震波動は、式 (33) により周波数領域で求めついで F.F.T. で時間領域に変換することで得られる。その際、こうして求められた波動を次々に示す数値フィルターを通して、周期 $T_{LL} \sim T_{UU}$ 以外の成分をカットした。

$$A(T) = \left\{ \begin{aligned} \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{T - T_{LL}}{T_{LU} - T_{LL}} \pi \right) \right\} &; T_{LL} \leq T \leq T_{LU} \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left(\frac{T - T_{LU}}{T_{LU} - T_{LL}} \pi \right) \right\} &; T_{LU} \leq T \leq T_{UL} \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{T - T_{UL}}{T_{UU} - T_{UL}} \pi \right) \right\} &; T_{UL} \leq T \leq T_{UU} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (36)$$

以上述べた方法を適用すれば、地震動が S 波速度 $\beta(z)$ と密度 $\rho(z)$ ならびに断層上盤の滑り角 λ 、傾斜角 δ 、走向 ϕ と観測点の方位角 θ 、震源深さ h 、地震モーメント M_0 、ライズ・タイム τ 、震央距離 r 、 Q 値などによってどのように影響を受けるかを検討することができる。スペクトルについても 4. (1), (2) と同様に偏微分係数を求めれば、各々、以下の式が得られる。ただし、真数が 0 のときには、スペクトルの偏微分係数を 0 とする。

S 波速度 β_{il} と密度 ρ_{il} に関しては、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S_L(\omega, \tau, \theta, z)}{\partial x_{il}} &= \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, \tau, \theta, z) \left\{ \frac{\partial \ln V_{jL}(\omega, z)}{\partial x_{il}} + \frac{\partial \ln \chi_{jL}(\omega, h, \theta)}{\partial x_{il}} + \frac{\partial \ln A_{jL}(\omega)}{\partial x_{il}} - \frac{1}{2} \frac{\partial \ln k_{jL}(\omega)}{\partial x_{il}} \right. \\ &\quad \left. + r \left(i k_{jL}(\omega) \frac{\partial \ln C_{jL}(\omega)}{\partial x_{il}} + \frac{\omega}{2Q_{jL}(\omega) U_{jL}(\omega)} \frac{\partial \ln U_{jL}(\omega)}{\partial x_{il}} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

$\lambda, \delta, \theta, \phi, h$ に関しては、各パラメーターを y とすると、

$$\frac{\partial S_L(\omega, r, \theta, z)}{\partial y} = \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \frac{\partial \ln \chi_{jL}(\omega, h, \theta)}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (38)$$

τ, M_0 については、
$$\frac{\partial S_L(\omega, r, \theta, z)}{\partial y} = \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \frac{\partial \ln M(\omega)}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (39)$$

r については、
$$\frac{\partial S_L(\omega, r, \theta, z)}{\partial r} = - \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \left\{ \frac{1}{2r} + \frac{\omega}{2Q_{jL}(\omega)U_{jL}(\omega)} + i k_{jL}(\omega) \right\} \quad \dots\dots\dots (40)$$

および Q 値に関しては、
$$\frac{\partial S_L(\omega, r, \theta, z)}{\partial Q_{jL}(\omega)} = \sum_{j=1}^{N_L(\omega)} S_{Lj}(\omega, r, \theta, z) \frac{\omega r}{2Q_{jL}(\omega)^2 U_{jL}(\omega)} \quad \dots\dots\dots (41)$$

となる。

なお、方位特性関数における偏微分係数は以下の通りである。

$$\frac{\partial \chi_{jL}(\omega, h, \theta)}{\partial x_{il}} = \chi_i(\lambda, \delta, \theta, \phi) \left\{ \frac{\partial k_{jL}(\omega)}{\partial x_{il}} V_{jL}(\omega, h) + k_{jL}(\omega) \frac{\partial V_{jL}(\omega, h)}{\partial x_{il}} \right\} - i \chi_z(\lambda, \delta, \theta, \phi) \frac{\partial}{\partial x_{il}} \left(\frac{dV_{jL}(\omega, h)}{dh} \right) \quad \dots\dots\dots (42)$$

$\lambda, \delta, \theta, \phi$ のパラメーターを y で代表すれば、

$$\frac{\partial \chi_{jL}(\omega, h, \theta)}{\partial y} = \frac{\partial \chi_i(\lambda, \delta, \theta, \phi)}{\partial y} k_{jL}(\omega) V_{jL}(\omega, h) - i \frac{\partial \chi_z(\lambda, \delta, \theta, \phi)}{\partial y} \frac{dV_{jL}(\omega, h)}{dh} \quad \dots\dots\dots (43)$$

h については、

$$\frac{\partial \chi_{jL}(\omega, h, \theta)}{\partial h} = \chi_i(\lambda, \delta, \theta, \phi) k_{jL}(\omega) \frac{dV_{jL}(\omega, h)}{dh} - i \chi_z(\lambda, \delta, \theta, \phi) \frac{d^2 V_{jL}(\omega, h)}{dh^2} \quad \dots\dots\dots (44)$$

ここで、モード V_{jL} の震源深さ h に関する微分は式 (1) を適用することにより求めている。

5. 1968 Borrego Mountain地震による E1 Centroでの地震波形

(1) 地下構造が表面波特性に及ぼす影響

対象とした E1 Centro 地点と 1968 年 Borrego Mt. 地震 ($M_s = 6.7$)

^{19)~21)} の震源近傍の地下構造はやや異なっている (Fig. 6 参照)。

震源域よりも観測点直下の構造がやや長周期の地震動に影響するものと考えられている。そこで、本研究では、Swanger らと同じように (文献 20) の Table 4), E1 Centro 近傍の地下構造を採用した。Fig. 7 は、震源から観測点までの媒質をモデル化した半無限水平平行層構造である。

Love 波の分散曲線 (位相速度と群速度) を Fig. 8 に、Medium Response を Fig. 9 に示す。周期 0.5 ~ 15 秒の帯域において、工学でいう 4 次モードまで計算した。2 次から 4 次モードの群速度は各々約 7 秒、4 秒と 2.5 秒近くに鋭いピークを、また 1 秒前後の短周期域では複雑な分散現象を示している。群速度のピークに対応した周期で、Medium Response は深い谷を形成している。これらの周期は $\frac{\partial U_j(\omega)}{\partial \omega} = 0$ に対応し、表面波の卓越周期に相当する。この周期あたり

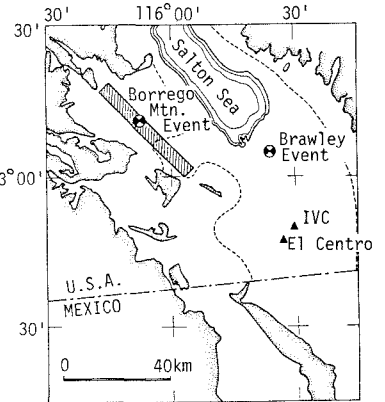


Fig.6 Map Showing Locations of Causative Borrego Mt. Fault and E1 Centro

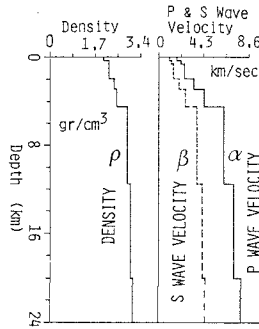


Fig.7 Model Parameters of Crustal Structure beneath E1 Centro

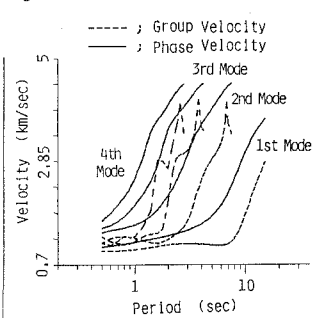


Fig.8 Love-wave Dispersion Curves

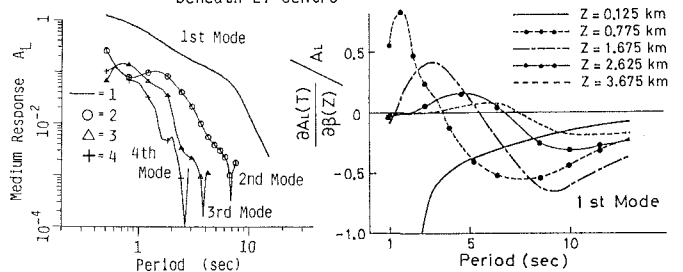


Fig.9 Medium Response Functions Fig.10 Influence of S-wave Velocity on Medium Response

の波はエアリー相と呼ばれている。群速度の変化が小さい時には振幅が大きくなり、このあたりの振動数をもつ成分波によって波動の大量のエネルギーが運ばれることになる。

ある深さにおけるS波速度と密度がもとの地盤よりもわずかに変化した地下構造を想定し、やや長周期地震動の挙動を調べた。Fig. 10は、S波速度に対する基本モードのMedium Responseの偏微分係数を、Fig. 9に示したMedium Responseで正規化した値 $\frac{\partial A_{1j}(T)}{\partial z} / A_{1j}(T)$ の、周期による変化を示したものである。地盤深さとしては5ケースを考えた。同図より、深部になるほど、また長周期になるほど、正規化したMedium Responseの絶対値は小さくなっている。これらの条件が満足されるとき、周期の増大とともに正負の値が交互に現われている。図からわかるように、1秒前後のMedium Responseから1kmより浅い地盤のS波速度を推定するには相当の誤差を伴うことに留意しておかなければならない。

Fig. 11は、深さ0.77 kmと2.63 kmにおけるS波速度と密度が3次モードまでの群速度に及ぼす影響を示したものである。基本モードの曲線は他のモードに比べて滑らかである。高次モードの群速度のインパルスの山の部分に対応する周期の波が突然始まり、逆に谷の部分ではFig. 9からわかるように、その周期でMedium Responseが急に大きくなる。

同様に、地盤内の変位と応力の基本モード（周期4秒と7秒）に及ぼす任意深さのS波速度の影響を検討したのがFig. 12である。地表近くの局所的な地盤特性が強く影響を及ぼしているが、波長とS波速度の変化する地盤深さの対応関係により、モード変化が特に顕著に現われている。

(2) 地震動の波形変化に与える影響因子の検討

1968年 Borrego Mt. 地震の推定断層パラメータを用いて、El Centro 地点での接線方向の変位波形を計算した。Table 1はこの地震の断層の巨視的震源パラメータである。これらは文献19)と20)を参考にして決めた。本研究では、鉛直右横ずれ断層を点震源で近似し、破壊の開始点を発震点と見なした。

4.(3)で述べた方法により計算したLove波の理論変位記象と実測記録をFig. 13に示す。数値フィルターには、 $T_{LL}=0.5$ 秒、 $T_{LU}=0.6$ 秒、 $T_{UL}=14.5$ 秒、 $T_{UU}=15$ 秒を採用した。波形計算においては3次モードまで考慮した。初動付近の波形は実測波形に比べて相当に歪んでいる。理論波形の強震部は観測波形をおおむね再現しているが、本計算では観測波に見られる後続部の波の消長を説明できていない。これはリーキング・モードの効果によるものと推察される。合成波の最大振幅は実測値よりも若干過小評価となっている。しかし、単

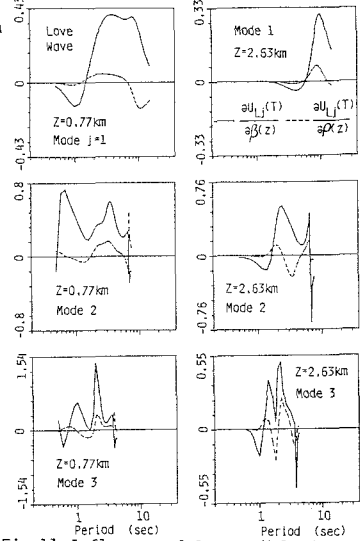


Fig.11 Influence of S-wave Velocity and Density on Group Velocity

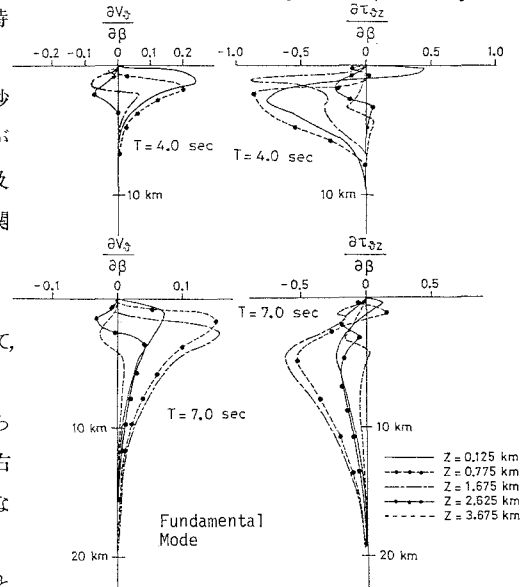


Fig.12 Influence of S-wave Velocity on Eigenfunctions for Displacement and Stress

Table 1 Macro Fault Parameters, Site Parameters and Quality Factor

Slip Angle	: $\lambda = 180^\circ$
Dip Angle	: $\delta = 90^\circ$
Strike	: $\phi = 138^\circ$
Focal Depth	: $h = 8$ km
Epicentral Distance	: $r = 66$ km
Azimuthal Angle	: $\theta = 130^\circ$
Seismic Moment	: $M_0 = 9 \times 10^{25}$ dyne.cm
Rise Time	: $\tau = 1.5$ sec
Quality Factor	: $Q = 50$

純な点震源モデルを用いたにも関わらず、破壊開始以後16～64秒の理論地震動の波形と記録波形の最初の48秒間を比較すると、周期10秒前後の変位がかなりうまく再現できていることがわかる。本結果とSwangerらによる波形(文献20)のFig.5)とは、用いた条件が若干異なっているにも関わらず、最大変位・継続時間・波形の形状のいずれも似た様相を呈していた。

Fig.14は、震源パラメータ($\lambda, \tau, h, \delta, \rho$)とQおよび3つの地盤深さにおけるS波速度と密度の変化が波形変化に及ぼす影響を、偏微分係数によって検討したものである。震源パラメータのうち τ が最も強く変位波形に影響を及ぼし、かつ τ とQは高周波成分に寄与している。Fig.14(b)の波形は理論波形とはやや異なった形状となっており、しかも、密度よりもむしろS波速度が波形に大きく影響を及ぼしている。S波速度の不確実性を取り除くことが理論地震動の精度を向上させる重要な鍵を握ることになる。一方、断層震源モデルのパラメータの選び方によって、波形の物理的対応が見つからないということはないと考えられる。

以上の結果、El Centroの変位波形は特にS波の速度分布によって決定され、震源特性にあまり左右されないことがわかる。この結果はSwangerらによる定性的事実²⁰⁾と調和的であるが、彼らの方法に比べ、定量的に検討した本研究の方が物理的基盤もより明確なものとなっていると考える。

6. 結論

昭和58年日本海中部地震時に気象庁の1倍強震計によって記録された最大変位に関する距離減衰特性や揺れ度指数との対応関係を検討した。震央距離が約270kmも離れた新潟市において、表面波の卓越周期とほぼ一致した固有周期をもつ大型タンクのスロッシングは

規制値の2倍にも達していた。また、震源から遠く離れた横浜などの大都市でも表面波の振幅はかなり大きく(揺れ度指数が高い)、やや長周期地震動を慎重に検討していくことが必要とされる。次に、断層震源モデルと表面波励起理論(正規モード解)を適用して、種々の震源パラメータや地盤定数の変化がLove波の分散曲線・Medium Response・モードや理論波形に及ぼす影響を調べるため、解析的に偏微分係数を求める方法を示した。具体的には、Love波が卓越した1968年Borrego Mt.地震によるEl Centro地点の表面波成分をシミュレートした。その結果、震源特性よりも地表近くの地下構造、特にS波速度が理論地震動に大きく影響を及ぼす要因であることが指摘できた。この種の不確実性を取り除くことにより、波形の推定値の幅を狭くすることができる。

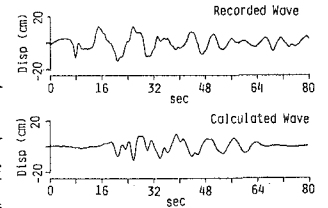


Fig.13 Comparison of Calculated Love-wave Ground Displacement and Recorded Wave at El Centro

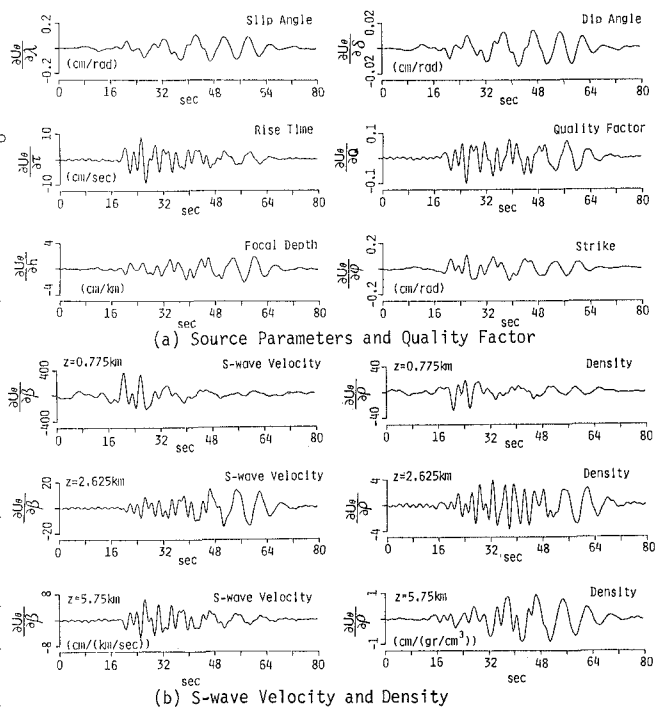


Fig.14 Influence of Source Parameters and Model Parameters of Crustal Structure on Love-wave Synthetic Ground Displacement

謝 辞 : 本研究の前半は、気象庁の地震観測網の1倍強震計の記録をもとに解析を行ったものである。1倍強震計の他に100倍の電磁式地震計で得られた昭和58年日本海中部地震に関する記録の収集に当っては、気象庁・気象台・測候所における各観測所の各位に大変お世話になりました。末筆ながら心より感謝申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 岡田成幸・鏡味洋史：日本各地におけるやや長周期の地盤特性の定量評価の試み，日本建築学会論文報告集，第267号，pp.29～38，昭和53年5月。
- 2) 田中卓二・吉沢静代・大沢 聡：やや長周期帯域における強震動の特性 — 長周期低倍率地震計記録の解析 —，地震研究所彙報，Vol.54，pp.629～655，1979。
- 3) 工藤一嘉：正規モード解による強震地動の研究とその応用，東北大学博士論文，1979年9月。
- 4) 建設省土木研究所：気象庁1倍強震計記録に基づく長周期地震動特性の解析 — 1968年十勝沖地震記録の解析 —，土研資料 第1869号，昭和58年3月。
- 5) 井上涼介・藤野陽三・松原勝己・伯野元彦：断層震源モデルを適用した周期10秒前後の地震動評価の試み，土木学会論文報告集，第317号，pp.47～60，1982年1月。
- 6) Fujino, Y., and A.O.H.-S. Ang : Prediction of seismic response of long-period structures, A. S. C. E., Journal of the Structural Division, Vol.108, No.ST7, pp.1575～1588, July 1982.
- 7) 土木学会：屋外貯蔵タンクの耐震安全性検討のための入力地震波の変位特性に関する調査報告書，昭和57年12月。
- 8) 山田善一・野田 茂・上松英司：地盤構成が表面波の地盤内震動分布に及ぼす影響，第6回日本地震工学シンポジウム(1982)講演集，pp.425～432，1982年12月。
- 9) 山田善一・野田 茂・上松英司：地盤構成が表面波の分散特性に及ぼす影響，土木学会論文報告集，第335号，pp.31～40，1983年7月。
- 10) 山田善一・野田 茂：表面波による相対地盤震動を推定するための理論的な試み，土木学会論文報告集，第375号，pp.41～50，1983年7月。
- 11) 山田善一・野田 茂・大脇 崇：震源モデルを用いた断層近傍での地震動のシミュレーション，日本鋼構造協会第17回大会研究集会マトリックス解析法研究発表論文集，pp.333～338，昭和58年7月。
- 12) 工藤一嘉・坂上 実：日本海中部地震による新潟での石油溢流について(1)(2)，地震学会講演予稿集，昭和58年度秋季大会，No.2，pp.42～43，昭和58年9月。
- 13) Aki, K., and P.G.Richards : Chapt.7 Surface waves in a vertically heterogeneous medium, in Quantitative Seismology Theory and Methods, Vol.I, W.H.Freeman Company, 1980.
- 14) Schwab, F. A., and L.Kropoff : Fast surface wave and free mode computations, Methods in Computational Physics, Vol. II, Edited by Bolt, B. A., pp.87～180, Academic Press, 1972.
- 15) Takeuchi, H., and M. Saito : Seismic surface waves, Methods in Computational Physics, Vol. II, Edited by Bolt, B. A., pp.217～295, Academic Press, 1972.
- 16) Harkrider, D. G. : The perturbation of Love wave spectra, B. S. S. A., Vol. 58, No. 3, pp. 861～880, June 1968.
- 17) Harkrider, D. G. : Surface waves in multilayered elastic media, B. S. S. A., Vol. 54, No. 2, pp. 627～679, April 1964, Part II, Vol. 60, No. 6, pp. 1937～1987, December 1970.
- 18) Tsai, Y.-B., and K. Aki : Precise focal depth determination from amplitude spectra of surface waves, J. G. R., Vol. 75, No. 29, pp. 5729～5743, October 1970.
- 19) Heaton, T. H., and D. V. Helmberger : A study of the strong ground motion of the Borrego Mountain, California, earthquake, B. S. S. A., Vol. 67, No. 2, pp. 315～330, April 1977.
- 20) Swanger, H. J., and D. M. Boore : Simulation of strong-motion displacements using surface-wave modal superposition, B. S. S. A., Vol. 68, No. 4, pp. 907～922, August 1978.
- 21) Butler, R. : Surface wave analysis of the April 1968 Borrego Mountain earthquake, B. S. S. A., Letters to the Editor, Vol. 73, No. 3, pp. 879～883, June 1983.

CHARACTERISTICS OF SURFACE WAVE MOTIONS BY FAULT DISLOCATION THEORY FOR
PREDICTING RELIABLE SEISMIC RESPONSE OF LONG-PERIOD STRUCTURES

Yoshikazu YAMADA *) and Shigeru NODA *)

Recently, engineers are primarily concerned with aseismic design of large-scale structures such as high-rise buildings, long span suspension bridges, large oil tanks and other long-period (5 to 20 sec) structures. Past experience shows that these structures are often vulnerable during great earthquakes. Therefore, it is of urgent need that more quantitative analyses should be made for disclosing the importance and characteristics of surface waves in strong ground motions.

For this purpose, displacement records of strong motion seismographs (period=6 sec and magnification=1) at 40 observatories of JMA during the 1983 Nihonkai-chubu earthquake ($M=7.7$) are investigated. For reference, the seismograms recorded at 4 stations are shown in Fig.2. In Niigata City at the distance of approximately 270 km from source, damage to oil tanks is attributed to large sloshing waves induced by surface waves. Fig.1 shows that sloshing wave height in a typical large tank (sloshing period \approx 10 sec) is as large as 4m. The freeboard height 2 m ($S_v=100$ kine) provided by the current design practice is inadequate. In Fig.3, maximum displacement seismograms (D) differ largely with epicentral distances. Maximum values show large scatters to most probable index (\bar{X}) of amplitude as shown in Fig.4. Herein, an empirical formula, $\log D_i = 0.45 \log \bar{X}_i + 0.111$ (i =No. of observatory), is obtained. These results indicate the fact that seismic response of long-period structures during a great earthquake is considerably enhanced at large cities in Japan such as Yokohama and Niigata etc.

Next, this paper attempts to point out the importance of medium and source parameters on deformation of surface wave, using the normal mode theory of the surface wave with a fault dislocation source. Several important formulas are presented to calculate the partial derivatives of phase velocity, group velocity, medium response function, eigenfunctions for displacement and stress, and amplitude spectra of Love wave with respect to medium and source parameters. The theoretical method employed here will be proved to be useful so as to examine various uncertainties in the fault rupture process and in the wave propagation medium.

At El Centro, the displacement ground motion of periods of more than several seconds generated by the 1968 Borrego Mountain earthquake can be synthesized. The parameters of crustal model beneath El Centro (Fig.6) are shown in Fig.7. The phase and group velocity curves of the model are shown in Fig.8 and medium response functions shown in Fig.9. The partial derivatives of medium response, group velocity and eigenfunctions for crustal parameters are presented in Figs.10 to 12. Macro fault parameters are presented in Table 1. Comparison is made between calculated displacement Love wave and transversely polarized long-period displacement motion at El Centro. With respect to wave-form and duration of severely shaking portion of the displacement motion, the calculated wave seems to be not significantly different with the recorded one as shown in Fig.13. Numerical results on effects of soil condition and source mechanism for wave-form of Love wave are presented in Fig.14. The crustal structure has very significant effects on wave-form and duration, especially near-surface shear velocity is more significant than density. Accordingly, as the layered crust becomes soft, the increasing tendency of the amplitude is recognized. The effect of source mechanism of a fault is somewhat more complex owing to the quality factor and rise time, but source parameters are not so sensitive to the amplitude compared with soil condition.

*) Department of Civil Engineering, Faculty of Engineering, Kyoto University