

# 地盤の震動特性評価の際の地形の影響

入 倉 孝 次 郎

## INFLUENCE OF TOPOGRAPHY TO EARTHQUAKE GROUND MOTIONS

By *Kojiro IRIKURA*

### Sinopsis

The influence of topographic features on earthquake motions at the rock outcrop was studied from examining the nature of particle motions of *P* waves. The apparent angles of *P* waves, estimated from particle motions diagrams in the vertical plane, vary in dependence of the directions of seismic arrivals.

The evaluation of the topographical effect on the motions at the point on the irregular surface was made, by applying the method studied by Aki and Lerner to calculate the scattered wave field in a layer with an irregular interface. The calculated values of the apparent angles of *P* waves' motions explain well the observed values. Some problems were discussed to obtain the input motions to the base rock from the observation at the rock outcrop.

### 1. は じ め に

沖積層や洪積層等の地表面近くの軟かい表層による地震動の増幅度特性を地震観測により直接測定するには、地盤上と同時に表層下の基盤岩内での観測が必要とされる。しかしながら基盤岩の深さが数百米以上になると地中での直接観測は容易ではない。より簡便で有効な方法は、平野部周縁の山岳部で露頭となっている岩盤上での観測から、基盤岩入射の地震動特性を推定することである。その際、岩盤露頭の地表地形は多くの場合平坦ではないため、地形による地震動の歪みの考慮が必要となる。

表面地形の地震動への効果は、理論上も観測上もその量的評価の困難さのため、地震工学上の問題として重要であるにもかかわらず、必ずしも十分な議論がなされてこなかった。最近になって1971年のサンフェルナンド地震の際に Pacoima dam site で異常に大きな加速度が記録された<sup>1)</sup>のを1つの契機に、種々の数値計算の方法が試みられるようになった<sup>2), 3), 4)</sup>。実際に観測された地震動が地形の効果をどの程度受けているかの評価は容易ではないため、それらの数値計算方法の現実の問題に対する有効性の検定は Pacoime dam の記録以外については余りなされていない。

我々は京都盆地の東の周縁部において、軟弱な地盤上と岩盤上で地震動の比較観測を行ない、地盤の表層による増幅度特性を求めてきた<sup>5)</sup>。その際表層（沖積層および洪積層からなる。）下の基盤岩への入力波のスペクトルは岩盤露頭で得られたものに等しいと仮定した。しかしながら岩盤上の観測点は山の中腹にあり、山波の波長は入力波の波長と comparavable な大きさのため、そこでの震動は当然地形の影響を受け易いと考えられる。実際岩盤上の震動について *P* 波初動の垂直面内の particle motion の方向が入射方向により系統的に変化するなど、地形効果の影響が見出されている。

本論文では地表面地形がどの程度地震動へ影響するかの評価方法を考えるために、はじめに *P* 波入射の場合について観測値と理論値の比較検討がなされる。次に表層による *S* 波の増幅度特性評価の際の地形の

影響について吟味する。

## 2. 観測点と観測方法

地震動観測がなされたのは京都盆地南部(宇治市五ヶ庄)の東の周縁部に位置するところである。観測点付近の地形図が Fig. 1 に示される。岩盤露頭上の観測点は  $O_1$ 、地盤上のそれは  $C_0$  である。 $C_0$  より西方は京都盆地が広がり、一方  $O_1$  より東方はさきど高くない連峰となっている。この附近の山塊は南北に走っており、地形は東西方向に変化が大きい。Fig. 1 の  $L_1, L_2, L_3$  および  $L_4$  の測線は 500m ずつの間隔で平行

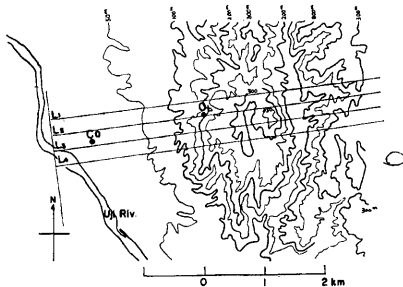


Fig. 1. Topographical map in vicinity of observational points.

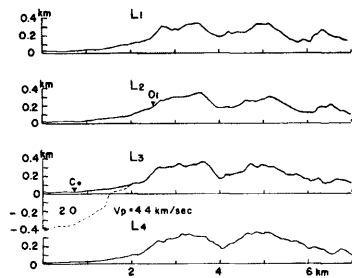


Fig. 2. Cross sections of  $L_1, L_2, L_3$  and  $L_4$  lines shown by Fig. 1.

に地図上に描かれたもので、各測線に沿った地形断面図が Fig. 2 に示される。観測点  $O_1$  近傍の地形の起伏はこれらの測線方向に変化が大きく、それに直角な方向には変化が少ないことが図より明らかである。起伏の波長は 2~3km、高さは約 0.3km となっている。 $L_3$  の測線の地形に破線で示される表層構造および速度値は爆破探査により推定されたものである<sup>6)</sup>。 $O_1$  点周辺に見られる岩盤露頭は古生層からなると報告されている。この地域一帯の岩盤の速度に関しては、 $O_1$  点より南南東方向約 4km の天ヶ瀬地殻変動観測所に設置された地震波観測点で、採石発破などを利用して、 $P$  法の速度は 4.66km/sec、 $S$  波のそれは 2.58 km/sec と推定されている<sup>7)</sup>。この  $P$  波速度は  $C_0$  点周辺の爆破探査により得られた基盤岩の  $P$  波速度 4.4km/sec と若干異なるが、解析精度を考えると、その差を議論することはできない。後の解析では基盤岩は一様と考える。

地震波観測は固有周期 1 秒の速度型換振器 ( $h=0.64, 3.0$  volt/kine)、直流増幅器 (増幅度は岩盤上  $O_1$  点で 50 倍、 $C_0$  点で 20 倍)、磁気ドラムによる遅延装置 (遅延時間 30 sec) およびアナログデータレコーダー (4 チャンネル 2 台) からなる自動記録装置によりなされた。データレコーダーに収録された地震波記録は 10 Hz の low pass filter を通した後、50 Hz のサンプリングでデジタル量に変換された。観測システムの詳細および計器特性は Irikura and Akamatsu (1974)<sup>8)</sup> により報告されている。

## 3. 観測データからの地形効果の評価

地盤の表層構造による地震動の増幅度特性を求めるには、表層下の基盤岩への入射波の特性を知る必要がある。基盤岩の震動を露頭となっている岩盤での観測から推定するには、表面地形による地震動の歪みの吟味が必要とされる。実際に観測された地震動から地形効果をどの程度受けているか求めるには、地形効果の少ない地点との比較が必要だが、これは極めて困難である。たとえ岩盤上の別の地点で観測しても、それぞれの地点で異なった地形効果を受けることになる。ここでは  $P$  波初動の particle motion の性質を調べるこ

とにより、1点の観測でも地形による震動効果の評価の可能な方法を考える。この方法は Phinney が  $P$  波部分に関する垂直成分と radial 成分の spectral ratio より crust の構造の推定を行なった方法<sup>9)</sup> に似ている。地形による  $P$  波震動効果を吟味するために、 $P$  波の垂直成分と水平成分の比で決定される見かけ入射角の入射方向による変化と地形の関係を調べる。見かけ入射角は、(1)震央距離と震源の深さ、(2)伝播経路の地下構造、および、(3)表面地形、によって変化する。従って震央距離や震源の深さが余り変化しない種々の方向からの地震波を選び、伝播経路の地下構造の水平方向の変化は余り大きくないと考えられるなら、到来方向による見かけ入射角の変化が地形と関係づけられる。

京都周辺には阿武山地震観測所の微小地震観測網があり、その各観測点で得られた  $P$  波の定時から見かけ速度を求めることにより、先に挙げた(1)と(2)の原因による入射角への影響程度を確かめることができる。本論文で主として  $15 \text{ sec} > t_{S-P} > 8 \text{ sec}$  で、crust に震源を有する浅発地震からの地震波が解析に用いられている。その観測網で得られる  $P$  波の見かけ速度は  $5.8 \sim 6.2 \text{ km/sec}$  で、到来方向による変化は顕著ではない。 $P$  波の平均速度を  $5 \text{ km/sec}$  とする入射角は  $30^\circ \sim 35^\circ$  となる。

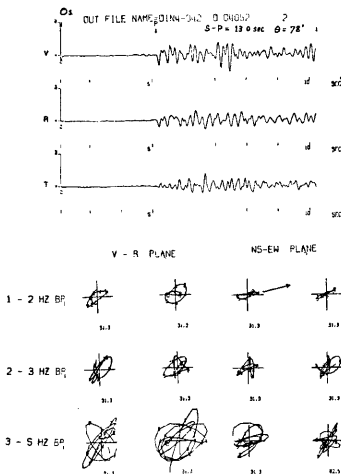


Fig. 3. Seismograms and particle motions of  $P$  waves' motions at the rock site ( $O_1$ ) from the earthquake  $\theta_0 = 78^\circ$  and  $t_{S-P} = 13.0 \text{ sec}$ .

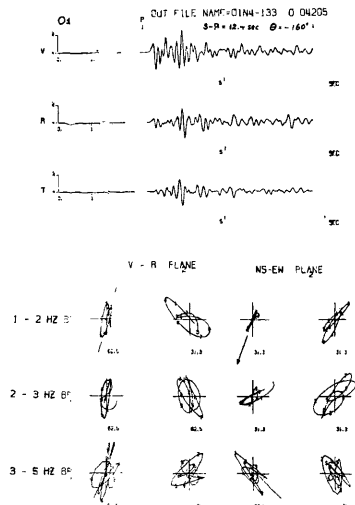


Fig. 4. Seismograms and particle motions of  $P$  waves' motions at the rock site ( $O_1$ ) from the earthquake,  $\theta_0 = 160^\circ$  and  $t_{S-P} = 12.4 \text{ sec}$ .

岩盤上  $O_1$  点で観測された地震動記録の例と、種々の周波数帯域の filter を通した波形の particle motion diagrams が Fig. 3 と Fig. 4 に示される。図中に示された矢印方向が震央方位を指している。Fig. 3 に示される地震番号 4-042 の地震波は山側から、一方 Fig. 4 に示される地震番号 4-133 は盆地側からのものである。見かけ入射角を示す垂直面内の particle motions の方向は山側からの地震波 (Fig. 3) については約  $35^\circ$  前後であるのに対し、盆地側からの地震波 (Fig. 4) については約  $20^\circ$  と小さくなっている。種々の方向からの地震波について、 $5 \text{ Hz}$  以下の low pass filter を通した記録の垂直面内の particle motion の方向より決定された見かけ入射角が震央方向の関数として Fig. 5 に示される。白丸は  $S-P$

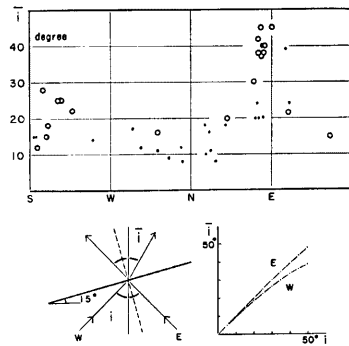


Fig. 5. Upper; azimuthal variation of apparent angles of incidence determined from particle motions of  $P$  waves in the vertical plane. Open circles and solid circles show apparent angles of incidence from events of  $15 > t_{S-P} > 8$  sec and from events of  $t_{S-P} < 8$  sec, respectively.

Lower; effects of slope of rock surface to apparent angles of incidence calculated from half space model with dipping surface.  $i$ : true incident angles,  $\bar{i}$ : apparent angles of incidence. Dip angle of slope of rock surface is assumed to be  $15^\circ$ .

time が 8 sec から 15 sec までの地震波で、黒丸は 8 sec 以下のものである。ここで解析に用いた地震は全て crust 内の浅い震源のもので、 $8 \text{ sec} < t_{S-P} < 15 \text{ sec}$  の地震波では震源の深さの違いによる入射角の変化は小さいと考えられる。Fig. 5 で北西～南西に向けた西方向からの地震波の見かけ入射角は  $30^\circ \sim 45^\circ$  と大きくなっている。この観測点 ( $O_1$ ) は Fig. 1 に示される如く、東から西へ傾く斜面上にある。地盤地表の傾角を  $15^\circ$ 、 $P$  波速度の比を 2 と仮定して、ray 入射に対する真の入射角と見かけ入射角の関係が Fig. 5 の下図に示される。 $P$  波が  $30^\circ$  で西方向から入射の時、見かけ入射角は  $27^\circ$ 、東方向から入射の時、それは  $30^\circ$  になっている。同じ角度で入射しても、到来方向により見かけ入射角が変化している。これは観測値の傾向に一致しているが、変化の値は小さい。この計算は無限に長い斜面を仮定しており、入射波の波長が地形の長さ比し十分小さい時に有効である。しかしながら基盤岩の  $P$  波速度は  $4.4 \sim 4.6 \text{ km/sec}$  であるので、 $2 \sim 3 \text{ Hz}$  の  $P$  波による震動の波長は  $1.5 \sim 2.3 \text{ km/sec}$  になり、この波長はこの地域の山の起伏の波長と comparable order である。それ故観測値と理論値を比較するには地形による scattering 波の効果も考慮する必要がある。

#### 4. 地形による震動効果

##### 4.1 数値計算の方法

地震波の irregular interface による scattering wave field の数値計算の方法に関しては、Aki and Larner (1971) により practical な近似計算の方法<sup>10)</sup>が導かれている。Bouchon (1973) はこの方法を地表面の irregularity の問題に応用した。ここでは Bouchon のとった手法と同様の計算方法を用いて地震面地形による震動効果の量的な評価方法を検討する。

地表面地形が  $z = h(x)$  で表示される 2次元の一般的な half space を考える。入射する平面  $P$  波は  $x-z$  面内を伝播するとする。地表面震動は入射波と散乱波の和で表わされる。wave potential  $\phi$ ,  $\psi$  を用いて表示すると、

$$\phi(x, z, k) = A_1^0(k_0) \cdot \exp[i(k_0 x - \nu_0 z)] + \int_{-\infty}^{\infty} A_1(k) \cdot \exp[i(kx + \nu z)] dk$$

$$\phi(x, z, k) = \int_{-\infty}^{\infty} A_2(k) \cdot \exp[i(kx + \nu'z)] dk \dots\dots\dots (1)$$

ここで両式共  $\exp(-i\omega t)$  が省略されている。

$x$  および  $z$  方向の変位  $u_x$  および  $U_x$  は

$$\begin{aligned} U_x &= \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ U_z &= \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

で与えられる。

これらの式で、 $k_0$  および  $\nu_0$  は入射  $P$  波の  $x$  方向および  $z$  方向の波数であり、そして  $\nu_0, \nu$  および  $\nu'$  は

$$\begin{aligned} \nu_0 &= (\omega^2/v_P^2 - k_0^2)^{\frac{1}{2}} = (\omega/v_P) \cdot \cos\theta_0 \\ \nu &= (\omega^2/v_P^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} \\ \nu' &= (\omega^2/v_S^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

で与えられる。 $v_P$  および  $v_S$  は half space の  $P$  波および  $S$  波の速度、 $\theta_0$  は入射角である。

地表面に対して法線方向を  $n$ 、接線方向を  $t$  とする。 $(x, z)$  面での stress tensor を  $\tau_{xx}, \tau_{zz}$  および  $\tau_{xz}$  で表わされるとすると、法線方向および接線方向の stress tensor  $\tau_{nn}$  と  $\tau_{nt}$  は、

$$\begin{aligned} \tau_{nn} &= \frac{\tau_{zz} + (h')^2 \cdot \tau_{xx} - 2h' \cdot \tau_{xz}}{1 + (h')^2} \\ \tau_{nt} &= \frac{h' \cdot (\tau_{xz} - \tau_{zz}) + [1 - (h')^2] \cdot \tau_{xx}}{1 + (h')^2} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここで  $h' = dh(x)/dx$  であり、 $\tau_{xx}, \tau_{zz}$  および  $\tau_{xz}$  は

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ \tau_{zz} &= \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ \tau_{xz} &= \mu \left( \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

である。

境界条件は地表面での stress tensor が 0、すなわち  $z = h(x)$  において、

$$\begin{aligned} \tau_{nn} &= 0 \\ \tau_{nt} &= 0 \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

で与えられる。

(1), (2), (3), (4), (5) および (6) 式により、

$$\int_{-\infty}^{\infty} J_{pq}(x, k) \cdot A_q(k) \cdot \exp(ikx) dk = H_p(x, k_0) \cdot \exp(ik_0x) \dots\dots\dots (7)$$

の形で与えられる matrix integral equation を得る。ここで  $J_{pq}$  および  $H_p$  は次の式で示されるものである。

$$\begin{aligned} J_{11}(x, k) &= \{ -[\lambda k^2 + (\lambda + 2\mu)\nu^2] - h'[(\lambda + 2\mu)k^2 + \lambda\nu^2] + 2h' \cdot (2\mu k\nu) \} \cdot \exp[i\nu h(x)] \\ J_{12}(x, k) &= [ - (1 - h'^2) \cdot (2\mu k\nu') - 2h'\mu(-k^2 + \nu'^2) ] \cdot \exp[i\nu' h(x)] \\ J_{21}(x, k) &= [ 2h'\mu(-k^2 + \nu^2) + (1 - h'^2)(2\mu k\nu) ] \cdot \exp[i\nu h(x)] \\ J_{22}(x, k) &= [ 2h'(2\mu k\nu') - \mu(1 - h')(-k^2 + \nu'^2) ] \cdot \exp[i\nu' h(x)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_1(x) &= \{[\lambda k_0^2 + (\lambda + 2\mu)\nu_0^2] + h'^2[(\lambda + 2\mu)k_0^2 + \lambda\nu_0^2] + 2h'(2\mu k_0\nu_0)\} \cdot \exp[-i\nu_0 h(x)] \\
 H_2(x) &= [-2h'\mu(-k_0^2 + \nu_0^2) + (1-h'^2) \cdot (2\mu k_0\nu_0)] \cdot \exp[-i\nu_0 h(x)] \dots\dots\dots (8)
 \end{aligned}$$

地表面の形状の周期性を仮定することにより、Aki and Larner によってなされた同様の式の展開を行ない、さらに無限積分を有限積分で近似すると、(7)式は

$$\sum_{n=-N}^N J_{pq}^n(x) \cdot A_q^n \exp(2\pi i n x / L) = H_p(x, k_0) \dots\dots\dots (9)$$

の形に置き換えられる。ここで  $L$  は周期的地形の波長、

$$\begin{aligned}
 J_{pq}^n &= J_{pq}(x, k_n) \\
 A_q^n &= A_q(k_n) \cdot \Delta k_n \\
 k_n &= k_0 + 2\pi n / L \\
 \Delta k_n &= 2\pi / L \dots\dots\dots (10)
 \end{aligned}$$

である。(9)式の両辺に  $(1/L) \cdot \exp(-2\pi i m x / L)$  を乗じ、 $0 < x < L$  の区間で積分することによって、(9)式は  $4N+2$  元の斉次連立方程式で表わされる。

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=-N}^N J_{pq}^n A_q^n &= H_p(k_0) \\
 J_{pq}^n &= (1/L) \int_0^L J_{pq}(x) \exp[2\pi i (n-m)x / L] dx \\
 H_p^m &= (1/L) \int_0^L H_p(x, k_0) \exp(-2\pi i m x / L) dx \dots\dots\dots (11)
 \end{aligned}$$

SV 入射に対しては、potential  $\phi$ ,  $\psi$  が

$$\begin{aligned}
 \phi(x, z, k) &= A_2^0(k_0) \exp[i(k_0 x - \nu_0' z)] + \int_{-\infty}^{\infty} A_2(k) \exp[i(kx + \nu' z)] dk \\
 \phi(x, z, k) &= \int_{-\infty}^{\infty} A_2(k) \exp[i(kx + \nu z)] dk \dots\dots\dots (12)
 \end{aligned}$$

で与えられる。ここで  $\nu_0' = (\omega^2/\nu_s^2 - k_0^2)^{1/2}$ 。連立方程式の係数を与える  $J_{pq}(x, k)$  は(8)式に同じである。 $H_1(x)$  と  $H_2(x)$  は、

$$\begin{aligned}
 H_1(x) &= [-(1-h'^2)(2\mu k_0\nu_0') + 2h'\mu(-k_0^2 + \nu_0'^2)] \exp[-i\nu_0' h(x)] \\
 H_2(x) &= [2h'(2\mu k_0\nu_0') + \mu(1-h'^2)(-k_0^2 + \nu_0'^2)] \exp[-i\nu_0' h(x)] \dots\dots\dots (13)
 \end{aligned}$$

となる。

SH 波入射の場合、地表面震動  $U_y$  は、 $\exp(-i\omega t)$  を省略して、次式で与えられる。

$$U_y = A_3^0(k_0) \exp(ik_0 x - i\nu_0' z) + \int_{-\infty}^{\infty} A_3(k) \cdot \exp(ikx + i\nu' z) dk \dots\dots\dots (14)$$

境界条件は、地表面での stress が 0 であるから、

$$\frac{\partial u_y}{\partial n} = n_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + n_z \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。ここで  $n_x$  および  $n_z$  は

$$\begin{aligned}
 n_x &= -h' / (1+h'^2)^{1/2} \\
 n_z &= 1 / (1+h'^2)^{1/2} \dots\dots\dots (16)
 \end{aligned}$$

である。(14)式を(15)式に代入することにより、

$$\int_{-\infty}^{\infty} (kn_x + \nu n_z) A_3(k) \exp[ikx + i\nu' h(x)] dk = (ik_0 n_x - i\nu_0 n_z) A_3^0(k_0) \exp[ik_0 x - i\nu_0 h(x)] \dots (17)$$

の積分方程式を得る。上の方程式は先に述べた同様の展開で Fourier 変換の形で与えられる  $2N+1$  元の齊次方程式に近似的に置き換えられる。

この数値計算上の error には、Aki and Lerner によっても詳細に検討されているように、irregular surface 近傍の wave field の定義の不完全さ (Rayleigh ansatz error) による本質的な error と、無限積分で表示される方程式を有限積分で近似することによる truncation error がある。これらの error の大きさは irregularity の形状や規模、入射波の波長、入射角等に依存して変化する。計算結果の中で本質的な error と truncation error を分離した評価は不可能である。ここでは計算精度の吟味として、(1) residual stress の評価および (2) energy 保存の評価を行なう。

residual stress は、波数領域で与えられた  $4N+2$  元の連立方程式、(9) 式を解くことにより得られた近似解  $A_q^{(n)}$  を用いて、次式で再評価される。

$$\begin{aligned} \tau_{nn}(k_0, x) &= \sum_{n=-N}^N [A_n^{(1)} \cdot I_{11}(k_n, x) + A_n^{(2)} \cdot I_{12}(k_n, x)] \cdot e^{ik_n x} - H_1(k_0, x) \cdot e^{ik_0 x} \\ \tau_{nz}(k_0, x) &= \sum_{n=-N}^N [A_n^{(1)} \cdot J_{21}(k_n, x) + A_n^{(2)} \cdot J_{22}(k_n, x)] \cdot e^{ik_n x} - H_2(k_0, x) \cdot e^{ik_0 x} \dots \dots (18) \end{aligned}$$

入射波の potential は、周波数の関数として、すなわち  $\phi_0 = e^{-i\omega t}$  の形で与えられている。従って伝播面に平行な面に対する stress  $\tau_0$  は、

$$\tau_0 = (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{\partial^2 \phi_0}{\nu \rho^2 \partial t^2} = \rho \omega^2$$

で表わされる。そこで dimensionless の residual stress は  $\tau_{nn}/\tau_0$  および  $\tau_{nz}/\tau_0$  で評価される。

energy の保存は次の様な関係式で吟味される。irregular な地表面の最深点を  $z=0$  として、 $z=0$  面の unit area における energy の time averaged net flux を考える。入射波および反射波の energy flux  $E_0$  および  $E_r$  は、 $P$  波入射の場合、

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{2} \rho [(\dot{u}^p_{x0})^2 + (\dot{u}^p_{z0})^2] \cdot \cos \theta_0 \cdot \nu_p = \frac{1}{2} \rho \omega^2 (k_0^2 + \nu_0^2) \cdot \cos \theta_0 \cdot \nu_p \\ E_r &= \frac{1}{2} \rho \{ \nu_p \sum_n [(\dot{u}^p_{xn})^2 + (\dot{u}^p_{zn})^2] \cdot \cos \theta_n^p + \nu_s \sum_n [(\dot{u}^s_{xn})^2 + (\dot{u}^s_{zn})^2] \} \dots \dots \dots (19) \end{aligned}$$

で与えられる。energy 保存則の error  $\delta$  は、

$$\delta = 1 - E_r/E_0$$

で表わされる。ここで  $\theta_n^p$  および  $\theta_n^s$  は地表面から反射される  $P$  波および  $S$  波の  $n$ -th order の散乱波の伝播方向で、垂直方向からの角度で示される。散乱波の波数とその伝播方向の関係は  $\nu_n = (\omega/\nu_p) \cos \theta_n^p$  および  $\nu_n' = (\omega/\nu_s) \cos \theta_n^s$  で与えられる。 $\theta_n^p$  および  $\theta_n^s$  は実数で求められるには、 $\omega$ ,  $\nu_n$  および  $\nu_n'$  が実数でなければならない。 $\omega$  が実数とした時、 $\nu_n$  および  $\nu_n'$  は  $|k_n| > \omega/\nu_p$  および  $|k_n| > \omega/\nu_s$  でそれぞれ虚数になる。 $\nu_n$  や  $\nu_n'$  が虚数として表わされる散乱波は inhomogeneous waves, すなわち表面から十分離れた所では減衰して急激に小さくなる波である。そこで十分な深さでの energy 保存を考える時には、 $E_r$  を求めるための summation の範囲は散乱  $P$  波に関しては  $|k_n| < \omega/\nu_p$ , および散乱  $S$  波に関しては  $|k_n| < \omega/\nu_s$  に限ってもよい。ここでは以上述べた方法で  $\delta$  を計算し精度の吟味を行なった。

4.2. 数値計算結果

はじめに地形として cosine 型の山を考え、 $P$  波が任意の角度で地表に入射した時の地形による震動効果を計算する。山の最大の高さを  $h_0$ , 山の幅を  $W$  とし、 $h_0 = W/10$  とする。入射角を  $30^\circ$  とした時の計算例

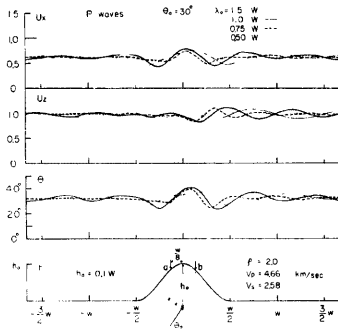


Fig. 6. Amplitude of surface motions for P waves of different wave-lengths incident on a cosine-shaped ridge.

につれて若干計算精度が悪くなるが、 $\lambda=0.5$ の時、 $\delta=0.067$ で、計算精度は十分と考えられる。

実際に地震動観測が行なわれた  $O_1$  点付近の地形をモデル化して計算した例が Fig. 7 に示される。現実の地形に含まれる短い波長の形状変化は、高次の散乱波を truncate することによって近似的な有限の連立方程式(11式)を作るために、計算精度を低下させる原因となる。そこでここでは地形の形状は running mean をとることにより滑らかにする操作がほどこされた。Fig. 7 の P 波の震動分布は地形の複雑さを反映して、複雑に変化しているが、観測点  $O_1$  付近では入射方向によりその震動効果に一定の傾向がみられる。図をみやすくするために、Fig. 8 に  $O_1$  点での地形効果の周波数特性が  $30^\circ$  入射 (盆地側からの入射に対応) の場

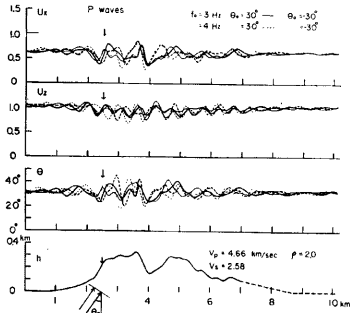


Fig. 7. Amplitude of surface motions for P waves of different frequencies incident from different directions,  $\theta_0=30^\circ$  and  $\theta_0=-30^\circ$ , on real topography in vicinity of the rock site,  $\theta_1$ .

が、Fig. 6 に示される。振幅は、地表面が水平である時の垂直成分を 1 とし、それに対する比で示される。図から明らかな如く、入射波の波長が  $W$  に comparable の時、入射側の登り斜面と、反対側の下り斜面での P 波による震動の水平方向の変化は顕著である。P 波の見かけ入射角  $\theta(\tan^{-1}u_z/u_x)$  は、入射側の a 点では水平面入射の場合の見かけ入射角に比し、より小さく、反対側の b 点ではより大きくなっている。地形の影響は垂直震動  $U_z$  より水平震動  $U_x$  による大きく現われる。計算の際のパラメーターとして、散乱波の order number  $N$  は 25, truncation による影響を smoothing するために、複素周波数  $\omega$ , すなわち  $\omega=\omega_R(1+i\epsilon)$ ,  $\epsilon=0.1$ , が用いられている。energy の保存の error  $\delta$  は、 $\lambda=1.0$  の時、 $\delta=0.039$  で、波長が短くなる

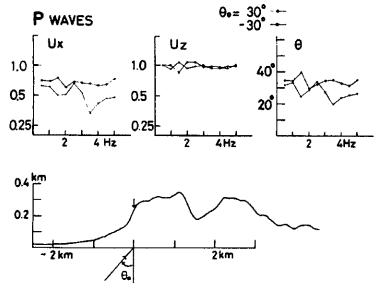


Fig. 8. Amplitude-frequency characteristics of surface motions at the rock site,  $\theta_1$ , for P waves incident from different directions,  $\theta_0=30^\circ$  and  $\theta_0=-30^\circ$ .

合と  $-30^\circ$  入射 (山側入射に対応) の場合について比較される。垂直震動  $U_z$  は入射方向により余り変化しないが、水平震動  $U_x$  は  $\theta_0=30^\circ$ , すなわち盆地側入射の場合に小さくなる傾向がある。従って盆地側からの入射の場合 ( $\theta_0=30^\circ$ ) の見かけ入射角は山側からの入射の場合 ( $\theta_0=-30^\circ$ ) のそれより小さくなる。この



傾向は  $3\sim 5\text{Hz}$  の周波数範囲で時に顕著になり、すなわち、見かけ入射角は、 $\theta_0=30^\circ$  の時、 $24^\circ\sim 28^\circ$  であるのに対し、 $\theta_0=-30^\circ$  の時、 $33^\circ\sim 35^\circ$  になっている。この数値計算結果は図に示された観測値の傾向によく一致している。数値そのものは観測値と必ずしも一致しないが、これは方程式の近似方法、地形モデルの単純化、弾性常数の決定など種々の問題があり、この程度でも極めてよい一致と考えられる。

以上述べたように  $O_1$  点で観測される地震動は地形の影響を受けていることは明らかである。そこで次に  $S$  波による震動に対して、どの程度の地形効果を考えるべきかを検討する。 $SV$  波入射に対する地形効果が盆地側からの入射の場合について **Fig. 9** に、山側からの入射の場合について **Fig. 10** に示される。振幅は、

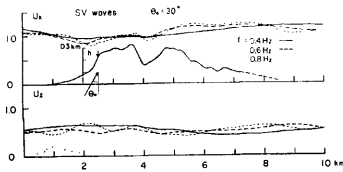


Fig. 9. Amplitude of surface motions due to  $SV$  waves of different frequencies for the angles of incidence,  $\theta_0=30^\circ$ , on real topography in vicinity of the rock site,  $O_1$ .

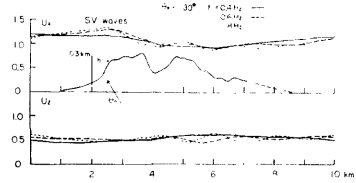


Fig. 10. Amplitude of surface motions due to  $SV$  waves of different frequencies for the angle of incidence,  $\theta_0=30^\circ$ , on real topography in vicinity of the rock site,  $O_1$ .

flat な表面に入射した時の水平成分を 1 として、その比で示される。盆地側 ( $\theta=30^\circ$ ) からの  $SV$  波入射の場合、 $O_1$  点では水平成分  $U_x$  は flat な平面への入射のそれに比し小さくなるが、一方山側から入射の場合は全く逆の傾向を示す。 $SH$  波入射の場合についての計算結果が **Fig. 11** に示される。 $SH$  波に対する表面効果の傾向は  $SV$  波の水平成分  $U_x$  の場合に似ているが、入射方向による振幅変化は  $SV$  波に比して小さい。 $O_1$  点での  $SH$  および  $SV$  の地形効果の周波数-振幅関係が **Fig. 12** にまとめられる。

地盤と岩盤の地震動スペクトルの比より、地盤による増幅度を求める時、地盤での震動特性は方向による変化がないと仮定すると、 $SH$  波の場合、山側からの入射に対しては、 $0.5\sim 0.8\text{Hz}$  の周波数で増幅効果は

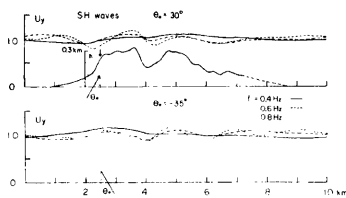


Fig. 11. Amplitude of surface motions due to  $SH$  waves of different frequencies for the angles of incidence,  $\theta_0=30^\circ$  and  $\theta_0=-30^\circ$ , on real topography in vicinity of the rock site,  $O_1$ .

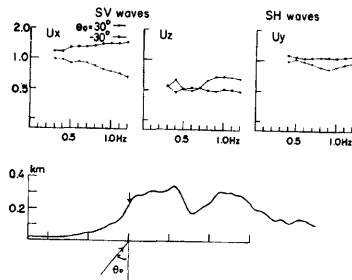


Fig. 12. Amplitude-frequency characteristics of surface motions at the rock site,  $O_1$ , for  $SV$  and  $SH$  waves incident from different directions,  $\theta_0=30^\circ$  and  $\theta_0=-30^\circ$ .

5~8%小さく見積られることになるが、一方地盤からの入射に対しては0.5Hzで3%小さく見積られ、0.6~0.8Hzで2~13%大きく見積られる。方向による振幅変化は高々20%程度に過ぎない。SV波の水平成分を考えると、山側入射に対して増幅効果は30~35%小さく見積られ、一方盆地側入射に対しては7~15%大きく見積られることになり、地形による影響は若干大きく現われる。

### 5. 岩盤と地盤での地震動の比較

岩盤上  $O_1$  点と地盤上  $C_0$  点で同時観測された地震動スペクトルが Fig. 13 と Fig. 14 に比較される。解析に用いた地震波は、S-P time は14~25 sec (震央距離にして100~200km)。震源は crust 内で浅く、そのマグニチュードは3.5~4.6である。S波部分の水平震動が、震央方向に対し、radial 成分と transverse 成分に座標変換された後、フーリエ変換された。 $\sqrt{E_S}$  は  $\sqrt{R^2+T^2}$  で定義される。2地点間のスペクトルの比がそのぞれ下図に示されている。

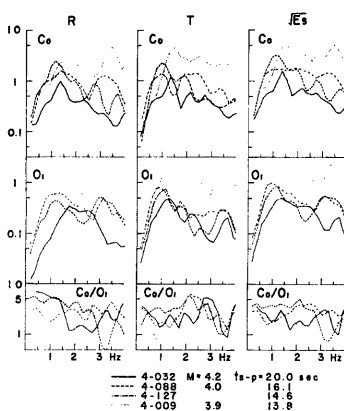


Fig. 13. Fourier spectra of radial components and transverse ones of S parts and square roots of energy spectra,  $\sqrt{E_S} = \sqrt{R^2 + T^2}$ , of seismic waves arriving from the west side.

Window length for computation of spectra is 5.12 sec.

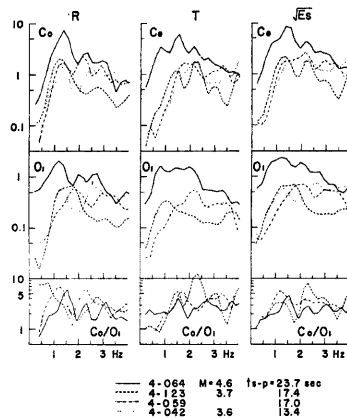


Fig. 14. Fourier spectra of radial components and transverse ones of S parts and  $\sqrt{E_S}$  of seismic waves arriving from the east side.

P波初動の particle motions の性質の吟味より、岩盤上の観測点では震央方向と水平面内の particle motions の方向は一定のずれはあるが比較的対応するが、地盤上の点ではそれらの対応はより悪くなる。そこで2地点間の比より表層による増幅特性を求めるとき、SV波とSH波成分に分離し、対応させて解析に用いるのは困難である。むしろSH波とSV波成分が共に含まれる $\sqrt{E_S}$ 成分の比より増幅度を求めるのが最もエラーが少ない方法と考えられる。

$C_0$ 点と $O_1$ 点のS波震動のスペクトル比をみると、西側(盆地側)から入射する地震波の場合(Fig. 13), 0.5Hz付近に顕著なピークがあるのに、東側(山側)から入射の場合(Fig. 14), その周波数付近にピークはない。入射方向によるスペクトル比の違いの原因として、(1) $O_1$ 点での地形効果と、(2) $C_0$ 点下の表層の水平変化による効果、の2つが考えられる。(1)については、前章で述べた様に、1Hz以下の周波数範囲でスペクトル比は、東側入射の場合は若干小さく(SH波については-5~-8%, SV波については-30~-35%)

見積られ、西側入射の場合は若干大きく ( $SH$  波については  $-3\sim 13\%$ ,  $SV$  波については  $7\sim 15\%$ ) 見積られる。従って Fig. 13 (西側入射) でスペクトル比  $C_0/O_1$  の  $R$  成分や  $\sqrt{E_s}$  成分が  $1\text{Hz}$  以下の周波数範囲で大きな値を示し、一方 Fig. 14 (東側入射) のそれらは、同様の周波数範囲で小さい値 ( $R$  成分で例外が 1 つあるが、これは低周波数域の振幅が他の地震動に比し小さく、解析精度が落ちる。) を示すのは、 $O_1$  点での地形効果が一部寄与していると考えられる。しかしながらこの程度の入射方向による振幅変化では、Fig. 13 と Fig. 14 に見られるピーク周波数の顕著な変化は説明されない。それ故表層構造の水平方向の変化が  $S$  波の増幅特性に大きく影響していると考えられる。この問題については傾斜構造地盤と考えた場合について昨年<sup>5)</sup>の年報で報告されている<sup>5)</sup>。

おわりにこの論文の準備において多くの御協力をいただいた京都大学防災研究所、赤松純平氏に深く感謝する。また観測に御協力下さった西正男技官、小林年夫技官に心から御礼申し上げる。

なおデータ処理には京都大学防災科学資料センター FACOM 230-25 を使用した。数値計算には京都大学大型計算機 FACOM 230-75 を使用した。本研究の費用の一部は文部省災害科学特別研究費による。

#### 参 考 文 献

- 1) Trifunac, M. D. and G. E. Hudson : Analysis of the Pacoima Dam accelerogram—San Fernando, California, earthquake of 1971, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 157, 1971, pp. 1393-1411.
- 2) Bouchon, M : Effect of Topography on Surface Motion, Bull. Seism. Soc. Am, Vol. 63, 1973, pp. 615-632.
- 3) Boore, D. M : The Effect of Simple Topography on Seismic Waves, Bull. Seism. Soc. Am, Vol. 63, 1973, pp. 1603-1609.
- 4) Wong, H. L. and P. C. Jennings : Effects of Canyon Topography on Strong Ground Motion, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 65, 1975, pp. 1239-1257.
- 5) 入倉孝次郎：傾斜構造を有する地盤の震動特性，京都大学防災研究年報，第19号B，1977，pp. 39-57.
- 6) 孤崎長琅・後藤典俊・岩崎好規：地震波探査からみた京都盆地南部の地下構造とこれに関連した地震工学上の若干の問題，京都大学防災研究所年報，第14号A，1971，pp. 203-205.
- 7) 赤松純平・古沢 保・入倉孝次郎：天ヶ瀬地殻変動観測所で観測される局所地震の  $S$  波の性質について，京都大学防災研究所年報，第18号B，1975，pp. 11-21.
- 8) Irikura, K and J. Akamatsu : Earthquake Motions Observed on Ground and Rock, Bull. Disast. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ., Vol. 25, 1974, pp. 263-280.
- 9) Phinney, R. A. : Structure of the Earth's Crust from Spectral Behavior of Long-Period Body Waves, J. Geophys. Res., Vol. 69, 1964, pp. 2997-3108.
- 10) Aki, K and K. L. Larner : Surface Motion of a Layered Medium Having an Irregular Interface due to Incident Plane SH waves, J. Geophys. Res., Vol. 75, 1970, pp. 933-954.