

# 1979 Imperial Valley 地震による震源近傍での 地盤変動の評価\*

## EVALUATION OF GROUND MOTIONS IN NEAR-SOURCE REGION DURING THE 1979 IMPERIAL VALLEY EARTHQUAKE

山田 善一\*\*・野田 茂\*\*\*・大脇 崇\*\*\*\*

By Yoshikazu YAMADA, Shigeru NODA and Takashi CHWAKI

The object of this paper is twofold: (1) To produce synthetic ground motions at near-source region using fault dislocation theory, and (2) To present a simplified method for ground strain estimation. The records of the 1978 Imperial Valley earthquake are used. Nonuniform slip on fault is considered by the three point source model. Syntheses are compared with records and results obtained by Hartzell et al. With respect to waveform and duration, the synthesized ground motions resemble the recorded ones rather than results calculated from the uniform rupture model. Further, simple formula for estimating maximum ground strain is proposed after discussion on influence of separation distance on average and local strains, and apparent propagation velocity. In particular, the method should be useful for practical application.

### 1. 序 論

本研究では、1979年に破壊した Imperial Valley 断層に断層震源モデルを適用して、震源域近傍での地盤変動がどの程度再現できるかを試みている。また、同地震記録を用いて、ライフラインの耐震設計を考えるうえで最も重要な要素の一つである地盤ひずみの簡易推定法を検討したものである。

1979年10月15日23時16分54.5秒(現地時間)、米国 California 州の Imperial Valley 断層と Brawley 断層が、高まりくる応力に耐えきれなくなって、1979 Imperial Valley 地震 ( $M_L=6.6$ ) が発生した。U.S.G.S. ほかの強震観測により、断層近傍では多くの Array 観測記録が得られた。同地震は、近距離型地震動に対して耐震設計を実施するうえで、非常に貴重なデータをもたらしたものと考えられる。この地震観測とその解析については多くの研究者により調査報告されている(たとえば<sup>1)~10)</sup>。

\* 第17回地震工学研究発表会(1983.7)および日本鋼構造協会・第17回大会研究集会マトリックス解析法シンポジウム(1983.7)で一部発表。

\*\* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

(〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\*\* 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科(同上)

\*\*\*\* 正会員 工修 運輸省港湾局防災課技官

(〒100 千代田区霞ヶ関 2-1-3)

その結果、1940年の Imperial Valley 地震とは異なった地盤変状を生じたことが指摘された。近い将来に震源近傍の大地震記録が Array 観測によって豊富に得られることも期待できないので、この地震データを十分に活用することは耐震工学上重要であろう。

一方、工学の分野では、ライフラインのような長手構造物の入力地震動をどのように想定したらよいかという問題がある。ライフラインの解析のために地盤のひずみを実測することは、単体構造物の場合に比してなお一層難しく、いまだ確立されたものがない。地盤のひずみの推定法は耐震設計に直接取り入れられる方向にあるが、その精度については不確かな点もあると考えられる。震源近傍での地盤の変形、特にひずみは設計上興味深い。したがって、理論的方法、実記録波あるいは経験式を用いた地盤ひずみの評価法を整備することが残された課題の一つであると考えられる。

本論文では、観測例の少ない震源近傍での地盤の変形や相対変位の挙動に注目するため、この一例として1979年に破壊した Imperial Valley 断層に断層モデルを適用した。地震時における地盤の変位と速度波形の計算結果を、断層の走向と直角方向における Array 観測の実測波形と比較し、地盤変動が断層モデルによってどの程度再現できるかを検討した。ただし、本研究では、断層

に垂直な N 230° E 成分の震動を推定するため、多層地盤中で励起された SH 波と Love 波を対象とした最も基本的な断層モデルを使用した。また、震源近傍での地盤ひずみは構造物の安全性に大きな影響を与えると考えられるので、実測記録を用いて地盤ひずみを求めてみた。この結果を利用し、やや長周期の、長大・地中構造物のライフラインに作用する外力を推定する手段として、地盤ひずみの簡易推定法を提案した。

2. 地震動の合成法

(1) 速度スペクトルの表現

観測点と断層面の関係を Fig. 1 に示す。いま、傾斜角  $\delta$  の断層面 (長さ  $L$ , 幅  $W$ ) を  $N \times N$  等分する。深さ  $h_{ij}$  の  $P(i, j)$  要素に発生した小地震の断層面の長さを  $L_{ij}$ , 幅を  $W_{ij}$ , 地震モーメントを  $M_0^{ij}$ , 破壊伝播速度を  $V_R^{ij}$ , ライズ・タイムを  $\tau_{ij}$  とする。強震動は、S 波の重複反射波と表面波の混在したものと考え

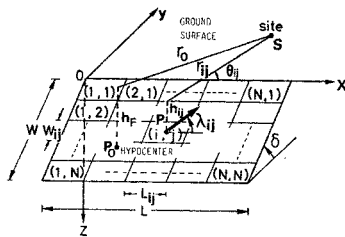


Fig. 1 Relationship between Geometry of Fault Surface and Observation Point.

られる。本研究では、断層面上での破壊伝播方向と直角方向の地盤震動に注目するため、SH 波と Love 波だけを採用した。

観測点 S での地震波動の速度成分  $\dot{u}_x(t), \dot{u}_y(t)$  への  $(i, j)$  要素の寄与を  $\dot{u}_\theta^{ij}(t)$  とする。Fig. 1 のように、各要素の中心からみた観測点の方向を、正の  $x$  軸から測って  $\theta_{ij}$  とする。震源から励起された SH 波の地表面における速度スペクトルを  $\dot{U}_\theta^{ij}(r_{ij}, \theta_{ij}, \omega)_{z=0}$  とすると、次の関係が成り立つ。

$$\begin{cases} \dot{u}_x(t) \\ \dot{u}_y(t) \end{cases} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \dot{U}_\theta^{ij}(r_{ij}, \theta_{ij}, \omega)_{z=0} \cdot e^{-i\omega T} T_d^{ij} \begin{cases} \sin \theta_{ij} \\ \cos \theta_{ij} \end{cases} e^{i\omega t} d\omega \dots (1)$$

ここで、 $i$  は虚数単位である。

式 (1) に示した  $T_d^{ij}$  は、要素  $(i, j)$  の Trigger Time を意味し、フーリエ積分における時間軸の推移に関する定理から生じている。この  $T_d^{ij}$  は以下に示した式 (2) を計算することにより得られる。

$$\sum_{k=1}^{N_{ij}} \frac{|\mathbf{x}_{ij} - \mathbf{x}_0|_k}{V_R^k} \dots (2)$$

上式は、破壊開始点  $P_0$  と  $P$  を結ぶ断層面の直線上に  $N_{ij}$  個の異なる要素があるときの、その要素内の破壊伝播時間を示す。  $|\mathbf{x}_{ij} - \mathbf{x}_0|_k, V_R^k$  は  $k$  要素に占める伝播距離、破壊伝播速度であり、 $P$  点と  $P_0$  点の位置ベクトルを  $\mathbf{x}_{ij}, \mathbf{x}_0$  としている。

Fig. 2 に示すように、 $(i, j)$  要素が半無限層を含めた多層の平行構造 (P 波速度  $\alpha_k$ , S 波速度  $\beta_k$ , 密度  $\rho_k$ , 層厚  $h_k, k=1 \sim N$ ) 内にある場合を考える。このような弾性体の内部の  $l$  点 ( $m$  層内) に衝撃的なパルスが作用したときの、地表面上のある  $l$  点での変位を求める問題は、古くから多くの人の研究の対象となってきた。ここでは、解析の容易さから、数値計算に適した Haskell<sup>(11)</sup>

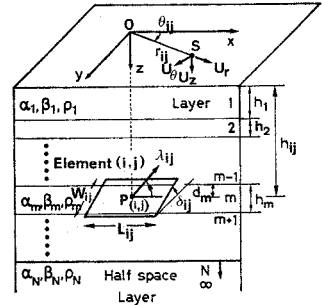


Fig. 2 Source-Observer Geometry and Crustal Structure Model.

と Hudson<sup>(12)</sup> の解を応用した。彼らの表記を任意の断層運動に適したもの書き改めれば、以下のようになる<sup>(13)</sup>。

$$\dot{U}_\theta^{ij}(r_{ij}, \theta_{ij}, \omega)_{z=0} = - \sum_{l=1}^2 \dot{U}_\theta^l(r_{ij}, \omega) R_l(T, P, \theta_{ij}) \dots (3)$$

ただし、

$$\begin{cases} \dot{U}_\theta^1(r_{ij}, \omega) = S_V^{ij}(\omega) \cdot \int_0^\infty dk [ (L_{21} - L_{11}) \cdot \{ k J_0(kr) - J_1(kr)/r \} / (4\pi\beta_m^2 F_L) ]_{ij} \\ \dot{U}_\theta^2(r_{ij}, \omega) = S_V^{ij}(\omega) \cdot \int_0^\infty dk [ (L_{22} - L_{12}) \cdot \{ k J_1(kr) - 2 J_2(kr)/r \} / (4\pi\beta_m^2 F_L) ]_{ij} \end{cases} \dots (4)$$

ここに、 $k$  は波数、 $J_n(\cdot)$  は第 1 種  $n$  次 Bessel 関数であり、 $L_{ab}, F_L$  は次項で示すファクターである。上式の  $[ ]_{ij}$  は  $(i, j)$  要素に関係した量を用いることを意味する。

なお、式 (3) と (4) は内部減衰を無視して計算している。既往の研究成果<sup>(3), (5)~(7)</sup> から、この減衰の効果はさほど大きくないことが知られている。したがって、この内部減衰を無視しても、以後の解析結果の大勢には影響ないものと考えられる。

断層面解から得られる傾斜角  $\delta_{ij}$ , すべり方向  $\lambda_{ij}$  (strike 方向からの角) を用いた主圧力軸  $\mathbf{P} = (p_1, p_2, p_3)$  と主張力軸  $\mathbf{T} = (t_1, t_2, t_3)$  から、次式が得られる<sup>(13)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} R_1(\mathbf{T}, \mathbf{P}, \theta_{ij}) &= -2(t_2 t_3 - p_2 p_3) \cos \theta_{ij} \\ &\quad + 2(t_1 t_3 - p_1 p_3) \sin \theta_{ij} \\ R_2(\mathbf{T}, \mathbf{P}, \theta_{ij}) &= -2(t_1 t_2 - p_1 p_2) \cos 2\theta_{ij} \\ &\quad - (t_2^2 - t_1^2 - p_2^2 + p_1^2) \sin 2\theta_{ij} \\ &\dots\dots\dots (5) \end{aligned} \right\}$$

一方、式(4)の  $S_V^{ij}(\omega)$  は震源の食い違い速度に関するスペクトルである。ライズ・タイム  $\tau_{ij}$  と地震モーメント  $M_0^{ij}$  を用いて、食い違い時間関数に2次関数を考えると、次式が採用できる<sup>13)</sup>。

$$S_V^{ij}(\omega) = M_0^{ij} \frac{32i}{\omega^3 \tau_{ij}^3} \cdot (1 - 2e^{-i\omega\tau_{ij}/4} + 2e^{-3i\omega\tau_{ij}/4} - e^{-i\omega\tau_{ij}}) \dots (6)$$

(2) 波数積分の具体的な解法

式(4)に示したマトリックス  $L$  の要素  $L_{ab}$  (後述の式(16)参照)、Love波の特性方程式  $F_L$  の算出および波数積分法について、以下に説明する。式(4)は一般に次式の積分で表示される<sup>14), 15)</sup>。

$$\begin{aligned} F^n(r_{ij}, \omega) &= \int_0^\infty f^n(k, \omega)_{ij} J_n(kr_{ij}) dk \quad (n=0, 1, 2) \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{k\beta_N} \{f_+^n(k, \omega)_{ij} - f_-^n(k, \omega)_{ij}\} \\ &\quad \cdot H_n^{(2)}(kr_{ij}) dk + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \{f_+^n(i\tau, \omega)_{ij} e^{-in\pi/2} \\ &\quad + f_-^n(-i\tau, \omega)_{ij} e^{in\pi/2}\} K_n(\tau r_{ij}) d\tau \\ &\quad - \pi i \sum_{x=1}^{NROOT} \text{Res } f^n(k_x, \omega)_{ij} H_n^{(2)}(k_x r_{ij}) \\ &= I_{1n}^{ij} + I_{2n}^{ij} + I_{3n}^{ij} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

上式の各項は、波数の複素平面上において、実数軸の  $[0, k\beta_N = \omega/\beta_N]$  と純虚数軸の  $[-\infty, 0]$  に関する積分、および表面波の寄与を意味する。

ここで、 $H_n^{(2)}(\cdot)$  は第2種  $n$  次 Hankel 関数、 $K_n(\cdot)$  は第2種の  $n$  次変形 Bessel 関数である。また、関数  $f$  の添字  $+$  と  $-$  は次項で示す記号を用いて、 $\text{Im } \nu_{\beta_N} > 0$ 、 $\text{Im } \nu_{\beta_N} > 0$  と  $\text{Im } \nu_{\beta_N} < 0$ 、 $\text{Im } \nu_{\beta_N} < 0$  で評価することを意味する。

a)  $I_{1n}^{ij}$  について

式(7)の第1項は、 $\omega=0$  のとき、 $I_{1n}^{ij}=0$ 、 $\omega \neq 0$  のとき、 $k = k\beta_N \sin \tau$  ( $0 \leq \tau \leq \pi/2 - \epsilon$ ) とおき、

$$I_{1n}^{ij} = k\beta_N \sum_{l=2}^M \int_{t_l}^{t_{l+1}} \{C_{ln}^{ij} + D_{ln}^{ij}(t - t_l)\} H_n^{(2)}(t) dt \dots\dots\dots (8)$$

となる。

ただし、 $r_l = (l-1)\Delta r$ 、 $\Delta r = \pi/2 M$ 、 $r_M + \Delta r = (\pi/2 - \epsilon)$ 、 $t_l = k\beta_N r_{ij} \sin \tau_l$ 、 $t_{l+1} = k\beta_N r_{ij} \sin(\tau_l + \Delta r)$  である。ここで、 $M$  は、 $0 < f = \omega/2\pi < 1$  Hz のとき 100、1 Hz  $\leq f < 5$  Hz のとき 200、 $f \geq 5$  Hz のとき 300 に設定した。また、表面波の極が波数の実数軸上での分岐点  $k = k\beta_N$  と一致する可能性を避けるために、微小パラメータ  $\epsilon = 10^{-4}$  を導入している。

式(8)において、次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} A_{ln}^{ij} &= \text{Im } f_+^n(k\beta_N \sin \tau_l, \omega)_{ij} \cos \tau_l \\ B_{ln}^{ij} &= \{\text{Im } f_+^n(k\beta_N \sin \tau_{l+1}, \omega)_{ij} \cos \tau_{l+1} \\ &\quad - \text{Im } f_+^n(k\beta_N \sin \tau_l, \omega)_{ij} \cos \tau_l\} / \Delta r \\ C_{ln}^{ij} &= i A_{ln}^{ij} / (k\beta_N r_{ij} \cos \tau_l) \\ D_{ln}^{ij} &= i B_{ln}^{ij} / (k\beta_N r_{ij} \cos \tau_l)^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

たとえば、式(4)の  $r^0$  のオーダーの項は以下のようである。

$$\text{Im } f_+^n(k, \omega)_{ij} = \begin{cases} \text{Im} \left[ \frac{L_{21} - L_{11}}{4\pi\beta_m^2 F_L} \right] k e^{X_l - X_1} \Big|_{ij}; & n=0 \\ \text{Im} \left[ \frac{k(L_{22} - L_{12})}{4\pi\beta_m^2 F_L} \right] k e^{X_l - X_1} \Big|_{ij}; & n=1 \end{cases} \dots (10)$$

ここで、 $\nu_{\beta_l} = (|k^2 - \omega^2/\beta_l^2|)^{1/2}$  とおき、 $l \neq m$  のとき  $Q_l = h_l \nu_{\beta_l}$ 、 $l=m$  のとき  $Q_m = (h_m - d_m) \nu_{\beta_m}$  とすると、

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= \sum_{l=1}^{N-1} Q_l H \left( k - \frac{\omega}{\beta_l} \right) H(Q_l - 5) \\ X_2 &= \sum_{l=m+1}^{N-1} Q_l H \left( k - \frac{\omega}{\beta_l} \right) H(Q_l - 5) \\ &\quad + Q_m H \left( k - \frac{\omega}{\beta_m} \right) H(Q_m - 5) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 $H(\cdot)$  は Heaviside の単位ステップ関数である。

式(8)の  $l$  番目 ( $l \geq 2$ ) の積分項は具体的に以下のよう求められる。 $t_{l+1} - t_l \geq \pi$  のとき、 $n=0$  に関して、

$$\begin{aligned} &(C_{l0}^{ij} - D_{l0}^{ij}) \{h(t_{l+1}) - h(t_l)\} \\ &\quad + D_{l0}^{ij} \{t_{l+1} H_1^{(2)}(t_{l+1}) - t_l H_1^{(2)}(t_l)\} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

$n=1$  に関して、

$$\begin{aligned} &-C_{l1}^{ij} \{H_0^{(2)}(t_{l+1}) - H_0^{(2)}(t_l)\} \\ &\quad + D_{l1}^{ij} \{h(t_{l+1}) - h(t_l) - (t_{l+1} - t_l) H_0^{(2)}(t_{l+1})\} \\ &\dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ただし、 $h(x) = \int_0^x H_0^{(2)}(z) dz$  である。一方、 $t_{l+1} - t_l < \pi$  のときには、

$$\frac{1}{2} \{A_{l+1,n}^{ij} H_n^{(2)}(t_{l+1}) + A_{ln}^{ij} H_n^{(2)}(t_l)\} \Delta r \dots (14)$$

また、 $l=2$  のときには、

$$\frac{1}{2} A_{2n}^{ij} H_n^{(2)}(t_2) \Delta r \dots\dots\dots (15)$$

となる。

さて、 $I_{1n}^{ij}$  の項を算定するために必要な  $L_{ab}$  と  $F_L$  は、以下のマトリックス積から求められる<sup>13)</sup>。ただし、震源は Fig. 2 のように  $m$  層内にある場合を考える。

$$\left. \begin{aligned} L &= E_N^{-1} \prod_{i=m+1}^{N-1} A_{N+m-i} (h_{N+m-i}) D_m (h_m - d_m) \\ J &= E_N^{-1} \prod_{i=1}^{N-1} A_{N-i} (h_{N-i}) \\ F_L &= J_{11} - J_{21} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 $E_N^{-1} = [E_{ij}]$ 、 $A_l(h_l) = [A_{ij}]$ 、 $D_m(h_m - d_m)$

$= [D_{ij}]$  の各マトリックスの要素は以下ようになる。  
ただし、 $k = k_{\beta N} \sin r$  である。

①  $E_{ij}$  について  $k > \omega/\beta_N, k < \omega/\beta_N, k = \omega/\beta_N$  のとき、おのおの  $E_{11}$  を、 $\rho_N \nu_{\beta N}, i\rho_N \nu_{\beta N}, 0$  とすれば、

$$E_N^{-1} = \begin{bmatrix} E_{11} & 0 \\ 0 & -1/\beta_N^2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (17)$$

②  $A_{ij}$  について  $H_I = \rho_I \beta_I^2$  とすると、 $k > \omega/\beta_I$  かつ  $Q_I > 5$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2 H_I \nu_{\beta_I} \\ H_I \nu_{\beta_I} / 2 & 1/2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (18)$$

$k > \omega/\beta_I$  かつ  $Q_I \leq 5$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} \cosh Q_I & \sinh Q_I / H_I \nu_{\beta_I} \\ H_I \nu_{\beta_I} \sinh Q_I & \cosh Q_I \end{bmatrix} \dots\dots (19)$$

$k = \omega/\beta_I$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} 1 & h_I / H_I \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (20)$$

$k < \omega/\beta_I$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} \cos Q_I & \sin Q_I / H_I \nu_{\beta_I} \\ -H_I \nu_{\beta_I} \sin Q_I & \cos Q_I \end{bmatrix} \dots\dots (21)$$

③  $D_{ij}$  について  $k > \omega/\beta_m$  かつ  $Q_m > 5$  のとき、

$$D_m(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} 1/2 \rho_m & -1/\rho_m \nu_{\beta_m} \\ \beta_m^2 \nu_{\beta_m} / 2 & -\beta_m^2 / 2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (22)$$

$k > \omega/\beta_m$  かつ  $Q_m \leq 5$  のとき、

$$D_m(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} \cosh Q_m / \rho_m & -\sinh Q_m / \rho_m \nu_{\beta_m} \\ \beta_m^2 \nu_{\beta_m} \sinh Q_m & -\beta_m^2 \cosh Q_m \end{bmatrix} \dots\dots\dots (23)$$

$k = \omega/\beta_m$  のとき、

$$D_m(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} 1/\rho_m & (d_m - h_m) / \rho_m \\ 0 & -\beta_m^2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (24)$$

$k < \omega/\beta_m$  のとき、

$$D_m(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} \cos Q_m / \rho_m & -\sin Q_m / \rho_m \nu_{\beta_m} \\ -\beta_m^2 \nu_{\beta_m} \sin Q_m & -\beta_m^2 \cos Q_m \end{bmatrix} \dots\dots\dots (25)$$

b)  $I_{2n}^{ij}$  について

式 (7) の  $I_{2n}^{ij}$  は以下のように変形される。

$$I_{2n}^{ij} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \{ F_+^n(i\tau, \omega) e^{-\frac{i\pi x}{2}} + F_-^n(-i\tau, \omega) e^{\frac{i\pi x}{2}} \} \cdot i\tau K_n(\tau r_{ij}) d\tau \\ = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty G(i\tau, \omega) i\tau K_n(\tau r_{ij}) d\tau$$

いま、 $\tau r_{ij} = x$  として、分点数  $m=68$  の Laguerre-Gauss の積分公式 (重み率  $W_l$ , 関数値  $x_l$ ) を用いると、

$$= \frac{1}{\pi} \frac{1}{r_{ij}} \sum_{l=1}^m W_l \bar{G}\left(i \frac{x_l}{r_{ij}}, \omega\right) \frac{x_l}{r_{ij}} e^{x_l} K_n(x_l) \dots (26)$$

ここで、

$$\bar{G}(i\tau, \omega) = \begin{cases} -2 \operatorname{Im}[F_+^0(i\tau, \omega)]; & n=0 \\ 2 \operatorname{Re}[F_+^1(i\tau, \omega)]; & n=1 \end{cases}$$

$$= \begin{cases} -2 \operatorname{Im}\left(\frac{L_{21} - L_{11}}{4 \pi \beta_m^2 F_L}\right) & ; n=0 \\ 2 \operatorname{Re}\left(\frac{i\tau(L_{22} - L_{12})}{4 \pi \beta_m^2 F_L}\right) & ; n=1 \end{cases} \dots (27)$$

$L, J, F_L$  は式 (16) によって求められるが、マトリックス  $E_N^{-1}, A_I(h_I), D_m(h_m - d_m)$  は以下のように変更される。

①  $E_{ij}$  について

$$E_N^{-1} = \begin{bmatrix} i\rho_N\left(\tau^2 + \frac{\omega^2}{\beta_N^2}\right) & 0 \\ 0 & -1/\beta_N^2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (28)$$

②  $A_{ij}$  について  $\nu_{\beta_I} = (\tau^2 + \omega^2/\beta_I^2)^{1/2}, Q_I = h_I \nu_{\beta_I}, H_I = \rho_I \beta_I^2$  とおくと、 $\nu_{\beta_I} = 0$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} 1 & h_I / H_I \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (29)$$

$\nu_{\beta_I} \neq 0$  のとき、

$$A_I(h_I) = \begin{bmatrix} \cos Q_I & \sin Q_I / H_I \nu_{\beta_I} \\ -H_I \nu_{\beta_I} \sin Q_I & \cos Q_I \end{bmatrix} \dots\dots (30)$$

③  $D_{ij}$  について  $\nu_{\beta_m} = (\tau^2 + \omega^2/\beta_m^2)^{1/2}, Q_m = (h_m - d_m) \nu_{\beta_m}$  とおくと、 $\nu_{\beta_m} = 0$  のとき、

$$D(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} 1/\rho_m & (d_m - h_m) / \rho_m \\ 0 & -\beta_m^2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (31)$$

$\nu_{\beta_m} \neq 0$  のとき、

$$D(h_m - d_m) = \begin{bmatrix} \cos Q_m / \rho_m & -\sin Q_m / \rho_m \nu_{\beta_m} \\ -\beta_m^2 \nu_{\beta_m} \sin Q_m & -\beta_m^2 \cos Q_m \end{bmatrix} \dots\dots\dots (32)$$

e)  $I_{3n}^{ij}$  について

$$\text{いま、}\omega = 2\pi f \text{ に対し、} \Delta k = \frac{\omega}{100(1+f)} \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_N} \right)$$

とする。波数  $k$  の  $\frac{\omega}{\beta_N} + \frac{\Delta k}{100}$  から  $\frac{\omega}{\beta_1}$  の範囲で、ある  $\omega$  に対し、 $\operatorname{Re}(F_L) = 0$  を満足する解が  $k_x (x=1 \sim N\text{ROOT})$  である。

留数  $\operatorname{Res}$  の算定は以下のようなものである。たとえば、 $\operatorname{Re}(F_L) = 0$  となるような波数を  $k_x$  とする。そのとき、 $k^+ = k_x + \frac{\Delta k}{10}$  と  $k^- = k_x - \frac{\Delta k}{10}$  における式 (4), (11) の諸値を、おのおの、 $(L_{21} - L_{11})^+, k^+(L_{22} - L_{12})^+, F_L^+, X_1^+, X_2^+$  と  $(L_{21} - L_{11})^-, k^-(L_{22} - L_{12})^-, F_L^-, X_1^-, X_2^-$  とする。 $k_x$  での  $F_L$  の微係数  $F_L' = \partial F_L / \partial k_x$  は、

$$F_L' = \frac{\operatorname{Re}(F_L^+ e^{X_1^+ - X_1^-}) - \operatorname{Re}(F_L^-)}{0.2 \Delta k} \Big|_{ij} \dots\dots\dots (33)$$

である。式 (4) の  $r^0$  のオーダーにおいて、式 (7) の  $I_{3n}^{ij}$  に関与した留数は、 $n=0$  に対して、

$$\operatorname{Res} f^0(k_x, \omega)_{ij} \\ = \frac{\operatorname{Re}\{(L_{21} - L_{11})^+ e^{X_1^+ - X_1^-} + (L_{21} - L_{11})^-\}}{8 \pi \beta_m^2 F_L'} \\ \cdot k_x e^{X_1^- - X_1^-} \Big|_{ij}$$

$n=1$  に対して、

$$\operatorname{Res} f^1(k_x, \omega)_{ij}$$

$$= \frac{\text{Re}\{k^+(L_{22}-L_{12})^+ e^{X_2^+ - X_1^+} + k^-(L_{22}-L_{12})^-\}}{8\pi\beta_m^2 F_L'} \cdot k_x e^{X_2^- - X_1^-} \Big|_{ij} \dots\dots\dots (34)$$

となる。

3. 1979 Imperial Valley 地震の概況<sup>1)~10)</sup>

米国 California 州南部からメキシコとの国境にかけての Imperial Valley 断層や Brawley 断層では、過去  $M_L=5$  程度以上の浅発地震が歴史的にしばしば発生している。地震はほぼ鉛直な右横ずれ断層から生起している。1940 年の Imperial Valley 地震 ( $h_F=7$  km,  $M_0=2.5 \times 10^{25}$  dyne·cm) では、国境より 10 数 km 北の地点から断層上を南に破壊が進行している。主に、震央から南 40 km にかけて数 m ほどの右横ずれの地盤の食い違いが観測されている。

一方、1979 年の地震では、Fig. 3 に示すように、断層面上の破壊が南々東の端（国境の南約 5 km）から開始して、2.5~2.7 km/s の速度で北々西に約 35 km にわたって一方向に伝播している。地震モーメントは  $5 \sim 7 \times 10^{25}$  dyne·cm である。断層面上での破壊の食い違い量は一様でない。Hartzell ら<sup>3)</sup>が試行錯誤的に行った同定によれば、Fig. 4 のように、深さ 10.5 km の破壊開始点近傍（C点）を含めて、大きな破壊箇所が 3 か所（A, B, C）あったものとされている。藤野ら<sup>9)</sup>は、加速度記録の顕著な相に着目し、 $V_R$  が 2.3 km/s であること、Hartzell ら<sup>3)</sup>の結果とほぼ調和した 3 つの多重震源の位置を指摘し、主な破壊位置が震央から約 13 km 北

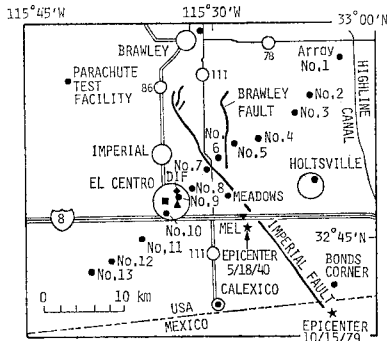


Fig. 3 Map Showing Fault Trace and Station Locations for the 1979 Imperial Valley Earthquake.

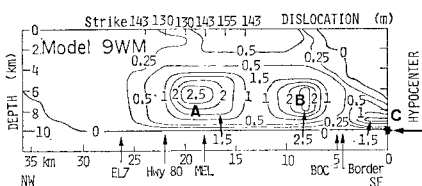


Fig. 4 Contoured Dislocation on the Imperial Fault after Hartzell and Helmberger.

西に存在することを示した。また、Olson ら<sup>6)</sup>も、Inversion 法によって断層面上での不規則な食い違い分布を解析している。

Imperial Valley 断層の周りには 30 数個の強震計が U.S.G.S. ほかにより設置されている<sup>1)</sup>。El Centro Array No. 1 から 13 までの観測点は断層をまたいで直交して 2~6 km の間隔で配置されており、断層の両側で 1 km から 20 数 km の範囲にある。Fig. 3

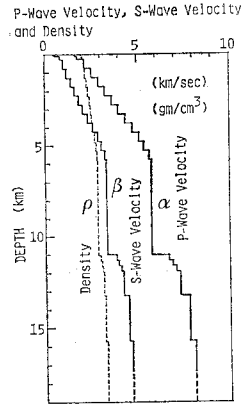


Fig. 5 Crustal Structure for the Imperial Valley after Fuis et al.

はその位置を示している。大半の地点では強震計の Trigger Time の絶対時刻がわかっている。No. 6 の地点では 1.7g の上下動を得、水平動 500 gal, 100 kine を越えた地点のあるのが特徴である。

Imperial Valley 地域の地盤構造は屈折法によって実施された Fuis ら<sup>10)</sup>の探査によって明らかになっている。それによれば、深さ 4, 5 km のところに基盤が存在し、断層の走向に沿う南々西方向には地盤構造の変化がほとんど認められない。断層をまたぐ東北東方向においては変化がみられ、傾斜構造となっている。プロフィール 6 NNW-13 SSE のショットポイント SP 13 から SP 6 へ 38 km の位置での地盤構造<sup>10)</sup>が Fig. 5 である。この地点は Fig. 3 の断層の北西端の部分に相当している。

4. 震源近傍での地震動のシミュレーション

1979 年の Imperial Valley 地震の断層パラメーターは、Archuleta<sup>4), 10)</sup>, Hartzell ら<sup>3)</sup>や Olson ら<sup>9)</sup>ほかにより推定されている。本解析においては Hartzell ら<sup>3)</sup>の推定値を参考にした。なお、本研究では Imperial Valley 断層を主断層と考え、Brawley 断層は実測の強震記録に与えた効果が小さいとされているために無視した。

(1) 数値計算例 (1)

完全な右横ずれ断層を考え、断層面を 35 km × 10 km の矩形とする。断層の分割数は、断層の長手方向と幅方向とも 3 個の計 9 個である。断層面全体と (i, j) 要素について、地震モーメントと代表長の相以則<sup>11)</sup>を前提とすれば、

$$L/L_{ij} = W/W_{ij} = (M_0/M_0^{ij})^{1/3} = N=3 \dots\dots\dots (35)$$

となる。 $M_0$  を  $5 \times 10^{25}$  dyne·cm<sup>3)</sup> に設定すれば、各要素については  $L_{ij}=11.67$  km,  $W_{ij}=3.33$  km,  $M_0^{ij}=1.85 \times 10^{24}$  dyne·cm である。断層の破壊は震源を含む

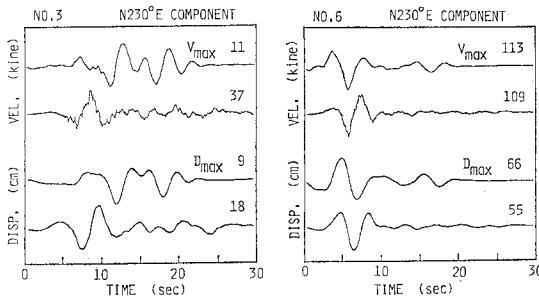


Fig. 6 Comparison of Synthesized Waves and Records for Uniform Rupture Model (N 230°E Horizontal Component).

要素 (1, 3) の中心 (深さ 8.33 km) を破壊開始点とし、断層面上を一定の速度  $V_R=2.5$  km/s で同心円状に伝播する様な破壊過程を仮定した。ライズ・タイムは全要素について一定とした。本研究では、種々の計算を行った結果、理論波形の再現性がよかった  $\tau=4$  s を適切なライズ・タイムの値として採用した。なお、 $\tau=1$  s とすると波形の再現性が悪かった。ただし、 $\tau$  について、Hartzell ら<sup>3)</sup>は 1 s, Olson ら<sup>9)</sup>は 2.3 s を用いている。しかし、断層面上で  $\tau$  は現実には一定ではない。本研究で用いた  $\tau$  は唯一解でなく任意性も残っており、さらに検討の余地を残す。

なお、震源近傍での地動の挙動を明確にするためには、本来、断層面を非常に多くの要素に細分割して解析を行うことが最も理想的である。しかし、このような手法では、計算時間がかかりかかるとともにいたずらに問題を複雑にする。前述のごとく、この地震は断層上の局部的に大きな 3 つの食い違いによって生じたことが認められている。したがって、本研究では、これらの主な破壊面を含む数個の点震源モデルから放出された震動の重ね合わせにより、問題の本質を解明することにした。

まず、断層の走向と直角水平方向の N 230°E 成分について、Array 観測点 No. 3 と No. 6 の地盤変動 (変位と速度) を示したものが Fig. 6 である。ここでは、上段に合成波を、下段に実測記録<sup>1)</sup>を示し、地盤変形の概略を比較している。図中の数字は波形の最大値である。主な破壊面の食い違い開始時間で補正するため、理論波形の絶対時刻は強震計 Trigger Time<sup>1)</sup>を勘案して合わせた。

ここで、式 (6) の震源スペクトル  $S_V^{ij}(\omega)$  の有効周波数範囲は 0.01~5 Hz に設定した。変位波形は永久変位を除くため、次式に示す Band-pass 型の Ormsby filter  $F(f)$  を掛け合わせて求めた。すなわち、 $0 \leq f < 0.1$  Hz あるいは  $f \geq 5$  Hz のとき、 $F(f)=0$ 、 $0.1$  Hz  $\leq f < 0.2$  Hz のとき  $F(f)=0.5[1 + \sin\{10\pi(f-0.15)\}]$ 、 $0.2$  Hz  $\leq f < 4.9$  Hz のとき  $F(f)=1$ 、 $4.9$  Hz  $\leq f < 5$  Hz のとき  $F(f)=0.5[1 - \sin\{10\pi(f-4.95)\}]$  である。なお、ライズ・タイムが数秒になると、震源スペクトルの高周波の減衰が大きくなることが知られている<sup>13)</sup>。したがって、地動の高周波成分を取り扱う限り、filter の高周波カット (5 Hz) はあまり意味をもたない。

移動震源の振幅方位分布を考えれば、断層破壊の進行方向に観測点が位置すると、その地点では断層と直角方向の SH 波成分が卓越する。したがって、図からわかるように、断層近傍の N 230°E 成分の振幅は大きく、パルス的であり、周期 1~4 s 程度の SH 波を多く含んでいる。この現象は断層近傍で得られる波形の一般的な特徴である。Fig. 6 にみられるように、No. 6 の波形はほぼ満足に再現されている。15~20 s 付近で波が出現しているが、これは表層付近の断層要素より励起した波動が卓越したからである。

No. 3 のように断層からやや遠いと、合成波の主要動の振幅は実測記録に比べて小さく、相もずれている。遠方では P 波, SV 波, Rayleigh 波も N 230°E 成分に混在して発現するからである。合成波のピークが観測波に比べて遅れて到着した原因には、以下のような直観的で定性的な説明を加えることが可能である。断層面からみて観測点が SH 波の振幅方位分布によって最大振幅を与えるような位置にあるときを考える。このとき、Array 観測線の交わる付近の断層要素から発した SH 波は、観測点において断層の走向と直角方向の成分が特に卓越する。一方、SH 波の放射形式からして、観測点が SH 波の振幅の 0 となるような節面あるいはそれに近い方位にあるときを想定する。このように観測点と断層要素の位置関係があるとき、その要素から励起した波動の振幅は小さくなる。そのため、図中の No. 3 の合成波は、観測点に最寄りの断層要素から励起した波動のピークが、他の断層要素のそれに比し相対的に大きく現われ、しかも遅れて波が到着している。

本モデルでは、分割要素数の少なさ、各要素について  $M_0$ ,  $\tau$  と  $V_R$  が一律な同心円状の破壊過程を仮定している。したがって、Barrier Model のように現実的な断層破壊を考慮したものではない。Hartzell ら<sup>3)</sup>や Olson ら<sup>9)</sup>のように、断層面上の食い違い分布やずれの方向を詳細に考慮していないので、波形の細部までは再現されていない。このようなモデルの単純さにより、合成波では短周期成分があまり現われていない。これは、断層沿いの地点の地下構造はほぼ同一であるが、Array 観測の各位置では地盤が変化して波動の散乱がみられたことにもよる。そして、断層要素に様な食い違いを仮定したことである。このように、断層面上の様なスリップや様な破壊の進行のモデルでは観測波形の説明が困難であることがわかる。

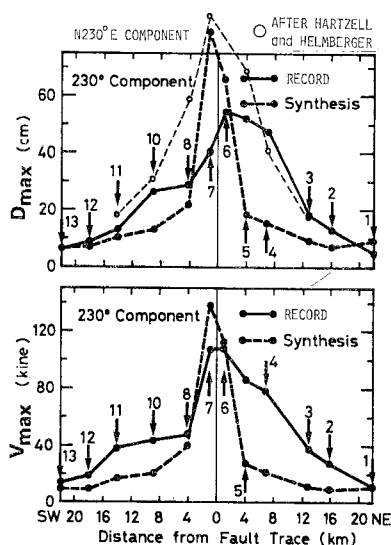


Fig. 7 Comparison of Peak Observed Motions and Synthetics Plotted as a Function of Distance from Fault Trace (N 230°E Horizontal Component).

Fig. 7 には、El Centro Array の No. 1 から No. 13 までの No. 9 を除く 12 地点での変位と速度の最大値を、実測値<sup>1)</sup>と計算値について断層からの距離の関数として示した。なお、変位成分については、Fig. 4 の食い違い分布を用いて得られた Hartzell と Helmberger<sup>2)</sup>の結果も併記した。数値的なオーダーと傾向は特に No. 6~No. 13 の速度成分について比較的一致をみている。断層の東北側 4~16 km の観測点では計算値が観測値を下回っている。これは、断層の不規則な破壊過程以外に、鉛直の断層面ではなく北東側にやや傾斜して、東側での地盤構造の変化が西側に比べて複雑なことを考えれば説明できる。このことは、観測値が断層の両側で非対称なこと、地震観測網による余震分布などの発震点のデータに適っていることからもある程度裏づけられる。事実、Archuleta<sup>10)</sup>が最近実施した断層モデルの推定によれば、 $\delta=80^\circ\text{NE}$ である。Fig. 7 の合成波の振幅の距離変化は、SH 波の振幅方位分布と破壊フロントの directivity によって起こる。これにより、振幅は、震源近傍で観測波より増大し、また Fig. 4 の A 付近から観測点の 4 や 10 付近が SH 波の振幅方位分布の節面にあたる時、小さくなるのである。

## (2) 数値計算例 (2)

Fig. 4 からわかるように、断層面上で特に A と B 付近で大きな破壊が深さ 7 km で起こっている。A、B での破壊が C よりもやや大きく、観測点は A に近いことから、地震波の主要部は A から射出されたものと考えられる。以上のことを勘案して、ここでは特に食い違い量の

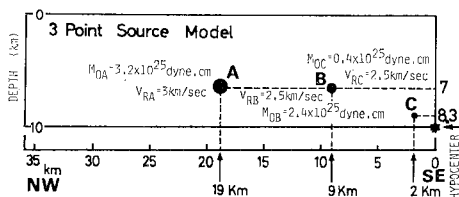


Fig. 8 The 3 Point Source Model.

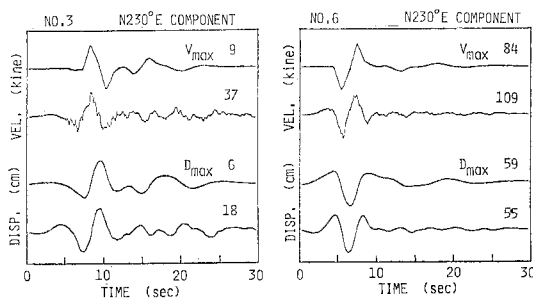


Fig. 9 Comparison of Observed Waves and Synthetics for the 3 Point Source Model (N 230°E Horizontal Component).

集中している 3 地点に異なった地震モーメントを選定した 3 点震源モデルの破壊伝播様式を考えた。モデルの概略が Fig. 8 である。 $V_R$  については A で 3 km/s、B と C で 2.5 km/s とし、 $\tau$  は前回と同様の値とする。 $V_R$  を A で大きくしたのは、文献 10) の成果を勘案し、遅れて到着する波動の相の相違を考慮したものである。なお、断層上の食い違いや破壊伝播速度の分布は、Inversion を実施する際の、対象周期帯に応じた地震動 (変位、速度、加速度) によって異なる<sup>3), 6), 9), 10)</sup>。したがって、Fig. 4 と 8 はユニークな解ではないが、1 つの目安を知るという意味で用いた。

Fig. 9 は No. 3 と No. 6 の両地点における計算結果である。Fig. 6 の結果に比べて波形全体の改善がかなりみられる。これは断層の中ほどで大きな食い違いを与えたことに裏づけられる。No. 6 の地点では、特にパルス状の波以降の部分により実測波形に近くなっている。また、断層からやや離れた No. 3 の地点では、最大値を与える波動の到着時刻も実測波形によく追従している。波の形状についてはなかなかの一致をみている。しかし、振幅の絶対値の相似はいま一步である。また、space filter による原因以外に  $\tau=4\text{ s}$  としたため、高周波成分は減衰しすぎている。これらの結果は、断層モデルの食い違い分布 (または地震モーメント分布) を詳細に考慮することが実測波形の再現にあたりかには顕著な影響を及ぼすかを物語っている。

一方、地震記録の解釈は本モデルによりある程度可能であることが図より理解できる。文献 3), 6) のようにそれほど詳細な食い違い分布を用いなくても、やや長周

期の波に関しては大まかな分布を知るだけで、特に断層近傍において実測波形を比較的精度よく再現できたことは耐震工学上有意義だと考えられる。以前、安芸<sup>18)</sup>は、1966年のParkfield地震に丸山の式を適用して断層運動のシミュレーションに初めて成功し、極近傍の地動を支配する断層部分を検討した。本研究でも彼の結果と同様に断層パラメータを適切に選べば実測された地動と実によく一致することを実証できたと考えられる。

以上のように、ここで取り扱ったグリーン関数の合成法の妥当性が確認できた。本解析で得られた結果は、Imperial Valley断層の地震時における挙動を推定するための一資料になるものと考えられる。もとより、以上の結果は、地盤の不均質性なども考慮せず、断層面上の破壊過程を非常に簡単に仮定して求められた計算結果である。しかし、それにもかかわらず、波形の傾向は実測値と概略一致することが認められた。このことは、単純な断層震源理論を用いて、震源近傍での地震時の地盤変動を第1近似として推定するのに有用なことを示す1つの根拠を与えたものと考えられる。

## 5. 地盤ひずみの簡易推定法

### (1) 地盤ひずみの算出例

本章では高田ら<sup>19)</sup>による地盤ひずみの算出法を El Centro Array の強震記録に適用して、局部ひずみ(相関距離  $d=0$ ) や任意の2地点間における平均ひずみを求めた。

Fig. 5 の地下構造の位相速度分散曲線を基本モードについて示したのが Fig. 10 である。深さ  $h$  の S 波速度  $\beta(h)$  と振動数  $f=1/T$  を用いて、図中の  $\bullet$  は位相速度  $c$  を  $\beta(h)=f \cdot 4h$  の関係によりプロットしたものである。周期 6 s 以下では Love 波の分散曲線と整合している。それ以上の周期では深層の構造を明瞭にする必要があるため、位相速度の近似推定式の精度はよくない。

1979 Imperial Valley 地震による Array 記録の N 230°E 成分は Love 波型、N 140°E 成分は Rayleigh 波型主体の伝播をすと仮定する。高田らの方法により局部ひずみを求めた結果、ひずみの最大値は No. 7 の地点で生じ、その値は N 230°E 成分について  $1.2 \times 10^{-3}$  にも達していた。断層近傍の地盤ひずみは実際には非線形領域に入っていたことが考えられる。No. 9 を除く 12 の観測地点で、最大局部ひずみ  $|e|_{\max}$  を求め、最大速度  $|V|_{\max}$  との関係について線形回帰を行った。N 230°E 成分では、相関係数 0.997 で、 $|V|_{\max}=9.21 \times 10^4 |e|_{\max}$  となった。この場合、みかけの位相速度は 921 m/s となる。一方、N 140°E 成分について同様な計算を行ったところ、 $|V|_{\max}=7.98 \times 10^4 |e|_{\max}$  (相関係数 0.939) となった。これらの関係式は、地盤の地震時ひずみを直接与

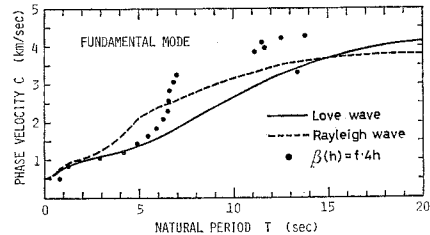


Fig. 10 Phase-Velocity Dispersion Curves.

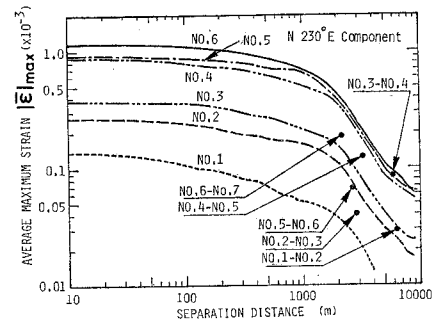


Fig. 11 Average Maximum Strain versus Separation Distance for N 230°E Horizontal Component on the NE Side of the Imperial Fault.

えるものではないが、そのおおよその目安を与えていると考えても大過ない。

次に、最大平均ひずみ  $|e|_{\max}(d)$  と相関距離  $d$  の関係を求めたのが Fig. 11 である。ここでは断層より東北側の N 230°E 成分の記録が用いられている。平均ひずみの距離変化の傾向は観測点によらずほぼ同一である。図中には、2~6 km ほど離れた No.  $i$  と No.  $j$  の両地点の実測変位波形の差から直接求めたひずみを、 $\bullet$  でプロットした。同図から、波動のシミュレーション式<sup>19)</sup>から計算したひずみはほぼ実測値を再現しているものと予想される。後述するように波長の大きさを考えれば、なお一層の慎重な検討が必要であるが、この結果は本解析の妥当性を示唆するものである。

Fig. 12 は相対変位の結果である。相関距離の増大とともに、相対変位は大きくなり、 $d=2$  km 付近でピークとなる。その後、減少していく傾向がみられる。直観的にも理解できるように、ある卓越周期の波による相対変位は  $d$  が半波長に等しくなるとき最大となる。したがって、この場合の卓越波長  $L$  は N 230°E 成分で 4 km 程度と推察される。図より、 $|du|_{\max}$  は、No. 5, 6, 7 の地点でおおの、79, 88.2, 71.8 cm に達している。Sharp ら<sup>8)</sup>は地表での断層沿いの水平のずれが国境の北 5~15 km で最大 60~70 cm であることを示している。断層近傍の地点で得られた相対変位量と断層の食い違い量の実測値は直接比較できる量ではないが、両者がほぼ符合していることは大変興味深い。同様にして N 140°E 成分について相対変位を求めたところ、波長  $L$  が約 1.5



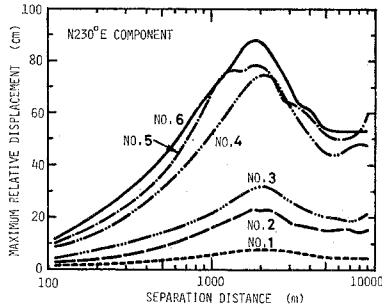


Fig. 12 Maximum Relative Displacement versus Separation Distance for N 230°E Horizontal Component on the NE Side of the Imperial Fault.

km のとき、No. 6 地点では最大相対変位  $|du|_{max}$  が 46 cm であった。

No. 9 を除く 12 の地点では、各地点における最大変位の 2 倍の値  $2|D|_{max}$  と最大相対変位  $|du|_{max}$  の比が 68~98% の範囲にあった。No. 7 を例外とすれば、変位が大きい断層近傍ほどこの比率が小さく、やや離れた地点で大きくなる傾向がみられた。断層近傍ではパルス状の変位波になること、断層から離れると正弦波状にかつ継続時間も伸びることと何らかの関係があると考えられる。著者ら<sup>20)</sup>は断層震源モデルと正規モード理論を適用して地盤ひずみを算出する方法を提案したが、このような方法によって El Centro Array の地盤ひずみを議論してみる必要がある。

(2) 地盤ひずみの簡易推定法に関する考察

本研究の目的が耐震設計の検討にあることを考慮し、各地点の最大平均ひずみ  $|\epsilon|_{max}$  を最大局部ひずみ  $|\epsilon|_{max}$  で正規化し、相関距離に伴う挙動に注目した。Fig. 13 には、その正規化ひずみ  $|\epsilon|_{max}/|\epsilon|_{max}$  のオーダーの把握を考慮して、12 観測地点の平均値、最大値、最小値を示す。

N 140°E 成分では、 $50m < \Delta < 1km$  の範囲において、正規化した最大ひずみは各地点の中で No. 1 地点のものが最小値を与えた。この結果を反映し、N 230°E 成分に比し N 140°E 成分の方では、この領域における正規化ひずみの地点による最大値と最小値の差が大きくなり、そのばらつきが増大している。しかし、平均的傾向としては N 230°E と N 140°E の両波形成分の結果ともよく似ている。本研究では、これらの傾向をより一般化するために、地盤ひずみの簡易推定法を評価することを試みた。いま波長  $L$ 、位相速度  $c$  の波動が卓越する場合を考えると、平均ひずみは、

$$\bar{\epsilon}(\Delta, t) = \frac{\dot{u}(\Delta, t)}{c} \frac{\sin(\pi\Delta/L)}{\pi\Delta/L} \dots\dots\dots (36)$$

となる。両辺の最大値をとると、 $|\epsilon|_{max}$  と  $|\epsilon|_{max} = |\dot{u}(\Delta, t)| / c_{max}(\dot{u}(t) : \text{速度})$  の関係は次式で表わせる。

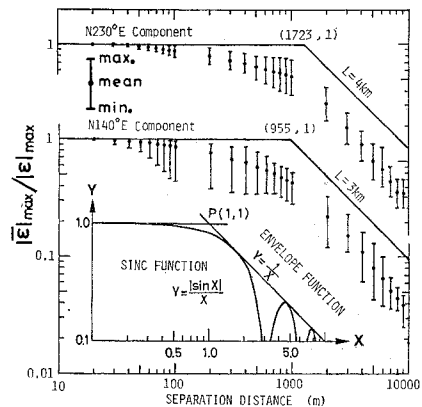


Fig. 13 Local Maximum Strains Estimated by a Simple Method Using Records of Stations on Either Side of the Imperial Fault.

$$|\epsilon|_{max}/|\epsilon|_{max} = |\sin X/X|; X = \pi\Delta/L \dots\dots\dots (37)$$

ここで、 $|\sin X/X|$  型の sinc 関数を評価することにより、地盤ひずみは近似的に見積もれる。Fig. 13 の図中に示すごとく、sinc 関数の包絡線を取り、頭打ちの傾向を想定する。

以上のことを勘案すれば、ある 1 地点の地盤の最大局部ひずみ  $|\epsilon|_{max}$  は、次式で近似的に見積もることができる。 $|\epsilon|_{max}$  から  $|\epsilon|_{max}$  を評価することを考えると、 $|\epsilon|_{max}$  の大きいことが、工学的には問題となるので、一般に  $|\epsilon|_{max} < |\epsilon|_{max}$  が成り立つとき、式 (38) は危険側(過小評価)になると考えられる。

$$|\epsilon|_{max} = \begin{cases} |\epsilon|_{max} & ; \Delta \leq L/\pi \\ \pi\Delta/L \cdot |\epsilon|_{max} & ; \Delta > L/\pi \end{cases} \dots\dots\dots (38)$$

上式は、ひずみを推定すべき地点での変位波の卓越波長と相関距離  $\Delta$  離れた 2 地点の変位波がわかれば評価できる。この方法は、局部ひずみを実測する困難さを考えれば、簡易法といえよう。

さらに本手法はガス導管耐震設計指針<sup>21)</sup>の地盤ひずみの算定との結合が可能である。同指針の直管の耐震設計のフロー(文献 21)の資-2)に従って地盤ひずみを試算してみた。表層地盤(指針により、Fig. 5 の  $\beta \geq 300$  m/s を基盤とする)の固有周期が 0.25 s のとき、最大ひずみは  $1.194 \times 10^{-3}$  となる。この値は、本解析で求めたように、断層近傍の No. 6 と 7 地点の地盤ひずみにかなり近い。

Fig. 13 の実線は式 (38) に基づいて決められたものである。波長は、N 230°E 成分で 4 km、N 140°E 成分で 3 km としている。式 (38) で求められる  $|\epsilon|_{max}/|\epsilon|_{max}$  の値は実測値の  $\bar{\epsilon}$  よりもやや過大である。しかし、設計に考慮すべき地盤ひずみとしては妥当と思われる。ちなみに、相関距離の増大に伴うひずみの減少は、高振動数成分が相殺されなくなっていることに反映している。

これは、サンプリング理論の aliasing 効果よりも space filter によって高周波数成分を喪失することによる。同図からわかるように、式 (38) による地盤ひずみの評価は、震源近傍での巨大地震の発生を勘案しても相当余裕のある耐震設計になろうし、かつ導入しやすい形になっていると考える。

## 6. 結 論

本研究により得られた主な結果は以下のとおりである。

(1) 断層面全域を分割した各要素に震源パラメータを付与し、破壊伝播様式を考へて各要素波から地震動を決定論的に合成する式を導いた。この合成法を 1979 年 Imperial Valley 地震に適用して求めた N230°E 成分の波形を、観測記録と比較してみた。一様震源モデルを適用して求めた近地の合成波は記録の主要動をよく再現していた。工学的には一様モデルで地動の大略は評価できるものと考えられる。最大振幅の断層からの距離変化を検討した結果、合成波は、振幅方位分布や directivity の効果を強く受けていることがわかった。また、断層の走向・傾斜や破壊の空間的な不規則性にも強く影響されていると推察される。

(2) 特に、断層内の数個の破壊の主要面を含む 3 点震源モデルによる波動の単純な重ね合せを導入したが、理論地震動は観測波に比較的整合していた。この合成法は、断層の食い違いや破壊伝播の時間・空間的な分布が局所的にいくつか集中して出現しているときには、うまく適用できるものと考えられる。

(3) 波動のシミュレーション式から求めた平均ひずみは、El Centro Array の 2 地点の実測波から推定した地盤ひずみにかなり近い。断層のごく近傍地点での最大地盤ひずみは  $1.2 \times 10^{-3}$  に達すると推定される。また、地盤の局部ひずみの簡易推定法として式 (38) を示したが、設計で考慮すべき荷重の評価としては妥当な式と考えられる。

## 参 考 文 献

- 1) Brady, A.G., V. Perez and P.N. Mork : The Imperial Valley earthquake, October 15, 1979. Digitalization and processing of accelerograph records, U.S.G.S. Open-File Report 80-703, April 1980.
- 2) Smith, S.W., J.E. Ehrenberg and E.N. Hernandez : Analysis of the El Centro differential array for the 1979 Imperial Valley earthquake, B.S.S.A., Vol. 72, No. 1, pp. 237~258, February 1982.
- 3) Hartzell, S. and D.V. Helmberger : Strong-motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979, B.S.S.A., Vol. 72, No. 2, pp. 571~596, April 1982.
- 4) Archuleta, R.J. : Analysis of near-source static and dynamic measurements from the 1979 Imperial Valley earthquake, B.S.S.A., Vol. 72, Part A, No. 6, pp. 1927~1956, December 1982.
- 5) Niazi, N. : Source dynamics of the 1979 Imperial Valley earthquake from near-source observations (of ground acceleration and velocity), B.S.S.A., Vol. 72, No. 6, pp. 1957~1968, December 1982.
- 6) Olson, A.H. and R.J. Apse : Finite faults and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake, B.S.S.A., Vol. 72, Part A, No. 6, pp. 1969~2001, December 1982.
- 7) Singh, S.K., R.J. Apse, J. Fried and J.N. Brune : Spectral attenuation of SH waves along the Imperial fault, B.S.S.A., Vol. 72, No. 6, pp. 2003~2016, December 1982.
- 8) Sharp, R.V., et al. : Surface faulting in the central Imperial Valley, in The Imperial Valley, California, Earthquake of October 15, 1979, U.S.G.S. Professional Paper 1254, pp. 119~143, 1982.
- 9) Fujino, Y., T. Yokota, Y. Hamazaki and R. Inoue : Multiple event analysis of 1979 Imperial Valley earthquake using distinct phases in near-field accelerograms, A Paper Presented at the Review Meeting of U.S.-Japan Coop. Res. on Generalized Seismic Risk and Development of a Model Seismic Code Format, Honolulu, March 1983.
- 10) Archuleta, R.J. : An in depth look at the 1979 Imperial Valley earthquake, Earthquake Notes, Vol. 54, No. 1, pp. 62, 1983.
- 11) Haskell, N.A. : Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium, B.S.S.A., Vol. 54, No. 1, pp. 377~393, February 1964.
- 12) Hudson, J.A. : A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distances—II. Body waves and surface waves from an extended source, Geophys. J.R. astr. Soc., Vol. 18, pp. 353~370, 1969.
- 13) 山田善一・野田 茂 : 点震源より励起された地盤震動のアテニューエーション特性に関する理論的考察, 土木学会論文報告集, 第 323 号, pp. 15~28, 1982 年 7 月.
- 14) Ewing, W.M., W.S. Jardetzky and F. Press : Elastic Waves in Layered Media, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1957.
- 15) Herrmann, R.B. : SH-wave generation by dislocation sources—A numerical study, B.S.S.A., Vol. 69, No. 1, pp. 1~15, February 1979.
- 16) Fuis, G.S., Mooney, W.D. Healey, J.H. Mc-Mechan, G.H. and Lutter, W.J. : Crustal structure of the Imperial Valley region, in The Imperial Valley, California, Earthquake of October 15, 1979, U.S.G.S. Professional Paper 1254, pp. 25~49, 1982.
- 17) Irikura, K. : Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 33, Part 2, No. 298, pp. 63~104, June 1983.
- 18) Aki, K. : Seismic displacements near a fault, J.G.R., Vol. 73, No. 16, pp. 5359~5375, August 1968.
- 19) 高田正郎・J.P. Wright : ライフライン系解析のための相対地盤震動, 土木学会論文報告集, 第 299 号, pp. 13~21, 1980 年 7 月.
- 20) 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 335 号, pp. 41~51, 1983 年 7 月.
- 21) 日本ガス協会・ガス工作物設置基準調査委員会 : ガス導管耐震設計指針, 昭和 57 年 3 月.