

剛性行列による地震波動場の定式化と断層近傍の変位・速度・加速度波形の試算

A Stiffness Matrix Method for Simulation of Seismic Wave Motions and Their Numerical Examples in Displacement, Velocity, and Acceleration Near a Strike Slip Fault

中村真貴*・原田隆典**・王宏沢***・野中哲也****

Masaki Nakamura, Takanori Harada, Hongze Wang, and Tetsuya Nonaka

*宮崎大学大学院農学工学総合研究科博士後期課程学生 (〒889-2192 宮崎市学園木花台西1-1)

** 工博 宮崎大学教授 工学部土木環境工学科 (〒889-2192 宮崎市学園木花台西1-1)

***博士(工) (株) 野口総合研究所 (〒880-0913 宮崎市恒久1-10-9)

****博士(工) (株) 地震工学研究開発センター (〒889-2192 宮崎市学園木花台西1-1, 宮崎大学産学連携センター)

This paper presents a stiffness matrix formulation for simulation of seismic wave motions in frequency wave number domain, using a kinematic fault rupture model and a horizontal layered elastic media as a seismic source and a ground. In this formulation, the seismic source effect on the layered media is represented in terms of the three different external load representations; the 1st external load is given by using “the stiffness matrix of elastic half space” and “the displacements & stresses due to seismic waves radiated from seismic source in elastic full space”, the 2nd external load represented by “the stiffness matrix of elastic half space” and “the free surface wave motions of half space”, and the 3rd external load represented in terms of “the stiffness matrix of elastic full space” and “the displacements only due to seismic waves radiated from seismic source in elastic full space”. The numerical examples of seismic wave motions in displacement, velocity, and acceleration on free surface of layered half space are presented to show the strong influence of the layered media on the characteristics of seismic wave motions, and then the recorded seismic wave motions are compared with the simulated motions to demonstrate a capability of the presented method.

Key Words: simulation of 3-dimensional seismic wave motions, stiffness matrix method of wave motions, horizontal layered elastic media, kinematic fault rupture model

1. まえがき

構造物の耐震設計や都市の震災予測等で対象となる地表の強震動は、震源断層特性、地震波伝播特性、表層地盤特性に影響されることが古くから知られている¹⁾。しかし、震源断層近傍の地震動を考える場合、震源断層の破壊伝播によって発生した振幅・位相特性の違う地震波があらゆる方向から伝播し地表に到達するため、震源断層特性、地震波伝播特性、表層地盤特性を分離して特性毎の地震波の特徴を調べることは難しい。このため、震源断層を含む地盤系モデルによる一体解析手法により地表面地震動を合成し、その特性を調べる地震動シミュレーション手法が多用される。地震動シミュレーション手法に関する現状は、運動学的断層モデルと水平成層地盤モデルから成る簡単なモデルによる数値計算手法や、動力学的断層モデル、不整形地盤モデルを考慮した差分法、有限要素法等、広範囲にわたる²⁾。これらの現状の方法については、将来的により物理的整合性があり、かつ簡便で精度の高い予測モデルへ

と発展してゆくことが望まれる。

本論文では、断層永久変位を含む震源断層近傍の地震動と構造物非線形応答挙動の関係を調べることを目的として、運動学的断層モデルと水平成層地盤モデルという最も簡単なモデルを取り上げ、構造技術者には馴染み深い、原田ら³⁾⁴⁾が開発している剛性行列による地震波動場の新しい定式化を示す。このような簡単なモデルを採用する主な理由は、多くの研究成果があり⁴⁾、断層永久変位を含む実地震動をそれなりに再現できるモデルであり、かつ差分法や有限要素法に比べると、逆解析手法から観測事実を説明するために適用しやすいモデルであることによる(例えば齊藤ら⁵⁾⁶⁾など)。

本論文の剛性行列による地震波動場の定式化(振動数・波数領域の剛性方程式への定式化)では、震源断層で発生した地震波の影響を表す剛性方程式の外力項の表現として、(1) 半無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波による変位と応力を用いる方法、(2) 半無限弾性体の剛性行列と解放基盤波を用いる方法、

(3) 無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波変位を用いる方法、の3つの方法を示す点が新しい。従来の原田ら^{2),3),4)}の定式化では、外力項の評価が必要となる露頭波を、伝達行列法を使って求めるものであったが、本論文の定式化により、剛性行列の演算のみで地震波の影響を表す剛性方程式の外力項が求まり、完全な剛性行列法による地震波動場の定式化ができた。また、3つの方法から震源断層特性の影響を考慮できるようになり、工学的目的に応じて使い分けができる。

この剛性行列による定式化に基づいた、断層近傍の断層永久変位を含む地震動の変位・速度・加速度波形の計算例から、震源断層上端から解放工学基盤までの地下構造が、地震動の振幅・振動数特性とともに、地震動変位・速度・加速度波形の正負の最大値が片側で大きくなるという片寄りのある地震動波形の特性に影響していることを示す。これらの地震動の変位・速度・加速度波形の片寄りの特性は、構造物の非線形地震応答に大きく影響することもわかってきている^{8),9)}。そして、本論文で示した剛性行列による地震波動場の定式化に基づく地震動シミュレーション手法では、構造技術者には馴染み深い剛性方程式を使って簡単に地震動が計算できるため、本手法は、今後、構造技術者が断層永久変位を含む地震動による断層近傍の構造物非線形応答挙動を調べる際の有用な情報と道具となるものと思われる。

最後に、震源断層特性と地下構造の影響を考慮した順解析の数値計算結果を用いて、片寄りのある地震動波形の特徴を有する断層近傍の観測波形を再現した例を示す。

2. 地震波動場の計算法の概要

原田ら^{2),3),4)}は、震源断層からの地震波の影響を表す外力の表現として、(1) 半無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波による変位と応力を用いる方法、を示している。本論文では、この剛性行列による地震波動場の計算手順を示し、これらの定式から、(2) 半無限弾性体の剛性行列と解放基盤波を用いる方法、(3) 無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波変位を用いる方法、を導き、最終的に3つの方法の定式化を新たに示す。

まず、計算法の手順を説明する⁴⁾。図-1に示すような震源断層を含む水平成層地盤モデルを対象に説明する。

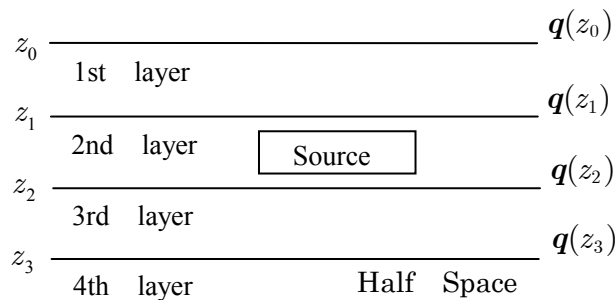


図-1 震源断層を含む4層の水平成層地盤と記号

地盤の空間座標は3次元直交座標系 $(x-y-z)$ を使用し、時間座標を t とする。深さ z_n の境界面に単位面積当たりの荷重 $q(z_n)$ が作用している時、深さ z の境界面上の任意点 (x, y) の変位ベクトル $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ は、次式のような波数 (κ_x, κ_y) と振動数 ω の3重フーリエ積分(積分範囲は $-\infty$ から ∞)によって計算することができる。

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint \mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y - \omega t)} d\kappa_x d\kappa_y d\omega \quad (1)$$

ここに、 κ_x, κ_y は図-2に示すように、 x, y 軸方向の波数を表す。

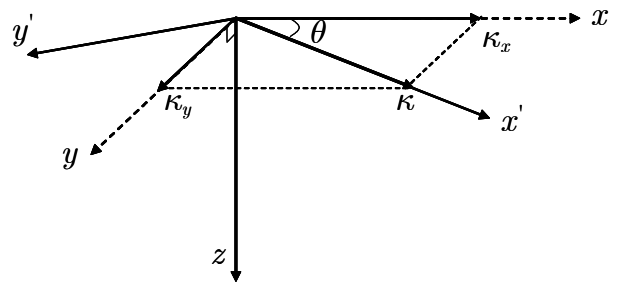


図-2 座標回転と波数の関係

また、 $\mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は変位ベクトル $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ の振動数・波数スペクトルを表し、座標軸 x, y 方向成分 $u(z) \equiv u(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega), v(z) \equiv v(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ 、と z 方向成分 $w(z) \equiv w(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は、次式から求められる。

$$\begin{aligned} u(z) &= \frac{\kappa_x}{\kappa} u_0(z) - \frac{\kappa_y}{\kappa} v_0(z) \\ v(z) &= \frac{\kappa_y}{\kappa} u_0(z) + \frac{\kappa_x}{\kappa} v_0(z) \\ w(z) &= w_0(z) \end{aligned} \quad (2)$$

ここに、 $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ は、SH波とP・SV波が進む方向の波数を表す。また、 $u_0(z), v_0(z), w_0(z)$ は、図-2のように式(1)の調和平面波 $e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y - \omega t)}$ の進む方向を x' とする新直交座標系 (x', y', z) を設けた場合のそれぞれの振動数・波数スペクトルを表す。

$u_0(z) \equiv u_0(\kappa, z, \omega), w_0(z) \equiv w_0(\kappa, z, \omega)$ は、P・SV波問題から求められる振動数・波数スペクトルを、 $v_0(z) \equiv v_0(\kappa, z, \omega)$ は、SH波問題から求められる振動数・波数スペクトルを表す。したがって、式(1)の振動数・波数領域の変位ベクトル $\mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は、P・SV波問題から求められる $u_0(z), w_0(z)$ とSH波問題から求められる $v_0(z)$ を別々に求めて、その結果を式(2)に代入し求めら

れる．これらの SH 波と P・SV 波の変位ベクトル $\mathbf{u}_0(z) \equiv \mathbf{u}_0(\kappa, z, \omega)$ は，式(3)の剛性方程式を解いて求められる．

$$\begin{pmatrix} \mathbf{q}_0(z_0) \\ \mathbf{q}_0(z_1) + \mathbf{q}_{0s}(z_1) \\ \mathbf{q}_0(z_2) + \mathbf{q}_{0s}(z_2) \\ \mathbf{q}_0(z_3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} & \mathbf{o} & \mathbf{o} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{11}^{(2)} & \mathbf{K}_{12}^{(2)} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & \mathbf{K}_{21}^{(2)} & \mathbf{K}_{22}^{(2)} + \mathbf{K}_{11}^{(3)} & \mathbf{K}_{12}^{(3)} \\ \mathbf{o} & \mathbf{o} & \mathbf{K}_{21}^{(3)} & \mathbf{K}_{22}^{(3)} + \mathbf{K}_{half} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \\ \mathbf{u}_0(z_2) \\ \mathbf{u}_0(z_3) \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここに， $\mathbf{K}_{ij}^{(n)}$ と $\mathbf{K}_{half}$ はそれぞれ第 n 層と半無限地盤の剛性行列を表す^{3),4),10)}．

式(3)右辺の第1項が図-1のような全体系の剛性行列を表すが，これは重ね合わせの原理に従って，第 n 層の剛性行列から作成できる．式(3)左辺は振動数・波数領域の外力項で， $\mathbf{q}_0(z_n)$ は，深さ z_n の境界面に作用する単位面積当たりの外力（応力） $\mathbf{q}(z_n)$ の SH 波，P・SV 波問題の新座標軸 (x', y', z) 成分を表わす．また， $\mathbf{q}_{0s}(z_n)$ は，運動学的断層モデルから放射される地震波による外力項で，次式から求められる^{3),4),10)}．

$$\begin{pmatrix} \mathbf{q}_{0s}(z_1) \\ \mathbf{q}_{0s}(z_2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(2)} & \mathbf{K}_{12}^{(2)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(2)} & \mathbf{K}_{22}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \\ \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_2) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \\ \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_2) \end{pmatrix} \quad (4)$$

ここに， $\mathbf{u}_{0s}^{(n)}(z)$, $\mathbf{t}_{0s}^{(n)}(z)$ は，第 n 層内に存在する震源断層から放射される地震波によって深さ z の位置に生じる変位と応力を表す（具体式は原田¹⁰⁾（2004）参照）．各層に外力が作用せず，震源断層による自然地盤応答の場合，

$$\mathbf{q}_0(z_0) = \mathbf{q}_0(z_1) = \mathbf{q}_0(z_2) = \mathbf{q}_0(z_3) = \mathbf{0} \quad (5a)$$

また，交通振動等による自然地盤応答の場合，

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{q}_{0s}(z_2) = \mathbf{0} \quad (5b)$$

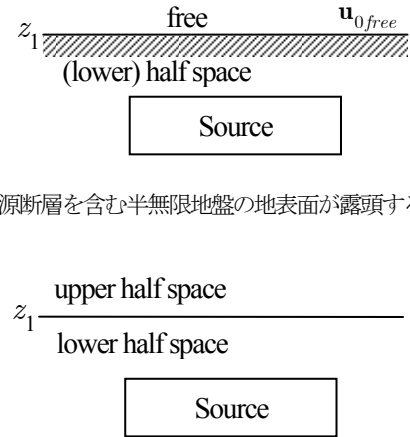
ここで，各層に外力が作用せず，震源断層による自然地盤応答の特別な場合として，震源断層が半無限地盤内にある場合（第2層以下を半無限地盤とする）の剛性方程式を考察する．この場合，次式のような剛性方程式となる．

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{q}_{0s}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} \quad (6a)$$

ここに，

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (6b)$$

いま，上式で与えられる震源断層による外力 $\mathbf{q}_{0s}(z_1)$ の別表現として，図-3のように(1) 震源断層を含む半無限地盤の地表面が露頭する場合（第1層の厚さが零）における地表面変位を $\mathbf{u}_{0free}$ として，この地表面変位を用いた表現と，(2) 震源断層を含む半無限地盤上に同じ半無限地盤が存在し，結果的に無限地盤の変位を用いた表現，の2つの表現を求める．



(1) 震源断層を含む半無限地盤の地表面が露頭する場合

(2) 震源断層を含む半無限地盤上に同じ半無限地盤が存在する無限地盤の場合

図-3 震源断層の外力項の別表現を求めるための2つの地盤モデル

まず，図-3(1)の場合，半無限地盤の地表面の応力（トラクション）は零で，変位は $\mathbf{u}_{0free}$ であるので，次式が成り立つ．

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) &= \mathbf{u}_{0free} \\ \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) &= \mathbf{0} \end{aligned} \quad (7a)$$

したがって，式(6b)の震源断層による外力 $\mathbf{q}_{0s}(z_1)$ は，次式のように表される．

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} \quad (7b)$$

これを式(6a)に代入すると，次式が得られる．

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} \quad (8)$$

次に，(2)の場合，震源断層を含む半無限地盤（lower half space）上に想定する半無限地盤（upper half space）に対し

て、次式の剛性方程式が成り立つ。

$$\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) = \mathbf{K}_{upper\ half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (9)$$

したがって、式(6b)は次式のように書き換えられる。

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) = \mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (10a)$$

ここに、 $\mathbf{K}_{full}$ は次式のように半無限地盤の剛性行列 $\mathbf{K}_{lower\ half}(= \mathbf{K}_{half})$, $\mathbf{K}_{upper\ half}$ の和として与えられる無限地盤の剛性行列を表す。

$$\mathbf{K}_{full} = \mathbf{K}_{lower\ half} + \mathbf{K}_{upper\ half} \quad (10b)$$

半無限地盤の剛性行列は、第 n 層の剛性行列 $\mathbf{K}_{ij}^{(n)}$ の層厚を無限大として求めることができる^{2), 3), 10)}。その結果、 $\mathbf{K}_{upper\ half}$ は、 $\mathbf{K}_{lower\ half}(= \mathbf{K}_{half})$ の対角項をそのままにして、非対角項の符号(正負)のみを逆転したものとなる。したがって、無限弾性体の剛性行列 $\mathbf{K}_{full}$ は、 $\mathbf{K}_{half}$ の対角項を2倍、非対角項を零とし、次式のように与えられる。

SH 波問題での無限弾性体の剛性行列：

$$\mathbf{K}_{SH}^{full} = -2i\mu\gamma \quad (11a)$$

P・SV 波問題での無限弾性体の剛性行列：

$$\mathbf{K}_{P\cdot SV}^{full} = \frac{1 + \frac{\gamma^2}{\kappa^2}}{1 + \frac{\nu\gamma}{\kappa^2}} \mu\kappa \begin{pmatrix} -2i\frac{\nu}{\kappa} & 0 \\ 0 & -2i\frac{\gamma}{\kappa} \end{pmatrix} \quad (11b)$$

ここに、 μ はせん断弾性係数、 γ, ν は鉛直方向の複素波数を表し、 C_S, C_P を S 波速度、P 波速度とすると、次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_S}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\gamma) \geq 0 \\ \nu &= \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_P}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\nu) \geq 0 \end{aligned} \quad (11c)$$

式(10a)を式(6a)に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} \quad (12)$$

以上のような震源断層を含む半無限弾性体上にある 1 層の表層弾性体の応答は、次式右边に示す外力項のうちの 1 つを使って求められる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} \quad (13)$$

ここに、上式の入射波による外力項を整理すると以下の 3 通りとなる。

(1) 半無限地盤の剛性行列と無限地盤の入射波による変位と応力を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1))$$

(2) 半無限地盤の剛性行列と露頭波を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free})$$

(3) 無限地盤の剛性行列と無限地盤の入射波による変位を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1))$$

式(13)の外力項の関係から、次式が得られる。

$$\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (14a)$$

$$\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} = \mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (14b)$$

式(14)は、半無限地盤の露頭波と震源断層による地震波の入射波の関係を表す。原田ら²⁾ (1999)が示したように、これまでは、半無限地盤の露頭波 $\mathbf{u}_{0free}$ は、地震波変位 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ と応力 $\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1)$ の 2 つの特性と伝達行列法を使って求められていた。このため伝達行列法を用いる定式化が含まれており、完全な剛性行列法ではなかった。本論文で提案した剛性行列法では、剛性行列の演算のみにより、式(14a)を用いる場合には、露頭波 $\mathbf{u}_{0free}$ は、 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ と $\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1)$ の 2 つの特性から、式(14b)を使うと、 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ のみの 1 つの特性から計算できる。式(14b)を使って、 $\mathbf{u}_{0free}$ を求めると、次式のようになる。

SH 波：

$$\begin{aligned} v_{0free} &= (\mathbf{K}_{half}^{SH})^{-1} \mathbf{K}_{full}^{SH} v_{0s}^{(2)} \\ &= \frac{-2i\mu\gamma}{-i\mu\gamma} v_{0s}^{(2)} = 2v_{0s}^{(2)}(z_1) \end{aligned} \quad (15a)$$

P・SV 波：

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u_{0free} \\ iw_{0free} \end{pmatrix} &= (\mathbf{K}_{half}^{P\cdot SV})^{-1} \mathbf{K}_{full}^{P\cdot SV} \begin{pmatrix} u_{0s}^{(2)}(z_1) \\ iw_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} \\ &= \frac{2}{C_0} \begin{pmatrix} \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} & -i\frac{\gamma}{\kappa} \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right) \\ -i\frac{\nu}{\kappa} \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right) & \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{0s}^{(2)}(z_1) \\ iw_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (15b)$$

$$C_0 = \left(\frac{\nu\gamma}{\kappa^2} + \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right)^2 \right) \quad (15c)$$

$$A_0 = 2 \left(\kappa \frac{C_S}{\omega} \right)^2, B_0 = 1 - A_0 = 1 - 2 \left(\kappa \frac{C_S}{\omega} \right)^2$$

これらの $\mathbf{u}_{0free}$ は伝達行列法を使って求めた解²⁾と一致しているので、本論文で提案した3つの定式(式(6b), 式(7b), 式(10a), または式(13))とこれらの定式から得られる無限地盤の剛性行列の具体式が検証されたものといえる。また、具体的記述は省略するが、式(14b)から求めた $\mathbf{u}_{0free}$ も式(15)と同じになるので、このことからまた、本論文の3つの定式とその具体式が検証されたものといえる。

3. 解放工学基盤波の変位・速度・加速度波形の試算例

ここでは、1つの横ずれ断層を想定し、2章に示した剛性行列による地震波の定式に基づく数値計算例を示し、露頭波や断層永久変位を含む断層近傍の地表面地震動の変位・速度・加速度波形に及ぼす表層地盤の厚さの影響を調べることにする。ここで示すような順解析による断層永久変位を含む断層近傍の地表面地震動の特徴に関する試算例は、観測加速度波形の積分によって推定される速度・変位波形の精度には注意が必要であることや、断層近傍の橋梁や幹線等の重要ライフライン施設の非線形応答解析では、多地点の変位・速度・加速度波形を必要とすること等の理由により、断層近傍の構造物の非線形応答挙動から耐震性を検討する際の工学的情報となる¹¹⁾。また、将来的には逆解析により、地表面での多数の観測地震動から震源断層特性と表層地盤特性を推定する時の基礎情報として利用できる。

3.1 解析に用いる4つの震源断層・地盤系モデル

ここでは、図-4に示すような断層長さ8.5km、断層幅8.5kmの大きさの矩形鉛直横ずれ断層を含む4つの震源断層・地盤系モデル(Model Aは表層地盤が存在せず、地表に震源断層が現れる地表断層の場合、Model Bは厚さ0.5kmの表層地盤がある場合、Model Cは厚さ1.5kmの表層地盤がある場合、Model Dは厚さ5.0kmの表層地盤がある場合)を想定する。

表-1a, bに震源断層パラメータおよび半無限地盤と地盤の物性値を示す。この計算では、振動数2.0Hzまでの低振動数領域の地震動波形を合成した。なお、断層の平均すべり量 $D=1.0m$ とし、3重離散フーリエ変換を用いて波形を合成した。表-1bに示した震源断層パラメータのType1とは、断層左端から右方向に様な破壊速度で断層破壊が伝播する破壊様式を示す。これは4章で使うBouchon¹³⁾(1979)と同じ破壊様式である。

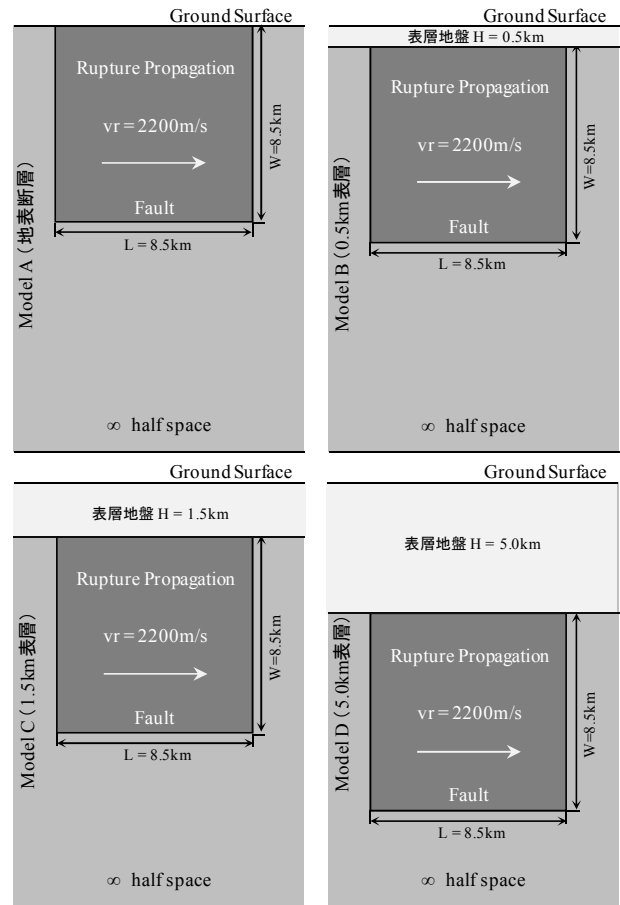


図-4 表層地盤の厚さが違う4つの震源断層・地盤系モデル

表-1a 地盤構造と物性値

物性値	表層地盤				半無限地盤
	Model A	Model B	Model C	Model D	
表層地盤厚 H [km]	0.0	0.5	1.5	5.0	-----
P波速度 [km/s]	2.8	2.8	2.8	2.8	6.0
S波速度 [km/s]	1.6	1.6	1.6	1.6	3.5
密度 [kg/m ³]	2300	2300	2300	2300	2800
Q値	150	150	150	150	400

表-1b 震源断層パラメータ

地震モーメント M_0 [N·m]	2.23×10^{10}
立ち上がり時間 τ [s]	0.3
断層の長 L [km]	8.5
断層の幅 W [km]	8.5
断層破壊速度 v_r [km/s]	2.2
断層上端深さ z_{so} [km]	0.0
断層の走行方向 ϕ [°]	0.0
断層面の傾斜角 δ [°]	90.0
すべり方向 λ [°]	0.0
すべりタイプ	Type 1

3.2 解放工学基盤波の変位・速度・加速度波形に及ぼす表層地盤の厚さの影響

ここでは、図-5に示すように震源断層から0.5km離れた断層破壊終了付近8km地点（A地点）の地震動波形を取り上げて、地震動波形に及ぼす表層地盤の厚さの影響を観察する。主に以下のような2つの理由から、ここでは地震動として変位・速度・加速度波形を例示することとした。

断層永久変位を含む地震動を用いた構造物の多点入力による非線形応答解析¹¹⁾では、絶対変位に関する運動方程式が必要となり、この運動方程式の入力地震動には変位・速度・加速度波形を必要とする。観測加速度波形の積分によって推定される速度・変位波形の精度には注意が必要であるため、構造技術者からは精度の高い断層永久変位を含む地震動の変位・速度・加速度波形が求められている^{10,11)}。また、地震動速度・加速度波形の正負の最大値が片側で大きい片寄りのある地震動波形と断層永久変位の影響も求められている^{8,9)}。図-6～図-8は、それぞれ、表層地盤の厚さが違う4つの震源断層・地盤系モデルによる変位・速度・加速度波形を示す。

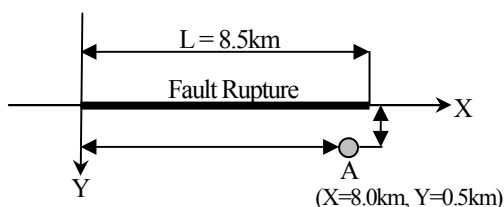


図-5 真上から見た計算地点Aと断層線の位置関係

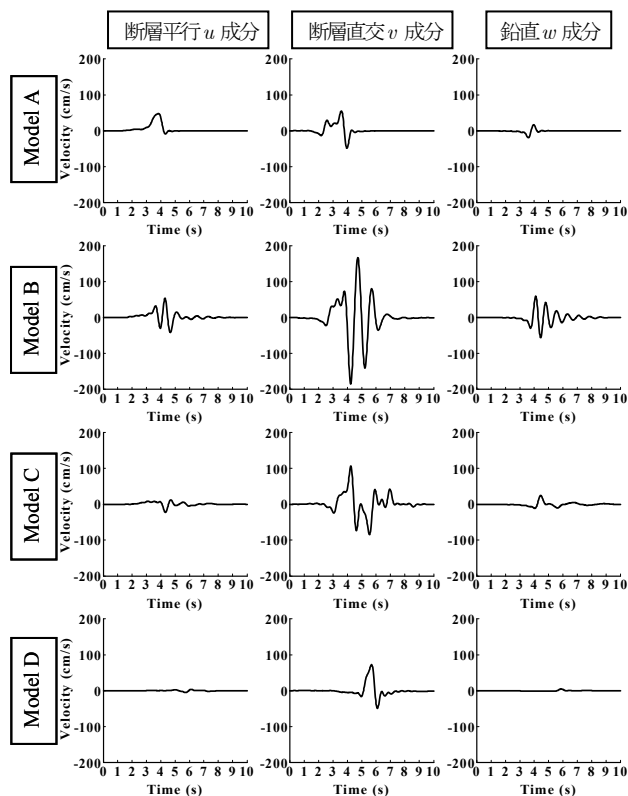


図-7 表層地盤の厚さが違う4つの震源断層・地盤系モデルによる地点Aの速度波形

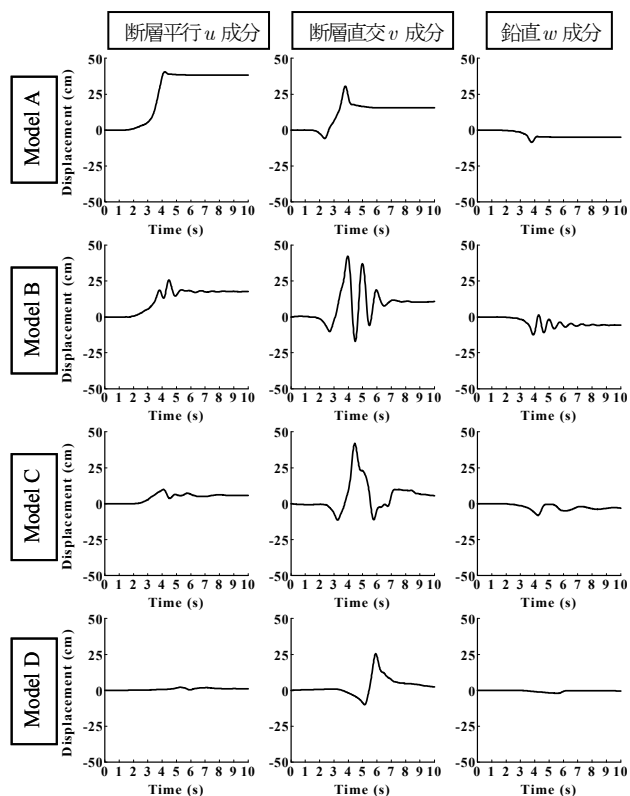


図-6 表層地盤の厚さが違う4つの震源断層・地盤系モデルによる地点Aの変位波形

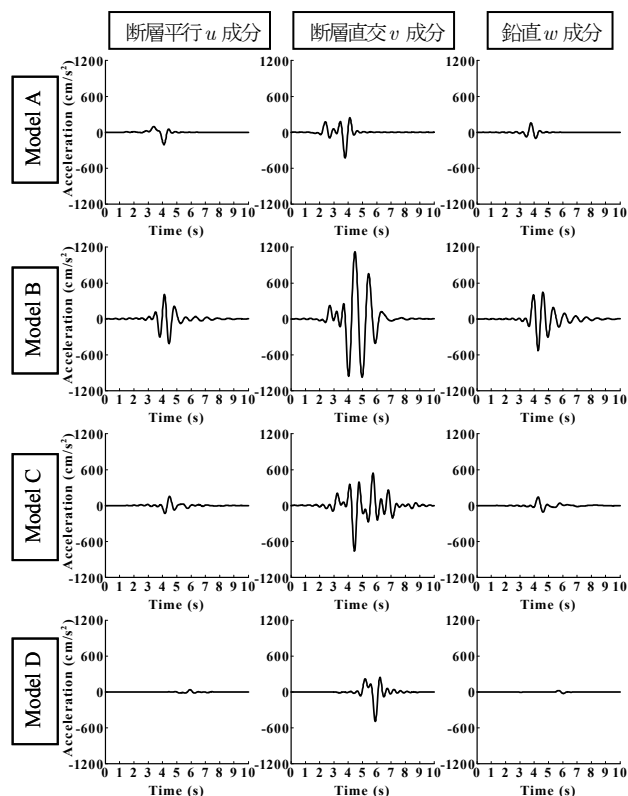


図-8 表層地盤の厚さが違う4つの震源断層・地盤系モデルによる地点Aの加速度波形

図-6に示す変位波形からは、地表断層のModel Aで、断層平行方向の変位波形が圧倒的に大きく、最大約40cmの変位と横ずれ断層による大きな永久変位が観られる。本モデルでは横ずれ断層の平均すべり量 $D = 100\text{cm}$ を仮定しているため、断層線を跨ぐ2地点の相対永久変位は100cmで図-5のA点側の断層線近傍の地盤は右に50cm永久変位する。A点は断層線から500m離れているので50cmより小さい約40cmの永久変位が得られたものと思われる。表層地盤が存在するModel B、Model CとModel Dでは、断層直交方向の変位が大きい、Model Aの場合に比べると、永久変位は小さい。半無限地盤には固有振動数の様な地盤固有の振動数特性は存在しないので、半無限地盤のModel Aでの変位波形には、地盤固有の振動数特性は含まれない。しかし、Model B、Model CとModel Dの変位波形には、震源断層からの地震波の振動数特性に加え表層地盤の振動数特性が含まれる。表層地盤の振動数特性の影響を受けて、Model Aの変位波形に比べ、Model B、C、Dの変位波形の振幅・振動数特性が大きく変わっている。

図-7と図-8に示す速度と加速度波形からは、地表断層Model Aの場合、表層地盤が存在するケースよりも小さくなっていることがわかる。また、表層地盤が有る場合と無い場合の全てのケースで、断層直交方向の速度と加速度が大きいのが特徴である。

図-6～図-8に示すように表層地盤の厚さが、波形の振幅と位相特性および、振動数特性に大きく影響することがわかった。その原因は、表層地盤の振動数応答特性と震源断層からの地震波の振動数特性の2つの特性が影響し、両者の特性が一致すると、いわゆる共振によって地震動が大きくなる。

また、断層近傍の変位・速度・加速度波形には、断層永久変位の影響が現れて、正側と負側の最大振幅が違う、いわゆる片寄りのある波形が得られることがわかった。観測された片寄りの無い波形と片寄りの有る波形を用いた構造物の解析からは、非線形応答挙動に大きな違いがあることも明らかにされてきている⁸⁾⁹⁾ため、本論文のような理論的方法から求められる断層近傍の地震動を用いた検討も有用であると思われる¹¹⁾。

4. 断層近傍の観測波形の再現性

1966年 Parkfield 地震 ($M_s 6.5$) の際に、断層破壊終了付近から約 80m 地点の地表面 (Station2) で、断層とほぼ直交する方向 (COMP N65E) の加速度記録が観測された。

ここでは、この記録を本論文で示した剛性行列による波形合成法と、順解析的手法ではあるが、3章で示したような震源断層近傍の地震動に及ぼす表層地盤の影響を考慮して再現する。

この地震に関しては、すでに断層モデルによる多くの研究論文がある (例えば、岩田¹²⁾ (1991) 参照)。これらの既往の研究では、地盤モデルとして、無限地盤や半無限地盤を仮定したものが多い。しかし、Bouchon¹³⁾ (1979) は1層の表層地盤モデルを仮定し、妥当な断層パラメータのも

とで記録の再現をしている。

そこでまず、Bouchon¹³⁾ (1979) が使った震源断層パラメータと地盤モデルを使って波形計算した。変位波形に関しては観測波形と同じような結果が得られたが、速度や加速度波形は観測波形と違うことがわかっている (原田ら²⁾ (1999) の図-6)。この違いの原因としては、断層すべりなどの不均質性等の震源特性が考えられるが、3章で示したように地震動の変位・速度・加速度波形に及ぼす表層地盤の厚さの影響が大きいことを考慮して、ここでは、Bouchon¹³⁾ (1979) が使った震源断層パラメータはそのままにして、表層地盤の厚さと物性値を以下のような観点から変化させて、観測波形再現の改善を試みた。

図-9の下段に示すような下側に片寄った特徴的な変位波形で、かつ、正の最大変位の後に2番目の山が現れる変位波形の特徴は、3章の図-6のModel BとModel Cの中間的な特徴を有しているため、厚さをModel Cより薄い1.0kmとし、物性値を変化させ、最終的に図-9のような再現性のよい結果を得ることができた。このときの断層パラメータと地盤構造と物性値は表-2a, bに示すようである (表-2bの括弧内の数値はBouchon¹³⁾ (1979) モデルの値を示す)。表-2bに示す物性値においてはBouchonモデルとほぼ同じであるが、表層地盤の厚さが1.5kmから1.0kmへと変わっている。この地震の余震分布のデータ¹⁴⁾からは、断層上端は南東で2km程度と深く、再現を試みたStation2では約1kmと北西に徐々に浅くなり北西部の地表に断層線が現れている断層部分での余震は地表付近に分布している。したがって、断層上端深さを1kmとするモデルは余震分布からは妥当な範囲のモデルであろう。

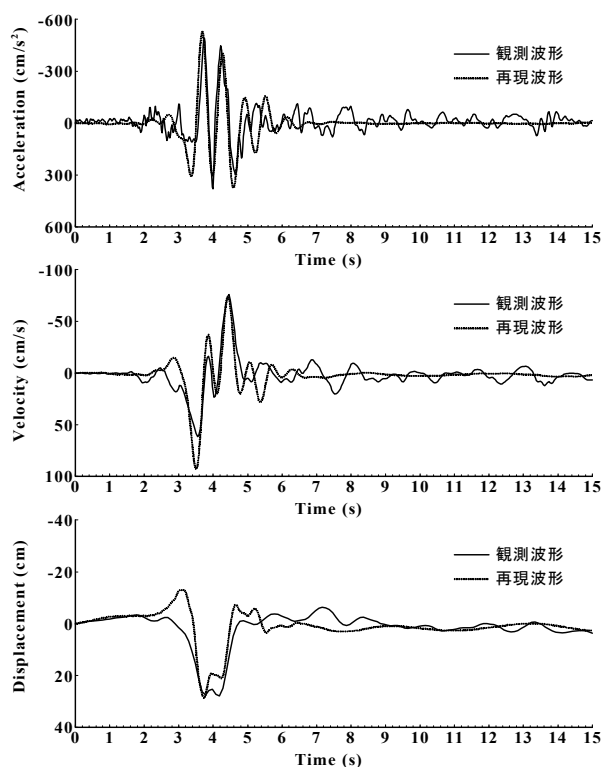


図-9 1966年Parkfield地震の観測波形と計算波形の比較 (上段：加速度波形，中段：速度波形，下段：変位波形)

表-2a 1966年Parkfield地震の断層パラメータ

地震モーメント M_0	[$N \cdot m$]	2.23×10^{10}
立ち上がり時間 τ	[s]	0.3
断層の長 L	[km]	8.5
断層の幅 W	[km]	8.5
断層破壊速度 v_r	[km/s]	2.2
断層上端深さ z_{so}	[km]	0.0
断層の走行方向 ϕ	[°]	0.0
断層面の傾斜角 δ	[°]	90.0
すべり方向 λ	[°]	0.0
すべりタイプ		Type 1

表-2b Parkfield地震波形の再現に使った地盤モデル
(表の括弧内の数値はBouchonモデルの値を示す)

	層厚 H [km]	P波速度 [km/s]	S波速度 [km/s]	密度 ρ [kg/m ³]	Q 値
1 層	1.0 (1.5)	3.0 (2.8)	1.74 (1.6)	2300 (2300)	100 (150)
半無限	—	5.715 (6.0)	3.23 (3.5)	2800 (2800)	400 (400)

今後は、逆解析手法を使い、観測波形を説明できる断層パラメータと地盤構造と物性値を決めることができるかについて検討する。

5. まとめ

本論文では、地震工学問題への適用を目指し、運動学的断層モデルと水平成層地盤モデルを用いて構造技術者に馴染み深い剛性行列による地震波動場の定式化(振動数・波数領域の剛性方程式への定式化)において、震源断層の影響を表す外力項の表現として、(1) 半無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波による変位と応力を用いる方法、(2) 半無限弾性体の剛性行列と解放基盤波を用いる方法、(3) 無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波変位を用いる方法、の3つの方法を示した。この定式化により、剛性行列の演算のみによって地震波の影響を表す剛性方程式の外力項を求めることができ、完全な剛性行列法による地震波動場の定式化ができた。

数値計算例として、断層の永久変位を含む断層近傍の地震動の変位・速度・加速度波形を計算し、地震動に及ぼす表層地盤の厚さの影響が大きいことを示した。これらの断層近傍の地震動の振幅は片側に大きい、いわゆる片寄りのある波形となることを示した。また、順解析的手法ではあるが、表層地盤特性を変化させ、1966年 Parkfield 地震の断層近傍の変位・速度・加速度波形を再現できることを示した。今後は、逆解析手法により断層近傍での観測波形と本論文で示した剛性行列による地震動シミュレーション法から観測波形を説明できる震源断層特性、地下構造特性の推定を行う予定である。

参考文献

- 1) 金井清, 田治見宏, 大沢胖, 小林啓美: 地震工学, 彰国社, 1968.
- 2) 原田隆典, 大角恒雄, 奥倉英世: 3次元直交座標系における波動場の解析解とその地震動波形作成への応用, 土木学会論文集, No.612/1-46, pp.99-108, 1999.
- 3) 原田隆典, 山下肇: 剛性マトリックスに基づく地震動の波形合成法と震源断層近傍地震動の渦現象, 応用力学論文集, Vol.3, pp.495-502, 2000.
- 4) 原田隆典, 王宏沢: 剛性マトリックスによる水平成層地盤の波動解析, 地震第2輯, 第57巻, pp.387-392, 2005.
- 5) 齊藤将司, 原田隆典, 王宏沢, 森源次, 山下典彦: 地表面の鉛直方向調和振動荷重による地盤の層厚・弾性定数の推定方法とその数値実験による検証, 応用力学論文集, Vol.10, pp.593-600, 2007.
- 6) 齊藤将司, 原田隆典, 森源次, 王宏沢, 中村真貴: 調和振動荷重による地盤構造と各層の弾性定数の推定法, 応用力学論文集, Vol.12, pp.571-578, 2009.
- 7) 日本地震学会編: 日本の地震学: 現状と21世紀への萌芽, 地震第2輯, 第61巻, pp.S1-S575, 2009.
- 8) 丸橋奈々子, J.L.D.コスタ, M.P.ニールセン, 市之瀬敏勝: 剛塑性モデルを用いた地震応答の非対称性に関する基礎的研究, 日本建築学会構造系論文集, 第598号, pp.75-80, 2005.
- 9) 丸橋奈々子, 市之瀬敏勝: 完全弾塑性モデルの地震応答の片寄り, 日本建築学会構造系論文集, 第609号, pp.75-80, 2006.
- 10) 原田隆典: 海洋および内陸型地震の震源域における長大構造物の応答特性の評価とその予測法, 平成13年~平成15年度科学研究費補助金基盤研究(C)(2)研究成果報告書, 宮崎大学工学部, 宮崎大学学術情報リポジトリ, <http://hdl.handle.net/10458/1053>, 2004.
- 11) 原田隆典, 野中哲也, 王宏沢, 岩村真樹, 宇佐美勉: 震源断層近傍における上路式鋼トラス橋の応答特性, 構造工学論文集, Vol.55A, pp.573-582, 2009.
- 12) 岩田知孝: 断層近傍の強震動とそれを用いた震源過程の推定, 地震第2輯, 第44巻, pp.315-327, 1991.
- 13) Bouchon M.: Predictability of ground displacement and velocity near an earthquake fault, An example: The Parkfield Earthquake of 1966, Journal of Geophysical Research, Vol.84, No.B11, pp.6149-6156, 1979.
- 14) Eaton J.P., O'Neill E. and Murdock J.N.: Aftershocks of the 1966 Parkfield-Cholame, California, Earthquake: A detailed study, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.60, No.4, pp.1151-1197, 1970.

(2010年3月9日 受付)