

2.2 解析的手法によるやや長周期地震動の予測

2.3.1 はじめに

運動力学的震源モデルと平行成層地盤の理論グリーン関数を組み合わせ、解析的手法による深部地盤構造を考慮したやや長周期地震動（周期1秒以上）をシミュレートする。対象とする地震は、やや長周期地震動を励起する浅発のプレート境界型の巨大地震とし、ここでは精度の高いモデルが提案されている1944年東南海地震の震源モデルを用いる。また対象とするサイトは厚い堆積層がある濃尾平野とし、平野内の四日市、名古屋市、及び平野外の岩盤である幡豆（はず）の3点とする。

2.3.2 東南海地震について

東南海地震は、南海トラフからフィリピン海プレートが沈み込みによるプレート間地震の地震である。図1に示すように、南海トラフで生じる巨大地震は100～150年程度の期間で発生しており、破壊パターンは1605年慶長地震、1707年宝永地震、1854年安政東海地震のように駿河トラフをも含め一度に破壊する場合と、1944年東南海地震、1946年南海地震のようにセグメントごとに個別に破壊する場合がある（地震調査研究推進本部、2001）。表1に示すように現在から次の東南海地震が発生する確率は30年で50%程度と推定されている（地震調査研究推進本部、2003）。

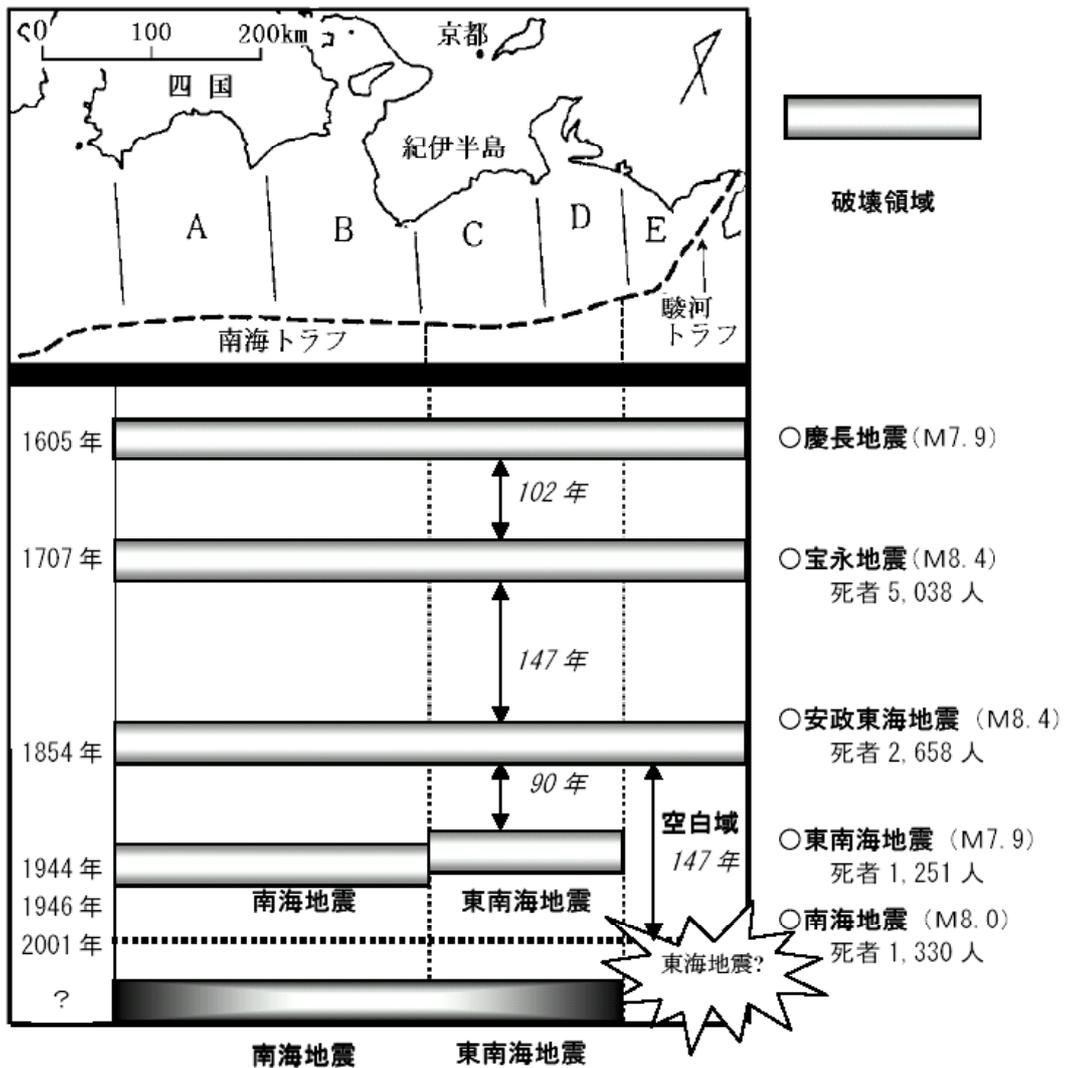


図1 南海・駿河トラフで発生したプレート間地震（地震調査研究推進本部、2001）

表1 南海・東南海地震に対する長期評価（地震調査研究推進本部、2003）

領域または地震名		長期評価で予想した地震規模（マグニチュード）		地震発生確率（注④）			平均発生間隔（注⑤）（上段）と最近発生時期（下段：ポアソン過程を適用したものを除く）
				10年以内	30年以内	50年以内	
南海トラフの地震 （東南海・南海地震）	南海地震	8.4 前後	同時	10% 未満	40% 程度	80% 程度	114.0 年（次回までの標準的な値 ^{注⑥} 90.1 年） ----- 54.0 年前
	東南海地震	8.1 前後		10% 程度	50% 程度	80～90% 程度	111.6 年（次回までの標準的な値 ^{注⑥} 86.4 年） ----- 56.1 年前

ここで対象とする地震は、比較的精度の高い震源モデルがいくつか提案されている 1944 年東南海地震 (M7.9) である。図 2 は 1944 年東南海地震で推定されている震度分布を示すが、広範囲な地域では震度 V、知多半島や名古屋市南部などでは震度 VI 程度と見積もられている（地震調査研究推進本部、2001）。また地震調査研究推進本部と中央防災会議では東南海地震を想定して震度分布を推定しており、いずれも 1944 年東南海地震とほぼ同等な結果を得ている（地震調査研究推進本部、2001；中央防災会議、2003）。

図 3 には、1944 年東南海地震を対象に提案されている震源モデルを示す。インバージョンには遠地地震や津波記録、地殻変動などを使用しているモデルが大半であるが、菊地・山中 (2001) のモデルは気象庁 1 倍強震計のデータを用いており、ここで対象としているやや長周期帯域で用いる震源モデルとして最も精度が高いと考えられる。菊地らはその後、新しいデータを加えて震源モデルを改良しており、本解析ではそれを用いることにする（図 4）。

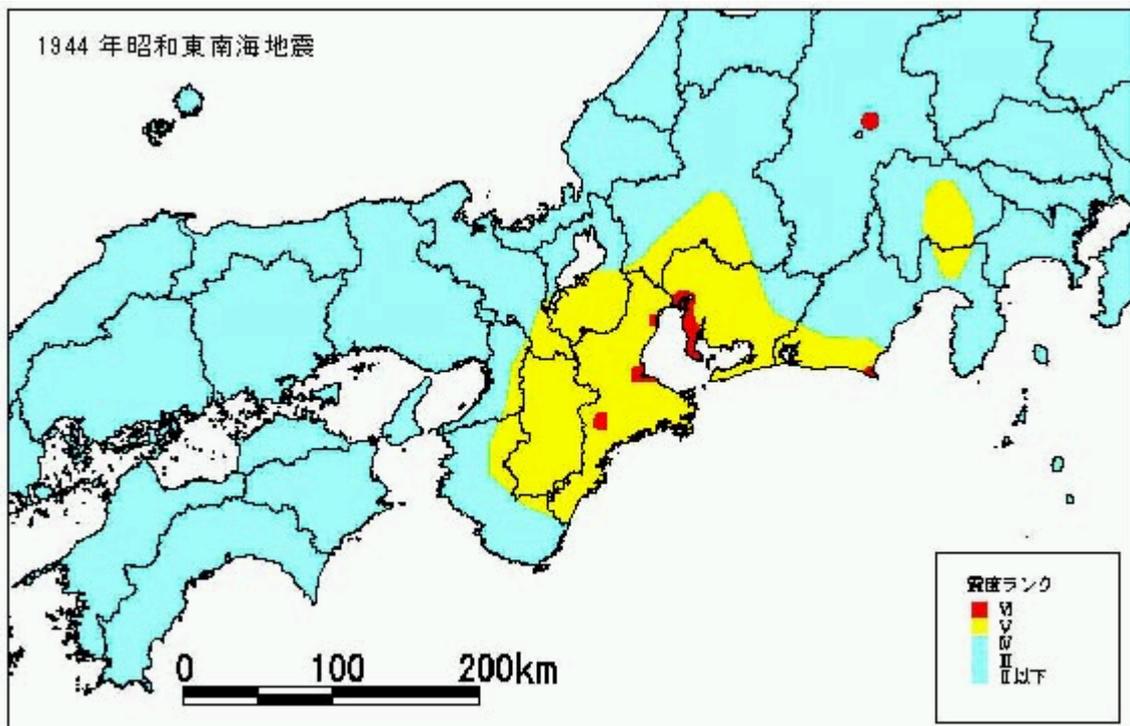


図 2 1944 年東南海地震における震度分布（地震調査研究推進本部、2001）

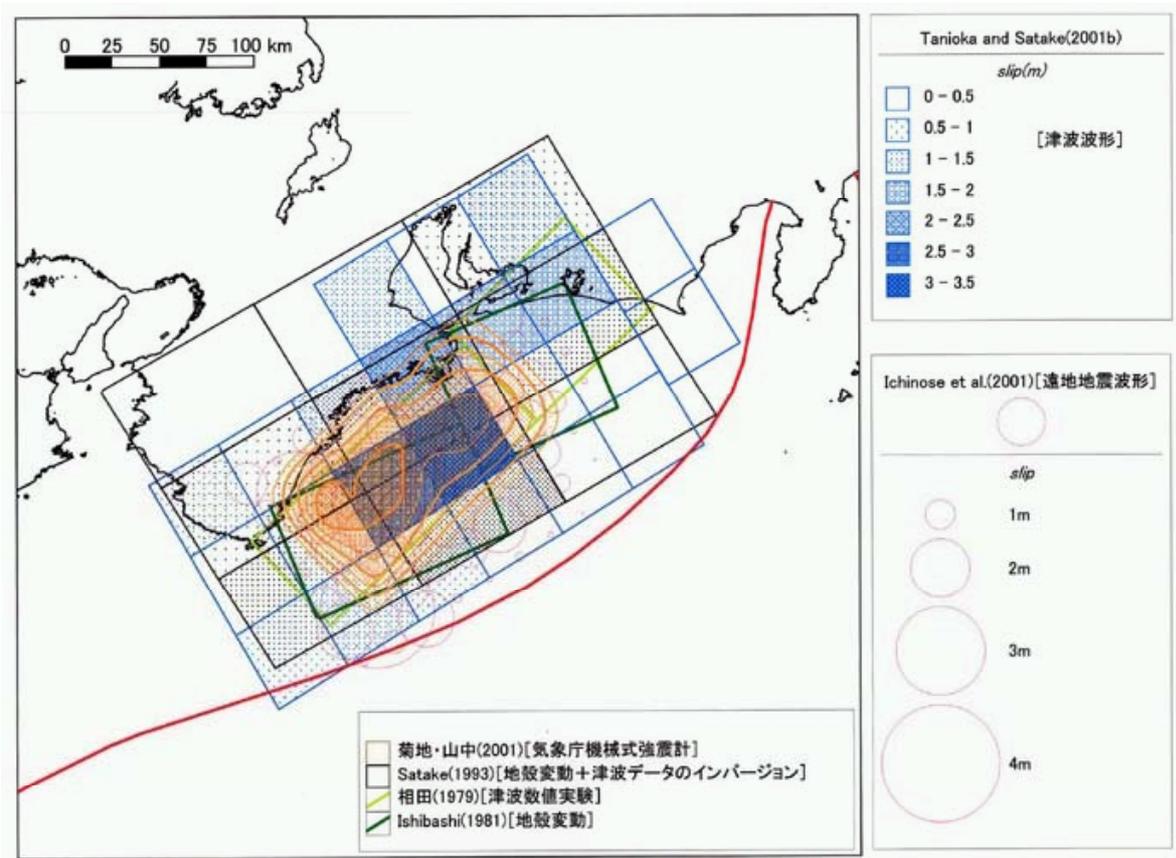


図3 1944年東南海地震に関する震源モデル（地震調査研究推進本部、2001）

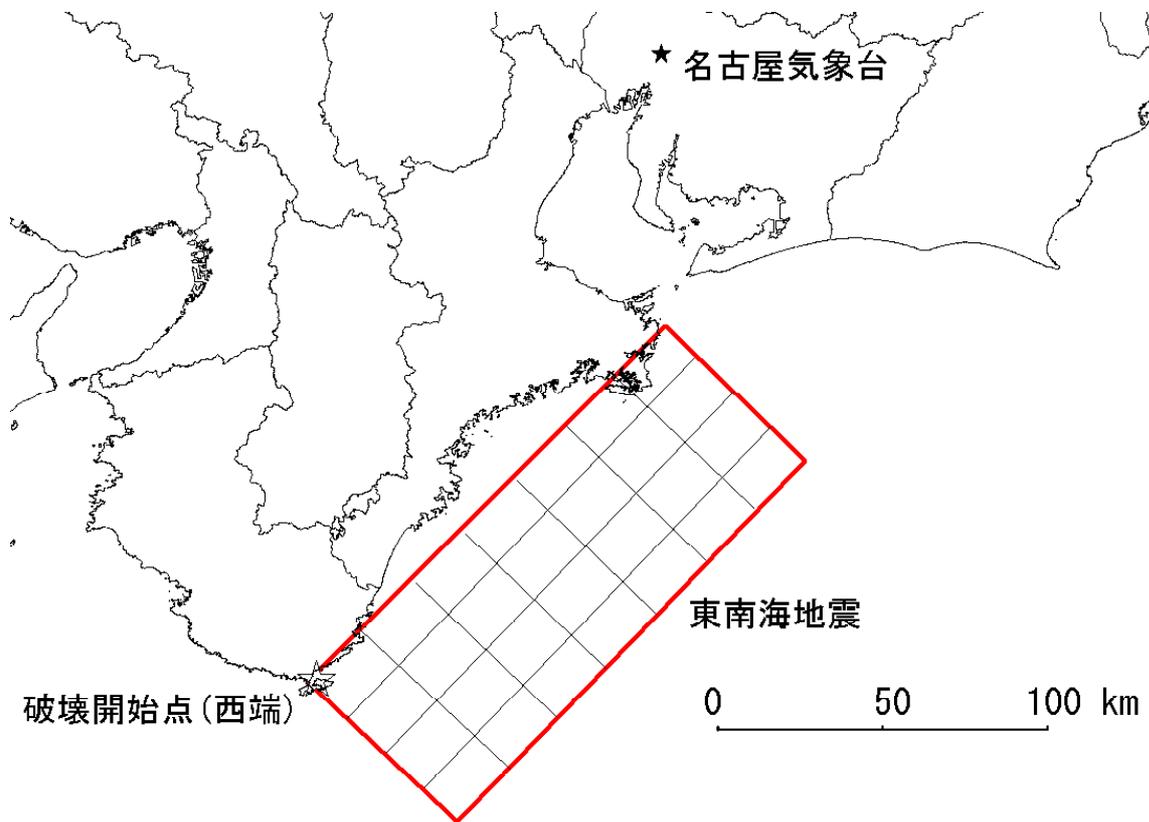


図4 東南海地震（Kukuchi et al., 2002）と破壊開始点、及び濃尾平野における3観測点

2.3.2 Kukuchi et al. (2002)による東南海地震の震源モデル

図4にKukuchi et al. (2002)による震源断層モデルと名古屋気象台の位置を示す。図で、1944年東南海地震における破壊開始点（震源位置）は断層の西端（最深部）であると考えられている。この場合、名古屋気象台に向かい破壊フロントの伝播が進行する前方指向（forward directivity）の方向となる。本研究では後で述べるように、破壊開始点を西端に加え、最深部の東端部にも置き、波形の比較を行う。この場合、観測点から破壊フロントが離れる後方指向（backward directivity）の方向となり、波形の特性が大きく異なることが期待される。

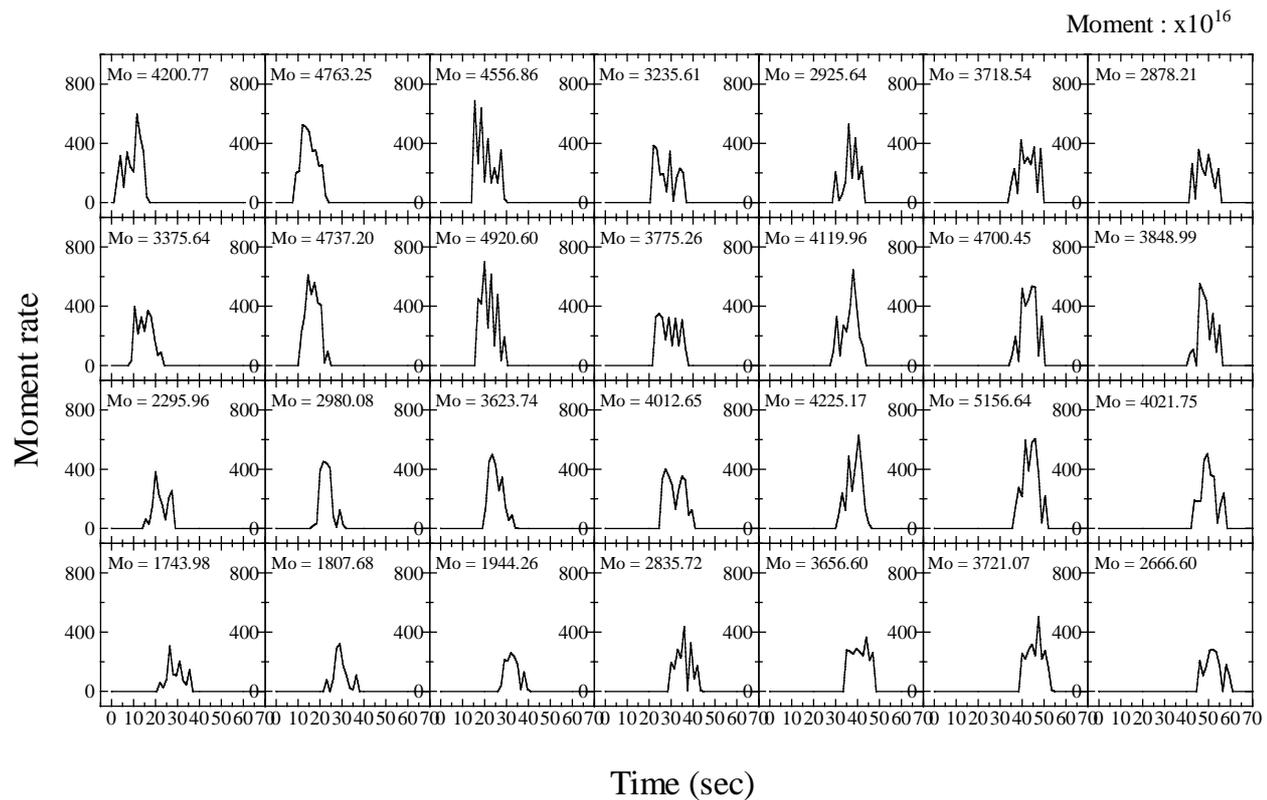
表2には主要な震源パラメータを示す。図4にも示されるように断層面を長さ方向に7個、幅方向に4個の計28個の小断層に分けている。破壊開始点から約3.1 [km/s]の破壊伝播速度で破壊させ、各小断層の中心位置の点震源から観測点に対するグリーン関数を計算し、重ね合わせから波形を計算する。表2に示されるように点震源におけるすべり速度関数は、継続時間3秒の二等辺三角形を1.5秒間隔で計10個（タイムウィンドウ）、重ね合わせることで表現する。

図5(a)に、1944年東南海地震における各小断層のMoment-Rate関数（計10個のタイムウィンドウのすべり速度関数を最終すべり方向にそれぞれ投影して重ね合わせ、それに小断層の面積とせん断剛性を乗じた関数）、図5(b)に各小断層のすべり関数（すべり速度関数の時間積分）を示す。図5の左上が図4の西端部における破壊開始点に相当する。破壊が東北方向に伝播することにより、各小断層の破壊開始時間が徐々に遅れていく様子が観測される。平均すべり量は1.47 [m]で、最大すべり量は断層の北東端に近い小断層における4.1 [m]である（図5(b)の右下部）。

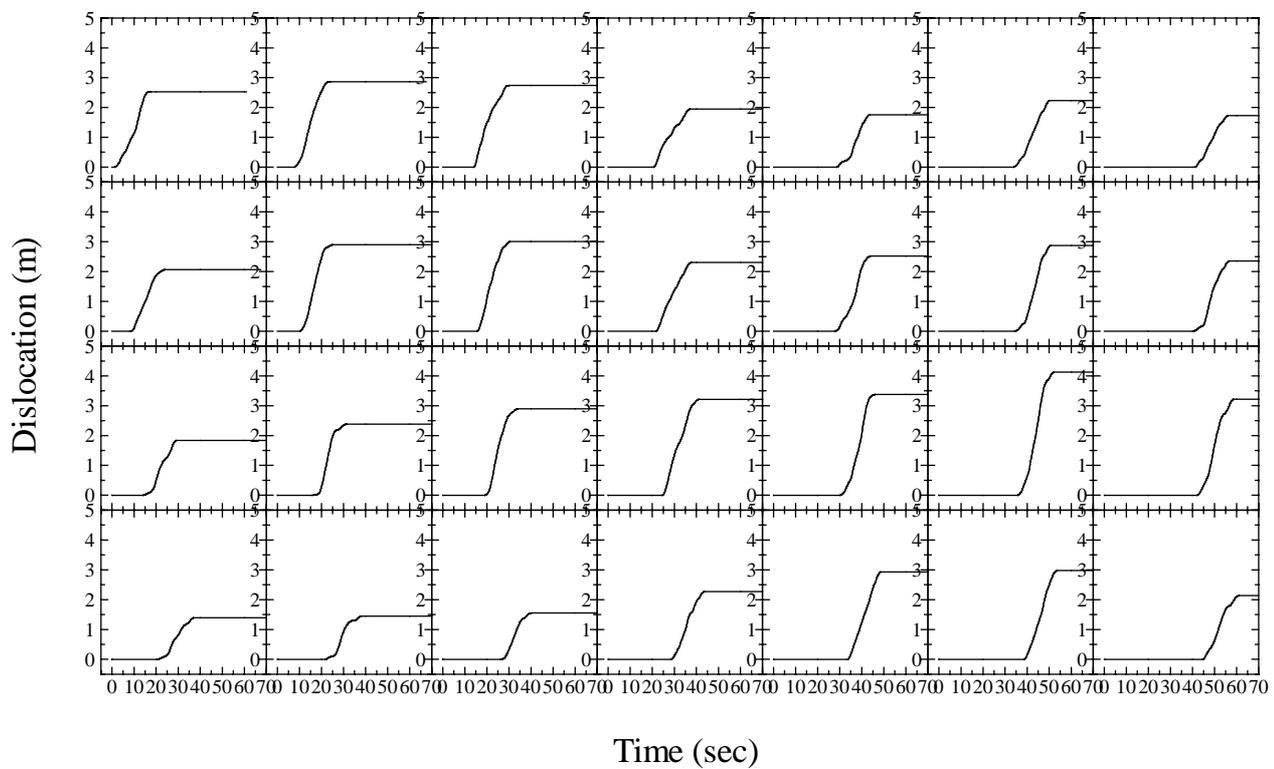
図6に断層面全体のMoment-Rate関数（震源時間関数；小断層ごとのMoment-Rate関数を、断層全体の平均すべり方向に投影し、重ね合わせた関数）と、そのフーリエ振幅スペクトルである震源スペクトルを示す。すべり速度関数が継続時間3秒の三角形関数の重ね合わせで表現されているため、震源スペクトルから分かるように約0.3 Hz以上の高振動数で振幅が落ち込んでいる。すなわち、本震源モデルは約0.3 Hz以下の解像度しか無いことに注意を要する。

表2 Kukuchi et al. (2002)による東南海地震の震源パラメータ

震源位置	33.70° N、136.05° E	震源深さ	30 km
走向角	225°	傾斜角	15°
地震モーメント	0.96e+21 [Nm]	モーメントマグニチュード	7.9
断層長さ	140 [km]	断層幅	80 [km]
平均すべり量	1.47 [m]	最大すべり量	4.1 [m]
平均破壊伝播速度	3.1 [km/s]	小断層サイズ	20×20 [km ²]
すべり速度関数	継続時間3秒の二等辺三角形を1.5秒間隔で10個のタイムウィンドウで重ね合わせ		



(a) 小断層ごとの Moment-Rate 関数



(b) 小断層ごとのすべり関数 (上図の時間積分)

図5 小断層ごとの Moment-Rate とすべりすべり関数
(左上が図4の西端部における破壊開始点に相当)

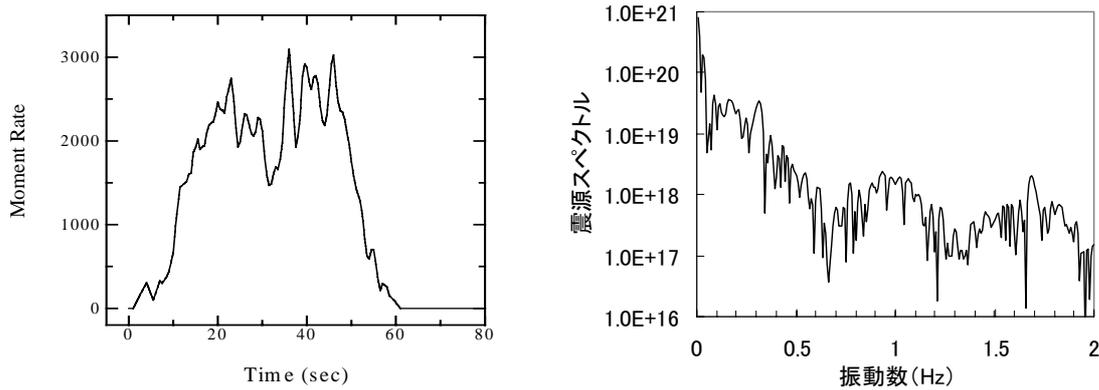


図6 断層面全体の Moment-Rate 関数 (左: 震源時間関数) とそのフーリエ振幅スペクトル (右: 震源スペクトル)

2.3.3 平行成層地盤におけるグリーン関数と理論地震動の計算

ここでは断層震源モデルを用いた平行成層のグリーン関数と理論地震動の計算法を説明する。(久田, 1997)。定式は全て周波数領域で行われるが、フーリエ変換及び逆変換は地震学で用いられる次式を用いる。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \{f(t)e^{+i\omega t}\} dt, \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{F(\omega)e^{-i\omega t}\} d\omega \quad \dots (2.1)$$

ここで ω は円振動数であり、 $f(t)$ は任意に時間関数、 $F(\omega)$ はそのフーリエ変換された関数である。

図7は平行成層モデルと座標系を示す。X軸が北方向、Y軸が東方向、Z軸が下方向を示す。食違い断層震源による理論地震動は次式で計算される。

$$U_k^o(Y; \omega) = \int_{\Sigma} [\mu^s \{n_j D_k(X; \omega) + n_k D_j(X; \omega)\} U_{ik,j}^s(X, Y; \omega) e^{i\omega \cdot r}] d\Sigma(X) \quad \dots (2.2)$$

ここで、 $U_k^o(Y; \omega)$ は観測点 Y における変位の k 方向成分、 Σ は断層面積、 μ^s は震源層 S におけるせん断剛性、 n_j は下盤側に対する断層面の単位法線ベクトルの j 方向成分、 $D_k(X; \omega)$ は断層面上に X 点におけるすべりの k 方向成分である。また、 $U_{ik}^s(X, Y; \omega)$ が平行成層のグリーン関数であり、Y 点の k 方向に単位の大さの力を加えたときの X 点における i 方向成分を意味する。また下付きの、j は、X 点において j 方向の偏微分を意味する

次にグリーン関数 $U_{ik}^s(X, Y; \omega)$ の計算法を説明する。直交座標系のグリーン関数は、次式を用いて円筒座標系におけるグリーン関数から変換する。

$$U_{xk}^o = U_{rk}^o \cos \theta - U_{\theta k}^o \sin \theta, \quad U_{yk}^o = U_{rk}^o \sin \theta + U_{\theta k}^o \cos \theta \quad \dots (2.3)$$

さらに円筒座標系におけるグリーン関数は、次式で示されるような波数に関する無限積分で表示される。

$$U_{r(x)}^o(r, \theta, z; h) = \int_0^{\infty} \left\{ V_{1(x)}^o(z; h) \frac{dJ_1(kr)}{dkr} + H_{1(x)}^o(z; h) \frac{J_1(kr)}{kr} \right\} dk \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

$$U_{rz}^o(r, \theta, z; h) = - \int_0^{\infty} \{ V_{1z}^o(z; h) J_1(kr) \} dk$$

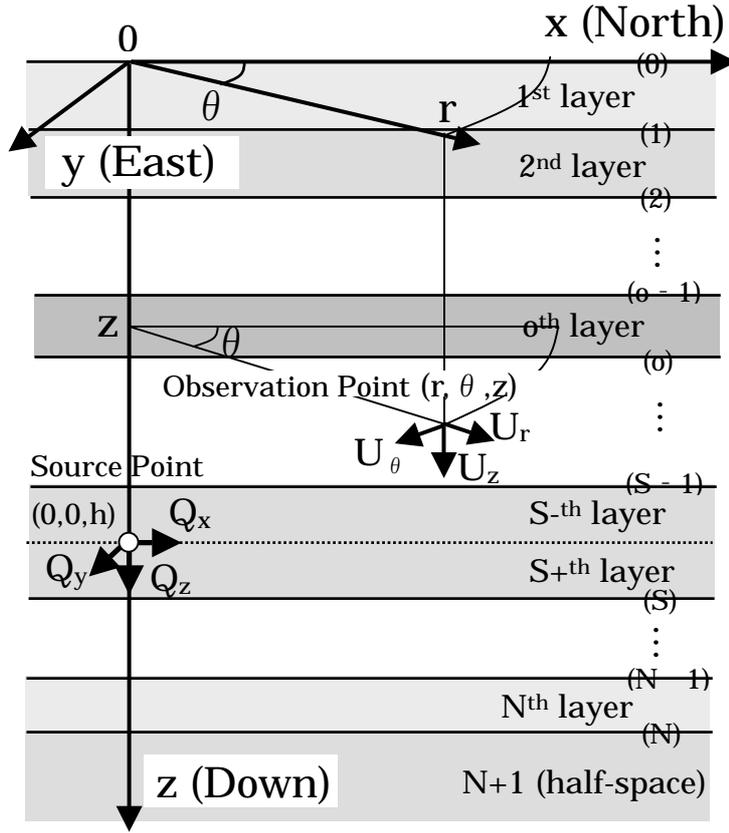


図7 成層地盤の振源と観測点、及び座標系

$$U_{\theta(x)}^o(r, \theta, z; h) = \begin{pmatrix} - \\ + \end{pmatrix} \int_0^\infty \left\{ V_{1(y)}^o(z; h) \frac{J_1(kr)}{kr} + H_{1(y)}^o(z; h) \frac{dJ_1(kr)}{dkr} \right\} dk \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad \dots\dots (2.4)$$

$$U_{\theta z}^o(r, \theta, z; h) = 0$$

$$U_{z(x)}^o(r, \theta, z; h) = - \int_0^\infty \left\{ V_{2(y)}^o(z; h) J_1(kr) \right\} dk \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

$$U_{zz}^o(r, \theta, z; h) = - \int_0^\infty \left\{ V_{2z}^o(z; h) J_0(kr) \right\} dk$$

ここで、 U_{ij}^o の下付き j や \sin/\cos 関数がベクトル表示の時は、上側が x 成分を、下側が y 成分を意味する。また k は波数 ($=\omega/c$; c は位相速度) で、波数積分内の V_{ij}^o や H_{ij}^o は変位ベクトル (Motion Vector; Aki and Richards, 1980) であり、 J_m の m 次の Bessel 関数である。

(2.4)式の変位ベクトルは平行成層の場合、伝達マトリクスを用いて表現されるが、ここでは Luco and Apsel (1983) を改良した久田による R/T マトリックス (Reflection/Transmission Matrix) を用いる (Hisada, 1994, 1995)。R/T マトリックスは古典的な Haskell マトリックスなどに比べ、高振度数でも数値的に安定した有効な方法であることが知られている。

以下にグリーン関数を実際に計算する上での数値解析上の諸注意点をまとめて記す。

(1) 波数積分における極・分岐点の扱い

グリーン関数である(2.4)式を求めるには、0から無限大までの積分範囲を持つ波数積分を計算する必要がある。減衰が大きく、かつ震源と観測点間の距離があまり大きくないときは、被積分関数は比較的滑らかな形状となるため、波数積分点を等間隔にとり、フーリエ級数を応用した離散化波数法による積分が有効である。しかしその他の場合では、表面波の波数に対応する極(pole)と、実体波の波数に対応する分岐点(branch point)において、積分内の被積分関数の振幅が非常に大きくなる特異点が存在する(図8(a)を参照)。通常は地盤にQ値を導入し、S、P波速度を複素数とすることで振幅が発散する特異性は回避される。但し、Q値が大きい(減衰が小さい)場合には依然として鋭いピークを生じる。そこで本手法では表面波の位相速度を予め計算しておき、極と分岐点の周りで密な積分点を分布させることでSimpson則などを用いて効率的な積分が行っている。

他方、特異点を回避する方法としてPhinneyの方法が知られている。これは振動数に虚数部を導入することで特異点を回避する方法である。この場合、フーリエ変換と逆変換の関係は次式になる。

$$F(\omega + i\omega_i) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{+i(\omega+i\omega_i)t} dt, \quad f(t)e^{-\omega_i t} = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega + i\omega_i)e^{-i\omega t} dt \quad \dots\dots (2.5)$$

すなわち元々の関数 f(t)の代わりに f(t)exp(-ω_it)のフーリエ変換を行ったことと同等である。従って得られた時刻歴波形に exp(+ω_it)を乗じれば振動数の虚数部が除去され元の波形が得られる。但し、わずかな数値誤差が指数関数で増幅されるため、特に波形後半では波形が乱れる場合がある。従ってω_iは通常、小さな値を用いる必要があるため、この方法は高振動数ではあまり有効ではなくなる。

(2) 遠方場における波数積分の計算法

振源と観測点の水平距離が大きい場合、波数積分の被積分関数は激しく振動し、通常の積分公式では数値積分が困難になる(図8(c)参照)。このような関数を効率的に積分するため、Filonの積分法を用いる。この方法では、調和関数型で振動する被積分関数がある積分区間ごとに分割し、その振幅の包絡関数を高次関数で近似して解析的に積分する方法である。必要な積分点は、包絡関数を近似する点のみであるため、通常の積分法に比べて積分点数を著しく減らせる。

Filonの積分法を用いるため、(2.4)式におけるBessel関数を次のように調和関数で展開する。

$$J_m(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}(P_m \cos \chi - Q_m \sin \chi), \quad N_m(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}(P_m \sin \chi + Q_m \cos \chi), \quad (z \gg 1) \quad \dots (2.6)$$

ここでは参考のため、m次のノイマン関数N_mも示している。χ = z - (m/2 + 1/4)π、μ = 4m²とすると、

$$P_m = 1 - \frac{(\mu-1)(\mu-3^2)}{2!(8z)^2} + \frac{(\mu-1)(\mu-3^2)(\mu-5^2)(\mu-7^2)}{4!(8z)^4} - \dots$$

$$Q_m = \frac{\mu-1}{8z} - \frac{(\mu-1)(\mu-3^2)(\mu-5^2)}{3!(8z)^3} + \frac{(\mu-1)(\mu-3^2)(\mu-5^2)(\mu-7^2)(\mu-9^2)}{5!(8z)^5} - \dots, \quad \dots (2.7)$$

である。Zが10程度以上であれば、第1項のみで非常に良い近似解となる。(2.6)式を(2.4)式に代入し、sin項とcos項で整理する。小区間ごとにsin/cos関数の包絡関数を2次関数で近似した場合の積分公式は久田(1997)にまとめられている。

(3) 震源と観測点の深さが近い場合の波数積分の計算法

(2.4)式の波数積分は無限区間の積分であるため、波数がある程度以上の大きさを積分を打ち切る必要がある。震源の深さと観測点の深さが離れている場合は、被積分関数が波数とともに

に急激に減衰するため容易に積分が行える。しかしながら震源と観測点の深さが同じ、あるいは殆ど同じ場合には図に示すように被積分関数は収束せず積分評価が困難になる。図8に、波数積分における被積分関数の一例を示す。図の左が観測点深さと震源深さがほぼ同じ場合における関数であるが、実数部が激しく振動しながら振幅が増大しており、これを数値積分する困難さが用意に想像できる。本研究ではこの問題に対処する方法として、Luco and Apsel (1983)を改良した被積分関数の漸近解を導入し収束を早める方法（漸近解法、Asymptotic Solution Method）を用いる（Hisada, 1994）。この方法では高波数における解析的な漸近解を求め、これを元の被積分関数から引いている。このため図8の右側に示すように、被積分関数は急速に減少し、容易に数値積分が可能となる。一方、漸近解の波数積分は解析的に求まるため、最終的な解、数値積分と解析積分の和で容易に求まる。

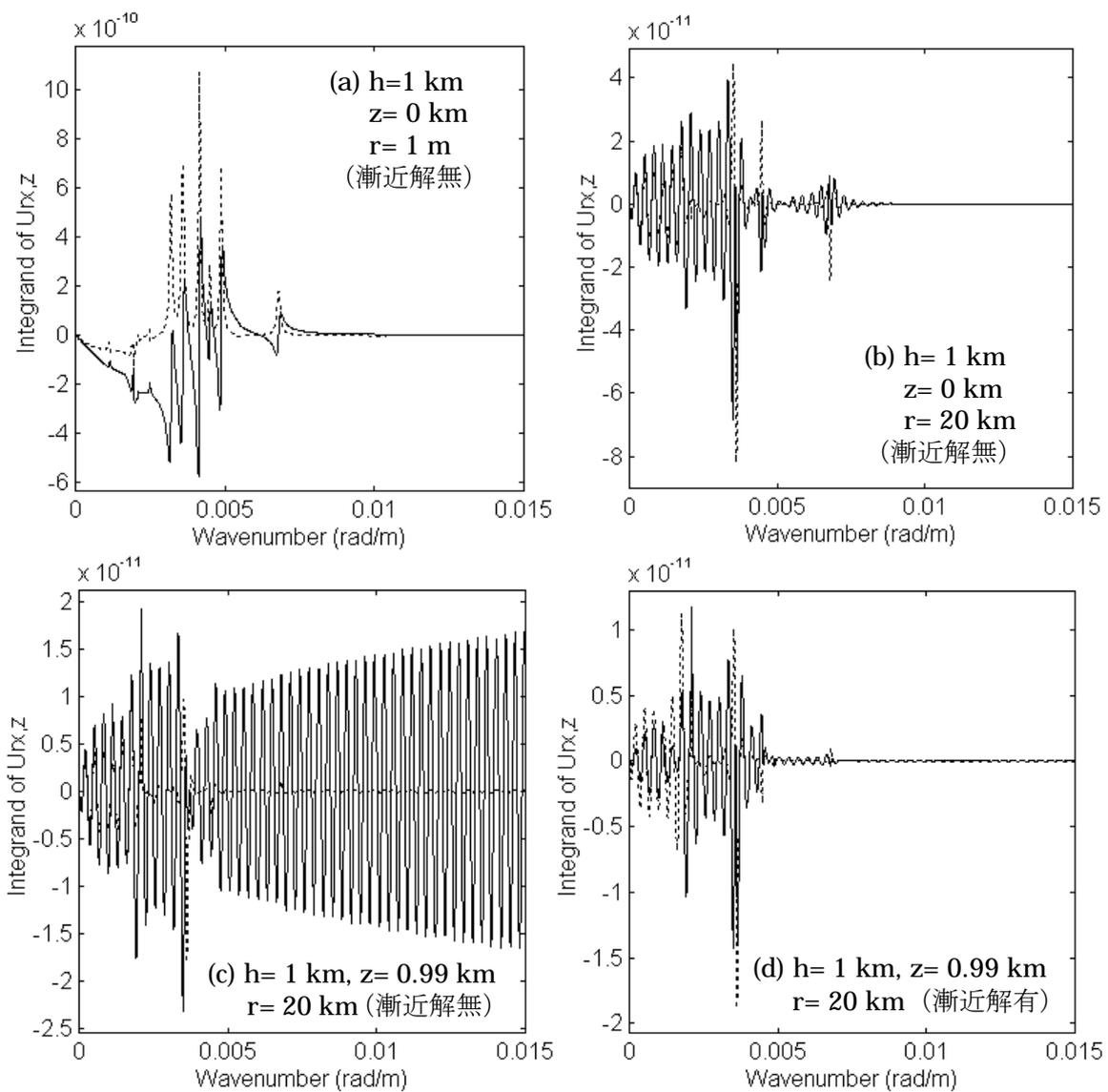


図8 グリーン関数 $U_{rx,z}$ の被積分関数の例（1 Hz の場合；左側が漸近解を導入しないオリジナルの関数、右側が漸近解を導入した関数である。図中、実線は実数部を、破線は虚数部を示す）

2.3.4 Kukuchi (2002)による震源モデルと地殻構造モデルによる観測波の再現

2.3.2で説明したKukuchi et al. (2002)による震源断層モデルを、2.3.3で説明した理論地震動計算法に適用し、気象庁の1倍強震計が設置されていた観測サイトにて強震動を計算し、波形の再現性をチェックする。まず表3はKukuchi et al. (2002)による地殻構造モデル（4層地盤モデル）である。1944年東南海地震の震源域から中部・東海地方の平均的な深部地盤構造と考えられる。なおここでは、地盤の減衰であるQ値はやや長周期以上を対象としており、周波数依存は考慮していない。

図9に重複反射理論によるSH波の増幅率を示す。図より実体波の増幅特性はやや長周期帯域で、ほぼ平坦な特性を示すことが分かる。

図10には表面波の分散曲線とMedium Response（2次元地盤における地表面加振による地表面の振幅スペクトル；Harkrider, 1964）を示す。図より各モードとも群速度が極小になるエアリー相で、Medium Responseが極大になっていることが確認できる。Love波、Rayleigh波ともに基本モードが卓越しており、Love波で4～5秒、Rayleigh波で3秒程度の卓越周期を示している。

表3 Kukuchi et al.(2002)による地殻構造モデル
（4層地盤モデル；幡豆における構造はこのモデルを用いる）

Thickness (m)	Vp(m/sec)	Vs(m/sec)	Qp	Qs	DNS(t/m ³)
4000	5500	2800	200	100	2.3
16000	6100	3400	300	150	2.7
11000	6600	3800	700	350	2.9
∞	8000	4500	1000	500	3.3

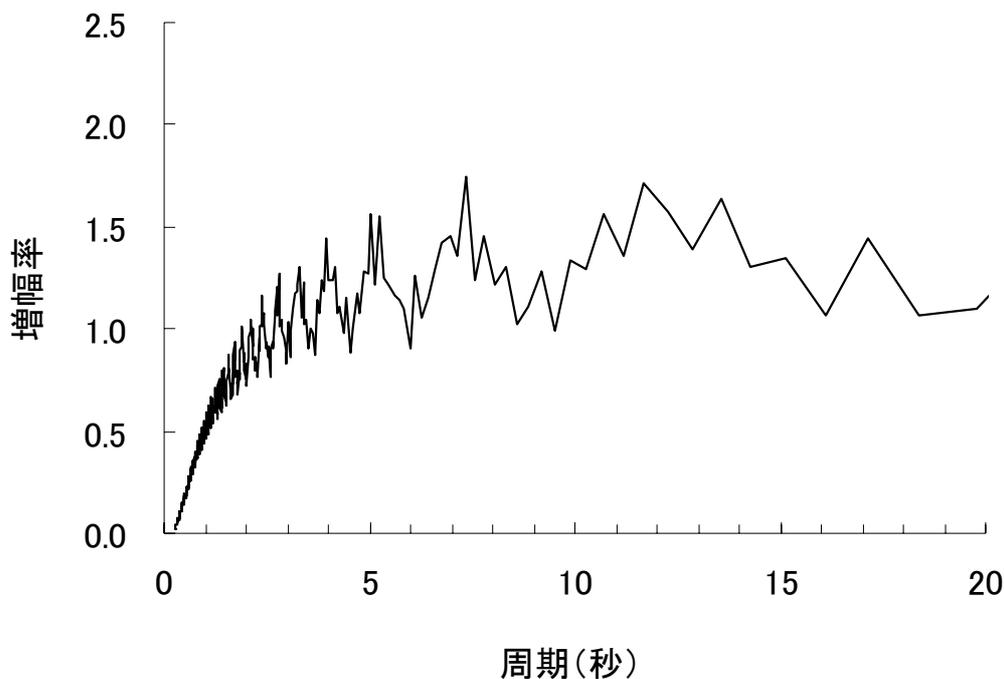
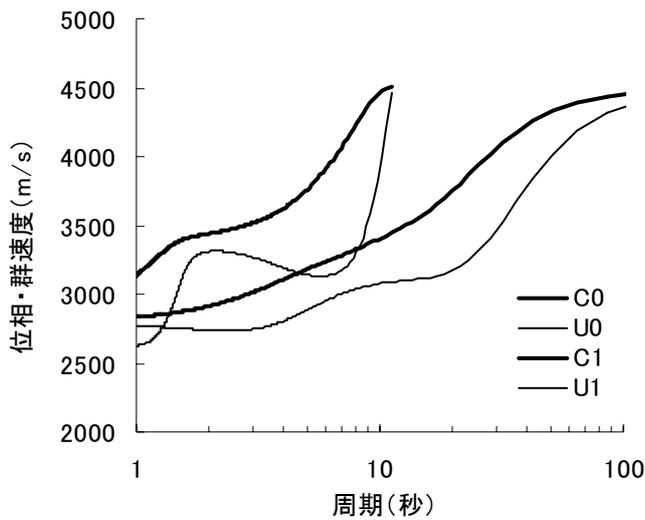
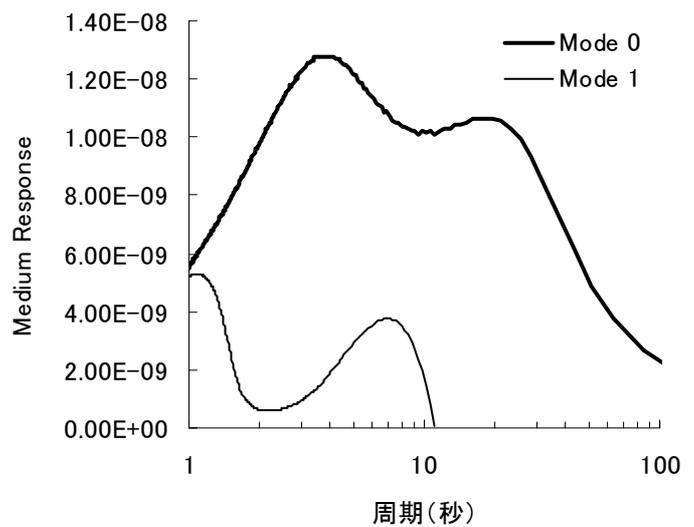


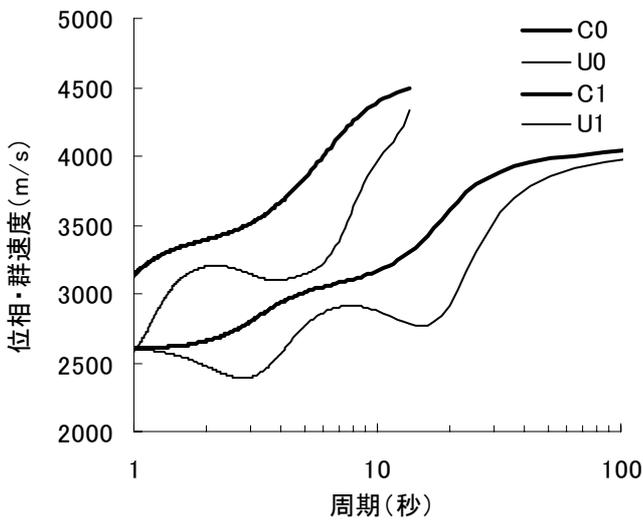
図9 重複反射理論による表3の4層地盤のSH波増幅率



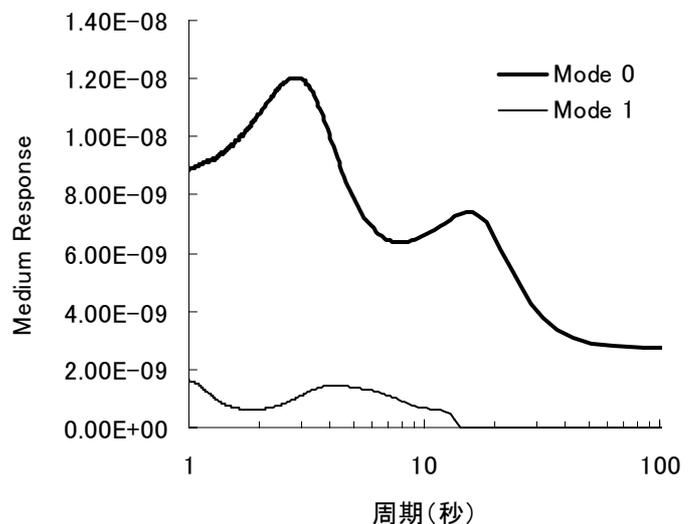
(a) Love 波の分散曲線



(b) Love 波の Medium Response



(c) Rayleigh 波の分散曲線



(d) Rayleigh 波の Medium Response

図 10 表 3 の 4 層地盤に対する表面波の分散曲線 (C:位相速度、U:群速度) と Medium Response

次に Kukuchi の震源モデルを用いて理論地震動を計算し、気象庁 1 倍強震計による観測波、及び Kukuchi による理論地震動と比較し、手法の妥当性を確認する。まず図 11 は、Kukuchi et al の震源モデルを決定する際に用いられた気象庁 1 倍強震計の観測点とその波形が示されている。図で観測点の記号は

SHJ : 潮岬(Shionomisaki)、OWA : 尾鷲(Owase)、KAM : 亀山(Kameyama)
 NGY : 名古屋(Nagoya)、OMA : 御前崎(Omaezaki)、KOC : 高知(Kochi)

である。さらに図 12 は各観測点における観測波形と Kukuchi et al. (2002) による理論波形の比較である。なお、図の理論波形は一倍強震計の計器特性 (固有周期は 4 ~ 6 秒、減衰定数は

0.1~0.2、詳細は Kukuchi et al. (2002) の Table 1 を参照) のフィルターを通してている。

図 13 に Kukuchi et al. (2002) による震源モデルと 2.3.3 で説明した解析的なグリーン関数を用いて計算した理論地震動を示す。図の右側は全継続時間の波形、左側は初動部の波形である。図 12 の観測波形や Kukuchi et al. (2002) による理論波形と比較すると、両者は良い一致を示しており、本手法の妥当性が確認される。

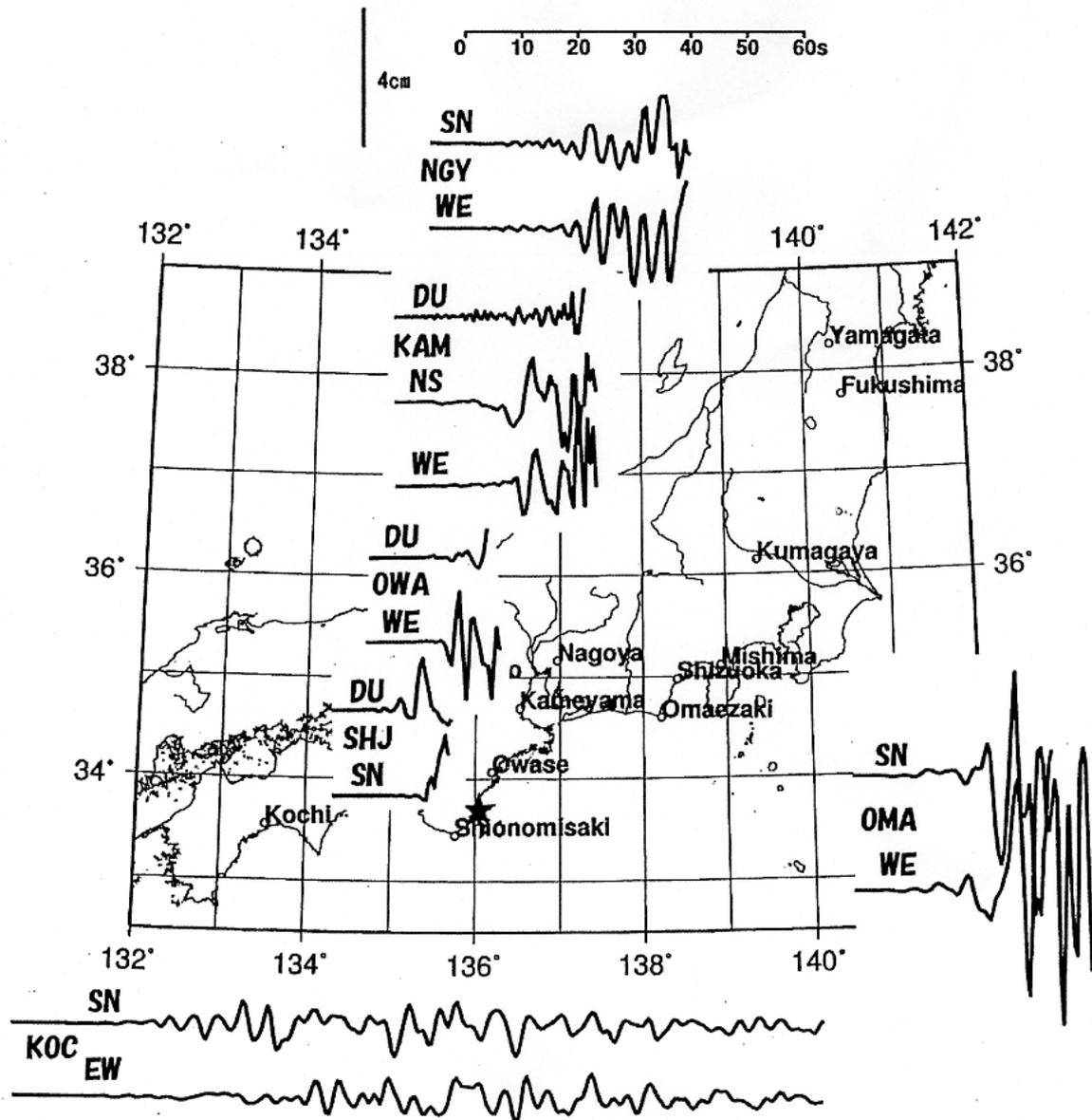


図 11 Kukuchi et al.(2002)で用いられた気象庁 1 倍強震計の観測点と観測波

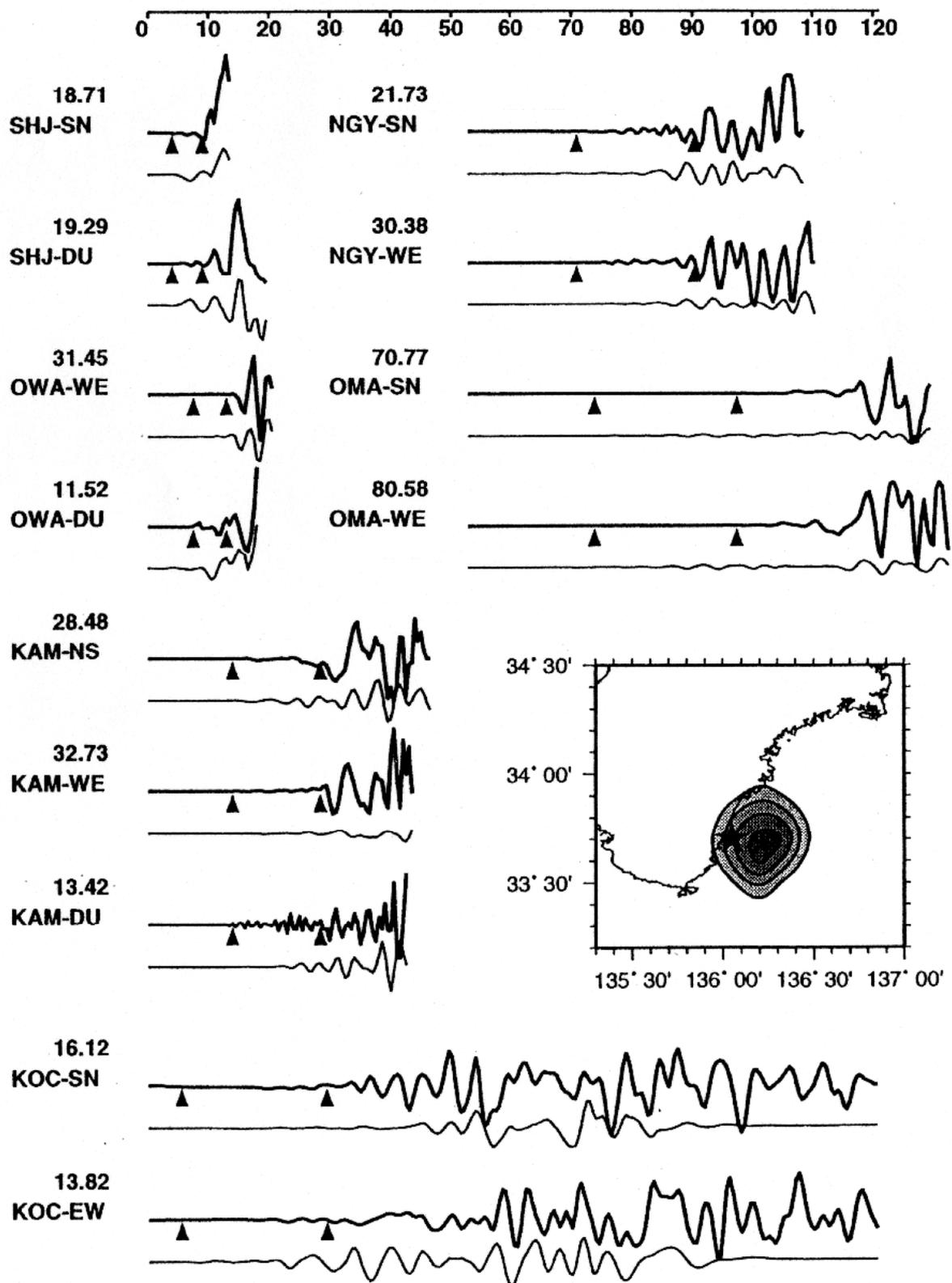
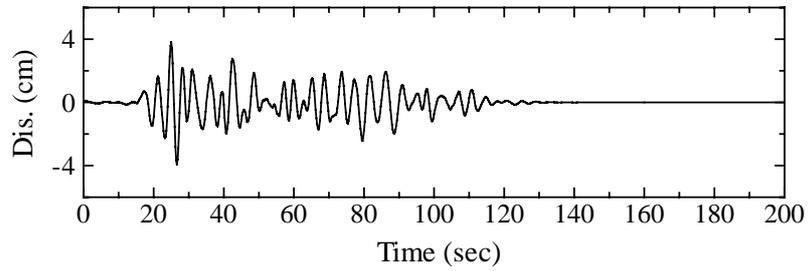
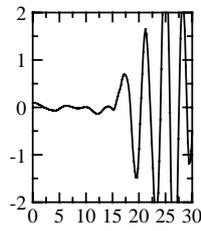
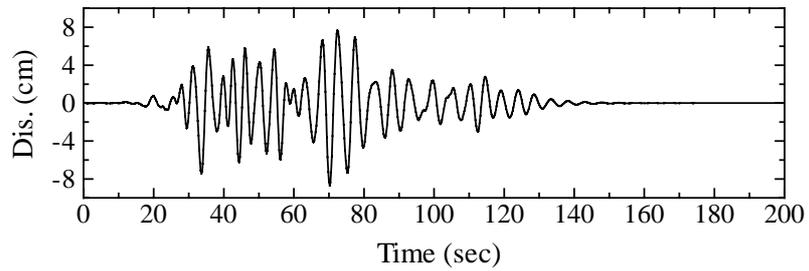
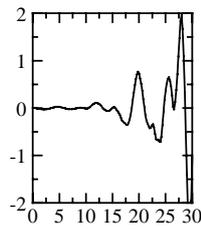


図 12 1944 年東南海地震による気象庁 1 倍強震計による観測波と理論波 (Kukuchi et al., 2002 より)

SHJ-SN

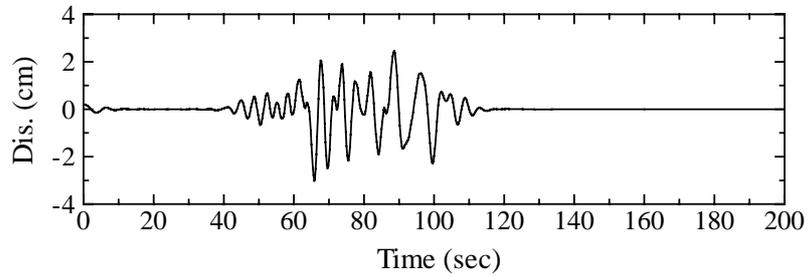
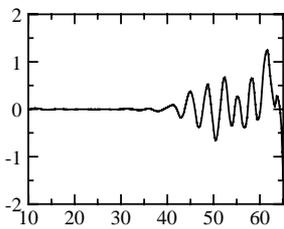


SHJ-UD

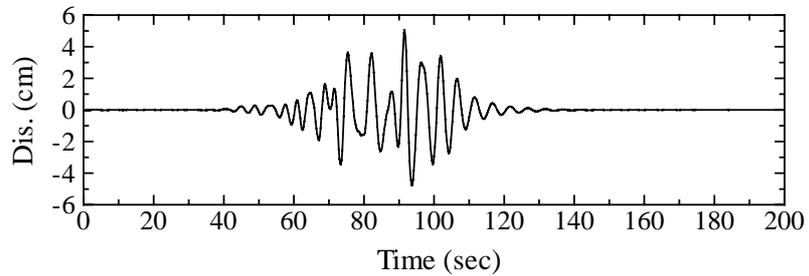
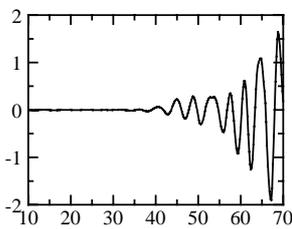


(a) 潮岬における変位波形（南北成分：上、上下成分：下）

NGY-SN



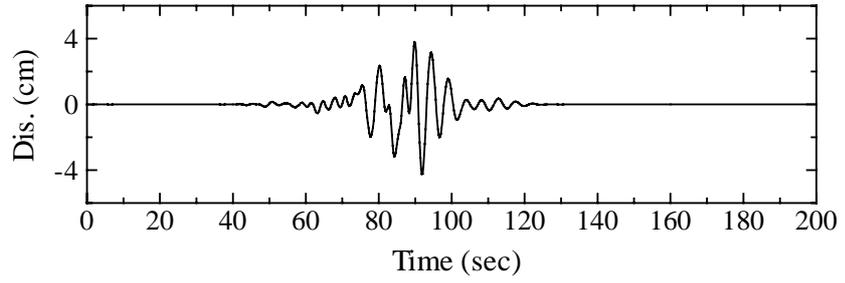
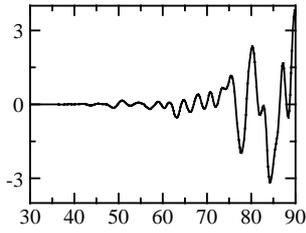
NGY-WE



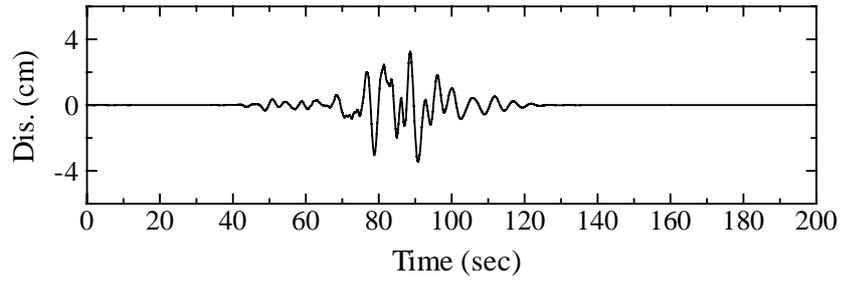
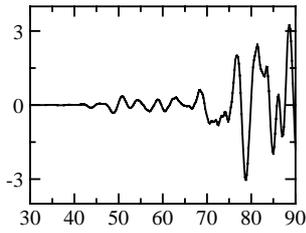
(b) 名古屋における変位波形（南北成分：上、上下成分：下）

図 1 1 Kukuchi et al.(2002)による震源モデルと地殻構造モデルを用いた 1944 年東南海地震による気象庁 1 倍強震計観測点における理論地震波 (右図は全継続時間、左図は初動部の拡大)

OMA-SN

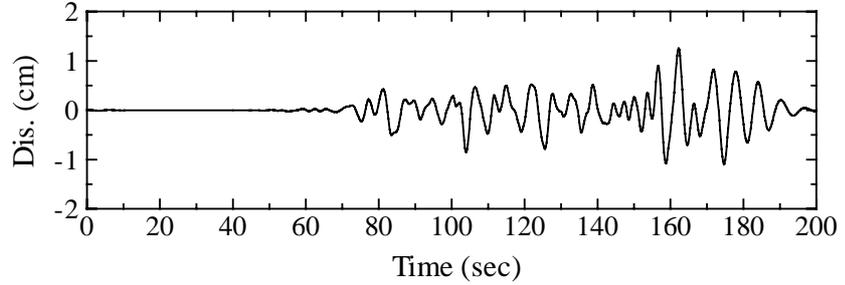
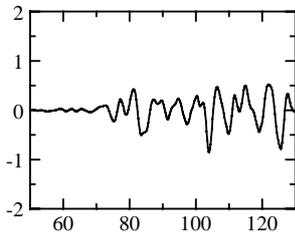


OMA-WE

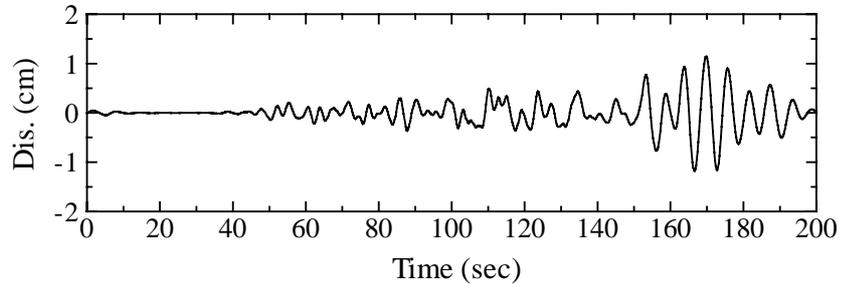
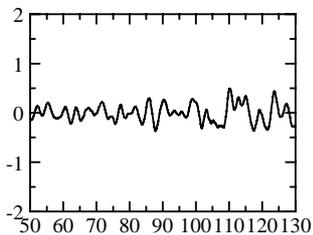


(c) 御前崎における変位波形（南北成分：上、上下成分：下）

KOC-SN



KOC-EW



(d) 高知における変位波形（南北成分：上、上下成分：下）

図 1 1（続き）

2.3.5 名古屋・四日市・幡豆における深部地下構造モデル

濃尾平野の地下構造調査（愛知県、2002）などによる結果をもとに、表4に示すような名古屋（気象台）と四日市とを対象とした地下構造モデルを設定した。また比較のため、Kik-net観測点であり、濃尾平野の東側岩盤に位置する幡豆（はず）における地震動計算も行うが、幡豆における地下構造はKik-netのPS検層データを参照し、表3の4層地盤モデルを使用する。

図12に名古屋・四日市におけるSH波の増幅率を示す。岩盤サイトである図9の幡豆（4層地盤モデル）の平坦で小さな増幅特性と比べ、6層地盤（名古屋）は3～6秒に、8層地盤（四日市）では8～20秒にそれぞれ卓越周期を示し、増幅率も大きい。

図13、14に、名古屋・四日市における表面波（基本・1次モード）の分散曲線とMedium Response（2次元地盤における地表面加振による地表面の振幅スペクトル；Harkrider, 1964）を示す。図10の4層地盤におけるものと、比べ周期5～10秒以下のやや長周期帯域における増幅が顕著に見られる。図13の名古屋（6層地盤モデル）は、図14の四日市（8層地盤モデル）に比べ、周期2～3秒以下のより短周期側で卓越している。

表4 名古屋・四日市における地殻構造モデル

6層モデル（名古屋）

Thickness (m)	Vp (m/sec)	Vs (m/sec)	Qp	Qs	DNS(t/m ³)
100	1600	500	60	30	1.8
550	2700	1000	130	65	2
3350	5500	2800	200	100	2.3
16000	6100	3400	300	150	2.7
11000	6600	3800	700	350	2.9
∞	8000	4500	1000	500	3.3

8層モデル（四日市）

Thickness (m)	Vp (m/sec)	Vs (m/sec)	Qp	Qs	DNS(t/m ³)
200	1600	500	60	30	1.8
300	1900	700	90	45	2
900	2700	1000	130	65	2
600	3000	1200	160	80	2.1
2000	5500	2800	200	100	2.3
16000	6100	3400	300	150	2.7
11000	6600	3800	700	350	2.9
∞	8000	4500	1000	500	3.3

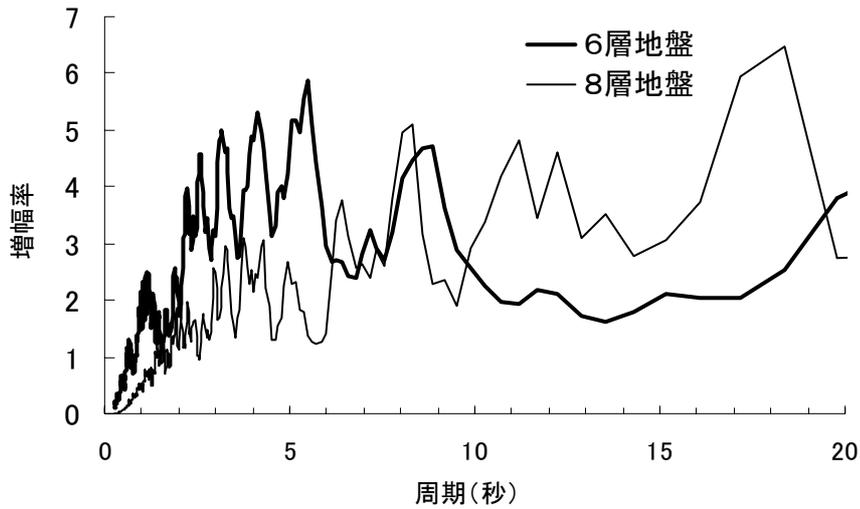
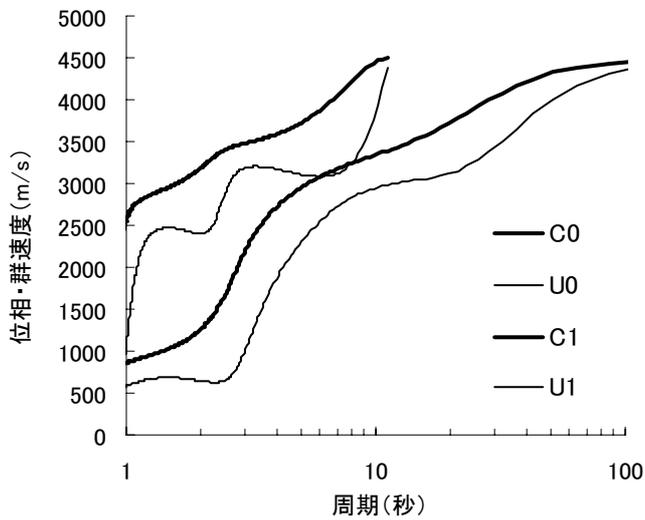
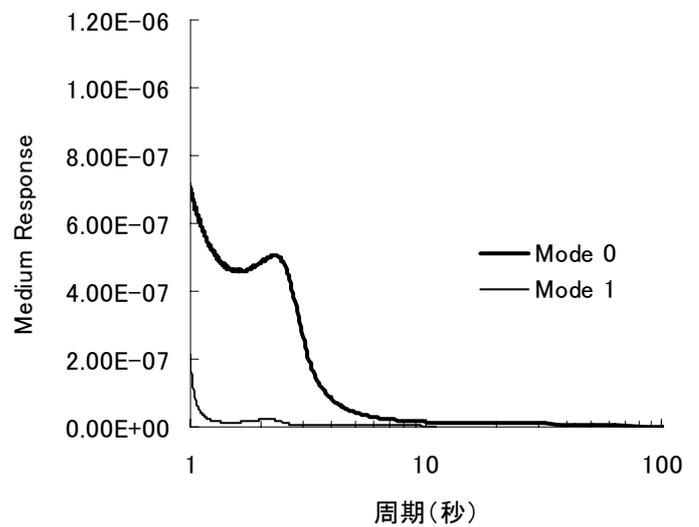


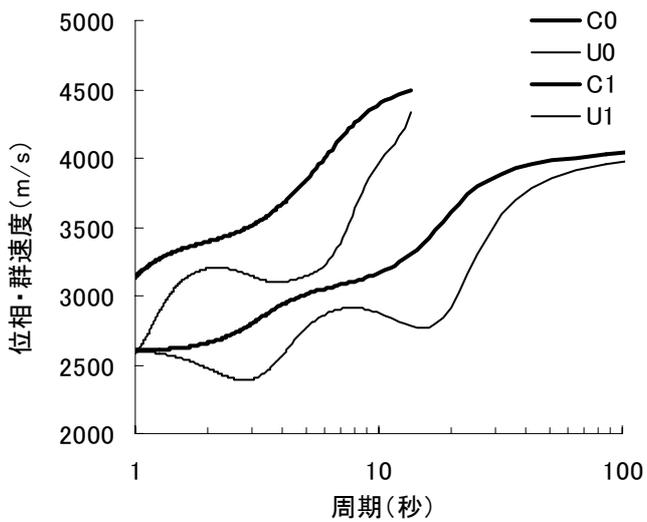
図 12 表 4 の 6・8 層地盤に対する重複反射理論による増幅率



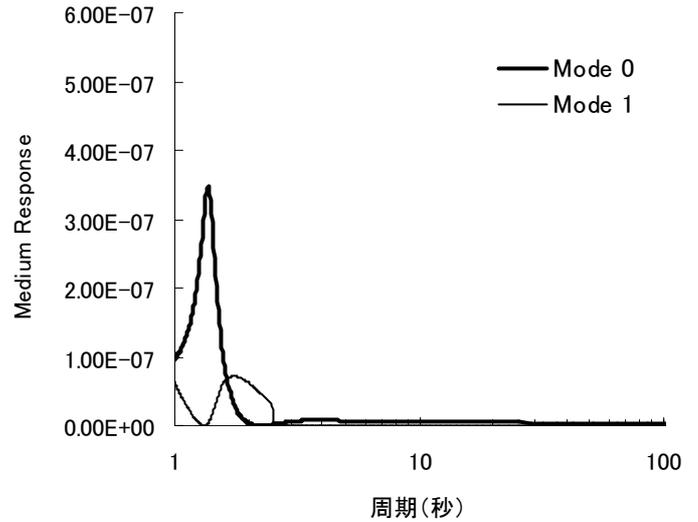
(a) Love 波の分散曲線



(b) Love 波の Medium Response

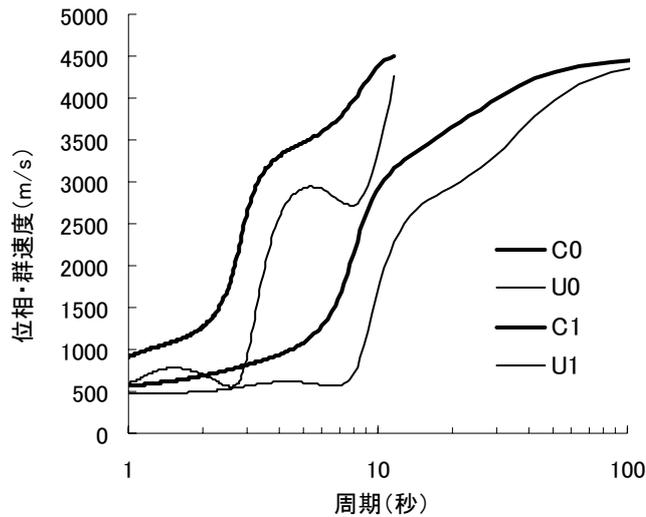


(c) Rayleigh 波の分散曲線

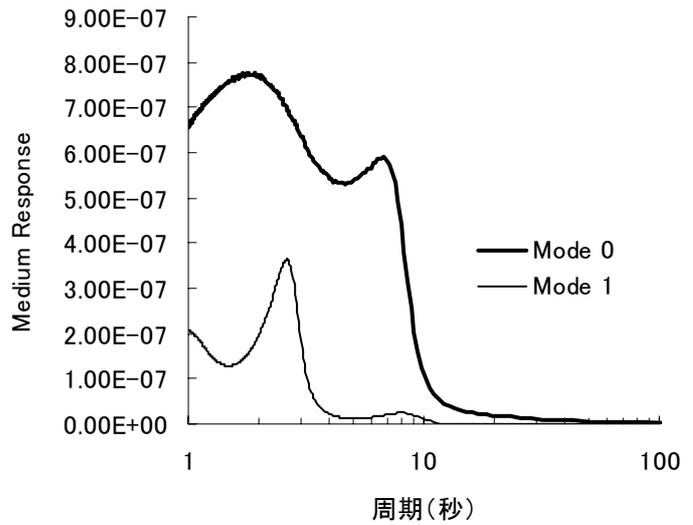


(d) Rayleigh 波の Medium Response

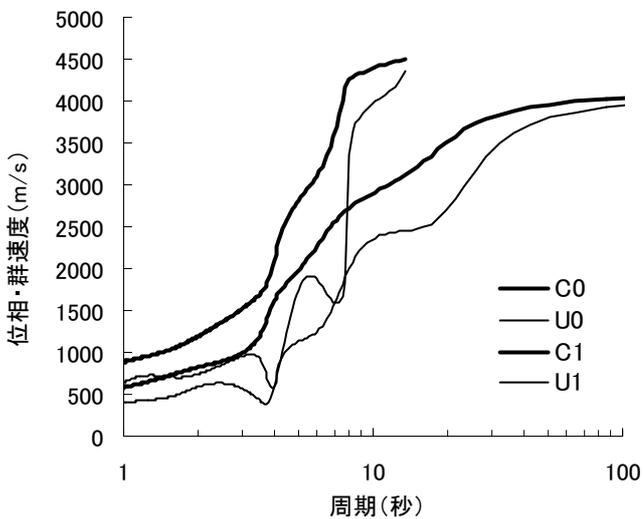
図 13 表 4 の 6 層地盤 (名古屋) に対する表面波の分散曲線 (C:位相速度、U:群速度) と Medium Response



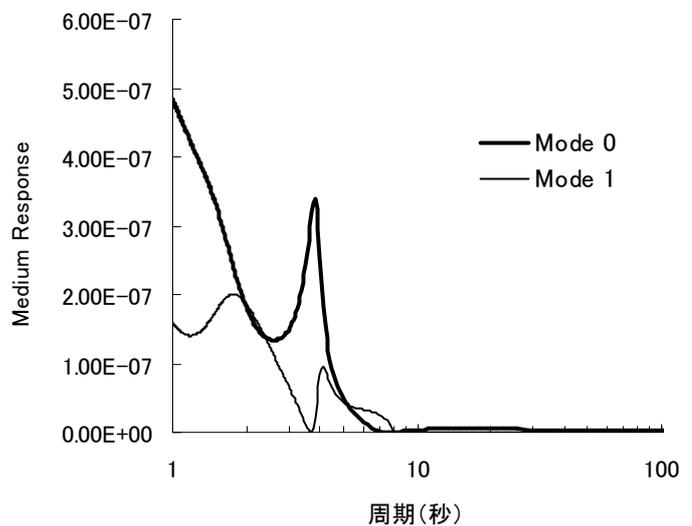
(a) Love 波の分散曲線



(b) Love 波の Medium Response



(c) Rayleigh 波の分散曲線



(d) Rayleigh 波の Medium Response

図 14 表 4 の 8 層地盤（四日市）に対する表面波の分散曲線（C:位相速度、U:群速度）と Medium Response

2.3.6 名古屋・四日市・幡豆における東南海地震による理論地震動

表 3、4 に示す地盤モデルを用い、図 15 に示す名古屋・四日市・幡豆における東南海地震による理論地震動を計算する。1944 年東南海地震の破壊開始点は図 15 に示されるように断層面の西端部であるが、ここでは比較のため西端部に加えて破壊開始点を東端部に置いた場合の理論地震動も計算する。

図 16～18 に、表 3 の 4 層地盤モデル（地殻構造モデル）を用いた幡豆、名古屋、四日市における速度・変位波形を示す。図の左右には破壊開始点が西端部と東端部（図 15）の結果を示すが、破壊フロントの directivity 効果による波形性状の違いが明瞭に現れている。すなわち、破壊開始点が西端部にある場合、各観測点に破壊フロントが近づいてくることになり、周期 30 秒程度の振幅が大きな長周期パルス状の波形となり、逆に破壊開始点が東端部にある場合、破壊フロントが離れるため継続時間の長く、振幅が小さい波形になる。特に図 15 から分かるよ

うに破壊開始点が西端部にある場合、四日市、名古屋、幡豆の順により破壊フロントの前方指向性が強くなるため、継続時間が短い、より単純なパルス形状を示している。また変位波形のSN成分には顕著な永久変位が表れており、その値は震源に近い幡豆と四日市で20 cm程度、名古屋で10 cm程度である。

図20、21には表4に示す堆積層構造を考慮した6層地盤（名古屋モデル）、8層地盤（四日市モデル）を用いた速度・変位波形を示す。図17、18の地殻構造モデルによる波形と比べると、変位波形レベルでは比較的似た形状を示しているが、より短周期が卓越する速度波形は大きく異なっている。特に名古屋では堆積層構造によるやや長周期地震動が大きく増幅されている。SN成分とUD成分が連動していることから主要成分はRayleigh波であると考えられる。

図21に表3の地殻構造モデル（4層地盤モデル）を用いた各観測点の速度フーリエ振幅スペクトルを示す。図5、6の震源スペクトルで説明したように、ここで使用した震源モデルは周期3～4秒以下ではパワーが無く、適用範囲外であることに注意されたい。図の左側は破壊開始点が西端部にある場合、右側は東端部にある場合である。同じ地盤構造を用いているため、各観測点でよく似た性状を示しており、破壊開始点が西端部にある場合、図18～20の波形から明らかなように周期30秒程度の長周期パルス波が現れている。このためスペクトルに明瞭な卓越が見られる。また全スペクトルに周期9秒程度と3秒程度に卓越周期が見られるが、図10のMedium Responseなどから前者は1次モードのLove波・Rayleigh波が、後者は基本モードのLove波・Rayleigh波がそれぞれ励起されているものと推定される。

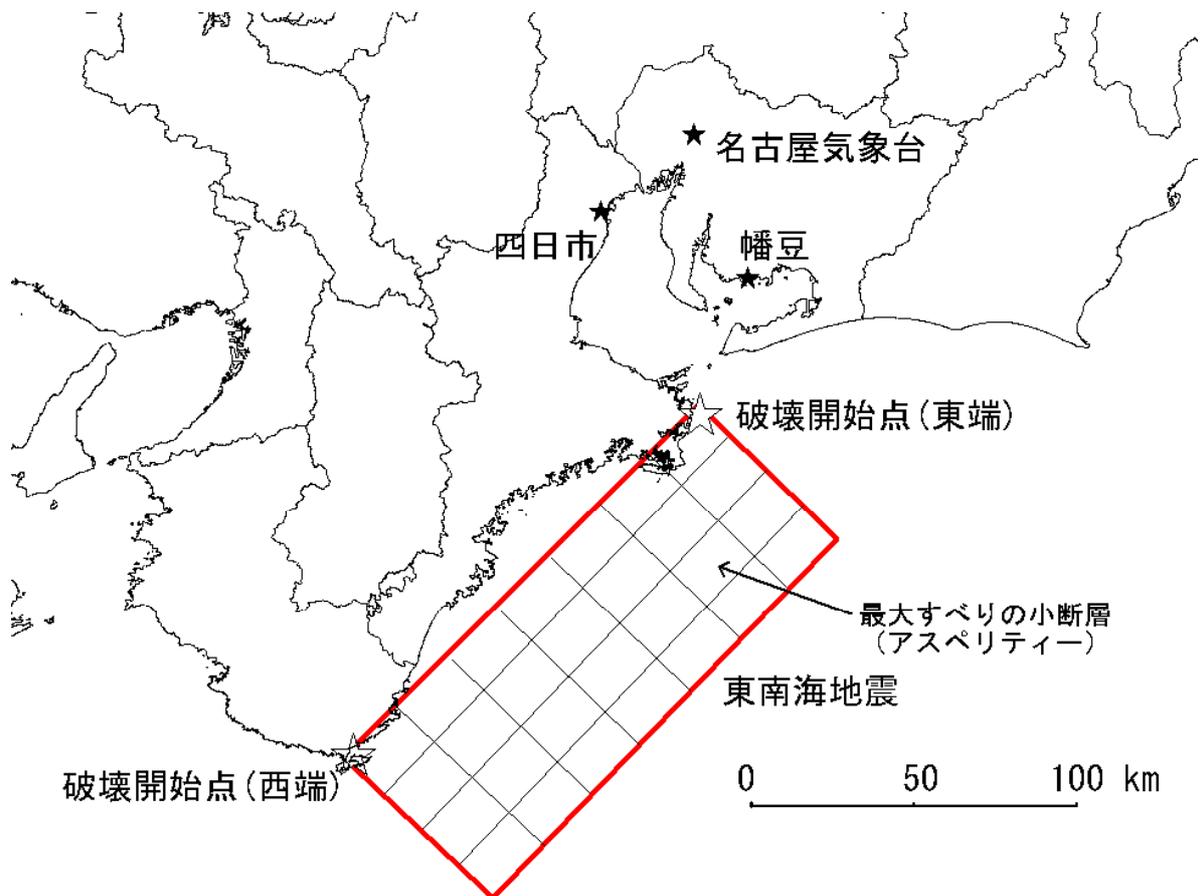
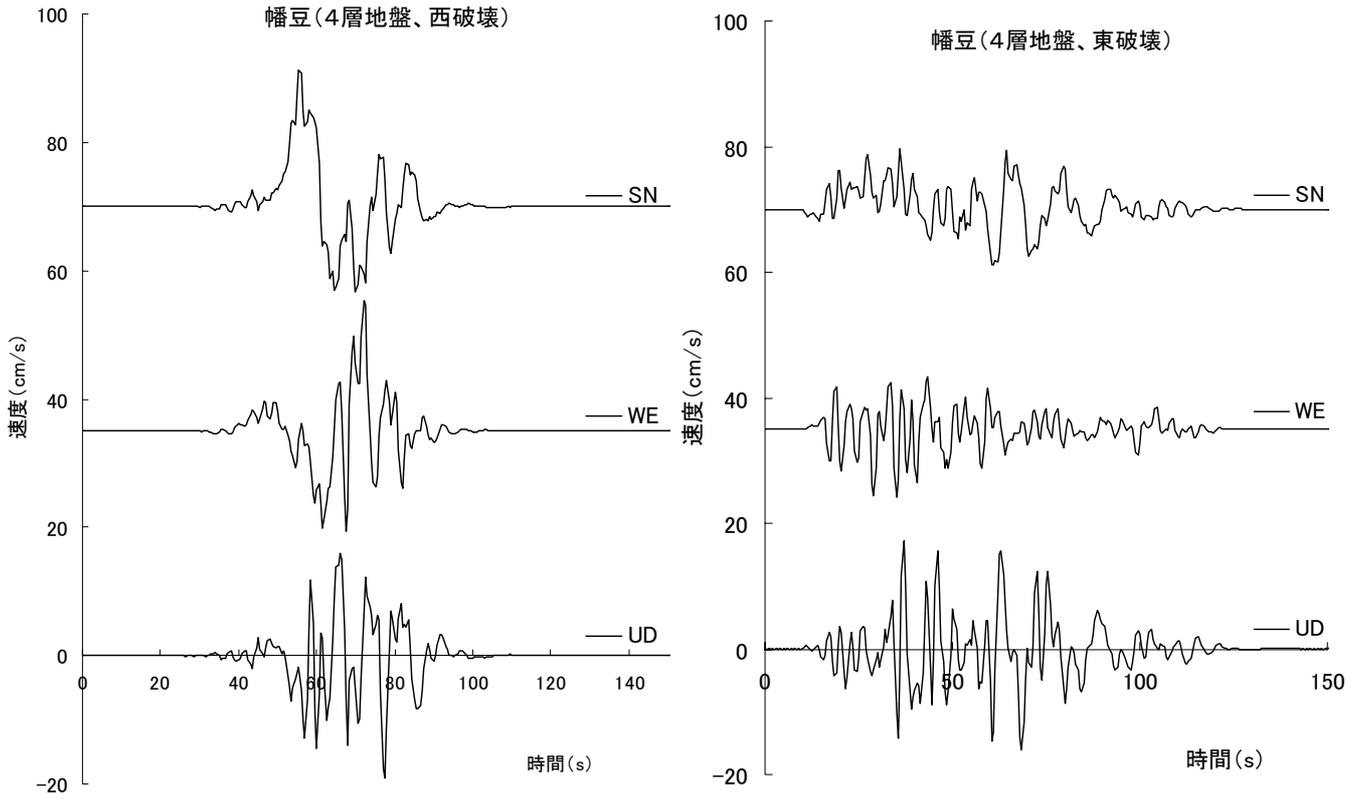
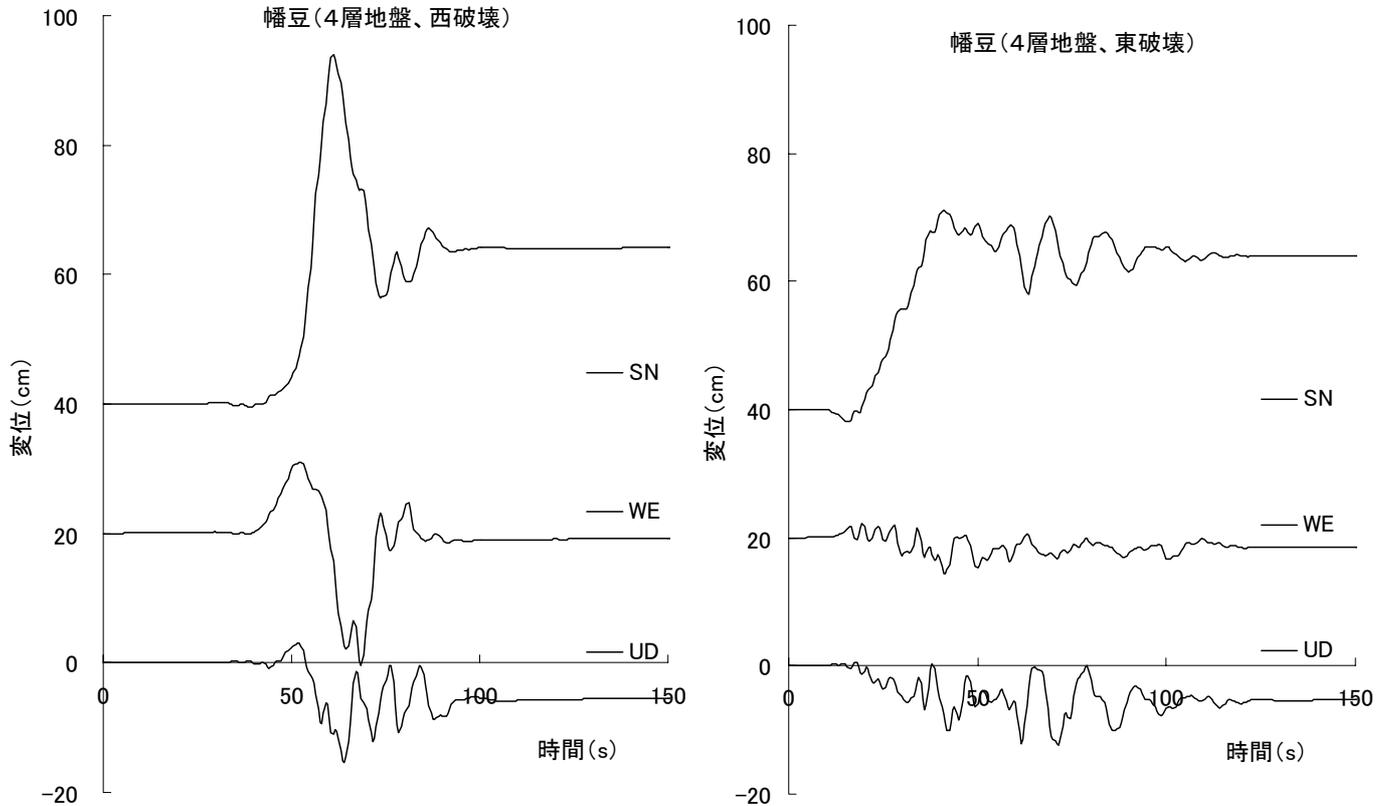


図15 本研究で用いた東南海地震の断層モデルと観測点
(破壊開始点は1944年地震と同じ西端部に加え、東端部も用いた)

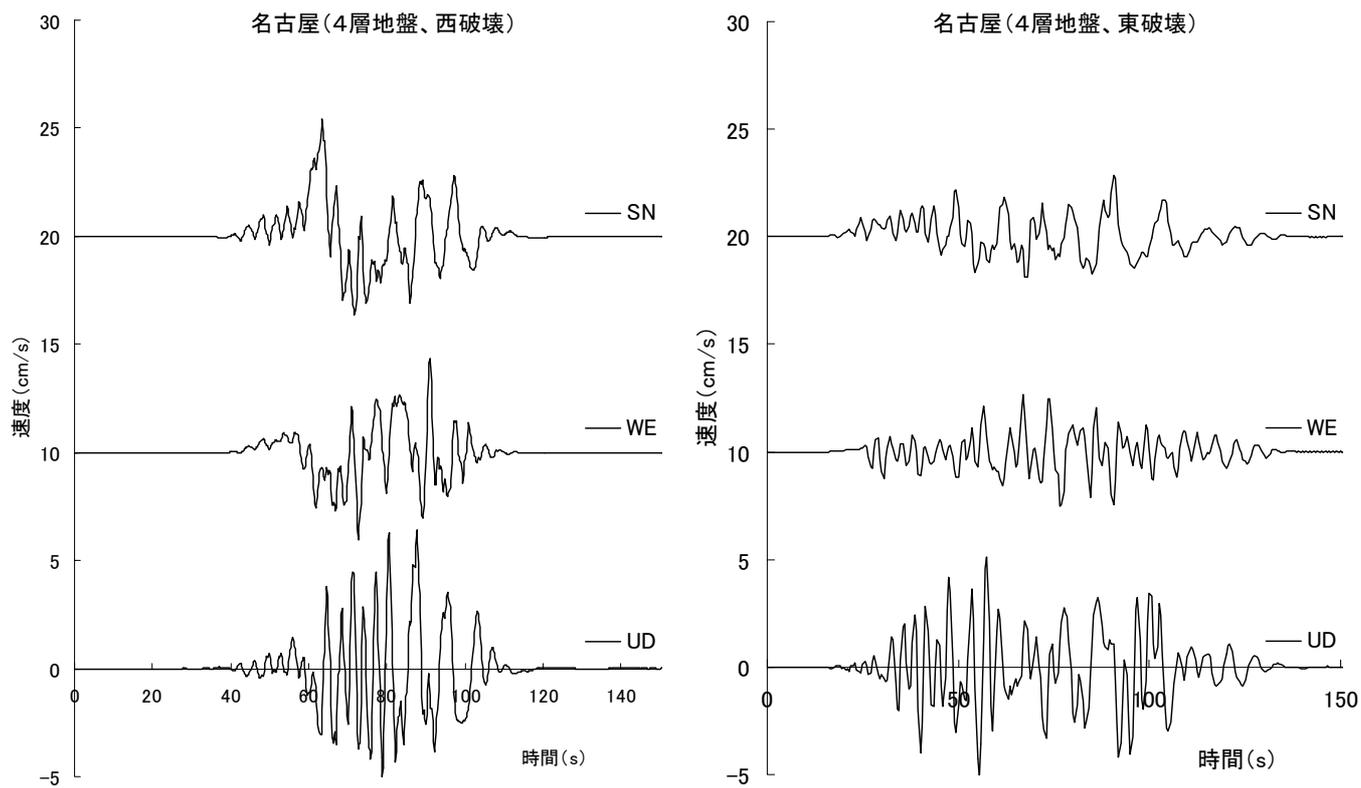


(a) 速度波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

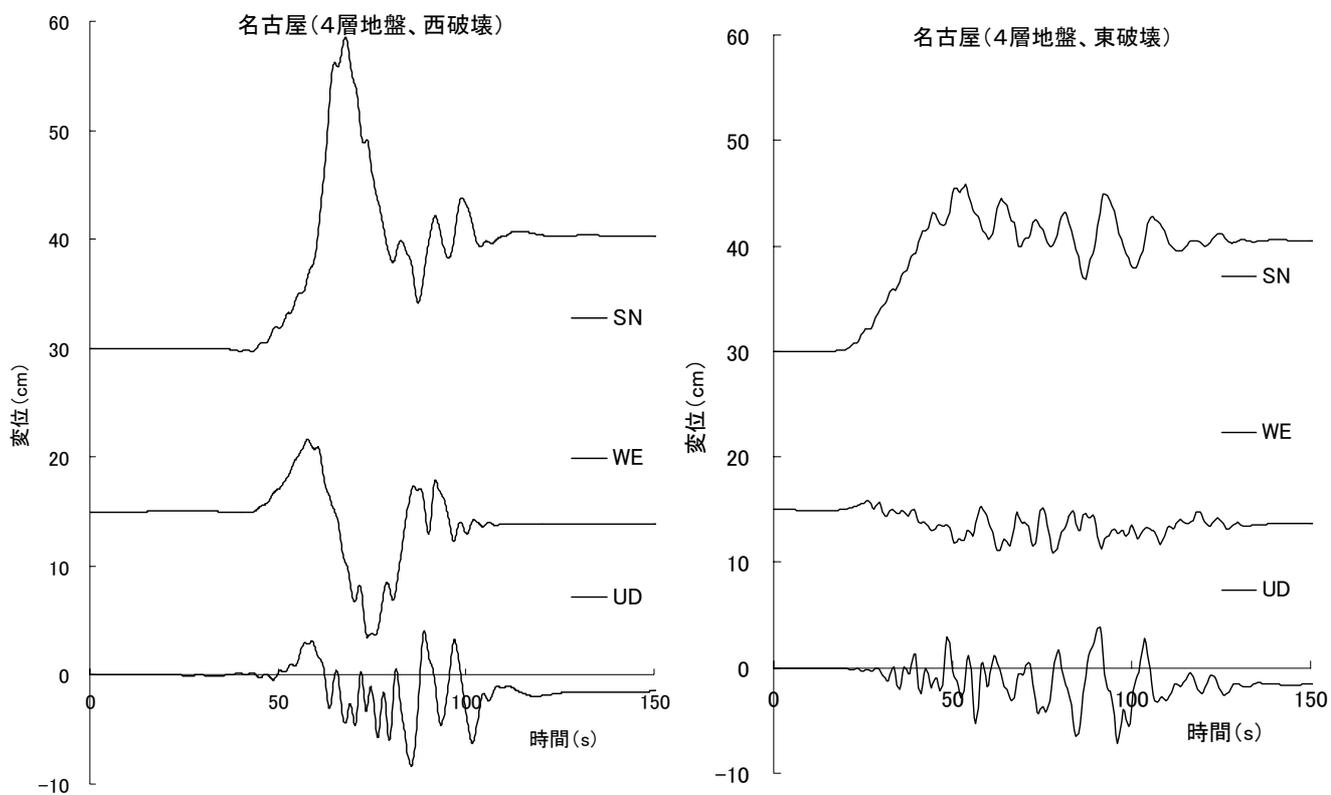


(b) 変位波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

図 16 幡豆における速度波形 (上)・変位波形 (下) (表 3 の 4 層地盤を使用)

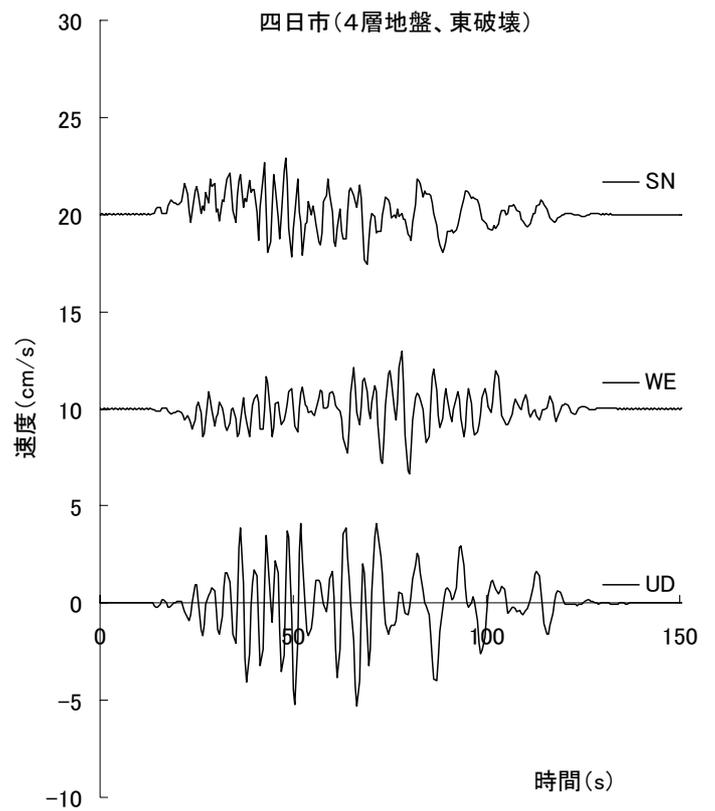
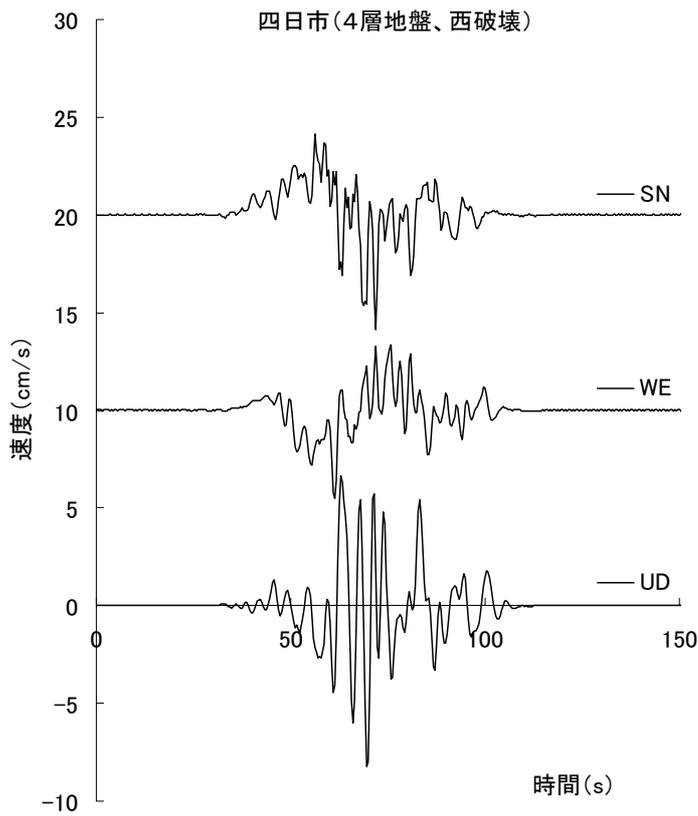


(a) 速度波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

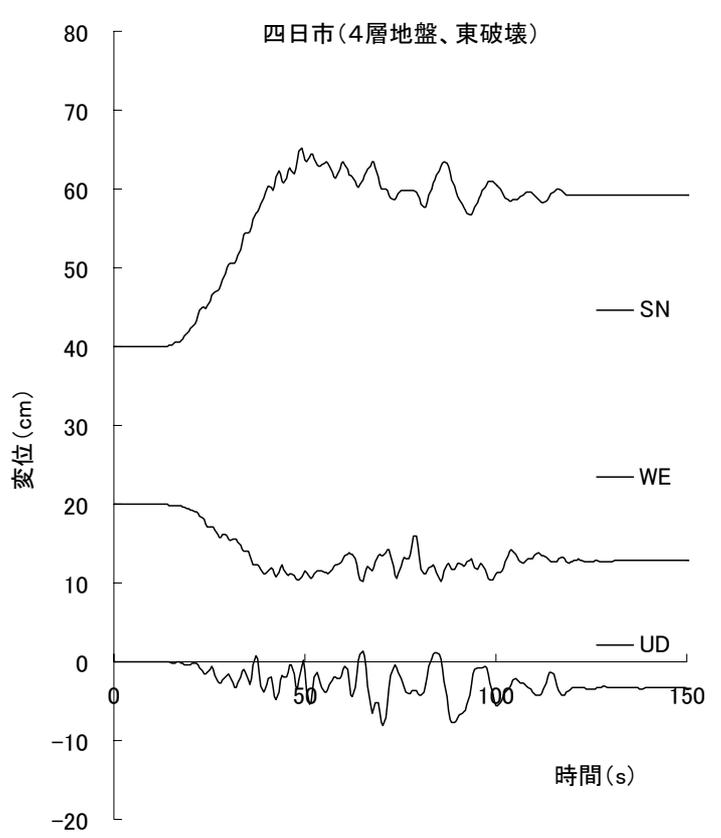
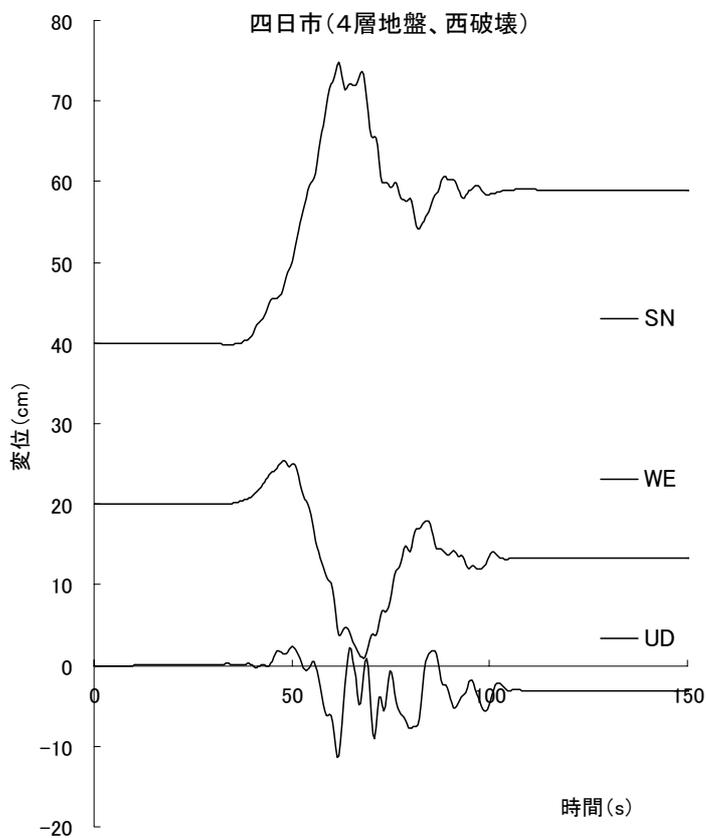


(b) 変位波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

図 17 名古屋における速度波形 (上)・変位波形 (下) (表 3 の 4 層地盤を使用)

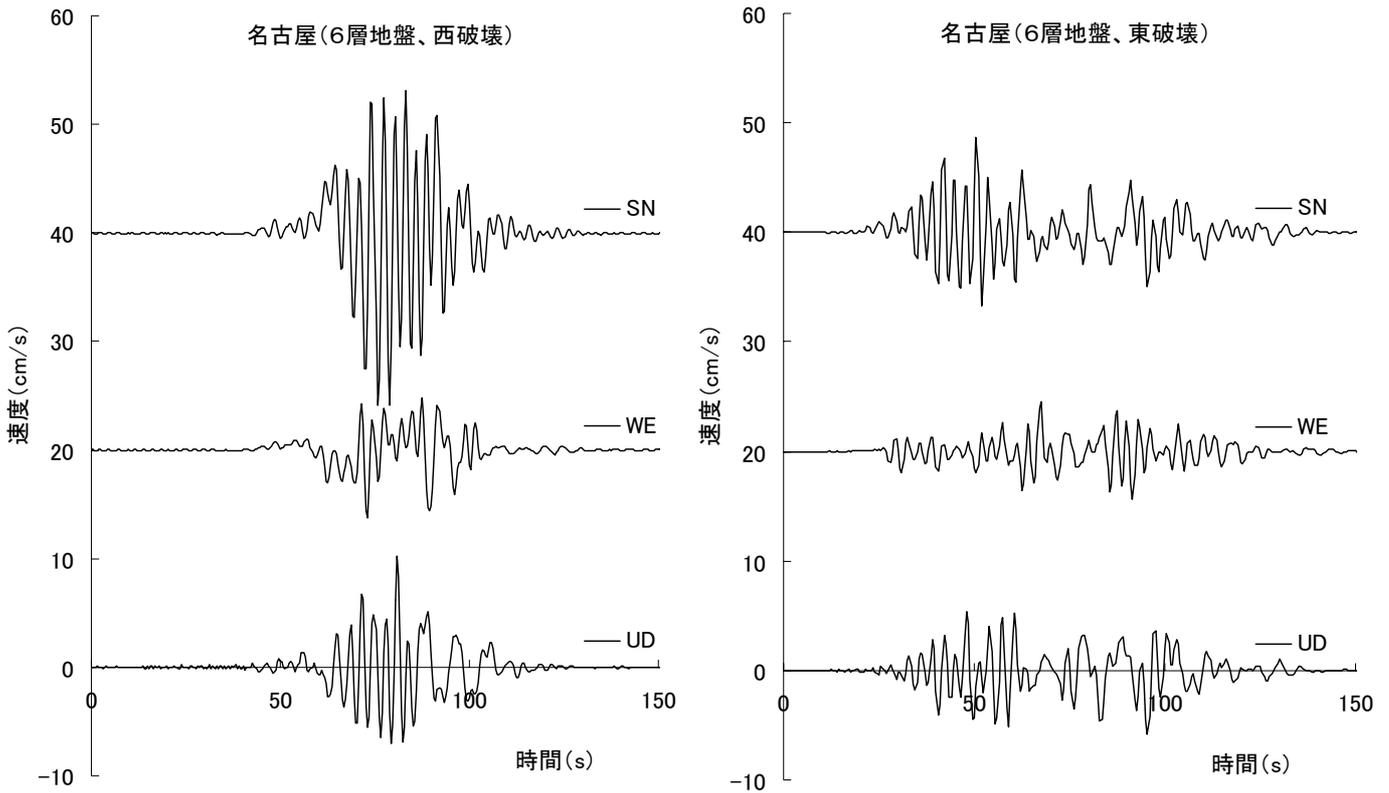


(a) 速度波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

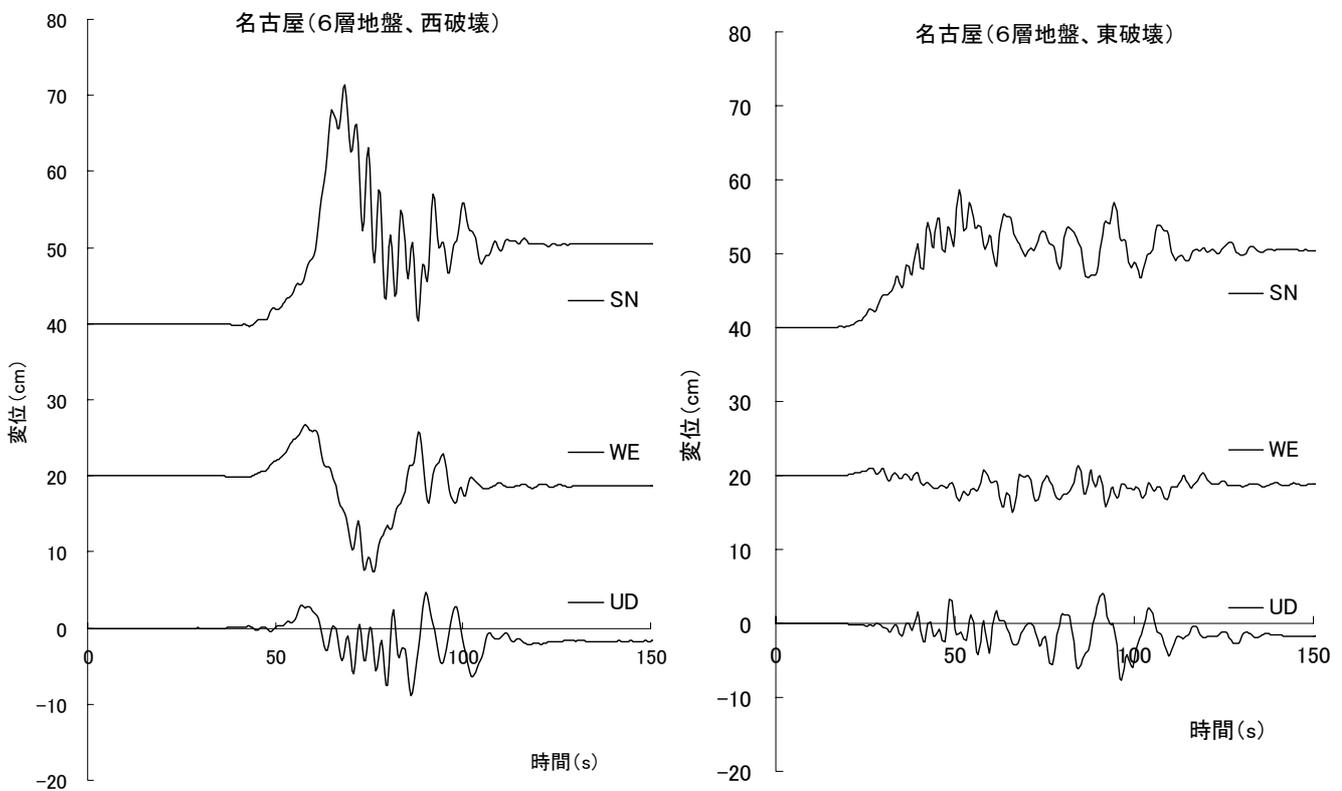


(b) 変位波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

図 18 四日市における速度波形 (上)・変位波形 (下) (表 3 の 4 層地盤を使用)

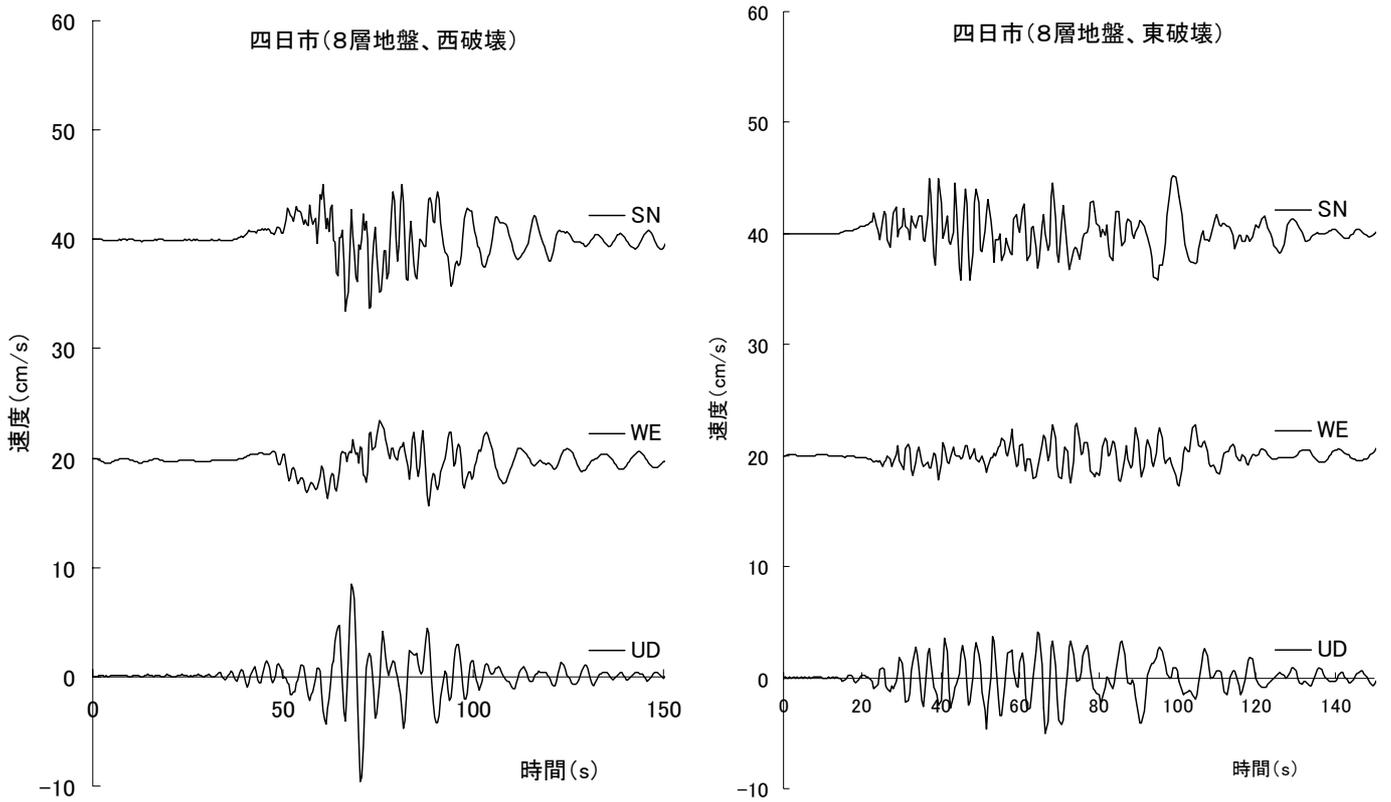


(a) 速度波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

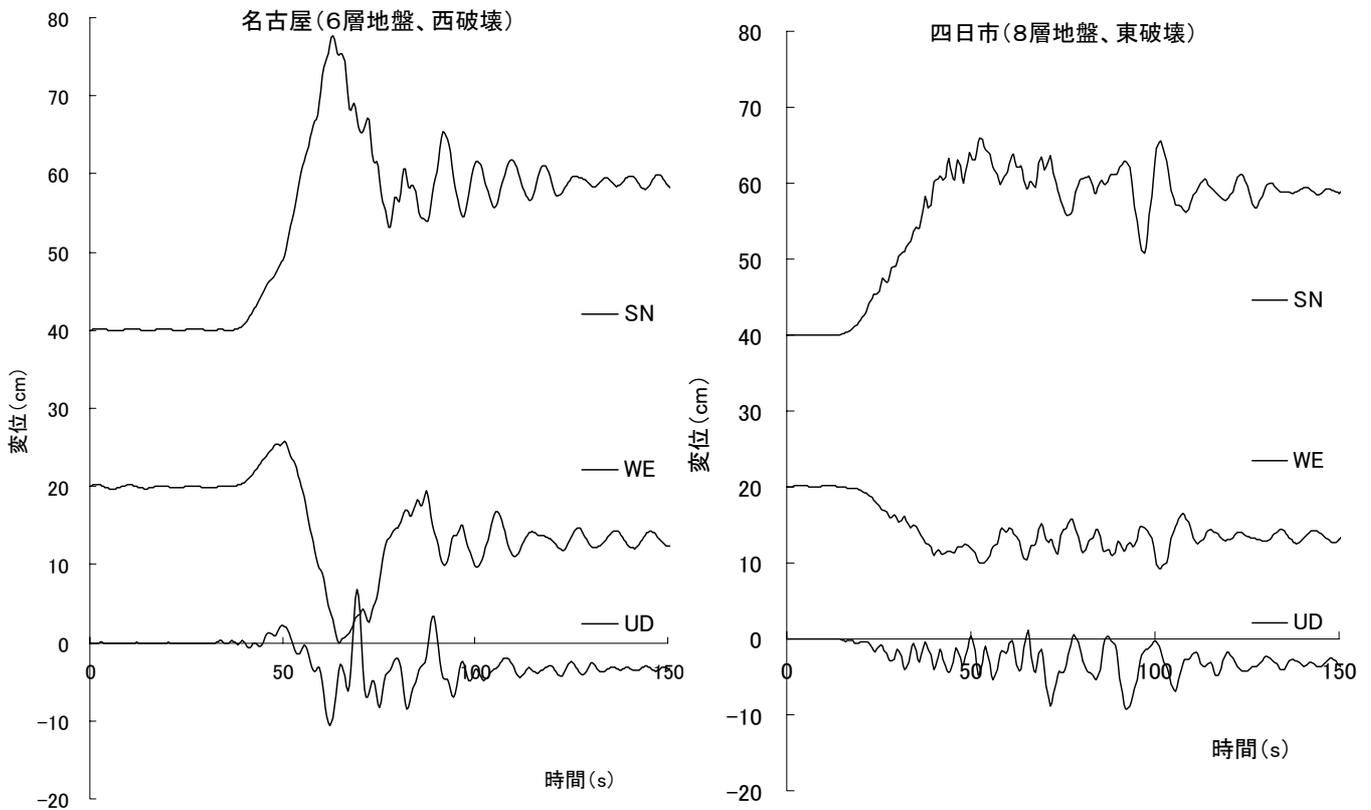


(b) 変位波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

図 19 名古屋における速度波形 (上)・変位波形 (下) (表 4 の 6 層地盤を使用)

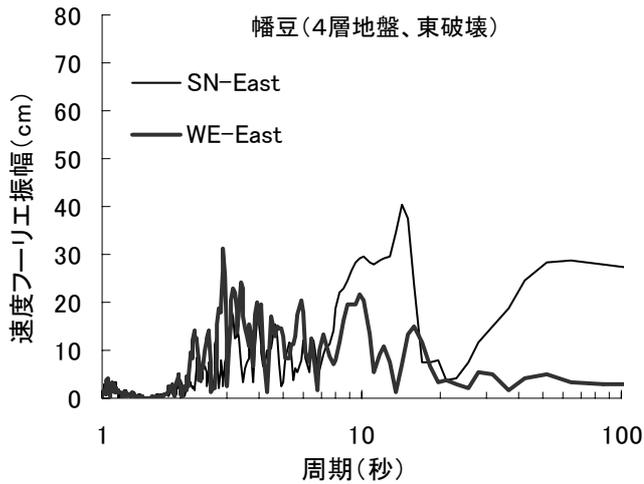
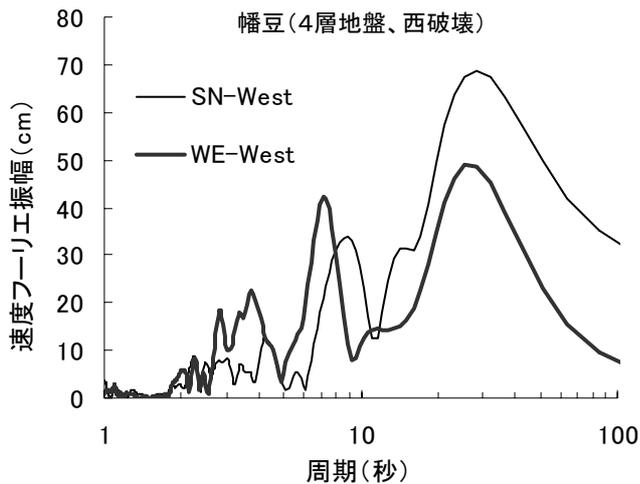


(a) 速度波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

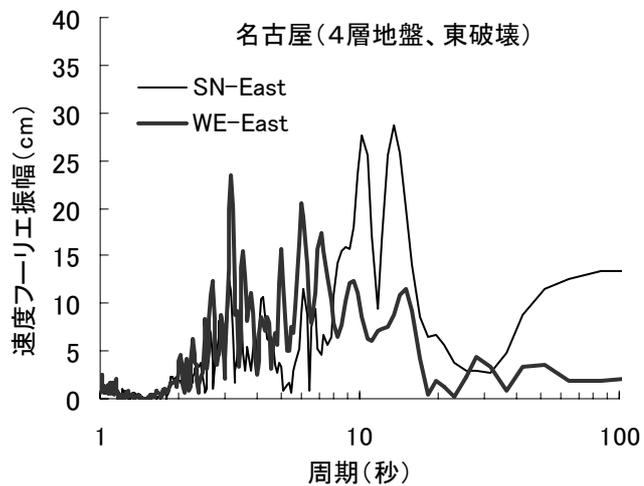
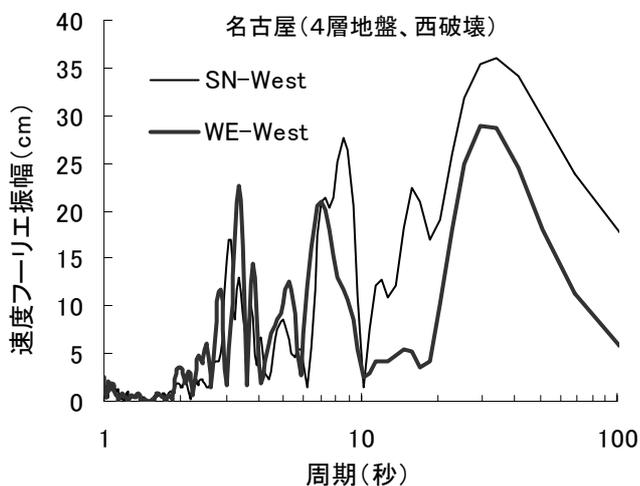


(b) 変位波形 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

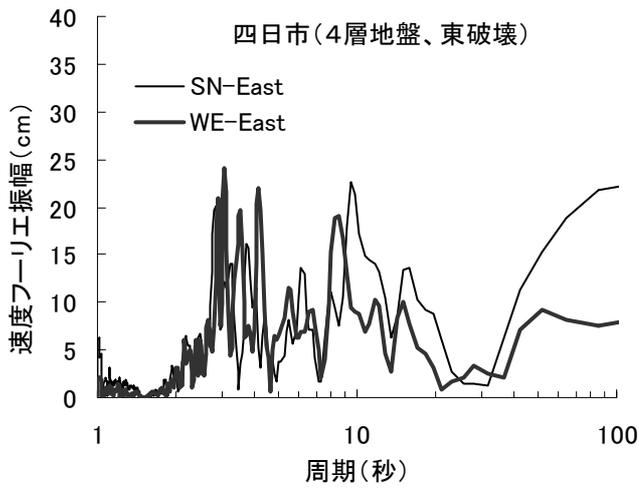
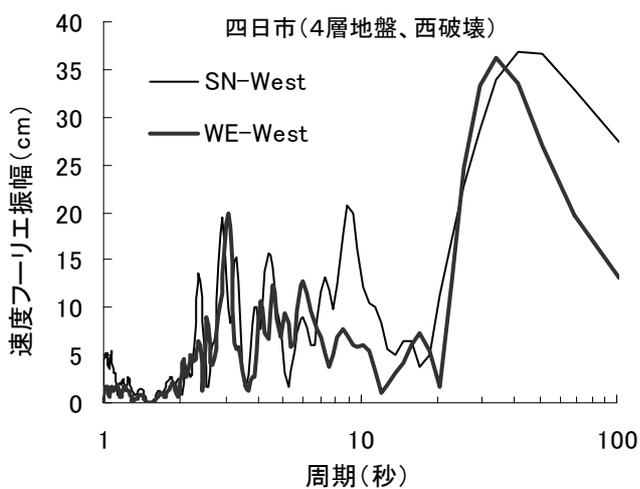
図 20 四日市における速度波形 (上)・変位波形 (下) (表 4 の 8 層地盤を使用)



(a) 幡豆 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

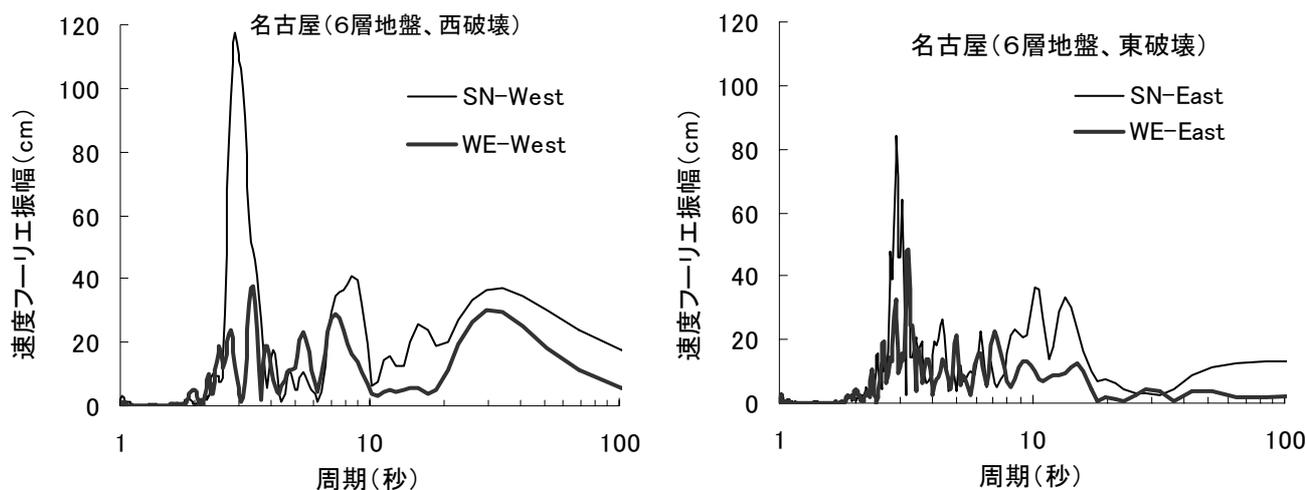


(b) 名古屋 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

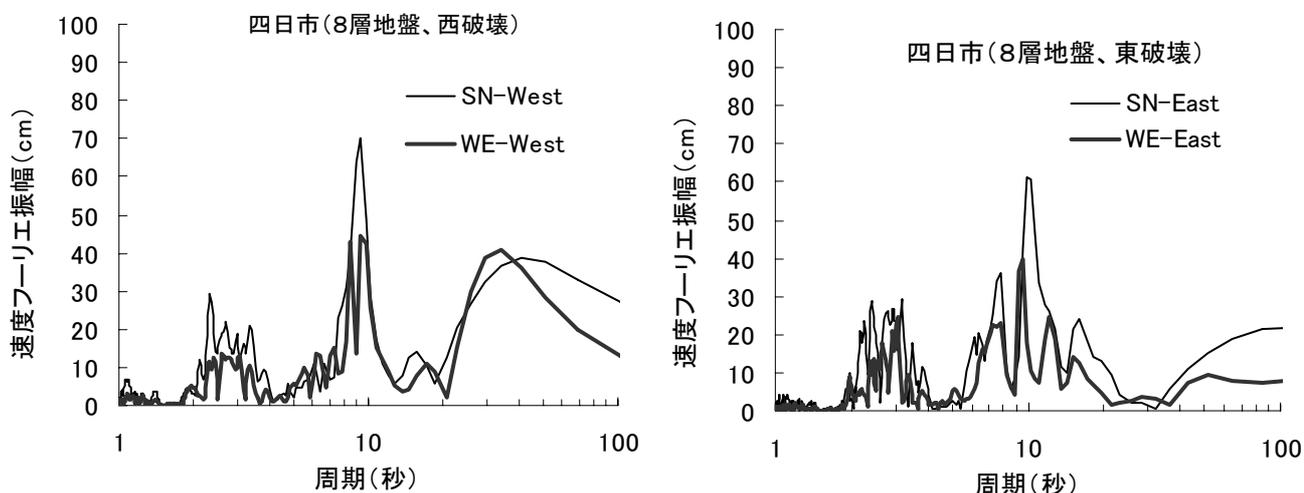


(c) 四日市 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

図 21 4層地盤 (地殻構造モデル) による速度フーリエ振幅スペクトル



(a) 名古屋（左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部）



(b) 四日市（左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部）

図 22 6・8 層（堆積層構造モデル）による速度フーリエ振幅スペクトル

図 22 には表 4 の堆積層を考慮した名古屋（6 層地盤モデル）、四日市（8 層地盤モデル）による速度フーリエ振幅スペクトルを示す。図 21 と同様に、周期 3～4 秒以下は解析対象外である。また図の左側は破壊開始点が西端部にある場合、右側が東端部にある場合である。図 19、20 の波形から明らかなように破壊開始点が西端部にある場合、周期 30 秒程度の長周期パルス波が現れ、スペクトルにも明瞭な卓越が見られる。一方、図 21 の地殻構造モデルの場合と比べ、図 19、20 の波形からも想像できるように堆積層構造に起因する顕著な卓越周期が表れている。まず名古屋市では SN 成分に約 3 秒の非常に大きな卓越が見られるが、これは図 13 の Medium Response から、基本モードの Rayleigh 波が寄与していると考えられる。また四日市では周期 9 秒程度と 2～4 秒程度に卓越周期が見られるが、これは図 14 の Medium Response から、前者は基本モードの Love 波が、後者には寄与し、後者には基本モードの Rayleigh 波や 1 次モードの Love 波が寄与しているものと考えられる。

2.3.6 名古屋・四日市・幡豆における地震応答スペクトル

図 22 に各観測点における速度応答スペクトル ($h=0.001$) を示す。各図の左側は破壊開始点が西端部にある場合、右側は東端部にある場合である (図 15 を参照)。どの観測点の応答スペクトルにも共通して 3~4 秒の卓越周期が見られる。特に名古屋の SN 成分が非常に大きく卓越している。これは図 19 の波形や図 22 のフーリエ振幅スペクトルの SN 成分から分かるように名古屋における堆積層で励起された Rayleigh 波の寄与であると考えられる。一方、四日市市には 9~10 秒の卓越も観測されるが、これは基本モードの Rayleigh 波や 1 次モードの Love 波が寄与しているものと考えられる。応答スペクトルの振幅レベルは卓越周期近くでは 100 kine を超えており、特に名古屋では周期 3 秒近くで 200 kine 近い振幅を示している。それ以外の周期では 40 kine 以下の値となっている

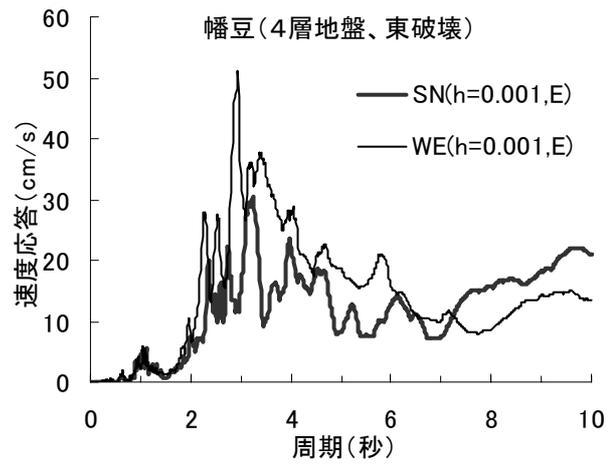
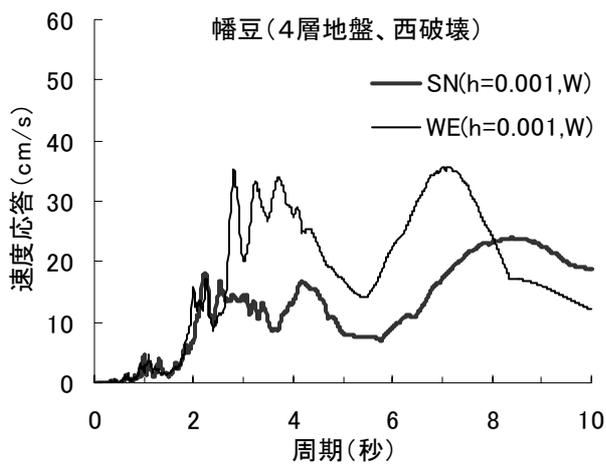
2.3.7 座間による経験式 (2000) との比較

本研究による結果と座間による経験式による結果とを比較する。座間 (2000) は、経験的震源モデルである ω^2 モデルと表面波の距離減衰式から表面波による標準的な振幅スペクトルを導き、全国の気象台の一倍強震計による記録との比較から、各気象台位置における地域の増幅特性を導いている。この経験式より、マグニチュードと震源距離、及び震源域と観測点との組み合わせで決まる地域の増幅率から、やや長周期帯域 (2 秒~20 秒程度) での振幅スペクトルを求めることができる。

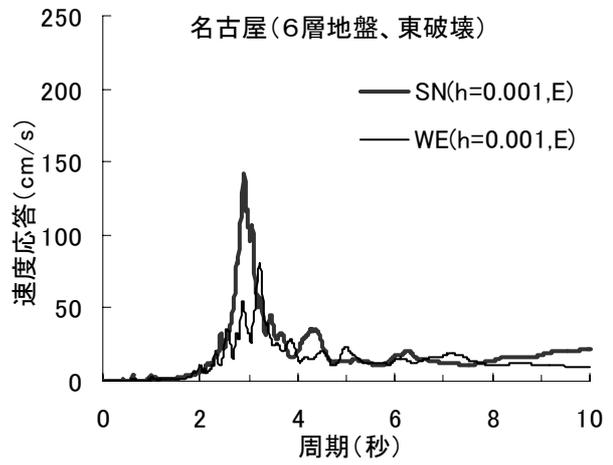
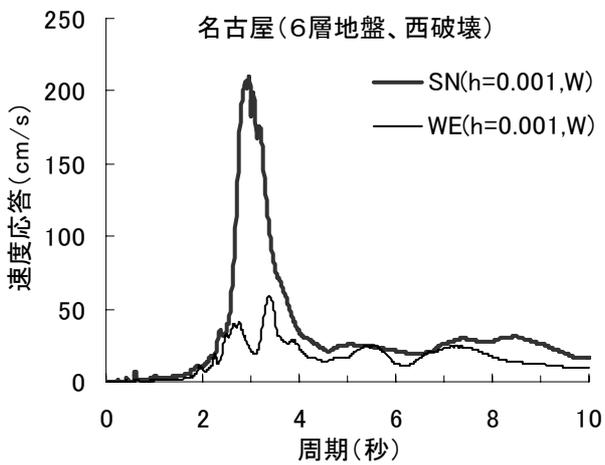
図 24 は名古屋気象台を対象として、本研究で計算した加速度振幅スペクトル (西端部破壊の場合) と、経験式によるスペクトル (震源域は zone 11) の比較を示す。経験式に用いる震源距離 r として、図 24(a) では破壊開始点 ($r=183$ km) を、図 24(b) では最大すべりを示した小断層 ($r=121$ km) を、それぞれとった場合である (図 15 を参照)。理論地震動の適用周期の範囲は 3~4 秒以上であるが、3 秒~10 秒程度まで両者は非常に良い一致を示している。特に名古屋で顕著に見られた周期 3 秒程度の卓越も良く一致している。一方、10 秒~20 秒の周期範囲では、理論計算値はやや過小評価になっている。図 21(b) で見られるように本モデル (西端部破壊) では周期約 30 秒で directivity pulse による卓越が現れており、周期 10~20 秒の周期範囲はちょうど卓越周期の谷間に相当する。directivity pulse によるパルス幅 (卓越周期) は、破壊開始点の位置やアスペリティーサイズなどによって大きく変化し、周期 10~20 秒で卓越するシナリオはいくらでも考えられる。従って、経験式は 10 秒~20 秒の周期範囲で過大評価をしている訳ではない。

2.3.8 おわりに

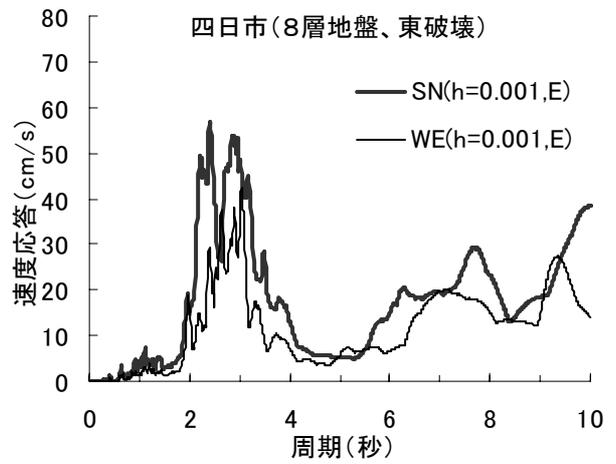
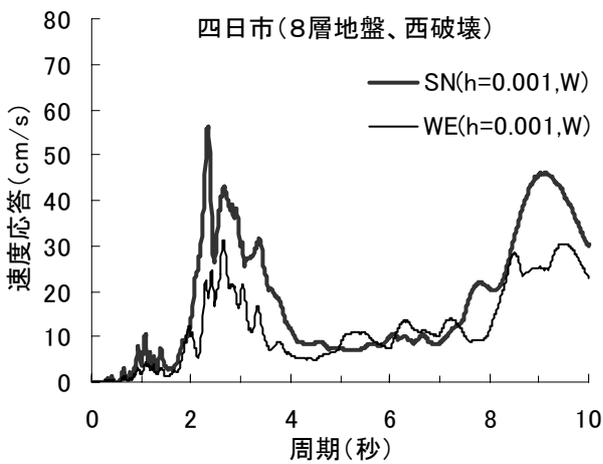
菊地による 1944 年東南海地震の震源モデル (2002) と濃尾平野の堆積層構造モデルを用い、名古屋市と四日市、さらに比較のため岩盤サイトである幡豆におけるやや長周期の地震動シミュレーションを行った。その結果、地盤構造の違いによるやや長周期地震動の特性は大きく変わり、特に堆積層構造による表面波が大きいことを確認した。本解析は特定の震源モデルを用いた単純な平行成層を仮定した計算例であるが、座間 (2000) による経験式による結果とも良く一致していた。従って、適切なシナリオ型震源モデルと精度の高い地下構造モデルを考慮すれば、精度の高い入力地震動の設定が可能であることを確認した。



(a) 幡豆 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)



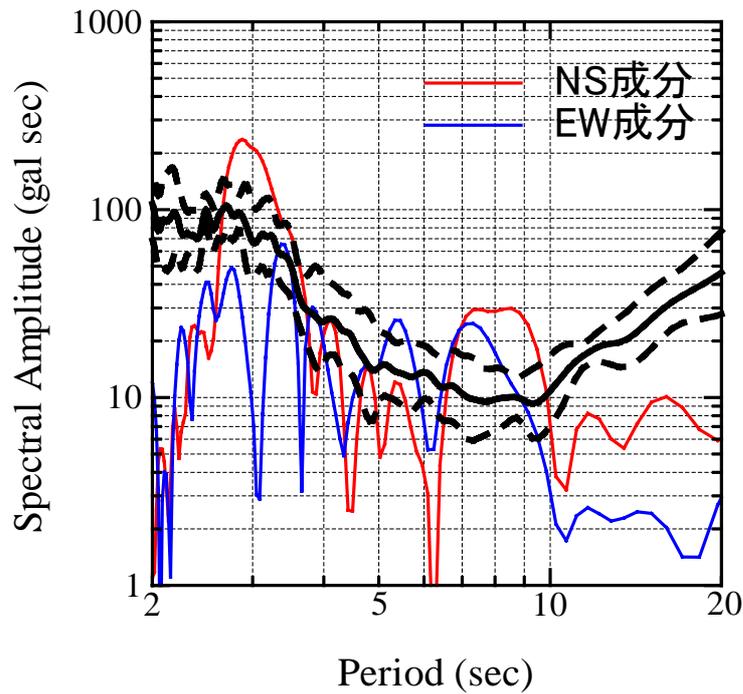
(b) 名古屋 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)



(c) 四日市 (左：破壊開始点が西端部、右：破壊開始点が東端部)

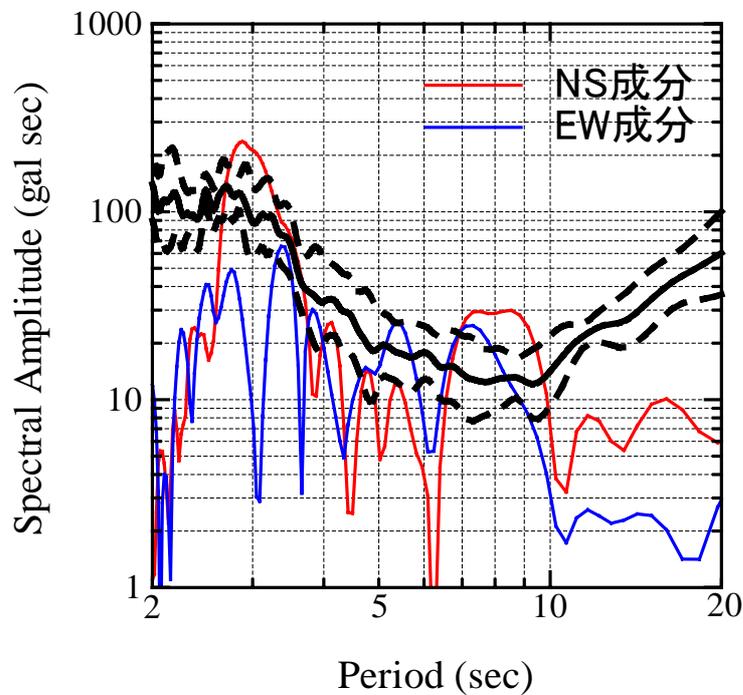
図 23 各観測点における速度応答スペクトル ($h=0.001$)

Nagoya : Mw=7.9, r=183km



(a) 震源距離 r を西端部破壊開始点（震源）からとった場合

Nagoya : Mw=7.9, r=121km



(b) 震源距離 r を断層面の最大変位（アスペリティ）からとった場合

図 24 理論計算値（西端部破壊の場合）と経験式（座間, 2000）による名古屋気象台における加速度フーリエ振幅スペクトルの比較

参考文献

- 愛知県、濃尾平野に関する地下構造調査、活断層調査成果及び体積平野地下構造調査成果報告会、予稿集、文部科学省、pp.79-66、2002
- Aki, K. and P. G. Richards, Quantitative Seismology, Theory and Methods. Vol. 1, W. H. Freeman and Company, 1980
- Kikuchi, M., M. Nakamura, and K. Yoshikawa (2002), Source Rupture Processes of the 1944 Tonankai Earthquake and the 1945 Mikawa Earthquake derived from Low-Gain Seismograms, EPS (submitted on 2002/10/04).
- Harkrider, D. G., Surface waves in multilayered elastic media; Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.54, pp. 627-679, 1964
- 久田嘉章、成層地盤における正規モード解及びグリーン関数の効率的な計算法、日本建築学会構造系論文集 第 501 号、pp.49-56、1997
<http://kouzou.cc.kogakuin.ac.jp/Member/Boss/Paper/97emg/emg.html>
- Hisada, Y., An Efficient Method for Computing Green's Functions for a Layered Half-Space with Sources and Receivers at Close Depths (Part 2), Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.85, No.4, pp. 1080-1093, 1995
<http://kouzou.cc.kogakuin.ac.jp/Member/Boss/Paper/95cgf/cgf.html>
- Hisada, Y., An Efficient Method for Computing Green's Functions for a Layered Half-Space with Sources and Receivers at Close Depths, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.84, No.5, pp. 1456-1472, 1994
<http://kouzou.cc.kogakuin.ac.jp/Member/Boss/Paper/94em/em.html>
- Luco, J. E. and R. J. Apsel, On the Green's functions for a layered half-space. Part 1, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 73, pp. 909-929, 1983
- 文部科学省・地震調査研究推進本部、南海トラフの地震の長期評価について、2001
http://www.jishin.go.jp/main/chousa/01sep_nankai/index.htm
- 文部科学省・地震調査研究推進本部、南海トラフの地震を想定した強震動評価手法について（中間報告）、2001、<http://www.jishin.go.jp/main/kyoshindo/01b/index.htm>
- 文部科学省・地震調査研究推進本部、長期評価一覧表、2003
<http://www.jishin.go.jp/main/choukihyoka/ichiran.htm>
- 文部科学省・地震調査研究推進本部、日本の地震活動、一被害地震から見た地域別の特徴—
<http://www.hp1039.jishin.go.jp/eqchr/eqchrfrm.htm>
- 内閣府・中央防災会議、東南海・南海地震等に関する専門調査会、2003
<http://www.bousai.go.jp/jishin/chubou/nankai/index.html>
- Phinney, R. A., Theoretical calculation of the spectrum of first arrivals in layered elastic media, J. Geophys. Res., Vol. 70, pp. 5107-5123, 1965
- 座間信作 (2000)、やや長周期帯域における加速度スペクトルの半経験式的表現、消防研究所報告、第 89 号、pp. 1-9