

# 地震波伝播と強震動の大規模並列 FDM シミュレーション

古村 孝志

東京大学 大学院情報学環総合防災情報研究センター/地震研究所地震火山災害部門

## 1. はじめに

地球の表面を覆う硬い岩盤（プレート）が複雑に衝突し合う日本列島は、世界の大地震の1割以上が発生する大地震多発地帯である。これまで日本ではマグニチュード（M）7級の内陸地震が年間1～2回、そしてM8級の海溝型巨大地震が10年に1回程度の割合で起きてきている。国の中央防災会議によると、今後30年以内にM7級の首都直下地震が発生する確率は70%、そしてM8級の東海地震の発生確率は87%にもなるという。現在の地震学は、このように地震発生の「長期評価」に関しては高い知見を与えるが、地震がいつどこで起きるかを数日間の短い時間スケールで予測する「短期予知」は依然として困難な課題である。地震被害の軽減には、まず過去の被害地震や将来の大地震の強い揺れ（強震動）の特徴をコンピュータシミュレーションにより再現・予測し、その結果を構造物の耐震設計に生かすことが大切である。

地震は、地下のプレート境界や内部に蓄積した歪みエネルギーが解放される現象である。そして、プレートがずれ動き、プレート内部が破壊した結果、強い地震波が放射される。地震波は、弾性波として地下を伝わり、不均質な地殻・マントルを伝わるにつれ複雑で長い揺れに成長する。地震波が地表に到達すると、柔らかい表層地盤で何倍も強く増幅される、そして堆積平野に地震波が閉じ込められるため長く揺れが続く。このような、複雑な地震動の挙動の評価には、不均質な断層運動と地下構造を適切にモデル化した、地震波伝播の数値シミュレーションが必要である。

地震波伝播の数値計算の歴史は古く、差分法（Finite-Difference Method: FDM）や有限要素法（Finite-Element Method; FEM）を用いた2次元モデルでの計算は、1960年代後半に既に開始されている。しかしFDM計算では複雑な地下構造のモデル化に大きな計算機資源を必要とするため、現実的な3次元地下構造モデルを用いた計算が実用化したのは、1990年代後半以降のことである。

本稿では、まず始めに、3次元不均質場での地震波伝播を記述する基本方程式と、FDM計算による地震波伝播シミュレーションの具体的な数値計算手順を説明する。次に、地球シミュレータに代表されるベクトル型計算機を用いた大規模3次元計算と、近年のT2Kオープンスパコン(東大)\*に代表される新しいスカラー型並列計算機の可能性を検討する。そして、地震動シミュレーションの有効性を示すために、近年の日本の大地震のシミュレーションと波動場の可視化事例をいくつか紹介する。同時に、シミュレーションに用いる支配方程式の地震現象への整合性と、計算結果の信頼性の確認を、近年日本列島に高密度に展開された強震観測データと比較から検討する。最後に、現在のシミュレーション技術の成果と限界、そして今後5～10年を考えた次世代地震動シミュレーションの到達点を考える。

---

\*<http://www.cc.u-tokyo.ac.jp/ha8000>

## 2. 地震波伝播の FDM 計算

### 2-1. 運動方程式の FDM 計算

地震による断層破壊時の歪みのレベルは高々 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 程度に小さく、これに伴って弾性体中に現れる地震波動が作り出す歪みレベルも同程度である。したがって、地中を伝わる地震波動は弾性体中の無限小歪みの現象と考えて良い。表層地盤では剛性率が小さく、強い地震動により大変形が起きるため、媒質の非線形応答を考慮する必要がある。しかし、地盤の非線形性応答はごく表層部分（地下数メートル以浅）に限られるため、地殻・マントルを伝播する地震波を線形計算で求めてから、さらに必要に応じて地盤の非線形応答の評価を行うのが一般的である。

#### 2-1-1. 運動方程式

3次元直交座標における線形の地震波動場は、以下の釣り合いの式（運動方程式）により記述できる：

$$\rho \ddot{u}_p = \frac{\partial \sigma_{xp}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yp}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zp}}{\partial z} + f_p, \quad (p = x, y, z) \quad (1)$$

ここで、 $\ddot{u}_p$ は加速度、 $\sigma_{pq}$ は応力、 $\rho$ は密度、そして $f_x$ は外力を現す。すなわち、微小の媒質に働く加速度は、媒質周辺での応力差と外力（震源により起こされる力）により発生する。

等方完全弾性体では、応力と歪み $e_{pq}$ は、Lame の定数 $\lambda, \mu$ を用いて次の構成方程式で結びつけられる：

$$\sigma_{pq} = \lambda(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz})\delta_{pq} + 2\mu e_{pq}, \quad (p, q = x, y, z) \quad (2)$$

ここで、 $\delta_{pq}$ はクロネッカのデルタを現す。いっぽう、歪みは変位の空間微分から次式で求められる：

$$e_{pq} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_p}{\partial q} + \frac{\partial u_q}{\partial p} \right), \quad (p, q = x, y, z) \quad (3)$$

FDM 計算では、3次元領域全体を細かな格子間隔( $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ )で分割し、各格子点上に地下構造に対応する物性定数( $\lambda, \mu, \rho$ )を独立に置くことにより、任意の不均質構造をモデル化することができる。また、これらの物性値は、人工地震探査や深層ボーリング坑を利用した音波探査などから求められる。

地震波計算でFDMが多用される最大の理由は、地下構造の境界面の形状や物性値が厳密に定義されていないため、たとえばFEMやBEMのように境界面に沿った格子生成により境界条件を高精度に導入する利点が小さいためである。地震動シミュレーションの重要な目的の一つとして、計算された地震波形と地震観測データとの比較を繰り返して、モデルの物性値の修正を行うことがある。このような繰り返し計算において格子形成を毎回やり直すことは困難であり、規則格子を用いるFDMはかえって使い勝手が良い。

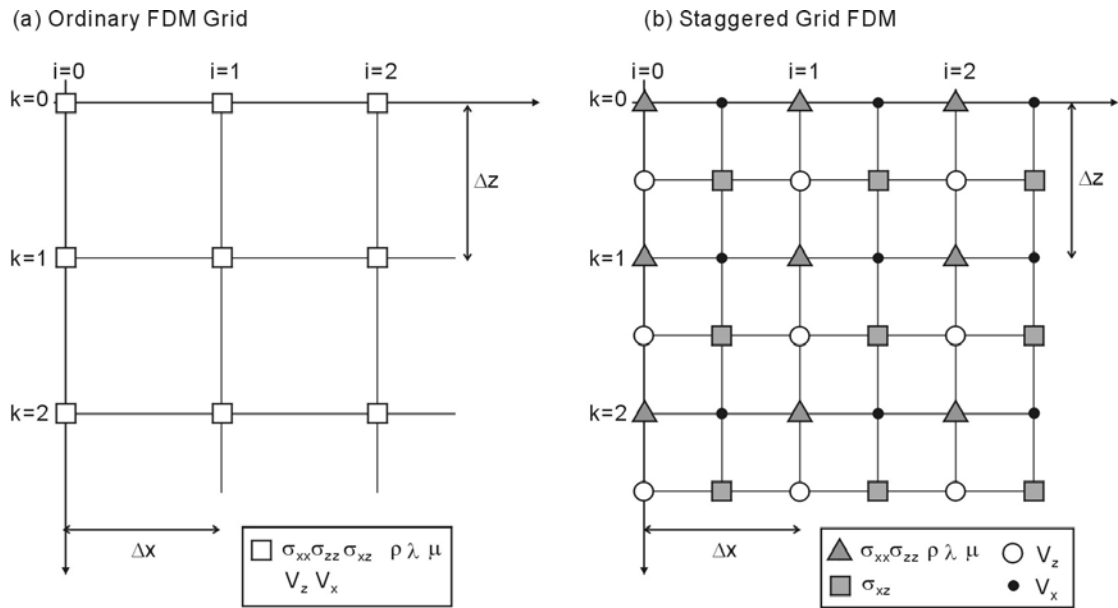


図1 地震波伝播のFDM計算に用いられる格子モデル。(a)一般格子，(b)食い違い格子モデル。食い違い格子（スタガード格子）では，応力と速度，弾性定数の変数が互いに半格子ずれて定義される。

地震断層運動に伴って放射される地震波は，断層運動と等価な力（**物体力**）を，式(1)の右辺に加えることにより実現する。なお，震源からは，縦波（**P波**）と横波（**S波**）が放射されるが，ダイナマイトや核爆発のような人工地震ではP波のみが，また回転（トルク）成分を持つような人工震源からはS波のみが放射される。数値シミュレーションでは，このようにして**自然地震**や**人工地震**に対応した任意の震源をモデルに組み込むことができる。

### 2-1-2. 差分近似計算

地震波伝播のFDM計算では，かつて（1970～80年代）変位や応力，物性値など全ての変数を同一格子点上に配置する格子モデルが多用されたが（図1a），現在は図1bに示されるように変数どうしを半格子ずれた位置に定義する「**食い違い格子（スタガード格子）**」が一般に用いられるようになった。スタガード格子では，変数の微分が定義される位置に関連の変数が位置するため計算の都合が良く，また計算精度が良いためである。

スタガード格子では，たとえば式(1)に現れる  $\sigma_{pq}(x, y, z)$  の  $x$  微分を，隣接の変数値

$\sigma_{pq}(x \pm \Delta x/2, y, z), \sigma_{pq}(x \pm 3\Delta x/2, y, z), \sigma_{pq}(x \pm 5\Delta x/2, y, z), \dots$  を用いて次より評価され

る：

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \sigma_{pq}(x, y, z) \\ &= \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^{M/2} c_m [\sigma_{pq} \{x + (m + \frac{1}{2})\Delta x, y, z\} - \sigma_{pq} \{x - (m - \frac{1}{2})\Delta x, y, z\}], \end{aligned} \tag{4}$$

ここで， $c_m$  は中央差分の係数を表し，たとえば2次精度のスタガード格子中央差分では  $c_1 = 1$ ，4次精度では  $(c_1, c_2) = (9/8, -1/24)$ ，そして8次精度では  $(c_1, c_2, c_3, c_4) = (9/8, -1/24, 49/5120, -5/7168)$  の値が用いられる。

これらの FDM 演算公式は、微分演算を **Taylor 展開** した後に高次項の打ち切りにより作成される。打ち切り誤差の影響は、短波長の地震波ほど大きく、地震波の伝播速度が周波数毎に異なり波形が崩れる現象 (**数値分散**) が発生する。その影響は、低次の FDM 演算子ほど大きい。数値分散の影響を十分に小さく抑え、高い FDM 演算精度を得るためには、計算で扱う必要のある地震波の波長に比べて、 $\Delta x$  を十分に小さく選ぶ必要がある。なお、スタガード格子 FDM では、全ての変数を同一格子点上に定義する場合と比べて、格子間隔を半分 ( $\Delta x/2$ ) に選んだ場合と同等の精度が得られる [1]。

3次元 FDM 計算では、式(1)と(3)に合計 18 回の微分演算が現れる。この計算を、3次元領域全体にわたって  $x, y$ , あるいは  $z$  方向に沿って連続的に実行される。実は、この演算が FDM 計算全体の 8～9 割以上の時間を占めている。大規模 3次元 FDM 計算では、FDM 演算自体の高速化が最優先課題である。

### 2-1-3. FDM 演算の高精度化・高速化

計算メモリと計算時間の節約のために、格子間隔が粗くとも高い精度が得られる最適化 FDM 演算子の研究がこれまで進められた [1-3]。一般的な FDM 演算子の誤差は高周波地震動ほど影響が大きくなるが、これを低周波～高周波全域に一樣に広げることにより、数値分散の発生を弱めようというものである。また、2組の FDM 演算子を用いて FDM 計算を 2 回実行し、計算結果を足し合わせることで、数値分散をちょうど打ち消す画期的なアイデア [4-6] も提案された。

高次 FDM 計算を、**高速フーリエ変換** (FFT) を用いて効率良く実行する「**擬似スペクトル法**」も、3次元 FDM 計算でよく用いられた [7-8]。擬似スペクトル法では FFT の周期境界条件が暗黙に科せられる。擬似スペクトル法の一つであり、離散化チェビシェフ変換を用いる **チェビシェフスペクトル法** [9] では、開放端 (自由境界条件) と固定端 (剛体) の 2 つの境界条件を選ぶことができるため、応用範囲が広い。

### 2-1-4. 地震波伝播の陽的計算

時間発展により地震波伝播を進めるために、式(1)を速度変数を中間変数とする以下の方程式に置き換え、また式(2)と(3)を結合した以下の式を用いて、中央差分に基づく時間積分が行われる：

$$\dot{u}_p^{n+1/2} = \dot{u}_p^{n-1/2} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \sigma_{xp}^n}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yp}^n}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zp}^n}{\partial z} + f_p^n \right) \Delta t, \quad (p = x, y, z) \quad (5)$$

$$\sigma_{pq}^{n+1} = \sigma_{pq}^n + \left[ \lambda \left( \frac{\partial \dot{u}_x^{n+1/2}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{u}_y^{n+1/2}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{u}_z^{n+1/2}}{\partial z} \right) \delta_{pq} + \mu \left( \frac{\partial \dot{u}_p^{n+1/2}}{\partial q} + \frac{\partial \dot{u}_q^{n+1/2}}{\partial p} \right) \right] \Delta t, \quad (p, q) = (x, y, z)$$

(6)

すなわち、現時刻 ( $t = n\Delta t$ ) の応力値  $\sigma_{pq}^n$  を用いて、時刻 ( $t = (n+1/2)\Delta t$ ) の速度値  $\dot{u}_p^{n+1/2}$  を求め、次にこの値を用いて次の時刻  $t = (n+1)\Delta t$  の  $\sigma_{pq}^{n+1}$  を求める。ここでは、速度変数  $\dot{u}_p^{n+1/2}$  と応力変数  $\sigma_{pq}^n$  は  $\Delta t/2$  だけずれた時刻に定義されていることを意味している。

こうして、式(5)と(6)を繰り返し計算することにより、地震波伝播計算が進行し、地震波が震源から計算領域全域に広がる。ここで、時間積分の精度の要請により、1タイムステップ( $\Delta t$ )に地震波が進む距離は、格子サイズよりも十分に小さいことが要請される。そこで、 $\Delta t$ はモデル中の地震波の最大伝播速度  $V_{max}$  と最小格子間隔を用いて、以下より定める：

$$\Delta t < a \frac{\min[\Delta x, \Delta y, \Delta z]}{V_{max}}, \quad (7)$$

ここで、係数  $a$  ( $< 1$ ) が小さいほど式(5)(6)の時間積分の精度を高くすることができるが、計算全体に必要なタイムステップ数が増え、計算時間が増大する。そこで、FDM 計算の効率化の観点から、空間微分の演算精度との兼ね合いで  $a$  の最適値が決められる。たとえば4次精度のFDM 計算では  $a=0.45$  程度の値が、またより高精度の16次以上の高次FDM 計算では  $a=0.24$  程度の値が用いられる [10]。

## 2-2. 物性境界条件

地震波が物質境界に入射すると、反射波と屈折波が発生するほか、P波からS波へ、あるいはS波からP波への変換波も次々発生して次第に複雑な波形が形成される。地震波が気体／固体境界である、地表面に入射すると、地表面に沿って伝播する「**表面波**」と呼ばれる波も発生する。これらの地震波動現象をFD計算から正確に再現するためには、物質境界における変位と応力に関する境界条件の適切なモデル化が必要である。

まず、地表面 ( $z=0$ ) では応力値がゼロとなるような**自由表面境界条件**が課せられる：

$$\sigma_{pz} \Big|_{z=0} = 0, \quad (p = x, y, z) \quad (8)$$

スタガード格子では、応力変数  $\sigma_{pz}$  の一部が地表 ( $z=0$ ) から  $z=\pm\Delta z/2$  だけ離れた位置に定義されるため、(8)式をFDM計算に直接組み込むことはできないので、応力変数の空間補間等の操作を行なう必要がある [11]。

自由表面をFDM格子に組み込む簡便な方法として、空気中の格子に空気(真空)に相当する物性値( $\lambda = \mu = 0$ )を置く簡単な手法もある。この手法は、不規則な地表地形のモデル化に有効であるが、式(8)の**ゼロ応力境界条件**が厳密に満たされないため、格子間隔( $\Delta z$ )が大きい場合には、表面波の波形が崩れるなど影響が大きい。表面波は地表面に沿って伝わるため、自由表面境界条件の精度が特に重要になる。座標変換を用いて傾斜面での自由表面境界条件を高精度に評価する工夫 [12] も提案されている。海水などの流体は、剛性率をゼロ ( $\mu = 0$ ) とする物性値を置くことにより、**固体／液体境界**に特別な境界条件を置かなくとも、そのままFDM計算が可能である [13]。ただし、境界条件の精度を高めるためには、剪断応力の変数 [ $\sigma_{pq}, (p \neq q)$ ] がちょうど固体／液体境界に置かれることが望ましい [13] が、現実の複雑な海底では適用がなかなか難しい。

## 2-3. 無反射境界条件

FDM計算などの領域型解法では、計算領域の周囲の物理境界に**無反射境界条件**を置く必要がある。無反射境界には、1) 運動方程式を一方向伝播の波動方程式に置き換え、地震波を外部

に透過させるもの(透過境界；たとえば[14] )， 2) 減衰領域を設け，ここを通過する地震波を徐々に消失させるもの(吸収境界；たとえば，[15] )の 2 種類が良く用いられてきた．これらの無反射境界条件は，地震波の種類（P 波，S 波，表面波など）やモデルの不均質性の強さ，そして境界への地震波の入射角により効力が大きく異なるため，万能な手法はない．

近年，物理境界で音響インピーダンスを整合させることにより，地震波を外部に透過させる新しい無反射境界条件（PML；Perfectly Matched Layer）が提案された．PML は，電磁波シミュレーションにおいて最初に提案[16]されて以来，地震波計算への有効性が多くの研究により検証された(たとえば，[17-19])．

## 2-4. 非弾性減衰 (Q)

地下を伝わる地震波は，震源距離に比例した減衰（幾何減衰）に加えて，地下物性の非弾性的性質による熱エネルギーへの変換（内部減衰；intrinsic  $Q$ ）も発生する．加えて，周期1秒以下の短周期地震動では，地殻・マントルの短波長不均質構造における散乱減衰(scattering  $Q$ )の影響も大きい(たとえば，[20]を参照のこと)．このうち，散乱減衰は不均質な地下構造モデルの利用により FDM 計算で自動的に評価されるが，内部減衰の評価には特別な工夫が必要である．

このような，媒質の内部減衰 ( $Q$ ) の効果を FDM 計算に組み込むために，簡便かつこれまで広く用いられてきた手順に，以下の減衰（ダンピング）係数  $a$ ：

$$a = \exp\left(\frac{-\pi f_0 t}{Q}\right) \quad (9)$$

を，式(5)(6)の右辺第2項に乗じる手法がある．このとき，以下に示される周波数依存型の  $Q$  が FDM 計算に組み込まれる：

$$Q(f) = Q_0 \frac{f}{f_0} \quad (10)$$

ここで， $f_0$  と  $Q_0$  は，評価しようとする地震波の中心周波数とその  $Q$  値を表す．評価する地震波の周波数が  $f_0$  から離れると  $Q$  値が大きく変化するため，広い帯域の地震動を計算する場合には， $f_0$  の設定に注意が必要である．

一般の岩石では，P 波の非弾性減衰定数 ( $Q_p$ ) は，S 波のもの ( $Q_s$ ) よりずっと大きい ( $Q_p > Q_s$ ) が，式(10)方法では  $Q_p$  と  $Q_s$  を区別して評価することができない．たとえば強震動計算のように大きな振幅を持つ S 波の評価を優先する場合には， $Q=Q_s$  と置いて計算を行う必要がある．

非弾性減衰の導入に関するもう一つの方法に，応力一歪みの構成関係に時間遅れ（緩和時間）を持たせる手法「メモリ変数」がある(たとえば，[21-23])．先に述べた構成方程式 [式(2)] 中に，以前のタイムステップの応力変数（メモリ変数）を組み込み，減衰の効果を FDM 計算により評価するものである．この方法では，主応力と剪断応力にそれぞれ別のメモリ変数を割り当て，緩和時間を適切に設定することにより， $Q_p$  と  $Q_s$  を独立に評価することができる．さらに，数個のメモリ変数を用いることにより，広い帯域にわたって減衰の効果を適切に設定することも可能である．

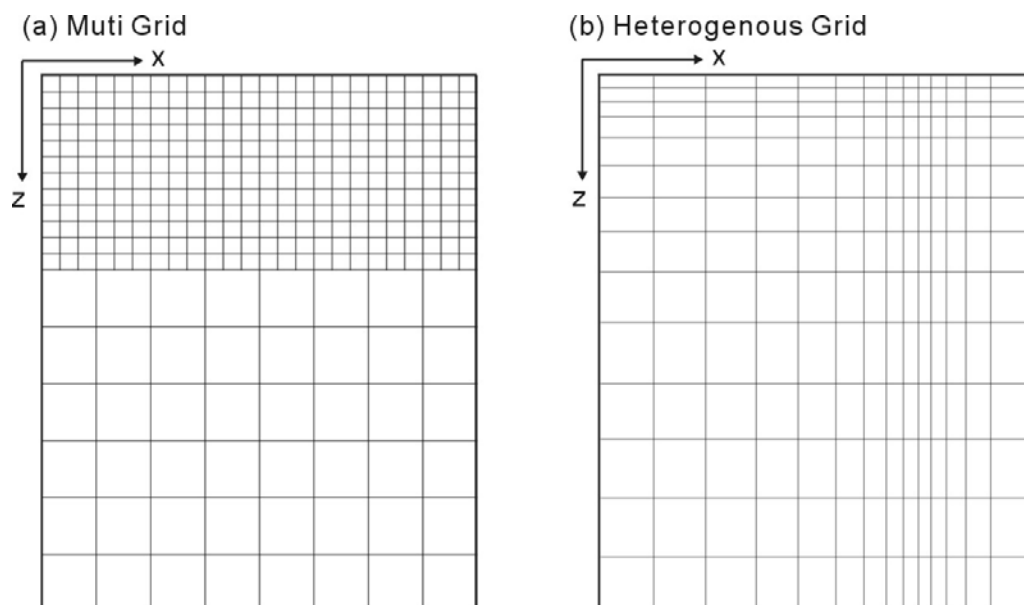


図2 地震動シミュレーションで用いられる格子. (a)不均一格子モデル, (b)不規則格子モデル.

## 2-5. 不規則・不均一格子の利用

地震波は、伝播速度が遅い地表付近では波長が短く、地中深部では長くなる。このため、FDM 計算において計算領域全域を一様に細かく離散化するのは不経済である。加えて、地表付近は特に構造不均質性が強く、かつ不均質分布の空間スケールが小さいため、より細かな格子間隔が求められる。

このような考えから、地表付近を細かな FDM 格子でモデル化し、地中の粗い FDM 格子モデルと結合した「不均一格子 FDM」の利用 [24-25] や、格子サイズを不均質性に対応して連続的に変化させる「不規則格子 FDM」 [26-29] が提案されている (図 2)。これらの格子モデルを用いた FDM 計算は、領域全体を一様に細かく離散化した場合に比べて、計算メモリと計算時間をそれぞれ 1/10 程度以下に抑えることができるため、3次元計算の開始時に多く用いられた。しかし、異なる格子間における波動場の補間・間引きに伴う誤差や、格子形状の空間変化に伴う FDM 計算の誤差が最終的に地震波動場に与える評価は難しく、精度のチェックが困難である。少なくとも、格子形状を変えた計算を複数実行し、計算結果が等しいことは確認する必要がある。

## 3. 並列計算による大規模地震波動計算

大規模な地震波動伝播計算の実用化には、多数の計算機 (CPU) を用いた並列計算が欠かせない。並列 FDM 計算には、1) 複数の CPU と一つの共有メモリを持つ専用並列計算機において、自動並列化コンパイラや Open MP などの並列化技術を用いて FDM プログラムの「並列化」を行うもの (共有メモリモデル)、そして、2) 計算領域をプログラマが「領域分割」し、多数のコンピュータ (CPU) 間でデータ通信を行いながら、計算を並列的に実行するもの (メッセージ通信モデル)、の 2つがある。後者の「領域分割並列 FDM 計算」は、安価な PC を高速 LAN で接続した PC クラスターの普及とともに、1990 年後半から急速に広まった。

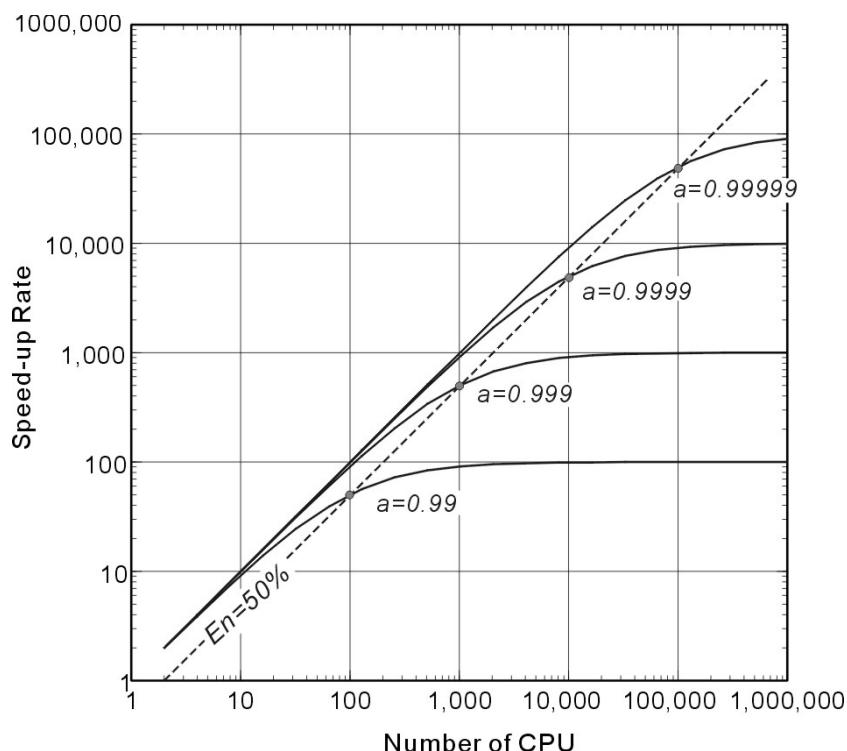


図3 並列計算による計算速度の上昇.

CPU数に対する計算速度の変化を、並列化率 ( $a=0.99, 0.999, \dots, 0.99999$ ) 毎に示す. 点線は、並列化効率 (全CPU性能の総和に対する演算性能) が50%となるCPU数の限界.

### 3-1. 並列 FDM 計算の効率

領域分割並列 FDM 計算では、3次元計算領域を1方向ないし、2、3次元方向に分割し、これを複数の計算機 (CPU) に割り当てる. 各CPUでは割り当てられた小領域の FDM 計算を独立して進め、タイムステップ毎に計算領域の両側に設けられた「袖領域」の波動場を隣接CPUとのデータ通信を用いて交換し、隣接領域へ地震波伝播させる. データ通信の手順は、MPI (Message Passing Interface) プログラム等を用いて FDM 計算プログラム中に明示的に記述する. MPI の仕様は標準化されており、MPI で書かれた並列 FDM プログラムは PC クラスタから専用並列計算機まで移植性が高い.

プログラム中には、並列化により計算時間が短縮する「並列化部分」と、たとえば入出力処理やデータ通信のように、並列化による時間短縮が期待できない「非並列化部分」がいくらか含まれる. 並列 FDM 計算では、プログラム全体における並列化部分の割合は「並列化率;  $\alpha$ 」は  $\alpha=0.99\sim 0.999$  以上の高い値を持ち、多数のCPUを用いた並列計算が比較的容易である.

### 3-2. 地球シミュレータによる並列 FDM 計算

先に述べたように、FDM 計算では3次元配列全体にわたって  $x, y$ , および  $z$  方向に沿って空間微分演算が繰り返し進められる. 地球シミュレータのように「ベクトル計算機」と呼ばれるスーパーコンピュータは、CPU の処理速度と同等の高速メモリ読み書き性能を持ち、そしてベクトル演算器による一括処理により3次元 FDM 計算を非常に高速に実行することができる.



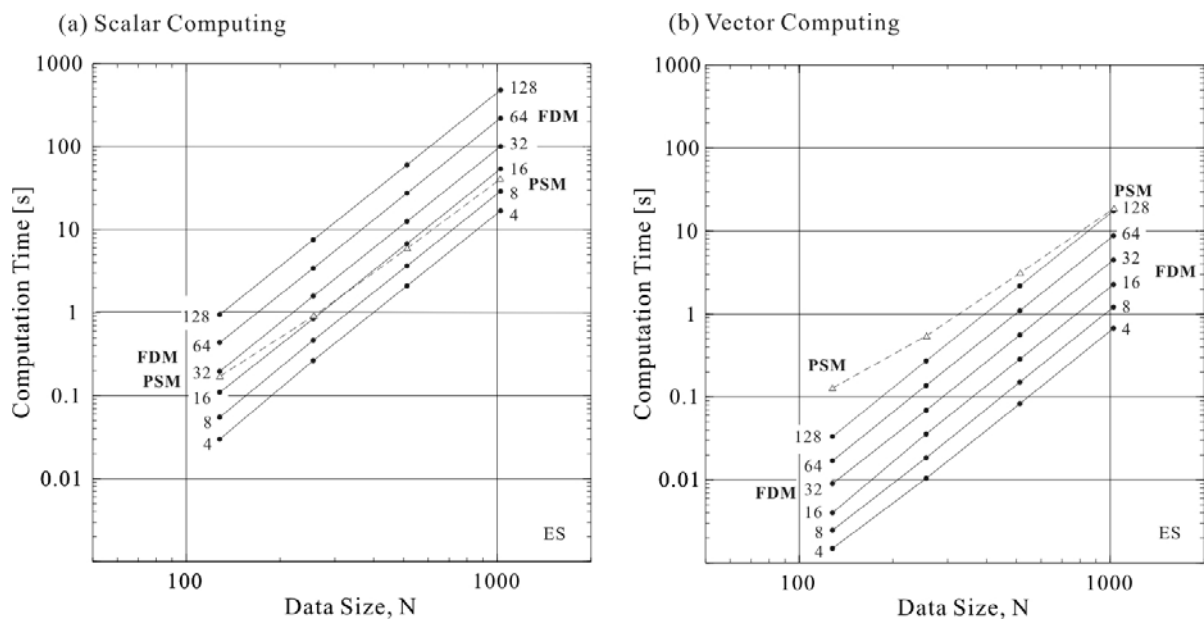


図4 3次元FDM計算のモデルサイズと計算時間。(a)スカラー計算，(b)ベクトル計算の場合。  
4, 8, 16, …, 128 次のFDM計算による計算時間とPSM計算時間を，地球シミュレータのベクトル計算ユニットを使用する場合（右）と使用しない場合（左）で比較。

図4aは，地球シミュレータにおける3次元FDMの規模と計算時間を調べたものである。まず，コンパイラオプションによりベクトル演算器の利用を抑制した場合の計算時間を調べた。FDMの次数が2, 4, …, 32次精度の場合について，モデルの一片の大きさ(N)と計算時間の(1タイムステップの経過時間)を測定した。モデルサイズの増加とともに，FDM計算の時間は傾き3の直線で増加し，またFDMの次数を高めるにつれて，計算時間が2倍ずつ増えていくことがわかる。地球シミュレータでは，問題の規模によらず計算量に比例した計算時間が保たれる。FFTを用いるフーリエスペクトル法(Pseudo Spectral Method; PSM)は，低次FDMよりは低速であるが，32次～16次精度以上のFDM計算では逆転する。

次に，FDM計算におけるベクトル演算器の効果を確認する(図4b)。ベクトル演算器を使用しなかった場合(図4a)と比べて，FDM計算の速度が25～40倍以上加速することがわかる。この一方で，PSMの加速率はせいぜい1.5～2倍程度にすぎず，ベクトル計算の効果は見られない。ベクトル演算器は，FDM計算のような単純な繰り返し計算には大きな力を発揮するが，FFTのような複雑なデータ並べ替え操作(バタフライ演算)では性能が発揮できないためである。このように，ベクトル計算機ではPSMよりも高次FDMが圧倒的に有利である。

図5に地球シミュレータを用いて測定した3次元FDMの並列計算性能を示す。ここでは，3つのFDMモデル；小モデル(512x256x256)，中モデル(1024x512x512格子)，および大モデル(2048x1024x1024)について，地球シミュレータの128CPUと1024CPUを用いた2回の並列計算の時間測定から並列化率を求め，1万CPUまでの演算速度(FLOPS値)を推定した。得られた並列化率は，大，中，小モデルについてそれぞれ， $\alpha=0.99716, 0.999527, 0.999887$ であり，モデルサイズが大きいほど並列計算の効率は高くなる。また，並列化効率>50%(CPU数の50%の加速率)を満足する最大CPU数は，3つの計算モデルにおいて353, 2,116，および8,820CPUと見積もられる。

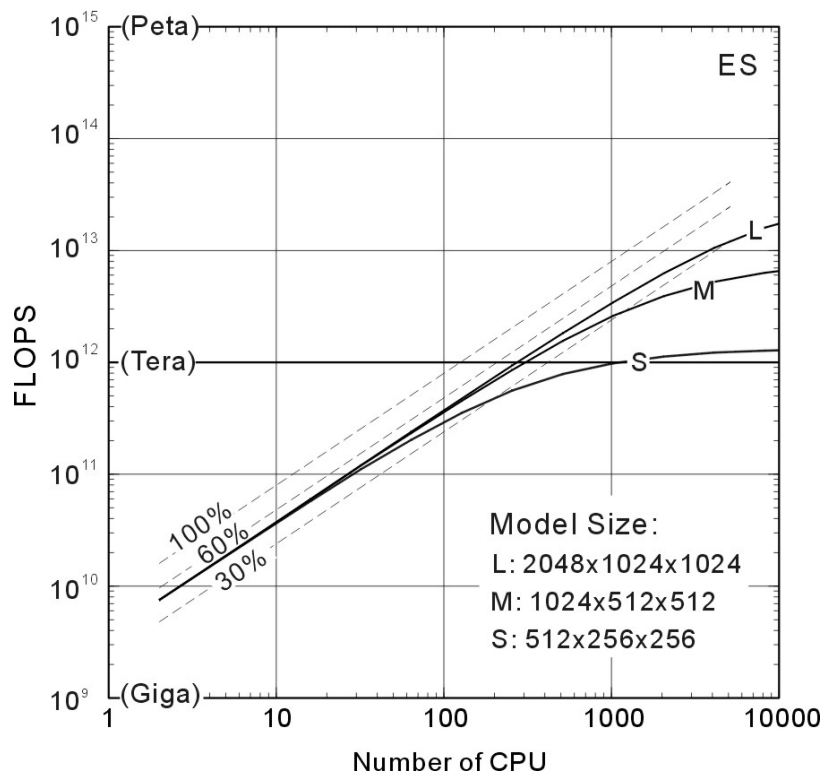


図5 地球シミュレータにおける，並列 FDM 計算の演算性能.

3つのモデル(S, M, L)サイズでの並列 FDM 計算の速度向上率を地球シミュレータで測定. 点線は地球シミュレータの理論性能に対する実効性能比 (%) を表す.

なお，本テストで得られた並列 FDM 計算の実効性能 (FLOPS 値) は，計算に使った CPU 総数 (8GFLOPS/CPU) から期待される地球シミュレータの理論性能の 40~50%になる. このように，FDM 計算はベクトル計算機に良く適合し，演算器の高い実効性能を引き出すことができる.

### 3-3. T2K オープンスパコン (東大) による並列 FDM 計算

一般的な PC や近年の超並列計算機で一般的に用いられる，**スカラー型 CPU** は数 GHz という高い周波数で内部演算が行われるのに対して，CPU とメモリのデータ読み書き速度 (**メモリバンド**) はその数十分の 1 と遅ことが FDM 計算の高速化に大きな障害となる. スカラー計算機における FDM の計算性能は，CPU のクロック数ではなく，むしろメモリバンド性能に依存する.

そこで，スカラー型 CPU では高速の**キャッシュメモリ**を CPU とメモリの間に置き，メモリから読み取った一塊のデータを一時的に保存することにより，連続するデータ読み出しの高速化の工夫がはかられている. しかし，キャッシュメモリの容量はせいぜい数百 KB~数 MB にすぎず，メモリ全体 (数百 MB~数 GB) のわずか 1/1000 以下にすぎない. このため，メモリ全体にランダムにアクセスする大規模並列 FDM 計算では，キャッシュメモリによる高速化の効果はほとんど期待できない. 3次元 FDM 計算では，たとえばデータ配列の x 方向の並びがメモリ上に連続して配置されたとしても，y 方向や z 方向のデータ並びはメモリ上に飛び飛びに配置されるため，キャッシュメモリを用いた連続読み込みの効果が出ないためである.

このようなスカラー型計算機の特性を考えると，FDM 計算の高速化のためには，メモリの間接参照などメモリアクセス回数を減らす工夫が必要である. たとえば，先に述べた不均一格子 FDM では，場所毎に異なる FDM 演算子が用いられるため，演算子の係数を納めたテーブルを用

意し、各格子点において適切な係数を用いて FDM 計算を行うのが一般である。このようなテーブルの間接参照では、メモリアクセスが 2 回必要になるため、演算効率が大きく低下する。また、先に述べたベクトル計算機では、演算ループ (D0 ループ) 内になるべく複数の処理を並置し、計算機が持つ全てのベクトル演算器を効率よく稼働させるようなコードチューニングが定石であった。しかし、スカラー計算機では、D0 ループ内をむしろ単純化したほうが、キャッシュメモリ内に連続する変数データを多量に取り入れることができる得策である。このように、ベクトル計算機とスカラー計算機では高速化のためのコードチューニングがいくらか異なることにも注意が必要である。

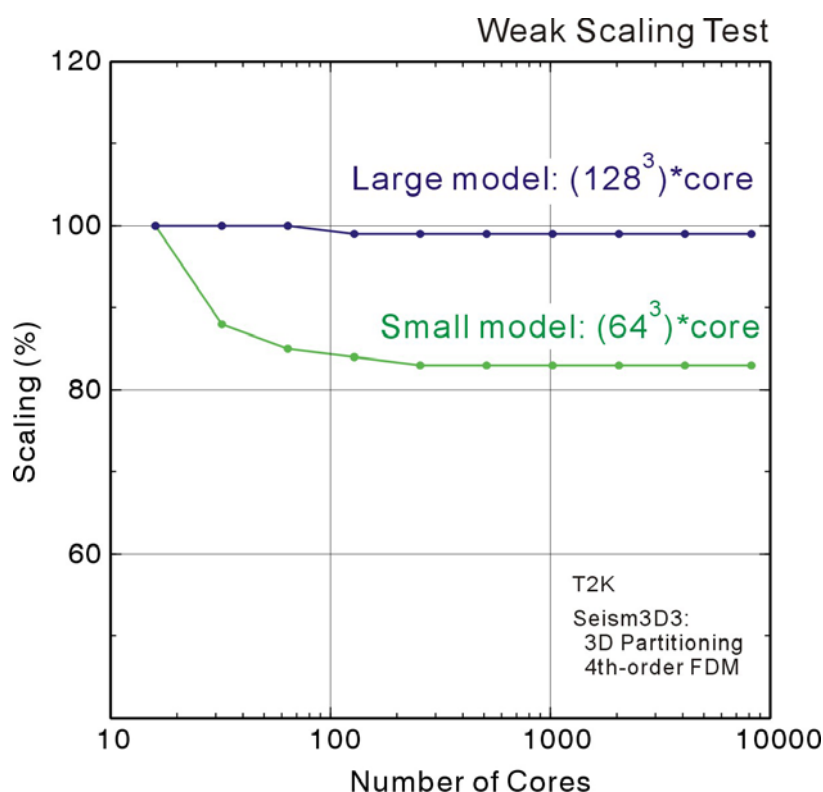


図6 T2K オープンスパコン(東大)における Weak Scaling テスト(2つのモデル;Small/Large).  
1 コアあたりの問題規模を固定し、コア数の増加に伴う計算時間の変化を測定(16 コアを基準とする)。

T2K オープンスパコンに代表される、近年の高性能スーパーコンピュータは、スカラー型の CPU を多数用いてベクトル計算機と同等以上の高い演算性能を達成しようという設計思想に基づいている。これには、プログラムの並列化率を高めることが求められる。

図6は、T2K オープンスパコン(東大)での並列 FDM 計算の効率を確認するために、1 CPU (コア) あたりの問題サイズを固定して、CPU 数の増加による計算時間の変化を調べたもの (Weak Scaling Test) である。コア数を 16~8192 まで変化させ、3 次元 FDM 計算の時間を測定した。なお、本テストでは、コア数によらず一定の計算時間となることが期待されるが、モデルが十分に大きな場合 (Large Model;128<sup>3</sup> 自由度/コア) には、8192 コアを用いた並列計算まで演算性能が低下しないことが確認できる。問題サイズが小さい (Small Model;64<sup>3</sup> 自由度/コア) 場合には、CPU 数とともに計算速度は十数%低下する。これは、データ通信の競合による通信速度の若干の低下により、FDM 計算自体に対する通信時間が相対的に大きくなり、並列化率が悪化するためである。

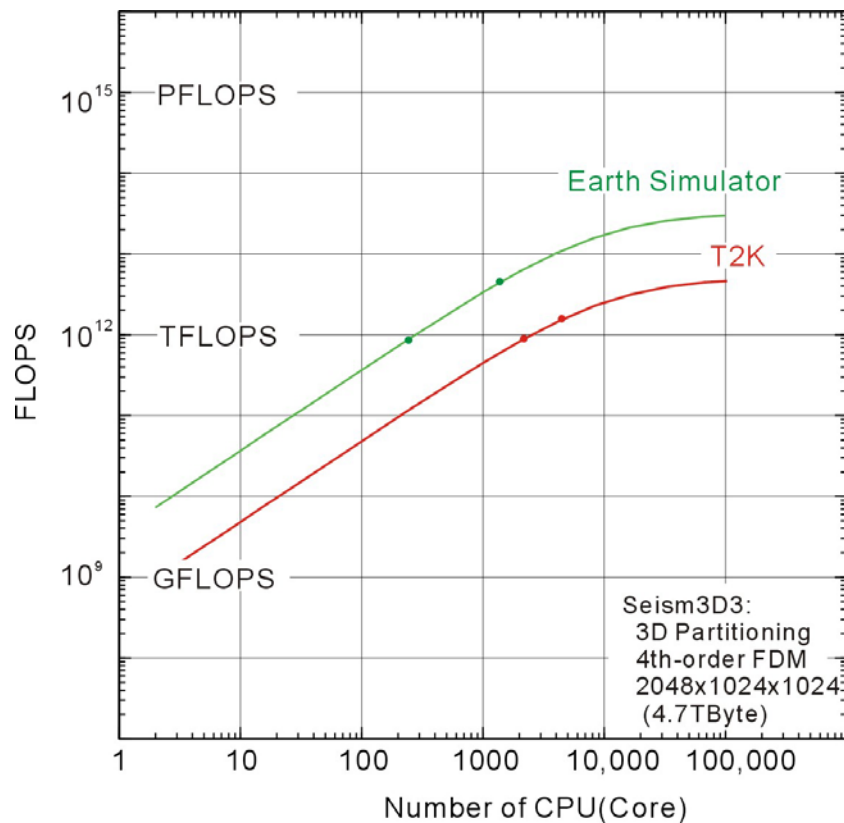


図7 地球シミュレータと T2K オープンスパコン（東大）の並列計算の効率.

並列 FDM 計算の演算速度を，地球シミュレータの 128CPU と 1024CPU の計算時間（T2K では，2048 コアと 4096 コア計算の時間）から推定.

図7は，モデルサイズを固定（2048\*1024\*1024 自由度モデル）し，CPU（コア）数を変化させた場合の並列 FDM 計算の演算速度の上昇率を調べたものである。ここでは，2048 コアと 4096 コアを用いた並列計算の時間から演算速度（FLOPS）と並列化率を計算し，最大 10,000 コアを用いた並列計算の時間を予測した。同様のテストを地球シミュレータの 128CPU と 1024CPU を用いた並列計算に対しても実施し，2つの演算速度を比較した。3次元並列 FDM 計算では，オープンスパコン（東大）の1コアあたりの実効速度は，スカラーCPUの理論性能（9.2GFLOPS/core）の約8%（0.74GFLOPS）であった。さきに述べたように，地球シミュレータでは，CPUの理論性能（8GFLOPS）の60%（4.8GFLOPS）の実効性能が得られたことから，同等の計算速度を得るためには，地球シミュレータよりもコア（CPU）数を6倍程度増やす必要があることがわかる。今後，スカラー型CPU向けに計算コードの最適化を進め，そしてより多数のCPUを用いた並列計算の実現のために並列化コードの一層のチューニングを進める必要がある。

#### 4. 地震波動伝播の大規模計算と揺れの可視化・検証

近年の大地震による地震波伝播シミュレーションと，高密度地震観測との直接比較による支配方程式の検証の例として，近年日本で発生した3つの大地震の大規模並列シミュレーションを紹介する。

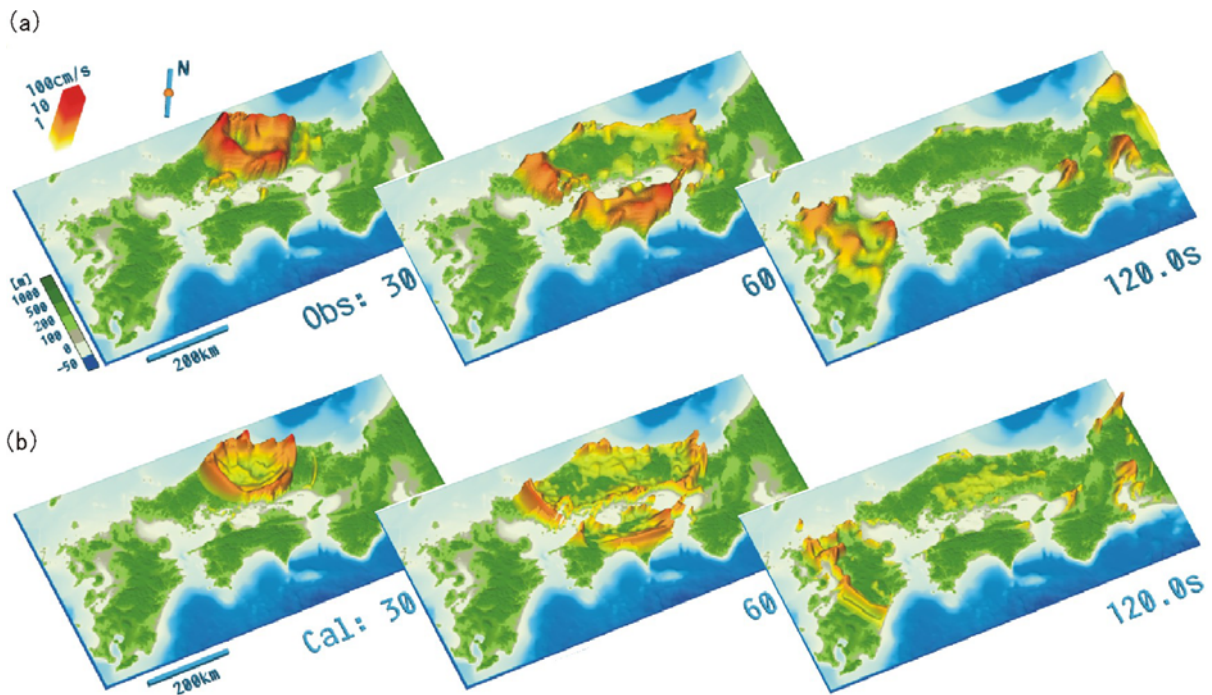


図8 鳥取県西部地震の揺れの伝わり方(地震後30, 60, 120秒後)。(a) 高密度強震観測と, (b) コンピュータシミュレーション結果を比較。

#### 4-1. 2000年鳥取県西部地震のシミュレーションと高密度観測による検証

1995年兵庫県南部地震(阪神淡路大震災)を契機として, 防災科学技術研究所により, 全国1800カ所に20~25kmの高い密度で強震観測網(K-NET, KiK-net)が整備された。2000年10月6日に発生した鳥取県西部地震(M7.3)は, 観測網が設置されて初めての内陸活断層の大地震であり, その強い揺れは西南日本全域にわたって521観測点で記録された。

##### 4-1-1. 高密度地震観測網で記録された地震の揺れ

図8は, 観測点で記録された地震動を時間-空間的に補間して, 震源から揺れが日本列島に広がる様子を表したものである[30]。地震発生から30秒, 60秒, 120秒後の地面の揺れの強さ(横揺れの速度)を表示している。色が濃いほど, また波面の高さが高いほど揺れが強いことを表している。

この地震は, 浅い( $h=11\text{km}$ )地殻内(ユーラシアプレート)で起きた内陸活断層の地震であり, 横ずれ型断層からはSH波(水平方向に振動するS波)が強く放射された。波動伝播のスナップショットを見ると, SH波から変換して生まれた周期5~8秒の長周期の表面波(Love波)が, 秒速2.8km程度の速度で西南日本全域に広がる様子がわかる。長周期の表面波は, 地震発生から1分後には大阪を, そして2分後には名古屋を通過している。これらの堆積平野に入射した地震動は, 平野の柔らかい堆積層で揺れが数倍以上に増幅され, 強い揺れが2~3分以上にわたって平野を長く揺すったことわかる。

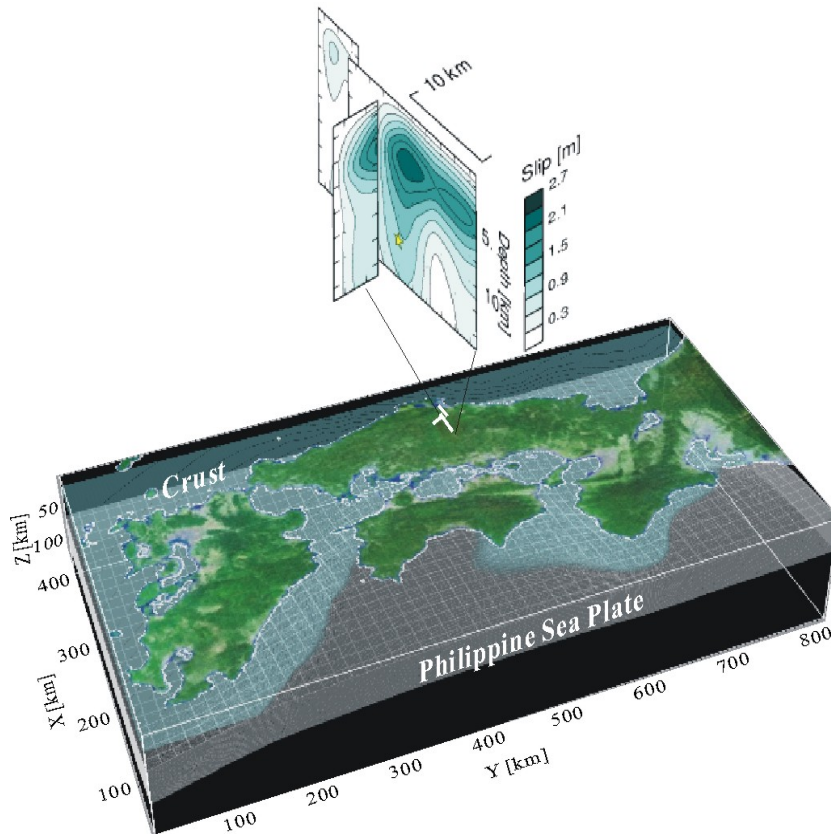


図9 西南日本の地下構造モデル（下）と、2000年鳥取県西部地震の震源断層モデル（上）。

#### 4-1-2. 鳥取県西部地震の揺れのシミュレーション

高密度地震観測で捕らえられた鳥取県西部地震の揺れと表面波の伝播を、地球シミュレータにより再現した[30]。西南日本の820km\*410km\*128kmの領域を0.4kmの分解能で離散化し、地殻・上部マントル構造、そして低角（約10度）で沈み込むフィリピン海プレートモデルを組み込んだ。最表層のP波およびS波速度は、それぞれ $V_p=3.2\text{km/s}$ と $V_s=1.7\text{km/s}$ である。地殻の厚さは平均33kmであり、 $V_p=5.5\text{km/s}$ 、 $V_s=3.2\text{km/s}$ 、そして上部マントルでは $V_p=7.8\text{km/s}$ 、 $V_s=4.5\text{km/s}$ の地震波速度に対応する物性値を各格子に与えた。沈み込むプレートは、地殻の厚さを5km、そしてマントルの厚さを25kmとして、陸上のプレートよりも地震波速度を5%高速に設定した。また、大阪や名古屋などの平野には、地震波速度の遅い（ $V_s=1.7\text{km/s}$ 、 $V_p=3.4\text{km/s}$ ）堆積層を最大4kmの厚さで与えた。震源モデルには、震源近傍の地震波形記録の逆解析（インバージョン）から求められた震源断層モデル（図9）を用いて断層面から最大周波数1Hzまでの地震波を放射させた。

本計算では、鉛直（z）方向の格子数が少ないため、並列計算の領域分割はz方向に対してのみ行った。並列FDM計算は水平方向には16次精度の高次差分スキームを、また領域分割を行った鉛直方向には4次精度のスキームを用いた。鉛直方向に低次のFDMスキームを用いたのは、隣接領域とのデータ通信量を抑えるためである。FDM計算の精度を水平／鉛直方向で揃えるため、鉛直方向の格子間隔（ $D_z$ ）は、 $D_x$ の半分の大きさのもの（ $D_z=0.1/0.2\text{km}$ ）を採用した。地震発生から3分間の波動伝播の計算は、地球シミュレータの32ノード（256CPU）を用いた計算において40分を要した。

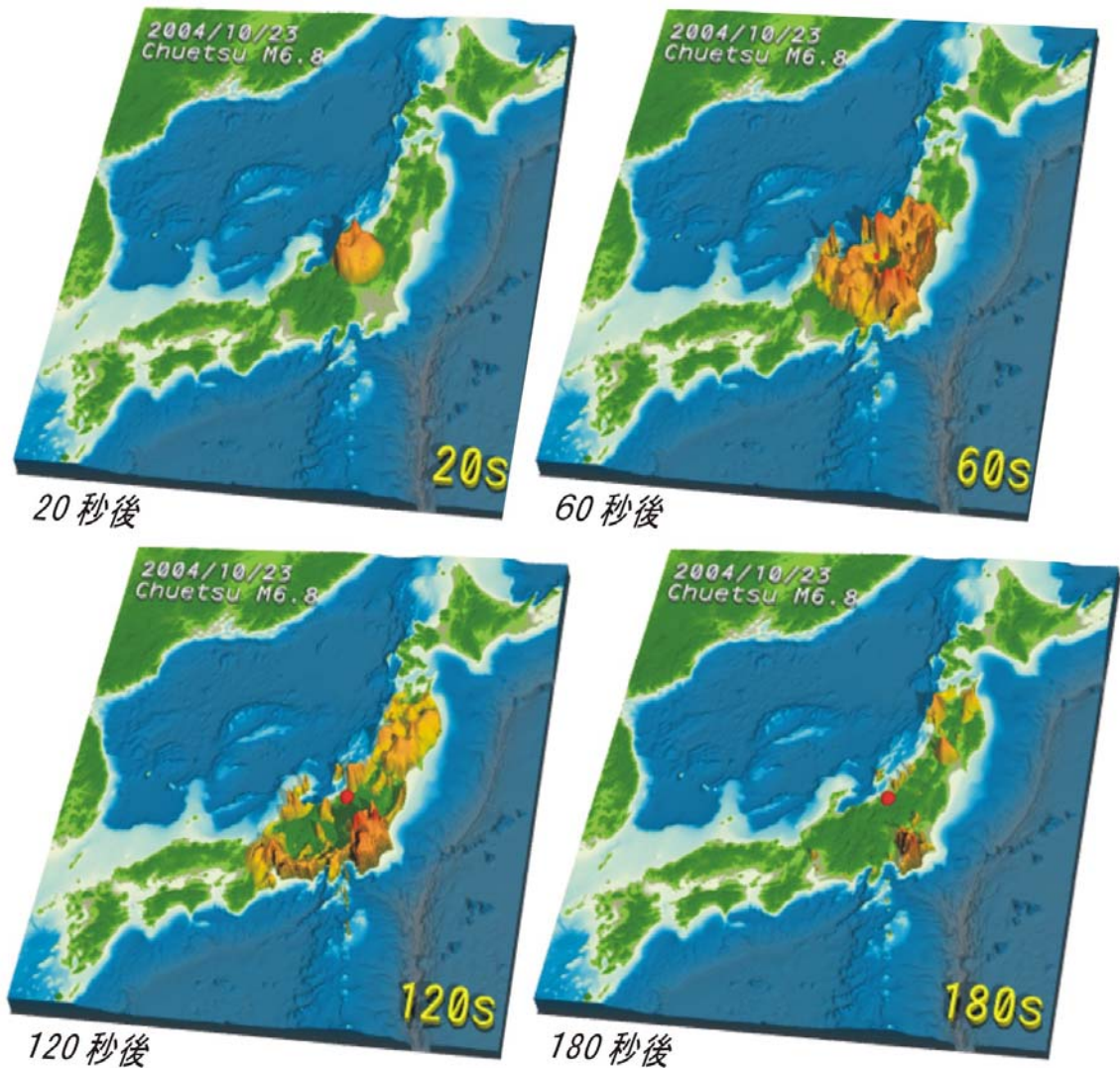


図 10 2004 年新潟県中越地震の揺れの広がり方（地震後，20，60，120，180 秒後）。

全国に高密度に展開された強震観測網の地震計記録を用いて，揺れの広がる様子を可視化．色が濃く表示が高いほど，揺れが強いことを表す．

計算より再現された鳥取県西部地震の揺れの様子を図 8 に示す．波動伝播のスナップショットを見ると，横ずれ断層の断層面の走行とこれに直交する方向で SH 波の放射が強くなる 4 象限型の放射特性が確認できる．大振幅の表面波（Love 波）は，九州，山陰，そして四国地方に向けておよそ 2.8km/s のゆっくりとした速度で伝播していく様子が再現されている．大阪，名古屋，福岡，大分などの堆積平野に入射すると，地震波速度の遅い（剛性率の小さい）表層で揺れが強くと増幅され，そして水平不均質構造による分散や散乱現象により波群が長く伸びる様子もわかる．こうして高密度地震観測で見ることができたように，堆積平野で大きな揺れが 2 分以上にわたって長く続く様子が，シミュレーションにより良く再現できた．

#### 4-2. 新潟県中越地震の長周期地震動シミュレーション

2004 年 10 月 23 日に発生した新潟県中越地震（M6.8）では，震源に近い小千谷市や川口町で震度 7 の強い揺れに見舞われたほか，中部・東北日本の広い範囲が有感となった．図 10 は高密度強震計記録を用いて作成した，中越地震の揺れの広がる様子である[31]．2000 年鳥取県西部

地震（図8）で示されたように、人口の集まる堆積平野には地震波の強い増幅が起き、大きな揺れが何分間にもわたって長く続いたことがわかる。

#### 4-2-1. 関東平野で発生した長周期地震動

関東平野は、震源から200km以上離れており震度は3～4程度であったが、都心では周期7秒の長周期地震動が強く発生し、地面は最大5cmの大きさにわたって長く揺れ続けた。関東平野の地下を覆う堆積層の厚さは3000～5000m以上にもなるため（図11）、堅い基盤岩と地表面に挟まれた堆積層で、6～12秒の長い周期を持つ**長周期地震動**が共鳴を起こして強く生成したためである。

周期7秒の長周期地震動は、およそ70階建て以上の超高層ビルや、数十万キロリットルの容量を持つ石油備蓄タンクの**固有周期**に一致する。これら長周期地震動に**共振**した構造物の揺れは、地面の揺れよりも大きく、かつ長時間続くことにより、被害が起きることに注意が必要である。鉄骨造の超高層ビルや石油タンクの浮屋根は減衰が小さいため、いったん揺れ始めるとなかなか止まらない。新潟県中越地震では、新宿の70階建ての超高層ビルが共振して大きく揺れ、エレベーターケーブルの一部が切断する事故が起きた。2003年十勝沖地震（M8.0）において、震源から200km離れた苫小牧の石油タンクが**スロッシング振動**を起こして破損・出火したのも、勇払平野で強く発生した周期7秒の長周期地震動によるものである。

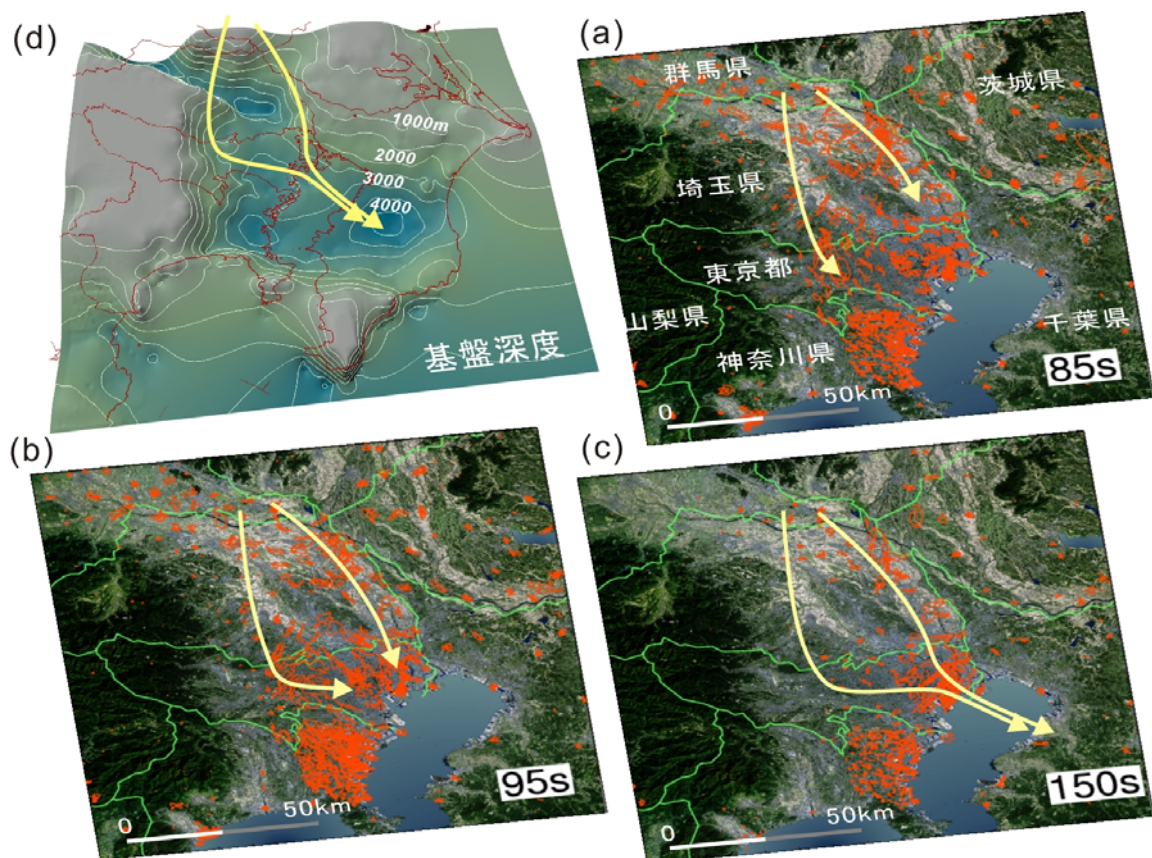


図11 自治体震度計で記録した、新潟県中越地震の揺れの様子（a-c）と関東の基盤構造（d）。地震後85, 95, 150秒後の地震計の動き（振動軌跡）をオレンジ色で表示。黄色の矢印は、観測から推定される地震波の伝播の方向。



#### 4-2-2. 超高密度強震観測で見た都心の揺れ

都心の長い揺れの原因はそれだけではなかった。中越地震の揺れを、関東一甲信越に設置された自治体の震度計データ（SK-net；東大地震研究所）を使って詳しく調べたところ、関東西縁山地に沿って神奈川方面に向かっていた長周期地震動が突然方向転換し、都心に集まってくる様子が見えてきた（図 11）。基盤深度が浅く、表面波の伝播速度が速い周囲の山地から、堆積層が厚く、表面波の伝播速度が遅い都心部へと向けて地震波が一種の**屈折現象**が起こしたらしい。こうして、都心に向かっていろいろな経路から長周期地震動が集まったことにより、何分も続く長い揺れが生まれたことが考えられる。

#### 4-2-3. 地球シミュレータで再現した長周期地震動

このような、関東平野の特異な堆積層構造が作り出す、長周期地震動を関東平野の地下構造モデルを用いた地震波伝播の数値シミュレーションにより確認した[31]。計算対象領域を、甲信越から関東にかけての 440km\*240km\*160km の範囲に選び、200メートルの規則格子間隔で細かく離散化した。震源モデルは、近地および遠地で記録された地震波形から逆解析により求められた解を用いて、震源断層の格子点から最大周波数 1 Hz の地震波を放射させた。計算は、地球シミュレータの 160 ノード（1280CPU）を用いた並列計算により行った。地震発生から 2 分間の揺れの計算は 30 分を要した。

図 12 は、地球シミュレータで再現された、新潟県中越地震の揺れの伝わる様子である。深海や山地など人家の無い場所には強震計や震度計が設置されていないため、地震観測から確認できる地震波伝播の挙動には限りがある。数値シミュレーションでは、このような地震観測のような制約がなく、任意の場所に「仮想地震計」を置いて、地表や地中の揺れを詳しく見ることができる。

シミュレーション結果を見ると、地震発生から約 20 秒後に、関東平野の北端で長周期地震動が強く増幅・発生し、その後都心に向かって真っ直ぐ伝わる地震動のほかに、平野の西端部を伝わる別の地震動が、国分寺付近で東転して都心へと向かってくる様子が確認できた。その後、都心下の厚い堆積層に集合した長周期地震動は、東京湾を通過して千葉県北西部へと渡り、同じ経路を伝って再び都心に戻ってきたこともわかった。地震観測からは確認できていないが、シミュレーション結果によると東京湾の海底も大きく長く揺れたことが推察される。こうして、関東平野の基盤の最深点を通って都心と千葉県北西部を長周期地震動が行き来したことにより、大きな揺れが長く停滞したと考えられる。

シミュレーション結果の妥当性は、計算から求められた長周期地震動の波形が、観測記録と良く一致することから確認できる（図 12）。特に、S波の後から到着する大震幅かつ継続時間の長い長周期地震動の波形の一致は驚異的である。ただし、長周期地震動が到着する前の、P波とS波の短周期地震動（周期 1～2 秒以下）の再現性は十分ではない。今後、短周期地震動の放射に関わる震源断層運動の不均質性と、震源から関東平野にかけての地下構造の数百メートル以下の微細構造のさらなる知見が必要である。

もちろん、地下構造探査の高精度・高密度化には技術的、そして経済的にも限度がある。シミュレーションモデルの高度化には、既存の地下構造モデルを用いて多数の地震のシミュレーションを実施し、計算結果と観測データ（地震計記録）の一致が良くなるように、境界面の形状や物性値などモデルの修正を繰り返し行うことが求められる。

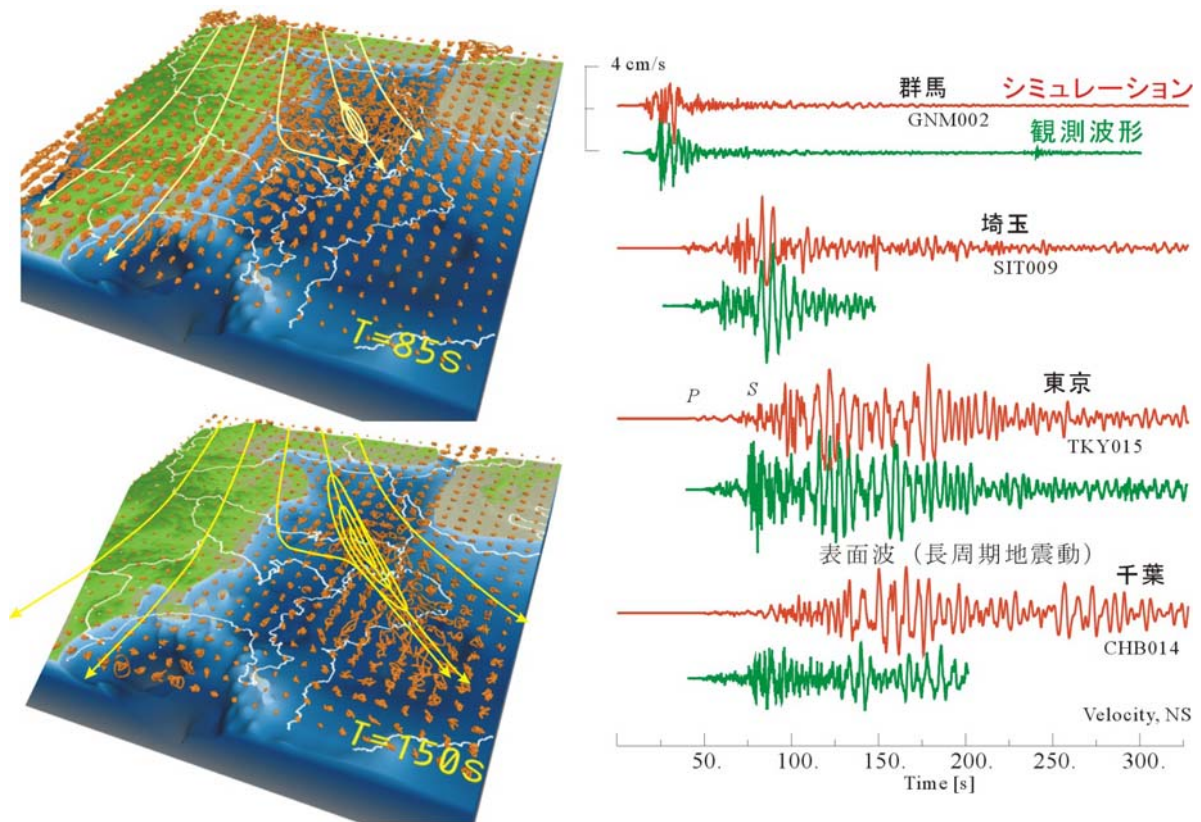


図 12 コンピュータシミュレーションにより再現した，新潟県中越地震の関東平野の揺れ。地震後 85, 150 秒後の地動の振動軌跡と読み取った地震波の伝播方向。右図は群馬，埼玉，東京，千葉地点でのシミュレーション波形（オレンジ）と観測波形（緑）の比較。

#### 4-3. 南海トラフ巨大地震による長周期地震動のシミュレーション

このような長周期地震動の問題は，地震の規模（M）の大きい海溝型巨大地震ではより深刻である。御前崎から紀伊半島を経て，四国沖に至る南海トラフでは，フィリピン海プレートの沈み込みに伴い，約 100 年の周期で M8 級の巨大地震が繰り返し発生している。国の中央防災会議によると，今後 30 年以内に東海地震が発生する確率は 87%，東南海地震と南海地震の発生確率は 60～70%にもなるという。

##### 4-3-1. 1944 年東南海地震による長周期地震動

前回の 1944 年東南海地震（M8.0）や 1946 年南海地震（M8.0）は，第二次世界大戦の戦中・戦後の情勢で被害記録がほとんど残っていない。このため，地震による被害の全貌は良くわかっていない。当時，中央气象台（現気象庁）や東京帝大により横浜，東京大手町，千葉県東金市で強震観測が行われており，その地震計記録紙から地震による地動を求めた[32]。その結果，都心で周期 8 秒前後の長周期地震動が，最大 4cm 以上の大きさで発生し，その後 2cm を越える強い揺れが 15 分間以上にわたって長く続くなど，長周期地震動が強く発生したことがわかった（図 13）。揺れの強さは，2004 年中越地震の揺れとほぼ同等ではあるが，数十分以上にわたって長く揺れ続けたことが特筆される。

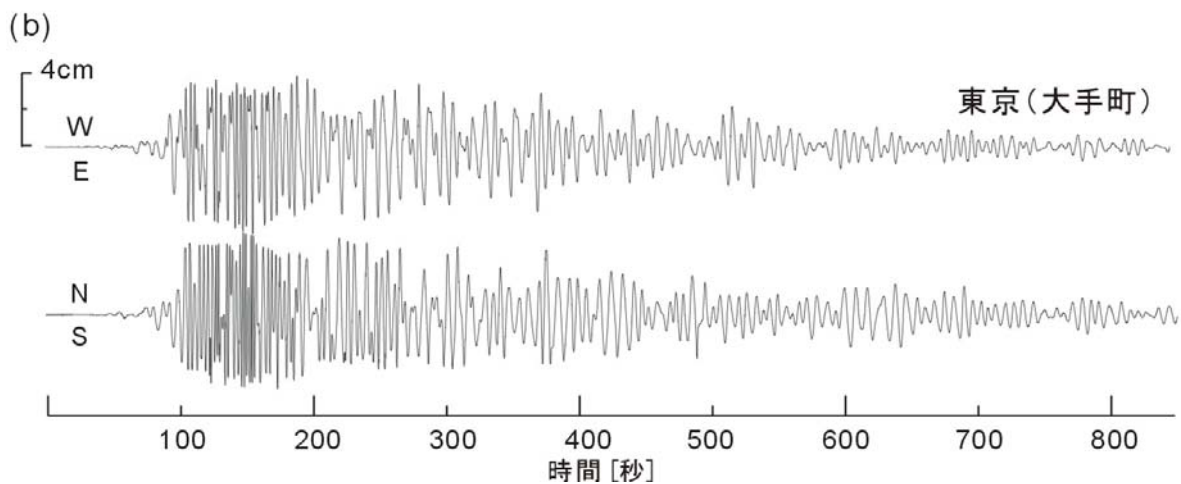
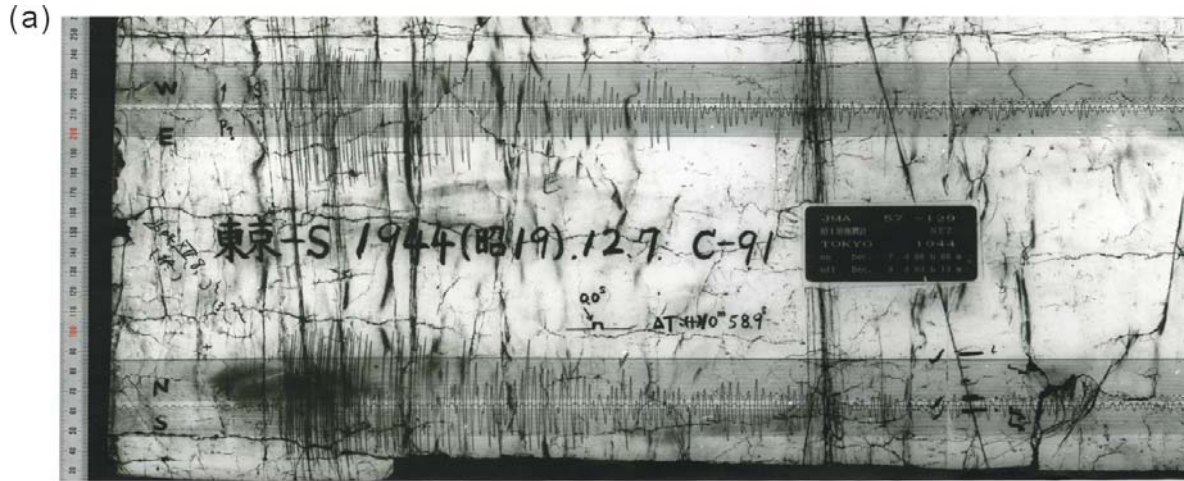


図 13 1944 年東南海地震における東京（大手町）での地震計記録紙と、これから読み取った地動の東西動成分と南北動成分.

南海トラフの地震において、関東に長周期地震動が強く生成する原因として、先に述べた関東平野の堆積層構造に加えて、フィリピン海プレートの上に厚く堆積した、海洋性堆積物（付加体）が重要な役割を担っていることが多くの研究者らにより指摘されている[33]. 低速度の付加体では、平野の堆積層と同様に長周期地震動が共振を起こし強く増幅されるとともに、内部に閉じ込められた長周期地震動が、付加帯の広がりに沿って濃尾平野や関東平野に誘導されるためである. このことは、南海トラフの地震による長周期地震動の予測には、平野の地下構造とあわせて、海域の詳しい地下構造調査が不可欠であり、震源から平野までの数百 km の広い領域を高い分解能でモデル化した大規模 FDM シミュレーションが必要である.

西南日本の地下構造をモデル化したコンピュータシミュレーションから東南海地震の周期 2 秒以上の長周期地震動を再現し、上記観測波形と良い一致を確認することができた[34] (図 14). こうして、観測データとの検証により、将来の南海トラフの巨大地震の長周期地震動の予測シミュレーションへの道が開けた.

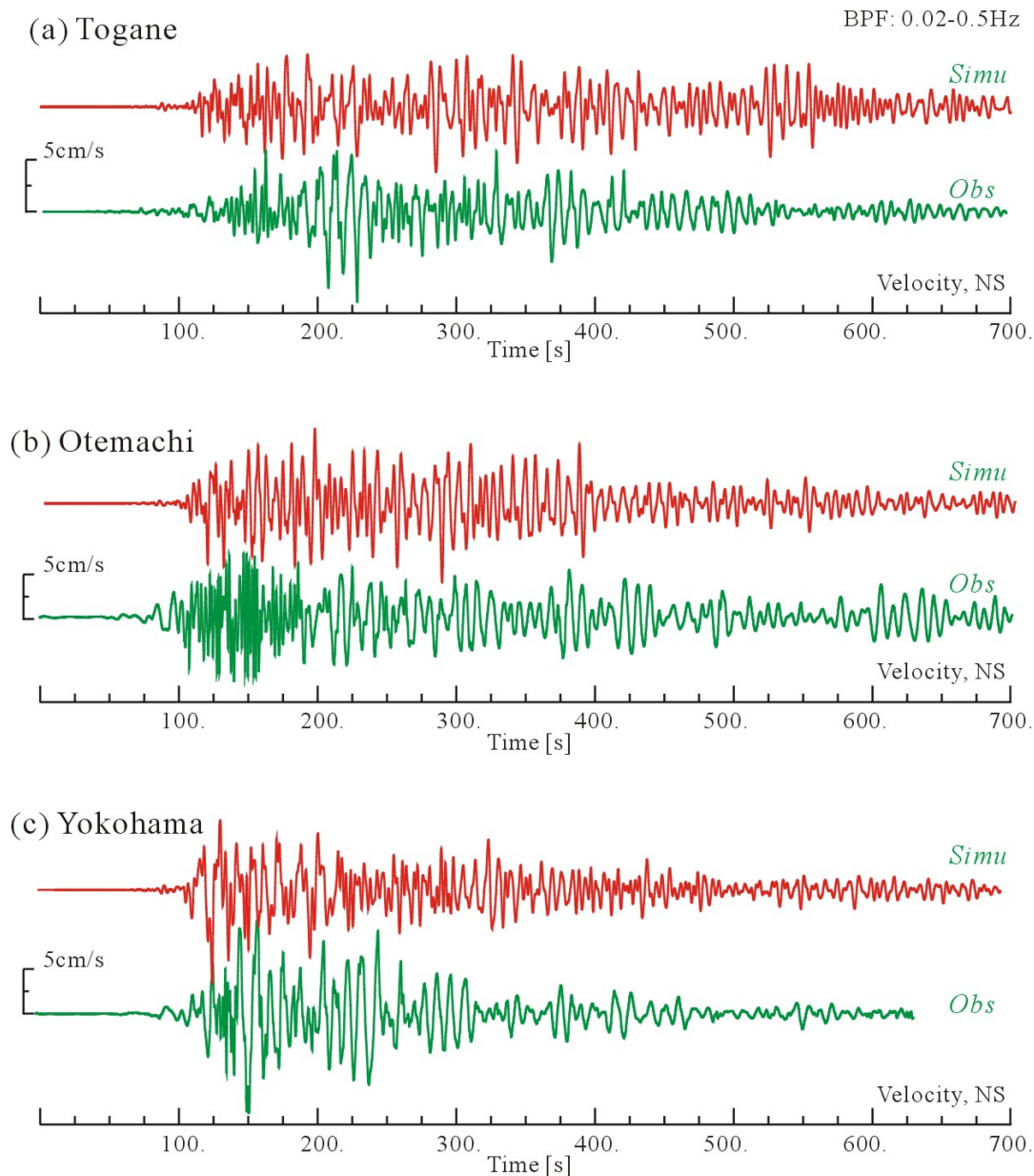


図 14 東南海地震のコンピュータシミュレーションと観測の比較。

(a)千葉県東金市, (b)東京大手町, (c)横浜地点で記録された地震計記録 (緑) とシミュレーション波形 (赤) の比較。

#### 4-3-2. 東南海・東海地震連動発生とその影響

前回の南海トラフ地震 (1944 年東南海, 1946 年南海地震) の規模は, 以前の地震と比べて規模は比較的小さかったほか, 2 つの地震は 2 年間の時間差で単独発生している. また, 東南海地震 (M8.0) は東海地域の手前で停止してしまったため, 残りの東海地震 (M8.0) はいつ起きてもおかしくない状況のまま 60 年余を経過した. 1854 年安政東海地震 (M8.4) では, 東海地震と東南海地震が連続して発生しており, その翌日には南海地震 (M8.4) が起きている. また, 1707 年宝永地震 (M8.4) では, 3 つの地震が同時に発生したと考えられている. このように, 南海トラフ地震の発生様式が毎回大きく異なっている.

今後 30 年以内には東海・東南海, 東海地震の次の地震発生サイクルが到来する. このとき, 3 つの地震が単独で発生するか, あるいは 3 つの地震がどのような時間差で連動して発生する

かは地震防災上重要な課題である。過去の南海トラフ地震の連動発生パターンと、将来の地震の発生パターンの可能性を考え、それぞれの地震波伝播シミュレーションから各地の揺れの違いを明らかにすることが必要である。

たとえば、東南海地震と東海地震が連動発生した場合の揺れのコンピュータシミュレーション結果（図 15）によると、名古屋や東京の長周期地震動は、前回（1944 年）の東南海地震の 2～2.5 倍以上になるおそれがある。このとき、都心の 70 階建ての超高層ビルの揺れは、片震幅が最大 1.5m になり、そして 50cm を越える大きな揺れが 10～30 分以上にわたって長く続く恐れがあるため、耐震性の確認や家具の固定など揺れへの対策が必要である。

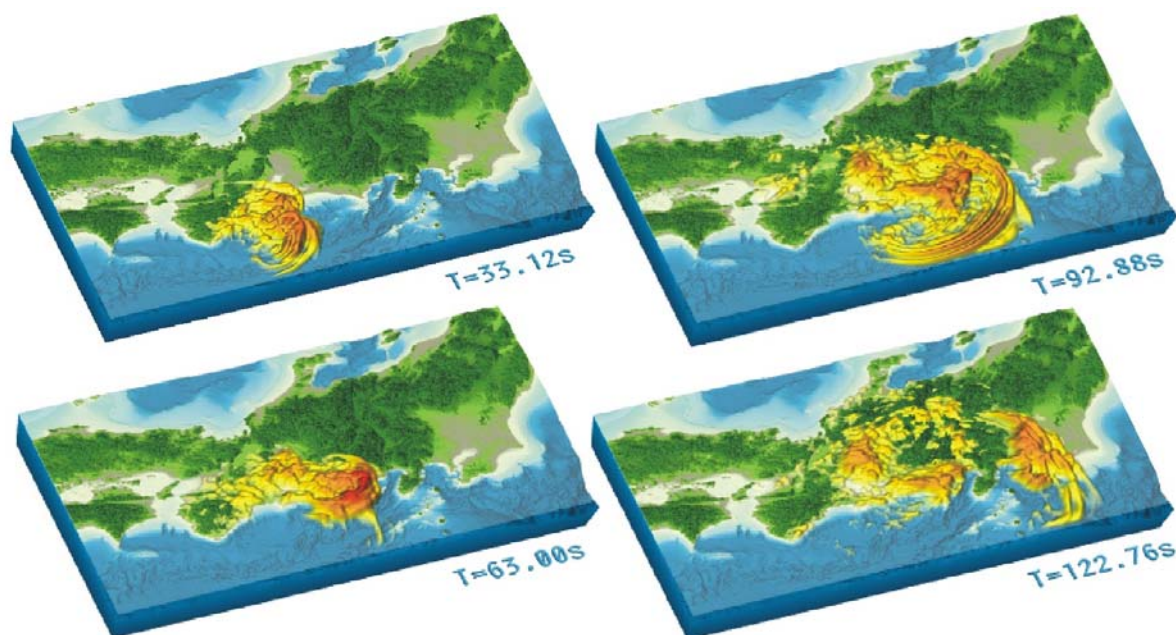


図 15 東海・東南海地震同時発生を想定したシミュレーションの波動伝播の様子（地震後 33, 63, 92, 122 秒後）。

#### 4-4. 深発地震と異常震域の短周期地震動シミュレーション

これまで、陸のプレート内で起きる「内陸活断層地震」（たとえば、2004 年中越地震）や、陸のプレート/海洋プレート境界で起きる「プレート境界地震」（たとえば、南海トラフ地震）とそのシミュレーション例を紹介した。日本では、これらの地震のほかにも日本列島下に沈み込むプレート（スラブ）内で発生する「スラブ内地震」も発生し、被害が起きる。深いスラブ内地震では浅い地震に比べて、震源から短周期地震動が強く放射され、そして短周期地震動が堅いプレート内を伝わって遠地まで大きな揺れ伝える特徴がある。

##### 4-4-1. 深発地震に見られる異常震域

スラブ内地震による特異な震度分布として、京都府沖の深さ 347km で発生した M6.7 の深発地震と、三重県の深さ 395km で発生した M6.5 の深発地震による震度分布を図 16 に例示する。浅い、内陸活断層の地震やプレート境界の地震では、深度分布は震央を中心とする同心円分布を示すことが多いが、これらの地震の震度分布は大きくゆがんでおり、震央より数百 km 以上離れた場所に大きな震度が現れていることがわかる。たとえば、京都府沖の地震（図 16a）では、

震源に近い京都や福井の震度は1にすぎないが、1000km以上離れた帯広が最大震度4になっている。三重県沖の地震（図16b）でも、500km以上離れた福島と栃木が最大震度4であった。こうして関東～東北～北海道の太平洋岸の広い範囲が有感となった。

このように、太平洋プレートの深発地震において太平洋岸の広い範囲の震度が大きくなる現象は「異常震域」として古くから知られている。日本列島下に沈み込む、冷えた硬いプレートは短周期地震動の減衰が小さく、プレートに沿って日本海側を遠くまで揺れが伝わるのに対して、プレートから抜け出して日本海側に向かった地震波は、温度が高いマントルを通過するときに急激に減衰するためである。こうして、日本列島の日本海側と太平洋側の地下の減衰構造の大きな違いが、特異な震度分布を作り出すのである。

#### 4-4-2. 散乱による短周期地震波の導波効果のシミュレーション

硬く、冷えたプレートは地震波の減衰は周囲のマントルよりも10倍以上小さいが、地震波速度がマントルよりも10%程度速いため、このままでは地震波がマントルに向けて屈折を起こして抜け出してしまおうという矛盾が生じる。

異常震域が発生した太平洋側で記録された地震波形を詳しく調べたところ、この地震動には周期0.5秒以下の短周期の揺れが強く含まれ、0.5秒以上の長周期地震動は日本海側と同等か、逆に弱まっていることがわかった。また、短周期地震動揺れが長時間にわたって長く続いている特徴も見えてきた。このことは、プレートは短周期の地震波のみを良く伝え、長周期地震動は外に逃がすこと、短周期地震動の長い波群を作り出す原因がプレート内部に存在することを意味している。

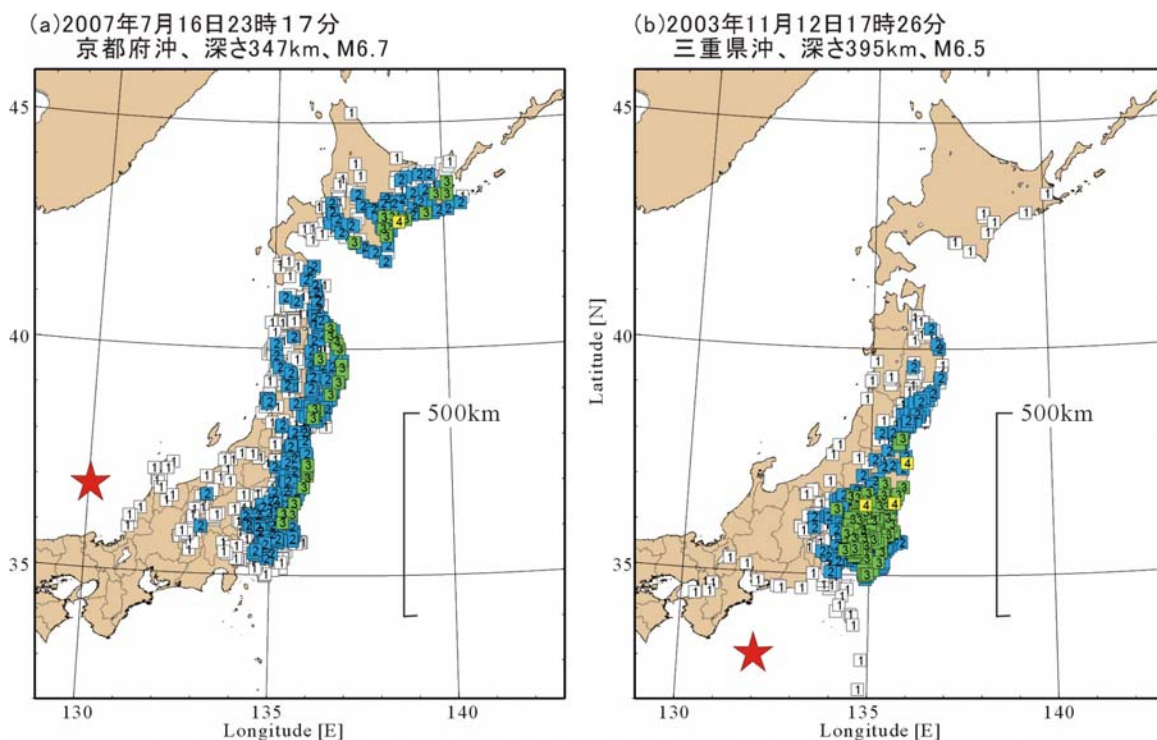


図16 深発地震で見られる震度分布の異常（異常震域）。(a)京都府沖の地震、(b)三重県沖の地震。沈み込むプレートの深部で起きる深発地震の震度分布は同心円状とはならず、地震波が太平洋側にプレートを伝って良く伝わるために、歪な震度分布となる。

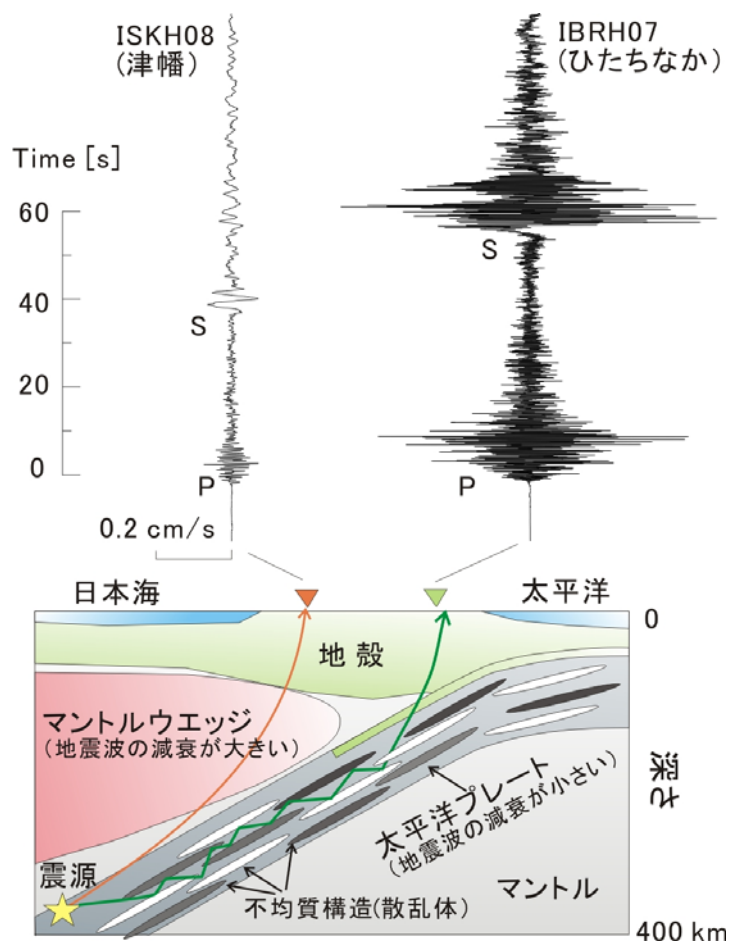


図 17 京都府沖の深発地震（図 16）で観測された地震波形の違い（日本海側と大平側）。

太平洋側（ひたちなか）では、短周期地震動が強く、揺れが長く続く。これは、プレート内の不均質性により強い前方散乱を起こして太平洋側に地震波が良く伝わったためである。いっぽう、マントルを通過して日本海側（津幡）に到達した地震波は短周期地震動の減衰が大きい。

そこで、新しいシミュレーションモデルとして、プレート内が一様な物質ではなく、高速度（硬い）と低速度（柔らかい）の岩石が薄く、交互に積み重なった「ラミナ」構造になっているモデルを考える。このようなラミナ構造を考えると短周期地震波が強い前方散乱を起こすことにより、地震波がプレート内に閉じ込められるように遠地まで良く伝わるのが期待できる（図 17）。強い散乱を繰り返し起こすことにより、P波とS波の長い後続層も発生する。いっぽう、波長の長い長周期地震動は不均質構造の影響を受けないので、そのまま屈折を起こしてプレートの外に抜け出すことが考えられる。

#### 4-4-3. 異常震域の生成シミュレーション

不均質なプレート構造により短周期地震波がプレート内部に閉じ込められ遠地まで良く伝播し、そして地表に異常震域が生成する過程を、2003の紀伊半島南東沖の地震のコンピュータシミュレーションにより確認した[34]。

計算領域を 512km\*1024km\*480km に選び、水平方向に 0.5km、鉛直方向に 0.25km の大きさに 40 億格子に分割した。計算モデルの周囲には PML に基づく吸収境界を設けた。モデル内には、太平洋プレートとフィリピン海プレートを組み込み、太平洋プレートの厚さは 80km、フィリピン

ン海プレートは20kmとし、またプレート上面には厚さ5kmの海洋性地殻を置いた。プレート内部の短波長不均質構造は、統計モデルに基づくランダムな分布を作成し、これを用いてモデル内の物性値に揺らぎを与えた。ランダム分布モデルは、水平方向（プレートの走行と沈み込み方向）に**相関距離**が長く（ $A_x=10\text{km}$ ）、そしてプレートの厚み方向には相関距離が短い（ $A_z=0.5\text{km}$ ）特性を持ち、揺らぎの標準偏差が2%の大きさを持つ、**フォン・カルマン型**分布のものをモデル化した。

地震波伝播計算は、水平方向に16次精度のFDM、鉛直方向には4次精度のFDMを用いて行った。モデル中の最小S波速度は $V_s=3.4\text{km/s}$ とし、最大周波数3Hzまでの波動伝播を評価した。震源モデルはダブルカップル型の点震源で近似し、深さ360kmのプレート内部に置いた。計算は、地球シミュレータの176ノード（1408CPU）を用いた並列計算により行った。地震発生から250秒間の波動伝播を25,000タイムステップで計算した。本計算では、1.3TBのメモリと約1時間のCPU時間を要した。

計算から求められた波動伝播のスナップショットを図19に示す。まず、地震発生から26秒後のフレームを見ると、深さ360kmの深発地震から地震波がマントルとプレート内に向けて放射される様子が確認できる。56秒後にはP波は関東に到達し、S波も紀伊半島を通過して関東に向かってくる。プレート内を地震波が伝わることにより、太平洋岸の揺れが大きくなる（図18b）。揺れは、地震発生から118秒後にはS波が東北にまで到達する。プレートの影響はS波で特に顕著であり、大きく長い揺れがプレートに沿って東北日本の太平洋側をよく伝わっていく様子を見ることができる。また、減衰の大きな**マントルウェッジ**を通過して地震波が到達する日本海側（火山フロントの**背弧側**）では地震波の減衰が大きく、太平洋側（**前弧側**）に比べて揺れが小さいこともわかる。

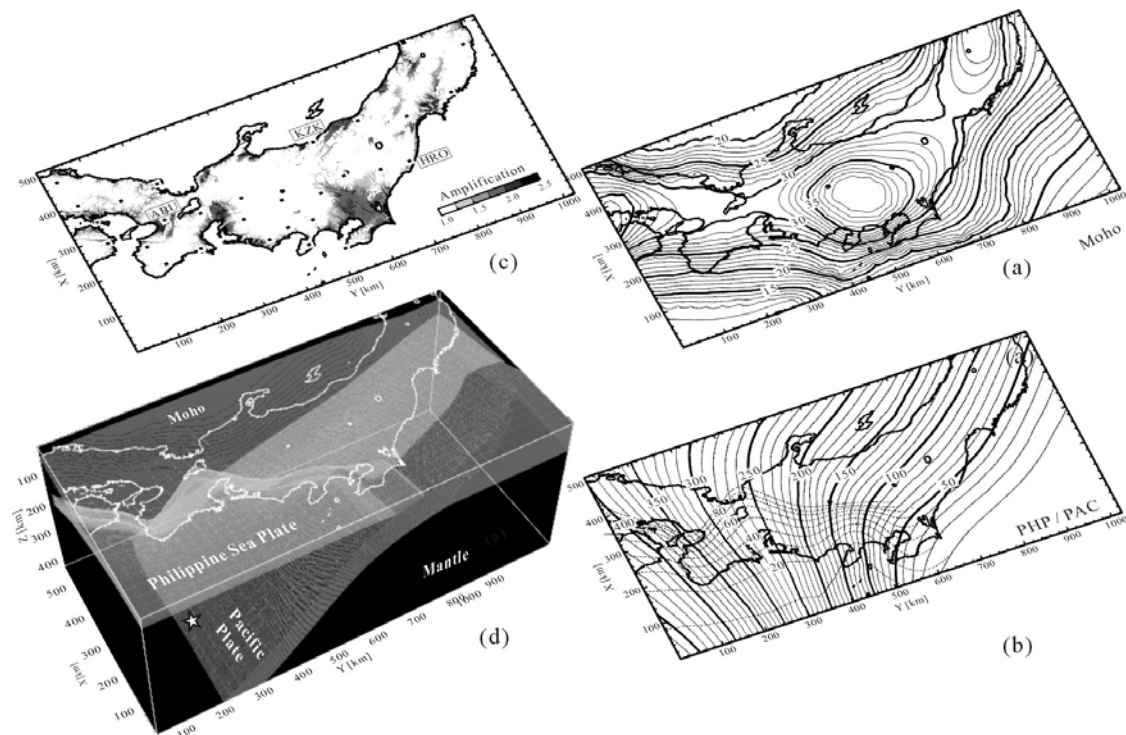


図18 異常震域の3次元数値シミュレーションに用いた中部日本下の地下構造モデル。

(a) 表層の地形分類から求められた表層地盤増幅係数。(b) モホ面の深度分布。(c) 太平洋プレートとフィリピン海プレートの上面の深度。(d) プレート・マントル構造の3次元形状。震源の位置を☆印で表す。



プレートなし，あり（均一，不均質）の3つのモデル計算を行い，計算結果から地表の震度分布を求め比較した（図 20）．まず，プレートが無い（すなわち，高減衰のマントルウェッジもない）モデルでは，震央付を中心に最大震度2の揺れが現れ，ここからほぼ同心円上に震度が弱まる様子が再現された（図 20a）．関東や名古屋では局所的に震度が大きくなっているが，これらの震度の飛び地は，表層地盤による地震動の増幅によるものである．次に，プレートをモデルに組み込むと，地震波がプレートに沿って関東から東北にかけて良く伝わるようになり，南関東では最大震度3が現れた（図 20b）．また日本海側では地震波の減衰が大きくなり，震度が小さくなった．最後に，プレート内の媒質に不均質ゆらぎを与えると，プレート内で地震波の強い散乱が発生し，東北地域に大きな震度の範囲が延びた異常震域が強化された（図 20c）．計算結果は観測された震度分布（図 20d）に良く対応することが確認できた．以上の計算より，周期1秒以下の短周期地震動の伝播計算には，先に述べた長周期地震動の計算のための層構造モデルに加えて，層内の短波長の不均質構造の適切なモデル化が重要であることが示された．

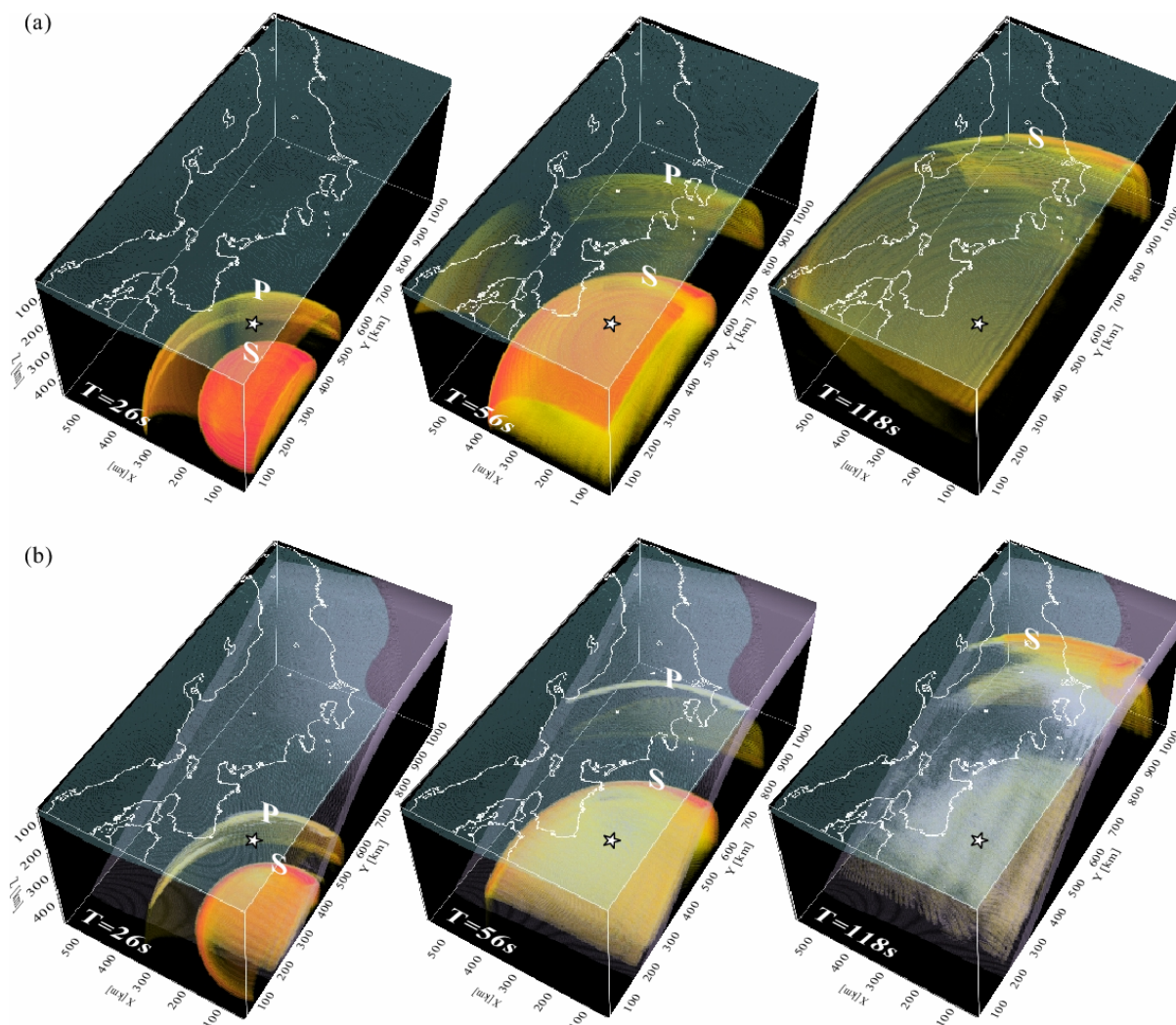


図 19 3次元FDMシミュレーションから求められた地震波動場のスナップショット．

地震発生から26，56，118秒後の揺れの広がる様子をVolume Rendering法により可視化．(a)プレートの無い単純地下構造モデル (b) 不均質なプレートが存在する場合のモデルを用いた計算．

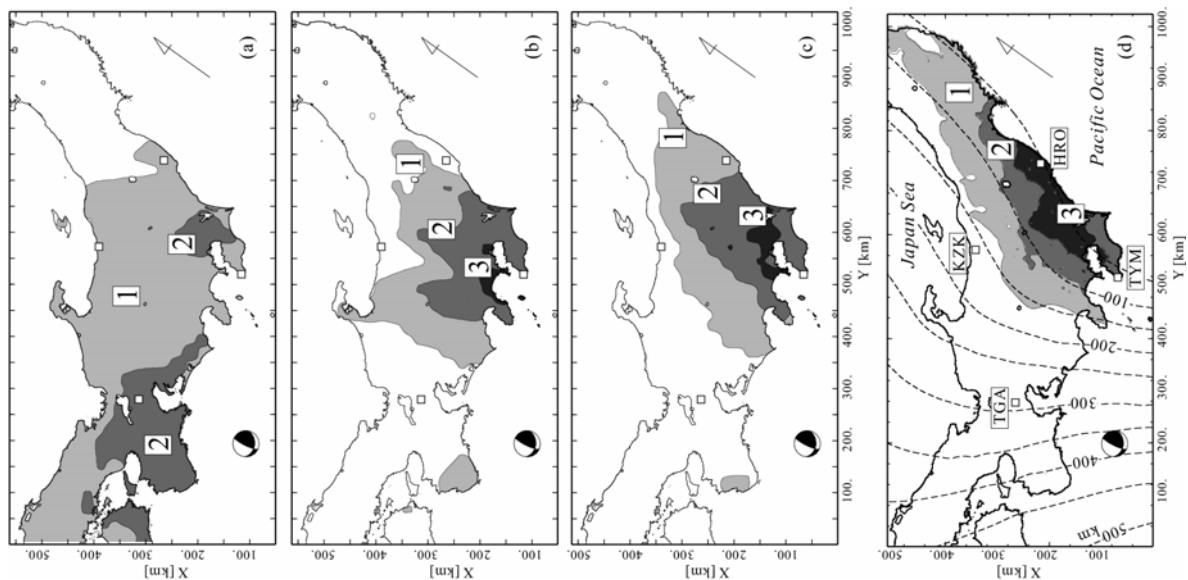


図 20 シミュレーションにより求められた深度分布と観測との比較。

(a)プレートなしモデル，(b)プレートモデル，(c)不均質なプレートモデル，(d)観測された2003年11月12日の紀伊半島沖の地震の震度分布。

## 5. おわりに

3次元不均質場での地震波伝播の計算は，過去10～20年の計算機の急速な発展に支えられ，これまで急成長を遂げた[35]．地震動シミュレーションの実用化を支える背景には，平野部地下構造探査による地下構造モデルの整備と，高密度の強震観測によるシミュレーション結果の信頼性の検証とモデルの改良の成果が大きい．

ここで紹介した新潟県中越地震や東南海地震のシミュレーションのように，現在の地震波伝播シミュレーションは，周期1～2秒以上のやや長周期地震動をターゲットとするものが一般的である．この地震波周期は10～20階建て以上の超高層ビルなどの長大構造物の被害を考える上では十分であるが，今後，強震動による木造家屋の被害を具体的かつ定量的に評価するためには，計算で扱う地震動の周期帯を，周期0.5～2秒以下まで下げる必要がある．さらに精密機械や工場の生産ラインなど，周期0.5秒以下の固有周期を持つ重要構造物が急激に増えており，現代および未来都市の地震被害予測には，地震動シミュレーションの広帯域化が必須である．

広帯域シミュレーションでは，1)長周期～短周期地震動の放射に関わる震源断層運動の不均質性の理解，2)短周期地震動の伝播と散乱を強く支配する，短波長不均質構造のモデル化，3)大規模並列計算のための計算コードの整備，の3つの課題の解決が急務である．深発地震による異常震域生成のシミュレーション結果から示されたように，周期1秒以下の短周期地震動の評価モデルは，従来の成層モデルに加えて層内の短波長不均質構造を適切にモデル化することが必要である．このような広帯域地震動のシミュレーションモデルの有効性の確認には，観測データとの比較検証のための高密度地震観測網におけるデータの蓄積が望まれる．高性能の並列計算コードの開発への努力もこれまで以上の努力が必要であろう．従来のベクトル型計算機では，ベクトル計算に良く適合するようなプログラミングを心がけることにより，たとえ一般の計算機利用者であっても演算性能を引き出すことが容易であった．しかし，先に述べた

ように今後のスカラ型 CPU の高い演算性能を引き出し、そして大規模な並列計算を実現するためには、コンパイラやハードウェア技術者と計算科学者らの協力が不可欠に思われる。

次に、高精度の地震動シミュレーションの結果を受けて、建物の被害を具体的に評価し、地震災害軽減に役立てるためには、たとえば強震動予測結果を入力データとして地盤と建物の揺れの相互作用を評価し、あるいは超高層ビルの揺れに伴う家具の移動や転倒を評価するなど、地震動と被害予測シミュレーションの強い連携も必要である。また、海の浅い地震による海底地殻変動は津波も発生させるため、海溝型巨大地震による被害予測には、地震と津波シミュレーションの連携も必須である。

これまで、地震や津波、そして構造物の揺れと被害のシミュレーションは、個別に進められてきた。個々のシミュレーション要素技術が十分に実用化した現在では、関連するシミュレーションモデルを結びつけ、地震動から被害までを統合的に評価する**被害予測シミュレーション**へステップアップする段階にきている。災害予測から被害軽減に結びつけるには、**避難シミュレーション**の連成までで視野に入れる必要もあろう。このような、異なる支配方程式と時間スケールで記述される複数のモデルを結合した**マルチフィジックス・マルチスケールシミュレーション**の実現には、計算機の高速度性はもちろんのこと、さらに各計算モデルに適合した異種の計算機システムを高速ネットワークで結合した**グリッド技術**の利用など、利用環境の柔軟性が期待される。

## 謝 辞

地球シミュレータによる計算は、海洋研究開発機構地球シミュレータセンターと東京大学地震研究所の平成 19 年共同利用プロジェクト研究「3次元不均質場での波動伝播と強震動のシミュレーション」により行われました。また、T2K オープンスパコン（東大）は、東京大学情報基盤センターの HPC 特別プロジェクト「3次元不均質場での地震波伝播の大規模シミュレーション」により行われました。ここに記して関係者の皆様に感謝申し上げます。

## 参 考 文 献

- [1] 古村孝志・瀬戸一樹・竹中博士, 2000, 大規模 3次元地震波動場（音響場）モデリングのための PSM/FDM ハイブリッド型並列計算, 物理探査, **53**, 294-308.
- [2] Holberg, O., 1987, Computational aspects of the choice of operator and damping interval for numerical differentiation in large-scale simulation of wave phenomena, *Geophys. Prosp.*, **35**, 629-655.
- [3] Kindelan, M., A. Kamel and P. Sguazzero, 1990, On the construction and efficiency of staggered numerical differentiations for the wave equation, *Geophysics*, **55**, 107-110.
- [4] Geller, R.J. and N. Takeuchi, 1998, Optimally accurate second-order time-domain finite difference scheme for the elastic equation of motion; one-dimensional case, *Geophys. J. Int.*, **135**, 48-62.
- [5] Mizutani, H., Geller, R.J. and N. Takeuchi, 2000, Comparison of accuracy and efficiency of time-domain schemes for calculating synthetic seismograms, *Phys. Earth Planet. Int.*, **119**, 75-97.
- [6] Takeuchi, N. and R. J. Geller, 2000, Optimally accurate second order time-domain finite-difference scheme for computing synthetic seismograms in 2-D and 3-D media, *Phys. Earth and Planet. Int.*,

- 119**, 99-131. Virieux, J. 1986, P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51**, 889-901.
- [7] Reshef, M., D. Kosloff, M. Edwards and C. Hsiung, 1988, Three-dimensional elastic modeling by the Fourier method, *Geophysics*, **53**, 1184-1193.
- [8] Furumura, T., B. L. N. Kennett and H. Takenaka, 1998, Parallel 3-D pseudospectral simulation of seismic wave propagation, *Geophysics*, **63**, 279-288.
- [9] Kosloff D., D. Kessler, A.Q. Filho, E. Tessmer, A. Behle and R. Strahilevitz, 1990, Solution of the equations of dynamic elasticity by a Chebyshev spectral method, *Geophysics*, **55**, 734-748.
- [10] Daudt, C. R., Braile, L. W., Nowack, R. L. and C. S. Chiang, 1989, A comparison of finite-difference and Fourier method calculations of synthetic seismograms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1210-1230.
- [11] Gottschämer, E. and K. B. Olsen, 2001, Accuracy of the explicit planar free-surface boundary condition, implemented in a fourth-order staggered-grid velocity-stress finite-difference scheme. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 617-623.
- [12] Jih, R.S., McLaughlin, K.L. and Z.A.Der, 1988, Free-boundary conditions of arbitrary polygonal topography in a two-dimensional explicit elastic finite-difference scheme, *Geophysics*, **53**, 1045-1055.
- [13] 岡元太郎・竹中博士, 2005, 速度・応力型差分法での固体・流体境界の扱いについて, *地震*, **57**, 355-364.
- [14] Clayton, R. and B. Engquist, 1977, Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1529-1540.
- [15] Cerjan, C., D. Kosloff, R. Kosloff and M. Reshef, 1985, A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations, *Geophysics*, **50**, 705-708.
- [16] Berenger, J.P., 1994, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *J. Comp. Phys.*, **114**, 185-200.
- [17] Chew, W.C. and Q. H. Liu, 1996, Perfectly matched layers for elastodynamics: a new absorbing boundary condition, *J. Comp. Acoust.*, **4**, 341-359.
- [18] Zeng, Y., J. Q. He and Q. H. Liu, 2001, The application of the perfectly matched layer in numerical modeling of wave propagation in poroelastic media, *Geophysics*, **66**, 1258-1266.
- [19] Marcinkovich, C. and K. Olsen, 2003, On the implementation of perfectly matched layers in a three-dimensional fourth-order velocity stress finite-difference scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**, doi:10.1029/2002JBB002235.
- [20] Sato H. and M. Fehler, 1998, *Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth*, Springer-Verlag, New York.
- [21] Day, S.M. and J. B. Minster, 1984, Numerical simulation of attenuated wavefields using a Pade approximant method, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **78**, 105-118.
- [22] Emmerich, H. and M. Korn, 1987, Incorporation of attenuation into time-domain computations of seismic wave fields, *Geophysics*, **52**, 1252-1264.
- [23] Day, S. M. and C.R. Badley, 2001, Memory-Efficient Simulation of Anelastic Wave Propagation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 520-531.

- [24] Moczo, P., P. Labak, J. Kristek and F. Hron, 1996, Amplification and differential motion due to an tilted plane 2D resonance in the sediment valleys embedded in a layer over the half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1434-1446.
- [25] Aoi, S. and H. Fujiwara, 1999, 3-D finite difference method using discontinuous grids, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 918-930.
- [26] Miyatake, T., 1980, Numerical simulations of earthquake source process by a three-dimensional crack model. Part I. Rupture process, *J. Phys. Earth*, **28**, 565-598.
- [28] Moczo, P., 1989, Finite-difference technique for SH-waves in 2-D media using irregular grids-application to the seismic response problem, *Geophys. J. Int.*, **99**, 321-329.
- [29] Pitarka, A., 1999, 3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grid with nonuniform spacing, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 54-68.
- [30] Furumura, T., B.L.N. Kennett and K. Koketsu, 2003, Visualization of 3-D wave propagation from the 2000 Tottori-ken Seibu, Japan earthquake: Observation and numerical simulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 4, 667-682.
- [31] Furumura, T. and T. Hayakawa, 2007, Anomalous propagation of long-period ground motions recorded in Tokyo during the 23 October 2004 Niigata-ken Chuetsu (Mw6.6) earthquake, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **97**, 3, 863-880.
- [32] 古村孝志・中村 操, 2006, 1944年東南海地震記録の復元と関東の長周期地震動, *物理探査*, **59**, 4, 337-351.
- [33] 古村孝志・早川俊彦・瀨瀨一起・馬場俊孝・中村 操, 2006, 1944年東南海地震の強震動シミュレーションと関東平野の長周期地震動, *月刊地球*, **55**, 130-137.
- [34] Furumura, T. Hayakawa, M. Nakamura, K. Koketsu, and T. Baba, 2008, Development of long-period ground motions from the Nankai Trough, Japan, earthquakes: Observations and computer simulation of the 1944 Tonankai (Mw8.1) and the 2004 SE Off-Kii Peninsula (Mw7) Earthquakes, *Pure Appl. Geophys.*, **165**, 3, 585-607.
- [35] 古村孝志, 2008, 差分法による3次元不均質場での地震波伝播の大規模計算, *地震2*, 印刷中.