地震動シミュレータ：GMS

青井　真*・早川俊彦**・藤原広行*

Ground Motion Simulator: GMS

Shin Aoi*, Toshihiko Hayakawa** and Hiroyuki Fujiwara*

ABSTRACT

We introduce a 3D finite difference (FD) simulation tool, GMS (Ground Motion Simulator). GMS consists of a parameter generation tool, a 3D FD code, and a visualization tool. 3D simulation requires huge numbers of parameters such as velocity structures model, source models, stations locations and configurations for calculation. The parameter generation tool, 'FDMake', provides a GUI (Graphical User Interface) that aids to configure the complex parameter. The FD solver for GMS adopts the discontinuous grids, which is a kind of multigrid method. The use of discontinuous grids adapted to a velocity structure model results in a significant reduction of computational requirements (memory and computational time), typically by one fifth to one tenth, without a marked loss of accuracy. The visualization tools generate animations of wavefield of ground motion, and paste-ups of waveforms. GMS system is freely available through the internet (http://www.j-map.bosai.go.jp/GMS/).

Key words: GMS (Ground Motion Simulator), simulation of wave propagation, finite difference method (FDM), discontinuous grid, strong motion, parallel computing, PC cluster

1. はじめに

地震動シミュレータ（GMS: Ground Motion Simulator）とは，点震源または多数の点震源で近似された面的な広がりを持つ断層モデルと，震源域から観測点までを含む水平方向の広がりが数～数百 km・深さ方向が数～百 km 程度の盆地構造などを含む3次元的不均質地下構造モデルに対し，差分法（FDM）を用いた波動伝播シミュレーションにより，効率よく地震動の計算を行うシステムである。GMSでは差分計算を行うソルバーだけでなく，パラメータ設定や計算結果の評価行うためのプログラム一式がシステム化されており，詳細なマニュアルと共に無償で提供されているのが特徴である。

地震波のシミュレーションを行うために，運動方程式を差分近似することにより数値的に解く手法は1960年代から使われており（例えば，Boore, 1972; Kelly *et al.*, 1976），現在では食い違い格子による定式化（例えば，Virieux, 1984, 1986; Levander, 1988; Graves, 1996; Aoi and Fujiwara, 1999; Pitarka, 1999）が一般的に用いられている。電子計算機の性能の向上により，1990年代くらいから，ある程度現実的なモデルを用いたシミュレーションが可能となり，1994年米国・ノースリッジ地震（例えば，Olsen and Archuleta, 1996; Pitarka and Irikura, 1996; Graves *et al.*, 1998）や1995年兵庫県南部地震（例えば，Furumura and Koketsu, 1998; Pitarka *et al.*, 1998; Aoi *et al.*, 1999; Iwata *et al.* 1999；松島・川瀬，2000），1923年関東地震（例えば，Sato *et al.*, 1998; Yamada and Yamanaka, 2000）などに盛んに適用されてきた。

地下構造は，地表付近において地震波速度が顕著に遅

2004年11月9日原稿受付；2005年1月6日受理
* ㈶防災科学技術研究所
〒305-0006 つくば市天王台 3-1
** 東京大学地震研究所
〒113-0032 東京都文京区弥生 1-1-1

Manuscript received November 9, 2004; Accepted January 6, 2005.
* National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention
3-1 Tenoudai, Tsukuba, Ibaraki 305-0006 Japan
** Earthquake Research Institute, University of Tokyo
1-1-1, Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0032 Japan

いという特徴を持っている。均質な大きさの格子を用いる限り，全計算領域の格子サイズは計算すべき最短波長により決定される。そのため，低速度の層がごく表層にのみ存在する場合でも計算領域全体を小さな格子に分割する必要があり，非常に計算効率が悪く，また計算精度の観点からも得策ではない。このような場合に，格子点間隔が不等間隔な格子を用いて適切に調整することで効率的な計算を行うことが出来る（例えば，Moczo, 1989; Pitarka, 1999）。しかしながら，人間の生活圏である堆積平野や盆地における地震動の評価を行う際には，地震が起こる深さ数kmから数十キロkmにおける媒質（*Vs* が4000 m/s 以上）に比べ，10倍以上遅い媒質（*Vs* が300–400 m/s 程度）をモデル化する必要がある。遅い媒質が，薄く広範囲に広がっているモデルを取り扱う場合には，不等間隔格子点だけでは十分に効率的とはいえず，より効率の良い格子として不連続格子を挙げることが出来る（Aoi and Fujiwara, 1999）。この手法は，地震波速度が速い領域で格子点間隔を広くとるだけでなく，格子点を間引くことにより，根本的に格子点の数を減らすアプローチである。

3次元波動伝播シミュレーションを行うためには，地下構造モデルや震源モデルなどの煩雑なパラメータ設定が必要となり，またパラメータや計算結果の入出力ファイルの数・容量も膨大なものとなる。これらは，計算規模が大きくなるにつれ非常に大きな負担となり，また，作業のミスを誘発する原因となるなど，従来の手作り的なプログラムでは手法やプログラムの詳細を熟知していないと大規模な計算を行うことは困難である。これらの負担を軽減し不便を解消するために，パラメータ生成ツールや波動方程式差分計算プログラム（ソルバー）などのツール群から構成される，差分法による波動伝播シミュレーションツールGMS（Ground Motion Simulator）を作成した。GMSの特徴は，

1. Aoi and Fujiwara (1999) による不連続格子を用いることにより，計算機資源（時間・記憶容量）を大幅に節約している，
2. 複雑なパラメータ設定や計算結果の評価を，GUI (Graphical User Interface) により，視覚的・直感的に行う仕組みを備えている，
3. MPI (Message Passing Interface) による並列計算に対応しており，スーパーコンピュータから安価なPCクラスターまで，広範なプラットフォームで効率的な計算を行うことが出来る。また，ベクトル化率も高いため（大規模な計算では99.9％以上）ベクトル計算機においても，効率的な並列計算を行うことが出来る，
4. 効率的なファイルの受け渡しの仕組みが実装されているため，パラメータの作成，計算結果の入出力，高度な可視化を行うためのファイルアクセスが効率的に行うことが出来る，

等が挙げられる。GMSの主要部分は詳しいマニュアルと共に無償で公開されており，Web経由で自由に入手することが出来る（http://www.j-map.bosai.go.jp/GMS/）。Webやメーリングリストによる情報の共有がはかられているのも特徴の一つである。

2. 不連続格子を用いた差分法による波動場の計算手法

2.1 支配方程式と差分演算子による離散化

3次元不均質構造における波動場の計算は，地下構造が等方弾性体であると仮定して行われる。弾性体に対し，線形問題として取り扱うことの出来る微小変形を仮定すると，解くべき弾性波動方程式は，運動方程式

$$
\begin{aligned}
\rho\partial_{tt}u_x &= \partial_x\tau_{xx}+\partial_y\tau_{xy}+\partial_z\tau_{xz}+f_x\\
\rho\partial_{tt}u_y &= \partial_x\tau_{xy}+\partial_y\tau_{yy}+\partial_z\tau_{yz}+f_y\\
\rho\partial_{tt}u_z &= \partial_x\tau_{xz}+\partial_y\tau_{yz}+\partial_z\tau_{zz}+f_z
\end{aligned}
\tag{1}
$$

および，応力–ひずみ関係（フックの法則）

$$
\begin{aligned}
\tau_{xx} &= (\lambda+2\mu)\partial_x u_x+\lambda(\partial_y u_y+\partial_z u_z)\\
\tau_{yy} &= (\lambda+2\mu)\partial_y u_y+\lambda(\partial_z u_z+\partial_x u_x)\\
\tau_{zz} &= (\lambda+2\mu)\partial_z u_z+\lambda(\partial_x u_x+\partial_y u_y)\\
\tau_{xy} &= \mu(\partial_y u_x+\partial_x u_y)\\
\tau_{xz} &= \mu(\partial_z u_x+\partial_x u_z)\\
\tau_{yz} &= \mu(\partial_z u_y+\partial_y u_z)
\end{aligned}
\tag{2}
$$

と書ける。ここに，u_p, τ_{pq} は変位および応力，f_p は外力項，λ, μ はLame定数をあらわす。ただし，p, q は成分を意味し，x, y, z のいずれかにあたる。3次元不均質媒質であるため，λ, μ は空間の関数であり，$\lambda_{x,y,z}$, $\mu_{x,y,z}$ のように添え字が必要であるが，ここでは煩雑であるため省略する。∂_t, ∂_p はそれぞれ時間 t 及び成分 p による偏微分，∂/∂_t, ∂/∂_p を意味する。

図1に示した3次元の単位格子は，その1単位が (i, j, k) と $(i+1/2, j+1/2, k+1/2)$ を頂点とする長方体の8つの頂点（＝格子点）からなり，$(i+1/2, j+1/2, k+1/2)$ を除く7つの格子点にはいずれかの変数が定義される。速度成分が割り当てられている格子と応力成分が割り当てられている格子とが半格子ずつ食い違う

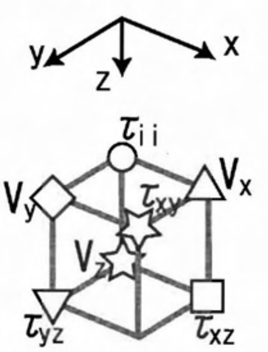

図1　3次元食い違い格子 (staggered grids) の単位格子。

「入れ子」構造になっているため，食い違い格子（staggered grid；例えば，Virieux, 1986）とよばれる。このような格子における中央差分演算子は，原関数と導関数の格子点が半格子ずつ食い違っており，例えば，2次精度の差分演算子は，

$$f_i' \simeq \frac{f_{i+1/2}-f_{i-1/2}}{\Delta x} \tag{3}$$

のようになる。通常の格子を用いると，中央差分演算子の，差分近似間隔を $2\Delta x$ になるが，食い違い格子を導入することにより，差分近似の間隔を Δx にすることができ，計算精度上有利である。式(3)は2次精度の差分演算子であるが，より精度の高い4次精度差分演算子(例えば，Levander, 1988)

$$f_i' \simeq \frac{-1/24 f_{i+3/2}+9/8 f_{i+1/2}-9/8 f_{i-1/2}+1/24 f_{i-3/2}}{\Delta x} \tag{4}$$

が用いられることが多い。

式(1)及び(2)を時間微分し，式(3)で示した差分演算子を用いると

$$\begin{aligned}
v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k} &= v^{n-1/2}_{xi+1/2,j,k} \\
&+\Delta t\cdot b\left[\frac{\tau^n_{xxi+1,j,k}-\tau^n_{xxi,j,k}}{\Delta x}\right. \\
&+\frac{\tau^n_{xyi+1/2,j+1/2,k}-\tau^n_{xyi+1/2,j-1/2,k}}{\Delta y} \\
&\left.+\frac{\tau^n_{xzi,j+1/2,k+1/2}-\tau^n_{xzi,j+1/2,k-1/2}}{\Delta z}+f^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}\right] \\
v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k} &= v^{n-1/2}_{yi,j+1/2,k} \\
&+\Delta t\cdot b\left[\frac{\tau^n_{xyi+1/2,j+1/2,k}-\tau^n_{xyi-1/2,j+1/2,k}}{\Delta x}\right. \\
&+\frac{\tau^n_{yyi,j+1,k}-\tau^n_{yyi,j,k}}{\Delta y} \\
&\left.+\frac{\tau^n_{yzi,j+1/2,k+1/2}-\tau^n_{yzi,j+1/2,k-1/2}}{\Delta z}+f^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}\right] \\
v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2} &= v^{n-1/2}_{zi,j,k+1/2} \\
&+\Delta t\cdot b\left[\frac{\tau^n_{xzi+1/2,j,k+1/2}-\tau^n_{xzi-1/2,j,k+1/2}}{\Delta x}\right. \\
&+\frac{\tau^n_{yzi,j+1/2,k+1/2}-\tau^n_{yzi,j-1/2,k+1/2}}{\Delta y} \\
&\left.+\frac{\tau^n_{zzi,j,k+1}-\tau^n_{zzi,j,k}}{\Delta z}+f^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}\right]
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
\tau^{n+1}_{xxi,j,k} &= \tau^n_{xxi,j,k}+\Delta t\times\left[(\lambda+2\mu)\frac{v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}-v^{n+1/2}_{xi-1/2,j,k}}{\Delta x}\right. \\
&\left.+\lambda\left(\frac{v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}-v^{n+1/2}_{yi,j-1/2,k}}{\Delta y}+\frac{v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}-v^{n+1/2}_{zi,j,k-1/2}}{\Delta z}\right)\right] \\
\tau^{n+1}_{yyi,j,k} &= \tau^n_{yyi,j,k}+\Delta t\times\left[(\lambda+2\mu)\frac{v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}-v^{n+1/2}_{yi,j-1/2,k}}{\Delta y}\right. \\
&\left.+\lambda\left(\frac{v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}-v^{n+1/2}_{xi-1/2,j,k}}{\Delta x}+\frac{v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}-v^{n+1/2}_{zi,j,k-1/2}}{\Delta z}\right)\right] \\
\tau^{n+1}_{zzi,j,k} &= \tau^n_{zzi,j,k}+\Delta t\times\left[(\lambda+2\mu)\frac{v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}-v^{n+1/2}_{zi,j,k-1/2}}{\Delta z}\right. \\
&\left.+\lambda\left(\frac{v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}-v^{n+1/2}_{xi-1/2,j,k}}{\Delta x}+\frac{v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}-v^{n+1/2}_{yi,j-1/2,k}}{\Delta y}\right)\right] \\
\tau^{n+1}_{xyi+1/2,j+1/2,k} &= \tau^n_{xyi+1/2,j+1/2,k} \\
&+\Delta t\cdot\mu\left[\frac{v^{n+1/2}_{xi+1/2,j+1,k}-v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}}{\Delta y}\right. \\
&\left.+\frac{v^{n+1/2}_{yi+1,j+1/2,k}-v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}}{\Delta x}\right] \\
\tau^{n+1}_{xzi+1/2,j,k+1/2} &= \tau^n_{xzi+1/2,j,k+1/2} \\
&+\Delta t\cdot\mu\left[\frac{v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k+1}-v^{n+1/2}_{xi+1/2,j,k}}{\Delta z}\right. \\
&\left.+\frac{v^{n+1/2}_{zi+1,j,k+1/2}-v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}}{\Delta x}\right] \\
\tau^{n+1}_{yzi,j+1/2,k+1/2} &= \tau^n_{yzi,j+1/2,k+1/2} \\
&+\Delta t\cdot\mu\left[\frac{v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k+1}-v^{n+1/2}_{yi,j+1/2,k}}{\Delta z}\right. \\
&\left.+\frac{v^{n+1/2}_{zi,j+1,k+1/2}-v^{n+1/2}_{zi,j,k+1/2}}{\Delta y}\right]
\end{aligned} \tag{6}$$

のように離散化することができる。v_p は速度（$v_p=\partial_t u_p$）を表し，b は密度の逆数である $1/\rho$ を意味する媒質定数である。震源は式(5)に外力項として加えることにより導入する。

なお，式(4)で示した4次精度の差分演算子を用いた場合にもほぼ同様の定式化が出来るが，差分演算を行う際に直近の格子点だけでなく，さらに隣の格子点の値も必要となる。そのため，地表の自由境界および計算領域の境界に隣接する格子点では4次精度の差分演算子を用いることができず，2次精度の差分演算子を用いるなどの処理が必要となる。また，後に述べるように，不連続格子や並列計算の際にも差分演算子が必要とする近接する格子の数は，計算精度やコストに重要な影響を及ぼす。

2.2 不連続格子

異なる格子点間隔を持つ二つの食い違い格子（単位格子点配列は図1のとおり）から成る不連続格子（図2中央）を用いる。領域Ⅰは細かい格子点間隔（x, y, z 方向の格子点間隔はそれぞれ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$）を持つ領域，領域Ⅱはその3倍の粗い格子点間隔（$x, y, z$ 方向の格子点間隔はそれぞれ $3\Delta x, 3\Delta y, 3\Delta z$）を持つ領域であり，2つの領域は $3\Delta z/2$ 分の領域だけオーバーラップしている。領域Ⅰと領域Ⅱの内部における偏微分の項に対しては，4次精度の差分近似(例えば，Levander (1988)),

$$f_i' \simeq \frac{1}{h}\left\{c_0(f_{i+1/2}-f_{i-1/2})-c_1(f_{i+3/2}-f_{i-3/2})\right\} \tag{7}$$

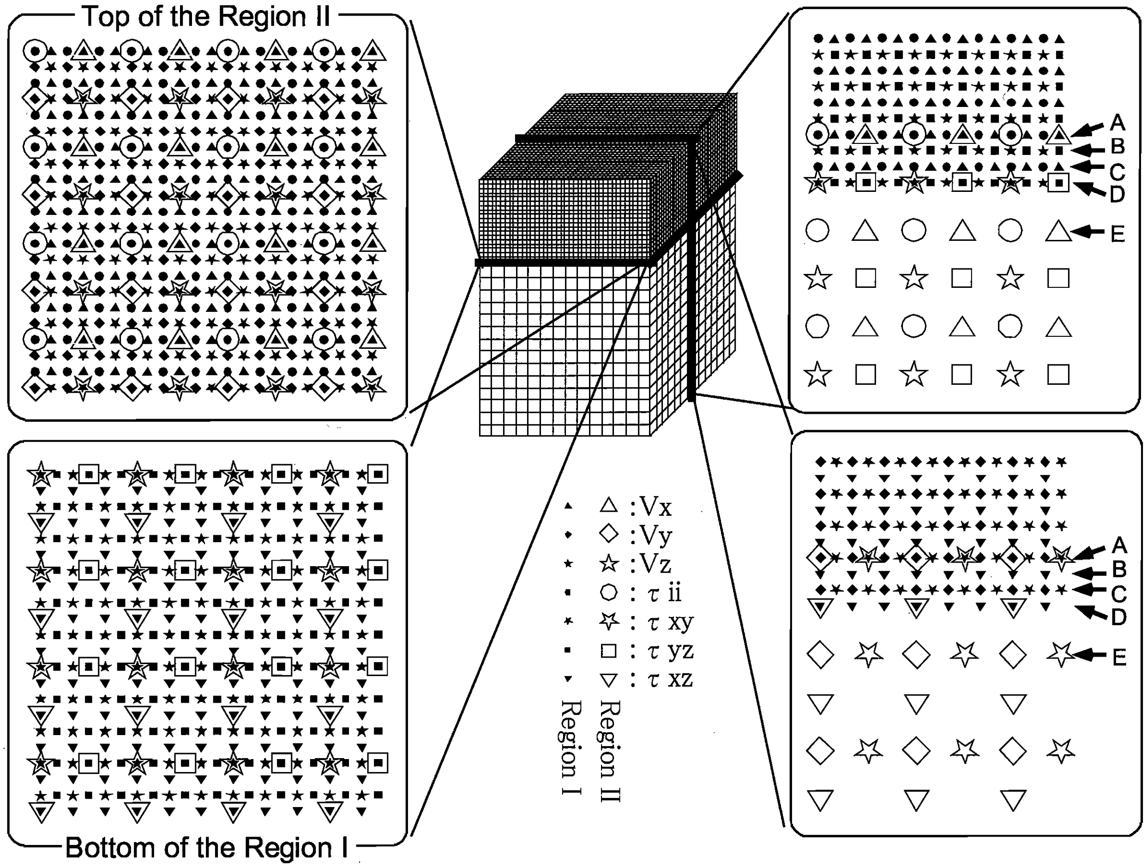

図2　（中央）計算に用いる不連続格子。（右）不連続格子の垂直断面。領域Ⅰと領域Ⅱの接続部分で，内挿のために格子が重なっていることが分かる。（左）領域Ⅱの最上面（A 面）と領域Ⅰの最下面（D 面）における不連続格子の水平断面。

（ただし，$c_0=9/8, c_1=1/24$），

を用いている（h は格子点間隔）。ただし，領域Ⅰと領域Ⅱの接続領域付近では，z に関する偏微分の項に対して4次精度の差分近似を用いることが出来ない。そこで，領域ⅠのB･C面内および領域ⅡのD･E面内では（図2右），z に関する偏微分の項に対しては2次精度の差分近似（例えば，Virieux (1984)），

$$f_i' \simeq \frac{1}{h}(f_{i+1/2}-f_{i-1/2}) \tag{8}$$

を用いる。また，4次精度の差分近似を用いる場合に一般的に行われるように，領域Ⅰの上面，領域Ⅱの底面および各領域の側面においても適宜2次精度の差分近似を用いる。

さらに，領域ⅠのD面内および領域ⅡのA面内では（図2右），2次精度の差分近似を用いても速度や応力を求めることは出来ない。これらの値は，他方の領域の値から内挿および間引くことにより求める。D面内における領域Ⅰの値は，領域Ⅱにおける値から線形補間を用いて求めている。

領域Ⅰと領域Ⅱの接続部で必要となる内挿法を具体的に述べる（図2，表1参照）。図3に示すように，

表1　不連続格子を用いた差分計算における，差分演算子，内挿の種別。A–Eの水平断面は，図2に示したものに対応する。

(A)　2次精度の差分の場合

	Region Ⅰ	Region Ⅱ
Region Ⅰ	2nd order	—
A	2nd order	Interpolation
B and C	2nd order	—
D	Interpolation	2nd order
E	—	2nd order
Region Ⅱ	—	2nd order

(B)　4次精度の差分の場合

	Region Ⅰ	Region Ⅱ
Region Ⅰ	4th order	—
A	4th order	Interpolation
B and C	2nd order	—
D	Interpolation	2nd order
E	—	2nd order
Region Ⅱ	—	4th order

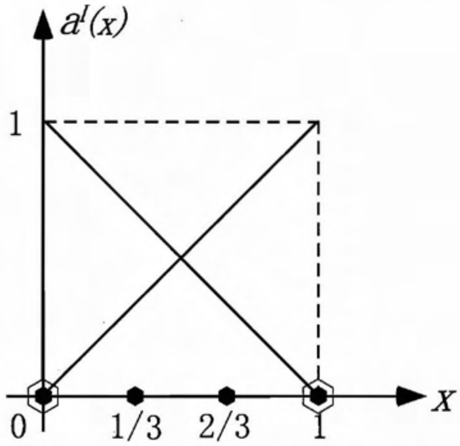

図3　領域Ⅰと領域Ⅱの接続に用いる線形内挿関数。

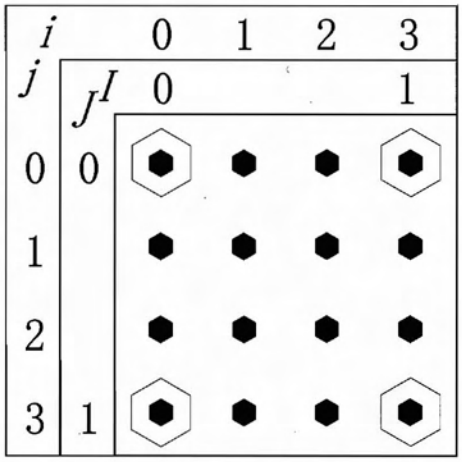

図4　内挿により領域Ⅰと領域Ⅱを接続するD面の格子点配置。(I, J) と (i, j) は内挿の際に用いる格子点番号で，図3に示した線形内挿関数から導かれる重み（表1）で内挿される。

表2　領域Ⅰと領域Ⅱを接続する際の内挿の重み。

l	0	1	2	3
x_i	0	1/3	2/3	1
$a_i^0=1-x_i$	1	2/3	1/3	0
$a_i^1=x_i$	0	1/3	2/3	1

$$
\begin{aligned}
&a^0(x)=1-x\\
&a^1(x)=x \quad (0\le x\le 1)
\end{aligned}
\tag{9}
$$

で与えられる内挿関数を用いて線形の内挿を行う。これらの内挿関数を用いて，1/3間隔で内挿するための重みを表2に示す。

領域Ⅰの最下面であるD面内において，各変数はx-y平面上で内挿を行う必要がある（図2左下）。内挿が必要となる各変数の格子点は図4のような配置となっている。図中の (I, J), (i, j) は内挿を行うための局所的な番号付けであり，内挿によって得られる値は

$$
\begin{aligned}
&u_{ij}=\sum_{I=0}^{1}\sum_{J=0}^{1}\alpha_{i,j}^{I,J}U^{I,J} \quad (i, j=0, 1, 2, 3; I, J=0, 1)\\
&\alpha_{i,j}^{I,J}=a_i^I\cdot a_j^J
\end{aligned}
\tag{10}
$$

となる。ただし，$U^{I,J}$, $u_{i,j}$ はそれぞれ領域Ⅰ，領域Ⅱの速度または応力を表す。

また，A面内において領域Ⅱの値を求めるべき格子点は全て領域Ⅰの格子点であるため，領域Ⅰの変数を間引くことによりその値をそのまま用いることが出来る。すべての変数の内挿および間引きはそれぞれ1つの水平面内でのみ行われており，その内挿以外は通常の差分近似により変数の更新が行われている。

2.3　境界条件（自由境界条件・無反射境界条件・吸収境界条件）

地震の波動伝播問題を解くにあたって，多くの場合，地表を自由境界として取り扱う。自由境界は，地表における放線方向の応力がゼロ，つまり

$$\tau_{ij}n_j=0 \tag{11}$$

と書くことが出来る。ここで，n_j は自由境界の法線ベクトルを示す。自由境界は数学的には弾性体が真空と接する境界と等価であり，非常にインピーダンスコントラストの大きな境界と同様に，安定に精度良く取り扱うのは難しい。自由境界条件を実現するために，地表より上の地震波速度や密度をゼロ（＝真空）に設定する手法（vacuum formulation）と地表における応力の法線方向成分をゼロにする手法（zero-stress formulation）の2つが主に用いられている。前者は実現が簡単であるが，精度や安定性に問題があることが知られており，GMSでは後者を採用している。

GMSでは，地表は山や谷などの起伏を持たない平坦なものと考える。地表に対する法線ベクトルは常に垂直上向きであるため，自由境界条件は，

$$\tau_{xz}=0, \quad \tau_{yz}=0, \quad \tau_{zz}=0 \tag{12}$$

と書くことができる。ここで用いている格子（図2右上）では，τ_{zz} はちょうど自由境界上に存在するので，直接 $\tau_{zz}=0$ とおく。また，τ_{xz} と τ_{yz} は地表から半格子ずれた位置に存在するため，陽な形でゼロにすることはできない。ここでは，地表をはさんでちょうど対称な位置に鏡像をおくこと，つまり，

$$\tau_{xz}|_{k=0}=-\tau_{xz}|_{k=1},\ \tau_{yz}|_{k=0}=-\tau_{yz}|_{k=1} \tag{13}$$

により，近似的に自由境界条件を実現する。

有限の領域で計算をうち切るため，境界からの反射波等の人工的な波動の影響を最小限に押さえる特別な境界処理を行う必要がある。このような境界処理には大きく

分けて，外向きの進行波（outgoing wave）だけを表現する波動方程式を用いて近似的に波が透過する境界条件を実現する無反射境界条件（Clayton and Engquist, 1977）とスポンジのような吸収領域を用いて徐々に波を減衰させて反射を防ぐ吸収境界条件（Cerjan *et al.*, 1985）の二種類がある。

無反射境界条件とは，波動の伝播を司る波動方程式を，領域の外側に向かって伝播する波動場（outgoing wave）と内側に向かって伝播する波動場（incoming wave）に分解し，後者の項を省いた方程式に置き換えることにより境界付近の1格子ないし数格子のみを用いて，反射波を防ぐ手法である。簡単のためにスカラー波動方程式

$$-\nu^{-2}\partial_{tt}P=\partial_{xx}P+\partial_{yy}P+\partial_{zz}P \tag{14}$$

で考えることにする。最も単純な Clayton and Engquist (1977) の A1 条件は，近軸（paraxial）近似を用いて導かれており，

$$-\nu^{-1}\partial_t P=\partial_z P \tag{15}$$

となる。これは，z 軸正方向に伝播する平面波を意味し，負方向に伝播する反射波による項，

$$-\nu^{-1}\partial_t P=\partial_z P \tag{16}$$

がないため無反射境界条件となる。ただし，「近軸」近似とは元来光学の用語で光軸のごく近傍でのみ成立する光線（ray）に対する近似であり，その名が示すとおり境界に対する入射角が大きくなるにつれて近似の程度が悪くなり反射波が大きくなる。近似の次数を上げることにより，入射角が大きな場合にも反射波を軽減する手法が提案されているが，計算に必要な格子数が増加したり，計算が不安定になるなどの問題点もある。

一方，吸収境界条件は数十格子の厚みを持つ吸収領域を用いて徐々に波動場を減衰させ，反射波だけでなく全ての波動場を消滅させることにより反射を防ぐ手法である。吸収領域における波動場の吸収率を，境界に近づくに従い指数的に増加させる手法（Cerjan *et al.*, 1985）

$$\begin{aligned}
&\tilde{v}_p^{n+1/2}=W\cdot v_p^{n+1/2}\\
&\tilde{\tau}_{pq}{}^{n}=W\cdot\tilde{\tau}_{pq}{}^{n}(p,\ q=x,y,z)\\
&W=\exp\left(-\alpha^2(J_0-j)^2\right),\ (j=1,2,\cdots\cdots,J_0)
\end{aligned} \tag{17}$$

が提案されており（ここで，˜ は吸収境界条件を施したことを意味する），$\alpha=0.015$, $J_0=20$ が推奨値として示されている（Cerjan *et al.*, 1985）。この値を用いた場合，1格子あたりの吸収率は0.02％から8.4％と非常に小さい。これは吸収率をいきなり大きくすると計算領域と吸収領域の境界で反射が起こるためであり，吸収領域にはある程度の格子数が不可欠である。

不連続格子を用いる場合には，領域Ⅰと領域Ⅱが重なっている部分の吸収領域における空間的な吸収のされ方は一致するように式(17)の α および J_0 の値を設定する必要がある。領域Ⅰと領域Ⅱの格子点間隔が1：3である時，領域Ⅰにおける α および J_0 は，領域Ⅱで用いた値のそれぞれ，1/3, 3倍にすればよい。

吸収境界条件を実現するためには，計算領域の外側に J_0 格子の領域を別途確保する必要があり，メモリ・計算時間ともに余計に必要となる。一方，無反射境界条件は，一格子ないし数格子で境界条件を実現することができるため，その点では有利である。しかしながら，無反射境界条件は特定の入射角をもつ平面波入射の実体波のみを透過する境界条件であり，実際の計算でしばしば見られる複雑な実体波・表面波の全てを完全に取り除くことは困難である。計算規模が大きくなるにつれて，全計算量（モデル規模の3乗に比例）にしめる吸収境界処理に必要な計算（モデル規模の2乗に比例）の割合は比較的小さくなる。GMS では，できる限り人工的な反射波を取り除くため，これら両方の手法を併用している。また，特に領域Ⅰの吸収領域の格子点数は上記の理由により多くなるが，人工的な反射波が生じやすい表面波が卓越しやすい浅い領域において，結果として十分吸収領域を確保することになり，精度の高い計算につながる。

2.4 震源（断層型震源の表現法）

速度−応力型の差分法における断層型点震源の導入法には，応力項にモーメントを加える方法（Stress Source Formulation: SSF），速度項に外力項を加える方法（Velocity Source Formulation: VSF），source box を用いる方法などがある。GMS においては SSF と VSF が選択できる。いずれの場合も，断層震源を等価な体積力によるモーメントテンソル（例えば，Aki and Richards, 2002）の表現を用いて導入する。

SSF は，応力の各成分に対応するモーメントテンソルの成分を加える事により実現される（例えば，Coutant *et al.*, 1995; Pitarka, 1999）。(i, j, k) に位置する震源は，

$$\begin{aligned}
&\tau^n_{xxi,j,k}:=\tau^n_{xxi,j,k}-\Delta t\times\dot{M}_{xx}(t)/V\\
&\tau^n_{yyi,j,k}:=\tau^n_{yyi,j,k}-\Delta t\times\dot{M}_{yy}(t)/V\\
&\tau^n_{zzi,j,k}:=\tau^n_{zzi,j,k}-\Delta t\times\dot{M}_{zz}(t)/V\\
&\tau^n_{xyi+1/2,j+1/2,k}:=\tau^n_{xyi+1/2,j+1/2,k}-\Delta t\times\dot{M}_{xy}(t)/V\\
&\tau^n_{xzi+1/2,j,k+1/2}:=\tau^n_{xzi+1/2,j,k+1/2}-\Delta t\times\dot{M}_{xz}(t)/V\\
&\tau^n_{yzi,j+1/2,k+1/2}:=\tau^n_{yzi,j+1/2,k+1/2}-\Delta t\times\dot{M}_{yz}(t)/V
\end{aligned} \tag{18}$$

と表される。ここに，$\dot{M}_{pq}(t)$ はモーメントテンソルの時間微分であり，震源のすべり速度関数に比例する時間履歴を持つ関数である。また，V は震源の属する格子の体積であり，1格子分の空間的な広がりで震源が表現される。

一方，VSF は，モーメントテンソルを近似的にカッ

プルフォース（2つのδ関数の力からなる双極子）と見なし，外力項を直接式(5)に加えることにより断層型点震源を定式化するものである。Graves (1996) により提案された方法は，格子点番号 (i, j, k) がいずれも整数の格子点にのみ点震源を置くことが許される。図5に M_{xx}, M_{xy} の二通りの場合に関して，具体的な計算法を示した（Graves, 1996）。M_{xx} に関しては，震源位置からx方向に半格子ずれた $(i-1/2, j, k)$ および $(i+1/2, j, k)$ に速度の x 成分が定義された格子点が存在するため，それぞれの点に逆向きの x 方向加振を加えることによりカップルフォースを実現できる。一方，M_{xy} に関しては，震源位置から y 方向に半格子ずれた $(i, j-1/2, k)$ および $(i, j+1/2, k)$ では速度の x 成分が定義された点が存在しないため，直接的にカップルフォースを実現することは出来ない。そこで，$(i, j-1/2, k)$ の代わりに $(i-1/2, j-1, k)$ と $(i+1/2, j-1, k)$，$(i, j+1/2, k)$ の代わりに $(i-1/2, j+1, k)$ と $(i+1/2, j+1, k)$ に半分ずつシングルフォースを置き，平均値としてカップルフォースを実現している。M_{yy} および M_{zz} は M_{xx} と同様な方法で，その他の成分は M_{xy} と同様な方法で計算することが出来る。

これら2つの手法は，モーメントテンソルがカップルフォースであることから（例えば，Aki and Richards, 2002)，数学的には等価であることを示すことが出来る。しかしながら，SSFでは震源のすべり速度関数に比例する時間履歴を持つ関数を用いるのに対し，VSFですべり関数に比例する関数を加えることにより，断層型点震源の定式化が行われている。VSFでは，震源がすべり終わり停止した後でも，理論上は釣り合って打ち消しある外力がかかり続けることになることから，わずかな誤差により媒質が移動し続けるような外力が加わる事になるなど，数値計算を行う上での安定性はSSFの方が優れている。また，SSFでは1つの点震源がしめる空間的な広がりが1格子であるのに対し，VSFでは3格子必要である。不連続格子を用いる場合，格子サイズが不連続に変化し内挿が行われる領域に震源を設定することが出来ないため，空間的な広がりが小さなSSFの方が有利である。GMSにおいてはSSFとVSFが選択できるが，以上の理由から通常はSSFを用いる方がよいと考えられる。

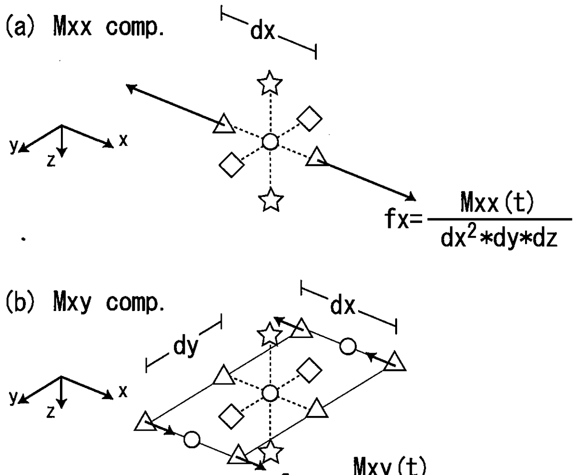

図5　Graves (1996) により提案された断層型点震源の定式化において，モーメントテンソル M_{xx} 及び M_{xy} を実現するために各格子点に加えるべき力。

2.5　非弾性減衰（Q値）

非弾性減衰の取り扱いに関しては既往の研究が多くあるが，GMSではGraves (1996) で用いられている時間領域で簡易に非弾性減衰の効果を導入する方法を採用している。Q値の定義（例えば，Aki and Richards, 2002) により，減衰係数 Q_0 の媒質中を周波数 f_0 の定常波が時間 t 伝播する間に，振幅 A_0 の波は減衰して，

$$A(t)=A_0 \exp\left[\frac{-\pi f_0 t}{Q_0}\right] \tag{19}$$

となる。計算の対象周波数が f_0 に近いと仮定すると，時間ステップ間隔 Δt で更新が行われるたびに，S波に対する減衰係数

$$A(x, y, z)=\exp\left[\frac{-\pi f_0 \Delta t}{Q_s(x, y, z)}\right] \tag{20}$$

を掛けることで，$Q_s(x, y, z)$ が空間的に不均質な媒質に対する非弾性減衰の効果を評価できる。

このような減衰効果の評価方法は計算プログラムのコーディングが平易であるだけでなく，必要とされるメモリや計算時間が少ないこと，波形合成の対象周期帯がさほど広帯域ではない場合には精度に問題がないこと，などの理由により幅広く用いられている。さらに，差分法のみではなく有限要素法（FEM）などほとんどの時間領域解法に応用可能であるというメリットもある。しかしながら，P波の減衰 Q_p とS波の減衰 Q_s が独立に与えることが出来ないこと，暗にQ値の周波数依存性

$$Q=Q_s f/f_0 \tag{21}$$

が仮定されてしまうという問題点がある。計算機の性能が向上し，より大規模な計算が可能になり，また，計算が広帯域化するに従い，今後は，より高精度な減衰の評価手法が主流になる可能性もある。

2.6　格子点間隔および安定性

差分近似により離散化する際の格子点間隔 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$，時間ステップ間隔は Δt，計算精度に大きな影響を及ぼすとともに，計算規模（計算時間・メモリ容量）にも大きく関わる。

通常用いられている均質格子（格子点間隔が一定）に

よる差分法の場合，格子点間隔は主に解析対象周波数の上限値とS波速度の最小値で規定される最小波長により決定される。空間2次精度の差分作用素を用いる場合には1波長あたり最低8ないし10格子，4次精度の場合には5ないし6格子必要である。従って，地下構造モデルのごく一部にS波速度が遅い領域がある場合にも領域全体を最小S波速度で規定される格子点間隔で離散化する必要があり，このことが計算規模を増加させる主たる要因である。このような問題を回避するために，速度構造に適合させて格子点間隔を調整することにより計算量を軽減する手法が提案されている（例えば，Aoi and Fujiwara, 1999; Pitarka, 1999)。

さらに，ここで述べた差分スキームを用いて計算を行う際には，安定条件

$$\Delta t < \frac{1}{V_p}\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta z^2}}^{\,-1} \quad \text{（2次精度差分の場合）} \tag{22}$$

$$\Delta t < \frac{6}{7}\frac{1}{V_p}\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta z^2}}^{\,-1} \quad \text{（4次精度差分の場合）} \tag{23}$$

を満たす時間ステップ間隔Δtを用いる必要がある。均質格子を用いた場合には，ΔtはP波速度V_pの最大値で規定される。先に述べた格子点間隔に関する条件は，格子点間隔が大きくなるにつれ徐々に計算精度が悪くなるものの計算自体は可能であるのに対し，安定条件に関しては条件を満たさない場合には時間進展とともに数値解は発散し，計算が安定して行えないだけでなく，計算の続行自体が不可能になる。通常は，10％程度の余裕を持って小さめのを用いる。

解析上限周波数がN倍に，あるいは最低S波速度が$1/N$になると，格子点間隔を$1/N$にする必要がある。この場合，格子点数（つまりはメモリ容量）はN^3倍，計算時間は倍に増加し，計算機に対する負荷は急激に増すことが分かる。

同じモデルによる計算する場合，直感的には格子点間隔が小さくなればなるほど計算精度が高くなるように感じられるかもしれない。しかし，格子点間隔を小さくすると安定条件を満たすために時間ステップ間隔も小さくしなければならず，同じ時間長の計算を行うためにより多くのタイムステップ数が必要となり，時間進展とともに誤差が蓄積しやすい時間領域解法の差分法においては必ずしも有利であるとは限らない。対象とする解析周波数（＝地震波の波長）や地下構造の不均質のサイズを考慮し十分に小さな格子点間隔を選択することは当然であるが，必要以上に細かい格子を用いることは必ずしも適切ではない。

3. GMSのシステム構成

3.1 GMSの特徴

(1) GUIの採用

一般的に，3次元波動伝播シミュレーションを行うためには，震源モデル・地下構造モデル・計算条件等に関する膨大な数のパラメータを設定する必要がある。GMSではGUIを採用し，お絵かきソフトを使うように視覚的・直感的にパラメータを設定することが可能である。また，ほとんどエディターを使用することなく計算結果の表示・アニメーションの作成までが可能である。

(2) 計算ソルバーの分離

作業が繁雑になりがちなパラメータ設定のためのツールと大きなマシンパワーが必要な計算ソルバーを完全に分離している。大きな計算機資源を必要とする差分法による計算の部分だけを，スーパーコンピュータやPCクラスターを用いて行い，GUIによるツールはWindowsシステム上で行う事が出来る。

(3) 多様なプラットフォームに対応（計算ソルバー）

計算部分がFortran 90で記述されているため，POSIX標準OS (Unix, Linux, Windows NT/2000等）で計算を行うことができる。PCからWS，スパコンまで幅広いプラットフォームに対応しており，PCクラスター（MPIによる並列化）にも対応予定である。

(4) 計算機負荷が小さい

不連続格子を用いた差分法を採用することにより，計算機負荷（計算時間・メモリ容量）を従来の手法の数分の1から十分の1程度に軽減している。

(5) ファイルの入出力が便利にできている

汎用的なファイルシステムであるHDF5 (Hierarchical Data Format 5, http://hdf.ncsa.uiuc.edu/HDF5/）を採用することにより，ランダムアクセスが容易でかつ圧縮が可能である。また，HDF5を用いることにより，ファイル形式の機種依存性がほぼ解消される。

3.2 GMSの構成

GMSは，計算のためのパラメータ設定から，実際の計算，フィルター処理，計算結果の表示など複雑多岐な処理を，いくつかのプログラム（ツール）群からなるシステムにより実現している。図6は，パラメータ設定から計算結果の表示までの計算の流れに沿って，各プログラムの関係とそれらを繋ぐファイル群を示したものである。以下に，GMSを構成する主要なツールを紹介する。

(1) GMSソルバー（差分法による数値計算プログラム）

差分法により実際の数値計算を行うソルバー。ほとんどの部分がFortran 90で記述されており，ユーザーインターフェースは完全に切り離されて別のツールとして提供されている。このため，ソースコードの変更が容易

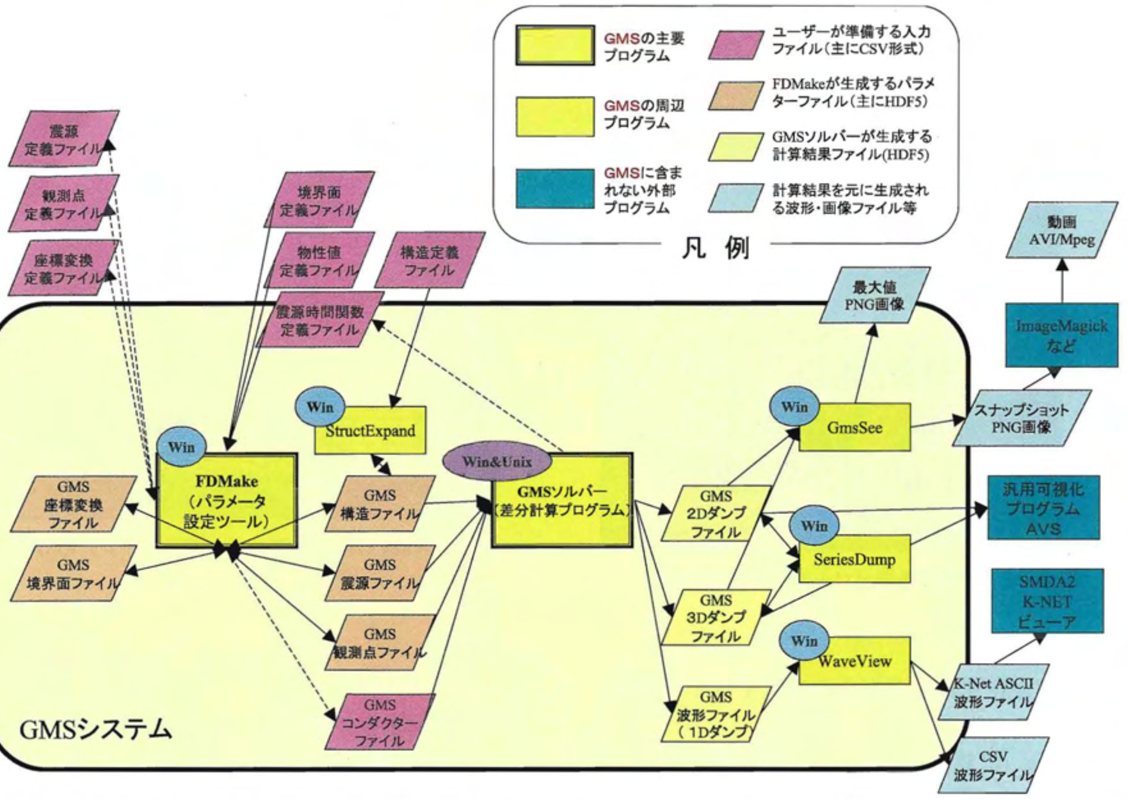

図6　GMSを構成するプログラム（ツール）群及びそれらを繋ぐファイル群を，計算の流れに沿ってそって示したブロック図。パラメータ設定から，実際の計算，フィルター処理，計算結果の表示など複雑で多岐な処理が，HDFファイルにより橋渡しされている。

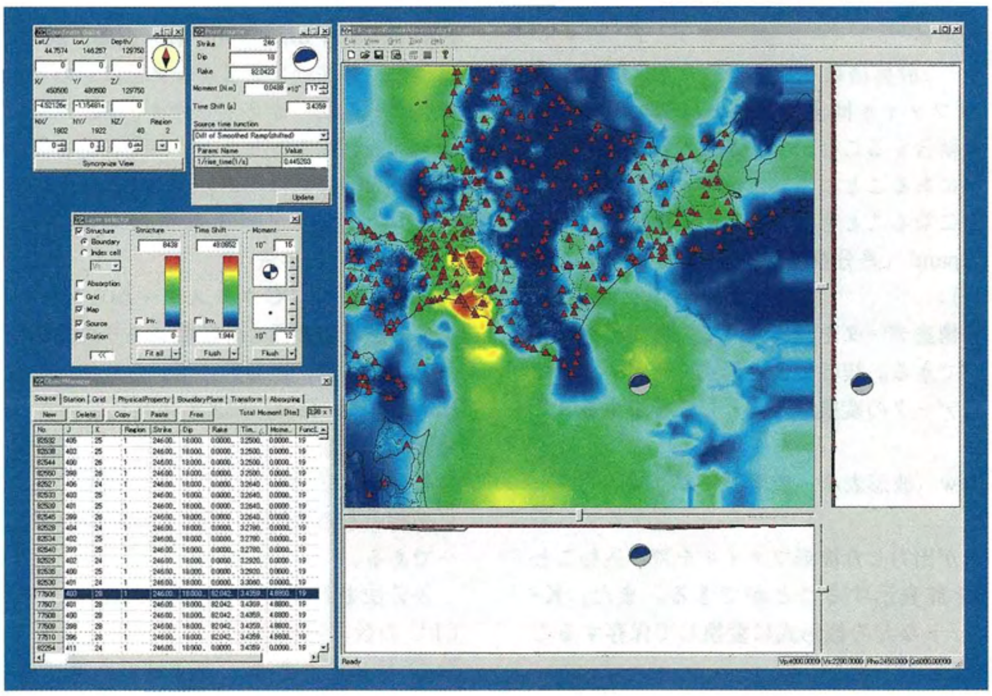

図7　FDMake（パラメータ作成ツール）のGUIの例。

である。

(2)　FDMake（パラメータ作成ツール）：図7

GMSソルバーで計算をするための入力パラメータファイル設定用ツール。GUIにより，お絵かきソフトを使うように視覚的・直感的にパラメータを設定できる。差分格子の自動作成機能，観測点・震源の設定機能

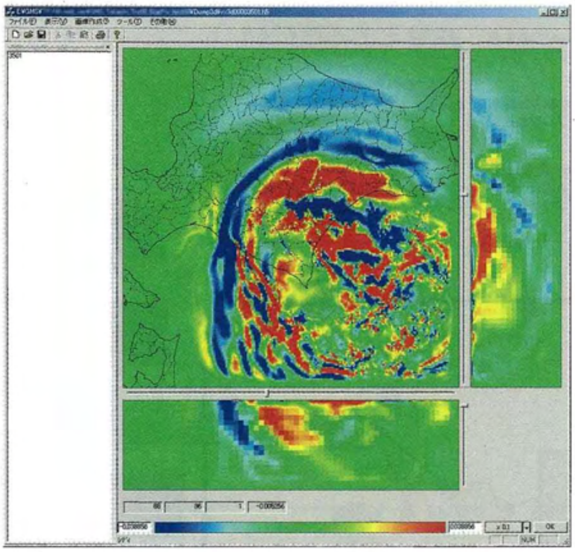

図8　GmsSee（計算結果表示ツール）のGUIの例。

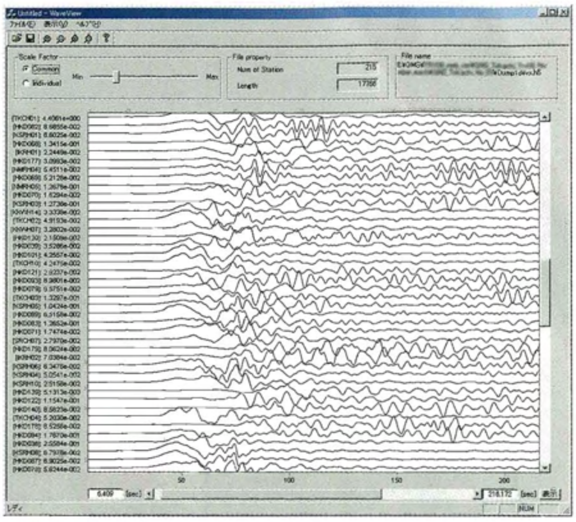

図9　WaveView（波形表示・変換ツール）のGUIの例。

など，人間が介在する必要があるほぼすべての機能にGUIが備わっている。

(3)　GmsSee（計算結果表示ツール）：図8

2次元・3次元のダンプファイルを一括して管理することができ，カスタマイズ可能なカラースケールによる振幅分布図を，GUIを用いて作成することができる。また，最大振幅分布図の作成も可能となっている。

(4)　SeriesDump（差分計算結果ファイル結合ツール：補助的ツール）

GMSソルバーの計算結果ファイルのうち，同じ成分の2次元ダンプファイル同士，あるいは3次元ダンプファイル同士を結合することができる。大量のファイルがディレクトリにあることにより，オペレーティングシステムが不安定になることを防ぐことができる。

(5)　StructExpand（差分構造データ変換ツール：補助的ツール）

等間隔の差分構造データを読み込んで，外側に構造を拡張することができる。複数の入力形式をサポートしているため，構造データの変換ツールとして使用することも可能である。

(6)　WaveView（波形表示・変換ツール：補助的ツール）：図9

計算ソルバーが出力した波形ファイルを読み込むことができ，波形を群表示することができる。また，K-NETフォーマットなどの他形式に変換して保存することができる。

(7)　SMDA2（Strong Motion Data Analysis：外部ツール）

K-NETフォーマットの地震データの表示・解析を行うためのツール。防災科研が運用している強震観測網K-NETのプロジェクトの一部として開発・提供されている。

4. 並　列　化

4.1　並列化の必要性

計算の規模がある程度大きくなると，単一のCPUでの計算には限界がある。比較的安価に大規模な計算を行う方法として，汎用的なパーソナルコンピュータ（PC）や，ワークステーション（WS）を複数台ネットワークにより接続したPCクラスター，WSクラスターによる並列計算が行われるようになってきた（例えば，Furumura *et al.*, 1998；林・引間，2001）。大規模計算は従来，超並列コンピュータをはじめとするスパコン上で行われることが多かったが，PCクラスターの登場により，並列化を行うことで，比較的安価な計算環境でも大規模な計算を行うことが出来るようになった。

4.2　並列化の手法

GMSでは，PCクラスターからスーパーコンピュータまで様々な規模の分散型メモリの計算機における並列計算を行う際に標準的に用いられているMPI（Message Passing Interface）による並列化を行う。MPIは，主に分散メモリ型の計算機（CPU毎に直接アクセスできるメモリが決まっている計算機）の上で並列計算を行う際に必要となるCPU間通信を行うための汎用ライブラリーである。

差分法をMPIにより並列化するには，計算に用いるCPUの数に計算領域を分割し，各領域をそれぞれ1つのCPUに割り振り，各領域の計算に必要となる変数（速度・応力の各成分，媒質定数など）をローカルメモリ（各CPUが直接アクセスできるメモリ）に格納して計算を行う。差分法で用いられる差分作用素（オペレータ）は，空間的に局所的な作用素であるため，各分割領域の端部以外ではローカルメモリに格納されている変数だけで計算を進めることが出来る。図10に示すように，

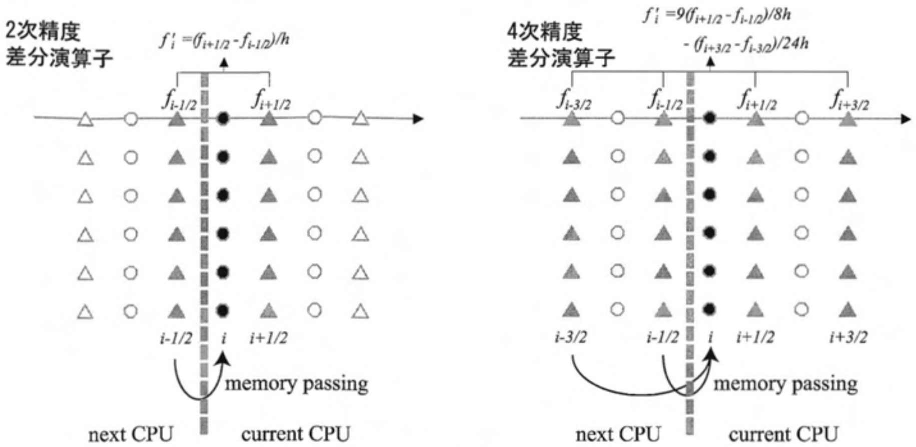

図10　2次精度および4次精度の差分演算子を用いた場合の並列計算において，CPU間通信が必要となる格子点の位置関係。黒円で示した点の差分値を求めるために値が必要となる格子点を灰色三角で示した。2次精度においては各CPUに割り当てられた領域に接する格子のみがCPU間通信の対象となる。4次精度の場合は，さらにもう一格子内側まで対象となり，通信量が2倍になる。

2次精度の差分演算子を用いる場合は隣接する領域の変数1つ，4次精度の場合は2つに関しては隣接CPUとのCPU間通信によりデータ転送を行う必要がある。このように，空間的に局所的であるという差分作用素の性質は，分散メモリ型計算機による並列計算ではCPU間のデータ転送量を比較的少なく押さえることが出来るため並列計算向きの手法であるといえる。

MPIによる並列計算の効率は，CPUへの負荷分散の適切さとCPU間通信の量に支配される。各CPUにおける計算時間がアンバランスであると，早く計算が終わったCPUが他のCPUを待つための休止時間が生じ効率が落ちるため，各CPUの負荷を適切に配分する必要がある。差分法の場合，計算時間の主要部分を構成する領域内の波動伝播に関する差分演算は格子数に比例するため，演算速度が同じCPUを用いる場合には，各CPUに割り当てる格子数を同じにすればよいことになる。また，通信量は隣の分割領域と隣接する格子の数に比例するため，原則的には立方体に近くなるよう水平・深さ方向に分割することが望ましい。

次に，不連続格子を用いる場合の領域分割について考察する。領域Iと領域IIの波動場の連続性を保つための内挿には線形補間を用いているが，線形補間には2次精度の差分作用素と同様，隣接する格子点の値のみが必要であり，内挿も局所的な作用素であることから，不連続格子を用いた差分法は並列計算との相性はよい。

深さ方向に領域分割を行うには，垂直方向の格子点間隔の変化に伴う格子点数の変化や内挿処理などを考慮に入れて負荷の適切な配分を行う必要があり，効率的な分割は困難である。また，モデルは深さに比べ水平方向の広がりの方が大きい場合が多いのに加え，不連続格子を用いた場合には深い部分では格子点間隔が大きくすることが出来るため，水平方向の格子数に比べて垂直方向の格子数が大幅に少なくなる。よほど並列度の大きな計算を行わない限り，深さ方向に分割を行わないことが並列化効率に及ぼす影響は小さい。現実の問題で想定されるモデルにおける並列計算の際の領域分割は，垂直方向には分割を行わず水平方向にのみ行えば十分であり，むしろその方が効率が良い場合が多いため，GMSでは水平方向にのみ分割するものとした（図11）。

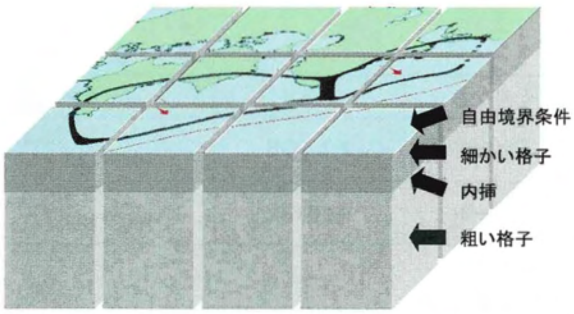

図11　並列計算の際の領域分割法。水平方向にのみ分割を行うことにより，格子点間隔が異なる領域I・領域II，自由境界条件，内挿処理など計算量が異なる各種の処理が，各CPUに同等に分配され，効率的な並列計算が実現される。

4.3　並列化効率の試験

SGI社製Origin3800，富士通社製VPP5000, PCクラスタの三機種（表3）で，GMSによる並列化効率を計測した。共有メモリ型計算機のOrigin3800は，共有メモリ型並列計算機における並列プログラミングの規格であるOpenMPによる並列化も可能であるが，MPIによる並列化の方が良い性能が得られたので，ここではMPIによる結果を掲載する。VPP5000はベクトル演算機を備えた並列型スーパーコンピュータである。また，ここで用いたPCクラスタは，2CPU（Intel Xeon 2.4 GHz）からなるノードが，ギガビットイーサーネット

表3　並列化効率のテストに用いた計算機。

機　種	SGI Origin3800	富士通 VPP5000	PC クラスタ
メモリの方式	共有メモリ	分散メモリ	クラスタ
メモリ容量	384 GB	384 GB (16 GB/CPU×10 CPU 8 GB/CPU×28 CPU)	32 GB(2 GB/node)
1 CPU の性能	1 GFlops(500 MHz)	9.6 GFlops	2.4 GFlops(2.4 GHz)
CPU 数	384 CPU	38 CPU	32 CPU(2 CPU/node)
システムの理論ピーク性能	384 GFlops	364.8 GFlops	76.8 GFlops
CPU 間転送速度	1.6 GB/s×2(双方向)	3.2 GB/s×2(送受信)	ギガビットイーサーネット
OS	IRIX 6.5.23	UXP/V V20L10	RedHat 7.2
コンパイラ	MIPS PRO 7.3.1.3m	Fortran V20L20	Intel コンパイラバージョン7.0
MPI	MPT 1.8	MPI V20L20	MPICH-1.2.5
CPU	MIPS R14000	—	Intel Xeon 2.4 GHz
キャッシュ	8 MB	—	512K L2 キャッシュ

表4　並列化効率のテストに用いたモデルの格子。

モデル名	メモリ	モデルの総格子数	領域 I 格子数	領域 II 格子数
Case-1	約1.5 GB	36,475,200 (1020*720*38+340*240*105)	27,907,200 (1020*720*38)	8,568,000 (340*240*105)
Case-2	約 8 GB	164,960,384 (1803*1923*41+691*161*205)	142,153,929 (1803*1923*41)	22,806,455 (691*161*205)

で16ノード接続され，OS として Linux を用いた標準的な構成のものである。

Origin3800 と VPP5000 の計測に用いるモデルは，表4に示したとおり約1.6億格子（Case-2）からなる比較的規模の大きなものである。ただし，PC クラスタではメモリの制限から，約0.36億格子から成る Case-1 を用いた。

測定は，各並列度に関して可能なすべての分割を複数回行って得られた測定データのうち，最も短かった時間を採用し，1 CPU の際の実行時間で規格化したものを図12に示し，そのときの分割をグラフに併記した。ここで理想値は，1 プロセスの時間に並列プロセス数を掛けたものである。

Origin3800 では 380CPU（分割は 10×38）で効率75％，VPP5000 では 36CPU（分割は 1×36）で効率84％，PC クラスターでは 16CPU（分割は 4×4，1 CPU/node 使用の場合）で効率87％と，非常に高い効率を示している。PC クラスターでは，使用する CPU の数が同じであれば，1 CPU/node 使用の場合の方が 2 CPU/node 使用の場合より並列化効率が良いことが分かる。これは，バスの帯域幅の関係で前者の場合のほうが効率よくメモリアクセスが行われること，ノード間通信の転送パターンは前者のほうが単純であることが原因として考えられる。なお，PC クラスターで 32CPU（分割は 8×4）では，効率が54％と急激に低下しが，これはこのシステムの通信速度の限界が原因と考えられる。

次に，各分割における最も効率の良かった分割方法に関して考察する。GMS の計算の基本部分は，3 重ループであり，一番内側の i ループが，x 方向の計算に対応している。この関係で，最内ループを細かく分割するよりも，外側に j ループ（y 方向）を細かく分割するほうが比較的効率的に計算が行われる。ただし，扁平になると通信量が多くなる事による速度低下があるため，両者のかねあいで最も効率的な分割法が決まる。VPP5000 は，ベクトル演算を行うため，ベクトル長を長くとると（これは，i ループのループ長を長くすることと同じ）顕著に効率が上がる。これは，通信速度が早いこと，CPU 数がそれほど多くないことから，扁平になることによる速度低下が相対的に少ないことも影響している。

一方，Origin3800 と PC クラスターではベクトル計算機ほどはループ長が長くなる事によるメリットがない上に，計算速度に比べ通信速度がそれほど速くないため，分割が均等に近い場合に効率がよい傾向にある。ただし分割による実行時間の差はそれほど大きくないうえに，複数回計測した場合の結果の揺らぎが大きいため，最適な分割法を確定することが困難であるが，均等な分割を選択すれば概ね最適分割に近いことが期待される。

また VPP-5000 システムはハードウェアモニター機

能によりFlops値を測定することが出来るが，36CPUによる並列計算では，理論性能の44％余りが出ており，さらに大規模な問題では50％を越えることが確認されている。

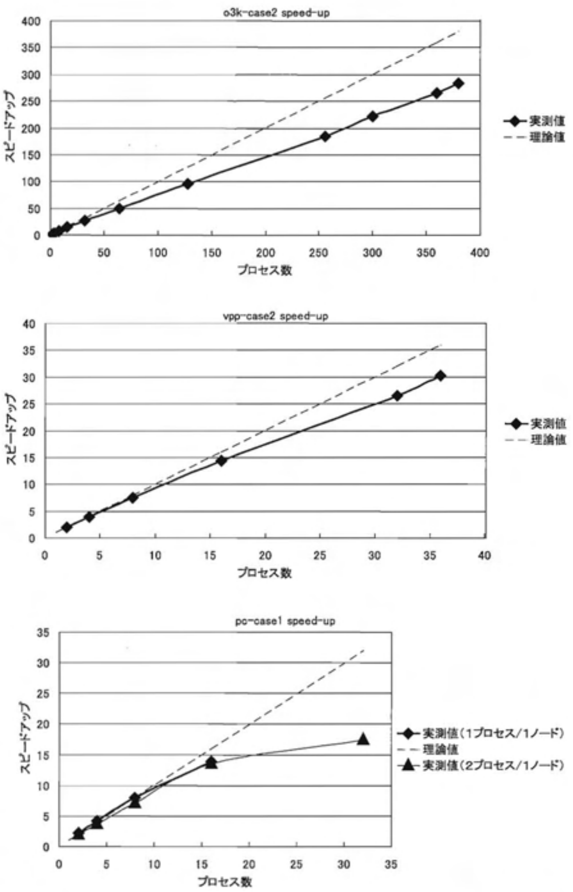

図12　並列化によるスピードアップの比較。（上）SGI社製Origin3800，（中央）富士通社製VPP5000，（下）PCクラスタによる並列化効率試験の結果。

5．可 視 化

これまでに述べてきたように，近年のシミュレーション技術の発達により現実的な震源モデル・地下構造モデルを用いた3次元波動伝播シミュレーションが可能になってきた。シミュレーションにより得られる膨大な擬似データは，観測からは得難い情報を含んでいるが，一方で，大量に出力される計算結果どのようにして評価し，有用な情報を効率的に引き出すかは非常に大きな問題である。このような意味において，可視化技術の応用による3次元的な波動場の把握は，大きな可能性を秘めた新たなアプローチである。また，可視化技術によりシミュレーションで得られた3次元データを直感的に表現することで，非専門家でも地震の揺れという物理現象を理解しやすくなる。

汎用可視化ソフトAVSを用いて効率的に可視化を行うために，GMSが生成するHDF5形式による2次元・3次元の出力ファイルを直接AVSから読み込むためのモジュールを作成した（図13）。このモジュールは，HDF5ライブラリーのランダムアクセス機能を利用して，出力ファイルの指定された部分のみを必要に応じて時間・空間に関して間引きながら読むことができるため，ファイルサイズが巨大な出力結果のファイルを効率的に可視化することができる。以下に，GMSによる計算結果の可視化事例を示す。

図14は，1995年兵庫県南部地震の被害の一因となった『震災の帯』に焦点を当て，3次元シミュレーションにより得られた波動場を可視化することによって震災の帯の成因を再検討した例である。震災の帯の成因が，盆地端部において生成された波動場の干渉であることはすでに既往の研究により指摘されてきたことではあるが（例えば，Kawase, 1996； 川瀬・他，1998），従来的手法ではそのことを理解し，証明するには多大な労力が必要であった。

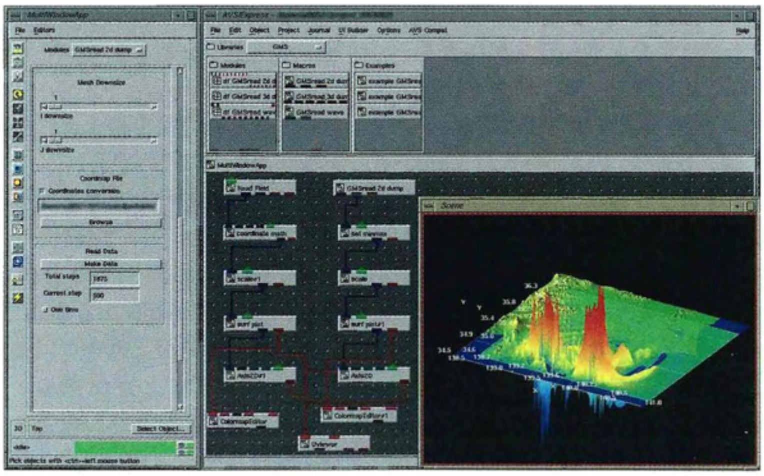

図13　GMSが生成するHDF5形式の計算結果をAVSで直接読み込むモジュールおよびAVSによる可視化例。

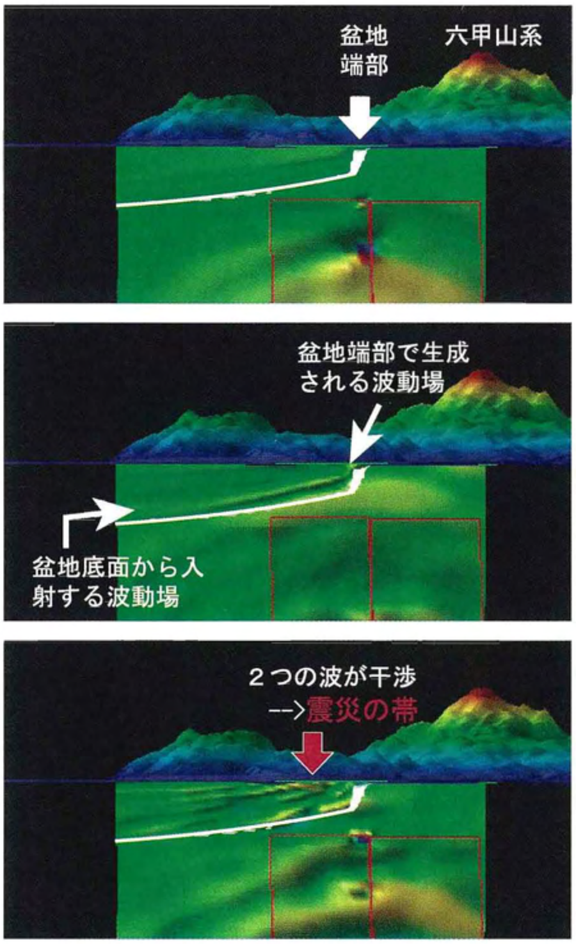

図14　1995年兵庫県南部地震の数値シミュレーション結果。北東方向から見た，ポートアイランド付近の地下断面における波動伝播の様子を示している。軟弱な盆地に入射して増幅された地震波と，盆地端部で二次的に励起された表面波が干渉して『震災の帯』ができたことが分かる。赤線は断層面を示す。

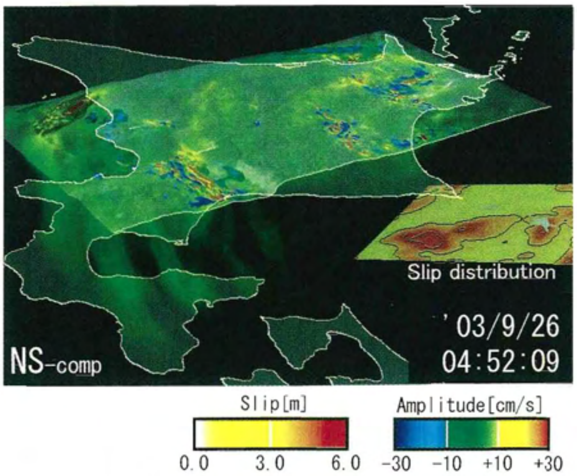

図15　ボリュームレンダリングによる2003年十勝沖地震のシミュレーションの可視化例。長周期地震動によるスロッシングにより石油タンクが被害を受けた勇払平野や，十勝平野，根釧原野などにおいて，深い堆積層に地震波がトラップされている様子が分かる。

また，2003年十勝沖地震では，震源から200 km以上も離れた苫小牧（勇払平野）において石油タンクが溢流し大規模火災が発生するなど，巨大地震と深い堆積平野構造に起因すると考えられる周期5秒から十数秒程度の長周期地震動による被害が起きた。ボーリングによる検層や物理探査の結果をもとに設定した地下構造と，観測記録をもとに推定された断層震源モデルを用いたシミュレーション（Aoi *et al.*, 2004）では，厚さが5 km以上に及ぶ勇払平野の深い堆積平野端部に入射した地震波が軟弱な堆積層で増幅され，表層でトラップされることで長周期の地震動が数百秒以上にわたって継続する様子が再現された。主に表面波成分から構成される長周期の地震波は，単に古第三系上面を底面とする平野構造全体にトラップされているだけでなく新第三紀以浅の構造にもトラップされ，各層で進行方向が異なるなど複雑な伝播をしていることが，3次元波動場をボリュームレンダリング（図15）や断面を表示させることなどにより容易に分かる。

今後，シミュレーションの規模が大きくなるにつれ，計算結果から効率的に有用な情報を得て物理現象を理解するためには，高度な可視化技術がますます不可欠なものになっていくと考えられる。

6. まとめ

1990年代に研究ベースでは現実の3次元地下構造に近いモデルよる波動伝播シミュレーションが可能となり，関東平野や米国・ロサンゼルスなどの大規模な平野における3次元波動場のシミュレーションが行われるようになってきた。当時は計算機に恵まれ，また，数値計算に対する知識があることが大規模計算を行う前提条件であったが，最近ではPCとLinuxの組み合わせでもある程度の規模の3次元シミュレーションが可能になり，その敷居は一気に低くなりつつある。強震動予測などの実務の一部を実用的に担うようになったり，研究用途でも解析の一部としてツール的に使用される場合も多くなってきている。

そのような現状を踏まえ，特別な知識・技術・計算機を持たないユーザーから，スーパーコンピュータによる大規模シミュレーションを行うユーザーまでを対象とした地震動シミュレータGMSを開発した。GMSでは，不連続格子やMPIによる並列計算機能等による計算機資源の節約，HDF5による入出力の効率化など，アルゴリズム・実装面で様々な工夫がなされており，効率的な計算を行うことが出来る。また，GUIの採用により，モデルや計算条件の設定を，視覚的に確認しながら効率的に行うことが出来る。GMSの主要部分は詳しいマニュアルと共に無償で公開されており，Web経由で

自由に入手することが出来る（http://www.j-map.bosai.go.jp/GMS/）。ただし，並列版GMSソルバーや可視化のためのAVS用のモジュールなどは開発段階であるため未公開である。Webやメーリングリストによる情報の共有がはかられているのも特徴の一つである。また，GMSでは計算に用いる格子の設定，構造や震源モデル，時間ステップ，吸収境界条件の領域の大きさ，計算結果の出力の仕方など，出来る限りユーザーが自由に設定できるようになっている。ただし，多くの項目は自動的に設定される標準値を用いればよく，比較的敷居は低いと思われる。また，パラメータファイル一式と共に計算結果が提供されているため，初心者でも徐々に使用法が理解できるように配慮されている。

現在は，計算機性能の限界からGMSソルバーは波動伝播の計算手法として差分法を採用している。将来的には，境界条件等がより自由に設定しやすい有限要素法を用いることで，表層地形などもより正確にモデルに取り込む事が出来る可能性がある。特に，ボクセル有限要素法（例えば，藤原・藤枝，2002; Koketsu *et al.*, 2004）は構造格子を用いた有限要素法であり，差分法と有限要素法の互いの長所を併せ持つようなシミュレータを構築できる可能性を秘めている。

以上に述べてきたとおり，3次元シミュレーションはもはや技術的には比較的に容易に行えるようになりつつあり，今後は，計算自体よりはむしろ地下構造モデルや震源モデルをいかに構築するかということが今まで以上に重要となる。

従来，3次元シミュレーションは主に順問題に応用されてきたが，今後，構造インバージョン（例えばAoi *et al.*, 1997; Ji *et al.*, 2000; Aoi, 2002）や震源インバージョン（例えばGraves and Wald, 2001; Liu and Archuleta, 2004）等で，3次元グリーン関数を用いた逆問題への応用が考えられる。また，モンテカルロ法やハザード評価等，非常に多回数順問題を解く必要のある状況も想定されるため，今後とも高精度・高効率な波形合成法の開発が重要である。

謝　辞

計算には独立行政法人防災科学技術研究所のスーパーコンピュータを使用しました。GMSは，防災科学技術研究所の特定プロジェクト「地震動予測地図作成手法の研究プロジェクト」の一環として開発されました。また，本研究の一部は，文部科学省振興調整費による「地震災害軽減のための強震動予測マスターモデルに関する研究」および文部科学省科学研究費補助金（課題番号15710141）による研究として行われたものです。関口春子博士及び匿名の査読者には有益なご意見をいただきました。

参　考　文　献

Aki, K., and P. G. Richards (2002) : *Quantitative Seismology, 2nd ed.*, University Science Books, Sausalito, California.

Aoi, S. (2002) : Boundary shape waveform inversion for estimating the depth of three dimensional basin structures, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 2410–2418.

——, T. Iwata, H. Fujiwara, and K. Irikura (1997) : Boundary shape waveform inversion for two-dimensional basin structure using three-component array data of plane incident wave with an arbitrary azimuth, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**, 222–233.

——, and H. Fujiwara (1999) : 3D finite-difference method using discontinuous grids, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 918–930.

——, H. Sekiguchi, T. Iwata, and H. Fujiwara (1999) : 3D waveform simulation in Kobe of the 1995 Hyogoken-Nanbu earthquake by FDM using with discontinuous grids, in Irikura, K., K. Kudo, H. Okada, and S. Sasatani ed., *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Belkema, Rotterdam, **3**, 1347–1352.

——, R. Honda, N. Morikawa, H. Sekiguchi, Y. Hayakawa, and H. Fujiwara (2004) : 3-D finite difference simulation for the 2003 Tokachi-oki earthquake, *Program and Abstracts of International Workshop on Strong Ground Motion Prediction and Earthquake Tectonics in Urban Areas*, 121–124.

Boore, D. M. (1972) : Finite difference methods for seismic wave propagation in heterogeneous materials, in Bolt, B. A. ed., *Methods in Computational Physics*, **11**, Academic Press, New York.

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.

Clayton, R., and B. Engquist (1977) : Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1529–1540.

Coutant, O., J. Virieux, and A. Zollo (1995) : Numerical source implementation in a 2D finite difference scheme for wave propagation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, 1507–1512.

藤原広行・藤枝忠臣（2002）：3次元動弾性解析のためのボクセル有限要素法，第11回日本地震工学シンポジウム論文集，487–492.

Furumura, T., B. L. N. Kennett, and H. Takenaka (1998) : Parallel 3-D pseudospectral simulation of seismic wave propagation, *Geophysics*, **63**, 279–288.

——, and K. Koketsu (1998) : Specific distribution of ground motion during the 1995 Kobe earthquake and its generation mechanism, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 785–788.

Graves, R. W. (1996) : Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1091–1106.

——, A. Pitarka, and P. G. Somerville (1998) : Ground-motion amplification in the Santa Monica area; effects of shallow basin-edge structure, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 1224–1242.

——, and D. J. Wald (2001) : Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions; 1. Strong motions, *J. Geophys. Res.*, **106**, 8745–8766.

林宏一・引間和人（2001）：差分法による三次元粘弾性波動場計算(2)2—不等間隔格子の導入とPCクラスタによるパラレル化—，物理探査学会第105回学術講演会論文集，263–266.

Iwata, T., H. Sekiguchi, A. Pitarka, and K. Irikura (1999) :

Ground motion simulations in the Kobe area during the 1995 Hyogoken-Nanbu earthquake, in Irikura, K., K. Kudo, H. Okada, and S. Sasatani ed., *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion,* Belkema, Rotterdam, **3**, 1369–1376.

Ji, C., D. V. Helmberger, and D. J. Wald (2000) : Basin Structure Estimation by Waveform Modeling : Forward and Inverse Methods, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 964–976.

Kawase, H. (1996) : The cause of the damage belt in Kobe : "The basin-edge effect", Constructive interference of the direct *S*-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves, *Seism. Res. Lett.*, **67**, No. 5, 25–34.

川瀬博・松島信一・R. W. Graves・P. G. Somerville (1998) : 「エッジ効果」に着目した単純な二次元盆地構造の三次元波動場解析–兵庫県南部地震の際の震災帯の成因–, 地震第2輯, 50, 431–449.

Kelly, K. R., R. W. Ward, S. Treitel, and R. M. Alford (1976) : Synthetic seismograms : a finite-difference approach, *Geophysics*, **41**, 2–27.

Koketsu, K., H. Fujiwara, and Y. Ikegami (2004) : Finite-element simulation of seismic ground motion with a voxel mesh, *Pure Appl. Geophys.*, **161**, 2183–2198.

Levander, A. R. (1988) : Fourth-order finite-difference *P–SV* seismograms, *Geophysics*, **53**, 1425–1436.

Liu, P., and R. J. Archuleta (2004) : A new nonlinear finite fault inversion with three-dimensional Green's functions : Application to the 1989 Loma Prieta, California, earthquake, *J. Geophys. Res.*, **109**, doi:10.1029/2003JB002625.

松島信一・川瀬博 (2000) : 1995年兵庫県南部地震の複数アスペリティモデルの提案とそれによる強震動シミュレーション, 日本建築学会構造系論文集, **534**, 33–40.

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.

Olsen K. B., and R. J. Archuleta (1996) : Three-dimensional simulation of earthquakes on the Los Angeles fault system, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 575–596.

Pitarka, A. (1999) : 3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grids with nonuniform spacing, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 54–68.

——, and K. Irikura (1996) : Basin structure effects on long-period strong motions in the San Fernando Valley and the Los Angeles Basin from the 1994 Northridge earthquake and an aftershock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 126–137.

——, K. Irikura, T. Iwata, and H. Sekiguchi (1998) : Three-dimensional simulation of the near-fault ground motion for the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe), Japan, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 428–440.

Sato, T., R. W. Graves, P. G. Somerville and S. Kataoka (1998) : Estimates of regional and local strong motions during the Great 1923 Kanto, Japan, Earthquake (*Ms* 8.2). Part 2 : Forward simulation of seismograms using variable-slip rupture models and estimation of near-fault long-period ground motions, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 206–227.

Virieux, J. (1984) : *SH*-wave propagation in heterogeneous media : Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **49**, 1933–1957.

—— (1986) : *P–SV* wave propagation in heterogeneous media : Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51**, 889–901.

Yamada, N., and H. Yamanaka (2000) : Three-dimensional finite difference simulation of long-period ground motion in the Kanto plain, Japan, 12*th World Conference on Earthquake Engineering*, No. 1486.