断層近傍の大変形を考慮した差分法による地震動評価

清野純史[1]・本田武史[2]

[1]京都大学大学院工学研究科助教授（〒606-8501 京都市左京区吉田本町）
E-mail:kiyono@quake.kuciv.kyoto-u.ac.jp
[2]京都大学大学院工学研究科修士課程（〒606-8501 京都市左京区吉田本町）
E-mail:honda@quake2.kuciv.kyoto-u.ac.jp

断層面上ではくい違いに伴う大変形を生じており，このような大変形をモデル化することにより，より現実に近い地震動の予測が可能となるはずである．従って本研究では，Euler的な記述とLagrange的な記述を組み合わせた計算手法であるラグラジアン･パーティクル有限差分法(LPFDM)を用いる．この手法を断層近傍領域に適用し，有限差分法(FDM)を適用したその周辺領域と結合させることにより，断層近傍の大変形を考慮した地震動解析を行った．その結果，格子間隔に対してひずみレベルが大きいほどLPFDMを導入する効果が現れることがわかった．さらに，断層が地表面に近付くほど地表面における地震動に与える影響は大きくなる．また，実際の断層をLPFDMで解析し，観測記録と比較することによってこの手法の有効性を確認した．

Key Words : *Finite difference method, large deformation, LPFDM, fault region, rupture process*

１．はじめに

1999 年には 8 月 17 日のトルココジャエリ地震，そして 9 月 21 日の台湾集集地震と立て続けに巨大地震が発生した．特に台湾集集地震では希有な規模の断層変位が生じ，断層上に位置する土木構造物や建物に甚大な被害をもたらした．このような背景から，断層のくい違いを考慮した地震動特性，特に断層近傍での特性を把握することは非常に重要な課題であることがわかる．

また近年，複雑な地下構造を有する地域の強震動について大規模な３次元シミュレーションが行われるようになってきている．この背景としては，コンピュータの急速な進歩もさることながら，地震のインバージョンが盛んに行われ断層パラメータが精度良く求められるようになってきたこと，観測網の整備によって強震動データが多く得られてきたこと，地下構造探査によって深部地下構造が求められてきたこと，特に 1995 年兵庫県南部地震以降，地震動の 3 次元的な増幅が注目されるようになってきたことなど，地震学，地震工学の進展による要因が挙げられる．

地震動の数値シミュレーションの手法は，領域法，境界法，混合法の３つに大別できる．領域法のうちの有限要素法は，複雑な幾何形状を持ったモデルや物性の空間的な分布が複雑なモデルを扱うことができ，また境界条件も変位境界，応力境界あるいは両者が混合している境界条件も自由に扱える，非常に汎用性の高い計算手法である．土木工学の分野でも，様々な構造物や地盤を有限要素を用いてモデル化し，物性及び幾何学的形状が複雑に変化する不規則領域の応答計算に広く用いられている．しかし，モデルが大規模になると領域の自由度が大きくなってしまうため，大規模計算を必要とするような広領域の３次元地震波動計算への応用例は今だ少ない．

一方，もう一つの領域法である差分法は，モデルの形状に制約があり，境界条件の導入にも工夫が必要であるが，差分法の計算スキームは計算すべきモデルの大きさに無関係でコンパクトなものであるという利点がある．このため，広範囲にわたる領域の地震動解析といった大規模計算に対する計算手法として広く用いられている．1995 年兵庫県南部地震発生後に神戸地域での深部地盤調査から明らかになった地下構造はシミュレーションに利用され，観測波形の再現や，“震災の帯”と呼ばれる構造物被害の著しい帯状地域の出現に対する定性的な説明の試みがなされている [1)]．また，大都市の地盤構造をモデル化し，地震動を予測する研究も数多く行われている [例えば 2)]．

しかし，断層近傍の大変形を考慮したい場合，有限要素法や有限差分法では変形の記述に起因する誤差を生じてしまう．一般に，変形を記述する手法に

はラグランジュ式記述(Lagrangian description)とオイラー式記述(Eularian description)がある．計算手法におけるラグランジアンとは，計算点が移動する物体に乗って流れていくような手法である．有限要素法,有限差分法では計算点である格子が物体とともに移動するのであるから，これはラグランジュ式記述である．ラグランジュ式記述では要素が物体と 1:1 で対応しているので，複雑な構成関係式でその挙動を記述しなければならない地盤の解析には本質的に適した手法である．しかしながら，物質の移動が大きい場合には格子の変形が著しくなり計算が破綻する.

一方，オイラー式記述では，流れに乗らない固定された座標系でその流れを記述するものである．したがって，水など構成関係が複雑でない媒質が長い距離を流れていく状況を解析するには適した手法である．しかし，構成関係が複雑な地盤の解析などは困難である.

1964 年に Harlow[3]は半ラグランジアン的な手法である PIC 法(Particle-In-Cell Method)を提案している．この方法は，解析対象となる物質を多数の粒子(Lagrangian Points)で表現する．これらの粒子は複雑に変化する物質の情報の運び手であり，空間に固定されたオイラー格子上を自由に移動できる．粒子の運ぶ情報は，時々刻々と格子上にマッピングされ，格子の計算点でそのつど運動方程式を解いて，その情報は再び粒子に運ばれていく．この計算アルゴリズムの特徴は，粒子と格子の双方に変数を配置し，粒子から格子へ，また格子から粒子へとお互いの間で情報をやりとりしていくことにある.

このような半ラグランジアン的な手法は主に流体解析に用いられていたが，Sulsky ら [4]は，この方法をはじめて固体の変形解析に用いた．この方法は LPM (Lagrangian Particle Method) あるいは MPM (Material Point Method) と呼ばれている．そして Konagai & Johansson[5]はこの方法にガウスの発散定理に基づく差分法を持ち込み，格子形状に依らない簡易な計算スキームを取り入れた LPFDM (Lagrangian Particle Finite Difference Method)を提案した．清野ら [6]はこの LPFDM を３次元問題に適用し,運動学的断層モデルと動力学的断層モデルの２種類の断層モデルで地震動評価を行っている.

本研究では，断層近傍領域には Konagai らの LPFDM，その外部領域には通常の FDM を適用することにより，断層面上の大変形の影響を検討するとともに，1999 年の集集地震の実観測記録とシミュレーション結果を比較することでこの手法の有効性を検討した.

２．解析手法

(1) 支配方程式と差分法

媒質中の波動伝播を弾性波動として扱う場合，解くべき方程式は運動方程式と構成式であり，これらを速度と応力の関係式に定式化すると以下のようになる.

$$v_{i,t} = b(\tau_{ij,j} + f_i) \tag{1}$$

$$\tau_{ij,t} = \lambda v_{k,k}\delta_{ij} + \mu(v_{i,j} + v_{j,i}) \tag{2}$$

ここに，添字 t は時間を表し，δ_{ij} はクロネッカーのデルタ，v は速度で変位 u の１階微分 $v=u_{,t}$である．また，b は密度ρ の逆数，λ, μ は *Lame* の定数，f は物体力である.

上式の時間微分，空間微分をそれぞれ 2 次精度,4 次精度で，スタッガードグリッド上で差分近似する [7]ことにより，例えば空間上の点($i+1/2, j, k$)の x 方向速度 v_x の時間更新の差分式は次のようになる.

$$v_{x\,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = v_{x\,i+\frac{1}{2},j,k}^{n-\frac{1}{2}} + \Delta t\left[\bar{b}_x\left(D_x\tau_{xx} + D_y\tau_{xy} + D_z\tau_{xz} + f_x\right)\right]_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n} \tag{3}$$

ただし，式中の上添字は時間を，下添字は位置を表している．また，D_i は i 方向偏微分の差分近似，$\bar{b}_i$ は媒質の密度の逆数の i 方向平均を取ったものであり，例えば x 方向については次式で表される.

$$\bar{b}_x = \frac{1}{2}\left(b_{i,j,k} + b_{i+1,j,k}\right) \tag{4}$$

同様に， x 方向の直応力τ_{xx}，およびせん断応力τ_{xy}の時間更新の差分式は

$$\tau_{xx\,i,j,k}^{n+1} = \tau_{xx\,i,j,k}^{n} + \Delta t\left[(\lambda + 2\mu)D_x v_x + \lambda(D_y v_y + D_z v_z)\right]_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \tag{5}$$

$$\tau_{xy\,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = \tau_{xy\,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n} + \Delta t\left[\bar{\mu}_{xy}\left(D_y v_x + D_x v_y\right)\right]_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \tag{6}$$

$\bar{\mu}_{xy}$ はμ の i, j 両方向に対する調和平均値を示し，x, y 方向の調和平均は次式で与えられる.

$$\bar{\mu}_{xy} = \left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mu_{i,j,k}} + \frac{1}{\mu_{i+1,j,k}} + \frac{1}{\mu_{i,j+1,k}} + \frac{1}{\mu_{i+1,j+1,k}}\right)\right]^{-1} \tag{7}$$

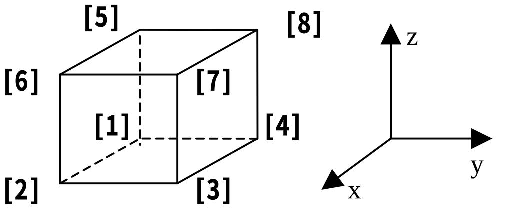


図-1　直方体セルとノード位置

一方，境界条件としては，物理境界である地表面には応力フリー境界 [7]を，地表面以外の非物理境界には 20 格子分の減衰領域 [7]を与えた．

本研究では，次節で述べる LPFDM を適用する領域以外の部分には，上述の差分スキームを適用する．

(2) LPFDM[5]

Konagai ら [5]によって提案された LPFDM は有限差分法(FDM)のスキームにきわめて平易なアルゴリズムを加えることにより，大変形解析を可能にする手法である．解析対象となる物質をマテリアルポイントと呼ばれる粒子に分割し，物質の情報(ラグランジュ変数)はこのマテリアルポイントによって空間に固定された矩形格子(オイラー格子)上を自由に移動する．粒子によって運ばれたラグランジュ変数(位置，質量，応力，ひずみなどあらゆる物質情報)は一定時間きざみごと，粒子の存在する格子に投影され，それはさらに格子点(計算点)に特定の内挿関数を用いて集約される．そしてこの格子点で運動方程式を解けば，次の時間ステップでの格子点の変位増分が計算される．よって格子はこの時点で，粒子を載せながらわずかに変形することになり，ラグランジュ変数も更新される．変形した格子は次の計算サイクルに備え，移動した粒子をその位置に残し，再び元の位置に戻される．本論文では格子内をセル，格子点をノードと呼ぶこととする．以下 3 次元 LPFDM について概説する．

a) ひずみの更新

Konagai ら [5]の表記に倣い，ガウスの発散定理を用いて格子の変形に伴うひずみを求めると，6 面体のノードの変位 u による平均ひずみは次式で表される．

$$\left\langle \frac{\partial u}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{1}{V}\sum_{r=1}^{6} < u >_r \, n_j \Delta S_r \tag{8}$$

ここに n_j は $\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{j}$ で，$\boldsymbol{n}$ は表面 S に対する単位法線ベクトル，$\boldsymbol{j}$ は x_j 方向の単位ベクトルである．$<u>_r$ は u の面 r 上での平均値であり，$n_j\ \Delta S_r$ は S_r を x_j 軸方向に射影したものである．

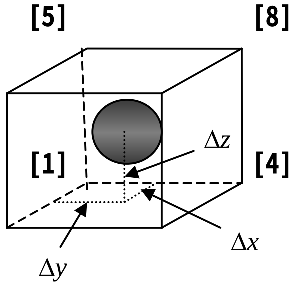


図-2　マテリアルポイントの位置

いま，**図-1** のような直方体のセル J を考えると，このセル J におけるひずみ増分は，例えば直ひずみ ε_{xx}，せん断ひずみ γ_{xy}，回転ひずみ θ_z の場合，以下の式で与えられる．

$$\begin{aligned}(\Delta\varepsilon_{xx})_J = (&\Delta u_x^{[2]} + \Delta u_x^{[3]} + \Delta u_x^{[6]} + \Delta u_x^{[7]} \\ &- \Delta u_x^{[1]} - \Delta u_x^{[4]} - \Delta u_x^{[5]} - \Delta u_x^{[8]})_J / 4L\end{aligned} \tag{9}$$

$$(\Delta\gamma_{xy})_J = (\Delta\varepsilon_{xy})_J + (\Delta\varepsilon_{yx})_J \tag{10}$$

$$(\Delta\theta_z)_J = \frac{1}{2}\{(\Delta\varepsilon_{yx})_J - (\Delta\varepsilon_{xy})_J\} \tag{11}$$

ここに，

$$\begin{aligned}(\Delta\varepsilon_{xy})_J = (&\Delta u_x^{[3]} + \Delta u_x^{[4]} + \Delta u_x^{[7]} + \Delta u_x^{[8]} \\ &- \Delta u_x^{[1]} - \Delta u_x^{[2]} - \Delta u_x^{[5]} - \Delta u_x^{[6]})_J / 4L\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}(\Delta\varepsilon_{yx})_J = (&\Delta u_y^{[2]} + \Delta u_y^{[3]} + \Delta u_y^{[6]} + \Delta u_y^{[7]} \\ &- \Delta u_y^{[1]} - \Delta u_y^{[4]} - \Delta u_y^{[5]} - \Delta u_y^{[8]})_J / 4L\end{aligned} \tag{13}$$

[1]，[2]，・・・, [8]は**図-1** のノードの位置，L はセルの一辺の長さである．

b) マテリアルポイントの座標と応力の更新

通常の FDM ではノード上で構成則が満たされるが，LPFDM ではマテリアルポイントごとに構成則を満たす．セル J に含まれるマテリアルポイントは，全て式(9)～(11)で計算されるセルのひずみ増分と同じひずみ増分を受ける．したがって，セル J 内にあるマテリアルポイント m の応力増分は，例えば x 方向の直応力 τ_{xx}，およびせん断応力 τ_{xy} に対しては次式のようになる．

$$(\Delta\tau_{xx})_m = (\lambda + 2\mu)(\Delta\varepsilon_{xx})_J + \lambda(\Delta\varepsilon_{yy})_J + \lambda(\Delta\varepsilon_{zz})_J \tag{14}$$

$$(\Delta\tau_{xy})_m = \mu(\Delta\gamma_{xy})_J \tag{15}$$

次に，応力が更新されたマテリアルポイントを

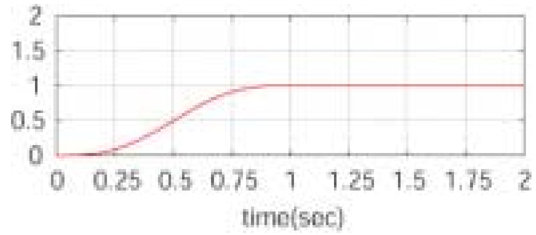


図-3　すべり時間関数の形状

移動させる．次のタイムステップのマテリアルポイントの座標は，セルのひずみとノードの変位から求めることができる．マテリアルポイントが**図-2** のように位置するとき，x 座標は次式により更新される．

$$x(m) \Leftarrow x(m) + (\Delta\varepsilon_{xx})_J \Delta x(m) + (\Delta\varepsilon_{xy})_J \Delta y(m) + (\Delta\varepsilon_{xz})_J \Delta z(m) + (\Delta u_x^{[1]})_J \tag{16}$$

ここで$\Delta x(m)$, $\Delta y(m)$, $\Delta z(m)$ は，それぞれマテリアルポイント m のノード[1]からの x, y, z 方向の距離を表している．y, z 座標の更新も同様である．

マテリアルポイントの移動後に，セル J の応力 $<\tau_{ij}>_J$ はマテリアルポイントの応力から次式のように更新される．

$$\left\langle \tau_{ij} \right\rangle_J = \sum_{m \in J} \frac{V_m}{V_{cell}} (\tau_{ij})_m \tag{17}$$

ただし，V_{cell} はセルの体積，V_m はセル J に含まれているマテリアルポイント m の体積である．すなわち，マテリアルポイントの一部がセル J の外にある場合は，セル J の内側にある部分のみを V_m としている．外に出ている体積分は隣のセルの応力に寄与することになる．

c) ノードでの運動方程式

ノードでの質量は，そのノードが接する 8 つのセルに含まれるマテリアルポイント m からノードに配分された質量 p_m の合計で求められる．

$$M_i = \sum_{m \in U} p_m^{[i]} \tag{18}$$

ここに，U はノードが接するセルを表す．ノード[i]での応力の方向偏微分は，ノード[i]が接する 8 つのセル(1)～(8)の応力によって求められる．例えば $\tau_{xx,x}^{[i]}$ の場合は以下のようになる．

$$\tau_{xx,x}^{[i]} = (\tau_{xx}^{(2)} + \tau_{xx}^{(3)} + \tau_{xx}^{(6)} + \tau_{xx}^{(7)} - \tau_{xx}^{(1)} - \tau_{xx}^{(4)} - \tau_{xx}^{(5)} - \tau_{xx}^{(8)}) / 4L \tag{19}$$

表-1　地盤パラメータ

密度（g/cm^3）	2.5
P波速度（m/sec）	4.5
S波速度（m/sec）	2.5
Q値	500

ここに，$\tau_{xx,x}^{[i]}$ はノード[i]における $\partial\tau_{ij} / \partial x_j$ （x_j=x, y, z)を表す．

ノード[i]での変位 $\Delta u_x^{[i]}$ は次のような差分式で計算される．

$$\Delta u_x^{[i]}(t + \Delta t/2) = \Delta u_x^{[i]}(t - \Delta t/2) + \frac{\Delta t^2 V_{cell}}{M_i} (\tau_{xx,x}^{[i]} + \tau_{xy,y}^{[i]} + \tau_{xz,z}^{[i]} + \sum f_x) \tag{20}$$

ここに，M_i はマテリアルポイントからノード[i]に配分された質量，f_x は物体力である．ここで式(20)で用いる時刻 t-$\Delta t/2$ における変位の値には，物体の移動に伴う物理量の変化も含まれているので，これをオイラー格子に戻すためには移流項を差し引かなければならない [5]．運動方程式として常に固定された格子上で計算するために，この影響(移流項)を以下の式で補正する．

$$\Delta u_x^{[i]}(t - \Delta t/2) \Leftarrow \Delta u_x^{[i]}(t - \Delta t/2)\left\{1 - (\Delta\varepsilon_{xx})_{J^{[i]}}\right\} - \Delta u_y^{[i]}(t - \Delta t/2)\left(\Delta\varepsilon_{xy}\right)_{J^{[i]}} - \Delta u_z^{[i]}(t - \Delta t/2)\left(\Delta\varepsilon_{xz}\right)_{J^{[i]}} \tag{21}$$

ここで，$J^{[i]}$は元々ノード[i]に存在した粒子が移動した先のセルを示す． $\Delta u_y^{[i]}$， $\Delta u_z^{[i]}$ も同様に求めることができる．

d) 初期条件

震源断層を含んだ弾性波動計算における初期条件は断層破壊である．地震の震源を点震源と考えたとき，断層破壊を表すせん断くい違いは互いにモーメントが打ち消し合うように反対方向に働く 2 つのカップル(ダブルカップル)で表すことができる．このような断層破壊を初期条件としてスタッガードグリッド上で差分法に導入するために，本研究では velocity approach [7] と呼ばれる手法を用いる．この手法では，運動方程式の物体力の項にダブルカップルの点震源と等価な力を導入する．その際，この力に**図-3** に示されるようなすべり時間関数を乗じる．

今回の解析では以下の 2 通りの解析を行なう．

(i) 震源断層付近の大変形を伴う領域には LPFDM を用い，その他の領域は有限差分法を用いて計算したもの(以下これを Hybrid 法と呼ぶ)．

(ii) 全ての解析領域を有限差分法のみで計算したもの(以下これを FDM と呼ぶ)．

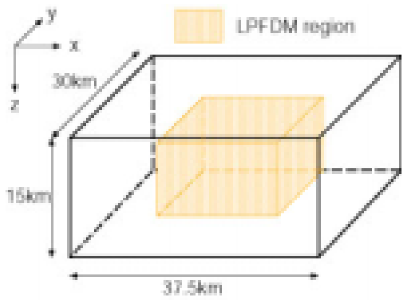


図-4　解析モデル（内部が LPFDM 領域）

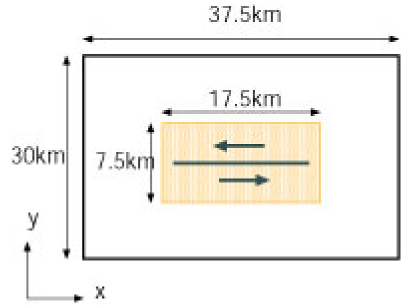


図-5　断層モデル 1 における断層の位置（xy 平面）

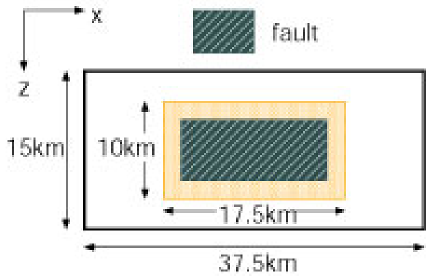


図-6　断層モデル 1 における断層の位置（zx 平面）

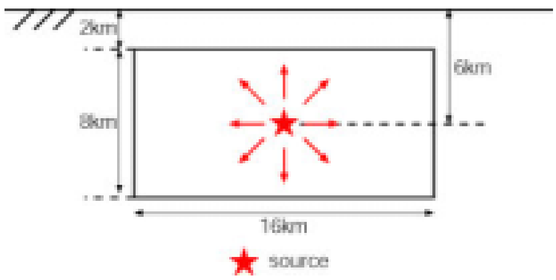


図-7　断層のスケールと破壊開始点(断層モデル1)

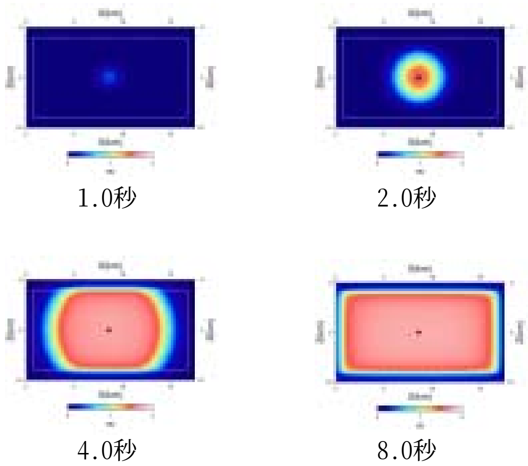


図-8　断層面上のくい違い量とその進展(断層モデル 1)

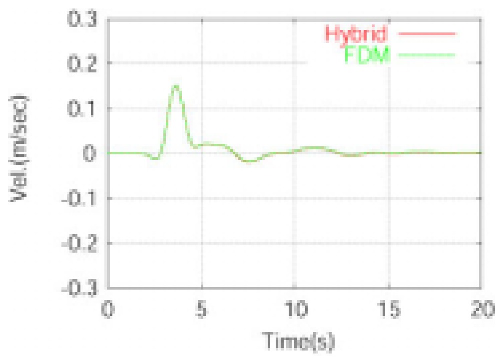


図-9　地表面速度波形（x 成分，断層モデル 1）

３．運動学的断層モデルによる解析

ここでは運動学的断層モデルに基づいた 3 種類の断層モデル(断層モデル 1，2，3)を仮定し，各々について Hybrid 法と FDM で解析を行い，Hybrid 法の有効性を検討する．

(1) 断層の拡がりを考慮したモデル(断層モデル1)

解析モデルは**図-4**～**図-6**のようなモデルを用い，このモデルを格子間隔250mで離散化する．解析領域の地表面以外の外側には20格子分の減衰領域を設けている．**図-7**は断層モデル1を示したものである．断層形状を断層長さは16.0km，断層幅は8.0km，走向0度，傾斜角90度，すべり角180度の左横ずれ断層である．断層の中央に位置する震源で生じた破壊が同心円状に広がる破壊伝播を考え，断層面上の全ての点で同様の破壊が起こると仮定した．地震モーメント M_0 は 4.0×10^{25} dyne･cm とする．

地盤は 1 層とし，そのパラメータを**表-1** に示す．破壊伝播速度 v_r は S 波速度の 80%である v_r =2.0 (km/sec)とし，時間間隔はΔt = 0.01(sec)とする．**図-8** に断層面上のくい違いの進展の様子を示す．断層におけるくい違いが，破壊に合わせて同心円状に進行しているのが確認できる．**図-9** に地表面における速度波形の一例を示す．図より明らかなように，二つの手法によって求められた速度波形はほぼ完全に一致している．さらにこの点以外でも地表面速度波形は一致していた．この一致の理由はマテリアルポイントの変位量にある．マテリアルポイントの変位量は，断層近傍でも高々1m 程度である．これに対して解析領域の格子長は 250m であり，マテリア

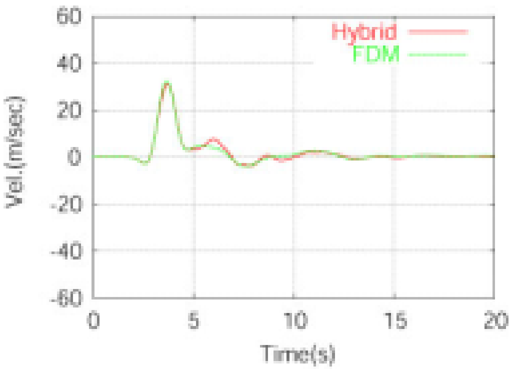


図-10　地表面速度波形（x成分，断層モデル2）

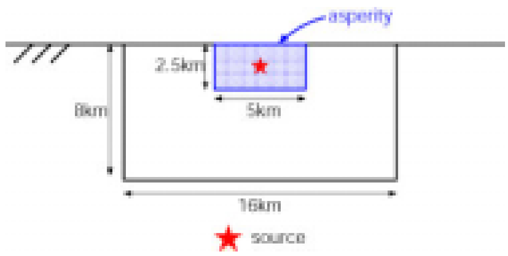


図-12　断層のスケールと破壊開始点(断層モデル 3)

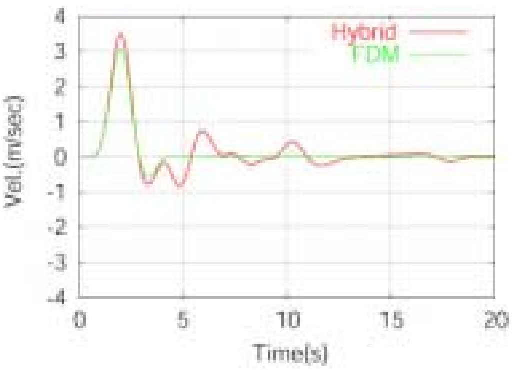


図-14　地表面速度波形（x成分，断層モデル3）

ルポイントの移動によるノードでの物理量の変化はほとんどないと考えられる．Hybrid 法でも FDM と同じ差分式を使用しており，マテリアルポイントの移動に起因するノードでの物理量の変化が微小ならば，二つの手法での解析結果は当然一致する．

(2) 巨大なくい違いを生じるモデル(断層モデル2)

断層モデル 1 では格子長に対してマテリアルポイントの変位量が小さいため，Hybrid 法と FDM の解析結果はほぼ一致した．そこで本節では，マテリアルポイントがより大きく変位するように断層パラメータを設定し，格子長に対してマテリアルポイントの変位量が大きい場合の Hybridd 法と FDM の解析結果を比較・検討する．

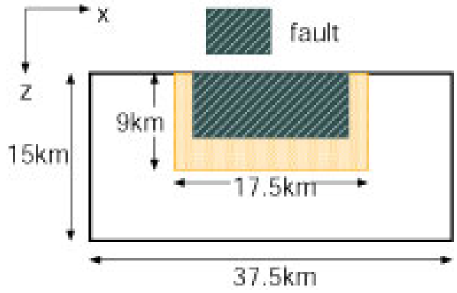


図-11　断層モデル 3 における断層の位置（zx 平面）

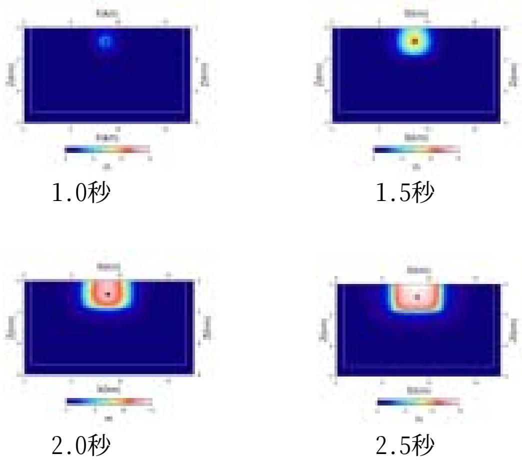


図-13　断層面上のくい違い量とその進展(断層モデル 3)

解析領域に関するパラメータ，地盤のパラメータ，断層形状は断層モデル 1 と同じ値を使用する．そして，断層に巨大なくい違いを生じさせるために，地震モーメント M_0 を 8.6×10^{27} dyne･cm とした．**図-10** に地表面速度波形を示す．地表面波形の全体的な傾向として，FDM での地表面速度波形が比較的単純なパルス状であるのに対し，Hybrid 法での地表面速度波形は概形が FDM の波形と類似しているものの，そこにさざ波状の短周期の震動が加わっている．これはマテリアルポイントが大きく移動し断層面のくい違いの効果が著しいため，より複雑な地震動が現れたものと考えられる．さらに，速度波形において最初のピークよりも 2 番目以降のピークで Hybrid 法と FDM の差が大きくなる傾向にある．これも時間が経過するほど断層面上のくい違いが拡がり，ノードの物理量が変化しているためであろう．

(3) アスペリティを持つ地表面断層(断層モデル3)

次に，アスペリティを考慮し，断層上端が地表面に達している断層モデル 3 を考える．**図-11** に解析モデルの zx 平面上の断層位置を示す．全体モデルの 3 次元形状はモデル 1 と同じである．また，格子間隔はこれまでの断層モデルと同様に 250m である．地震モーメント M_0 はモデル 1 と同じ 4.0×10^{25} dyne･cm とし，断層長さは 16km，断層幅は 8km と

表-2　集集地震解析モデルの地盤パラメータ

密度（g/cm^3）	3.0
P波速度（m/sec）	6.0
S波速度（m/sec）	3.0
Q値	250

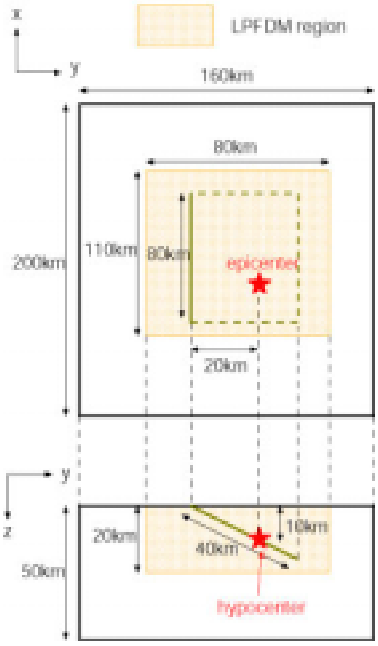


図-15　解析モデル（台湾･集集地震）

した．断層形状を**図-12** に示す．アスペリティは断層上方の長さ 5km，幅 2.5km の領域としており，その中央に震源を配置する．このアスペリティ領域では，ノードごとに設定する地震モーメントの値をその他の断層領域よりも大きく設定しているが，断層全体の地震モーメントを合計するとモデル 1 と等しい値となる．

図-13 に断層面上のくい違いの進展の様子を示す．アスペリティ領域に非常に大きなくい違いを生じているのがわかる．また，**図-14** に地表面速度波形を示す．特徴として，Hybrid 法の速度波形の方がピークが大きく，継続時間が長くなっていることが挙げられる．また，時間の経過に伴い，両手法の速度波形のずれが大きくなっている．この断層モデル 3 は断層モデル 2 に比べて地震の規模は小さいものの断層が地表面に達しており，アスペリティ部分で 10m 程度のくい違いを生じている．そのためマテリアルポイントの移動が地表面速度波形に大きく影響を与えているものと考えられる．

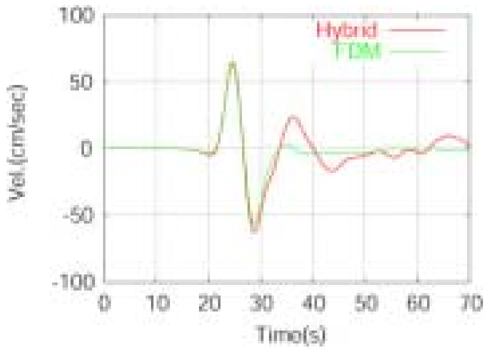
(4) 運動学的断層モデルのまとめ

これまでの解析結果より，次のような条件を満たす時に LPFDM を導入する効果が大きく現れることがわかった．

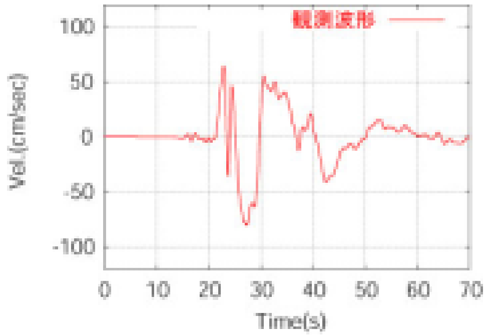
i) 格子間隔に対してひずみレベルが大きい場合
ii) 断層が地表面に近い場合

表-3　集集地震の断層パラメータ

走向（度）	0.0
傾斜角（度）	26.5
すべり角（度）	82.0
震源深さ (km)	10.0
地震モーメント (dyne･cm)	2.4×10^{27}



(a) シミュレーション波形



(b) 観測波形(TCU052_NS)

図-16　シミュレーション波形と観測記録の比較

4．台湾集集地震の地震動シミュレーション

(1) 解析モデル

台湾･集集地震は 1999 年 9 月 21 日午前 1 時 47 分(現地時間)に発生した．震央位置は南投県集集鎮付近で北緯 25.85 度，東経 120.81 度，モーメントマグニチュード M_w は 7.5 である．この集集地震は，

- 地震の規模が巨大であり，断層面上で非常に大きなくい違いを生じている
- 断層面が地表に達している

という点で Hybrid 法による解析に適した地震である．ここでは Hybrid 法と FDM による解析結果を観測記録と比較することにより，Hybrid 法の有効性を検討する．

計算時間間隔はΔt = 0.05 (sec)とし，計算領域は格子間隔 1.0km で離散化する．また既往の研究 [8)]を参考にし，**表-2** のように地盤のパラメータを決定した．本研究では簡単のため，地盤を 1 層の地震基盤のみとする．解析モデルの形状を**図-15**，断層パラメータを**表-3** に示す．断層は長さ 80km，幅 40km

であり，震源深さは 10km である．破壊は震源から始まり，同心円状に伝播していくものと仮定した．破壊速度は v_r=2.0 (km/sec)とした．

(2) 解析結果

断層北端付近で，断層のごく近傍の観測点（TCU052）における観測記録の速度 NS 成分と，解析によって得られた地表面速度のシミュレーション波形との比較を**図-16** に示す．ここでは地盤構造を 1 層モデルとしており，堆積層の影響などが考慮されていないため，観測記録の振幅の厳密な再現までには至らなかったが，解析によって得られた波形が観測波形の特徴を良く捉えていることがわかる．

５．結論

本研究では，運動学的断層モデルに基づいた 3 種類の断層モデルを仮定し，LPFDM と FDM を組み合わせた Hybrid 法を用いて解析を行った．さらに，この手法を用いて 1999 年の台湾･集集地震のシミュレーションを試みた．以下に本研究で行ったこと，及び得られた成果を述べる．

(1) 断層が地中にあり，断層面上のくい違い量が解析における格子間隔に対して小さい場合には，Hybrid 法と FDM の速度波形は一致した．

(2) 断層面上のくい違い量が格子間隔に対して同程度のオーダーであれば，断層が地中にある場合でも Hybrid 法と FDM の速度波形･加速度波形に顕著な違いが現れた．その際に FDM から得られる波形がパルス状であるのに対し，Hybrid 法からはより短周期成分を含む波形が得られた．

(3) 地表に断層面が現れている場合には，くい違い量が格子間隔に対して低いオーダーでも Hybrid 法と FDM の速度波形に大きな違いが現れた．その際，Hybrid 法により得られる波形は FDM から得られる波形よりも継続時間が長いことが分かった．

(4) Hybrid 法を用いて 1999 年の台湾･集集地震のシミュレーションを行った．解析によって得られた波形と観測波形を比較した結果，変位の大きな地点においては FDM よりも Hybrid 法により得られた波形の方が現実の波形の特徴を良く捉えていることが確認できた．

参考文献

1) Arben Pitarka, Kojiro Irikura,Tomotaka Iwata and Haruko Sekiguchi: Three Dimensional Simulation of the Near-Fault Ground Motion for the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe), Japan, Earthquake, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol 88, No.2, pp.428-440, 1998.
2) 清野純史，土岐憲三，坂井康伸：京都盆地の地下構造と地盤震動特性，第 26 回地震工学研究発表会講演論文集，第 1 分冊，pp.281-284, 2001.
3) Harlow, F. H.: The particle-in-cell computing method for fluid dynamics in fundamental methods in Hydrodynamics, Alder, B., Fernbach, S. and Rotenberg, M. (Eds.), Experimental Arithmetics,Academic Press, pp 319-345, 1964.
4) Sulsky, K., Chen, Z., and Schreyer, H.L.: A particle method for history dependent materials, Comput. Methods Apply. Mech. Engrg., 118, pp.179-196, 1994
5) K. Konagai and J. Johansson: Lagrangian Particles For Modeling Large Soil Deformations, Seismic Fault Induced Failures, pp.99-106, 2001.
6) 清野純史，土岐憲三，片山裕己：くい違いに伴う断層面変位を考慮した地震動について，土木学会第 57 回年次学術講演会講演概要集，第 I 分野，2002．
7) Robert W. Graves: Simulating Seismic Wave Propagation in 3D Elastic Media Using Staggered-Grid Finite Differences, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.86, pp.1091-1106, 1996.
8) Japan Society of Civil Engineers: THE 1999 JI-JI EARTHQUAKE, TAIWAN-Investigation into Damage to Civil Engineering Structures-, 1999.

(2003. 6. 30 受付)

ESTIMATION OF SEISMIC GROUND MOTION BY FINITE DIFFERENCE METHOD TAKING INTO ACCOUNT LARGE DEFORMATION NEAR THE FAULT

Junji KIYONO and Takeshi HONDA

A large deformation caused by a fault dislocation occurs on a fault plane. If a model of the fault movement is established taking into account such large deformation, more realistic seismic ground motions can be estimated. Lagrangian Particle Finite Difference Method (LPFDM) therefore is used in this study. The method includes both Eularian and Lagrangian descriptions. Seismic ground motions considering the large deformation near the fault was calculated by combining this method with the Finite Difference Method (FDM). The accuracy of LPFDM depends on the ratio of a dislocation to a lattice interval distance. The larger the ratio is, the more clearly we can see the efficiency of LPFDM. As the fault plane is close to the ground, the influence on the seismic ground motions becomes large. We applied LPFDM to the actual fault and check the validity of the method by comparing the simulated waves with the observation records.