

連鎖崩壊モデルに基づく小断層の震源時間関数の モデルと加速度パルスのシミュレーション

横山正義

正会員 工修 横浜防災システム株式会社 (〒246-0015 横浜市瀬谷区本郷1丁目8-5)

この論文は小地震から発生する加速度パルスに注目し、その震源モデルを考察するものである。まず、パルス波を生成する小地震の震源過程に連鎖則が適用できるという仮説に基づき、小断層の震源時間関数のモデルを考察する。次に、この震源時間関数を運動学的震源モデルに適用し、震源距離によるパルス波形の変化や表層地盤によるパルス波形の乱れを調べる。得られた知見を参照して硬質地盤のパルス波から小断層の震源時間関数のパラメーターを推定する関係式を導く。最後に、日本とカリフォルニアで記録された2つの小地震によるパルス波のシミュレーションを行い、計算手法の適用性を考察する。

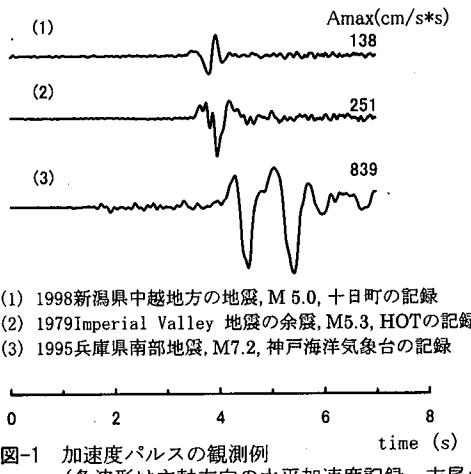
Key Words : acceleration pulse, asperity, chain-reaction model, source time function

1. はじめに

(1) パルス波に関する既往の研究と課題

震源近傍の強震動を震源モデルで表現する研究は1960年代に Haskell や Aki らにより始められ¹⁾、その後、1994年のノースリッジ地震、1995年の兵庫県南部地震の後では理学および工学の分野で多数の研究論文が発表されている。最近では、動力学モデル²⁾や有限要素法³⁾などを用いて、断層運動を高速計算機でシミュレートする方法も研究されている。強震動予測の分野では経験的グリーン関数法⁴⁾など震源のメカニズムを考慮した手法が提案されている。

ところで、既往の決定論的震源モデルでは、表層地盤の影響を比較的受けにくい周期1秒以上の波動を対象とすることが多かった。また、計算結果の評価は加速度記録を積分した速度波形で行われると多かった。もし、震源モデルの計算結果が加速度の時刻歴で評価できるのなら工学的に有益なことであろう。最近の研究では、単一のパルス波入力の場合パルスの最大速度と最大加速度の組合せで構造物の被害程度が説明できることが指摘されている⁵⁾。これは、構造物を単純な弾塑性モデルで表わすとき、弹性限度を越える条件と、破断に相当する塑性変形を生じる条件から説明されている。兵庫県南部地震の被害の分析では、地盤速度が大きても加速度がさほど大きくない地点では被害が



(1) 1998新潟県中越地方の地震、M 5.0、十日町の記録
(2) 1979Imperial Valley 地震の余震、M5.3、HOTの記録
(3) 1995兵庫県南部地震、M7.2、神戸海洋気象台の記録

0 2 4 6 8 time (s)

図-1 加速度パルスの観測例
(各波形は主軸方向の水平加速度記録、末尾の
数字は各波の最大加速度)

比較的小さいことが指摘されている。このように構造物の被害との関連ではパルスの速度振幅と加速度振幅の定量的評価が重要となる。そこで本研究では速度および加速度パルスを震源モデルで計算することをテーマとする。図-1に小地震による2つの加速度パルスの記録と兵庫県南部地震の神戸海洋気象台の加速度記録を示す。これらの加速度パルスはリッカーカー小波で近似されるか、リッカーカー小波が含まれるという共通の特徴がある。この内、マグニチュード5程度の小地震によるパルス波形は単純であり、適切な震源関数を選べば

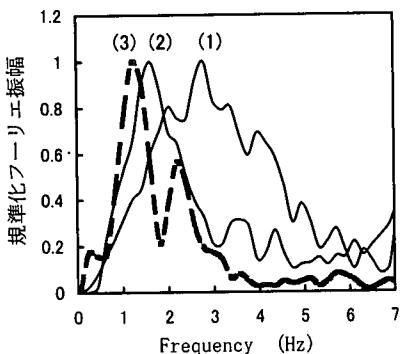


図-2 加速度パルスのフーリエスペクトル
(データ(1), (2), (3)は図-1のデータと同じ)

従来の運動学的震源モデルで決定論的に扱うことが可能と考えられる。兵庫県南部地震によるパルス波形も同様の単純な性質をもっているように見えるが、一般にマグニチュードが大きい地震では、断層の不均質すべりの問題⁶⁾と震源の移動効果(Forward directivity⁷⁾)の2つの問題を考慮する必要があり、そのモデル化および計算結果の評価は複雑なものとなる。そこで本研究では点震源として扱えると思われるマグニチュード5程度の小地震の加速度パルスの問題にテーマを限定することにする。その際、震源の移動効果は見かけの震源時間関数に含めて扱うこととする。加速度パルスを扱う場合、新たに2つの問題の処理が必要になる。ひとつは計算の上限振動数の設定の問題である。図-2に前述の加速度パルスのフーリエスペクトルを示す。マグニチュード5程度の小地震の加速度パルスの場合、その上限振動数はおよそ6Hzである。また兵庫県南部地震の神戸海洋気象台の場合はおよそ3Hzである。従って、これらの加速度パルスを扱う場合、少なくとも6Hzまで考慮した計算が必要となる。2つ目は運動学的震源モデルにおける震源時間関数のモデル化の問題である。加速度パルスを対象とするとき、近地項が卓越する場合は震源時間関数の1階微分関数が、また遠地項が卓越する場合は震源時間関数の2階微分関数がそれぞれ連続関数となり意味を持つ必要がある。既往の震源時間関数でこの条件を満たす関数は見つからないので、新たに適切な関数を導入する必要がある。

(2) 本論文の内容

本研究の内容は次の通りである。初めに小地震の加速度パルスに適用できる震源時間関数のモデルを考察する。次に導入した震源時間関数を使って運動学的震源

モデルをつくり、震源距離および表層の影響を含めてパラメータスタディを行う。最後に観測パルスのシミュレーションを行い、モデルの適用性を考察する。

本研究の対象はひとつの小断層から生じる単一のパルス波の問題に限っており、マルチショックの問題⁸⁾やパルス列の問題^{9), 10)}は検討されていない。また、パルス波の水平動成分に着目しており上下動は扱っていない。

2. 小断層のモデル化

(1) 小断層の震源時間関数のモデル

一般にマグニチュード7前後の直下型地震に震源モデルを適用する場合、断层面をマグニチュード5程度の小断層に分割し、破壊伝播の効果を考慮して小断層を重ね合わせる方法が用いられている。すなわち、一般には波形の合成問題は小断層の特性と破壊伝播の効果の2つの特性を含むことになる。本研究では、この内マグニチュード5程度の小断層の特性に着目し、そのモデルを考察する。

(2) 連鎖崩壊過程の時間関数

高周波地震動($f \geq 1\text{ Hz}$)が生成されるメカニズムに関する1980年代には断層の微細構造の研究が行われている。たとえば、大塚¹¹⁾は碁石モデルと呼ばれる確率・統計モデルを提唱し、小断層が拡大し大きな断層へ成長する過程を研究した。このモデルは後にPercolation modelと呼ばれ、一般的なクラスター解析問題に発展している。

伊東¹²⁾は、断層の形成過程についてフラクタル構造の観点から次のように考えた。すなわち、断層の成長過程には、小さいクラックが集まって小断層となり小断層が集まって大断層となるフラクタル構造が存在すること、そして断層の形成がフラクタル構造の問題を含むなら、断層をどんな小さいクラック要素に分割してもクラック先端の分岐や非線形問題が簡単なモデルで表わせないと考えた。その場合、素過程を簡略化し、要素と要素の相互関係に注目すれば有効な規則性が見いだせると考えた。この考えは素過程が強い非線形問題を含むとき有効な方法であろう。

Bakら¹³⁾は自然界の急激な爆発的変動現象には共通する特徴があると考え、自己組織的臨界状態理論を唱えた。この理論は、①緩やかなひずみの蓄積による不安定領域の形成②小さな外乱で始まる連鎖反応と急速

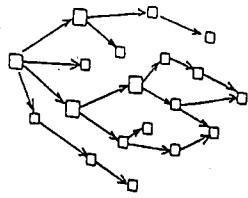


図-3 連鎖崩壊の概念図

な崩壊、の 2 つの過程を含んでいい。振り子の振動のように外乱に対して正の復元力を持つ系は安定した振動系をつくるのに対して、系自体が内部的に変動を加速する原因を生み出す場合、変動は加速され崩壊現象や爆発現象をつくると考えた。彼らの論文では具体的な例題としてドミノ倒しの問題が説明されている。

伊東や Bak らのモデルでは個々の要素の力学的振舞いは単純化され、要素の相互作用による全体系の統計的規則性が主題として扱われることになる。本研究でも同様の着想により震源過程の統計的規則性についてモデルを考えることにする。著者は以前、有限個の要素が連鎖的に崩壊する過程を簡単な漸化式で表わし、パルス波の震源関数に適用した¹⁴⁾。本節では以前の表現式を無次元量の式に書き直し、その基本性質を詳しく述べる。連鎖崩壊モデルの基本概念は以下に示される。まず、ある領域に有限個の微小要素が存在する場を想定する。各要素は破壊寸前の高応力状態(=臨界状態)にあるとする。以下では臨界状態にある要素を臨界要素と呼ぶ。あるトリガーによってひとつの要素が破壊すると亀裂の先端の応力集中が新たなトリガーとなって隣りの要素の破壊を促し、時間の経過とともに要素の破壊が連鎖的に急拡大すると考える(図-3 参照)。臨界領域が有限のとき破壊の拡大速度は有限値でピークアウトし、後半では縮小連鎖過程となり終息する。すなわち、有限個の臨界要素の集合体は連鎖則に支配される変動過程をつくると考える。ここで、各刻における連鎖反応速度は場の残存臨界要素数に比例すると考えると、ある微小時間における要素の崩壊数について次の漸化式が導ける。

$$\Delta N(t_i) = (1+p) [N(t_{i-1}) / N(t_0)] \Delta N(t_{i-1}) \quad (1)$$

ここに、 $\Delta N(t_i)$: Δt 間の臨界要素の崩壊数、 $N(t_i)$: 場の残存臨界要素数、 p : 震源崩壊率、である。

ここで、崩壊要素数 $\Delta N(t_i)$ の時間変動に注目する。これ

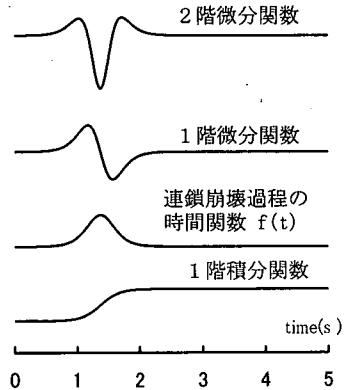


図-4 連鎖崩壊過程時間関数 $f(t)$ とその微分関数および積分関数

を式(2)のように 1 つの係数と 3 つの初期値をもつ時間関数 $f(t)$ で表わす。

$$A_0 \cdot f(t; m, n, p) = \Delta N(t_i) \quad (2)$$

ここに、 A_0 は定数、 $f(t)$ は単位振幅の連鎖崩壊の時間関数、パラメーター m はトリガーのサイズ($=\Delta N(t_0)$)、 n は最初の臨界要素のサイズ($=N(t_0)$)、 p は震源崩壊率である。以下の数値モデルでは、最初の臨界領域のサイズ n を単位の大きさとし、トリガーのサイズ m を小な値として扱う。

(3) 連鎖崩壊の時間関数の微分型の性質

式(2)のひとつの計算例を図-4 に示す。この計算のパラメーターは $m=10^{-6}$ 、 $n=1.0$ 、 $p=0.06$ ($\Delta t=0.01$ 秒) である。連鎖崩壊過程の時間関数 $f(t)$ は滑らかな立ち上がりと丸みを帯びた極値を持つソリトン¹⁵⁾ 型の関数となる。 $f(t)$ の 1 階微分関数は 2 つの極値を持ち、 $f(t)$ の 2 階微分関数は 3 つの極値を持つ関数となる。 $f(t)$ は強震記録にしばしば現われる変位パルスに似ている。2 階微分関数は、リッカーカー小波型の加速度パルスに良く似ている。このような波形の類似性から、 $f(t)$ はパルス波の震源時間関数に適用できると考えられる。 $f(t)$ の 1 階積分関数は一定値に収斂し、従来震源モデルで多用されている ramp 関数を平滑化した関数になる。

(4) 連鎖崩壊の時間関数の 3 つのパラメーター

式(2)の 3 つのパラメーターに種々の値を代入し、式の性質を調べる。時間きざみは強震記録の標準的値を参考して $\Delta t = 0.01$ 秒に固定する。

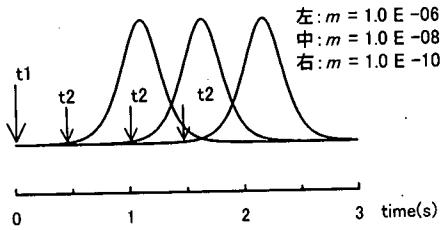


図-5 連鎖崩壊過程の時間関数
(トリガーサイズ m の影響)

a) トリガーサイズ m の影響

まず、トリガーサイズ m について試算を示す。図-5 の計算例は $m = 10^{-6}, 10^{-8}, 10^{-10}$ ($n = 1.0, p = 0.09$: 固定) の連鎖崩壊の時間関数 $f(t)$ である。同図ではトリガー時刻を t_1 としている。トリガーサイズを小さく設定すると、初期破壊の継続時間(図-5 の $t_1 \sim t_2$)は長くなるが、 $f(t)$ の振幅が大きい部分の形は変化しない。すなわち、トリガーサイズの大小は実用上、初期破壊の継続時間にのみ影響するパラメーターである。 k と ϕ を定数として、式(3)の関係が示される。

$$f(t; km, n, p) \cong f(t - \phi; m, n, p) \quad (3)$$

様々なサイズの初期値について試算を行った結果、波形合成の問題では臨界領域のサイズ $n = 1.0$ に対して、トリガーサイズは $10^{-6} \sim 10^{-10}$ 程度の値を使えばよいことがわかった。本論では特に断らないとき、トリガーサイズは臨界領域サイズ n の 10^{-6} 倍の値を用いる。

b) 臨界領域サイズ n の影響

図-6 に、 $n = 1.0, 2.0, 3.0$ ($m = 10^{-6}, n = 0.06$: 固定) のときの式(2)の崩壊要素数 $\Delta N(t)$ を示す。一般に、式(1)の定義より臨界領域サイズとトリガーサイズを各々 k 倍すると、崩壊要素数は全過程で k 倍となる。よって、振幅を最大値で規準化した後では、臨界要素サイズ n は連鎖崩壊の時間関数に影響しないダミーパラメーターとなり、式(4)が成り立つ。

$$f(t; km, kn, p) = f(t; m, n, p) \quad (4)$$

c) 震源崩壊率 p の影響

図-7 に、 $p = 0.12, 0.09, 0.06$ ($m = 10^{-6}, n = 1.0$: 固定) のときの連鎖崩壊の時間関数 $f(t)$ を示す。 p を大きく設定すると、連鎖過程は急激に立ち上がり、かつ急速に終息する。すなわち、 p は時間軸のスケールを支配するパラメーターである。震源崩壊率 p が 1 に対して

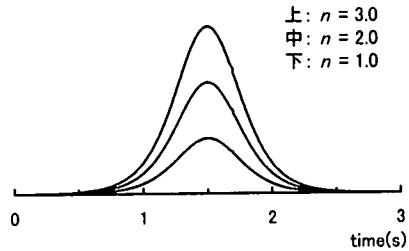


図-6 連鎖崩壊過程の時間関数
(臨界領域サイズ n の影響、振幅規準化前)

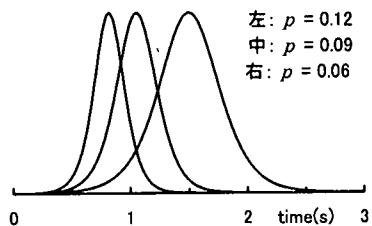


図-7 連鎖崩壊過程の時間関数
(震源崩壊率 p の影響)

小さい場合、 p を k 倍にすることは時間スケールを $1/k$ 倍に変えることと同等のはたらきをする。よって、式(5)の関係が示される。

$$f(t; m, n, kp) \cong f(kt; m, n, p) \quad (5)$$

a)～c)の考察から、初期破壊の継続時間を議論しないとき、振幅を規準化した連鎖崩壊の時間関数では、 p だけが有効なパラメーターとなり、他の 2 つのパラメーターはダミーパラメーターとして扱うことができる。

(5) 震源崩壊率 p が支配するパルス波の特性

前節で導いた連鎖崩壊の時間関数をその面積で規準化し、パルス波の震源時間関数に適用すると、遠距離場の変位波形は式(6)で書ける。

$$\nu(t) \propto R \cdot Mo \cdot S(t) \quad (6)$$

ここに、 $\nu(t)$ ：遠距離場の変位波形、 R ：方位関数、 Mo ：地震モーメント、 $S(t)$ ：パルス波の震源時間関数(積分値は 1)、である。

遠距離場の速度パルスと加速度パルス波は各々、式(6)の 1 階微分と 2 階微分で求められる。

a) 遠距離場の加速度パルス波のフーリエペクトル

遠距離場の加速度パルス波を計算し、そのフーリエペクトルを図-8 に示す。同図は、 $p = 0.12, 0.09, 0.06$

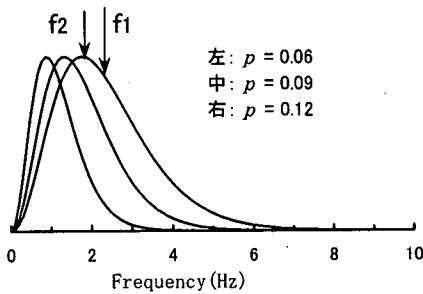


図-8 加速度パルスのフーリエスペクトルと重心振動数 f_1 およびピーク振動数 f_2

($m=10^{-6}$, $n=1.0$: 固定) の例である。同図から以下の知見が得られる。パルス波は震源崩壊率に応じた卓越周波数とバンド幅をもつ。スペクトルは高振動数側に緩やかな裾をもつため、スペクトルの重心振動数(図-8 の f_1) はスペクトルのピーク振動数(図-8 の f_2) よりやや高振動数側にずれる。図-8 で $p=0.06$, 0.09, 0.12 に対して、加速度のフーリエスペクトルの上限振動数は各々 3.0Hz, 4.5Hz, 6.0Hz である。経験的に加速度パルス波の上限振動数 f_u は次式で表される。

$$f_u \approx 50p \text{ (Hz)} \quad (7)$$

b) 遠距離場のパルス波の最大加速度と最大速度の比

図-9 に震源崩壊率 p と加速度パルス波のフーリエスペクトルの重心角振動数 ω_1 およびピーク角振動数 ω_2 の関係を示す。重心角振動数 ω_1 は、 p が 0.04 から 0.16 の範囲で、 p の 1 次関数で近似できる。ここで、パルス波の周波数特性を表わす量として、あらたに加速度・速度比(以下では AVR と略記する)を導入する。加速度・速度比は加速度パルス波の最大値と速度パルス波の最大値の比(図-9 上段参照)である。図-9 に示すように、加速度・速度比は加速度パルス波のフーリエスペクトルの重心角振動数 ω_1 と良い精度で一致しており、パルス波の周波数特性の指標として用いることができる。図-9 から式(8)の近似式が得られる。

$$\begin{aligned} AVR &= \omega_1 \\ &= 121p + 0.3 \end{aligned} \quad (8)$$

(基盤の式, $0.04 \leq p \leq 0.16$, $\Delta t = 0.01$ 秒)

ここに、 AVR : 加速度・速度比, ω_1 : 加速度パルス波のフーリエスペクトルの重心角振動数, p : 震源崩壊

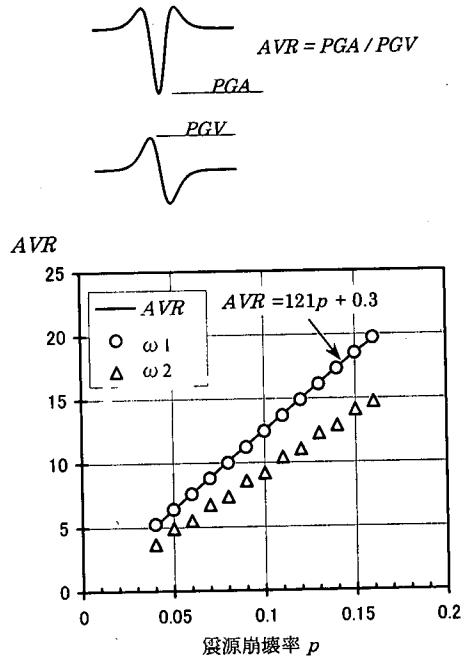


図-9 震源崩壊率 p とパルス波の AVR および重心角振動数の関係

率である。

連鎖崩壊過程がつくる波動は、孤立波である点でパルス(デルタ関数)の特徴をもち、最大加速度と最大速度の比が卓越角振動数を表わす点で、正弦波と共に通する性質をもつ。

既往の日本の強震記録のパルス波について加速度・速度比を調べたところ、耐震工学で問題となる気象庁マグニチュード 5.0~7.2 程度の内陸の地震について概ね 18~8 の範囲である。式(8)から対応する震源崩壊率の範囲は 0.15~0.06 となる。式(8)は 1 秒を 100 ステップに分割したときの関係式である。一般に 1 秒を i ステップに分割するときの震源崩壊率 p_i は式(9)により求められる。

$$(1+p)^{100} = (1+p_i)^i \quad (9)$$

式(8)を使うと、遠距離場の基盤のパルス波の加速度・速度比からパルス波の震源崩壊率が求められる。

(6) 既往の震源時間関数との比較

従来、小断層の震源時間関数として摩擦則に基づく関数や近似関数が用いられている。ここではこれら既往のモデルと本研究の震源時間関数の比較を行い本モデルの特徴を考察する。

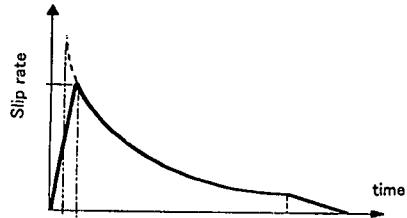


図-10 摩擦則に基づくすべり速度関数（出典、宮武¹⁶⁾）

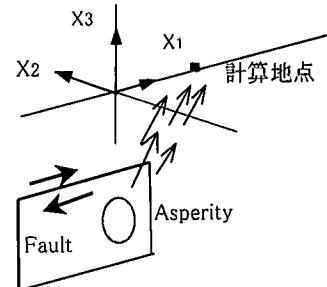


図-11 横ずれ型の起震断層と計算地点の模式図

宮武¹⁶⁾は摩擦則に基づくすべり速度時間関数を提案している。このモデルでは図-10に示すように、断層の運動は3つの過程で表わされる。すなわち、①時間の1次関数で立ち上がり、②時間のべき乗関数で減速し、③最後部は時間の1次関数で減速する。このモデルでは固着面はごく短時間に破壊するとされ、始動直後にはすべり速度が最大となる。そしてすべり速度関数は鋭く尖った波形となる。この摩擦則モデルと前節の連鎖崩壊モデルとでは立上がり方に大きな差がある。この立上がり方の違いの原因を以下のように考えた。亀裂が少なく理想的弾性体に近い岩盤では応力も強度も均一に近いから、小さい断層では破壊条件がほぼ同時に満たされ、瞬時に破断面が形成されるであろう。一方、種々のサイズの潜在弱面が存在する岩盤では弱い要素から次々に破壊が拡がる逐次型破壊となるであろう。すなわち瞬時破壊型の震源時間関数は岩盤に亀裂が少なく強度が高い場合に適し、逐次破壊型は岩盤に潜在弱面が多い場合に適すると考えられる。リッカーカー小波型のパルスはその最大時刻の前後で線対称の波形であることを考慮すると、最大時刻の後を滑らかな減速とすると同時に、最大時刻の前も滑らかな立ち上がりとするのがリッカーカー小波の震源関数に適すると思われる。

次に円形クラックモデル¹⁷⁾について述べる。このモデルは①円の中心から小さい破壊が始まり、②破壊が一定速度で放射状に拡大し、③円形断層面の境界で停止する、という3つの過程を含んでいる。境界で破壊が急停止する条件を緩和するため、後に破壊速度を可変とする改良モデルが提案されている¹⁸⁾。後者の改良モデルでは、円形という単純な形状にもかかわらずパラメーターが多いモデルとなる。すなわち、円形クラックの直径とすべり量について2つ、破壊速度に係わる変数が4つ、計6つのパラメーターが必要となる。現実問題として、個々の地震について6つのパラメーターを吟味するのは容易ではないであろう。

このほかに小断層に適用される震源時間関数として、

三角形関数¹⁹⁾(triangle function) やベル型関数²⁰⁾(bell-shape function)が用いられている。これらの関数の2階時間微分関数は不連続な関数となるので、通常ローバスフィルターによって平滑処理が行なわれている。この場合、計算される加速度の最大値は用いるフィルターに依存したものとなり、加速度振幅の定量的評価は限定されたものとなる。

3. 震源距離および表層地盤によるパルス波の変化

(1) 計算モデル

図-11に示すような横ずれ型の断層を想定し、断层面の延長線上の観測点の断層直交方向の水平動を計算する。計算の対象とする波動は直達S波に限定する。

(2) 震源距離とパルスの波形の関係

a) パルス波形の変化

まず、無限弾性体の波動場の表現式²¹⁾を用いて均質媒体中の種々の震源距離の地点の加速度、速度および変位波形を計算し、各波形の近距離項の影響を調べる。伝播経路の内部減衰は既往の評価式²²⁾を参考にして、 $Q=200$ 程度を考慮する。震源の大きさはマグニチュード5程度の小地震を想定する。ただし、本節ではパルスの形と加速度・速度比だけを検討する所以小地震の地震モーメントは単位の大きさとする。ここでは波動場の計算に理論解を用いているので上限振動数の制約は無く、実際の計算では唯一時間きざみが上限振動数の制約条件となる。本研究では時間きざみを0.01秒としており、最低6Hzまでの振動数は十分保証されている。計算した震源距離が28~4kmの地点の加速度、速度および変位波形を図-12に示す。ここで、震源の震源崩壊率は0.12、媒体のVsは3.5km/sである。このとき、

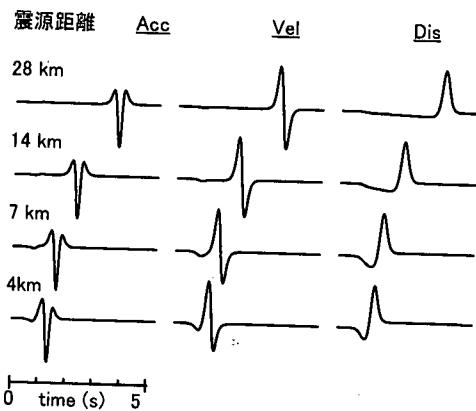


図-12 震源距離による基盤のパルス波形の変化
(震源崩壊率0.12, 左列より加速度、速度、変位。
縦軸は各最大値で規準化されている)

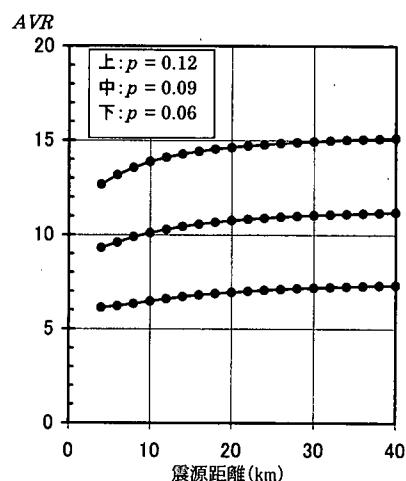


図-13 震源距離による加速度・速度比の変化

式(8)よりパルス波の加速度・速度比は 15 となり、加速度パルス波のフーリエスペクトルの重心振動数は 2.4Hz である。図-12 の波形図より次の考察が得られる。震源距離 28km の場合は加速度、速度および変位波形とも遠距離項が卓越し、近距離項による影響はいずれも小さい。震源距離が更に小さい場合、変位波では S 波の到着前に近距離項による顕著なゆっくりとした波動が現われる。一方、加速度波では、近距離項の影響は変位波ほど顕著でない。これは近距離項の波動は相対的に長周期であり、加速度振幅が小さいためである。

b) 震源距離と加速度・速度比の関係

図-13 に震源距離と加速度・速度比の関係を示す。計算した 3 ケースの震源の震源崩壊率は 0.12, 0.09 および 0.06 であり、各々のパルス波の中心波長はそれぞれ 1.5 km, 2.2 km および 2.9 km である。パルス波の加速度・速度比は震源距離が 20km より遠いときは遠距離項で決まる値に収斂し、20km より近い場合は徐々に低下する傾向がある。内陸の被害地震の震源深さは数 km から 15km のことが多い²³⁾。水平距離も考慮すると、多くの場合震源距離は 10km 程度以上となることが予想される。震源距離が 10km 以上のとき図-13 より加速度・速度比は遠距離場の加速度・速度比のおよそ 90%程度であるから、ごく浅い地震を除くと加速度・速度比に及ぼす震源距離の影響は比較的小さいと考えられる。

(3) 表層地盤によるパルス波の乱れ

パルス波の卓越振動数は表層の固有振動数に近いため、地表のパルス波は表層の影響を受けて変化することが予想される。本節では単純化したモデル地盤を設

表-1 代表的な 3 種類の表層の地盤モデル

(沖積地盤 : A1~R5, 洪積地盤 : D1~R5, 岩盤 : R1~R5)

Layer	Thickness (m)	V_s (m/s)	Density (g/cm ³)
A1	23	150	1.9
D1	33	350	2.0
R1	70	1000	2.1
R2	400	1800	2.1
R3	150	2850	2.5
R4	4450	3200	2.6
R5	∞	3460	2.7

定し、表層の影響を検討する。ここでは、前節の無限弾性体の波動を基盤内の上昇波として扱い、表層地盤の影響は近似的に鉛直下方からの 1 次元重複反射モデルで評価する。ここでも計算の上限振動数は 6Hz が保証されている。

a) 想定地盤モデル

検討対象とする地盤モデルは、風化層を含む岩盤、洪積地盤および沖積地盤の 3 種類とする。想定する 3 種類の地盤モデルの速度構造を表-1 に示す。ここで、岩盤地点の物性は既往の大坂湾周辺地域のデータ²⁴⁾を参考にした。洪積地盤モデルは岩盤モデルに平均的洪積層を附加した。沖積地盤モデルは洪積地盤モデルに平均的冲積層を附加した。洪積層および冲積層のせん断波速度と層厚は地方自治体の地震被害想定の地盤分類²⁵⁾などを参考にして設定した。各モデルの第 1 層の 4 分の 1 波長則による卓越周期は、洪積層で 0.375 秒 (2.67Hz)、沖積層で 0.625 秒 (1.60Hz) である。各表層のひずみに応じた内部減衰は日本の土の平均値²⁶⁾と

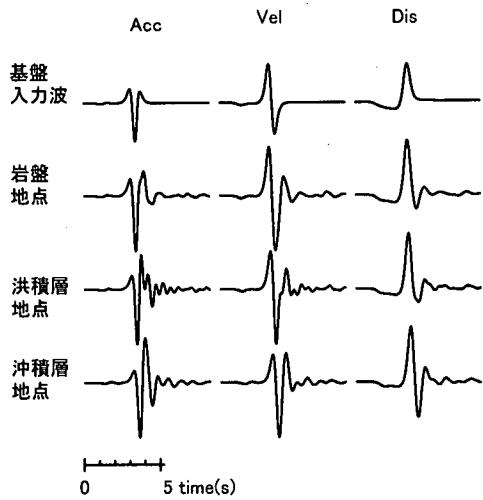


図-14 表層地盤によるパルス波形の変化
($p=0.07$, 震源距離 20km, 地盤モデルは表-1
波形の縦軸は最大値で規準化されている)

した。

b) 各地盤の計算パルス波形の比較

ここでは参考のため表層地盤の固有周期に近いパルス波源を想定して表層での波形の変化を検討しておく。想定する震源の地震モーメントは $M_0 = 2.0 \times 10^{18}$ Nm, 震源崩壊率は 0.07 とする²⁷⁾。震源の中心深さは 14km, 震源距離は 20km と想定する。震源の移動効果はここでは中立とする。図-14 に算定された地表のパルス波形を示す。基盤波 (= 均質媒体中) および岩盤では加速度がリッカーカー小波型の波形となる。これに対して沖積地盤では反射波の影響が強く現われ、速度波形がリッカーカー小波型に変わる。この現象は、入射パルス波の卓越周波数と表層（沖積層+洪積層）の卓越周波数が近接し、かつ表層と下層とのインピーダンス比が大きい場合に特有の現象である。沖積地盤と洪積地盤では、変位波形と速度波形でも入射パルス波の直後に岩盤上面からの反射波が現われ、入射波形から変化する。

c) フーリエスペクトルの比較

図-15 に各地盤の加速度パルス波のフーリエスペクトルを示す。基盤の入射波のフーリエスペクトルは 0.2 ~ 3.5 Hz の帯域で滑らかな形状をしており、そのピーク振動数は 1.0Hz である。岩盤地点のスペクトルは 2.5Hz に上層の風化岩盤層の影響がわずかに見られるが、概ね入射波のスペクトルの形状に似ている。洪積層地盤では 2.2 Hz に表層の固有振動による増幅が現れ、沖積層地盤では 1.4Hz に表層の固有振動による増幅が

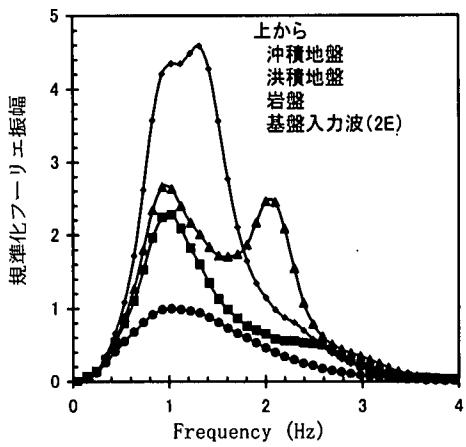


図-15 表層地盤構造による加速度パルスのフーリエスペクトルの変化
($p=0.07$, 震源距離 20km, 地盤モデルは表-1,
縦軸は入力波で規準化されている)

表-2 代表的な 3 種類の表層地盤の最大応答値

	PGA (cm/s ²)	PGV (cm/s)	AVR (/s)
基盤入力波 (2E)	296	37	8.0
岩盤地点	517	62	8.3
洪積地盤	776	97	8.0
沖積地盤	1016	158	6.4

現れる。概して、地表の加速度パルス波のフーリエスペクトルの形状は風化岩盤層では入射パルスとほぼ相似形を保ち、洪積層と沖積層では表層の振動数特性の影響が部分的に現われる。

d) 加速度・速度比の比較

表-2 に各地盤モデルの地表の最大加速度と最大速度を示す。最大加速度は岩盤、洪積地盤および沖積地盤で各々、約 500cm/s²、約 800cm/s² および約 1000cm/s² である。最大速度は岩盤、洪積地盤および沖積地盤で各々、約 60cm/s、約 100cm/s および約 160cm/s である。ただし、今回の沖積層モデルは地盤の非線形効果や細かい層の区分を考慮していないので、その応答値は概算値である。表-2 から各地盤の加速度・速度比を計算すると、風化岩盤および洪積地盤ではいずれも入射波と同じ約 8 となり、これらの地盤では基盤パルス波の加速度・速度比が地表でも保存される。一方、沖積地盤の加速度・速度比は約 6 となり、前項の波形の考察と同様、硬い地盤の場合とは有意に差が認められる。岩盤や洪積地盤で加速度・速度比が変化しないのは、加速度と速度の比をとることにより、それぞれの波動の増幅がキャンセルされ、表層の特性が薄められるこ

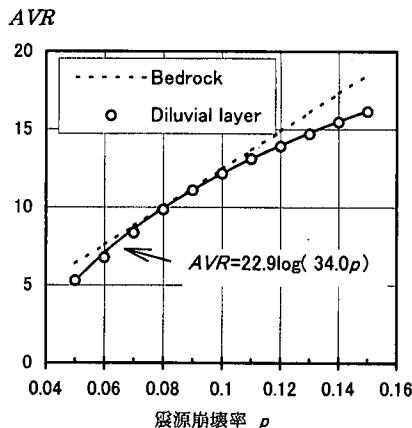


図-16 震源崩壊率と洪積地盤での加速度・速度比の関係（震源距離 20km, 地盤モデルは表-3）

とによる。一方、沖積地盤では表層の影響が強いため、比をとっても一定値にならないためと考えられる。以上の考察から、岩盤および洪積地盤のような硬質地盤ではパルス波の加速度・速度比から直接震源の震源崩壊率を推定できると考えられる。沖積地盤のパルス波は今回の線形モデルでも表層の振動特性が混在し、また一般に強震のレベルでは地盤の非線形特性の影響を受けるので、一般的に加速度・速度比と震源の震源崩壊率の単純な関係を示すのは困難と考えられる。

(4) 詳細な洪積地盤モデルの加速度・速度比

本節では実在の洪積地盤の地盤モデルを用いて震源の震源崩壊率と地表のパルス波の加速度・速度比の関係を求める。ここでは神戸市中央区の神戸海洋気象台付近の地盤モデル²⁸⁾を参照する。既往の地震観測の回帰分析では神戸海洋気象台地点の揺れやすさを表わす地点係数は全国の気象台のほぼ平均的な値とされている²⁹⁾。表-3に地盤速度構造を、図-16に計算で求めた震源崩壊率と地表パルス波の加速度・速度比の関係およびその近似式を示す。洪積地盤のパルスから震源崩壊率を推定する近似式は次式となる。

$$AVR = 22.9 \log(34.0p) \quad (10)$$

(洪積地盤: $0.04 \leq p \leq 0.16$, $\Delta t = 0.01$ 秒)

図-16に示されるように、洪積地盤の加速度・速度比はその値が 8 から 12 の範囲では基盤の値とほぼ一致しているが、13 以上のときは基盤の値より小さめに離れていく傾向がある。これはパルス波の卓越振動数が高

表-3 詳細な洪積地盤モデル

Layer	Thickness (m)	V_s (m/s)	Density (g/cm ³)
D1	11	310	1.95
D2	5	270	1.95
D3	10	410	1.95
D4	46	520	2.0
D5	120	550	1.95
B1	70	1000	2.1
B2	400	1800	2.1
B3	150	2850	2.5
B4	4450	3200	2.6
B5	∞	3460	2.7

表-4 単発性パルス記録の諸元

地震名	発震日 / 設置者 震源深さ / 震央距離 観測地点名 / 地盤条件 記録方向 / フィルター	M	震源距離 (km)
Imperial Valley 地震の余震 1979.10.15, 23:19, USGS 10km, 8km HOT, stiff soil N150E, 0.33~10Hz	Mw 5.3	13	
新潟県中越地方の地震 1998.02.21, 09:55, K-net 21km, 18km 十日町, 岩盤 (+ 洪積層) N50W, 0.1~10Hz	MJ 5.0 (Mw 5.0)	28	

くなると高振動成分を含む加速度の振幅が減衰しやすくなるためと考えられる。

4. 観測パルス記録のシミュレーション

日本と米国で起きた地震の中から単発性のパルス波が記録されている 2 つの小地震を選び出した。これらの地震の諸元と観測点の条件を表-4 に示す。以下に前章までに述べた計算法を用いて波形の再現を試みる。具体的な計算方法は次の手順による。

① 震源時間関数の計算

($n = 1$, $m = 1 \times 10^{-6}$; p と M_0 はトライアルで最適値を探す)

② 3 次元弾性波動場の変位、速度、加速度の計算 (観測点と震源の相対位置は与条件とする)

③ 表層の增幅効果の計算 (表層モデルを仮定)

本計算では②の計算に解析解を用いているため、計算の上限振動数を 6Hz に設定した場合でも、短時間で処理できる特徴がある。普及型のパソコンを使った場合でも、①～③の処理は 1 分以内で終了する。

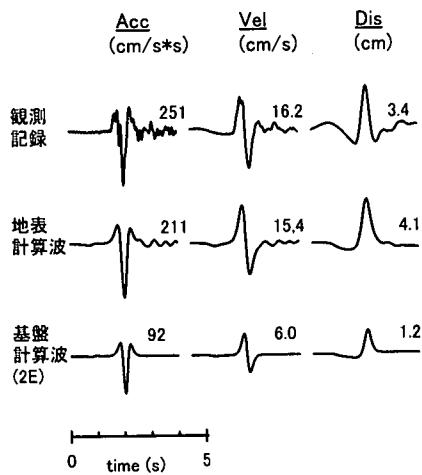


図-17 観測パルスと震源モデルの計算波の比較
(1979 Imperial Valley地震の余震, $Mw=5.3$, 震源距離 13km, 震源定数, $p=0.130$, $Mo=5.4E+16\text{Nm}$, 数字は各波の最大値)

(1) 1979 Imperial Valley 地震の余震のシミュレーション

1979年10月15日にカリフォルニアでImperial Valley地震が起きた。本震の直後、横ずれ型の $Mw=5.3$ の余震が起きた。この余震の震源深さは 10km、観測点の HOT は震央距離 8km の地点にあり、震源からの仰角が 50 度の方位にある。観測点の最大加速度、最大速度および最大変位は各々、 251cm/s^2 、 16.2 cm/s 、 3.4 cm である。積分による変位波形には基線のドリフトが含まれているので変位の最大値のみ全振幅で示している。観測点の表層はせん断波速度 200 m/s のやや硬い冲積地盤である。計算に用いた地盤モデルを表-5 に示す。この地盤モデルは、深度 73m まではボーリングデータ³⁰⁾、それ以深は文献 19) を参照して決めたものである。観測記録の加速度・速度比は $251 : 16.2 = 15.5$ であり、洪積地盤の式(10)を適用すると震源崩壊率は 0.14 が見込まれる。トライアル計算の結果では最適の震源崩壊率は 0.130 となった。計算波の加速度、速度および変位の最大値が各々観測波の概ね±20%程度の誤差に収まるように地震モーメントを求めた。その結果、地震モーメントは $5.4 \times 10^{16}\text{ Nm}$ となった。図-17 に計算波形と観測波形を比較して示す。同図の下段は最下層と同等の均質媒体における計算波、中段は表層地盤の増幅効果を加えた地表の計算波、そして上段は観測記録である。速度と加速度の地表計算波は観測波形の特徴を良く再現している。ここで取上げた観測点は断層の走向に対して 90 度の方位にあるので Forward directivity 効果は中立と考えられる。Liu らはこの余震のメカニズムを

表-5 HOT の地盤モデル

Thickness (m)	V_s (m/s)	Density (g/cm ³)	ϱ
40	200	1.9	10
33	320	2.0	10
525	600	2.1	30
420	1100	2.1	50
1450	1650	2.4	100
2300	2750	2.6	200
∞	3500	2.7	600

表-6 十日町の地盤モデル

Thickness (m)	V_s (m/s)	Density (g/cm ³)	ϱ
8	120	1.9	10
30	610	2.1	30
1500	1000	2.1	50
400	1800	2.1	100
150	2850	2.5	200
4450	3200	2.6	400
∞	3500	2.7	600

詳しく調べ、震源の応力降下量が 50MPa の極めて大きい値になると推定している³¹⁾。この地震がパルス波を発生した主な原因是、震源の大きい応力降下に起因すると考えられる。

(2) 新潟県中越地方の地震のシミュレーション

1998年2月に起きた新潟県中越地方の地震により十日町で単発性のパルス波が記録された。この地震のマグニチュードは $M_j=5.0$ ($Mw=5.0$)、震源深さは 21km、震央距離は 18km である。観測点は震源からの仰角が約 50 度の方位にある。観測最大加速度、最大速度および最大変位は各々、 138 cm/s^2 、 9.8 cm/s および 1.2 cm である。この観測点は比較的詳しい地盤データがそろっている。K-net のボーリングによれば地表より 8m までは、れき質土からなる表土であり、その下層は $V_s=610\text{ m/s}$ の堆積岩層である。石油探査を目的とする深層ボーリングでは、中越地方には厚い第三紀堆積岩層が発達していることが報告されている^{32), 33)}。ここでは表-6 に示す地盤モデルを想定する。観測記録の加速度・速度比は $138:9.8=14.1$ である。洪積地盤に適用される式(10)を用いると、震源崩壊率は 0.12 となる。モデルのトライアル計算の結果、震源崩壊率は 0.133、地震モーメントは $5.3 \times 10^{16}\text{ Nm}$ が最適値となった。なお、本計算例では水平角に係わる方位関数は確定できなかったので、1 としている。図-18 に計算波形と観測波形を比較して示す。上段に示す観測加速度波形には尖った負符号と正符号のパルス波が記録されている。計算によれば、

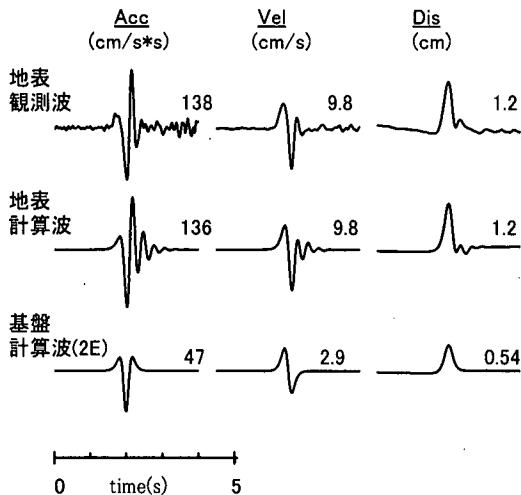


図-18 観測パルス波と震源モデルの計算波の比較
(新潟県中越地方の地震, $MJ=5.0$, 震源距離 28km, 震源定数: $p=0.138, M_0=5.3E+16\text{Nm}$, 数字は各波形の最大値)

負符号のパルスは最初の上昇波によるものであり、正符号のパルスは岩盤層上面からの反射波である。全般に計算波は観測波の特徴を良く再現している。

以上、計算した 2 つの地震ではマグニチュードが近いこともあって結果的に震源パラメーターは似たものとなっている。しかし 2 つの地点の地盤モデルはかなり異なっており、その結果地表の加速度波形も異なっている。一般に加速度パルスの波形は表層の構造に敏感なので、表層の增幅特性と震源特性の 2 つの特性を考慮して波形を再現するのは煩雑な作業となる。その点本計算の震源モデルはパラメーターが少なく、効率的なシミュレーションに有効である。

5.まとめ

本研究ではリッカーソン波で近似される単純な加速度パルスの震源モデルを考察した。本研究で提案した連鎖崩壊モデルはドミノ倒しの問題など、離散的でかつ明らかな連鎖現象には合理的なモデルであるが、震源過程への適用では経験則の段階と考えられる。今後、連鎖的な破壊の原因が、岩盤の高応力に起因するものか亀裂の状態に起因するものなど、メカニズムの解明が課題として挙げられる。それには、岩石の破壊実験や個別要素法などの非連続体モデルの数値解析が有効であろう。本研究では新たなパラメーターとして震源崩壊率を用いているが、この値は個々の強震データから比較的容易に評価できるものである。2 つの観測例の

シミュレーションで示したように、計算波形は観測波形の特徴をほぼ再現している。本モデルの特徴は少ない震源パラメーターと少ない計算量で震源から地表の波形を計算できる実用性にあると考えられる。

本研究の主な考察を以下に要約する。

- (1) リッカーソン波型の加速度パルスを発生する小断層の震源時間関数を連鎖崩壊モデルを応用して導いた。この震源時間関数は地震モーメントと震源崩壊率の 2 つのパラメーターで表わされる。震源崩壊率はパルス波の周波数特性を支配するパラメーターであり、パルス波の最大加速度振幅と最大速度振幅の比を規定している。
- (2) リッカーソン波型の加速度パルスに適用できる小断層の震源時間関数は、①微小な破壊の始まり、②拡大連鎖による断層の成長、③縮小連鎖による終息、の 3 つの過程で表わされる。
- (3) 硬質地盤（岩盤および洪積地盤）では入射パルス波の加速度・速度比は地表でもほぼ保存される。洪積地盤に適用できる震源崩壊率の評価式を式(10)で示した。
- (4) 2 つの小地震による加速度パルスについて数値シミュレーションを示した。計算による加速度パルスは観測加速度パルスの特徴をほぼ再現した。

本論ではマグニチュード 5 程度の小地震に適用される震源モデルを扱った。図-1 の最下段の神戸海洋気象台の記録の加速度パルスのように更に大きい断層に適用する場合は断層面を小断層に分割し、破壊速度と方向を考慮して小断層からの地震動を重ね合わせる必要がある。本研究で扱った震源時間関数は破壊の移動効果を含んだ見かけの関数である。小断層に破壊の移動効果がある場合は、これを考慮して震源時間関数の周波数特性および振幅特性を補正する必要がある。

謝辞：観測記録を提供頂いた科学技術庁強震観測網および米国地質調査所の関係者に謝意を表する。

参考文献

- 1) 理論地震動研究会編：地震動その合成と波形処理、鹿島出版会, pp. 62-65, 1994.
- 2) 島田篤, 宮武隆, 谷山尚：動力学モデルによる断層近傍の強震動－1984 年長野県西部地震－, 地震第 2 輯, 第 49 卷, 第 2 号, pp. 179-192, 1996.
- 3) 坪井利弘, 三浦房紀：有限要素法を用いた断層運動のシミュレーション, 第 1 回都市直下地震災害総合シン

- ポジウム論文集, pp.53-56, 1996.
- 4) Kamae,K., Irikura,K. and Pitarka,A. : A Technique for Simulating Strong Ground Motion Using Hybrid Green's Function, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.88, No.2, pp.357-367, 1998.
 - 5) 川瀬博：震源域の強震動と構造物の被害, 日本地震学会ニュースレター, Vol. 10, No. 2, pp. 13-15, 1998.
 - 6) 釜江克宏：高周波地震動の発生メカニズム, 阪神・淡路大震災調査報告編集委員会編, 阪神・淡路大震災調査報告1編地盤・地震動, 土木学会, pp. 158-159, 1998.
 - 7) 篠原一起：カリфорニアの被害地震と兵庫県南部地震, 科学, Vol. 66, No. 2, pp. 93-97, 1996.
 - 8) Fujino,Y., Yokota,T., Hamazaki,Y. and Inoue,R.: Multiple Event Analysis of 1979 Imperial Valley Earthquake Using Distinct Phase in Near-field Accelerograms, Proc.of JSCE No.344/I-1,pp.165-174, 1984.
 - 9) 盛川仁, 澤田純男, 土岐憲三, 金子康史 : ランダムに生起するインパルス列のスペクトル特性について, 第24回地震工学研究発表会講演論文集, pp. 25-28, 1997.
 - 10) 澤田純男, 盛川仁, 土岐憲三, 小野祐輔 : 断層震源モデルにおける位相スペクトル特性, 第24回地震工学研究発表会講演論文集, pp. 29-32, 1997.
 - 11) 大塚道男 : 基石モデルの周辺, 月刊地球号外 No. 4, pp. 101-105, 1992.
 - 12) 伊東敬祐 : 地震現象の新しい見方, 地震 第2輯, 第44巻特集号, pp. 381-390, 1991.
 - 13) Bak P. and Chen, K. (山口昌哉,木坂正史,共訳) : 大地震や経済恐慌を説明する自己組織的臨界状態理論, 別冊日経サイエンス 120複雑系がひらく世界, pp. 92-101, 1997.
 - 14) 横山正義 : 高周波パルス波の震源過程の漸化式モデル, 地震 第2輯, 第49巻, 第4号, pp. 487-489, 1997.
 - 15) 渡辺慎介 : ソリトン物理入門, p.26, 倍風館, 1995.
 - 16) 宮武隆, 断層近傍の強震動パルスの成因, 地震 第2輯, 第51巻, 第2号, pp. 161-170, 1998.
 - 17) Aki, K. and Richards, P.G. : *Quantitative Seismology*, Vol. II, pp.812-819, W.H.Freeman and company, 1980.
 - 18) Deichmann,N. : Far-Field Pulse Shapes from Circular Sources with Variable Rupture Velocities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.87, No.5, pp.1288-1296, 1997.
 - 19) Liu,H.L. and Helmberger, D.V. : The 23:19 After Shock of the 15 October 1979 Imperial Valley Earthquake : More Evidence for an Asperity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.75, No.3, pp.689-708, 1985.
 - 20) 前出 4)
 - 21) Maruyama, T. : On the Force Equivalents of Dynamical Elastic Earthquake Mechanism, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol.41, pp.467-486, 1963.
 - 22) 土木学会地震工学委員会 地震荷重研究小委員会 : レベル2地震動と設計地震荷重の課題, p. 75, 1997.
 - 23) Wald, D. J. : Slip History of the 1995 Kobe, Japan, Earthquake Determined from Strong Motion, Tele-seismic, and Geodetic Data, *J. Phys. Earth*, Vol.44, No.5, pp.489-504, 1996.
 - 24) Pitarka,A., Irikura,K. and Kagawa,T. : Source Complexity of the January 17,1995 Hyogoken-nanbu Earthquake Determined by Near-field Strong Motion Modeling, Preliminary Results, *Journal of Natural Disaster Science*, Vol.16, No.3, pp.31-37, 1995.
 - 25) 東京都 : 東京における直下地震の被害想定に関する調査報告書, p. 31, 1997.
 - 26) 土質工学会編 : 土質工学ハンドブック, p.360, 1982.
 - 27) 横山正義 : 連鎖破壊型震源モデルによる神戸海洋気象台記録の試算, 土木学会第2回阪神・淡路大震災に関する学術講演会論文集, pp. 35-40, 1997.
 - 28) 岡本晋, 前田寿朗, 立石章, 守屋雅之 : 兵庫県南部地震の神戸付近の基盤地震動の推定, 第50回土木学会年次学術講演会講演概要集1B, pp. 1230-1231, 1995.
 - 29) Molas, G.L. and Yamazaki,F. : Attenuation of Earthquake Ground Motion in Japan Including Deep Focus Events, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 85, No.5, pp.1343-1358, 1995.
 - 30) U.S. Geological Survey : Geotechnical Investigations at Strong-motion Stations in the Imperial Valley, California, open-file report 84-562, p.85, 1984.
 - 31) 前出 19)
 - 32) 新潟県 : 新潟県地質図説明書, p. 290, 1977.
 - 33) 天然ガス鉱業会 : 日本の石油・天然ガス資源, p.185, 1982.

(1998.8.6 受付)

MODELING OF SOURCE TIME FUNCTION OF SMALL EARTHQUAKE USING CHAIN-REACTION MODEL AND SIMULATION OF ACCELERATION PULSE

Masayoshi YOKOYAMA

This paper deals with a model of a source time function to compute a acceleration pulse from a small earthquake. First, a source time function for kinematic model is proposed from chain-reaction model. Fundamental characteristics of the source time function are examined by parametric analyses. Effects of source distance and surface geology on the synthesized pulses are studied. A simple relation between a source parameter and a surface pulse is proposed through model analyses. Finally, comparisons between recorded acceleration pulses and synthesized ones are presented for two small earthquakes in Japan and in California using proposed model.