

# 断層近傍強震動シミュレーションのための滑り速度 時間関数の近似式

東京大学地震研究所\* 中村 洋光・宮武 隆

## An Approximate Expression of Slip Velocity Time Function for Simulation of Near-field Strong Ground Motion

Hiromitsu NAKAMURA and Takashi MIYATAKE

Earthquake Research Institute, Univ. of Tokyo, 1-1-1, Yayoi Bunkyo-ku Tokyo 113-0032, Japan

(Received October 13, 1999; Accepted March 3, 2000)

In order to simulate near-field ground motions accurately, it is necessary to use a physically reasonable time function of the slip velocity on a fault. Although the analytical expression of slip velocity is preferred for the simulation, the slip velocity on a fault is currently estimated numerically for each set of dynamic parameters of source process. In this study, an approximate expression of slip velocity is proposed on the basis of the numerical solution of 2D and 3D crack simulations including a slip-weakening friction law. For the time of slip onset to the time of maximum slip velocity, the slip velocity is approximated by a quadratic function based on a solution of a 2D steady state crack with a slip-weakening friction law. For a latter part of the slip history, the slip velocity is approximated on the basis of results of 3D crack simulation using the staggered grid finite difference method with the slip-weakening friction law. The important parameters for describing the slip velocity are maximum amplitude of the slip velocity, the time of the maximum slip velocity, and the rise time.

Key words: Slip velocity, Slip-weakening friction law, Approximate expression.

### §1. はじめに

1994年 Northridge 地震や 1995年兵庫県南部地震以来、断層近傍での強震動が重要視され、多くの震源近傍での強震動シミュレーションが行われた【例えば、GRAVES (1998), INOUE and MIYATAKE (1998), KAMAE *et al.* (1998), 川瀬・松島 (1998)】。断層近傍における地震動は、地盤の影響の他に断層運動の詳細、例えば断層面上の滑り速度関数や破壊速度などに強く影響を受ける。従って、そのような断層近傍強震動のシミュレーションを行う際には、断層の摩擦構成則を考慮した物理的に妥当な滑り速度関数を用いる必要がある。

滑り関数の先駆的な研究として、KOSTROV (1964) は、破壊フロントの到達と同時に応力が瞬時に降下し、定常伝播する円形クラックの場合の滑り関数の解析解を得ている。この滑り関数を用いて、ARCHULETA and HARTZELL (1981) や CAMPILLO and BOUCHON (1983) は、震源

近傍での地震動シミュレーションを行っている。しかし、KOSTROV (1964) の滑り関数は、応力が瞬時に降下し、クラック先端で応力が発散するモデルであるため、高周波数側を正しく表現できない。また、IDA (1972) は、クラック先端での応力を有限にするために BARENBLATT (1959) によって導入された凝着力 (cohesive force) を 2次元せん断クラックに拡張し、クラック先端で滑りながら徐々に応力が低下していく摩擦構成則 (slip-weakening 摩擦則) を仮定して、主に数値的に滑り関数を求めている。GARIEL and CAMPILLO (1989) は、IDA (1972) が特殊な構成則の場合にのみ解析的に求めた滑り関数を用いて、地震動シミュレーションを行い、source-controlled  $f_{max}$  [PAPAGEORGIOU and AKI (1983)] について考察している。

一方、この slip-weakening 摩擦則は OHNAKA *et al.* (1987) の岩石の固着高速滑り実験で確認され、また IDE and TAKEO (1997) による自然地震の波形解析からも確認された。この摩擦則は、フラクタル的な性質をもつ滑

\* 〒113-0032 東京都文京区弥生 1-1-1

り表面の微視的な相互作用を考えることで、理論的に説明がなされている [MATSU'URA *et al.* (1992)]。更に、slip-weakening に引き続き強度の回復過程として接触面の凝着を考慮することによって、AOCHI and MATSU'URA (1999) は slip-weakening 摩擦則を拡張し、滑りと時間に依存する摩擦構成則を提唱している。また、この他に提案されている摩擦構成則として、滑り速度と状態変数依存型摩擦則 [DIETERICH (1979), RUINA (1983)] がある。これは岩石の低速滑り実験から得られた経験則であるため、強震動を生成するような急激な断層運動に働くものではなく、よりタイムスケールの大きな断層運動に働く摩擦則であると考えられる。

これらの摩擦則を考慮した滑り速度関数を用いれば、物理的に妥当な地震動シミュレーションが行えるが、この場合滑り速度関数は数値的にしか求められないので、簡便に使うことができない。むしろ地震動の計算には解析的に表現された近似解が望まれる。そこで本研究では、強震動を生成するような急激な断層運動において特に影響の大きいと考えられる slip-weakening 摩擦則の作用する場合の2次元定常伝播クラックモデル、及び3次元クラックモデルでの数値解をもとに解析的で扱い易い滑り速度関数の近似式を提案する。

## §2. 2次元定常伝播クラック

slip-weakening 摩擦則の作用する場合の2次元定常伝播クラックの破壊先端での滑り速度時間関数を、IDA (1972) の方法によって計算する。まず、Fig. 1 に示すような2次元の面外せん断クラックを想定し、 $x_3x_2$  方向の応力  $\sigma_{32}$  を次のように与える。

$$\sigma_{32} = \sigma_c(D) \quad (1)$$

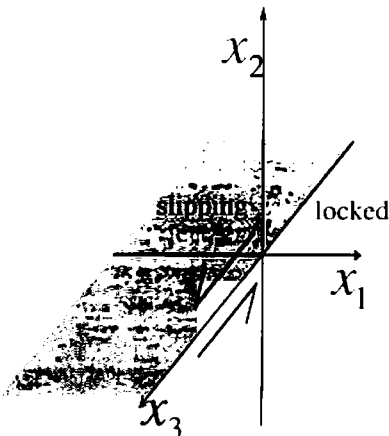


Fig. 1. Schematic figure of the antiplane shear crack.

但し、 $\sigma_c$  は断層に働く摩擦構成則で、 $D$  は滑り量である。また、応力拡大係数  $\Gamma$  と滑り速度  $dD(x)/dx$  は  $\sigma_{32}$  を用いて次のように表現できる。

$$\Gamma = \int_0^{\infty} \sigma_{32}(x) / \sqrt{x} dx \quad (2)$$

$$dD(x)/dx = \left[ \Gamma - P \cdot \int_0^{\infty} y \sigma_{32}(y) / (y-x) dy \right] / (2\Gamma\sqrt{x}) \quad (3)$$

但し、 $P$  は CAUCHY の主値、 $x$  は規格化されたパラメータで、

$$x = -[4\Gamma/(\pi\mu)](1-v^2/V_S^2)^{-1/2}vt \quad (4)$$

と表せる。ここで、 $v$  は破壊速度、 $V_S$  は S 波速度である。仮定した  $\sigma_c(D)$  に対し、滑りの初期モデルを IDA (1972) に従って  $D(x) = x^{1/2}$  とし、式 (3) を繰り返し解くことによって滑り速度関数を求めることができる。なお、slip-weakening 摩擦則として次の構成関係を用いた。

$$\begin{aligned} \sigma_c(D) &= \Delta\sigma(1-D/D_c) + \sigma_0^2 & 0 \leq D \leq D_c \\ &= \sigma_0^2 & D > D_c \end{aligned} \quad (5)$$

但し、 $\Delta\sigma$  は動的な応力降下量、 $D_c$  は臨界滑り量、 $\sigma_0^2$  は動摩擦応力を表している。

Fig. 2 は  $D_c$  を 0.2 m として、 $\Delta\sigma$  をそれぞれ 5, 10, 20 MPa とした場合の滑り速度時間関数である。なお、計算に用いた剛性率  $\mu$  は 30 GPa、破壊速度  $v$  は S 波速度  $V_S$  の 0.8 倍、時間間隔は 0.001 s である。得られた滑り速度時間関数は  $\Delta\sigma$  の大きさによって振幅や最大滑り速度

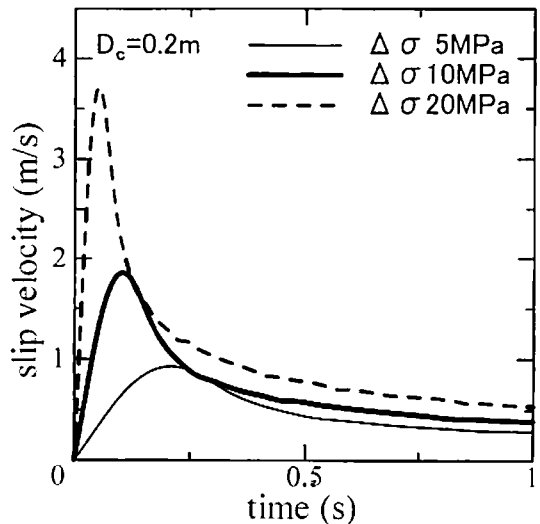


Fig. 2. The time functions of slip velocity with critical slip displacement  $D_c$  of 0.2 m for stress drops  $\Delta\sigma$  of 5, 10, and 20 MPa, respectively.

になる時間が異なるものの、滑りはじめて加速的に最大滑り速度に達し、その後  $1/t^{1/2}$  に漸近していく共通した性質をもっている。

§ 3. 3次元モデル

前節の2次元定常モデルが適用できるのは、定常伝播する破壊先端の小領域に限られる。現実の問題に適用し、滑り速度全体を考えるには、3次元モデルによる slip-weakening 摩擦則の作用するシミュレーションを行い、滑り速度時間関数の詳細を調べる必要がある。摩擦構成則を考慮しない場合の応力降下量一様な断層の場合での滑り速度時間関数については、DAY (1982) によって詳細に研究され、近似式が提案されている。それによると、長さが幅の4倍以上の大きさをもつような細長い断層では、滑り速度時間関数は場所によってもあまり変化しない。一方、正方形に近い断層の場合の破壊開始点と破壊停止端では、滑り時間関数の形が、(従って滑り速度時間関数も) 大きく変化する。では、一様な応力

降下量の断層でなく、実際の地震に多く見られる滑りの不均質な断層運動では、どのような滑り速度時間関数になるのだろうか。そこで、(1) 応力降下量が断層全体で一定の場合 (Fig. 3(1)), (2) 応力降下量が周辺より大きい領域 (アスペリティ) が複数存在する場合 (Fig. 3(2)) について調べる。

計算手法は、3次元4次精度 Staggered grid 差分法 [INOUE and MIYATAKE (1998)] の断層の境界条件を Appendix に示すように変更したものを用了。計算に当たっては、P波速度 5.5 km/s, S波速度 3.2 km/s, 密度 2.75 g/cm<sup>3</sup>, 空間格子間隔 0.1 km, 時間間隔 0.005 s, アスペリティ内部では応力降下量 10 MPa, 他の部分は 0 MPa, 臨界滑り量  $D_c$  は 0.2 m とした。また、破壊は断層の端の中心から始まり、S波速度の0.8倍の速度で伝

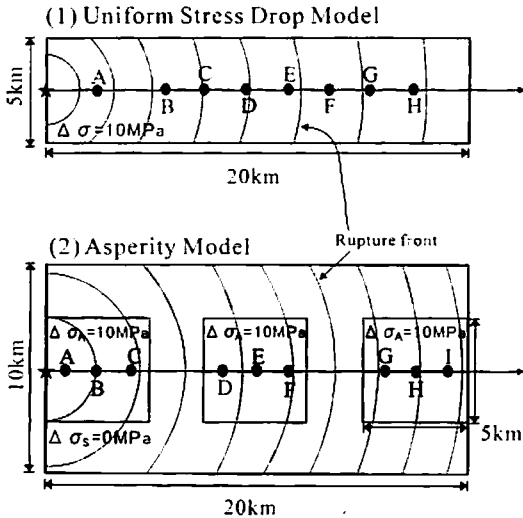


Fig. 3. The uniform stress drop model (1) and the asperity model (2). In both models, the rupture is assumed to initiate at a point (star) and propagates circularly outward at a constant speed. In the uniform stress drop model (1), the fault length and width are 20 and 5 km, respectively. The stress drop ( $\Delta\sigma$ ) is assumed to be 10 MPa. For the asperity model (2), the fault length and width are 20 and 10 km, respectively. The shape of asperity is a square with sides of 5 km. The stress drops inside ( $\Delta\sigma_A$ ) and outside ( $\Delta\sigma_S$ ) the asperities are assumed to be 10 and 0 MPa, respectively.

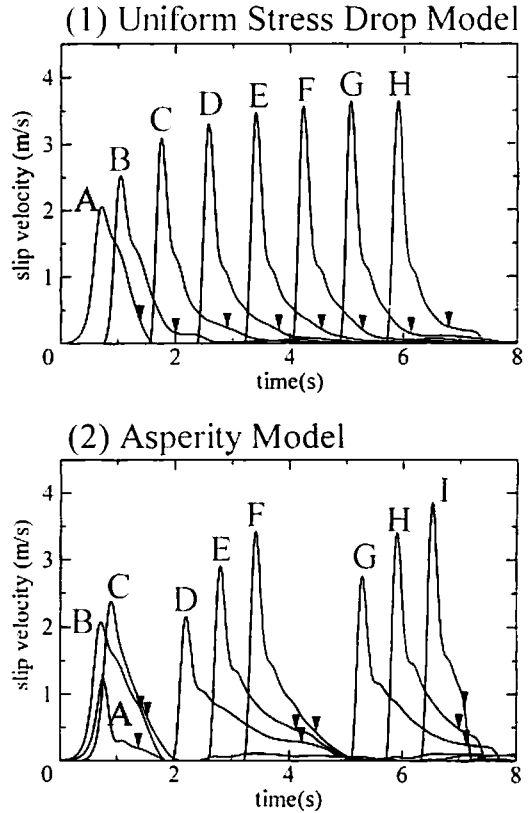


Fig. 4. (1) The time functions of slip velocity for the uniform stress drop model shown in Fig. 3(1). The symbols A to H correspond to the locations in Fig. 3(1). (2) The time functions of slip velocity for the asperity model shown in Fig. 3(2). The symbols A to I correspond to the locations in Fig. 3(2). The triangles denote rise times of each function.

播すると仮定した。なお、離散化による数値分散を考慮して、結果の時間関数には5 Hzのローパスフィルタ処理を施した。

Fig. 4に断層面上の滑り速度時間関数を示す。応力降下量一定の場合 (Fig. 4(1)) には、破壊が伝播するにつれて、滑り速度時間関数のライズタイム (滑り始めから最終滑り量の90%に達するまでの時間; Fig. 4 ▼印) が小さくなり、最大滑り速度振幅が大きくなる傾向にある。しかし、破壊の伝播距離が断層の幅よりも十分大きい地点では、その傾向は顕著でなくなり、例えば Fig. 4(1)のC地点とH地点の滑り速度関数を比較して見ると、ライズタイム、最大滑り速度振幅の変化は共に10%程度になる。

一方、Fig. 3(2)に示す複数のアスペリティの存在する場合の滑り速度時間関数 (Fig. 4(2)) は、応力降下量一定の場合に比べ、複雑に変化しており、破壊の伝播距離が断層の幅よりも十分大きい地点であっても、それぞれのアスペリティの破壊始めと破壊終わりでは、ライズタイム、最大振幅共に30%程度の変化がある。

次に、アスペリティとそれ以外の領域での応力降下量

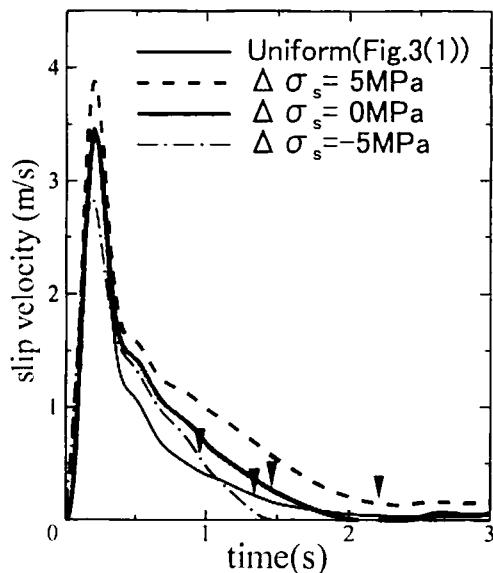


Fig. 5. The effect of stress drop ( $\Delta\sigma_s$ ) outside the asperity on time function of the slip velocity for the case of  $\Delta\sigma_s = 5, 0,$  and  $-5$  MPa. The stress drop ( $\Delta\sigma_A$ ) inside the asperities is 10 MPa for all cases. These time functions are observed at position F in Fig. 3(2). The time function for the uniform stress drop model observed at position E in Fig. 3(1) is also plotted. The triangles indicate the rise time.

の違いが、滑り速度時間関数に与える影響を調べる。Fig. 5に、アスペリティでの応力降下量を10 MPaとして、それ以外の領域の応力降下量を $-5, 0, 5$  MPaと変化させた場合 (Fig. 3(2)のF地点) と、Fig. 3(1)に示したモデル (Fig. 3(1)のE地点) の破壊開始点から等しい距離にある滑り速度時間関数の比較を示す。アスペリティ領域との応力降下量の差が小さくなるほど、断層全体の大きさが滑り速度時間関数に影響を与えるようになるため、滑り速度振幅、及びライズタイムが大きくなる。それに対して、アスペリティ以外が負の応力降下量の場合 (slip-hardening に対応する) では、それぞれのアスペリティが独立した断層のようになるので、滑り速度振幅、及びライズタイムが小さくなる。その変化の程度は、断層全体の大きさとアスペリティの大きさの関係で変わり得るが、この場合では最大滑り速度振幅で30%程度、ライズタイムで50%程度である。

#### §4. 近似式の提案

滑り速度時間関数の近似式作成の方針として、摩擦構成則が強く作用する滑り始めから臨界滑り量に達するまでの部分は2次元定常伝播クラックの数値解をもとにし、それより時間的に後の部分については、摩擦構成則よりもむしろ断層、またはアスペリティの大きさに影響されるので3次元クラックの結果を参考にする。

まず、滑り速度時間関数の立ち上がり部分として最大滑り速度に達する時間の1.5倍までをとり、 $t$ に関する $m$ 次関数

$$f(t) = \sum_{i=1}^m a_i t^i \quad (6)$$

で近似する。Fig. 2に示した2次元クラックの数値解に、 $m=1$ から4まで次数を変えて式(6)を当てはめた結果をTable 1に示す。 $m=1$ の場合では残差が20%以上になり、近似には不適当である。 $m=2$ になると残差は2%程度になり、近似式の精度としては十分であろう。その後も次数が大きくなるほど残差は小さくなっていくが、その分決定しなければならない係数も増えてしまうため、関数の扱い易さという観点から実用的な近似式として2次関数を採用することにする。

次に、最大滑り速度に達した後の部分については3次元シミュレーションを参考にする。この部分では、滑り量は臨界滑り量 $D_c$ を越えており、摩擦構成則にあまり影響されず、ライズタイムに達するまで2次元のクラックと同様、振幅は $1/t^{1/2}$ に比例する。

ライズタイムに達すると、振幅が急速に減衰し、断層面の最も遠い所からのストップフェーズが到達した後、滑りが停止する。この部分は立ち上がりの部分と比

Table 1. The errors for fitting Eq. (6) to the time functions of slip velocity shown in Fig. 2.

$\Delta\sigma$ (MPa)	Fitting range (s)	$m = 1$ error(%)	$m = 2$ error(%)	$m = 3$ error(%)	$m = 4$ error(%)
5	0 - 0.3	25.3	1.61	1.06	0.18
10	0 - 0.15	22.4	2.54	1.22	0.33
20	0 - 0.075	26.6	2.85	1.98	0.61

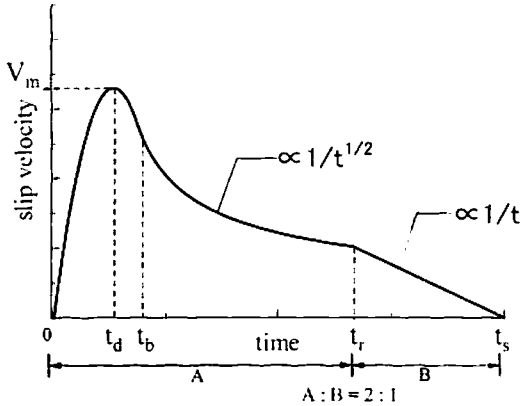


Fig. 6. Schematic figure of the approximate time function of slip velocity.  $V_m$  and  $t_d$  denote the maximum slip velocity and the time of the maximum slip velocity, respectively. Slip velocity is proportional to  $1/t^{1/2}$  between  $t_b$  and  $t_r$ .  $t_r$  is the rise time.

べて振幅が非常に小さいので、粗い近似を行っても地震波形に与える影響は少ない。そこで、ライズタイムの半分の時間で直線的に減少するとした。

こうして得られた滑り速度時間関数の近似式は次のようになる (Fig. 6).

$$dD(t)/dt = \begin{cases} \frac{2V_m}{t_d} t \left(1 - \frac{t}{2t_d}\right) & 0 < t < t_b, \\ b/\sqrt{t-\varepsilon} & t_b < t < t_r, \\ c - a_d(t-t_r) & t_r < t < t_s, \\ 0 & t < 0, \text{ or } t > t_s. \end{cases} \quad (7)$$

但し、

$$\varepsilon = \frac{5t_b - 6t_d}{2(1 - t_d/t_b)}, \quad b = \frac{2V_m t_b}{t_d} \sqrt{t_b - \varepsilon} \cdot \left(1 - \frac{t_b}{2t_d}\right)$$

この近似式を実際に計算するために必要なパラメータとして、最大滑り速度振幅  $V_m$ 、最大滑り速度到達時間  $t_d$ 、滑り速度振幅が  $1/t^{1/2}$  に比例する KOSTROV 型関数に移行する時間  $t_b$ 、ライズタイム  $t_r$  の 4 つを与える必要がある (但し、 $t_b$  は最終滑り量を与えることで自動的に決めることができる)。次に、これらのパラメータの決め方について述べる。

### §5. パラメータの決定方法

前節で提案した近似式の 4 つのパラメータのうち、最大滑り速度到達時間  $t_d$  については、OHNAKA and YAMASHITA (1989) の 2 次元定常伝播クラックモデルの研究によって、臨界滑り量  $D_c$  と以下の関係があるとされている。

$$t_d = 0.13\pi^2 C(v) \frac{D_c \mu}{v \tau_p} \quad (8)$$

ここで、 $C(v)$  は破壊速度  $v$  と破壊のモードで決まる定数で、破壊速度が S 波速度の 0.8 倍で面外せん断クラックの場合、約 0.1 になる。また、 $\tau_p$  は最大せん断応力である。もし、臨界滑り量  $D_c$  と最大せん断応力  $\tau_p$  が与えられるならば、この関係式を用いて、最大滑り速度到達時間  $t_d$  を推定することができる。しかし、自然地震の  $D_c$  や  $\tau_p$  の推定は波形インバージョンにおける時間分解能の制限などのために難しく、実際に推定された例は少ない。シミュレーションにより断層各部分の検出限界まで考慮した信頼性の高い解析は、兵庫県南部地震に対して IDE and TAKEO (1997) によって行われており、検出限界以上の有意な臨界滑り量  $D_c$  が得られた野島断層浅部で約 80 cm と推定されている。更にこの領域の最大せん断応力  $\tau_p$  は、SPUDICH *et al.* (1998) や BOUCHON *et al.* (1998) によって約 5 MPa と見積もられている。これらの値を式 (8) に代入すると、最大滑り速度到達時間  $t_d$  は約 0.2 s になる。

別の推定法として、加速度スペクトルが高周波数側で平坦特性から減少特性に移る周波数である  $f_{max}$  から最大滑り速度到達時間  $t_d$  を見積もることが考えられる。この場合、 $f_{max}$  と最大滑り速度到達時間  $t_d$  の関係は

$$f_{max} \approx 1/(\pi \cdot t_d) \quad (9)$$

と表せる。但し、ここでの  $f_{max}$  は観測スペクトルから伝播経路特性、地盤特性を取り除いた震源スペクトルから見積もられる  $f_{max}$  (source-controlled  $f_{max}$ ) である。また、震源スペクトルに見られる  $f_{max}$  は破壊速度の減速によっても生ずる可能性があることが指摘されていることに注意しなければならない [CAMPILLO (1983), 中村・工藤 (1997)]。実際の地震の記録から  $f_{max}$  を見積もった研究の例としては、AKI and PAPAGEORGIOU (1988) が

California で得られた記録から  $f_{\max} = 5 \sim 10$  Hz, SATOH *et al.* (1997) は地表とボアホール内で得られた記録から  $f_{\max} = 10 \sim 20$  Hz, また中村・工藤(1997)は伝播経路における減衰の影響が無視できるような近地の強震記録から  $f_{\max} = 5 \sim 20$  Hz とそれぞれ見積もっている。そこで、 $f_{\max}$  を 10 Hz と仮定して式(9)の関係をを用いると、 $t_d$  は 0.03 s 程度となる。このように、最大滑り速度到達時間  $t_d$  は 0.01 から 0.2 s 程度の範囲をもっている。

次に、最大滑り速度  $V_m$  について考える。臨界滑り量  $D_c = 0$  であった場合、滑りが開始した瞬間に、応力が動摩擦応力まで低下するため  $V_m$  は無限大になる。それに対し、有限な  $D_c$  の場合は、応力が瞬間ではなく滑りに伴って徐々に低下するので、滑り速度時間関数は KOSTROV 型の滑り時速度時間関数にローパスフィルター処理をしたような形になり、 $V_m$  は有限な値をもつ。DAY (1982) は、臨界滑り量  $D_c = 0$  の場合の、3次元クラックのシミュレーションを行い、断層幅の4倍程度の断層長さがある場合のローパスフィルター処理をして得られた最大滑り速度  $V_m$  の近似式を、次のように表した。

$$V_m \approx \Delta\sigma \sqrt{2f_c w v} / \mu \quad (10)$$

但し、 $\Delta\sigma$  は滑り時に働く動的な応力降下量、 $w$  は断層幅、 $f_c$  はローパスフィルターのコーナー周波数であり、source-controlled  $f_{\max}$  と考えることができる。ここで、 $f_c = 5$  Hz,  $w = 5$  km,  $v = 2$  km/s,  $\Delta\sigma = 10$  MPa,  $\mu = 30$  Gpa とすると、 $V_m$  は約 3 m/s となり、Fig. 4 に示す結果と調和的である。応力降下量は波形インバージョンで得られた滑り量分布から求められており、滑りの大きなアスペリティ内では 5~20 MPa と推定されている [MIYATAKE (1992b)]。但し、その場合求められるのは断層滑りが完了した後の静的な応力降下量であり、滑り時

に作用している動的な応力降下量ではない。HEATON (1990) は、震源インバージョンから得られたライズタイムが単純なクラック理論で予想されるものより短いことから、動的応力降下量が静的応力降下量より数倍大きいことを示唆した。しかし、動的応力降下量が静的応力降下量に等しいと仮定して、実際の地震の解析から得られる震源過程から断層運動の動的過程を推定しても、ライズタイムは単純なクラック理論から予想される値よりも短くなり、データ解析から得られた結果に一致すること [MIYATAKE (1992a)] や、震源インバージョンの時間分解能を考慮すると、必ずしもそのような違いが必要ではないことが示されている [DAY *et al.* (1998)]。

また、ライズタイム  $t_r$  は摩擦構成則よりも断層の大きさに強く影響を受け、幅  $w$  の細長い断層の場合、 $t_r \approx w / (2v)$  と近似できる [DAY (1982)]。

#### §6. 近似式の精度と適用範囲

以上のようにして、パラメータを決めた近似滑り速度関数と Fig. 4(2) に示したアスペリティが複数存在する場合 ( $\Delta\sigma_A = 10$  MPa,  $\Delta\sigma_S = 0$  MPa) で得られた滑り速度関数の比較を Fig. 7 に示す。この場合の近似式のパラメータは、アスペリティのみを考慮すると、最大滑り速度  $V_m = 3.3$  m/s, 最大滑り速度到達時間  $t_d = 0.06$  s, ライズタイム  $t_r = 1.3$  s になる。Fig. 7(1) に示すように、提案した近似式は、破壊開始点付近のアスペリティ内の滑り速度時間関数を表現できていない。これは、そもそも破壊が定常伝播している場合の数値解を元に作成した近似式であるためである。従って破壊開始点付近(破壊開始点からの距離が、断層またはアスペリティの幅よりも小さい領域)は、提案した近似式の適用範囲外になる。

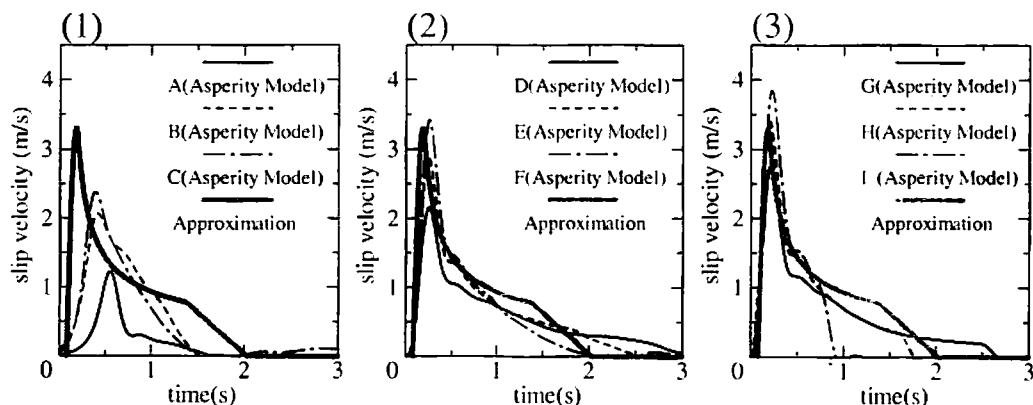


Fig. 7. The comparisons between the time functions of slip velocity for the asperity model and the approximation. The asperity model has  $\Delta\sigma_S$  of 0 MPa and  $\Delta\sigma_A$  of 10 MPa shown in Fig. 3(2). The symbols A to I correspond to the locations in Fig. 3(2). The approximation has the maximum slip velocity  $V_m$  of 3.3 m/s, the time  $t_d$  of the maximum slip velocity of 0.06 s, and the rise time  $t_r$  of 1.3 s.

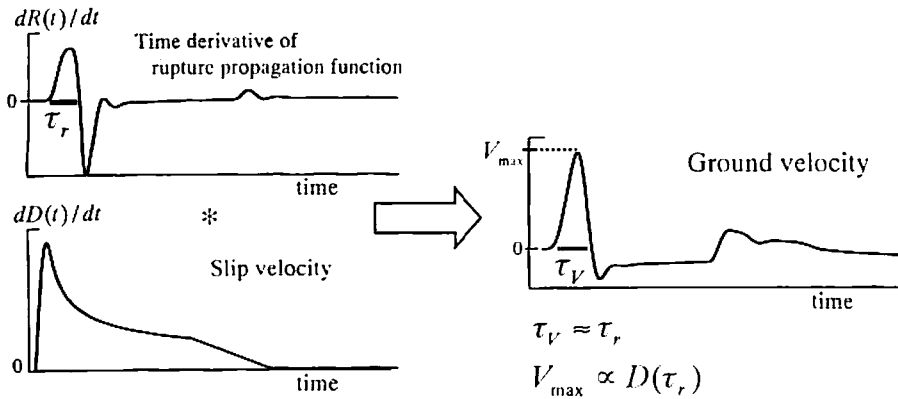


Fig. 8. The convolution of a time derivative of rupture propagation function  $dR(t)/dt$  and a slip velocity  $dD(t)/dt$ . The result is a ground velocity with maximum amplitude  $V_{max}$  and time duration  $\tau_V$  of the pulse. The time duration  $\tau_V$  is nearly equal to the time duration  $\tau_r$  of  $dR(t)/dt$ . The  $V_{max}$  is proportional to the slip  $D$  at time  $\tau_r$ . \* denotes the convolution operator.

それに対して、Fig. 7(2)に示すようにアスペリティ内を破壊フロントが通過していくような場合には、近似式はライズタイム、最大振幅共に30%程度の誤差内で数値解をよく表現できている。また、破壊がアスペリティの端で停止する場合には、Fig. 7(3)に示すように、近似式は数値解の最大振幅を20%程度の誤差内で表現できている。しかし、ライズタイムについては、特に破壊停止位置に近い地点で50%以上の誤差を生じており、このような領域の滑り速度時間関数のライズタイムの近似には注意が必要である。

最後に、滑り速度時間関数を近似することによって生じた誤差が、地震動に与える影響を簡単に見積もる。単純な仮定として、断層面内で滑り速度時間関数に変化しないものとする。また、この場合宮武(1998)によると震源近傍であっても卓越するとされる、いわゆる遠地項のみを考慮した場合の地動速度は、Fig. 8に示すように破壊伝播関数(滑り速度時間関数が $\delta$ 関数とした時の変位波形)の一階微分 $dR(t)/dt$ と滑り速度時間関数 $dD(t)/dt$ の畳み込みで表現できる。こうして得られた地動速度の最大振幅 $V_{max}$ とそのパルス幅 $\tau_V$ に着目する。地動速度のパルス幅 $\tau_V$ は、破壊伝播関数のパルス幅 $\tau_r$ にほぼ等しくなる[宮武(1998)]。また、地動速度の最大振幅 $V_{max}$ は、滑り始めから $\tau_r$ までの滑り速度時間関数の積分値にほぼ比例する関係にあることが、簡単な畳み込みの考察からわかる。従って、滑り速度時間関数が異なっても、 $\tau_r$ までの積分値が同じならば、地動速度の最大値はほぼ等しくなる。そこで、単純に5km四方の横ずれ断層1枚を仮定する。そして、断層の中心の直上で得られる破壊伝播関数( $\tau_r=0.2$ s)に断層面上で滑り速度時間関数が一様としてFig. 7に示した滑り速度時間関

数をそれぞれ畳み込んで得られる地動速度の特徴について議論する。まず、地動速度のパルス幅 $\tau_V$ に注目すると、破壊伝播関数の影響が大きい滑り速度関数の違いによる地動速度のパルス幅 $\tau_V$ の変化は顕著に現れない。次に、地動速度の最大振幅 $V_{max}$ については、Fig. 7(1)に示した破壊開始点に近い滑り速度時間関数を用いた場合の地動速度と比較した結果、近似式を用いた地動速度は2倍以上の過大評価をしていた。しかし、破壊がより定常伝播に近いFig. 7(2),(3)に示した滑り速度時間関数を用いた場合の地動速度の最大振幅は、近似式を用いた場合の0.9~1.1倍程度になり、近似式を用いた地動速度は、数値解を用いた地動速度をよく表現していた。

## §7. ま と め

本稿では、slip-weakening 摩擦則の作用する場合の2次元定常伝播クラックモデル及び、3次元クラックモデルのシミュレーションで得られた数値解をもとに、扱い易い滑り速度時間関数の近似式を提案した。その近似式を記述する重要なパラメータは、最大滑り速度振幅 $V_m$ 、最大滑り速度到達時間 $t_d$ 、ライズタイム $t_r$ の3つである。これらのパラメータは、OHNAKA and YAMASHITA (1989)やDAY (1982)によって提案されている関係式を用いることによって与えることができ、破壊開始点からの距離が、断層またはアスペリティの幅よりも大きな領域における3次元クラックモデルの数値解と調和的な近似滑り速度関数が得られることを示した。

実際の強震動シミュレーションを行う際に、これらの関係式を用いて近似式のパラメータを決めるためには、アスペリティの大きさ、動的な応力降下量、臨界滑り量、source-controlled  $f_{max}$ などを与える必要がある。しか

し、これらのパラメータを自然地震から推定した研究例は少なく、今後のデータの蓄積が望まれる。

### 謝 辞

計算は東京大学地震研究所地震予知情報センターの Origin 2000 を使わせて頂きました。また、編集委員である防災科学技術研究所の福山英一博士と2名の匿名査読者の方々に適切な助言をして頂きました。記して感謝の意を表します。なお、本研究の一部は日本学術振興会特別研究員制度によっています。

### 文 献

- AKI, K. and A. S. PAPAGEORGIOU, 1988, Separation of source and site effects in acceleration power spectral of major California earthquakes, *Proc. 9th WCEE*, 8, 163-167.
- AOCHI H. and M. MATSU'URA, 1999, Evolution of contacting rock surfaces and a slip- and time-dependent fault constitutive law, 1st ACES Workshop Proceedings, 135-140.
- ARCHULETA, R. J. and S. H. HARTZELL, Effects of fault finiteness on near source-ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71, 939-957.
- BARENBLATT, G. I., 1959, The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. General ideas and hypotheses: Axially-symmetric cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, 23, 622-636.
- BOUCHON, M., H. SEKIGUCHI, K. IRIKURA and T. IWATA, 1998, Some characteristics of the stress field of the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, 103, 24271-24282.
- CAMPILLO, M., 1983, Numerical evaluation of near-field, high frequency radiation from quasi-dynamic circular fault., *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, 723-734.
- CAMPILLO, M. and M. BOUCHON, 1983, A theoretical study of the radiation from small strike slip earthquakes at close distances, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, 83-96.
- DAY, S. M., 1982, Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: rectangular fault with fixed rupture velocity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 705-727.
- DAY, S. M., G. YU and D. J. WALD, 1998, Dynamic stress changes during earthquake rupture, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 512-522.
- DIETERICH, J. H., 1979, Modeling of rock friction, 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161-2175.
- GARIEL, J. and M. CAMPILLO, 1989, The influence of the source on the high-frequency behavior of the near-field acceleration spectrum. A numerical study, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 279-282.
- GRAVES, R. W., 1998, Three dimensional finite difference modeling of the San Andreas fault: source parameterization and ground motion levels, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 881-897.
- HEATON, H. T., 1990, Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth. Planet. Interiors*, 64, 1-20.
- IDA, Y., 1972, Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, 77, 3796-3805.
- IDE, S. and M. TAKEO, 1997, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, 102, 27379-27391.
- INOUE, T. and T. MIYATAKE, 1998, 3D simulation of near-field strong ground motion based on dynamic modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 1445-1456.
- KAMAE, K., K. IRIKURA and A. PITARKA, 1998, A technique for simulating strong ground motion using hybrid Green's function, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 357-367.
- 川瀬 博・松島信一, 1998, 三次元盆地構造を考慮した 1995 年兵庫県南部地震の神戸地域における強震動シミュレーション, *日本建築学会構造系論文集*, 514, 111-118.
- KOSTROV, B. V., 1964, Selfsimilar problems of propagation of shear cracks, *PMM*, 28, 889-898.
- MATSU'URA, M., H. KATAOKA and B. SHIBAZAKI, Slip-dependent friction law and nucleation process in earthquake rupture, *Tectonophysics*, 211, 135-148.
- 宮武 隆, 1998, 断層近傍の強震動パルスの成因, *地震* 2, 51, 161-170.
- MIYATAKE, T., 1992a, Reconstruction of dynamic rupture process of an earthquake with constrains of kinematic parameters, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 349-352.
- MIYATAKE, T., 1992b, Dynamic rupture processes of inland earthquakes in Japan: Weak and strong asperities, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1041-1044.
- 中村洋光・工藤一嘉, 1997, 伊豆半島東方沖群発地震の source-controlled  $f_{max}$ , 第 2 回都市直下地震災害総合シンポジウム論文集, 77-80.
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA and K. YAMAMOTO, 1987, Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagation slip zone during stick-slip shear failure, *Tectonophysics*, 144, 109-125.
- OHNAKA, M. and T. YAMASHITA, 1989, A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong motion source parameters, *J. Geophys. Res.*, 94, 4089-4104.
- PAPAGEORGIOU, A. and K. AKI, 1983, A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and prediction of strong ground motion. Part 1: description of the model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, 693-722.
- RUINA, A., 1983, Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, 88, 10359-10370.



SATO, T., H. KAWASE and T. SATO, 1997, Statistical spectral model of earthquakes in the Eastern Tohoku District, Japan, based on the surface and borehole records observed in Sendai, Bull. Seism. Soc. Am., 87, 446-462.

SPUDICH, P., M. GUATTERI, K. OTSUKI and J. MINAGAWA, 1998, Use of fault striations and dislocation models to infer tectonic shear stress during the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, Bull. Seism. Soc. Am., 88, 413-427.

Appendix

本稿で用いた Staggered Grid を使った 3 次元差分法における断層面上の境界条件について、簡単のため 2 次元問題で説明する。Fig. A1 に示すように、問題の対称性のため断層の上盤側だけを考え、断層面を  $z=0$  (Fig. A1 実線) にとり、無限遠方で応力  $\tau_{zx}$  が作用していると

する。  
まず、破壊が到達していない断層面上の断層に沿う粒子の速度成分である  $v_x(x, +0)$  には 0 を与える。一方、破壊域の速度  $v_x(x, +0)$  は、運動方程式を解くことによって得られる。その際、断層を挟んだ格子  $z = -\Delta z/2, +\Delta z/2$  での応力  $\tau_{zx}$  と破壊域の応力  $\tau_{xx}$  が必要である。  
 $z = +\Delta z/2$  での応力  $\tau_{xx}$  は、INOUE and MIYATAKE (1998) と同様に計算できる。また  $z = -\Delta z/2$  での応力  $\tau_{xx}$  (Fig. A1 破線) は、設定した断層の摩擦構成則に従うので、すべり量を与えることにより、計算できる。

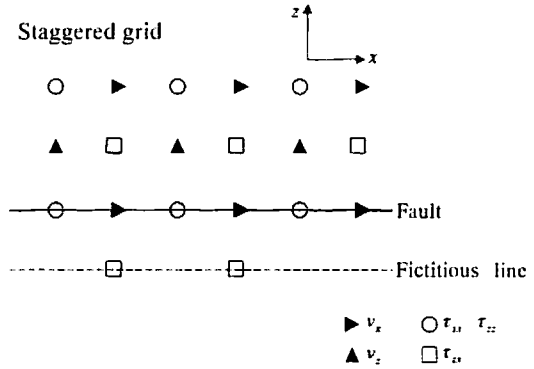


Fig. A1. Grid layout for 2D staggered grid formulation.

次に、応力  $\tau_{zx}(x, 0)$  は問題の対称性から 0 であり、速度  $v_x, v_z$  を用いて次のように表せる。

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial t} = \lambda \frac{\partial v_x}{\partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

従って、断層面上の盤側に働く応力  $\tau_{xx}(x, +0)$  は、速度  $v_x$  を用いて、次のように計算できる。

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial v_x}{\partial x}$$

同様の手順を、 $y-z$  面について行う。