

震源近傍の特定地点に特定の周期帯の波を卓越させる地震断層モデル

—全無限等方均質弾性体における検討—

Construction of Site and Period Specific Fault Model in Full Space

吉見雅行*, 宮武隆**, 東原紘道***

Masayuki YOSHIMI, Takashi MIYATAKE and Hiromichi HIGASHIHARA

*正会員 博士(工学) (独)産業安全研究所(〒204-0024 東京都清瀬市梅園1-4-6)

**非会員 理博 東京大学助教授 地震研究所地球計測部門(〒113-0032 東京都文京区弥生1-1-1)

***フェロー 工博 東京大学教授 地震研究所地球計測部門(〒113-0032 東京都文京区弥生1-1-1)

We demonstrate the method to construct the fault model that generates specific strong motion to a specific point in a deterministic manner. The fault slip influence coefficient (C^{FS}) newly proposed and directivity amplification coefficient (C_{rup}) are derived from theoretical fault analysis in Full-space. The asperity allocation problem is set as a maximization problem of sum of $C^{FS} * C_{rup}$. By comparing the ground motions that obtained by the parametric method and that by the deterministic method (maximization problem), we show the validity of the deterministic method.

Key Words: critical earthquake, fault model, double couple, asperity, pulse-like wave, directivity

1. はじめに

近年、特定の断層を対象とした強震動予測が広くおこなわれている。予測結果は震度分布や特定の地点での波形の形で示されており、前者は都市の防災計画等に、後者は耐震設計用に供されることを目的としている。

強震動予測のうち特定の断層モデルを想定するシナリオ地震型の予測¹⁾では、比較的少数のシナリオ地震が想定される。これらシナリオ地震の想定時には、既往地震の震源断層の不均質構造に関する統計的解析結果^{2,3)}を用いることで、アスペリティサイズ・応力降下量・破壊開始点等の不確定性を減らすアプローチが採られている。

震度分布や強震動波形の性質は、予測に用いられる断層モデルにより大きく異なる⁴⁾。予測結果が構造物の耐震設計に用いられることを考えれば、想定されるシナリオ地震には社会的な説明能力が要求される。したがって、断層パラメータが対象地点の波形や対象構造物の応答に及ぼす影響について明確にする必要がある。また、さらに進んで言えば、対象地点の対象構造物の応答を最大(最悪)にするような地震動をもたらす断層モデルの構築方法が必要である。

最悪地震動を求める取り組みとして、想定地震動を確率論的に求めるもの⁵⁾、断層の動的パラメータのモンテカルロシミュレーションにより最大級の地震動を選ぶもの⁶⁾がある。これらは断層パラメータを不確定な変数として扱ったものであり、最悪地震動の確率的位置づけは

可能なものの、より根本的な問い掛け「なぜ最悪となったか？」に答えることができない短所を持つ。

確定論的なアプローチとしては、断層破壊の指向性効果によるパルスの強震動の周期に着目したのものがある。垂直横ずれ断層の近傍(おおむね断層線距離5km以内)では、パルスの地震動の時間幅は、断層破壊の見つけ長さ(破壊開始点と観測点とを結ぶ線分を断層面に投影した線分の長さ)と震源時間関数の幅で表現される^{7,8)}。そこで、設計対象とする構造物の固有周期にパルス周期が一致するようアスペリティサイズを調整することにより、断層近傍での耐震設計用の地震動を構築する⁹⁾ものである。このアプローチは、「なぜ最悪か？」に答える能力を有していると考える。

しかしながら、これまでの研究は、アスペリティ位置の設定方法や破壊伝播方向の設定については定性的な議論にとどまっており、また、傾斜角の小さな断層(dip-slip)に対しての検討は行われていない。宮武⁷⁾は、dip-slip型の震源による地震動には放射特性が大きく影響すると指摘している。

本研究は、全無限等方均質弾性体を対象とし、特定地点に特定の周期帯の波を卓越させる震源断層モデルの作成を確定論的な方法で試みる。対象とする周期帯は、概ね周期1秒以上とする。これは周期1秒程度より長周期帯で、観測地震動から求められる放射特性が明瞭になる、すなわち、断層特性について確定論的に扱えるようになることを考慮したものである。対象とする断層は、垂直

横ずれ断層、逆断層、低角逆断層である。

2. 全無限等方均質弾性体中の地震動

2.1. 波動場の解析解

観測点を原点 O ，地表面を平面 $z=0$ ，想定震源断層を領域 S ， x 軸を走向方向にとり，傾斜角を δ とする。領域 S は，平面 C 上(平面 $z=0$ との交線が $y=c$ ，なす角が δ) で， $z=z_1$ ， $z=z_2$ ， $x=x_1$ ， $x=x_2$ の各平面で囲まれる矩形領域 (境界を含む) とする。すなわち，

$$S: \{(x, y, z) | y - az = c, x_1 \leq x \leq x_2, z_1 \leq z \leq z_2 \leq 0\} \quad (1)$$

ただし， $a = \tan^{-1} \delta$ である。断層面概略図を図-1 に示す。

全無限等方均質弾性体中のダブルカップル震源による地震波は，Near-field 波・Intermediate P 波・Intermediate S 波・Far-field P 波・Far-field S 波の各成分に分けることができる。Far-field 項は幾何減衰がもっともゆるやかであり，変位波形は震源すべり変位の時間一階微分に比例する (Near-field, Intermediate 項はそれぞれ，すべり変位の畳み込み積分値，すべり変位に比例)。震源でのすべり変位は有限の時間内に最終変位まで単調増加するので，断層近傍といえどもほとんどの観測点の加速度・速度振幅値には Far-field 項が支配的になる。また，P 波と S 波のうち主要動を与えるのは S 波である。そこで，Far-field 項の S 波成分のみを計算対象とする。

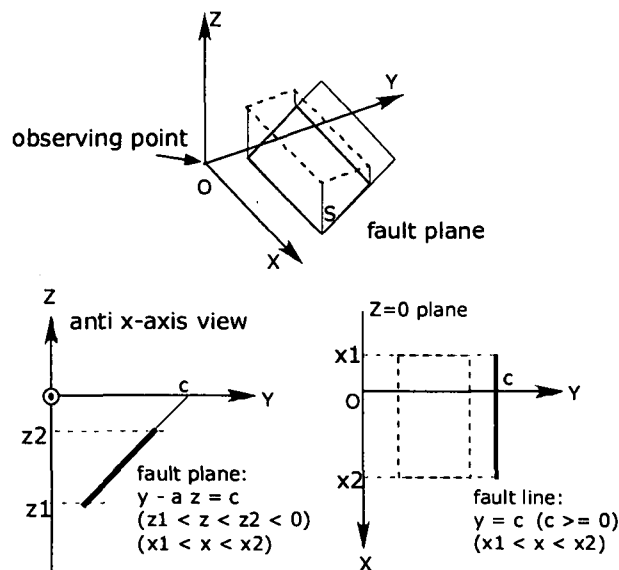


図-1 断層面の概略図

震源が原点にあるとき，地点 \mathbf{x} における変位の Green's 関数 far-field S 波成分 \mathbf{u}^{FS} は¹⁰⁾，

$$\mathbf{u}^{FS}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu A [(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{v}) \ddot{\mathbf{u}} + (\boldsymbol{\gamma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) \dot{\mathbf{v}} - 2(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{v})(\boldsymbol{\gamma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) \boldsymbol{\gamma}]}{4\pi \rho \beta^3 r} \quad (2)$$

と表される。ただし， $\dot{\mathbf{u}}$: 断層面の平均すべり速度， \mathbf{v} : 断層面の単位法線ベクトル， $\boldsymbol{\gamma} = (\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) / |\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}|$: 方向余弦 (観測点から震源へ向かう単位ベクトル)， A : 断層面積， ρ : 媒質密度， β : S 波速度， r : 震源-観測点間距離， (\cdot) : 内積である。震源を中心とする球面を考えると， \mathbf{u}^{FS} は 4 象限型の S 波放射特性を示す。

2.2. 断層影響係数

式(2)に示した \mathbf{u}^{FS} のうち，断層および断層すべり方向と対象点との幾何学的関係に依存する変量のみを取り出した係数 C^{FS}

$$C^{FS} = \frac{1}{|\ddot{\mathbf{u}}| r} [(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{v}) \ddot{\mathbf{u}} + (\boldsymbol{\gamma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) \dot{\mathbf{v}} - 2(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{v})(\boldsymbol{\gamma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) \boldsymbol{\gamma}] \quad (3)$$

を考え，断層影響係数と呼ぶことにする。

C^{FS} は観測点 O の直達地震動振幅に対する断層面上の各点の影響度と考えることができる。 C^{FS} の値が最大級となる点にアスペリティを配置すれば，点 O に最大級の影響をおよぼすことができると考える。

断層線から 10 km 離れた点に対する，傾斜角 $\delta = 30$ 度・90 度，すべり角 rake=0 度の断層の C^{FS} を，図-2，図-3 に示す。両図において，上図が水平動の走向直交方向成分，下図が水平動の走向方向成分である。断層面は， $x_1 = -20$ ， $x_2 = 20$ ， $z_1 = -20$ ， $z_2 = -4$ とした。

C^{FS} 値分布には，距離減衰の影響と S 波の放射特性の影響の両者がみとれる。すなわち，断層の浅部であるほど全体的に C^{FS} の絶対値が大きい傾向があり，そのうえ，距離減衰では説明できない符号変化や振幅変化が見られる。これらの影響が重なることにより，点 O に影響の大きい領域は，断層面内の限られた領域となっている。

走向直交方向成分に着目する。 C^{FS} は走向正方向と走向負方向とで符号が異なる。 C^{FS} の符号は，観測点 O にもたらされる変位の方角を示している。したがって，たとえば，断層の最深部から地表に向かって滑らかに破壊が進行したとき，点 O の走向直交方向成分の地震波は打ち消し合うことがわかる。いっぽう，走向方向成分の C^{FS} 値はすべて正値であるから，このとき，走向方向成分の地震波は打ち消しあわず到来することがわかる。

このように C^{FS} を用いることによって、断層破壊の影響を視覚的に明快に理解することができる。

2.3. 指向性効果による振幅増加係数

伝播する断層破壊によってもたらされる地震動には、指向性効果が大きな影響を及ぼす。指向性効果とは、発震された波が破壊伝播方向の影響を受けて重ね合わされることにより振幅が増大する効果のことである。

破壊伝播速度が一定であるとする。断層面上のある点Pにおいて、指向性効果による振幅増大を最大にするような破壊伝播方向は、点Pから観測点Oへ向かう方向(P→O)を断層面に投影した方向である。すなわち、断層面を含む平面と点Oとの最短距離点Qを用いて、P→Qと表される方向である。このとき、点Qは次のように表される。

$$Q = \left(0, c + \frac{a^2 c}{a^2 + 1}, \frac{ac}{a^2 + 1} \right) \quad (4)$$

地震動振幅の増大は、ある時間内に点P近傍の小震源で発散されたエネルギーが、観測点で短い時間に集中して重なるために起こる。この時間の集中度は、震源での発震時間差(小断層内の破壊伝播による)を、点Oでの地震波の到達時間差で除した値で表される。この値 C_{rup} を振幅増加係数と呼ぶことにする。破壊がP→Q方向に伝播するとき C_{rup} は、

$$C_{rup} = \left(1 - \frac{v_r}{\beta} \cos \theta \right)^{-1} \quad (5)$$

と表される(付録参照)。ただし、 v_r :破壊伝播速度、 θ :PQとOPとのなす角、である。

点Q近くの小領域内ではP→Q方向は場所によって違いが大きい。そのため、代表点の C_{rup} の値で小領域の破壊伝播による振幅増加を評価すると、誤差が大きくなる。いっぽう、点Qからある程度離れた小領域内ではP→Q方向はほぼ一様となる。このような領域では、一定の破壊伝播方向をP→Qと概ね一致するように選ぶことができ、特定点の C_{rup} の値によってアスペリティ内の指向性による振幅増加効果を評価できる。

3. 断層パラメータの設定

3.1. アスペリティのすべり量分布の設定

アスペリティ形状は矩形とし各辺は走向および傾斜方向に一致するものとする。

すべり量分布を設定する。断層すべり量は断層サイズ

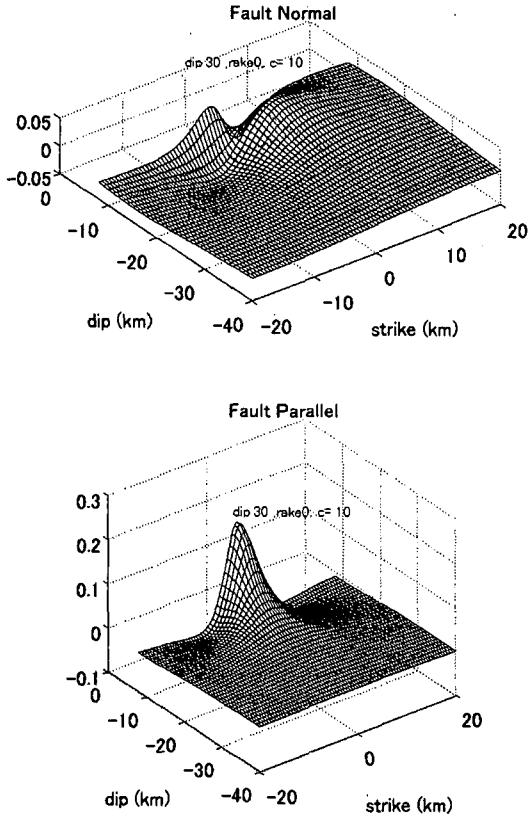


図-2 C^{FS} ($\delta = 30$ 度, $c=10$ km, $Rake=0$)
上: 走向直角方向成分, 下: 走向方向成分

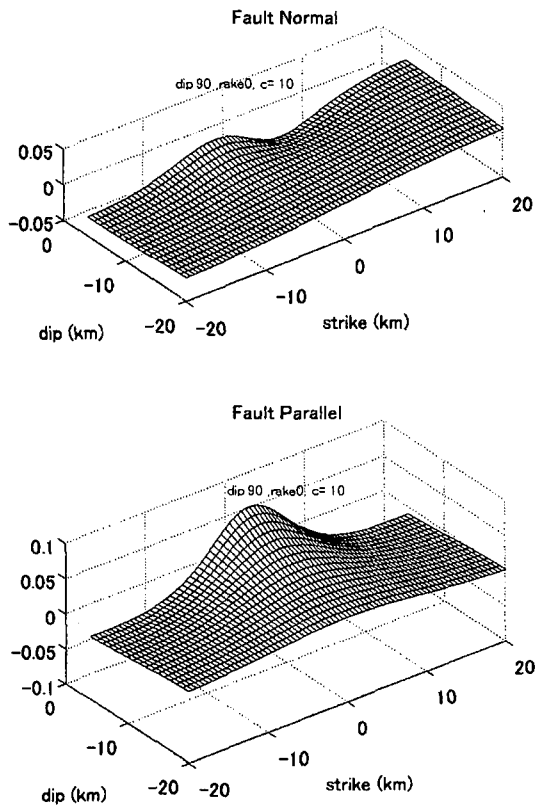


図-3 C^{FS} ($\delta = 90$ 度, $c=10$ km, $Rake=0$)
上: 走向直角方向成分, 下: 走向方向成分

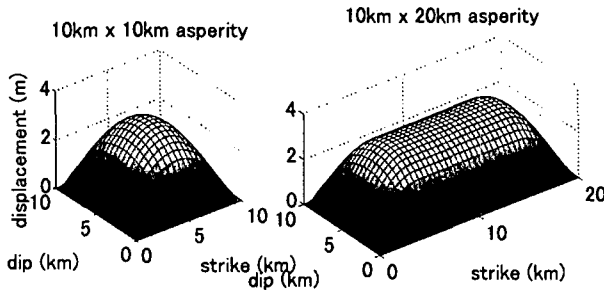


図-4 すべり量分布

に依存するのに対し、断層の応力降下量は断層サイズに依存しない量であることが知られている。対象とすべき断層サイズは様々であることから、応用性を考慮し、すべり量は応力降下量を基準に設定することにする。応力降下量 $\Delta\sigma$ とすべり量の最大値 u_{\max} との関係は、2次元面外せん断クラックの関係式^{11,12}より、

$$u_{\max} = \frac{\Delta\sigma}{\mu} w \quad (6)$$

と表される。ただし、 w : アスペリティの幅、 μ : 地盤の剪断剛性である。

すべり量分布は、動力学計算によって求められた矩形クラックのすべり量分布式¹³をアスペリティにも適用するものとし、次のように設定する。

$$\begin{aligned} \Delta u &\approx u_{\max} a_1(s, w) a_2(x, L, w), \\ a_1(s, w) &= \sqrt{1 - (2s/w)^2}, \\ a_2(x, L, w) &= \begin{cases} 1 & (|x| < L - w) \\ -\frac{4}{w^2} \left(|x| + \frac{w-L}{2} \right)^2 + 1 & (|x| \geq L - w) \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、 L : アスペリティの長さ、 s : アスペリティ内のある点の傾斜方向位置である。

元々のすべり分布は bi-lateral 型の断層破壊計算により求められたものである。いっぽう、地震時の破壊開始点はアスペリティの外側にあるため^{2,14}、アスペリティ内は uni-lateral 型の破壊伝播となる。そこで式(7)は L が uni-lateral 型のアスペリティ長さを表すように変形してある。図-4 にアスペリティのすべり量分布 ($L=10\text{km}$ および 20km , $w=10\text{km}$, $\Delta\sigma=10\text{MPa}$, $\mu=33.075\text{GN/m}^2$) を示す。

3.2. すべり速度時間関数

強震動計算において、すべり速度時間関数 (震源時間

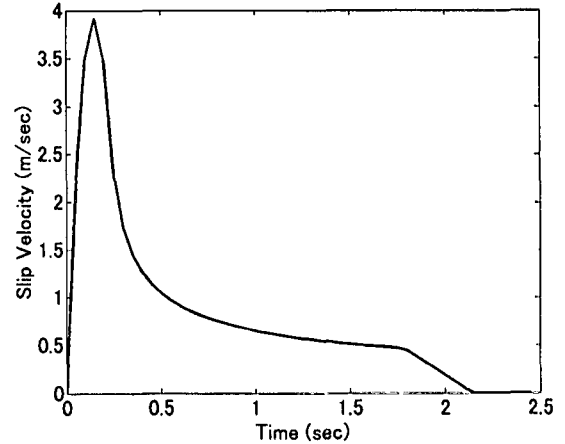


図-5 中村・宮武のすべり速度時間関数

関数) の持つ意味は大きい (震源時間関数はすべり速度時間関数を小断層面上で畳み込んだものである)。震源過程の逆解析では三角形型やボックス型の震源時間関数が設定されることが多いが、震源時間関数は基底関数として用いられるため (すべり時刻歴は震源時間関数を一定時間ごとに重みを付けて足し合わせたものとして表される)、極端に不適当な関数を設定しない限りは、逆解析結果に大きな影響を及ぼすものではない。しかし、強震動予測は順問題であり、すべり速度時間関数の設定が計算結果を左右する。

本研究では、すべり速度時間関数として中村・宮武の式¹⁵ (動力学震源モデルの解析結果に基づいて構築されたすべり速度時間関数の近似式)、

$$\ddot{u}(t) = \begin{cases} V_{\max} t(2t_d - t)/t_d^2 & (0 \leq t \leq t_b) \\ B(t - \varepsilon)^{-1/2} & (t_b \leq t \leq t_{\text{rise}}) \\ c(t - t_s)/(t_{\text{rise}} - t_s) & (t_{\text{rise}} \leq t \leq t_s) \\ 0 & t : \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

where,

$$\varepsilon = (5t_b - 6t_d)/(2 - 2t_d/t_b)$$

$$B = 2V_{\max} t_b / t_d \sqrt{t_b - \varepsilon} (1 - t_b/2t_d)$$

を用いる。ただし、 V_{\max} : すべり速度の最大値、 t : 時刻、 t_d : すべり速度が最大値に達する時間、 t_{rise} : ライズタイム、 t_s : すべりが終了する時間、 c : 関数が連続となるように決定される定数である。鋭い立ち上がりと滑らかな漸減部が特徴の関数であり、速度スペクトルの振幅は振動数の逆数に比例する¹⁶。

式(8)の関数形を決定するためには、 V_{\max} 、 t_d 、 t_{rise} を設定する必要がある。 t_d は 0.01~0.2sec の間の適当な値を指定するとされている。すべり速度の最大値は、細長い断層の動力学計算結果¹³に基づき、

$$V_{\max} = \frac{u}{u_{\max}} \frac{\Delta\sigma}{\mu} \beta \sqrt{2f_{\max} w v_r} \quad (9)$$

とする。ただし、 f_{\max} : 断層摩擦構成則から生じるカットオフ周波数であり観測加速度スペクトルのコーナー周波数に対応するもの、である。ライズタイムは次のように設定する。

$$t_{\text{rise}} = \frac{w}{2v_r} \quad (10)$$

図-5 に中村・宮武のすべり速度時間関数形 ($t_d=0.15\text{sec}$, $t_s=1.2t_d$, $f_{\max}=3.0\text{Hz}$, $w=10\text{km}$, $\Delta\sigma=10\text{MPa}$, $v_r=2.8\text{km/sec}$, $\mu=33.075\text{GN/m}^2$) を示す。

3.3. 破壊伝播の設定

アスペリティ内の破壊は、平面的に一方方向へ一定の速度で伝播するものとする。破壊伝播速度は、Geller¹⁷⁾によってS波速度の0.72倍であると経験的に見積もられている。ここでは、破壊伝播速度が大きいほど指向性効果が強く現れることを考慮し、1割ほど大きめの値、

$$v_r = 0.8\beta \quad (11)$$

とする。

断層近傍の波動伝播経路は、震源から観測点Oへと向かう直線であるので、破壊伝播による時間遅れ τ は、

$$\tau = t_r + \frac{r}{\beta} \quad (12)$$

と表される。ただし、 t_r : 破壊開始時刻である。このとき、観測点での変位波形は、時間遅れ τ を考慮してGreen's 関数波形 \mathbf{u}^{FS} を足し合わせることで求められる。すなわち、

$$\mathbf{u}(t) = \int \mathbf{u}^{FS}(t-\tau) d\tau \quad (13)$$

となる。

4. 最大応答をもたらす断層モデルの決定

4.1. 計算条件

対象とする断層は、傾斜角 $\delta=30, 60, 90$ 度、すべり角 $=0, 90$ 度とする ($\delta=90$ 度、すべり角 90 度は除く)。また、断層線距離は 30km (下盤側) から 30km (上盤側) までの範囲とした。

対象とする地震動は、観測点Oにおける走向直交成分水平動である。それぞれの場合について、周期 2.0 秒の擬似速度応答値 ($h=0.05$) が最大となるアスペリティ位

置を求める。ただし、アスペリティは1つだけ置き、アスペリティ以外の領域のすべり量は0とする。

断層面は 100m 毎の格子点に分割し、それぞれの中心に対して解析解を計算する。計算時間刻みは 0.05 秒とする。本計算では指向性効果の強い破壊伝播のみを考慮するため、格子点はこの程度の間隔でも問題はない。

アスペリティに含まれる各格子点について破壊伝播による時間差を計算し、解析解をそれぞれ時間差を付けて足し合わせることで、観測点Oでの地震波形を計算する。足し合わせの前に、すべり量分布による振幅調整を行い、足し合わせ後にすべり速度時間関数との合積をとる。なお、すべり速度時間関数は、アスペリティ中心点に対して計算したものを、アスペリティ全体に対して使用する。このとき、 $t_d=0.15\text{sec}$, $f_{\max}=3.0\text{Hz}$ とする。

媒質は全無限等方均質弾性体 ($\alpha=6.0\text{ km/sec}$, $\beta=3.5\text{ km/sec}$, $\rho:2.7\text{ ton/m}^3$)とする。自由表面の効果は振幅を2倍にすることで評価する。

断層深さの上限は 4 km 、下限は 20 km とし、アスペリティ形状は正方形とする。破壊伝播方向はアスペリティの中心(重心)から点Qに向かう方向に固定する。応力降下量は 10MPa とする。

アスペリティサイズは、対象とする周期の擬似速度応答が卓越するように設定する。パルス波の時間幅はアスペリティと観測点との幾何学的関係や破壊方向に応じて変化するため、アスペリティサイズもこれらの変数を考慮して決定すべきであるが、ここでは、幾何学的関係は考慮せず、変位パルスの継続時間が目標とする周期 T_{target} の0.5倍になっているものとして、次式を用いて設定する。

$$T_{\text{target}} = 2w \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{v_r} \right) \quad (14)$$

本検討では、 $T_{\text{target}}=2.0\text{sec}$ とする。アスペリティの幅は $w=14.0\text{km}$ と求まる。

4.2. アスペリティ位置の確定論的決定

アスペリティ位置を次のように確定論的に決定する。断層面上の各点での特性(すべり速度等)が一様であるとする。観測点に最大級の直達地震動をもたらすアスペリティ S_{Ω} は、断層影響係数 C^{FS} と振幅増大係数 C_{rup} の積のアスペリティ内での積分値が最大級となる領域、すなわち、

$$S_{\Omega} : \left\{ S_{asp} \subseteq S \mid \left| \int_{S_{asp}} C_i^{FS} C_{rup} dS \right| \rightarrow \max \right\} \quad (15)$$

であると考えられる。

式(15)を満たすアスペリティ位置を求めるには、断層面・すべり方向と観測点との幾何学的関係、および、アスペリティ形状・サイズ、破壊伝播速度の情報だけを要する。これらはすべて定数であるため、アスペリティ位置は確定論的に決定される。また、波形を計算する必要がないため、波形を計算して応答値を求めるのに比べ計算量は少なく済む。

4.3. アスペリティ位置のパラメトリック決定

アスペリティ位置のパラメトリック決定は次の手順に従う。

まず、アスペリティ位置を変化させ、すべての場合について、4.1 節で示した手順に従って観測点Oでの地震波形を計算する。次に、この計算波形に対する擬似速度応答スペクトルを計算し、対象周期の応答が最大となるアスペリティ位置を求める。

破壊伝播方向はアスペリティ中心から点Qに向かう方向(P→Q方向)に限定しているため、アスペリティ位置が決まると、すべての断層パラメータが確定する。

5. 計算結果および考察

観測点Oの走向直交成分に対象周期の最大級の地震動をもたらすアスペリティ位置を確定論的に求めた場合と、パラメトリックに求めた場合について、両者を比較する。なお、確定論的手法、パラメトリック手法の両者とも、アスペリティは4格子点刻み(400m 間隔)で動かした。

5.1. アスペリティ位置

まず、2つの手法によって決定されたアスペリティ位置の比較を示す。図-6、図-7にそれぞれ、アスペリティ中心点の走向方向座標および傾斜方向座標を示す。上から3図が横ずれ断層(それぞれ傾斜角 $\delta=90, 60, 30$ 度)、下の2図が縦ずれ断層($\delta=60, 30$ 度)である。横軸は断層線からの距離であり、図-1のcに対応する。観測点が下盤側のとき断層線距離の符号が負である。観測点が上盤側にあるとき、符号が正となる。○印は確定論的手法(4.2 節)による計算結果、×印はパラメトリック手法(4.3 節)による計算結果である。

両手法によるアスペリティ位置の一致度を見る。横ずれ断層では、傾斜角にかかわらず一致度が高い。縦ずれ断層では、断層線距離10km以上の上盤側で一致度が悪い。下盤側および断層線距離5km以下の上盤側では、よく一致度が高い。

図-6に示した走向方向位置(中心点の座標)については、1)横ずれ断層では、断層線距離の絶対値が増す

ほど、走向方向位置の絶対値が大きくなる(観測点から離れてゆく)。走向方向位置が43kmで頭打ちとなっているのは、ここで設定した断層長さが50kmであることによる。2)縦ずれ断層では、断層線距離5km以内の観測点に対しては $x=0$ の点を選択される。それ以外の観測点に対しては、下盤側では断層線距離が増すほど走向方向位置の絶対値が大きくなる傾向にある。上盤側では $\delta=30$ 度の場合には $x=0$ の点を選択される。 $\delta=60$ 度の場合には、パラメトリック手法では下盤側と対称の傾向があるが、確定論的手法では一定の傾向は見られない。

図-7に示したアスペリティの深さ方向位置については、1)横ずれ断層に対しては、下盤側の観測点に対しては最も浅い場所が選択されている。 $\delta=60$ 度・30度の断層の上盤側の観測点に対しては、断層線から離れるほど深い位置が選択される。2)縦ずれ断層に対しては、断層線から3km以内の観測点に対しては、最も浅い場所が選択され、それ以外では、より深い点も選択されることもある。

5.2. 擬似速度応答値

2つの手法によって決定されたアスペリティがもたらす波形による、周期2.0秒の擬似速度応答値を図-8に示す。図の並びは、図-6、図-7と同一である。

両手法によって選択されたアスペリティに対する擬似速度応答値はほぼ一致している。縦ずれ断層の上盤側では、確定論的手法によって選択されたアスペリティによる応答値が、パラメトリックなそれに比べてやや小さい傾向がある。

全体の応答値分布の傾向について述べる。横ずれ断層、縦ずれ断層とも、同様の傾向がある。垂直断層 $\delta=90$ 度では、応答値分布は左右対称であり、応答値は断層線直上をピークとし断層線から離れるに従って小さくなる。傾斜角が減少するにしたがい、ピークは上盤側にずれてゆき、ピーク値は減少する。また、上盤側の応答値は増し、下盤側の応答値は減る傾向にある。なお、ピークに対応する点は、断層上端(深さ4km)の地表面投影位置である。

5.3. 卓越周期

本計算では、対象とする周期を2.0秒に設定し、式(14)を用いて、アスペリティの幅 $w=14$ kmと設定した。指向性効果が強く表れていれば卓越周期は2.0秒付近になるはずである。

2つの手法によって決定されたアスペリティがもたらす波形の、擬似速度応答スペクトルの卓越周期を図-9に示す。一般的に卓越周期はおよそ2.0秒となっており、アスペリティサイズの設定が妥当であったことがわかる。卓越周期時の擬似速度応答スペクトル値を図-10に

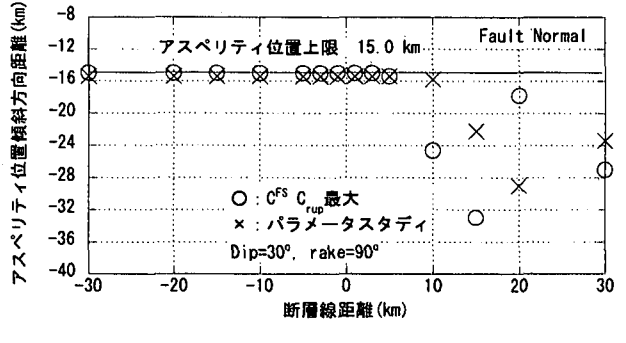
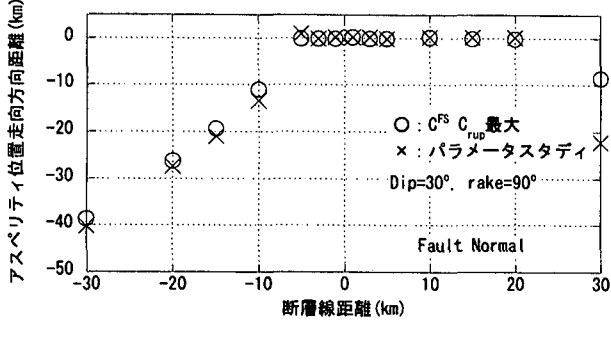
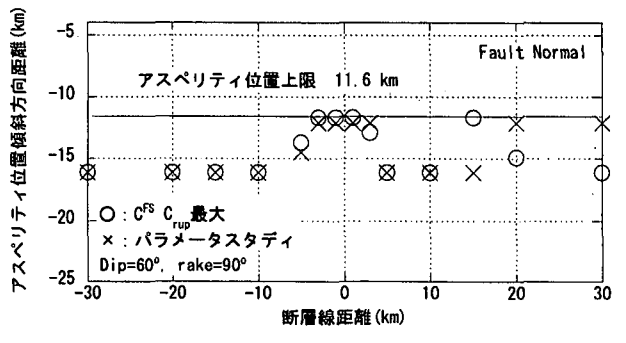
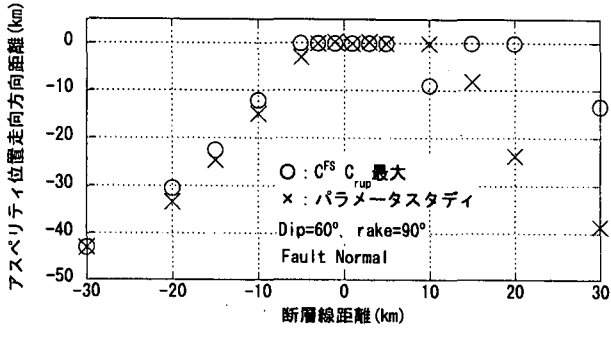
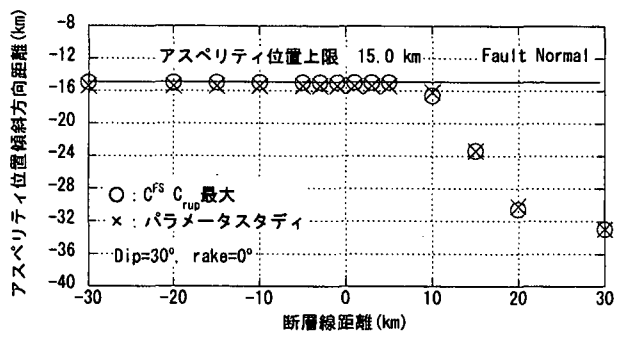
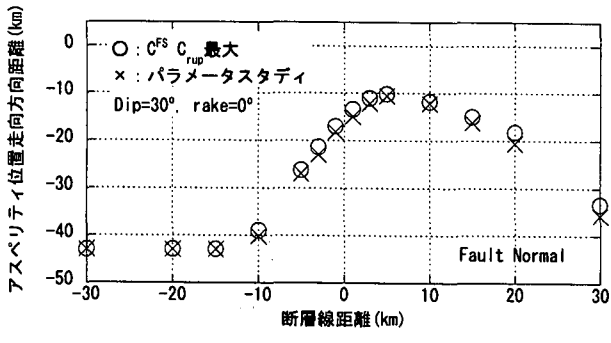
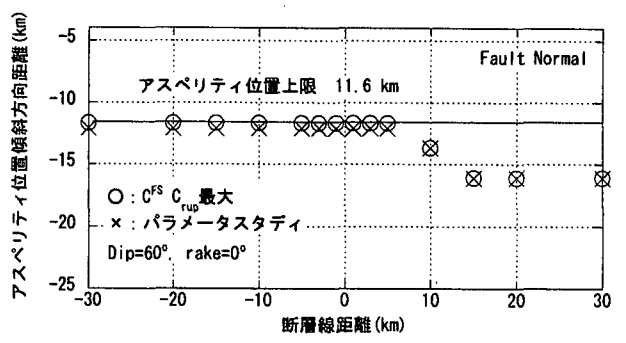
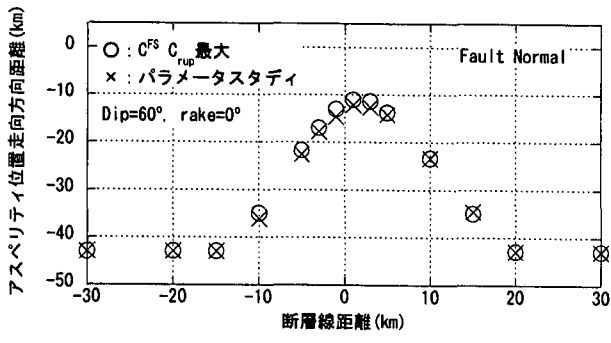
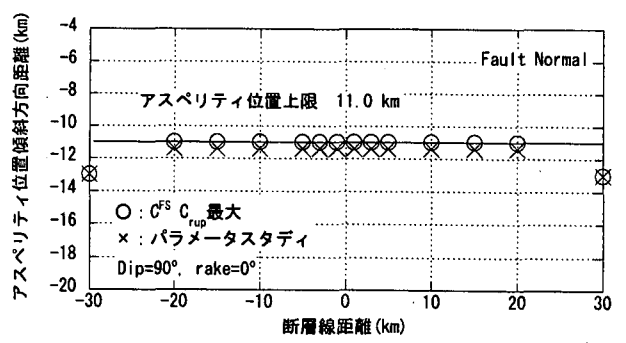
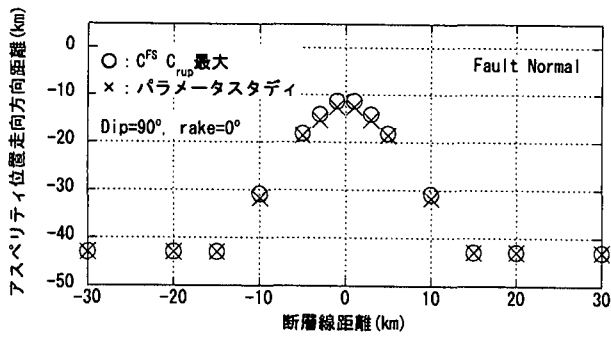


図-6 アスペリティ中心の走向方向座標の比較

図-7 アスペリティ中心の傾斜方向座標の比較

上より $(\delta, \text{rake}) = (90, 0), (60, 0), (30, 0), (60, 90), (30, 90)$

上より $(\delta, \text{rake}) = (90, 0), (60, 0), (30, 0), (60, 90), (30, 90)$

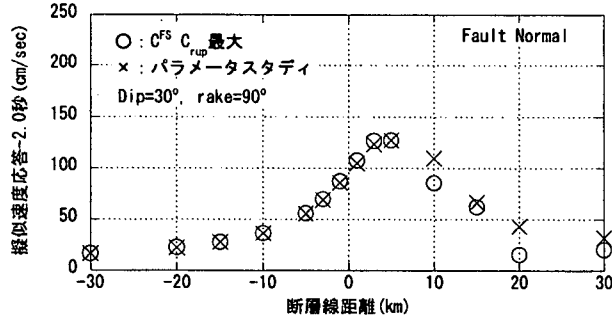
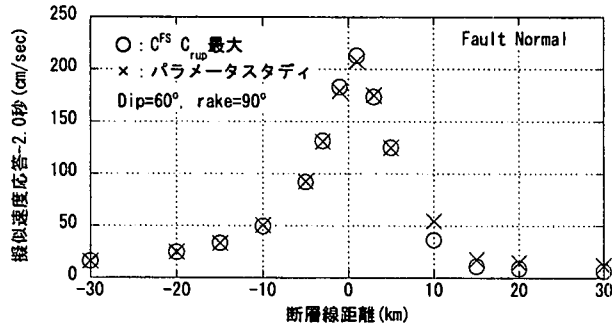
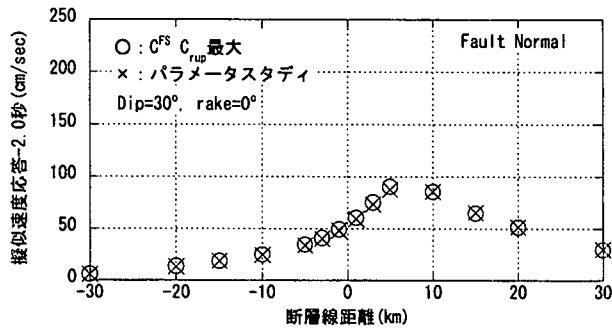
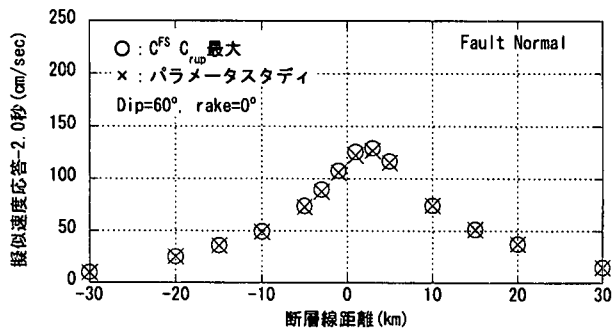
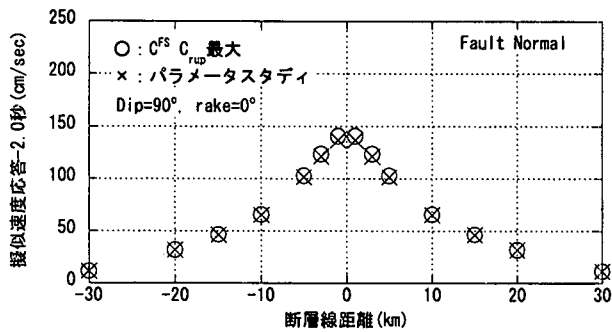


図-8 周期 2.0 秒擬似速度応答値 ($h=0.05$) の比較

上より $(\delta, rake) = (90, 0), (60, 0), (30, 0), (60, 90), (30, 90)$

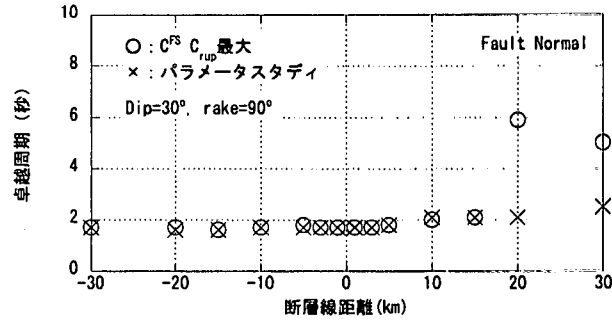
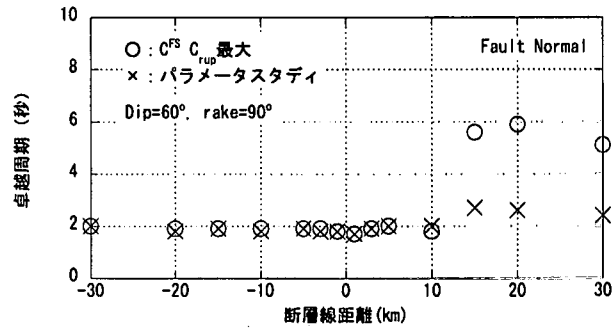
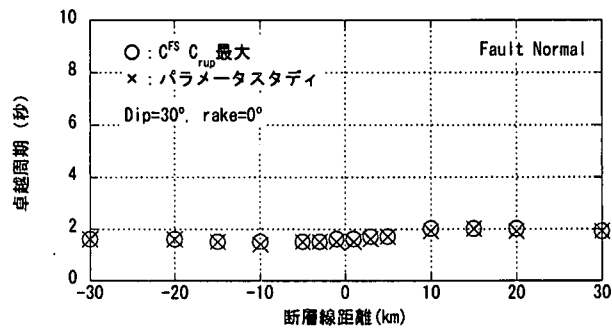
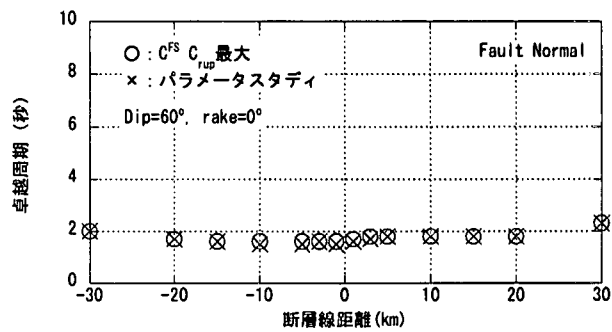
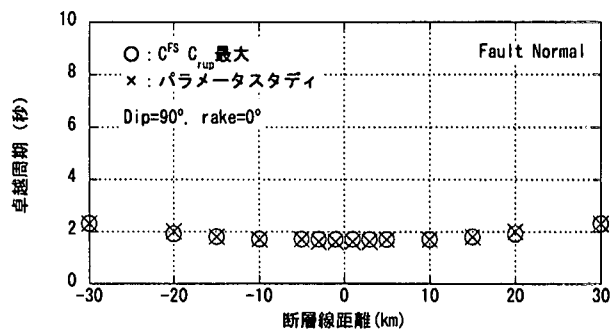


図-9 擬似速度応答スペクトル卓越周期の比較

上より $(\delta, rake) = (90, 0), (60, 0), (30, 0), (60, 90), (30, 90)$

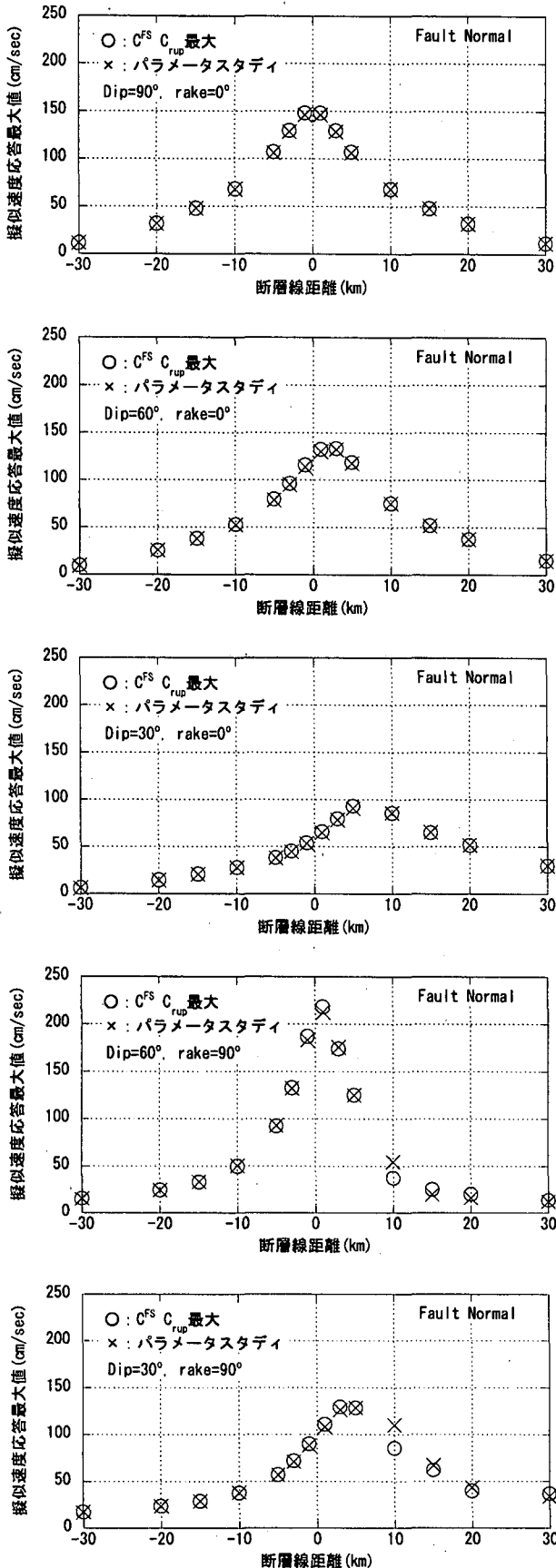


図-10 擬似速度応答スペクトル最大値の比較

上より $(\delta, \text{rake}) = (90, 0), (60, 0), (30, 0), (60, 90), (30, 90)$

示す。全体的に、図-8と同様の傾向である。

5.4. 考察

アスペリティの位置については、横ずれ断層では一般的に確定論的手法とパラメトリック手法の一致がよい。縦ずれ断層では、下盤側では両手法は一致していたものの、上盤側の断層距離10km以上では一致度が良くなかった。しかしながら、応答の最大値については、観測点と断層との位置関係にかかわらず両手法はほぼ一致する結果をもたらした。また、卓越周期は目標とした周期とほぼ一致していた。

したがって、本研究で提案した確定論的手法（断層影響係数 C^{FS} と振幅増大係数 C_{rup} との積を最大にする方法）は、パルスの強震動を対象とした、特定の周期の応答を最大にするようなアスペリティ位置を求める手法として有効であると考えられる。

本研究では破壊伝播方向をP→Q方向に固定し、アスペリティサイズも断層面と観測点との幾何関係にかかわらず一定であるとした。そのため、パラメトリック手法において、変化させるパラメータはアスペリティ位置だけであった。今後、破壊伝播方向やアスペリティサイズについてもパラメータとした計算を行い、それでもなお確定論的手法が有効であるかどうか確認する必要がある。

確定論的手法は、原因（断層モデル）と結果（地震動の性質）が明確であるため、断層の幾何学的性質が強震動の特性にもたらす影響を調べるのにも有用であると考えられる。本検討では走向直交方向水平成分の応答の最大値として、垂直横ずれ断層の断層直上で150cm/sec（振幅値で70cm/sec程度）、 $\delta = 60$ 度縦ずれ断層では220cm/sec（振幅値で100cm/sec程度）が得られたが、この値の妥当性についても検討する必要がある。

6. まとめ

特定地点に特定の周期帯の波を卓越させる震源断層モデルの作成手法を示すことを目的とし、全無限等方均質弾性体中のS波Far-field成分の理論式を基に、強震動パルス波を効率よくもたらすアスペリティ位置を決定する方法を示し、検証した。 C^{FS} と C_{rup} との積の和を最大にするアスペリティ位置を求めることで、アスペリティ配置が決まる。 C^{FS} 、 C_{rup} ともに、時間項を含んでおらず、アスペリティの大きさが決まれば、確定論的に解が求まる。本手法は、直達S波に対する、指向性効果と放射特性による影響を定量的に評価することができる手法として位置づけられる。

なお、アスペリティサイズ、破壊伝播方向の厳密な設定方法は今後の課題である。また、半無限媒体、水平成層構造や現実的な3次元地下構造を用いた検討も必要で

あると考える。

謝辞：本研究は、日本学術振興会科学研究費補助金（基盤研究（c）（1）、課題番号 15510146、断層摩擦構成則から生じる強震動の研究—高精度震源近似式の作成—）の助成を受けて行いました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 地震調査委員会強震動評価部会：糸魚川—静岡構造線断層帯（北部・中部）を起震断層と想定した強震動評価手法（中間報告），2001.
- 2) 石井透・佐藤利明・P.G Somerville：強震動評価のための不均質断層モデルの主破壊領域の抽出，日本建築学会構造系論文集，527，61-70，2001.
- 3) Somerville, P., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith, and A. Kowada: Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, *Seismological Research Letters*, 70, 59-80, 1999.
- 4) 岡田成幸・戸松誠：都市直下地震を想定した入力地震動の考え方と地域防災計画への指針～震源パラメータの不確実性がもたらす地震動入力および被害評価への影響～，日本建築学会構造系論文集，530，37-44，2000.
- 5) Abbas, A.M. and C.S. Manohar: Investigations into critical earthquake load model within deterministic and probabilistic frameworks, *Earthquake Engng. Struct. Dyn.*, 31, 813-832, 2002.
- 6) Megawati, K. and TC. Pan: Prediction of the maximum credible ground motion in Singapore due to a great Sumatran subduction earthquake: the worst scenario, *Earthquake Engng. Struct. Dyn.*, 31, 1501-1523, 2002.
- 7) 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，161-170，1998.
- 8) 釜江克宏・入倉孝次郎：震源近傍域での強震動パルスの特性と断層破壊過程との関係，第3回都市直下地震災害総合シンポジウム，75-78，1998.
- 9) 梅村恒・境有紀：断層運動の不均質性を考慮した断層近傍の地震動評価，第3回都市直下地震災害総合シンポジウム，115-118，1998.
- 10) Aki, K. and P. G. Richards: *Quantitative Seismology*, W.H. Freedman and Company, 1980.
- 11) Knopoff, L.: Energy release in earthquakes, *Geophys. J.*, 1, 44-52, 1958.
- 12) Chinnery, M.A.: *Theoretical fault models*, Publication of the dominion observatory, 211-223, 1968.
- 13) Day, M.S.: Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: rectangular faults with fixed rupture velocity, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 72, 705-727, 1982
- 14) 菊地正幸・山中佳子：既往大地震の破壊過程＝アスペリティの同定，サイスマ，5，5-7，2001.
- 15) 中村洋光・宮武隆：断層近傍強震動シミュレーションのためのすべり速度関数の近似式，地震，第53巻，第1号，1-9，2000.
- 16) Hisada, Y.: A Theoretical omega-square model considering spatial variation in slip and rupture velocity. Part 2: case for a two-dimensional source model, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 91. 651-666, 2001.
- 17) Robert J. Geller: Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 66. 1501-1523, 1976.

付録 振幅増加係数 C_{rup} の導出

震源と観測点（O）が同一平面上にあるとする。震源は有限な線震源（A-B，Aの方がOに近いとする）とし、震源—観測点間は線震源の長さにくらべて十分遠いとする。線震源の方向と震源—観測点方向のなす角を θ ，線震源の長さ（AB）を l ，線震源と観測点の最短距離（AO）を L_s とする。線震源内を遠い端（B）から近い端（A）に向かって破壊が速さ v_r で伝播するときを考える。

震源の端点である点Aと点BからもたらされるS波の点Oへの到達時間差 T_a は（距離BOが $L_s + l \cos \theta$ なので）

$$T_a = \left(\frac{L_s + l}{\beta} + \frac{l}{v_r} \right) - \left(\frac{L_s + l \cos \theta}{\beta} \right) = \frac{l}{v_r} - \frac{l \cos \theta}{\beta}$$

となる。また、両者の発震時間差 T_{rup} は、

$$T_{rup} = \frac{l}{v_r}$$

となる。したがって、破壊伝播による振幅の増大倍率 C_{rup} は、

$$C_{rup} = T_{rup} / T_a = \left(1 - \frac{v_r}{\beta} \cos \theta \right)^{-1}$$

となる。

（2003年4月18日受付）