

短周期地震波の発生

—断層面の形状の影響—

地震研究所 宮武 隆

(昭和 59 年 8 月 17 日受理)

要 旨

屈曲した断層面によって発生する地震波のスペクトルをディスロケーションモデルを使って調べた。計算にあたっては簡単のため、断層面上で破壊伝播速度とディスロケーションの量は一律であり、断層の幅の影響は無視している。このモデルで断層の起伏は、 $h(\xi) = Dh \cdot \sin(2\pi\xi/\lambda)$ で表わされると仮定する。ここで、 λ は断層の屈曲の波長、 Dh は屈曲の振幅、 ξ は断層面上の位置である。なお、震源時間関数はライズタイム τ のランプ関数を仮定している。

このような場合の S 波振幅 $U(\omega)$ は、 $U(\omega) = A(\omega)\{I_1(\omega) + I_2(\omega)\}$ と表わされる。ここで $A(\omega)$ はディスロケーション関数の時間微分、 $I_1(\omega)$ は通常の破壊伝播、 $I_2(\omega)$ は断層形状の項である。 $I_2(\omega)$ は λ に対応した周波数でピークをもち、その大きさは、 $Dh \cdot (L/\lambda) \cdot \sin 2\theta$ に比例する。なお θ は方位角、 L は断層長さである。このように屈曲した断層面による短周期地震波の振幅の増加は、起伏 Dh 、起伏の数 L/λ に比例して大きくなる。また方位依存性は S 波の振幅の依存性 $\cos 2\theta$ とは異なっていて、S 波振幅の小さい方位で起伏の影響が大きい。

しかし、影響が小さいはずの方位角 10° 、 80° の場合でも、 $\lambda/L = 1/5$ 、 $V_r/\beta = 3/4$ のとき、短周期でのスペクトルは、平らな断層面の時に比較して、数十倍大きくなる。ここで V_r は破壊伝播速度、 β は S 波速度である。このように、断層面の凸凹は、地震波の短周期成分の発生にかなり影響を与えるようである。

1. はじめに

地震波に含まれる短周期成分の原因としては、以下の 2 つが考えられる。即ち、

- (1) 震源過程の複雑さ
- (2) 地下構造の複雑さ

である。

このうち、震源過程に関しては、以下の 3 つの要因が考えられる。

- (1) 断層面内の強度の不均一
- (2) 動摩擦力の複雑さ
- (3) 断層の形状の影響

(1) の要因については、断層面内の強度分布が非一様なために破壊の伝播過程が複雑になり、このため短周期成分を発生させることがわかっている (DAS and AKI (1977), MIKUMO and MIYATAKE (1978), MIYATAKE (1980), BOUCHON (1979))。

(2) の要因については、最近、大中・柴原・山本・平沢 (1984)、柴原・大中・山本・平沢 (1984) による岩石実験によって、摩擦力がすべり量とともに複雑に変化し、その結果、くいちがいの時間関数がかなり複雑になることが示唆されている。(3) については、

断層は1枚のまっすぐな平面でなく、凹凸のある曲面であると想像され、このために断層面上のすべりの方向にゆがみが生じて、地震波を複雑にするものと期待される。実際、地震断層の地表のトレースを見るとかなり屈曲していることが多い。勿論この屈曲は地表だけの現象であって、地下深部の地震断層の部分ではまっすぐな平面という考えもある。しかし10~1000 kmにもわたって断層面が1枚の平面になっているとはむしろ考えにくい。当然ゆがんでおり、このゆがみが地震波を複雑にするはずである。しかしこの問題は全く扱われていない。本稿はこの問題に対する最初のアプローチである。

2. 計算方法

Fig. 1 のように無限弾性媒質中に複双力源が存在するとき、力源から十分離れた xy 平面内の点 \mathbf{x} での S 波による変位の θ 成分は、

$$u_{\theta}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3 r} \cdot \dot{M}(t-r/\beta) \cos 2\theta \quad (1)$$

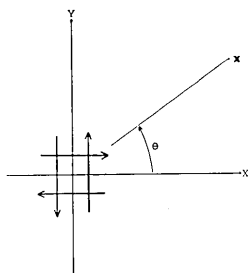


Fig. 1. Double couple force system considered.

となる。ただし、 μ は剛性率、 ρ は密度、 β は S 波速度、 r は断層にとった原点から観測点 \mathbf{x} までの距離、 $\dot{M}(t)$ は、モーメントの時間微分、 θ は断層面と観測点 \mathbf{x} の方位角である。

x 軸方向に長い断層に対しては、(1) 式を積分して、

$$u_{\theta}(\mathbf{x}, t) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\mu W}{4\pi\rho\beta^3 r} \cdot \cos 2\theta \cdot \dot{D}(\xi, t) d\xi \quad (2)$$

となる。ただし、 L 、 W は断層の長さと同幅、 $\dot{D}(\xi, t)$ はディスロケーションの時間微分である。

ここで、断層面が平面（ここでは、直線）ではなく Fig. 2 のように曲面（曲線）である場合を考えよう。簡単のためディスロケーション D は断層面内で一様と仮定する。観測点から見ると、断層面のゆがみの影響は断層のメカニズム解が断層面上の各点で異なっているのと同様である。従って、角 θ に関する項 $\cos 2\theta$ だけが重要になる。

なお θ は $\theta_0 - \phi$ （ただし ϕ は断層面の起伏による変動分）と書ける。

今、断層面の起伏 $h(\xi)$ が

$$h(\xi) = \Delta h \cdot \sin(2\pi\xi/\lambda)$$

のように波長 λ で変化しているものと仮定する。 ϕ は、

$$\tan \phi = dh/d\xi$$

と表わすことができるので、 ϕ が十分小さいとすると、

$$\phi \sim \tan \phi = dh/d\xi$$

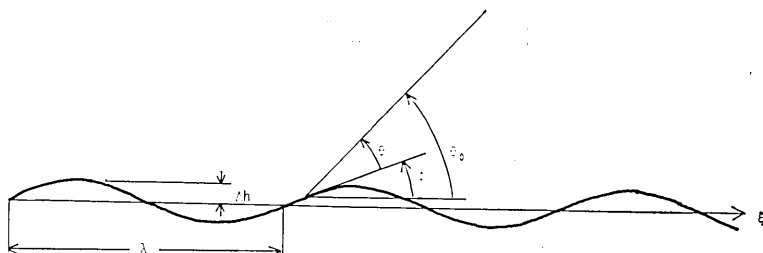


Fig. 2. Model of the distorted fault plane.

となる。

これを (2) 式に代入するのだが、 $\cos 2\theta - (2\pi\Delta h/\lambda) \cos(2\pi\xi/\lambda)$ を含む積分は簡単でないので、この部分をテイラー展開して 2 次の項までとることにする。そうすると、

$$\cos 2\theta = a_0 + a_1 \cdot \cos k\xi + a_2 \cdot \cos^2 k\xi$$

ただし、

$$k = 2\pi/\lambda,$$

$$a_0 = \cos 2\theta_0,$$

$$a_1 = 4\pi\Delta h/\lambda \cdot \sin 2\theta_0,$$

$$a_2 = -8\pi^2(\Delta h/\lambda)^2 \cos 2\theta_0.$$

である。

これを (2) 式に代入し破壊伝播速度 V_r が一定と仮定すると、

$$u_\theta(\mathbf{x}, t) = C \cdot \int_{-L/2}^{L/2} (a_0 + a_1 \cdot \cos k\xi + a_2 \cdot \cos^2 k\xi) \dot{D}(t - \Phi\xi) d\xi \quad (3)$$

ただし、

$$\Phi = 1/V_r - \cos \theta_0/\beta,$$

$$C = \mu W / (4\pi\rho\beta^3 r).$$

さらにフーリエ変換して、

$$U(\omega) = C \cdot A(\omega) \cdot \{I_1(\omega) + I_2(\omega)\},$$

$$I_1(\omega) = a_0 \cdot \frac{\sin \frac{\omega\Phi L}{2}}{\frac{\omega\Phi}{2}},$$

$$I_2(\omega) = \frac{a_1}{2} \cdot \left\{ \frac{\sin \frac{(k+\omega\Phi)L}{2}}{\frac{k+\omega\Phi}{2}} + \frac{\sin \frac{(k-\omega\Phi)L}{2}}{\frac{k-\omega\Phi}{2}} \right\} \\ + \frac{a_2}{4} \cdot \left\{ \frac{\sin \frac{(2k+\omega\Phi)L}{2}}{\frac{2k+\omega\Phi}{2}} + \frac{\sin \frac{(2k-\omega\Phi)L}{2}}{\frac{2k-\omega\Phi}{2}} + 2 \cdot \frac{\sin \frac{\omega\Phi L}{2}}{\frac{\omega\Phi}{2}} \right\}$$

$$|A(\omega)| = D_0 \cdot \tau / \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4)$$

$A(\omega)$ は $\dot{D}(t)$ のフーリエ変換であり、 $D(t)$ はライズタイム τ 、最終値 D_0 のランプ関数で表わされると仮定している。以上のようにして、変位スペクトルが求まった。

これを見ると、変位スペクトルは一様な破壊伝播の項 $I_1(\omega)$ と形状によるゆらぎの項 $I_2(\omega)$ の和と変位時間関数の時間微分のスペクトル $A(\omega)$ との積になっている。形状のゆらぎ項 $I_2(\omega)$ は、 $\omega = k/\Phi$ のとき、ピークをもち、このとき、

$$|I_2(k/\Phi)| = |4\pi \Delta h \cdot \sin(2\theta_0)| \cdot n$$

となる。ただし、 $n = L/\lambda$ である。

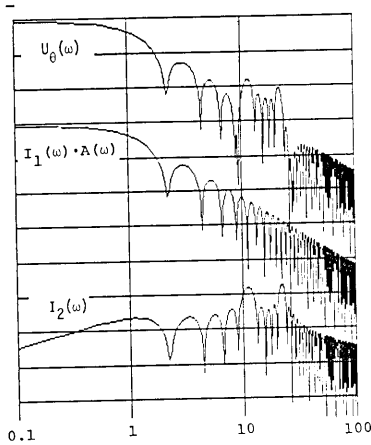


Fig. 3. (a) Spectra of the distorted fault model at $\theta=10^\circ$ in the case where $\lambda/L=0.2$. Upper, middle, bottom lines mean $U_\theta(\omega)$, $A(\omega) \cdot I_1(\omega)$ and $I_2(\omega)$.

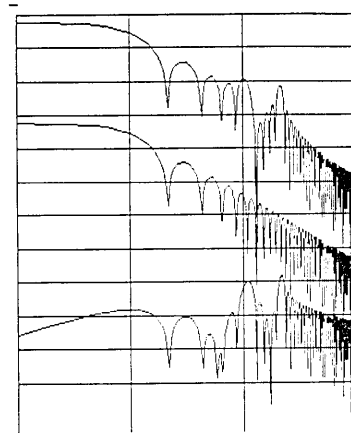


Fig. 3. (b) Same as (a) but at $\theta=20^\circ$.

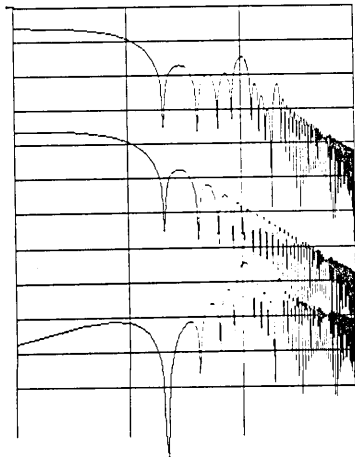


Fig. 3. (c) Same as (a) but at $\theta=30^\circ$.

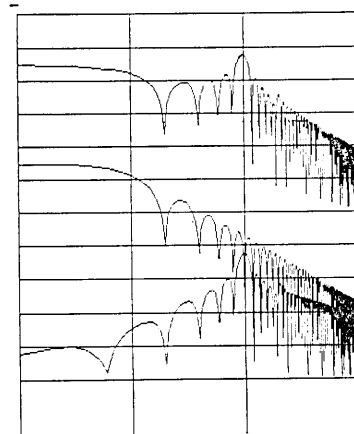


Fig. 3. (d) Same as (a) but at $\theta=40^\circ$.

従って、断層形状のゆらぎの強さは、起伏の高さ Δh と断層内に含まれる起伏の数 n に比例する。また方位依存性は S 波のそれとは反対に、スペクトルのピークをなす $\omega = k/\Phi$ のとき、S 波の最大のところでは、起伏の項は 0、S 波の 0 ところで、起伏の項が最大となっている。

3. 形状による短周期地震波の発生

ここで例として、 $L=10$, $\tau=1$, $\lambda=2$, $\Delta h=\lambda/10$, $V_r=2.25$ ($\alpha=5$, $\beta=3$ なので V_r は S 波の 0.75 倍), $\theta_0=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 80^\circ, 170^\circ$ の場合と、 $\lambda=1$, $\theta_0=170^\circ$ の場合のスペクトル振幅を示す (Fig. 3). この図をみると、 λ と $\lambda/2$ に対応する周波数 k/Φ と $2k/\Phi$ に対応するピークが現れている (后者は、 $\cos 2\theta$ の 2 次の展開項による部分である). 前節でも述べたように、起伏の項目は $\sin 2\theta_0$ に比例するが、図でも (節面は $\theta=45^\circ$) $\theta_0=$

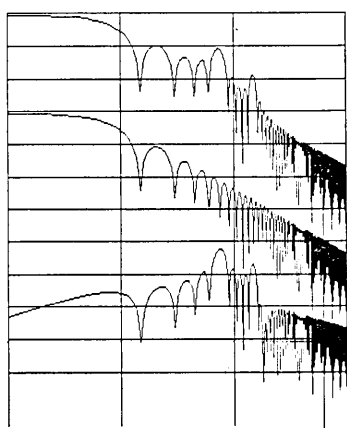


Fig. 3. (e) Same as (a) but at $\theta=80^\circ$.

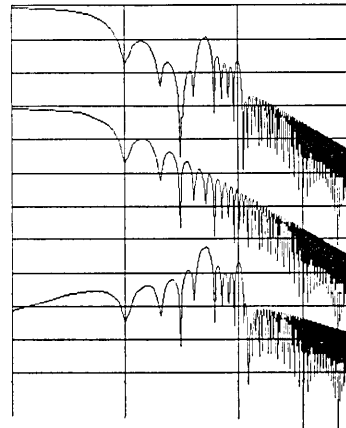


Fig. 3. (f) Same as (a) but at $\theta=170^\circ$.

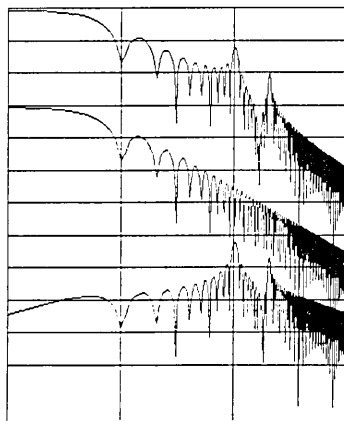


Fig. 3. (g) Same as (a) except for case where $\lambda/L=0.1$ at $\theta=170^\circ$

40° のときに起伏の影響が特に大きい。 $I_2(\omega)$ の寄与が小さいはずの $\theta_0 = 10^\circ, 80^\circ, 170^\circ$ でも、 $\omega = k/\phi$ 付近で、起伏のない平坦な断層の場合より、スペクトル振幅が数十倍大きい。かなり大きな量であり、断層面の起伏が短周期地震波におよぼす影響が重要だと思える。

では、現実の地震断層において、このようなことが起っているのだろうか。はじめにも述べたように地表にあらわれた地震断層はかなり屈曲している (Fig. 4)。

このような大きな屈曲に関して、地震波・地殻変動の解析や余震分布などから地下深部

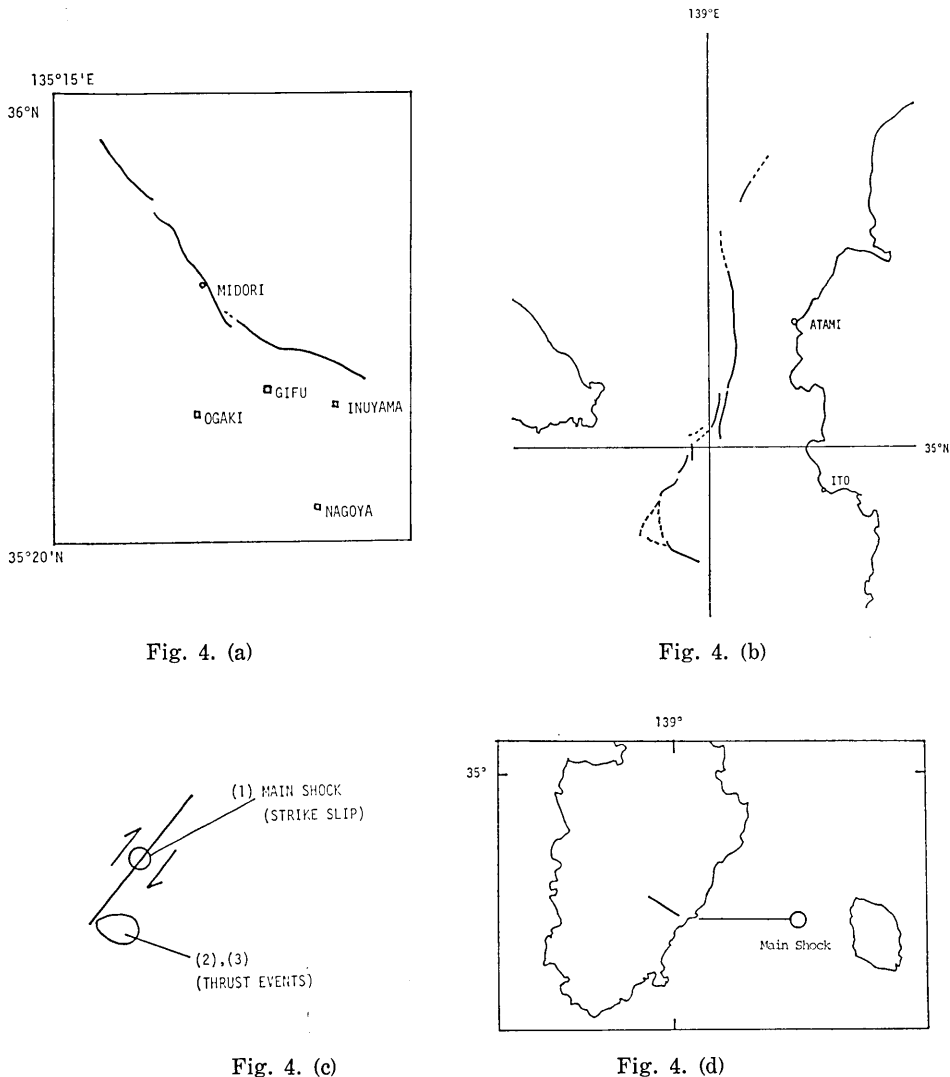


Fig. 4. Examples of distorted earthquake faults. (a) 1891 Nobi Earthquake. (b) 1930 North Izu Earthquake. (c) 1976 Tangshang Earthquake. (d) 1978 Izu-Oshima Earthquake.

でも本当に屈曲していることがわかっている場合がある (1891 年濃尾地震 (MIKUMO and ANDO (1976)), 1976 年 Guatemala 地震 (KANAMORI and STEWART (1978)), 1978 年伊豆大島近海地震 (KIKUCHI and SUDO (1984))). さらに, マルチプルショックの地震で, 第 2 震, 第 3 震のメカニズム解が第 1 震と大きく異なる場合もある (唐山地震 (BUTLER, STEWART and KANAMORI (1979))). 従って地下深部で, ここで仮定したよりもっと大きな屈曲がありそうである.

ここでの扱いは, 変位のくいちがいの時間関数が断層面全体で一様な, いわゆるディスロケーションモデルを使っていて, 起伏の変化は単に射出角のみに影響すると仮定している. しかし, 断層の物理学の立場から考えるならば, 断層の屈曲は, 断層面上の強度, 摩擦力, せん断応力を変化させて一様性をなくす. Fig. 5 は無限媒質中の起伏が $\sin kx$ であらわされる断層面に, x 軸と 45° をなす方向に遠方から力が加わった場合の, 断層面に沿う法線応力と, せん断応力を示している. クーロンの摩擦式で考えると, $x=(2n+1)\pi/k$ の点 (図の中央部) では, 法線応力が極大で, せん断応力が極小なので, この点は最も破壊しにくいことになる. このようなことが, 破壊伝播速度, 変位の時間関数, 最終変位を不均一にし地震波形を複雑にする. さらに λ が最終変位程度に小さくなってくると, 摩擦力の変位依存性も問題になるし, さらにやっかいなことは, 境界面が大きく変化するため通常の弾性論の問題として大変難しくなってしまう. このようなクラック面が曲っている場合の計算は, 数値計算によっても大変難しい. 断層の屈曲によって破壊過程がどのようなものになるか, また変位時間関数がどのような形になるかは, 今後の問題としたい.

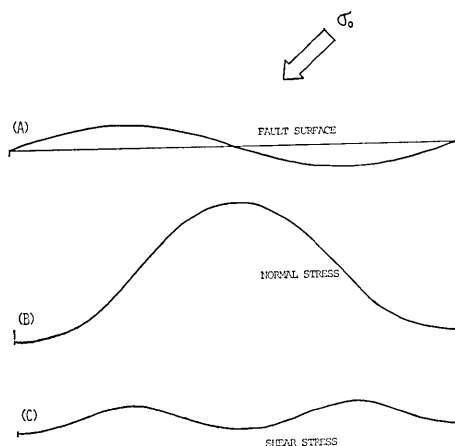


Fig. 5. (a) Distorted fault model. (b) Normal stress on the fault surface. (c) Shear stress along the fault surface.

謝 辞

この論文の作成にあたって京都大学防災研究所の三雲健教授にはたいへんお世話になりました. また, 宇佐美研究室のゼミでの宇佐美教授, 丸山助教授, 小高博士をはじめとする方々との討論は大変有益でした. ここに感謝いたします.

文 献

- BOUCHON, M., 1978, A dynamic source model of the San Fernando Earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* 83, 1555-1576.
- BUTLER, R., G. S. STEWART and H. KANAMORI, 1979, The July 27, 1976 Tangshan China Earthquake—A complex sequence of intraplate events, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 69, 207-220.

- DAS, S. and K. AKI, 1977, Fault plane with barrier: A versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5648-5670.
- KANAMORI, H. and G.S. STEWART, 1978, Seismological aspects of Guatemala Earthquake of February 4, 1976, *J. Geophys. Res.*, **83**, 3427-3434.
- KIKUCHI, M. and K. SUDO, 1984, Inversion of teleseismic P wave of Izu-Oshima, Japan, Earthquake of Jan. 14, 1978, *J. Phys. Earth*. Submitted.
- 乗原保人・大中康誉・山本清彦・平沢朋郎, 1984, 固着すべりの破壊領域の動的挙動, 地震学会講演予稿集, No. 1, p. 256.
- MIKUMO, T. and M. ANDO, 1976, Search into the faulting mechanism of the 1891 Great Nobi Earthquake, *J. Phys. Earth*, **24**, 63-87.
- MIKUMO, T. and T. MIYATAKE, 1978, Dynamical rupture process of a three-dimensional fault with non-uniform frictions and near-field seismic waves, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **54**, 417-438.
- MIYATAKE, T., 1980, Numerical simulation of earthquake source process by a three-dimensional crack model. Part 1. Rupture process, *J. Phys. Earth*, **28**, 565-598.
- 大中康誉・乗原保人・山本清彦・平沢朋郎, 1984, 固着すべりの破壊領域における基本的性質——そのモデル化, 地震学会講演予稿集, No. 1. p. 255.

Generation of High-frequency Seismic Waves by Source Process

—Effect of Fault Distortion—

Takashi MIYATAKE

Earthquake Research Institute

A theoretical study was made to investigate the spectrum of seismic waves radiated from a distorted fault, using a kinematic dislocation model in which the dislocation and the rupture velocity are constant over the fault. In this model, it is assumed that the fault is narrow, the fault distortion is represented by the function $h(\xi) = \Delta h \cdot \sin(2\pi\xi/\lambda)$ and the slip on the fault is of a ramp function with a time constant τ , where λ is the wave length of the fault distortion, Δh is the amplitude of distortion and ξ is the position of the fault.

S wave spectrum by the distorted fault is represented as $U(\omega) = A(\omega) \cdot \{I_1(\omega) + I_2(\omega)\}$, where $I_1(\omega)$ is the uniform rupture factor, $I_2(\omega)$ is the distorted fault factor and $A(\omega)$ is the spectrum of time derivative of dislocation function. $I_2(\omega)$ has a maximum value which is proportional to $|\Delta h \cdot L/\lambda \cdot \sin 2\theta|$ in $\omega = 2\pi/\lambda/\Phi$ ($\Phi = 1/V_r - \cos \theta/\beta$), where θ is the azimuthal angle and V_r is the rupture velocity. When $\lambda/L = 1/5$ and $V_r/\beta = 0.75$, where L is the fault length and β is the shear wave velocity, the high frequency spectrum is of the order to ten times larger than that of a flat fault.