

障碍体和凹凸体对地震矩的影响

牛志仁 陈党民 李炳乾

(陕西省地震局)

摘 要

本文利用具有非均匀剪切应力分布的圆盘状裂缝问题的解,定量计算了障碍体和凹凸体对地震矩的影响。我们发现,除非障碍体的尺寸很小或很接近于整个断层的尺寸,含有障碍体的断层的地震矩,大致为具有均匀应力降的等面积断层的地震矩的40%。由此可以推知,在障碍体的这种尺寸范围内,视应力降 $\langle\Delta\sigma\rangle$ 大致也是 $\Delta\sigma_{Af} = S^A - \tau_f$ 的40%。这里 S^A 是远场应力, τ_f 是残余摩擦应力。另外,已存在滑动带对于凹凸体破坏的地震矩有明显的放大作用,这种作用在凹凸体尺寸较小时特别显著。例如,当凹凸体半径是整个断层半径的2/10时,凹凸体上的矩被放大7倍多;当其半径为整个断层半径的1/10时,凹凸体的矩将被放大大约30倍。

文中还比较了三维效应和二维效应的差异。我们发现, \bar{M}_{x0}/M_0^0 在三维情形对障碍体尺寸的变化并不敏感,这是与二维情形很不相同的。这里, \bar{M}_{x0} 是具有障碍体的断层破裂所产生的地震矩, M_0^0 是相应的均匀断层破裂的矩。所以,二维分析不适用于具有障碍体的三维断层。然而,在分析已存在滑动带对凹凸体破裂的矩的影响时,平面应变结果与三维结果差异并不很大。

关键词 震源;障碍体;凹凸体;弹性裂缝;地震矩

一、引 言

地震矩的引入^[1]使得地震的定量化取得了重大的突破。近年来,人们对大量的地震测量了地震矩,并进而给出其他,诸如震源尺度、平均位错、应力降等震源参数。现在,地震矩已经成为一个重要的地震参数。不过应当指出,包括地震矩在内的地震参数都是在未考虑震源的复杂性的情况下测定的。在计算的震源模型中,或者假定了均匀的位错,或者假定了均匀的应力降,这势必含混了这些震源参数的内在的物理含义。

近年来,Kanamori 和 Stewart^[2]提出具有不均匀断层强度的凹凸体模型,Das 和 Aki^[3]提出具有不均匀应力降的障碍体模型来说明震源的复杂性。Madariaga^[4],Rice^[5],Aki^[6]曾指出地震断层的这种非均一性将会对于震源参数的解释产生很大影响。Rudnicki 和 Kanamori^[7],Rudnicki 等^[8]曾利用共线剪切裂缝的解,定量地分析了障碍体和凹凸体对地震矩、应力降和应变能释放的影响,估计了这个影响的量级,指出这个影响可能

是很显著的。不过,他们的研究都是对于平面问题进行的。在他们的文章中曾经提出:三维效应可能是重要的,然而由于没有求得问题的解,所以无法给出相应的分析和计算。牛志仁^[9]最近求解了断层表面具有非均匀剪切分布的三维圆盘状裂缝问题,得到了问题的封闭形式的精确解。在本文中利用他的解,定量计算障碍物或凹凸体对地震矩的影响。

二、模型与计算公式

本文考虑圆盘状的非均匀断层模型[图 1(a)]. 将研究如下两种情形:

1. 具有障碍体的圆盘状断层的破裂

如果断层面上的初始应力是均匀的,而断层面失稳错动后的终止应力是不均匀的,这

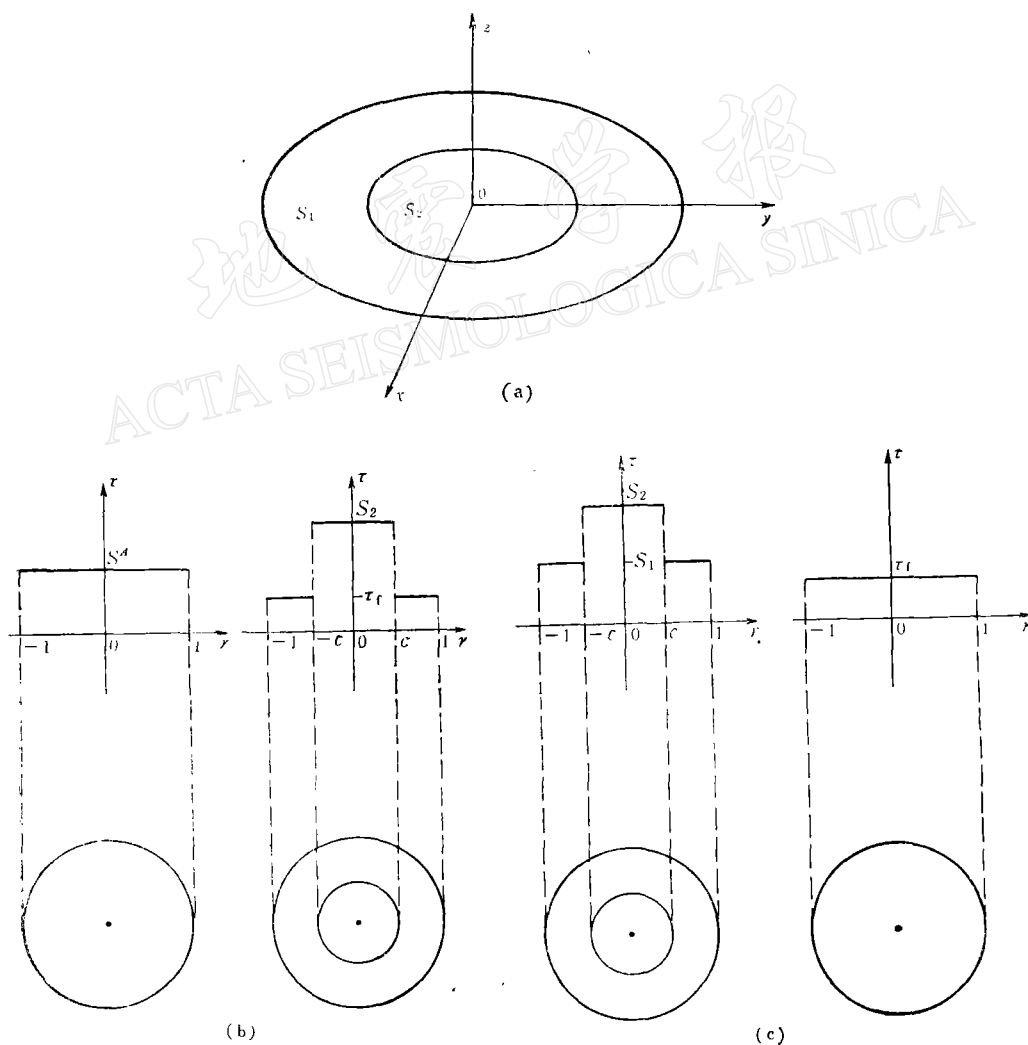


图 1 (a) 具有非均匀剪切力分布的三维圆盘状裂缝模型
(b) 具有障碍体的圆盘状断层的破裂 (c) 具有非均匀静摩擦应力的圆盘状断层的破裂

种模型是障碍体模型。具有部分应力降或负应力降的区域, 可解释为障碍体。本文考虑的第一种情况表示在图 1(b) 中。如图所示, 圆形断层在失稳前均匀地分布着远场应力 S^A , 断层失稳后断层面的终止应力是不均匀的: 在外部的环状区为残余摩擦应力 τ_f , 在内圆核上为 S_2 。

作为特例, 将考虑内圆核上平均滑动为零的情形, 这可理解为通常意义下的障碍体。

2. 具有非均匀静摩擦应力的圆盘状断层的破裂

这便是凹凸体模型。如图 1(c) 所示, 圆形断层在破裂前具有非均匀的静摩擦应力分布, 在外部的环形区上为 S_1 , 在内圆核上为 S_2 , 该断层破裂后全部变为残余摩擦应力 τ_f 。

做为第二种情形的特例, 将研究已存在滑动带的影响。此时 $S_1 = \tau_f$, 且设内圆核的平均滑动为零。即, 外圆环部分是已存在的滑动带(具有残余摩擦应力), 内圆核是锁住部分。

上述二种情形, 均可以化为牵引力沿半径呈阶梯状非均匀分布的圆盘状剪切裂缝问题。它的解已经由牛志仁^[9]给出。裂缝面的相对滑动为:

$$\begin{aligned} \delta_r(r, \theta) = 2u_r(r, \theta, 0) = \frac{8 \cos \theta}{\pi} \left\{ -\frac{\nu}{3} (1 - c^2)^{3/2} B_2 \cdot r^{-2} \cdot (1 - \frac{2 + r^2}{2} (1 - r^2)^{1/2}) + (1 - \nu) \cdot \left(A_1 - \frac{\nu}{2(1 - \nu)} \right. \right. \\ \cdot (1 - c^2)^{3/2} B_2 \cdot (1 - r^2)^{1/2} + \nu B_2 \cdot \left[\frac{1}{3r^2} (1 - c^2)^{3/2} - r \right. \\ \cdot \int_r^{c^{-1} \cdot \min(r, c)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{r}\right)^2 \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}}{\xi^4} d\xi \left. \right] + (1 - \nu) B_2 \cdot r \\ \cdot \int_r^{c^{-1} \cdot \min(r, c)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{r}\right)^2 \xi^2}}{\xi^2 \sqrt{1 - \xi^2}} d\xi \left. \right\} \quad 0 < r < 1 \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta_\theta(r, \theta) = 2u_\theta(r, \theta, 0) = \frac{8 \sin \theta}{\pi} \left\{ -\frac{\nu}{3} (1 - c^2)^{3/2} B_2 r^{-2} \right. \\ \cdot \left[1 - \frac{2 + r^2}{2} \cdot (1 - r^2)^{1/2} \right] - (1 - \nu) \\ \cdot \left[A_1 - \frac{\nu}{2(1 - \nu)} (1 - c^2)^{3/2} B_2 \right] (1 - r^2)^{1/2} + \nu B_2 \\ \cdot \left[\frac{1}{3r^2} (1 - c^2)^{3/2} - r \int_r^{c^{-1} \cdot \min(r, c)} \right. \\ \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{r}\right)^2 \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}}{\xi^4} d\xi \left. \right] - B_2 \cdot r \end{aligned}$$

$$\cdot \int_r^{c^{-1} \cdot \min(r, c)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{r}\right)^2 \xi^2}}{\xi^2 \sqrt{1 - \xi^2}} d\xi \} \quad 0 < r < 1 \quad (2)$$

$$\delta_z(r, \theta) = 0 \quad 0 < r < 1 \quad (3)$$

其中 $\delta_r(r, \theta)$, $\delta_\theta(r, \theta)$ 和 $\delta_z(r, \theta)$ 分别是 r , θ 和 z 方向的相对滑动. A_1 , B_2 是常数:

$$\begin{cases} A_1 = \frac{1}{2-\nu} \left(-\frac{S_2 - S^A}{\mu} - \frac{\nu}{2} \frac{S_1 - S_2}{\mu} (1 - c^2)^{3/2} \right) \\ B_2 = -\frac{S_1 - S_2}{2\mu} \end{cases} \quad (4)$$

这里 ν 是 Poisson 比, μ 是剪切模量, c 是断层内圆核半径与断层半径之比; S^A 是远场剪应力, S_2 是内圆核上的剪应力, S_1 是断层外环区上的剪应力.

经过简单的计算可以得到内圆核上的平均滑动 $\bar{\delta}_{xi}$ 和 $\bar{\delta}_{yi}$ 为:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_{xi} = \frac{16}{3\pi} & \left\{ \left[(1-\nu)A_1 - \frac{\nu}{2} B_2 (1-c^2)^{3/2} - \frac{2-\nu}{2} B_2 \right] \right. \\ & \cdot \frac{2-c^2 + (1-c^2)^2}{1 + (1-c^2)^{3/2}} + \frac{2-\nu}{2} B_2 (3-2c) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\bar{\delta}_{yi} = 0 \quad (6)$$

外部环形区上的平均滑动 $\bar{\delta}_{x0}$ 和 $\bar{\delta}_{y0}$ 为:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_{x0} = \frac{16}{3\pi} & \left\{ \left[(1-\nu)A_1 - \frac{\nu}{2} B_2 (1-c^2)^{3/2} - \frac{2-\nu}{2} B_2 \right] \right. \\ & \cdot (1-c^2)^{3/2} + \frac{2-\nu}{2} B_2 [(1-c^2)^{3/2} + (1-c) \\ & \cdot (1-c^3)] \left. \right\} \frac{1}{1-c^2} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\bar{\delta}_{y0} = 0 \quad (8)$$

整个裂缝面上的平均滑动 $\bar{\delta}_x$ 和 $\bar{\delta}_y$ 为:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_x = \frac{16}{3\pi} & \left\{ \left[(1-\nu)A_1 - \frac{\nu}{2} B_2 (1-c^2)^{3/2} - \frac{2-\nu}{2} B_2 \right] \right. \\ & + \frac{2-\nu}{2} B_2 [(1-c^2)^{3/2} + (3-2c)c^2 + (1-c)(1-c^3)] \left. \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\bar{\delta}_y = 0 \quad (10)$$

当求得平均滑动之后, 可由公式 $M_0 = \mu \bar{\delta} S$ 求得相应的地震矩. 由于 M_0^y 一直为零, 故以下仅讨论 M_0^x .

三、具有障碍体的圆盘形断层的情形

如上节所述, x 方向的应力降在内圆核上为 $S^A - S_2$, 在外部环形区为 $S^A - \tau_f$, y 方向的应力降在整个断层面上均为零时, 圆盘状断层的地震矩为(在本节中 $S_1 = \tau_f$):

$$\bar{M}_x = \pi \mu \bar{\delta}_x = \frac{16}{3} \mu \left\{ (1-\nu) A_1 - \frac{\nu}{2} B_2 \left[(1-c^2)^{3/2} - \frac{2-\nu}{2} B_2 \right] + \frac{2-\nu}{2} B_2 [(1-c^2)^{3/2} + (3-2c)c^2 + (1-c)(1-c^3)] \right\} \quad (11)$$

面积相等, 应力降在 x 方向为常量 $S^A - \tau_f$, 在 y 方向为零的圆盘状、均匀剪切断层的地震矩为:

$$M_0 = \frac{16}{3} \frac{1-\nu}{2-\nu} (S^A - \tau_f) \quad (12)$$

为了研究非均匀应力降对地震矩的影响, 我们计算比值 \bar{M}_x/M_0 . 图 2 给出了对于参数 $(S_2 - \tau_f)/(S^A - \tau_f)$ 的不同值, \bar{M}_x/M_0 随 c 的变化. 这里 $S_2 \geq \tau_f$, $S^A > \tau_f$, $\nu = 0.25$.

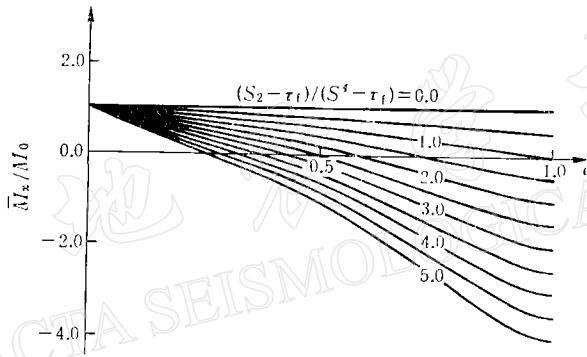


图 2 对于不同的 $(S_2 - \tau_f)/(S^A - \tau_f)$, \bar{M}_x/M_0 随 c 的变化

从图 2 可见, 当 $0 < \frac{S_2 - \tau_f}{S^A - \tau_f} < 1$, 即 $S_2 < S^A$ 时, $\bar{M}_x/M_0 > 0$. 这说明, 当内圆核上虽然具有不完全的应力降, 但其终止应力小于远场应力时, 这个具有非均匀应力降的圆盘断层具有正的地震矩 \bar{M}_x . 不过, 随着圆核半径的增加, 地震矩 \bar{M}_x 将逐渐变小. 当 $\frac{S_2 - \tau_f}{S^A - \tau_f} > 1$ 时, 随着内圆核半径的增加, \bar{M}_x/M_0 也是愈来愈减小. 对于每一个参数值, 都存在一个点 c_0 , 当 $c > c_0$ 时, $\bar{M}_x/M_0 < 0$, 即断层面具有负的地震矩. 这大概在断层面上具有某种内应力源时才能出现.

通常, 人们感兴趣的是内圆核上平均滑动为零的情形. 此时, 圆盘断层的破裂便可看成是通常意义下具有障碍体的断层的破裂.

内圆核上平均滑动为零, 要求如下关系式成立:

$$\frac{S_2 - S^A}{S_2 - \tau_f} = \frac{(2-\nu)^2}{4(1-\nu)} \left\{ \frac{(3-2c)c^2}{1-(1-c^2)^{3/2}} - 1 - \frac{\nu^2}{(2-\nu)^2} (1-c^2)^{3/2} \right\} \quad (13)$$

计算得到, 外部环形区的地震矩(此即整个断层面上的地震矩)为:

$$\bar{M}_{x0} = \frac{16(2-\nu)}{3} \left\{ (3-2c) \left[c^2 - \frac{1+(1-c^2)^{3/2}}{2-c^2+(1-c^2)^2} \right] \right\}$$

$$+ (1 - c^2)^{3/2} + (1 - c)(1 - c^3) \} (S_2 - \tau_f) \quad (14)$$

另外,面积等于环形区面积,动摩擦应力在整个断层面上均为 τ_f 的圆盘状断裂的地震矩

$$M_0^c = \frac{16}{3} \frac{1 - \nu}{2 - \nu} (S^A - \tau_f)(1 - c^2)^{3/2}, \quad (15)$$

为了研究障碍体的存在对地震矩的影响,我们对于每个 c 值计算了比值 \bar{M}_{x0}/M_0^c . 图 3(a) 给出了 \bar{M}_{x0}/M_0^c 随 c 的变化. 为了看出内圆核上相应的动摩擦应力 S_2 的值,我们还给出了 \bar{M}_{x0}/M_0^c 随 $(S_2 - \tau_f)/(S^A - \tau_f)$ 的变化[图 3(b)]. 应该说明的是图 3(a) 中 $c = 1$ 的点与图 3(b) 中 $\frac{S_2 - \tau_f}{S^A - \tau_f} = 1$ 的点对应, $c = 0$ 的点则与 $\frac{S_2 - \tau_f}{S^A - \tau_f} = \infty$ 的点对应. 由图 3(a) 可以看出,当内圆核很小时(为了使内圆核上的平均滑动为零,它上面的终止应力 S_2 必须非常大),具有障碍体的断层的地震矩 \bar{M}_{x0} ,大致为具有完全应力降的等面积断层地震矩 M_0^c 的四分之一. 随着内圆核半径的增大,虽然为了使内圆核上的平均滑动为零它上面的终止应力 S_2 在变小,但是比值 \bar{M}_{x0}/M_0^c 却在逐渐变大. 当 c 值大于 0.5 以后,这个比值才逐渐变小. 在 c 临近 1 时,这个比值急剧地下降到零. 不过,对于 $0.3 < c < 0.8$ 的相当宽的参数 c 的范围,比值 \bar{M}_{x0}/M_0^c 保持在 0.38 到 0.45 之区间内. 由此可以设想,对于具有障碍体的圆盘状断层,除过障碍体区(内圆核)尺寸很大或很小的极端情形,其地震矩一般为具有完全应力降的等面积圆盘断层的地震矩的十分之四左右.

在计算地震矩时都假定了应力降为 $S^A - \tau_f$. 然而,大家知道,地震矩才是可以通过观测测定的量,应力降不过是一个由地震矩和震源尺度等导出的量. 对于半径为 r_0 ,具有均匀应力降 $\langle \Delta \sigma \rangle$ 的圆盘剪切断层有^[10]

$$\langle \Delta \sigma \rangle = \frac{3}{16} \frac{2 - \nu}{1 - \nu} \frac{M_0}{r_0^3} \quad (16)$$

这儿 M_0 是地震矩. 当测得地震矩 M_0 和滑动区面积 (πr_0^2 , 其中 r_0 为所归算的等面积圆

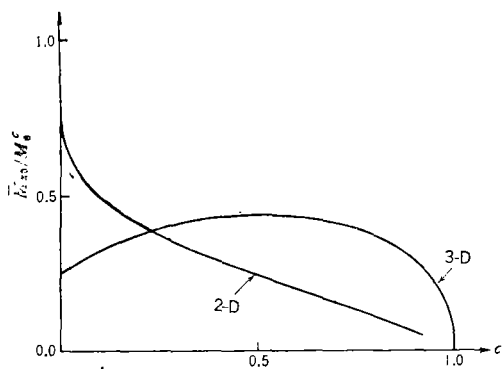


图 3(a) 三维及平面应变情形时,
 \bar{M}_{x0}/M_0^c 随 c 的变化

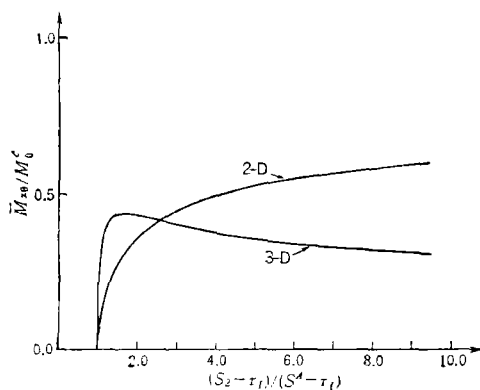


图 3(b) 三维及平面应变情形时,
 M_{x0}/M_0^c 随 $(S_2 - \tau_f)/(S^A - \tau_f)$ 的变化

的半径)时,由(16)推算的应力降称为视应力降. 远场应力与残余摩擦应力之差 ($S^A - \tau_f$) 记为 $\Delta\sigma_{Af}$. 令(16)中的 M_0 等于(14)中的 \bar{M}_{x0} , $r_0 = (1 - c^2)^{1/2}$, 则注意到(15)时有

$$\frac{\langle \Delta\sigma \rangle}{\Delta\sigma_{Af}} = \frac{\frac{3}{16} \frac{2-\nu}{1-\nu} \frac{\bar{M}_{x0}}{(1-c^2)^{3/2}}}{S^A - \tau_f} = \frac{\bar{M}_{x0}}{M_0^c} \quad (17)$$

所以,根据图 3(a) 和图 3(b) 所分析的关于 \bar{M}_{x0}/M_0^c 的结论,也是适用于 $\langle \Delta\sigma \rangle/\Delta\sigma_{Af}$ 的. 特别,当 c 很小时 $\langle \Delta\sigma \rangle$ 大致为 $\Delta\sigma_{Af}$ 的四分之一. 当 $0.3 < c < 0.8$ 时, $\langle \Delta\sigma \rangle$ 约为 $\Delta\sigma_{Af}$ 的十分之四左右.

视应力降 $\langle \Delta\sigma \rangle$ 相对于障碍体上真实应力降 $\Delta\sigma_{Ab} = S^A - S_2$ 的变化示于图 4(a) 中. 由图可见,当 $c < 0.3$ 时有 $\frac{\langle \Delta\sigma \rangle}{\Delta\sigma_{Ab}} < 1$; 当 $c > 0.3$ 时有 $\frac{\langle \Delta\sigma \rangle}{\Delta\sigma_{Ab}} > 1$, 它说明当平均滑动为零的内圆核的半径与断层半径之比较大时,视应力降将会比障碍体上的真实应力降大. 特别当 $c \rightarrow 1$ 时,障碍体上的真实应力降是视应力降的高阶小量. 考察一下 c 较小的情况是有趣的. 由图可见,当 $c < 0.2$ 时, $\frac{\langle \Delta\sigma \rangle}{\Delta\sigma_{Ab}}$ 近似和 c 成正比: $\frac{\langle \Delta\sigma \rangle}{\Delta\sigma_{Ab}} \approx \frac{5}{2}c$. 特别,当 $c = 0.2$ 时, $\langle \Delta\sigma \rangle \approx \Delta\sigma_{Ab}/2$; 当 $c = 0.1$ 时,估计的视应力降仅为障碍体应力降的 $1/4$.

关系式(13)实际上给出了非常理想化的三维非均匀断层模型中,障碍体应力降($S^A -$

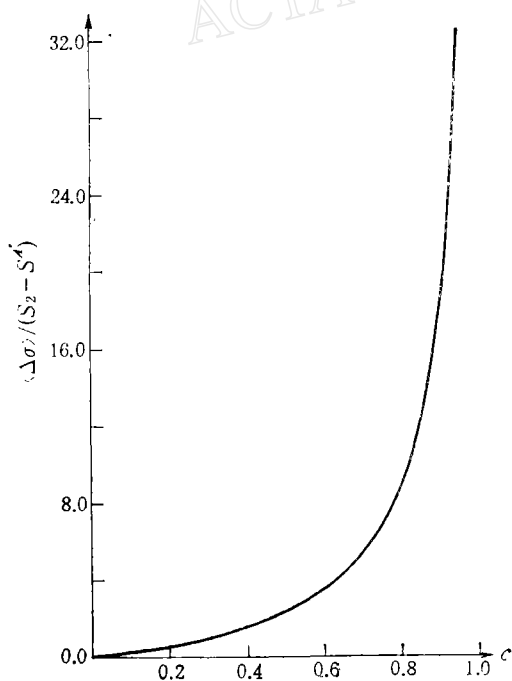


图 4(a) $\langle \Delta\sigma \rangle/\Delta\sigma_{Ab}$ 对于 c 的关系图

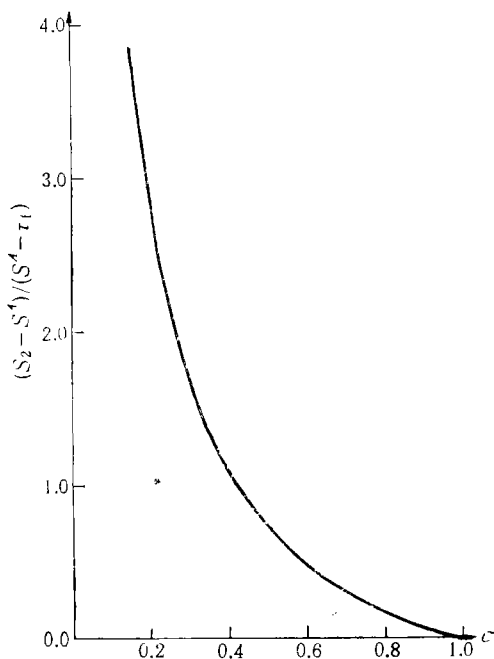


图 4(b) $\Delta\sigma_{Ab}/\Delta\sigma_{Af}$ 对于 c 的关系图

S_2) 与差应力 $(S^A - \tau_f)$ 对于不同的半径比 c 的关系式. 图 4(b) 给出了 $\frac{\Delta\sigma_{Ab}}{\Delta\sigma_{Af}}$ 随 c 的变化. 由图可见, $\Delta\sigma_{Ab}/\Delta\sigma_{Af}$ 是 c 的单调减函数. 当 c 接近零时, $\Delta\sigma_{Ab}/\Delta\sigma_{Af} \gg 1$; 当 $c > 0.5$ 以后, $\Delta\sigma_{Ab}/\Delta\sigma_{Af} < 1$.

四、具有凹凸体的圆盘状断层的情形

远场承受 x 方向剪应力 S^A , 断层破裂前内圆核摩擦应力为 S_2 , 环形区为 S_1 , 断层破裂后的终止摩擦应力为 τ_f 的断层破裂的矩为

$$M = \frac{16}{3} \frac{1-\nu}{2-\nu} (S^A - \tau_f) - \bar{M}_x \quad (18)$$

这里, \bar{M}_x 由(11)式给出, (18)式中的第一项表示应力降为 $(S^A - \tau_f)$ 的圆盘状均匀剪切断层的地震矩 M_0 [参见(12)式].

为了研究非均匀初始应力对地震矩的影响, 我们对于不同的 $(S_2 - S_1)/(S^A - \tau_f)$ 计算了 M/M_0 随 c 的变化. 由于可以证明当 $\frac{S^A - S_2}{S^A - \tau_f} \neq 0$ 时, M/M_0 随 c 的变化曲线仅仅是将 $(S^A - S_2)/(S^A - \tau_f) = 0$ 的相应曲线向下平移一个量 $(S^A - S_2)/(S^A - \tau_f)$. 所以, 只需看 $(S^A - S_2)/(S^A - \tau_f) = 0$ 的情形. 这时, 计算结果示于图 5 中. 由图可见, 当 c 从零变到 1 时, M/M_0 对于不同的 $(S_2 - S_1)/(S^A - \tau_f)$ 都在单调地变化, 其变化的幅度分别等于 $(S_2 - S_1)/(S^A - \tau_f)$ 的值. 所以, 正如人们可以预料地那样, 非均匀初始应力的变动范围越大 (即 $|S_2 - S_1|$ 越大), M/M_0 的变动范围便越大. 这时, 将 M 解释为具有均匀应力降 $(S^A - \tau_f)$ 的地震矩 M_0 的不确定性就越强.

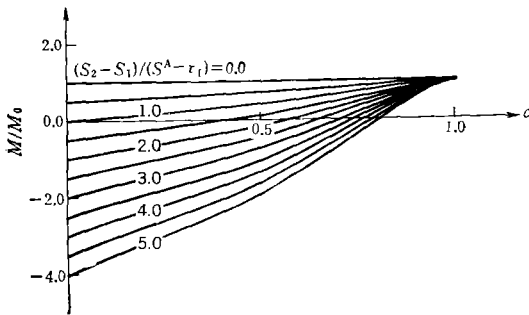


图 5 当 $(S^A - S_2)/(S^A - \tau_f) = 0$ 时, 对于不同的 $(S_2 - S_1)/(S^A - \tau_f)$, M/M_0 随 c 的变化

现在, 让我们考虑已存在滑动带对地震矩的影响, 这个问题曾经被 Rudnicki 等人考虑过^[8]. 在这种情形, (13)式成立.

当周围存在着滑动区的凹凸体破裂时, 凹凸体上的矩应当等于断层面全部破裂时凹凸体上的矩减去凹凸体未破裂时的矩. 经过简单计算可以求得凹凸体破裂时它的矩

$$M_0^A = \frac{16}{3} \frac{1-\nu}{2-\nu} (S^A - \tau_f)$$

$$\cdot [1 - (1 - c^2)^{3/2}] - \mu\pi c^2 \bar{\delta}_{xi} \quad (19)$$

其中 $\bar{\delta}_{xi}$ 由(5)给出. 由于内圆核上的平均滑动为零, 即(13)式成立, 所以(19)式退化为一个简单的形式

$$M_0^A = \frac{16}{3} \frac{1-\nu}{2-\nu} (S^A - \tau_f) [1 - (1 - c^2)^{3/2}] \quad (20)$$

另外, 当不存在滑动区时, 半径为 c 的均匀剪切断层破裂的矩为^[10]

$$M_0^{dc} = \frac{16}{3} \frac{1-\nu}{2-\nu} (S^A - \tau_f) \cdot c^3 \quad (21)$$

所以,已存在滑动区对地震矩的影响可以通过下式了解

$$\frac{M_0^A}{M_0^{dc}} = \frac{1 - (1 - c^2)^{3/2}}{c^3} \quad (22)$$

图 6 是 M_0^A/M_0^{dc} 随 c 变化的计算结果。从图可见,已存在滑动带对地震矩可以产生显著的影响,特别当 c 较小时这个影响将非常显著。例如,当 $c = 0.2$ 时, $M_0^A/M_0^{dc} = 7.4$; 当 $c = 0.1$ 时, $M_0^A/M_0^{dc} = 29.7$ 。这就是说,当 $c = 0.2$ 时地震矩将被放大七倍半,当 $c = 0.1$ 时地震矩将被放大近 30 倍。至于已存在滑动带时,凹凸体破裂所产生的视应力降 $\langle \Delta \sigma \rangle$ 与凹凸体上的真实应力降 $\Delta \sigma_s = S_2 - \tau_f$ 的比较问题,已被牛志仁^[9]讨论过。

五、讨论和结论

本文研究了具有非均匀剪切应力分布的圆盘状裂缝的破裂问题。利用已经得到的精确解^[9], 定量计算了障碍体和凹凸体对地震矩的影响。我们的主要结果是: 除非障碍体的尺寸与断层尺寸相比很小或很接近, 具有障碍体的断层的地震矩, 大致为具有完全应力降的等面积断层地震矩的 4/10。这个结论也适用于视应力降 $\langle \Delta \sigma \rangle$ 与远场应力和残余摩擦应力之差 $\Delta \sigma_{Af}$ 的比较; 另外, 已存在滑动带对凹凸体上的地震矩有明显的放大作用, 这种作用在凹凸体尺寸较小时特别显著。例如, 当 $c = 0.2$ 时凹凸体上的矩被放大七倍多, 当 $c = 0.1$ 时将放大约 30 倍。

将这里的三维结果与二维结果比较是有意义的。Rudnicki 和 Kanamori^[7],

Rudnicki 等^[8]曾研究过二维问题。不过, 他们的数学提法与本文是有些不同的。他们的力学模型是被介质连续区分开的共线裂缝问题。我们的模型类似于 Rundle 等^[11], 是承受不均匀牵引力的非均匀裂缝。当考虑地震发生的粘滑机制时, 我们的模型或许是更合理的。当然, 这里的破裂准则可能与滑动-弱化或依赖于速度和表面状态的滑动摩擦本构律有关^[12]。为了与二维结果比较, 我们仿照文献^[13]计算了具有非均匀剪切裂缝的平面应变问题。这样, 二维和三维问题的提法是相同的。

在图 3(a) 中我们同时给出了三维和平面应变情形时, 具有障碍体的断层的地震矩 \bar{M}_{s0} 与具有均匀应力降的等面积断层的地震矩 M_0^c 之比随 c 的变化。由此可以发现, 三维的结果与平面应变的结果有很大的不同。在平面应变情形, \bar{M}_{s0}/M_0^c 的急剧变化发生

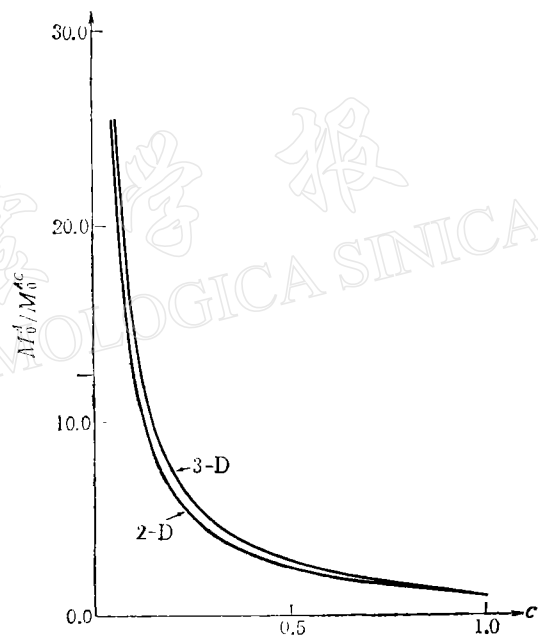


图 6 三维及平面应变情形时, M_0^A/M_0^{dc} 随 c 的变化

在 c 接近零时. 不过, 这种变化在 $0 < c < 0.1$ 时仅是从 $3/4$ 变到 $1/2$, 说明 \bar{M}_{x0} 从 M_0^c 的 $3/4$ 倍变到 $1/2$ 倍. 但是, 在 $c > 0.1$ 以后, \bar{M}_{x0}/M_0^c 便近似线性地从 0.5 变化到零. 当 $c = 0.8$ 时, \bar{M}_{x0} 大约仅是 M_0^c 的十分之一; 当 $c = 0.9$ 时, \bar{M}_{x0} 大约不过是 M_0^c 的千分之六. 在三维情形时, 除过 c 接近 1 时 \bar{M}_{x0}/M_0^c 急剧地变到零之外, 在 $0 < c < 0.9$ 的相当宽的范围内, 它都在 0.25 至 0.45 之间变动, 说明 \bar{M}_{x0}/M_0^c 在三维情形对障碍体尺寸的变化并不敏感, 二维的分析看来并不适用于三维的情形.

图 6 中同时给出了平面应变情形 M_0^d/M_0^c 的变化. 从这个图可以看出, 当凹凸体周围已经存在滑动时, 凹凸体破坏的矩 M_0^d 与不存在滑动带的等面积断层破裂的矩 M_0^c 之比随 c 的变化趋势, 对于三维和平面应变两种情形而言是基本一致的, 平面应变时的 M_0^d/M_0^c 值不过比三维情形的相应值略小一点. 所以, 在分析已存在滑动带对凹凸体破坏的矩的影响时, 二维分析结果也基本适用于三维情形.

感谢美国地调局 (U.S.G.S) George L. Choy 和法国巴黎大学 Raul Madariaga 的有益的建议.

参 考 文 献

- [1] Aki, K., 1966. Generation and propagation of G-waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964, 2, Estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from G-waves spectrum. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, **44**, 73—88.
- [2] Kanamori, H. and Stewart, G. S., 1978. Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976. *J. Geophys. Res.*, **83**, 3427—3434.
- [3] Das, S. and Aki, K., 1977. Fault plane with barriers: A versatile earthquake model. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5658—5670.
- [4] Madariaga, R., 1979. On the relation between moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. *J. Geophys. Res.*, **84**, 2243—2250.
- [5] Rice, J., 1980. The mechanics of earthquake rupture. *Proc. Int. Sch. Phys. Enrico Fermi*, **78**, 555—649.
- [6] Aki, K., 1981. Characterization of barriers on an earthquake fault. *J. Geophys. Res.*, **86**, 1785—1793.
- [7] Rudnicki, J. W. and Kanamori, H., 1981. Effects of fault interaction on moment, stress drop, and strain energy release. *J. Geophys. Res.*, **86**, 1785—1793.
- [8] Rudnicki, J. W., Hirashima, K. and Achenbach, J. D., 1984. Amplification of moment and strain energy release due to interaction between different size fault slip zone. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5828—5834.
- [9] Niu Zhiren, 1988. Stress and displacement field due to a penny-shaped shear crack with non-uniform traction. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **94**, 219—235.
- [10] Keilis-Borok, V. I., 1959. On the estimation of the displacement in an earthquake source and of source dimensions. *Ann. Geofis.*, **12**, 205—214.
- [11] Rundle, J. B., Kanamori, H. and McNally, K. C., 1984. An inhomogeneous fault model for gaps, asperities, barriers, and seismicity migration. *J. Geophys. Res.*, **89**, 10219—10231.
- [12] Dmowska, R. and Rice, J., 1986. Fracture theory and its seismological applications. In "Continuum Theory in Solid Earth Physics", ed. Teisseyre, R., Elsevier Publ. Co., Amsterdam, Polish Scient. Publ., Warsaw.
- [13] Niu Zhiren, 1984/85. Estimates of fracture parameters of earthquakes. *Pure Appl. Geophys.*, **122**, 645—661.

EFFECTS OF BARRIERS AND ASPERITIES ON SEISMIC MOMENT

NIU ZHIREN, CHEN DANGMIN AND LI BINGQIAN

(*Seismological Bureau of Shaanxi Province*)

Abstract

In this paper, the effects of barriers and asperities on the determination of seismic moment have been quantitatively examined by using the solution for a penny-shaped crack with non-uniform traction. It has been found that the moment of a fault with a barrier is about 40 percent of the moment on the fault with uniform stress drop and the same area, if the radius of the barrier is not very small, nor approximates to that of the fault. Therefore, it follows that, in this case, the apparent stress drop $\langle \Delta \sigma \rangle$ is about 40 percent of $\Delta \sigma_{Af} (= S^A - \tau_f)$ where S^A is the far-field stress and τ_f is the uniform residual frictional stress. Furthermore, a pre-existing slip zone can substantially amplify the seismic moment due to the failure of an asperity. Especially, the amplification is very large when the radius of the asperity is small. For example, the moment on the asperity is over 7 times and 30 times of the moment at the failure of a uniform shear fault with radius C , respectively, when the radius of the asperity is 20 percent and 10 percent of the radius C of the fault.

The difference between three-dimensional and two-dimensional effects is compared in this paper. It is found that \bar{M}_{x0}/M_0^c is not sensitive to the change of asperity radius for three-dimensional faults, this differs very much from the result with two-dimensional fault, where \bar{M}_{x0} is the moment due to the failure of the fault with an asperity and M_0^c is the moment of a uniform fault. Therefore, two-dimensional analysis is not suitable to a three-dimensional fault with asperity. However, when examining the effect of pre-existing slip zones on the moment due to failure of asperity, the difference between the results of plane strain and three-dimensional case is not apparent.