

自由表面对地震辐射能的影响: 以逆冲断层为例

李彦恒^①, 史保平^{①②}, 张健^①

① 中国科学院研究生院地球科学学院, 北京 100049;

② 中国地震局地壳应力研究所, 北京 100085

E-mail: liyanh06b@mails.gucas.ac.cn

2008-07-26 收稿, 2008-10-29 接受

国家自然科学基金(批准号: 40574022)、中央级公益性科研院所基本科研专项(编号: ZDJ2007-1)和中国科学院百人计划资助项目

摘要 从震源辐射的能量表象定理出发, 以逆冲断层为例, 定量地分析了自由表面对逆冲断层地震波辐射能量计算的影响, 利用准静态有限尺度逆冲断层位错模型, 准确地计算了当断层处在不同倾角、距自由表面不同深度的情形下, 断层面上和自由表面位移场和应力场变化。结果表明, 当断层接近地表, 且倾角很小时, 考虑断层同自由表面相互耦合作用的地震波总辐射能(E_R)远大于由断层本身滑动位移所释放出的辐射能量(E_F), 后者也就是通常用于地震波能量估算的辐射能。随着断层与自由表面之间的距离进一步增加, 自由表面与断层间的耦合作用也随之减小, 总的辐射能与断层面上的辐射能之比(E_R/E_F)接近于 1。目前的结果可对地震观测中存在的远场和近场视应力不一致的现象提供了部分解释, 而且该成果对于近场强地面运动的准确定量计算有着十分重要的意义。

关键词
能量分配
表象定理
逆冲断层
视应力
地表响应

地震波辐射能量一直是标度地震尺度的重要参数之一。另外一个重要的参数是标量地震矩, 与之相比, 地震波辐射能量是同断层动态破裂过程直接相关, 而破裂过程本身又同断层的几何形态、断层与地球自由表面的相互作用分不开^[1], 从而使得对辐射能量这一参数的准确估算显得更为复杂, 反过来又极大地限制了我们对于断层破裂过程的了解。

根据地震波辐射能量表象定理, 地震波辐射能包括了断层内部动态破裂过程中所辐射出的弹性波能和围绕于断层 Σ 一个封闭曲面 S_0 中体积为 V 的岩石块体的弹性响应, 根据近期 Cocco 等人^[2]的工作, 辐射能的表达式由下式给出

$$E_R = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\tau_i^0 - \tau_i^1) \Delta u_i^1 dS + \frac{1}{2} \int_{S_0} (\sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS, \quad (1)$$

式(1)中, 断层面 Σ 上的初始应力 τ_i^0 和终止应力 τ_i^1 , $\Delta u_i = u_i^+ - u_i^-$ 为断层两侧所产生的位移间断, Δu_i^1 为最终位移间断, σ_{ij}^0 和 σ_{ij}^1 则分别为封闭曲面 S_0 初始和终止应力张量, u_i^1 是包含在 S_0 和 Σ 内的弹性体的

终态位移场, n_j 为封闭曲面 S_0 的单位外法向量, $i, j = 1, 2$ 。在具体计算中, 通常假设断层尺度 L 远远小于断层面上任意点至 S_0 的距离 r , 因此式(1)中第二项, 即在围绕断层封闭曲面上的积分可忽略不计^[3,4]。一般来说, 断层面上的能量可由远场地表相应的低频位移动应求得, 或由断层面上的应力降和滑动位移的积分获得。而由远场地表位移作为输入参数以及能量表象定理作为基本约束条件求取震源参数(例如静态应力降 $\Delta\sigma_s$ 、地震矩 M_0 、破裂传播速度 V 、临界滑动距离 D_c 等等), 以此作为震源动态过程反演的基础。本文将重点讨论上述方程中第二项对能量估算所产生的影响, 尤其当断层尺度一定时, 自由表面所起的作用。

逆冲断层地震是构造地震主要形式之一。由于断层的空间几何形态不对称性和断层与自由表面的相互耦合作用, 近地表或出露地表的逆冲断层大地震往往伴随着超常的强地表运动, 特别是低角度逆冲断层。近期典型的事例是 1999 年 M_w 7.6 台湾集集地震和 2002 年 M_w 9.3 苏门答腊大地震, 前者造成了

引用格式: 李彦恒, 史保平, 张健. 自由表面对地震辐射能的影响: 以逆冲断层为例. 科学通报, 2009, 54(7): 938~943

Li Y H, Shi B P, Zhang J. Effect of the free surface on the earthquake energy: A case study of reverse faulting. Chinese Sci Bull, 2009, 54, doi: 10.1007/s11434-009-0084-8

巨大的近断层地表永久位移^[5]，而后者形成了有史以来所记录到的最大海啸^[6]。

关于自由表面同断层之间的相互作用的影响所造成的异常强地面运动一直是近年来地震学所关注的问题^[1,7]。物理和数值模拟的结果都表明，断层上盘运动远远大于下盘运动^[8]，Madariaga^[9]根据位错运动学模型定量地讨论了断层上下盘辐射能量的分布特征，并指出由于应力奇异性出现，当断层破裂至地表时，标量地震矩的计算可能出现较大的误差。综合以上的研究成果可以看出，前人的工作一般着重讨论断层几何不对称性对地表运动影响，而对自由表面同断层之间耦合作用的影响，从能量分配这一角度来讨论这一问题至今却鲜有所闻，其难点在于当断层与地表相交时如何求解能量积分时的奇异积分项。

在这篇文章中，我们将简要阐述能量表象定理并将一般方程简化到逆冲断层的情况，之后引入 2-D 逆冲断层位错耦合模型及其相应的数值解，结合前两部分的结果定量地计算在逆冲断层情况下，不同边界条件下地震波能量辐射的大小及分配特征。一方面该研究有助于我们理解能量表象定理中边界项对辐射能计算的影响，另一方面也可对近期大地震远场和近场计算所得视应力的不一致性给予部分解释。最后我们将给出一般的结论及讨论未来工作的必要性。

1 能量表象原理

按照近期Rivera和Kanamori^[10]关于震源能量表象定理的表述，包含在封闭曲面 S_0 (外边界)中，特征尺度为 Σ (内边界)的断层($\Sigma = \Sigma^- + \Sigma^+$)(图 1)，当断层两侧发生相对运动时，部分的能量将以应力波的形式传播至 S_0 。如果从断层面上任意一点至 S_0 的距离 r 大于断层的尺度，那么应力波在 S_0 的扰动所做的功可由下式给出^[10]：

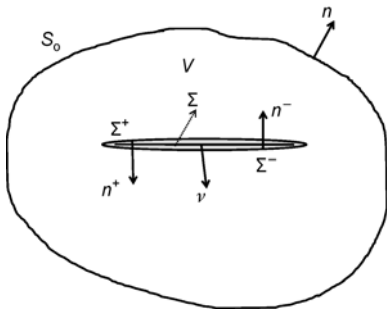


图 1 封闭曲面 S_0 中块体体积为 V 的地震断层及其内边界 Σ 的示意图

$$E_R = -\int_{t_0}^{t_1} dt \int_{S_0} (\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^0) \dot{u}_i n_j dS. \quad (2)$$

公式(1)中， σ_{ij} 为任意时刻的应力， u_i 和 $\dot{u}_i$ 分别对应于外边界 S_0 面上的瞬态位移和质点速度， t_0 是地震发生前的一个参考时刻， t_1 为震后 S_0 面上质点运动的停止时间。忽略重力和旋转力的贡献，则由封闭曲面 S_0 和断层 Σ 之间所包含体积为 V 的弹性势能变化 ΔW 可由下式给出^[2]。

$$\Delta W = -\frac{1}{2} \int_V \{(\sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^1) u_i^1\}_{,j} dV. \quad (3)$$

根据 Gauss 定理，公式(3)中的体积分可由沿曲面 S_0 和断层面 Σ 的面积分代替：

$$\Delta W = -\frac{1}{2} \left\{ \int_{S_0} (\sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS - \int_{\Sigma} (\sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^1) \Delta u_i^1 v_j dS \right\}. \quad (4)$$

公式(4)中， v_j 为断层面上的单位外法向量。根据线弹性断裂力学，Kostrov^[11]给出弹性势能变化 ΔW 也可表示为

$$\begin{aligned} \Delta W &= \int_{\Sigma} 2\gamma_{\text{eff}} dS + \int_{t_0}^{t_1} dt \int_V \{ \sigma_{ij} \dot{u}_i \}_{,j} dV \\ &= \int_{\Sigma} 2\gamma_{\text{eff}} dS + \int_{t_0}^{t_1} dt \int_{\Sigma(t)} \sigma_{ij} \Delta \dot{u}_i v_j dS - \int_{t_0}^{t_1} dt \int_{S_0} \sigma_{ij} \dot{u}_i n_j dS, \end{aligned} \quad (5)$$

公式(5)中， γ_{eff} 是断层面 Σ 的有效表面能^[11]。由式(4)和(5)，再结合式(2)，总的地震波辐射能 E_R 可表示为

$$\begin{aligned} E_R &= \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\sigma_{ij}^0 + \sigma_{ij}^1) \Delta u_i^1 v_j dS - \int_{t_0}^{t_1} dt \int_{\Sigma(t)} \sigma_{ij} \Delta \dot{u}_i v_j dS \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_{S_0} (\sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS - \int_{\Sigma} 2\gamma_{\text{eff}} dS, \end{aligned} \quad (6)$$

如果断层破裂滑动遵从滑移弱化原理，那么在物理上 E_G 称之为破裂能^[10,12](γ_{eff} 是其中一部分^[13,14])。进一步，如果我们将断层面上的牵引力写为 $\tau_i = \sigma_{ij} v_j$ ，公式(6)可改写为

$$\begin{cases} E_R = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\tau_i^0 - \tau_i^1) \Delta u_i^1 dS - E_G + \frac{1}{2} \int_{S_0} (\sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS, \\ E_G = \int_{\Sigma} dS \int_0^{\Delta u_i^1} (\tau_i - \tau_i^1) d(\Delta u_i). \end{cases} \quad (7)$$

一般地，破裂能在地震总的能量分配中所占比例是非常小的，有时可以被完全忽略^[14,15]。因此，为使问题简化，假设断层摩擦运动遵从完全应力降模型，即Orowan^[16]模型，那么，断层面上的终止应力 τ_i^1 约等于平均摩擦应力 τ_f ，从而 E_G 可忽略不计。总的地震波辐射能量为

$$E_R = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\tau_i^0 - \tau_i^1) \Delta u_i^1 dS + \frac{1}{2} \int_{S_0} (\sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS. \quad (8)$$

辐射能量的估算一般由远场地表位移响应所获取，

因此在常规的计算中,通常假定了从断层面上任意一点至 S_0 的距离 r 远远大于断层尺度 Σ ,从而公式(8)中右边的第二项可忽略不计^[10,12].由此我们得到用于辐射能量计算的近似公式^[17,18]:

$$E_R = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} (\tau_i^0 - \tau_i^1) \Delta u_i^1 dS = \frac{1}{2} \Delta \tau \Delta u \Sigma, \quad (9)$$

式中, $\Delta \tau$ 和 Δu 分别为断层面上的平均应力降和平均位移, Σ 为断层的面积. 在低频近似下, 我们可知地震波能量辐射仅仅依赖于断层面上的平均静态应力降和平均滑动位移.

多数构造地震属于浅源地震, 断层一般埋藏于地表浅部或出露于地表且尺度一定. 最典型的例子是我国近期的 M_s 8.1 昆仑山口西大地震, 其断层地表破裂长度达 400~500 km^[19], 因此外边界 S_0 远离断层 Σ ($r \gg \Sigma$) 的假定一般不能成立. 在这种情况下, 由于断层破裂滑动过程中地表同断层之间的相互耦合作用, 忽略公式(8)中右边的第二项的贡献将会对总的辐射能量计算造成很大的误差. 如何计算这一项对地震总辐射能量的贡献是十分重要的, 在目前的研究中, 我们以 2-D 低角度逆冲断层为例, 从理论上并通过数值计算定量地给出自由表面的出现对辐射能的影响.

对一个埋藏于地表以下深度 h 倾角为 α 的有限尺度 l 的逆冲断层(图 2)地震, 其能量辐射公式(8)可改写为

$$E_R = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} \Delta \tau \Delta u d\Sigma + \frac{1}{2} \int_{S_{\text{surface}}} \Delta \sigma_{ij} u_i^1 n_j dS, \quad (10)$$

其中, $\Delta \tau = \tau_0 - \tau_1$ 沿断层倾斜方向的静态应力降, 而 τ_0 和 τ_1 分别为沿断层倾斜方向的初始和终止剪切应力, Δu 为沿断层倾向的相对滑动位移, $\Delta \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1$ 为地表应力变化张量. 在图 2 所示的外边界 S_0 不满足 $r \gg \Sigma$ 的条件, 得到(3)式和(4)式所要求的 S_0 光滑

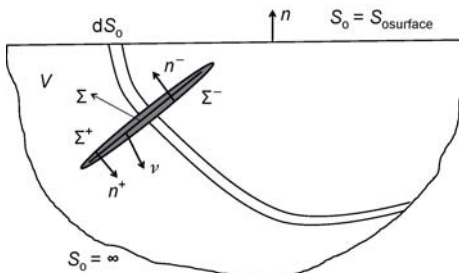


图 2 封闭曲面 S_0 中块体体积为 V 的近地表逆冲断层地震及其内边界 Σ 的示意图

的条件依然满足, 因为真实的地球近似球形, 上边界(地表) $S_0 = S_{\text{surface}}$ 和下边界 $S_0 = \infty$ 总可以在地表某点光滑连接, 即(3)和(4)式依然适用. 公式(10)中沿 Σ 和 S_{surface} 的积分实际上表示了由地表任意 dS_0 所形成的穿越断层 $d\Sigma$ 封闭曲面(二维)内能量的累加. 因此公式(10)给出了低频近似下地表与断层耦合作用时总的地震能量辐射. 为了方便下文的结果比较, 我们定义:

$$\begin{cases} E_F = \frac{1}{2} \int_{\Sigma} \Delta \tau \Delta u d\Sigma, \\ E_S = \frac{1}{2} \int_{S_{\text{surface}}} \Delta \sigma_{ij} u_i^1 n_j dS, \\ E_R = E_F + E_S. \end{cases} \quad (11)$$

在我们的工作中, 将借助 Freund 和 Barnett^[20]的二维倾斜断层位错模型定量地计算 E_S 和 E_F 各自对总辐射能量的贡献.

2 2-D 倾斜断层位错模型

采用图 3 所示的 (x, y) 坐标系, 空间变形场发生在 xy 平面, y 向垂直地表向下, 坐标原点为断层沿断层倾向延长线与地表的交点. l 和 α 分别为断层的长度和倾角, a 为断层顶端沿断层倾向至地表的距离, s 是滑动区域在断层方向上的坐标表示, 断层上的相对滑动位错分布是 $\delta(s)$, 其实质是断层及周围岩石块体作为一个弹性体系统的扰动. Freund 和 Barnett^[20]给出了在此扰动下地表位移响应和断层应力分布的解析公式:

$$\begin{cases} u_{\beta}(x, 0) = \int_a^{a+l} U_{\beta}(x, s) \delta'(s) ds, \\ \Delta \tau(\xi) = \tau_0 - \tau_1 = \int_a^{a+l} T(\xi, s) \delta'(s) ds, \end{cases} \quad (12)$$

式(12)中, u_{β} ($\beta=1, 2$) 是地表 x 处的位移响应, $\Delta \tau$ 是断层上 ξ 处的应力变化(静态应力降), τ_0 和 τ_1 分别为断层面上的初始和终止应力. $U_{\beta}(x, s)$ 是确定地表

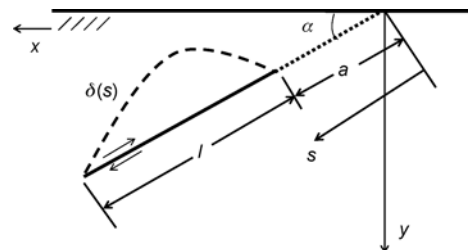


图 3 二维倾斜断层示意图

a 为断层顶端至地表的距离; l 为断层长度; $\delta(s)$ 为沿断层分布的相对滑动位移函数

位移响应的格林函数, $T(\xi, s)$ 是确定断层应力变化的格林函数, $U_\beta(x, s)$ 和 $T(\xi, s)$ 都与断层倾角有关. $\delta'(s)$ 是断层滑动位错分布的一阶导数. $U_\beta(x, s)$, $T(\xi, s)$ 和 $\delta'(s)$ 的具体表达式在网络版附录 1 中给出. 公式(12)可以直接地数值求解, 唯一需要注意的是对公式(12)中第二个方程的数值积分. 在目前的工作中, 我们运用了求解柯西奇异积分的QUADBACK程序^[21].

结合上述位错模型的数值积分解, 公式(11)中的 E_F 和 E_S 可进一步简化为

$$E_F = \frac{1}{2} \int_a^{a+l} \Delta \tau \delta(s) ds, \quad (13)$$

$$E_S = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \sigma_{ij}(X) u_i n_j dX, \quad (14)$$

其中, X 是地表形变后的自由表面. u_i 分别对应于地表位移的水平分量和垂直分量. $\bar{n} = (n_1, n_2)$ 为自由表面 X 的单位法矢量. 如果无穷小形变假定仍然成立, 那么自由边界上剪切应力变化 $\Delta \sigma_{12}$, 垂向应力变化 $\Delta \sigma_{22}$ 则近似为零, 而水平应力变化为 $\Delta \sigma_{11} = 2\mu / (1-\nu) u_{1,1}$ ^[9,20,22], 其中 $u_{1,1}$ 为地表水平位移 u_1 的一阶导数. 对式(14)的近似计算在网络版附录 2 中给出.

3 结果

如果给定断层上的滑移位错分布为一钟形函数如图 4 所示, 图 5 给出了计算得到的断层处于相同深度, 不同倾角情形下由边界项带来的地震波辐射能在近场地表的分布(实际的计算中我们取 $l=1.0$).

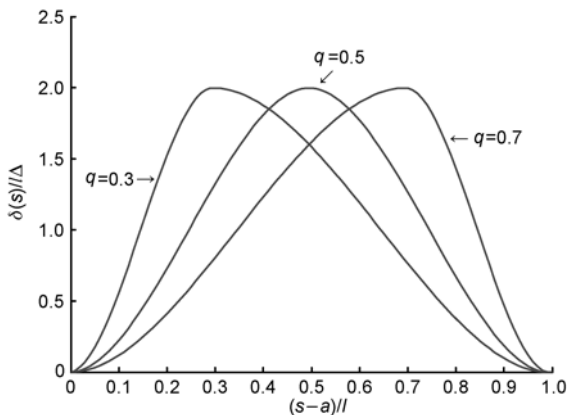


图 4

$q = 0.3, 0.5, 0.7$ 时断层面上的滑移位错分布, 其分布特征近似为一个钟形函数

从图(5)可以看出, 由边界项引起的地表位移场响应多集中在断层滑动区域在地表的正上方投影附近区域(对应投影区域的坐标表示: 图 5(a) $x \in [1.1,$

2.1]、图 5(b) $x \in [11.4, 21.3]$ 、图 5(c) $x \in [0.3, 1.3]$ 、图 5(d) $x \in [2.7, 3.6]$); 同时, 随着深度的加大, 有显著响应的分布区域是在变大, 从 2 个断层长度增长到 10 个(图 5(a), (c), 图 5(b), (d)). 这说明断层越远离地表, 由于弹性体系统内部的相互作用使得体形变释放的能量耗散越大, 在地表其影响效果越小, 影响范围越广. 此外, 从 4 个图中明显看到下盘地表的贡献远小于上盘地表.

根据式(12~14), 我们计算了 $q = 0.3$ 时, 不同倾角、不同深度、单位长度断层发生相同的位错分布的地震, 修正后的总地震波辐射能 E_R 和断层上释放的那部分地震波辐射能 E_F 之比. 图 6 所表示的就是不同倾角时这一比值随深度变化的曲线, 横坐标是断层上端到地表的垂直距离, 表征断层的深度.

在倾角较小($\alpha < 15^\circ$)和深度较浅($h < 0.25$)的时候, 边界项的贡献大于断层项的贡献, 最高可达 1.9 倍, 也就是说, 浅角度浅源逆冲断层的近场视应力大约是远场的 3 倍; 随着深度的增加, 断层远离地表, 断层上的力学过程对断层以上的块体的影响逐渐减少, 相应地, 地表同断层间的耦合作用减弱, 地表的响应也不断减小; 当深度为 0.5 倍断层尺度时, 地表的贡献大约衰减至极浅($h < 0.05$)时的六分之一, 断层上释放出的地震波能量占主导, 而且角度越小衰减越快; 深度到了 1.5 倍断层长度, 边界项的贡献不到断层项的 5%.

众所周知, 视应力 $\sigma_a = \mu E_R / M_0$ ($M_0 = \mu \Delta \bar{u} A$ 为标量地震矩; μ 为断层块体的剪切模量)是跟地震中能量分配直接相关的地震参数, 它给出了地震过程中单位面积的断层面上发生单位滑移时地震波能量辐射的大小, 其值可由地表位移响应求得. 由于近断层强震记录的缺乏, σ_a 通常由远场地震波反演获得. 直到 1999 年 9 月 20 日集集 $M_W 7.6$ 级地震后这一状况才得以改变, 此次地震中近断层的大量强震仪采集了历史上最大的地震数据集^[23], 这使得我们能直接观测到这次地震的许多有意义的特征, 其中之一就是在本次地震和其他子事件中远震推得的地震能量估计和视应力比由近场地面运动估计的小得多, 近场视应力大小约为远场的 5 倍^[24]. Ni 等^[25]提出的解释是在上盘与下盘错动的过程中, 上盘的地震波不能穿透断层面, 而在断层面地表之间多次反射的地震波不仅放大了上盘的地震动, 而且也阻碍了上盘运动产生的地震波辐射到远场, 最终这部分远场幅

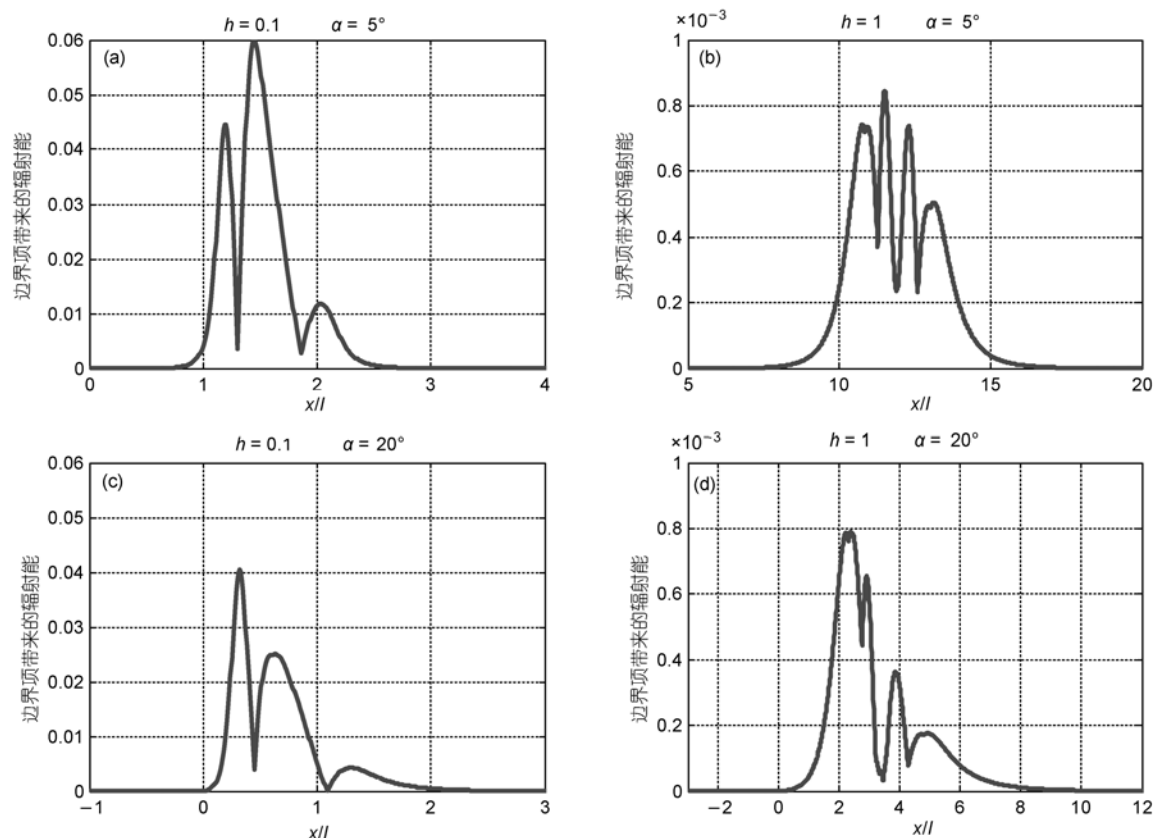


图5 深度分别为0.1和1、倾角分别为5°和20°的逆冲断层发生相同的断层位移分布后,由边界项带来的地震波辐射能在近场地表的分布图

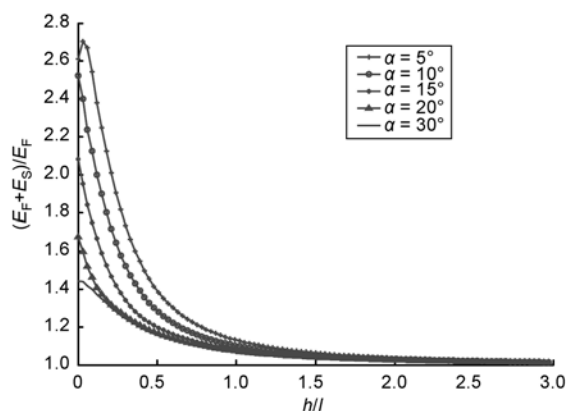


图6 不同倾角的逆冲断层的 $(E_F + E_S)/E_F$ 比值随深度变化的曲线

射的缺失影响了对视应力和能量的远场估计。根据我们目前的工作,我们认为:占据地震波总能量相当大的那部分边界项成分在到达远场之前早已衰减掉了(意味着 $E_S \approx 0$),远场测到的地震波能量——远场辐射只是断层上由于断层块体界面间的滑动摩擦引起

的那部分地震波的能量,这时 $E_R = E_F$;与此同时,在近场测到的地震波能量 E_R 是两者之和,即 $E_R = E_S + E_F$,并且作为断层两边块体形变释放能量的边界项 E_S 和断层上的地震波能量 E_F 相当,甚至在一定的情况下前者会超过后者,而视应力测定所需要的地震波是没有区分来源的,以及地震矩 M_0 不因为远场近场而改变,这就造成近场估算出的视应力大于远场的。在台湾集集地震这样一个典型的浅角度逆冲大地震中,按照我们的关于逆冲断层地震能量分配的新理论,出现这样的现象是情理之中的。

4 结论

对于近地表断层,当地震发生时,能量表象定理中地表项的积分是不能忽略的。利用Freund和Barnett^[20]的2-D有限尺度断层位错模型,我们定量地计算了断层同地表相互作用下的能量辐射场(低频近似)在断层不同角度和埋藏深度下的取值大小。其结果表明:在倾角较小($\alpha < 15^\circ$)和埋藏深度较小($h < 0.25$)

时, 修正的总辐射能大于断层本身的能量辐射; 当 $h \sim 1$, 总的辐射能几乎来自断层本身. 因此, 我们目前的结果可以部分解释集集地震中远场与近场视应力不一致的现象, 需要特别指出的是, 为了准确地计算表象定理中能量分配的过程, 仍需要完全的震源动力学模拟.

参考文献

- 1 Nielsen S B. Free surface effects on the propagation of dynamic rupture. *Geophys Res Lett*, 1998, 25(1): 125—128[[doi](#)]
- 2 Cocco M, Spudich P, Tinti E. On the mechanical work absorbed on faults during earthquake ruptures. AGU Monograph, Washington DC: American Geophysical Union, 2006, 170: 237—254
- 3 Favreau P, Archuleta R. Direct seismic energy modeling and application to the 1979 Imperial Valley earthquake. *Geophys Res Lett*, 2002, 30: 1198[[doi](#)]
- 4 Kanamori H, Rivera L. Energy partitioning during an earthquake. AGU Monograph, Washington DC: American Geophysical Union, 2006, 170: 3—14
- 5 Chang T Y, Cotton F, Tsai Y B, et al. Quantification of hanging-wall effects on ground motion: Some insights from the 1999 Chi-Chi earthquake. *Bull Seism Soc Am*, 2004, 94(6): 2186—2197[[doi](#)]
- 6 Lay T, Kanamori H, Ammon C J, et al. The great Sumatra-Andaman earthquake of 26 December 2004. *Science*, 2005, 308(5725): 1127—1133[[doi](#)]
- 7 Brune J N. Particle motion in a physical model of shallow angle thrust faulting. *Proc Indian Acad Sci*, 1996, 105: 197—206
- 8 Shi B, Anooshehpour A, Brune J N, et al. Dynamics of thrust faulting: 2D lattice model. *Bull Seism Soc Am*, 1998, 88(6): 1484—1494
- 9 Madariaga R. Radiation from a finite reverse fault in a half space. *Pure Appl Geophys*, 2003, 160: 555—577[[doi](#)]
- 10 Rivera L, Kanamori H. Representations of the radiated energy in earthquakes. *Geophys J Int*, 2005, 162: 148—155[[doi](#)]
- 11 Kostrov B V. Seismic moment and energy of earthquakes, and seismic flow of rock. *Izv Earth Phys*, 1974, 1: 23—40
- 12 Abercrombie R, Rice J R. Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening. *Geophys J Int*, 2005, 162: 406—424[[doi](#)]
- 13 Rice R J, Charles G S, Parsons R. Off-fault secondary failure induced by a dynamic slip pulse. *Bull Seism Soc Am*, 2005, 95(1): 103—134
- 14 Andrews D J. Rupture dynamics with energy loss outside the slip zone. *J Geophys Res*, 2005, 110: B01307[[doi](#)]
- 15 Kanamori H, Heaton T H. Microscopic and macroscopic physics of earthquakes. AGU Monograph, Washington DC: American Geophysical Union, 2000, 120: 147—155
- 16 Orowan E. Mechanism of seismic faulting in rock deformation: A symposium. *Geol Soc Am Mem*, 1960, 79: 323—345
- 17 Kanamori H, Anderson D L. Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull Seism Soc Am*, 1975, 65: 1073—1095
- 18 Scholz C. *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. New York: Cambridge University Press, 1990
- 19 Xu X, Chen W, Ma W, et al. Surface rupture of the Kunlunshan earthquake (M_s 8.1), northern Tibetan Plateau, China. *Seism Res Lett*, 2002, 73: 884—892
- 20 Freund L B, Barnett D M. A two-dimensional analysis of surface deformation due to dip-slip faulting. *Bull Seism Soc Am*, 1976, 66: 667—675
- 21 Piessens R, de Doncker-Kapenger E, Ueberhuber C W, et al. QUADPACK. A Subroutine package or automatic integration, Springer series in computational mathematics, Vol. 1. New York: Springer-Verlag, 1983. 301
- 22 Savage J C. A dislocation model of strain accumulation and release at a subduction zone. *J Geophys Res*, 1983, 88: 4984—4996[[doi](#)]
- 23 Lee W H K, Shin T C, Kuo K W, et al. CWB free-field strong-motion data from the 921 Chi-Chi earthquake: Volume 1. Digital acceleration files on CD-ROM, pre-publication version (December 6, 1999), Seismology Center, Central Weather Bureau, Taipei, 1999
- 24 Brune J N, Thatcher W. Strength and energetics of active fault zones. In: Lee W H K, Kanamori H, Jennings P, et al, eds. *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*. San Diego, CA: Academic Press, 2002. 81A: 569—588
- 25 Ni S, Brune J N, Choy G, et al. Local and teleseismic estimates of radiated energy and apparent stress from the Chi-Chi, Taiwan earthquake: Evidence for inertial detachment of the hanging wall from the footwall in thrust faulting. *Eos Trans AGU*, 1999, 80(Fall Meet Suppl), Abstract: S32H-15

附录 1

公式(12)中的确定地表位移响应的格林函数和确定断层应力变化的格林函数具体表达式如下所示:

$$U_1(x, s) = \frac{-s \sin \alpha (s - x \cos \alpha)}{\pi(x^2 + s^2 - 2xs \cos \alpha)} - \frac{\cos \alpha}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{x - s \cos \alpha}{s \sin \alpha} \right), \quad (\text{A1-1})$$

$$U_2(x, s) = \frac{-xs \sin^2 \alpha}{\pi(x^2 + s^2 - 2xs \cos \alpha)} - \frac{\sin \alpha}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{x - s \cos \alpha}{s \sin \alpha} \right), \quad (\text{A1-2})$$

$$\frac{2\pi(1-\nu)}{\mu} T(\xi, s) = \frac{1}{\xi - s} - \frac{\sum_{n=0}^5 \lambda_n s^n \xi^{5-n}}{(\xi^2 + s^2 - 2\xi s \cos 2\alpha)^3}, \quad (\text{A1-3})$$

式(A1-3)中的系数分别为:

$$\lambda_0 = 1 \quad \lambda_1 = -1 - 6 \cos 2\alpha + 2 \cos^2 2\alpha$$

$$\lambda_2 = 6 - 2 \cos 2\alpha + 6 \cos^2 2\alpha \quad \lambda_3 = -6 \cos 2\alpha - 4 \cos^3 2\alpha$$

$$\lambda_4 = -3 + 2 \cos 2\alpha + 6 \cos^2 2\alpha \quad \lambda_5 = 1 - 2 \cos^2 2\alpha$$

假定震源断层上的位移分布为 $\delta(s)$, 其一阶导数 $\delta'(s)$ 可以具体为:

$$\delta'(s) = \frac{d\delta(s)}{ds} = \Delta F(\eta), \quad \eta = \frac{s-a}{l},$$

$$\text{其中, } F(\eta) = \begin{cases} \frac{12}{q^3}(q\eta - \eta^2), & \eta < q, \\ \frac{12}{(1-q)^3}[\eta^2 - \eta(1+q) + q], & \eta > q, \end{cases}$$

其中, q 是调整函数 $\delta'(s)$ 和 $\delta(s)$ 形状的常数因子, 如图(4)所示.

附录 2

震前地表作为一个平坦曲面如图(3)所示, 其坐标方程为: $\begin{cases} x = x \\ y = 0 \end{cases}$, 假定地震发生符合完全应力降模型,

则震后图(7)所示地表的曲面方程变为: $\begin{cases} x' = x + u_1(x) \\ y' = -u_2(x) \end{cases}$, 这里的 u_1 和 u_2 分别是地表位移场的水平和垂直分量,

则新曲面的法向量为

$$\vec{n} = (n_1, n_2) = \left(-u_{2,1} \sqrt{1/(u_{2,1}^2 + (1+u_{1,1})^2)}, (1+u_{1,1}) \sqrt{1/(u_{2,1}^2 + (1+u_{1,1})^2)} \right)$$

式(11)的积分应在新的曲面上进行, 具体计算如下:

$$\begin{aligned} \int_{S_0} \Delta \sigma_{ij} u_i^1 n_j dS &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \sigma_{11} u_1 [-u_{2,1} \sqrt{1/(u_{2,1}^2 + (1+u_{1,1})^2)}] dx + \int_{S_0 - S_{\text{surface}}} (\sigma_{ij}^0 - \sigma_{ij}^1) u_i^1 n_j dS \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \sigma_{11} u_1 [-u_{2,1} \sqrt{1/(u_{2,1}^2 + (1+u_{1,1})^2)}] dx \end{aligned}$$

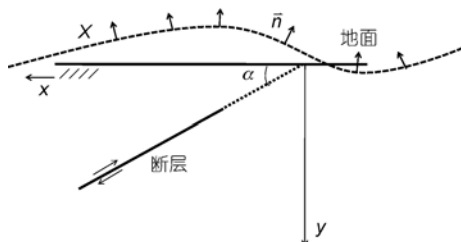


图 7 震后倾斜断层的示意图
 $\vec{n}$ 是新地表曲面的法向量