

应力降的标度性质与震源谱 高频衰减常数*

吴忠良 陈运泰 P. Mozaffari

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

摘要 震源谱的高频衰减常数对于较大的地震接近于 2, 对于小地震接近于 3, 而对于“大”、“小”之间的地震则通常不是一个整数, 并且随地震尺度而变化. 我们把震源谱高频衰减常数及其随地震尺度的变化与应力降随地震尺度的变化联系起来, 试图给出在地震记录的完整性和高频特性并不理想的情况下, 间接地研究应力降标度性质的方法. 对 1988 年澜沧-耿马地震部分余震的研究表明, 就这些余震而言, 小地震的应力降随地震尺度而增加, 大地震的应力降保持不变的模型, 可以很好地解释观测得到的震源谱高频衰减常数及其随地震尺度的变化.

关键词 应力降 震源谱 标度 高频衰减 澜沧-耿马地震

引言

应力降的标度 (scaling) 性质, 即应力降如何随地震的尺度而变化, 是地震学中一个尚未解决的问题. 这个问题对于地球动力学研究具有重要意义. 由于受到地震观测与解释的分辨率的限制, 我们在此只能讨论平均静态应力降 (Kanamori, 1994); 在以后的讨论中, 我们的“应力降”一词也仅在这个意义上使用.

对于较大的地震, 比较一致的看法是应力降基本保持不变 (Scholz, 1990)——当然, 这一结论仅是就平均的意义而言的. 实际上, 大地震的应力降往往也有比较大的起伏 (臧绍先, 1984); 然而, 小地震的应力降如何随地震的尺度而变化, 却是一个有争议的问题. 迄今由观测资料得到的结果似乎是相互矛盾的. 例如 Mayeda 和 Walter (1996) 的结果表明, 小地震的应力降 $\Delta\sigma$ 随地震矩 M_0 按 $\Delta\sigma \propto M_0^{0.25}$ 的规律增加. Hardebeck 和 Hauksson (1997) 的结果也是应力降随地震尺度而增加, 但不能肯定这究竟是真实的震源性质还是地震波传播的复杂性的干扰所致. Abercrombie (1995) 的结果给出, 与大地震一样, 小地震的应力降基本上保持不变. Nadeau 和 Johnson (1998) 以及 Sammis 等 (1999) 则发现, 小地震的应力降随着地震震源面积 A 的增加, 以 $\Delta\sigma \propto A^{-0.3}$ 的方式降低. Marone 等 (1995) 还发现, 在地震断层的愈合过程中, 在接近同一地点重复发生的小地震, 其应力降随时间的推移存在系统的变化. 目前, 对这个问题的主要研究方法是通过震源参数的直接测定来推测地震

* 国家攀登计划预选项目 95-S-05 (东亚大陆地球动力学研究) 和国家杰出青年科学基金 (49725410) 资助. 中国地震局地球物理研究所论著 99AC1026.
1999-04-16 收到初稿, 1999-05-21 收到修改稿, 1999-06-20 决定采用.

地震记录的频带足够宽以致于不丢失任何地震波频率成份, 那么从任何观测点的任何震相中得到的标量地震矩应该都相同, 尽管视震源时间函数的形状可能有所不同. 这里从 P 波中得到的标量地震矩比从 S 波中得到的标量地震矩小很可能是我们使用了长周期(0.05~0.01 Hz)资料造成的, 因为在这种情况下周期相对短的 P 波所受的影响要比周期相对长的 S 波的影响大, 换句话说, P 波中被滤去的频率成份要比 S 波中被滤去的频率成份要多, 这就使得用 P 波估计的标量地震矩小于用 S 波估计的标量地震矩.

我们反演了从不同台站上得到的依赖于台站方位的 P 波和 S 波视震源时间函数, 获得了断层面上滑动的时空分布图象. 从破裂的“记忆式”快照看, 破裂开始于断层的西端, 然后向东、向下发展, 表明这次地震总体上具有单侧破裂的特征. 这一特征和刘瑞丰等^①用高阶矩张量反演的结果一致. 然而, 破裂面并不是一个位错均匀分布的平面, 它由 3 个破裂子区构成. 一个在断层西端, 深度约 10 km, 最大错距为 956 cm; 另一个距断层西端约 55 km, 深度约 35 km, 最大错距为 743 cm; 第 3 个距断层西端约 30 km, 深度约 40 km, 最大错距为 1 060 cm. 3 个破裂子区构成约长 70 km, 宽 60 km 的破裂面. 从破裂的“遗忘式”快照看, 玛尼地震的破裂过程是相当复杂的. 不同时刻断层面上发生错动的位置并不相同, 显示出这次地震的破裂过程具有“愈合脉冲”的特征, 而且断面上的某些部位发生了多次破裂. 另一特征是, 最先和最后破裂的部位都不是主要的破裂区.

由断层面上位错的分布推知, 破裂主要集中在震中以东长约 70 km 的断层面上; 从余震的分布看, 震中以西余震稀疏而震中以东余震密集. 这些都表明这次玛尼 $M_s7.9$ 地震是北东东-南西西向至近东-西向断层向东扩展的结果.

参 考 文 献

- 陈运泰, 赵明, 李旭, 等. 1994. 青海共和地震震源过程的复杂性. 见: 陈运泰等主编. 中国固体地球物理学进展——庆贺曾融生教授诞辰七十周年. 北京: 地震出版社, 287~304
- 冯浩. 1999. 有关 1997 年 11 月 8 日西藏玛尼地震震级的讨论. 国际地震动态, (7): 1~7
- 许力生, 陈运泰. 1996. 用经验格林函数方法从长周期数字波形资料中提取共和地震的震源时间函数. 地震学报, 18(2): 156~169
- 许力生, 陈运泰. 1997. 用宽频带数字波形资料反演共和地震的震源参数. 地震学报, 19(2): 113~128
- 许力生, 陈运泰, Fasthoff S. 1997. 1996 年 2 月 3 日云南丽江 $M_s=7.0$ 地震震源过程的时空复杂性. 见: 陈运泰主编. 中国地震学研究进展——庆贺谢毓寿教授八十寿辰. 北京: 地震出版社, 91~105
- Chen Y T, Xu L S, Li X, et al. 1996. Source process of the 1990 Gonghe, China, earthquake and tectonic stress field in the Northeastern Qinghai-Xizang(Tibetan) plateau. *Pure Appl Geophys*, 146(3/4): 697~715
- Dreger D S. 1994. Empirical Green's function study of the January 17, 1994 Northridge, California earthquake. *Geophys Res Lett*, 21: 2 633~2 636
- Heaton T H. 1990. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Phys Earth Planet Inter*, 64: 1~20
- Mueller C. 1985. Source pulse enhancement by deconvolution of an empirical Green's function. *Geophys Res Lett*, 12: 33~36

^① 刘瑞丰, 陈运泰, Krueger F, 等. 1999. 用远场资料反演西藏玛尼地震的高阶地震矩张量.

应力降. 然而由于频率域震源参数的测定, 例如拐角频率的测定, 常常有相当大的不确定性, 并且应力降的数值与所使用的模型有关, 所以除少数有利的情况之外, 这种方法的不确定性通常是很大的.

与此相关的一个问题是对所谓“地震量子”(earthquake quanta)的研究(Sacks, Rydelek, 1995). 这类研究在观测上主要包括两个方面: 一是研究震源谱的高频截止频率 $f_{\max}$ (Aki, 1987); 二是研究微震活动的震级-频度关系对 Gutenberg-Richter 定律的偏离 (Dysart *et al.*, 1988). 前者受到传播介质中的衰减和散射效应以及台站下方的浅层介质结构的干扰, 因此对 $f_{\max}$ 的起源有不同看法 (Hanks, 1982); 后者需要完整的微震目录. 在通常情况下, 这是难于实现、也是难于评估的要求——目前用于评估微震目录的完整性的判据, 例如 Rydelek-Sacks 检验 (Rydelek, Sacks, 1989), 所能给出的只是这样一种判据: 不能通过检验的目录肯定是不完整的, 但是通过检验的目录却未必一定是完整的.

在地球动力学研究中, 应力是一个关键性的概念. 在线性本构关系的理论框架下, 通常难于、甚至不可能测得绝对应力, 而只能得到应力的相对变化. 应力降就是地震前后的应力的相对变化. 对于接近地表的地方, 可以通过一些观测手段来直接测量应力或应力降. 然而对于比较深的地方, 通过地震来进行应力降的测量则几乎是唯一的方法. 迄今为止, 地震学对于微震活动的近震源宽频带观测的能力仍是有限的. 除少数情况之外, 目前用于近震源观测的宽频带地震台网, 在微震记录的完整性和反演震源谱高频部分的可靠性方面都受到不同程度的限制. 因此, 有必要探索其它的研究应力降的标度性质的途径.

震源谱的高频衰减常数是一个重要的物理量. 震源谱通常是指地震震源辐射的频谱. 对于高频, 震源谱 $\Omega(\omega)$ 通常可以写成

$$\Omega(\omega) = M_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\gamma} \quad (1)$$

其中, ω_0 是拐角(圆)频率, M_0 是标量地震矩, γ 是高频衰减常数. 传统上, 对较大的地震, 有 $\gamma=2$; 而对较小的地震, 有 $\gamma=3$. 在实际地震观测中, 经常还可以发现 γ 并不是整数的情况, 一些学者将这种现象解释为震源不是简单的几何体, 而是具有分形的结构 (Frankel, 1991). 本研究中, 我们把整数的和非整数的高频衰减常数及其随地震大小的变化, 与应力降随地震矩的变化联系起来, 试图给出在地震记录的完整性和高频特性并不理想的情况下, 间接地研究应力降的标度性质的方法. 我们所要做的并不是试图增加测量的精度, 而是把一种要求很高的测量变成另一种比较稳健的 (robust) 测量. 由此得到的结果, 对于理解震源参数对地球动力学模型的约束可能是有所帮助的.

1 应力降与震源谱高频衰减常数

假定一次地震是由若干尺度不同的子地震组成的, 其中子地震的分布具有自相似性 (Frankel, 1991), 即尺度为 R 的子地震的数目 N 可以表示为

$$N \propto R^{-D} \quad (2)$$

这里, D 是分形维数. 子地震的拐角频率与其震源尺度之间的关系为

$$\omega_0 \propto R^{-1} \quad (3)$$

子地震的地震矩可以表示为

$$M_0 = \mu u A \quad (4)$$

式中, μ 是剪切模量, u 是子地震震源的平均位错, A 是子地震震源的面积

$$A \propto R^2 \quad (5)$$

位错量 u 与震源尺度 R 及应力降 $\Delta\sigma$ 之间的关系为

$$u \propto R\Delta\sigma \quad (6)$$

而应力降与震源尺度 R 之间的关系假定为

$$\Delta\sigma \propto R^\eta \quad (7)$$

式中, η 是标度常数. 由式(4)~(7)可得, 地震矩与震源尺度之间的依赖关系为

$$M_0 \propto R^{3+\eta} \quad (8)$$

地震的能量谱可以写成

$$E(\omega) \propto \Omega^2(\omega)\omega^2 \quad (9)$$

假定组成地震的子地震以非相干的形式将能量叠加在一起——这相当于假定一个自相似的震源情况下的 Brune 模型(Brune, 1970), 则在尺度为 R 的层次上去“度量”地震的能量谱, 可有

$$\begin{aligned} E(\omega) &\propto NM_0^2\omega_0^{2\gamma}\omega^{2-2\gamma} \\ &\propto R^{-D}R^{2(3+\eta)}R^{-2\gamma}\omega^{2-2\gamma} \\ &\propto R^{6+2\eta-2\gamma-D}\omega^{2-2\gamma} \end{aligned} \quad (10)$$

但另一方面, 地震的能量谱不应与尺度 R 有关, 因此应有

$$6 + 2\eta - 2\gamma - D = 0 \quad (11)$$

这样, 震源谱的高频衰减常数可以写成

$$\gamma = 3 + \eta - \frac{D}{2} \quad (12)$$

作为一个特例, 假定 $D=2$, $\eta=0$, 则 $\gamma=2$, 这相当于较大的地震的情况, 其结果与 Brune 模型的结果相同. 对于震源面, 最简单的假定是 $D=2$, 此时有

$$\gamma = 2 + \eta \quad (13)$$

这里的推导与 Frankel(1991)是相似的, 但区别是, 在 Frankel(1991)的推导中, 先验地假定了 D 与 η 之间的关系, 而这不一定是符合实际的. 也正因为如此, Frankel 的模型在同时解释较大地震的 $\gamma=2$ 和小地震的 $\gamma=3$ 时存在内在的困难. 这里我们放弃了这一先验的假定. 在我们的模型中, 只要假定 D 为 2, 且 η 对较大的地震为零、对小地震为 1, 则对于较大的地震 $\gamma=2$ 和对于较小的地震 $\gamma=3$ 的“经典”结果, 可以同时自然地得到.

由(7)、(8)两式还可得, 当 η 为 0 时, 有 $\Delta\sigma \propto M_0^0$; 而当 η 为 1 时, 有 $\Delta\sigma \propto M_0^{0.25}$.

2 实际资料处理的结果

1988 年澜沧-耿马地震后, 国家地震局地球物理研究所在震区布设了一个由 DCS-302 数字磁带加速度仪组成的流动地震台阵, 对余震活动进行近震源宽频带观测(Chen, Wu, 1989). 对一些余震的震源谱的研究为研究应力降的标度性提供了合适的机会. 但由于观测条件的限制, 对于大多数地震, 只有一个台的宽频带记录; 只对一些地震, 有两个以上台站的宽频带记录. 这使得直接进行谱参数的测量从而推测应力降受到很大的限制.

如所周知, 拐角频率的测定通常有很大的误差; 在对接收介质的情况不甚清楚, 且记录台站的数目和方位分布都不理想的情况下, 标量地震矩也难于测准. 应力降 $\Delta\sigma$ 与拐角

频率 $f_c = \omega_c / 2\pi$ 及地震矩 M_0 之间的关系为

$$\Delta\sigma \propto M_0 f_c^3 \quad (14)$$

因此, 应力降的测定结果对在频率域中测定的震源参数的误差(特别是拐角频率 f_c 的误差)非常敏感, 而这将大大地影响应力降测定的可靠性——在信噪比不高的情况下这个问题尤为突出. 然而另一方面, 在地震记录的频谱和震源谱中, 高频衰减常数 γ 却可以方便地测得; 尽管同样存在误差, 但其可靠性却至少是可以保证的.

地震记录的预处理步骤包括: ① 根据地震定位的结果将坐标从上下、南北、东西分量旋转到 Z (垂直向, 垂直向下)、 R (径向, 离开震源沿水平面向外)、 T (横向, 沿水平面且与 Z, R 正交成右手系)分量; ② 对地震图进行谱分析; ③ 去掉记录仪器的频率响应; ④ 将地震记录的频谱归算成位移谱.

在估计震源谱的过程中, 必须考虑地震波的传播和衰减效应. 在近震源记录的横向分量(T 分量)上, 地动位移主要包括 SH 波及其尾波的贡献. 作为一级近似, 地动位移的频谱可以写作

$$U(\omega) = F(r)\Omega(\omega)\exp\left(-\frac{r\omega}{2Qc}\right) \quad (15)$$

其中, $F(r)$ 是与频率无关的几何扩散因子, r 是震源到接收台站的距离, c 是地震波传播速度, Q 是品质因子, 假定与频率无关. Q 值中包括两方面的贡献: 一是地球介质的非弹性造成的本征的衰减; 二是地球介质中的非均匀性造成的散射(视衰减). 在式(15)中, 为得到震源谱 $\Omega(\omega)$, 扣除 Q 值的作用是必要的. 我们假定 Q 值与频率无关(事实上, 也可以允许 Q 值以 $1/Q = 1/Q_1 + 1/(Q_2\omega)$ 的方式随频率缓慢地变化), 使用“无 Q 谱”方法, 从地动位移的频谱中直接求得震源谱 $\Omega(\omega)$, 有关方法的细节详见附录. 由于“无 Q 谱”的特点, 对于截止频率为

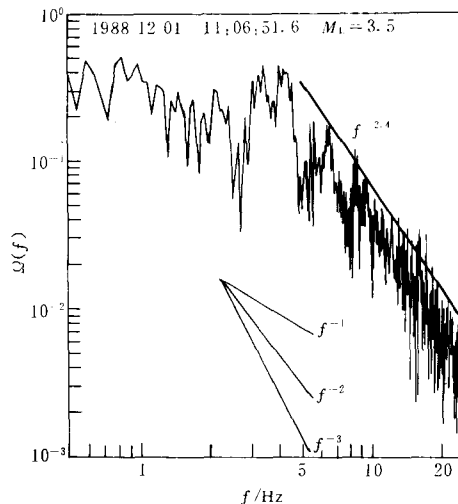


图1 一个典型的“无 Q 谱”

50 Hz 的 DCS-302 加速度记录, 我们只能得到 0~25 Hz 的频率范围内的震源谱的信息. Wu 等(1997)用数值实验证明该方法对于重建震源谱高频衰减趋势是有效的和稳定的. Mozaffari 等(1999)将“无 Q 谱”与用经验格林函数方法得到的“补偿谱”进行比较, 发现两者是基本一致的. Mozaffari 等(1999)还注意到, 同一地震不同台站得到的“无 Q 谱”, 在细节上有所不同, 但其高频衰减趋势却是基本相同的.

得到“无 Q 谱”之后, 可以对震源谱的高频部分通过量图直接测得高频衰减常数 γ . 图1给出了一个典型的“无 Q 谱”. 可以看出, 与以往我们关于地震图的频谱和震源谱的知识相似, 在“无 Q 谱”上的零频极限(用于计算标量地震矩)和拐角频率(用于计算震源尺度)都难于测准. 相应地, 应力降的测量结果很难做到可靠. 但是, 震源谱的高频衰减常数尽管

同样存在误差, 却可以比较可靠地测得. 另一个值得注意的现象是, 震源谱本身的信噪比不高, 以至于无法可靠地分辨出高频衰减趋势中比对数线性变化更高阶的变化(例如多段对数线性变化), 此时用单一的高频衰减常数来描述震源谱成为唯一可行的选择.

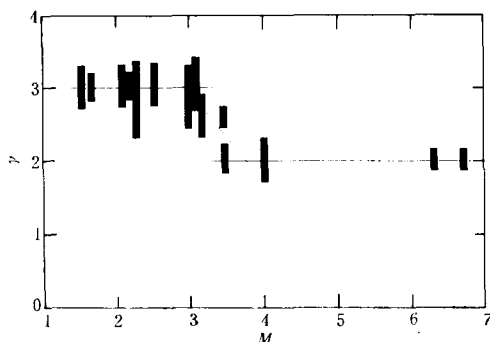


图2 澜沧-耿马地震余震的震源谱高频衰减常数随地震大小的变化(详见正文)

对不同大小的地震的震源谱高频衰减常数的比较, 可以得到关于应力降的标度性的信息. 图2给出了18次余震的震源谱高频衰减常数随地震大小的变化. 这18次余震都是有二个以上台站记录的余震. 图中, 用不同长度的棒来表示高频衰减常数的不确定度. 不确定度的估计既考虑了计算中的最小二乘误差, 又同时考虑了不同台站得到的结果之间的差别. 值得注意的是, 在图中我们只标出了高频衰减常数的误差, 而事实上震级也同样是存在误差的. 由于没有

关于震级误差的确切的资料, 因此在图上没有将震级的误差标出. 但在分析结果时, 考虑到这一点通常是必要的.

从图2中可以看出, 对于较大的地震, 震源谱高频衰减常数 γ 接近于2; 对于小地震, 震源谱高频衰减常数 γ 接近于3. 这与“经典的”结果一致. 同时, 对于“大”、“小”地震之间的地震, 震源谱高频衰减常数 γ 是介于2和3之间的非整数, 且随地震尺度的增加存在一个连续的过渡. 从图上看, 这里“小”地震确切地是指3级以下. 由于地震记录的限制, 在4~6级之间存在一段数据的空缺. 但是从其它的观测中我们有很多关于5级左右地震的经验, 它们的震源谱高频衰减常数一般是2. 我们不清楚的, 是对于1~4级的小地震, 震源谱的高频衰减常数如何变化. 所以, 这段数据的空缺并不严重地影响我们的结论.

3 对震源谱高频衰减常数变化规律的解释

现在我们给出非整数的高频衰减常数及其随地震大小变化的一种解释. 这种解释的关键是, 在上面式(1)~(12)的推导中, 我们对组成大地震的各种大小的子地震采用了一个单一的 η 值和一个单一的 γ 值, 这显然是一个一级近似. 等效地说, 作为一级近似, 我们实际上是用一个线性函数来对应力降随地震大小的变化进行“拟合”. 在上面所采用的单一的 η 值, 相当于这一线性函数的斜率. 而此时的 η 值实际上已经变成等效的 η 值.

我们当然可以考虑更复杂的函数. 但在这里, 模型的简化程度是由我们在物理上的基本假定和我们的观测资料的分辨率所决定的. 我们假定组成地震的所有子地震的能量非相干地叠加在一起, 这是一个粗糙的近似. 在这个近似的框架下, 考虑更复杂的函数是没有意义的. 更重要的是, 从观测的角度说, 我们的频率域测量的分辨率决定了我们只能采用这样的一级近似, 因为如上所述, 在我们所考虑的余震序列的观测条件下, 在频率域中进行测量时, 最可靠的模型, 别无选择地是只有一个拐角频率和一个高频衰减常数的模型, 而即使这样一个简单的模型, 其测量误差也是不可忽略的.

另一方面, 我们已经假定对于大地震和小地震, 应力降随地震尺度的变化是不同的.

这种情况如图 3 中的实线所示. 对于小地震, 即图中 AB 之间的情况, 应力降随地震尺度的增加而增加; 但对于较大的地震, 即图中 BE 之间的情况, 应力降基本保持不变. 作为一级近似, 我们用线性函数对这样的变化进行“拟合”, 分别如图中的虚线 ab , ac , ad , ae 所示. 对于不同大小的地震, 组成这一地震的最大的子地震是不同的. 最大的子地震的尺度, 可以作为地震本身的尺度的一种量度. 在图 3 中, B, C, D, E 诸点, 标志了不同大小的地震的尺度, 而组成这些地震的子地震的尺度, 则覆盖了从 A 点到这些点的坐标. 与此相应, 对于不同大小的地震, 用于“拟合”组成该地震的所有子地震的线性函数, 其斜率也不相同. 在图 3 中, 用来拟合 AC 段的线性函数是虚线 ac , 用来拟合 AD 段的线性函数是虚线 ad , 而用来拟合 AE 段的线性函数是虚线 ae . 它们的斜率各不相同, 其中 ae 的斜率接近于 0, 而 ac 的斜率则更大一些.

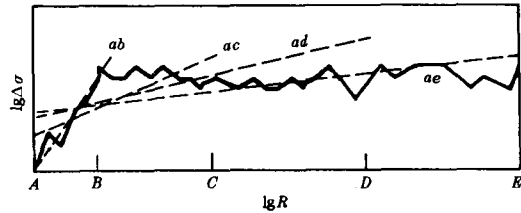


图 3 应力降随地震尺度的变化示意图(详见正文)

因此, 对于较大的地震, 例如对于 AE 的情况, 等效的 γ 值接近于 0; 对于很小的地震, 对应于 AB 之间的情况, 等效的 γ 值接近于一个常数 1; 而对于两者之间的过渡的情况, 等效的 γ 值将随着地震尺度的增加而逐渐减小. 与此相应, 对于较大的地震, γ 值接近于 2; 对于很小的地震, γ 值接近于 3; 而对于两者之间的地震, γ 值将是逐渐过渡的, 此时 γ 值是一个 2 与 3 之间的非整数.

应该指出, 由图 3 所示意的定性解释, 在相当程度上高估了“过渡区”的宽度, 原因是在“拟合”的过程中对不同大小的地震没有加权. 实际上, 由于地震越大, 拐角频率越小, 而在双对数图上, 拐角频率的减小相当于有效地增加了“高频”部分的长度, 因此较大地震在这种“平均”中将具有更大的权重. 与此相应, 从 $\gamma=2$ 到 $\gamma=3$ 之间的过渡, 实际上比图 3 所预测的要快. 而这也正是我们在图 2 中所看到的情况.

4 讨论和结论

如果我们假定: ① 对较大的地震, 应力降保持不变; ② 对小地震, 应力降随地震矩的增加而增加, 且 $\Delta\sigma \propto R$; ③ 组成一次地震的各个子地震的能量非相干地叠加在一起, 与此相应, 作为一个一级近似, 可以用单一的应力降标度律和单一的震源谱衰减常数来描述震源的性质; ④ 子地震的分形维数 D 为 2, 即子地震是简单的面源(当然面的形状可以有起伏, 但其维数是 2), 则通过式(12)、(13)和本节的说明, 观测中所见到的震源谱高频衰减常数 γ 对于较大的地震接近于 2, 对于很小的地震接近于 3, 而对于两者之间的地震是一个 2 与 3 之间的非整数, 且存在一个连续的过渡的结果, 至少在定性上可以得到满意的解释. 由于对小地震高频衰减常数为 3, 所以假定 $D=2$, 则对于澜沧-耿马地震的部分余震, 可以推测其应力降的标度关系为

$$\Delta\sigma \propto M_0^{0.25} \quad (16)$$

这一结果与 Mayeda 和 Walter(1996)的结果相似, 但由于我们的结论是间接地给出的, 我们只能根据 γ 值的误差(± 0.3), 给出标度常数的误差(约为 ± 0.08). 关于结果的物理意

义, 我们同意 Hardebeck 和 Hauksson (1997) 的观点: 应力降看来确实是随地震矩而增加的, 但不能肯定这种表观上的增加究竟是真实的震源性质, 还是地震波传播的复杂性的干扰——我们扣除 Q 值影响的方法毕竟是一个简单的方法。

值得指出的是, 使用澜沧-耿马地震余震的近震源宽频带观测资料, 沿着“经典的”技术路线来研究应力降的标度性质, 存在着几乎不可克服的困难. 此时通过应力降的“测量”得到应力降随地震大小的变化, 其不确定性是不可接受的; 从 $f_{\max}$ 的角度得到的关于“地震量子”的结论是非常不可靠的; 从震级-频度关系的角度得到关于“地震量子”或应力降标度性的结论则几乎是不可能的. 然而, 通过震源谱高频衰减常数这样一个相对说来比较稳定的参数的测定, 我们可以在观测资料不够理想的情况下, 间接地得到关于应力降标度性的定性结论。

从物理上看, 一般应有 $\gamma > 0$, 以保证地震位错是不可逆的 (当然, 这只是一个经验的运动学的条件). 但是 $\gamma > 0$ 仅要求 $\eta > -3 + D/2$, 而并不要求 η 一定是正数. 因此, 我们的模型原则上并不排除其它的应力降标度性质, 例如 η 为正 (Mayer, Walter, 1996)、为负 (Nadeau, Johnson, 1998)、或为零 (Abercrombie, 1995) 的情况的存在. 例如 Abercrombie (1995) 的结果在我们的模型中对应于 $\gamma = 2$, $\eta = 0$, $D = 2$ 的情况. 我们的模型也不排除 D 为非整数, 即地震断层是分形的情况的存在. 这里我们取 $D = 2$ 是为了使模型最简单 (“奥卡姆剃刀原则”). 而 Nadeau 和 Johnson (1998) 以及 Sammis 等 (1999) 的结果则对应于 D 为非整数的情况。

关于已有的结果之间的不一致, 我们倾向于认为, 不同的构造环境中的小地震可能会有不同的应力降的标度性质. 与大地震不同, 对于小地震, 局部介质结构的非均匀性将具有更为重要的意义. 但这方面的工作正方兴未艾, 更多的资料积累将有助于得到更确定的结论。

王培德研究员提供了澜沧-耿马地震的近震源宽频带流动地震观测数据; 臧绍先教授和许忠淮教授的建议对笔者帮助很大. 在此一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 臧绍先. 1984. 地震应力降与岩石破裂应力降. 地震学报, 6(2): 182~194
- Mozaffari P, 吴忠良, 陈运泰, 等. 1999. 用“无 Q 谱”方法测定震源谱的高频衰减. 地震学报, 21(1): 1~9
- Abercrombie R E. 1995. Earthquake source scaling relationships from -1 to $5 M_L$ using seismograms recorded at 2.5 km depth. *J Geophys Res*, 100: 24 015~24 036
- Aki K. 1987. Magnitude-frequency relation of small earthquakes: a clue to the origin of $f_{\max}$ of large earthquakes. *J Geophys Res*, 92: 1 349~1 355
- Brune J N. 1970. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J Geophys Res*, 75: 4 887~5 009
- Chen Y T, Wu F T. 1989. Lancang-Gengma earthquake —— a preliminary report on the November 6, 1988 event and its aftershocks. *EOS*, 12: 1 527, 1 540
- Dysart P S, Snoke J A, Sacks I S. 1988. Source parameters and scaling relations for small earthquakes in the Matsushiro region, southwest Honshu, Japan. *Bull Seism Soc Amer*, 78: 571~589
- Frankel A. 1991. High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on faults. *J Geophys Res*, 96: 6 291~6 332
- Hanks T C. 1982. $f_{\max}$. *Bull Seism Soc Amer*, 72: 1 867~1 879

- Hardebeck J L, Hauksson E. 1997. Static stress drop in the 1994 Northridge, California, aftershock sequence. *Bull Seism Soc Amer*, **87**: 1 495~1 501
- Kanamori H. 1994. Mechanics of earthquakes. *Annu Rev Earth Planet Sci*, **22**: 207~237
- Marone C, Vidale J E, Ellsworth W. 1995. Fault healing inferred from time dependent variations in source properties of repeating earthquakes. *Geophys Res Lett*, **22**: 3 095~3 098
- Mayeda K, Walter W R. 1996. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes. *J Geophys Res*, **101**: 11 195~11 208
- Nadeau R M, Johnson L R. 1998. Seismological studies at Parkfield VI: Moment release rates and estimates of source parameters for small repeating earthquakes. *Bull Seism Soc Amer*, **88**: 790~814
- Rydelek P A, Sacks I S. 1989. Testing the completeness of earthquake catalogue and the hypothesis of self-similarity. *Nature*, **337**: 251~253
- Sacks I S, Rydelek P A. 1995. Earthquake 'quanta' as an explanation for observed magnitudes and stress drops. *Bull Seism Soc Amer*, **85**: 808~813
- Sammis C G, Nadeau R M, Johnson L R. 1999. How strong is an asperity? *J Geophys Res*, **104**: 10 609~10 619
- Scholz C H. 1990. *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. Cambridge: Cambridge Univ Press, 439
- Wu Z L, Kim S G, Chen Y T. 1997. High-frequency fall-off of source spectra of deep-focus earthquakes from Wigner-distribution estimation. *Phys Earth Planet Inter*, **99**: 221~229

附录: 无 Q 谱(Wu *et al.*, 1997)

假定地震记录的频谱可以表示为

$$U(\omega) = F(r)\Omega(\omega)\exp\left(-\frac{r\omega}{2Q_c}\right)$$

取

$$U(\omega + \xi) = F(r)\Omega(\omega + \xi)\exp\left(-\frac{r\omega}{2Q_c} - \frac{r\xi}{2Q_c}\right)$$

$$U(\omega - \xi) = F(r)\Omega(\omega - \xi)\exp\left(-\frac{r\omega}{2Q_c} + \frac{r\xi}{2Q_c}\right)$$

其中需使 $\omega_{\max} \geq \omega + \xi \geq 0$, $\omega_{\max} \geq \omega - \xi \geq 0$. $\omega_{\max}$ 是所考虑的最高频率, 在离散 Fourier 变换的情况下, 可将 $\omega_{\max}$ 作为截止频率. 但这里我们所做的是连续 Fourier 变换, 而只考虑一个最高的频率 $\omega_{\max}$, 以与离散 Fourier 变换衔接. 定义

$$V(\omega, \xi) \equiv U(\omega + \xi)U^*(\omega - \xi) = F^2(r)\Omega(\omega + \xi)\Omega^*(\omega - \xi)\exp\left(-\frac{r\omega}{Q_c}\right)$$

式中, * 表示复共轭. 这一函数相对于 ω 的 Fourier 反变换为 $v(t, \xi)$, 即

$$V(\omega, \xi) = \mathcal{F}[v(t, \xi)]$$

由频移定理, 有

$$V(\omega - \omega_0, \xi) = \mathcal{F}[v(t, \xi)\exp(i\omega_0 t)]$$

同时

$$\begin{aligned} V(\omega - \omega_0, \xi) &\equiv U(\omega - \omega_0 + \xi)U^*(\omega - \omega_0 - \xi) \\ &= F^2(r)\Omega(\omega - \omega_0 + \xi)\Omega^*(\omega - \omega_0 - \xi)\exp\left(-\frac{r\omega}{Q_c} + \frac{r\omega_0}{Q_c}\right) \end{aligned}$$

今取 $\omega = \omega_0$, 则有

$$V(0, \xi) = F^2(r)\Omega(\xi)\Omega^*(-\xi)$$

由于震源时间函数是实函数, 因此有

$$\Omega(\xi) = \Omega^*(-\xi)$$

所以

$$\Omega^2(\xi) = \frac{1}{F^2(r)} \mathcal{F}[v(t, \xi) \exp(i\omega_0 t)]_{\omega=\omega_0}$$

在上述推导中, Q 值不一定必须是常数, 它还可以具有

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2 \omega}$$

的形式. 式中, Q_1 和 Q_2 都是常数, 这相当于 Q 随频率缓慢变化的情况. 但无论 Q 取哪种形式, 不管 Q 的具体数值为多少, 在上述推导中, Q 值的作用均被自动消去.

在上面的推导中, 只有 $\Omega(\omega)$ 在频率为负数时有定义, 而对其它函数, 都必须保持频率为正. 这样, 如果我们的地动位移谱是在 $0 \sim F$ 的频率范围内测定的, 那么通过上述变换, 我们只能得到 $0 \sim F/2$ 频率范围内的震源谱.

由于在上述变换中 Q 的贡献被自动消去, 因此这样得到的频谱也可以称为“无 Q 谱”(Mozaffari *et al.*, 1999).

