

云南禄劝地震部分余震的矩张量反演^{*}

倪江川 陈运泰 王 鸣 吴明熙 周家玉 王培德

(中国北京 100081 国家地震局地球物理研究所)

吴大铭

(美国纽约 13901 宾厄姆顿纽约州立大学地球科学系)

摘要

利用数字盒式磁带记录加速度仪组成的流动地震台网所记录的三分向近场加速度图,通过矩张量反演确定了1985年4月18日云南禄劝 $M_s=6.1$ 地震的部分余震的震源机制.以均匀半无限弹性介质的格林函数解释路径效应,并通过正演计算识别由两次积分得到的位移地震图中的直达P波、直达S波和SP转换波震相,然后用这些震相进行矩张量反演.反演结果表明,在解超定线性方程组时,采用适当的加权系数,可使上述直达波和转换波的理论计算值与观测值拟合得较好.尽管用以反演的三个余震大小不同(震级 $M_L=4.8, 3.2, 3.5$),震源位置也有差别,但它们的震源机制却非常接近,且与主震的震源机制相当一致.这一特征显示了余震的发生与主震发震构造的内在联系.这些实例说明,由震源球面上分布适宜的数字地震台网取得的近场加速度资料,借助于即使是简单的介质模型,通过地震矩张量反演,不但可以得出这些地震震源的主要成份——剪切位错源,同时还可得出震源所含的其它成分,如膨胀源和补偿线性向量偶极.

关键词 格林函数; 地震矩张量; 震源机制; 断层面解

一、引言

震源的特性可用地震矩张量表示.在用地震矩张量表示震源的特性时,可将资料、震源和路径三者之间的关系归结为一种线性关系^[1].通过引进矩张量,可以使确定震源参数的问题线性化;如果已知震源位置和地球介质的结构,就可由给定的矩张量线性地正演出位移场的分布;反之,如果已知震源位置和相应介质模型下的格林函数,那么由记录资料就可线性地反演出地震矩张量.引进矩张量不需要对震源机制作先验的假定,反演矩张量的方法也较简单易行.

许多研究者已将远震体波资料^[1, 9-12]矩张量反演的一般方法运用于不同形式的观测资料.例如简正振型资料^[2]、面波资料^[3-8]和地下核爆炸的近场宽频带观测资料^[13].与这些研究者的工作不同,我们把它运用于天然地震的近场宽频带观测资料.我们利用 DCS-302 数字盒式磁带记

*国家地震局地球物理研究所论著 91A0003.

1988年6月2日收到本文初稿, 1991年4月27日决定采用.

录地震仪组成的流动台网所记录到的1985年4月18日云南禄劝 $M_s=6.1$ 地震的部分余震资料,运用 Stump 和 Johnson^[1,13]在研究地下核爆炸近场震源特性发展起来的矩张量反演的方法,反演了一些中、小地震的震源作为时间函数的矩张量。

二、矩张量反演

地震矩张量是表示震源特性的一个重要的物理量.当源的线度远小于所涉及的波长,也就是可将震源视为点源时,弹性介质中在 t 时刻 \mathbf{r} 处沿 i 方向的位移为

$$u_i(\mathbf{r}, t) = \int_0^t G_{ij'k}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') M_{jk}(t') dt' \quad (1)$$

式中, $G_{ij}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ 表示对于一定的介质模型,在 t 时刻 \mathbf{r}' 处沿 j 方向作用的、时间函数为狄拉克 δ -函数的集中力(单位脉冲集中力)在 t 时刻 \mathbf{r} 处产生的 i 方向的位移,亦即所研究问题的格林函数; $G_{ij'k}$ 为格林函数相对于 k 方向源点坐标的偏导数,亦即力臂在 k 方向、力沿 j 方向的单位力偶在 i 方向产生的位移; $M_{jk}(t')$ 为对称的二阶矩张量。

今以 f 表示频率,以 $\hat{F}(f)$ 表示作为时间 t 的函数 $F(t)$ 的付里叶变换,对(1)式作付里叶变换,可得其在频率域内的相应关系式

$$\hat{u}_i(\mathbf{r}, f) = \hat{G}_{ij'k}(\mathbf{r}, f; \mathbf{r}') \cdot \hat{M}_{jk}(f) \quad (2)$$

方程(2)表明位移可以表示为格林函数和矩张量函数的标量积之和;换句话说,位移可以表示为矩张量函数的线性组合.为简洁起见,我们将方程(2)写成矩阵形式

$$\hat{\mathbf{U}}(\mathbf{r}, f) = \hat{\mathbf{X}}(\mathbf{r}, f; \mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{M}}(f) \quad (3)$$

式中,矢量 $\hat{\mathbf{M}}$ 的 6 个元素依次为 $\hat{M}_{11}, \hat{M}_{12}, \hat{M}_{13}, \hat{M}_{21}, \hat{M}_{23}, \hat{M}_{33}$; 格林函数 $\hat{\mathbf{X}}$ 表示为

$$\hat{X}_{im} = \begin{cases} \hat{G}_{ij'k} + \hat{G}_{ik'j} & j \neq k \\ \hat{G}_{ij'k} & j = k \end{cases} \quad (4)$$

对于每个频率值,都可写出一个如(2)或(3)式所示的关系式.就某一特定频率来说,每个地震台记录到的某方向地动位移的频谱都含有实部值和虚部值,所以如果用于反演的地震图有 N 幅,那么,矩阵 $\hat{\mathbf{U}}$ 就有 $2N$ 个元素.对该频率而言,矩阵 $\hat{\mathbf{M}}$ 分别有实部值和虚部值,所以它是一个含 12 个元素的矢量.相应地,矩阵 $\hat{\mathbf{X}}$ 是一个 $2N \times 12$ 的矩阵.显然,当 $N < 6$ 时,(3)式表示的问题是一个不定问题;当 $N > 6$ 时,则为矛盾线性方程组的超定问题.若对震源加上某些约束条件(如膨胀部分为零),则二阶矩张量的独立分量将减少,相应地矢量 $\hat{\mathbf{M}}$ 的元素个数也将减少.为了求解(3)式,我们运用 Lanczos 的奇异值分解方法^[14]对 $\hat{\mathbf{X}}$ 进行分解,求其广义逆以实现在最小二乘意义下的矩张量反演.按照 Lanczos 的奇异值分解方法,可将 $\hat{\mathbf{X}}$ 分解为

$$\hat{\mathbf{X}} = \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{Q}} \hat{\mathbf{V}}^T \quad (5)$$

式中, $\hat{\mathbf{W}}$ 为与 $\hat{\mathbf{X}}\hat{\mathbf{X}}^T$ 的非零特征值对应的特征矢量, $\hat{\mathbf{V}}$ 为与 $\hat{\mathbf{X}}^T\hat{\mathbf{X}}$ 的非零特征值对应的特征矢量,对角矩阵 $\hat{\mathbf{Q}}$ 的元素为 $\hat{\mathbf{X}}\hat{\mathbf{X}}^T$ 的非零特征值的平方根.在(5)式中,仅保留了 p 个较大的本征值($\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_p$),从而

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{V}} \hat{\mathbf{Q}}^{-1} \hat{\mathbf{W}}^T \hat{\mathbf{U}} \quad (6)$$

作为表示震源特性的地震矩张量能更普遍地描述地震点源,在一级近似的基础上,它完整地描述了地震点源的等效力,而等效力可与物理震源模型相联系.例如,断层上突然的相对位移(弹性回跳)、快速传播的亚稳态相变、由相变引起的崩塌(体积突然收缩)、或者由爆破引起的体积突然膨胀都可以与某种等效力相联系.与断层面上突然的相对位移(位错)等效的力就是我们在地震学中熟知的双力偶;在有轴向应变的情况下,与剪切模量的突然变化等效的力可以用线性向量偶极表示.总之,地震矩张量是一个普遍概念,它可描述各种形式的震源,剪切位错源(双力偶)只是其中的一种.

一般形式的地震矩张量,因为其对称性($M_{jk} = M_{kj}$),可将其对角化以实现在主轴坐标系中的矩张量分解.设 M_1 , M_2 , M_3 是主轴坐标系中地震矩张量的三个本征值,且 $M_1 \geq M_2 \geq M_3$. 在主轴坐标系中

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{bmatrix} \quad (7)$$

以 $P = (M_1 + M_2 + M_3)/3$ 表示震源的膨胀部分,则

$$\mathbf{M} = P \mathbf{I} + \mathbf{M}' \quad (8)$$

式中, \mathbf{I} 为单位张量, \mathbf{M}' 为矩张量的偏量部分. \mathbf{M}' 可分解为

$$\mathbf{M}' = \frac{1}{2} (M_1 - M_3) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} + \frac{1}{6} (2M_2 - M_1 - M_3) \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

由上式可见,地震矩张量可以分解为强度为 $P = (M_1 + M_2 + M_3)/3$ 的膨胀中心、标量地震矩为 $M_0 = (M_1 - M_3)/2$ 的无矩双力偶和强度为 $C = (2M_2 - M_1 - M_3)/6$ 的补偿线性向量偶极(CLVD).上式右边第一项表示的是最佳双力偶,与最大本征值 M_1 相联系的特征向量就是张应力轴(T 轴),与最小本征值 M_3 相联系的特征向量就是压应力轴(P 轴),而与中间本征值 M_2 相联系的特征向量则是 B 轴(零轴).

三、云南禄劝地震

1. 资料

1985年4月18日云南省禄劝县境内发生了 $M_s = 6.1$ 地震.在余震活动期间,我们用DCS-302数字化磁带记录三分向加速度仪所组成的小孔径流动台网记录了部分余震,获得了震中距小于15km的近场记录资料.表1给出了禄劝流动地震台网的地理分布. DCS-302数字盒式磁带记录加速度仪,其采样率为每秒100个采样点,动态范围112db,采用了截止频率为30Hz的5极Butterworth滤波器.吴明熙等^[13]对部分余震作了精确定位,本文对其中三个较大的余震做了分析(表2).

表1 禄劝流动地震台网的地理分布

台名	代号	经度(°E)	纬度(°N)
转龙	ZHL	102.854	25.911
桂泉	GUQ	102.865	25.833
马街	MAJ	102.911	25.772
沙鱼郎	SYL	102.810	25.831

我们对地震的加速度连续作两次积分,依次求得速度地震图和位移地震图.在对加速度作积分求速度和对速度作积分求位移时,为了消除数据中所含的长周期噪声因两次积分被显著地放大这一效应,我们先对资料进行低频滤波得到高通输出.

2 格林函数

格林函数是就一定的介质模型及边界条件而言的,它反映了沿地震波传播路径的介质的特性.格林函数及其对源点坐标的偏导数对于理论地震图的计算及矩张量的反演是非常重要的.本文中所运用的格林函数为兰姆问题的格林函数^[16,17],即由均匀半无限弹性介质内部的集中力所激发的位移场.这一问题的解析解及其相对于源点坐标、场点坐标的偏导数,可用 Cagniard-De Hoop 方法求得^[18-20].在计算格林函数时,介质的 P 波速度和 S 波速度系根据各台站的震源距和地震图的 P 波到时和 S 波到时确定,使计算得到的格林函数的震相与记录资料的震相一致.

3. 反演

反演的目的是为了估算表示震源特性的地震矩张量.考虑到兰姆问题的格林函数的震相较简单并能较好地反映近场记录的直达 P 波和直达 S 波,以及近场记录的直达 P 波和直达 S 波较强而面波不发育这一特征,我们在位移地震图中选取信噪比较大并与格林函数的震相相符的一些直达 P 波、直达 S 波和 SP 转换波加窗进行反演.反演中取加权因子等于观测地震图的功率,即对第 n 张地震图,加权因子满足

$$W_n^2 = \mathbf{U}_n \mathbf{U}_n^T \quad (10)$$

式中, \mathbf{U}_n 表示第 n 张地震图的位移向量.选择这样一个权重是为了补偿震源球上的体波振幅偏差.如果在求解超定线性方程组时不采用加权系数,大振幅的地震图中的噪声误差将会淹没小振幅地震图的有用信号,从而影响所估算的量.

我们首先将反演方法应用于禄劝地震的最大余震 ($M_L=4.8$) (表 2).图 1 的上部是三个台站在竖直向 (Z, 向下为正), 径向 (R, 离源为正) 和横向 (T, 从源向外看, 顺时针为正) 三个方向上的位移地震图,粗实线为观测资料.反演中我们只用到了如图 1 所示的观测资料中的两条竖直虚线之间的资料;细实线是理论地震图.图 1 的右下部是反演得到的这个余震的矩张量远场时间函数,其中的数字表示矩张量各分量的远场时间函数的积分(阴影部分面积),即矩张量的近场时间函数当时间趋于 ∞ 时的值(矩张量的直流分量或零频极限情况下的值),由这些矩张量元素的数值,可以得到相应的震源机制——P 波初动解(图 1 左下部).由矩张量反演得到的震源机制解中,不但能和通常 P 波初动解的作法一样,给出与剪切位错源部分相应的解答(节面和应力主轴),

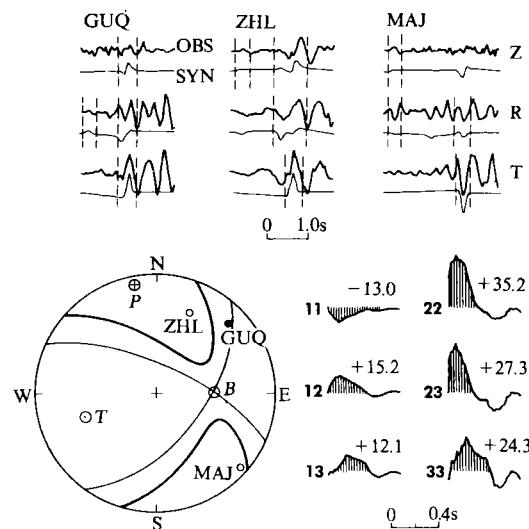


图 1 $M_L=4.8$ 余震的矩张量反演.上部为观测地震图(粗实线)、理论地震图(细实线);左下部为 P 波初动解(震源球上半球等面积投影);右下部为矩张量远场时间函数,阴影面积以 $10^5 \text{N} \cdot \text{m} (10^2 \text{ dyne} \cdot \text{cm})$ 为单位

而且还能给出非剪切位错部分(膨胀源与补偿线性向量偶极).将矩张量元素值按主轴分解,与最大本征值对应的为T轴,与最小本征值对应的为P轴.图中粗实线为由 $M_L=4.8$ 余震的矩张量元素值定出的该次地震的震源机制解,细实线对应的是剪切位错源的断层面解,它们之间的差异是由于迭加了非剪切位错源(膨胀源和补偿线性向量偶极源)而引起的.

运用同一方法我们还反演了 $M_L=3.2$ 余震和 $M_L=3.5$ 余震的矩张量(表2),反演结果如图2和图3所示.

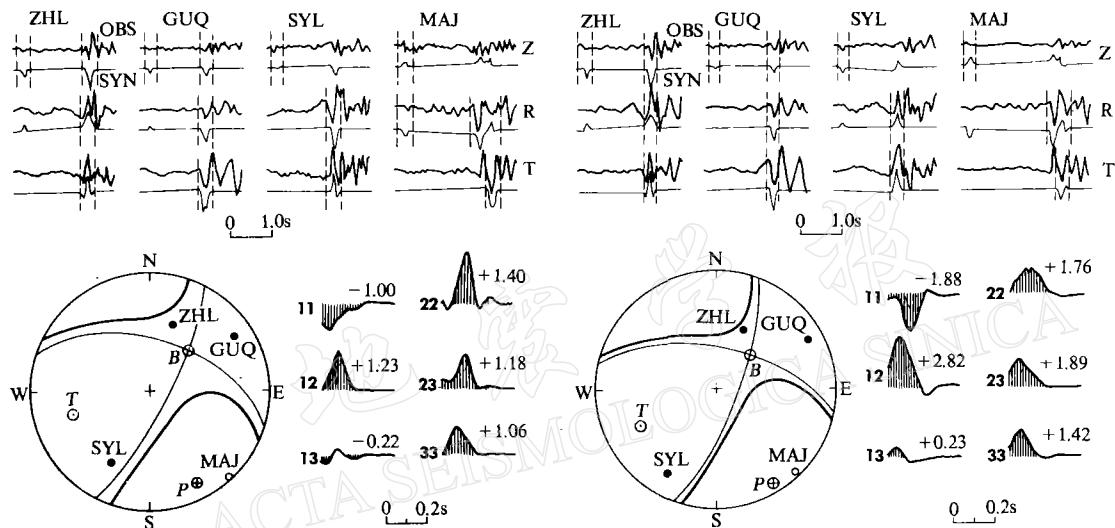


图2 $M_L=3.2$ 余震的矩张量反演.说明同图1

图3 $M_L=3.5$ 余震的矩张量反演.说明同图1

表2 主震和三个余震的断层面解以及各个余震所含的剪切位错源、膨胀源和补偿线性向量偶极源的强度(以 $10^5 N \cdot m$ 也就是 $10^{22} dyne \cdot cm$ 为单位)

编 号 *	震级 M_L	震中位置		深度 (km)	节面I			节面II			剪切源 M_0	膨胀源 P	补偿线性向量偶极 C
		$\varphi(^{\circ}N)$	$\lambda(^{\circ}E)$		走向	倾角	滑动角	走向	倾角	滑动角			
主震	$M_s 6.1$	25.510	102.490	9.0	236.3°	51.6°	55.8°	103.9°	46.9°	125.3°			
No. 13	4.8	25.849	102.829	4.1	217.1°	67.5°	23.0°	114.3°	70.8°	145.3°	40.3	15.5	-6.80
No. 18	3.2	25.862	102.830	9.4	207.0°	77.3°	36.7°	107.7°	54.4°	164.4°	2.16	0.48	0.03
No. 20	3.5	25.865	102.831	9.6	200.6°	75.0°	29.6°	102.2°	61.5°	162.8°	3.95	0.43	0.01

* 据吴明熙等^[1]

四、讨 论

我们所使用的资料是高质量的宽频带数字记录加速度地震图,因为台站离震中较近,可记录到清晰的P波震相和S波震相.同远震记录相比,近场记录中高频成分较丰富.在我们所分析的位移地震图中,周期为0.1—0.5s的资料信噪比较高.运用Stump和Johnson^[1, 13]在研究地下核爆炸近场震源特性发展起来的矩张量反演方法,由宽频带

(1—30Hz)位移地震图的直达P波、直达S波及SP转换波资料,我们得到了作为时间函数的远场地震矩张量。从图中可以看出,矩张量各分量的远场时间函数接近于大小不同的脉冲,其宽度大约为0.15—0.32s,它表示了震源在时间上的特性。将所得的作为时间函数的地震矩张量与相应的格林函数褶积,可以得到合成地震图,由图1—3上部的细实线可见,这些合成地震图与观测资料中的直达P波和直达S波拟合得较好。

我们由矩张量反演得到的震源剪切部分的节面解与1985年4月18日禄劝 $M_s=6.1$ 地震(主震)的断层面解^[15]的两个节面的走向、倾角和滑动角是一致的(表2),这表明较大余震的发生与主震的发展构造有着内在的联系。在本次地震的极震区内,地表出露的北西向的则邑断层及与其平行的红岭坡断层的走向与我们的所得到的断层面解的节面Ⅱ的走向一致;在与则邑断层近乎垂直的方向上,出露地表的还有北东向的较小的断层,其走向与断层面解的节面Ⅰ一致。分析表明,大多数余震发生在节面Ⅰ所表示的主断层上,部份较大余震则发生在与节面Ⅰ共轭的断层(节面Ⅱ)上。

我们通过矩张量反演得到的结果还能对仅靠剪切位错源不能解释的现象予以解释。单纯从最佳双力偶所表示的剪切位错源的断层面解看,在 $M_L=4.8, 3.2$ 和3.5三次余震中,转龙台(ZHL)均位于P波初动向下的象限内,但实际上,在 $M_L=3.2$ 和3.5的两次余震中,转龙台的P波初动向上并与 $M_L=4.8$ 的相反,这在剪切位错源的情形下是难以理解的,但是这种初动极性却与这两个余震的震源位置和由矩张量反演得出的震源机制是相符的。在所研究的三个余震中, $M_L=4.8$ 的震源深度为4.1km,转龙台位于P波初动向下的范围内,而另外两个余震($M_L=3.2, 3.5$)的震源深度分别为9.4和9.6km,转龙台落在P波初动向上的范围内,尽管这三个余震的断层面解(最佳双力偶)相近且转龙台均位于相应的最佳双力偶所表示的断层面解的P波初动向下的象限中。

表2还给出了余震震源的剪切位错源的标量地震矩及膨胀源和补偿线性向量偶极的强度,膨胀源和补偿线性向量偶极在剪切位错源中所占的比例在P波初动解投影图上的反映就是由矩张量元素值定出的震源机制解与剪切位错源断层面解之间的差异。从所得到的结果我们可以看到,由于膨胀源和补偿线性向量偶极源与剪切位错源叠加在一起,P波初动为零的节面不再是由剪切位错源所确定的正交的平面(细实线),而是如图1至图3中的粗实线所示的二次曲面。

应该指出的是,本文用于反演的资料是近场记录的短周期体波,它们仅包含接近或高于拐角频率的信息,由直达波震相作为资料反演得到的地震矩张量给出了地震断层的初始破裂情况(方位和取向)。由于这些余震的震级不大,其震源尺度相对较小,远场震源时间函数可视为一个简单的脉冲函数,所以我们所给出的矩张量远场时间函数在一定程度上表示了地震的震源机制和时间过程。当大震级的地震(如大地震和特大强地震)发生时,震源的矩释放是一个较长的时间过程(几秒到几十秒),所辐射的大部分能量包含在长周期的地震波中,此时宜用长周期地震波资料进行反演。若用短周期体波资料进行反演,不但得到的标量地震矩的数值会比用长周期的面波资料和简正振型资料所得到的标量地震矩的数值小,而且不能反演出震源矩释放的全部时间过程。为此,对于大地震的研究宜用面波资料,对于特大地震的研究宜用简正振型资料。近震源资料含有较多的高频成分,进行地震矩张量反演应该注意保留和恢复较长周期的资料。

震源的矩张量表示及其反演是研究震源过程的一种有效的方法,但由于震相的复杂

性、定位的不准确性,以及实际地球介质的复杂性,仍会给反演结果带来误差。台站的多方位分布和与实际地球介质相符的模型的格林函数是准确反演震源的地震矩张量的重要条件。震源的矩张量表示以及矩张量反演的方法是一种具有广阔应用前景的方法,随着对介质结构了解的不断增进,计算合成地震图能力的改进,以及数字化记录资料质量的提高,可望获得对震源过程认识的深化。

这项工作是国家地震局滇西地震预报试验场和地震科学联合基金会共同资助的项目。作者在野外观测和研究过程中得到了云南省地震局姜葵、王贵美、刘正荣、陈金海等同志的关心和帮助,并得到了国家地震局地球物理研究所李世愚、李肇仁、张廉强、孙次昌等同志的帮助,在此谨表谢意。

参考文献

- [1] Stump, B. W. and Johnson, L. R., 1977. The determination of source properties by the linear inversion of seismograms. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **67**, 1489—1502.
- [2] Gilbert, F. and Dziewonski, A. M., 1975. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra. *Phil. Trans. R. Soc.*, A **278**, 187—269.
- [3] McCowan, D. W., 1976. Moment tensor representation of surface wave sources. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **44**, 595—599.
- [4] Mendiguren, J. A., 1977. Inversion of surface wave data in source mechanism studies. *J. Geophys. Res.*, **82**, 889—894.
- [5] Aki, K. and Patton, H., 1978. Determination of seismic moment tensor using surface waves. *Tectonophysics*, **49**, 213—222.
- [6] Kanamori, H. and Given, J. W., 1981. Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake source parameters. *Phys. Earth Planet. Interiors*, **27**, 8—31.
- [7] Romanowicz, B., 1982. Moment tensor inversion of long period Rayleigh waves: A new approach. *J. Geophys. Res.*, **87**, 5395—5407.
- [8] Lay, T., Given, J. W. and Kanamori, H., 1982. Long-period mechanism of the 8 November 1980 Eureka, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **72**, 439—456.
- [9] Fitch, T. J., McCowan, D. W. and Shields, M. W., 1980. Estimation of the seismic moment tensor from teleseismic body wave data with applications to intraplate and mantle earthquakes. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3817—3828.
- [10] Longston, C. A., 1981. Source inversion of seismic waveforms: The Koyna, India, earthquakes of 13 September 1967. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **71**, 1—24.
- [11] Doornbos, D. J., 1982. Seismic moment tensors and kinematic source parameters. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **69**, 235—251.
- [12] Barker, J. S. and Langston, C. A., 1982. Moment tensor inversion of complex earthquakes. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **68**, 777—803.
- [13] Stump, B. W. and Johnson, L. R., 1984. Near-field source characterization of contained nuclear explosion in tuff. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **74**, 1—26.
- [14] Lanczos, C., 1961. *Linear Differential Operators*. Van Nostrand, London, 564pp.
- [15] 吴明熙、王鸣、孙次昌、柯兆明、王培德、陈运泰、吴大铭, 1990. 1985年禄劝地震部分余震的精确定位. 地球物理学报, **12**, 2, 121—129.
- [16] Lamb, H., 1904. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A203**, 1—42.

- [17] Johnson, J. R., 1974. Green's function for Lamb's problem. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 37, 99—131.
- [18] Dix, C. H., 1954. The method of Cagniard in seismic pulse problem. *Geophysics*, 19, 722—738.
- [19] Cagniard, L., 1962. *Reflection and Refraction of Progressive Seismic Waves*. Translated and revised by Flinn, E. A. and Dix, C. H., McGraw-Hill, New York.
- [20] De Hoop, A. T., 1960. A modification of Cagniard's method for solving seismic pulse problems. *Appl. Sci. Res.*, B8, 349—356.

MOMENT TENSOR INVERSION OF SOME AFTERSHOCKS OF THE APRIL 18, 1985, LUQUAN, YUNNAN, CHINA, EARTHQUAKE

Jiangchuan Ni, Yuntai Chen, Ming Wang, Mingxi Wu, Jiayu Zhou and Peide Wang

(Institute of Geophysics, State Seismological Bureau, Beijing 100081, China)

Francis T. Wu

(Department of Geological Sciences and Environmental Studies, State University of New York
at Binghamton, Binghamton, New York 13901, U.S.A.)

Abstract

Based on the three-component accelerograms, recorded at near-field distance by a temporary seismic network consisting of digital cassette tape re-recording accelerographs, the focal mechanisms of three aftershocks of the April 18, 1985, Luquan, Yunnan Province, China, earthquake of magnitude $M_s = 6.1$, are calculated using moment tensor inversion technique. The phases of direct P, S and converted SP waves in the displacement seismograms, produced by twice integration of the observed accelerograms, are identified via forward calculation using Green's functions for homogeneous semi-infinite elastic medium, and used in the inversion. The results of inversion show that a better fit of synthetic to the observed seismograms of direct as well as converted phases can be achieved if appropriate weighting functions are used in solving the over-definite linear equations. While these aftershocks are of different magnitudes ($M_L = 4.8, 3.2$ and 3.5 , respectively) and hypocentral locations, their focal mechanisms are very similar and consistent with that of the main shock. This feature demonstrates the intrinsic correlation between the occurrence of aftershocks and the seismogenic fault of main shock. Our experimentations show that using the near-field accelerogram obtained from the digital seismic network with appropriate azimuthal coverage on the focal sphere, with the aid of even simple earth model, not only the shear dislocation source, but also the isotropic part and CLVD (compensated linear vector dipole) can be retrieved by the technique of moment tensor inversion.