

近震源宽频带记录的地震矩张量反演*

吴忠良 陈运泰 倪江川 王培德 王 鸣

(中国北京 100081 国家地震局地球物理研究所)

摘 要

以1985年4月18日云南禄劝地震($M_s=6.1$)的15次余震为例,使用简单介质模型进行近震源记录的地震矩张量反演,并试图通过反演结果的讨论,进一步明确有关方法的意义和限度.将DCS-302数字磁带加速度仪组成的小孔径流动台网获得的三分向近震源宽频带记录进行两次积分得到位移地震图,对依据震相特征选出的信噪比较大的直达P波、直达S波和SP转换波波形在频率域进行矩张量反演.反演中采用均匀弹性半空间的格林函数.计算结果表明,采用简单的介质模型,选取信噪比较大的震相进行矩张量反演,对 $M_L<4.0$ 的地震可以较好地给出震源机制解和地震矩,对 M_L 约为4—5的地震可以较好地给出震源机制解.在不十分了解详细结构的情况下,用本文所发展的反演方法处理大量中小地震求震源机制和构造应力场是十分便利的.地震矩张量反演的结果给出禄劝地区的主压应力轴为近NNW向,接近水平,表明该地震与欧亚板块和印度板块边界的构造运动有关.

关键词 近震源宽频带记录; 地震矩张量; 构造应力场; 禄劝地震

1 引 言

自从Gilbert(1970)引入地震矩张量以来,运用远场体波资料(Fitch *et al.*, 1980; Longston, 1981; Doornbos, 1982; Barker and Longston, 1982)、简正振型资料(Gilbert and Dziewonski, 1975)和面波资料(McCowan, 1976; Mendiguren, 1977; Aki and Patton, 1978; Kanamori and Given, 1981; Romanowicz, 1982; Lay *et al.*, 1982)进行矩张量反演已成为震源研究中一个重要的、相当活跃的领域.然而,中小地震的近震源记录的矩张量反演却一直是一个薄弱环节.近震源记录的矩张量反演有两方面的问题需要解决:一方面,在诸如前震或余震的中小地震的分析中,我们常常需要处理较多的地震,很多地震的平均结果往往比一次地震的细节在构造上更有意义,这就要求我们用较简单的模型和简便的反演计算以尽可能高的效率提取出较多的中小地震的震源参数,并对由此得到的结果的可靠性和有关方法的适用范围有一个较为清楚的概念;另一方面,近震源宽频带记录不仅反映了震源的破裂过程,而且强烈地受到震区介质的小尺度非均匀结构的影响,这就使近震

* 地震科学联合基金会资助项目.国家地震局地球物理研究所论著 93A0039.
1993年3月4日收到初稿,1993年6月30日决定采用.

源宽频带地震图的模拟和震源参数反演比远震低频记录的情况困难得多. 事实上, 在近震源记录的矩张量反演计算中, 介质结构究竟在什么程度上影响震源参数的反演结果, 在关于所研究地区的介质结构的知识不充分的情况下能够较为可靠地得到哪些震源参数以及如何得到这些参数, 是一个普遍关注、但目前尚未解决的基本问题(Koch, 1991; Sileny *et al.*, 1992). 简单介质是这个问题的一个特殊情况. 显然, 这些问题只能通过结合具体资料的计算得到解决. 本文以 1985 年云南禄劝地震的 15 次余震的近震源记录为例, 采用简单的介质模型, 通过实际资料处理和反演, 进一步明确了有关方法的意义和限度.

禄劝地震($M_s=6.1$)发生于 1985 年 4 月 18 日(刘正荣、陈敬, 1986). 震后第 6 天, 国家地震局地球物理研究所在以主震震中为中心、半径为 10 km 范围内布设了一个由 4 台 DCS-302 数字化磁带记录三分向加速度仪组成的小孔径流动台网. 在 4 月 24 日至 5 月 7 日的 14 天连续观测中, 这个流动台网记录到了 404 个余震, 最大震级 $M_L=4.8$. 利用这些余震的近震源数字化记录进行了一些研究. 吴明熙等(1990)对其中 28 个可以定出震源位置和发震时刻的地震作了精确定位, 并通过余震震源的空间分布和余震综合断层面解分析研究了地震区内的断层系与主震及余震的关系. 倪江川等(1991)对其中 3 次较大余震将加速度记录两次积分, 得到了位移地震图, 并对其中的直达 P 波、直达 S 波和 SP 转换波波在频率域进行了地震矩张量反演. 他们发现剪切分量构成了这 3 次余震的震源参数的主要部分, 由矩张量反演得到的震源剪切部分的节面解与主震断层面解的两个节面的走向、倾角和滑动角一致. 陈运泰等(Chen *et al.*, 1990)使用较小地震的记录作为经验格林函数, 得到了 4 次较大余震的远场震源时间函数, 并据此确定禄劝地震的最大余震($M_L=4.8$)具有复杂的震源过程. 李肇仁和陈运泰(1994)利用余震分布在主震断层面上的投影, 指出大多数余震发生在与则邑断层近乎垂直的北东向的断层上, 部分较大的余震则发生在与其共轭的断层上. 通过由经验格林函数方法给出的震源时间函数的空间变化, 他们还通过正演拟合确定了最大余震破裂过程的一些细节. 这些工作不仅有助于深入研究禄劝地震的震源过程和川滇地区的发震构造, 而且有助于从定量上认识震源过程的复杂性的成因. 为了进一步研究禄劝地区的应力状态和禄劝地震的构造成因, 有必要对这个余震序列的震源机制进行详细的研究. 为此, 我们对精确定位的 28 个地震中具有 3 个或 3 个以上台站的三分向记录的 15 个地震进行了地震矩张量反演, 并试图据此讨论有关结果的地震学含义.

2 地震矩张量反演

2.1 地震矩张量反演

当震源尺度远小于所考虑的特征波长时, 弹性介质中 r 处沿 i 方向的位移谱

$$\hat{U}_i(r, f) = \hat{G}_{ij,k}(r, f; r') \cdot \hat{M}_{jk}(f) \quad (1)$$

式中, f 表示频率, $\hat{M}_{jk}(f)$ 表示地震矩张量谱, $\hat{G}_{ij,k}(r, f; r')$ 是格林函数 $G_{ij}(r, t; r', t')$ 相对于 k 方向的源点坐标的偏导数的谱, 格林函数 $G_{ij}(r, t; r', t')$ 定义为对于一定的介质模型, 在 t' 时刻 r' 处沿 j 方向作用的单位脉冲力在 t 时刻 r 处产生的 i 方向的位移. 由于 $\hat{M}_{jk}$ 是对称的二阶张量, 可令

$$\hat{M} = \{\hat{M}_{11}, \hat{M}_{12}, \hat{M}_{13}, \hat{M}_{22}, \hat{M}_{23}, \hat{M}_{33}\} \quad (2)$$

而将(1)式改写为

$$\hat{U}_i = \hat{X}_{ij} \cdot \hat{M}_j \quad (3)$$

其中, $\hat{X}_{ij}$ 为 $\hat{M}_j$ 的系数, 它是格林函数谱 $\hat{G}_{ij,k}$ 的线性组合 (倪江川等, 1991). 由 (3) 式可见, 震源参数反演问题成为一个标准的线性反演问题.

2.2 观测资料

DCS-302 数字磁带记录三分向加速度仪采样率为 100 sps, 动态范围 112 dB, 其频率特性如图 1 所示. 对加速度记录连续作两次积分可以求得位移地震图. 为了消除数据中因两次积分而放大的低频噪声并对数据进行适当的光滑处理, 采用 Butterworth 滤波器对资料进行 1.5—10.0 Hz 的带通滤波. 与此相应, 计算出的合成地震图也经过同样频段的带通滤波以便与观测资料进行比较.

2.3 格林函数

反演中采用均匀半无限弹性介质内部的集中力所激发的位移场问题, 即兰姆问题的解作为格林函数. 兰姆问题的解析解及相对于源点坐标和场点坐标的偏导数可用 Cagniard-De Hoop 方法求得 (Johnson 1974). 为使计算得到的合成地震图的震相与观测资料的震相的到时一致, 介质的 P 波速度和 S 波速度根据各台站的震源距和观测地震图上的 P 到时和 S 到时加以确定.

2.4 震相选取

与真实的地震记录相比, 由均匀半无限介质模型计算得出的理论地震图的波形相当简单. 对这个简单的介质模型计算得出的理论地震图的解释能力, 期望值不宜过高. 事实上, 即使有能力计及更复杂的介质模型和震源过程, 也不能期望理论结果能满意地解释地震图上的每一个弯弯绕绕. 如果硬性地规定必须做到这一点作为反演结果好坏的判别标准的话, 那么由此而付出的代价必将是在震源过程中引入虚假的附加成分 (Sileny *et al.*, 1992). 因此, 正如不可能用体波地震图来解释既包括体波也包括面波在内的整个波列一样, 我们也不能选用理论地震图计算中未予计及的震相参加反演. 如其不然, 则在反演中这些震相的作用将有如噪声干扰. 图 2 给出了选择参加反演的震相的一个例子, 图中以竖线标出了选出来参与反演的波形. 与“全波列”反演相比, 这种取法的一个优点是在不预先知道所研究地区详细的介质结构的时候, 也能得出较为可靠的地震矩张量解.

我们在位移图中选取信噪比相对来说比较大的直达 P 波、直达 S 波和 SP 转换波加窗进行反演. 同时, 为了补偿震源球上的体波振幅偏差, 取观测地震图的功率作为反演的加权因子 (倪江川等, 1991).

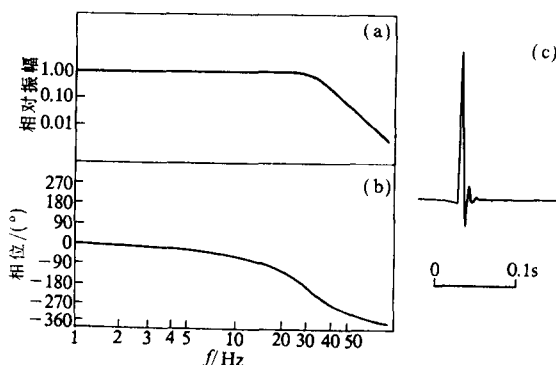


图 1 DCS-302 数字磁带记录地震仪的振幅特性(a)、相位特性(b)和脉冲响应(c)

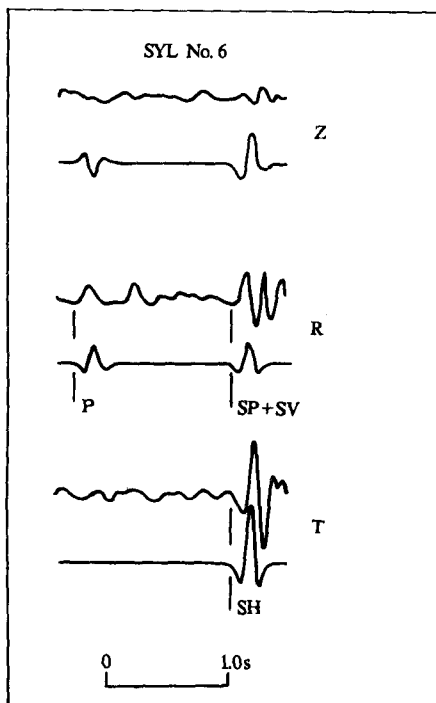


图 2 借助理论地震图识别和选取震相

2.5 最佳解的选取

我们以三分向地震图的拟合程度作为矩张量反演最佳解选取的判据. 这里所说的拟合有两方面的含义: 对于那些信噪比较大、理论地震图有能力解释、被选取参与反演的震相, 理论地震图和观测波形应当是相似的; 另一方面, 对于那些信噪比较小、未被选取参加反演的震相, 理论地震图与观测波形的差别亦不能太大. 选择所有震相参加反演, 无疑将因低信噪比震相也参与反演而大大地增加反演结果的误差; 仅选取那些信噪比较大的震相参与反演, 则那些不参加反演的震相可能得不到合理的解释. 为了得到较稳定可靠的反演结果, 我们在反演时只取那些信噪比较大的震相进行反演. 不同的震相组合往往会导致不同的结果, 在选取最佳结果的时候, 我们以未参加反演的震相能够在多大程度上得到合理的解释作为辅助判据. 与单纯强调参加反演的震相的波形拟合而不考虑其它震相的做法和单纯强调全部震相甚至全波列的拟合而对不同信噪比的震相不加区别的做法相比, 我们的做法考虑了较多的相互制约的因素,

从而可以得到更稳定可靠的反演结果. 尽管这种较为细腻的处理通常需要借助经验和花费更多的时间.

2.6 反演结果的误差和稳定性

反演结果的误差取决于三方面的因素. 由于实际地球物理问题的复杂性, 对此, 我们只能给出一个定性的估计. 第一方面的因素是记录的误差. 属于仪器性能问题本身的记录误差和记录中各种随机干扰的作用并不是这里所说的记录误差的主要部分. 前面曾经指出, 如果震相识别错误, 或者选择了那些理论地震图没有计及的震相参与反演, 其效果将有如误差干扰, 而这种干扰往往比记录本身的误差大得多. 事实上, 我们并没有一个好的办法把所要求的震相作为一个孤立的瞬态信号从地震图中完整地无畸变地提取出来, 这样, 由震相的边瓣带来的误差也是这里所说的记录误差的一个重要来源. 这种误差的量级可直观地估计为百分之十左右; 第二方面的因素是理论格林函数与“真实”的格林函数的偏差. 由于并不清楚所研究地区详细的三维结构, 所以, 这种偏差目前在定量上尚无从估计. 不过从定性上说, 由于在所采用的介质模型中没有考虑散射和衰减的作用, 所以, 可以预料由此反演得出的地震矩要比实际的地震矩略小; 第三方面的因素是点源近似与真实震源之间的偏差. 将这个偏差归算到位移记录中去, 其量级应与由各台站位移记录进行反褶积得到的震源时间函数的空间变化的量级相当. 地震越大, 这种效应也就越明显. 随着震级的增加, 震源时间函数的加宽和形态的复杂化也增加了震相的识别和提取的难度.

因此从定性上说,本文所用的方法更适合于小震的近震源记录的处理.事实上,这里采用的方法借鉴了最初针对地下核爆炸试验发展起来的方法(Stump and Johnson, 1977; 1984).

作为对反演方法稳定性的检验,我们对一组给定震源参数和误差水平的理论地震图进行反演试验.理论地震图由均匀半无限空间的格林函数与给定的震源时间函数褶积得到,震源参数参考禄劝地震主震的P波初动解,取走向 236° ,倾角 52° ,滑动角 56° 的纯剪切位错源,其时间变化具有同步震源的形式,震源时间函数为对称三角形,其持续时间为0.2 s.在理论地震图上分别叠加25%和50%的伪随机噪声(噪声序列由Turbo Basic语言中的RND函数给出)后再用1.5—10.0 Hz的Butterworth滤波器进行带通滤波.台站参数的选取参考了小孔径流动台网的布局,震源深度取禄劝地震余震的平均深度.按照习惯,对Z, R, T三分向记录进行反演,其中Z为垂直向,以向下为正;R为径向,以离源为正;T为横向,以从源向外看顺时针为正.以此作为“观测资料”进行反演试验.从所得结果(图3)可以看出,反演结果基本上重建了输入的节面取向和震源时间函数,同时反演中的数值计算、震相选取的不确定性和随机噪声也使求得的震源机制解中出现了虚假的非剪切成分.噪声的影响主要是使求得的震源时间函数的形态发生畸变.噪声越大,反演得到的合成地震图与输入地震图的差别也越明显.值得指出的是,由于所取介质模型简单而且输入地震图和反演采用了同样的模型,所以,理论地震图不仅能很好地解释直达P波和直达S波,对于Z分向和R分向上的SP+S混成波形也能很好地解释.在实际资料的处理过程中,要做到这一点却是不容易的.因此,运用实际资料进行反演时,如果用到了这类震相的话,则反演结果的误差可能还会大一些.相应地,理论地震图对这部分震相的解释能力也可能较差.

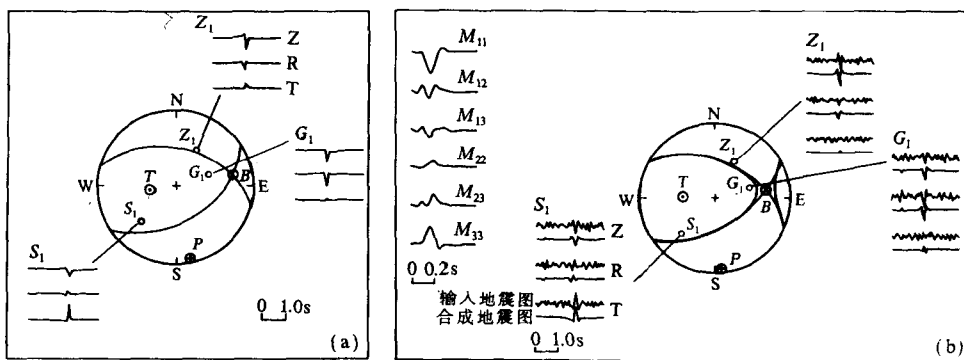


图3 反演试验

(a) 输入震源参数的几何表示; (b) 附加50%的伪随机噪声的反演结果

3 禄劝地震部分余震的矩张量反演

3.1 观测资料的选取

反演所用地震的基本参数和台站的基本参数分别由表1和表2给出.经过两次积分

和带通滤波后的记录(位移记录),按照精确定位的结果由北-南、东-西分向和垂直分向转换成 Z, R, T 分向. 考虑到研究深部构造应力场的需要和理论地震图的解释能力,选择震源深度大于 3 km 的地震. 所选地震至少具有 3 个台站的三分向记录,个别记录由于触发设置上的原因和噪声干扰未能记到直达 P 波,极少数记录因信噪比过低以致震相难以辨认只好舍弃. 鉴于可资利用的台站数较少,且反演试验表明震级较小的天然地震主要表现为偏量源,我们在反演中使用了矩张量的迹为零的约束.

表 1 地震参数

编号	日 期 年-月-日	发震时刻 时:分:秒	纬度, (°N)	经度, (°E)	深度, km	震 级 M_L	备 注
1	1985-04-28	06:14:48.8	25.855	102.836	4.2	2.6	2
2	1985-04-28	12:19:14.3	25.855	102.845	4.7	2.2	3
3	1985-04-28	18:37:14.9	25.896	102.824	7.0	3.1	4
4	1985-04-28	18:38:13.6	25.855	102.816	9.6	2.9	5
5	1985-04-29	00:35:44.9	25.872	102.836	4.3	2.6	6
6	1985-05-01	14:23:07.0	25.903	102.799	7.8	2.4	12
7	1985-05-01	16:59:04.8	25.849	102.829	4.1	4.8	13*+
8	1985-05-01	19:05:52.7	25.862	102.830	9.4	3.2	18*+
9	1985-05-01	20:44:46.5	25.869	102.833	3.7	3.2	19
10	1985-05-01	21:08:28.1	25.865	102.831	9.6	3.5	20*+
11	1985-05-02	19:33:22.1	25.831	102.850	4.8	2.2	21
12	1985-05-03	17:49:57.8	25.899	102.816	8.3	3.6	25
13	1985-05-03	20:39:03.0	25.874	102.816	8.8	2.4	26
14	1985-05-04	00:25:57.7	25.870	102.828	5.6	2.5	27
15	1985-05-05	15:13:13.3	25.881	102.849	4.4	3.3	28

注:备注栏给出的编号为吴明熙等(1990)文中地震的编号;标*者为倪江川等(1991)做过矩张量反演的地震;标+者为 Chen *et al.* (1991)做过震源时间函数的地震.

表 2 台站参数

台 名	代 号	纬度, (°N)	经度, (°E)	高程, km	台 基
转龙	ZHL	25.911	102.854	2.000	灰岩
桂泉	GUQ	25.883	102.865	1.980	灰岩
马街	MAJ	25.772	102.912	2.065	灰岩
沙鱼郎	SYL	25.831	102.800	1.980	砂岩
沙鱼郎*	SYL*	25.822	102.810	2.040	砂岩

注:表 1 中地震 Nos. 1-11 为沙鱼郎台记录,地震 Nos. 12-15 为沙鱼郎*台记录.

3.2 反演结果

反演结果如表 3 及图 4 所示. 图 5 以第 6 号地震为例给出了反演得到的作为时间函数的地震矩率张量的 6 个分量、地震矩张量(即地震矩率张量对时间的积分)的几何表示,以及根据反演结果计算的理论地震图和观测地震图的比较. 在地震矩率张量函数的每个分量上标明了对时间的积分值,积分起自发震时刻终至包括震源处与地震破裂有关的全部扰动的充分长的时间. 在地震矩张量解的几何表示中,粗实线对应于矩张量解节面,细实线对应于最佳双力偶解的节面. 按照习惯,观测地震图在上,理论地震图在下;在每个台站的地震图中,自上而下依次为 Z, R, T 分向. 各台站的地震图采用各自的标尺. 在每个

台站的地震图的下方标注了该台站观测地震图三分向记录的最大振幅。

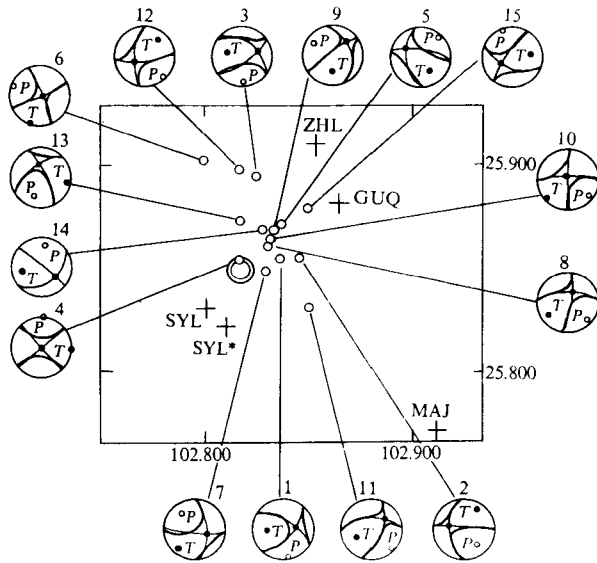


图 4 禄劝地震的 15 次余震的空间分布和矩张量反演结果

表 3 禄劝地震的 15 次余震的矩张量反演结果

编号 No.	地 震 矩 张 量						最佳双力偶				
	M_{11}	M_{12}	M_{13}	M_{22}	M_{23}	M_{33}	M_0	节面Ⅰ		节面Ⅱ	
	$10^{12}\text{N}\cdot\text{m}$							走向, (°)	倾角, (°)	走向, (°)	倾角, (°)
1	-1.00	0.26	0.09	0.52	0.74	0.47	1.15	116	60	224	62
2	0.09	1.04	-0.93	-0.09	0.20	0.00	1.41	355	48	87	89
3	-19.9	-0.10	-7.80	10.9	3.70	9.06	18.2	130	48	237	72
4	-6.61	-0.93	0.05	5.25	-0.02	1.36	6.01	319	90	49	90
5	-0.16	-0.59	0.26	-0.19	0.01	0.36	0.69	354	54	101	69
6	1.41	1.46	0.15	-1.58	-0.22	0.17	2.11	157	84	247	87
7	-2.05	130	92.7	-0.89	-57.7	2.93	162	175	58	270	81
8	-4.31	18.5	1.66	-0.67	7.97	4.98	20.8	90	65	186	78
9	3.23	4.29	7.43	-6.62	-4.95	3.39	11.4	161	33	55	79
10	-1.91	26.6	-2.85	-2.67	5.66	4.58	27.3	90	79	360	87
11	-0.42	0.75	0.32	-0.27	0.35	0.69	1.30	79	55	197	56
12	-3.23	18.6	-6.12	-3.88	-1.60	7.11	20.2	2	66	266	76
13	-0.83	-0.62	-0.83	1.32	-0.50	-0.49	1.62	53	57	156	71
14	-0.81	-0.04	0.56	0.55	0.64	0.27	1.11	233	38	132	81
15	-8.86	4.81	2.04	5.08	-3.60	3.79	9.74	294	57	34	76

从反演结果可以看出,对于所选取的 15 次地震,构成每次地震的震源参数的主要部分的是纯剪切分量.在没有先验地假定所研究的地震为纯剪切位错源的情况下,这个结论是有说服力的.鉴于各次地震的非剪切分量所占的比例大致上与相对误差的量级相当,目前对其物理意义的解释还无从进行.从理论地震图和观测地震图的拟合情况可以看出,即使用最简单的介质模型也基本上可以解释信噪比较大的 P 和 SH 震相的主要部分.对于

转换型震相,理论地震图的解释能力要差一些.引入更复杂的地球介质模型,可以期望更多的震相和更长的波列能够得到解释.关于这一点,我们将另文详述.

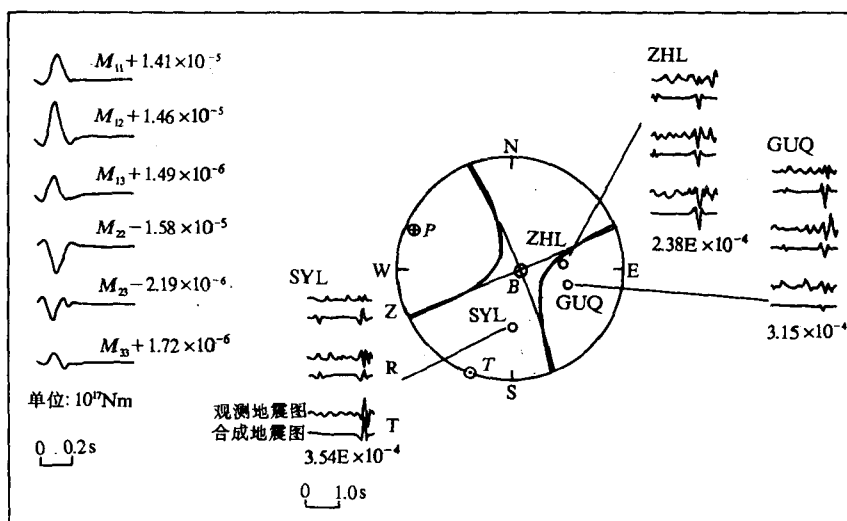


图5 禄劝地震余震的矩张量反演结果(地震 No. 6). 图中矩张量的单位为 $10^{17} \text{N} \cdot \text{m}$

3.3 平均应力场和平均矩张量

传统上,针对由P波初动得到的震源机制解,通常采用统计P轴和T轴在投影球面上的分布的方法确定一个地区的平均应力场.这种处理具有直观的物理意义,却也在一定程度上忽略了不同大小地震之间的差别.矩张量反演的结果提供了一种新的可能性.所谓平均实际上就是时间上和空间上的某种“光滑”.设想有一个距禄劝地区较远的台站,由于震中距远大于余震区的大小,所以对所有的余震,格林函数可以认为是相同的(空间上的“光滑”);这个台站只观测以月为单位的平均的运动,因而对于月这个时间单位,所有的余震都可以看成是同步的(时间上的“光滑”).这样,这个台站所观测到的总的位移便相当于各个余震的地震矩张量线性叠加所产生的位移.与传统的方法不同,这里采用的是不同地震的一种加权平均,其物理意义也更为明确.图6给出了依照传统方法进行的P轴和T轴分布的统计

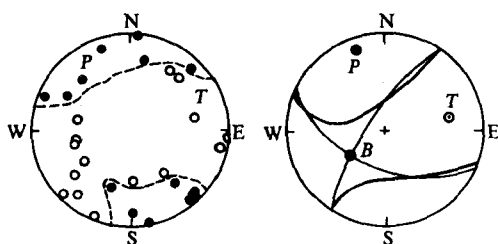


图6 应力轴分布统计和平均矩张量解

和各次地震的平均矩张量解及其P轴和T轴取向.一般地讲,一次地震的P轴和T轴与引起这次地震的构造应力场的主压应力轴和主张应力轴并不是等同的,但对于许多地震的平均的情况,可以认为平均的P轴和T轴即代表了主压应力轴和主张应力轴的方向.联系禄劝地震主震的P波初动解和余震综合断层面解(吴明熙等,1990)可以看出,由这几种方法给出的禄劝地区构造应力场的分布特征是非常接近的.

小孔径流动台网记录到的余震仅占全部余震的很小的一部分,选取参加反演的地震又仅占台网记录到的地震的很小的一部分,因此,这种平均的代表性和它的地震学含义是必须加以明确的. 作为一个初步的估计,表 4 给出了所选地震事件的震级-频度统计结果.

表 4 所选余震的震级-频度统计

M_L	次 数
2.0—2.9	8
3.0—3.9	6
4.0—4.9	1

一般地说,一个特定的台网记录到的地震序列的震级-频度关系,具有单峰型的分布特征. 在峰值的右侧即高震级端,震级-频度关系满足古登堡-里克特关系,直至这个关系在大震端不再成立;在峰值附近的分布反映了地震台网中地震台站分布的“分形”特征与地震本身的分形特征交互作用的结果;在峰值的左侧即小震端,表观的震级-频度关系完全没有地震学意义,而只是台网监测能力的一种反映. 因此,所选地震具有代表性的一个必要条件是这些地震必须落在峰值的右端. 从表 4 可以看出,本文所选的 15 个地震大致上满足这种要求,此外,如果能证明所选的地震在空间上和时间上也满足与“真实”地震序列相似的分形特征的话,这种代表性的说服力将会更强一些. 如果做不到这一点的话,能够证明地震的空间分布具有自相似性或自仿射性也可以在一定程度上增加我们对结论的信心. 从图中所示地震的分布特征上看,尽管所考虑的地震数目太少无法严格地证明其自相似性,但在直观上却也与一般的地震分布特征相似. 地震目录也表明我们记到的地震事件在时间上是有代表性的. 因此可以认为,至少在所考虑的时间段内,对于震级为 2.0—4.0 的地震事件来说,本文所取样本具有一定程度的代表性.

3.4 地震矩-震级关系与反演结果的可靠性分析

图 7 给出了所研究地震的地震矩与震级的关系. 作为对照,图中还给出了 Bath(1981)及时振梁等(1990)归纳的其它地区的结果,其中 A 为美国加州帕克菲尔德地震台附近的结果(Aki, 1969),B 为加州 Oroville 地震台附近的结果(Bakun and Lindh, 1977),G 为新西兰的结果(Gibowicz, 1975),J 为加州地区的结果(Johnson and McEvilly, 1974),S 为南非的结果(Spottiswoode and McCarr, 1975),V 为约旦地堑的结果(Vered, 1978), W_1 , W_2 分别为美国西部的结果和美国加利福尼亚-内华达地区的结果(Wyss and Brune, 1968). 可以看出,由于地质构造的差别,或许同时还有方法本身的差别,不同地区的地震矩-震级关系相差很大,本文中所选地震对于地震矩-震级关系的回归来说显然是不够的,有关的比较也是有局限的. 但是从这里的结果出发我们还是能够得到一些有用的信息. 从图中可以看出,相对说来,本文研究地区的地震矩-震级关系的截距稍小,斜率较低. 从

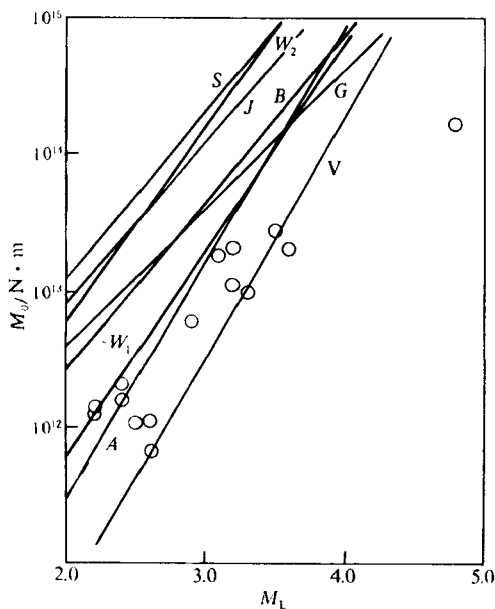


图 7 地震矩 M_0 和地方震震级 M_L 的关系

反演方法的角度讲,本文采用的模型没有考虑由于不均匀结构造成的散射和由于介质非弹性带来的衰减,这可能是截距稍小的一个重要原因;从图上看,斜率较低的一个原因是震级较大的 $M_L=4.8$ 地震的地震矩可能偏低,而这种偏差显然与模型过于简单和仅选取波列中的头几个半周期作为参加反演的震相的方法有关. 当所考虑的震源时间函数的持续时间小于地震信号的特征半周期时,用这种方法可以较好地反演地震矩张量的几何特征和它的大小. 反之,当所考虑的震源时间函数与地震信号的半周期的量级相当时,给出地震矩的真实的大小和震源破裂的时间过程却是没有把握的. 比较一下用矩张量反演方法给出的震源时间函数和用经验格林函数方法给出的震源时间函数(Chen *et al.*, 1991)即可看出,对较小的地震来说两者的结果很接近,而对较大的地震来说两者差别较大. 由此得到的一个结论是用极为简单的均匀弹性半空间格林函数进行近震源小震记录的地震矩张量反演,对 $M_L=4$ 以下的小震来说,可以较好地给出地震矩张量的几何特征和它的大小,但所得地震矩可能略偏小;对 4 级左右的地震,可以较好地给出地震矩张量的几何特征;更大的地震的情况尚不清楚.

明确了一种方法的限度也就明确了它的意义和用处. 从上面的讨论结果可以看出,对于大量震级较小的地震事件,我们可以用相当简单的介质模型较好地反演出地震矩张量的相对大小和绝对数值,这不仅可以节省相当多的计算时间,而且在不预先知道所研究地区的精细结构的情况下也能较为可靠地得到与此有关的地震活动性和构造应力场方面的信息. 这对于实际的震情监测和地震预测工作无疑是有意义的. 有关的计算结果则可作为进一步选取合适的结构模型进行较大地震的震源过程研究的基础.

4 结论与讨论

4.1 关于禄劝地震部分余震的震源机制及与禄劝地震有关的构造应力场

根据如上所述的反演结果,本文所研究的 15 个余震的震源以纯剪切位错源为主. 由于使用了点源模型,单由这些结果尚不能确定两个节面中的哪一个更接近于真实的地震破裂面. 应力轴统计结果和平均矩张量的应力轴取向都表明主压应力轴和主张应力轴接近水平,主压应力轴为近 NNW 向,主张应力轴为近 NE 向. 这个结果与由小震综合断层面解得到的结果(吴明熙等, 1990)相似. 近 NNW 走向的主压应力轴与更大尺度上的主应力轴的方向接近,似乎表明该地震与印度板块对欧亚板块的挤压及青藏高原在印度板块作用下的隆起和物质流变有关.

4.2 关于采用简单的结构模型运用小震近震源波形记录进行的地震矩张量反演

根据前面的试验反演结果和对实际记录进行矩张量反演的结果的讨论,我们看到,采用简单的均匀弹性半空间模型,运用小震近震源波形记录进行地震矩张量反演,对震级较小的地震可以较好地给出地震矩张量的相对大小和绝对数值,对震级在 4 级左右的地震可以较好地给出地震矩张量的相对大小即节面的几何形态. 所得理论地震图能够相当好地解释直达 P 波和直达 SH 波,对直达 SV 波和 SP 转换波的混成波形也能在一定程度上加以解释. 由于在通过积分得到位移记录时为了压制因两次积分而放大的低频干扰及对位移波形进行必要的光滑而不得不对信号进行带通滤波,所以,反演方法的适用范围在小震端也应当有一个限界.

在反演计算中仅选取那些理论地震图能够解释的震相参加反演,这种做法不仅在理论上具有明确的物理意义,而且在实际计算中即使在介质结构不清楚的情况下也能较好地得到所研究地震的矩张量解;在反演中综合考虑那些参加反演的震相和未被选取参加反演的震相使反演结果更为可靠.同时也必须看到,由于实际上我们并没有一个好的方法将所研究的震相完全无畸变地提取出来,据此反演得到的震源时间函数在细节上的可信程度无疑也是有限的.引入更接近真实情况的介质模型将有助于改善这种情况,理论和经验格林函数的比较则显然有助于这方面的深入研究.

用简单介质模型进行矩张量反演的工作也给矩张量反演结果稳健性(robustness)的讨论以启迪.全波列反演的一个值得注意的问题,就是在介质结构模型与真实情况相差较大时“震相”等效于“噪声”的问题.即使运用计及更多影响因素的理论地震图进行矩张量反演,只要模型对介质结构的描述是不完备的,这个问题就不可能完全避免.在这种情况下明确哪些震相是理论地震图计算中计及的震相仍是保证反演结果稳定性的一项必不可少的工作.

对于本文所涉及的震级较小,因而震源尺度也较小的地震,点矩张量可以作为其震源特性的一个相当好的描述,然而对于更大地震的高频记录的解释来说,点源近似未必再是一个合适的假定.使用更接近真实情况的介质模型研究更大、更复杂的地震的震源过程正是我们进一步的目标.本文所做的工作,由于可以较好地给出那些相对来说较为简单的小震的性质,可以作为进一步工作的一个基础.

本研究工作得到国家地震局地球物理研究所近震源强地面运动研究组的专家及同行的帮助,谨此表示衷心的感谢.

参 考 文 献

- 李肇仁、陈运泰. 1985 年云南禄劝地震部分余震的分布及最大余震的双次破裂过程. 地震学报,待发表.
- 刘正荣、陈敬, 1986. 1985 年 4 月 18 日云南禄劝地震. 地震学报, 8, 增刊, 161—165.
- 倪江川、陈运泰、王鸣、吴明熙、周家玉、王培德、吴大铭, 1991. 云南禄劝地震部分余震的矩张量反演. 地震学报, 13, 412—419.
- 时振梁、张少泉、赵荣国、吴开统、陆其鹤、张敏政、卓钰如, 1990. 地震工作手册, 132—135. 地震出版社, 北京.
- 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. 地震学报, 12, 121—129.
- Aki, K., 1969. Analysis of seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.*, 74, 615—631.
- Aki, K. and Patton, H., 1978. Determination of seismic moment tensor using surface waves. *Tectonophysics*, 49, 213—222.
- Bakun, W. H. and Lindh, A. G., 1977. Local magnitudes, seismic moments, and coda durations for earthquakes near Oroville, California. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 67, 615—629.
- Bath, M., 1981. Earthquake magnitude; recent research and current trends. *Earth-Sci. Rev.*, 17, 315—398.
- Barker, J. S. and Longston, C. A., 1982. Moment tensor inversion of complex earthquakes. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 68, 777—803.
- Chen, Y. T., Zhou, J. Y. and Ni, J. C., 1991. Inversion of near-source broadband accelerograms for the earthquake source-time-function. *Tectonophysics*, 197, 89—98.
- Doornbos, D. J., 1982. Seismic moment tensors and kinematic source parameters. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 69, 235—

251.

- Fitch, T. J., McCowan, D. W. and Shields, M. W., 1980. Estimation of the seismic moment tensor from teleseismic body wave data with application to intraplate and mantle earthquakes. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3817—3828.
- Gilbert, F., 1970. Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **22**, 223—226.
- 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.*, **A278**, 187—269.
- Gibowicz, S. J., 1975. Variation of source properities; the Inangahua, New Zealand, aftershocks of 1968. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **65**, 261—276.
- Johnson, L. R. and McEvilly, T. V., 1974. Near-field observations and source parameters of central California earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **64**, 1855—1866.
- Johnson, L. R., 1974. Green's function for Lamb's problem. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **37**, 99—131.
- Kanamori, H. and Given, J. W., 1981. Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake-source parameters. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **27**, 8—31.
- Koch, K., 1991. Moment tensor inversion of local earthquake data; I. Investigation of the method and its numerical stability with model calculations. *Geophys. J. Int.*, **106**, 305—319.
- 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.
- Longston, C. A., 1981. Source inversion of seismic waveform; the Koyna, India, earthquake of 13 September 1967. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **71**, 1—24.
- McCowan, D. W., 1976. Moment tensor representation of surface wave sources. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **44**, 595—599.
- Mendiguren, J. A., 1977. Inversion of surface wave data in source mechanism studies. *J. Geophys. Res.*, **82**, 889—894.
- Romanowicz, B., 1982. Moment tensor inversion of long period Rayleigh waves; a new approach. *J. Geophys. Res.*, **87**, 5395—5407.
- Sileny, J., Panza, G. F. and Campus, P., 1992. Waveform inversion for point source moment tensor retrieval with variable epicentral depth and structural model. *Geophys. J. Int.*, **109**, 259—274.
- Spottiswoode, S. M. and McGarr, A., 1975. Source parameters of tremors in a deep-level gold mine. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **65**, 93—112.
- 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.
- 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.
- Vered, M., 1978. The probable maximum earthquake magnitud associated with the Jordan rift. *Israel J. Earth-Sci.*, **27**, 82—84.
- Wyss, M. and Brune, J. N., 1968. Seismic moment, stress, and source dimensions for earthquakes in the California-Nevada region. *J. Geophys. Res.*, **73**, 4681—4694.