

伴随前兆蠕动和震后滑动的准静态形变

——模型与观测实例*

赵国光 张超

(国家地震局地震地质大队)

摘 要

为了建立断层蠕动与其周围地壳形变的关系,本文给出了线性粘弹性半空间中任意倾角的断层滑动引起的准静态位移场的完整的解析表达式。其中,滑动时间函数的形式是根据经验拟定的,而介质被视为广义开尔文体或麦克斯韦体。通过数值计算讨论了介质的流变性对位移场的影响。根据1976年唐山地震前后在震区取得的短期观测资料的分析,论证了唐山主震前夕在极震区地壳上部曾发生过前兆蠕动,而且主震后断层仍继续滑动,但其速率呈指数型衰减。估算了符合观测数据的断层滑动参数,并对这些结果的意义作了简要的讨论。

一、引 言

地震前有前兆蠕动,这是根据许多实验结果的推论和某些地震的观测证据而提出的^[1,2,3,4及其他]。

最近,陈运泰和黄立人等(1979)发现,根据大地测量资料反演得到的1976年唐山地震的断层错距和地震矩远大于由地震波资料所定的结果。这一事实意味着:在唐山地震前和(或)地震后的复测期内,“极震区的地壳内曾经发生过规模和主震相当的地壳运动”^[5]。他们所用的测量资料的复测期,包括主震前一年(对水准测量而言)或若干年(对三角及三边测量而言)及主震后几个月的时间。当然,为了进一步区分震前和(或)震后的情况,则须分析那些复测期较短的资料。

有关单位在邢台、通海和唐山等地,通过短周期测量曾观测到地震前和地震后的地壳形变^[6,7]。这些观测有少数是跨活动断层进行的,结果证明地面形变与断层蠕动有关^[7]。但有许多观测并未跨活动断层。为了导出断层蠕动与其周围地壳形变的关系,需要有适当的理论模型。

我们知道,在用大地测量资料反演震源模式时,通常都使用弹性位错理论。不过,地球介质作为完全弹性体的假定,严格说来只适用于短时间范围。如果过程长达(譬如说)几个月以上,那么介质的流变性也许不应忽略。关于地球介质流变性的研究,已日益受到广泛重视。辛格和罗森门(S. J. Singh 和 M. Rosenman, 1974)曾经研究过伏格特或麦克

* 1979年11月14日收到。

思韦半空间中由一个直立的矩形位错面引起的准静态位移场。实际上多数断层都不是完全直立的。而且,对于我们的目的来说,一旦考虑到依赖于时间的效应,则断层无震滑动的滑动一时间函数形式也必须确定。由于上述原因,本文提出了一个修改的模型。其中,地球被视为广义开尔文粘弹性半空间,而无震滑动的滑动时间函数形式是根据观测经验拟定的。运用相应原理,在已有的弹性解的基础上^[9],导出了任意倾角矩形断层滑动引起的位移场的完整的解析表达式。顺便也给出了介质为麦克斯韦体的解。通过某些典型情况的数值计算,讨论了介质流变特性对地壳形变的影响。最后,作为一个应用,我们详细估算了符合各种测量数据的、唐山极震区内的前兆蠕动和震后滑动。

二、地球介质的流变学

地壳(及地幔)介质在不同的特定时间范围内显示不同的力学特性。一般说,在短期应力作用下,它表现为弹性固体。按照一些学者的意见^[10,11],在“中期”范围内(大约4小时至15000年),介质仍表现为具有类似的弹性常数的弹性体,但有重要的滞弹性性质。如果时间很长,则第二期蠕变(亦即稳态蠕变)将是显著的。为便于理论分析,通常用一些流变学模型来描述介质特性。

本文用广义开尔文体(即开尔文单元 μ_k, η_k , 与另一弹簧 μ_i 串连)来近似地模拟中期时间范围的地球介质特性。在一维情形下,广义开尔文体的基本方程为

$$\mu_i(\eta_k D\varepsilon + \mu_k \varepsilon) = \eta_k D\sigma + (\mu_k + \mu_i)\sigma. \quad (1)$$

这里 σ 和 ε 分别代表应力和应变, μ_i 为瞬时弹性模量,而 μ_k 及 η_k 是开尔文常数,算符 D 表示对时间求微商。显然,在常应力作用下该物体显示瞬时弹性和滞弹性。

如果历程很长,也可以用麦克斯韦体代表介质特性,它的一维方程是

$$D\varepsilon = (D\sigma/\mu_M) + (\sigma/\eta_M). \quad (2)$$

式中 μ_M 和 η_M 是麦克斯韦常数。

类似(1)和(2)式的线性微分方程的一般形式可写成

$$g(D)\varepsilon = f(D)\sigma,$$

$$\text{或} \quad \sigma = [g(D)/f(D)]\varepsilon \quad (3)$$

将(3)式推广到三维的情形,则有

$$s_{ij} = 2[g_1(D)/f_1(D)]e_{ij}, \quad (4)$$

$$s = 3[g_2(D)/f_2(D)]e. \quad (5)$$

式中 s_{ij} 和 e_{ij} 分别代表偏应力张量和偏应变张量, s 和 e 分别表示平均正应力和平均正应变; $f_1(D)$, $g_1(D)$ 及 $f_2(D)$, $g_2(D)$ 仍具有流变体方程所给的形式,不过(4)式只与畸变变形有关,而(5)式只与静水压缩有关。

将(4)和(5)式对时间作拉普拉斯变换,我们得到

$$\bar{s}_{ij} = 2\mu^* \bar{e}_{ij}, \quad (6)$$

$$\bar{s} = 3K^* \bar{e}. \quad (7)$$

这里

$$\mu^* = [g_1(p)/f_1(p)], \quad (8)$$

$$K^* = [g_2(p)/f_2(p)]. \quad (9)$$

变换量用短划标记, μ^* 和 K^* 分别称为变换剪模量和变换体积模量, 其中 p 是拉普拉斯变量。

将(6)和(7)式与弹性理论中的应力应变关系式比较就不难看出, 如果某问题的静弹性解已知, 则相应的准静态线性粘弹性解可以这样求得, 即将弹性解中所有的与时间有关的量都分别用它们的拉普拉斯变换代替, 然后再把得到的表达式进行反变换。这就是著名的对应原理^[8,10,12], 下面将要用到。

实际上通常介质只是在偏应变时才表现为粘弹性的, 而体积应变仍是弹性的^[10,3]。在这种情况下(5)式退化为

$$s = 3Ke \quad (10)$$

这里 K 为体积弹性模量。

三、断层模型

把我们的断层滑动模型考虑为均匀各向同性粘弹性半空间的自由表面下的一个矩形位错面, 长 $2L$, 以任意倾角 θ 自上边界 d 延伸到下边界 D ; 断层在直角坐标系 (x_1, x_2, x_3) 中的位置如图 1 所示。介质占据 $x_3 \geq 0$ 的半空间。断层面上任意点的坐标为 $(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$, 而且, $\zeta_2 = \zeta \cos \theta$, $\zeta_3 = \zeta \sin \theta$, ζ 是断层面宽度方向的坐标。 ΔU 是位错的大小, 假定它在整个断面上呈均匀分布, 但却是一个时间变量。 ΔU 的走向滑动分量和倾向滑动分量分别为 $\Delta U_s = \Delta U \cos \psi$, 和 $\Delta U_d = \Delta U \sin \psi$, ψ 是错动角, 顺时针为正。

当介质为均匀、各向同性的完全弹性体, 拉梅常数 $\lambda \neq \mu$ 时, 上述位错模式产生的位移场的解析表达式已由陈运泰等(1975)给出。为了方便, 这里把它写成如下的紧凑形式:

$$u_i = \frac{\Delta U}{4\pi} \left\{ \left[\frac{3\mu}{3K + 4\mu} N_1^i + \frac{6\mu}{3K + \mu} N_2^i + N_3^i \right] \cos \psi + \left[\frac{3\mu}{3K + 4\mu} M_1^i + \frac{6\mu}{3K + \mu} M_2^i + M_3^i \right] \sin \psi \right\} \quad (11)$$

式中 $u_i (i = 1, 2, 3)$ 是场点 (x_1, x_2, x_3) 的位移向量在直角坐标系中的三个分量, $N_j^i, M_j^i (j = 1, 2, 3)$ 是场点坐标及断层几何参数 $(x_1, x_2, x_3, L, d, D, \theta)$ 的函数, 共有 18 个。记号 \parallel 的意义是按(11)式计算 u_i 时须代入二重积分的上、下限, 即:

$$f(\zeta_1, \zeta) \parallel = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d). \quad (12)$$

按照相应原理, 对(11)式作相应的拉普拉斯变换, 我们得到

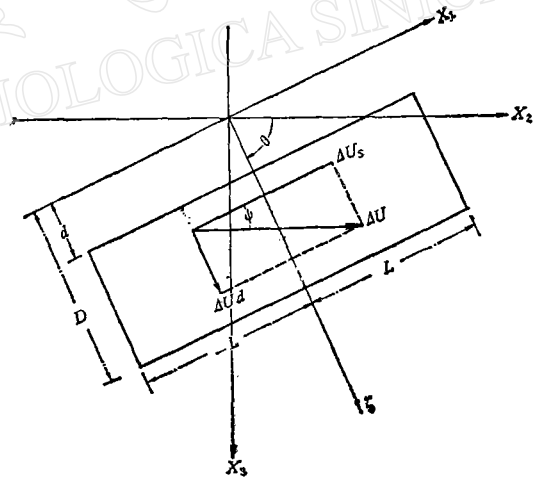


图 1 断层模型

$$\bar{u}_i(p) = \frac{\Delta\bar{U}(p)}{4\pi} \left\{ \left[\frac{3\mu^*}{3K^* + 4\mu^*} N_1^i + \frac{6\mu^*}{3K^* + \mu^*} N_2^i + N_3^i \right] \cos\phi + \left[\frac{3\mu^*}{3K^* + 4\mu^*} M_1^i + \frac{6\mu^*}{3K^* + \mu^*} M_2^i + M_3^i \right] \sin\phi \right\}. \quad (13)$$

令 $\Delta U(t) \cdot G_1(t)$ 和 $\Delta U(t) \cdot G_2(t)$ 分别代表 $\Delta\bar{U}(p)3\mu^*/(3K^* + 4\mu^*)$ 和 $\Delta\bar{U}(p)6\mu^*/(3K^* + \mu^*)$ 的反变换, 则当 $t > 0$ 时, 粘弹性半空间中由 $\Delta U(t)$ 引起的准静态位移场 $u_i(t)$ 将是

$$u_i(t) = \frac{\Delta U(t)}{4\pi} \{ [G_1(t)N_1^i + G_2(t)N_2^i + N_3^i] \cos\phi + [G_1(t)M_1^i + G_2(t)M_2^i + M_3^i] \sin\phi \}. \quad (14)$$

式中, 函数 N_j^i 和 M_j^i 的具体形式见本文附录, 而 $G_1(t)$ 和 $G_2(t)$ 的具体形式将依流变体方程和滑动时间函数 $\Delta U(t)$ 的具体形式而定.

基于某些观测和研究的经验, 我们将滑动时间函数的具体形式取为:

1) 对于某些前兆蠕动,

$$\Delta U(t) = A(e^{t'/t_1} - 1) \quad (15)$$

这里

$$t' = [t_s H(T) + tH(-T)]H(t)$$

$$T = t - t_s$$

时间 t 从前兆蠕动开始起算, t_s 是发震时间, $H(t)$, $H(T)$ 及 $H(-T)$ 都是海维赛单位阶函数, 例如,

$$H(t) = \begin{cases} 0, & \text{当 } t < 0, \\ 1, & \text{当 } t > 0. \end{cases}$$

等等. A 和 t_1 是待定常数.

2) 对于震时的急速错动, 象通常那样取

$$\Delta U(t) = U_{co}H(t) \quad (16)$$

这里常数 U_{co} 表示地震的平均错距, 而时间是从震时起算的.

3) 对于依赖于时间的震后滑动(或称为余滑动), 取

$$\Delta U(t) = B(1 - e^{-t/t_2})H(t) \quad (17)$$

这里 B 和 t_2 是两个待定常数, 而时间 t 亦从发震时刻起算.

此外, 对于某些长期观测资料, 或长期的稳定滑动, 也可以假定

$$\Delta U(t) = Vt \quad (18)$$

这里 V 是长期滑动的平均速率.

上述各种情况都作为准静态问题来处理. 现在我们可以来推导 $G_1(t)$ 和 $G_2(t)$ 的具体形式. 略去细节, 其结果如下.

第一种情况 介质在畸变形变时是广义开尔文体, 而体积变化仍是弹性的; 滑动时间函数取 (15)–(17) 式的形式, 则

$$\left. \begin{aligned} G_1(t) &= [12\mu_i\mu_k + 9K(\mu_i + \mu_k - \alpha\eta_k)\exp(-\alpha t)]/[4\alpha(3K + 4\mu_i)\eta_k], \\ G_2(t) &= [6\mu_i\mu_k + 18K(\mu_i + \mu_k - \beta\eta_k)\exp(-\beta t)]/[\beta(3K + \mu_i)\eta_k]. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= [3K(\mu_i + \mu_k) + 4\mu_i\mu_k]/[(3K + 4\mu_i)\eta_k], \\ \beta &= [3K(\mu_i + \mu_k) + \mu_i\mu_k]/[(3K + \mu_i)\eta_k]. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

第二种情况 介质特性同上, 而 $\Delta U(t)$ 取 (18) 式, 则

$$\left. \begin{aligned} G_1(t) &= \left[12\mu_i\mu_k + \frac{9K}{\alpha t} (\mu_i + \mu_k - \alpha\eta_k)(1 - e^{-\alpha t}) \right] / [4\alpha(3K + 4\mu_i)\eta_k], \\ G_2(t) &= \left[6\mu_i\mu_k + \frac{18K}{\beta t} (\mu_i + \mu_k - \beta\eta_k)(1 - e^{-\beta t}) \right] / [\beta(3K + \mu_i)\eta_k]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

这里 α 和 β 与 (20) 式相同。

第三种情况 介质在畸变形变时表现为麦克斯韦体, 而体积胀缩仍是弹性的; $\Delta U(t)$ 取 (18) 式, 则得到

$$\left. \begin{aligned} G_1(t) &= \frac{\eta_M}{Kt} (1 - e^{-\gamma t}), \\ G_2(t) &= \frac{2\eta_M}{Kt} (1 - e^{-\delta t}). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 3K\mu_M/\eta_M(3K + 4\mu_M), \\ \delta &= 3K\mu_M/\eta_M(3K + \mu_M). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

数值计算时, 须按照实际情况, 将 (15)–(18) 式中 $\Delta U(t)$ 的适当形式, 以及 (19) 至 (23) 式中 $G_1(t)$ 和 $G_2(t)$ 的适当形式代入 (14) 式。

四、介质流变特性对位移场的影响

取滑动时间函数如 (16) 式, 我们用 (14), (19) 和 (20) 式来计算某些典型情况下的位移场。图 2 至图 4 是由一个走向滑动断层引起的地面位移 u_1 , u_2 , 和 u_3 的等值线图。这些图中, 断层参数为 $d/L = 0.1$, $D/L = 0.7$, $\theta = 85^\circ$; 时间 t 取 0 或 $20\eta_k/\mu_k$ 。前面已表明, 当 $t = 0$ 时位移场与弹性解的结果相同, 我们把它们绘在每幅图的左侧, 以便和它右侧的粘弹性情形相对照。很明显, 粘性效应使位移的大小和零值线位置产生变化。

为了表示的更清楚, 图 5 描绘了位移分量 u_1 , u_2 , 和 u_3 沿 $X_1 = X_3 = 0$ 线及 $X_1 = L$, $X_3 = 0$ 线上的变化, 分别绘出 $t = 0$ 和 $t = 20\eta_k/\mu_k$ 时的情形。断层参数与前面相同, 但 $\mu_i/\mu_k = 6$ 。值得注意的是, 在断层附近, $|u_3|$ 随时间增大, 而水平位移分量的绝对值 $|u_1|$ 和 $|u_2|$ 一般是随时间减小。

图 6 表示地面位移随无量纲时间 $t\mu_k/\eta_k$ 的变化。 u_1 和 u_2 分量的观测点分别选在 $(0, 0.2L, 0)$ 点和 $(L, 0.2L, 0)$ 点, 而 μ_i/μ_k 的比值分别取为 0.2, 1 和 6。

以上 (图 2 至 6) 是关于一个高倾角断层急速地走向滑动的情况。至于倾向滑动断层, S. J. 辛格和 M. 罗森门 (1974) 曾得出结论说, 由一个直立的倾滑断错产生的地面位移场, 对粘弹性模型和弹性模型来说结果都一样。但是, 根据我们的计算, 对于具有任意倾角的倾滑断层来说, 粘弹性模型与弹性模型的结果并不完全相同, 只是当断层倾角很高时, 两者的差别很小。

最后应说明, 本文所有的计算都假定: 介质的体积模量 K 和瞬时剪模量 μ_i 满足泊松

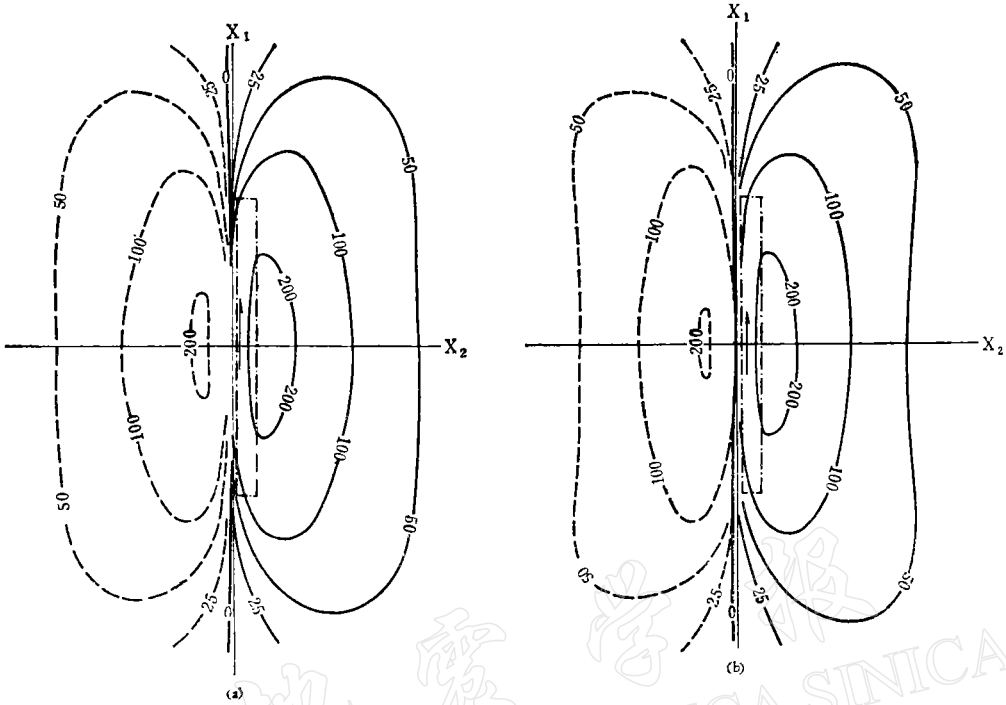


图 2 走向滑动断层引起的地面位移分量 u_1 等值线图(单位: $\Delta U_i \times 10^{-3}$).
 (a)—— $t = 0$, 相当于弹性情况; (b)—— $t = 20\eta_k/\mu_k \cdot d/L = 0.1$, $D/L = 0.7$,
 $\theta = 85^\circ$; $K/\mu_i = 5/3$, $\mu_k/\mu_i = 1$.

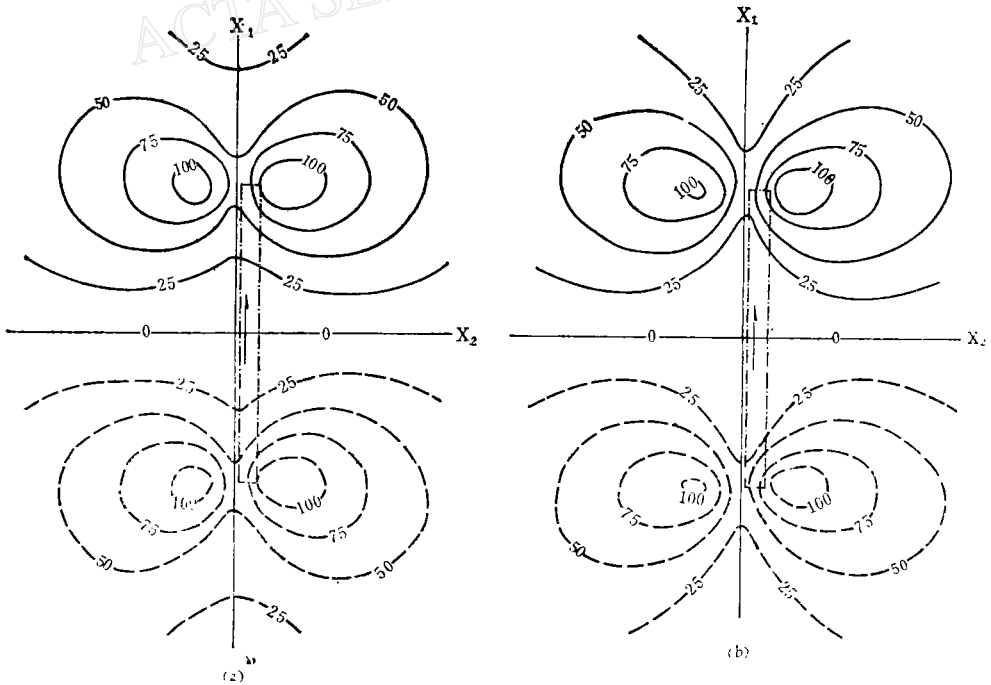


图 3 走向滑动断层引起的地面位移分量 u_2 等值线图(单位: $\Delta U_i \times 10^{-3}$).
 (a)—— $t = 0$, 相当于弹性情况; (b)—— $t = 20\eta_k/\mu_k$. 其他参数同图 2.

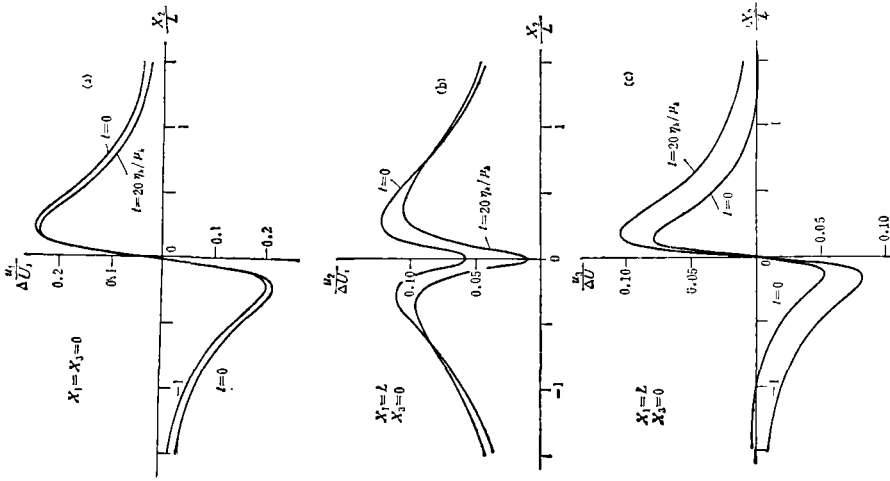


图5 在不同时刻,位移分量随 X_2 的变化。
 (a)——当 $X_1 = X_3 = 0$, u_1 随 X_2 的变化; (b) 及
 (c)——当 $X_1 = L$, $X_3 = 0$, u_2 和 u_3 随 X_2 的变化,
 $\mu_i/\mu_k = 6$ 。

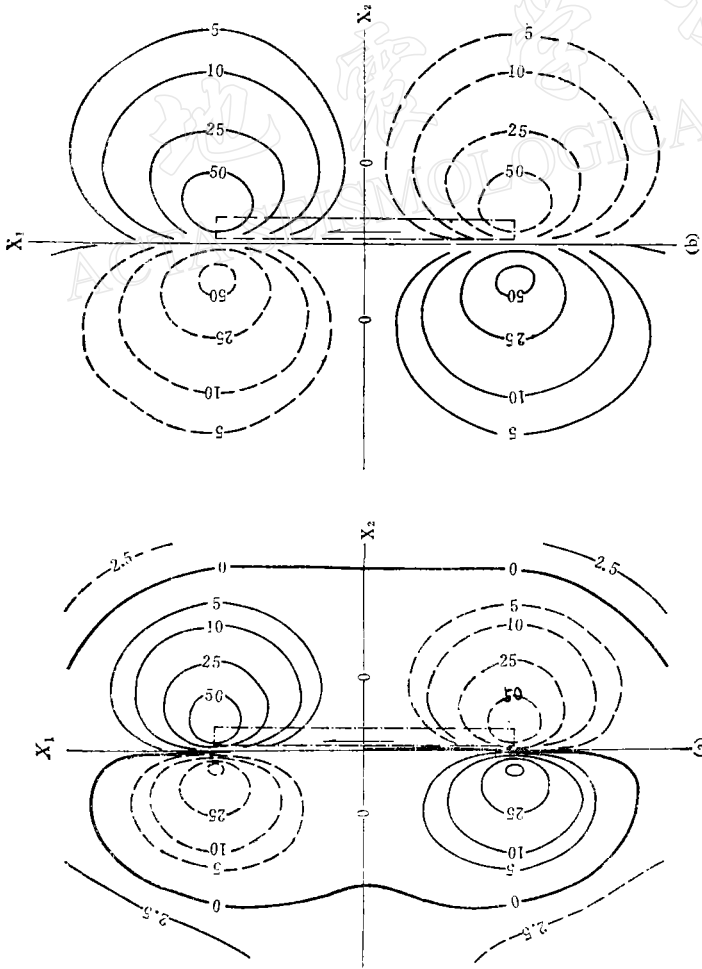


图4 走向滑动断层引起的地面位移分量 u_3 等值线图(单位: $\Delta U_i \times 10^{-3}$)。
 (a)—— $t = 0$, 相当于弹性情况; (b)—— $t = 20\eta_k/\mu_k$, 广义开尔文介质, 其他参数同图2。

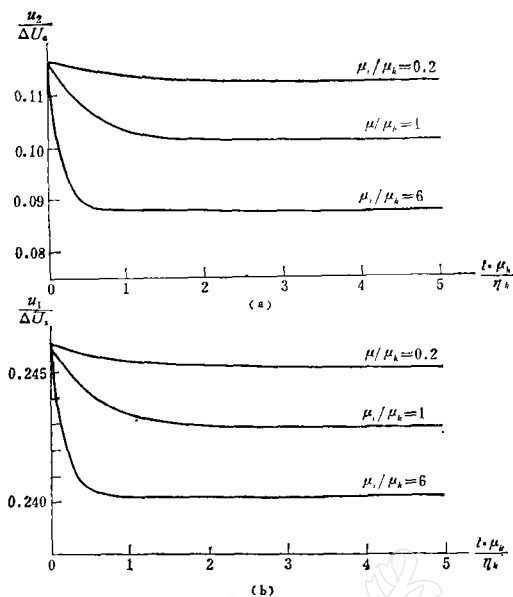


图 6 地面位移随时间的变化。

(a)—— u_1 分量, 观测点坐标为 $(0, 0.2L, 0)$; (b)—— u_2 分量, 观测点坐标为 $(L, 0.2L, 0)$. 断层参数同上图, 分别取 $\mu_i/\mu_k = 0.2, 1$ 及 6 .

条件(即 $K/\mu_i = 5/3$), 而所谓迟豫时间(即 η_k/μ_k 的比值)约为 2 天。

五、1976 年唐山地震的前兆蠕动和震后滑动

作为本文提出的模型的一个应用实例, 我们根据芦台固定观测点的短周期测量资料推算了 1976 年唐山大地震的前兆蠕动和震后滑动。芦台固定水准观测点位于唐山西南的宁河县附近。两个呈南北向排列的水准标石相距约 800 米, 用精密水准重复测量北点相对南点的高程变化(见图 7)。这相当于一台“大跨度”的倾斜仪。自 1975 至 1976 年间得到的全部数据已表示于图 7 中(圆点)。很清楚, 1975 年 9 月以前, 该处没有什么明显的形变。此后, 可以划分出三个发展阶段:

- 1) 震前加速的倾斜运动阶段。地面明显地向北倾斜是由 1976 年 5—6 月间的 7 次观察发现的, 而且形变有加速的趋势;
- 2) 伴随唐山主震, 地面向北急速倾斜;
- 3) 震后的减速倾斜运动。

值得注意的是, 震前和震后的形变都是显著的, 用包括了这些形变在内的大地测量数据反演得出的错距, 自然是远大于用地震波资料所得的结果, 因为后者仅包括震时的错动。

根据近年的地质和物探结果, 我们知道有一条早已形成的深断裂通过唐山震源区, 唐山地震断层看来是它的一部分^[5]。因此, 我们可以用一个修改的断层模式来解释上面提

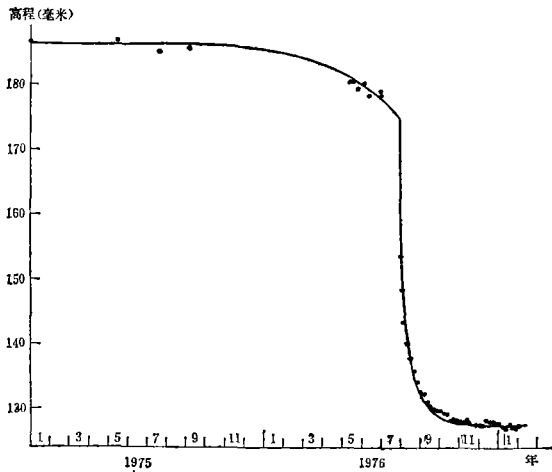


图7 芦台固定水准观测点北点对南点的高程变化。
(圆点为实测值,根据国家地震局地震测量队资料绘制。曲线是模型理论值,下降表示地面北倾。)

到的全部测量资料。此模式包括了与芦台资料相对应的、断层滑动的三个发展阶段,它们的滑动时间函数分别由(15)、(16)和(17)式确定;而地球介质被视为广义开尔文体。

运用试错法并参考陈运泰等(1979)的结果,我们求得了适合于上述全部测量数据的模型断层参数,如下表所列。模型理论得到的芦台站相对高程变化曲线与实测数据是一致的(见图7)。

图8描绘了由模型断层的震前、震时及震后滑动产生的唐山地区总的形变。图中垂直形变用等值线表示;而水平形变(用箭头表示)只给出了某些点的值,这些点的实际水平位移是已知的。同样,这个结果也可以和实际测量结果相对照(见文献5中的图4及图6)。

计算表明,理论预期的、由震前滑动产生的全区的形变尚未达到使地表破裂的程度,直到主震发生。

模型断层参数表

阶段	参数 断层长度 $2L$ (公里)	上界 d (公里)	下界 D (公里)	倾角 θ°	错距(厘米)		错动角 ψ	A_1 (厘米)	B (厘米)	t_1 (天)	t_2 (天)	t_3 (天)
					ΔU_s	ΔU_d						
前兆蠕动	84	0.1	16	76°	-25.6	30.3	-49.8°	-2.38	/	100		288
震时错动	84	0.1	34	76°	-156	25	-9.1°	/	/			
震后滑动	84	0.1	20	76°	-66.5	24.1	-19.9°	/	-70.72		33	

注:本节数值计算中,介质力学参数取: $\mu_1 = 3 \cdot 10^{11}$ 达因/平方厘米, $K = 5 \cdot 10^{11}$ 达因/平方厘米, $\mu_k/\mu_1 = 5$, $\eta_k/\mu_k = 2$ 天。

最后,按照表中所列数据,求得的唐山主震的地震矩为 1.5×10^{27} 达因·厘米。这与地震波资料所得的结果 (1.24×10^{27} — 1.8×10^{27} 达因·厘米)^[5]也很相符。

附带指出,作者在另文中曾分析了唐山地震前沧东断裂的蠕动,它出现在本文所说的前兆蠕动之前,并可能对后者有积极的作用^[14]。

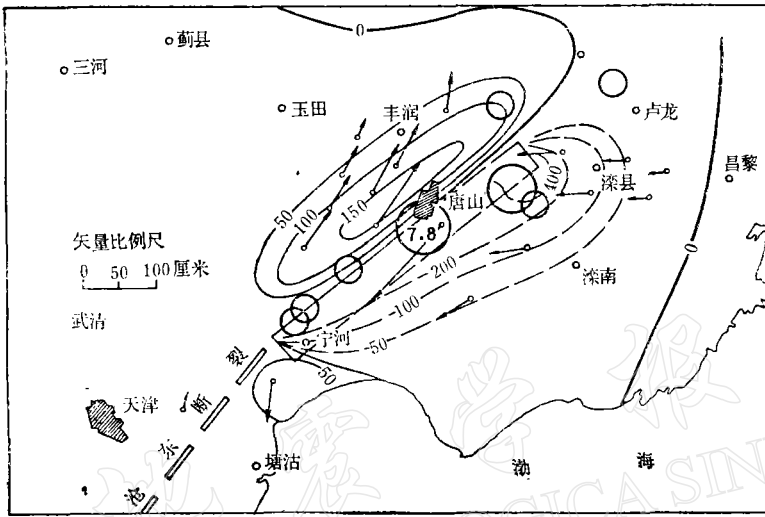


图 8 由震前蠕动、震时错动和震后滑动共同造成的地面垂直形变理论等值线(单位:毫米)和水平位移理论值(按测点位置给出,以便对照)。

六、结论和讨论

本文提出的模型虽然只是一个粗略的近似,但仍可用来解释许多观测资料。

此模型对唐山地震的应用再次支持了这样一种推断,即许多室内实验所观察到的粘滑前的稳定滑动(所谓前兆蠕动),看来在地壳中也存在。在前节中已表明,唐山地震的前兆蠕动只发生在地壳上部,而震时的滑动深达 34 公里;这与某些实验得出的推测是一致的^[2]。

可以设想,这次地震前的许多现象可能与前兆蠕动有关;而震后依赖于时间的滑动则应与余震特征有些关系。因此,作者想强调指出,如果我们改善观测、取得更多的资料来进一步研究这个问题,则它对主震和强余震预报都会有很大的实际意义。

作者感谢北京大学王仁教授审阅全稿并提出宝贵意见;对工作中曾给予协助的黄佩玉、张全英、康洪云及谢新生等同志一并致谢!

[附录]

本文给出的粘弹性半空间中任意倾角的断层滑动 $\Delta U(i)$ 引起的准静态位移场的表达式(14)中,对于 u_1 分量

$$N_1^i = (x_1 - \zeta_1) \left\{ -\frac{r_2}{R(R + r_3 - \zeta)} - \frac{q_2}{Q(Q + q_3 + \zeta)} + \frac{2x_3 \cos \theta}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right\}$$

$$-\frac{2q_2x_3 \sin \theta}{Q^3} + 2q_2q_3x_3 \sin \theta \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \Big\},$$

$$N_2^1 = -\tan \theta \left\{ \frac{(x_1 - \zeta_1)}{(Q + x_3 + \zeta_3)} + 2 \tan \theta \tan^{-1} \left[\frac{(k - q_2 \cos \theta)(Q - k) + (q_3 + \zeta) k \sin \theta}{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta) \cos \theta} \right] \right\},$$

$$N_3^1 = \left\{ (x_1 - \zeta_1) \left[\frac{r_2}{R(R + r_3 - \zeta)} - \frac{q_2}{Q(Q + q_3 + \zeta)} + \frac{2q_2x_3 \sin \theta}{Q^3} - 2q_2q_3x_3 \sin \theta \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \right] + \tan^{-1} \left[\frac{(x_1 - \zeta_1)(r_3 - \zeta)}{r_2R} \right] - \tan^{-1} \left[\frac{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta)}{q_2Q} \right] \right\},$$

$$M_1^1 = \left\{ (x_2 - \zeta_2) \sin \theta \left[\frac{1}{Q} - \frac{1}{R} + \frac{2x_3\zeta_3}{Q^3} \right] + \cos \theta \left[(x_3 - \zeta_3) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{Q} \right) + \frac{2x_3\zeta_3(x_3 + \zeta_3)}{Q^3} \right] \right\},$$

$$M_2^1 = \left\{ \tan \theta [\sin \theta \ln(Q + x_3 + \zeta_3) - \ln(Q + q_3 + \zeta)] - \frac{(x_2 - \zeta_2) \sin \theta}{(Q + x_3 + \zeta_3)} \right\},$$

$$M_3^1 = \left\{ \sin \theta \left[(x_2 - \zeta_2) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{Q} - \frac{2x_3\zeta_3}{Q^3} \right) - \frac{2q_2x_3}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right] + \cos \theta \left[\frac{(x_3 + \zeta_3)}{Q} - \frac{(x_3 - \zeta_3)}{R} - \frac{2x_3\zeta_3(x_3 + \zeta_3)}{Q^3} \right] \right\};$$

对于 u_2 分量

$$N_1^2 = \left\{ \cos \theta \left[-\frac{r_2}{R} - \frac{q_2}{Q} \right] - \sin \theta \left[\ln(R + r_3 - \zeta) + \ln(Q + q_3 + \zeta) + \frac{2q_3}{Q} + \frac{r_2^2}{R(R + r_3 - \zeta)} - \frac{2x_3(q_2 \cos \theta - q_3 \sin \theta) + q_2(q_2 - 2x_2 \sin \theta)}{Q(Q + q_3 + \zeta)} + 2q_2x_3 \frac{(x_2 - \zeta_2) + q_3 \cos \theta}{Q^3} \right] + 2x_3 \sin^2 \theta \left[\frac{2}{Q} + q_2^2 q_3 \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \right] \right\},$$

$$N_2^2 = \left\{ \tan^2 \theta [\ln(Q + x_3 + \zeta_3) - \sin \theta \ln(Q + q_3 + \zeta)] - \tan \theta \frac{(x_2 - \zeta_2)}{(Q + x_3 + \zeta_3)} \right\},$$

$$N_3^2 = \left\{ \cos \theta \left[\frac{r_2}{R} + \frac{q_2}{Q} \right] + \sin \theta \left[\frac{r_2^2}{R(R + r_3 - \zeta)} - \frac{q_2^2 + 2x_3(q_2 \cos \theta - q_3 \sin \theta)}{Q(Q + q_3 + \zeta)} + 2q_2x_3 \frac{(x_2 - \zeta_2) + q_3 \cos \theta}{Q^3} \right] - 2x_3 \sin^2 \theta \left[\frac{1}{Q} + q_2^2 q_3 \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \right] \right\},$$

$$M_1^2 = \left\{ \sin \theta \left[\ln(Q + x_1 - \zeta_1) - \ln(R + x_1 - \zeta_1) - \frac{2x_3\zeta_3}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{(x_2 - \zeta_2)^2}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} - \frac{(x_2 - \zeta_2)^2}{R(R + x_1 - \zeta_1)} + \frac{2x_3\zeta_3(x_2 - \zeta_2)^2(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \\
& + (x_2 - \zeta_2) \cos \theta \left[\frac{(x_3 - \zeta_3)}{R(R + x_1 - \zeta_1)} - \frac{(x_3 - \zeta_3)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right. \\
& \left. + 2x_3\zeta_3(x_3 + \zeta_3) \frac{(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \right] \Big\}, \\
M_2^2 = & \left\{ \frac{(x_1 - \zeta_1) \sin \theta}{(Q + x_3 + \zeta_3)} - \cos \theta \left[2 \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(x_2 - \zeta_2)}{(h + x_3 + \zeta_3)(Q + h)} \right. \right. \\
& \left. \left. + \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta)}{q_2 Q} \right] \right. \\
& \left. + \frac{2}{\cos \theta} \tan^{-1} \left[\frac{(k - q_2 \cos \theta)(Q - k) + (q_3 + \zeta)k \sin \theta}{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta) \cos \theta} \right] \right\}, \\
M_3^2 = & \left\{ \sin \theta \left[\frac{(x_2 - \zeta_2)^2}{R(R + x_1 - \zeta_1)} + \frac{(x_2 - \zeta_2)^2}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} + \frac{2x_3\zeta_3}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{2x_3\zeta_3(x_2 - \zeta_2)^2(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \right] + \cos \theta \left[\tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(r_3 - \zeta)}{r_2 R} \right. \right. \\
& \left. \left. - \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta)}{q_2 Q} - \frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{R(R + x_1 - \zeta_1)} - \frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right. \right. \\
& \left. \left. - 2x_3\zeta_3 \frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 + \zeta_3)(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \right] \right. \\
& \left. + 2x_3 \left[\frac{(\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)(q_3 + \zeta) + 2q_2 \sin \theta \cos \theta}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} + \frac{(x_1 - \zeta_1) \sin^2 \theta}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right] \right\},
\end{aligned}$$

对于 u_3 分量

$$\begin{aligned}
N_1^3 = & \left\{ \cos \theta \left[\ln(R + r_3 - \zeta) + \ln(Q + q_3 + \zeta) + \frac{r_2^2}{R(R + r_3 - \zeta)} \right] \right. \\
& + \sin \theta \left[-\frac{r_2}{R} + \frac{5q_2}{Q} + \frac{(x_2 x_3 - 2q_2 q_3)}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right] \\
& - \sin^2 \theta \left[\frac{4x_2}{Q} + \frac{5q_2 x_3 - q_3 x_2}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right] + q_2 x_3 \left[\frac{1}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right. \\
& \left. - 2 \sin \theta \frac{(x_3 + \zeta_3) - q_3 \sin \theta}{Q^3} + 2q_2 q_3 \sin \theta \cos \theta \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \right] \Big\}, \\
N_2^3 = & \left\{ \tan \theta [\sin \theta \ln(Q + q_3 + \zeta) - \ln(Q + x_3 + \zeta_3)] \right\}, \\
N_3^3 = & \left\{ \sin \theta \left[\frac{r_2}{R} - \frac{q_2}{Q} - \frac{x_2 x_3}{Q(Q + q_3 + \zeta)} + 2q_2 x_3 \frac{(x_3 + \zeta_3) - q_3 \sin \theta}{Q^3} \right] \right. \\
& - \cos \theta \left[\frac{r_2^2}{R(R + r_3 - \zeta)} + 2q_2^2 q_3 x_3 \sin \theta \frac{(2Q + q_3 + \zeta)}{Q^3(Q + q_3 + \zeta)^2} \right] \\
& \left. + \sin^2 \theta \left[\frac{2x_2}{Q} + \frac{3q_2 x_3}{Q(Q + q_3 + \zeta)} - \frac{q_3 x_2}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right] - \frac{q_2 x_3}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right\}, \\
M_1^3 = & \left\{ \sin \theta \left[\frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} - \frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{R(R + x_1 - \zeta_1)} \right] \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2x_3\zeta_3(x_3 + \zeta_3) \cdot \frac{(x_2 - \zeta_2)(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \Big] \\
 & + \cos\theta \left[\ln(R + x_1 - \zeta_1) - \ln(Q + x_1 - \zeta_1) + \frac{(x_3 - \zeta_3)^2}{R(R + x_1 - \zeta_1)} \right. \\
 & \left. - \frac{(x_3 + \zeta_3)^2}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} - \frac{2x_3\zeta_3}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} + 2x_3\zeta_3 \frac{(2Q + x_1 - \zeta_1)(x_3 + \zeta_3)^2}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \right] \Big\}, \\
 M_2^3 = & \left\{ -\sin\theta \left[2\tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(x_2 - \zeta_2)}{(h + x_3 + \zeta_3)(Q + h)} + \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta)}{q_2Q} \right] \right\}, \\
 M_3^3 = & \left\{ \sin\theta \left[\frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{R(R + x_1 - \zeta_1)} + \frac{(x_2 - \zeta_2)(x_3 - \zeta_3)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right. \right. \\
 & - 2x_3\zeta_3(x_3 + \zeta_3) \frac{(x_2 - \zeta_2)(2Q + x_1 - \zeta_1)}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} + \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(r_3 - \zeta)}{r_2R} \\
 & \left. - \tan^{-1} \frac{(x_1 - \zeta_1)(q_3 + \zeta)}{q_2Q} \right] - \cos\theta \left[\frac{(x_3 - \zeta_3)^2}{R(R + x_1 - \zeta_1)} + \frac{(x_3 + \zeta_3)^2}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right. \\
 & - \frac{2x_3\zeta_3}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} + 2x_3\zeta_3 \frac{(2Q + x_1 - \zeta_1)(x_3 + \zeta_3)^2}{Q^3(Q + x_1 - \zeta_1)^2} \\
 & \left. - 2x_3\sin\theta \left(\frac{2(q_3 + \zeta)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} + \frac{(x_1 - \zeta_1)}{Q(Q + q_3 + \zeta)} \right) \right] \\
 & \left. - 2x_3q_2 \frac{(\sin^2\theta - \cos^2\theta)}{Q(Q + x_1 - \zeta_1)} \right\}.
 \end{aligned}$$

在以上诸式中引入的 R, Q, r_2, r_3, q_2, q_3 及 k 和 h 的意义是:

$$\begin{aligned}
 r_2 &= x_2 \sin\theta - x_3 \cos\theta, \\
 r_3 &= x_2 \cos\theta + x_3 \sin\theta, \\
 q_2 &= x_2 \sin\theta + x_3 \cos\theta, \\
 q_3 &= -x_2 \cos\theta + x_3 \sin\theta,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R^2 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + (x_2 - \zeta_2)^2 + (x_3 - \zeta_3)^2 \\
 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + r_2^2 + (r_3 - \zeta)^2,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + (x_2 - \zeta_2)^2 + (x_3 + \zeta_3)^2 \\
 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + q_2^2 + (q_3 + \zeta)^2 \\
 &= (x_1 - \zeta_1)^2 + h^2 = k^2 + (q_3 + \zeta)^2.
 \end{aligned}$$

参 考 文 献

- [1] J. D. Byerlee, and W. F. Brace, A summary, In: *Proc. Conf. II. Experimental Studies of Rock Friction with Application to Earthquake Prediction*, 5—8, 1978.
- [2] J. D. Byerlee, and R. Summers, Stable sliding preceding stick-slip on fault surface in granite at high pressure, *Pageoph*, **113**(1/2), 63—68, 1975.
- [3] J. H. Dieterich, Preseismic fault slip and earthquake prediction, *J. Geophys. Res.*, **83**(B8), 3940—3948, 1978.
- [4] C. Scholz, P. Molnar, and T. Johnson, Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6392—6406, 1972.
- [5] 陈运泰, 黄立人等, 用大地测量资料反演得到的 1976 年唐山地震的位错模式, *地球物理学报*, **22**, 3, 201—216, 1979.

- [6] 国家地震局地震测量队, 1966年邢台地震的地形变, 地球物理学报, **18**, 3, 153—163, 1975.
- [7] 国家地震局地震测量队, 1970年云南省通海地震的地形变特征, 地球物理学报, **18**, 4, 240—245, 1975.
- [8] S. J. Singh, and M. Rosenman, Quasi-static deformation of a viscoelastic half space by a displacement dislocation, *Phys. Earth Planet. Interior*, **8**, 87—101, 1974.
- [9] 陈运泰等, 根据地面形变的观测研究1966年邢台地震的震源过程, 地球物理学报, **18**, 3, 164—181, 1975.
- [10] J. C. Jaeger, and N. G. W. Cook, *Fundamentals of Rock Mechanics*, 2nd ed., Chapman and Hall, London, 1976.
- [11] A. E. Scheidegger, *Principles of Geodynamics*, 2nd ed., Springer-Verlag, 1963.
- [12] D. R. Bland, *The Theory of Linear Viscoelasticity*, Pergamon, New York, 1960.
- [13] 邱群, 1976年7月28日河北省唐山7.8级地震的发震背景及其活动性, 地球物理学报, **19**, 4, 259—269, 1976.
- [14] Zhao Guoguang and Huang Peiyu, Fault movements and stress accumulation before the 1976 Tangshan earthquake in North China, 26th Congrès Géologique International, *Résumés*, **1**, 414, 1980.

QUASI-STATIC DEFORMATION ACCOMPANIED BY PRECURSORY CREEP AND POST-SEISMIC FAULT SLIP

— A MODEL AND SOME OBSERVATION EXAMPLES

ZHAO GUO-GUANG ZHANG CHAO

(*Seismotectonic Brigade, State Seismological Bureau*)

Abstract

In order to set up the relation between fault creeping and crustal deformation in the neighbourhood of it, in this paper, analytical expressions for quasi-static deformation field produced by a slipping fault of arbitrary dip in a linear viscoelastic half-space are given in closed forms. The forms of slip-time function in the expressions are determined empirically, and the rock media are considered as generalized Kelvin's or Maxwell substances. The effect of viscoelasticity on the deformation field has been discussed through numerical computation. By analysing the short period geodetic data obtained in the 1976 Tangshan earthquake region before and after the earthquake, it can be demonstrated that precursory creep had occurred in the upper crust of the epicentral area prior to the main shock and the fault continued to slip after it but the rate fell off exponentially with time. The slip parameters which fit the observed data are estimated and the implication of all these results are briefly discussed.