

# 伴随断层蠕动传播的准静态变形

——模型理论分析及唐山地震前孕震断裂运动过程的讨论\*

张 超\*\*

(国家地震局地震地质大队)

## 摘要

根据形变测量资料和有关实验结果以及某些地震前兆特征,本文提出了一种在粘弹性介质半空间中断层滑动面沿断裂带走向扩展,即断层蠕动传播的力学模型。为了研究其附近的形变特征,导出了蠕动传播所产生位移场的解析表达式,并通过数值积分计算了在广义开尔文介质中,滑动时间函数为  $\Delta U = B(1 - e^{-t/T})$ ,而蠕动事件沿断裂带单侧和双侧传播导致的附近介质位移的时空分布。

根据1976年唐山地震前沧东断裂带上的短周期测量资料并参考模型所得出的结果,对震前的断层运动作了反推。结果表明,地震前沿沧东断裂带发生过明显的蠕动传播,其初始蠕动发生在小站和沧州之间,随后蠕动沿着断裂带向东北和西南传播,向西南扩展的滑动面是顺扭走滑运动,向东北扩展的滑动面以顺扭走滑运动为主并略有压性倾滑运动分量。

## 一、引言

断层可以发生蠕动,这一点已经被二十年来国内外许多断层监测资料所证实。此期间内,许多人对断裂蠕动与地震活动之间的关系作了多方面的研究,并提出,地震前后往往存在有断层蠕动,而震前蠕动可能是地震前兆产生的原因<sup>[1]</sup>。近年来,国内一些研究者根据大地测量资料应用位错理论对震前的断层运动作了反演<sup>[2-5]</sup>,发现唐山地震前,地壳中存在着可观的断层蠕动,它与震时断层运动的规模相比,处于同一量级。由这种结果可以得到如下启示,即大地震前的断层蠕动能够导致地壳中应力应变较为明显的变化,从而使多种手段产生易于觉察的前兆异常。因而进一步研究震前蠕动的具体细节特征以及它所产生的多种效应,对于深入探讨地震孕育和发展的力学过程,分析地震前兆特点,就显得更为必要。

某些实测资料表明,断层不仅可以蠕动,同时蠕动事件还可以沿断裂带传播。例如1971年在美国海沃德—卡拉维拉斯断层上的蠕变仪台阵就纪录到了这种过程<sup>[6]</sup>。而一些岩石破裂的实验结果还表明<sup>[7]</sup>,导致标本最终破坏的剩余连接面失稳滑动之前,往往经历了主破裂扩展的阶段,也就是位移不连续面的延伸或者说裂隙位错的传播过程。这一点

\* 1982年8月10日收到初稿,1983年3月21日收到修改稿。

\*\* 过家元同志参加了图件整理工作。

由 Dieterich (1978) 所作的大尺度摩擦实验得到了进一步的证据<sup>[3]</sup>。他发现, 在失稳滑动之前, 总是存在着稳态滑动, 而稳态滑动在标本的中间部位首先发生, 然后沿着摩擦断面逐渐向两侧传播, 这种传播最终导致样品的粘滑。此外, 某些地震前的前兆异常区往往发生迁移, 如海城地震前地下水位异常区沿发震断层方向逐渐向震中区靠拢<sup>[9]</sup>, 在一定程度上也体现了震前断层运动发展的特征<sup>[10]</sup>。因而作者认为, 对于震前断层运动作进一步的研究, 考虑蠕动的传播是必要的。而模拟这种过程, 就需要对粘弹性介质中不定常位错面的模型作理论分析。

## 二、断层蠕动传播模型的理论分析

粘弹性介质中定常位错面在半空间中一点  $p(x_1, x_2, x_3)$  产生的位移  $u_i^p$  可由文献[5]简写为如下的定积分形式:

$$u_i^p(t) = f(x_1, x_2, x_3, \xi, \zeta, t) \left|_{\begin{subarray}{l} \zeta=D \\ \zeta=d \end{subarray}} \right|_{\begin{subarray}{l} \xi=L \\ \xi=-L \end{subarray}} \quad (1)$$

(1)式是断层面  $\Sigma$  关于  $\zeta$  轴对称时的结果。对于非对称的情况, 可采用坐标平移法分析。如图 1 所示, 把点位坐标系  $(x_1, x_2, x_3)$  和断层面坐标系  $(\xi, \zeta)$  同时沿  $x_1$  方向移动  $l$  距离, 则存在如下变换关系:

$$\left. \begin{array}{l} x'_1 = x_1 + l, \quad x'_2 = x_2, \quad x'_3 = x_3 \\ \xi' = \xi + l, \quad \zeta' = \zeta \end{array} \right\} \quad (2)$$

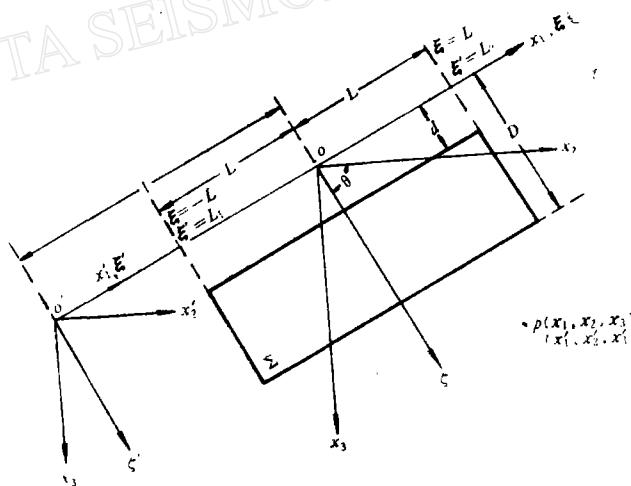


图 1

此时断面  $\Sigma$  的长度上下限  $\xi = \pm L$  在新坐标系中为:

$$\xi' = \begin{cases} l + L = L_2 \\ l - L = L_1 \end{cases} \quad (3)$$

仔细研究文献[5]中的位移表达式发现, (1)式中的原函数  $f(x_1, x_2, x_3, \xi, \zeta, t)$  对于自变量  $x_1, \xi$  而言, 仅依赖于其差值  $(x_1 - \xi)$ , 而由(2)、(3)式可知, 在坐标平移前后有  $x'_1 - \xi' = x_1 - \xi$ ,  $x_1 - L = x'_1 - L_2$ ,  $x_1 + L = x'_1 - L_1$ , 则可知:

$$\left. \begin{array}{l} f(x_1, x_2, x_3, \xi, \zeta, t) = f(x'_1, x'_2, x'_3, \xi', \zeta', t) \\ f(x_1, x_2, x_3, L, \zeta, t) = f(x'_1, x'_2, x'_3, L_2, \zeta', t) \\ f(x_1, x_2, x_3, -L, \zeta, t) = f(x'_1, x'_2, x'_3, L_1, \zeta', t) \end{array} \right\} \quad (4)$$

从而得出:

$$f(x_1, x_2, x_3, \xi, \zeta, t) \Big|_{\substack{\xi=L \\ \xi=-L \\ \zeta=d}} = f(x'_1, x'_2, x'_3, \xi', \zeta', t) \Big|_{\substack{\xi'=L_2 \\ \xi'=L_1 \\ \zeta'=d}} \quad (5)$$

这意味着,无论断层面  $\Sigma$  是否关于  $\zeta$  轴对称(即  $L_1 = -L_2$ ),都可以应用(1)式计算位移场,此时只要注意把所计算的点位和断层边界按照所选定的座标系赋值即可。

以上分析结果还可以从另一角度来说明,即位错面产生的位移解,是通过格林函数  $\omega_{ij}^k$  在  $\Sigma$  内求面积分所得出<sup>[11]</sup>,而积分求得的原函数,其形式并不依赖于积分域是否关于座标轴对称,虽然 Chinnery 在文献 [11] 中分析的是弹性介质的情况,但容易证明,对于粘弹性介质,其结论是一致的。

这样,我们就可以参考文献[5]把半空间一点  $p$  的位移  $u_i^p$  进一步写为如下的定积分形式。

$$u_i^p(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{\Delta U(t)}{4\pi} \left\{ [G_1(t)N_1^i + G_2(t)N_2^i + N_3^i] \cos \phi + [G_1(t)M_1^i + G_2(t)M_2^i + M_3^i] \sin \phi \right\} \Big|_{\substack{\xi=D_2 \\ \xi=D_1 \\ \zeta=L_2 \\ \zeta=L_1}} \quad (6)$$

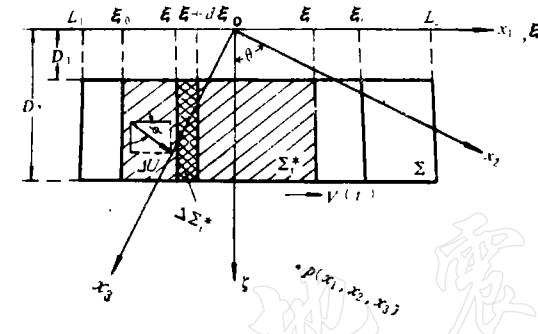


图 2

式中  $\phi$  为位错面滑动角,  $t$  为自初错时刻起算的时间,  $G_1(t)$ 、 $G_2(t)$  是与滑动时间函数  $\Delta U(t)$  以及介质流变性有关的函数,其它参数如图 2 所示,  $M_i^i$ 、 $N_i^i$  的具体表达式见文献 [5],在这里可以表示为如下的函数形式(注意本文中的参数  $\xi$  相当于文献[5]中的  $\zeta_1$ ):

$$\left. \begin{array}{l} M_i^i = M_i^i(x_1, x_2, x_3, \theta, \xi, \zeta) \\ N_i^i = N_i^i(x_1, x_2, x_3, \theta, \xi, \zeta) \end{array} \right\} \quad (7)$$

对于特定点位  $p$  和断层倾角  $\theta$ ,位移随时间的改变可由(6)、(7)式进一步写为:

$$\begin{aligned} u_i^p(t) = & \frac{\Delta U(t)}{4\pi} \left\{ [G_1(t)N_1^i(\xi, \zeta) + G_2(t)N_2^i(\xi, \zeta) + N_3^i(\xi, \zeta)] \cos \phi \right. \\ & \left. + [G_1(t)M_1^i(\xi, \zeta) + G_2(t)M_2^i(\xi, \zeta) + M_3^i(\xi, \zeta)] \sin \phi \right\} \Big|_{\substack{\xi=D_2 \\ \xi=D_1 \\ \zeta=L_2 \\ \zeta=L_1}} \end{aligned} \quad (8)$$

以上是定常位错面  $\Sigma$  滑动的结果,断层面内各点具有相同的初错时间和滑动历史。

## 1. 断层滑动的单侧传播

如图 2 所示,设  $t_0$  时刻在  $\Sigma$  面内的  $\xi = \xi_0$  处首先发生位错,此后错动事件以速度  $V(t)$  向一侧( $\xi$  轴的正方向)传播,在  $t = t_c$  时刻传播终止于  $\xi = \xi_c$  处。这意味着,在  $t_c > t > t_0$  的时间段内,  $\Sigma$  面内存在一个逐渐扩展的位错面  $\Sigma_t^*$ 。设  $\Sigma_t^*$  面内  $\xi$  处的初错时间为  $t_\xi$ ,则有:

$$\int_{t_0}^{t_\xi} V(t) dt = \xi - \xi_0 \quad (9)$$

在  $t > t_\xi$  的时间范围内,  $t$  时刻  $\xi$  处滑动经历的时间  $\Delta t = t - t_\xi$ . 显然  $\Delta t$  是  $t$  和  $\xi$  的函数, 即:

$$\Delta t = t - t_\xi = \Delta t(t, \xi) \quad (10)$$

容易分析出, 对于速度为  $V$  的匀速传播,  $t_\xi = t_0 + (\xi - \xi_0)/V$ , 则有:

$$\Delta t = t - \left( t_0 + \frac{\xi - \xi_0}{V} \right) \quad (11)$$

对于初速为  $V_0$ , 加速度为  $a$  的匀加速传播有:

$$\Delta t = t - \left( t_0 + \frac{\sqrt{V_0^2 + 2a(\xi - \xi_0)} - V_0}{a} \right) \quad (12)$$

由(10)式可知, 若  $\Sigma$  面内各点随着  $\Sigma_t^*$  面扩展先后以同一种函数形式而滑动, 则不同点位的  $\Delta U$ 、 $G_1$ 、 $G_2$  应是  $t$  与  $\xi$  的函数, 即:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta U = \Delta U(\Delta t) = \Delta U(t, \xi) \\ G_1 = G_1(\Delta t) = G_1(t, \xi) \\ G_2 = G_2(\Delta t) = G_2(t, \xi) \end{array} \right\} \quad (13)$$

首先分析  $t_c > t > t_0$  时, 即  $\Sigma_t^*$  面扩展过程中的情况. 设  $t$  时刻  $\Sigma_t^*$  的扩展端到达  $\xi$  处, 如图 2 所示, 我们在  $\Sigma_t^*$  内取一狭长条域  $\Delta \Sigma_t^*$ , 其四个顶点座标分别为  $(\xi, D_1)$ ,  $(\xi, D_2)$ ,  $(\xi + d\xi, D_1)$ ,  $(\xi + d\xi, D_2)$ . 当  $d\xi \rightarrow 0$  时,  $\Delta \Sigma_t^*$  内各点的错动历史可视为相同的, 它所产生的位移场可按照定常位错面滑动的位移表达式(6)或(8)进行计算.

这里需要强调, (6)和(8)式的定积分表示法, 仅当参数  $t$ 、 $\xi$ 、 $\zeta$  之间相互独立的情况下是允许的. 对于扩展位错面中的  $\Delta \Sigma_t^*$  条域来说, 如(10)式表明的, 其初错时间  $t_\xi$  与滑动经历时间  $\Delta t$  均与  $\Delta \Sigma_t^*$  所处位置的  $\xi$  座标有关, 这时为了避免对(8)式的应用发生混淆, 应首先把它改写为更明确的形式:

$$\begin{aligned} u_i(t) = & \frac{\Delta U(t)}{4\pi} \langle G_1(t) \{ [N_1^i(\xi, \zeta) \cos \phi + M_1^i(\xi, \zeta) \sin \phi] \mid \} \\ & + G_2(t) \{ [N_2^i(\xi, \zeta) \cos \phi + M_2^i(\xi, \zeta) \sin \phi] \mid \} \\ & + \{ [N_3^i(\xi, \zeta) \cos \phi + M_3^i(\xi, \zeta) \sin \phi] \mid \} \rangle \end{aligned} \quad (14)$$

根据(14)式, 可以计算  $\Delta \Sigma_t^*$  在  $t$  时刻产生的位移  $du_i(t)$ , 但应注意(14)式中的参数  $t$  应代之以(10)式中的  $\Delta t$ , 则可以得出:

$$\begin{aligned} du_i(t) = & \frac{\Delta U(\Delta t)}{4\pi} \left\{ G_1(\Delta t) \left[ F_1^i(\xi, \zeta) \left| \begin{array}{c} D_2 \\ D_1 \end{array} \right| \begin{array}{c} \xi + d\xi \\ \xi \end{array} \right] + G_2(\Delta t) \left[ F_2^i(\xi, \zeta) \left| \begin{array}{c} D_2 \\ D_1 \end{array} \right| \begin{array}{c} \xi + d\xi \\ \xi \end{array} \right] \right. \\ & \left. + \left[ F_3^i(\xi, \zeta) \left| \begin{array}{c} D_2 \\ D_1 \end{array} \right| \begin{array}{c} \xi + d\xi \\ \xi \end{array} \right] \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

其中  $F_i^i$  为:

$$F_i^i(\xi, \zeta) = N_i^i(\xi, \zeta) \cos \phi + M_i^i(\xi, \zeta) \sin \phi \quad (i = 1, 2, 3, j = 1, 2, 3) \quad (16)$$

取:

$$F_i^i(\xi, \zeta) \left| \begin{array}{c} \zeta = D_2 \\ \zeta = D_1 \end{array} \right. = F_i^i(\xi, D_2) - F_i^i(\xi, D_1) = F_{D_i}^i(\xi) \quad (17)$$

并结合(13)式, 则有:

$$\begin{aligned} du_i(t) &= \frac{\Delta U(t, \xi)}{4\pi} \left\{ G_1(t, \xi) \left[ F'_{D1}(\xi) \Big|_{\xi}^{\xi+d\xi} \right] + G_2(t, \xi) \left[ F'_{D2}(\xi) \Big|_{\xi}^{\xi+d\xi} \right] \right. \\ &\quad \left. + F'_{D3}(\xi) \Big|_{\xi}^{\xi+d\xi} \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

注意到当  $d\xi \rightarrow 0$  时:

$$F'_{Dj}(\xi) \Big|_{\xi}^{\xi+d\xi} = F''_{Dj}(\xi) d\xi \quad (19)$$

式中  $F''_{Dj}(\xi)$  表示  $F'_{Dj}(\xi)$  对  $\xi$  的导数. 则(18)式可化为:

$$du_i(t) = \frac{\Delta U(t, \xi)}{4\pi} [G_1(t, \xi)F''_{D1}(\xi) + G_2(t, \xi)F''_{D2}(\xi) + F''_{D3}(\xi)] d\xi \quad (20)$$

则  $t$  时刻  $\Sigma_t^*$  面产生的位移场为:

$$\begin{aligned} u_i(t) &= \int_{\Sigma_t^*} du_i(t) = \int_{\xi_0}^{\xi_t} \frac{\Delta U(t, \xi)}{4\pi} [G_1(t, \xi)F''_{D1}(\xi) + G_2(t, \xi)F''_{D2}(\xi) + F''_{D3}(\xi)] d\xi \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\langle \{ \Delta U(t, \xi) [G_1(t, \xi)F'_{D1}(\xi) + G_2(t, \xi)F'_{D2}(\xi) + F'_{D3}(\xi)] \} \right|_{\xi_0}^{\xi_t} \right. \\ &\quad \left. - \int_{\xi_0}^{\xi_t} \left\{ \frac{\partial \Delta U(t, \xi)}{\partial \xi} [F'_{D1}(\xi)G_1(t, \xi) + F'_{D2}(\xi)G_2(t, \xi) + F'_{D3}(\xi)] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \Delta U(t, \xi) \left[ F'_{D1}(\xi) \frac{\partial G_1(t, \xi)}{\partial \xi} + F'_{D2}(\xi) \frac{\partial G_2(t, \xi)}{\partial \xi} \right] \right\} d\xi \right\rangle \end{aligned} \quad (21)$$

以上分析的是  $t_c > t > t_0$  时的位移解, 其中积分上限  $\xi_t$  随时间变化, 它可以表示为:

$$\xi_t = \xi_0 + \int_{t_0}^t V(t) dt \quad (22)$$

当  $t > t_c$  时,  $\Sigma_t^*$  面停止扩展, 即  $V(t) = 0$ , 此时积分上限终止于

$$\xi_c = \xi_0 + \int_{t_0}^{t_c} V(t) dt.$$

如果  $\Sigma_t^*$  扩展的终止并不影响它内部各点的持续滑动, 则只要将(21)式中的  $\xi_t$  改为  $\xi_c$ , 即得出  $t > t_c$  情况下的位移场. 若考虑到  $t < t_0$  时不存在断层位错面的情况, 则我们可以通过如下一种方法表示任一时刻  $t$  的位移表达式, 即把(22)式改写为:

$$\xi_t = \xi_0 + \int_{t_0}^t V(t) \cdot H(t - t_0) \cdot H(t_c - t) dt \quad (23)$$

其中  $H$  为海维赛单位阶函数, 即当  $x \geq 0$  时有  $H(x) = 1$ , 当  $x < 0$  时有  $H(x) = 0$ .

容易得出, 断层蠕动以速度  $V$  作匀速传播时:

$$\xi_t = \begin{cases} \xi_c = \xi_0 + V(t_c - t_0) & \text{当 } t > t_c \\ \xi_0 + V(t - t_0) & \text{当 } t_c > t > t_0 \\ \xi_0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \quad (24)$$

对于初速为  $V_0$ , 加速度为  $a$  的匀加速传播:

$$\xi_t = \begin{cases} \xi_c = \xi_0 + V_0(t_c - t_0) + \frac{1}{2} a(t_c - t_0)^2 & \text{当 } t > t_c \\ \xi_0 + V_0(t - t_0) + \frac{1}{2} (t - t_0)^2 & \text{当 } t_c > t > t_0 \\ \xi_0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \quad (25)$$

## 2. 断层滑动的双侧传播

如图 3 所示, 设  $t_0$  时刻断层面上的  $\xi_0$  处首先发生滑动, 此后滑动事件分别以速度  $V_1(t)$  和  $V_2(t)$  向两侧传播, 在  $t$  时刻滑动段端点分别到达  $\xi_{12}$  和  $\xi_{22}$  处, 在  $t_{e1}$  和  $t_{e2}$  时刻传播分别中止于  $\xi_{e1}$ 、 $\xi_{e2}$  处。对这种情况, 可以把滑动面分解为两个单向扩展的位错面  $\Sigma_{12}^*$  和  $\Sigma_{21}^*$ , 分别计算它们各自产生的位移场, 然后进行迭加而求出其综合结果。但需要注意, 对于向  $\xi$  轴负方向的传播速度  $V_2(t)$ , 在应用上述公式时要代之以负值, 并把(21)式中定积分上下限对调, 即以  $\xi_{22}$  为下限,  $\xi_0$  为上限来计算  $\Sigma_{12}^*$  产生的位移, 此时:

$$\xi_{22} = \xi_0 + \int_{t_0}^t V_2(t) \cdot H(t - t_0) \cdot H(t_{e2} - t) dt \quad (26)$$

## 3. 断层滑动的纵向传播

在  $t = t_0$  时刻, 在断层面深度方向的  $\zeta = \zeta_0$  处首先发生错动, 此后以速度  $V(t)$  向深部方向(图 1 所示的  $\zeta$  正方向)传播, 在  $t_e$  时刻传播终止于  $\zeta = \zeta_e$  处, 若扩展面的宽度范围为  $L_2 \geq \zeta \geq L_1$ , 则可以应用对侧向传播同样的分析方法, 得出其位移解。略去中间推导, 其位移表达式为:

$$\begin{aligned} u_i(t) = & \frac{1}{4\pi} \left\langle \left\{ \Delta U(t, \zeta) [G_1(t, \zeta) F_{L1}^i(\zeta) + G_2(t, \zeta) F_{L2}^i(\zeta) + F_{L3}^i(\zeta)] \right\} \right|_{\zeta_0}^{\zeta_t} \\ & - \int_{\zeta_0}^{\zeta_t} \left\{ \frac{\partial \Delta U(t, \zeta)}{\partial \zeta} [F_{L1}^i(\zeta) G_1(t, \zeta) + F_{L2}^i(\zeta) G_2(t, \zeta) + F_{L3}^i(\zeta)] \right. \\ & \left. + \Delta U(t, \zeta) \left[ F_{L1}^i(\zeta) \frac{\partial G_1(t, \zeta)}{\partial \zeta} + F_{L2}^i(\zeta) \frac{\partial G_2(t, \zeta)}{\partial \zeta} \right] \right\} d\zeta \rangle \end{aligned} \quad (27)$$

其中  $F_{Lj}^i(\zeta)$  可通过(16)式计算, 即:

$$F_{Lj}^i(\zeta) = F_j^i(L_2, \zeta) - F_j^i(L_1, \zeta) \quad (28)$$

而:

$$\begin{aligned} \zeta_t &= \zeta_0 + \int_{t_0}^t V(t) \cdot H(t - t_0) \cdot H(t_e - t) dt \\ \zeta_e &= \zeta_0 + \int_{t_0}^{t_e} V(t) dt \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (29)$$

若改变  $V(t)$  的符号并调整积分限, 则可以计算蠕动向上传播的位移解。通过迭加法即可以计算断层蠕动同时向深部和浅部传播的结果。

## 三、几种典型蠕动传播的理论结果

以上分析表明, 只要确定了介质的力学性质、断层滑动时间函数及其传播参数, 即可以计算介质位移的时空分布。作为对断层蠕动与地震活动之间关系的研究, 所讨论的时问段一般在数月至数十年的范围内, 前人的研究结果表明, 对于这种中期过程, 可以用广

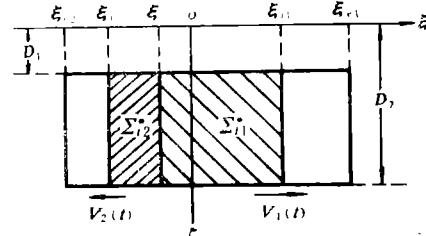


图 3

义开尔文体近似描述介质的力学性质<sup>[12]</sup>。而断层蠕动的滑动时间函数,可以根据某些实测资料加以确定。如美国中加里福尼亚圣安德烈斯断层和海沃德-卡拉维拉斯断层,某些定点蠕变仪反映的断层蠕动呈现突然的起始,而后逐渐发展并趋近至某个终值。而对比不同测点的结果表明,蠕动段两端相当于最初发生蠕动的中间位置,其蠕动量逐渐减小<sup>[6]</sup>。参考这些实测结果,我们不妨设滑动时间函数为:

$$\Delta U = B(1 - e^{-\Delta t/T}) \quad (30)$$

若把蠕动传播视为匀速的,则由(11)式:

$$\Delta U(t, \xi) = B \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( t - t_0 - \frac{\xi - \xi_0}{V} \right) / T \right] \right\} \quad (31)$$

显然,当取  $\xi_0$  处作为初始蠕动位置时,(31)式满足实测结果的时空分布特点。

下面对这种情况的位移场作具体分析。参照文献[5]的分析,此时参数  $G_1, G_2$  应写为:

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= \frac{12\mu_i\mu_k + 9K(\mu_i + \mu_k - \alpha\eta_k)e^{-\alpha\Delta t}}{4\alpha(3K + 4\mu_i)\eta_k} \\ G_2 &= \frac{6\mu_i\mu_k + 18K(\mu_i + \mu_k - \beta\eta_k)e^{-\beta\Delta t}}{\beta(3K + \mu_i)\eta_k} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= [3K(\mu_i + \mu_k) + 4\mu_i\mu_k] / [(3K + 4\mu_i)\eta_k] \\ \beta &= [3K(\mu_i + \mu_k) + \mu_i\mu_k] / [(3K + \mu_i)\eta_k] \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

式中  $K$  为体积模量,  $\mu_i, \mu_k, \eta_k$  分别为瞬时剪模量、开尔文弹簧常数和粘滞系数。

应用(21)式计算位移场需要对  $\Delta U, G_1, G_2$  作偏微商,对于蠕动匀速传播,由(11)、(30)、(32)式可得出:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta U}{\partial \xi} &= - \frac{B}{VT} e^{\frac{\xi - \xi_0 - V(t - t_0)}{VT}} \\ \frac{\partial G_1}{\partial \xi} &= \frac{9K(\mu_i + \mu_k - \alpha\eta_k)}{4V(3K + 4\mu_i)\eta_k} e^{\frac{\alpha[\xi - \xi_0 - V(t - t_0)]}{V}} \\ \frac{\partial G_2}{\partial \xi} &= \frac{18K(\mu_i + \mu_k - \beta\eta_k)}{V(3K + \mu_i)\eta_k} e^{\frac{\beta[\xi - \xi_0 - V(t - t_0)]}{V}} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

而通过(12)、(30)、(32)式可得到蠕动匀加速传播的相应结果。

对于(21)式等号右边的积分项,需要采用数值积分法。本文在实例计算中,把积分区间  $(\xi_0, \xi_1)$  划分为  $N = 50$  个等距单元,通过电算求其数值结果。试算结果相互对比表明,当  $N > 30$  时,  $N$  的变化所造成积分值的相对浮动普遍小于 1%,因而取  $N = 50$  所得的数值解是较精确的。

下面给出一些断层蠕动单侧和双侧传播产生的位移时空分布,其结果见图 4-7。计算中所取的参数按量纲归一法,其介质参数取  $K/\mu_i = 5/3$  (满足泊松条件),  $\mu_k = 5\mu_i$ ,  $\eta_k = t_k \cdot \mu_k$  ( $t_k$  为开尔文松弛时间); 取断层深度下限  $D_2$  为长度基本量,断层深度上限  $D_1 = \frac{1}{20} D_2$ , 极限错距  $B = 5 \times 10^{-5} D_2$ 。图中位移单位均为  $10^{-3} B$ 。

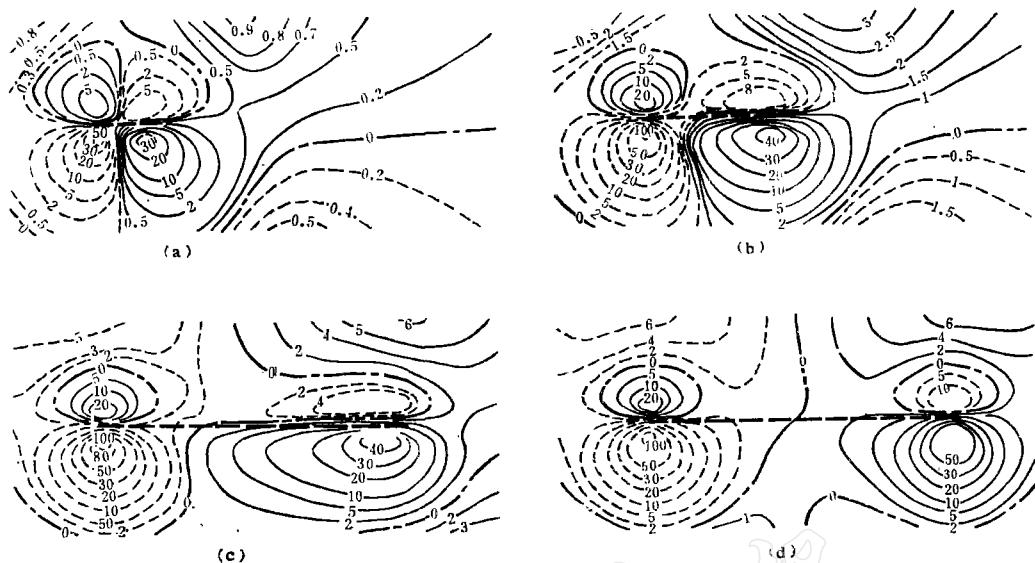


图 4 倾斜断层反扭走滑蠕动单侧传播的地面垂直位移  $u_3$  等值线图  
[其中实线代表地面上升, 虚线为下降, 参数  $\theta = 75^\circ$ ,  $V = D_2/t_k$  (传播自左向右),  $t_k = 5t_k$ ,  $\phi = 0$  (反扭走滑),  $T = t_k$ . (a) $t = t_k$ , (b) $t = 2.5t_k$ , (c) $t = 5t_k$ , (d) $t = 7.5t_k$ .]

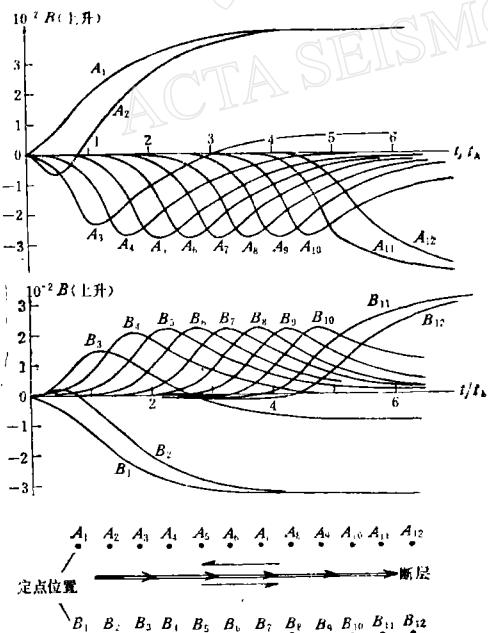


图 5 近直立断层走滑蠕动单侧传播  
地面定点垂直位移  $u_3$  随时间的变化  
(断层倾角  $\theta = 89^\circ 59'$ , 其它参数同图 4).

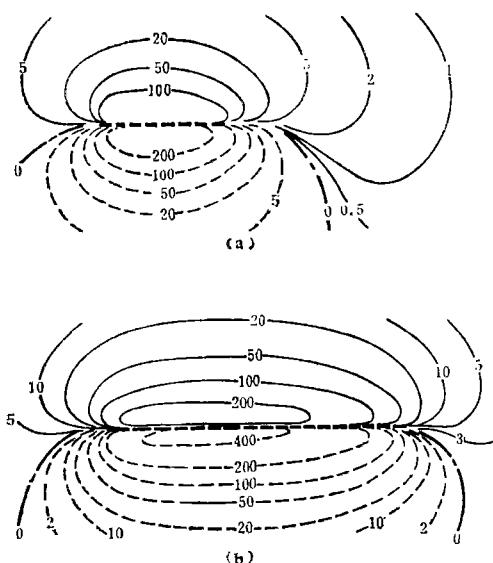


图 6 倾斜断层( $\theta = 75^\circ$ )倾滑蠕动单侧传播  
的地面垂直位移  $u_3$  等值线图  
[ $\phi = 90^\circ$  (上盘下滑), 其它参数同图 4  
(a) $t = 2.5t_k$ , (b) $t = 5t_k$ .]

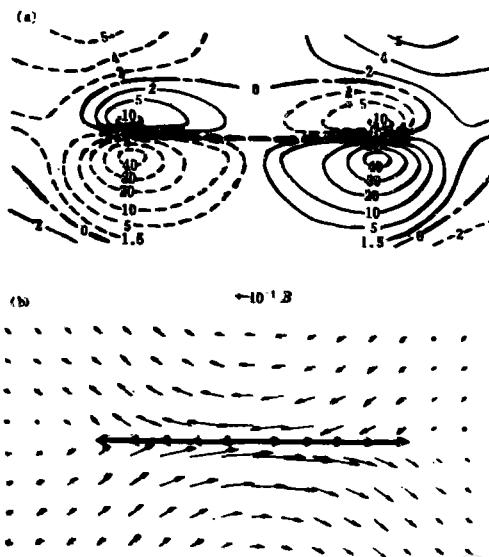


图 7 倾斜断层 ( $\theta = 75^\circ$ ) 走滑蠕动双侧传播的地面垂直位移及水平位移场

[参数:  $V_{左} = -D_z/2t_k$ ,  $V_{右} = D_z/2t_k$ ,  $t_{左} = t_{右} = 2.5t_k$ ,  $T_{左} = T_{右} = t_k$ ,  $\phi = 0$ .) (a)  $t = 2.5t_k$  时的  $k u_3$  等值线图. (b)  $t = 2.5t_k$  时的水平位移矢量图.]

#### 四、唐山地震前沧东断裂运动过程的讨论

近年来,一些研究者对唐山地震前震区周围一定范围的断层活动作了分析,所得结果表明,在发震断层向西南沿伸的沧东断裂带上,震前一段时间内曾发生过明显的断层运动. 赵国光等(1978)根据震前七、八年的地壳垂直形变资料应用位错理论反演提出,震前沧东断裂存在着一定规模的顺扭运动,而较明显的运动发生在1971、1972年以后<sup>[4]</sup>. 根据这一结论,本文试图通过更能反映断层运动细节的流动水准测量资料,进一步分析该断裂震前运动的发展过程.

沿沧东断裂带由西南至东北依次分布着沧州、小站、宁河三个跨断层水准测量站,其位置和跨断层点位如图8所示,其测值曲线如图9所示. 它表明,西南侧的沧州站测值首先出现明显的异常变化,直至地震前,曲线呈现凹凸形态. 小站的异常变化稍晚,其跨断层两条测线的平均值曲线呈现S型的趋势上升,宁河站的明显变化发生得最晚.

当然,上述资料的可信度和精度尚需要从仪器性能,测量技术及干扰因素等方面作进一步的分析. 但从地震前一段时间的全部资料来看,它们并未出现类似华北地区某些测

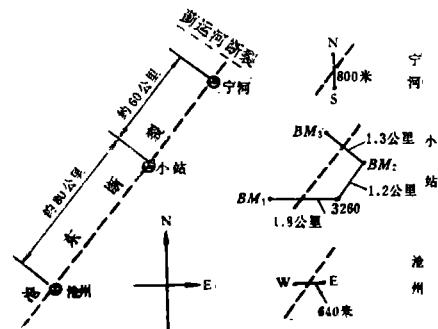


图 8 沧东断裂带的模型展布及流动水准测线位置示意图

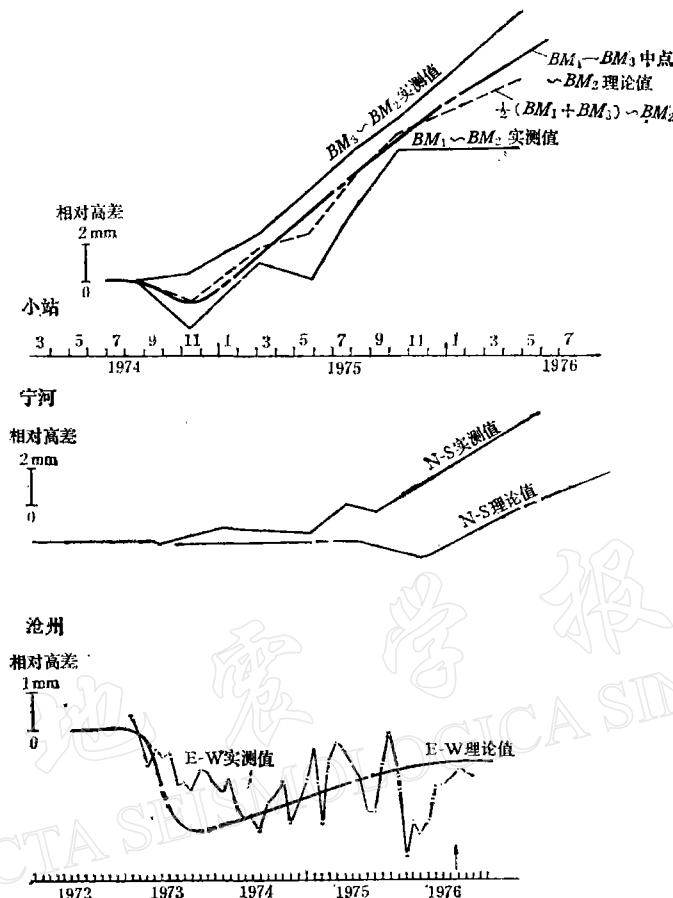


图 9 沧州、小站、宁河垮断层水准测量资料与理论结果的对比。

点曲线呈现的与地震活动无关的周期变化。对于小站和宁河两站，并未发现其附近存在那些可能明显影响其测值的干扰因素，因而其资料曾被一些研究者作为断层活动的反映来分析华北地区的构造运动<sup>[5,13,14]</sup>。沧州站附近虽然存在有地下水位变化的背景，但如测量工作者和某些研究者所分析的，它仍然主要反映了断层活动的特征<sup>[15,16]</sup>。因而作为较严格的定量研究，尽管还需要对资料作多方面的工作，但在目前条件下，应用这些资料对断层运动发展的总体趋势试作初步探讨，似乎还是可行的。

按照文献[4]对沧东断裂带参数的反演结果并参考地学中对地壳介质力学参数的一般取法，取断层倾角  $\theta = 78^\circ$ ，深度上界  $D_1 = 1$  公里，下界  $D_2 = 20$  公里， $K = 5 \times 10^{11} c.g.s$ ， $\mu_i = 3/5K$ （介质附合泊松条件）， $\mu_k = 5\mu_i$ ， $\eta_k/\mu_k = 2$  天，滑动时间函数取  $\Delta U = B(1 - e^{-\Delta t/T})$  的形式。根据本文中提出的蠕动传播模型，相应调整其它参数，进行多组数值计算对实测资料拟合。经相互比较发现，能够同时较圆满地符合三个台站测值曲线的解是，断层蠕动中心位于沧州东北方向约 20 公里处，其初始蠕动时间为 1972 年中期，此后蠕动分别沿断裂带向西南和东北方向传播，西南侧的位错面为顺扭运动，传播为匀速， $V = 20$  公里/年，终止于沧州西南十公里处。东北侧的位错面以顺扭为主并略有压性倾滑分量（东南盘上升，滑动角  $\phi = 185^\circ$ ，倾滑错距为走滑错距的 9%），传播为

匀加速,  $V_0 = 10$  公里/年,  $a = 20$  公里/年<sup>2</sup>, 传播终止于宁河东北的蓟运河断裂。两侧的滑动衰减参数分别为  $T_{\text{西南}} = 2.5$  年,  $T_{\text{东北}} = 2$  年, 极限错距均为  $B = 0.5$  米。三个站的理论曲线和实测曲线之对比见图 9。

尽管上述解在若干组试算结果中较为理想, 但图 9 表明, 它对于小站和沧州的资料有较好的拟合, 而宁河站, 其实测曲线和理论曲线相比, 异常变化的时间有所提前, 而变化幅度也大些。对此, 作者仅作如下的估计, 即(1) 蠕动向东北方向的传播并不严格是匀加速的, 更可能是一种变加速传播, 它使得蠕动端更早地达到宁河附近; (2) 宁河站资料所反映的不仅是沧东断裂的活动, 它同时与唐山地震前发震断层的加速蠕动有关, 如[5]中所分析的, 这种加速蠕动可以产生和图 9 中宁河站曲线相似的变化。

## 五、结语

断层蠕动面的侧向扩展仅仅是传播的一种形式。此外, 如一些研究者所提出的, 蠕动还可能沿着深度方向发展。这种情况需用本文中(24)至(26)式进行分析。它所产生的形变特点尚待今后作进一步的研究。

需要说明, 在本文的模型分析中, 把问题均作为准静态过程处理。这种简化适用于对相对缓慢变化过程的研究。如果对断层运动的急剧变化, 如地震时发震断层的瞬间运动及扩展作定量分析, 则应考虑惯性项的影响。

作者对在工作中曾给予协助的黄佩玉同志表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] J. H. Dieterich, Preseismic fault slip and earthquake prediction, *J. Geophys. Res.*, **83**, B8, 1978.
- [2] 陈运泰等, 用大地测量资料反演的 1976 年唐山地震的位错模式, 地球物理学报, **22**, 3, 201—216, 1979.
- [3] 张郢珍, 唐山地震前地壳的异常隆起及无震蠕动, 地震学报, **3**, 1, 11—22, 1981.
- [4] 赵国光、黄佩玉, 唐山地震前的断层运动与应力积累, 参加 26 届国际地质大会论文集, 构造地质和地质力学, 地质出版社, 1980.
- [5] 赵国光、张 超, 伴随前兆蠕动和震后滑动的准静态形变, 地震学报, **3**, 3, 217—230, 1981.
- [6] C. Y. King, R. D. Nason and D. Tocher, Kinematics of fault creep, *phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A**, 274, 1973.
- [7] 中国科学院地质研究所四室模拟组, 地震前形变异常的实验研究, 地震战线, 5, 28—32, 1974.
- [8] J. H. Dieterich et al., Preseismic slip in a large scale friction experiment, Proceeding of 19 th U. S. Rock mechanics Symposium, 1978.
- [9] 丹东市地震台, 海城地震的地下水异常特征, 地震战线, 2, 15—17 1976.
- [10] 张 超, 压扭性断裂的震前应力场与地应力变化异常, 地震学报, **5**, 2, 185—194 1983.
- [11] M. A. Chinnery, The stress changes that accompany strike-slip faulting. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **53**, 5, 1963.
- [12] J. C. Jaeger and N. G. W. Cook, Fundamentals of rock mechanics 2nd. edition, Chapman and Hall, 1976.
- [13] 李兴才, 唐山地震前的断层滑动及有关的倾斜和水位变化, 地震学报, **5**, 1, 73—78, 1983.
- [14] 马廷著, 黄佩玉, 唐山 7.8 级地震前后的断裂运动, 地震地质, **4**, 4, 45—56, 1982.
- [15] 沧州地震台, 对“沧州水准干扰”一文的意见, 地震战线, 2, 34—35, 1980.
- [16] 刘光勋等, 中国东部活动断裂的现代构造运动, 地震地质, **4**, 4, 1—14, 1982.

# QUASI-STATIC DEFORMATION ACCOMPANIED BY PROPAGATION OF FAULT CREEP—A THEORETICAL MODEL ANALYSIS AND DISCUSSION ON THE CHARACTERISTICS OF EARTHQUAKE FAULT MOVEMENT BEFORE THE 1976 TANGSHAN EARTHQUAKE

ZHANG CHAO

(Seismo-Geological Brigade, State Seismological Bureau)

## Abstract

According to the geodetic data and the results from laboratory experimentation, as well as the precursory features of some earthquakes, in this paper a fault creep propagation model is given. The model simulates an extension of the dislocation surface along the fault belt in viscoelastic half-space. For studying the features of deformation nearby the belt, the analytical expressions for quasi-static deformation due to the creep propagation is derived and the author has obtained the theoretical fields of the displacement by the aid of numerical integration. In calculation, the material is taken to be the generalized Kelvin substance and we presume that the slip-time function is  $\Delta U = B(1 - e^{-t/T})$  and the creep events propagate unilaterally or bilaterally along the fault.

With reference to the results from the model and by analysing the short period geodetic data observed in the stations along Candong fault belt before the 1976 Tangshan earthquake, an inversion of the development of the fault motion is made. It can be demonstrated that the obvious propagation of creep occurred along the belt and the initial creep source appears between the Xiaozhan station and the Canzhou station. Then, the creep event propagated from this location to the northeast and south west directions along the belt, and the dislocation at the south west side of the initial creep source is right-lateral strike-slip, the dislocation at the northeast side is the same as above described, but with less compressional dip-slip component.

## 更 正

本刊第5卷第2期张超文章图6(190页)的图注“……其中实线……，虚线……”中的“实”和“虚”二字应该对调。