

构造地震的局部内应力源模式*

庄昆元 刘文龙

(安徽省地震局)

摘要

本文根据断层在孕震过程中伴随有蠕动这一事实,利用裂隙位错的数学理论,提出了一个新的构造地震的震源模式——局部内应力源模式,其特点是强调了在区域应力场基本不变的条件下因断层蠕动产生的局部内应力在孕震过程中的作用。文中推导了内应力随时间的变化及由此产生的二维准静态应力场和裂端塑性区线度,并据此对强震前可能出现的前兆异常的时空特征作了估计。

一、引言

震源孕育过程的研究对于揭示各类地震前兆现象,探索其变化规律,实现地震预报,无疑具有十分重要的意义。近十年来,不少地震学者在这一领域作了许多有意义的工作,取得了一些重要成果,如努尔、肖尔茨、安德森和惠特科姆等人提出的膨胀-扩散模式;米亚契金和勃雷迪等提出的包体模式;郭增建等提出的调整和积累单元的孕震模式;以及牛志仁的膨胀-蠕动模式^[1,2]。上述这些工作大多是在岩石力学实验的基础上对某些前兆现象提出了一些定性的物理解释,牛志仁同志开始在定量的和随时间进程的变化规律方面作了有益的探讨,但都是假定地震的发生是由于外部载荷不断增强而引起的,而这个条件在孕震过程中似乎不能完全满足。那么地震为什么不在别的时刻而恰在这一时刻、不在别的地方而恰在这个地方发生呢?答案只能从断层运动本身的特殊性中去寻找。

通常活断层在不断地极其缓慢地蠕动着,然而通过对一些大地震的进一步工作,人们发现在震前的一段时间里断层以异乎寻常的高速率蠕动。例如1933年8月25日四川迭溪7.5级地震,据常隆庆调查,在震前35年内地表发生了7.7米错距,但完全无裂痕^[3]。又如1976年7月28日唐山7.8级地震后,陈运泰等同志利用形变资料反演得断层错距约为4.6米,而用地震波资料反演得断层错距为2.7米^[4],这就是说震前断层发生了1.9米的蠕动。我们认为,断层由缓慢蠕动—加速蠕动—发震的现象是构造地震孕育过程中的普遍现象,只是由于一些地震太小蠕变量不大,或震源较深震前蠕动地表反映不明显等原因未被人们注意而已,而正是这种蠕动才导致了应力的加速积累直至最后发震。

二、理论

基于孕震过程中的断层蠕动这一事实,应用位错理论,建立了我们的局部内应力源模

* 1978年12月26日收到。

式。为把问题简化起见,我们把三维的孕震过程简化为二维的平面问题,并且仅讨论两个特殊情况,即直立的平推断层(与 II 型裂隙相应)和直立的冲断层(与 III 型裂隙相应)。我们首先对平推断层建立起模型,然后再推广到冲断层的情形。

假设有一直立的平推断层,如图 1 中的 x 轴所示,在区域剪应力场 τ_{xy} 的作用下,由于断层面上介质的不均匀性,使得它在断层上的 $(-c, c)$ 段上超过了静摩擦力而出现了断层二侧的相对位移(以后称它为滑移段)。但由于断层在 $|x| > c$ 处静摩擦力远大于 τ_{xy} 而出现闭锁段,于是在 $\pm c$ 点就出现了能量的积累或应力集中。设在滑移段的断层面上所受到的有效剪切应力为 $\sigma = \tau_{xy} - \sigma_0$, σ_0 为静摩擦阻力,于是

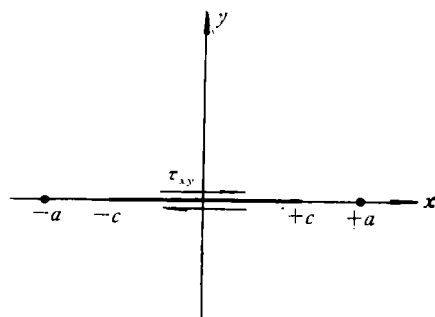


图 1

在 σ 的作用下,断层的滑移段将产生弹性变形,从而使断层面的二侧出现相对位移,显然这是一个索米亚那位错。由裂隙的位错理论可知,这样的裂隙可用一个分布密度为

$$f(x) = \frac{2(1-\nu)\sigma}{\mu b} \frac{x}{\sqrt{c^2 - x^2}} \quad (1)$$

的线性刃位错阵列来表示^[5]。式中 ν 为泊松比、 μ 为剪切模量、 b 为布杰尔矢量。此时在滑移段中任一点 x 处断层二侧的相对位移为

$$\Delta u(x) = \int_x^c b f(x) dx = \frac{2(1-\nu)\sigma}{\mu} \sqrt{c^2 - x^2} \quad (2)$$

在滑移段的中点 o 处断层二侧的相对位移为

$$\Delta u(o) = \frac{2(1-\nu)\sigma c}{\mu} \quad (3)$$

在断层滑移段的内部,我们认为它被此周围介质中更为松软的物质所充满,它们构成了滑移段的破碎带。这些物质在有效剪应力 σ 的作用下将出现蠕变滑动。由实验给出通常的蠕变时间

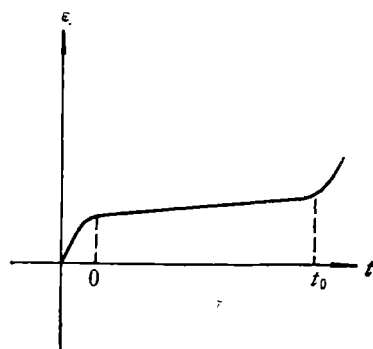


图 2

率如图 2 所示^[6],它基本上可分为四个阶段: 1) 起始的“瞬时应变”,其应变速率较大; 2) 减速流变期; 3) 恒速或最小速流变期; 4) 加速流变期,最后归结为断裂。梅希利科夫、伦森、藤田尚美与藤井阳一郎等总结了地震全过程中地形变随时间的变化,也得到了与图 2 类似的曲线^[7]。假定区域剪切应力场在我们所研究的时间范围内是稳定的,因而对我们来说感兴趣的是后二个阶段。假定在第三个阶段(即稳态蠕变)时

$$\dot{\epsilon} = k \quad \text{当} \quad 0 < t \leq t_0 \quad (4)$$

式中 k 是一个由应力和温度决定的常数。我们可以根据不同的情况来选取不同的稳态蠕

变率,如纳巴罗-赫尔林蠕变率,惠尔特曼的控制滑移机制蠕变率,大多数岩石实验结果所表明的幂次律 $A\sigma^n$, 这里 A 是某一常数, σ 为应力^[8]。可惜的是我们现在对断层内的蠕变机制了解得太少,所以只能人为地选用一个比较符合实际的数值。而到了第四阶段,我们对其蠕变情况则了解得更少,于是为了方便起见,我们对曲线作了线性化处理

$$\dot{\epsilon} = n\dot{k} \quad (n > 1) \quad \text{当 } t > t_0 \quad (5)$$

下面我们暂且把 n 取为 10。

我们再假定断层滑移段放大后如图 3 所示,断层在 c 和 $-c$ 处闭锁,滑移段的宽度为 $2h$, 在 c 和 $-c$ 处附近逐渐尖灭,其形状与楔形裂隙相似。由于断层面和破碎带在界面上位移是连续的,于是在剪应力 σ 的作用下经过了 t 时刻, o 点处断层二侧的相对位移为

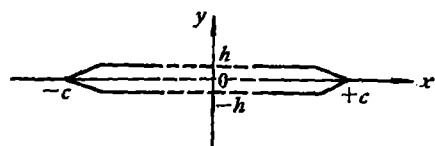


图 3

$$\Delta u(o, t) = \int_{-h}^h \int_0^t \dot{\epsilon}_{xy} dt dy + \Delta u(o) \quad (6)$$

由 (3) 式知

$$\Delta u(o, t) = \frac{2(1-\nu)}{\mu} (\sigma + \sigma_t) c$$

所以

$$\sigma = \frac{2h\mu}{2(1-\nu)c} \int_0^t \dot{\epsilon}_{xy} dt \quad (7)$$

取 $\nu = \frac{1}{4}$, $\mu = 3 \times 10^5$ 巴/cm², $h = 0.01c$, 并顾及 (4) 和 (5) 式可得

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t &= 4 \times 10^3 k t & \text{当 } t \leq t_0 \\ \sigma_t &= 4 \times 10^3 [k t_0 + 10k(t - t_0)] & \text{当 } t > t_0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(8) 式表明,由于断层破碎带内物质的缓慢蠕动和在界面上满足位移连续条件,将产生作用在断层面上随时间增加的附加剪应力 σ_t , 即我们所谓的局部内应力。这样,在区域应力场保持不变的情况下,由于 σ_t 的不断增加而使裂端的应力强度因子 k 不断增大,在裂端形成塑性区并不断扩大,最后导致破裂即主震发生。下面我们运用裂隙的位错理论给出裂端的应力场及塑性区线度,这里我们采用了阿尔倍等的裂隙扩展的弹塑性模型^[9]。

由于在裂端 $\pm c$ 处应力的增强,就使得滑移段内的一部分位错被挤入到端点前方的闭锁段内;于是在端点前方就出现了塑性屈服区 $(-a, -c)$ 和 (c, a) 。在塑性区内剪应力等于屈服强度,而塑性区的线度则与断层面滑移段内的作用应力 $\sigma + \sigma_t$ 有关。此时在 $(-a, a)$ 区间内与 xy 平面垂直的刃位错阵列的密度函数 $f(x)$ 所满足的积分方程是^{[5][9]}

$$\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} P \int_{-a}^a \frac{f(x')}{x-x'} dx' = \begin{cases} -(\sigma + \sigma_t) & |x| < c \\ -(\sigma - \sigma_t) & c < |x| < a \end{cases} \quad (9)$$

式中 P 表示积分取柯西主值, σ_t 为视屈服强度,它是屈服强度与滑移段断层面内静摩擦阻力之差。(9) 式是奇异积分方程,函数 $-(\sigma + \sigma_t)$ 及 $-(\sigma - \sigma_t)$ 在逐段光滑曲线 $(-c, c)$ 及 $(-a, -c)$ 、 (c, a) 上满足 Hölder 条件,于是由解奇异积分方程的理论知^{[5][9][10][11]}

$$f(x) = \frac{1}{\pi^2} (a^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \left[-\frac{2\pi(1-\nu)}{\mu b} \right] \left\{ (\sigma_1 + \sigma_t) P \int_{-c}^c \frac{1}{\sqrt{a^2 - x'^2}} \cdot \frac{dx'}{x - x'} + (\sigma - \sigma_1) P \left[\int_{-c}^c + \int_c^a \frac{1}{\sqrt{a^2 - x'^2}} \frac{dx'}{x - x'} \right] \right\} \quad (10)$$

由于位错密度 $f(x)$ 在 $-a$ 及 a 处有界, 所以必须满足条件

$$\int_{-c}^c \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\sqrt{a^2 - x'^2}} dx' + \int_{-a}^{-c} + \int_c^a \frac{\sigma - \sigma_1}{\sqrt{a^2 - x'^2}} dx' = 0 \quad (11)$$

于是得到

$$a = c \csc \left[\frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + \sigma_t} \cdot \frac{\pi}{2} \right] \quad (12)$$

而屈服区的线度为

$$l = a - c = c \left[\csc \left(\frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + \sigma_t} \cdot \frac{\pi}{2} \right) - 1 \right] \quad (13)$$

积分 (10) 式得到^[9]

$$f(x) = \frac{2(1-\nu)}{\pi \mu b} (\sigma_1 + \sigma_t) \ln \left| \frac{x \sqrt{a^2 - c^2} + c \sqrt{a^2 - x^2}}{x \sqrt{a^2 - c^2} - c \sqrt{a^2 - x^2}} \right| \quad |x| < a \quad (14)$$

因为位于原点 o 处, 垂直于 xy 平面且布杰尔矢量为 \mathbf{b} 的无限长的单元刃位错所产生的应力场为^{[5][6]}

$$\sigma_{xx} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (15)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (16)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (17)$$

所以, 由密度分布为 (14) 式的刃位错阵列所产生的应力场为

$$\sigma_{xx} = -\frac{\sigma + \sigma_t}{\pi^2} \int_{-a}^a \frac{y[3(x-x')^2 + y^2]}{[(x-x')^2 + y^2]^2} \ln \left| \frac{x' \sqrt{a^2 - c^2} + c \sqrt{a^2 - x'^2}}{x' \sqrt{a^2 - c^2} - c \sqrt{a^2 - x'^2}} \right| dx' \quad (18)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi^2} \int_{-a}^a \frac{y[(x-x')^2 - y^2]}{[(x-x')^2 + y^2]^2} \ln \left| \frac{x' \sqrt{a^2 - c^2} + c \sqrt{a^2 - x'^2}}{x' \sqrt{a^2 - c^2} - c \sqrt{a^2 - x'^2}} \right| dx' \quad (19)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi^2} \int_{-a}^a \frac{(x-x')[(x-x')^2 - y^2]}{[(x-x')^2 + y^2]^2} \ln \left| \frac{x' \sqrt{a^2 - c^2} + c \sqrt{a^2 - x'^2}}{x' \sqrt{a^2 - c^2} - c \sqrt{a^2 - x'^2}} \right| dx' \quad (20)$$

将被积函数解析延拓到受平面上进行回路积分得到

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi} \left[\psi - \phi - \frac{2c dy}{r_1 r_2^2} \sin(2\theta_2 + \theta_1) + \frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + \sigma_t} \cdot \pi \right] \quad (21)$$

$$\sigma_{xx} = -\frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi} \left[\ln \frac{H}{I} + \frac{2c dy}{r_1 r_2^2} \cos(2\theta_2 + \theta_1) \right] \quad (22)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi} \frac{2c dy}{r_1 r_2^2} \cos(2\theta_2 + \theta_1) \quad (23)$$

式中

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}; \quad \theta = \operatorname{tg}^{-1} \frac{y}{x} \quad (24)$$

$$r_1 = [(x^2 - y^2 - a^2)^2 + 4x^2y^2]^{1/4}; \quad \theta_1 = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{2xy}{x^2 - y^2 - a^2} \quad (25)$$

$$r_2 = [(x^2 - y^2 - c^2)^2 + 4x^2y^2]^{1/4}; \quad \theta_2 = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{2xy}{x^2 - y^2 - c^2} \quad (26)$$

$$E = \frac{rd}{r_1} \quad (27)$$

$$\psi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{E \sin(\theta - \theta_1) - c}{E \cos(\theta - \theta_1)} \quad (28)$$

$$\phi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{E \sin(\theta - \theta_1) + c}{E \cos(\theta - \theta_1)} \quad (29)$$

$$H = \sqrt{E^2 + c^2 - 2cE \sin(\theta - \theta_1)} \quad (30)$$

$$I = \sqrt{E^2 + c^2 + 2cE \sin(\theta - \theta_1)} \quad (31)$$

下面我们在 x 正半轴上讨论 σ_{xy} 的形态。

(1) 当 $y = 0$ 、 $0 < x < c$ 时, 显然 $\theta = 0$ 、 $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$, 所以

$$\sin(\theta - \theta_1) = -1; \quad \cos(\theta - \theta_1) = 0 \quad (32)$$

但此时

$$E = \frac{x \sqrt{a^2 - c^2}}{|\sqrt{a^2 - x^2}|} < c \quad (33)$$

所以

$$\psi = -\phi = -\frac{\pi}{2} \quad (34)$$

而

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\pi} \left\{ -\pi + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \pi \right\} = -(\sigma + \sigma_2) \quad (35)$$

这就是说在 $(0, c)$ 中 σ_{xy} 与滑移段内的作用剪应力相抵销, 这正是位错理论所要求的。

(2) 当 $y = 0$ 、 $c < x < a$ 时, $\theta = 0$ 、 $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$, 于是

$$E > c \quad (36)$$

所以

$$\psi = \phi = -\frac{\pi}{2} \quad (37)$$

而

$$\sigma_{xy} = \sigma_1 - \sigma \quad (38)$$

加上滑移段内的有效剪应力后, 就等于视屈服强度 σ_1 , 这就是说 (c, a) 是屈服区。

(3) 当 $y = 0$ 、 $x > a$ 时, $\theta = 0$ 、 $\theta_1 = 0$, 于是

$$\sin(\theta - \theta_1) = 0; \quad \cos(\theta - \theta_1) = 1 \quad (39)$$

并且有

$$E > c$$

所以

$$\Psi = -\Phi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{c}{E} \quad (40)$$

而

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_t}{\pi} \left\{ -2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{c}{E} + \frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + \sigma_t} \cdot \pi \right\} \quad (41)$$

当 $x \rightarrow \infty$, $\operatorname{tg}^{-1} \frac{c}{E} \rightarrow \operatorname{tg}^{-1} \frac{c}{d} = \frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + \sigma_t} \cdot \frac{\pi}{2}$, 所以

$$\text{当 } x \rightarrow \infty \text{ 时 } \sigma_{xy} \rightarrow 0 \quad (42)$$

综合以上三点可得出 σ_{xy} 在 x 正半轴上的变化曲线如图 4 所示, 显然它是满足积分方程 (9) 式的。

由于 σ_t 及 a 均为时间 t 的函数, 所以 θ_1 、 r_1 、 d 、 E 、 Ψ 、 Φ 、 H 、 I 以及 σ_{xx} 、 σ_{xy} 、 σ_{yy} 等都是随时间发生改变的。对于固定点 (x, y) 而言, 其最大附加主应力方向为

$$\Theta = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}} \quad (43) \quad -(\sigma + \sigma_t)$$

显然, 也随时间而改变。

随着 σ_t 的不断加强, 当裂端 $\pm c$ 处应力强度因子 K_{II} (对 II 型裂隙即直立平推断层而言) 达到某一临界值后, 闭锁段开始失稳扩展 (主震发生)。

c 点处 K_{II} 近似为 (用无屈服区的 II 型裂隙的 K_{II} 代替)^[5]

$$K_{II} = \frac{\sigma + \sigma_t}{\sqrt{\pi c}} \int_{-c}^c \left(\frac{c + x'}{c - x'} \right)^{1/2} dx' \quad (44)$$

雷爱斯指出, 顾及塑性区的裂隙在裂端的应力强度因子与不顾及塑性区但裂隙伸展到塑性区线度的一半的裂端应力强度因子是等价的^[11], 于是我们可以更精确地把 K_{II} 写为

$$K_{II} = \frac{\sigma + \sigma_t}{\sqrt{\pi \frac{c+a}{2}}} \int_{-\frac{c+a}{2}}^{\frac{c+a}{2}} \left(\frac{c + x'}{c - x'} \right)^{1/2} dx' \quad (45)$$

除了应力强度因子的破裂准则外, 也可以用塑性区的线度 l_c 来作为破裂准则^[11], 此外, 如果塑性区的线度扩展到一定长度后, 闭锁段在这一长度内的平均静摩擦阻力略低于塑性区的屈服强度时, 闭锁段也会失稳扩展^[12]。

现在我们来直立的冲断层的情况。此时只需把上述刃位错的分布改为螺位错的分布, 因而把系数 $\frac{2(1-\nu)}{\mu b}$ 改为 $\frac{2}{\mu b}$ ^{[5][6]}。区域剪应力由 τ_{xy} 改为 τ_{zy} , 相应在上述分布密

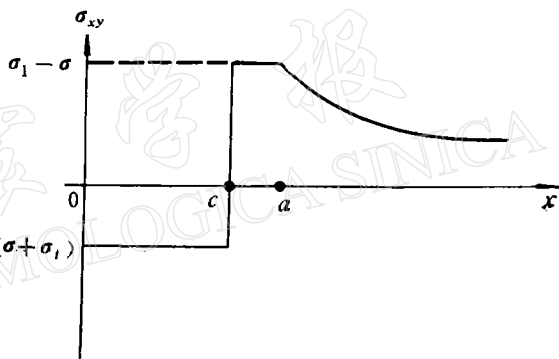


图 4

度中用 σ_{yz} 代替 σ 。在 o 点处断层二侧相对位移由 $\Delta u(o, t)$ 改为 $\Delta w(o, t)$, 这里 Δw 代表 z 方向位移。断层宽度与蠕变率仍与前一一样, 此时其应力场的解析式为

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\pi} \left\{ \psi - \phi + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \pi \right\} \quad (46)$$

$$\sigma_{xx} = -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\pi} \ln \frac{H}{l} \quad (47)$$

应力强度因子 K_{III} 与平推断层 K_{II} 的形式相同。

三、一些可能的前兆

1. 地震活动性

由于 σ_1 的不断积累, 在滑移段前方将出现塑性区。现实的地震通常是 II 型和 III 型

裂隙复合的结果, 我们用雷爱斯给出的 III 型裂

隙的塑性区来近似表示它^[44], 基本上呈一椭圆

如图 5 中虚线所示。随着塑性区的形成和逐步

扩大, 小震活动将在断层的闭锁段开始加剧并

向外围扩展。在主断层周围往往分布着许多微

裂隙, 这些微裂隙内的摩擦阻力远小于作为强震孕育区的闭锁段内的摩擦阻力, 所以小震活动区的范围应大于塑性区的范围。在塑性区内部一直到主破裂发生之前其应力强度保持恒定, 所以在此期间小震活动较弱, 从而构成了小震活动的围空区, 未来强震则发生在围空区的一侧, 它与我们通常讲的膨胀硬化现象一致^[43]。

顺便指出, 国内外观测到一些走滑断层的大震前没有波速异常的震例^{[44][45][46]}, 局部内应力源模式可以解释这一现象, 这是由于 II 型裂隙的膨胀区是长短轴之比大于 10 的扁椭圆, 因此除非地震射线以很小的角度斜穿过膨胀区, 否则是很难发现震前的波速比异常的。

2. 孕震时间的估计

力武常次总结了日本南关东地区 1925 年至 1971 年 I 等三角测量的成果^[47], 估计年平均应变速率为 5.7×10^{-7} 。藤井阳一郎指出, 美国的圣安德烈斯断层平均应变速率为 $2-4 \times 10^{-7}$ /年^[7]。考虑到上述经验值, 我们暂且选取 10^{-6} /年作为应变速率。因此, 我们在 (4)、(5) 式中选用 $k = 10^{-6}$, 于是 (8) 式成为 (取 $t_0 = 25$ 年)

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= 0.4t & \text{当 } t \leq 25 \\ \sigma_1 &= 10 + 4(t - 25) & \text{当 } t > 25 \end{aligned} \right\} \quad (8')$$

式中 t 以年为单位, σ_1 以巴为单位。所以当 $t = 25$ 时, $\sigma_1 = 10$ 巴, 由 (13) 式可得

$$l = 0.155c$$

可见塑性区的线度还不小, 我们称这一阶段为应变的缓慢积累阶段。而当 $t > 25$ 后, 就进入了加速积累阶段, 若 $t = 28$, 则 $\sigma_1 = 22$ 巴, 而

$$l = 0.305c$$

这时塑性区面积比 $t = 25$ 时大 4 倍, 就相当可观了。这里 σ_1 是在没有考虑塑性区的影响

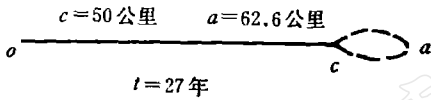


图 5

下求出的,若考虑其影响,用雷爱斯关于应力强度因子的等价法则近似地作改正^[11],则此时的裂隙(即断层滑移段)半长度应看作是

$$c' = 1.152c$$

而在裂隙内积累起来的内应力应近似为

$$\sigma'_t = \frac{c}{1.152c} \cdot \sigma_t = 18 \text{ 巴}$$

如果此时发生地震且一次把所积累的应变能基本释放完,那末在 $c = 50$ 公里的情况下,经过 28 年的积累(其中后三年为加速积累),造成的塑性区的线度为 16 公里左右,应力降为 15—18 巴,与一个 6.5 级地震相当。如果膨胀区线度为塑性区一倍,则由檀原公式^[18]可得震级为

$$M = 1.96 \lg r_1 + 4.45 = 6.6 \quad (48)$$

如果把加速积累阶段的时间作为膨胀时间,则膨胀时间为 1095 天,由力武常次总结的膨胀时间与震级的经验关系^[18](当 $c = 2.0 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ 时),可得 $M_s = 6.7$, 结果都比较吻合。如果膨胀时间为 6 年, σ'_t 近似为 31 巴,塑性区线度为 28 公里,与 7.2 级地震相当,与力武和檀原给出的经验关系也是吻合的。

3. 地幔物质对地震孕育的作用

我们模式的基本点在于强调了断层滑移段内的物质在常应力作用下的蠕变。稳态蠕变的实验结果告诉我们^[6],蠕变率随着温度和应力的增加而迅速增加,它们的关系为

$$\dot{\epsilon} = \kappa \exp(-u(\sigma)/kT) \quad (49)$$

式中 $u(\sigma)$ 是应力的减函数,它表示在应力为 σ 时稳态蠕变的激活能。

由 (49) 式可知,当 σ 恒定而温度 T 上升 n 倍,则 $\dot{\epsilon}$ 将增加 e^n 倍,这就说明了为什么全球的主要地震活动带大都位于地热的溢出区内,而由于地幔物质的上涌会造成重力异常,所以地震带与重力梯级带在宏观上也应比较一致。

四、结 束 语

综上所述,地震孕育必须要有一定长度的断层滑移段和闭锁段。如果闭锁段线度很小,那末就不可能孕育大震,由滑移段积累起来的能量只能以中小地震的形式释放出来。如果滑移段内部的蠕变速率较快,那末能量的积累较容易一些,地震频次较高,这就构成了地震活动带(如环太平洋带等)。一般说来地震活动带往往是地热溢出区和重力梯级带。由于闭锁段的能量积累是由滑移段的相对位移引起的,因而在断层二侧作相对位移测量,找出滑移段和闭锁端的位置及滑移量,对于地震预报有一定意义。

参 考 文 献

- [1] 牛志仁、苏 刚, 震源孕育的追赶模式, 地球物理学报, **19**, 3, 1976.
- [2] 牛志仁, 构造地震的前兆理论, 地球物理学报, **21**, 3, 1978.
- [3] 常隆庆, 四川迭溪地震调查记, 地质评论, **3**, 3, 1938.
- [4] 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, 1978.
- [5] B. A. Bilby and J. D. Eshelby, Dislocation and the theory of fracture, *Fracture*, 1 (H. Liebowitz ed.).
- [6] 科特雷尔 (A. H. Cottrell), 晶体中的位错和范性流变, 葛庭燧译, 科学出版社, 1960.
- [7] 藤井陽一郎, 地震发生前地形变形持续时间与震级的关系, 地震, **27**, 3, 1974.
- [8] A. Nur, The study of relations between deformation and forces in the earth (本文尚未发表).
- [9] B. A. Bilby, A. H. Cottrell and K. Swinden, The spread of plastic yield from a notch, *Proc. Roy. Soc.*, 272, 1963.
- [10] 穆斯海里什维里, 奇异积分方程, 朱季译, 上海科学技术出版社, 1966.
- [11] J. R. Rice, Mathematical analysis in the mechanics of fracture, Liebowitz, H., ed. *Fracture; an advanced treatise*, V. 2: mathematical fundamentals, New York. Academic Pr., 1968.
- [12] J. Weertman, Continuum distribution of dislocation on faults with finite friction, *B. S. S. A.*, 1964.
- [13] 蜀 水, 震源应力场, 岩石膨胀性和水的扩散作用, 地球物理学报, **19**, 2, 1976.
- [14] Masakazu Ohtake, Change in the V_P/V_S ratio related with occurrence of some shallow earthquakes in Japan, *Journal of physics of the Earth*, **21**, 2, 1973.
- [15] Christopher H. Scholz, Lyn R. Sykes, Yash P. Aggarwal, Earthquake prediction: a physical basis, *Science*, 181, 4102.
- [16] R. Brown, Precursory changes in V_P/V_S before Strike-slip events, *Proceeding of the conference on tectonic problems of the san andreas fault system*, 463—470, 1973.
- [17] T. Rikitake, Probability of earthquake occurrence as estimated from crustal strain, *Tectonophysics*, **23**, 3, 1974.
- [18] T. Rikitake, Dilatancy model and empirical formulas for an earthquake area, *Pageoph*, 113, 1975.

A LOCAL INTERNAL STRESS MODEL OF TECTONIC EARTHQUAKES

ZHUANG KUN-YUAN LIU WEN-LONG
(Seismological Bureau of Anhui Province)

Abstract

Based on the fact that the process of development of an earthquake is usually accompanied by fault creeps, a new mechanical model—the local internal stress model for tectonic earthquakes is proposed here by means of the mathematical theory of crack dislocation. It emphasizes the effect of the local internal stress caused by fault creeps in the process of development of an earthquake when the regional stress field is kept essentially constant. Change of internal stress with time and a two-dimensional quasi-static stress field thus given rise and the dimensions of the plastic zone beyond the tip of the crack are derived. The time and space characteristics of the premonitory anomalies before the occurrence of strong earthquakes are discussed.