

# 长周期形变波及其所反应的短期和 临震地震前兆\*

冯德益 潘琴龙

(国家地震局兰州地震研究所) (江西省地震办公室)

郑斯华 薛峰 闵祥仪

(国家地震局分析预报中心) (国家地震局兰州地震研究所)

## 摘要

本文应用断裂力学和流变介质中波的传播理论来研究震前长周期形变波的波动源以及这类波传播的一些主要特征,在理论研究结果的基础上,对我国多次较大地震前观测到的短临地震前兆进行了剖析,并从中识别出一些可能与长周期形变波有关的短临地震前兆。

首先,从粘滑与破裂这两类主要地震机制出发,提出了粘滑前的预滑与破裂前断裂的预扩展(亚稳态扩展)可能是产生震前长周期波的两类波动源的看法,并着重从理论上讨论了后一类波动源。

其次,以地壳流变介质模型为基础,对长周期形变波的传播特性进行了理论研究。选用地壳的广义流变介质模型,求解了所述的两类波动源在这种流变地壳介质中引起的长周期形变波传播的动力学问题,从理论上得出了长周期形变波在地壳内传播的某些一般特征。

然后,专门分析了我国多次大地震前实际观测到的短期和临震地震前兆资料,并着重讨论了唐山地震的短临前兆。在这些不同类型的短临地震前兆中,我们得出地下水位、地倾斜及潮位自动记录曲线等的某些振动式及阶跃式短临地震前兆与长周期形变波的理论探讨结果基本相符,因而可以认为它们属于由长周期形变波所反映的地震前兆。

在理论研究与实际资料分析的基础上,本文归纳了由长周期形变波所引起的短临地震前兆的一些基本特征,包括传播速度、衰减特性、振动特性、波形变化、强度分布、周期范围、震前出现时间及最大传播距离等。

最后,本文对长周期形变波的观测与分析处理方法及其在地震预报,尤其是短临预报以及震源孕育过程研究中的应用等问题作了简要的讨论。

## 一、前言

近年来,大震前的稳定滑动(预滑)及可能出现的地壳介质的长周期波动现象日渐引起国内外广大地震工作者的注意<sup>[1-6]</sup>。显然,研究震前地壳内的长周期波动现象,对于探索短期和临震地震前兆(一般简称为短临前兆)以及震源孕育过程都具有重要的理论与实际意义。

\* 1982年7月12日收到初稿,1983年5月27日收到修改稿。

本文拟以断裂力学和流变介质中波的传播理论为基础, 对震前长周期波的波动源以及这种波在地壳内传播的运动学与动力学特性进行探讨, 在此基础上再对我国一些大震前, 尤其是唐山地震前已观测到的某些可能与震前长周期形变波传播有关的短期和临震异常现象(地下水、地倾斜、海平面变化等)进行一些具体剖析与讨论。

## 二、震前长周期波的两类波动源

从力学的观点看, 地震是突然发生的不稳定现象。根据国内外的众多震例资料看, 地壳内地震的发生, 主要是由于地壳某些薄弱部位, 在应力增强的情况下发生破裂或原有断层发生粘滑的缘故。破裂和粘滑是地壳内发生地震的两类最主要的机制。

有关孕震断裂的粘滑发震以及粘滑前的预滑, 国内外许多学者都进行了深入的研究<sup>[1-4]</sup>, 许多实验资料和震例资料都证实了粘滑之前预滑的存在。这种震前预滑, 由于其速度较地震时粘滑速度慢, 而又比断层的一般蠕动速度快, 它可能发射一种不同于地震波的长周期波。因此预滑可能是震前长周期波的一种波源。

对于地壳内某些薄弱部位破裂发生的地震, 它本质上可能是断裂沿原有裂隙发生扩展错断的结果, 因为在地壳中, 到处都存在着规模不等的断裂或裂隙, 地震正是某些断裂或裂隙在应力作用下发生失稳扩展所造成的。我们认为, 与断层粘滑前的预滑相对应, 断裂失稳扩展前同样存在着预扩展(亚稳态扩展), 因而震前预扩展(亚稳态扩展)可能是产生震前长周期波的又一种波源。下面我们就来简单讨论一下孕震断裂震前预扩展(亚稳态扩展)及其产生长周期波的可能性。

由断裂力学可知, 越靠近断裂端点应力越大, 当它超过介质强度时, 介质将发生屈服。因此在较大规模的断裂端点附近必然有一个屈服区。如果是浅源地震且孕震区介质是刚性的, 则孕震断裂端点附近存在的是膨胀区。随着应力场的逐渐增强, 孕震断裂端部的膨胀区将逐步膨胀、扩大。由此可出现与膨胀有关的前兆现象。这一阶段相当于孕震中期阶段。

随着应力场的进一步增强, 孕震区积累的应变能逐渐增加。根据 Griffith 准则, 如果断裂扩展所释放的应变能足以提供断裂扩展所需要的全部能量时, 断裂就将扩展, 即是说, 当断裂扩展动力  $G$  等于或大于断裂扩展阻力  $R$  时, 断裂就将扩展。然而, 断裂力学<sup>[7,8]</sup>告诉我们, 在应力和断裂长度未达到临界值时, 扩展阻力  $R$  随断裂长度增长而增加的速度大于扩展动力增加的速度(即  $\frac{\partial G}{\partial a} < \frac{\partial R}{\partial a}$ )。因此断裂扩展时, 随着断裂长度的增加,  $G$  与  $R$  将越来越接近, 断裂扩展速度也就越来越慢, 以致当断裂扩展到一定长度时, 就不能再向前扩展。断裂扩展速度是以指数函数的形式衰减的, 也就是说, 断裂在这一阶段的扩展具有脉冲性特征。若应力进一步增强, 断裂将再一次扩展, 如果此时应力和断裂长度仍未达到临界值, 则断裂扩展可能再一次停止, 因此这一阶段的扩展又具有几起几落的间歇性特征。国内外一些文献和实验资料<sup>[7,9,10]</sup>也指出这种现象的存在, 他们把它称为“突进”(pop-in)或“步进”。根据我国一些大震的应力观测资料可知, 在地震前的短临阶段震源区应力值较高, 它将先引起震源外围(调整单元)地震活动增强或产生预滑、预位移, 从而

使应力不断向震源区集中。因此震源区的应力场在地震前的短临阶段是处于变动之中的。所以越迫近发震,孕震断裂震前扩展所具有的脉冲性、间歇性表现得越突出。由于这种扩展介于稳态扩展和失稳扩展之间,因此这是一种亚稳态扩展,为了简炼,我们把它定义为“预扩展”。由于预扩展具有脉冲性、间歇性等特性,所以它将引起以突跳性、突发性和几起几落为主要特征的前兆现象,这一阶段即相当于孕震短临阶段。

当应力和断裂长度达到临界值时,断裂扩展动力增长速度赶上(继而超过)断裂扩展阻力的增长速度(即  $\frac{\partial G}{\partial a} \geq \frac{\partial R}{\partial a}$ )。此时,随着断裂的扩展,它所释放的应变能将越来越大,大于扩展阻力,断裂扩展速度发生雪崩式加速而进入失稳扩展,使断裂在极短的时间内错断并释放大量应变能,这就是发震阶段。

当孕震断裂发生预扩展时,断裂端部的一个规模可观的膨胀区或塑性区将随着脉冲式推进,由于它推进过程中会使介质变形或体积发生变化,因此它必然给周围介质以一个脉冲力,使周围介质偏离平衡位置而振动,从而产生震前长周期波。

综上所述,预滑和预扩展(具有亚稳态特征的预扩展)是分别产生震前长周期形变波的两类可能的波源。预滑和预扩展有区别,但又有联系,某些孕震断裂在应力增强的情况下,可能先发生扩展然后才发生粘滑,在这种情况下,就可能既有预扩展又有预滑,这样在震前有可能交替出现预扩展和预滑产生的长周期形变波。

### 三、由两类波动源引起的长周期形变波在地壳流变介质中传播的一些动力学问题的解法

由于地壳内压力较大,温度较高,对于缓慢作用的局部力源引起幅度较大的长周期形变波来说,粘性应起一定作用,岩石的力学行为应更接近于弹粘性介质或流变介质<sup>[13]</sup>。另据一些地震学者的研究,大地震前孕震区地壳岩石的粘滞性系数要明显降低,用流变介质模型来模拟更为合理<sup>[12]</sup>。只有在足够远的距离上,当波幅相当小时,才有理由把地壳介质近似当作理想弹性介质。

#### (一) 地壳流变介质模型

用弹粘性介质或流变介质模型来描述地壳介质的思想与方法早已由古登堡(1949)提出,并被许多地震学者用来研究地震活动周期、余震衰减过程与发展机制以及大地震孕育期间的长期应力积累过程等多方面的课题。在研究应力作用时间相当长的过程时,通常都选用考虑了剩余应变的马克士威介质模型。但是,当我们研究周期不太长的过程时,弹性后效因素的作用就不可忽视。因此,本文选用一种广义的地壳流变介质模型,它既包含了马克士威体的不可逆剩余应变成分,也包含了凯文体的弹性后效应变成分。这种模型的示意图见图1,有人称之为比格尔斯模型。图中  $\mu_1$ 、 $\mu_2$  分别表示虎克弹性及松弛(弹性后效)弹性,  $\eta_1$  为反映不可逆剩余应变的松弛粘性或马克士威粘性,  $\eta_2$  为后效粘性或凯文粘性(古登堡称之为内摩擦)。若  $\eta_1$  相当大, 加载时间不超过一定限度, 或者施加的是频率足够大的变符号加载, 则可近似认为活塞 A 固定不动, 剩余应变可以忽略。反之, 若加载时间相当长, 则可忽略弹性后效应变, 它渐近地趋于某一个由加载量确定的极限值, 此

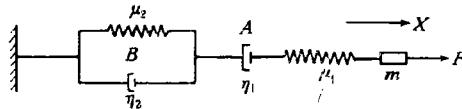


图 1 广义地壳流变介质模型

时剩余应变可无限发展。图 1 所示的单轴应变过程可用以下方程来描述<sup>[13]</sup>:

$$\frac{dF}{dt} = \mu \left[ \frac{dx}{dt} - \frac{dx_1}{dt} - \frac{dx_2}{dt} \right] \quad (1)$$

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{F}{\mu T_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{F - \mu_2 x_2}{\mu T_2} \quad (1-1)$$

式中  $\mu = \mu_1$ ,  $T_1 = \eta_1/\mu$ ,  $T_2 = \eta_2/\mu$ ;  $T_1$ 、 $T_2$  为相应的驰豫时间, 总的相对应变量为

$$x = \frac{F}{\mu} + x_2 + x_1 \quad (1-2)$$

由(1)、(1-1)、(1-2)消去  $x_2$ , 可以得出:

$$\frac{dF}{dt} = \mu \left[ \frac{dx}{dt} + \frac{\mu_2}{\mu T_2} x - \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} + \frac{\mu_2}{\mu} \cdot \frac{1}{T_2} \right) \frac{F}{\mu} \right] - \frac{\mu_2}{\mu T_2} \int_0^t \frac{F}{\mu T_1} dt \quad (2)$$

利用顾列维奇所发展了的三维非弹性介质的研究方法<sup>[13]</sup>, 我们可得出与图 1 上的介质模型相对应的三维均匀、各向同性流变介质的应力—应变关系如下:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= e^{-\frac{t}{T_0}} \left\{ \int_0^t \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \lambda \theta + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) - \frac{\mu_2}{\mu T_2} \left( \lambda \theta + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{K}{T_0} \theta \right] e^{\frac{t}{T_0}} dt + \sigma_{x0} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= e^{-\frac{t}{T_0}} \left\{ \int_0^t \left[ \frac{\partial}{\partial t} \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) - \frac{\mu_2}{T_2} \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{\frac{t}{T_0}} dt + \tau_{xy0} \right\} \end{aligned} \quad (3-1)$$

式中  $\sigma_x$ 、 $\tau_{xy}$  为应力分量,  $\lambda$ 、 $\mu$  为拉梅系数,  $\mathbf{u}(u_x, u_y, u_z)$  为位移矢量,

$$K = \lambda + \frac{2}{3} \mu$$

为体积膨胀模量,  $\sigma_{x0}$ 、 $\tau_{xy0}$  为初始静态值,  $\theta = \text{div} \mathbf{u}$ ,  $T_0$  由下式定出:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_{12}}, \quad \frac{1}{T_{12}} = \frac{\mu_2}{\mu} \cdot \frac{1}{T_2} \quad (4)$$

设  $T_0$  近似为常量, 则可推导出上述广义流变介质模型所满足的运动方程如下:

$$\begin{aligned} &\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) [(\lambda + \mu) \text{grad div} \mathbf{u} + \mu \Delta \mathbf{u}] \\ &= \rho_0 \frac{\partial^3 \mathbf{u}}{\partial t^3} + \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{K}{T_0} \text{grad div} \mathbf{u} \end{aligned} \quad (5)$$

式中准驰豫时间  $T$  由下式确定:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_{12}} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_3} + \frac{2}{T_{12}} \quad (5-1)$$

$\rho_0$  为介质的密度。

## (二) 地壳内由稳定滑动源引起的长周期形变波传播的一些动力学问题的解法

设从某一时刻  $t = 0$  开始, 在地壳内沿某一平面  $\Sigma$  发生滑动, 其滑动量随时间的变化关系为  $F(t)$ , 则相应的初始条件与边界条件为

$$\mathbf{u}|_{t=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (6)$$

$$u_y|_{\Sigma} = F(t) \quad (6-1)$$

公式 (5)、(6)、(6-1) 就是地壳内由滑动引起的形变波传播的动力学问题的一般提法. 如果还要考虑地面或莫霍界面的影响, 则还要另外增加相应的边界条件.

下面我们就来研究几种接近于实际情况的简单滑动源引起的形变波传播的动力学问题.

**1. 无限介质中沿无限平面滑动引起的形变波** 设  $x = 0$  为滑动面,  $y$  轴方向为滑动方向, 则只有一个位移分量  $u_y(x, t)$  不等于零, 相应的方程与边界条件为

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} = \rho_0 \frac{\partial^3 u_y}{\partial t^3} + \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \quad (7)$$

$$u_y|_{x=0} = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ F(t) & t \geq 0 \end{cases} \quad (7-1)$$

使用富里叶积分, 令

$$u_y(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\omega, x) e^{i\omega t} d\omega \quad (8)$$

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (9)$$

$B(\omega, x)$  及  $f(\omega)$  分别为位移  $u_y(x, t)$  及初始滑动  $F(t)$  的频谱. 将 (8) 代入 (7), 并考虑边界条件 (7-1)、(9), 然后求解所得的边值问题(本问题的初始条件自动满足), 经过相应的运算, 最后得

$$u_y(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{i\omega(t - \frac{x}{b})} e^{-\beta x} d\omega \quad (10)$$

式中  $b$  为形变波传播速度,  $\beta$  为其吸收系数.  $b$  及  $\beta$  的表达式可通过分离以下复数关系式的实部与虚部求得:

$$\beta + \frac{i\omega}{b} = \sqrt{\frac{\rho_0 \omega^2 T_{12} (1 - \omega^2 T T_{12}) + \rho_0 \omega^3 T_{12} (T + T_{12}) i}{\mu T (1 + \omega^2 T_{12}^2)}} \quad (11)$$

所得最终表达式如下:

$$\left. \begin{aligned} b &= b_c \sqrt{2\omega T_c (\sqrt{1 + \omega^2 T_c^2} - \omega T_c)} \\ \beta &= \frac{\omega}{b_c} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \omega^2 T_c^2} - \omega T_c}{2\omega T_c}} = \frac{b}{2b_c^2 T_c} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} T_c &= \frac{T(1 + \omega^2 T_{12}^2)}{\omega^2 T_{12} (T + T_{12})} \\ b_c &= \left[ \frac{T(1 + \omega^2 T_{12}^2) \mu}{(\omega^2 T T_{12} - 1) T_{12} \rho_0} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

**2. 无限介质中沿有限断裂面滑动引起的形变波** 设  $x = 0$  为滑动面, 在  $y = 0$  到  $y = -e$  的有限段上发生了滑动, 假定滑动面沿  $z$  方向是无限的, 则横波的波阵面是: 在平行于滑动段的介质内为平面波, 在滑动段两个端部之外为柱面波; 此外, 以滑动段的两端部为振动源, 还可能产生柱面纵波, 平行于滑动段的平面横波位移场的表达式与(10)式相同. 下面我们来推导两端部产生的柱面纵、横波位移场的表达式. 取柱坐标系  $R$ 、 $\phi$ 、 $z$ , 纵、横波位移场分别对应着  $u_R(R, \varphi, t)$  及  $u_\varphi(R, \varphi, t)$ , 而  $u_z = 0$ , 由(5)、(6)、(6-1) 可导出下列地震波动力学问题:

$$\begin{aligned} & \left[ (\lambda + 2\mu) \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) + \frac{K}{T_0} \right] \frac{\partial^2 u_R}{\partial R^2} + \frac{\mu}{R^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) \frac{\partial^2 u_R}{\partial \varphi^2} \\ & + \left[ (\lambda + 2\mu) \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) + \frac{K}{T_0} \right] \frac{1}{R} \frac{\partial u_R}{\partial R} \\ & = \rho_0 \frac{\partial^3 u_R}{\partial t^3} + \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 u_R}{\partial t^2} + \left[ (\lambda + \mu) \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) + \frac{K}{T_0} \right] \frac{u_R}{R^2} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} u_R \left( 0, \frac{\pi}{2}, t \right) &= \left\{ \begin{array}{ll} 0 & t < 0 \\ F(t) & t \geq 0 \end{array} \right. , u_R(R, \varphi, 0) = 0 \\ u_R(0, 0, t) = u_R(0, \pi, t) = 0, \frac{\partial u_R}{\partial t} \Big|_{t=0} &= 0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \left[ (\lambda + 2\mu) \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) + \frac{K}{T_0} \right] \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial \varphi^2} + \mu \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial R^2} \\ & + \frac{\mu}{R} \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) \frac{\partial u_\varphi}{\partial R} = \rho_0 \frac{\partial^3 u_\varphi}{\partial t^3} + \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} u_\varphi(0, 0, t) = u_\varphi(0, \pi, t) &= \left\{ \begin{array}{ll} 0 & t < 0 \\ F(t) & t \geq 0 \end{array} \right. \\ u_\varphi(R, \varphi, 0) = 0, \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} \Big|_{t=0} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

令

$$u_R = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(R, \varphi, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (18)$$

$$u_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(R, \varphi, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (18-1)$$

使用分离变量法, 令  $A = A_1(R)A_2(\varphi)$ ,  $B = B_1(R)B_2(\varphi)$ , 并取

$$A_1(R) = \frac{e^{-i\omega \frac{R}{a} - \alpha R}}{R^n} \quad (19)$$

$$B_1(R) = \frac{e^{-i\omega \frac{R}{b} - \beta R}}{R^n} \quad (19-1)$$

代入方程(14)、(16), 经化简后可以得出:  $n = \frac{1}{2}$ ,  $b$  及  $\beta$  的表达式与(12)式相同, 而  $a$  及  $\alpha$  的表达式如下:

$$\left. \begin{aligned}
 a &= \left( \frac{2Q_1[-Q_2 + \sqrt{Q_2^2 + \omega^2 Q_3^2}]}{\rho_0 \omega^2 Q_3^2} \right)^{\frac{1}{2}} \\
 \alpha &= \frac{\rho_0 a \omega^2 Q_2}{2Q_1} \\
 Q_1 &= \frac{T}{T_0} \left\{ K^2 - 2K \frac{T_0}{T_{12}} (\lambda + 2\mu) + T_0^2 (\lambda + 2\mu)^2 \left[ \frac{1}{T_{12}^2} + \omega^2 \right] \right\} \\
 Q_2 &= T_0 (\lambda + 2\mu) \left( \omega^2 T - \frac{1}{T_{12}} \right) + K \\
 Q_3 &= T_0 (\lambda + 2\mu) \left( 1 + \frac{T}{T_{12}} \right) - KT
 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

此外,

$$A_2(\varphi) = c_1 e^{(\alpha_1 + \beta_1 i)\varphi} + c_2 e^{-(\alpha_1 + \beta_1 i)\varphi}$$

式中  $\alpha_1, \beta_1$  为  $\sqrt{-\lambda_1}$  的实部与虚部. 对于  $\omega T_{12} \gg 1, T_{12} \gg T$  的特殊情况来说, 容易得出:

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{3K}{8\mu} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 T^2}} \right)}, \quad \beta_1 = -\sqrt{\frac{3K}{8\mu} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 T^2}} \right)}. \quad (21)$$

假定  $F(t)$  的频谱为  $f(\omega)$ , 同时由于问题的对称性只需求出  $\varphi = 0$  到  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  之间的解, 最后可得

$$\left. \begin{aligned}
 A(R, \varphi, \omega) &= \frac{\delta^{1/2} f(\omega) \sqrt{\cos^2 \beta_1 \varphi \operatorname{sh}^2 \alpha_1 \varphi + \sin^2 \beta_1 \varphi \operatorname{ch}^2 \alpha_1 \varphi} \cdot e^{-i\omega \frac{R}{a} - \alpha R} \cdot e^{\theta}}{\sqrt{R} \cdot \sqrt{\cos^2 \frac{\beta_1 \pi}{2} \operatorname{sh}^2 \frac{\alpha_1 \pi}{2} + \sin^2 \frac{\beta_1 \pi}{2} \operatorname{ch}^2 \frac{\alpha_1 \pi}{2}}} \\
 \theta &= \operatorname{Arctg}(\operatorname{tg} \beta_1 \varphi \operatorname{cth} \alpha_1 \varphi) - \operatorname{Arctg} \left( \operatorname{tg} \frac{\beta_1 \pi}{2} \operatorname{cth} \frac{\alpha_1 \pi}{2} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中  $\delta$  满足条件:  $R \rightarrow 0$  时  $\frac{\delta}{R} \rightarrow 1$ .

同样, 对横波可得出

$$\left. \begin{aligned}
 B(R, \varphi, \omega) &= \frac{\delta^{1/2} f(\omega) G e^{-i\omega \frac{R}{b} - \beta R} e^{\vartheta}}{\sqrt{R}} \\
 G &= \sqrt{\frac{[e^{-\alpha_2(\pi-\varphi)} \cos \beta_2(\pi-\varphi) + e^{-\alpha_2 \varphi} \cos \beta_2 \varphi]^2 + [\sin \beta_2(\pi-\varphi) + \sin \beta_2 \varphi]^2}{(1 + e^{-\alpha_2 \pi} \cos \beta_2 \pi)^2 + (e^{-\alpha_2 \pi} \sin \beta_2 \pi)^2}} \\
 \vartheta &= \operatorname{Arctg} \frac{e^{-\alpha_2 \pi} \sin \beta_2 \pi}{1 + e^{-\alpha_2 \pi} \cos \beta_2 \pi} - \operatorname{Arctg} \frac{\sin \beta_2(\pi-\varphi) + \sin \beta_2 \varphi}{e^{-\alpha_2(\pi-\varphi)} \cos \beta_2(\pi-\varphi) + e^{-\alpha_2 \varphi} \cos \beta_2 \varphi}
 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

式中  $\alpha_2, \beta_2$  为  $\sqrt{-\lambda_2}$  的实部和虚部并等于

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_2 &= -2^{-3/2} \frac{q^{1/2} [(p^2 + K^2)^{1/2} - p]}{(p^2 + K^2)^{1/4}} \\
 \beta_2 &= 2^{-3/2} \frac{q^{1/2} [(p^2 + K^2)^{1/2} + p]}{(p^2 + K^2)^{1/4}} \\
 p &= \omega T(\lambda + \mu), \quad q = \omega T \mu
 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

**3. 埋藏在地下一定深度的断裂面滑动引起的形变波** 设  $x = 0$  为滑动面, 其滑动部位在地下深度  $z = h$  以下, 此时不等于零的位移分量为  $u(x, z, t) = u_y(x, z, t)$ . 若滑动面在  $y$  轴方向上无限长, 介质内就只能产生横波; 若其在  $y$  轴方向上长度有限, 其端部源就要产生纵波, 与前一情况相似. 为简单起见, 这里我们只求解与滑动段平行的上部介质中的横波动力学问题, 此时的横波只有  $SH$  分量. 在这种情况下, 除使用方程(7)及边界条件(7-1)之外, 还要使用地面上的边界条件:

$$\tau_{xy}|_{z=0} = 0, \quad \tau_{xz}|_{z=0} = 0, \quad \sigma_z|_{z=0} = 0$$

$\tau_{xy}$ 、 $\tau_{xz}$ 、 $\sigma_z$  为  $z$  方向上的三个应力分量. 后两个条件自然满足, 前一条件化为

$$\int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) e^{\frac{t}{T}} dt = 0 \quad (z = 0 \text{ 时}) \quad (25)$$

使用柱坐标系  $R$ 、 $\varphi$ 、 $z$ , 利用与前一情况类似的方法, 可得出问题的解具有以下形式:

$$\left. \begin{aligned} u(R, \varphi, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(R, \varphi, \omega) e^{i\omega t} d\omega \\ B(R, \varphi, \omega) &= \frac{\delta^{1/2}}{R^{1/2}} C_0 f(\omega) \left[ e^{-i(\omega \frac{R}{b} - r_0) - \beta R} + \frac{c_1}{c_0} e^{i(\omega \frac{R}{b} + r_1) + \beta R} \right] \\ &\quad \times \left[ \cos \frac{\varphi}{4} + (\sqrt{2} - 1) \sin \frac{\varphi}{4} \right] \\ c_0 e^{ir_0} &= \frac{2Mh e^{ir} - 1}{e^{-2i\omega h - 2\beta h} + 2Mh e^{ir - 2i\omega h - 2\beta h} - 2Mh e^{ir} + 1} \\ M &= \sqrt{\frac{\omega^2}{b^2} + \beta^2}, \quad r = \arctg \frac{\omega}{b\beta} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$$(26-1)$$

### (三) 地壳内由断裂预扩展产生的长周期波传播的动力学问题的解法

下面我们对孕震断裂预扩展产生的长周期波的传播问题作一些初步研究. 为了简化问题, 设孕震断裂端部的膨胀区近似呈球形, 它随断裂预扩展向前推进时对周围介质的压力为  $p(t)$ , 并且它对前方介质各个方向的压力分布近似均匀. 显然, 这样的波动源在地壳介质中应主要产生球面纵波. 采用以断裂端点为中心的球坐标系, 在球对称情况下, 由孕震断裂预扩展产生的长周期波在无限均匀流变介质中传播的动力学问题可归结如下:

$$\begin{aligned} &\left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) (\lambda + \mu) + \frac{K}{T_0} \right] \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r^2} \right) \\ &+ \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}} \right) \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ &= \rho_0 \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} + \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\sigma_r|_{r=r_d} = -p(t) \quad (27-1)$$

$$u(r, 0) = 0 \quad \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (27-2)$$

式中  $r_d$  为长周期波源的半径.

令

$$u(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(r) e^{i\omega t} d\omega$$

代入(27)式后可得出以下方程

$$a_{11} \ddot{A} + \frac{2a_{11}}{r} \dot{A} - \left( \frac{2b_{01}}{r^2} + a_{01} \right) A = 0 \quad (28)$$

 $a_{11}$ 、 $a_{01}$ 、 $b_{01}$  的表达式见(18-1)。

令

$$A(r) = c(r) \frac{e^{-(i\omega \frac{r}{a} + \alpha r)}}{r^n} \quad (29)$$

代入(28)式后容易得出: 纵波速度  $a$  与吸收系数  $\alpha$  仍然由(20)式定出, 并有  $n = 1$ ,  $c(r)$  满足以下方程:

$$r^2 \ddot{c}(r) + 2r \dot{c}(r) - \frac{b_{01}}{a_{11}} c(r) = 0 \quad (30)$$

$$\frac{b_{01}}{a_{11}} = -(\gamma_1 + i\sigma_1)$$

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= -\frac{\omega^2(\lambda + \mu)(\lambda + 2\mu) + \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{T_{12}} \right) \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + \mu}{T_{12}} \right)}{\omega^2(\lambda + 2\mu)^2 + \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{T_{12}} \right)^2} \\ \sigma_1 &= -\frac{2\omega \left[ (\lambda + \mu) \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{T_{12}} \right) + (\lambda + 2\mu) \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + \mu}{T_{12}} \right) \right]}{\omega^2(\lambda + 2\mu)^2 + \left( \frac{K}{T_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{T_{12}} \right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (30-1)$$

由(30)式可以解出:

$$\left. \begin{aligned} c(r) &= c_1(r) + i c_2(r) \\ c_j(r) &= c_{j_1} r^{\frac{-1-\mu_j}{2}} + c_{j_2} r^{\frac{-1-\mu_j}{2}}, \quad (j = 1, 2) \\ \mu_1 &= \sqrt{1 - 4\gamma_1}, \quad \mu_2 = \sqrt{1 - 4\sigma_1} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

待定常数  $c_{j_1}$ 、 $c_{j_2}$  ( $j = 1, 2$ ) 应由初始条件与边界条件(27-1)、(27-2)定出。

上面我们求解了几个简单的形变波动力学问题, 更复杂一些的动力学问题有待另作专门研究。不过, 根据这几个简单动力学问题的解, 我们已能对形变波传播的一般特性进行一些初步理论分析。

#### 四、地壳内由稳定滑动源及断裂预扩展源引起的长周期形变波传播特性的初步理论分析

##### (一) 长周期形变波的传播速度与吸收系数

长周期形变波可能有两个传播速度, 分别对应着纵波与横波。纵、横波的速度  $a$ 、 $b$  及吸收系数  $\alpha$ 、 $\beta$  的表达式分别见公式(20)及(12)。可以看出, 这些参量都依赖于圆频率与弛豫时间的乘积  $\omega T$ ; 此外,  $\alpha$ 、 $\beta$  还与频率  $\omega$  成比例。图 2 示出了  $a/a_0$ 、 $b/b_0$  及  $\alpha a_0/\omega$ 、

$\beta b_0/\omega$  随  $\omega T$  的变化。由图 2 可知, 当  $\omega T$  由 0 变到  $\infty$  时, 纵波速度  $a$  由  $0.745a_0$  变到  $a_0$ , 横波速度  $b$  由零变到  $b_0$ ; 纵波吸收系数  $\alpha$  较小,  $\alpha a_0/\omega$  由零变到 0.015, 然后再下降到零, 而横波吸收系数  $\beta$  则可由  $\infty$  变到零。从物理分析得知,  $T \rightarrow \infty$  时, 综合流变介质转化为理想弹性介质;  $T \rightarrow 0$  时, 这种介质则转化为帕斯卡列夫流体。显然, 一般说来, 流

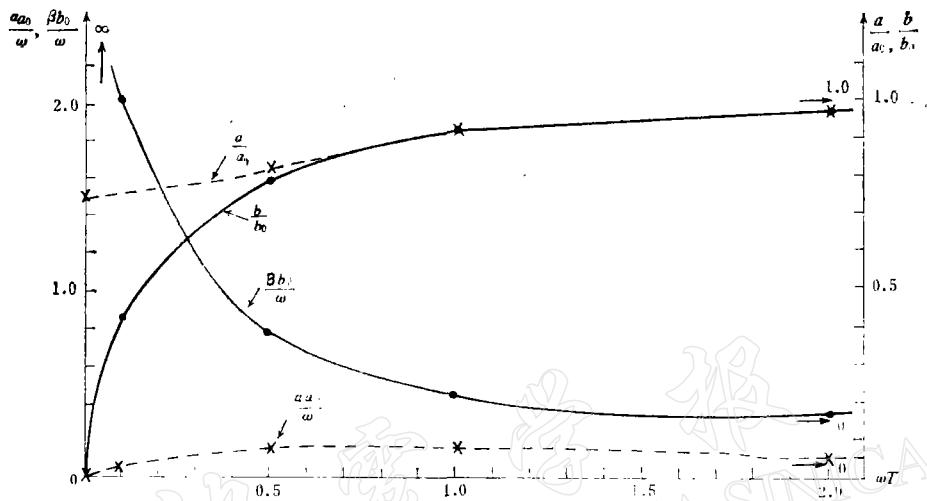


图 2 长周期形变波的传播速度  $a, b$  与吸收系数  $\alpha, \beta$  随  $\omega T$  的变化

变介质有利于长周期纵波传播而不利于长周期横波传播。当  $\omega T$  足够小时, 横波速度可变得足够小, 而其吸收系数则又变得相当大, 实际上就难以观测到。例如, 当  $\omega T = 0.1$  时,  $b = 0.425b_0$ ,  $\beta \approx 2.127 \frac{\omega}{b_0}$ 。同时还要注意到, 由断裂预扩展在地壳介质中产生的长周期形变波应该以纵波为主, 此时横波就更难于观测到。

## (二) 长周期形变波的振动特性、衰减特性与强度分布

由前面的结果可以看出, 流变介质中的长周期形变波既可能是横波, 也可能是纵波。这些波的衰减特性由吸收系数  $\alpha, \beta$  及几何发散指数  $n$  来决定。几何发散指数  $n$  与通常的弹性波相同, 即对平面波  $n = 0$ , 对柱面波近似有  $n = \frac{1}{2}$ , 对球面波近似有  $n = 1$ 。总的说来, 长周期形变波的振动特性、衰减特性与强度分布情况可大体归纳如下:

第一, 在滑动面两侧附近介质中, 最强的应该是横波, 但其传播速度相当慢, 随距离衰减相当快, 一般只能在不太大的范围内起明显作用或被观测到;

第二, 在滑动面端部产生的纵波, 由于其速度较快, 衰减较慢, 可在相当大的距离上起作用或被观测到, 故远距离上应该只观测到纵波;

第三, 若滑动面是断裂面, 其两盘的滑动量一般不会相同, 因而其两侧的形变波强度分布不会相同, 有时甚至可能出现明显的不对称性;

第四, 由断裂预扩展产生的长周期形变波以纵波为主, 并且在距断裂端部一定距离  $r_d$  或  $r_e$  处才明显形成;

第五, 波动源埋藏愈深, 源区附近介质中的形变波强度就愈弱, 而且横波就愈难于观

测到。

第六,长周期形变波的衰减特性与强度分布依赖于弛豫时间  $T$  及频率  $\omega$ 。一般说来,当  $\omega T$  较小时,弛豫时间愈小或频率愈小,横波衰减愈快,纵波衰减愈慢;当  $\omega T$  较大时,弛豫时间愈大或频率愈大,横波及纵波衰减都愈慢(见图 2)。

### (三) 长周期形变波的波形与频谱特性

由于长周期形变波具有较明显的频散特性,其衰减系数也较强烈地依赖于频率,因而在传播过程中其波形要不断发生变化。

从前面的公式 (10)、(22)、(23)、(26-1) 等可以看出,由预滑引起的形变波的频谱  $A(x, \omega, t)$ 、 $B(x, \omega, t)$  或  $A(R, \varphi, \omega)$ 、 $B(R, \varphi, \omega)$  等,均包含一个乘积因子  $f(\omega)$ ,即滑动源的频谱:

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt$$

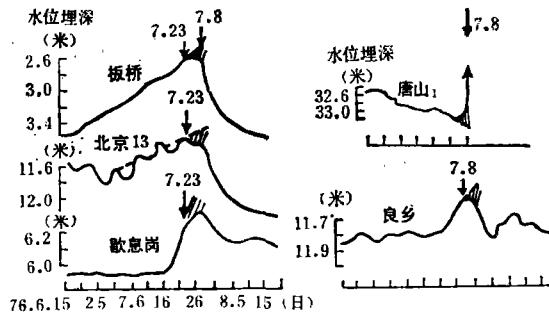
将  $f(\omega)$  的具体表达式代入(10)、(22)、(23)、(26-1)等式,便可得出不同距离上形变波的频谱,然后通过计算傅里叶积分就能得出形变波的具体波形。从定性上看,形变波的优势频谱范围一般不会超出源频谱  $f(\omega)$  的优势频谱范围,但其波形显然要比滑动面上的位移函数  $F(t)$  更复杂得多,故不能把滑动面上的位移变化规律  $F(t)$  外推到外围介质中去。不过,离滑动源愈接近,形变波的波形就愈接近于滑动面上的位移波形  $F(t)$ 。此外,本文中只考虑了滑动面各点瞬间同时滑动的情况,实际上滑动面上的滑动还可能逐渐发展,这对应着以一定速度运动的滑动源,其所产生的形变波频谱与波形自然会更为复杂。由断裂预扩展产生的长周期波也是如此。愈接近长周期波源波形就愈简单,并愈接近于源函数的形态。例如,若断裂预扩展对应着突然加压,并持续较长的时间,则由相应公式可以算出,在波动源区外围邻近介质中传播的长周期波近似具有“阶跃”形,而远区介质中传播的长周期波则具有振幅迅速衰减的“振动”形。

## 五、与震前地壳长周期形变波有关的短期和 临震前兆观测资料的初步分析

金森博雄等<sup>[15]</sup>曾首先报告:在美国加利福尼亚州的帕萨迪纳,用应变地震仪记录到了 1960 年 5 月 22 日智利大地震前 15 分钟到达的长周期波,其周期为 300—600 秒。他们认为这种波系由主破裂前震源区的巨大而缓慢的形变所引起,称之为前驱波。在我国也曾有过一些关于仪器所记录不到的所谓“人感地动”现象的报告。

根据我国目前地震前兆观测台网的实际情况,我们考察和搜集了唐山、松潘、溧阳等多次大震前的大量短临前兆资料,分别进行具体分析,并与理论研究结果作对比,发现深井水位计、海洋验潮仪、地倾斜仪等记录到的某些短临前兆与长周期形变波的理论探讨结果基本相符,因而可认为它们属于由长周期形变波所反映的地震前兆。下面就来看一些具体实例。

1. 唐山地震前由长周期形变波所反映的短临前兆。图 3—7 是唐山地震前分别由深井水位计、海洋验潮仪和地倾斜仪等记录到的一些图形。图 3 所示的是唐山、北京等地一些

图 3 唐山地震前地下水位的临震突变现象<sup>[11]</sup>

并在唐山地震前记录到的水位突变,这些井所观测的均为基岩承压水,干扰较小。图 4 给出的是乐亭新开口井与柏各庄 9 号井水位的临震变化。新开口井为自流井,深 190 米,平日涌水量稳定,1976 年 5 月初突然下降。以后掏井,水位有回升。7 月 24 日在雨量增加的情况下又出现水位猛降。柏各庄 9 号井(深 200 米,承压水)的水位变化与新开口井相类似,也在 7 月 24 日出现突变。

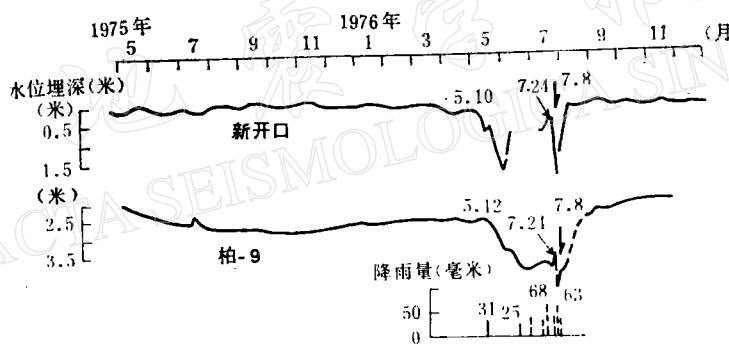


图 4 新开口井及柏-9 井水位的临震变化

从图 3、4 可看到,唐山及外围的这些井的水位都在 7 月 23 日、24 日期间出现突变,同步性相当好。联系到唐山第十中学专用观测井的井壁在 7 月 24 日突然剥落,震后离该井仅 20 米处出露地震断层,以及乐亭县城关一小的一所住房内在 7 月 24 日从地下向外冒黄水,地面隆起,门打不开,震后也在该处出露地震断层<sup>[12]</sup>这两个事实,是否可以考虑 7 月 24 日前后唐山及其附近区域的断层可能出现了预滑或预扩展。图 4 这些井的水位突变可能就是预滑、预扩展所反映的短临前兆。由于上述这些井主要是人工观测的,观测时间间隔长,有可能波动状态的波形没有完全反映出来。

图 5—7 则是一些波动式波形的实例。图 5 所示的是辽河油田盘山兴 1 井的水位曲线。该井深九百多米,距震中 380 公里。从图 5 可以看到,在 7 月 23 日至 25 日期间,该井水位出现了明显的异常波动,周期约 1 小时,出现时间与图 4 的井同步。它们很可能共同是唐山震区预滑、预扩展所产生的长周期形变波的反映。从图 5 还可看到,该井 7 月 17 日以后就出现异常波动,但 7 月 23 日—25 日期间是出现异常波动最为集中、剧烈的一个时段。7 月 21 日前后该井水位异常波动也较剧烈,在这期间天津有不少干扰极小的封存

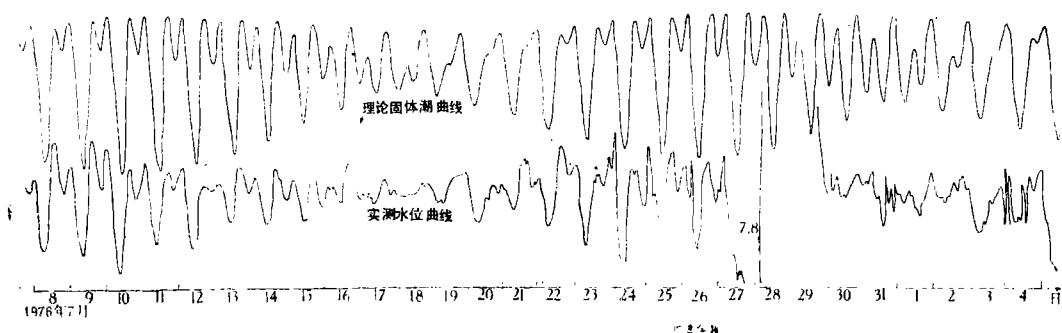


图 5 1976 年 7 月 28 日唐山 7.8 级地震前后盘山兴 1 井水位实测值与理论固体潮对比曲线  
(据佟武计算的资料)

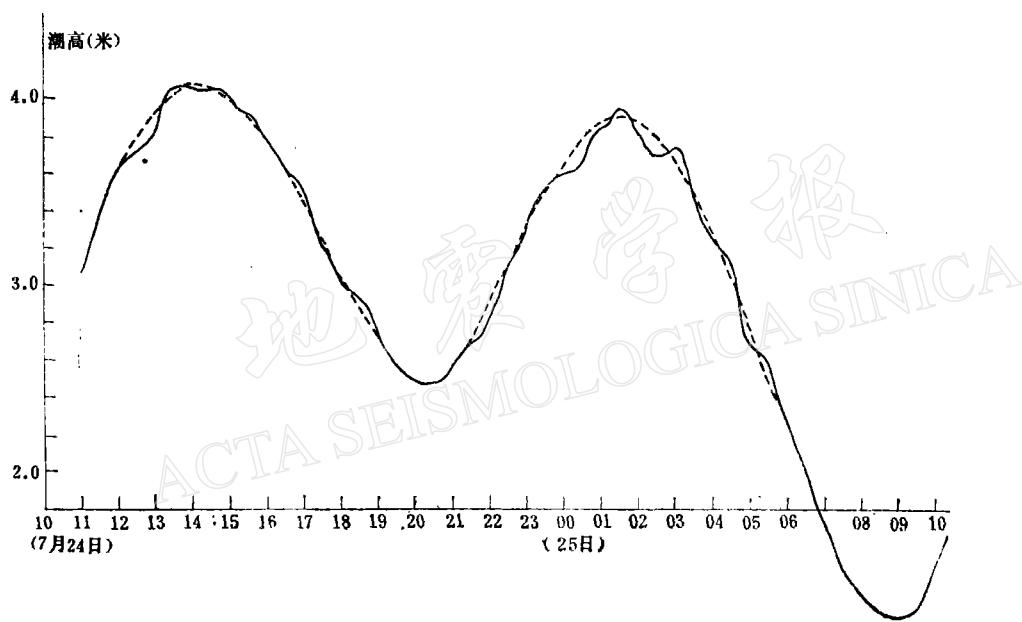


图 6 天津塘沽验潮仪在唐山地震前(7月24日—25日)的潮位记录  
(图中虚线表示前天观测到的正常潮位曲线)

咸水井水位也出现突变。

图 6 给出了天津塘沽新港潮位记录曲线。由图可见,从 7 月 24 日起在潮位变化曲线上断续地叠加上较小周期的波动,使潮位曲线发生畸变。这种较小周期的波动,很可能是长周期形变波在海洋地壳中传播时引起的海水波动。由变化曲线估计这种波动周期约为 90 分钟。

图 7 给出的是西昌地倾斜仪在唐山地震前记录到的连续脉冲波,它出现的时间也是在 7 月 25 日左右,其波动的周期约为数分钟。该仪器在龙陵、松潘、盐源以及一些国外大地震前都曾记录到连续的脉冲波<sup>[16]</sup>。

2. 松潘地区地震前也出现过一些长周期波动现象。例如,图 8 给出了四川江油一口深井在 1976 年松潘三次强震前的水位记录。该井深 110 米,距震中 140 公里,由图 8 可

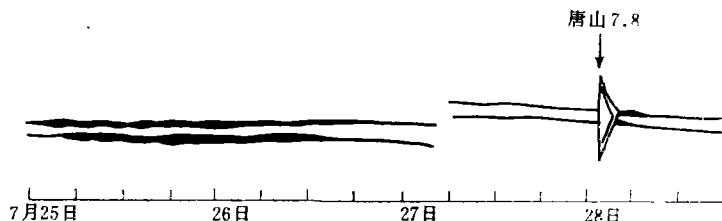
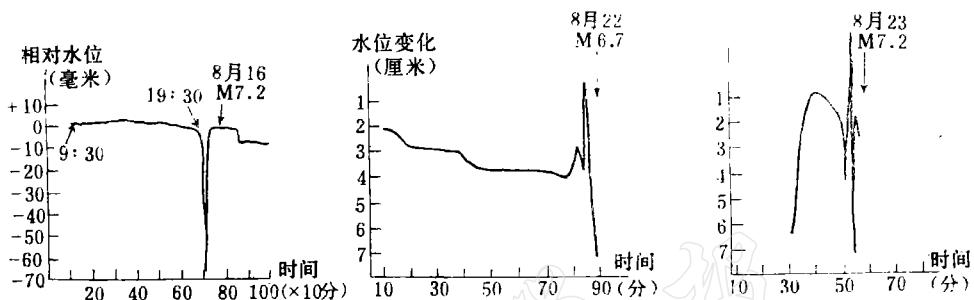
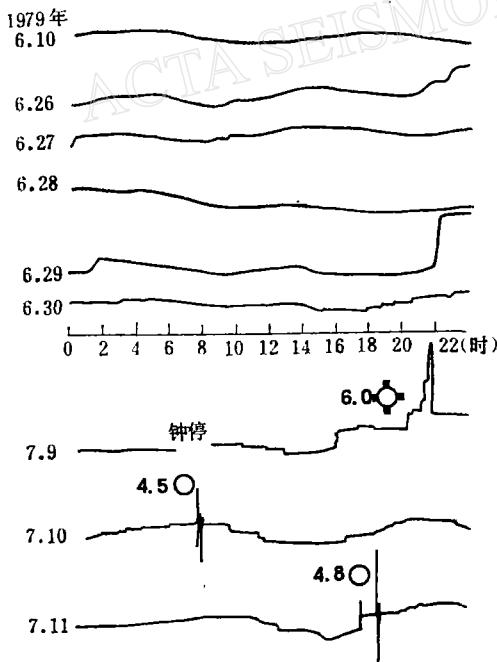
图 7 唐山地震前西昌地倾斜仪记录的脉冲波<sup>[14]</sup>

图 8 四川江油深井在三次松潘强震前的水位记录

(据四川省地震局)

看出，在8月22日6.7级和8月23日7.2级地震前均记录到了周期为3~4分钟的水位振荡变化，变化幅度约10厘米，在8月16日7.2级地震前出现的则是突跳型变化。

3. 1979年溧阳6.0级地震前观测到的长周期形变波的一个最有代表性的例子是从6月26日开始在丹徒荣炳南岗山自流井水位自记日变曲线上出现的多次水位波动变化(见图9)。此井深达367米，距震中45公里，其变化形态与辽河油田盘山兴1井水位在唐山地震前的变化完全相似。

图 9 丹徒荣炳南岗山自流井水位自记日变曲线  
(据江苏省地震局)

## 六、初步结论与讨论

### 1. 反映短临地震前兆的长周期形变波的一些基本特性

根据上述理论研究与实际资料分析结果，可以初步归纳出震前长周期形变波的如下特征：

(1) 震前地壳内的长周期形变波可能由断层预滑或断裂预扩展所产生。

(2) 这一类形变波具有较长的周期, 根据目前已有的观测资料, 其周期范围一般为几十秒以上直至几个小时以上。它可以由能够记录较长周期地壳振动的仪器来记录到。

(3) 长周期形变波在主要  $P$  波前到达, 对于不同的地震, 形变波到达的超前时间各不相同, 大致在主震  $P$  波前直到数天前的很宽的时间范围内。

(4) 长周期形变波的波源, 即震前预滑或预扩展的地点, 在未来主震的震源附近地区。

(5) 长周期形变波包含有各种周期成分。表 1 给出了记录周期与传播距离的关系。由表 1 所列数据可以看出, 虽然记录周期与记录仪器的特性有关, 但从总的的趋势来说, 传播距离越远, 记录周期越短。这与前述理论研究结果相符。

表 1 唐山地震前长周期形变波的记录周期与传播距离的比较

记录方式	地下水位仪	验潮仪	地下水位仪	地倾斜仪
记录距离	15—60公里	75 公里	380 公里	1800公里
记录周期	数小时	90 分钟	60 分钟	数分钟

(6) 作为短临地震前兆的长周期形变波主要有阶跃形及波动形两类, 前者多发生在近震中区, 后者多发生在远区。

(7) 横波比纵波衰减得快, 所以总的说来纵波比横波强, 特别是在一定的距离以外, 一般只能记录到纵波或发现纵波引起的其它前兆异常效应; 但在源区附近则可能记录到横波或发现横波引起的其他前兆异常效应。

显然可见, 与一般较短周期的弹性波(地震波)相比, 长周期形变波的这些特性是有区别的, 甚至是相反的。

## 2. 关于长周期形变波的观测、分析及其在地震预报中的应用

如前所述, 长周期形变波的速度与衰减系数均依赖于地壳介质的弛豫时间  $T$ , 其确定公式如下<sup>[12]</sup>:

$$T = \frac{(t - t_0) \lg e}{\lg \left( \sum_{j=h}^n \sqrt{E_j} / \sum_{i=1}^n \sqrt{E_i} \right)}$$

式中  $t_0$  为主震发生时刻,  $E_i$  为第  $i$  次余震的能量,  $n$  为余震总次数,  $h$  为在  $t - t_0$  期间发生的余震次数。  $T$  依赖于时间  $t$ , 在震后几天, 文献[12]中得出  $T$  的平均值约为 10 昼夜  $\approx 10^6$  秒。我们利用唐山地震的余震作了计算, 得出震后一、两天以内  $T \approx 11$  昼夜, 与文献[12]的结果基本相符。

在观测、分析震前长周期形变波时, 我们要考虑到长周期形变波的反常特性, 例如, 近区以较长周期的波为主, 远区以较短周期的波为主, 并且远区的波应基本上属纵波型; 而且最好能观测到几种手段的异常, 以便互相验证。目前迫切需要发展不同的长周期仪器和特长周期仪器来对震前可能出现的形变波进行直接观测。

显然, 如果我们讨论的长周期形变波确实能在震前观测到, 对预报大震的发生时间以及判断发震地区都将有很大的实际意义。最关键的问题是, 这种长周期形变波是否在震前多数情况下都能观测到, 还有待于进一步作深入地观测与探讨。

本项研究是在国家地震局分析预报中心梅世蓉同志的建议、支持与关心下进行的,在此谨表感谢。在本文的资料搜集过程中,我们得到了江苏省地震局、四川省地震局、辽宁省地震局、河北省地震局、国家海洋局等许多单位以及吴锦秀、佟武等多位同志的支持与帮助,在此一并致谢!

### 参 考 文 献

- [1] J. D. Byerlee and R. Summers, Stable sliding in granite at high pressure, *Pure and Appl. Geophys.*, **113**, 1—2, 1975.
- [2] J. H. Dieterich, Preseismic slip in a large scale friction experiment, *Proceedings of 19th U. S. Rock Mechanics Symposium*, 1978.
- [3] J. M. Logan, Creep, stable sliding, and premonitory slip. *Pure and Appl. Geophys.*, **116**, 4—5, 1978.
- [4] 郭增建、秦保燕,大震前的预位移,西北地震学报, **12**, 34—40, 1979.
- [5] 马 琦、向家翠、袁淑荣,临震地壳波动现象的探讨,地震科学,第1辑, 62—66, 1980.
- [6] 陈运泰等,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, 1976.
- [7] D. 布洛克,工程断裂力学基础,王克仁等译,科学出版社, 1980.
- [8] J. M. Krafft, A. M. Sullivan and R. W. Boyle, Effect of dimensions on fast fracture instability of notched sheets. *Proceedings of the Crack-propagation Symposium I*. 8—28, Cranfield. 1961.
- [9] J. E. Srawley and W. F. Brown, Fracture toughness testing methods. *ASTM STP*. 381, 133—193, 1965.
- [10] 谷继成,用断裂力学观点看地震过程,地震科学,第2辑, 30—36, 1980.
- [11] 汪成民,唐山地震前后深井水位变化特征,巴黎国际地震预报讨论会论文选集,地震出版社, 1981。
- [12] K. B. Пшениников, Механизм возникновения афтершоков и неупругие свойства земной коры. Изд. «Наука», Москва, 1965.
- [13] Г. И. Гуревич, К вопросу о физических основах теории расширения упругих волн. Труды Геофиз. Инст. АН СССР, №30 (157), 1955.
- [14] И. М. Хайкович, Расширение колебаний в релаксирующей среде. Труды Института Физики Земи, № 2(169), 1959.
- [15] H. Kanamori, J. J. Cipar, Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 9, 128—136, 1974.
- [16] 西昌地区地震办公室,地震前的应力脉冲波,地震战线, **5**, 1977.
- [17] 国家地震局科研处,唐山地震的考察与研究,地震出版社, 1981年.

# LONG-PERIOD DEFORMATIONAL WAVES AND SHORT-TERM AND IMMINENT EARTHQUAKE PRECURSORS

FENG DEYI<sup>1)</sup> PAN QINLONG<sup>2)</sup> ZHENG SIHUA<sup>3)</sup> XUE FENG<sup>3)</sup> MIN XIANGYI<sup>1)</sup>

## Abstract

By using the theory of fracture mechanics and the theory of wave propagation in rheological medium the sources and propagation characteristics of long-period deformational waves of the earth before large earthquakes are studied. On the basis of theoretical work, the observational data of short-term and imminent precursors before many strong and moderate earthquakes occurred in China are analyzed, and among them some kinds of precursors which could be related to long-period deformational waves are recognized.

Considering brittle fracture and stick-slip as two main types of earthquake mechanism, it is suggested that both pre-slips before stick-slips and crack propagation before rupture may be the sources of long-period deformational waves a large earthquake of which the latter has been emphasized, in our discussion.

Taking a complex rheological model of crustal medium, some general characteristics of propagation of long-period deformational waves have been studied and solutions of corresponding dynamic problems for the propagation of long-period waves caused by the two given types of sources were obtained theoretically.

Then, the observational data of short-term and imminent precursors before a series of large earthquakes were analyzed, especially, the precursors before the Tangshan ( $M=7.8$ ) and Liyang ( $M=6.0$ ) earthquakes were studied in detail. Among the precursors analyzed, some oscillation-type and step-type changes of precursors can be observed by using automatic recordings of underground water level, tiltmeter and the tidegauge measurements, that might be closely correlated with the long-period deformational waves studied here theoretically.

Based on the theoretical and practical results obtained, some general characteristics of short-term and imminent precursors as given rise by the long-period deformational waves have been summarized. They are of the velocity of wave propagation, amplitude attenuation, type of vibration, waveform change, intensity distribution, period range, time of precursory appearance before earthquake and maximum distance of propagation.

In conclusion, the methods for observation and analysis of long-period deformational waves and their application to earthquake prediction particularly short-term and imminent prediction and to the study of earthquake source process are briefly discussed.

1) Seismological Institute of Lanzhou, State Seismological Bureau;

2) Seismological Office of Jiangxi Province;

3) Analysis and Prediction Centre, State Seismological Bureau.