

前 言

地震发生时，从震源区向四周辐射出地震波。当波遇到地球内部不同的构造界面和地面时，又会产生折射、反射、绕射和转换等现象，形成多种多样的地震波。这些波携带着震源和传播路径上地球内部构造的信息到达观测点，被各种类型地震仪拾取和记录。地震分析的首要内容就是进行震相分析，其目的在于从地震图上辨认、研究各种地震波的运动学和动力学性质，确定波的运动学和动力学参数，然后由这些参数测定震源位置、发震时刻和强度，确定震源机制等。因此，地震分析在地震学和地震预报研究中具有十分重要的作用，它是深入研究震源性质和地球内部构造，研究地震的时、空、强活动图象，了解地震孕育、发生、发展的活动规律，寻求地震学前兆进行以震报震等工作的基础。

为了满足我国数以百计的地震台站及综合地震分析处理的需要，作者曾于1972年编写了《地震测震讲义(分析部分)》。当时正值此类资料青黄不接，因此它在我国西北及其它省区的地震台专业干部培训中受到欢迎。为了进一步适应读者对地震分析知识和技术的需求，作者在原《讲义》基础上做了较大增删，写就了本书。本书在理论和应用两方面的内容上都做了进一步的充实和提高，特别是结合我国地震台网的观测实际和作者及同行三十年来的分析工作，给出了多幅我国典型的板内地震图。书中介绍了近震、远震、浅震、深震波图的主要特征，着重叙述了识别震相的方法，举例说明了主要震相的判别，并简明扼要地讨论了近震、远震定位的基本方法、震级测定方法及地震强度标定新方法等。

地震学是一门边缘学科，属于这个学科的地震分析，与物理学、数学、地球物理学、地质学等都相关联。本书由于篇幅所

限，难于详细讨论各种问题，而只能简要地叙述有关问题。本书比较浅显，适于具有中等或中专文化程度的读者阅读。

地震分析是一项细致而繁杂的基本技术。一般来讲，需要较多的扎实的实践。有经验的地震分析工作者，他们具有识别来自全球各个地震带地震波特征的非凡本领和熟练的处理技术，这些都渊于“实践—理论—再实践”的过程。这是掌握任何一门科学技术的诀窍，要熟悉地震分析技术也绝不例外。

限于作者的水平和涉猎资料的局限性，书中错误和遗漏之处在所难免，敬请读者和同行们予以指正。

张 诚

1984.12

目 录

第一章 地震波基础知识简介	(1)
第一节 弹性形变、振动和波	(1)
一、应力与形变的关系	(1)
二、振动的衰减和叠加	(9)
三、波动浅说	(14)
第二节 地震波	(18)
一、无限均匀弹性介质中的纵波和横波波动方程	(19)
二、球面波动方程	(22)
三、勒夫波	(23)
四、瑞利波	(25)
五、面波的群速度	(29)
第三节 界面对地震波的影响	(31)
一、地震波在固定界面上的反射和折射	(32)
二、地震波在地表的人射	(34)
第二章 地震波的运动学特性	(37)
第一节 近地震波的种类及时距方程	(39)
一、单层地壳近地震波时距方程	(41)
二、双层地壳近地震波时距方程	(47)
三、近地震波时距曲线的编制	(57)
第二节 远地震波的运动学特性	(61)
一、地震射线方程	(61)
二、时距曲线参数方程	(62)
三、速度随深度的变化对射线和时距曲线的影响	(64)
第三章 识别震相的方法和震相特征	(69)
第一节 波的共同特征	(69)

第二节 各类地震波图简介	(74)
一、地方震波	(74)
二、近地震波	(78)
三、远地震波	(87)
四、深地震波	(93)
五、短周期面波	(95)
六、长周期面波	(97)
第三节 爆炸波和机械振动波	(98)
一、脉动	(98)
二、车辆振动	(99)
三、大风干扰或雷电感应	(100)
四、爆炸波	(100)
第四节 识别震相的方法	(108)
一、单台判别震相的方法	(108)
二、多台对比法	(109)
三、判别震相举例	(113)
四、研究未知震相的基本方法	(122)
第五节 测量震相特征数据和汇编地震观测报告	(123)
一、测量震相的运动学和动力学数据	(123)
二、汇编地震观测报告	(125)
第四章 测定近震基本参数的方法	(127)
第一节 测定近震的发震时刻	(127)
一、走时表法	(127)
二、和达法	(127)
三、萨瓦林斯基法	(128)
第二节 测定近震的震源位置	(130)
一、用波的位移测定震中位置	(130)
二、用 $S-P$ 到时差定位	(132)
三、用纵波初至时刻测定震中位置	(142)
四、单台测定近震的震源深度	(154)
第三节 测定近震的震级	(161)

一、区域震级 M_L	(161)
二、持续时间震级 M_D	(164)
第五章 测定远震基本参数的方法	(167)
第一节 测定远震的震源位置	(167)
一、用波的位移测定震中位置	(167)
二、球极投影图上的交切法	(177)
三、震中轨迹法	(180)
四、震源轨迹法	(181)
五、单台测定远震的震源深度	(182)
第二节 测定远震的震级	(184)
一、用面波测定震级 M_s	(184)
二、用体波测定震级 m	(186)
三、矩震级 M_w	(189)
四、谱震级	(191)
五、烈度、震级、能量之间的关系	(192)

第一章 地震波基础知识简介

地震波是弹性介质振动的传播，研究地震波采用了研究光波和声波的各种几何原理和定律，因而，在介绍地震波分析及其应用之前，首先扼要地介绍弹性形变、振动和波的一般原理。

第一节 弹性形变、振动和波

一、应力与形变的关系^[1,2]

固体受外力的作用后，其内部的质点偏离原来的位置，物体表现出体积和形状的变化。外力消除后，物体内部产生的应力使质点又恢复到原来的位置，物体又恢复原有的体积和形状。物体的这种变化称为弹性形变。具有上述物理性质的物体，称为弹性体。对于各个方向上弹性性质相同的物体，当力和形变都很小时，它们之间的关系可由虎克定律确定，形变与力成正比。

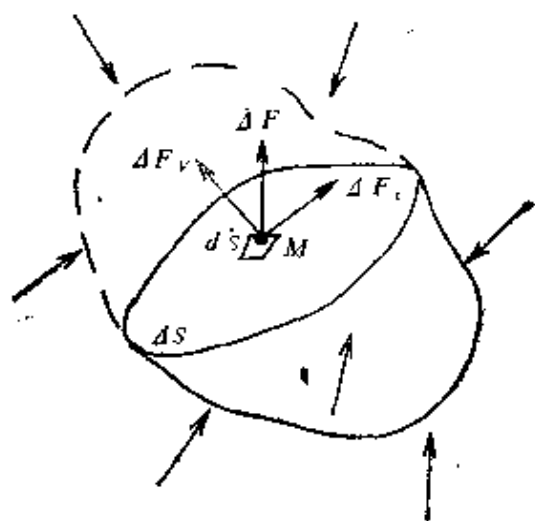


图 1-1 弹性体内任一点处的应力

1. 应力

物体受力复杂时，如图 1-1，内部断面 ΔS 上的合力为 ΔF 。各点受力是不均匀的，力是逐点改变的。当 ΔS 缩小于 M 点，即 ΔS 趋近于零时， $\Delta F/\Delta S$ 的极限 σ 称为 M 点的应力，

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta F}{\Delta S} \right) = \frac{dF}{dS}. \quad (1-1)$$

合力 ΔF 在 ΔS 面的法线方向上的分量为 ΔF_v ，在切线方向

上的分量为 ΔF_n ，所以，法线方向的正应力 σ_n 和切线方向的切应力 σ_t 为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_n &= \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta F_n}{\Delta S} \right), \\ \sigma_t &= \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta F_t}{\Delta S} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

分析应力可取三度直角坐标系确定物体各点的位置。各点的应力可以用在各坐标轴上的分量来表示，各点的应力是不相同的；它是该点坐标的函数。对于物体中包围某点的正平行六面体微分体，各面上的应力分量如图 1-2 所示，与物体各面垂直的是正应

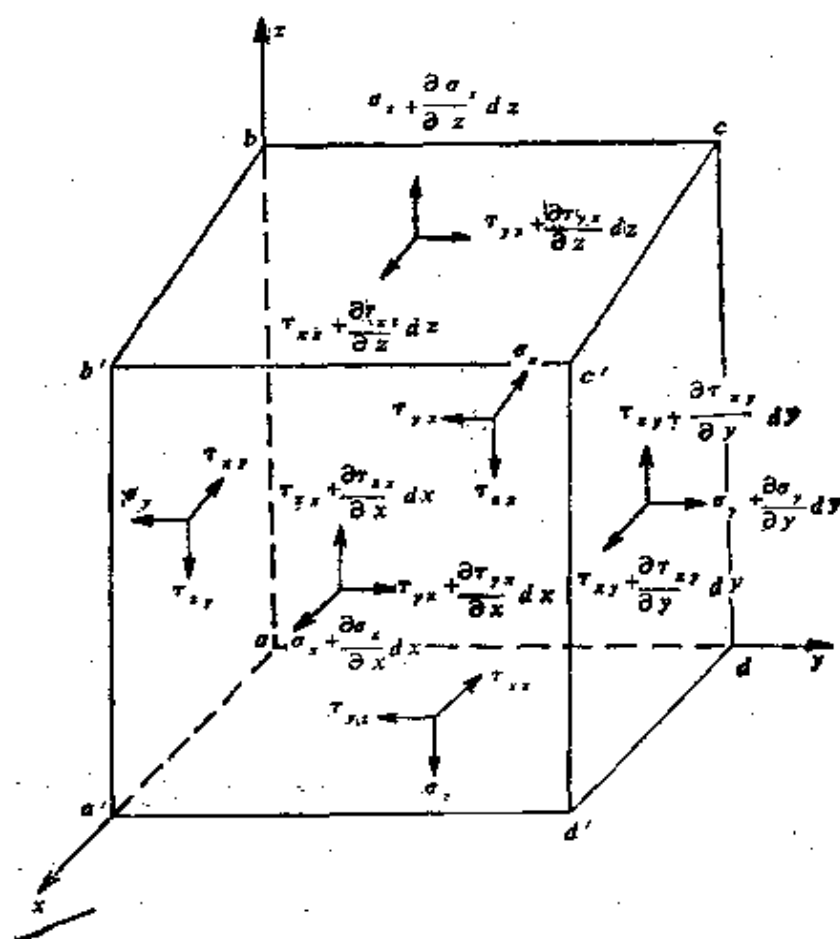


图 1-2 正平行六面体各面上的应力分量

力，与各面平行的是切应力。物体中任一点的应力状态，由包围该点的各个面上的 9 个应力分量表示，即由式(1-3)表示，该式称

为应力张量。因对它的主对角线对称的切应力相等[式(1-4)],为对称张量,因此 9 个应力分量只有 6 个是独立的。

$$T = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} \quad (1-3)$$

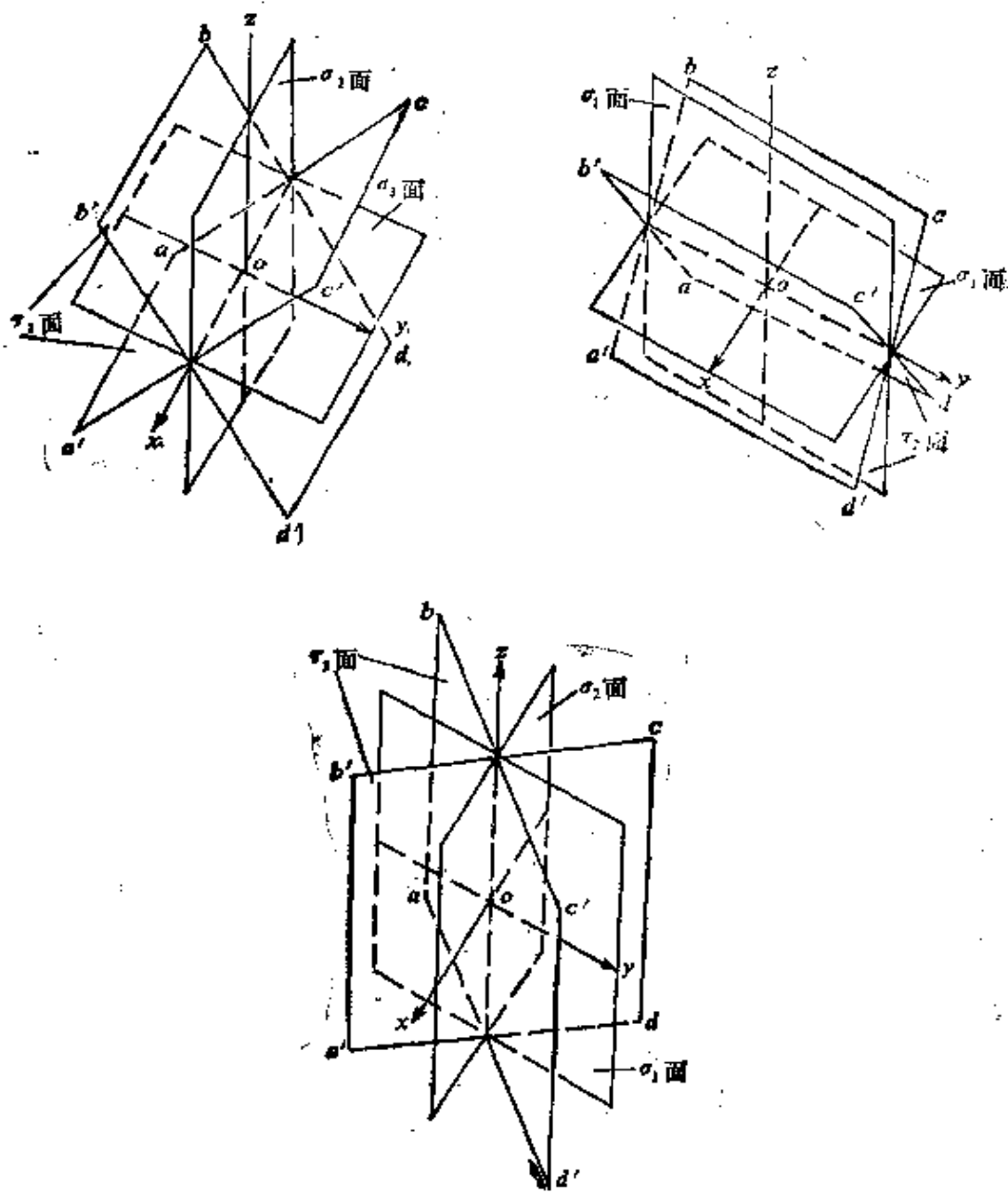


图 1-3 最大切应力面及相应的主面

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xy} &= \tau_{yx}, \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx}, \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy}. \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

在切应力等于零的面上的正应力，称为主应力。主应力是应力分量中的极值，有最大主应力(张应力)、最小主应力(压应力)和中等主应力。主应力作用的面称为主面，三个主面是互相垂直的。最大切应力面共有三对，它们分别通过 x 、 y 、 z 轴，并且平分相应的主面间的夹角。图 1-3 表示出最大切应力面及其相应的主面。最大切应力等于相应的主面上的主应力差之半，即

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= \pm \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_3), \\ \tau_2 &= \pm \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3), \\ \tau_3 &= \pm \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2). \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

2. 形变

物体的形变总可以表示为某些线段的伸长或缩短，及某些角度的变化。我们先来看三种简单的形变。

(1) 线形变

如图 1-4，两条构造相同的棒，其长为 L ，横截面积为 S ，在棒两端加拉力 f_n ，结果棒的长度增加一量 ΔL (图 1-4 a)。 ΔL 为绝对伸长，这种形变称为纵向伸长。若取 f_n 为压力，则 f_n 为负，棒缩短 ΔL ， ΔL 为负 (图 1-4 b)。同一力施于不同长度的棒上，产生的纵伸长也不一样，所以，用 $e = \Delta L / L$ 表示形变，称为相对伸长，它表示物体的线增长。

(2) 角形变

如图 1-5，弹性体的下面被固定，施力 f_t 于物体的上表面，则物体内层与层发生相对移动，垂直于作用力的任一平面，例如 ab 面都转动一微小角度 φ ，这种形变称为切变。切变时可以近

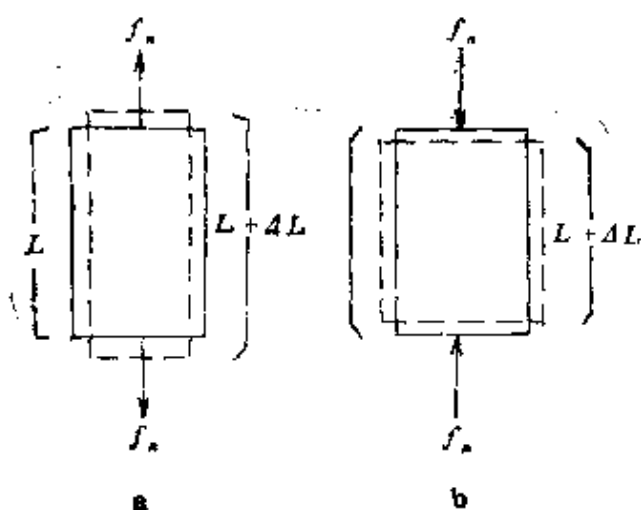


图 1-4 线形变



图 1-5 角形变

似地认为物体的体积不变，只改变其形状。 φ 角微小，它表示相对的角形变，

$$\varphi = \frac{bb'}{d}. \quad (1-6)$$

(3) 体积形变

体积形变是指物体只发生体积变化，不发生形状变化。如图1-6，在活塞上加力 f_n ，活塞向下压时，物体在液体中受到各方向上的等压力，体积缩小了 ΔV ，它是体积的绝对形变。 $\Delta V/V$ 是物体体积的相对形变。

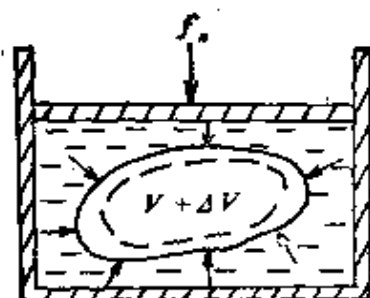


图 1-6 体积形变

物体内部各个质点的位移是不相同的，是点的坐标的函数，可由 x, y, z 轴向的位移分量 u, v, w 表示。图1-7表示物体中一正平行六面微分体及它的形变在各坐标面上的投影。各形变分量表示为

$$\left. \begin{aligned}
 e_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, \\
 e_y &= \frac{\partial v}{\partial y}, \\
 e_z &= \frac{\partial w}{\partial z}, \\
 \gamma_{xy} &= \alpha_{yx} + \alpha_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \\
 \gamma_{yz} &= \alpha_{zy} + \alpha_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}, \\
 \gamma_{zx} &= \alpha_{xz} + \alpha_{zx} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}.
 \end{aligned} \right\} \quad (1-7)$$

e_x 、 e_y 、 e_z 为沿各坐标轴的相对伸长。 $e_x > 0$ 、 $e_y > 0$ 、 $e_z > 0$ 时，表示沿各轴伸长，反之，是缩短。 γ_{xy} 、 γ_{yz} 、 γ_{zx} 是与各坐标面平行的平面内的形变角，当 $\gamma_{xy} > 0$ 、 $\gamma_{yz} > 0$ 、 $\gamma_{zx} > 0$ 时，各坐标轴正向间的夹角被减小。

物体的转动分量由转角的两倍表示，为

$$\left. \begin{aligned}
 \omega_x &= 2 \beta_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \\
 \omega_y &= 2 \beta_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \\
 \omega_z &= 2 \beta_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}.
 \end{aligned} \right\} \quad (1-8)$$

若 $\alpha_{xy} > \alpha_{yx}$ 、 $\alpha_{xz} > \alpha_{zx}$ 、 $\alpha_{yz} > \alpha_{zy}$ ，则转角 β_x 、 β_y 、 β_z 为正，物体的对角线 og 、 oe 、 ob 呈逆时针转动(图 1-7)。

物体中任一点的形变状态可由位移分量 u 、 v 、 w 的 9 个一阶偏导数表示，即

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{vmatrix} \quad (1-9)$$

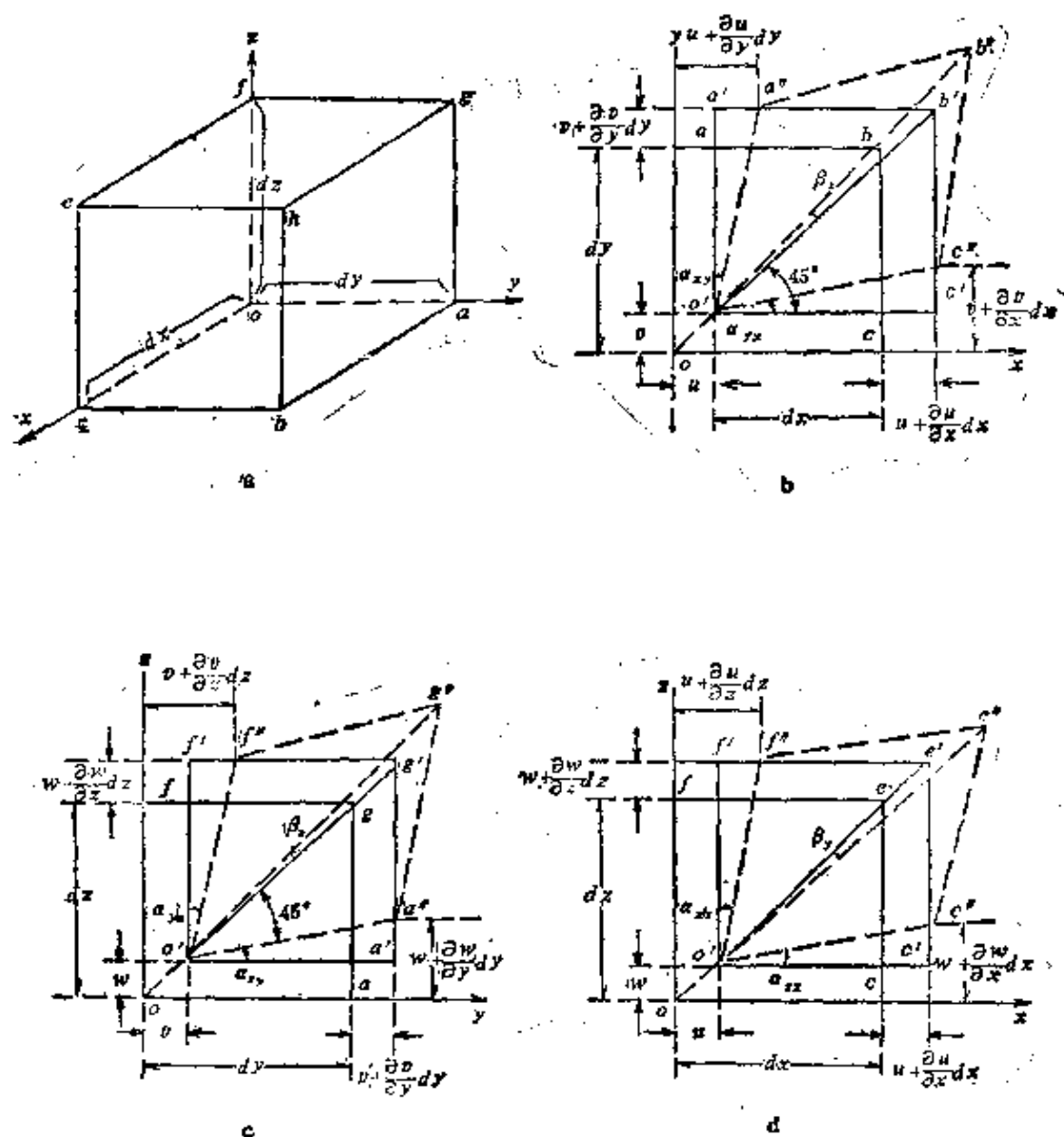


图 1-7 物体内一正平行六面微分体及形变分量的投影

上式是一个不对称张量，它是物体纯形变的对称张量与转动的反对称张量之和。

3. 应力与形变的关系

物体在微小形变情况下，应力与形变成正比。用应力分量表示形变分量和用形变分量表示应力分量的关系式如下：

$$\left. \begin{aligned} e_x &= \frac{1}{E} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)], \\ e_y &= \frac{1}{E} [\sigma_y - \nu(\sigma_z + \sigma_x)], \\ e_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)], \\ \gamma_{xy} &= \frac{1}{\mu} \tau_{xy}, \\ \gamma_{yz} &= \frac{1}{\mu} \tau_{yz}, \\ \gamma_{zx} &= \frac{1}{\mu} \tau_{zx}. \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

$$\left. \begin{aligned} \delta_x &= \lambda \theta + 2 \mu e_x, \\ \delta_y &= \lambda \theta + 2 \mu e_y, \\ \delta_z &= \lambda \theta + 2 \mu e_z, \\ \tau_{xy} &= \mu \gamma_{xy}, \\ \tau_{yz} &= \mu \gamma_{yz}, \\ \tau_{zx} &= \mu \gamma_{zx}. \end{aligned} \right\} \quad (1-11)$$

式中： E 是杨氏模量； ν 是泊松比； μ 是切变模量； λ 是拉梅系数； θ 是体积形变量，它表示为物体在 x 、 y 、 z 轴方向上的膨胀或压缩之和，

$$\theta = e_x + e_y + e_z. \quad (1-12)$$

4. 弹性常数

表示形变和应力之间关系的弹性常数，仅与物体的物理性质有关。对于弹性性质在各个方向上不相同的各向异性体，有21个常数；对于任何方向上弹性性质相同的各向同性体，只有两个独立的弹性常数。通常用下列五个弹性常数中的任何两个表示形变和应力之间的关系，这些常数与纵波速度 V_p 和横波速度 V_s 及物体的密度 ρ 之间的关系^[14]表示如下：

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} = \rho \frac{3V_P^2 - 4V_S^2}{(V_P/V_S)^2 - 1}, \\ \nu &= \frac{\lambda}{2(\lambda + 2\mu)} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(V_P/V_S)^2 - 1} \right], \\ \mu &= \frac{E}{2(1 + \nu)} = \rho V_S^2, \\ \lambda &= \frac{E\nu}{2(1 - \nu)} = \rho(V_P^2 - 2V_S^2), \\ K &= \lambda + \frac{2}{3}\mu = \rho \left(V_P^2 - \frac{4}{3}V_S^2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

式中： E 为杨氏模量，与单位截面积的柱体的体伸长及缩短有关； ν 为泊松比，是柱体截面的相对缩短与柱体长度的相对伸长之比， $0 < \nu < 0.5$ ； μ 是切变模量，与弹性体的纯切变有关； λ 称为拉梅系数； K 是体积膨胀系数，与弹性体的体积变化有关。

二、振动的衰减和叠加^[3]

1. 振动

物体受外力作用，如果在某平衡位置周围反复运动，这种运动形式叫做振动。例如，“摆”的振动。与此类似，弹性物体受外力作用，内部产生的应力使质点在平衡位置的周围作往返运动，叫做弹性振动。例如，震源力引起周围岩石内部质点的振动。

不受到阻尼作用时(例如在真空中和无内摩擦的情况下)，物体就会在其平衡点附近在一定的位移幅度内连续不停地振动，其作用力 f 与物体离开平衡位置的位移 x 成正比，与位移的方向相反，即

$$f = -Kx,$$

K 为弹性系数。考虑到力等于物体运动的加速度 $\frac{d^2x}{dt^2}$ 与质量 m 的乘积，可以得出

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x, \quad (1-14)$$

式中 $\omega = K/m$ 。这个二阶微分方程表示物体运动的加速度与离

开平衡位置的位移成正比，加速度的方向指向平衡位置，与位移反向。解式(1-14)，可以得到位移 x 随时间 t 的变化关系

$$x = A \cos(\omega t + \alpha). \quad (1-15)$$

式中， A 及 α 为待定常数。 A 是振幅，是物体的最大位移。幅角 $(\omega t + \alpha)$ 称为相位，决定于运动物体的位置。 α 是初相位，即当 $t=0$ 时的相位。式(1-15)是经过相等的时间 T 仍重复原振动图象的简谐函数，所以，相应的振动称为简谐振动， T 称为周期。物体经过时间 T 转了 2π 角，则圆频率 ω 为

$$\omega = 2\pi/T \text{ 或 } T = 2\pi/\omega. \quad (1-16)$$

圆频率可以看作是 2π 个单位时间内的振动次数。普通频率 ν 是单位时间内的振动次数，与周期成倒数，即

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (1-17)$$

2. 振动的衰减

实际上，物体内部的质点振动，如果没有外力的维持，就要衰减，振动的振幅也会随时间而逐渐减小。这种振动叫衰减振动或阻尼振动。衰减是阻尼力作用的结果。如电动式地震仪的摆自由振动时，由于空气阻尼力的作用，振幅就会从大到小衰减下来。笔绘记录由于笔尖部分摩擦力很大，振动衰减更快。下面讨论质点在粘滞性介质中作直线振动的特征。在此情况下，速度很小时，可以认为介质的阻尼力与速度成正比，阻尼力的方向与速度方向相反。

作用于振动质点的总力为弹性力和阻尼力。设阻尼力为 $-\gamma \frac{dx}{dt}$ ， γ 为常数，叫阻尼系数。因而，在式(1-14)的左端加入阻尼项，得

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - 2\beta \frac{dx}{dt}. \quad (1-18)$$

式中， $\omega_0^2 = \frac{K}{m}$ ， $2\beta = \frac{\gamma}{m}$ ， ω_0^2 和 β 都为正数。解式(1-18)，设

质点的位移 x 随时间 t 的变化为指数函数,

$$x = ze^{-\beta t}, \quad (1-19)$$

对式(1-19)求 $\frac{dx}{dt}$ 和 $\frac{d^2x}{dt^2}$, 代入式(1-18), 除以 $e^{-\beta t}$, 并取 $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$, 得

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \omega^2 z = 0. \quad (1-20)$$

讨论的振动是周期的, 要求阻尼力适当地小, 使 $\omega_0^2 > \beta^2$, 因而, $\omega_0^2 - \beta^2$ 为正。式(1-20)的解为

$$z = A_0 \cos(\omega t + \alpha).$$

将它代入式(1-19), 得

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha). \quad (1-21)$$

上式就是式(1-18)的解答, 是振幅为 $A = A_0 e^{-\beta t}$ 的振动, 振幅随时间而逐渐减小(图 1-8), 周期为

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (1-22)$$

式(1-22)的周期比 $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ 大, 即在同样弹性力的作用下有阻尼力的振动周期比无阻尼力的振动周期大。如电动式地震仪, 加阻尼时摆的周期比自由振荡时的周期大。

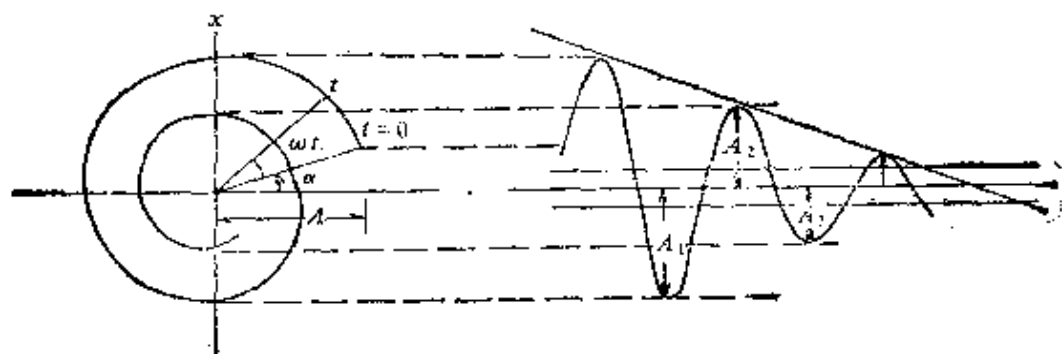


图 1-8 衰减振动

3. 振动的叠加

几个简谐振动可以合成一个复杂的振动，复振动的形态由各简谐振动的频率、振幅、初相位确定。复振动也可以分解为几个简谐振动。下面看两个互相垂直的振动叠加的结果。设频率相同，振幅和相位不同，

$$\left. \begin{aligned} x &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1), \\ y &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \end{aligned} \right\} \quad (1-23)$$

将上式展开，以 α_1 和 α_2 的余弦互乘两式后相减，再以 α_1 和 α_2 的正弦互乘两式后也相减，将所得二式相加，可得复振动的轨迹方程，为

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (1-24)$$

这是一椭圆方程。由于相位差 $(\alpha_2 - \alpha_1)$ 的不同，会有不同的轨迹。

当 $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ 及 $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$ 时，式 (1-24) 变为

$$y = \pm \frac{A_2}{A_1} x.$$

这是两条通过坐标原点的直线方程式，直线的斜率为 $\pm \frac{A_2}{A_1}$ (图

1-9)。复振动的位移 U 为

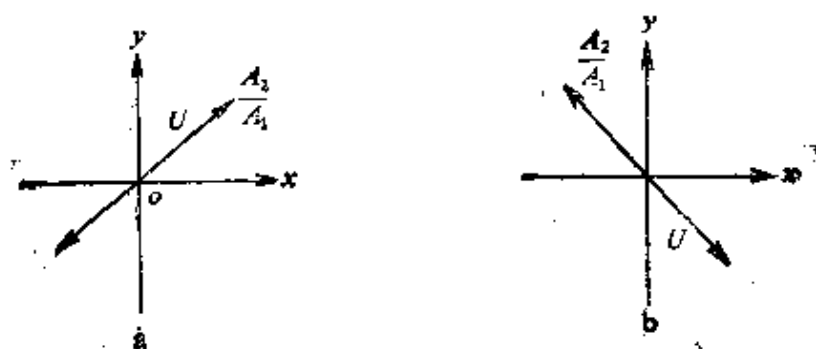


图 1-9 二个简谐振动的合成
a. 相位差为 0; b. 相位差为 π

$$U = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos(\omega t + \alpha_1),$$

即复振动的频率与分振动的频率相同，复振动的振幅 $A =$

$\sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ 。质点沿直线仍作简谐振动。

当 $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ 或 $-\frac{3}{2}\pi$ 时，复振动的轨迹方程为

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1.$$

这也是一个椭圆方程。 $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ 或 $-\frac{3}{2}\pi$ 时，质点沿椭圆顺时针方向运动； $\alpha_2 - \alpha_1 = +\frac{\pi}{2}$ 或 $+\frac{3}{2}\pi$ 时，质点沿逆时针方向运动。

图 1-10 除了 $\pm\frac{\pi}{2}$ 和 $\pm\frac{3}{2}\pi$ 外，其它的一切位相差不能给出椭圆轨迹。若两个互相垂直的振动周期不同，复振动便有更复杂的轨迹。

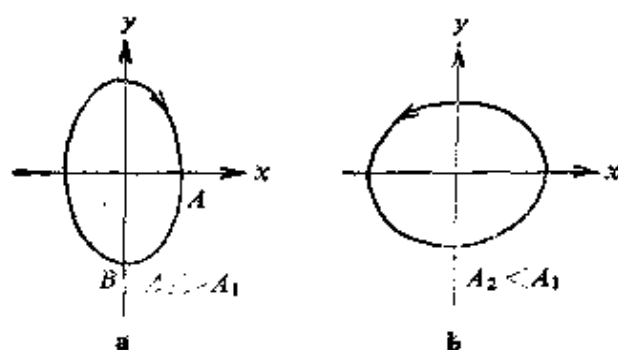


图 1-10 二个简谐振动的合成

a. 相位差为 $+\frac{\pi}{2}$ 或 $-\frac{3}{2}\pi$; b. 相位差为 $-\frac{\pi}{2}$ 或 $+\frac{3}{2}\pi$

复振动能够分解为许多振幅及频率不相同的简谐振动。如 x 期为 2π 的函数

$$x = F(\omega t)$$

可以用富里哀级数分解为：

$$x = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \cdots \\ + B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2\omega t + B_3 \sin 3\omega t + \cdots, \quad (1-25)$$

对于 $F(\omega t)$ 的一定形式，上式中的系数 $A_1, A_2, A_3, \cdots$

$B_2, B_3, \dots$ 可按一定公式给出。对于偶函数, $B_1, B_2, \dots$ 等于零, 对于奇函数, $A_1, A_2, \dots$ 等于零。

三、波动浅说^[3,4]

物体内部的质点是互相联系的, 一处质点发生振动, 立刻引起紧邻质点振动, 于是振动就向周围传播, 振动传播的过程形成波。

人们能用眼见到的波很多, 例如, 风吹水面浮动, 或石块落水, 水面扰动, 形成水波。用一条绳子, 使一端上下抖动, 振动向另一端传播形成波(图 1-11)。振动传播时, 振动质点只在它的平衡位置附近振动, 振动停止后仍留在原来的位置, 并不随传播过程而远移。

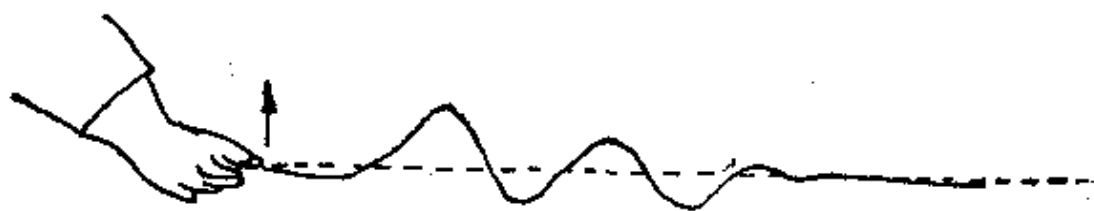


图 1-11 形成波动的例子——用手抖动绳子的一端

1. 纵波和横波

根据质点运动的方向与振动传播的方向之间的关系, 将从波源发出的波分为纵波和横波。质点振动的方向和振动传播方向一致的波, 称纵波。它是由介质发生压缩或伸长形变而产生的。在传播过程中, 介质形成压缩区和膨胀区(图 1-12 a)。液体、气体和固体介质都能传播纵波。质点振动的方向与振动传播方向垂直的波, 称为横波(图 1-12 b)。它是由弹性介质的一层相对另一层发生切变而产生的。固体传播横波, 液体和气体不能传播横波。

2. 波动方程

波的形态的数学表达, 可以由质点的位移 x 随时间 t 变化来确定。由式 (1-15) 知, 波源的简谐振动可取为

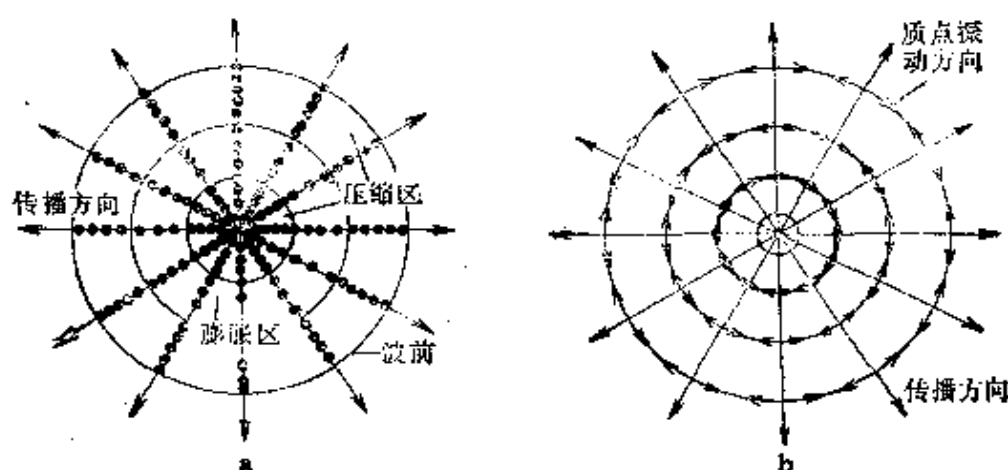


图 1-12 纵波(a)和横波 (b) 传播过程中质点振动示意

$$x = A_0 \cos \omega_0 t,$$

t 是从振动开始时刻算起的时间。设波沿方向 y 传播到 c 点, c 到波源的距离为 r (图 1-13), 经过的时间为 $\tau = r/V$, V 为波的传播速度。 c 点开始振动的时刻比波源 o 晚时间 τ 。设波传播发生了衰减, 传到 c 点时以振幅 $A = A_0 e^{-\beta r}$ 和圆频率 $\omega = \omega_0 - \beta^2$ 振动, 点 c 的位移 x 由式 (1-21) 知,

$$x = A_0 e^{-\beta r} \cos \omega t'.$$

式中 t' 是从 c 点开始振动时起算的时间, 它比 o 点晚时间 τ 才开始振动, 所以, $t' = t - \frac{r}{V}$, 代入上式得

$$x = A_0 e^{-\beta r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{V} \right). \quad (1-26)$$

上式就是沿 oy 轴传播的波动方程。若传播方向与 r 相反, 将 $-r$ 代入式 (1-26), 得

$$x = A_0 e^{-\beta r} \cos \omega \left(t + \frac{r}{V} \right). \quad (1-27)$$

在离开波源一定距离 r , 式 (1-26) 表示质点作衰减振动。在过 c 点垂直于传播方向的平面上, 所有振动质点的位移相同, 式 (1-26) 称平面波动方程。

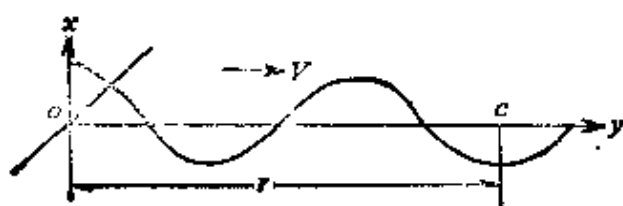


图 1-13 波源 o 的简谐振动沿 oy 轴的传播

波的形态为余弦或正弦曲线，如图 1-14 所示。波在传播过程中，质点所在的位置叫相位。图中最大相位（或波峰）有 A 、 B 点等，最小相位（或波谷）有 C 、 D 点等。位移相同的相位称为同相位。两相邻同相位间的距离称为波长，两相邻同相位的时刻差称为波的周期。相位移动的速度，即波的传播速度可由波长 λ 和周期 T 表示为，

$$V = \frac{\lambda}{T} \quad (1-28)$$

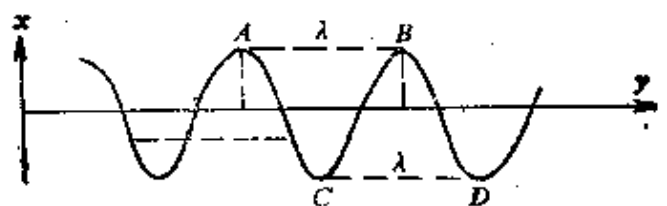


图 1-14 位移、相位与波长

振动由振动中心沿各个方向传播，至某时刻，受扰动的介质与未受扰动的介质的分界面，称为波前（图 1-12）。波前的形状由介质的性质决定。各向同性介质中，当波源为点源时，波前是球面，相应的波称为球面波。离波源较远时，球面的曲率减小，球面可以近似地看成平面，相应的波称为平面波。任何时刻的波前可由惠更斯原理确定。振动的传播方向，叫波射线，它与波前相垂直。用波前、波射线的概念讨论波的传播、反射、折射等问题是较方便的。

3. 波的反射和折射

波在传播过程中遇到不同介质的界面，就要改变传播方向，发生反射、折射、全反射或绕射现象。波碰到界面时，一部分波改变方向，但不透过界面，仍在入射介质中传播的现象，称为反射（图 1-15 a）。反射波的入射线、界面的法线和反射线在同一平面内，这个平面垂直于界面。入射角 i_1 等于反射角 i_1' 。

波从一介质穿过界面进入另一介质，波射线由于波速的改变而改变方向的现象，称为波的折射（图 1-15 b）。折射波的入射线、界面的法线、折射线也在同一平面内，此平面同样垂直于界面。入射角的正弦与折射角的正弦之比等于两介质中波速之比，且为一常数，此常数称为第一介质对第二介质的折射系数，即

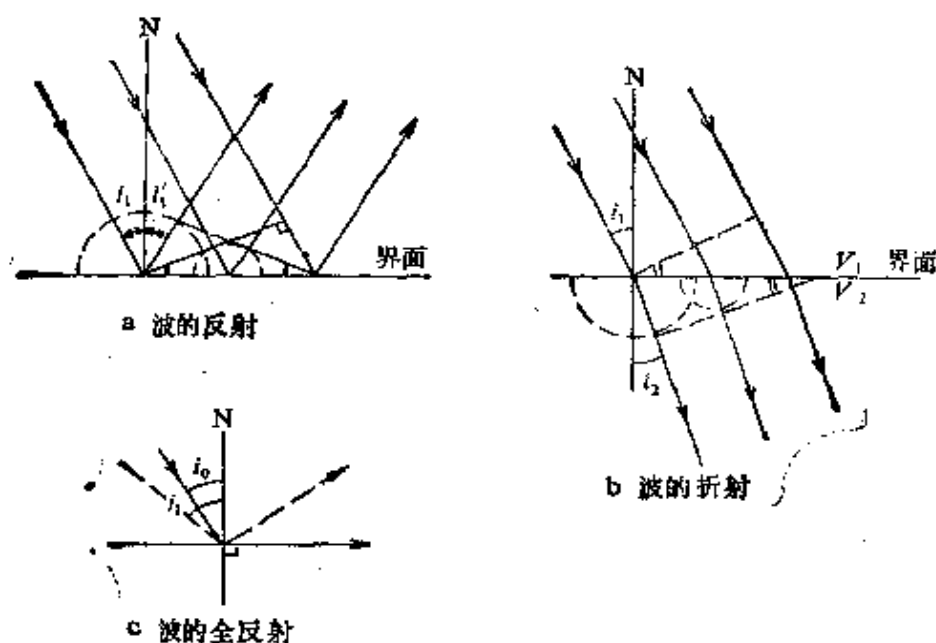


图 1-15 波的传播
a. 波的反射；b. 波的折射；c. 波的全反射

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{V_1}{V_2} = n_{12}. \quad (1-29)$$

当 $V_1 > V_2$ 时， $i_1 > i_2$ ；当 $V_1 < V_2$ 时，则 $i_1 < i_2$ 。两种情况相比，前者折射线靠近法线，后者远离法线。

由式 (1-29) 可知，当 $i_2 = 90^\circ$ 时， $\sin i_1 = \frac{V_1}{V_2}$ ，此时折射

线沿界面滑行，入射角 i_0 称为临界角。当 $i_1 > i_0$ 时，入射波被完全反射到入射介质中，称为波的全反射（图 1-15 c）。

第二节 地震波

由于震源力的作用，在震源的弹性介质区域里，岩石发生形变，介质产生振动，连续的质点互相影响，在震源周围的广阔区域里形成振动，这种振动向外传递的过程，就是地震波。各种地震波以不同的速度传播，波速与岩石的弹性系数和密度有关。岩石的体积形变产生纵波，用英文字母 P 表示。在它传播的区域里岩石发生膨胀和压缩。岩石的切变产生横波，用 S 表示。纵波和横波在震源周围的整个空间传播，统称为体波。当纵波和横波未遇界面时，可以看成是在无限介质中传播。

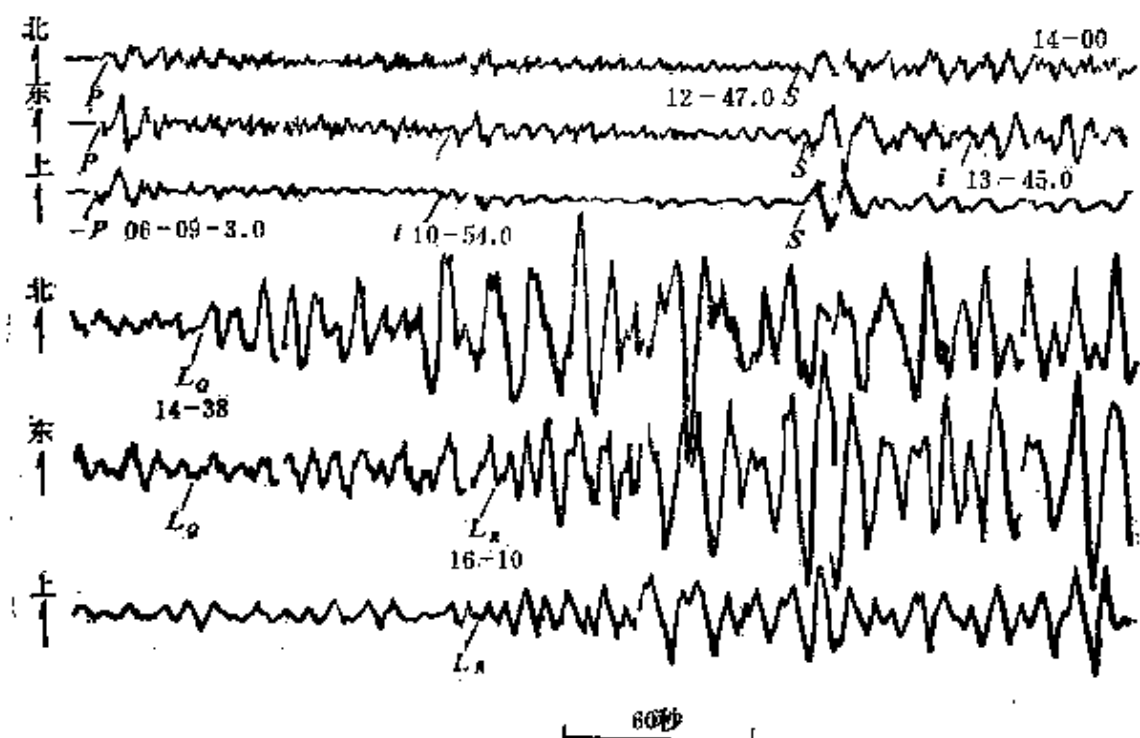


图 1-16 1971 年 6 月 16 日新疆乌什地震
(兰州台基式仪记录)

$\Delta l: -16.9^\circ$; $O: 06-04-10.4$; $\Delta = 19.9^\circ$; $M_s = 5.8$

不均匀的平面纵波和横波遇到地面或地球内部的界面，便激

发界面而产生沿着界面传播的波动，在垂直于界面的方向上，只有振幅的变化，其振幅随深度按指数规律衰减，这种波称为面波。由于形成的条件和质点振动的轨迹不相同，可分为两种类型，一是勒夫 (Love) 面波，以 L_Q 表示；一是瑞利 (Rayleigh) 面波，以 L_R 表示。

图 1-16 是新疆乌什地震的震相，其中上面三道示出 P 和 S 波，下面三道示出 L_Q 和 L_R 波。图 1-17 是云南保山地震的震相，显示了典型的 L_Q 和 L_R 波。

一、无限均匀弹性介质中的纵波和横波波动方程^[5]

先讨论纵波波动方程。设在无限弹性介质中，振动质点的位移 u 沿 x 轴移动， $u = u(x, t)$ ，与 y 和 z 轴无关，相应的位移 $v = w = 0$ 。因介质是无限的，可以不考虑位移函数 u 满足边界条件的问题，只讨论它满足用位移表示的弹性振动的平衡方程

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u + X \rho &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v + Y \rho &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \\ (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w + Z \rho &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}. \end{aligned} \right\} \quad (1-30)$$

式中， θ 为体积形变， $\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ ，拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ， ρ 为物体的密度。由所设可知，

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial x}; \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0; \\ \nabla^2 u &= \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}; \quad \nabla^2 v = \nabla^2 w = 0; \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0. \end{aligned}$$

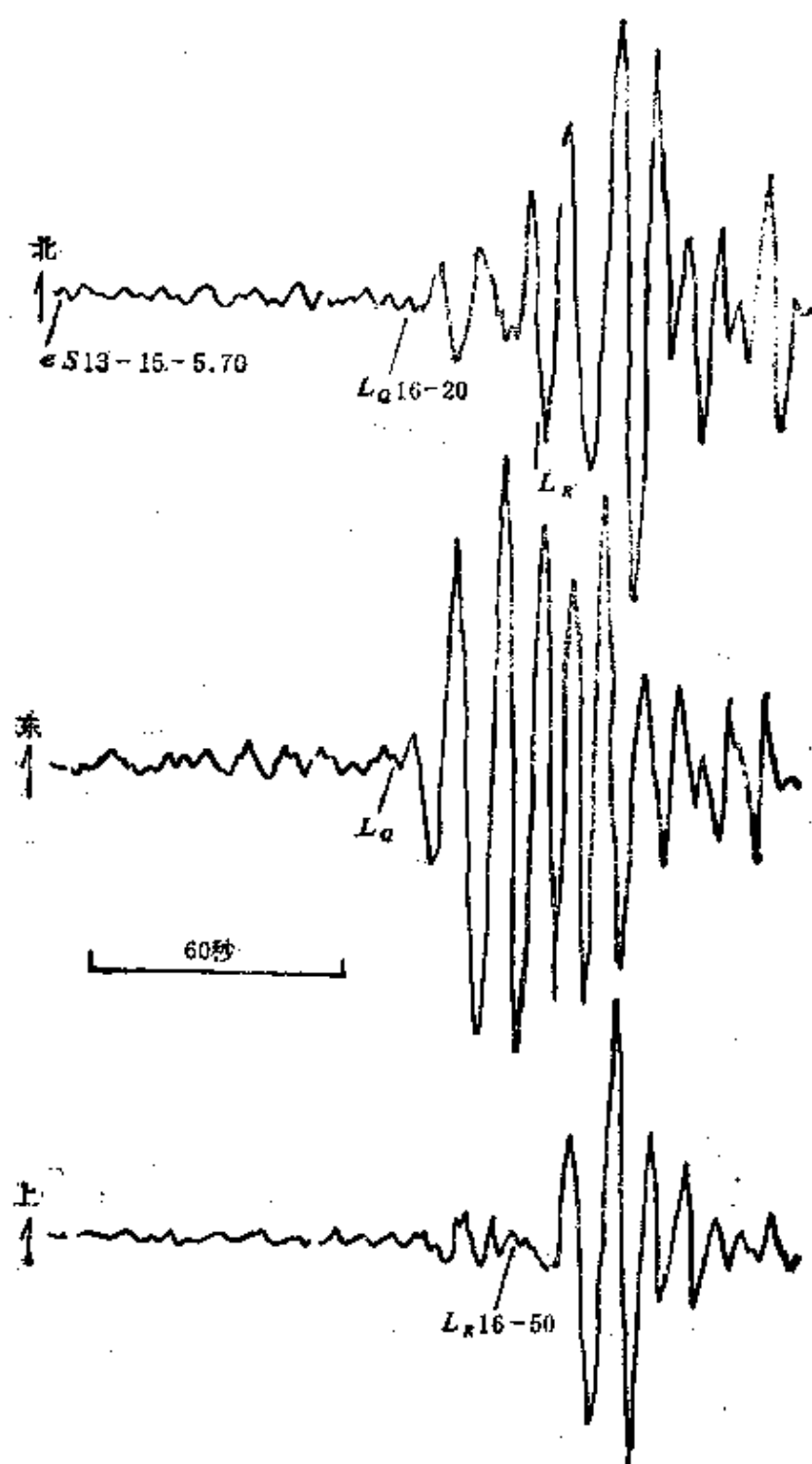


图 1-17 1971 年 2 月 5 日云南保山地震
(兰州台基式仪记录)

$\Delta t: -23.9^{\circ}$; $O: 17-10-32.8$; $\Delta=11.6^{\circ}$; $M_s=5.8$

将以上各式代入式(1-30)，并假定体力 $x=y=z=0$ ，则第二、第三式恒等于零，第一式为

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2},$$

于是可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \\ a &= \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

式(1-31)是质点沿 x 轴振动并沿 x 轴传播的纵波波动方程， a 是波的速度。位移

$$u = A \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right)$$

满足式(1-31)，是它的特解。 λ 是波长， T 是波的周期。由于垂直于 x 轴的平面上任意点的位移相同，式(1-31)是平面波动方程。

建立横波的波动方程，应设 x 轴上的振动质点的位移沿 z 轴方向振动， $w = w(x, t)$ ， $u = v = 0$ 。其他假设与讨论纵波的过程相同，并以同样方法解式(1-30)平衡方程，得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= b^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \\ b &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-32)$$

式(1-32)是质点沿 z 轴振动并沿 x 轴传播的横波波动方程， b 为波速。函数

$$w = A \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda_1} + \frac{t}{T_1} \right)$$

满足式(1-32)，是它的特解。 λ_1 为波长， T_1 为波的周期。

由式(1-31)和(1-32)可得纵波和横波的速度比，即

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\mu}}.$$

再将 $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ 及 $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ 代入上式化简, 得出由泊松比 ν 表示的波速比, 即

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}. \quad (1-33)$$

对于大多数岩石, 泊松比为 0.25, 将它代入上式, 得

$$a = \sqrt{3}b, \quad (1-34)$$

即纵波速度是横波速度的 $\sqrt{3}$ 倍。所以, 纵波首先到达观测点。

纵波与横波的速度除了与弹性系数有关外, 还与岩石密度的平方根成反比。这很容易使人误认为重的岩石中波速要减小。但实际上, 密度大的岩石弹性系数增大更多, 所以, 往地球深处, 岩石的密度和弹性系数随深度而增加, 地震波速度也随深度而增加。

二、球面波动方程^[6]

如果震源的线度与震源到观测点的距离比较是很小的, 则震源区可看为点源, 波前为球面, 从震源发出的波为球面波。类似于求纵波和横波的波动方程的讨论, 对于沿 x 、 y 、 z 轴三度空间传播的普通波动方程, 可以写为

$$\frac{\partial^2 f(x, y, z, t)}{\partial t^2} = C^2 \nabla^2 f(x, y, z, t). \quad (1-35)$$

对于点震源, 质点的位移只与质点至震源距离 r 和时间 t 有关, 所以, 设

$$f = f(r, t); \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

求 f 对 x 、 y 、 z 的二阶偏导数 $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ 、 $\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}$ 、 $\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$, 然后相加, 并注意 $x^2 + y^2 + z^2 = r^2$, 化简后可得

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rf).$$

将上式代入式(1-35)，整理可得

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (rf) = C^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rf). \quad (1-36)$$

式(1-36)就是球面波动方程，它的解为

$$f = \frac{1}{r} \varphi_1(r - Ct) + \frac{1}{r} \varphi_2(r + Ct). \quad (1-37)$$

式中： φ_1 是从点源发出的波； C 是传播速度； $\varphi_2(r + Ct)$ 是向着点源内传播的波，从物理意义上讲可以认为等于零。

三、勒夫波^[7]

勒夫波是横波在水平面内的成分 SH 波于层顶和层底多次反射叠加而成的。当 SH 波的入射角大于临界角时， SH 波将全反射于层中，形成强的勒夫波。对于勒夫波来讲，质点振动方向与传播方向垂直(图 1-18)。勒

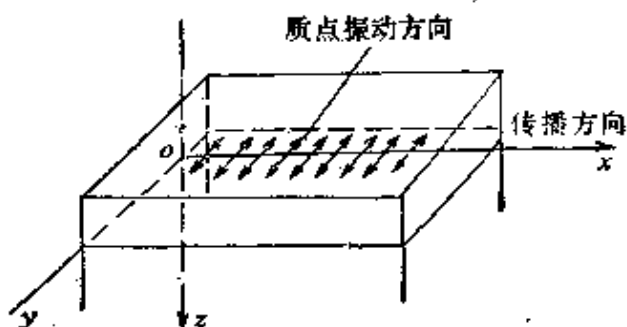


图 1-18 L_Q 面波传播时的质点振动示意图

夫波形成的条件是：半无限均匀介质上面存在弹性薄层，层中的横波速度小于层面下的横波速度，勒夫波的速度介于两个横波速度之间。下面予以讨论。

设一均匀的水平弹性层，上面为自由面，下面为半无限均匀介质，层中的切变模量为 μ_1 ，密度为 ρ_1 ，横波速度为 v_1 ，半无限介质中相应的参数为 μ_2 、 ρ_2 、 v_2 并取层底与坐标面 oxy 重合， z 轴向下为正，因此层厚为 $-H$ (图 1-18)。在层的内部，即 $0 \geq z \geq -H$ 时， SH 波沿 y 轴有位移，随 z 轴变化，沿 x 轴传播。所以，位移

$$\left. \begin{aligned} u_1 = w_1 = 0, \\ v_1 = f(z) e^{i\omega(t - \frac{x}{V_0})} \end{aligned} \right\} \quad (1-38)$$

应满足波动方程

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = v_{s1}^2 \nabla^2 v. \quad (1-39)$$

将位移 v 分别对 z 、 x 、 t 的二阶偏微分代入上式，得到缺 $f'(z)$ 项的常微分方程

$$f''(z) + r_1^2 f(z) = 0,$$

它的解为

$$f(z) = A \cos r_1 z + B \sin r_1 z.$$

$$\left. \begin{aligned} \text{所以 } v_1 &= (A \cos r_1 z + B \sin r_1 z) e^{i\omega(t - \frac{x}{V_0})}, \\ r_1 &= \frac{\omega}{V_0} \left(\frac{V_0^2}{V_{s1}^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-40)$$

在无限介质中，即 $z \geq 0$ 时，位移分量 v_2 随深度按指数衰减，

$$\left. \begin{aligned} u_2 = w_2 = 0, \\ v_2 = D e^{-r_2 z} e^{i\omega(t - \frac{x}{V_0})} \end{aligned} \right\} \quad (1-41)$$

上式满足于类似式(1-39)的波动方程。取横波速度为 V_{s2} ，将 v_2 分别对 z 、 x 、 t 的二阶偏微分代入式(1-39)，化简可得

$$r_2 = \frac{\omega}{V_0} \left(1 - \frac{V_0^2}{V_{s2}^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1-42)$$

在地面上，应力为零，即在 $z = -H$ ， $\sigma_z = \tau_{xz} = \tau_{zy} = 0$ 时，则由式(1-11)和(1-7)知，

$$\tau_{zy} = \mu \frac{\partial v_2}{\partial z} = 0.$$

由式(1-40)求得 $\frac{\partial v_2}{\partial z}$ ，代入上式，并注意 $z = -H$ ，化简后得

$$\operatorname{tg}(r_1 H) = -\frac{B}{A}. \quad (1-43)$$

在介质中，由于位移的连续性及应力的连续性，在 $z=0$ 的界面上位移 $v_1=v_2$ ，由式(1-40)及(1-41)可得

$$A=D. \quad (1-44)$$

又由于层中的切应力和无限介质中切应力 τ_{xy} 的连续性，在 $z=0$ 的界面上，它们应相等。由式(1-11)和(1-7)，可得

$$B=-\frac{\mu_2 r_2}{\mu_1 r_1} D. \quad (1-45)$$

将式(1-44)和(1-45)的 A 和 B 代入式(1-43)，并将式(1-40)和(1-42)的 r_1 和 r_2 代入，即得出勒夫波的相速度方程：

$$\mu_2 \left(1 - \frac{V_0^2}{V_{s_2}^2}\right)^{\frac{1}{2}} - \mu_1 \left(1 - \frac{V_0^2}{V_{s_1}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{tg} \left[\frac{H\omega}{V_0} \left(\frac{V_0^2}{V_{s_1}^2} - 1\right)^{\frac{1}{2}} \right] = 0. \quad (1-46)$$

式(1-46)成立，衰减系数 r_1 和 r_2 必须为正实数，因此，由式(1-40)和(1-42)推知，必须使 $V_{s_1} < V_0 < V_{s_2}$ 。这是勒夫波存在的条件。

由式(1-40)和(1-42)可以得出，勒夫波的速度是随频率而变化的。这种现象称为波散。因而，在水平分量地震图上看到的正弦型的勒夫波列，表现为开始周期长，然后逐渐变短的正波散，如图 1-17 中的 L_0 波。

四、瑞利波^[7,8]

瑞利波是纵波 P 和横波 SV 在层面上叠加而成的，其质点的位移随深度按指数规律减小，有垂直和平行于半无限弹性介质界面的分量，但垂直分量较强。质点运动的轨迹为逆进椭圆。下面

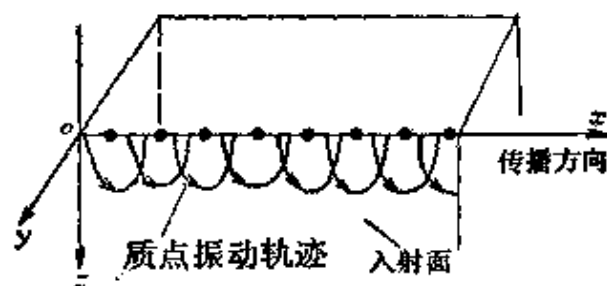


图 1-19 瑞利波沿 xoy 面(半无限介质表面)传播

讨论一特殊情况的瑞利波，即水平界面为自由面时的瑞利波。

设 xoy 坐标面与半无限介质的表面重合， z 轴向下为正（图 1-19），沿 x 和 z 轴有质点振动的位移，两分量的位移可用弹性纵向位势 φ 和横向位势 ψ 表示：

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z}, \\ w &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (1-47)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= A(z) e^{i\omega \left(t - \frac{x}{V_R} \right)}, \\ \psi &= B(z) e^{i\omega \left(t - \frac{x}{V_R} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (1-48)$$

φ 和 ψ 应满足波动方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= V_P^2 \nabla^2 \varphi, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= V_S^2 \nabla^2 \psi. \end{aligned} \right\} \quad (1-49)$$

1. 瑞利波随深度的衰减

为求式(1-48)中的 $A(z)$ 和 $B(z)$ ，将式(1-49)的 φ 分别对 x 、 z 、 t 求偏导数，代入式(1-49)第一式中，解常微分方程，弃掉不符合 $A(z)$ 随深度减小规律的项，得

$$\left. \begin{aligned} A(z) &= A e^{-r_1' z}, \\ r_1' &= \frac{\omega}{V_P} \left(\frac{V_P^2}{V_R^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-50)$$

以同样方法，对式(1-48)和(1-49)第二式进行推导，可得

$$\left. \begin{aligned} B(z) &= B e^{-r_2' z}, \\ r_2' &= \frac{\omega}{V_S} \left(\frac{V_S^2}{V_R^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-51)$$

由式(1-50)和(1-51)可知，衰减系数 r_1' 和 r_2' 为正实数时，就保证了振幅随深度按指数规律减小。所以，式(1-48)的纵向位势和横向位势可写为

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= A e^{-r_1' z} e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V_R}\right)}, \\ \psi &= B e^{-r_2' z} e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V_R}\right)}. \end{aligned} \right\} \quad (1-52)$$

2. 瑞利方程

在自由面上, 应力等于零, 即 $\sigma_z = 0$ 及 $\tau_{zx} = 0$, 由式(1-11)、(1-12)、(1-7)可得用位移表示的边界条件,

$$\left. \begin{aligned} \lambda \frac{\partial u}{\partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-53)$$

再由式(1-47)和(1-52)分别求 u 和 w 对 x, z 的偏导数。 $z=0$ 时, $\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \frac{\partial w}{\partial x} = 0$, 则 $\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0$, 于是各式中含 z 指数的项为 1, $e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V_R}\right)}$ 项也可全被消掉。将化简的偏导数代入式(1-53), 并由式(1-13)的第三、四式知 $\mu = \rho V_s^2$, $\lambda = \rho(V_p^2 - 2V_s^2)$, 化简后得

$$\left. \begin{aligned} A \left[r_1'^2 - \left(1 - 2 \frac{V_s^2}{V_p^2} \right) \right] \frac{\omega^2}{V_R^2} - 2 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{i r_2' \omega}{V_R} B &= 0, \\ 2 i A \frac{\omega}{V_R} r_1' + \left(r_2'^2 + \frac{\omega^2}{V_R^2} \right) B &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-54)$$

再将式(1-50)和(1-51)的 r_1' 和 r_2' 代入式(1-54), 化简后得

$$\left. \begin{aligned} \frac{2 i A}{V_R} \left(\frac{1}{V_R^2} + \frac{1}{V_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{B}{V_s^2} \left(2 \frac{V_s^2}{V_R^2} - 1 \right) &= 0, \\ A \left[2 \frac{V_s^2}{V_R^2} - 1 \right] - 2 i B \frac{V_s}{V_R} \left(\frac{V_s^2}{V_R^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-55)$$

为消去上式中的 A 和 B , 将方程中的第二项移到等式的右边, 两式相除, 并令 $\frac{V_R}{V_s} = K_2$, $\frac{V_p}{V_s} = K_1$, 消去 V_s^2 , 得

$$(2 - K_2^2) - 4(1 - K_2^2)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{K_2^2}{K_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 0. \quad (1-56)$$

当式(1-50)、(1-51)的 r_1' 和 r_2' 为正数时, 也就是 $K_1 > 1$, $K_2 <$

1 时, 上式第二项为正, 方程便能满足。若 $K_2^2=0$, $K_1^2>1$, 则式(1-56)左端为负, 不等于零; 若 $K_2^2=1$, 左端等于 1。所以, $0<K_2^2<1$ 时, 必有一值满足方程, 从而证明纵波和横波在无限介质的表面上可以产生瑞利波。式(1-56)也因端利的贡献而得名瑞利方程。

由于 $V_R=K_2V_S$, K_2 只与弹性介质的性质有关, 因而 V_R 与波长或波频无关, 即各向同性和均匀的半无限介质中的瑞利波不发生波散。但实际上, 地球的外圈是由层状的地壳构成的, 必然会引起波散(见图 1-17 的 L_R 波)。

当 $\lambda=\mu$, $\nu=\frac{1}{4}$ 时, $\frac{1}{K_1^2}=\frac{1}{3}$, 解式(1-56)便可得到三个

解, 即 $K_2^2=4$, $K_2^2=2+\frac{2}{\sqrt{3}}$, $K_2^2=2-\frac{2}{\sqrt{3}}$ 。其中满足 $K_2^2<1$

的解是 $K_2^2=2-\frac{2}{\sqrt{3}}=0.8453$, 所以,

$$V_R=0.9194 V_S.$$

3. 瑞利波质点运动的性质

由式(1-47)和(1-52)可得瑞利波质点的位移,

$$\left. \begin{aligned} u &= -\left(\frac{i\omega}{V_R} A e^{-r_1' z} + B r_2' e^{-r_2' z} \right) e^{i\omega(t - \frac{x}{V_R})}, \\ w &= -\left(r_1' A e^{-r_1' z} - B \frac{i\omega}{V_R} e^{-r_1' z} \right) e^{i\omega(t - \frac{x}{V_R})}. \end{aligned} \right\} \quad (1-57)$$

将波数 $k=\frac{\omega}{V_R}$ 代入式(1-54)的第二式, 得

$$B = -2 i r_1' k (r_2'^2 + k^2)^{-1} A.$$

将上式 B 代入式(1-57), 同时将 $e^{i(\omega t - kx)} = \cos(\omega t - kx) + i \sin(\omega t - kx)$ 代入, 并弃去虚数项, 得

$$\left. \begin{aligned} u &= -Ar_1' [e^{-r_1' z} - 2k^2(r_2'^2 + k^2)^{-1} e^{-r_2' z}] \sin(\omega t - kx), \\ w &= -Ar_2' [e^{-r_1' z} - 2k^2(r_2'^2 + k^2)^{-1} e^{-r_2' z}] \cos(\omega t - kx). \end{aligned} \right\} \quad (1-58)$$

对于 $K_1^2=3$, $K_2^2=0.8453$, 由式(1-50)和(1-51)可得 $r_1'=0.8475k$, $r_2'=0.3933k$ 。再将它们代入式(1-58), 得

$$\left. \begin{aligned} u &= Ak [e^{-0.8475kz} - 0.5773 e^{-0.3933kz}] \sin(\omega t - kx), \\ w &= -Ak [e^{-0.8475kz} - 1.7321 e^{-0.3933kz}] \cos(\omega t - kx). \end{aligned} \right\} \quad (1-59)$$

于是, 当 $z=0$ 时, 便可得地面位移

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= Ak \, 0.4227 \sin(\omega t - kx), \\ w_0 &= -Ak \, 0.6204 \cos(\omega t - kx). \end{aligned} \right\} \quad (1-60)$$

将式(1-60)中二式分别平方再相加, 得

$$\frac{w_0^2}{(0.6204 Ak)^2} + \frac{u_0^2}{(0.4227 Ak)^2} = 1. \quad (1-61)$$

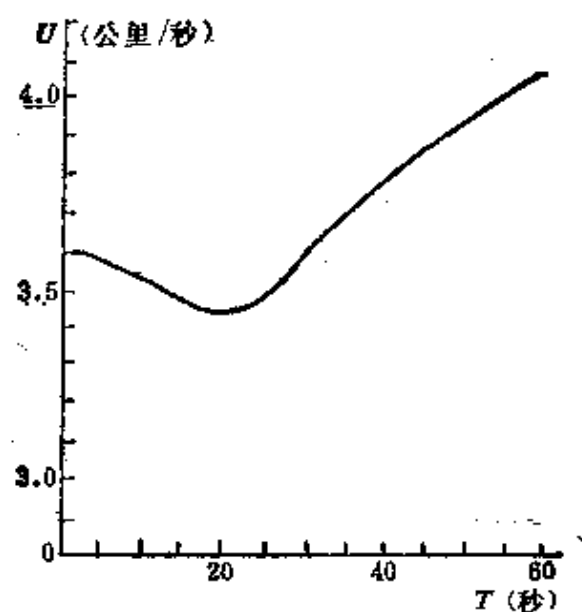
由式(1-60)和(1-61)可知: 瑞利波的质点运动轨迹为逆进椭圆(图 1-19); 水平位移与垂直位移的相位差为 $\frac{\pi}{2}$; 垂直分量为

水平分量的 1.47 倍; 衰减系数为 kz , $k = \frac{\omega}{V_R} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。因而, 瑞利波衰减系数与波频成正比, 与波长成反比, 高频波比低频波衰减快, 长波比短波衰减慢, 穿透地层深。

五、面波的群速度

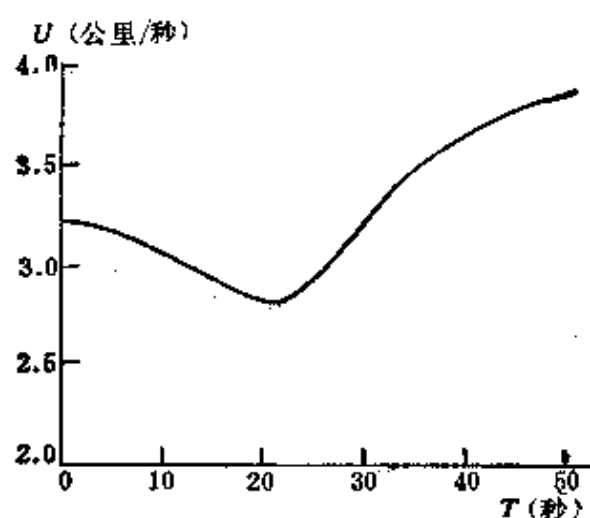
面波是纵波、横波遇地层界面干涉而成的, 它们的速度与波频或波长有关, 并发生波散现象。面波的速度是合成波的速度, 它异于各简谐波的相速度, 称为群速度。例如, 沿 x 轴传播的两简谐波, 它们的振幅相同, 取为 A , 频率、速度很近似, 其差为 $\Delta\omega$ 、 ΔV , 两波叠加后合成波为

$$f(x, t) = 2A \cos \Delta\omega \left[t - \frac{\Delta\left(\frac{\omega}{V}\right)}{\Delta\omega} x \right] e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V}\right)}. \quad (1-62)$$



a

a. 大陆路程勒夫波理论频散曲线: $V_{s1}=3.58$ 公里/秒, $V_{s2}=4.60$ 公里/秒, $H=35$ 公里, $\mu_2/\mu_1=1.796$



b

b. 大陆路程瑞利波理论频散曲线: $V_{s1}=3.51$ 公里/秒, $V_{s2}=4.68$ 公里/秒, $\rho_2/\rho_1=1.25$, $H=35$ 公里

图 1-20 面波群速度理论频散曲线 (据 Ewing 与 Press)

由上式看出,合成波以频率 ω 和相速度 V 沿 x 轴传播,它的振幅也以频率 $\Delta\omega$ 和速度 $\Delta\omega/\Delta\left(\frac{\omega}{V}\right)$ 作余弦形式变化。 $\Delta\omega/\Delta\left(\frac{\omega}{V}\right)$

就是群速度。因 $\frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{\lambda} = k$ ，则用微分代替增量，群速度便为

$$G = \frac{dw}{d\left(\frac{\omega}{V}\right)} = \frac{d(Vk)}{dk} = V + k \frac{dV}{dk}. \quad (1-63)$$

所以，面波波列中每个周期的曲线，是简谐波的包线，极大值的传播速度就是群速度。群速度可由震中距离 Δ 除以极大值的走时求得，即

$$G = \frac{\Delta}{t_i - t_0}. \quad (1-64)$$

t_0 为发震时刻， t_i 为面波波列中各个极值的到时。

面波的群速度方程是很复杂的， $C = f(V_{P_1}, V_{P_2}, b_1, b_2, \rho_1, \rho_2, \frac{A}{H})$ 。对于勒夫波， C 与 V_P 无关。所以，面波波散的特性与地壳结构和岩性有关，对比理论和观测波散曲线，可用来研究地壳结构。图 1-20 是勒夫波和瑞利波的频散曲线。

第三节 界面对地震波的影响^[7,8]

由于地球的分层构造，层面两边介质的物理性质不一样，波速也不一样。当波投射到界面上时，一般要激发四种波，即反射纵波、反射横波、折射纵波和折射横波。这是由界面两边的形变位移和应力的关系，以及位移和应力在切线和法线方向的分配关系决定的。波在界面上反射或折射后，还可转换振动的性质，如投射为纵波，反射或折射后变成横波；投射为横波，反射或折射后变成纵波。 P 和 SV 波的质点位移都在入射面内，它们可以互相转换。 P 波转换成的横波为 SV ， SV 的位移在入射面内，它有垂直分量和水平分量。 SH 是垂直于入射面的水平振动，位移在水平面内，反射或折射后都不改变原振动的性质（图 1-21）。构

成横波的 SV 和 SH 成分均以相同的速度传播，但近些年的研究认为，在孕震区内， SV 和 SH 的速度有分离现象。

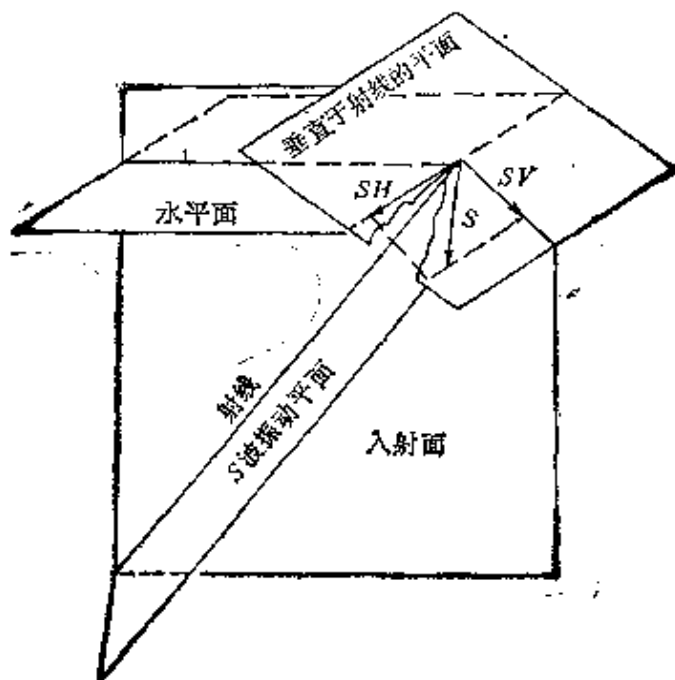


图 1-21 S 、 SV 、 SH 波的位移关系示意 (据 В.И.Кейлис-Борок)

一、地震波在固定界面上的反射和折射

1. 地震波反射和折射的基本定律

地下任一界面两边应力不等于零，则相对于地面称为固定界面。当纵波和横波投射到固定界面上时，情况如下。

在图 1-22 中，纵波 P 以速度 V_P 由介质 I 向上入射到界面的 M 点 (MA 为波前)，并在 M 点激发反射纵波 P_1 和横波 SV_1 、折射纵波 P_2 和横波 SV_2 。这些波的波前与界面间的夹角等于射线与法线间的夹角，它们相应为 i_P 、 i_{P_1} 、 i_{S_1} 、 i_{P_2} 、 i_{S_2} 。经过一单位时间，入射 P 波沿界面传到 O 点，各波前也沿界面移动了相等的距离 MO 。各种波在两种介质中以 V_{P_1} 、 V_{S_1} 、 V_{P_2} 、 V_{S_2} 传播的距离相应为

$$AO = V_P, MB = V_{P_1}, MC = V_{S_1}, MD = V_{P_2}, ME = V_{S_2}.$$

于是，由直角三角形 $\triangle OMA$ 、 $\triangle OMB$ 、 $\triangle OMC$ 、 $\triangle OMD$ 、 $\triangle OME$

可求得

$$AO = MO \sin i_p; MB = MO \sin i_{p_1}; MC = MO \sin i_{s_1}; MD = MO \sin i_{p_2}; ME = MO \sin i_{s_2}.$$

由上式便可得到地震波在分界面上入射、反射、折射的基本定律——斯涅耳 (Snell) 定律, 即

$$\frac{\sin i_p}{V_{P_1}} = \frac{\sin i_{p_1}}{V_{P_1}} = \frac{\sin i_{s_1}}{V_{S_1}} = \frac{\sin i_{p_2}}{V_{P_2}} = \frac{\sin i_{s_2}}{V_{S_2}}. \quad (1-65)$$

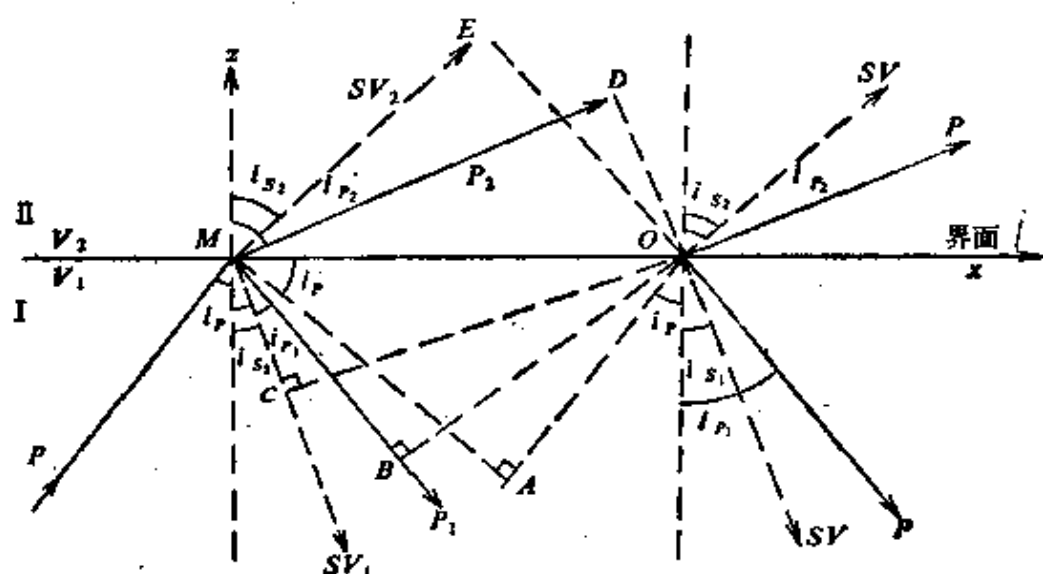


图 1-22 P波由介质 I 入射到介质 II 中的示意图

2. 波投射到固定界面上

纵波 P 或横波 SV 斜射到固定界面上, 都像图 1-22 所示那样, 可产生反射纵波、反射横波、折射纵波和折射横波, 且位移都在入射面内。在 M 点, 介质 I 中的位移分量是由入射波、反射纵波与反射横波叠加而成的, 介质 II 中的位移分量则是由折射纵波和折射横波叠加而成的。横波 SH 投射到固定界面上, 只产生 SH 型的反射横波和折射横波。而当 P 波垂直入射时, 只产生反射横波和折射纵波, 不能形成转换横波。SV 垂直投射时, 只产生 SV 型的反射横波和折射横波。

入射波在单位时间内通过单位面积的能流, 分配于反射纵波

和横波、折射纵波和横波。以入射波能流为单位，图 1-23 示出了反射 P 、 SV 、 SH 的能量对各自入射波能量之比的平方根随入射角的变化曲线。

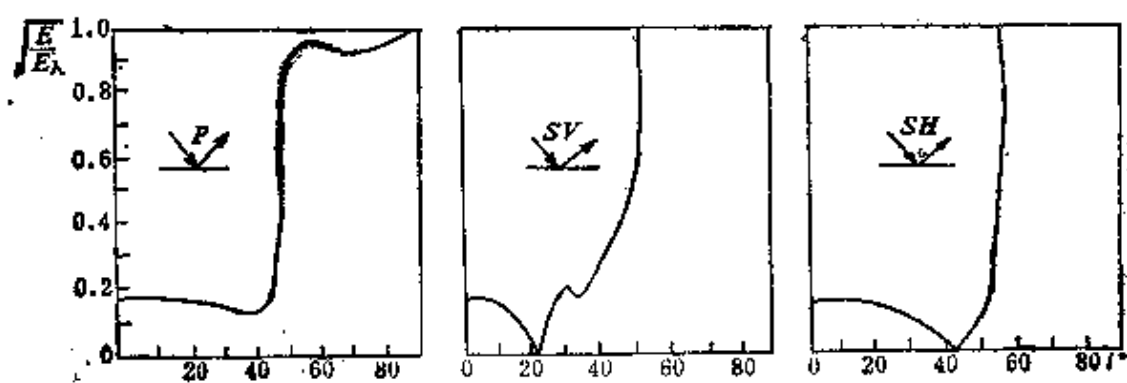


图 1-23 反射波与相应入射波能量之比的平方根随入射角的变化 (据 B.Gutenberg)

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1.103, \frac{V_{P2}}{V_{P1}} = 1.286, \frac{V_{S2}}{V_{S1}} = 1.286, \sigma_1 = \sigma_2 = 0.25$$

二、地震波在地表的人射

与岩石的密度相比，空气的密度可以认为是零，因而，地震波在地面引起的位移不受限制，地面上的应力也等于零，地面被称为自由面。地面以上的空气不传播地震波， P 或 SV 波斜射到地表，只产生反射纵波和横波 (图 1-24)。地面上的位移为入射波位移与反射纵波、反射横波位移之和。当 SH 波投于地面时，只产生反射 SH 波，地面位移恒为入射位移的两倍。 P 和 SV 波垂直入射到地面时，相应地只产生纵反射波和横反射波。

入射于地面，波的能流等于反射纵波与反射横波能流之和。取入射波能流为单位，可得出各波的能量比。图 1-25 给出了反射波与入射波的能量之比的平方根随入射角的变化曲线。

地震波的地面位移方向与地面间的夹角，称为视出射角，以 $\bar{e}$ 表示。入射位移与地面的夹角，称为真出射角，以 e 表示。视出射角可由纵波的垂直和水平地面位移之比求得 (图 1-24)，即

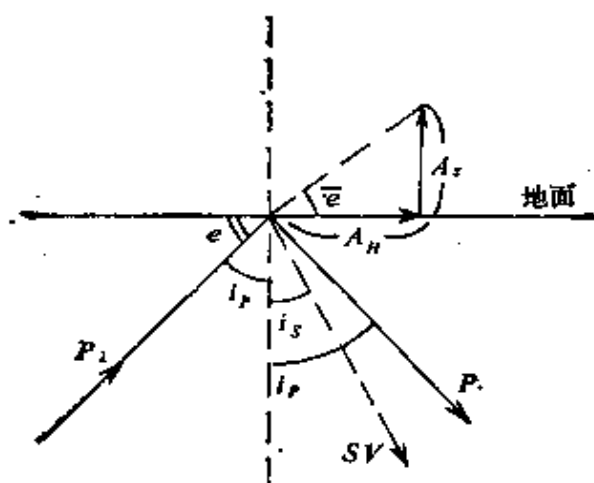


图 1-24 P波入射到地表示意图

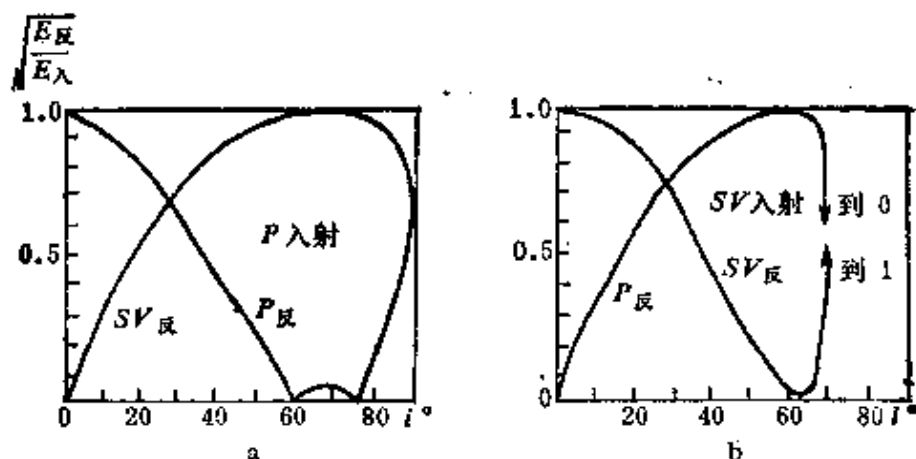


图 1-25 射入地表时反射波与相应入射波能量之比的平方根随入射角的变化 (据 B.Gutenberg)

$$\frac{V_p}{V_s} = 1.732; \nu = 0.25$$

$$\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{A_z}{(A_p^2 + A_N^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (1-66)$$

式中 A_z 为地动位移的垂直分量, A_x 为东西分量, A_N 为南北分量。真出射角与视出射角的关系为

$$\cos e = \frac{V_p}{V_s} \cos \frac{1}{2}(90^\circ + \bar{e}). \quad (1-67)$$

对于纵波, 一般 $\bar{e} \geq 19.5^\circ$ 。在基岩上观测到的 $\bar{e}$ 值, 由式 (1-

67) 可以换算出较好的 e 值。真出射角还可由真速度和视速度之比求得，即

$$\cos e = \frac{V}{\bar{V}}. \quad (1-68)$$

式中： V 为波的真速度，是波从震源沿射线路径到观测点的速度； $\bar{V}$ 是视速度，是将波看成沿地面从震中到观测点的传播速度，它比真速度大，可由两观测点的震中距差 $(\Delta_2 - \Delta_1)$ 与波的到时差 $(T_2 - T_1)$ 之比求得，即

$$\bar{V} = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{T_2 - T_1}. \quad (1-69)$$

第二章 地震波的运动学特性

地震波的传播速度、走时、距离、射线路径及性态等反映了它的运动学特性，这些特性取决于地球内部的分层构造及介质的性质。在介绍地震波的运动学特性之前，先简述地球内部构造。到目前为止，对地球内部结构的了解，主要靠研究地震波的传播速度。许多学者的研究结果认为，从地面沿地球半径向地心，主要分为地壳、地幔、外核、内核四部分，谷登堡和布伦又细分为A、B、C、D、E、F、G七部分，图2-1。

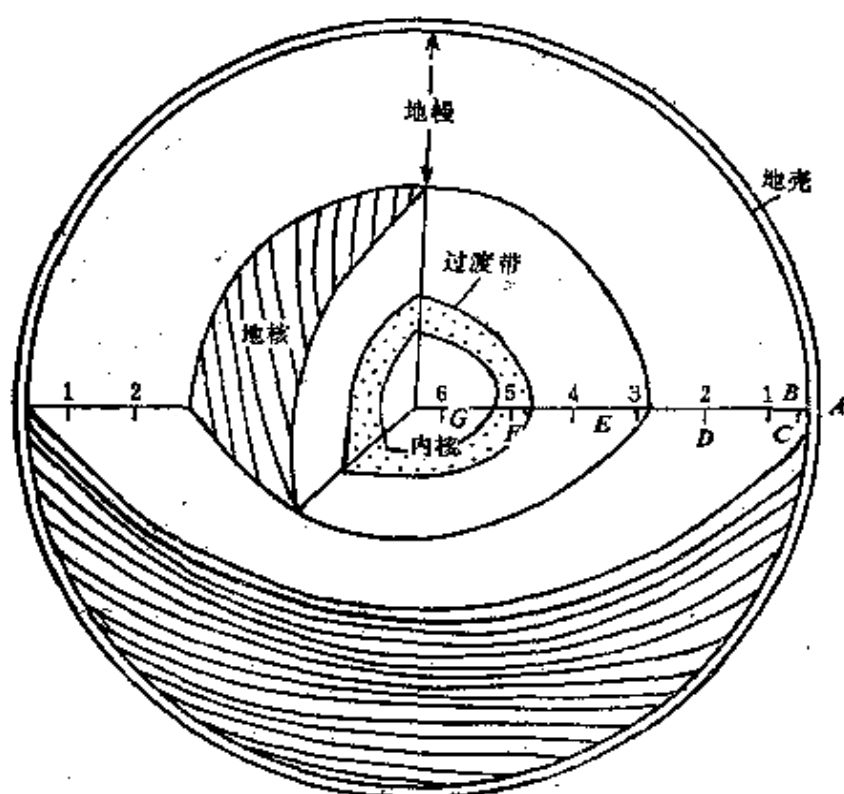


图 2-1 地球的分层构造 (据 B.Gutenberg, 1958)

A层属于地壳，全球各地厚度不一，海洋中最薄处不到10公里，而大陆区厚达数十公里。我国沿海地区为30—35公里，

大陆中西部为 40—50 公里，青藏高原达 60—75 公里。全球许多地区的探测，特别是通过近二十年的地下核爆炸研究，认为地壳是双层构造。一般来说，表层是波速较低的沉积岩层，厚约几公里。地壳上部为不均匀的花岗岩层，下部为玄武岩层，壳底（称莫霍界面或M面）下面是超基性岩（图 2-2）。五十年代的地震观测分析结果指出，某些地区不存在花岗岩与玄武岩间的分界面（称康拉德界面或C面）。最新的可控源（Vibroseis）探测及全球的爆炸地震资料表明，康拉德界面是常常可观测到的，但是它们并不形成一个统一的间断面，有时波速随深度变化比较均匀，不显示地壳中间存在明显的分界面。同时还表明，莫霍界面是一个复合的过渡带，而不是一个单一的间断面。地壳中纵波和横波的平均速度约为 6.0 公里/秒和 3.5 公里/秒，至壳下约为 8.0 公里/秒和 4.5 公里/秒。

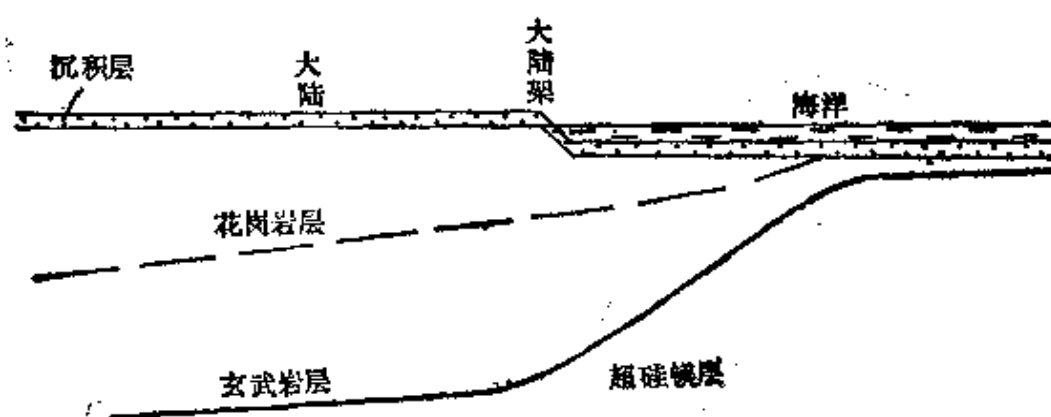


图 2-2 大陆、海洋地壳分层示意图

B、C、D层为地幔，地幔从莫霍界面深至 2900 公里。布伦将莫霍面下至 410 公里深度划为 B 层，这里存在着仍有争议的低速层，即 20° 间断面。但谷登堡认为，该层取 200 公里为宜。C 层为 410—950 公里，D 层为 950—2900 公里。从莫霍界面至 1000 公里深度称为上地幔，1000—2900 公里称为下地幔。2900 公里深处为地幔和地核的分界面，核面两边纵波速有一突然的减少，为一级间断面。自核外向内纵波速度由 13.6 公里/秒

突降到 7.8—8.0 公里/秒，进入核内又升到 11.3 公里/秒。

E、F、G 层称为地核。地核中 E 层为外核，G 层为内核。F 层为 E 与 G 层之间的过渡层，试定为 4670—5170 公里，层内波速随深度而减小。由于没有观测到通过地核的横波，推测核内物质近于流体性质。内核与外核性质不同，内核为固体。纵波与横波的速度在地球内部随深度的分布见图 2-3

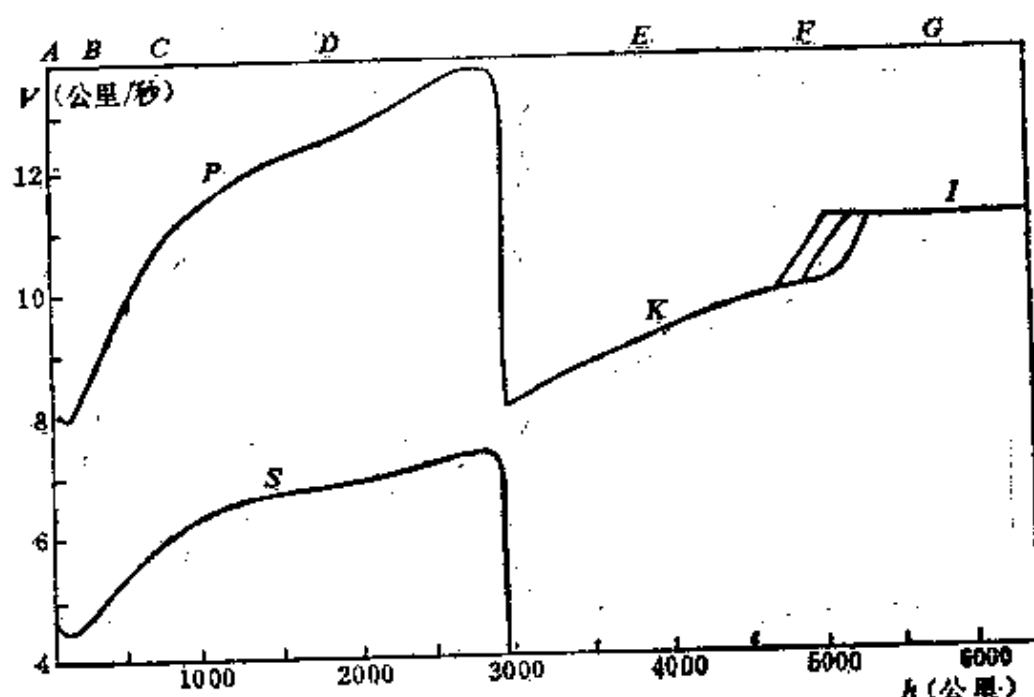


图 2-3 纵波和横波速度随深度变化曲线
(据 B.Gutenberg, 1958)

由于地球分层构造的影响，不同震中距离出现的地震波种类不同，波的形态也不同，因而按震中距离的大小将地震分为地方震 ($\Delta \leq 100$ 公里)、近震 ($100 \leq \Delta \leq 1000$ 公里)、远震 ($\Delta > 1000$ 公里)。

第一节 近地震波的种类及时距方程

地方震和近震的地震波，取决于地壳的分层结构。最早观测到的近地震波主要有：直达波 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ ，康拉德界面上的折射波

P^* 和 S^* ，莫霍界面上的折射波 P_n 和 S_n （也称首波）。它们的传播路径见图2-4a。对于这些波，杰弗瑞斯和布伦早已给出美国加利福尼亚地区完整的走时表，相应于该表的地壳结构为双层模型。这种模型还应有康拉德界面上的反射波，莫霍界面上的反射波，但同类走时表都没有给出这些波。本世纪五十年代，苏联在塔吉克地区用快速记录观测到与双层模型相同的 $\bar{P}$ 、 $\bar{S}$ 、 P_n 、 S_n 波外，还观测到了莫霍界面上很强的反射波 P_{11} 和 S_{11} （对于双层构造以 P_M 和 S_M 表示为宜），但没有观测到 P^* 和 S^* 波，因而，认为康拉德界面不存在。苏联塔吉克共和国地震考察队首先给出了完整的 P_{11} 和 S_{11} 波时距曲线，它们的传播路径见图2-4b，相应的地壳结构为单层模型。对于 P_{11} 、 S_{11} 与 P^* 、 S^* 的分歧，有人认为 P_{11} 、 S_{11} 在短距离上与 P_n 、 S_n 的时距曲线重合，在较长距离上与 P^* 、 S^* 的时距曲线重合，难以分辨。实际上，首波的临界距离附近出现的 P_{11} 和 S_{11} 波，其存在不受所给地壳模型的限制，两种模型都应有它们的存在，这种波较强，难以用能量较弱的 P^* 和 S^* 波来解释。在我国，作者在1964年甘肃昌马地震考察中，也分析出 P_{11} 和 S_{11} 波，并利用它们测定了地壳厚度。从我国的东部滨海地区到青藏高原，震中距从70公里至170公里，都观测到了清晰的莫霍界面上的反射波。

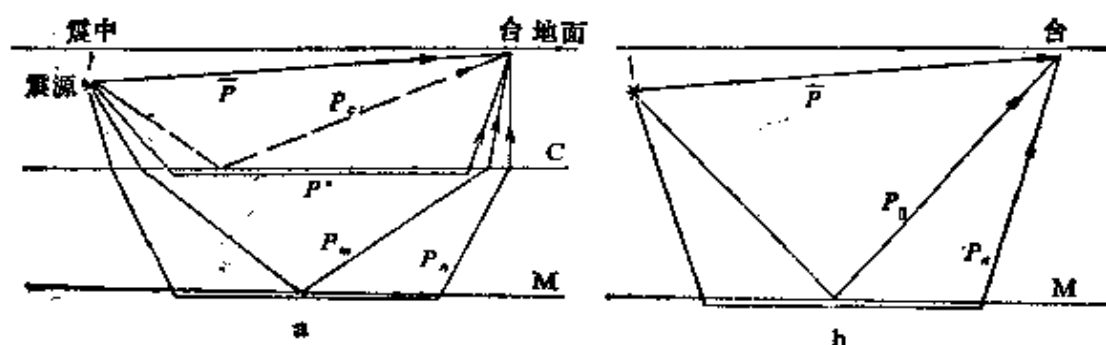


图 2-4 单层、双层地壳模型下近地震波的射线路径

下面对两种地壳模型分别讨论近地震波的时距方程。讨论

中，假定地壳内的界面与地面是平行的，壳内各层中波速是常数，射线为直线，且设 t 为波从震源传到地震台的走时， Δ 为震中距离， h 为震源深度， r 为震源距离， H 为地壳厚度， H_1 、 H_2 为壳内的分层厚度， V 为波速。

一、单层地壳近地震波时距方程

1. 直达波的时距方程

由图 2-5 中的直角三角形 EOS 得

$$\left. \begin{aligned} t_{\bar{P}} &= \frac{1}{V_{\bar{P}}} (\Delta^2 + h^2)^{\frac{1}{2}}, \\ t_S &= \frac{1}{V_S} (\Delta^2 + h^2)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

上式亦可写成

$$\frac{t^2}{\left(\frac{h}{V}\right)^2} - \frac{\Delta^2}{h^2} = 1,$$

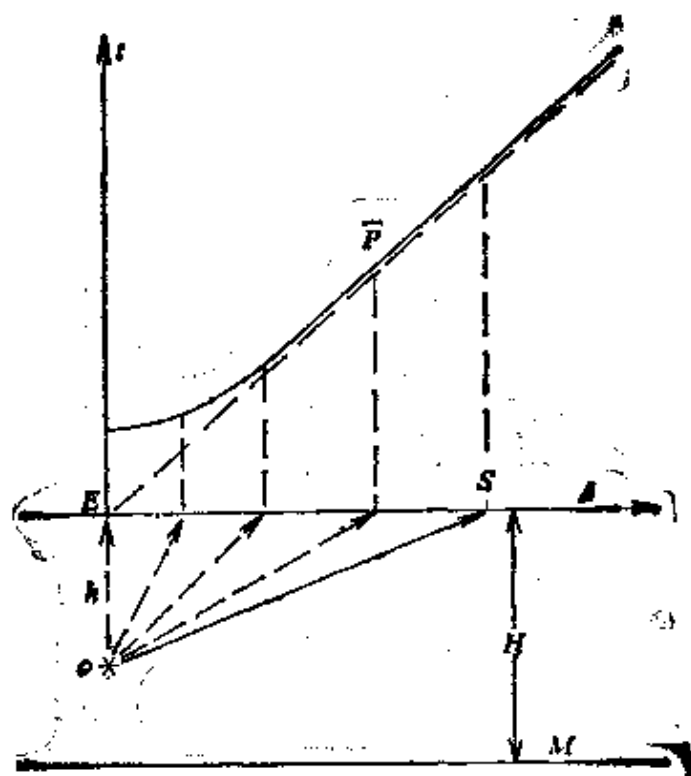


图 2-5 直达波的时距曲线

所以，式 (2-1) 是双曲线方程。以式 (2-1) 的第一式为例，当 $\Delta=0$ 时， $t_P = \frac{h}{V_P}$ ，这是从震源到震中的走时，也就是时距曲线纵坐标轴的截距；当 $h=0$ 时， $t_P = \frac{\Delta}{V_P}$ ，这是双曲线的渐近线，是过坐标原点的直线。

2. 莫霍界面上反射波的时距方程

在图 2-6 中，延长 EO 和 SC 交于镜像点 O' ， i 为入射角。由于 $\triangle OAC \equiv \triangle O'AC$ ，因而， $\overline{OC} = \overline{O'C}$ 。反射波的射线路程全长为

$$\overline{OC} + \overline{CS} = \overline{O'S}.$$

由 $\triangle EO'S$ 可知，

$$\overline{O'S}^2 = (2H - h)^2 + \Delta^2,$$

所以，得 P_{11} 和 S_{11} 的时距方程为

$$\left. \begin{aligned} t_{P_{11}} &= \frac{1}{V_{P_{11}}} [(2H - h)^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}, \\ t_{S_{11}} &= \frac{1}{V_{S_{11}}} [(2H - h)^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

上式类同于式 (2-1)，也是双曲线方程。据式 (2-2) 可得地壳厚度为

$$H = \frac{1}{2} (h + \sqrt{(t_{11} V_{11})^2 - \Delta^2}). \quad (2-3)$$

式中的 t_{11} 和 V_{11} 为相应的纵反射波或横反射波的走时和速度。反射点 C 在地面上的投影 B 到观测点 S 的距离，为

$$\overline{SB} = H \operatorname{tg} \left(\sin^{-1} \frac{\Delta}{t_{11} V_{11}} \right). \quad (2-4)$$

3. 莫霍界面上的首波时距方程

莫霍界面上的纵波和横波速度小于界面下的速度。从地壳中的震源发出的直达波，对于入射角等于临界角的射线，投于 M 面上时， M 面下的介质便发生扰动，并以大于壳内的速度 V_2 沿界

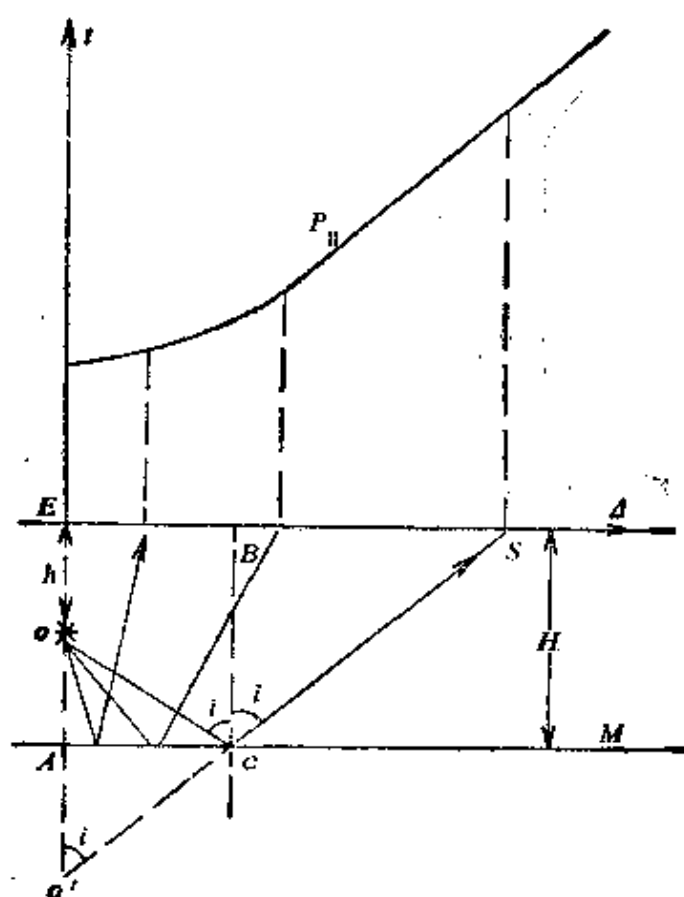


图 2-6 莫霍界面上反射波的时距曲线

面向前传播，界面上的每个质点都成为新波源，引起界面上的次生振动，以壳内速度 V_1 向上传播到观测点。由于 $V_2 > V_1$ ，所以，当一定震中距离时，沿界面的折射波跑在直达波之前。

由图 2-7 可知，首波的走时为

$$t_n = \frac{\overline{OA} + \overline{BS}}{V_1} + \frac{\overline{AB}}{V_2}$$

因为

$$\overline{OA} = \frac{H-h}{\sin e_1}, \quad \overline{BS} = \frac{H}{\sin e_1},$$

$$\overline{AB} = \Delta - \overline{O'A} - \overline{BS'} = \Delta - \frac{2H-h}{\operatorname{tge}_1},$$

所以

$$t_n = \frac{\Delta}{V_2} + (2H - h) \frac{\sin e_1}{V_1}. \quad (2-5)$$

若用速度表示出射角, $\cos e_1 = \frac{V_1}{V_2}$, 则

$$t_n = \frac{\Delta}{V_2} + (2H - h) \left(\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_2^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2-5')$$

式(2-5)和(2-5')是直线式, 斜率为 $\frac{1}{V_2}$ 。因为 $V_2 > V_1$, 首波的时距曲线斜率比直达波的时距曲线斜率小, 故两曲线有一交点, 在相应的距离上, 两波同时到达观测点。

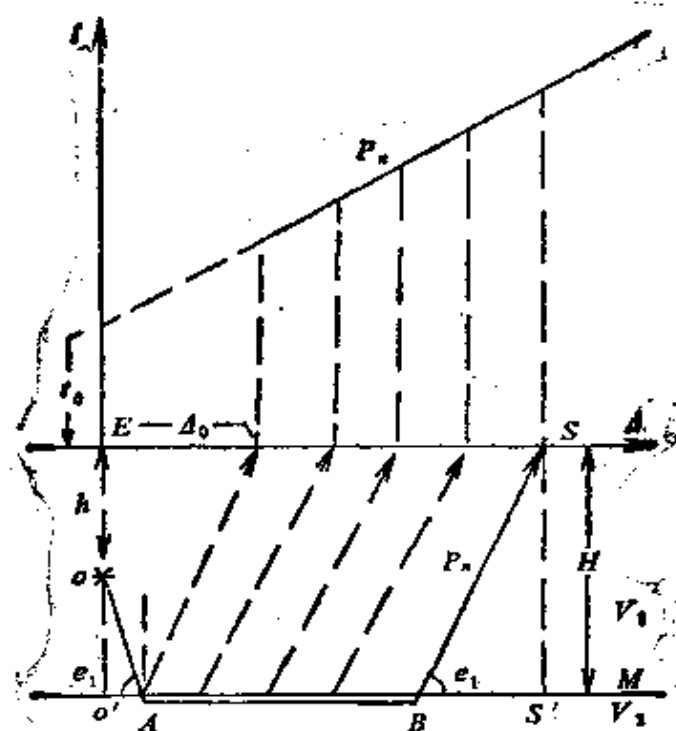


图 2-7 莫霍界面上首波的时距曲线

由首波的形成可知, 当震中距大于临界震中距 Δ_0 时, 即 $\Delta > \Delta_0$ 时, 才能形成 P_n 和 S_n 波。由图 2-7 可知,

$$\Delta_0 = \Delta - \overline{AB} = (2H - h) \operatorname{ctg} e_1, \quad (2-6)$$

或

$$\Delta_0 = V_1(2H - h)(V_2^2 - V_1^2)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2-6')$$

Δ_0 随地壳厚度 H 和震源深度 h 变化, 因而, 在震中周围半径小于 Δ_0 的区域内无首波出现。

由式 (2-5') 可以导出测定平均地壳厚度的关系式。即当 $\Delta = 0$ 时, $t_n = t_0$, 得

$$H = \frac{1}{2} \left[t_0 \left(\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_2^2} \right)^{-\frac{1}{2}} + h \right]. \quad (2-7)$$

式中, t_0 是首波时距曲线延长到时间轴上的截距, 它由观测时距曲线求得。

4. 单层模型近地震波时距曲线^[9]

地震波的走时与震中距的关系曲线, 称为时距曲线。它表示了各种波的运动学特征, 以及各种波出现的次序。它的性态反映地壳的内部结构。式 (2-1)、(2-2)、(2-5) 给出了直达波、反射波、首波的时距方程, 图 2-8 给出了笔者等计算的甘肃及邻近地区单层地壳模型表面源近地震波的时距曲线, $H = 52$ 公里, $V_P = 6.10$ 公里/秒, $V_S = 3.57$ 公里/秒, $V_{Pn} = 8.17$ 公里/秒, $V_{Sn} = 4.62$ 公里/秒。时距曲线为分析、比较地震波提供了直观的依据, 由它可以看出各种波在不同距离上出现的先后次序。特别是在不同波时距曲线的交点相应的距离上, 两波同时到达观测点, 相互干扰, 分析时更须查阅时距曲线。在分析处理中, 为适应计算, 将各种波的走时和距离编成数值表, 称为走时表。它是分析地震波和测定地震基本参数的重要工具。

笔者这里给出单层模型下几种波的干扰距离方程。当震中距 Δ 等于干扰距离 Δ^* 时, 由式 (2-1) 和 (2-5') 的走时 $t_P = t_{Pn}$, 可得直达波与首波的干扰距离 Δ^* ,

$$\Delta^* = \left(\frac{V_1^2 V_2^2}{V_2^2 - V_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2H - h}{V_2} + \frac{2}{V_1} \sqrt{H(H - h)} \right). \quad (2-8)$$

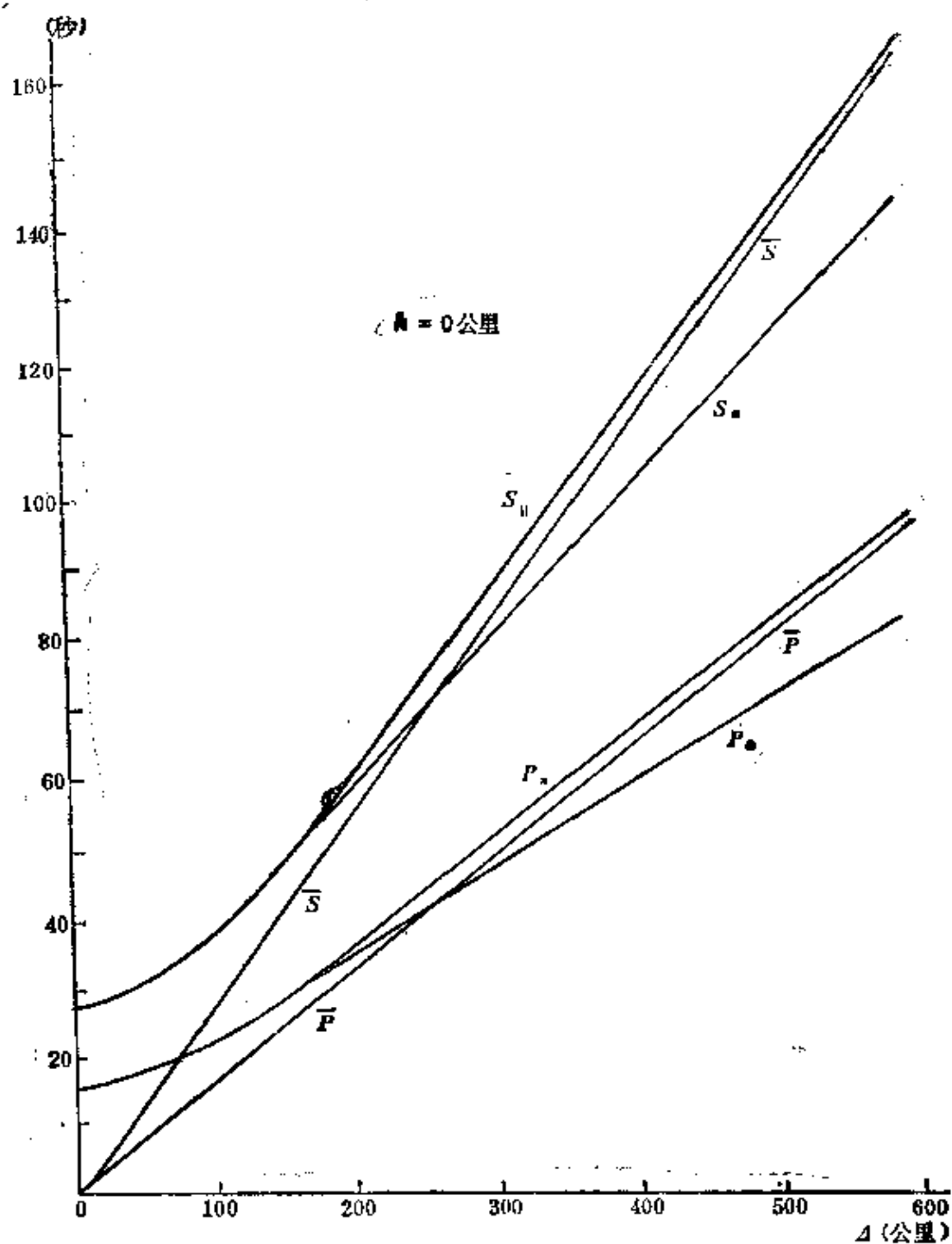


图 2-8 单层地壳模型表面源近地震波时距曲线

当 $h=0$ 时,

$$\Delta^* = 2H \left(\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2-9)$$

震源深度 h 变化 5 公里, Δ^* 约变化 13-20 公里。地壳厚度变化 5 公里时, Δ^* 约变化 26-30 公里。我国东部与西部地区地壳厚度差约 45 公里, Δ^* 的变化也较大, 分析时不能忽视。

由式(2-2)第一式和式(2-1)第二式, 还可得到 P_{11} 和 $\bar{S}$ 的干扰距离 Δ^{**} ,

$$\Delta^{**} = \left[\frac{(V_{P11}H)^2 - V_{\bar{S}}^2(2H-h)^2}{V_{\bar{S}}^2 - V_{P11}^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2-10)$$

根据计算, 该干扰距离约为 60 公里时, P_{11} 波在 $\bar{S}$ 波之前不远处出现。

二、双层地壳近地震波时距方程

对于双层地壳模型, 当震源在不同层内时, 产生的近震波的路径不同。震源在花岗岩层中产生的近震波前面已经叙述。震源在玄武岩层中, 无直达波, 有康拉德界面上的折射波 P_* 和 S_* 。震源在地壳下面附近时, 只有纵波 P 和横波 S 。

1. 震源在花岗岩层时波的时距方程

震源在花岗岩层时, 其直达波的时距方程与式(2-1)相同。康拉德界面上的反射波时距方程与式(2-2)相同, 只是式中的 V_1 为花岗岩层中的波速, V_2 为玄武岩层中的波速, H 为花岗岩层的厚度。下面讨论莫霍界面上的首波和反射波时距方程。

(1) 莫霍界面上的首波时距方程

如图 2-9 所示, 取壳下波速为 V_3 , 玄武岩层厚度为 H_2 、波速为 V_2 , 花岗岩层厚度为 H_1 、波速为 V_1 , 地壳总厚度为 $H = H_1 + H_2$ 。波由震源以入射角 e_1 射到康拉德界面上, 折射线以临界角 e_2 射到 M 面上。由波的折射定律可知,

$$\frac{\cos e_1}{\cos e_2} = \frac{V_1}{V_2}, \quad \cos e_2 = \frac{V_2}{V_3},$$

所以,

$$\cos e_1 = \frac{V_1}{V_3}.$$

由首波的射线路径可知首波的走时为

$$t_{n_1} = \frac{1}{V_1}(\overline{OA} + \overline{DS}) + \frac{2}{V_2}\overline{AB} + \frac{1}{V_3}\overline{BC}.$$

式中,

$$\overline{OA} = \frac{H_1 - h}{\sin e_1}, \quad \overline{DS} = \frac{H_1}{\sin e_1}, \quad \overline{AB} = \frac{H_2}{\sin e_2},$$

$$\overline{BC} = \Delta - (2H_1 - h)\operatorname{ctg} e_1 - 2H_2\operatorname{ctg} e_2.$$

经化简、变换后, 得

$$t_{n_1} = \frac{\Delta}{V_3} + (2H_1 - h)\frac{\sin e_1}{V_1} + 2H_2\frac{\sin e_2}{V_2}. \quad (2-11)$$

将式 (2-11) 中的 $\sin e_1$ 和 $\sin e_2$ 用速度代换, 化简后得

$$t_{n_1} = \frac{\Delta}{V_3} + (2H_1 - h)\left(\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_2^2}\right)^{\frac{1}{2}} + 2H_2\left(\frac{1}{V_2^2} - \frac{1}{V_3^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-11')$$

式 (2-11) 仍为一直线式, 斜率为 $\frac{1}{V_3}$ 。它只有当震中距大于 Δ_0 时, 才有首波。由图 2-9 可知, $\Delta_0 = \Delta - \overline{BC}$, 所以

$$\Delta_0 = (2H_1 - h)\operatorname{ctg} e_1 - 2H_2\operatorname{ctg} e_2, \quad (2-12)$$

或

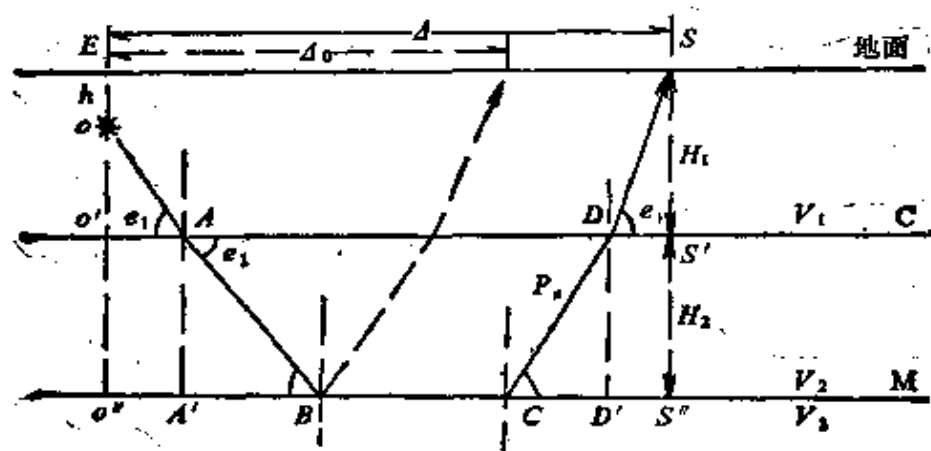


图 2-9 震源在花岗岩层时首波的路径

$$\Delta_0 = V_1(2H_1 - h)(V_3^2 - V_1^2)^{-\frac{1}{2}} + 2H_2V_2(V_3^2 - V_2^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-12')$$

(2) 莫霍界面上的反射波时距方程

莫霍界面上的反射波射线路径如图 2-10 所示。由图可知，

$$\frac{\cos e_1}{\cos e_2} = \frac{V_1}{V_2},$$

$$t_{M_1} = \frac{\overline{OA} + \overline{BS}}{V_1} + \frac{\overline{AC}}{V_2},$$

$$\Delta = \overline{O'A'} + 2\overline{A'C} + \overline{B'S'}.$$

式中，

$$\overline{OA} = \frac{H_1 - h}{\sin e_1}, \quad \overline{BS} = \frac{H_1}{\sin e_1}, \quad \overline{AC} = \frac{H_2}{\sin e_2},$$

$$\overline{O'A'} = \frac{H_1 - h}{\operatorname{ctg} e_1}, \quad \overline{A'C} = \frac{H_2}{\operatorname{ctg} e_2}, \quad \overline{B'S'} = \frac{H_1}{\operatorname{ctg} e_1}.$$

所以，反射波的时距方程为

$$\left. \begin{aligned} t_{M_1} &= \frac{2H_1 - h}{V_1 \sin e_1} + \frac{H_2}{V_2 \sin e_2}, \\ \Delta &= (2H_1 - h) \operatorname{ctg} e_1 + H_2 \operatorname{ctg} e_2. \end{aligned} \right\} \quad (2-13)$$

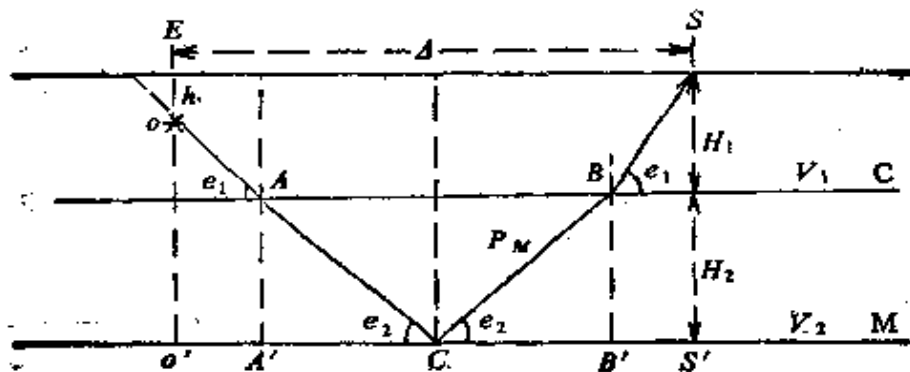


图 2-10 震源在花岗岩层时 M 界面反射波的路径

2. 震源在玄武岩层时波的时距方程

(1) P_s 和 S_s 波的时距方程

震源在玄武岩层时，波向上射到康拉德界面，再折射到观测

点, 用 P_* 和 S_* 表示, 以区别于 P^* 和 S^* 波。由图 2-11 可知, 在康拉德界面上折射波的走时 t_* 和震中距 Δ 为

$$t_* = \frac{\overline{AS}}{V_1} + \frac{\overline{OA}}{V_2}, \quad \Delta = \overline{O'A} + \overline{AS'}.$$

式中,

$$\overline{OA} = \frac{h - H_1}{\sin e_2}, \quad \overline{AS} = \frac{H}{\sin e_1}, \quad \overline{O'A} = (h - H_1) \operatorname{ctg} e_2,$$

$$\overline{AS'} = H_1 \operatorname{ctg} e_1, \quad \frac{\cos e_2}{\cos e_1} = \frac{V_2}{V_1}.$$

所以, P_* 和 S_* 波的时距参数方程为

$$\left. \begin{aligned} t_* &= \frac{H_1}{V_1 \sin e_1} + \frac{h - H_1}{V_2 \sin e_2}, \\ \Delta &= H_1 \operatorname{ctg} e_2 + (h - H_1) \operatorname{ctg} e_2. \end{aligned} \right\} \quad (2-14)$$

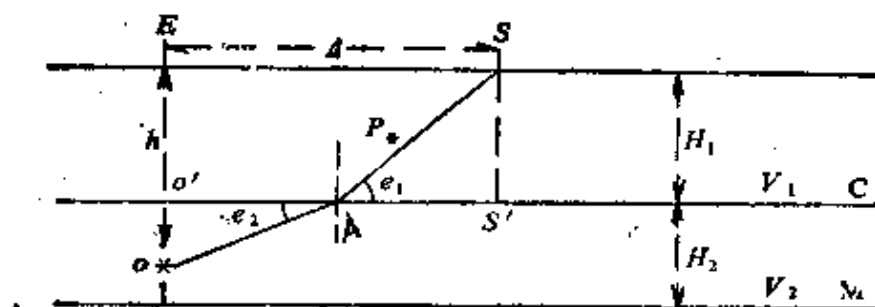


图 2-11 震源在玄武岩层时向上投射的射线路径

(2) 莫霍界面上的首波时距方程

由图 2-12 可知, 波以临界角 e_3 射到 M 面上, 首波的时距方程为

$$t_{n_2} = \frac{\overline{OA} + \overline{BC}}{V_2} + \frac{\overline{AB}}{V_3} + \frac{\overline{CS}}{V_1}.$$

式中,

$$\overline{OA} = \frac{H - h}{\sin e_3}, \quad \overline{BC} = \frac{H_2}{\sin e_3}, \quad \overline{CS} = \frac{H_1}{\sin e_2},$$

$$\overline{AB} = \Delta - (H - h) \operatorname{ctg} e_3 - H_2 \operatorname{ctg} e_3 - H_1 \operatorname{ctg} e_2.$$

化简后得

$$t_{n_2} = \frac{\Delta}{V_3} + \frac{1}{V_2}(H + H_2 - h)\sin e_3 + \frac{H_1}{V_1}\sin e_2. \quad (2-15)$$

又知 $\cos e_3 = \frac{V_2}{V_3}$, $\frac{\cos e_3}{\cos e_2} = \frac{V_2}{V_1}$, 所以 $\cos e_2 = \frac{V_1}{V_3}$ 。将以上各式中的 $\cos e_2$ 、 $\cos e_3$ 、 $\sin e_2$ 、 $\sin e_3$ 用波速代替, 化简后得

$$t_{n_2} = \frac{\Delta}{V_3} + (H + H_2 - h) \left(\frac{1}{V_2^2} - \frac{1}{V_3^2} \right)^{\frac{1}{2}} + H_1 \left(\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_3^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2-15')$$

上式为一直线方程, 斜率为 $\frac{1}{V_3}$, V_3 为莫霍界面下的波速。

由图 2-12 还知, 产生首波的最小距离为

$$\Delta_0 = \Delta - \overline{AB},$$

所以

$$\Delta_0 = (H + H_2 - h)\operatorname{ctg} e_3 + H_1\operatorname{ctg} e_2 \quad (2-16)$$

或

$$\Delta_0 = V_2(H + H_2 - h)(V_3^2 - V_2^2)^{-\frac{1}{2}} + V_1 H_1 (V_3^2 - V_1^2)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2-16')$$

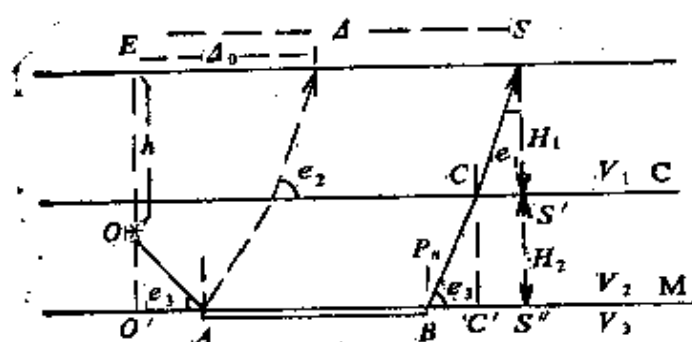


图 2-12 震源在玄武岩层时 M 界面上的首波路径

(3) 莫霍界面上反射波的时距方程

由图 2-13 可知, M 面上反射波的走时和震中距为

$$t_{M_1} = \frac{\overline{OA}}{V_2} + \frac{\overline{BS}}{V_1}, \quad \Delta = \overline{O'A} + \overline{AB'} + \overline{B'S'}.$$

式中,

$$\overline{OA} = \frac{H-h}{\sin e_3}, \quad \overline{AB} = \frac{H_2}{\sin e_3}, \quad \overline{BS} = \frac{H_1}{\sin e_2},$$

$$\overline{O'A} = (H-h) \operatorname{ctg} e_3, \quad \overline{AB'} = H_2 \operatorname{ctg} e_3,$$

$$\overline{B'S'} = H_1 \operatorname{ctg} e_2, \quad \frac{\cos e_3}{\cos e_2} = \frac{V_2}{V_1}.$$

化简后得

$$\left. \begin{aligned} t_{M_2} &= \frac{H+H_2-h}{V_2 \sin e_3} + \frac{H_1}{V_1 \sin e_2}, \\ \Delta &= (H+H_2-h) \operatorname{ctg} e_3 + H_1 \operatorname{ctg} e_2 \end{aligned} \right\} \quad (2-17)$$

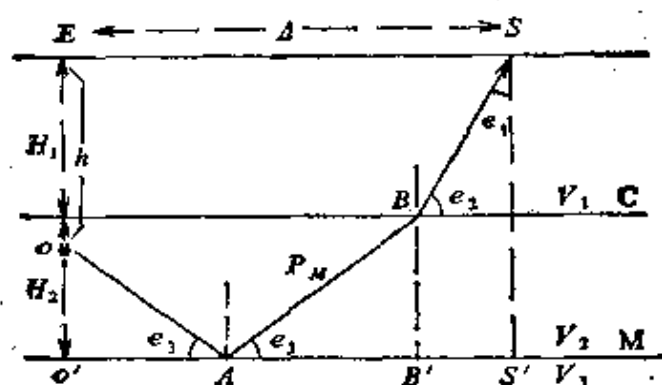


图 2-13 震源在玄武岩层时 M 界面上反射波的路径

3. 震源在莫霍界面下波的时距方程

震源在壳下的纵波和横波用 P 和 S 表示。从震源到地壳底的射线段, 要考虑波速随深度的变化引起射线的弯曲。由图2-14可知, 波的走时和震中距为

$$t = \frac{\widehat{OA}}{V(Z)} + \frac{\overline{AB}}{V_2} + \frac{\overline{BS}}{V_1}, \quad \Delta = \overline{CA} + \overline{AB'} + \overline{B'S'}.$$

上式中,

$$\overline{AB} = \frac{H_2}{\sin e_2},$$

$$\overline{AB'} = H_2 \operatorname{ctg} e_2,$$

$$\overline{B'S''} = H_1 \operatorname{tge}_1;$$

$$\frac{\operatorname{cose}_3}{\operatorname{cose}_2} = \frac{V_3}{V_2},$$

$$\frac{\operatorname{cose}_2}{\operatorname{cose}_1} = \frac{V_2}{V_1}.$$

沿弯曲射线段 $\widehat{OA}$ 和波走时相应的距离 $\overline{CA}$, 由式(1-65)斯内尔定律知,

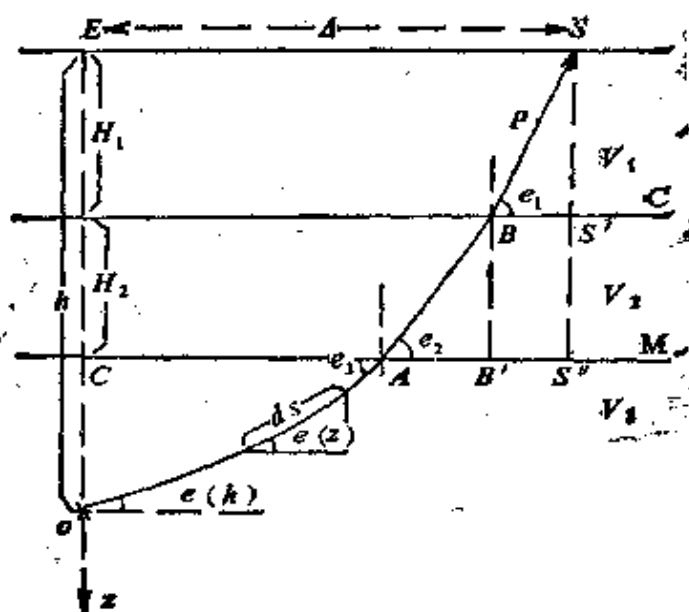


图 2-14 震源在 M 界面下向上投射的射线路径

$$\frac{\operatorname{cose}(z)}{V(z)} = p.$$

p 为射线参数, 它确定着某一条射线。由图 2-14 可知, 对射线 $\widehat{OA}$ 上的微小线元 ds , 可得

$$d\Delta = dz \operatorname{ctge}(z), \quad ds = \frac{dz}{\operatorname{sine}(z)}.$$

将 $\operatorname{cose}(z) = pV(z)$ 代入以上两式, 得

$$d\Delta = \frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}, \quad ds = \frac{dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}.$$

所以, 沿射线单元 ds 波的走时 dt 为

$$dt = \frac{ds}{V(z)} = \frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}}. \quad (2-18)$$

式(2-18)是射线的微分方程,决定着波沿射线的走时。在 h 到 $(h-H)$ 的深度区间内,对 dt 和 $d\Delta$ 求积分,即得

$$t_{OA} = \int_h^{(h-H)} \frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}},$$

$$CA = \int_h^{(h-H)} \frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}.$$

综合以上各式,可得壳下震源纵波和横波的时距方程,即

$$\left. \begin{aligned} t_{(p,s)} &= \int_h^{(h-H)} \frac{dz}{V(z)\sqrt{1-V^2(z)p^2}} + \frac{H_2}{V_2 \sin e_2} + \frac{H_1}{V_1 \sin e_1}, \\ \Delta &= \int_h^{(h-H)} \frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-V^2(z)p^2}} + H_2 \operatorname{ctg} e_2 + H_1 \operatorname{ctg} e_1. \end{aligned} \right\} \quad (2-19)$$

4. 双层模型近地震波时距曲线^[10]

图2-15是1973年郭履灿等编制的中国地区近地震波时距曲线,取地壳的上层厚度 $H_1=16$ 公里, $V_{P_1}=5.70$ 公里/秒, $V_{S_1}=3.38$ 公里/秒;地壳下层厚度 $H_2=24$ 公里, $V_{P_2}=6.51$ 公里/秒, $V_{S_2}=3.75$ 公里/秒;地幔顶部平均深度40公里, $V_{P_3}=8.01$ 公里/秒, $V_{S_3}=4.50$ 公里/秒。它与杰弗瑞斯-布伦时距曲线类似,没有给出康拉德界面和莫霍界面上的反射波曲线。当 $\Delta=130-190$ 公里时, P^* 波最先出现;再小的距离区间, $\bar{P}$ 最先出现;再大的距离区间, P_n 最先出现。 $\Delta=165$ 公里, $\bar{P}$ 波与 P_n 波相干扰。从波速值看,双层地壳的上下层速度的平均值等于单层模型的速度,直达波曲线的斜率比单层曲线的大。

图2-16曲线是笔者等用图2-15曲线的地壳速度参数,以式(2-1)、(2-2)、(2-5)、(2-11)、(2-13)计算,对震源在花岗岩

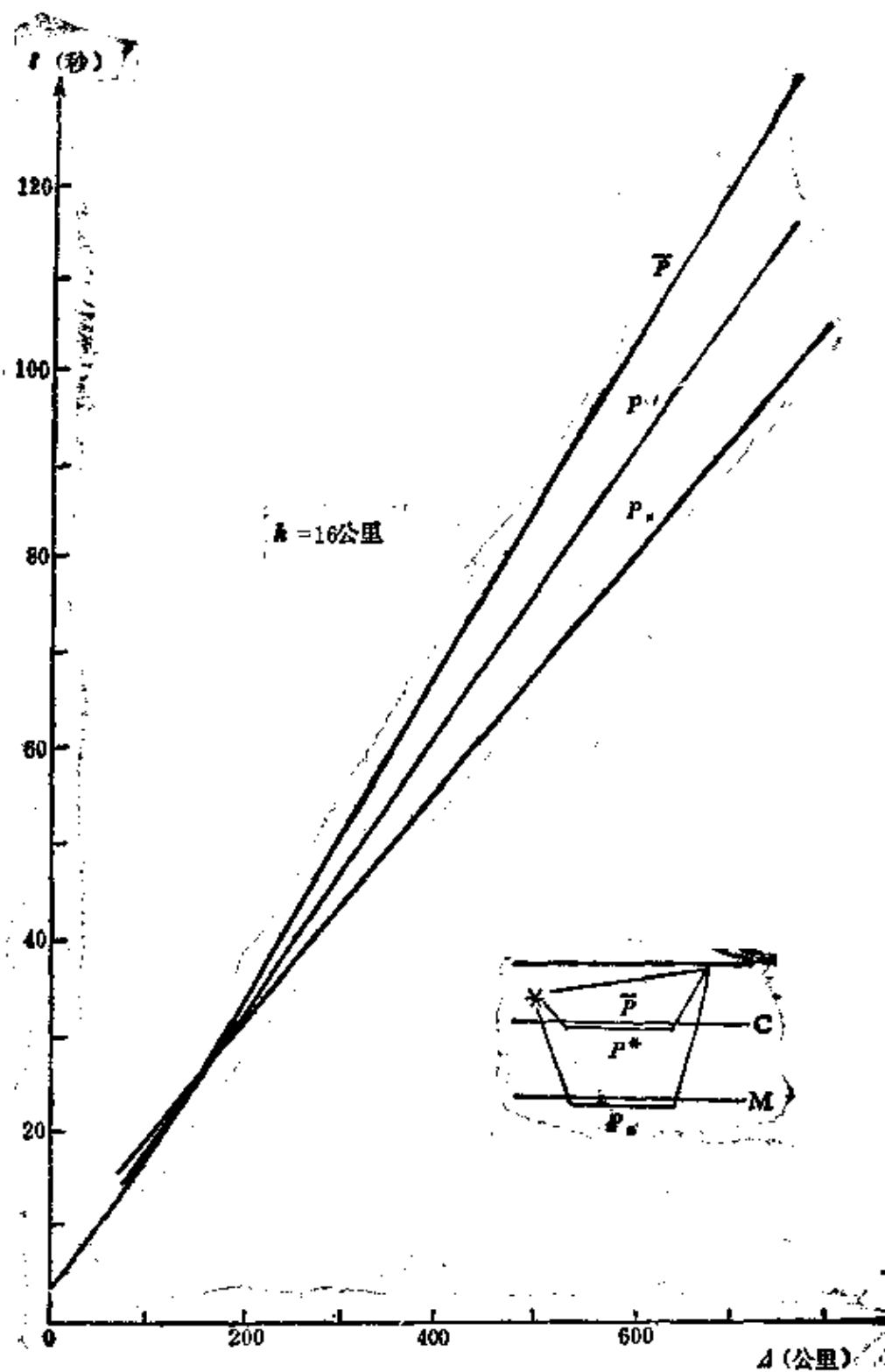


图 2-15 中国地区近地震波纵波时距曲线(双层模型)

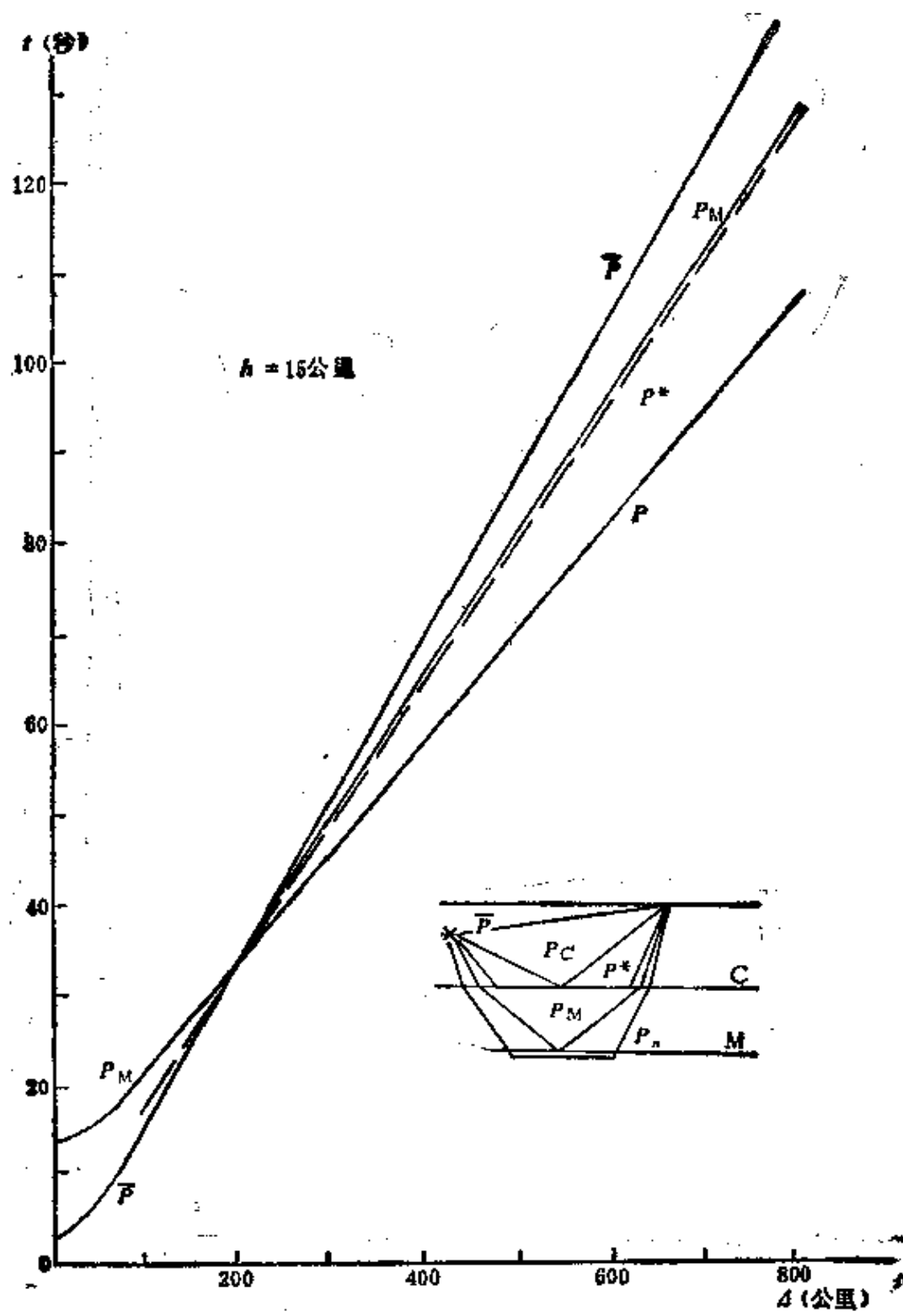


图 2-16 近地震波理论纵波时距曲线(双层模型)

层时($H_1=30$ 公里, $H_2=22$ 公里)所给出的康拉德界面上的反射波 P_c 曲线、莫霍界面上的反射波 P_M 曲线。它可以供读者在对比单层与双层地壳模型的地震波时距曲线差异时作参考, 重要的是可以看到 P_M 、 P_c 波与其他曲线的关系。

三、近地震波时距曲线的编制^[11,12]

编制近地震波时距曲线及走时表的基本方法有三种: 一是利用有足够数量和精度的地震基本参数和地震波的观测资料, 计算得到不同深度的时距曲线。这种曲线客观地反映着区域地壳的实际结构; 二是已知波速随深度的分布, 按一定的地壳模型的时距方程计算不同深度的时距曲线。这是理论曲线, 由于对区域地壳结构认识欠缺, 此法常常难以应用; 三是观测资料与理论计算相结合的方法, 在编制中国地震波走时表及甘肃地区近震波走时表时采用了这一方法。下面介绍其主要步骤。

编制走时表首先是精确地测定地震的基本参数, 为此, 应选取震中距离小于首波干扰距离的直达波, 用和达法, 高桥法或 P 波初至时刻的迭代法等精确地测定震源位置和发震时刻, 以期得到精确的震中距离和走时, 用下列的球面三角公式计算震中距离^[13],

$$\Delta_{(\text{公里})} \simeq 111.199 [(\varphi_s - \varphi_e)^2 + (\lambda_s - \lambda_e)^2 \cos^2 \frac{1}{2}(\varphi_s + \varphi_e)]^{\frac{1}{2}}, \quad (2-20)$$

或

$$\cos \Delta^\circ = aA + bB + cC. \quad (2-21)$$

式中: $a = \cos \varphi_s \cos \lambda_s$, $b = \cos \varphi_s \sin \lambda_s$, $c = \sin \varphi_s$;

$A = \cos \varphi_e \cos \lambda_e$, $B = \cos \varphi_e \sin \lambda_e$, $C = \sin \varphi_e$;

φ_s 、 λ_s 和 φ_e 、 λ_e 分别为台站和震中的纬度和经度, $1^\circ = 111.199$ 公里。式(2-20)对于我国各地区的台站和震中分布, 最大误差不超过 $0.0004(\Delta^3)^\circ$ 。当 $\Delta < 6.5^\circ$ 时, 误差一般小于 1 公里。使用式(2-21)时应考虑地球的扁率, 即将地理纬度 φ 用 $\text{tg} \varphi' = (1 -$

$e)^2 \operatorname{tg} \varphi$ (e 为地球的扁率) 换算成地心纬度 φ' , 或按 $\varphi - \varphi' = 11.7 \sin 2\varphi$ 式计算它们的差。

然后对地震波观测走时进行台站高程改正。由于地震台站分布于不同海拔高度上, 形成了不同台站的走时偏差, 因而需以编表选定的高程为标准, 对台站高程差进行走时改正。在编制《甘肃走时表》时, 采用了下式。

$$\left. \begin{aligned} \text{直达波: } \delta t_H &= \frac{\delta H h}{V_1 \sqrt{\Delta^2 + h^2}}, \\ h &= 0, \quad \delta t_H = \frac{1}{V_1} (\sqrt{\Delta^2 + \delta H^2} - \Delta); \\ \text{反射波: } \delta t_H &= \frac{\delta H (2H - h)}{V_1 \sqrt{(2H - h)^2 + \Delta^2}}, \\ \text{首波: } \delta t_H &= \frac{\delta H}{V_1} \sqrt{1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2-22)$$

在编制中国地区近震波走时表时, 对 $\Delta \geq 1.5$ 。采用了

$$\delta t_H = \frac{\delta H}{V_0} \sqrt{1 - \left[(180 \frac{\partial t}{\partial \Delta} V_0) / (\pi R_0) \right]^2}, \quad (2-23)$$

在以上两个公式中, δH 为台站海拔与标准海拔之差, V_0 为表层波速, V_1 为地壳中的平均速度, V_2 为壳下波速, $\frac{\partial t}{\partial \Delta}$ 为时距曲线的斜率, R_0 为地球的平均半径, $\pi = 3.141592653$ 。式 (2-22) 中 δH 、 h 、 Δ 的单位为公里, 式 (2-23) 中 Δ 的单位为度。

另外, 还需进行深度走时改正。当选取的资料不足以分深度计算曲线时, 可以将不同深度的地震波走时, 归算到某一深度, 例如归算到表面源, 因而, 需要进行深度的走时改正。在编制《甘肃走时表》时, 对单层地壳模型采用了下式:

$$\left. \begin{aligned}
 \text{直达波: } \delta t_h &= \frac{1}{V_1} (\Delta - \sqrt{\Delta^2 + h^2}); \\
 \text{反射波: } \delta t_h &= \frac{1}{V_1} (\sqrt{4H^2 + \Delta^2} - \sqrt{(2H-h)^2 + \Delta^2}); \\
 \text{首波: } \delta t_h &= h \sqrt{\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_2^2}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (2-24)$$

式中, Δ 、 H 、 h 的单位为公里, H 为地壳厚度。在编制中国地区近震波走时表时, 对震中距离 Δ 和走时都作了改正, 它取双层地壳模型, 采用了下式:

震源在地壳上层中, $\Delta < 1.5^\circ$ 时,

$$\left. \begin{aligned}
 \delta \Delta &= 0; \\
 \delta t &= \frac{1}{V_1} (111.1 \Delta - \sqrt{(111.1 \Delta)^2 + h^2}) \quad (h < H_1) \\
 \delta t &= \frac{111.1 \Delta}{V_2} - \frac{1}{V} \sqrt{(111.1 \Delta)^2 + h^2}; [H_1 \leq h < (H_1 + H_2)] \\
 \bar{V} &= h / \left(\frac{H_1}{V_1} + \frac{h - H_1}{V_2} \right).
 \end{aligned} \right\} \quad (2-25)$$

$\Delta > 1.5^\circ$ 时,

$$\left. \begin{aligned}
 \delta \Delta &= \frac{h \frac{V_1}{R_o \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right)}{\sqrt{1 - \left[\frac{V_1}{R_o \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}}; \\
 \delta t &= \frac{h}{V_1 \sqrt{1 - \left[\frac{V_o}{R_o \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (h < H_1)$$

$$\left. \begin{aligned}
\delta\Delta &= \frac{h \frac{V_0}{R_0 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right)}{\sqrt{1 - \left[\frac{V_1}{R_0 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}} \\
&+ \frac{(h + H_1) \frac{V_2}{R_1 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right)}{\sqrt{1 - \left[\frac{V_2}{R_1 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}}, \\
\delta t &= \frac{h}{V_1 \sqrt{1 - \left[\frac{V_1}{R_0 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}} \\
&+ \frac{h - H_1}{V_2 \sqrt{1 - \left[\frac{V_2}{R_1 \rho} \left(\frac{\partial t}{\partial \Delta} \right) \right]^2}}.
\end{aligned} \right\} [H \leq h < (H_1 + H_2)] \quad (2-26)$$

式中, V_1 、 H_1 和 V_2 、 H_2 分别为地壳的上层和下层的波速和厚度, $R_1 = R - h$, $\rho = \frac{\pi}{180} = 0.0174533$ 。在前述基础上, 求出最佳曲线。震源处各个方向上地质结构的不均匀性、采用均匀模型改正值引入误差、以及观测和分析的误差, 致使观测走时随 Δ 的分布曲线必有一定的离散度, 因此应求最佳曲线。求走时函数 $t = f(\Delta, h)$ 的最佳曲线可用三次多项式逼近, 即

$$t_{\text{真}} = a + b\Delta + c\Delta^2 + d\Delta^3. \quad (2-27)$$

如果已经过高程差和震源深度的走时改正, 则表面源走时为

$$t_o = t_{\text{真}} + \delta t_H + \delta t_s. \quad (2-28)$$

在计算 δt_s 时, 若采用式(2-24), Δ 可不加改正值; 若采用式(2-25)、(2-26), Δ 应加改正值, 即对式(2-20)或(2-21)计算的 Δ 加改正值 $\delta\Delta$,

$$\Delta_o = \Delta + \delta\Delta.$$

最后, 可由表面源曲线扣除深度改正值, 得出不同深度的时距曲线。

最近几年的研究指出了地壳上部结构的不均匀性。因此如果再能考虑横向的走时异常改正,就可以大大地提高时距曲线的精度。

走时表的内容是由计算和分析对比的需要而决定的,通常给出 $\Delta = f(t_i, h)$ 、 $t_i - t_j = f(\Delta, h)$ 各种数值表。前者是为得到走时计算发震时刻而设的,后者是为计算震中距离及分析对比各种波而用的。

第二节 远地震波的运动学特性

远地震波的速度随着深度而变化,并导致射线的弯曲。讨论远地震波的时距曲线要考虑地面的弯曲,以及波速随深度的变化。

一、地震射线方程^[7,9]

下面讨论图2-17中的 ES 弯曲射线,它由表面源发出($h=0$),

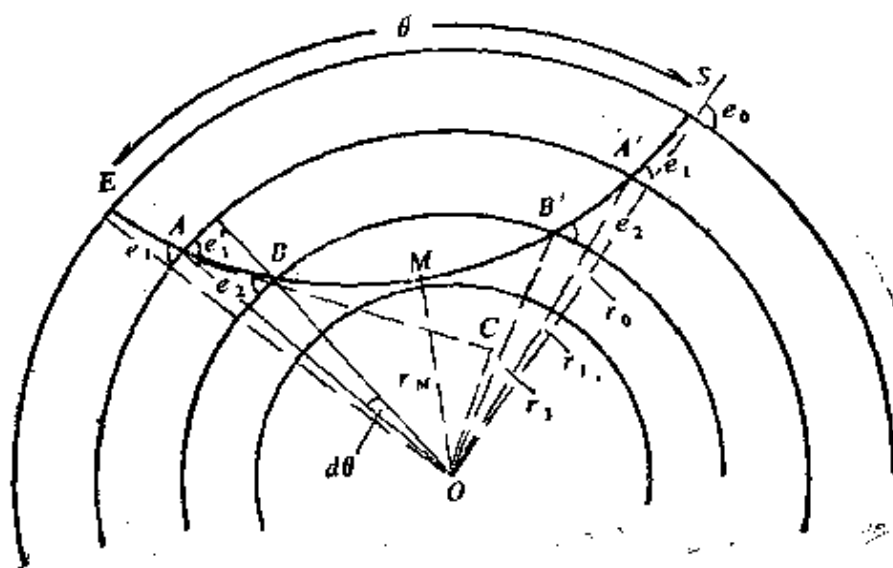


图 2-17 弯曲的射线路径

传播到观测台 S , M 点是射线最低点, EM 段与 MS 段以 OM 轴为对称,震中距以 OE 和 OS 所夹的圆心角 θ 表示。假定射线被无穷多的均匀同心球层所分割,则射线将被分割成 EA 、 AB 、 BM

等许多微小线段。若射线与各层间的夹角（出射角）为 $e_0, e_1, e_2, \dots, e_M$ ，各层的波速为 $V_0, V_1, V_2, \dots, V_M$ ，射线上各点的半径为 $r_0, r_1, r_2, \dots, r_M$ ，则对于点 A，由折射定律可知

$$\frac{r_1 \cos e_1}{V_1} = \frac{r_1 \cos e'_1}{V_2}.$$

在图2-17中，延长 AB 线，并作垂线 OC，可得直角三角形 AOC 和 BOC。它们有公共边 OC。因各层是微小的薄层，所以可得， $OA \sin(90 - e'_1) = OB \sin(90 - e_2)$ ，即 $r_1 \cos e'_1 = r_2 \cos e_2$ 。变换上式，得

$$\frac{r_1 \cos e_1}{V_1} = \frac{r_2 \cos e_2}{V_2}.$$

对于射线上的所有点，必有

$$\frac{r \cos e(r)}{V(r)} = P. \quad (2-29)$$

P 为射线参数。它还有另外的意义，下面予以讨论。

设从震源发出两条射线，先后到达观测点 S_1 和 S_2 ，两点间的距离为 $d\Delta$ ，波传到 S_1 点的时刻为 t ，波前为 S_1A ，经过 dt 时刻传到 S_2 点，射线 $\widehat{ES_2}$ 比 $\widehat{ES_1}$ 长 $\overline{AS_2}$ ，以 ds 表示，射线的出射角为 e_0 ，波速为 V_0 。由图2-18可知， ds 段波的走时为

$$dt = \frac{ds}{V_0} = \frac{d\Delta \cos e_0}{V_0}.$$

因为， $d\Delta = R d\theta$ ，所以

$$\frac{dt}{d\theta} = \frac{R \cos e_0}{V_0} = P. \quad (2-30)$$

p 为时距曲线的斜率。在同一条射线上，不同点的 p 值相等，因而，射线方程也可表示为

$$p = \frac{R \cos e_0}{V_0} = \frac{r \cos e(r)}{V(r)} = \frac{r_M}{V(r_M)} = \frac{dt}{d\theta}. \quad (2-31)$$

二、时距曲线参数方程^[8]

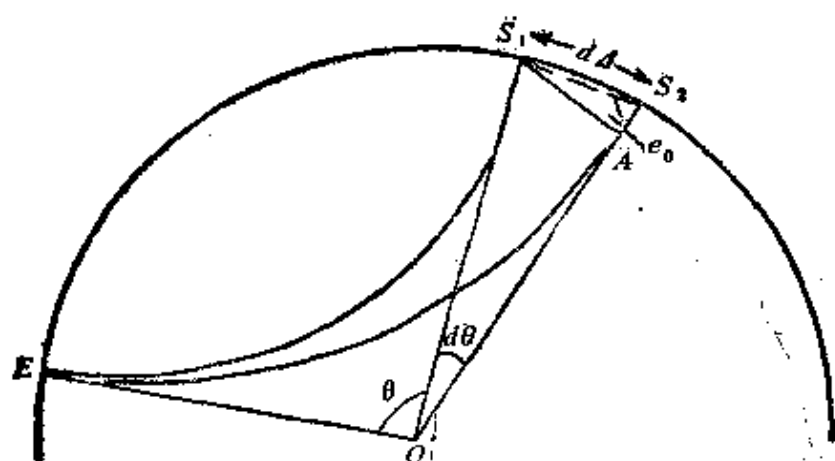


图 2-18 射线参数的含义

对图 2-17 中的射线 ds 段, 可得

$$ds = \frac{dr}{\sin e(r)}.$$

由式 (2-31) 可知, $\cos e(r) = \frac{pV(r)}{r}$, 代入上式, 得

$$ds = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - p^2 V^2(r)}},$$

所以,

$$dt = \frac{ds}{V(r)} = \frac{r dr}{V(r) \sqrt{r^2 - p^2 V^2(r)}}. \quad (2-32)$$

对上式从 r_M 到 R 区间求积分, 并取 2 倍, 得 ES 射线的走时 t ,

$$t = 2 \int_{r_M}^R \frac{r dr}{V(r) \sqrt{r^2 - p^2 V^2(r)}}. \quad (2-33)$$

同样, 对 ds 线段, 可得

$$\frac{dr}{d\theta} = r \operatorname{tg} e(r).$$

将 $\cos e(r) = \frac{1}{r} pV(r)$ 和 $\sin e(r) = \frac{1}{r} \sqrt{r^2 - p^2 V^2(r)}$ 代入上

式, 得

$$\frac{dr}{d\theta} = \pm \frac{r}{p} \sqrt{\frac{r^2}{V^2(r)} - p^2}. \quad (2-34)$$

上式为射线 ES 的微分方程, $\widehat{EM}$ 段取“-”号, $\widehat{MS}$ 段取“+”号。对式 (2-34) 从 r_M 到 R 区间求积分, 得

$$\theta = 2p \int_{r_M}^R \frac{p dr}{r \sqrt{\frac{r^2}{V^2(r)} - p^2}}. \quad (2-35)$$

式 (2-33) 和 (2-35) 给出了时距曲线的参数方程。各种远地震波的时距曲线如图 2-19 所示, 它是杰弗瑞斯和布伦编制的^[10]。该走时表由于给出的地震波种类多, 计算方法较完善, 在世界各国声誉很高, 目前仍被许多国家采用。

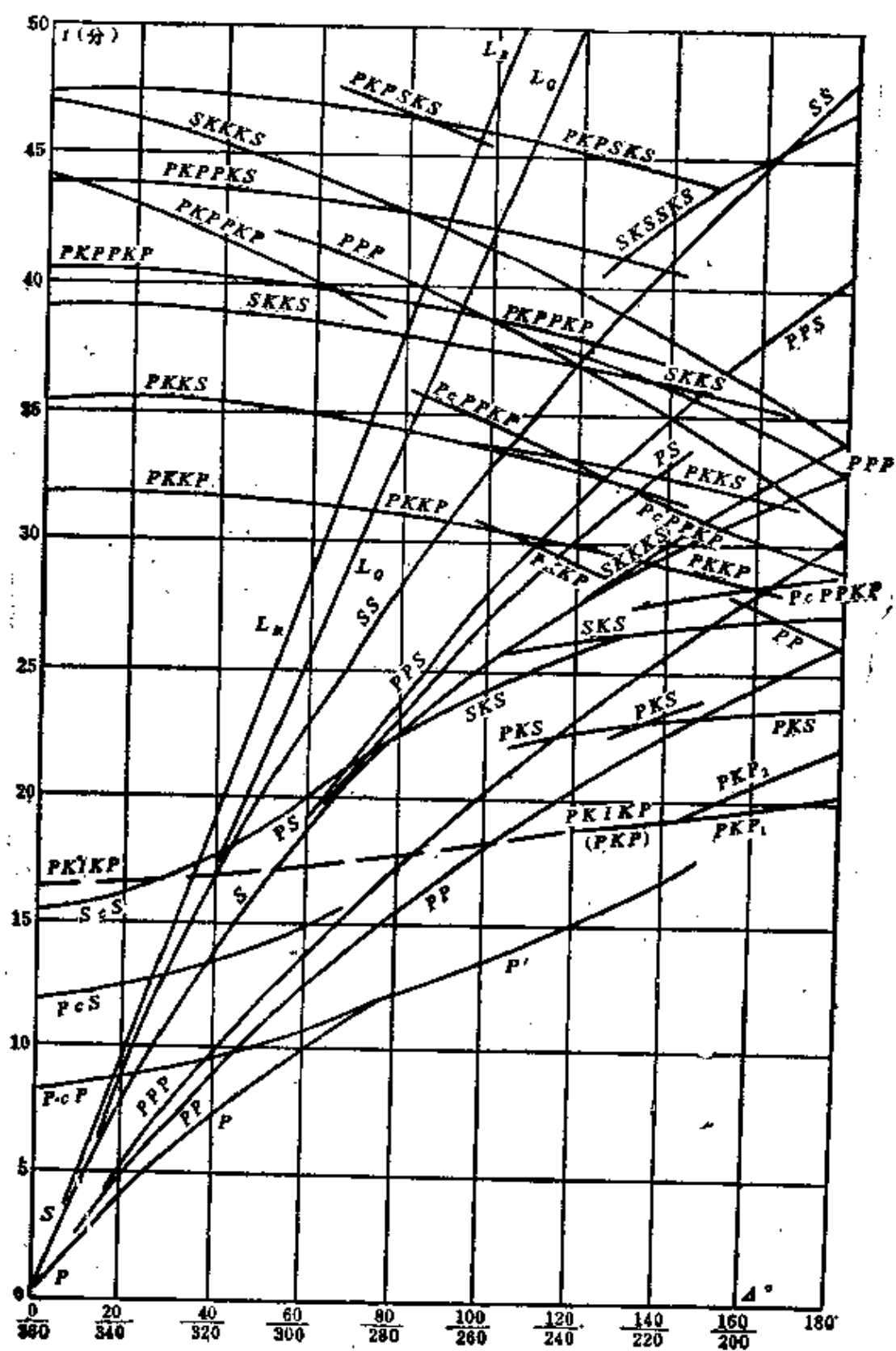
三、速度随深度的变化对射线和时距曲线的影响^[11]

地震射线和时距曲线随波速而变化。由于地球内部各层中波速不同, 随深度递增或递减, 因此存在着高速层和低速层, 相应的地震射线和时距曲线也性态各异。下面简要讨论几种主要情况。

当式 (2-32) 和 (2-34) 的射线微分方程对射线有极小值, 即射线顶点 $p = \frac{r}{V(r)}$ 时进行计算, 得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 r}{d\theta^2} &= \frac{r^2}{V(r)} \left[\frac{V(r)}{r} - \frac{dV(r)}{dr} \right], \\ \frac{d^2 t}{d\theta^2} &= \frac{r}{V^2(r)} \left[\frac{V(r)}{r} - \frac{dV(r)}{dr} \right] \frac{dr}{d\theta}. \end{aligned} \right\} \quad (2-36)$$

以上二式表示了地震射线和时距曲线随速度变化的关系, 即速度是随深度变化的。对于地震射线, 第一式中的 r 是随同一条射线上的不同点变化的; 对于时距曲线, 第二式中的 r 则随不同射线而不同。由 (式 2-36) 看出, 射线与时距曲线的变化, 取决于



方括号中的值为正或为负，即决定于 $\frac{V(r)}{r}$ 与 $\frac{dV(r)}{dr}$ 的关系。如射线有极小值时，必然是 $\frac{dV(r)}{dr} > 0$ 。

速度随深度而增大时， $\frac{dV(r)}{dr} < 0$ 及 $\frac{dV(r)}{dr} < -\frac{V(r)}{r}$ 。另外，射线的顶点半径 r_v 随 θ 增加而减小，相对于各条射线 $\frac{dr}{d\theta} < 0$ 。因而，由式 (2-36) 可知， $\frac{d^2r}{d\theta^2} > 0$ ，射线凹向地面； $\frac{d^2t}{d\theta^2} < 0$ ，时距曲线是凹向横轴 (图 2-20)。

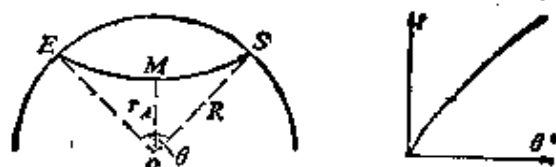


图 2-20 速度随深度增大时，射线的路径和走时的变化

在高速层内，速度随深度而增加，且比层外上面和下面的速度高。如果某层速度突然增加，则 $\frac{dV(r)}{dr} < 0$ ，且 $\frac{dV(r)}{dr} \rightarrow -\infty$ 。在这种断面上速度是不连续的。由于高速层中速度增加较快， $\frac{d^2r}{d\theta^2}$ 很大，射线凹向地面的曲率较大，以至在一定距离上，通过高速层的射线将出现在高速层上面的射线前面。这时，在时距曲线上便形成“圈环形”，相应于高速层上面射线的时距曲线为 OA 段，层中的为 BA 段，层下的 BC 段 (图 2-21)。

在低速层内，速度随深度而减小。如图 2-22 中存在的低速层，在该层内， $\frac{dV(r)}{dr} > -\frac{V(r)}{r}$ ， $\frac{d^2r}{d\theta^2} < 0$ ，射线在层内凸向地面，而在低速层的上面由于速度随深度而增加，射线凹向地面。因而，由于低速层的影响，在地面形成影区 AB 段。谷登堡提出 80—100 公里深处存在着低速层，该速度减小的数量级为 0.1 公

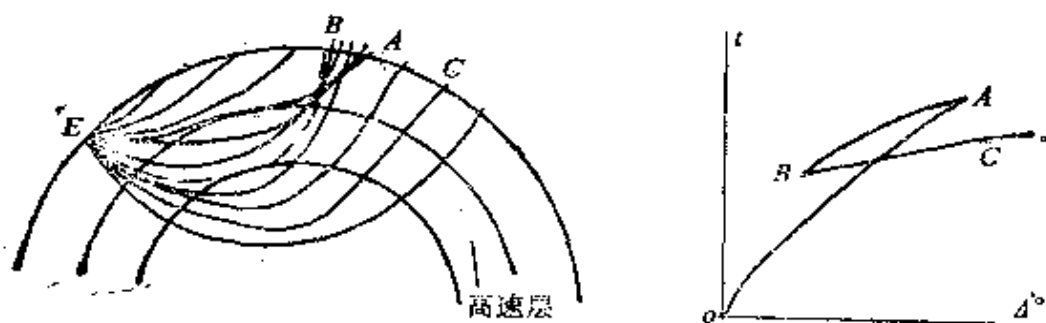


图 2-21 高速层的作用在时距曲线上的反映

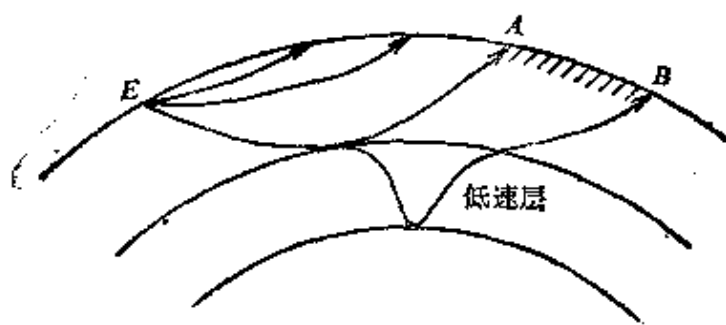


图 2-22 由低速层的存在形成的“影区”

里/秒，可能形成 $7-15^\circ$ 距离上的影区，在此地段内 P 波极弱。

图 2-23 是谷登堡编制的地球内部纵波的射线路径图^[14]。在地幔中，速度随深度增加，射线凹向地面，纵波的时距曲线凹向横轴，最大震中距为 105° 。到地核面上，纵波速度突然减少到 $5.8-5.6$ 公里/秒，然后又增高。在地核间断面上， $\frac{dV(r)}{dr} \rightarrow$

$+\infty$ ，射线折入地核内，在 $105-150^\circ$ 处形成影区。在这段距离内存在微弱的绕射 P' 波。高台台曾观测到 1978 年 11 月 30 日墨西哥 8 级地震较强的 P' 波（图 3-8 d），它比 PKP 波弱。

在地核内，速度又继续增加，射线凹向核面，再次经过核面折射到地面上，这就是 143° 开始出现的 PKP_1 和 PKP_2 波（ K 表示通过地核的纵波）。这两个波的射线都是在地核内的内核外面通过的，由于地核的聚焦作用，两个波都很强（图 3-8 e）。 PKP_1 出现在 $143-168^\circ$ ， PKP_2 出现在 $143-187^\circ$ 。

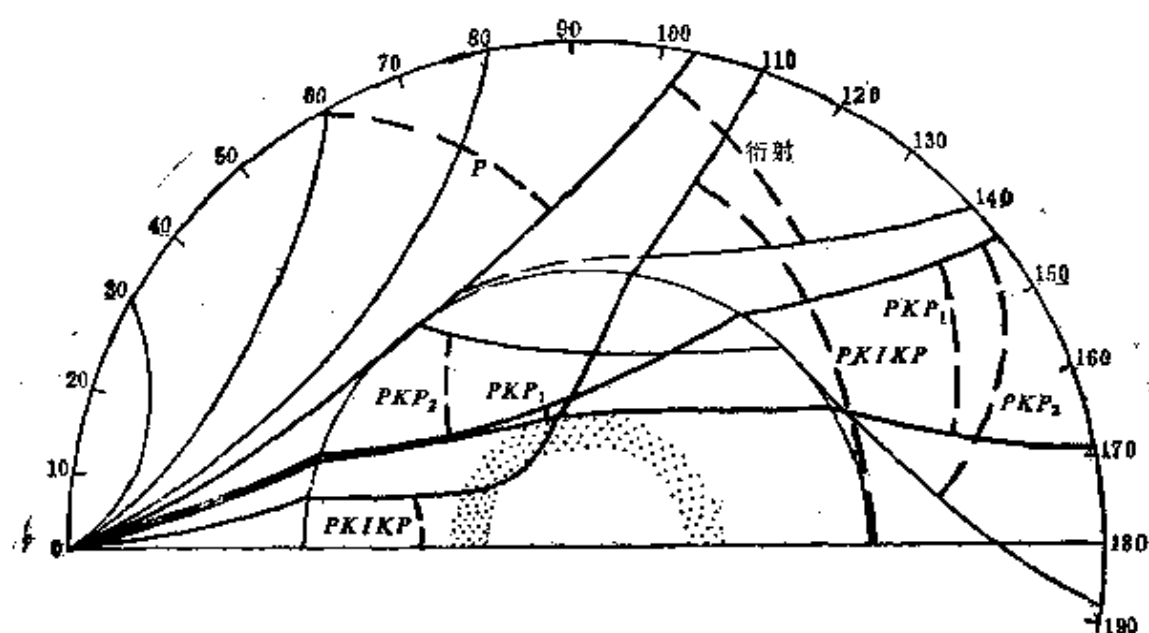


图 2-23 地震波通过地球的射线路径 (据 B. Gutenberg)

内核面是一个数公里的过渡层，此层中纵波速度从 10.5—11 公里/秒减小到 9—9.5 公里/秒，然后又增至 11.2—11.3 公里/秒，射线被强烈地折射到最小距离 110° 。被过渡层折射和通过内核的纵波以 $PKIKP$ 表示 (I 表示通过内核的纵波)，杰弗瑞斯-布伦走时表以 PKP 表示。这些波出现在 $110—180^\circ$ 的距离上。

第三章 识别震相的方法和震相特征

狭义地讲，震相是地震图中的各种传播路径地震波的清晰初始。不同波有各自的运动学和动力学特征，地震分析的首要任务就是要正确地识别、区分出各种传播路径地震波。判别各种波有许多已知的参量，也有不少标志是定性的，由于不同波容易混淆，使地震分析比较繁难，目前仍处于人工或人机结合处理阶段。本章除讲述形成地震波复杂形态的基本因素、波的共同特征、不同类型地震图和波的特征和各种分析方法外，还将介绍判别实例。

第一节 波的共同特征

地震图是由各种震相组成的，它们的表现形态决定于震源类型、地质结构、传播路程和观测条件，因而，各类地震图形态多样，非常复杂。

从震源类型来说，如果是炸药在地表瞬时起爆，爆炸力向周围扩张，产生的纵波是压缩波。它初至向上，周期较小，振幅强而尖锐；横波常常较弱；面波在爆炸源附近也很发育。深震震源被一些作者解释为物态变化或塌陷机制， P 波频谱与爆炸的结果虽相似，但是频率较低。近几十年，对正常深度震源的等效力系解释，作为点源模型主要认为是单力偶和双力偶型的，这两种类型震源的纵波位移场一致，横波位移场不同。因此，在不同方位和距离上，辐射的地震波强弱不同。两种类型源的纵波和横波位移分布如图 3-1 所示。

断层的破裂往往从一端开始，以 3—4 公里/秒的速度传播破裂。强震与弱震的震源体积不同，作用力的大小也不一样。波频

与震源体积有关，体积愈大，波的周期愈长。苏联塔吉克地震考察队所综合的优势频率与能量 E (焦耳) 的关系^[9]为

$$\lg f = -0.79 + 0.047 \lg E - 0.0078 (\lg E)^2. \quad (3-1)$$

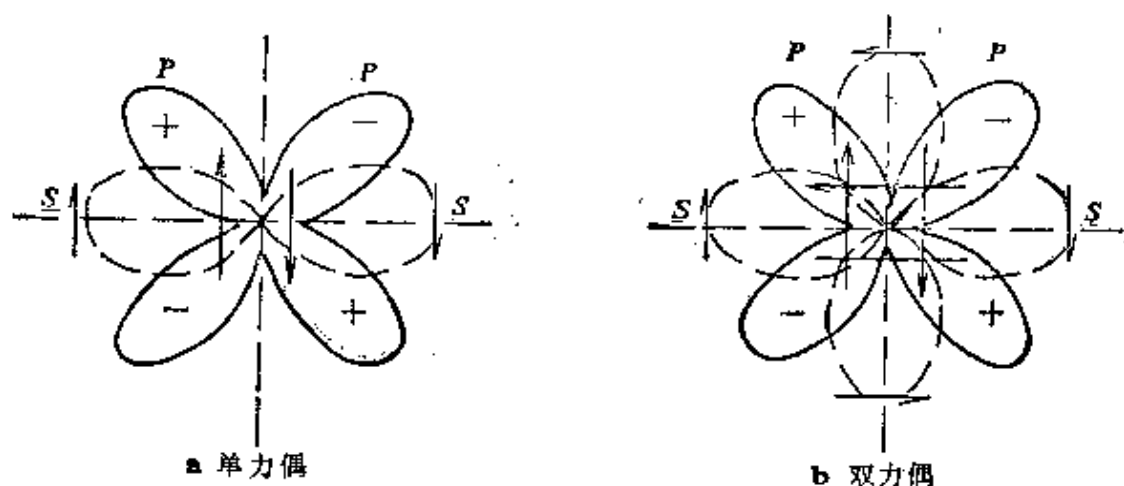


图 3-1 单力偶和双力偶型点震源力系辐射的 P 波和 S 波位移分布
a 单力偶；b 双力偶

地震波在传播中，因介质的内摩擦或弹性后效造成的吸收，以及震源距离的增大、波前面的几何扩散，使得振幅减小。这称为地震波的衰减。吸收作用与介质性质和波频有关，松软介质层厚度的增加将“放大”振幅，使振动持续时间增长。高频波的吸收作用比低频波强。图 3-2 是不同介质不同厚度的观测结果^[9]。由图可以看出，在 20—100 米的沉积层上，振幅增大，频率降低，振动持续时间显著增长。另外，地震波衰减与地质构造有关，垂直于构造方向上传播的波衰减较快，平行于构造方向的衰减较慢。

地震波在传播中，不仅随着震源距离的增加发生几何扩散，振幅减小，而且，由于高频波容易吸收，震中距离愈大观测到的波周期亦愈长。远震波的周期较长是非常显著的。深震波也因在吸收作用小的地幔中行程较长，周期比同距离的浅源波要短。不

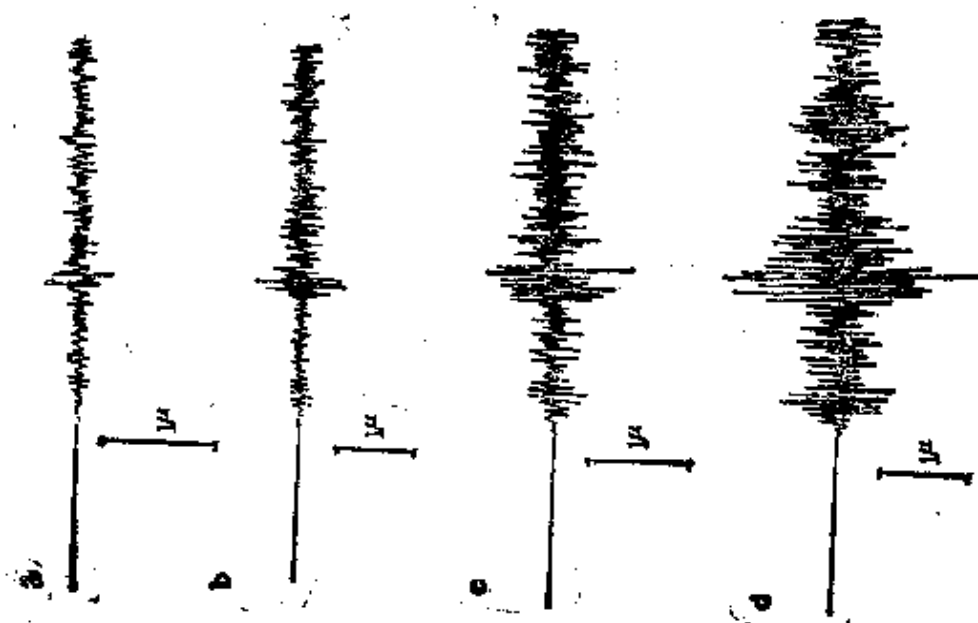


图 3-2 在厚度不同的沉积层上的观测记录
(据 К. К. Запольский)
a. 坚硬基岩, b. 冲积土层, 厚 1—2 米; c. 冲积
土层, 厚 20 米; d. 冲积土层, 厚 60—100 米

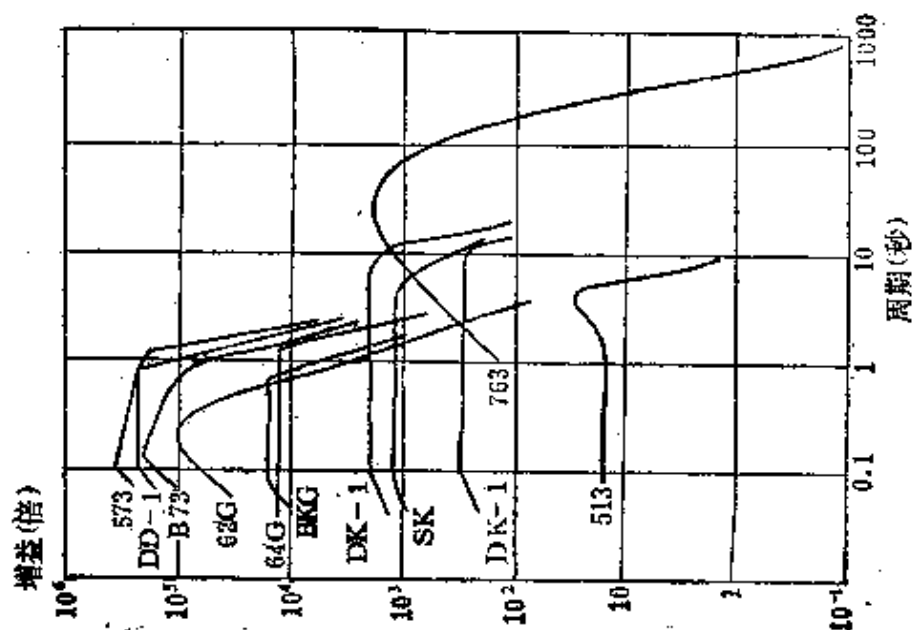


图 3-3 几种地震仪的频率特性曲线

同行程的波遇到不同的界面，还要反射、折射和转换产生各种次生波，这些波先后到达观测点，形成了地震图上波列的持续和叠加干扰。无论是近震或远震，在各种波的干扰距离上，各种波是较难区别的。这种情况在地震观测中是不可避免的。当然，人工地震勘探则可以在设置测点时避过干扰距离。

地震波传播到台站，由各种性能的地震仪来接收。仪器性能主要由摆的阻尼常数 D 和振动周期 T 决定^[7,15]。测量地动位移的效能由增益的频率特性曲线表示。图 3-3 是我国通用的几种地震仪的频率特性曲线，各种曲线的平直段能较好地反映地动位移。各种频域特点的仪器只适于在相应的频域中进行观测，否则不能真实反映波的形态。显然，用长周期仪观测近震的短周期波，或用短周期仪观测远震的长周期波，都会造成波形的严重失真。用中长周期仪和短周期仪在同一地点记录同一远震，结果记录的波的形态差异甚大，短周期的 64 型地震仪只记到了纵波段的高频成分，而中长周期的基式地震仪记到的纵波以低频为特征，如图 3-4 所示。

地震波图虽然是很复杂的，但是，对于地方震、近震和远震，浅震和深震，它们在运动学和动力学方面仍有规律可循，具有共同的特征。掌握这些规律和特征，分辨地震波就一目了然。归纳起来，有以下一些规律：

(1) 一幅地震波图中，一般总表现为纵波、横波和面波三大部分。由于纵波速度大于横波速度，面波速度最小，故观测时它们的到达顺序也是纵波、横波和面波。

(2) 纵波的周期小于横波周期，面波周期最长。震中距愈大，波的周期愈长，反之愈短。

(3) 纵波的振幅小于横波振幅，面波振幅最大（深震例外）。

(4) 震级愈高，振幅愈大，振动的持续时间愈长。震中距越大，各种波列持续越长。

(5) 纵波的垂直分量和最靠近震中方位的一个水平分量较

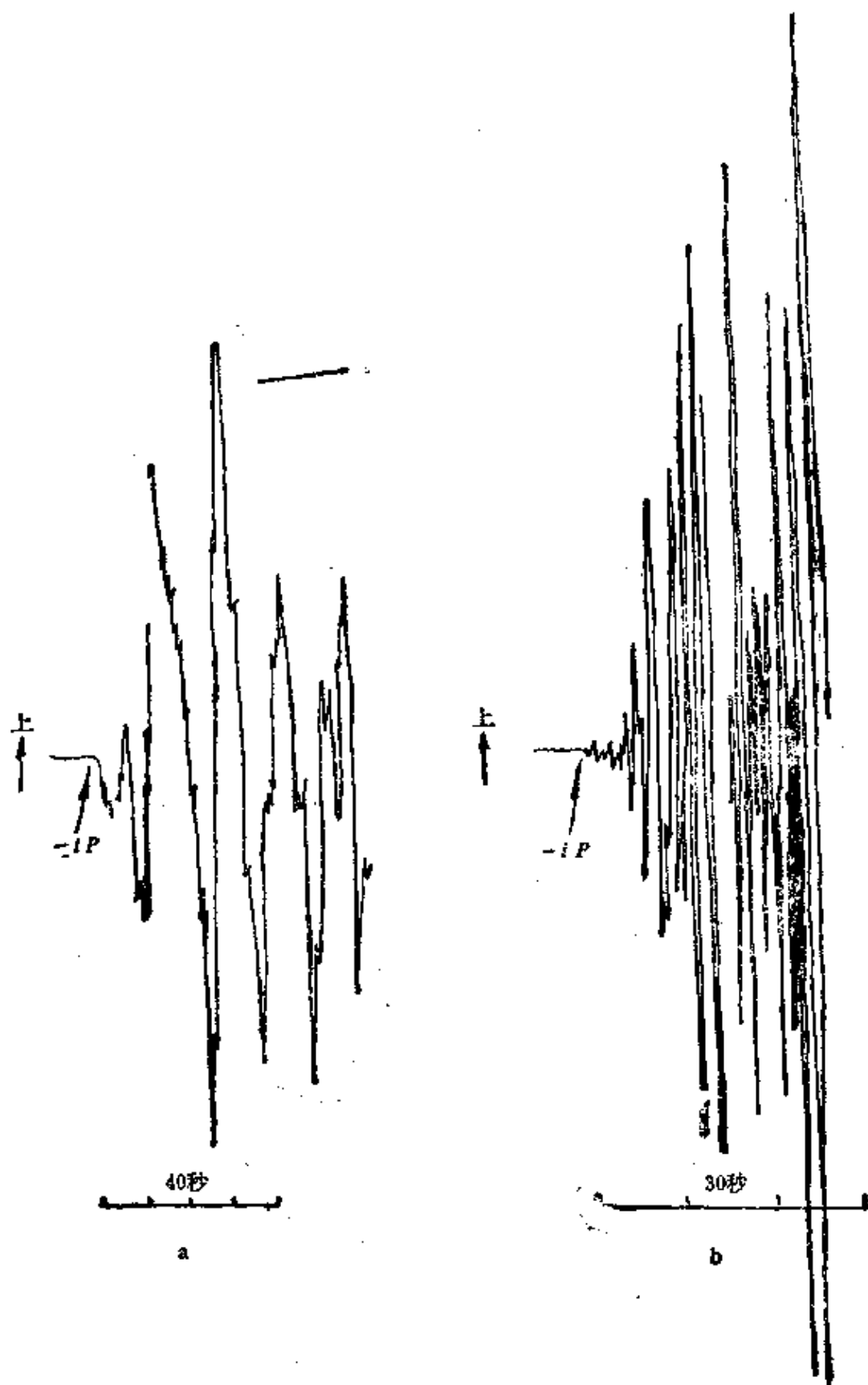


图 3-4 1976 年 7 月 28 日 03 时唐山 7.8 级地震
(兰州台记录)
a. 基式地震仪记录; b. 64 型地震仪记录

强，横波是水平分量比垂直分量强，并且垂直于震中方位的水平分量较强。勒夫波的情况类同横波。瑞利波的情况类同纵波，垂直分量较强。在通常观测的三个分向上，波的振幅特征是由波的质点振动性质、震源深度、震中距离和震中方位决定的。如 $\bar{P}$ 波位移在入射面内，质点振动与射线方向一致，震中距越小，震源越深，波的出射角越大，垂直位移越强。对于远震 P 波，震中距愈大，射线愈弯曲，出射角愈大，垂直分量亦愈强。

(6) 绕射波的振幅比直达波的振幅弱，反射波的振幅比直达波的振幅强。

(7) 由横波转换成的纵波比原始纵波强。

以上所述波的共同特征是分辨地震波的准则，在下面的各类地震波典型图例中将会看到，细心的参阅比较，对识别地震波将大有效益。

第二节 各类地震波图简介

一、地方震波

震中距为 100 公里以内地震波的特征为：

(1) 对于震源深度约 10 公里的地方震，纵波与横波的到时差约小于 13 秒，主要振动持续在一分钟之内。

(2) 它们的振动周期都较小， $\bar{P}$ 波的周期约为 0.05—0.2 秒， $\bar{S}$ 波的周期约为 0.1—0.5 秒。对于记录纸走速为 120 毫米/秒的记录来说，波形也显得很“拥挤”。

(3) 震中距小于 40 公里，一般只有 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 两个清晰的直达波（图 3-5 a）。震中距约 50—70 公里时，对甘肃某些地区，紧靠 $\bar{S}$ 波之前出现莫霍界面上的反射波 P_M^* ，周期与 $\bar{P}$ 相同，振幅比 $\bar{P}$ 强，比 $\bar{S}$ 小很多，垂直分量和靠近震中的水平分量较强（图 3-5 b）。当 P_M 出现在 $\bar{S}$ 之后时，由于 $\bar{S}$ 的干扰而不能分辨。某些人工爆破，在较近的距离上横波衰减很快，在它之后表

* 为对全国各地地壳普遍适用，对莫霍界面上的反射波用 P_M 和 S_M 表示。

现出清晰的M面上的反射波（图 3-5 c）。震中距约 70—100 公里时，依次出现 $\bar{P}$ 、 P_M 、 $\bar{S}$ 、 S_M 四个清晰的波。在 $\bar{S}$ 之后 3—10 秒的 S_M 波强而清晰，很稳定地出现，全国各地震区都能观测到（图 3-5 d、e、f）。地震较强时， S_M 常被 $\bar{S}$ 波干扰，初至时刻不易精确测定。

（4）大多数震源都在自地面数公里以下的深处，作为地方

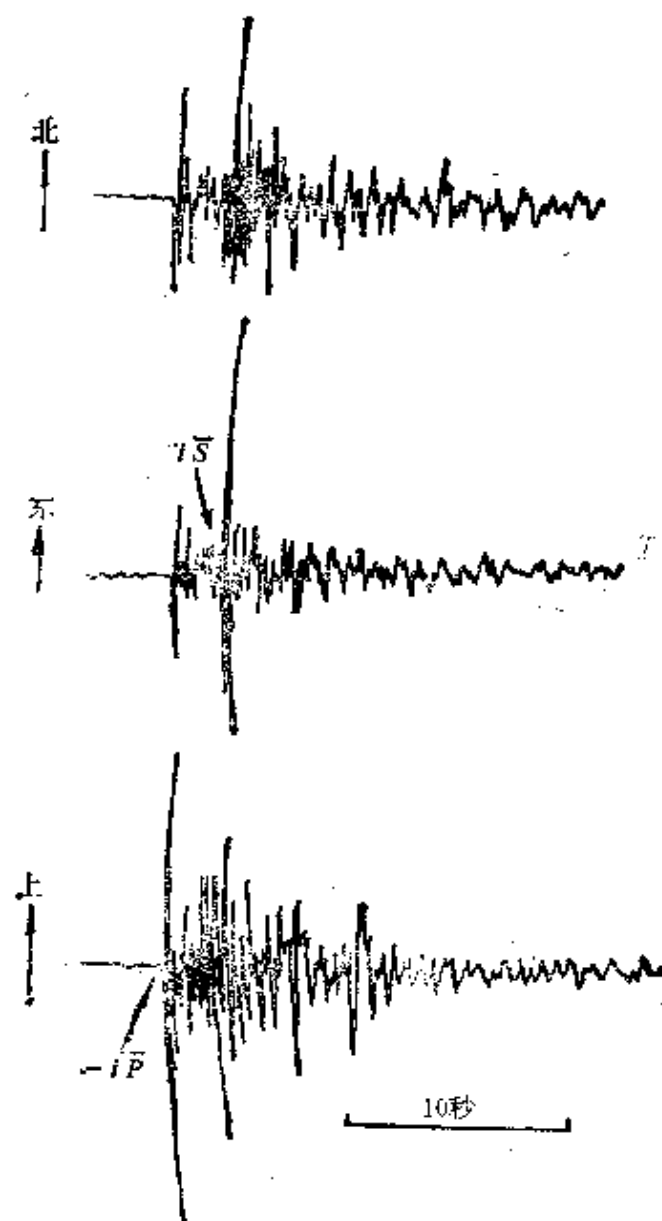


图 3-5 a 1982 年 6 月 24 日 03 时甘肃礼县地震
礼县台 PTY-8 型地震仪记录， $\Delta=10$ 公里

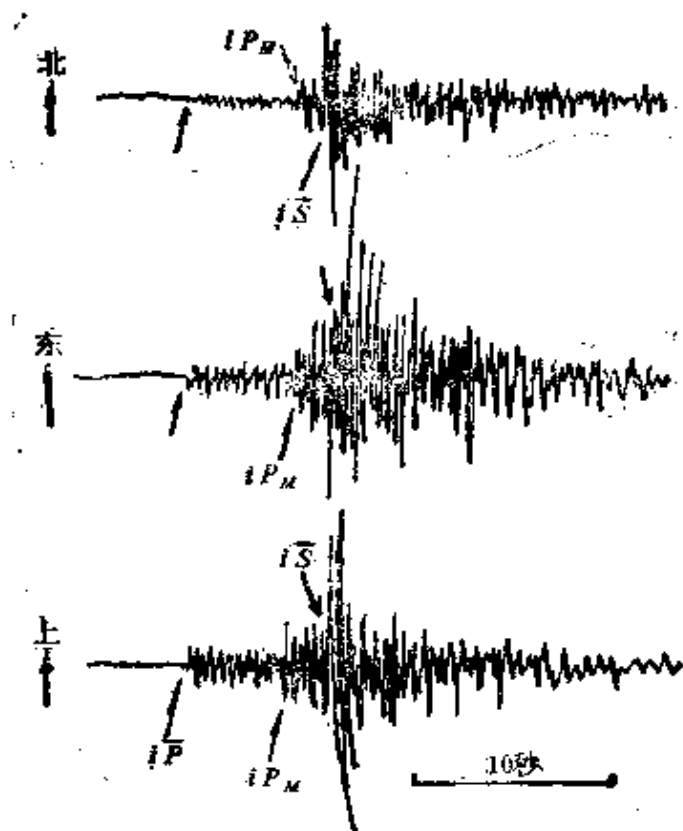


图 3-5 b 1978 年 9 月 1 日 17 时四川南坪 2.2 级地震
文县台维开克地震仪记录, $\Delta=60$ 公里

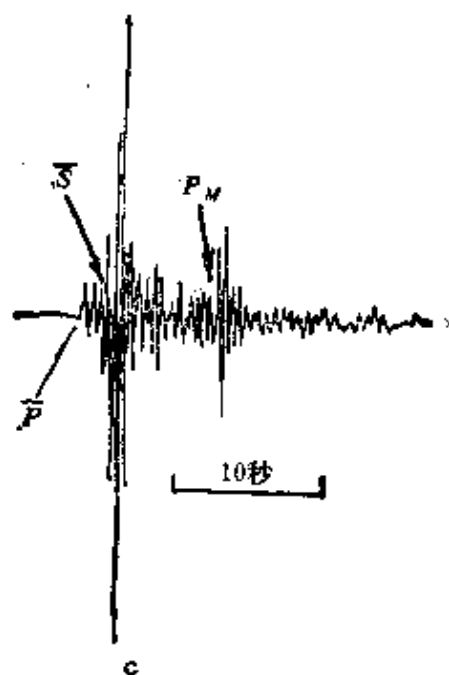


图 3-5c 铁矿爆破记录 (据 M. Bath)

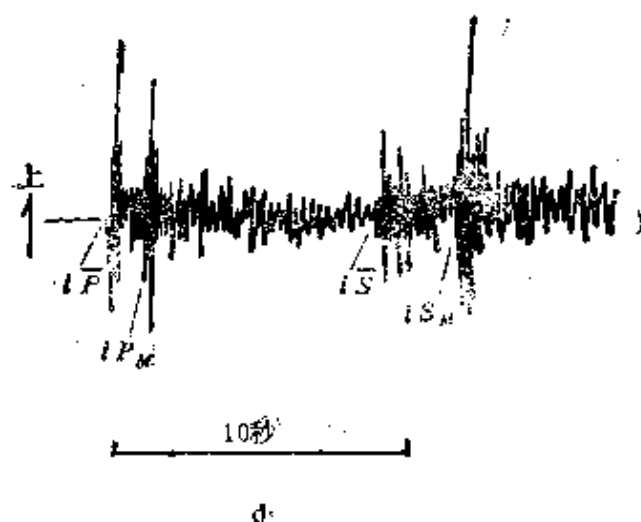


图 3-5 d 1973 年 4 月 5 日 20 时广东地震
汕头台维开克地震仪记录, $\Delta=78$ 公里

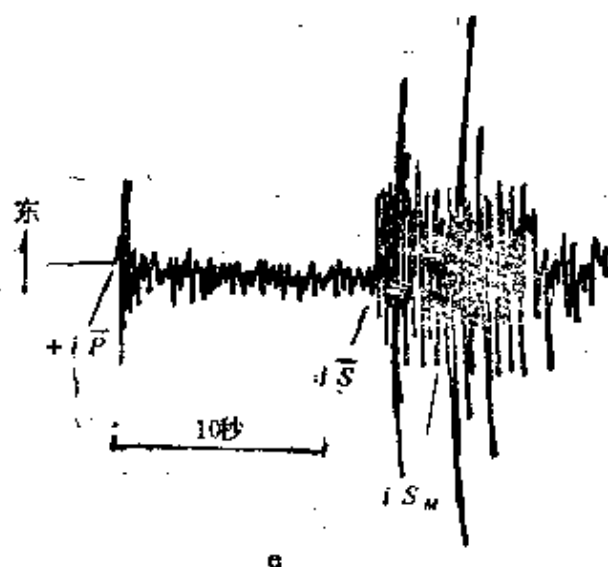


图 3-5 e 1977 年 10 月 24 日 05 时黑龙江东北地震
齐齐哈尔台维开克地震仪记录, $\Delta=97$ 公里

震，面波一般不显著，当震源很浅时，虽然震中距很小，短周期地震仪仍可观测到明显的面波，以及别的前至波，整个波列比较复杂（图 3-5 g），有时会误认为是爆破。

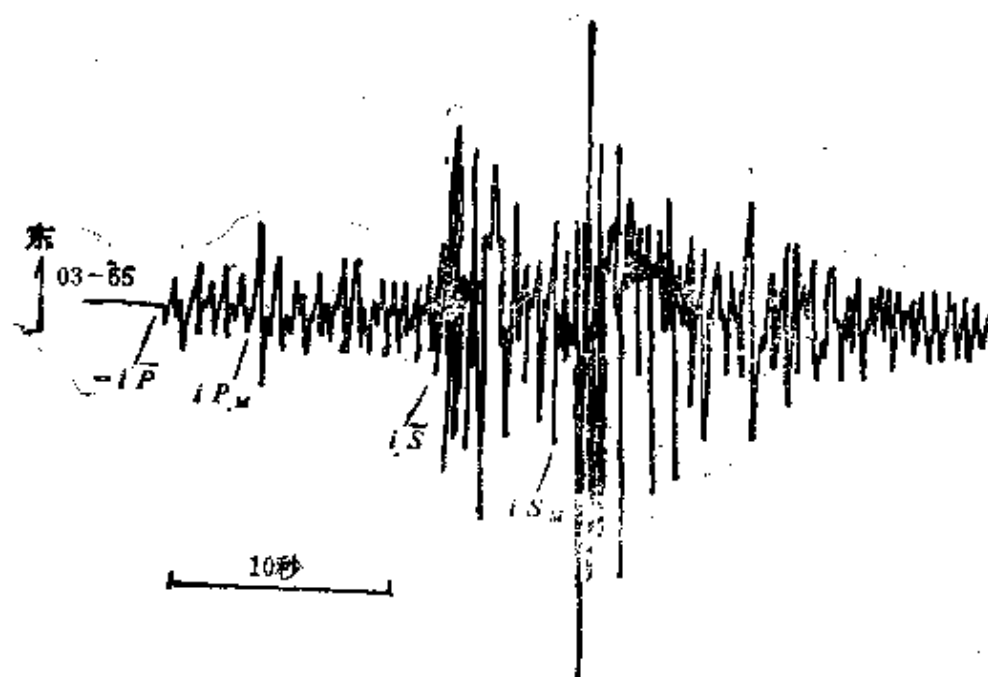


图 3-5 f 1976 年 3 月 10 日 03 时甘肃宕昌地震
甘谷台维开克地震仪记录, $\Delta=100$ 公里, $h=27$ 公里

二、近地震波

前面已经指出,在近地震波分析中,在较大的震中距离上,对 P_M 和 P^* 波存在争议,这些问题仍待进一步验证。下面的叙述将以谷登堡、杰弗瑞斯等的双层地壳经典分析为主,兼顾基于单层地壳的分析观点和不同地区的情况。

震中距在 100 公里到 1000 公里之间的近震,其 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 波的到时差约大于 13 秒, P_M 和 S_M 的到时差约小于 1 分 43 秒。由于近震定义的距离范围比地方震宽,地震波图随距离变化有明显的不同,下面分距离来叙述。

(1) 当震中距约 100—150 公里时,常见的波仍是 $\bar{P}$ 、 P_M 、 $\bar{S}$ 、 S_M ,直达波与反射波的振幅差异显著(图 3-6a)。震中距大于 130 公里,可观测到纵波段中几个较强的震相,如图 3-6 b 上 $\bar{P}$ 和 P_M 后的 i_1 和 i_2 ,它们可能是地面和 M 面上的两次反射波或两次反射转换波。对于较浅的震源,中长周期地震仪能观测到较小距离上 3—10 秒周期的面波(图 3-6 c、d)。

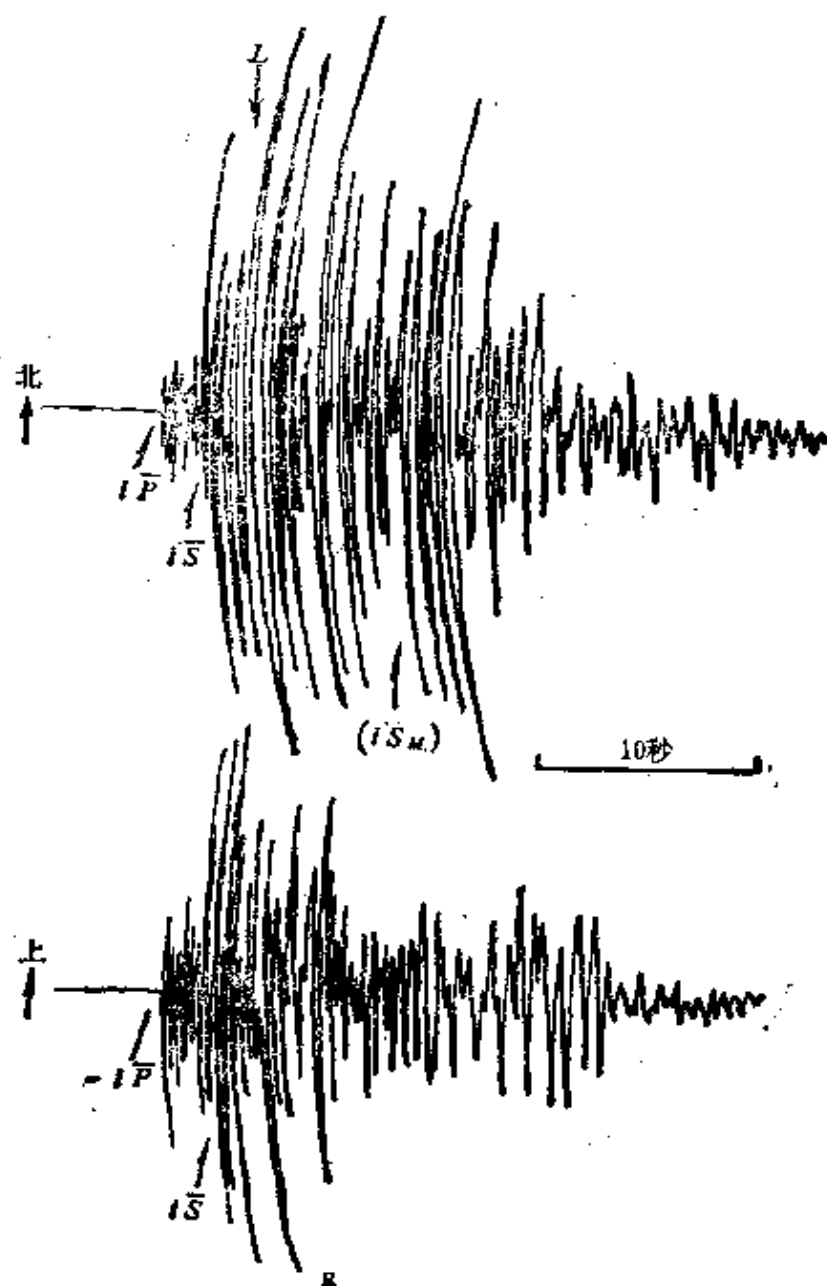


图 3-5 g 1978 年 11 月 21 日 04 时甘肃山丹 1.3 级地震
山丹台维开克地震仪记录, $\Delta = 12$ 公里

(2) 震中距约 160—200 公里, 横波段的 $\bar{S}$ 和 S_M 之间有一明显的震相, 如图 3-6 e 上的 i 。以双层地壳模型的走时来解释, 它符合于 S^* 波, 但是它的振幅较强, 与通常认为绕射波弱的理论相矛盾。

(3) 震中距大于直达波与首波的干扰距离, 一般应按次出现

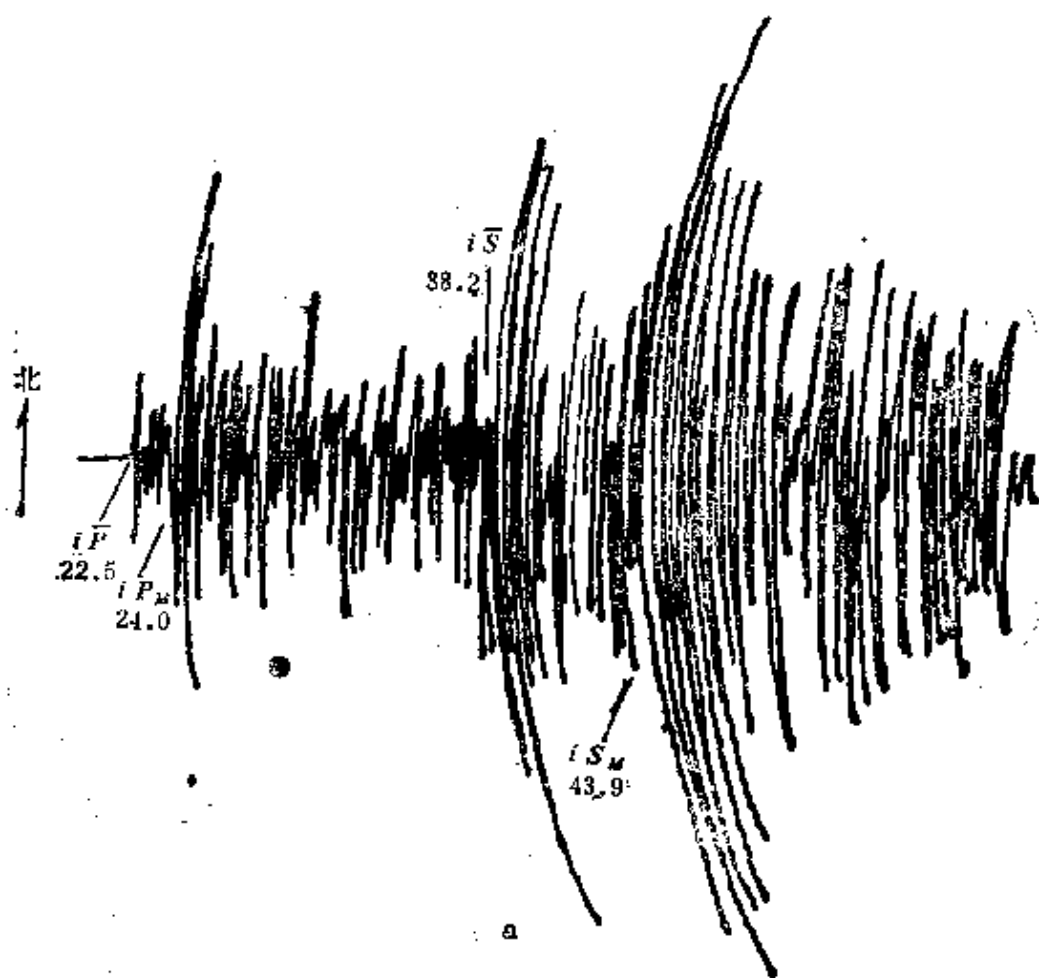


图 3-6 a 1977年6月1日09时青海地震
香日德台维开克地震仪记录, $\Delta=137$ 公里

P_n 、 P^* 、 P_M 、 $\bar{P}$ 及其相应的横波。 P_n 、 S_n 的振幅比 $\bar{P}$ 、 $\bar{S}$ 小很多, P_M 和 S_M 波最强, 这应该是近地震图的特征。图 3-6 f、g 分别是我国大陆东部和西部的近震图, 它们形态大致相似。对这两张图中的纵波和横波段的 i_2 和 i_3 震相, 若仅以单层地壳模型的运动学来解释, 则它们符合 P_M 、 S_M 波。有些作者认为, 这样强的波可能是地壳中多次反射波与多次迴折波叠加的结果。

(4) 对我国台湾地区地震, 福建沿海台网各台的震中距约为 300 多公里, 观测到的 P_n 清楚, S_n 波很强, $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 波被首波之后出现的强波列干扰 (图 3-6 h)。在大陆内部的各台可以发

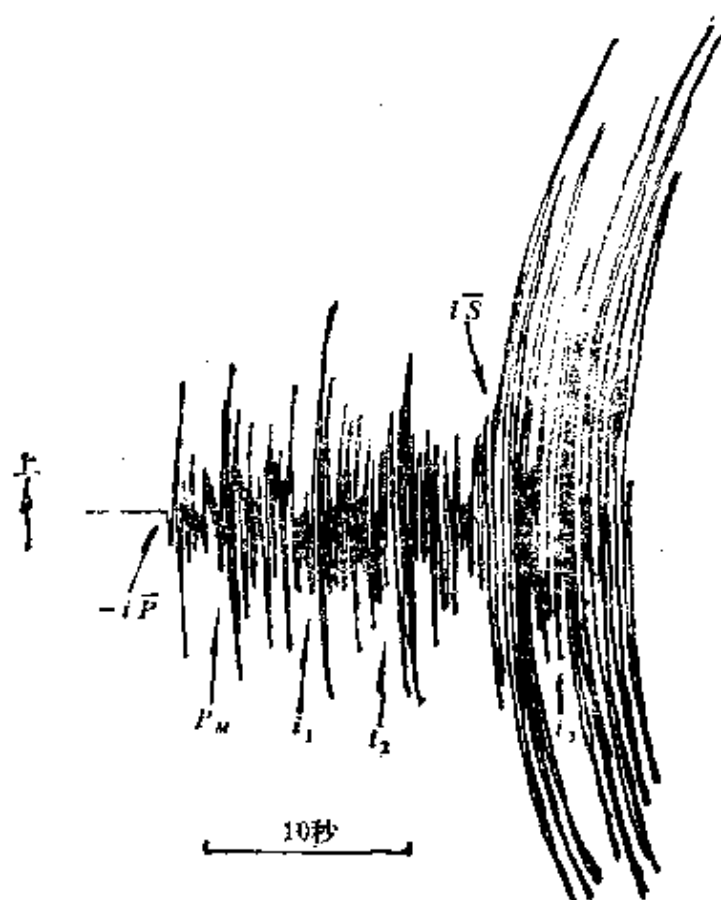


图 3-6 b 1979年12月7日12时甘肃岩昌3.8级地震
通渭台B73型地震仪记录 $\Delta=134$ 公里

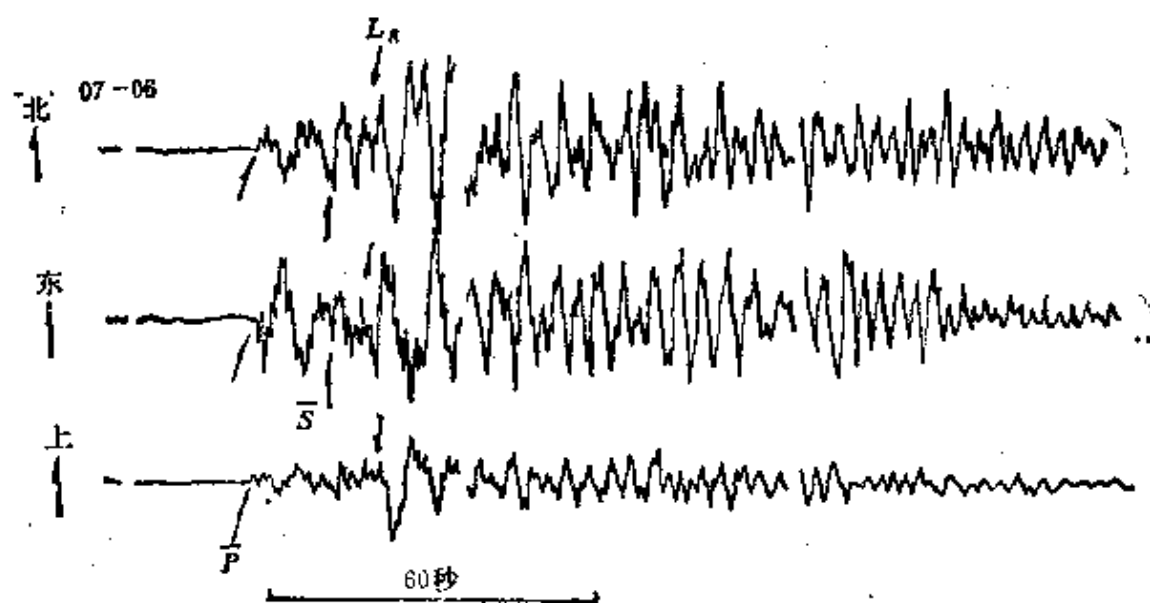


图 3-6 c 1978年11月17日07时甘肃山丹3.9级地震
高台台基式地震仪记录, $\Delta=131$ 公里

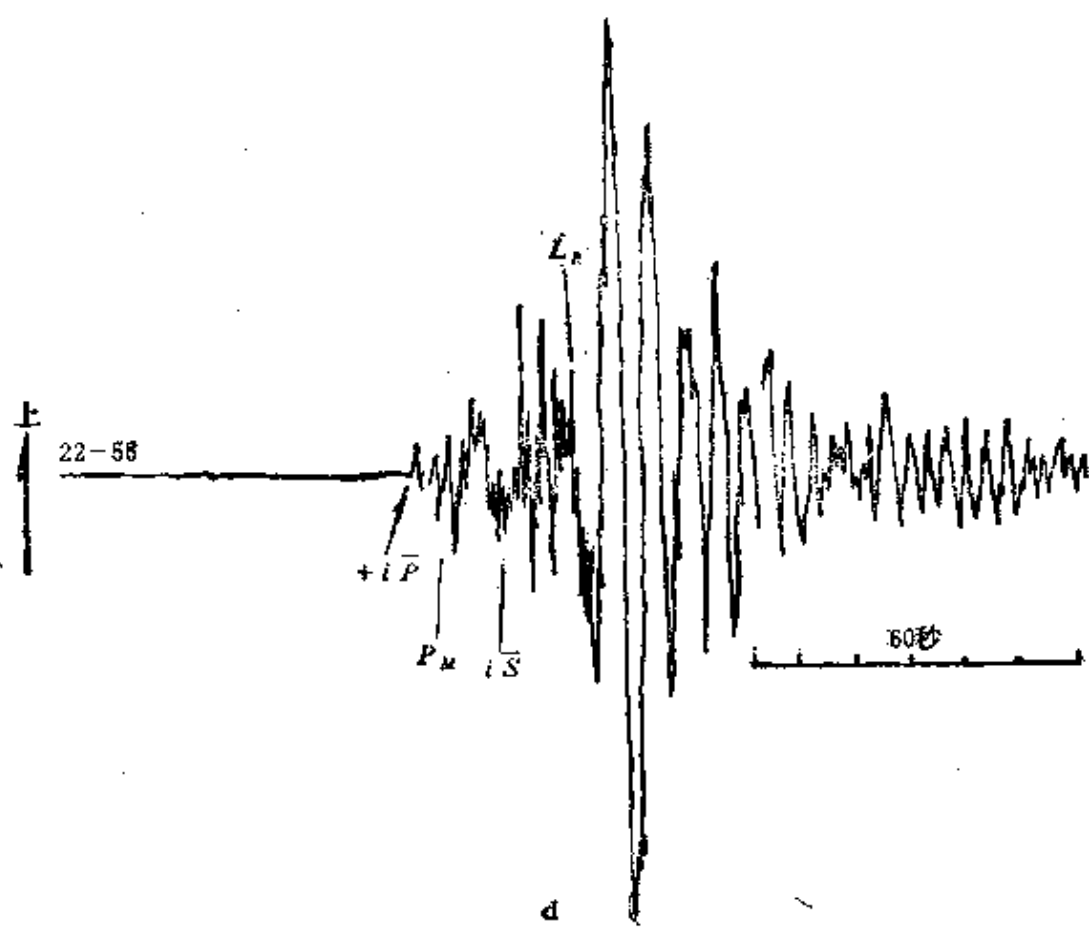


图 3-6d 1978年8月16日甘肃民乐4.7级地震
高台台基式地震仪记录, $\Delta=168$ 公里, $\bar{S}-\bar{P}=19.0$ 秒

现, 这个强波列随着传播距离的增加而减弱, 这一现象可能与大陆架松软的浅沉积层和水层有关。

(5) 震中距大于 300 公里时, 在 P_n 与 $\bar{P}$ 之间会出现 sP_n 波, 它的周期比 P_n 的大, 振幅比 P_n 的强, 如图 3-6 i 所示。对于中源地震, sP_n 出现在横波之前, 如图 3-6 j 所示。 sP_n 波的运动学特征是 sP_n 与 P_n 到时差近于常值。从西北地区的观测看, sP_n 波的出现不稳定。

(6) 震中距约 300 公里左右, S_n 波常常不清楚, 距离再增大便非常清楚。

(7) 震中距约 450—650 公里时, $\bar{S}$ 、 S_M 与 L_{g_1} 波的时距曲线相重, 各波混淆不清。如果以波列形态出现, 解释为 L_{g_1} 波为

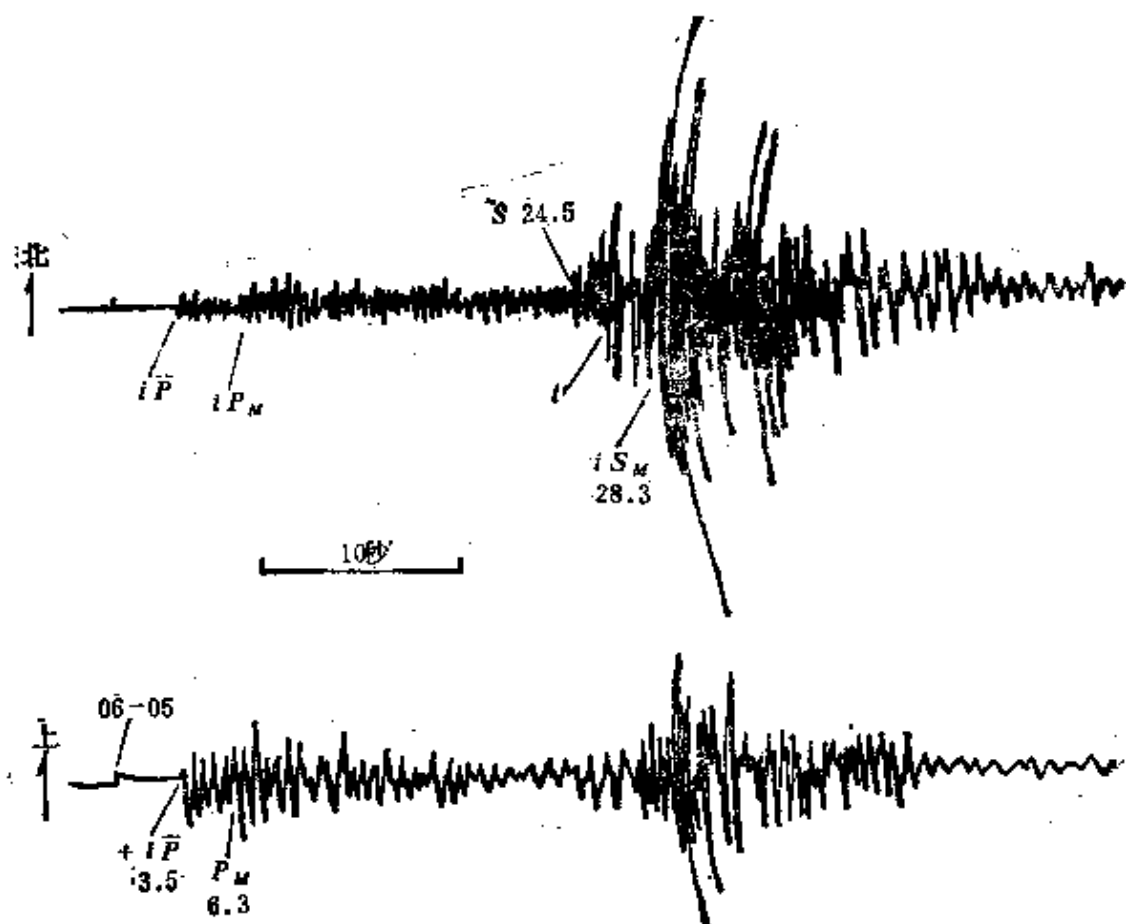


图 3-6 e 1970年甘肃地区 $M_L=3.8$ 级地震
兰州台 65 型地震仪记录, $\Delta=171$ 公里

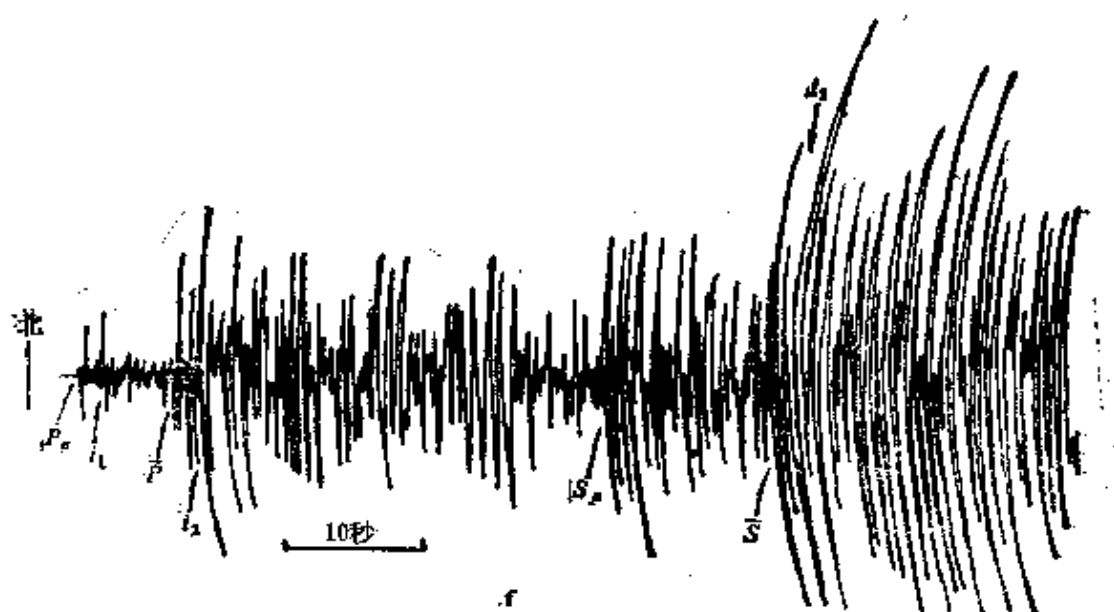


图 3-6 f 1971年4月25日22时山西昔阳地震
泰安台短周期地震仪记录, $\Delta=359$ 公里

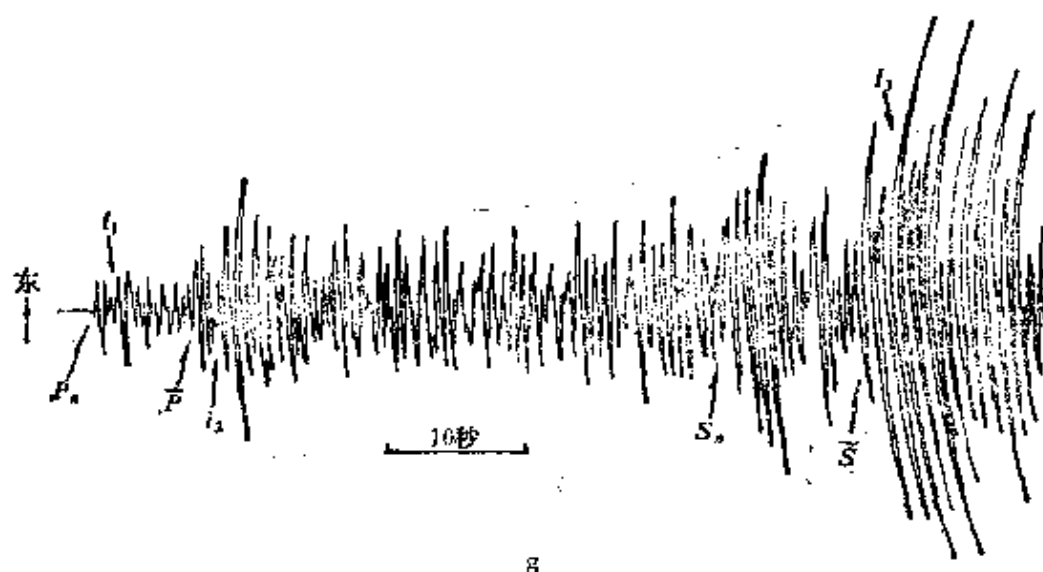


图 3-6g 1980年4月24日16时青海木里5级地震
安西台B 73型地震仪记录, $\Delta=411$ 公里

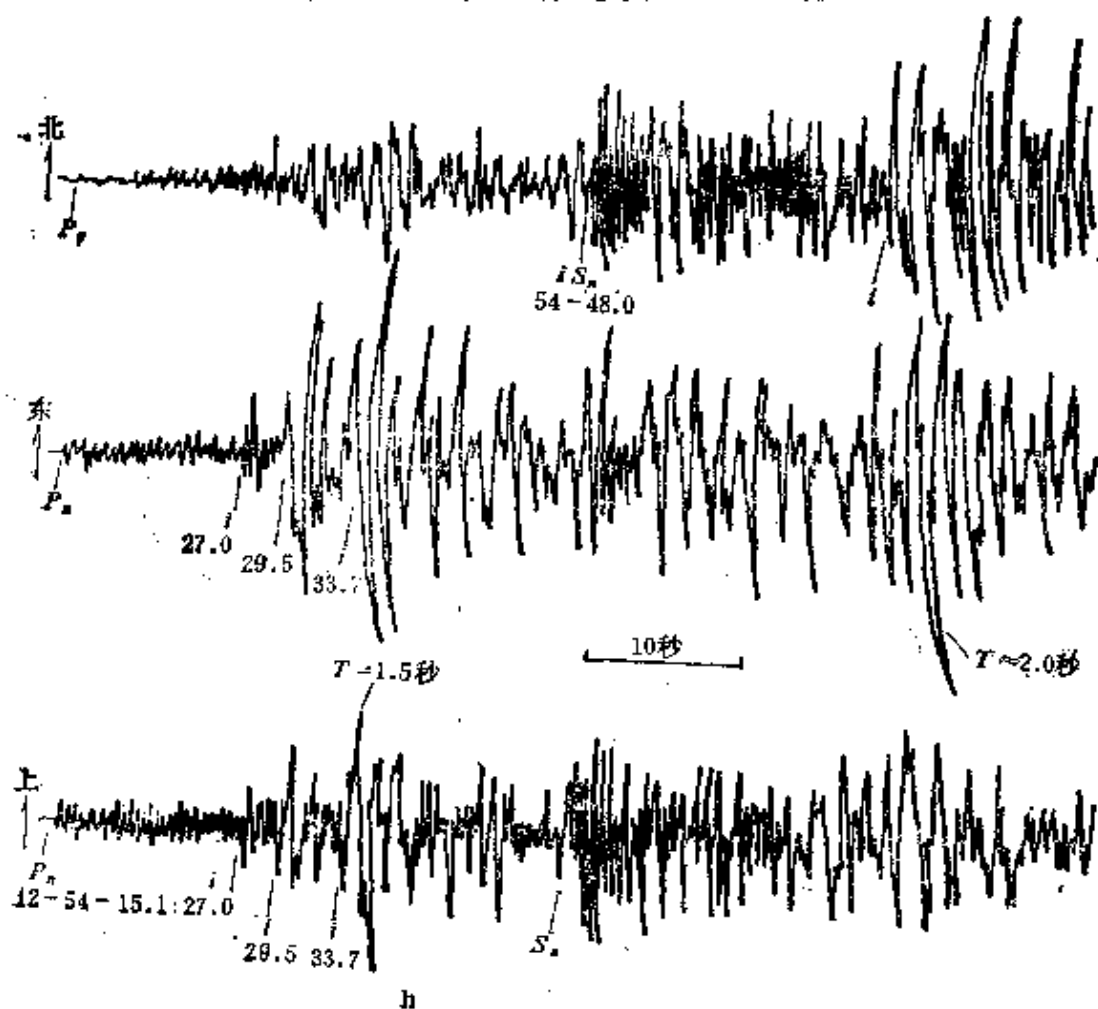


图 3-6h 1975年7月23日12时台湾省苏澳西南地震
泉州台短周期地震仪记录, $\Delta t = +9.3$ 秒, $S_2 - P = 32.9$ 秒,
 $\Delta=283$ 公里(据 J-B 表查得 $\Delta=291$ 公里), $M=4.2$

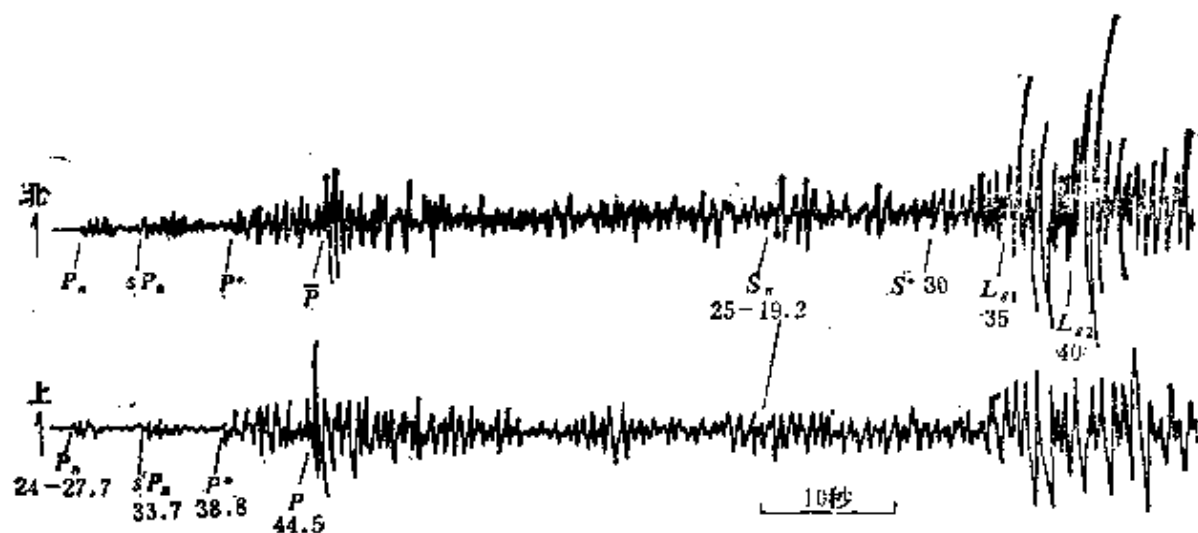


图 3-6 i 1977年4月16日08时中蒙边界地震($41.8^{\circ}\text{N}, 105.4^{\circ}\text{E}$)
河西堡台维开克地震仪记录, $S_n - P_n = 51.5$ 秒, $\Delta t = -19.8$ 秒,
 $\Delta = 478$ 公里, $h = 15$ 公里

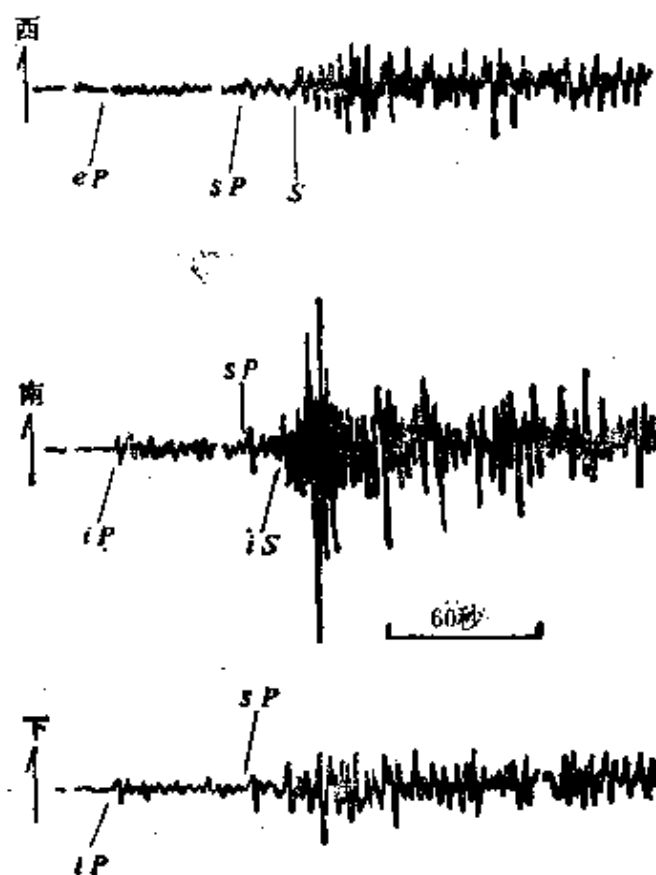


图 3-6 j 兴都库什地区地震
基式地震仪记录, $\Delta = 467$ 公里, $h = 294$ 公里, $sP - P = 53.3$ 秒,
 $S - P = 66.7$ 秒

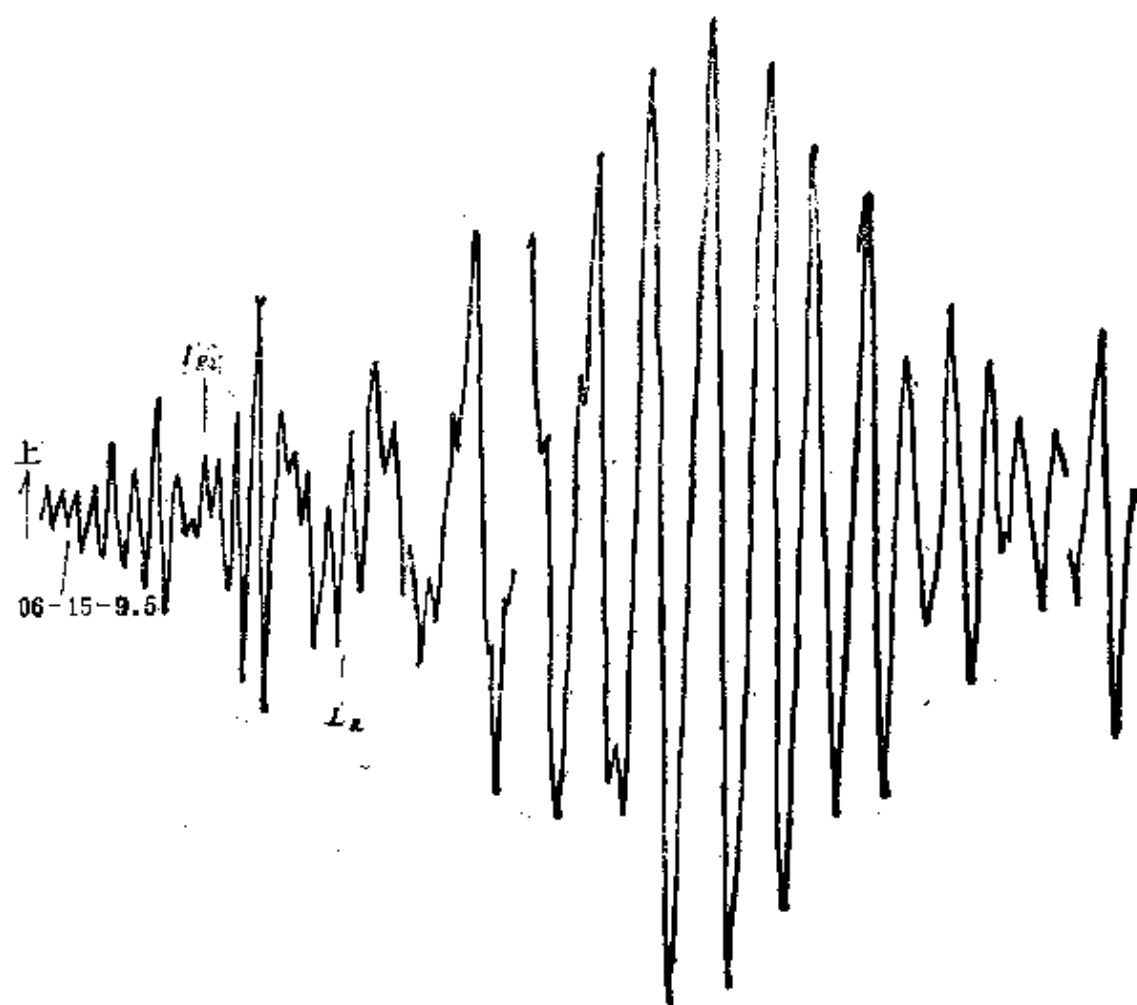


图 3-6k 1981年6月10日06时青海乌兰乌拉湖地震
天水台64型地震仪记录, $\Delta t = -18.2$ 秒, $\Delta = 1348$ 公里



图 3-6 l 1980年4月24日16时青海木里5级地震
文县台B73型地震仪记录, $\Delta = 745$ 公里

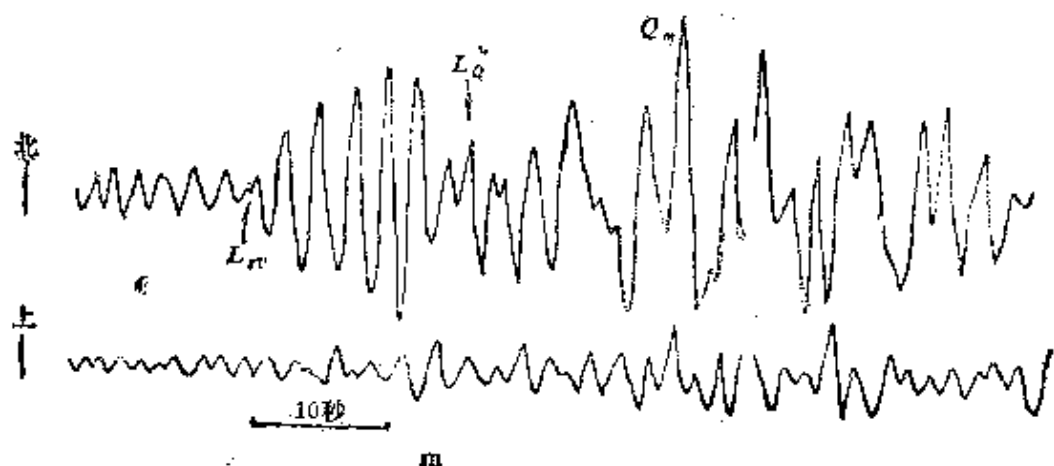


图 3-6 m 1981年9月6日06时青海乌兰乌拉湖6.9级地震
靖远台维开克地震仪记录, $\Delta=1255$ 公里

宜。在更大的距离上, 它们的时距曲线便分开了, 便于区分各波。一般在短周期地震仪记录上看到的面波就是 L_{g1} 和 L_{g2} , L_{g2} 波在垂直分向上很强, 如图 3-6k 所示。

(8) 震中距 700—800 公里时, 最强的纵波是 πg , 它表现为一个强波列, 如图 3-6 l 所示。

(9) 当震中距约 1000 公里时, P_n 和 S_n 波仍很清楚。在面波段, 能看到 L_g 波与 L_o 波的叠加, L_z 波也是清楚的。图 3-6 m 是青藏高原北部的 L_{g1} 波, “正弦型”明显, 具有正波散。

三、远地震波

由于地球内部介质的分层构造及各层介质物理性质的不同导致了波速不同, 而且地震波通过各层时在界面上要发生反射、折射和转换, 所以, 远地震波 ($\Delta > 1000$ 公里) 中有更多的震相。

远震的原生纵波和横波用字母 P 和 S 表示, 在地面上反射一次用 PP 和 SS 表示, 反射两次用 PPP 和 SSS 表示。 P 波反射后转换为 S 波, 记为 PS ; S 波转换为 P 波, 记为 SP 波。同理, 可以有 PSP 、 PPS 、 SSP 等波。由于波速随深度而增加, 及球体介质层的曲率, 远地震波射线路径是弯曲的, 凹向地面。

P 波和 S 波在地核面上反射或反射转换，相应产生 PcP 、 ScS 或 PcS 、 ScP 等波（ c 表示波在地核面上的反射）。 P 波穿越地核以及发生转换，可以产生 PKP 、 PKS 波（ $K=cPc$ ，表示 P 波在地核内的一段射线）。 S 波投射到核面上，在核内只产生折射 P 波，再次穿出核面外转化为 S 波或 P 波，称为 SKS 和 SKP 波。而 P 波在核内反射一次时，产生 $PKKP$ 和 $PKKS$ 波。 S 波不能通过地核，因而，推断核内物质的切变模量等于零，在

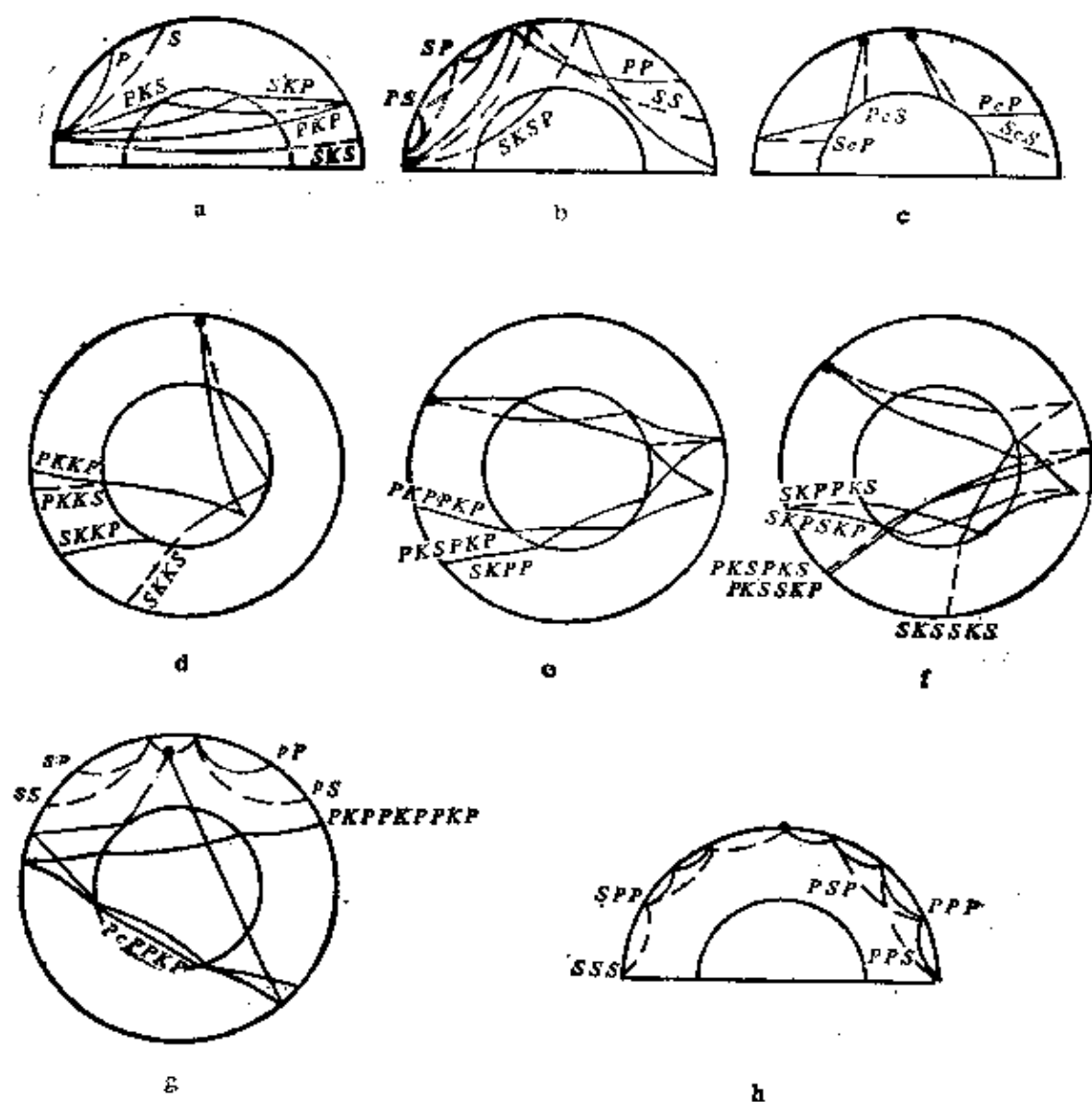


图 3-7 各类远地震波的射线路径 (据H. Jeffreys)

巨大的压力下，物质可能呈柔韧性。以上所述各种远地震波，以及未谈及的远地震波见于图 3-7，图中示出了各种波射线路径。远震波的时距曲线如图 2-19 所示。由时距曲线图可以看出各类远地震波运动学上的相互关系。下面仅指出在分析时应特别注意的也是易记的几点，至于较多波的时距曲线的繁杂交叉难以记忆，只能查图细阅。

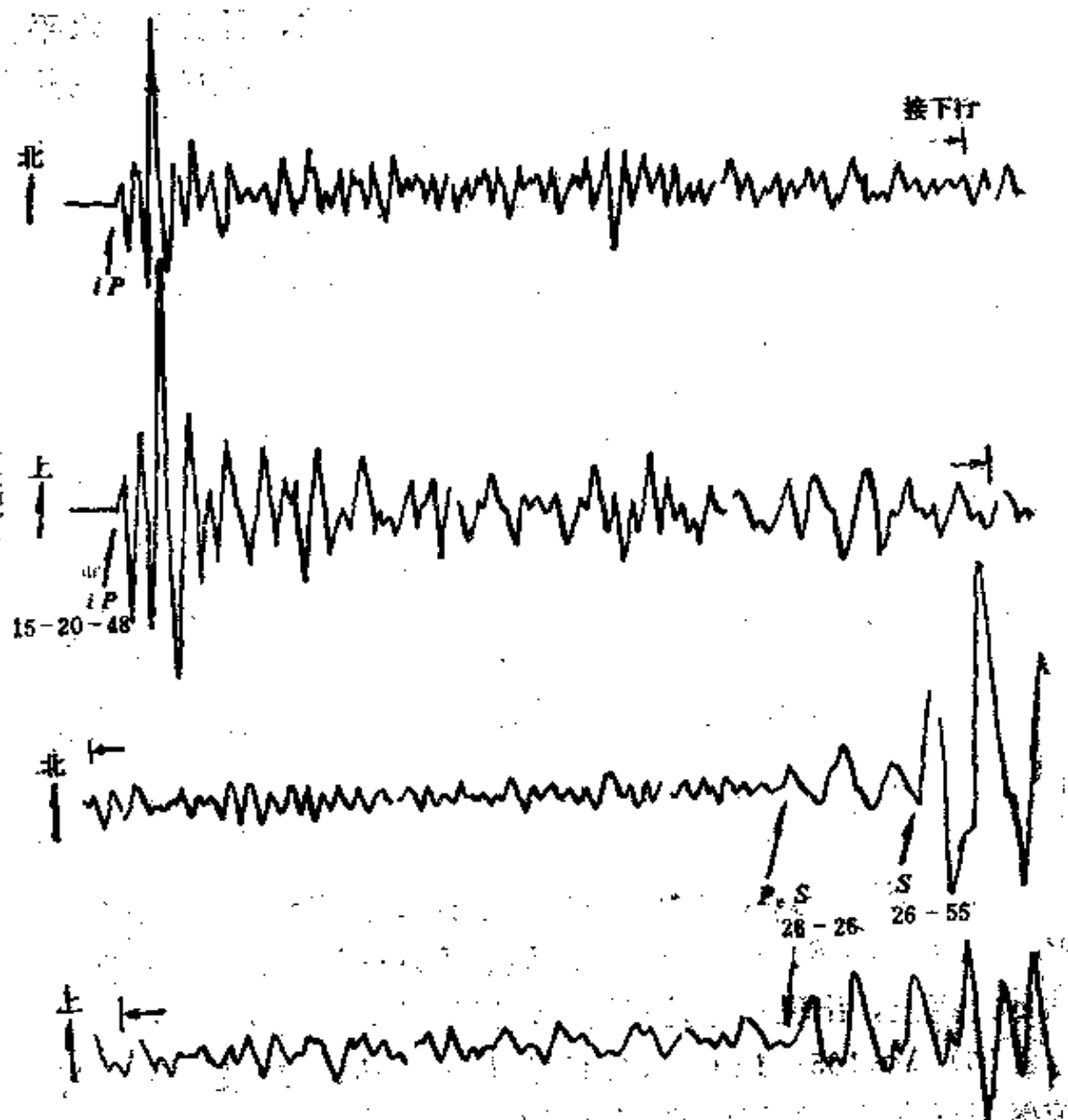


图 3-8 a 1976年7月14日15时印尼龙目岛7级地震
南京台基式地震仪记录, $\Delta = 40.1^\circ$, $h \approx 0.02R$

(1) $\Delta < 110^\circ$ 时, P 波是最先到达的震相。

(2) $\Delta > 22.5^\circ$ 时, PcP 波在 S 波之前到达。

(3) $\Delta > 39^\circ$ 时, PcS 波出现在 S 波之前, 其垂直分量和近于震中方位的水平分量较强, 如图 3-8 a 所示。 PcS 波在 S 波之前 29 秒。

(4) $\Delta > 83^\circ$ 时, SKS 波出现在 S 波之前, SKS 波的振幅比 S 波的弱。由于 SKS 波射出地面时是 SV 波, 所以它的水平初动位移在地面上的投影与震中方位重合。图 3-8 b 中 SKS 波的水平初动方向为东南。

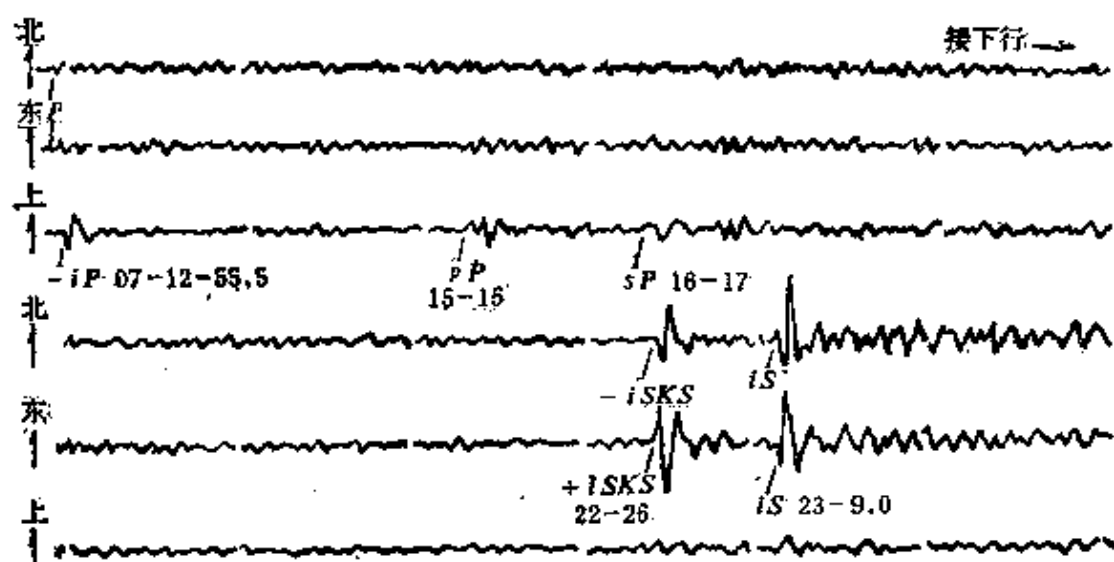


图 3-8 b 1971 年 1 月 27 日 07 时斐济群岛 6.4 级地震
兰州台基式地震仪记录, $\Delta = 94.2^\circ$, $h = 650$ 公里

(5) Δ 约 50° 时, 波出现的顺序是: P 、 PcP 、 PP 、 PPP 、 PcS 、 S 、 ScS 、 SS 、 SSS 、 L_q 、 $L_R \cdots$ 如图 3-8 c 所示。在其他距离上, 出现顺序是不同的, 详见时距曲线图 2-19。

(6) $\Delta \approx 105-150^\circ$ 时, 由于地核的阻挡, P 波沿核幔界面掠射而形成远震的衍射波 P' (图 3-8 d)。

(7) $\Delta = 110^\circ$ 时, 开始出现经过内核的 PKP 波, 在射线图 2-23 上表示为 $PKIKP$, I 表示通过内核。从 $\Delta = 143^\circ$ 开始出现

PKP_1 和 PKP_2 波 (图 3-8 e)。这两个波都是通过核内-内核外部的波。

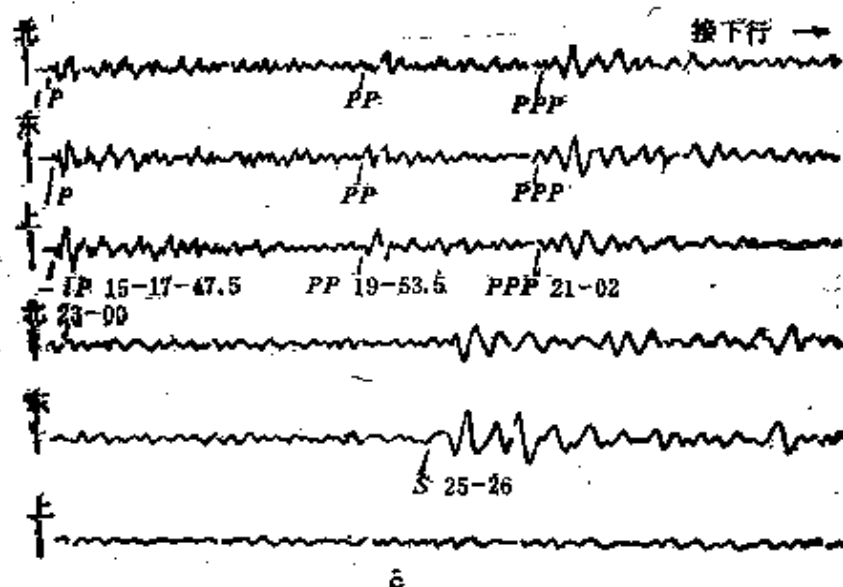


图 3-8 c 1970年2月27日15时阿留申群岛地震
兰州台基式地震仪记录, $\Delta=55.5^\circ$

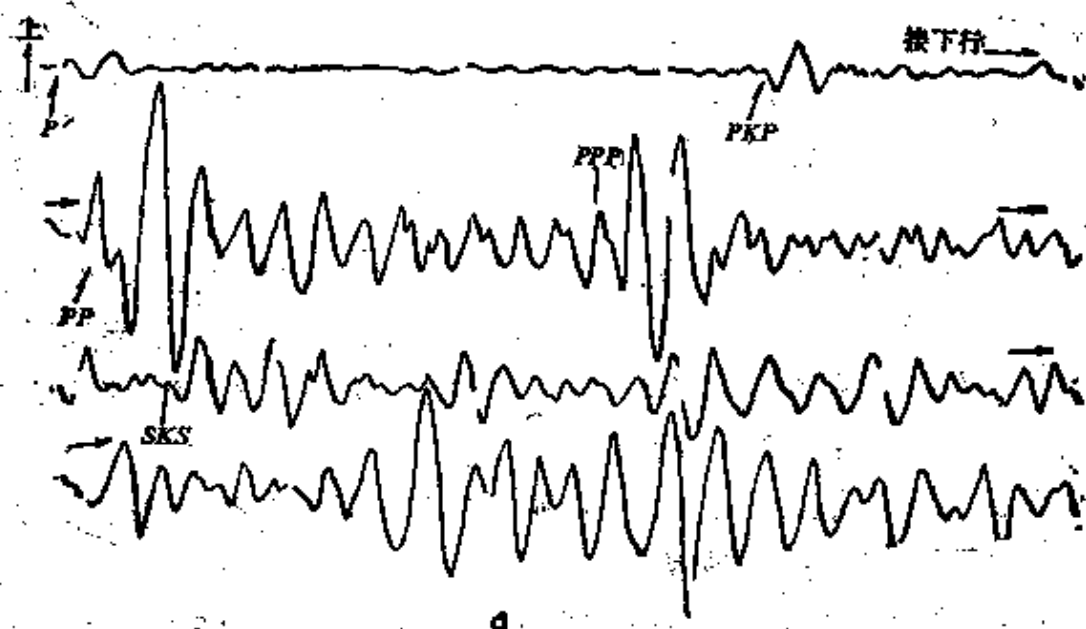


图 3-8 d 1978年11月30日03时墨西哥8级地震
高台台基式地震仪记录, $\Delta=121.6^\circ$

秒；面波很发育（除深震外），出现成组的正弦波，尤以海洋中的地震正弦型面波典型。

四、深地震波

震源深度不同，不仅使波形不同，而且还产生了一些可用来确定震源深度的波。震源深度小于 60 公里时，称为正常深度；大于 60 公里，小于 300 公里时，称为中源；大于 300 公里时，称为深源，最深的震源可达 700 多公里。我国东北兴凯湖地区为深震区，震源深度多为 500—600 公里。我国台湾以东海沟及西部帕米尔地区有中源地震，西藏也发现有中源地震。例如，图 3-9 a 所示 1976 年 9 月 14 日拉萨西 5.3 级地震， $h=107$ 公里。

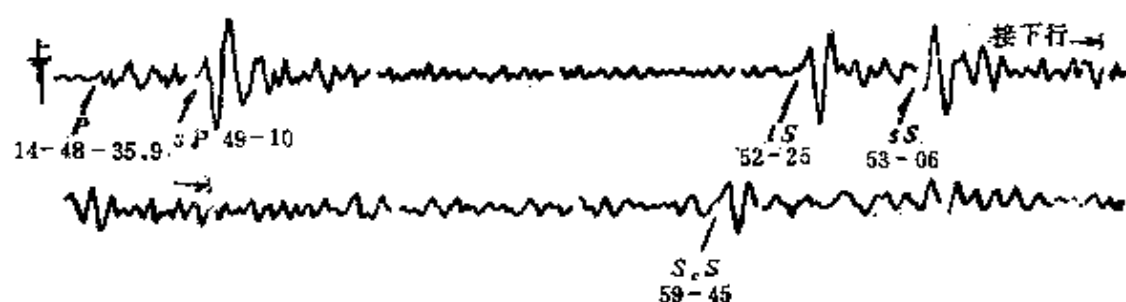


图 3-9 a 1976 年 9 月 14 日 14 时拉萨西 5.3 级地震
武汉台基式地震仪记录， $\Delta=21.4^\circ$ ， $h=107$ 公里

深源地震波的主要特征是：与浅震相比，波的初动及最大振幅显得强而尖锐，并且波形清晰，衰减较快；波的周期比同等震中距的浅震要小；由于面波的位移随震源深度呈指数衰减，所以震源愈深面波愈弱，600 公里以上的深震记录上很少出现面波。深震在震中附近地面上反射的 pP 、 sP 、 sS 、 $pPKP$ 、 $sPKP$ 等波，它们的射线路径见图 3-7 g。这些波名前面的小写字母表示入射波的短射线路径，后面的大写字母表示反射波的长射线路径。上述深地震波的特征参见图 3-9。

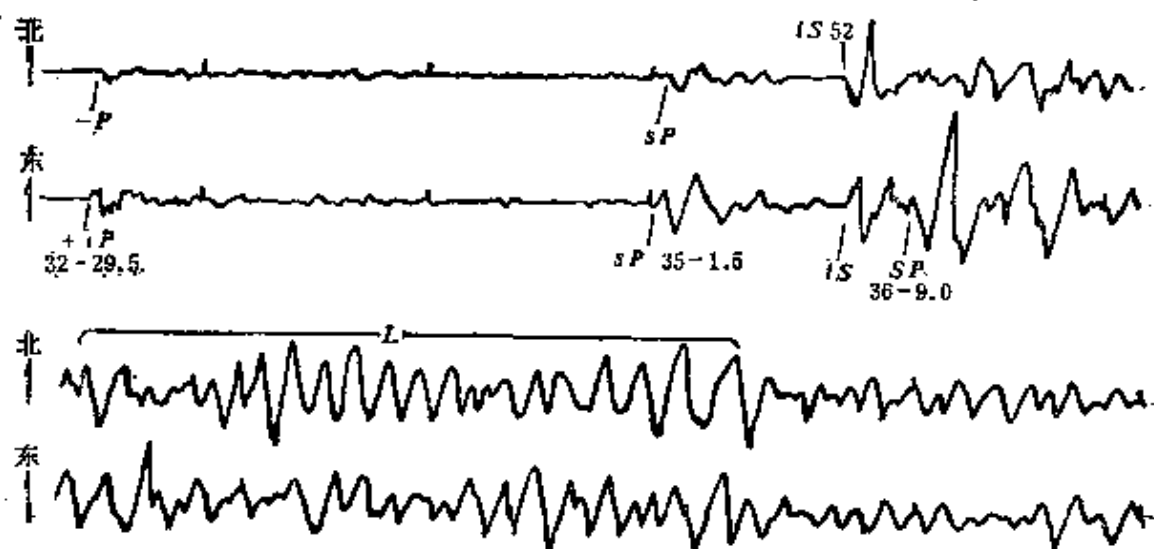


图 3-9 b 1977 年 2 月 9 日 22 时日本海 7 级地震
兰州台 513 型地震仪记录, $S-P=3$ 分 22.5 秒, $\Delta=2473$ 公里,
 $h=600$ 公里

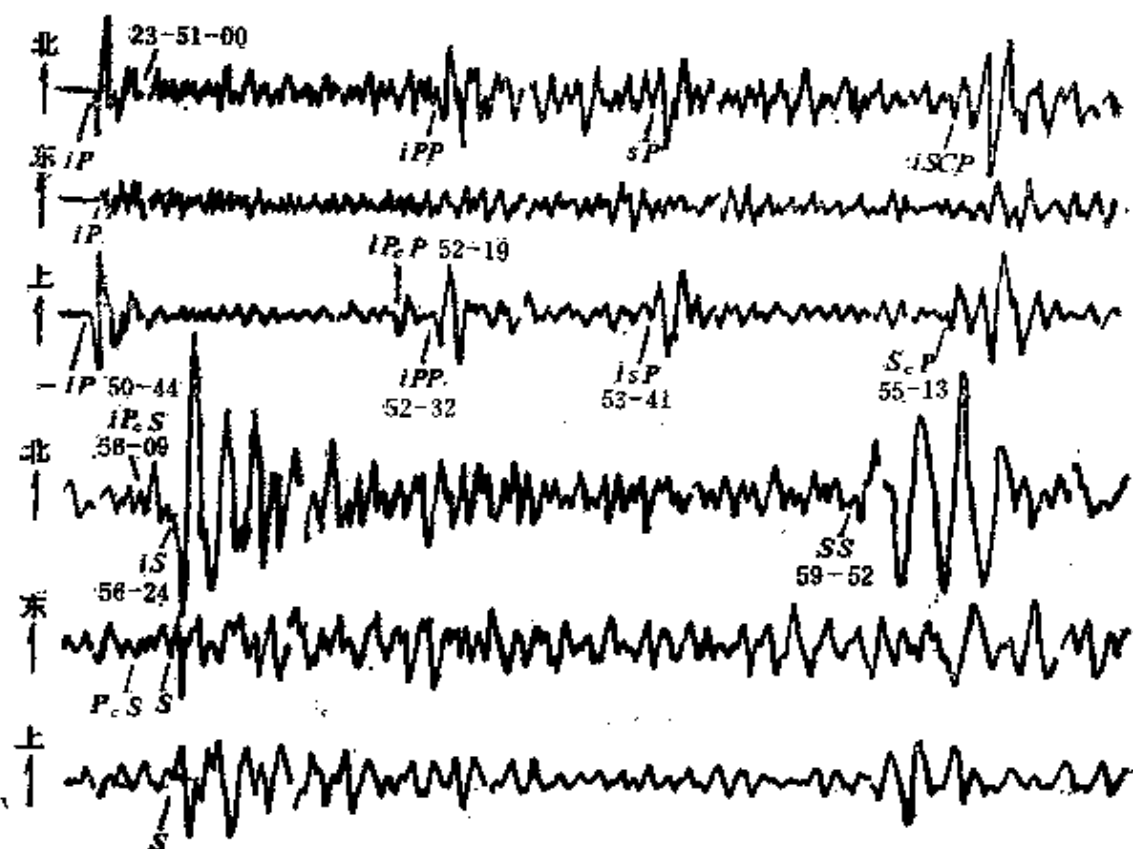


图 3-9 c 1970 年 2 月 13 日 23 时印尼爪哇海地震
兰州台基式地震仪记录, $\Delta=42.6^\circ$, $h=618$ 公里

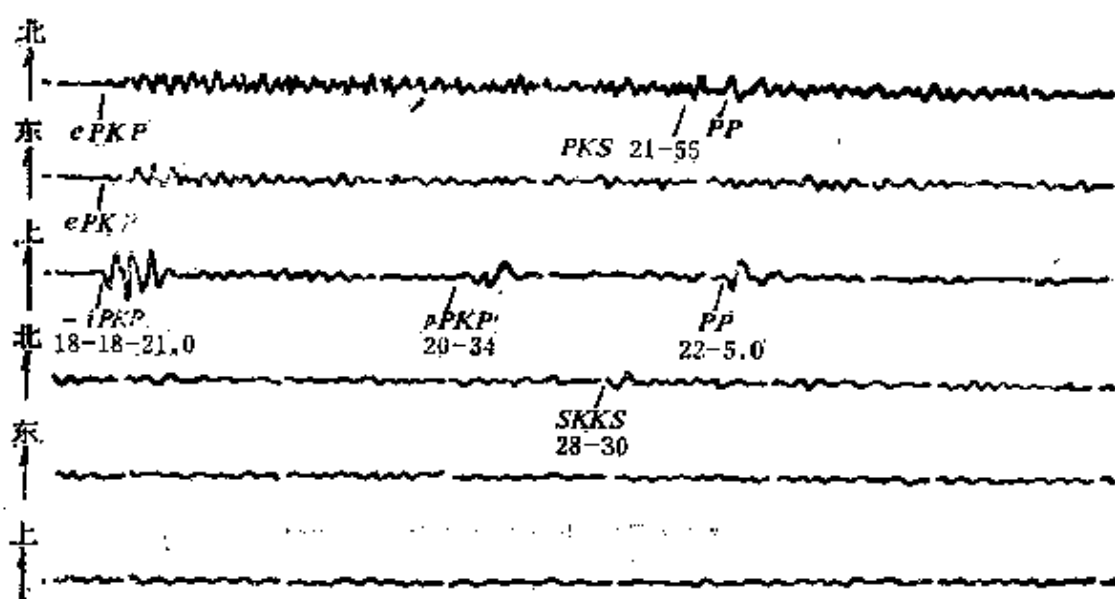


图 3-9 d 1972 年 1 月 12 日 18 时南美洲地震
兰州台基式地震仪记录, $\Delta t = -26.8$ 秒, $\Delta = 149^\circ$, $h = 580$ 公里,
 $m = 6.2$

五、短周期面波^[23]

与勒夫波 L_0 和瑞利波 L_R 相比较, 还有周期较短的面波, 这就是 L_g 波 R_g 波和 M_2 波。 L_g 又分为 L_{g1} 和 L_{g2} 波。 这些波是近震和远震图上常见的。 L_{g1} 在水平分向上较强, L_{g2} 具有垂直和水平分量, 振幅较强, 它们的速度为 $V_{L_{g1}} = 3.50$ 公里/秒和 $V_{L_{g2}} = 3.32$ 公里/秒, 周期约 2—11 秒。 R_g 波是瑞利型短周期面波, 质点在入射面内振动, 有垂直和水平分量, 质点的运动轨迹为逆进椭圆, 速度为 3.02 公里/秒, 周期约 8—12 秒。 M_2 波也属瑞利型波, 速度为 4.0 公里/秒, 周期约 8—15 秒, 具有显著的波散, 可用于测定地壳厚度。

上述短周期面波在地震图上出现的顺序是 M_2 、 L_{g1} 、 L_{g2} 、 R_g , 它们的形态见图 3-6 i, k, m 和图 3-10 a, b, 它们都是当震中与台站间的地壳为大陆型构造时观测到的。 青藏高原由于地壳较厚, 观测到的 L_g 波周期也较长。

短周期面波的形成机制, 尚待研究。 现有两种观点: 一些人

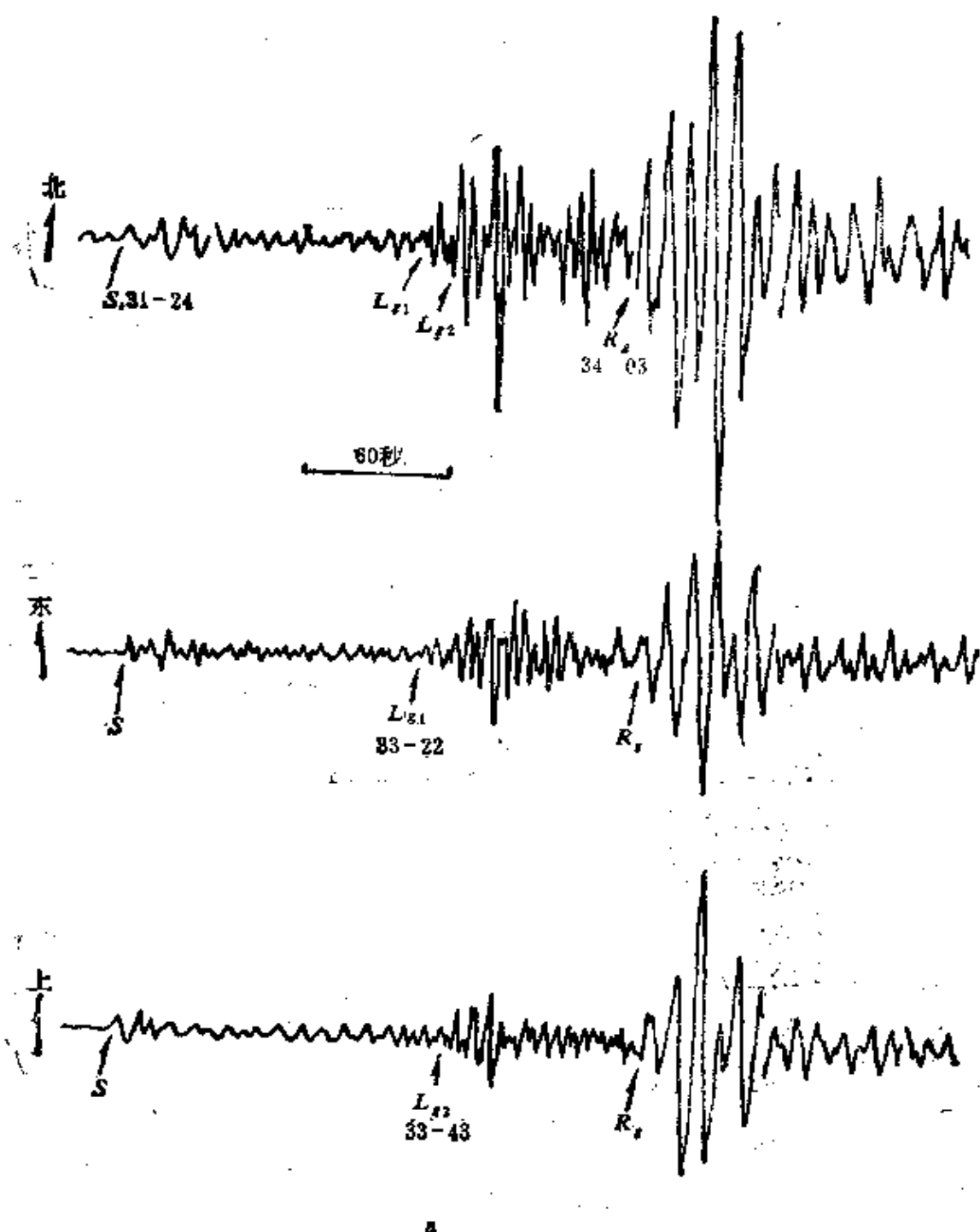


图 3-10 a 1968 年 5 月 10 日 17 时台湾花莲 5.9 级地震
兰州台基式地震仪记录, $\Delta=19.4^\circ$

认为它们是面波的高阶成分, 所以有短周期面波之称; 另一些人认为它们是低速层中的导波。这两种看法都能解释 L_g 波振幅强,

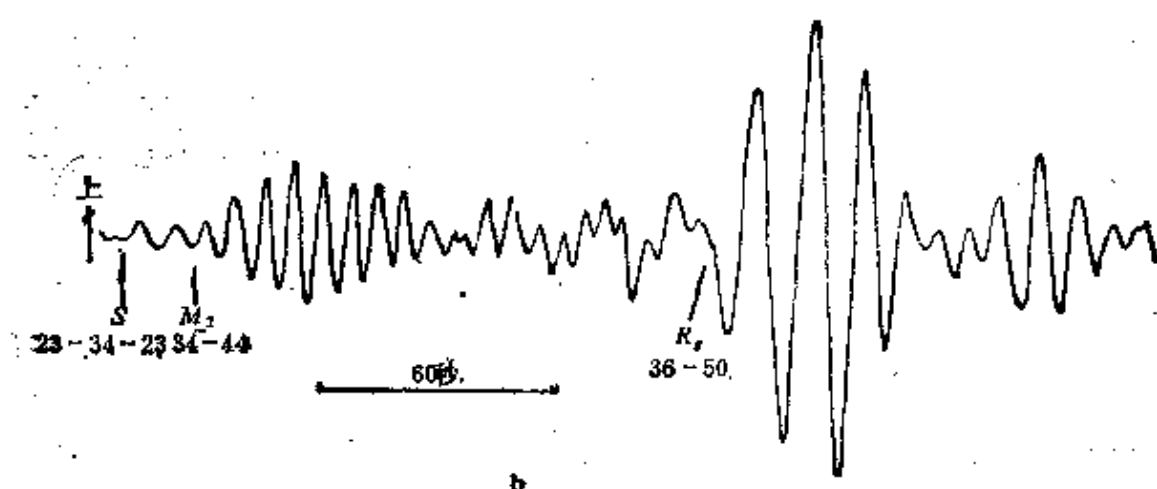


图 3-10 b 1972 年 6 月 21 日 23 时日本九州 5.9 级地震
南京台基式地震仪记录, $\Delta=12.1^\circ$

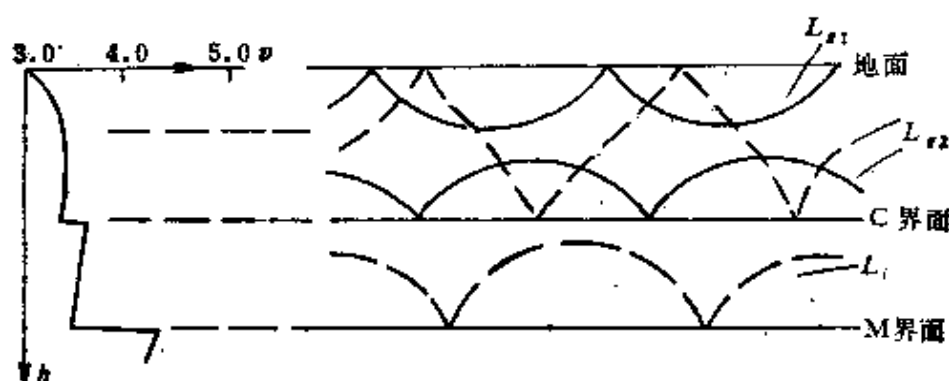


图 3-11 短周期面波的一种机制——低速层中的导波
(据 B. Gutenberg)

衰减慢的特征。谷登堡设想 L_2 是低速层中产生的导波 (图 3-11), L_1 为地壳上部速度梯度形成的多次全反射波, L_2 是 C 界面以上的低速层的导波。此外, 在低速层间还有 L_3 波, 速度为 3.80 公里/秒, 它出现在 L_1 之前, 但这个波不强, 经常不易确定。

六、长周期面波

对于强烈地震, 使用长周期地震仪能观测到长周期面波, 周期可达 8—10 分钟, 这些波可绕地球传播数圈甚至二十圈。由于

它引起地幔产生振动，因而也称为地幔波。勒夫型面波用 $G_1, G_2, G_3, \dots$ 表示，瑞利型面波用 $R_1, R_2, R_3, \dots$ 表示。 G_1 掠过震中到台站间大圆弧的短距离 Δ ；绕地球一周的表示为 G_3 ，掠过距离为 $2\pi + \Delta$ ；绕地球两周的表示为 G_5 ，掠过距离为 $4\pi + \Delta$ 。 G_2 掠过震中到台站间大圆弧的长距离 $2\pi - \Delta$ ；绕地球一周的表示为 G_4 ，掠过距离为 $4\pi - \Delta$ 。由此，可将绕地球 n 次和 $n+1$ 次的表示为 G_n 和 G_{n+1} ，掠过距离为 $n\pi + \Delta$ 和 $n\pi - \Delta$ ($n=0, 2, 4, \dots$)。图 3-12 展现了乌鲁木齐台 763 型地震仪记录 1969 年 7 月 18 日 13 时渤海 7.4 级地震面波的一段。

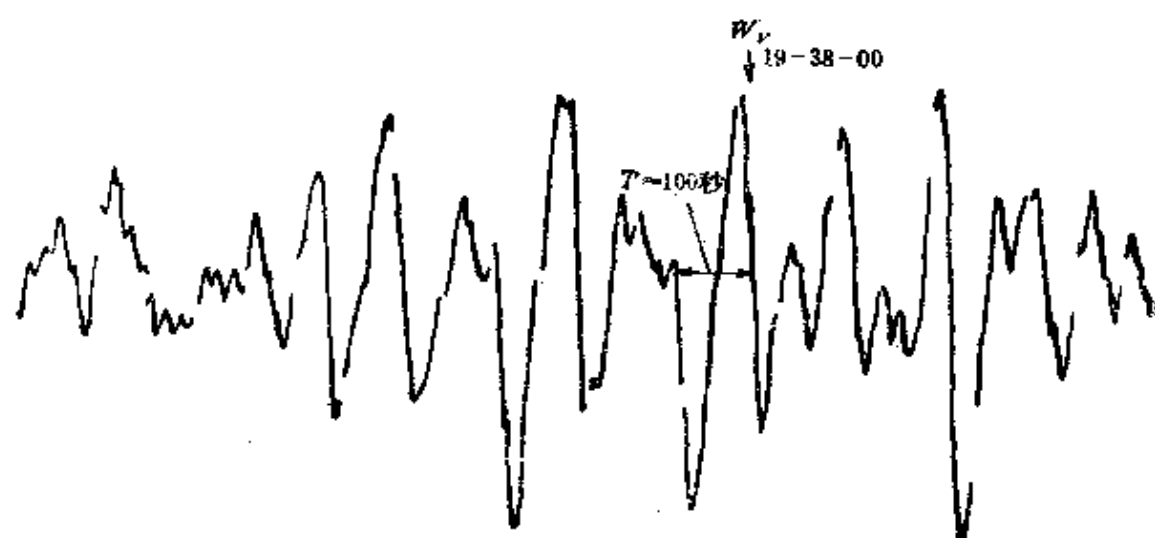


图 3-12 1969 年 7 月 18 日 13 时渤海大地震面波的一段
乌鲁木齐台 763 型地震仪记录， $\Delta=24.5^\circ$ ， $M=7.4$

第三节 爆炸波和机械振动波

分析处理地震图时，在图上不仅可看到地震波，而且会见到脉动、爆炸地震波及其他一些机械振动波。虽然，各种波动都各有其分析研究的价值，但从研究地震的角度来说，必须严格区分地震与其他振动。脉动、爆破等波各有特征，是可以与地震波区别的。

一、脉动

脉动是降低地震观测效率的主要干扰，它常干扰掉较弱的地震波初至，限制高放大倍率仪器的使用。0.4 秒周期的微脉动，被短周期地震仪观测到，表现为等幅的持续的微弱振动，它在台基为砾石、砂岩时的记录中最为明显。周期 3 秒左右的脉动，振动属瑞利型，呈正弦波型，振幅由小变大，然后又减到最小，在记录图上表现为成组的持续波动。强台风和寒流时都有这种脉动，在中长周期地震仪记录中非常显著，如图 3-13 a 所示。此外，还有区域强气流引起的周期约 40 秒的扰动，如在甘肃高台地震台，每年 10 月至翌年元月，用基式地震仪都可以观测到这种扰动(图 3-13 b)。

二、车辆振动

在公路、铁路附近的地震台站常受到汽车或火车干扰。车辆发动和行驶产生的振动周期较小。由于车辆由远及近，又渐渐远去，记录振动的振幅总是开始小，然后逐渐增大，又慢慢减小。



图 3-13 a 1971 年 10 月 8 日兰州台基式地震仪记录的脉动



图 3-13 b 高台台基式地震仪记录的刮风(1975 年冬)

火车引起的振动如图 3-13 c 所示，汽车在台站旁 10 米处发动或经过的振动如图 3-13 d 所示。这些振动都没有地震波图上纵、横

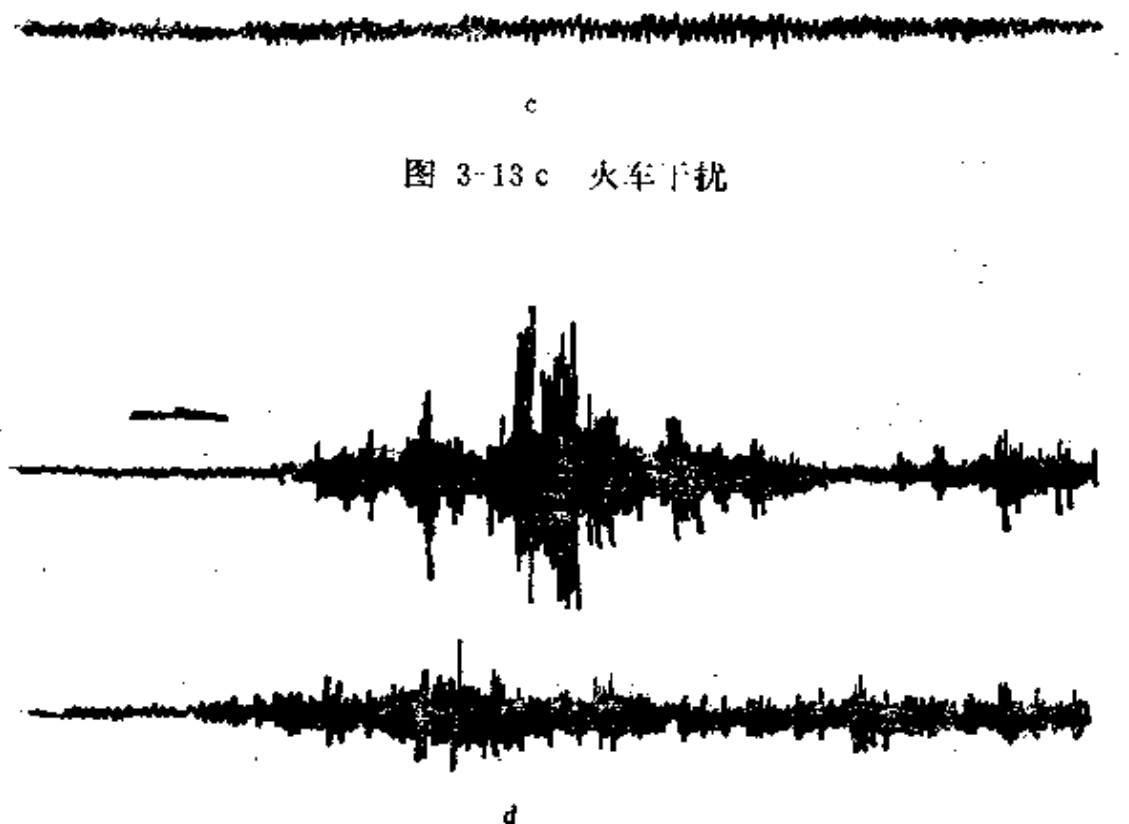


图 3-13 c 火车干扰

图 3-13 d 汽车在台站附近发动(上图)或经过(下图)时的振动

波等依次排列的特点。

三、大风干扰或雷电感应

台站附近偶遇大风或雷电感应，都会观测到周期较长又极不规则的扰动，由于形态特殊，易于辨认。

四、爆炸波

爆破或地下核爆炸波易与天然地震波混淆，特别是数十公里或数百公里距离上的爆破，最容易误认为地震。由于爆炸药室形状的不同，爆炸波沿地表浅层传播路径上岩性的不同，台基岩性的差异，形成了波的各种形态。一般爆炸波都有以下的特征：1) 数公里的爆破，垂直向初动向上，强而尖锐，呈脉冲型，周期较短，振动衰减很快，最大振幅突减到极小，如图 3-14 a、b 所示

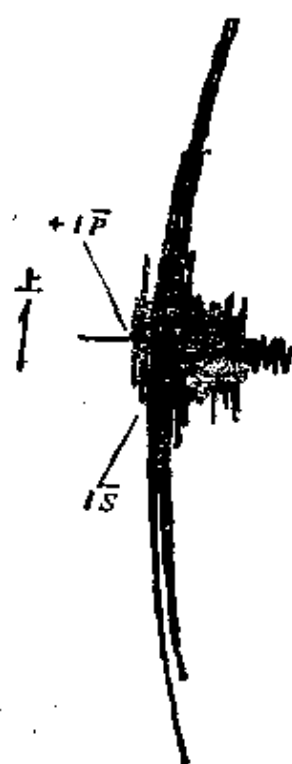


图 3-14 a $\Delta=5$ 公里的爆破
68A型地震仪记录

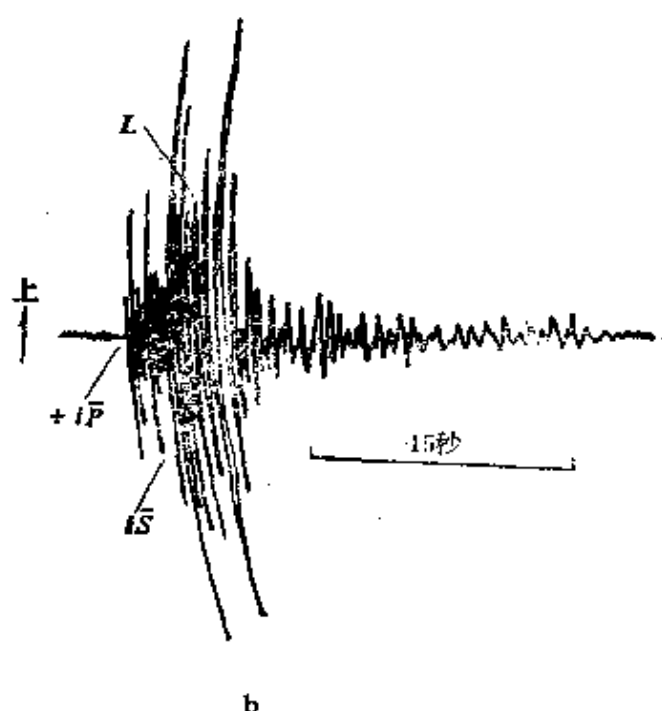


图 3-14 b $\Delta \approx 20$ 公里的
镍矿体中的爆破
DD-1 型地震仪记录

2) 数十公里的爆破，纵波在垂直分向上是一个振幅较大的脉冲，瑞利型面波很显著，如图 3-14 c 所示铜矿体中的爆破记录，垂直和南北分向 L_R 很清晰。3) 爆破产生的纵波一般垂直初动都是向上，周围多台纵波初动符号无四象限分布特征。4) 爆破的纵波与横波振幅比小于地震波的振幅比。图 3-14 d 是 10 吨硝铵加木屑的爆炸在距离 49 公里处的记录图，从该记录可看到，垂直分向的纵波振幅很强，东西向的横波振幅与垂直向的纵波振幅之比为 0.93。这次爆破 10 分钟后约 15000 立方米的山坡滑动，产生的地震波与之差异十分明显，这类波的振幅比为 13.8，而且波的周期较长(图 3-14 e)。

地下核爆炸波与地震波有相似之处，但仍有其特点：1) 爆炸源与天然震源岩层断裂或错动相比，体积小，作用时间极短，

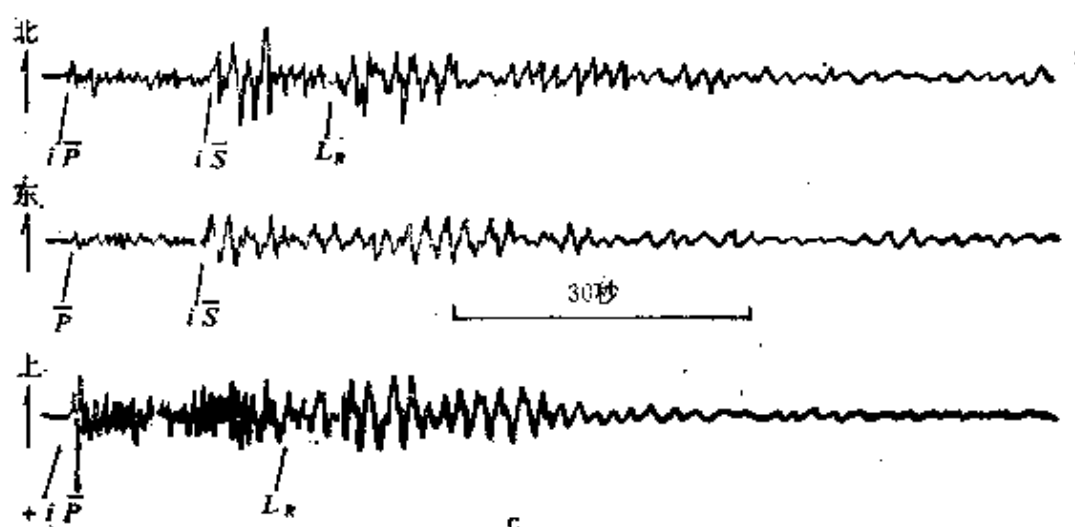


图 3-14 c $\Delta=58$ 公里的铜矿体中的爆破
兰州台 65 型地震仪记录

体波为瞬时脉冲。纵横波图具有深震特征，振幅尖锐，衰减快，每个波只有一或二个周期，比同等距离的地震波周期短。如 1971 年 9 月 27 日苏联在新地岛的地下核爆炸，距离为 5000 公里处的记录（图 3-14 f）， P 波周期仅 4 秒， S 波周期为 5 秒，面波显著。又如 1971 年 11 月 7 日美国在安奇特卡岛的地下核爆炸，距离为 6000 公里处的记录（图 3-14 g）， P 波周期仅 2 秒， S 波周期为 5 秒。它与苏联那次核爆炸的记录比较，纵波周期小，面波周期长，振幅小，波形差异明显。这次核爆炸波的周期仅为同等距离地震波周期的 $1/6-1/3$ 。巴特得出，核爆炸 P 波的频谱宽约 1—3 秒，地震 P 波频谱大于这个范围，核爆炸面波频谱宽约 10—25 秒，而地震面波频谱宽约 15—45 秒。2) 核爆炸 S 波的振幅比 P 波的小，面波振幅也相对地小。核爆炸的体波形似深震，而面波又显著，这是与地震波的明显差异。3) 与天然地震相比，核爆炸的面波震级 M 与体波震级 m 的比 M/m 较小（图 3-15）。

空中核爆炸时，会产生强烈的空气冲击波（图 3-16 a），向下激发地面产生较强的瑞利波，但看不出勒夫波。图 3-16 b 是中长周期地震仪观测的百万吨级空中核爆炸记录，它与天然地震面

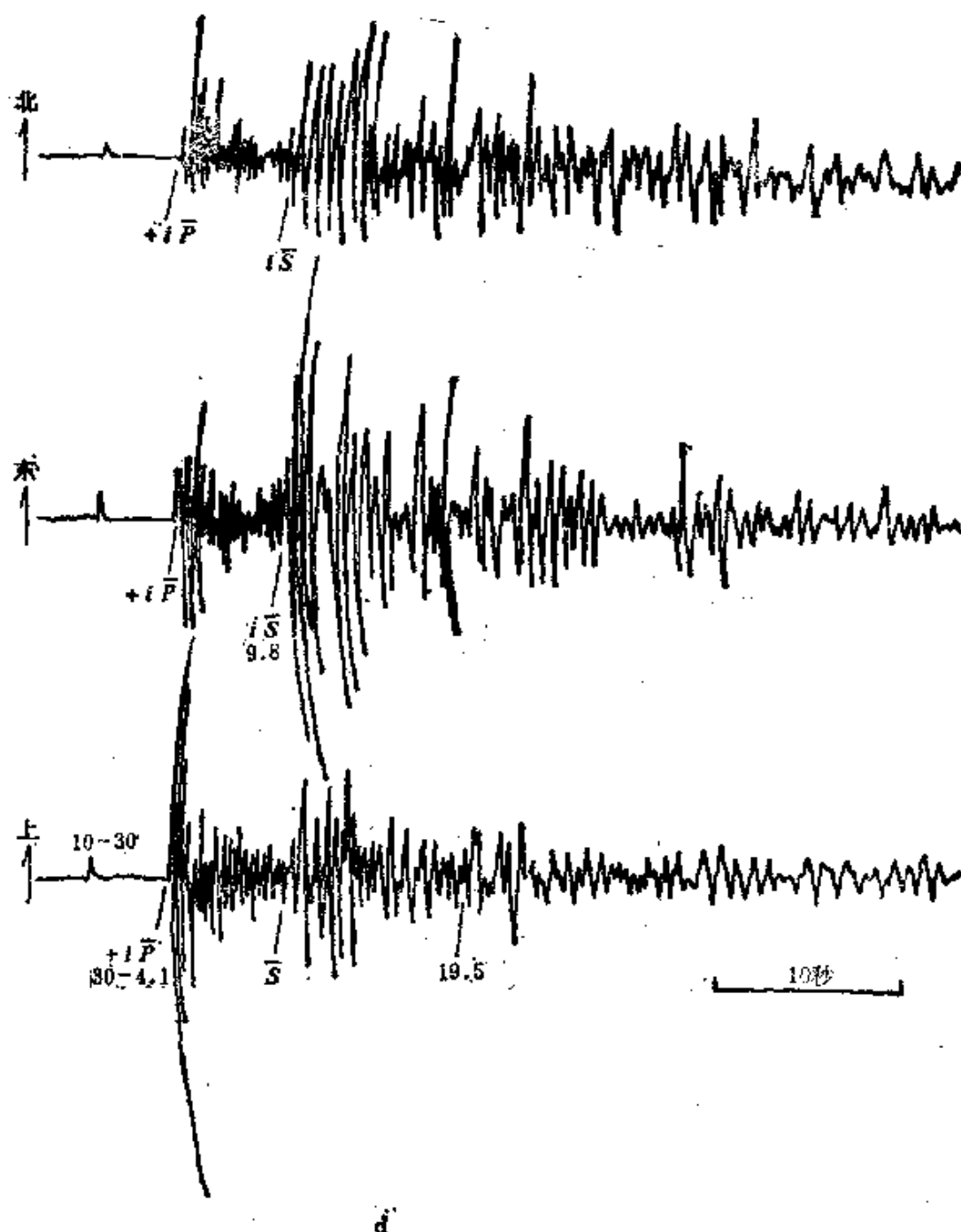


图 3-14 d 1975 年 8 月 20 日 10 时兰州河口八浪沟爆破
兰州台 DD-1 型地震仪记录, $\Delta=49$ 公里, $\bar{S}-\bar{P}\approx 6.7$ 秒

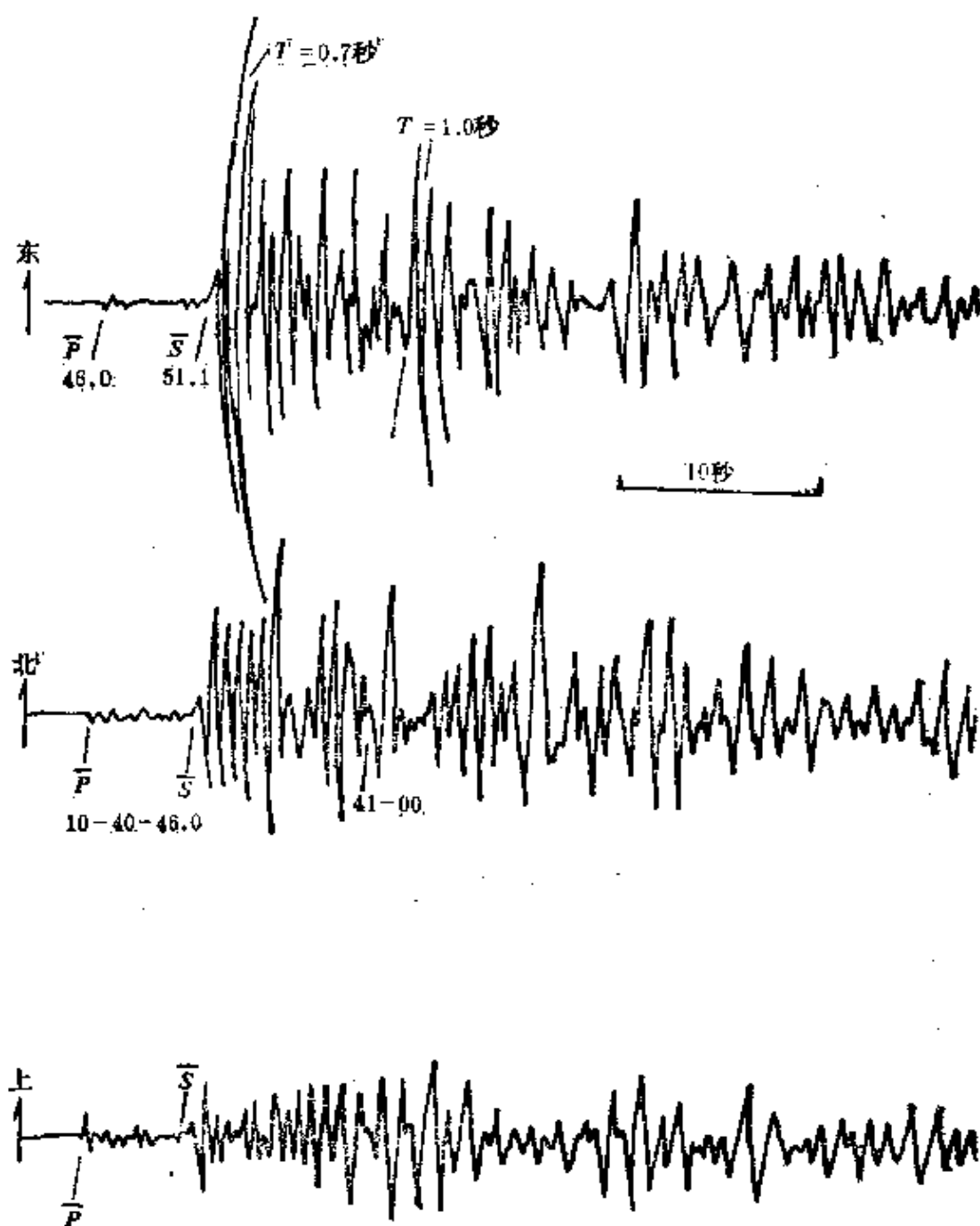


图 3-14 e 1975 年 8 月 20 日 10 时兰州河口八浪沟大滑坡
兰州台 DD-1 型地震仪记录, $\Delta=49$ 公里, $\bar{S}-\bar{P}=5.1$ 秒

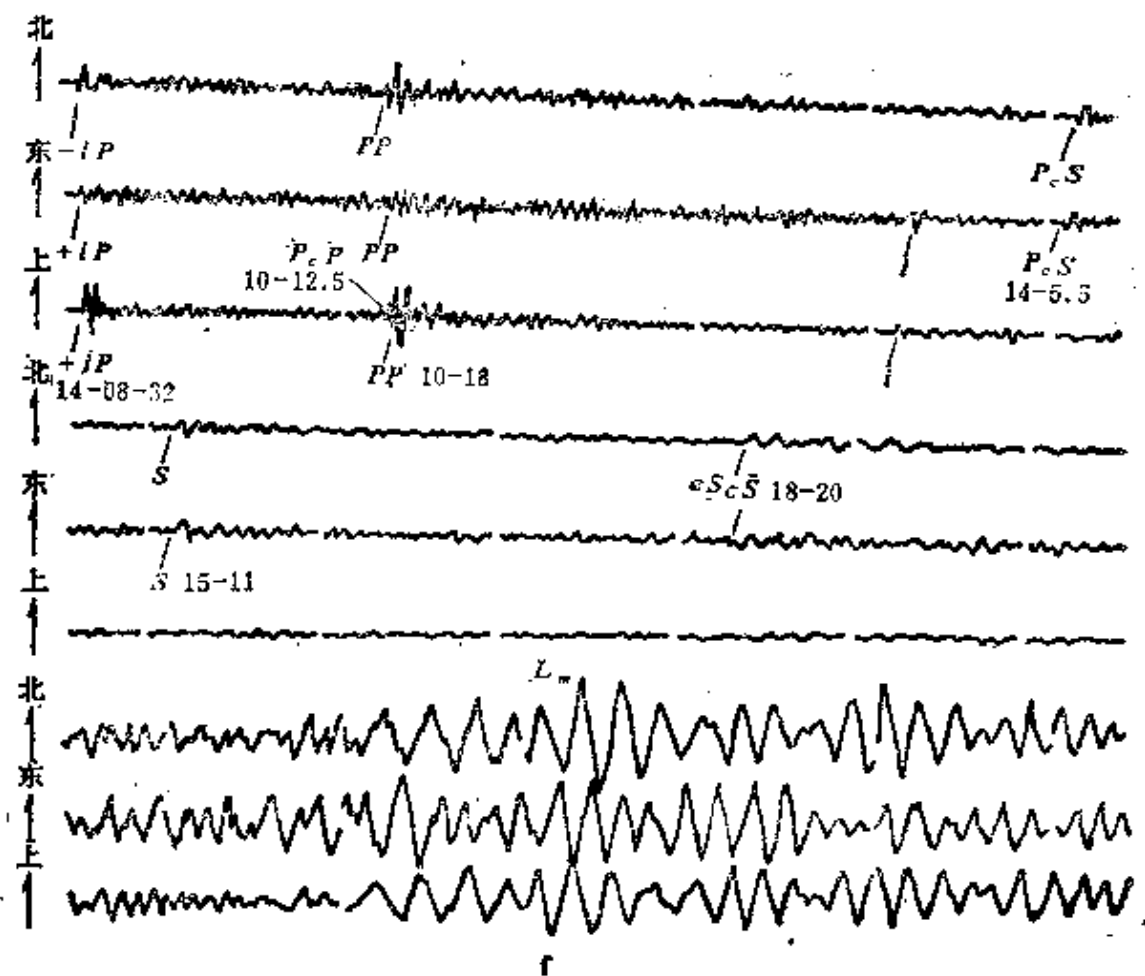


图 3-14f 1971 年 9 月 27 日 14 时苏联新地岛地下核爆炸
兰州台基式地震仪记录, $\Delta=45^\circ$, $m=6.7$

被图 1-17 的差异是显而易见的。

上述爆破、核爆炸产生的波, 由于其部分特征与地震波相混, 如 P 波的垂直分量初动向上、振幅衰减较快、面波显著等, 因而, 仅仅依据个别地震台记录的波形, 难以区分爆破与地震。在作这种分析时, 需要考虑人们生产活动的规律。一般来说, 工业大爆破是为数有限的, 易于调查了解。频繁的工业小爆破多在下班时间进行, 连续的勘探小爆破在上班时间内进行, 而核试验总是在白天, 并在不多的几个基地重复进行。

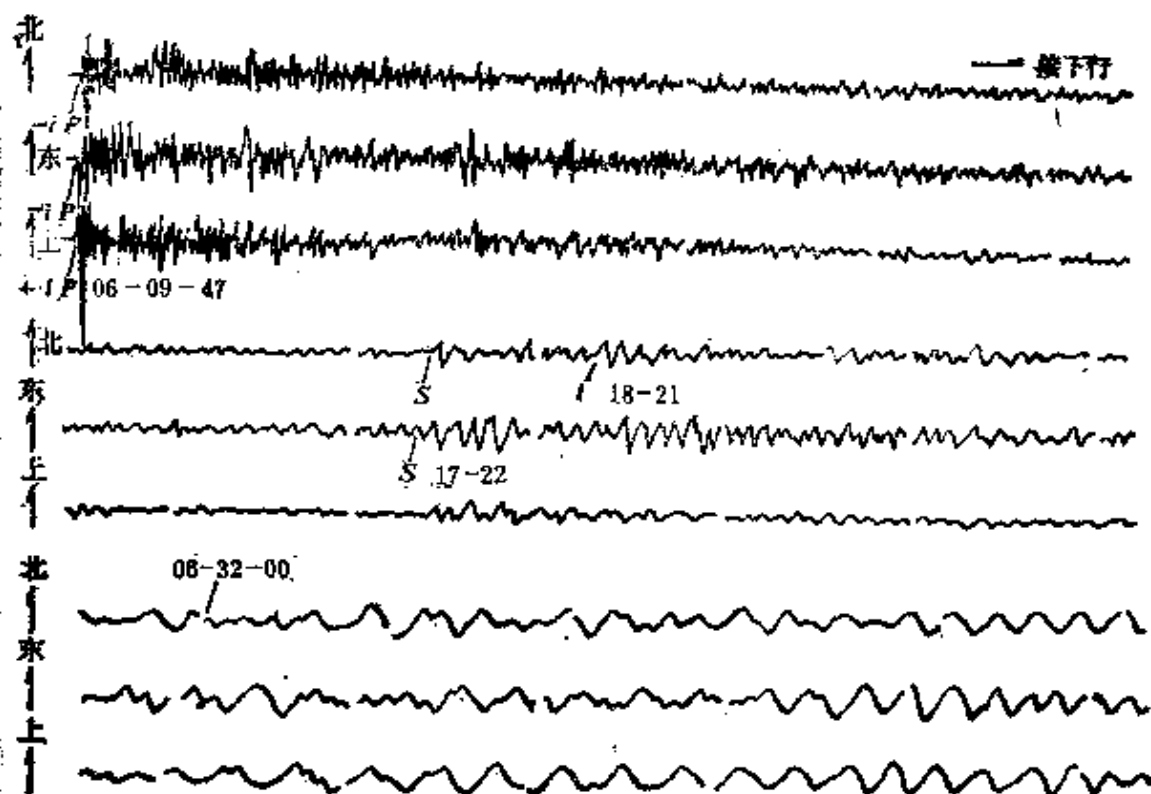


图 3-14 g 1971 年 11 月 7 日 06 时美国安奇特卡岛地下核爆炸
兰州台基式地震仪记录, $\Delta=53.9^\circ$, $m=7.2$

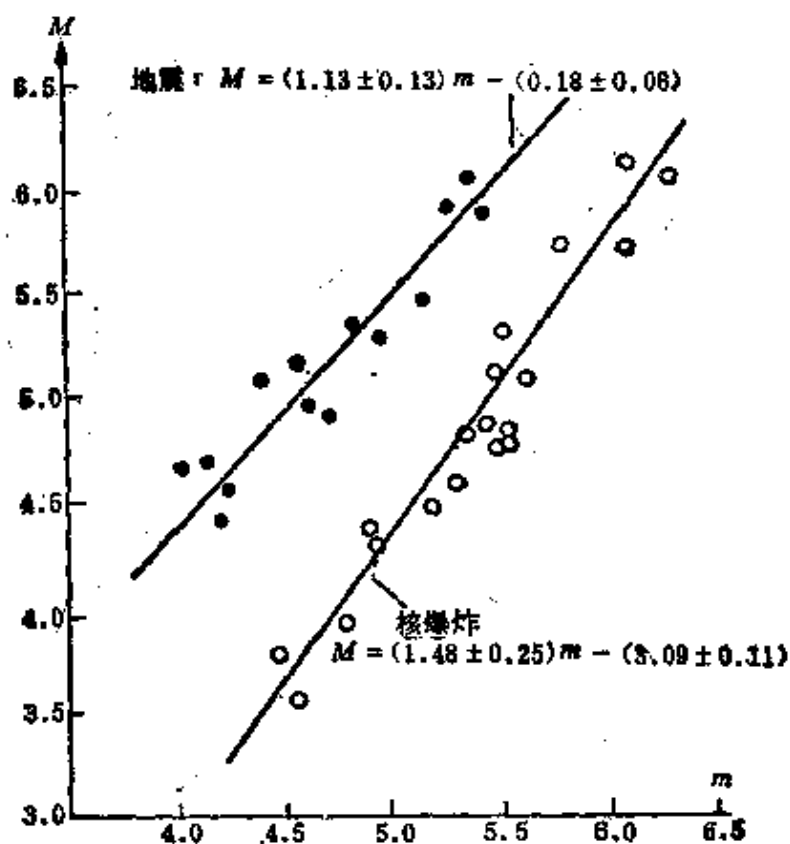


图 3-15 地震与核爆炸的 M 与 m 相关图
(据 Whitham)

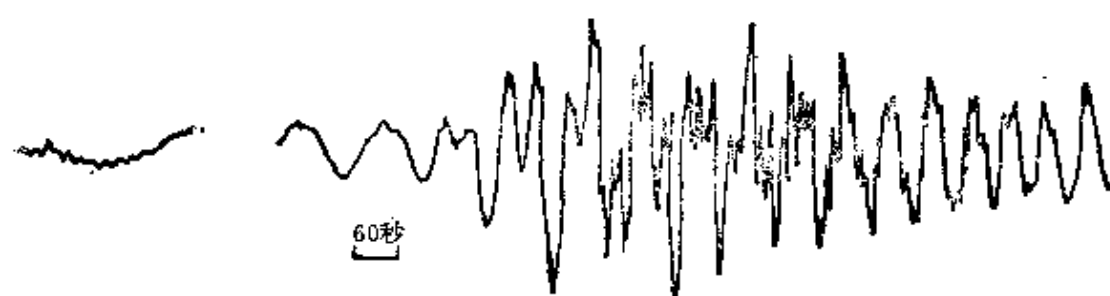


图 3-16 a 核爆炸激发的空气冲击波

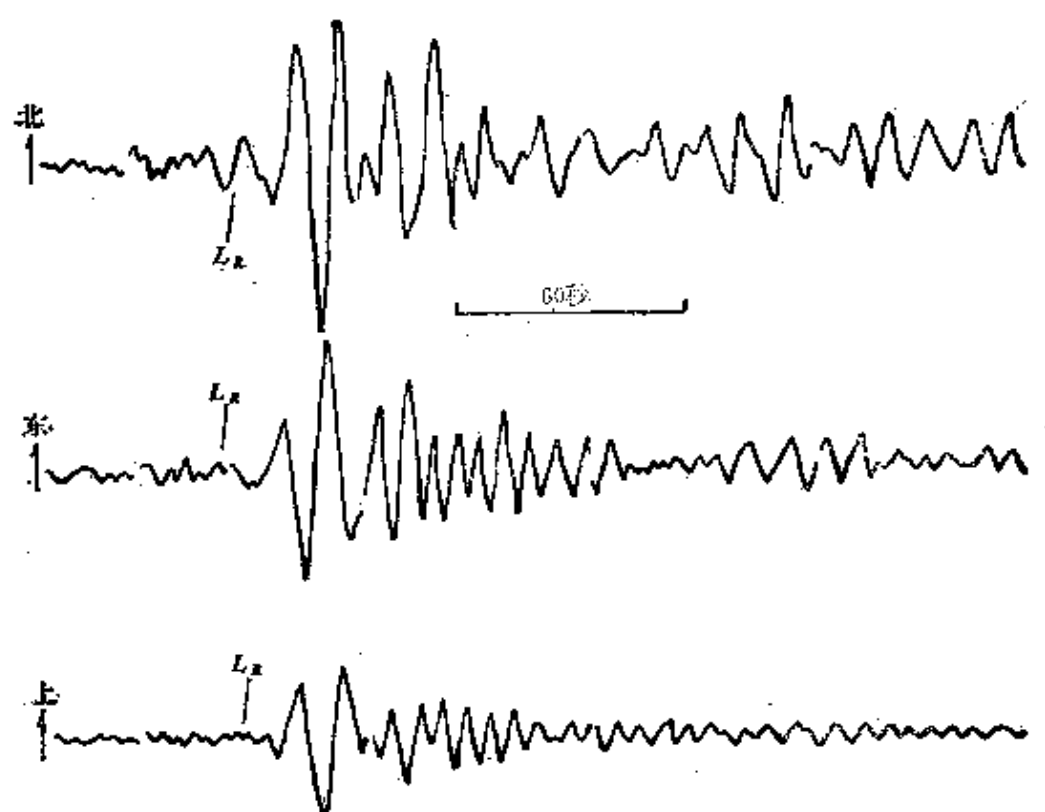


图 3-16 b 空中百万吨级核爆炸激发的面波
中长周期地震仪记录

第四节 识别震相的方法

地震图上的震相，种类繁多，形态复杂。要正确地辨认震相，必须经过详细的对比。凡是确认的震相，一定要符合其已知的动力学和运动学性质。

分析震相是先由一个台站一种仪器的记录看起，确认能够肯定的震相，计算出一些参数，如震中距离、走时和发震时刻等。然后再分析别的记录，进行综合对比，参照走时表或时距曲线，其他震相就可迎刃而解。

地震图分析有单台分析和多台分析。单台分析是随观测工作在台站上进行的，由于工作条件的限制，只能给出初步的较少的结果。多台分析则是集中台网的全部地震记录，在分析中心进行的更复杂的处理，它能够得出较多的结果。

一、单台判别震相的方法

首先，由地震波的动力学、运动学性质和各类地震波图的特征，判别是地方震、近震，还是远震，是深震，还是浅震。然后，找出显著的主要震相的初至。需要注意，后至波的初至常与先到波叠加。尽管后至波的初至方向被干扰，叠加处仍给出了后至波的初至时刻。接着，由周期、振幅的大小、各分向振幅的强度（幅值）、质点的振动方式等，确定波的性质，是纵波还是横波。纵波的周期短、振幅小，横波的周期长、振幅大；纵波的垂直分量强，横波的水平分量强。

在这里，对于地方震，先找出纵波 $\bar{P}$ 和横波 $\bar{S}$ ；对于近震，先找出 P_n 和 S_n （或 L_g ）波；对于远震，先找出 P 、 S （或 SKS ）波；对于极远震，先找出 PKP 、 PP 和 $SKKS$ 波。然后量出它们的初至时刻，计算出纵波与横波的到时差，如 $\bar{S}-\bar{P}$ 、 S_n-P_n 或 L_g-P_n 、 $S-P$ 、 $PP-PKP$ ，由符合震源深度的走时表算出近似的震中距离。对于地方震和近震，最好是采用本区域的走时表。

在上述工作的基础上，再量出其他震相的初至时刻，求取深度震相与先到震相的到时差，如 $S_M-\bar{P}$ 、 sP_n-P_n 、 $sP-P$ 、 $sPKP-P$ 等，由相应的震中距-深度表计算出震源深度，再由此深度的走时表计算准确的震中距及发震时刻。

最后，由其他震相与纵波的到时差，如 $i-\bar{P}$ 、 $i-P_n$ 、 $i-P$ 、 $i-PKP$ 等，与走时表(或时距曲线)的已知震中距 Δ 的某震相到时差作比较。若两到时差很近似，观测的 i 震相就是走时表上指出的波。但必须注意，在时距曲线图中几条曲线交叉的距离上，数波干扰，要细心考虑波的动力学特征。若只由运动学特征判别波的性质，便可能张冠李戴，错认了波。在这种情况下，常常难以正确地判定波，此时可对所给出的波标以括号，如 (PP) ，以表示对该波的判断有一定的理由，但又有怀疑之处。

由于地震图上的未知震相很多，对于屡见的或少见的形态明显的或特殊的震相，应用字母 i 或 e 表示，待收集到足够的资料时，以研究其性质。 i 和 e 不仅表示未知震相，而且冠于已知震相名的前面，表示已知震相的初始清晰程度和到时准确程度， i 表示震相初始尖锐， e 表示初始缓慢，如 $i\bar{P}$ 、 $\bar{P}$ 、 $e\bar{P}$ 等。一般以初始振幅与记录零线的夹角为标准，小于 45° 标 eP ， $45-60^\circ$ 标 P ，大于 60° 标 iP (图 3-17)。

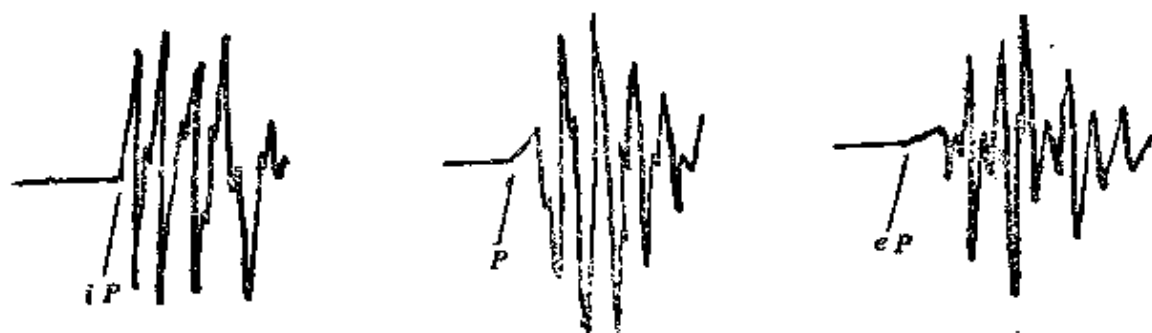


图 3-17 震相的初始尖锐、缓慢标定示意

二、多台对比法

震相分析中,单台处理总是初步的,往往受资料局限不能获得确切的结果,因此,最后的结果总是由多台分析完成的。多台对比主要有以下一些方法:

1. 比较发震时刻的方法

由各台的纵波与横波到时差分别求出的发震时刻,在震相正确的情况下,彼此是一致的。这个判别法简单易行,分析时自然会被采用。这里需要注意,对于震中距为200公里左右的近震,容易将 $\bar{S}-\bar{P}$ 、 S_M-P_M 、 S_n-P_n 相互误认,也会得出相近似的发震时刻,但是,算出的震中距差别较大,在定位时将会发现其错误。如某地震, P_n 到时时为58.2秒, $S_n-P_n=25.2$ 秒,查甘肃近震走时表 ($h=10$ 公里),得 $\Delta=200$ 公里,走时为34.8秒,得发震时刻为23.4秒。若将 S_n-P_n 误为 $\bar{S}-\bar{P}$,查表得 $\Delta=216.7$ 公里,比前者大了16.7公里,而走时为35.6秒,发震时刻为22.6秒。两个结果很近似,仅差0.8秒。由于各台的时间服务精度不同,震相清晰度不同,震源各方向上波速不均匀等因素,各台求得发震时刻总存在一定的偏差,地方震偏差可达1秒左右,近震偏差约1—3秒,远震差异更大,常常达数秒以上。

2. 和达直线法

对于直达波,可用和达曲线来检验。由第四章第一节式(4-1)可知,和达曲线方程为

$$T_{\bar{P}} = t_0 + \frac{1}{K-1}(T_{\bar{S}} - T_{\bar{P}}),$$

各台测定的一组 $T_{\bar{P}}$ 、 $T_{\bar{S}}-T_{\bar{P}}$,应符合以 $T_{\bar{P}}$ 和 $T_{\bar{S}}-T_{\bar{P}}$ 为坐标轴的和达曲线。出现偏离的情况有几种原因:观测的时间服务误差大;震相初至不清或漏记;地质构造差异造成波速不均匀,或孕震区出现波速异常。如果这些因素都不存在,则可能是确定震相有误。如在图3-18中,经查证,点1因 $\bar{S}$ 记录限幅致使选取初至靠前,也就是震相有问题, $T_{\bar{S}}-T_{\bar{P}}$ 时差减小,该测定值对应的

点偏离且在和达曲线之下；点4是钟差偏大，使 T_P 时刻减少，相应测定值对应的点偏离于曲线之上。

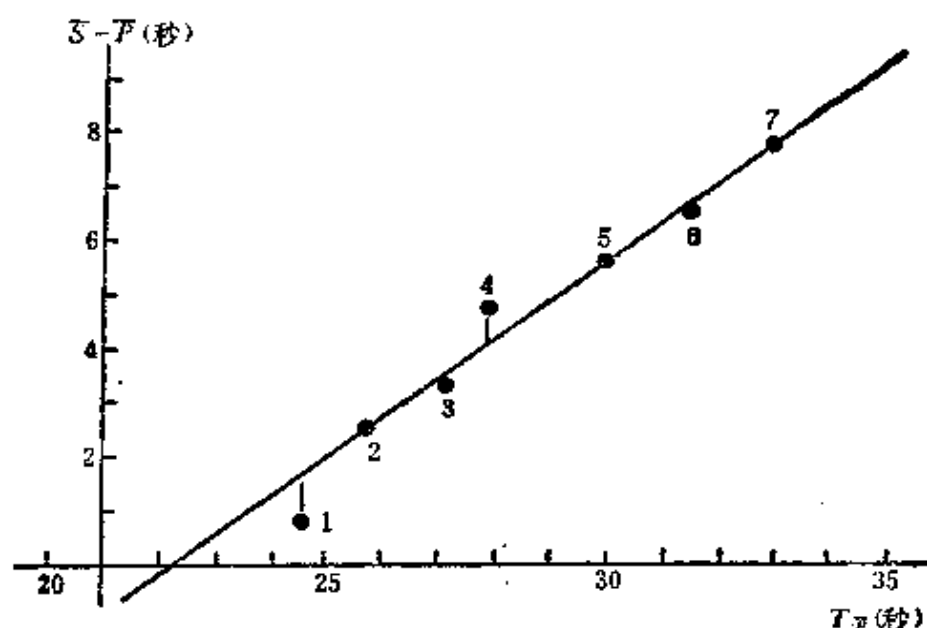


图 3-18 由和达直线法检验直达波震相示意图

3. $(T_2 - T_1) - T_1$ 直线法

对于近震，时距曲线是直线，可以采用此法。设某台记录某地震震相 1 和 2 的时距方程为

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= T_1 - t_0 = \frac{\Delta}{V_1} + a_1, \\ t_2 &= T_2 - t_0 = \frac{\Delta}{V_2} + a_2. \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

式中， t 为波的走时， T 为到时， $T_2 > T_1$ ， t_0 为发震时刻， Δ 为震中距离， V 为波速， a 为时距曲线的纵轴截距。式(3-2)中的两式相减，并令 $K = \frac{V_1}{V_2}$ ，可得

$$\Delta = \frac{V_1}{K - 1} [(T_2 - T_1) - (a_2 - a_1)].$$

将上式代入式(3-2)第一式，整理得

$$T_1 = \frac{1}{K-1}(T_2 - T_1) + \left(t_0 + \frac{K a_1 - a_2}{K-1}\right). \quad (3-3)$$

上式为一直线，斜率为 $\frac{1}{K-1}$ 。若各台相应于震相 1 和 2 是同名波，在以 T_1 为横轴、 $T_2 - T_1$ 为纵轴的坐标系中， $(T_1, T_2 - T_1)$ 点将落在同一直线上。若由于时间误差大，或不是同名波等原因，将不落在直线上。图 3-19 上，对于近震 $(\bar{P} - P_n) - P_n$ 仍为一直线，点 2 偏高，点 5 偏低。经查证，各台时间服务可靠，震相清晰。分析发现：点 2 在干扰区，选取的震相不是 $\bar{P}$ ，而是另一个晚到波；点 5 为地壳较厚区传来的波， P_n 比其他点的到时尚晚，所以， $\bar{P} - P_n$ 较小，点 5 总是偏于直线下方。当然，假如 P_n 波初至不清或失头，也会显出点偏低的结果。

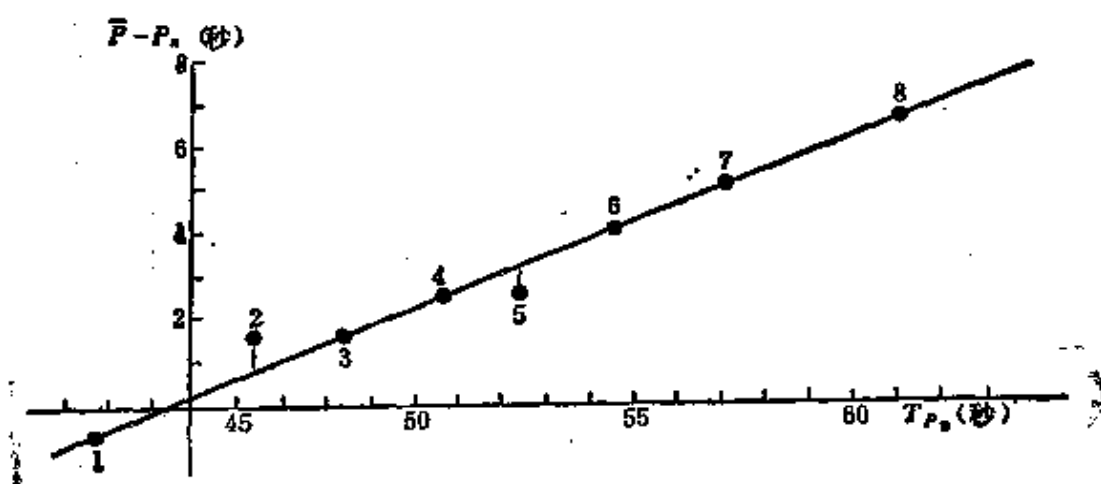


图 3-19 $(T_2 - T_1) - T_1$ 直线法检验近震波示意图

4. $T_2 - T_1$ 直线法

由式(3-2)的第一式得

$$\Delta = (T_1 - t_0)V_1 - a_1 V_1.$$

将上式代入式(3-2)的第二式，整理得

$$T_2 = \frac{V_1}{V_2} T_1 + \left[t_0 \left(1 - \frac{V_1}{V_2} \right) - \frac{V_1}{V_2} a_1 + a_2 \right]. \quad (3-4)$$

上式也是一条直线，斜率 $K = \frac{V_1}{V_2}$ 。用 $T_2 - T_1$ 直线检验震相很方便。

便。如图 3-20 直线， P_n 清晰，时间服务可靠。分析认为：点 2 S_n 清晰可靠，因 P_n 波较弱，初至被干扰， S_n-P_n 也较小，所以，点 2 偏于直线下方；点 4 是因 S_n 较弱，误取了它后面的另一强震相，使点 4 落于直线上方。

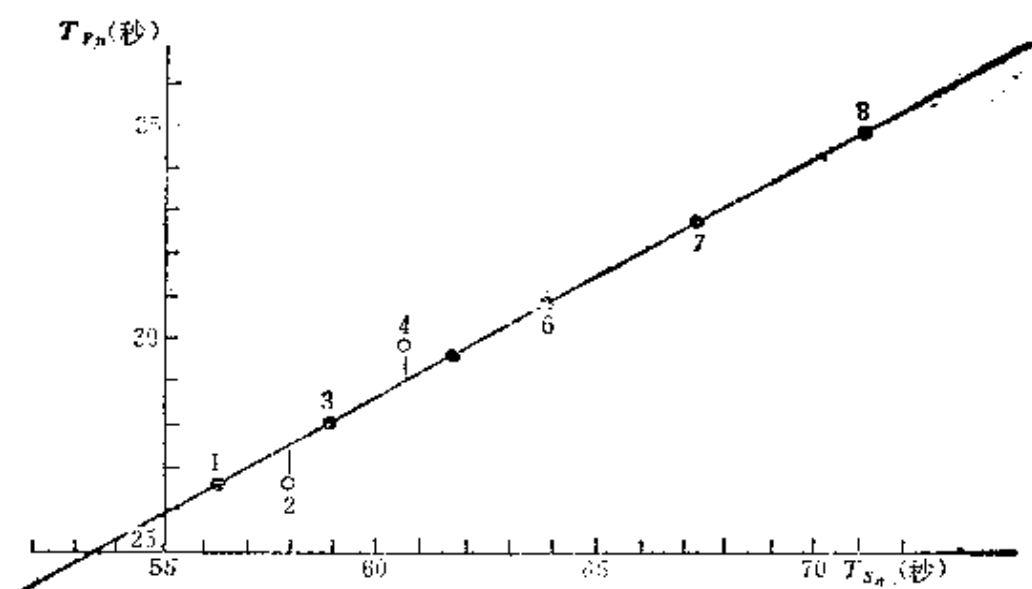


图 3-20 T_2-T_1 直线法验证近震波示意图

5. 时距曲线法

由确定的部分波采用第四章初至时刻法定位，测出各台的震中距离，并由小于首波干涉距离的直达波采用和达法定出发震时刻，即可得出各震相的走时，作出时距曲线。各区域各种波的时距曲线有自己的特定斜率，各种波将落在与自己相应深度的曲线上。如图 3-21 所示，点 2 和点 3 在 $\bar{P}$ 和 P_n 的干扰区附近，从波形上常常难以区别，但是在图中它们分别落在 $\bar{P}$ 和 P_n 直线上，可以直观地证明它们的 $\bar{P}$ 、 P_n 波。对于其他波同样由于落在各自的曲线上而得到辨认，如 1 号点是 P_n 波，而不是 $\bar{S}$ 波。研究未知波时，利用时距曲线是主要方法之一。

三、判别震相举例

1. 判别直达波与反射波

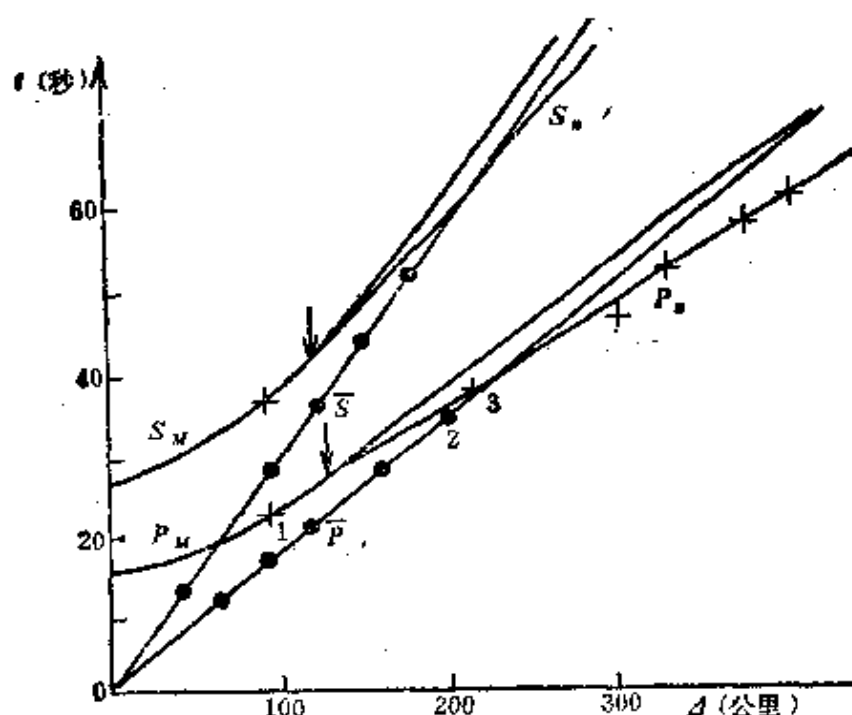


图 3-21 时距曲线法检验波示意图

如图 3-5 f 上的箭头所指，这幅地震波图上有四个清晰的震相，波的周期较小，约 0.5 秒左右，总振动持续时间在一分钟之内。从震相出现先后、振幅强弱来比较，第一、二震相在垂直和东西向上强(这里没有给出垂直分向记录图)，后到的第三、四震相在水平向上强，因而，可以判定前者为纵波，后者为横波。第三与第一震相的初至到时差为 12.0 秒，查阅走时表或时距曲线可知，它小于首波干涉距离的纵、横波时差(约 28 秒)，所以，两震相应为 $\bar{S}$ 和 $\bar{P}$ 波。由甘肃走时表 ($H=52$ 公里， $h=10$ 公里) 初算震中距 $\Delta=102.7$ 公里。对应此 Δ ，在表上 $\bar{P}$ 后有 P_M 波， $\bar{S}$ 后有 S_M 波，表上的 $P_M-\bar{P}$ 、 $S_M-\bar{S}$ 走时差与观测的结果近似，第二、第四震相的振幅又较强，所以，它们应为 P_M 、 S_M 波。由 $\Delta=102.7$ 公里和 $P_M-\bar{P}=4.0$ 秒、 $S_M-\bar{S}=6.0$ 秒查深度表(见表 4-2 和 4-3)，得出 $h=27$ 公里。再查 $h=25$ 公里走时表，得出可靠的值， $\Delta=100$ 公里， $t_{\bar{P}}=16.9$ 秒。

2. 判别近地震波

图 3-6 i 是甘肃河西堡台短周期地震仪记录的 1977 年 4 月 16 日 08 时中蒙边界的地震，垂直和南北分向基本上体现了这个台记录的特点。它总共有八个清晰的震相，测定它们的到达时刻，其中： i_1 是 24 分 27.7 秒， i_2 是 33.7 秒， i_3 是 38.8 秒， i_4 是 44.5 秒，它们的垂直分量与南北分量振幅大小近似（有的较强），周期为 0.5—0.7 秒，比水平分向晚到震相的周期短，属纵波型； i_5 是 29 分 9.2 秒， i_6 是 30 秒， i_7 是 35 秒， i_8 是 40 秒，它们在南北分向上显示较强，周期为 0.7—1.4 秒，在整个波列中周期较长，属横波型。 $i_5-i_1=51.5$ 秒和 $i_7-i_1=67.3$ 秒两对纵、横波到时差小于 1 分 13 秒。由走时表检验， Δ 大约为 500 公里。波的周期短、纵波和横波时差以及震中距小，表明这是一个近震。从粗略的 Δ 值看，它大于 $\bar{P}$ 与 P_n 的干涉距离，所以，先到的较弱的纵波和横波是 P_n 和 S_n ，即 $i_1=P_n$ ， $i_5=S_n$ 。由 $S_n-P_n=51.5$ 秒，查 J-B 表得 $\Delta=4.28^\circ=478$ 公里，从而证明下列震相到时差与走时表是一致的： $i_3-i_1 \simeq P^*-P_n=11.1$ 秒； $i_4-i_1 \simeq \bar{P}-P_n=16.8$ 秒； $i_6-i_5 \simeq S^*-S_n=10.8$ 秒。所以， i_3 是 P^* ， i_4 是 $\bar{P}$ ， i_6 是 S^* 。查表得出走时 $t_{P_n}=1$ 分 7.9 秒，由此，发震时刻 $O=T_{P_n}-\Delta t-t_{P_n}=24$ 分 27.7 秒—19.8 秒—1 分 7.9 秒=23 分 0.0 秒。

i_2 是 sP_n 波，用它算出的震源深度为 15 公里。详细判断可见例 3。参阅短周期面波的尤因(Ewing)走时表也证明： $i_7-i_1 \simeq Lg_1-P_n=1$ 分 7.3 秒， $i_8-i_1 \simeq Lg_2-P_n=1$ 分 12.3 秒。观测的 Lg_1 速度为 3.52 公里/秒， Lg_2 速度为 3.39 公里/秒。所以， i_7 是 Lg_1 ， i_8 是 Lg_2 (详见例 4)。

又如图 3-6 i 记录的地震，它发生在中蒙边界地区，那里的地壳为双层结构，厚度 40 多公里。这里单台分析计算的发震时刻比中国地震报告的结果小 1.2 秒，比甘肃地震报告的结果大 0.2 秒；震源深度与甘肃报告给出的一致。由此确认 P^* 、 S^* 波与中蒙地区地壳存在清楚的康拉德界面这一事实相符合。

3. 判别 P^* 与 sP_n 波

P^* 波比 $\bar{P}$ 波弱。 sP_n 波是 S 波在震中附近地面上的反射转换波，比 P^* 波的周期长，振幅强。对于 $h=15$ 公里深的地震，当 $\Delta > 200$ 公里时， P^* 波总是出现在 P_n 和 $\bar{P}$ 之间；当 $\Delta > 255$ 公里时， sP_n 波也出现在 P_n 和 $\bar{P}$ 之间（图 3-6 i）。对于中源或深源地震应称它为 sP 波，它出现在 P 和 S 波之间，但靠近 S 波（图 3-6 j）， $S-P=66.7$ 秒， $\Delta=467$ 公里， $sP-P=53.3$ 秒， $h=294$ 公里。从运动学方面来讲， P^* 波的速度为 6.30 公里/秒，比 P_n 波的速度 8.00 公里/秒小，时距曲线的斜率比 P_n 波的大。 P^* 与 P_n 波的时差随震中距的增加而增大。以中国走时表为例，当 $h=10$ 公里， $\Delta > 255$ 公里时，震中距每增加 100 公里 P^*-P_n 即增加 2.8 秒。 sP_n 与 P_n 波的时距曲线平行， $h=10$ 公里， $sP_n-P_n=4.6$ 秒，不随震中距变化，仅随震源深度而增减，如图 3-22 所示。所以，区别 P^* 与 sP_n 波，除了考虑周期和振幅的差异外，由多台对比其运动学差异是关键，单台判别是困难的。

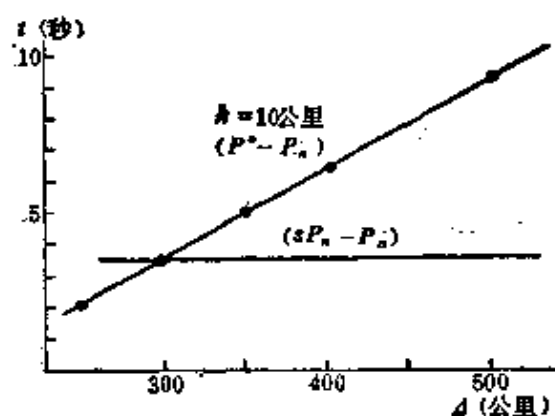


图 3-22 P^* 与 P_n 波、 sP_n 与 P_n 波到时差与震中距的关系

例如 图 3-6 i 中 P_n 波之后 6.0 秒的震相 i_2 清晰，周期、振幅与 P_n 波近似，由此一台资料不能给出是 P^* 波还是 sP_n 波的唯一解答。而由多台的同一震相 $i-P_n$ 近似为 5.8 秒（表 3-1），可以判定 P_n 波后的 i_2 是 sP_n 波，并由表 4-6 算出震源深度为 15 公里。 i_3 是 P^* 波，上例已作过

解释，不再重复。

另外，由 $i-P_n \approx \text{常数}$ 这个条件判定 sP_n 波时，要注意同一震源的二次地震。对于这种情况，各台的 $P_2-P_1=S_2-S_1$ ，各台其它某两个波的到时差也总是相等的，这是区别它们的重要

条件。

表 3-1 1977 年 4 月 16 日 08 时中蒙边界地区地震
若干台站的数据

台 名	$sP_n - P_n$ (秒)	Δ (公里)	h (公里)
民 勤	5.3	402	13
河 西 堡	5.9	476	14.3
山 丹	5.2	437	13
景 泰	6.0	515	15
连 城	5.8	421	14.5
兰 州	6.7	649	16.2
平 均			15

4. 分析 L_g 和 M_2 波

在本章第二节中已叙述过 L_g 和 M_2 波的性质, M_2 波在面波中来得最早, 在垂直分向上以典型的正弦型波列出现, 已知震中距和走时, 可求得它的速度约为 4.00 公里/秒。由波型和速度能可靠地确定 M_2 波。 L_g 波在 M_2 波之后以强的振幅为特征出现, 在中长周期地震仪 (如 基式地震仪) 记录上表现出比后到的 L_o 、 L_s 波周期明显短的形态, 或者在某些距离上它与 L_o 波叠加, 呈现复杂的图象。对于近震, 在短周期地震仪记录上看到的很强的面波就是 L_g 波, 如图 3-6 i 所示。图 3-6 k 的 L_{g2} 波与晚到的 L_o 波叠加, L_{g2} 波的周期为 1.2 秒, L_R 波的周期为 6—2.7 秒, 两波的周期差异明显。图 3-6 m 上的 L_{g1} 波与晚到的 L_o 波叠加, 前段仍显出典型的正波散。

图 3-10 b 是南京台基式地震仪记录日本九州地震的面波, M_2 波在垂直向上表现出典型的正频散波列, 周期为 8—6 秒, 走时为 334.5 秒, $\Delta = 1346$ 公里, 速度为 4.02 公里/秒。 R_g 波的周期为 14—10 秒, 走时为 460.5 秒, 速度为 2.92 公里/秒, 与第三章第二节指出的速度一致。对这些面波, 从它们出现的顺

序、分量、频散、周期和速度等方面的差异，可以正确地分其类型。

5. 判别 L_Q 和 L_R 波

L_Q 和 L_R 波是一个地震图中晚到的强正弦型波列，它们的周期长短与制约它们的地层厚度有关，周期愈长表明地层愈厚。近震的面波周期反映沉积岩层的厚度，一般远震面波反映地壳厚度，而极远震面波则与地球自由振荡有关。判别这两种波最直观的依据是： L_Q 波只在水平向发生，而 L_R 波在三分向出现，垂直分量显著是其特点。中长周期地震仪记录的近震面波是紧跟在 $\bar{S}$ 波后面，如图 3-6 c, d 中的 L_R 波都表现得很明显。

判别面波是 Q 型还是 R 型，细致的方法是作质点的运动轨迹图。例如对图 1-17，在上下-北南垂直平面内作质点的位移图，即从 17 分 00 秒开始，每隔 $\frac{1}{4}$ 周期和 $\frac{1}{8}$ 周期相继求出两分量的位移值，再由这些值给出质点 1, 3, 5, ... 和 2, 4, 6... 的位置，将各点按时间(或序号)顺序用弧线连结起来，就给出了质点的运动轨迹，其形态近似椭圆(图 3-23)，得以证明是 L_R 波。而 L_Q 波的质点轨迹必然近似为直线。

6. 确定地幔折射 P 和 S 波

对于近地震，当震源位于地壳下面较深时，辐射的纵波和横波被称为 P 和 S 。在这种情况下，只能靠已知震源深度给出正确的判别。如图 3-6 j，由 sP 波求得 $h=294$ 公里，所以，纵、横波必然为 P 和 S 。当震中距大于 1000 公里时，尽管震源在地壳中，纵、横波也是 P 、 S 。远震的射线随距离增大而弯曲，出射角也增大，加之 P 和 S 波的质点振动性质(见第一章第一节)，这些因素决定了 P 波垂直向较强， S 波水平向较强， S 波的振幅比 P 波的强，周期比 P 波的长。这是地震图共有的显著形态。如图 3-8 c， i_1 为 P 波， i_4 为 S 波，它在两水平向上振幅强、周期长， $S-P=7$ 分 38.5 秒，查 J-B 表(0.00 R)得出 $\Delta=55.5^\circ$ 。

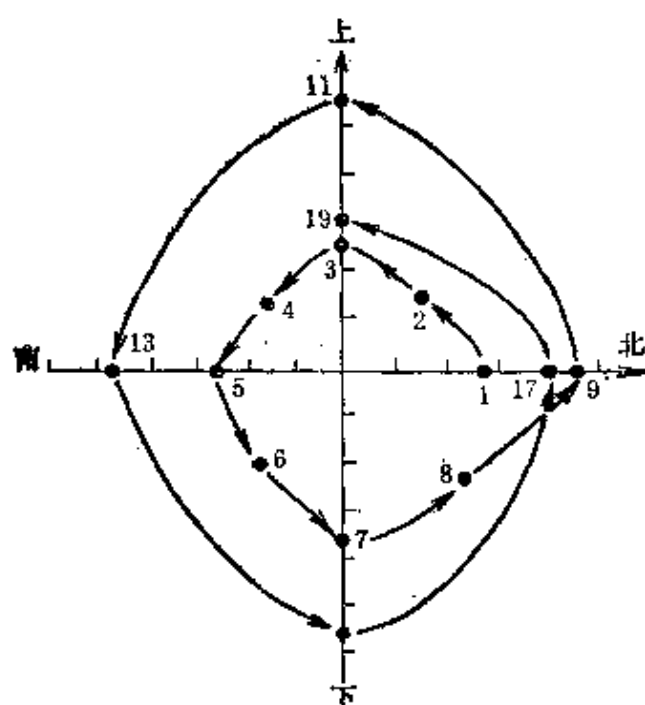


图 3-23 判定图 1-17 中 L_R 波段的质点位移轨迹图

震相 i_2 、 i_3 具有三分量，是纵波型的，它们与 P 波的到时差 $i_2 - P \simeq PP - P = 2$ 分 6.0 秒， $i_3 - P \simeq PPP - P = 3$ 分 14.5 秒，由此证明 i_2 是 PP 波， i_3 是 PPP 波，从而也旁证了 P 、 S 波的确是可信的。

7. 判别 pP 与 sP 波

通常观测到的 pP 波的周期和振幅与 P 波相似或偏小。 sP 波属于 S 波的反射转换，因 S 波能量的 9/10 都转换成了 P 波，所以，它比 P 波强，周期比 P 波的长。 sP 波的振幅、周期应比 pP 波的长。如图 3-8 b， P 波后的震相 i_2 和 i_3 垂直分量较强，属纵波型，其波型尖锐，显示出震源较深，因而， i_2 、 i_3 都可能是深震震相。假定 $i_2 = pP$ ， $i_1 = sP$ ，以 $pP - P = 139.5$ 秒， $sP - P = 201.5$ 秒及 $\Delta \approx 90^\circ$ (以 $S - P = 10$ 分 13.5 秒和震源较深估计)，按表 5-2 和 5-3 求得震源深度为 645 和 653 公里。这个结果很近似，取平均 $h = 650$ 公里。从而证明， i_2 是 pP 波， i_3 是 sP 波。

8. 判别 PcP 、 PcS 与 S 波

本章第三节已指出，在 Δ 为 22° 左右时， PcP 与 S 波相干扰；在 Δ 为 39° 左右时， PcS 与 S 波相干扰。在这些距离段，容易将 PcP 误为 S 波或将 PcS 误为 S 波，从而算出错误的震中距和发震时刻。但根据 PcP 、 PcS 和 S 波强弱及位移分量的不同，能很好地区别开这些波。 PcP 、 PcS 波都比 S 波弱， PcP 波垂直分量最强，与 P 波的位移分配相似， PcS 波在垂直向和接近震中方位的分向上强，而 S 波在接近垂直于震中方位的分向上强。这种位移的方位特征是很清楚的。

这里我们分析一个 PcS 波靠近 S 波出现的图例。如图 3-8 a，在下面两道记录上出现了两个周期为 10—12 秒的震相， i_3 的振幅比 i_2 强数倍， i_2 的垂直分量比南北分量强，而且它的垂直向和南北向位移的合成方位与 P 波的一致，而 i_3 则是南北分量比垂直分量强。与这些震相的位移分配相符合的应该是： i_2 是 PcS 波， i_3 是 S 波。另外，从波的运动学方面看， $S - P = 6$ 分 7 秒，查 J-B 表(0.02 R) 可得 $\Delta = 42.1^\circ$ ， $PcS - P = 5$ 分 44 秒，与观测的 5 分 38 秒近似，由此也证实了上述分析结果。假若，将 i_2 误为 S 波，这不只是位移分配有矛盾，会得出较小的震中距，而且 i_3 不能解释，发震时刻也会与其他台的结果差别较大。

对于震中距为 22° 左右时 PcP 波靠近 S 波出现的分析，也同样可以以上述方法进行判别。

9. 判别 S 和 SKS 波

S 与 SKS 波的干扰距离段在 83° 左右，大于这个距离 SKS 波出现在 S 波之前。 S 波一般比 SKS 强，周期无显著差别。 SKS 波以 SV 入射于地面，其位移在入射面内，水平位移与震中方位重合。 S 波的质点振动方向与射线方向垂直，水平位移方向与震中方向不一致。利用这些特点，很容易区别 S 和 SKS 波。

如图 3-8 b 所示的地震，在两水平分向上，横波有两个清楚

的震相 i_5 和 i_6 。首先，若将 i_5 假定为 S 波，则 $S-P=9$ 分 30 秒，按 J-B 表(0.00R) 计算得出 $\Delta \approx 83^\circ$ ，这样，对 i_6 将无法解释。其次，由图上看出体波震相清晰尖锐，面波不发育，显得震源较深。对于真实的震源深度，必有 $\Delta > 83^\circ$ ，因而，横波第一个震相 i_5 必为 SKS 波。同时，它的水平位移方向为东南，与 P 波确定的震中方向一致，也证明 i_5 是 SKS 波。而 i_6 的水平位移方向为东北，所以 i_6 是 S 波。由 $S-P=10$ 分 13.5 秒，以 $h=650$ 公里(求法同前)，查 J-B 表得出正确的震中距为 $\Delta=94.2^\circ$ 。

10. 判别 P 、 P' 与 PKP 波

震中距 100° 左右的 P 波，仅从波形看，极易与 PKP 波混淆。若从震中距和球核的聚焦作用来看， P 波的周期和振幅应比 PKP 的偏小，但通常见到的无显著区别。因此，必须靠震中距的大小、波型特征、震相多少等给予综合判别。如图 3-8 e 所示的地震，箭头所指的清晰震相用 $i_1, i_2, \dots, i_7$ 代表，则 i_1, i_2, i_3, i_4 在垂直分向上振幅最强，为纵波型； i_5, i_7 在水平分向上较强，为横波型。整个振动持续时间约两小时(略去面波段)。若取 $i_1=P$ ， $i_5=S$ ，便会误得 $S-P=12$ 分 6.5 秒，相应 $\Delta > 105^\circ$ ，其他震相都无法解释。同时，由 $\Delta > 105^\circ$ 这一点也可知道， i_1 不是 P 波，应为 PKP_1 波， i_5 也不是 S 波。若根据 i_3 垂直向较强，取 $i_3=PP$ ， $PP-PKP_1=5$ 分 23.5 秒，由 J-B 表可算得 $\Delta=173.6$ 公里，从而， i_2 等震相与 PKP_1 波的观测和理论时差相符： $PKP_2-PKP_1=1$ 分 32.5 秒， $PPP-PKP_1=8$ 分 37.5 秒， $SKKS-PKP_1=12$ 分 6.5 秒， $PcSPKP-PKP_1=10$ 分 15.5 秒， $SS-PKP_1=26$ 分 43.5 秒。因而， i_1 是 PKP_1 波， i_2 是 PKP_2 波， i_3 是 PP 波， i_4 是 PPP 波， i_5 是 $SKKS$ 波， i_6 是 $PcSPKP$ 波， i_7 是 SS 波，所有震相得到满意的解释。

P' 地核衍射波比 PKP 波弱。我国的中长周期地震仪对 8 级左右地震曾观测到清楚的 P' 波，如 1978 年 11 月 30 日 03 时

的墨西哥 8 级地震 (图 3-8 d), $\Delta \approx 121.6^\circ$ 。其 P' 波振幅仅为 PKP 波的五分之二, PP 波极强, 为 PKP 波振幅的 6 倍。

PKP 波的视速度较大, 时距曲线的斜率较小, 因此, 对同一地震, 震中距差别较大的台站各自的 PKP 波到时比较接近 (与 P 波到时相比较)。而 P' 波的时距曲线斜率比 PKP 波的大, P' 波各台到时没有上述特点。对于全国台网, 尤其是区域台网分析极远震, 各台 PKP 波到时接近是最明显的判据。

单台分析极远震有三条要领: 1) 寻找 PP 波, 它的振幅较强, 这显示在垂直和接近震中方位的水平向上。接着, 以 $PP-PKP$ 求震中距; 2) 由水平向极强的横波确定 $SKKS$ 波; 3) 在 PKP 波以后 15—26 分钟确定 SS 波, 它在水平向表现清晰。当 PKP 、 PP 、 $SKKS$ 、 SS 波确定无误时, 其他震相的判定迎刃而解。

四、研究未知震相的基本方法

地震图上的各种性质的地震波是很多的, 虽然许多表现清晰的波已被人们了解和利用, 但是还有不少波仍待研究。研究未知波是一项复杂和困难的工作, 这里仅指出一些研究途径。

体现地震波的基本性质有两个方面, 一是波的质点振动性质、振幅、周期的特点, 以及随震中距离的振幅衰减规律; 二是波的时距曲线性态, 及其射线路径特点。因而, 研究一个未知震相, 大致有以下几个方面: 1) 研究波的质点是如何振动的, 如纵波型或横波型质点振动方向与射线方向的关系、质点位移在三分向上的分配特点、面波质点振动轨迹的特点及波散情况等; 2) 分析观测振幅的强或弱符合于反射波、转换波或绕射波中哪种理论能量分配; 3) 由震中距离和波的走时绘制时距曲线, 讨论它的性态, 如直达波为以坐标原点对称的双曲线, 倾斜界面上的反射波为顶点偏离坐标原点的双曲线, 各层界面上的绕射波为直线, 以及相应于各种波的视速度, 等等。4) 根据已知的地壳结构模型, 建立理论的射线路径, 对比其理论与观测时距曲线的一

致性(走时残差的平方和最小)。例如研究是单层、双层还是三层地壳模型的理论曲线更符合于 P_n 波的观测曲线; 5) 对比理论与观测的振幅的衰减曲线的一致性; 6) 由确定的新波的观测运动学参数, 反求地壳结构, 比较其结果与其他方法测定结果的一致性; 7) 给定震源模型及其参数, 计算理论地震图, 对比它与观测地震图的一致性。理论图的计算较复杂, 需要电子计算机来完成。在上述研究中, 进行前六方面的研究, 已足以认识清楚一种新波。但是, 进行后一方面的研究, 将会对一种新波取得更扎实的证明。

第五节 测量震相特征数据和 汇编地震观测报告

地震分析的基础工作是分析各种震相, 以测定地震的震源位置、发震时刻、震级, 以及测定震源要素, 如断层参数、力的错动方向、主应力方向等。为此, 首要的是准确地测定震相特征的基本数据, 并将所有测定结果汇编成各种地震观测报告, 供地震学和地震预报研究使用。

一、测定震相的运动学和动力学数据

1. 测定震相的初至时刻

对于每个震相首要的是测量它们的初至时刻, 这是观测中要取得的一个最重要的数据, 在定位等方面都要用到它。第一个波的初至是容易确定的, 初至时刻的精度最高。晚到的波因为常常受先到波的干扰, 初至一般不好确定, 到时精度次之。通常取两波的叠加时刻, 因叠加处波的振幅和周期都有明显的变化, 如图 3-24 所示第二震相的初至被前一震相的波尾所叠加。

地震图上两分号间隔为一分钟。目前, 我国地震台上用的基式、513 型、DK-1 型等地震仪记录纸走速为 30 毫米/分, 64 型地震仪为 60 毫米/分, DD-1 型、维开克、B 73 型、573 型地震仪为 120 毫米/分。震相到达的时和分可由时标直接读出, 秒必

须用等分刻度梯形量片测出，它可以读准到十分位，如图 3-25 所示。

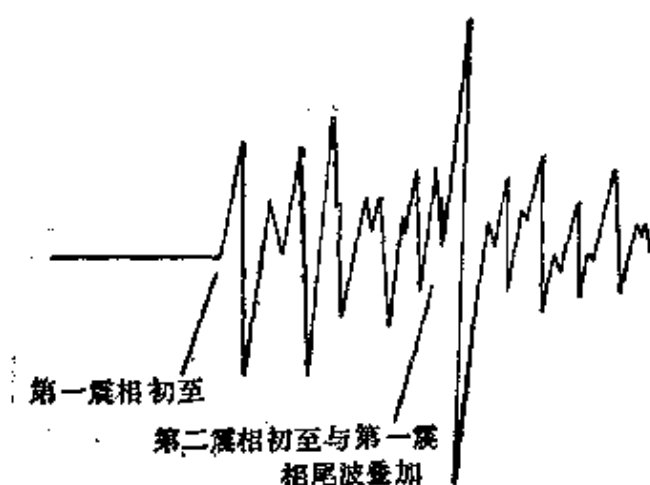


图 3-24 第二震相初至与第一震相的波尾叠加

地震观测台的记录和时间服务都是独立的，对于没有零钟差装置的台站记录，还应将测出的初至时刻加以钟差改正，换成北京标准时间。参加国际交换的资料，要采用格林尼治国际标准时间。北京为世界时东八区，北京时减去 8 小时，即为国际标准时。

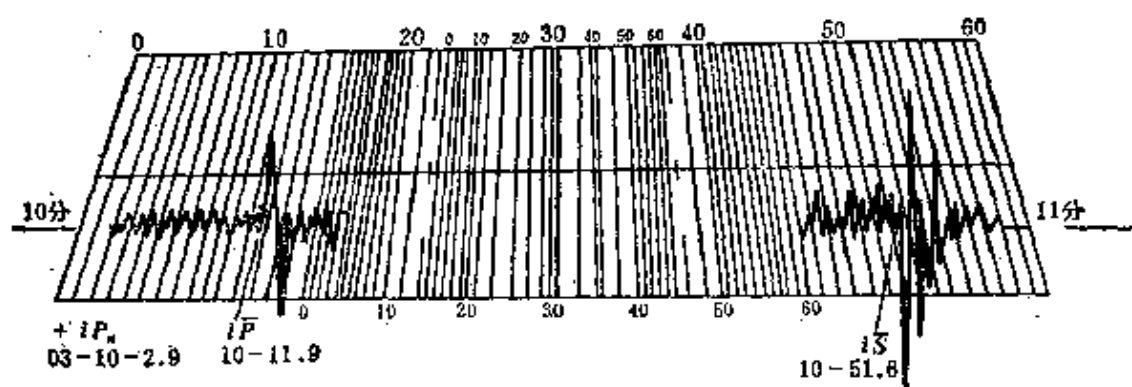


图 3-25 用梯形量片测量震相初至时刻示意图

2. 测量震相的振幅和周期

各种震相的初动振幅，只要清晰可靠，都应测量。它们是测定震源机制等的重要资料，尤其是 S 波的初动、位移值更是可贵，它是区别震源错动类型所必须的。对所测的初动位移值要标明初动方向，一般“+”号表示初动向上、向东、向北，“-”号表示向下、向西、向南。

震相初动振幅相应的周期为半周期的两倍。初动振幅和周期

的测定如图 3-26 a 所示。振幅值读至毫米的十分位，周期读至秒的十分位。振幅应换算成地动的实际位移值，即应除以相应的仪器动态放大倍数，以微米为单位。对于换算初动位移值，放大倍数应由初态频率特性曲线给出^[16]。一般对于第二、第三个振幅换算地动位移使用通用频率特性曲线，它所得出的结果接近实际的地动位移。

震相的最大振幅和周期也要测量，这些数值将用来计算地震震级和能量。测量所得的是最大双振幅，取其二分之一得单振幅，以微米为单位。最大振幅相应的周期是取其相邻两个极大相位或两极小相位之间的时间。最大振幅和周期的测量如图 3-26 b 所示。

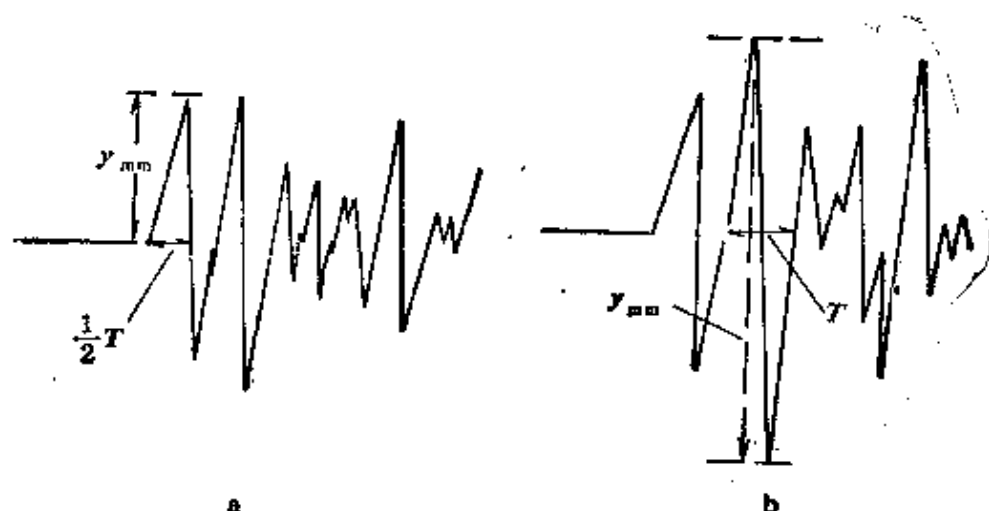


图 3-26 测量振幅和周期示意图

二、汇编地震观测报告

地震观测报告是地震观测和分析处理结果的总结，有单台报告、台网报告，有月报、年报。年报是参阅毗邻台网的结果经过修改、提炼的报告。世界各国或著名的地震台都相互交换报告，以补充自己观测的不足。地震报告汇集的内容有三个方面的：

(1) 台站观测条件。这个项目包含有台基的精确地理坐标（经度和纬度）、海拔高程、台基岩性、仪器型号及特性参数。

(2) 地震的基本参数目录。

(3) 地震波的详细数据。这部分是报告的中心，包括各台观测到的各种地震波、未知震相，波的初至时刻、初至位移和方向，最大位移和周期，以及震中距离等。

第四章 测定近震基本参数的方法

本章所讨论的近震基本参数，指震中位置、震源深度、发震时刻及震级。测定这些参数是非常重要的和有意义的，人们根据地震活动研究预报地震问题，大量工作就是要揭示这些基本参数在时间、空间、强度方面的变化特点并寻求其规律，地震学方面的许多重要问题的深入研究，也都需要精度很高的基本参数。本章讨论的许多测定方法，都是一些基本的方法，在实际工作中可选择使用。

第一节 测定近震的发震时刻

一、走时表法

已知 $\bar{S} - \bar{P}$ 或 $S_n - P_n$ 的到时差，由符合此地震深度的走时表查算出震中距离 Δ ，再查出纵波的走时 $t_{\bar{P}}$ 或 t_{P_n} ，由它们的到时 $T_{\bar{P}}$ 或 T_{P_n} 减去走时，即得发震时刻 t_0 。因为第一个纵波到时受干扰小，初至时刻精度高，以及 $\bar{S} - \bar{P}$ 或 $S_n - P_n$ 的时距曲线斜率较大，求得的震中距和波的走时的误差也小。此法简便，单台分析必须用它，多台分析通常也用它。由于时距曲线的“平均”性质、所用走时表与地震的深度误差、台站时间服务误差等原因，单台发震时刻有显著的差异。对于多台结果，发震时刻取平均值。

二、和达法

已知 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 的到时 $T_{\bar{P}}$ 和 $T_{\bar{S}}$ ，可以写出走时与震源距离的关系式

$$T_{\bar{P}} - t_0 = \frac{r}{V_{\bar{P}}} \text{ 和 } T_{\bar{S}} - t_0 = \frac{r}{V_{\bar{S}}}.$$

由上面两式求 $T_{\bar{s}} - T_{\bar{p}}$, 并将 $\tau = V_{\bar{p}}(T_{\bar{p}} - t_0)$ 及 $K = \frac{V_{\bar{p}}}{V_{\bar{s}}}$ 代入, 化简可得 $T_{\bar{p}}$ 与 $T_{\bar{s}} - T_{\bar{p}}$ 的关系式

$$T_{\bar{p}} = t_0 + \frac{1}{K+1}(T_{\bar{s}} - T_{\bar{p}}). \quad (4-1)$$

上式为一直线式, 它与 $T_{\bar{p}}$ 时间轴的截距即发震时刻 t_0 。因而, 可以由多台资料得出式(4-1)的观测直线。可以看出, 图 4-1 中的直线与 $T_{\bar{p}}$ 轴夹角的正切为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{V_{\bar{p}}}{V_{\bar{s}}} - 1,$$

所以

$$K = \operatorname{tg} \alpha + 1. \quad (4-2)$$

当泊松比等于 0.25 时, $V_{\bar{p}}/V_{\bar{s}} = 1.73$, $\alpha = 36^\circ$ 。由于各地区地壳介质性质的不同, 或存在着孕震异常, 波速比是有差异的。

由和达曲线计算发震时刻, 应弃掉大于三倍均方误差的点。求 t_0 和 K 由最小二乘法计算,

$$\left. \begin{aligned} t_0 &= \frac{[\Delta t][\Delta t^2] - [\Delta t][\Delta t \cdot \Delta t_p]}{n[\Delta t^2] - [\Delta t]^2}, \\ K &= 1 + \frac{n[\Delta t^2] - [\Delta t]^2}{n[\Delta t \cdot \Delta t_p] - [\Delta t_p][\Delta t]}. \end{aligned} \right\} \quad (4-3)$$

上式中: $\Delta t = \bar{s} - \bar{p}$; Δt_p 为 $T_{\bar{p}}$ 与坐标原点的时刻差, 原点取各台到时 $T_{\bar{p}}$ 的中间值, 可使计算过程的数值位数减小; n 为观测数据的总数; $[\]$ 表示求算术累加和。

和达法需要三个以上地震台的数据, 最好相邻台的 $\bar{s} - \bar{p}$ 要有数秒以上的间距以使点子成线性展开。此法能同时求得发震时刻和波速比, 既可检验观测数据有无错误(详见第三章第四节), 又可检验震前的波速是否存在异常。

三、萨瓦林斯基法

在式(4-1)中, 令 $t_0 = x$, $\frac{1}{K+1} = y$, 可得

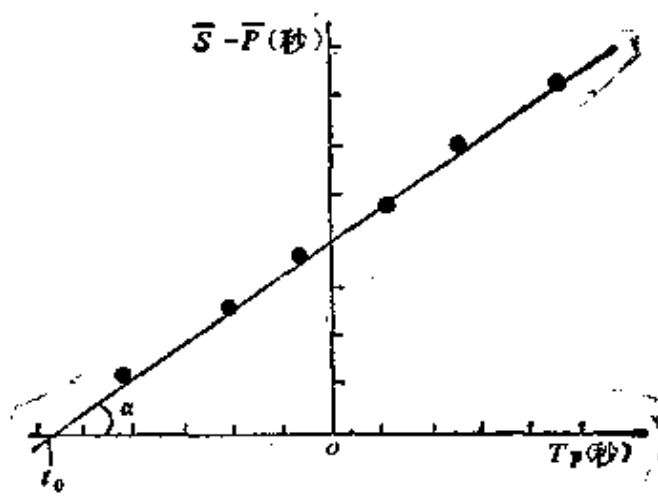


图 4-1 和达直线图

$$y = -\frac{1}{T_{\bar{S}} - T_{\bar{P}}} x + \frac{T_{\bar{P}}}{T_{\bar{S}} - T_{\bar{P}}}. \quad (4-4)$$

它为一直线式，其 x 和 y 轴的截距为 $a = T_{\bar{P}}$ ， $C = T_{\bar{P}} / T_{\bar{S}} - T_{\bar{P}}$ 。对于已知两个以上台的 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 到时，用图解法或最小二乘法求 t_0 都很容易。如图 4-2 所示，两直线交点的 x_0 坐标给出了 t_0 值，由 y_0 坐标又可求出波速比 K ，若为两个台，式 (4-4) 中取 $b = \frac{1}{T_{\bar{S}} - T_{\bar{P}}}$ ， c 仍不变，其解为

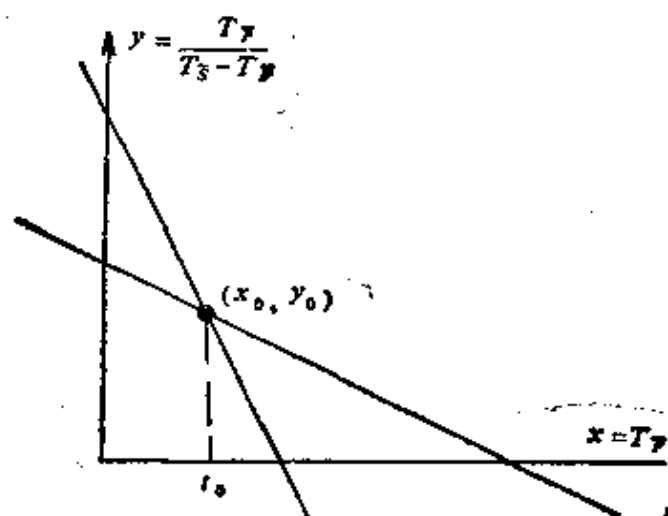


图 4-2 萨瓦林斯基法图解

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= \frac{c_2 - c_1}{b_2 - b_1}, \\ y_0 &= \frac{b_2 c_1 - b_1 c_2}{b_2 - b_1} \end{aligned} \right\} \quad (4-5)$$

此法只要有二个能较好地满足式(4-4)的台站资料, 即可求出发震时刻。当两个台的 $\bar{P}$ 到时差较大, 也就是台 1 的 $\bar{S} - \bar{P}$ 比台 2 的较小时, 两直线的夹角才较大, 给出的结果最佳。

第二节 测定近震的震源位置

一、用波的位移测定震中位置

P 波的质点振动方向与射线重合, 其位移在入射面内 (通过地震台、震中和震源的铅直面), 水平位移与震中方向重合。当垂直位移向上时, 水平位移背向震中; 当垂直位移向下时, 水平位移指向震中。波的位移方向与震中的关系是由震源性质决定的。如图 4-3 所示, 震源为断层错动, 台 1 观测到压缩波(+), 台 2 观测到膨胀波(-), 形成了两台特定的 P 波位移对震中的方向。

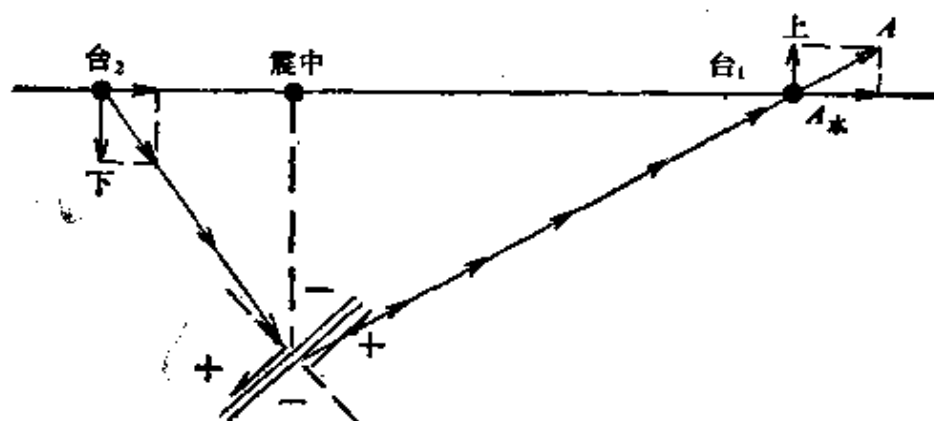


图 4-3 P 波位移与震中的关系

由 P 波的水平位移可测定震中方位角 α , 即过地震台的子午线与地震台到震中连线间的夹角。在图 4-4 中由正北按顺时针方向量度, 震中方向与子午线间的锐角 α 为

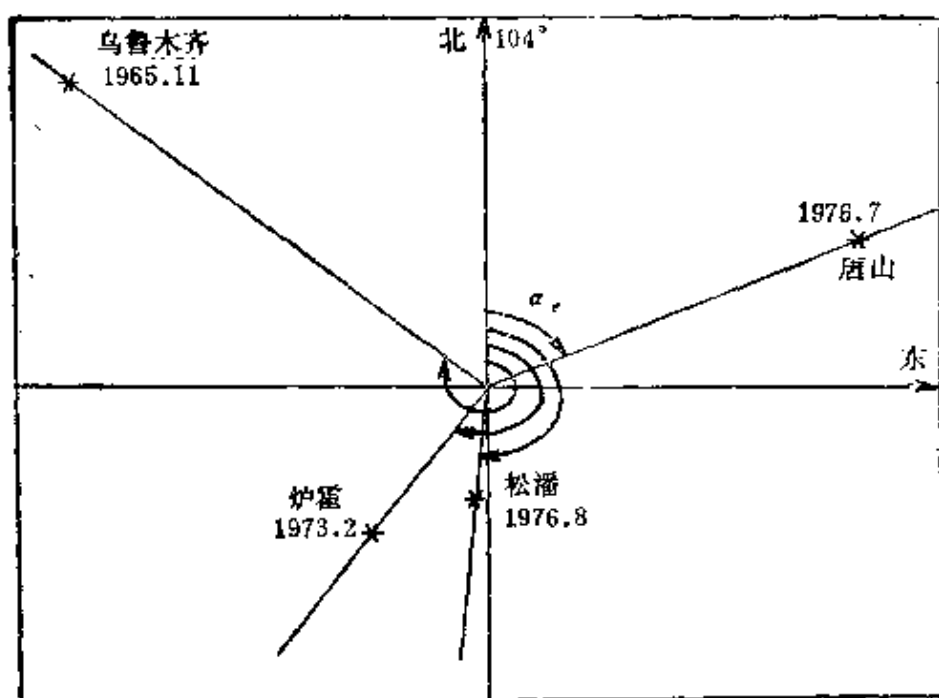


图 4-4 在兰州台单台快速定位成功的国内部分强烈地震

$$\alpha = \arctg \frac{A_E}{A_N}, \quad (4-6)$$

A_E 和 A_N 为 P 波的东西、南北分向的初动位移。若遇初动振幅不清楚时，可以采用第一个或第二个最大振幅判断震中方向和计算位移。处在震中周围四个象限中各台的方位角应为：

$$\alpha_e = \alpha, \text{ (台站在第一象限)}$$

$$\alpha_e = 180^\circ - \alpha, \text{ (台站在第四象限)}$$

$$\alpha_e = 180^\circ + \alpha, \text{ (台站在第三象限)}$$

$$\alpha_e = 360^\circ - \alpha, \text{ (台站在第二象限)}$$

当单台已知震中方位角和震中距时，可以在地图上测定震中位置，这是单台测定震中的唯一方法。如果在地图上画出台站的等距-方位图，使用更加方便。尽管，单台方位角定震中精度不高，对中强地震单台快速定位仍然是有效的。笔者在 1976 年唐山大地震时，曾在兰州台利用单台定位快速准确地测定了地震参数。

用地动位移定位，需要注意台站附近是否有构造倾斜界面，因为它能改变波射线的方向，形成方位畸变。另外，在选取地震波的振幅时，三分量必须是同一时刻，否则，将会造成方位偏差和定位错误。

二、用 S - P 到时差定位

1. 交切法

至少已知三个台的 $\bar{S} - \bar{P}$ 或 $S_n - P_n$ 的到时差，或 $T_{\bar{P}} - t_0$ ， $T_{P_n} - t_0$ 等，由符合震源深度的走时表可以求得第 i 个台的震中距 Δ_i 。设在直角坐标系中第 i 个地震台的坐标为 (x_i, y_i) ，震中坐标为 (x, y) ，各台的震中距表示为

$$\Delta_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}. \quad (4-7)$$

上式是一个圆方程，圆心为第 i 个台站 ($i=1, 2, 3, \dots$)。这样，以各台为圆心，以 Δ_i 为半径，做出的各圆的公共交点即为震中，故名交切法。作圆在地图上进行 (图 4-5)。由于观测的时间

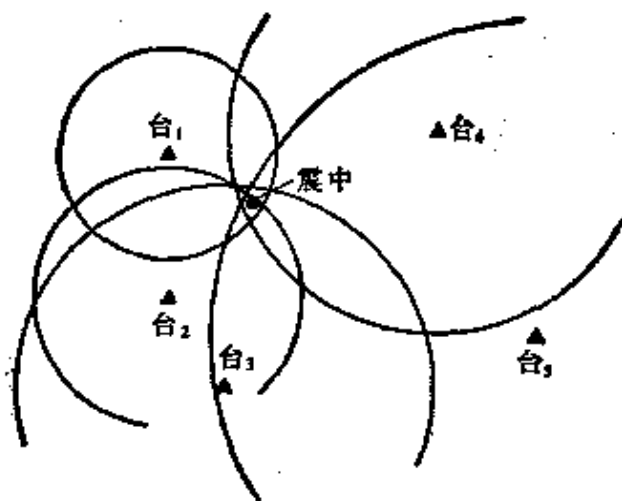


图 4-5 交切定位法

服务误差、波速的横向不均匀性、走时表的平均性质等影响，震中距 Δ_i 是有误差的，因而，各震中圆交切成三角形或区。此时，应取它们的内心为震中，内切圆的半径表示震中误差。当台站分布于震中一侧时，各圆相交成束，可取线束最狭的部位为震中。

使用交切法要注意，当走时表与地震的深度差异较大时，会引起震中距的较大偏差，致使震中圆交切偏散。下面对此情况进行讨论。对于直达波和首波，震中距可分别表示为

$$\Delta_{\text{直}} = \sqrt{(\bar{S} - \bar{P})^2 V_p^2 - h^2}, \quad (4-8)$$

$$\Delta_{\text{算}} = \frac{V_P V_S}{V_P - V_S} [(S_n - P_n) - (2H - h)(b - a)]. \quad (4-9)$$

式中, $V_{\text{算}} = \frac{V_P V_S}{V_P - V_S}$, $a = \sqrt{\frac{1}{V_P^2} - \frac{1}{V_{P_n}^2}}$, $b = \sqrt{\frac{1}{V_S^2} - \frac{1}{V_{S_n}^2}}$, 它们都是常数。

当走时表的深度 h 小于地震的深度 h_i 时, 对于直达波的某一 $\bar{S} - \bar{P}$ 值, 由式(4-8)可知, 由走时表求出的震中距 Δ 大于地震的震中距 Δ_i , 即

$$h < h_i \text{ 时, 必有 } \Delta > \Delta_i.$$

同理得,

$$h > h_i \text{ 时, 必有 } \Delta < \Delta_i.$$

前一情况, 形成震中落在 Δ_i 各圆内(图 4-6 a)。这时, 若震中位于台网的一侧, 交切震中将向远处偏移。后一情况, 形成震中落在 Δ_i 各圆外(图 4-6 b)。这时, 若震中位于台网的一侧, 交切震中将移近台网。

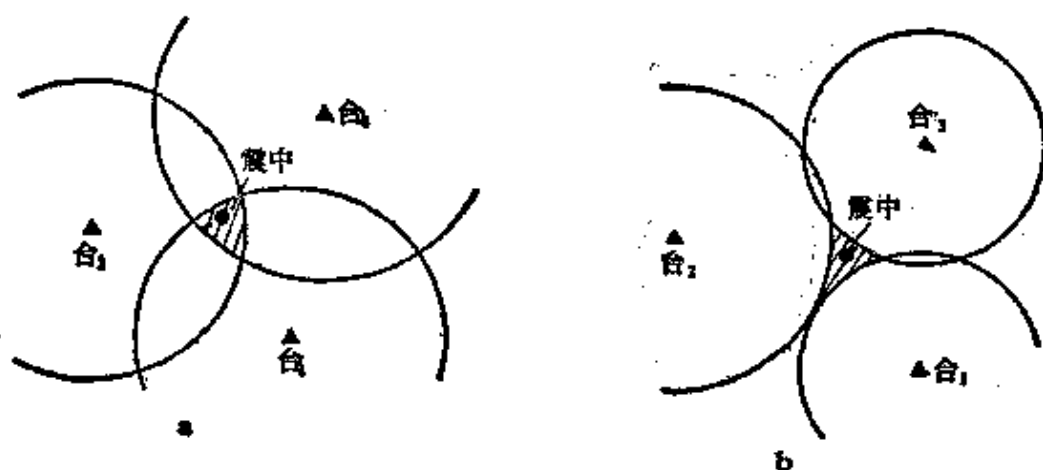


图 4-6 交切震中的两种情况

对于绕射波的某一 $S_n - P_n$ 值, 当地震所在的地壳与走时表的地壳厚度一致时, 由式(4-9)可知,

$$h < h_i \text{ 时, 必有 } \Delta < \Delta_i;$$

$$h > h_i \text{ 时, 必有 } \Delta > \Delta_i.$$

前一情况的交切结果类似于图 4-6 b, 后一情况类似于图 4-6 a。

当地震与走时表的深度一致、而走时表的地壳厚度 H 小于实际的厚度时, 由式(4-9)可知, $\Delta > \Delta_i$ 。反之, $\Delta < \Delta_i$ 。交切结果类似于图 4-6 a 和图 4-6 b。

J-B 表的地壳厚度为 33 公里, 比我国南北地震带及其以西地区的地壳至少薄 17 公里, 甚至更多, 因而用 J-B 表定位是极不合理的。

2. 弦法(石川法)

已知三个以上台的 $\bar{S} - \bar{P}$ 及虚波速度 V_p , 将震源距离 r 表示为

$$r = V_p(\bar{S} - \bar{P}), \quad (4-10)$$

在直角坐标系中, 各台的震源距离表示为

$$r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + z^2}. \quad (4-11)$$

式(4-10)和(4-11)都是球面方程, (x, y, z) 为震源坐标, (x_i, y_i) 为地震台的球心坐标, 球半径为 r 。球的一半在地面下, 震源就在这个半球面上, 三个以上球面的公共交点给出了震源(图 4-7 a)。震源在地面上的投影给出了震中, 它是以台为圆心、以 r 为半径的圆的公共弦的交点(图 4-7 b)。

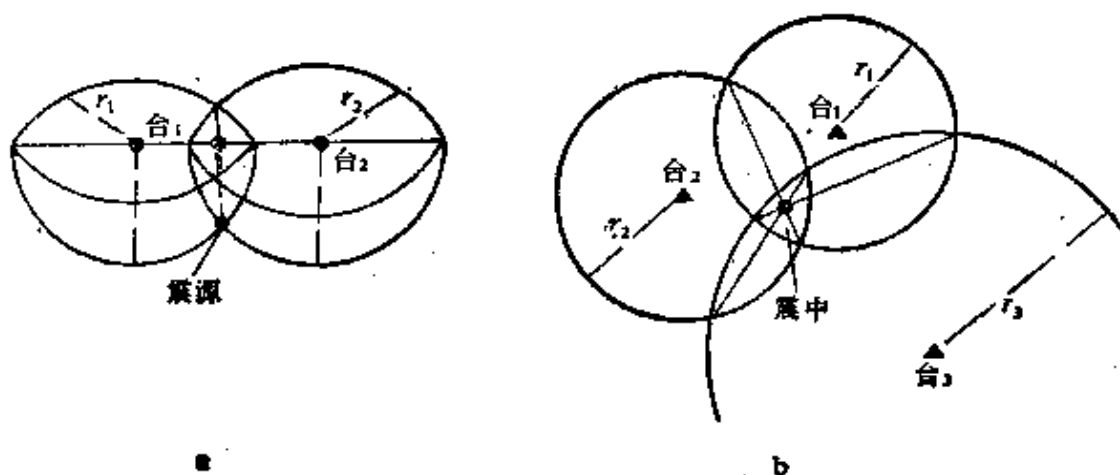


图 4-7 弦法(石川法)测定震中

下面讨论震源深度。图 4-8 是台 S 的震源半球， O 点是震源， E 点是震中， h 是震源深度， Δ 是震中距离。圆 $DGCF$ 在地面上，半圆 GOF 在入射面内，它与圆 $DGCF$ 正交，半径 SC ， $SO = r$ ，所以，将圆 GOF 向地面转 90° 必与圆 $DGCF$ 重合， O 与 C 重合。由此可知，

$$h = \overline{EO} = \overline{EC} \quad \text{或} \quad h = \sqrt{r^2 - \Delta^2},$$

也就是震源深度 h 等于过震中而且垂直于地震台与震中连线的弦之半。

弦法的优点是图解简易，但是，需要已知虚波速度。

3. 高桥法

已知四个以上台的 $\bar{S}-\bar{P}$ 到时差 Δt ，假设虚波速度为 V_1 ，以 S_1, S_2, S_3 三台为一组，按弦法求得虚震中 E_1 。以 S_1, S_2, S_3 三个台为顶点的三角形外心 E_0 也是虚震中之一，它相应于假设虚波速度 $V_0 = 0$ 。通过 E_0 和 E_1 可得一条直线震中轨迹，震中在这条直线上，如图 4-9 所示。相应于不同台组的两条以上的震中轨迹的公共交点即给出了震中。

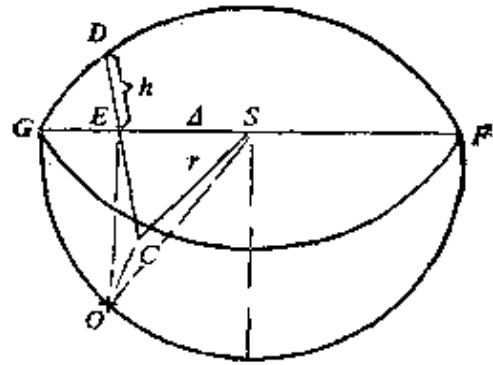


图 4-8 弦法测定震源深度

已知震中后，便可由假设虚波速度 V_1 、震中到外心的距离 $\overline{EE_0}$ 、虚震中到外心的距离 $\overline{E_1E_0}$ ，求得虚波速度 $V_{\phi 1}$ 。再由各条震中轨迹相应的 $V_{\phi 1}, V_{\phi 2}, V_{\phi 3}, \dots$ 的平均值给出虚波速度，

$$V_{\phi} = V_1 \sqrt{\frac{\overline{EE_0}}{\overline{E_1E_0}}}. \quad (4-12)$$

求震源深度应选取 $\bar{S}-\bar{P}$ 较小的台，避免由于震中距离大给震源深度引进较大的误差。

$$h = \sqrt{V_{\phi}^2 \Delta t^2 - \Delta^2}. \quad (4-13)$$

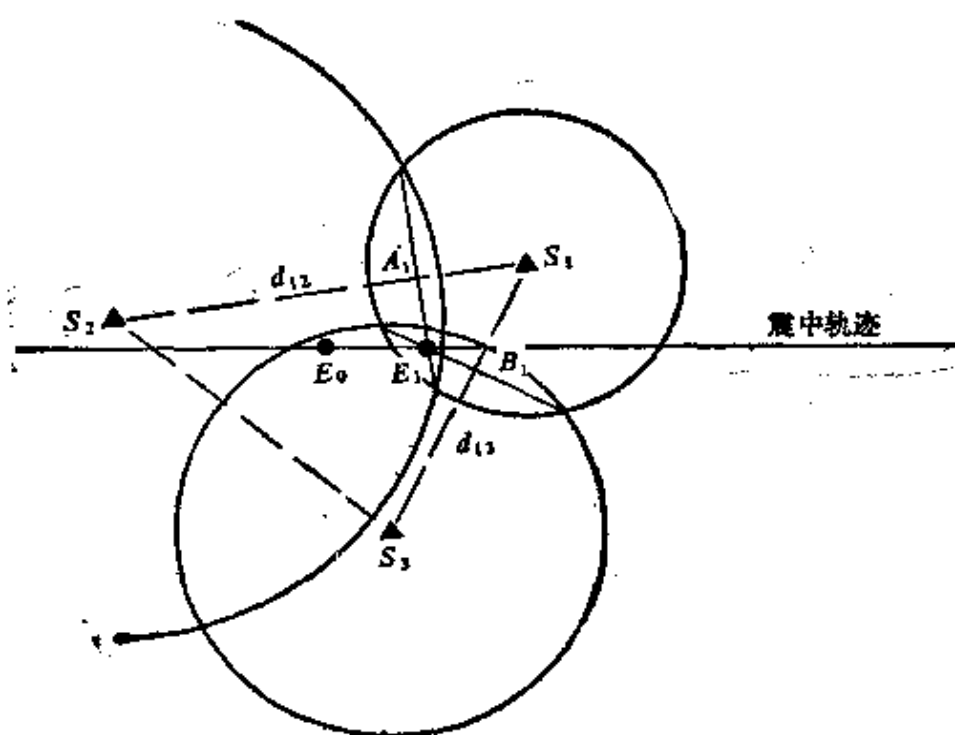


图 4-9 高桥法图示

由上式对函数进行误差传递分析，可得震源深度误差

$$\delta h = |\delta t| \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial t} \right| + |\delta V_p| \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial V_p} \right| + |\delta \Delta| \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial \Delta} \right|.$$

所以

$$\delta h = \frac{1}{h} (\Delta t V_p^2 |\delta t| + \Delta t^2 V_p |\delta V_p| + \Delta |\delta \Delta|). \quad (4-14)$$

式中： δt 为 $(\bar{S} - \bar{P})$ 的观测误差； δV_p 为虚波速度误差，可由虚波速度的平均误差给出； $\delta \Delta$ 为震中距误差，可由震中轨迹交切区的内切圆半径给出。

此方法可以求出虚波速度，优于弦法，又不需要较多的计算，优于和达法。下面对上述原理给予证明：

(1) $V_0 = 0$ 时，虚震中是三个台为顶点的三角形的外心 E_0 。由图 4-9 可知，两条公共弦的位置由 $\overline{S_1 A_1}$ 和 $\overline{S_2 B_1}$ 确定，每一弦与其两个台连线相垂直。 $\overline{S_1 E_1}$ 和 $\overline{S_2 E_1}$ ，为虚震中距， $\Delta_1 = (V_1$

$\Delta t_2)^2 - h^2$, $\Delta_2 = (V_1 \Delta t_2)^2 - h^2$, 由直角三角形 $\triangle S_1 A_1 E_1$ 和 $\triangle S_2 A_1 E_1$, 可得

$$\overline{S_1 A_1}^2 + \overline{A_1 E_1}^2 = (V_1 \Delta t_1)^2 - h^2,$$

$$\overline{S_2 A_1}^2 + \overline{A_1 E_1}^2 = (V_1 \Delta t_2)^2 - h^2.$$

以上两式相减, 并代入 $\overline{S_2 A_1} + \overline{S_1 A_1} = d_{12}$, 消去 $\overline{S_2 A_1}$ 项得

$$\overline{S_1 A_1} = \frac{d_{12}}{2} - \frac{V_1^2 (\Delta t_2^2 - \Delta t_1^2)}{2 d_{12}}. \quad (4-15)$$

对台 1 和台 3, 同法可得

$$\overline{S_1 B_1} = \frac{d_{13}}{2} - \frac{V_1^2 (\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2)}{2 d_{13}}. \quad (4-16)$$

由式 (4-15) 和 (4-16) 可知, 当 $V_1 = 0$ 时, $\overline{S_1 A_1} = \frac{d_{12}}{2}$, $\overline{S_1 B_1} = \frac{d_{13}}{2}$, 即两条公共弦为 $S_1 S_2$ 、 $S_1 S_3$ 的中垂线, 其交点为 E_0 (外心)。

(2) 虚震中 E_0 、 E_1 、 $E_2 \cdots$ 在一条直线上。假定速度 V_0 增加小量 dV_0 , $\overline{S_1 A_1}$ 和 $\overline{S_1 B_1}$ 也产生增量 $d \overline{S_1 A_1}$ 和 $d \overline{S_1 B_1}$, 由式 (4-15) 和 (4-16) 求 $d \overline{S_1 A_1} / dV_1$ 和 $d \overline{S_1 B_1} / dV_1$, 两式相除, 得

$$\frac{d \overline{S_1 B_1}}{d \overline{S_1 A_1}} = \frac{\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2}{\Delta t_2^2 - \Delta t_1^2} = \text{常数}.$$

上式为一线性关系, 说明虚波速度改变后, $\overline{S_1 B_1}$ 和 $\overline{S_1 A_1}$ 相应成比例增加, 因此, 相应于 V_0 , V_1 , $V_2, \cdots$ 的虚震中 E_0 , E_1 , $E_2, \cdots$ 在一条直线上, 震中也在此直线上。

(3) 可以求虚波速度 V_0 。图 4-10 中的 A_0 、 A_1 、 A 为相应于 V_0 、 V_1 、 V_0 对台 S_1 和 S_2 的公共弦, 由图可得

$$\frac{EE_0}{E_1 E_0} = \frac{AA_0}{A_1 A_0} = \frac{\frac{1}{2} d_{12} - S_1 A}{\frac{1}{2} d_{12} - S_1 A_1}.$$

与式(4-20)相应的球面,称和达球面。球心在地面上,球面与地面相交的圆,称和达圆。各台组合的和达圆的公共弦交点,就是震中。过震中而且垂直于过震中的半径的弦之半为震源深度(见图4-8)。

求取和达法的解,以图解为方便。取坐标原点与台1重合, x 轴过台2,台1到台2的方向为正,则 $x_1=y_1=y_2=0$, $x_2=d_{12}$,代入式(4-21),得和达圆心坐标为

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= -d_{12}m_{12}^2/(1-m_{12}^2), \\ y_0 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4-23)$$

所以,和达圆心在台1和台2的连线上,并在台1的左边(图4-11)。它到台1的距离为

$$L = -\frac{d_{12}m_{12}^2}{1-m_{12}^2} = -m_{12}r. \quad (4-24)$$

由式(4-17)、(4-18)、(4-22)、(4-24),按表4-1的格式列出数据,然后在地图上图解,可得震中位置和震源深度。

表 4-1 和达法的计算数据表

编 号	台站组合	d	m	md	$1-md$	r	L

用和达法测定震源位置时,常发现有的圆与其它圆不交,或交切偏离较大,或两圆内含,但是相应台站的 $(\bar{S}-\bar{P}, T_{\bar{P}})$ 点在和达线上有时并无显著偏离。这种情况可能是时间服务误差、波速异常等因素造成的,图解时可直观地弃掉这种资料。另外,此方法要求 m_{12} 较小于1,才能保证 r 和 L 不大,便于图解。当 $m_{12} \approx 1$ 时, r 和 L 很大,此法无效,可用下面的方法。

5. K -震中轨迹法^[17]

已知最少四个台的 $\bar{S}-\bar{P}$ 到时差 Δt ,取直角坐标的原点与

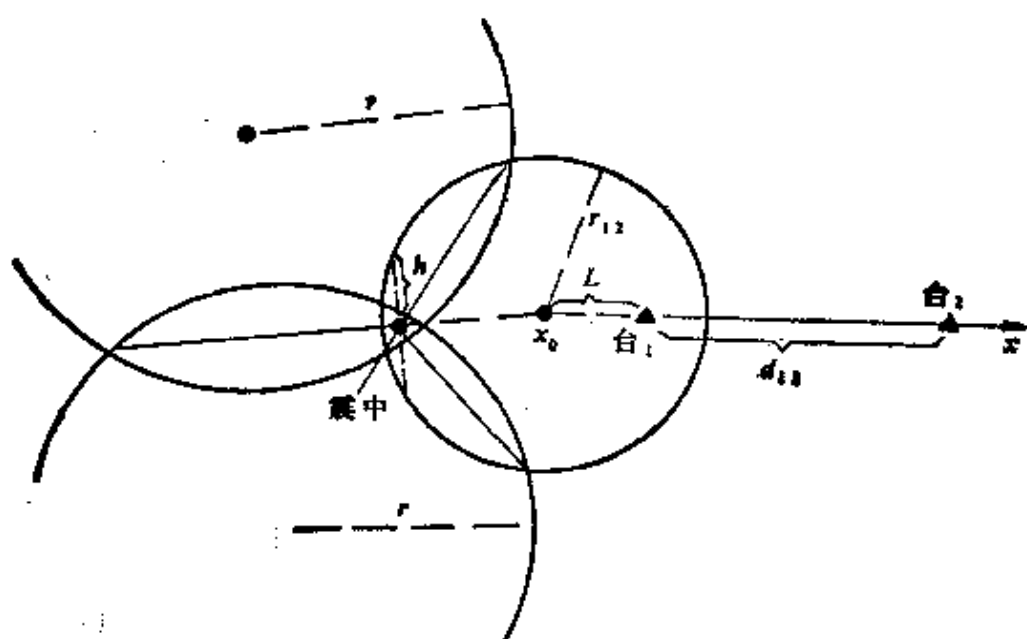


图 4-11 和达法图解

三个台为顶点的三角形外心重合， y 轴向北， x 轴向东，三个台的坐标为 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) 、 (x_3, y_3) ，如图4-12所示。令震源坐标为 (x, y, z) ，则震源距离方程组为

$$\left. \begin{aligned} (x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z^2 &= V_p^2 \Delta t_1^2, \\ (x-x_2)^2 + (y-y_2)^2 + z^2 &= V_p^2 \Delta t_2^2, \\ (x-x_3)^2 + (y-y_3)^2 + z^2 &= V_p^2 \Delta t_3^2. \end{aligned} \right\} \quad (4-25)$$

式中，

$$\left. \begin{aligned} \Delta t_1 &= (\bar{S} - \bar{P})_1, \\ \Delta t_2 &= (\bar{S} - \bar{P})_2, \\ \Delta t_3 &= (\bar{S} - \bar{P})_3. \end{aligned} \right\} \quad (4-26)$$

由式(4-25)中第二式减第一式，第三式减第一式，并将获得的两方程相除，得比值 K 为

$$K = \frac{(x_1 x + y_1 y) - (x_2 x + y_2 y)}{(x_1 x + y_1 y) - (x_3 x + y_3 y)}, \quad (4-27)$$

$$K = \frac{\Delta t_2^2 - \Delta t_1^2}{\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2}. \quad (4-28)$$

由图 4-12 可知, $x_1^2 + x_2^2 = x_2^2 + y_2^2 = x_3^2 + y_3^2$, 代入式 (4-27), 化简得

$$y = \frac{(x_1 - x_2) + K(x_3 - x_1)}{(y_2 - y_1) + K(y_1 - y_3)} x. \quad (4-29)$$

上式是过外心的直线式, 由每三台组合一方程, 联立求解即得震中。由式 (4-26)、(4-28) 和 (4-29) 算得数据, 图解求震中轨迹, 各条轨迹的公共交点即是震中。

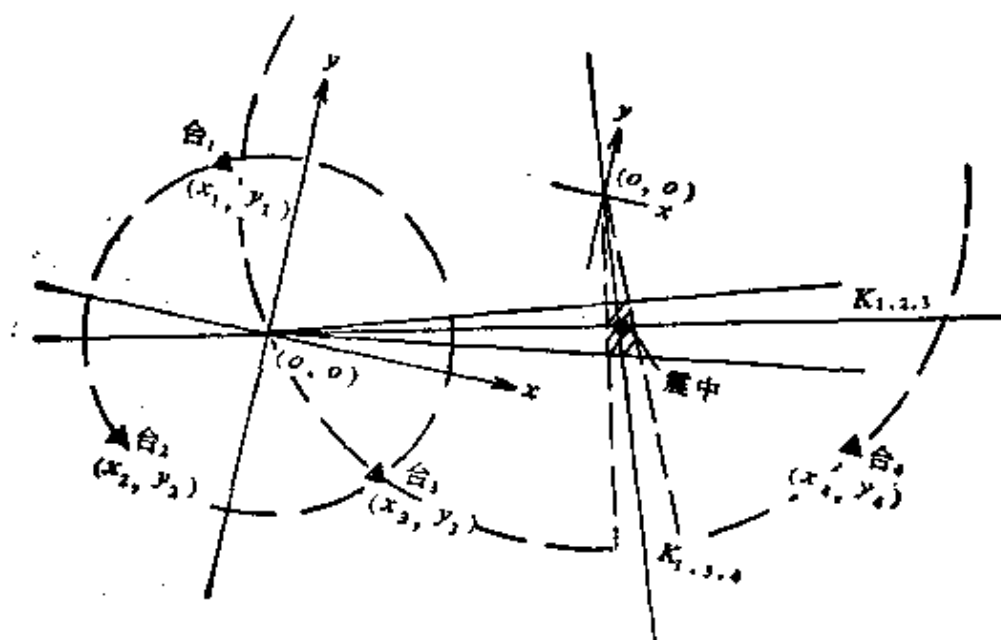


图 4-12 K-震中轨迹图解法

若将 x 轴取为台 1 和台 2 的中线, $x_1 = x_2$, $y_1 = -y_2$, 代入式 (4-29), 可得更简化的震中轨迹方程, 即

$$y = \frac{K(x - x_3)}{2y_1 + K(y_3 - y_1)}. \quad (4-30)$$

K -震中轨迹的误差由 K 的误差 δK 决定。由式 (4-28) 对 K 进行误差推移, 得

$$\delta K = |\delta \Delta t_1| \cdot \left| \frac{\partial K}{\partial \Delta t_1} \right| + |\delta \Delta t_2| \cdot \left| \frac{\partial K}{\partial \Delta t_2} \right| + |\delta \Delta t_3| \cdot \left| \frac{\partial K}{\partial \Delta t_3} \right|.$$

所以,

$$\delta K = |\delta \Delta t_1| \frac{2 \Delta t_1 (\Delta t_3^2 - \Delta t_2^2)}{(\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2)^2} + |\delta \Delta t_2| \frac{2 \Delta t_2}{\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2} +$$

$$+ |\delta\Delta t_3| \frac{2\Delta t_3(\Delta t_2^2 - \Delta t_1^2)}{(\Delta t_3^2 - \Delta t_1^2)^2}. \quad (4-31)$$

当 K 值改变 $\pm\delta K$ 时，可以得出震中轨迹的误差范围，从而交出震中的误差区（图 4-12 的阴影部分），内切圆的半径给出了震中误差。

K -震中轨迹法的优点是明显的：当 $\Delta t_2 = \Delta t_1$ 时， $K=0$ 为台 1 和台 2 的中线；当 $\Delta t_2 = \Delta t_3$ 时， $K=1$ 为台 2 和台 3 的中线。此法图解很方便，它克服了和达法因 $m=1$ 时半径 $r=\infty$ ， $L=-\infty$ 不能求解的缺点。

三、用纵波初至时刻测定震中位置

纵波初至清晰，时间精度高，从此意义上讲，能提高定位精度。对于近震定位，采用直达波 $\bar{P}$ 和首波 P_n 的初至时刻。当强地震记录限幅情况下该法更加奏效。

(1) 圆周法

已知最少三个台的 $\bar{P}$ 或 P_n 到时，设 $T_{P_1} < T_{P_2} < T_{P_3}$ ，及视速度为 $\bar{V}$ ，三个台的震中距差为

$$\left. \begin{aligned} \Delta_2 - \Delta_1 &= \bar{V}(T_{P_2} - T_{P_1}), \\ \Delta_3 - \Delta_1 &= \bar{V}(T_{P_3} - T_{P_1}), \\ \Delta_3 - \Delta_2 &= \bar{V}(T_{P_3} - T_{P_2}). \end{aligned} \right\} \quad (4-32)$$

上式中右端是常数，各式是双曲线方程。由于这里不采用双曲线图解法求震中，而采取圆周图解法，故称圆周法。

具体做法如下：以台 2 为圆心、 $\delta\Delta_{12} = \bar{V}(T_{P_2} - T_{P_1})$ 为半径作圆 S_2 ，以台 3 为圆心、 $\delta\Delta_{13} = \bar{V}(T_{P_3} - T_{P_1})$ 为半径作圆 S_3 ，再作过台 1 并外切于圆 S_2 和 S_3 的圆 S ，其圆心即为震中（图 4-13 a）。由图可知 S 圆的圆心对于台 1、2、3，满足 $\Delta_1 = r_1$ ， $\Delta_2 = \Delta_1 + \delta\Delta_{12}$ ， $\Delta_3 = \Delta_1 + \delta\Delta_{13}$ 。

还有另一种做法。以台 1 为圆心、 $\delta\Delta_{12}$ 为半径作圆 S_1 ，台 3 为圆心、 $\delta\Delta_{23} = \bar{V}(T_{P_3} - T_{P_2})$ 为半径作圆 S_3 ，再求内切于 S_1 和

外切于 S_3 的圆 S ，其圆心亦即震中（图 4-13 b）。由图可知，台 1、2、3 也满足 $\Delta_1 = \Delta_2 - \delta\Delta_{12}$ ， $\Delta_2 = r_2$ ， $\Delta_3 = \Delta_2 + \delta\Delta_{23}$ 。

此法图解震中时，用同心圆簇量版找圆 S 和圆心最方便。对于台站包围震中的情况，其定位速度更快。

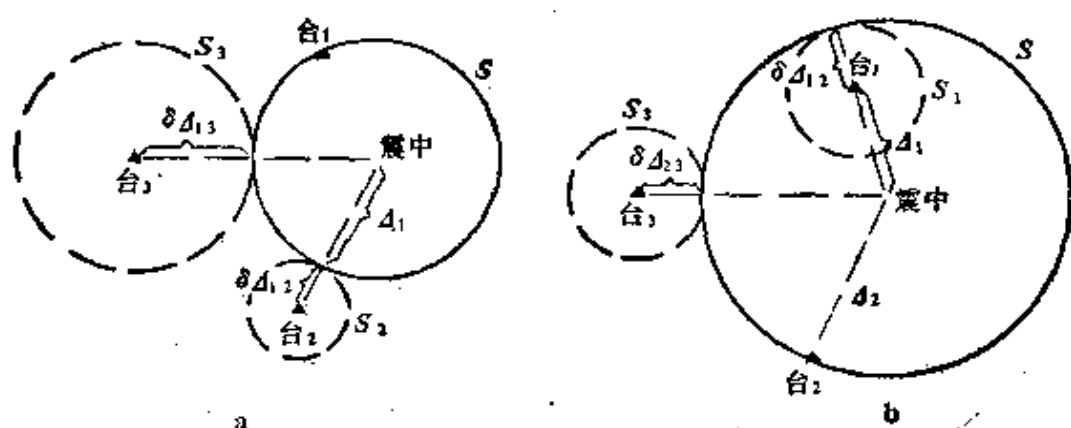


图 4-13 圆周法

(2) 双曲线法

已知三个以上台的 $\bar{P}$ 或 P_n 到时及视速度 $\bar{V}$ ，则台 1 和台 2 的震中距差为

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \bar{V} \delta t_{12}. \quad (4-33)$$

上式是双曲线方程，式中 $\delta t_{12} = T_{P_2} - T_{P_1}$ 。设各台在直角坐标系中的坐标为台 1 ($x_1, 0$)，台 2 ($-x_2, 0$) 等，原点在台 1 和台 2 连线的中点，震中坐标为 (x, y) 。由图 4-14 可知：

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \sqrt{(x - x_1)^2 + y^2}, \\ \Delta_2 &= \sqrt{(x + x_2)^2 + y^2}. \end{aligned}$$

将上面两式代入式(4-33)，整理化简后，得

$$(d_{12}^2 - \bar{V}^2 \delta t_{12}^2) x^2 - \bar{V}^2 \delta t_{12}^2 y^2 - \frac{1}{4} \bar{V}^2 \delta t_{12}^2 (d_{12}^2 - \bar{V}^2 \delta t_{12}^2) = 0. \quad (4-34)$$

上式双曲线的两个焦点是台 1 和台 2。对各台成对组合给出双曲线，各条曲线的公共交点即震中。因 $\Delta_1 < \Delta_2$ ，所以，震中在靠近台 1 的一支曲线上。

使用双曲线法, 需要配制量版。下面叙述如何制双曲线量版。由式(4-33)可知,

$$\Delta_2 = \Delta_1 + \bar{V} \delta t_{12} = \Delta_1 + \delta \Delta_{12}.$$

当 $\delta t_{12} = \delta t_0 = 0$ 时, $\Delta_2^0 = \Delta_1^0$ 。分别以 Δ_1^0 、 Δ_2^0 为半径, 以台 1、台 2 为圆心, 得两圆 S_1^0 和 S_2^0 相切于台 1、台 2 连线的中点。再对 Δ_1^0 给以增量 $\delta \Delta = \bar{V} \delta t$, 得出 $\Delta_1^1, \Delta_1^2, \Delta_1^3, \dots$ 及相对应的 $\Delta_2^1, \Delta_2^2, \Delta_2^3, \dots$, 分别作圆 $S_1^1, S_1^2, S_1^3, \dots$ 和 $S_2^1, S_2^2, S_2^3, \dots$ 。相应于上角序号的圆的交点连线, 是两台连线的中垂线。然后给

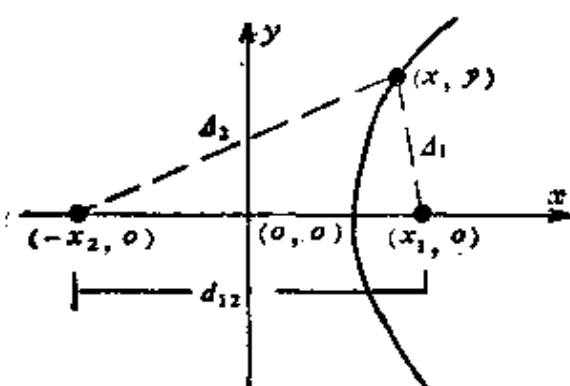


图 4-14 双曲线法

δt_{12} 以增量 δt , 得 δt_1 。

这时, S_1^0 与 S_2^1 、 S_1^1 与 S_2^2 、 S_1^2 与 S_2^3 等两圆交点的连线恰是 δt_1 双曲线。对于 δt_2 曲线, 为 S_1^0 与 S_2^2 、 S_1^1 与 S_2^3 、 S_1^2 与 S_2^4 等两圆交点的连线。以同法类推, 可以得出 δt_3 、 δt_4 等双曲线, 从而

制出量版, 如图 4-15 所示。此方法用 P_n 波定位效果较好。

(3) 三台 δt -直线震中轨迹法^[17]

已知四个以上台的 $\bar{P}$ 或 P_n 波到时, 及视速度 $\bar{V}$, 取直角坐标的原点与三个台为顶点的三角形外心重合, 这三个台和震中的坐标为: 台 1 (x_1, y_1)、台 2 (x_2, y_2)、台 3 (x_3, y_3) 和震中 (x, y)。于是, 式(4-33)可改写为

$$\begin{aligned} & \sqrt{(x-x_2)^2 + (y-y_2)^2} \\ &= \bar{V} \delta t_{12} + \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}. \end{aligned}$$

展开上式, 并注意 $x_2^2 + y_2^2 = x_1^2 + y_1^2$, 得

$$\begin{aligned} & -\bar{V}^2 \delta t_{12}^2 - 2(x_2 - x_1)x - 2(y_2 - y_1)y \\ &= 2\bar{V} \delta t_{12} \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}, \end{aligned}$$

所以,

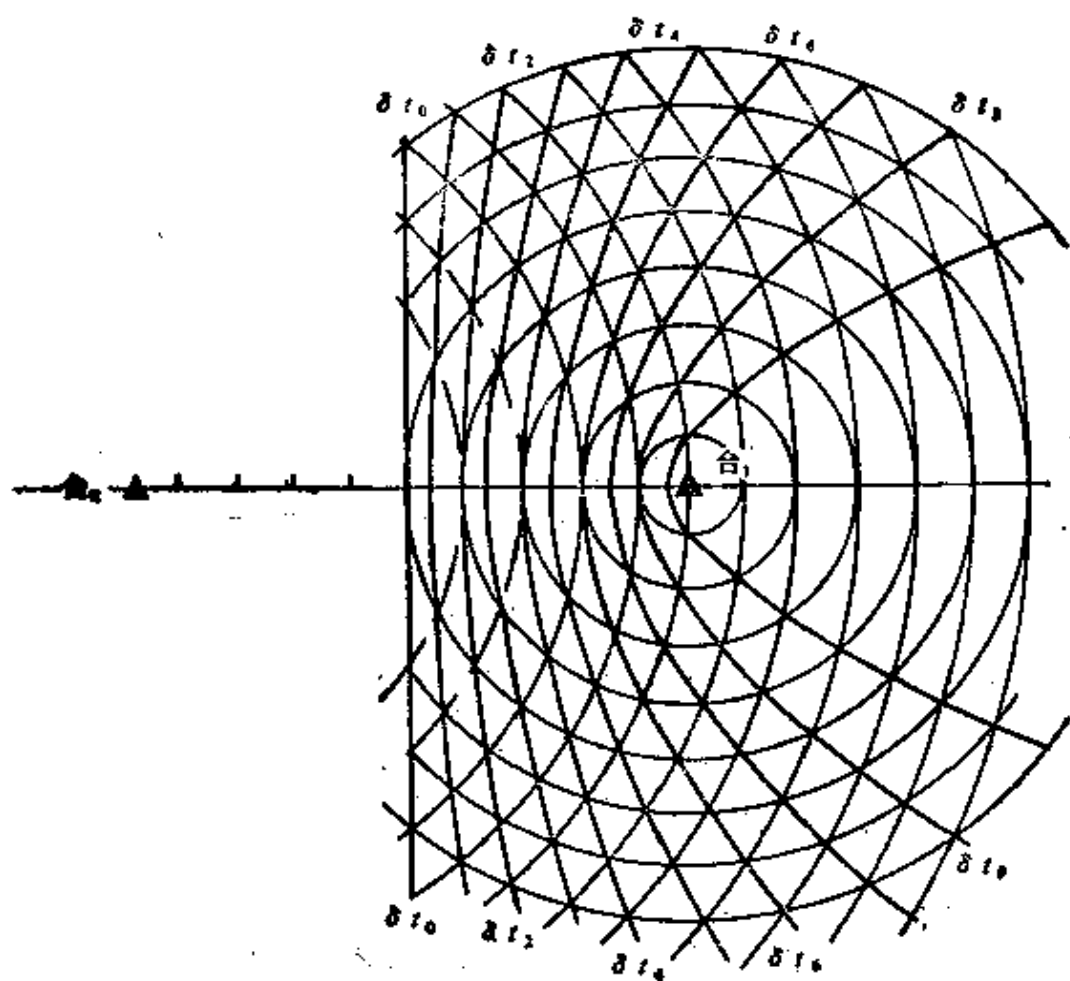


图 4-15 双曲线量版示意图

$$\frac{\bar{V} \delta t_{12}}{2} + \frac{x_2 - x_1}{\bar{V} \delta t_{12}} x + \frac{y_2 - y_1}{\bar{V} \delta t_{12}} y = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}.$$

对台 1 和台 3，同法可得

$$\frac{\bar{V} \delta t_{13}}{2} + \frac{x_3 - x_1}{\bar{V} \delta t_{13}} x + \frac{y_3 - y_1}{\bar{V} \delta t_{13}} y = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}.$$

由以上两式看出，左端相等，因此，

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{V} \delta t_{12}}{2} + \frac{(x_2 - x_1)x + (y_2 - y_1)y}{\bar{V} \delta t_{12}} \\ &= \frac{\bar{V} \delta t_{13}}{2} + \frac{(x_3 - x_1)x + (y_3 - y_1)y}{\bar{V} \delta t_{13}}, \end{aligned}$$

化简上式, 注意 $\delta t_{13} - \delta t_{12} = T_{P_3} - T_{P_2} = \delta t_{23}$, 得

$$\begin{aligned} y = & \frac{(x_3 - x_1)\delta t_{12} - (x_2 - x_1)\delta t_{13}}{(y_2 - y_1)\delta t_{13} - (y_3 - y_1)\delta t_{12}}x \\ & + \frac{\bar{V}^2 \delta t_{12} \delta t_{13} \delta t_{23}}{2[(y_2 - y_1)\delta t_{13} - (y_3 - y_1)\delta t_{12}]}. \end{aligned} \quad (4-35)$$

$$\left. \begin{aligned} \delta t_{12} &= T_{P_2} - T_{P_1}, \\ \delta t_{13} &= T_{P_3} - T_{P_1}, \\ \delta t_{23} &= T_{P_3} - T_{P_2}. \end{aligned} \right\} \quad (4-36)$$

在这里, 式(4-35)是直线式, 由三个台资料组成。四个以上台的资料可以组合几个方程, 求解得到震中 (x, y) 坐标, 或进行图解, 由直线震中轨迹交出震中。

(4) 四个台 δt -直线震中轨迹法^[17]

已知五个以上台的 $\bar{P}$ 到时 $T_1, T_2, T_3, \dots$, 1-4台的震中距表示为

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1^2 &= (Vt_1)^2 - h^2, \\ \Delta_2^2 &= (Vt_2)^2 - h^2, \\ \Delta_3^2 &= (Vt_3)^2 - h^2, \\ \Delta_4^2 &= (Vt_4)^2 - h^2. \end{aligned} \right\} \quad (4-37)$$

式中, t_1, t_2, t_3, t_4 为各台 $\bar{P}$ 的走时, V 为波速, h 为震源深度。分别由第二、三、四式减去第一式, 消去 h , 得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta_2^2 - \Delta_1^2}{t_2 - t_1} &= V^2(t_1 + t_2), \\ \frac{\Delta_3^2 - \Delta_1^2}{t_3 - t_1} &= V^2(t_1 + t_3), \\ \frac{\Delta_4^2 - \Delta_1^2}{t_4 - t_1} &= V^2(t_1 + t_4). \end{aligned} \right\} \quad (4-38)$$

再将式(4-38)中的第二、三式分别减去第一式, 消去 V , 并将各台间的走时差以 δt 表示, 得

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta_1^2}{\delta t_{12}\delta t_{13}} - \frac{\Delta_2^2}{\delta t_{12}\delta t_{23}} + \frac{\Delta_3^2}{\delta t_{13}\delta t_{23}} \\ &= \frac{\Delta_1^2}{\delta t_{12}\delta t_{14}} - \frac{\Delta_2^2}{\delta t_{12}\delta t_{24}} + \frac{\Delta_4^2}{\delta t_{14}\delta t_{24}} \end{aligned}$$

整理上式, 并注意 $\delta t_{14} - \delta t_{13} = \delta t_{34}$ 及 $\delta t_{24} - \delta t_{23} = \delta t_{34}$, 可以得出震中轨迹方程,

$$A\Delta_1^2 - B\Delta_2^2 + C\Delta_3^2 - D\Delta_4^2 = 0. \quad (4-39)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{\delta t_{12}\delta t_{13}\delta t_{14}}, \\ B &= \frac{1}{\delta t_{12}\delta t_{23}\delta t_{24}}, \\ C &= \frac{1}{\delta t_{13}\delta t_{23}\delta t_{34}}, \\ D &= \frac{1}{\delta t_{14}\delta t_{24}\delta t_{34}}. \end{aligned} \right\} \quad (4-40)$$

$$\left. \begin{aligned} \delta t_{12} &= T_2 - T_1, \\ \delta t_{13} &= T_3 - T_1, \\ \delta t_{23} &= T_3 - T_2, \\ \delta t_{14} &= T_4 - T_1, \\ \delta t_{24} &= T_4 - T_2, \\ \delta t_{34} &= T_4 - T_3. \end{aligned} \right\} \quad (4-41)$$

取各台及震中在直角坐标系中的坐标为台 1 (x_1, y_1), 台 2 (x_2, y_2), 台 3 (x_3, y_3), $\cdots$ 和震中 (x, y), 各台的震中距为

$$\Delta_i^2 = (x - x_i)^2 + (y - y_i)^2,$$

将 Δ_i 代入式(4-39), 展开, 归并同类项, 并注意 $A - B + C - D = 0$, 令各台到坐标原点的距离 $\rho_i^2 = x_i^2 + y_i^2$, 可得直线震中轨迹方程:

$$(Ax_1 - Bx_2 + Cx_3 - Dx_4)x + (Ay_1 - By_2 + Cy_3 - Dy_4)y$$

$$-\frac{1}{2}(A\rho_1^2+B\rho_2^2+C\rho_3^2+D\rho_4^2)=0. \quad (4-42)$$

每四个台可组成形如式(4-42)的一个方程,不同台组合联立即可求解震中 (x, y) ,或采用图解法由各条轨迹交出震中。此法要求台数多,在目前密度较大的台网中可以使用。

(5) 电子计算机定位^[18]

已知四个以上台站观测到的 $\bar{P}$ 波到时 T_i ,各台在直角坐标系中的坐标为 (x_i, y_i) ,震中坐标为 (x, y) ,震源深度为 h ,发震时刻为 T_0 ,得震源球面方程:

$$(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+h^2=V^2(T_i-t_0)^2. \quad (4-43)$$

式中: $i=1, 2, 3, \dots, n$; V 为波速,不同地区会有差异,同一地区可采用平均速度,如北京地区 $V_{\bar{P}}=6.00$ 公里/秒,甘肃地区 $V_{\bar{P}}=6.09$ 公里/秒。将式(4-43)展开,得

$$\begin{aligned} x^2-2x_ix+x_i^2+y^2-2y_iy+y_i^2+h^2 \\ =V^2(T_i^2-2T_it_0+t_0^2). \end{aligned}$$

对 n 个台可写出 n 个方程,由 $i=2, 3, 4, \dots, n$ 各方程减去 $i=1$ 方程,消去震源深度 h ,得 $n-1$ 个线性方程组,

$$a_ix+b_iy+c_it_0+r_i=0. \quad (4-44)$$

式中的 $i=2, 3, 4, \dots, n$,各项系数为

$$\left. \begin{aligned} a_i &= x_i - x_1, \\ b_i &= y_i - y_1, \\ c_i &= -V^2(T_i - T_1)^2, \\ r_i &= -\frac{1}{2}[(x_i^2 + y_i^2 - V^2T_i^2) \\ &\quad - (x_1^2 + y_1^2 - V^2T_1^2)]. \end{aligned} \right\} \quad (4-45)$$

因如式(4-44)的方程个数 $n-1$ 大于未知数的个数3,故为一超定方程组。这里,我们可采用高斯的求和符号 $[\]$ 由最小二乘法原理推导出含 x, y, t_0 的标准方程组,

$$[aa]x + [ab]y + [ac]t_0 + [ar] = 0, \quad]$$

$$\left. \begin{aligned} [ab]x + [bb]y + [bc]t_0 + [br] &= 0, \\ [ac]x + [bc]y + [cc]t_0 + [cr] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4-46)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} [aa] &= \sum_{i=2}^n a_i^2, & [ab] &= \sum_{i=2}^n (ab)_i, & [ac] &= \sum_{i=2}^n (ac)_i, \\ [bb] &= \sum_{i=2}^n b_i^2, & [bc] &= \sum_{i=2}^n (bc)_i, & [br] &= \sum_{i=2}^n (br)_i, \\ [cc] &= \sum_{i=2}^n c_i^2, & [cr] &= \sum_{i=2}^n (cr)_i, & [ar] &= \sum_{i=2}^n [ar]_i, \end{aligned} \right\} \quad (4-47)$$

求解方程(4-46), 可先由第一式求得 x (以 y 和 t_0 的表示式), 然后将 x 代入第二式求得 y (以 t_0 的表示式), 最后, 将 x 和 y 代入第三式得 t_0 . 解答的表达式如下:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{[ar]}{[aa]} - \frac{[ab]}{[aa]}y - \frac{[ca]}{[aa]}t_0, \\ y &= \frac{[br \times 1]}{[bb \times 1]} - \frac{[bc \times 1]}{[bb \times 1]}t_0, \\ t_0 &= \frac{[cr \times 2]}{[cc \times 2]}. \end{aligned} \right\} \quad (4-48)$$

上式的系数为:

$$\left. \begin{aligned} [cc \times 2] &= [cc \times 1] - \frac{[bc \times 1][bc \times 1]}{[bb \times 1]}, \\ [cr \times 2] &= [cr \times 1] - \frac{[bc \times 1][br \times 1]}{[bb \times 1]}, \\ [bb \times 1] &= [bb] - \frac{[ab][ab]}{[aa]}, \\ [bc \times 1] &= [bc] - \frac{[ab][ac]}{[aa]}, \\ [br \times 1] &= [br] - \frac{[ab][ar]}{[aa]}, \\ [cc \times 1] &= [cc] - \frac{[ac][ac]}{[aa]}, \\ [cr \times 1] &= [cr] - \frac{[ac][ar]}{[aa]}. \end{aligned} \right\} \quad (4-49)$$

将所求得的 x, y, t_0 代入式(4-43), 求震源深度 h 。对于误差较小的 h 取平均值, 假定是 m 个的平均值($m \leq n$),

$$\bar{h} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \{V^2(T_i - t_0)^2 - [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]\}^{\frac{1}{2}}. \quad (4-50)$$

由上式可知, 震源深度依赖于震中距 Δ , Δ 越大, 误差越大, 引入 h 的误差也越大。所以, 计算 h 时, 应限制 Δ 小于给定距离使 h 的误差较小。同时, 也可能由于某台的 $\bar{P}$ 到时 T_i 误差较大, 或测量、输入有误, 给求 x, y, t_0 带入较大误差, 甚至使震源距小于震中距而不能计算 h 。因而, 在计算 h 前, 要加入两项判断, 即满足

$$\left. \begin{aligned} \Delta_i = [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]^{\frac{1}{2}} &\leq \Delta_0, \\ V^2(T_i - t_0)^2 &\geq [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]. \end{aligned} \right\} \quad (4-51)$$

为弃掉观测误差较大的台站数据, 需由 x, y, h 和 t_0 算出理论到时 t_i , 求其残差 $F = T_i - t_i$, 以弃掉 F 大于三倍均方误差 σ 的台站数据。所以, 还要进行一次 $F < 3\sigma$ 的判断, 即

$$\left. \begin{aligned} F = |T_i - t_i| &< 3\sigma = 3 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (T_i - t_i)^2}{n-1}}, \\ t_i &= \frac{1}{V} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + h^2]^{\frac{1}{2}} + t_0, \\ &(i=1, 2, 3, \dots, n) \end{aligned} \right\} \quad (4-52)$$

弃掉具有 3σ 的数据后, 由剩余的数据重复全部计算过程, 最后给出 x, y, h 和 t_0 基本参数。由于计算数量是繁重的, 只能由电子计算机才能快速完成。计算程序框图见图(4-16), 具体计算步骤如下:

(1) 将台站经纬度(φ_i, λ_i), 换算成直角坐标(x_i, y_i)。近似公式为

$$\left. \begin{aligned} x_i &= 111.199 (\lambda_i - \lambda_0) \cos\left(\frac{\varphi_i - \varphi_0}{2}\right), \\ y_i &= 111.199 (\varphi_i - \varphi_0). \end{aligned} \right\} \quad (4-53)$$

式中 φ_0 、 λ_0 为直角坐标的原点，可以选取最小震中距的台站的经纬度，以度为单位。

(2) 按式(4-45)计算线性方程组(4-44)的系数。

(3) 按式(4-47)计算标准方程(4-46)的系数。

(4) 按式(4-49)计算(4-48)式解答的系数。

(5) 按式(4-48)求 x 、 y 、 t_0 。

(6) 计算 $\Delta_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$ ，并判断 $\Delta_i \geq \Delta_0$ 。

(7) 计算 $r_i = \sqrt{V^2(T_i - t_0)^2}$ ，并判断 $r_i \leq \Delta_i$ 。

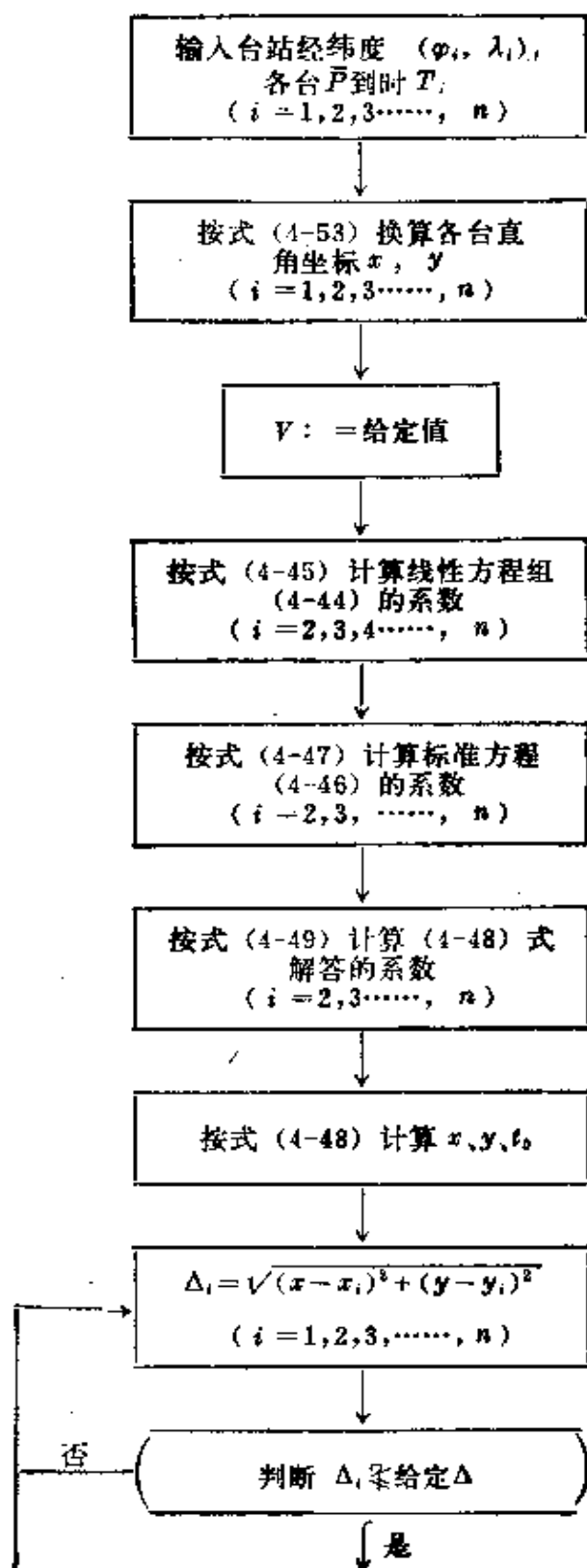
(8) 对满足步骤(6)、(7)条件的台站，按式(4-50)先算 h_i ，再算 h 。

(9) 将 x 、 y 、 $\bar{h}$ 、 t_0 代入式(4-52)，计算理论到时 t_i 和等精度观测的均方误差 σ ，并判断残差 $F = |T_i - t_i| \leq 3\sigma$ 。若满足此条件并且有 $m \geq 4$ ，则按步骤(10)给出结果。若不满足，则弃掉残差在 3σ 以上的台站。此时，若 $m \geq 4$ ，重复全计算过程；若 $m < 4$ ，停算，无解答。

(10) 将直角坐标(x , y)换算为经纬度，

$$\left. \begin{aligned} \varphi_s &= \frac{y}{111.199} + \varphi_0, \\ \lambda_s &= \frac{x}{111.199 \cos\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_s}{2}\right)} + \lambda_0. \end{aligned} \right\} \quad (4-54)$$

由上述机算方法求出的震源参数 φ_s 、 λ_s 、 h 和 t_0 精度还不够高，需要时，可将此参数作为初值，建立残差 F_i 平方和形式的震源目标函数，当这个函数取极小值时，可以得出最优的震源参数值。这就是用数值方法对震源参数的修定。它的计算过程及其推导很复杂，这里不再讨论。



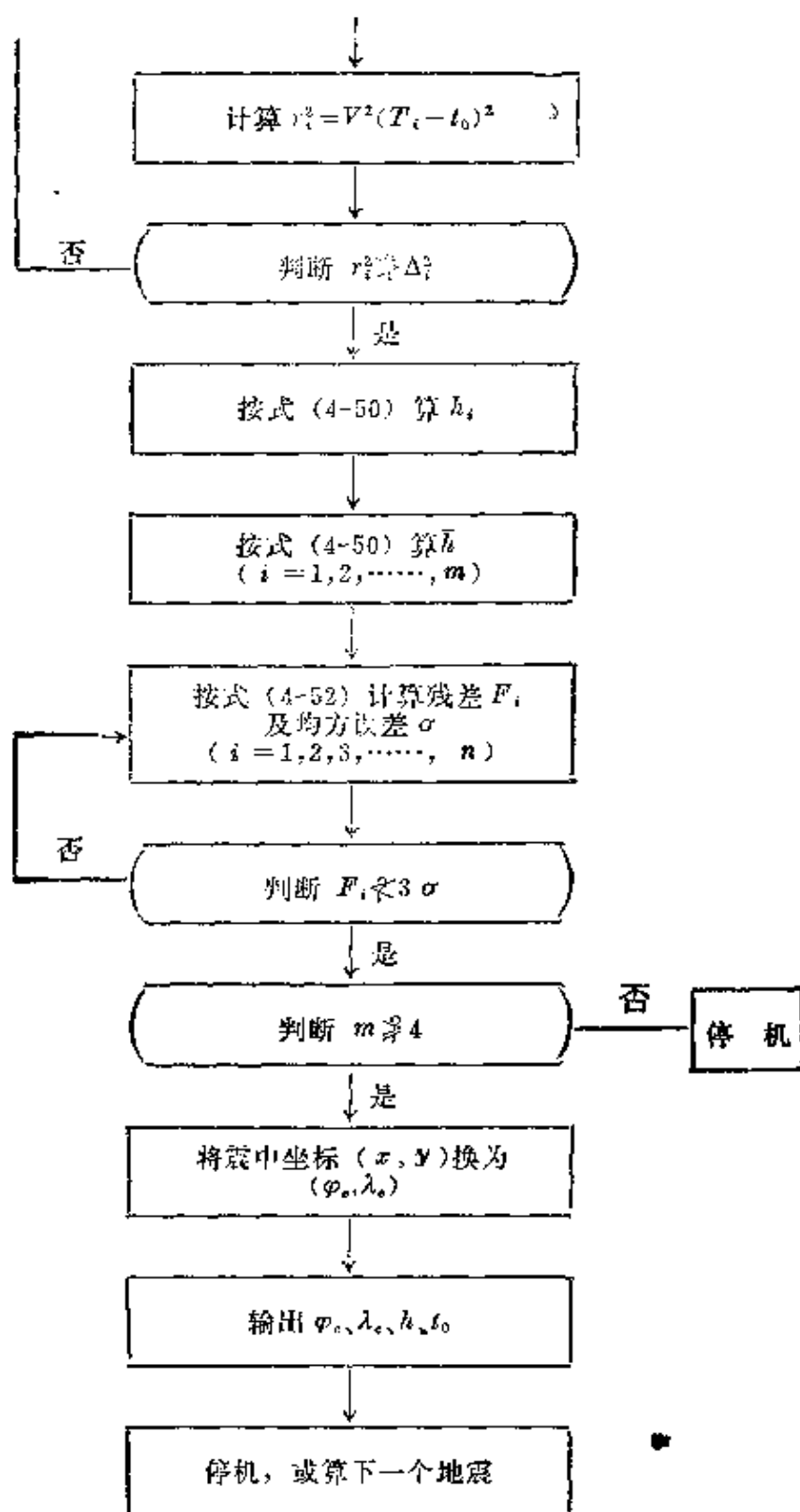


图 4-16 计算机定位程序方框图

四、单台测定近震的震源深度

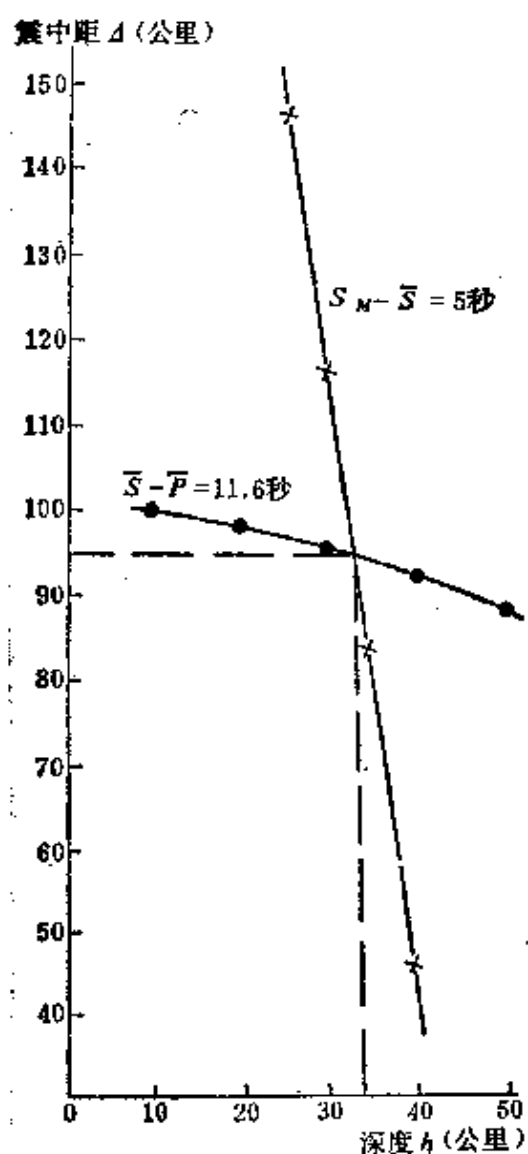


图 4-17 时差曲线交点法

测定近震的震源深度，在本章第二节中已讨论过多台法，如石川法、和达法、高桥法、机算定位法等。下面介绍比较简单的单台测定法。虽然它获得的结果精度欠佳，但是，对于单台或初步分析处理仍是需要的。

1. 由 $P_M - \bar{P}$ 和 $S_M - \bar{S}$ 时差求震源深度

在我国不同地区，震中距约 60—180 公里的范围内，莫霍界面上的反射波 P_M 、 S_M 强而清晰，对 120 毫米/分走速的记录，反射波的初至时刻可以准确地测量。震源愈深， $P_M - \bar{P}$ 和 $S_M - \bar{S}$ 的时差愈小，由它们查表(表 4-2, 4-3, 4-4)或用时差曲线交点法，单台就可以快速求得震源深度。

采用时差曲线交点法的具体步骤如下：已知观测的 $\bar{S} - \bar{P}$ 和 $S_M - \bar{S}$ 到时差 δt_i ，它们是震中距和震源深度的函数， $\delta t_i = f(\Delta_i, h_i)$ 。在直角坐标系中，取 Δ 为纵轴， h 为横轴，作出时差 δt_i 曲线。其交点的横坐标即为 h ，纵坐标为 Δ 。作图时，可由已知的 δt_i 按不同深度的区域走时表对 h_1, h_2, h_3 等得出 (Δ_1, h_1) 、 $(\Delta_2,$

表 4-2 ($P_L - \bar{P}$) 秒表 ($H=52$ 公里)

震源深度 (公里) 震中距 (公里)	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0	17.0	15.4	13.8	12.1	10.5	8.8	7.2	5.6	3.9	2.3	0.7
10	15.5	14.5	12.2	11.7	10.2	8.6	7.0	5.4	3.8	2.2	0.6
20	14.1	13.2	12.1	10.9	9.7	8.1	6.7	5.2	3.7	2.1	0.6
30	12.8	12.0	11.0	9.9	8.7	7.5	6.1	4.7	3.4	2.0	0.5
40	11.7	10.9	9.9	8.0	8.0	6.8	5.6	4.4	3.1	1.8	0.5
50	10.7	10.0	9.1	8.2	7.2	6.1	5.0	4.0	2.8	1.7	0.5
60	9.9	9.1	8.3	7.5	6.5	5.6	4.6	3.6	2.6	1.5	0.4
70	9.0	8.4	7.6	6.9	6.0	5.1	4.2	3.3	2.3	1.4	0.4
80	8.4	7.8	7.0	6.3	5.5	4.7	3.9	3.0	2.1	1.3	0.3
90	7.8	7.1	6.5	5.7	5.1	4.3	3.5	2.8	2.0	1.1	
100	7.2	6.7	6.0	5.3	4.7	4.0	3.3	2.5	1.8		
110	6.8	6.2	5.6	5.0	4.4	3.7	3.0	2.4			
120	6.4	5.8	5.3	4.7	4.1	3.4	2.8	2.2			
130	6.0	5.5	4.9	4.4	3.8	3.2	2.6	2.0			
140	5.7	5.1	4.6	4.1	3.6	3.0	2.4	2.0			
150	5.3	4.9	4.4	3.9	3.4	2.9	2.3	1.9			
160	5.1	4.6	4.1	3.7	3.2	2.7	2.2				
170	4.8	4.3	3.9	3.4	3.0	2.5	2.1				

表 4-3 ($S_M - S$) (秒) 表 ($H=52$ 公里)

震源深度 (公里) 震中距 (公里)	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0	29.1	26.3	23.5	20.7	17.9	15.1	12.3	9.5	6.7	3.9	1.1
10	26.4	24.8	22.5	20.0	17.4	14.8	12.0	9.3	6.6	3.9	1.1
20	24.0	22.5	20.6	18.5	16.3	13.8	11.4	8.8	6.3	3.6	1.0
30	21.9	20.5	18.7	16.9	14.9	12.8	10.5	8.2	5.8	3.4	1.0
40	20.0	18.7	17.1	15.3	13.5	11.6	9.5	7.4	5.3	3.1	0.9
50	18.3	16.9	15.5	14.0	12.3	10.5	8.7	6.8	4.8	2.9	0.7
60	16.8	15.5	14.2	12.7	11.8	9.6	7.9	6.2	4.4	2.6	0.6
70	15.5	14.3	13.0	11.7	10.2	8.7	7.2	5.6	4.0	2.3	0.6
80	14.3	13.2	12.0	10.7	9.4	8.0	6.6	5.2	3.7	2.1	
90	13.3	12.2	11.0	9.9	8.7	7.4	6.0	4.7	3.3	1.9	
100	12.4	11.4	10.3	9.2	8.1	6.8	5.6	4.3	3.0		
110	11.6	10.6	9.6	8.5	7.4	6.3	5.2	4.0	2.8		
120	10.9	9.9	9.0	7.9	6.9	5.9	4.9	3.7	2.7		
130	10.2	9.3	8.4	7.5	6.5	5.5	4.5	3.5	2.5		
140	9.6	8.8	7.9	7.0	6.1	5.2	4.2	3.3	2.3		
150	9.1	8.3	7.5	6.6	5.7	4.9	4.0	3.1	2.1		
160	8.6	7.9	7.0	6.2	5.5	4.6	3.7	3.0	2.0		
170	8.2	7.5	6.7	5.9	5.2	4.4	3.6	2.8	1.9		

表 4-4 $(S_H - \bar{S})$ (秒)表($H=42$ 公里)

震源深度 (公里) 震中距 (公里)	0	5	10	15	20	25	30	35	40
0	23.5	20.7	18.0	15.1	12.3	9.5	6.7	3.9	1.1
10	20.8	19.1	16.9	14.4	11.8	9.2	6.5	3.8	1.0
20	18.5	17.0	15.1	13.0	10.8	8.4	6.0	3.5	1.0
30	16.7	15.1	13.4	11.6	9.6	7.5	5.4	3.1	0.9
40	14.8	13.4	11.9	10.3	8.5	6.7	4.8	2.8	0.8
50	13.3	12.0	10.7	9.2	7.6	5.6	4.2	2.5	0.7
60	12.0	11.1	9.6	8.2	6.8	5.3	3.7	2.2	0.6
70	10.9	9.8	8.6	7.4	6.1	4.7	3.3	1.9	0.5
80	10.0	8.9	7.8	6.7	5.5	4.3	3.0	1.7	0.5
90	9.2	8.2	7.2	6.1	5.0	3.9	2.7	1.6	0.4
100	8.4	7.5	6.6	5.6	4.6	3.5	2.5	1.4	0.4
110	7.8	7.0	6.1	5.2	4.2	3.3	2.3	1.3	0.4
120	7.3	6.5	5.6	4.8	4.0	3.0	2.1	1.2	0.4
130	6.8	6.0	5.2	4.4	3.6	2.8	1.9	1.1	0.3
140	6.4	5.6	4.9	4.1	3.4	2.6	1.8	1.0	0.3
150	6.0	5.3	4.6	3.9	3.1	2.4	1.7	0.9	0.3
160	5.6	5.0	4.4	3.6	3.0	2.2	1.6	0.8	
170	5.3	4.7	4.1	3.4	2.9	2.0	1.4		

h_2)、 (Λ_3, h_3) 等点, 连接各点得出 δt_i 曲线, 如图(4-17)所示。如果能编制出量版, 使用就更方便。

2. 由 $sP_n - P_n$ 求震源深度^[20,21]

近地震有 sP_n 波, 是 A. A. 维琴斯卡娅 1956 年提出的。这种波是横波入射到震中附近的地面上由 SV 成分转换成的 P_n 波。因而, 横波在震中附近的入射角 α 要满足 $\frac{\sin \alpha}{V_s} = \frac{\sin i_0}{V_p}$, 其中 i_0 是 P 波投射在莫霍界面上的临界角。由于 S 波向地面上的入射角 α 约为 25° , 入射波的能量几乎都分配给反射 P 波(见图 1-25 b), 所以, sP_n 比 P_n 强, 周期比 P_n 长。另外, $sP_n - P_n$ 时差随震源深度变化较大, 而随震中距的变化约为常量, 这样, 就可以利用这个特点求震源深度了。H. B. 康道尔斯卡娅曾给出了双层地壳近震的 $sP_n - P_n$ 方程, 及兴都库什地区震源在地壳下的 $sP_n - P_n$ 随深度的结果(表 4-5)。该方程为:

表 4-5 ($sP - P$) (秒) 表

震源深度 (公里) 震中距 (公里)	50	100	150	200	250
200	19	28	34		
300	19	28	36	42	47
400	20	29	37	44	50
500	20	29	38	45	52
600	20	29	38	46	53
700	20	30	39	47	54
800	20	30	39	48	55
900	20	30	40	49	56
1000	20	31	40	49	57

震源在花岗岩层中 (图 4-18 a)

$$sP_n - P_n = h \left(\frac{1}{V_{s_1} \cos \alpha_1} + \frac{1}{V_{P_1} \cos i_1} \right) - \frac{h(\operatorname{tg} \alpha_1 + \operatorname{tg} i_1)}{V_{P_1}}, \quad (4-55)$$

震源在玄武岩层中 (图 4-18 b)

$$sP_n - P_n = \frac{h'}{V_{s_2} \cos \alpha_2} + \frac{H_1}{V_{s_1} \cos \alpha_1} + \frac{H}{V_{P_1} \cos i_1} + \frac{h'}{V_{P_2} \cos i_2} - \frac{h' \operatorname{tg} i_2 + H_1 \operatorname{tg} i_1 + h \operatorname{tg} \alpha_2 + H_1 \operatorname{tg} \alpha_1}{V_{P_2}} \quad (4-56)$$

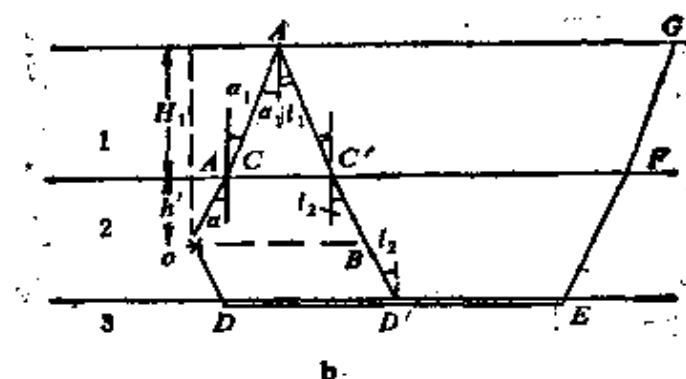
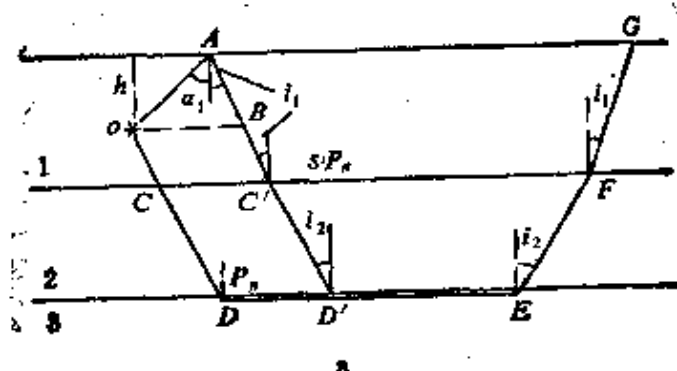


图 4-18 双层地壳 sP_n 波射线路径

我们也可以给出单层地壳近地震 $sP_n - P_n$ 的方程式。由图 4-19 可知, sP_n 波的走时为 OA 段的走时 $t_{\bar{s}}$ 与以 A 点为震源、震中距为 $(\Delta - d)$ 的首波走时 t_{P_n} 之和, 即

$$t_{sP_n} = \frac{OA}{V_{\bar{s}}} + \frac{\Delta - d}{V_{P_n}} + 2H \sqrt{\frac{1}{V_P^2} - \frac{1}{V_{P_n}^2}}.$$

将 $\sin \alpha = \frac{V_{\bar{S}}}{V_{P_n}}$, $\cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{V_{\bar{S}}^2}{V_{P_n}^2}}$, $d = h \lg \alpha$ 代入上式化简, 得

$$t_{sP_n} = \frac{\Delta}{V_{P_n}} + \frac{h(V_{P_n}^2 - V_{\bar{S}}^2)}{V_{P_n}V_{\bar{S}}\sqrt{V_{P_n}^2 - V_{\bar{S}}^2}} + 2H\sqrt{\frac{1}{V_{\bar{P}}^2} - \frac{1}{V_{P_n}^2}} \quad (4-57)$$

另由式 (2-5') 知,

$$t_{P_n} = \frac{\Delta}{V_{P_n}} + (2H - h)\sqrt{\frac{1}{V_{\bar{P}}^2} - \frac{1}{V_{P_n}^2}},$$

所以,

$$sP_n - P_n = h \left(\frac{V_{P_n}^2 - V_{\bar{S}}^2}{V_{P_n}V_{\bar{S}}\sqrt{V_{P_n}^2 - V_{\bar{S}}^2}} + \sqrt{\frac{1}{V_{\bar{P}}^2} - \frac{1}{V_{P_n}^2}} \right). \quad (4-58)$$

对于甘肃地区, 波速 $V_{\bar{P}} = 6.09$ 公里/秒, $V_{\bar{S}} = 3.56$ 公里/秒, $V_{P_n} = 8.17$ 公里/秒, 由式(4-58)算出的 $(sP_n - P_n) - h$ 的结果如表 4-6 所示。由此可以看出, $sP_n - P_n$ 每增加 0.348 秒, 震源深度增加 1 公里。

表 4-6 甘肃地区的 $(sP_n - P_n) - h$ 关系

$sP_n - P_n$ (秒)	1.74	3.48	5.22	6.96	8.70	10.43	12.17	13.91	15.65	17.39
h (公里)	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50

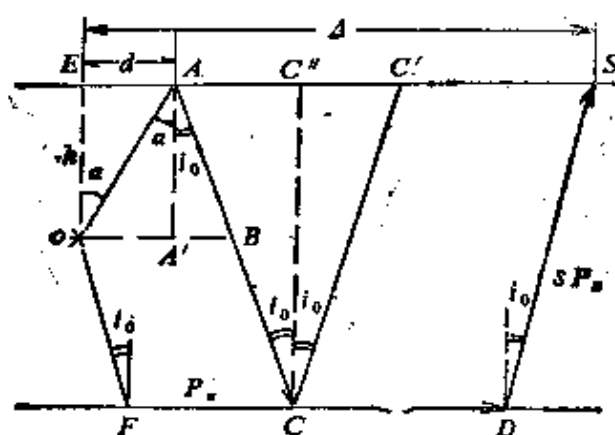


图 4-19 单层地壳 sP_n 射线路径

第四节 测定近震的震级

地震的强度在宏观方面用烈度(I_0)表示,在微观方面用震级(M)和能量(E)表示。烈度反映的是地震的影响和破坏的程度,如地面形变、房屋破坏、人的感觉等程度,它与标志的性质、地质条件、地貌特征和震中距离等有关。震级反映的是地震本身的大小,它是由地震波的振幅和周期确定的。震级这个标度虽然受仪器性能影响仍显得粗糙,但是使用方便,为世界各国地震研究所通用。由地震能量表示地震强度的物理意义明确,但是,测定地震波能量的方法繁琐,而且目前还不能测定震源释放的全部能量——弹性波能、热能、机械能。

一、区域震级 M_L

地震学家里克特在三十年代研究了美国加利福尼亚地区的地震,发现对于任何同地点的两次大小不同的地震,各个台上记录到这两次地震的水平最大振幅比为一常数,并不随震中距而变化。从振幅的相对大小来说,大震的振幅为小震的若干倍。这样,就可以根据振幅的相对大小来比较地震的大小。同样,对振幅比取对数,大震振幅的对数值比小震的也大若干倍。因此,若将某小震的振幅对数值定为零级地震,则用某强震的振幅对数值就可相对于该小震定出自己的震级。里克特取区域震级的公式为

$$M_L = \lg B - \lg B^* \quad (4-59)$$

式中: B 为东西、南北分向最大振幅的算术平均值,即 $B = (B_E + B_N)/2$, 单位为毫米,而且两分向的最大振幅可以不是相同时刻的, $\lg B^*$ 为零级地震的起算函数,这里,零级地震被定义为当 $\Delta = 100$ 公里时伍德-安德森扭力仪 ($V_0 = 2800$, $T = 0.8$ 秒, $D = 0.8$) 观测到的 $B = 0.001$ 毫米。由于三十年代的仪器放大倍数较低,观测不到千分之一毫米的振幅, $\lg B^*$ 函数值实际是由中强地震的 $\lg B$ 值曲线沿纵坐标向下平移给出的(图 4-20)。当时之所以定 $\lg B^*$ 为负值,是为了保持观测到的震级都是

正值（但由于仪器灵敏度的提高，现在已不能保证）。零级地震的能量并不等于零，约等于 10^{12} 尔格或 10^6 焦耳。里克特根据观测给出了 $\lg B^*$ 的经验关系，为

$$\lg B^* = 3.37 - \lg \Delta, \quad (200 < \Delta < 600 \text{ 公里})$$

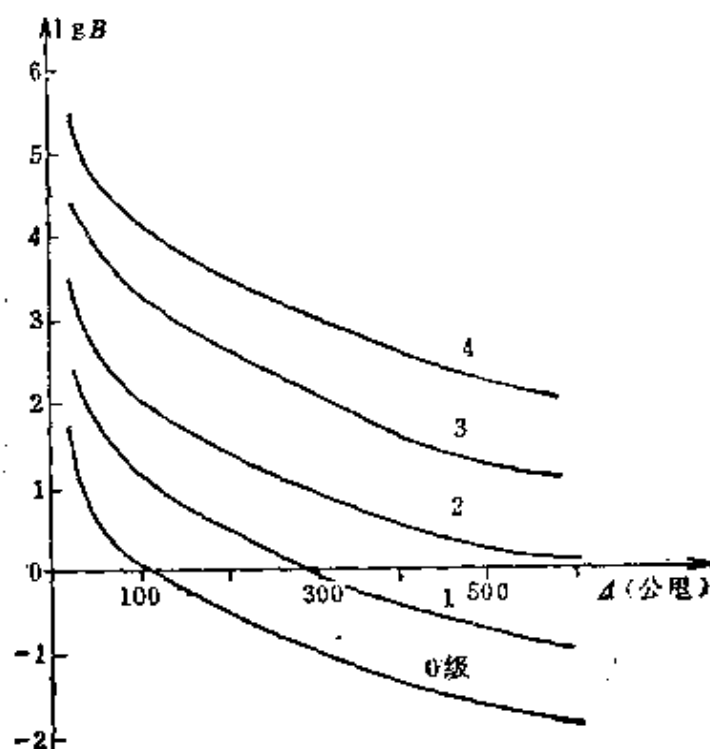


图 4-20 $\lg B-\Delta$ 曲线

计算 M_L 的式 (4-59) 的使用，局限于伍德-安德森地震仪观测结果。为了适用于其他类型仪器，需要将其最大振幅换算成伍德-安德森地震仪的结果，然后代入式 (4-59) 即可。于是，得

$$M_L = \lg \left(\frac{y_E}{V_E} + \frac{y_N}{V_N} \right) \frac{V_W}{2} - \lg B^* \quad (4-60)$$

式中， y_E 、 y_N 为其他仪器记录的东西、南北分向最大半振幅（图 4-21）， V_E 、 V_N 为其相应分向的动态放大倍数， V_W 为相应的伍德-安德森地震仪的动态放大倍数，

1959 年，我国地震学家李善邦在里克特震级标度的基础上，

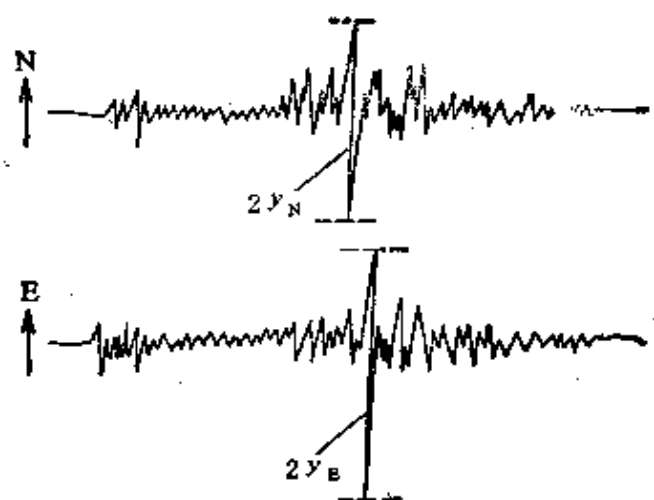


图 4-21 最大半振幅的量取

采用水平向最大地动位移值 A_u 和起算函数

$$R(\Delta) = -\lg B^* + \lg 2.8 U_w \quad (4-61)$$

对式(4-59)进行变换, 得出了计算我国地震震级 M_L 的公式

$$M_L = \lg A_u + R(\Delta) \quad (4-62)$$

式中: $A_u = \frac{1}{2}(A_E + A_N)$, 以微米为单位, A_E 、 A_N 为东西、南北水平向的最大地动位移 (可以是不同时刻的); 起算函数 $R(\Delta)$ 为式(4-61)确定; U_w 为相应的伍德-安德森地震仪的放大倍率。可以看出, $R(\Delta)$ 主要由 $\lg B^*$ 确定, 仍带有加利福尼亚地区地质构造的影响。

1971 年, 郭履灿等^[24]采用我国基式、62 型和 64 型地震仪的较多观测资料, 分别计算了基式仪和短周期仪的 $R_1(\Delta)$ 、 $R_2(\Delta)$ 值, 其结果列于表(4-7)。为了统一全国的震级标度, 他们求出 M_L 与 M_s 的换算式, 为

$$M_s = 1.13 M_L - 1.08. \quad (4-63)$$

郭履灿的起算函数和 M_L - M_s 换算式, 从七十年代以来一直在我国广泛应用。从全国各区域十年来的测定结果看, 不同区域台网测定的 M_L 最大差值可达 0.5 级。云南、福建、甘肃地区的震级

研究也都指出, 全国的 $R_1(\Delta)$ 、 $R_2(\Delta)$ 函数在小距离范围内偏低较多。于是, 各省又计算了区域起算函数和台站改正值。

表 4-7 测 M_L 的起算函数 $R(\Delta)$ 表

Δ (公里)	基式 $R_1(\Delta)$	62、64型 $R_2(\Delta)$	Δ (公里)	基式 $R_1(\Delta)$	62、64型 $R_2(\Delta)$	Δ (公里)	基式 $R_1(\Delta)$	62、64型 $R_2(\Delta)$
0—5	1.8	1.8	110	3.5	3.5	350—370	4.3	4.5
10	1.9	1.9	120	3.5	3.5	380—390	4.3	4.6
15	2.0	2.0	130—140	3.5	3.6	400—420	4.4	4.7
20	2.1	2.1	150—160	3.6	3.7	430—460	4.4	4.75
25	2.3	2.3	170—180	3.7	3.8	470—500	4.5	4.8
30	2.5	2.5	190—200	3.7	3.9	510—600	4.5	4.9
35	2.7	2.7	210—220	3.8	4.0	610—650	4.6	5.0
40	2.8	2.8	230—240	3.9	4.1	700	4.7	5.1
45	2.9	2.9	250—260	3.9	4.1	750	4.7	5.2
50	3.0	3.0	270—280	4.0	4.2	800	4.7	5.2
55	3.1	3.1	290—300	4.1	4.3	850	4.8	5.2
60—70	3.2	3.2	310—320	4.1	4.4	900	4.8	5.2
75—85	3.3	3.3	330	4.2	4.5	1000		5.3
90—100	3.4	3.4	340	4.2	4.5			

二、持续时间震级 M_D

五十年代, 人们开始考虑震级与尾波持续时间的关系。1958年比斯特里萨尼(Bistericsany)提出了用面波持续时间确定震级的公式, 1967年津村建四郎又提出了用整个地震记录的持续时间测定震级的公式。这两种公式实质是一样的, 都考虑到较小地震与较大地震的尾波振幅与走时的关系曲线是平行的, 两曲线间的纵轴差表示震级。对于地壳内的地震, M_D 可以不计震源深度项, 表示为 $M_D = a \lg t + b \lg \Delta + c$, t 是尾波的持续时间, Δ 是震中距离。对日本中部的地方震, 津村建四郎的经验公式为

$$M_D = 2.85 \lg(F - P) + 0.0014\Delta - 2.53 \quad (4-64)$$

式中: P 为纵波的初至时刻; F 为尾波的相对持续时间, 以秒为

单位；震中距 Δ 以公里为单位。从上式看出，对于距离较小的地震，如 $\Delta \leq 214$ 公里， M_D 的距离项最大增加0.3。所以，就目前测定震级的精度来说，忽略此项是允许的。我国的北京台、余山台和乌鲁木齐台于七十年代末也先后建立了 M_D 的经验关系式，为

$$M_D = 2.47 \lg(F - P) - 1.66 \quad (\text{北京台}) \quad (4-65)$$

$$M_D = 2.36 \lg(F - P) + 1.16 \quad (\text{余山台}) \quad (4-66)$$

$$M_D = 2.461 \lg(F - P) - 0.919 \lg V + 2.001 \quad (\text{乌鲁木齐台}) \quad (4-67)$$

式(4-65)、(4-66)是对放大倍率固定的仪器使用的，其中式(4-66)是对DD-1型地震仪记录用的、 F 为尾波双振幅两毫米的时刻。式(4-67)是65型、维开克地震仪的垂直分向记录结果， F 为尾波等于双振幅1毫米的持续间刻， V 为放大倍数。

测定 M_D 有很大的优点，如：当小距离时，持续时间与距离无关，不受中强震记录限幅的制约；有利于计算机的快速测定。

从上面对地方震级 M_L 和持续时间震级 M_D 标度的建立，我们知道， M_L 建立在地震波的最大振幅由震源效应因子和路径效应因子表示的基础上，因而用单台记录振幅作为距离的函数可以量度震级，而对 M_D 来说，可以单台振幅作为持续时间的函数来确定震级。

影响震级值的主要因素有五个方面：1) 不同类型震源向各个方向发射的能量不均匀；2) 地震波在不同传播路径上被吸收的程度不同；3) 受观测台站基岩性差异的影响，如黄土、砾石、花岗岩上的振幅比约为5.6:2:1，所测定的震级差可达0.4级；4) 受仪器性能不同的影响，如短周期仪比中长周期仪测定中强震的震级偏小约0.3级；5) 采用不同类型波会引起差异，里克特震级和我国震级的起算函数，都没有区别 $\bar{S}$ 、 S_m 、 L_c 波的振幅。但在现代的快速记录图上的不同距离段，这些波区分是很清楚的，波的振幅强弱差别很大。在测定 M_L 时这种差异也是应

该考虑的。为了消除上述因素对震级值的影响，通常对式（4-59）、（4-62）加台站校正值，或取震中周围各台站的平均值，以消除方位差别。在苏联塔吉克地区还采用了 P 和 S 波的振幅和测定能级 ($K = \lg E$) 的方法。

第五章 测定远震基本参数的方法

测定远震发震时刻的方法,与第四章第一节叙述的方法相同,只是要用远地震波走时表。J-B 表仍为大家所通用。中国 P 波和 S 波走时表,对于我国台网是适用的,只是波类太少了。此外,在震源定位方法中,也要依赖走时表。所以,走时表是测定远震基本参数的必备工具。下面介绍测定震源位置和震级的基本方法。

第一节 测定远震的震源位置

一、用波的位移测定震中位置

由纵波、横波及其反射波、折射波、转换波和面波的位移都

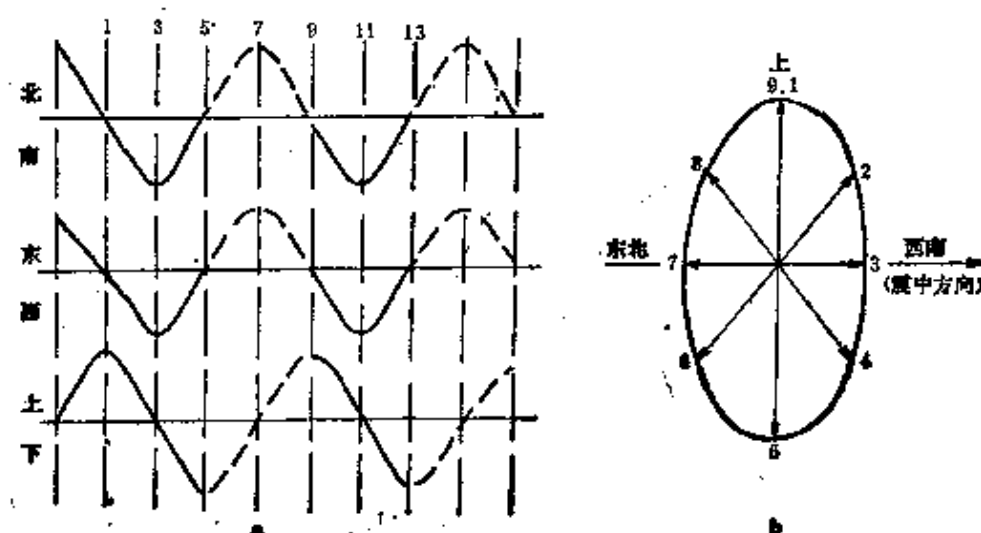


图 5-1 瑞利波的振动轨迹和三分向记录波形

可以测定震中方位角 α_0 。实际上,由于波的干涉和叠加,通常多

使用 P 波的初动位移，只有当 P 波和 L_R 波的最大振幅清晰时，计算方位角才可以得到与初动位移相同的结果。此外，各种波的位移只用来估计震中方位，而不用作方位角的定量计算。用 P 波的位移计算震中方位角的原理已在第四章第二节详细讨论过，用其他波计算的方法类同。这里仅以用瑞利波的位移计算震中方位角为例，作一些介绍。

我们知道瑞利波的质点振动轨迹为逆进椭圆，位移在入射面内，长轴与地面近于垂直，水平位移在地面上的投影给出震中方位。图 5-1 a 示出了瑞利波最大位移段的三分向波形，图 5-1 b 给出了质点运动一个周期的轨迹，两图上标注的数码（1—9）相对应。由图可以看出垂直位移与水平位移相位差 $\frac{\pi}{2}$ 的关系：垂直向为零相位，水平向为最大相位；水平向为零相位，垂直向为最大相位；垂直向质点从正最大相位 1 运动到负的最大相位 5 时，水平位移最大相位 3 指向震中；垂直向质点从负的最大相位 5 运动到正的最大相位 9 时，水平位移最大相位 7 背向震中。其他同理类推。所以，在确定震中方位角时，要选取对应于垂直向为零相位的水平最大相位。如相位 3 水平方向为西南，指向震中，则相位 7 水平方向就为东北，震中在它的反方向。然后，再由水平分量的位移 A_E 和 A_N 计算震中方位角 α_e ，

$$\operatorname{tg} \alpha_e = \frac{A_E}{A_N},$$

进而用方位角法定震中位置。

对于远震，要考虑地面的弯曲，不能采用平面地图直接测定震中，而需在半径足够大的地球仪上测定。莫斯科地震台就在直径一米的地球仪上进行单台方位角定位。为了取得较高的定位精度，一般采用球面三角法，或用吴尔福网求解。

1. 球面三角法

设某台的震中方位角为 α_e ，震中的经纬度为 λ_e 和 φ_e ，地震

台的经纬度为 λ_s 和 φ_s ，震中距为 Δ (以度为单位)。在图 5-2 中， $\widehat{ON}$ 为零度子午线， $\widehat{AN}$ 和 $\widehat{BN}$ 为过台和震中的子午线， $\widehat{OAB}$ 为赤道， $\triangle NSE$ 为球面三角形。由正弦和余弦公式可以得出，

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi_e &= \sin \varphi_s \cos \Delta + \cos \varphi_s \sin \Delta \cos \alpha_s, \\ \sin (\lambda_e - \lambda_s) &= \frac{\sin \Delta \sin \alpha_e}{\cos \varphi_e}. \end{aligned} \right\} \quad (5-1)$$

式中， φ_s 、 Δ 、 α_e 、 α_s 为已知，可先由第一式求出 φ_e ，再由第二式求得 λ_e 。求 λ_e 时，须注意震中经度大于或小于台的经度。设震中与台的经度差为 $\delta\lambda$ ，故

$$\lambda_e = \lambda_s \pm \delta\lambda. \quad (5-2)$$

当 $\lambda_e > \lambda_s$ 时，取正号；当 $\lambda_e < \lambda_s$ 时，取负号。

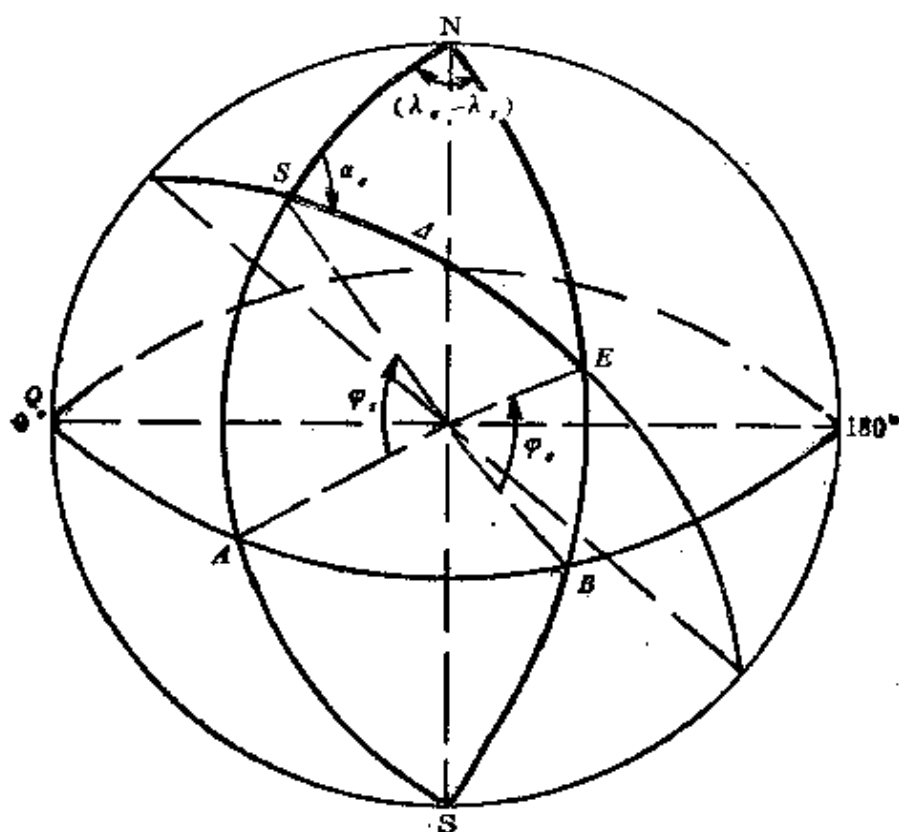


图 5-2 球面三角法定位

2. 吴尔福网图解法^[22]

吴尔福网是半球面在赤道平面上的投影，即赤平极射投影，

如图 5-3 所示。上半球面上任一点在赤道面上的投影(图 3-3 a), 是该点与下半球极顶的连线与赤道面的交点, 如图 5-3 b 上 M 点的投影为 M' 。半球上的经纬线在赤道面上的投影, 是经纬线上每一点投影的连线。图 5-3 c 是半球投影的示意图, 图中绘出了较大间隔的经纬线。通过两极的圆弧为经线投影, 自北至南为 180° 。小圆弧线为纬线投影, 自东至西共 180° 。投影网中的南北、东西直线是球面(图 5-3 a)南北、东西两个垂直面的投影。

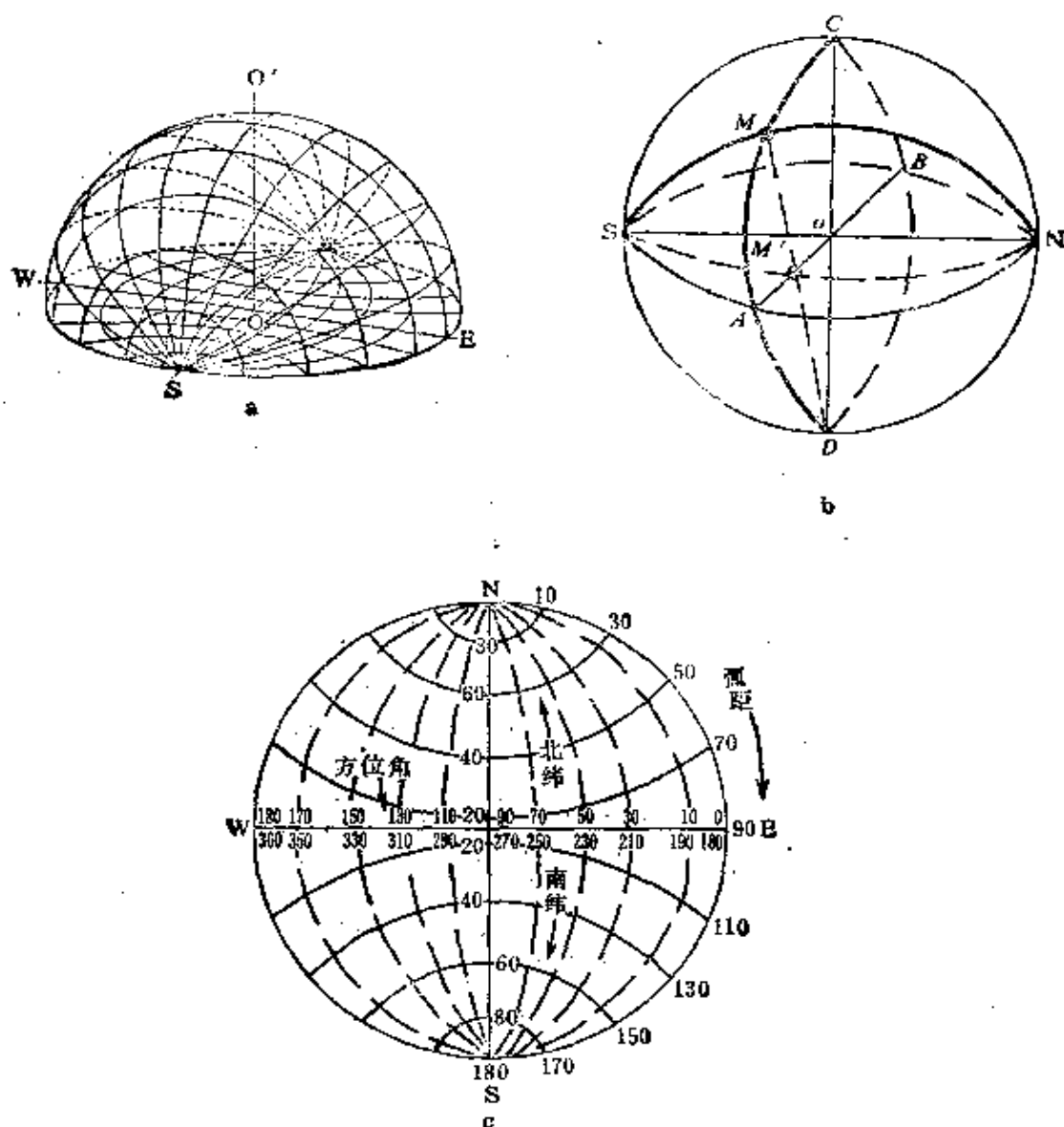


图 5-3 赤平极射(吴尔福网)投影示意

将地球的赤平极射投影图(图 5-3 c)固定于平板上, 在它上

面装一片圆形透明有机玻璃板，以网心为轴，使其可以相对于投影图转动。这就是地震定位和测定震源机制参数适用的吴尔福网。下面叙述测定地震参数的两种使用方法。

(1) 第一种使用方法

取吴尔福网(图 5-3 c)上的N为北极，S为南极，E—W为赤道，纬线为小圆弧线，从赤道向北为北纬，向南为南纬，经线为大圆弧。由单台方位角测定震中时，网的边圆取为台的经线。当震中方位角 $\alpha_e \leq 180^\circ$ 时，台的位置定在左方边圆上；当 $\alpha_e > 180^\circ$ 时，台的位置定在右方边圆上。方位角由大圆弧截割赤道的度数测量，震中距由大圆弧的度数测量。使用这种用法，当震中位于赤道附近时，由于网上的经度尺度清晰，测量精度很高；而当震中位于两极附近时，由于经线密集，测量精度则较低。当震中位于台的另一半球时，测定震中距离也较方便。现举二个单台测定震中的实例。

① 用兰州台($\varphi_s = 36^\circ 05' N$, $\lambda_s = 103^\circ 50' E$)测定 1971 年 4 月 3 日青海扎多地震的震中位置。已知震中距为 8.45° ，方位角为 255.8° 。测定步骤：1) 因震中方位角大于 180° ，台的位置定于网的右方边圆的 S 点(图 5-4 a)；2) 转动透明胶板，使台 S 与北极 N 重合，由赤道投影线下面方位角的标度量 $\alpha_e = 255.8^\circ$ ，得到过震中与台站的大圆弧 $\widehat{NES}$ (图 5-4 a 的实粗线)；3) 由 N 点起沿震中-台站大圆弧量震中距 $\Delta = \widehat{NE} = 8.45^\circ$ ，即得震中 E；4) 将台 S 由北极转回原位(图 5-4 b)，在 $\widehat{NES}$ 弧上自赤道向 E 点量出震中的纬度为北纬 33.8° ，经度可由下式求得：

$$\lambda_e = \lambda_s - \delta\lambda = 103.8^\circ - 9.8^\circ = 94.0^\circ (\text{东经}).$$

② 由兰州台测定 1976 年 7 月 28 日 03 时唐山 7.8 级地震的震中位置。已知 $\Delta = 11.7^\circ$ ， $\alpha_e = 69.0^\circ$ 。测定步骤：1) 因 $\alpha_e \leq 180^\circ$ ，将台站定在网的左方边圆上，方位角由赤道投影线上方的标度测量之；2) 转动透明板使 S 与北极 N 重合，由方位角 α_e 得出大圆弧 $\widehat{NES}$ ，由 N 点起沿此弧量出震中距 $\Delta = \widehat{NE} = 11.7^\circ$

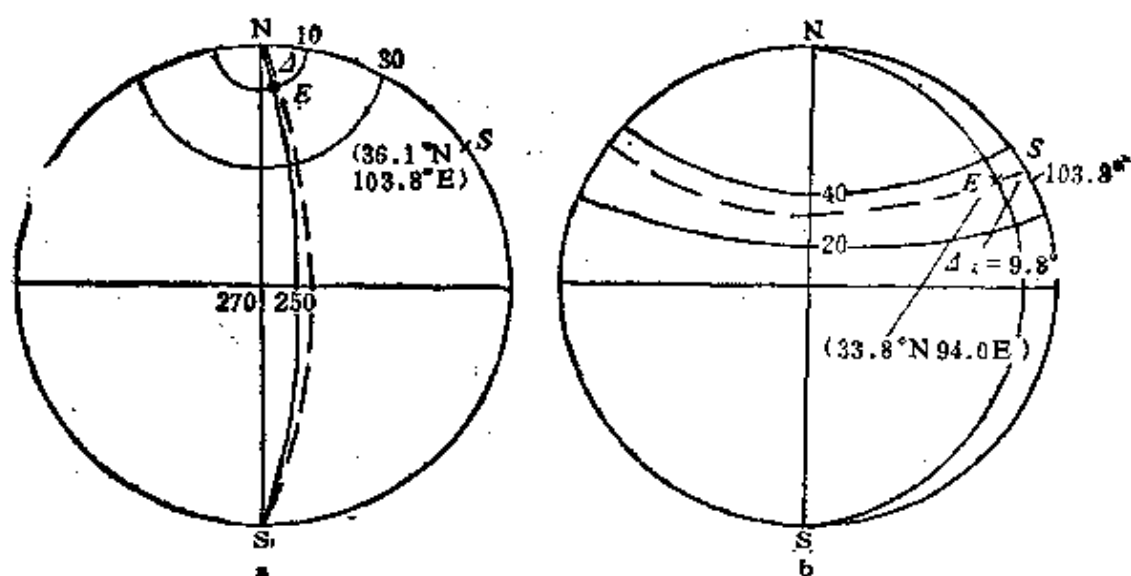


图 5-4 单台测定 1971 年扎多地震震中位置

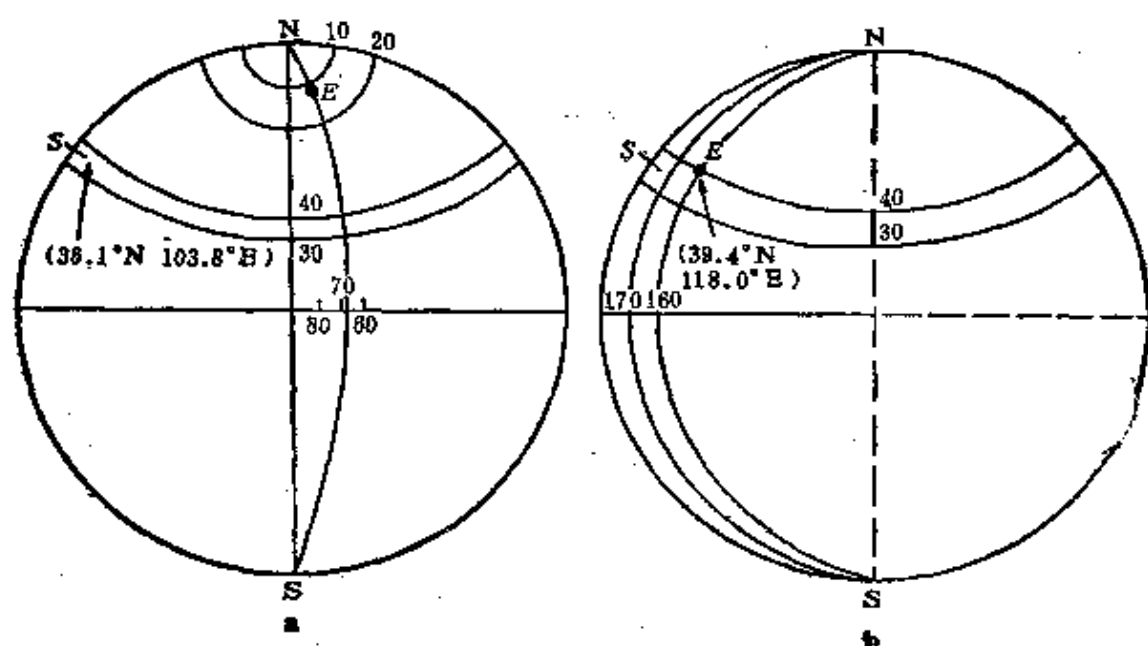


图 5-5 单台测定 1976 年唐山大地震震中位置

得震中 E 点(图 5-5 a); 3) 将 S 转复原位(图 5-5 b), 得出震中位置为北纬 39.4° , 东经 $118^\circ (=103.8^\circ + 14.2^\circ)$ 。

(2) 第二种使用法

将吴尔福网(图 5-3 c)放置成图 5-6 的样子, 取网心为北极

N, 台站或震中的纬度由 DN (或 CN) 的标度测量, 经度由网的边圆标度测量, 取 DAC 为东经 $0-180^\circ$, DBC 为西经 $0-180^\circ$ 。震中距仍由大圆弧的标度测量。采用此种用法, 对单台或多台测定震中位置、震中距、方位角, 以及测定震源机制的多种要素, 都是非常方便的。这里仍以兰州台测定唐山、扎多等地震的震中为例来叙述具体使用步骤。

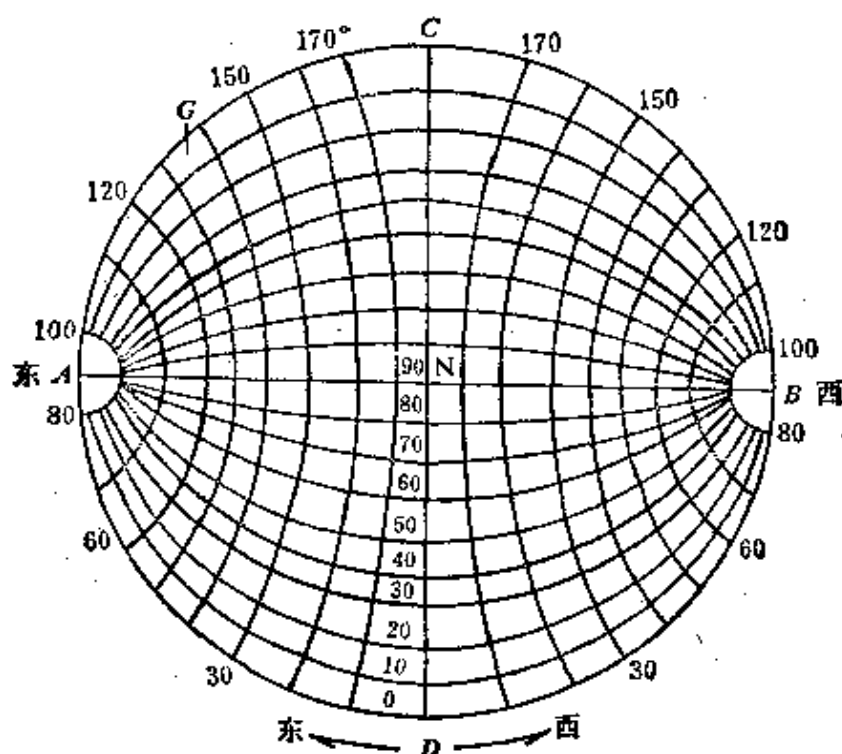


图 5-6 变化后的吴尔福网

① 单台测定唐山 7.8 级地震的震中位置。1) 按兰州地震台坐标 ($36^\circ 05'N$, $103^\circ 50'E$), 在网上转圆板, 使 G 线与东经 $103^\circ 50'$ 重合, 再在 DN 线上找出北纬 $36^\circ 05'$ 的 S 点, 该点即确定为网上兰州台的坐标。标线 G 指明, 过 SN 的经线为东经 $103^\circ 50'$ 。经度标线的这种定法, 操作方便, 对任意点, 在 DN 上量纬度, 标线 G 即示出经度; 2) 从台 S 向 N 数 90° , 相应的大圆就是台赤道。它在网上只给出一半, 即只作出台赤道半圆弧 AKB (图 5-7 a)。它上面的刻度为 $0-90^\circ$ 及 $270-360^\circ$, 是为量方位角 α , 用

的，因为过台的子午线与台和震中的连线的夹角，等于两弧线所截台赤道圆弧的度数；3) 在 $0-90^\circ$ 的台赤道圆弧上找出 $\alpha_s = 71.5^\circ$ ，得出 j 点(图 5-7 a)。过 j 点与台 S 的连线，就是震中方向圆弧；4) 转圆板，将 j 点和台 S 置于同一经线弧上(因为震中与台的连线为大圆弧)，从台 S 起沿 Sj 正方向数 $\Delta = 11.7^\circ$ (因震中在台的东北)，即得震中位置 E (图 5-7 b)；5) 转圆板，将震中 E 置于 DN 上，相应刻度给出震中为北纬 39.6° ，经度标线 G 指出东经 118.2° (图 5-7 c)。

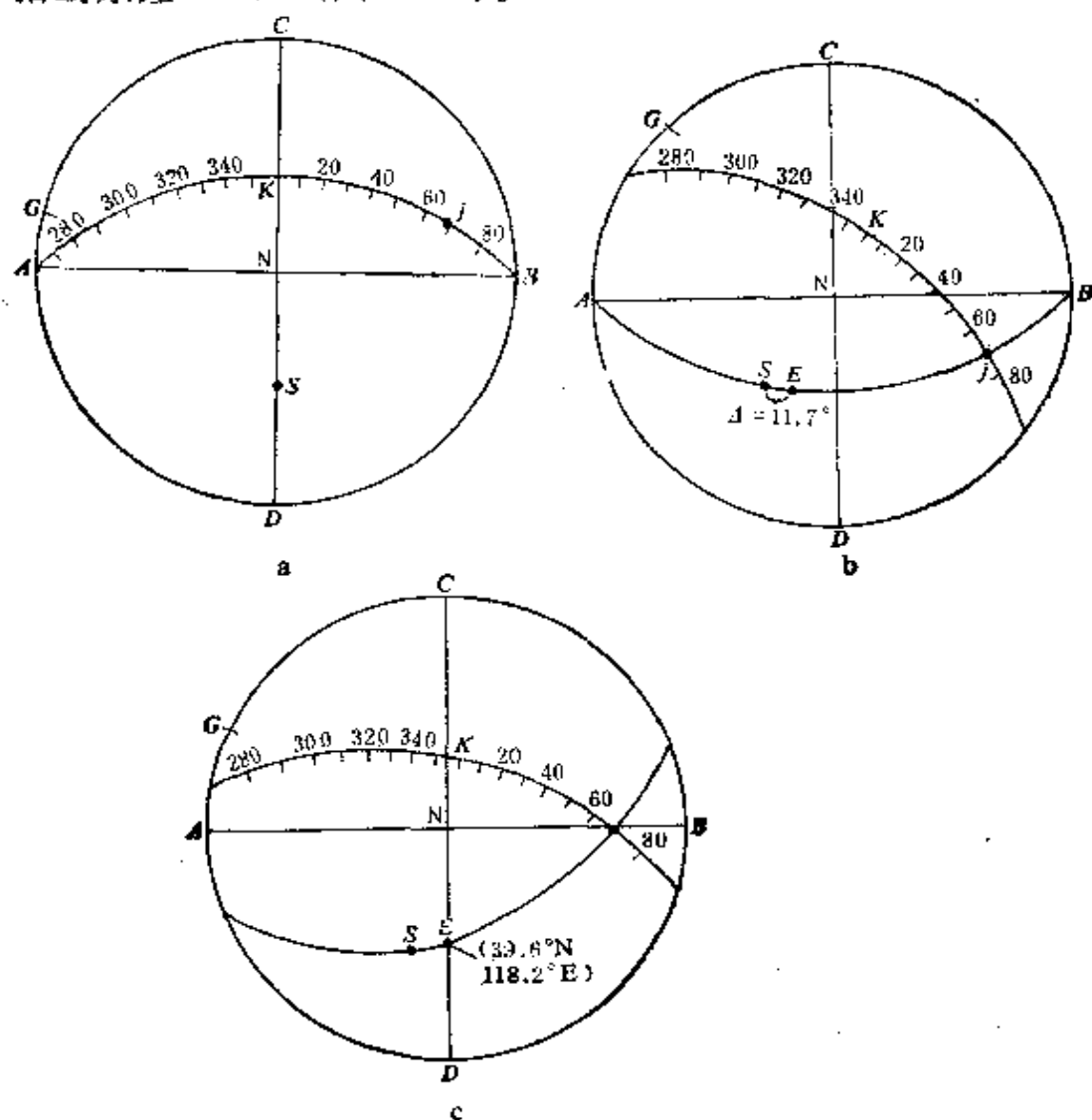


图 5-7 单台测定 1976 年唐山大地震震中位置

② 单台测定青海扎多地震的震中位置。1) 在网上确定兰

州台的坐标点 S 及台赤道 AKB , 标方位角的刻度 j 。因网上未给出 $180-270^\circ$ 的一段台赤道弧的投影, 所以找不出方位角 255.8° 的刻度, 只能找它的对顶角 75.8° , 即在 $0-90^\circ$ 的赤道弧上找出 j' 点(图 5-8 a); 2) 过 j' 点与台 S 的连线向 Sj' 的反方向数 $\Delta = 8.45^\circ$ (因震中在台的西南方向), 得出震中位置 E 点(图 5-8 b)。3) 将 E 点置于 DN 上, 读出这次地震震中的经纬度, 即为北纬 33.7° 和东经 94.0° (图 5-8 c)。这里应该指出, 如果遇到震中在台的东南方向时, 量方位角应在 $270-360^\circ$ 的台赤道弧上找其对顶角

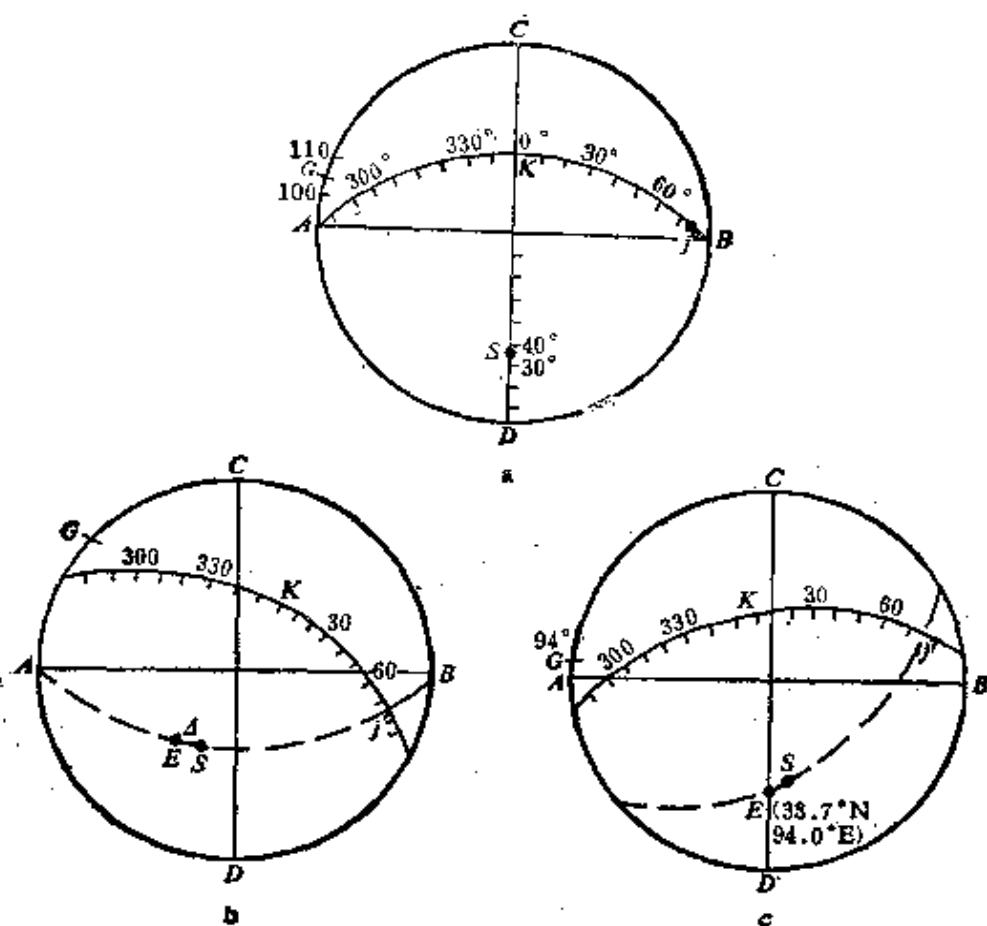


图 5-8 单台测定 1971 年扎多地震震中位置

⑧ 由兰州台测定 1960 年 5 月 22 日 19 时智利 8.5 级地震的震中位置。1) 在兰州台的赤道投影弧上, 标出方位角 $\alpha_e = 356^\circ$

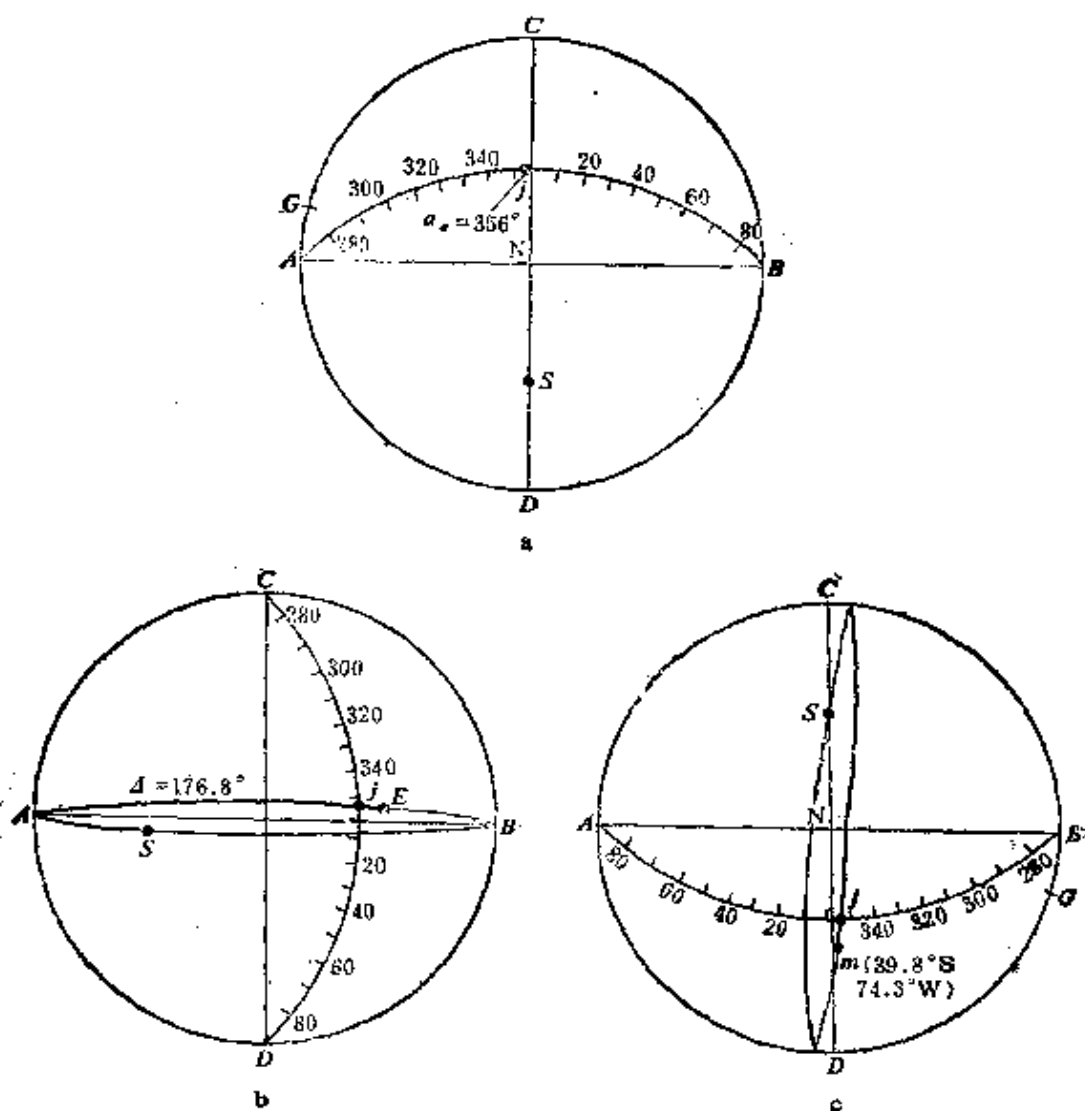


图 5-9 单台测定 1960 年智利大地震震中位置

的刻度 j (图 5-9 a); 2) 将 j 点和台 S 置于以 AB 轴为对称的大圆弧上 (因震中位于南纬), 由台 S 向 Sj 的反方向 (震中在台的左方) 数震中距 $\Delta = 176.8^\circ$, 得震中 E 点 (图 5-9 b); 3) 将 E 点转置于 DN 线上, 读出震中位置为南纬 39.8° , 西经 74.3° (图 5-9 c)。

3. 方位交点法

这是已知三个以上台的震中方位角 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \dots$, 用第二种使用吴尔福网的方法, 在网上作各台的震中方向大圆弧, 各圆弧

的公共交点即为震中。对于强震或深震， P 波初至振幅都是清楚的，易于测定方位角，这种方法定位快速有效。例如1976年7月唐山7.8级地震，我国远台基式地震仪记录 P 波初动未限幅，兰州、余山($31^{\circ}05'N$, $121^{\circ}11'E$)、长春($43^{\circ}48'N$, $125^{\circ}27'E$)三台分别给出的震中方位角为 69.0° 、 235.9° 、 345.0° ，按此在网上作图(图5-10)，图中虚线为各台的台赤道(S'_1 、 S'_2 、 S'_3)，实线 S_1 、 S_2 、 S_3 为各台的震中方向大圆弧，它们的交点即震中位置，为北纬 39.7° ，东经 118.2° 。

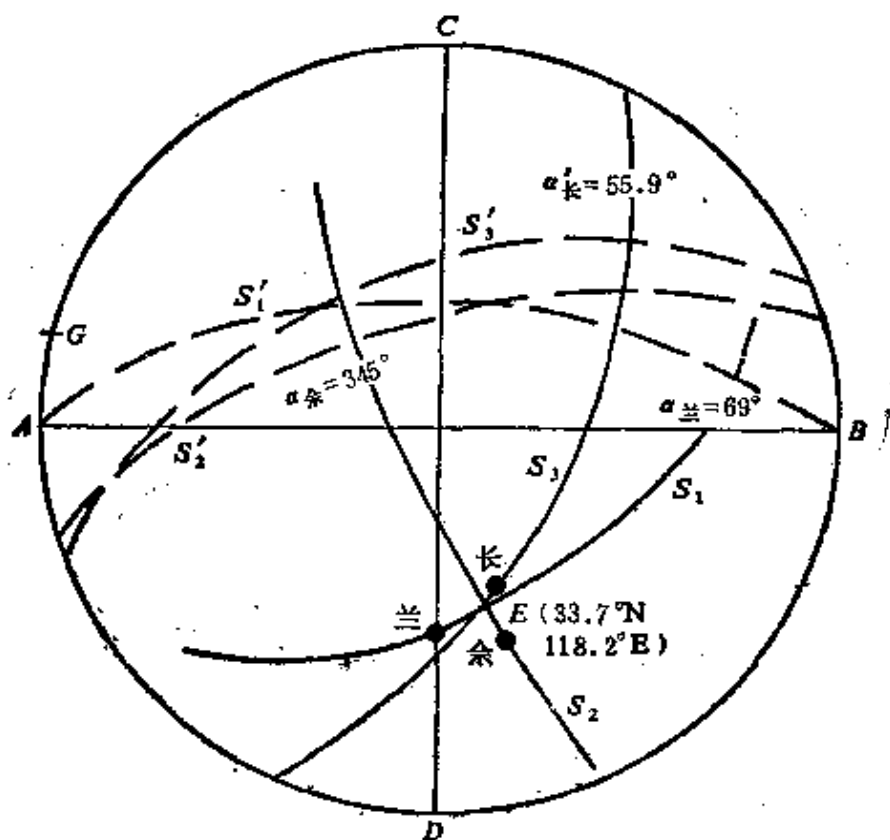


图 5-10 远地震多台方位交点法示意

二、球极投影图上的交切法

已知三个以上台的 $S-P$ 到时差，由走时表算出各台的震中距 Δ ，在球极投影图上，找出交切投影圆的圆心和半径，画圆，各圆的公共交点即为震中。

球极平面投影图将北半球或南半球投影在赤道面上，投影图的中心是极的投影，纬线投影成同心圆簇，纬圈半径向外是等差级数增加的，经线投影为从中心向外辐射的直线簇(图 5-11)。这种投影的特点是球面上的圆投影在平面上仍为圆，角度的投影不发生畸变，但应注意球面上的圆心在赤道面上的投影并不是投影圆的圆心。下面讨论震中圆在球极投影图上的投影圆心和半径。

取通过台 S 和两极的大圆面，赤道与大圆面的交线为 GK ， A 、 B 两点为震中圆与 NGK 圆的交点，它们在 GK 线上的投影为 A' 、 B' 。 OS' 为 $A'B'$ 的中点到圆心的距离，取为 d 。投影圆的半径 $r = A'S' = S'B'$ 。由图(5-12)知，

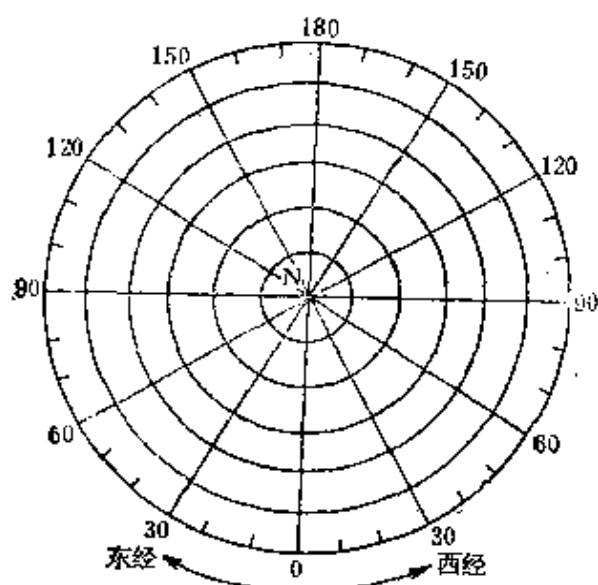


图 5-11 球极投影示意

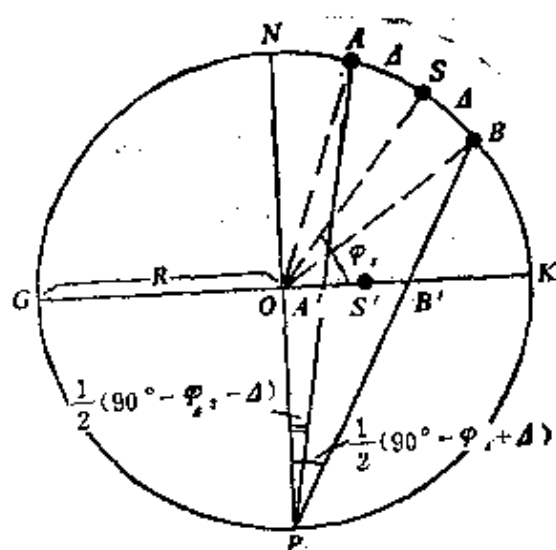


图 5-12 球极投影中的角关系

$$\left. \begin{aligned} d &= \frac{1}{2}(OB' + OA'), \\ r &= \frac{1}{2}(OB' - OA'). \end{aligned} \right\} \quad (5-3)$$

因圆周角 $\angle NPB$ 和 $\angle NPA$ 各等于圆心角 $\angle NOB$ 和 $\angle NOA$ 之半，所以，

$$\left. \begin{aligned} \angle NPB &= \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s + \Delta), \\ \angle NPA &= \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s - \Delta). \end{aligned} \right\} \quad (5-4)$$

又由直角三角形 OPB' 和 OPA' 知,

$$\left. \begin{aligned} OB' &= R \operatorname{tg} \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s + \Delta), \\ OA' &= R \operatorname{tg} \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s - \Delta). \end{aligned} \right\} \quad (5-5)$$

将式(5-5)代入式(5-3), 化简可得,

$$\left. \begin{aligned} d &= \frac{R \cos \varphi_s}{\sin \varphi_s + \cos \Delta}, \\ r &= \frac{R \sin \Delta}{\sin \varphi_s + \cos \Delta}. \end{aligned} \right\} \quad (5-6)$$

式中, Δ 、 φ_s 为已知, 球极投影的半径 R 可以任意选定。当 $R = 1$ 时, 若台与震中在同一半球上, d 和 r 值小于 1; 否则, $r > 1$ 。我国印制的球极投影图取 $R = 100$, 对于全国较老的台站, 均编有 d , r 表, 使用非常方便。

由各台资料按式(5-6)交切得震中的投影 E' (图 5-13 a), N 与 E' 连线与边圆交点的标度给出了经度。由图 5-13 b 可得出震中投影到网心的距离 NE' 与震中纬度的关系, 即

$$d_s = NE' = \operatorname{tg} \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s). \quad (5-7)$$

因已知 d_s , 所以可得

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(90^\circ - \varphi_s) &= \angle A^\circ, \\ \varphi_s &= 90^\circ - 2\angle A^\circ. \end{aligned} \quad (5-8)$$

由式(5-7)和(5-8)编出 $d_s - \varphi_s$ 表, 可供求 φ_s 查用。当 E' 落在网内, 即 $2\angle A < 90^\circ$, 震中与台站在同半球上, 如台站在北半球, 震中纬度为北纬; 若 E' 落在网外时, 即 $2\angle A > 90^\circ$, 震中将在另一半球上, 纬度为南纬。

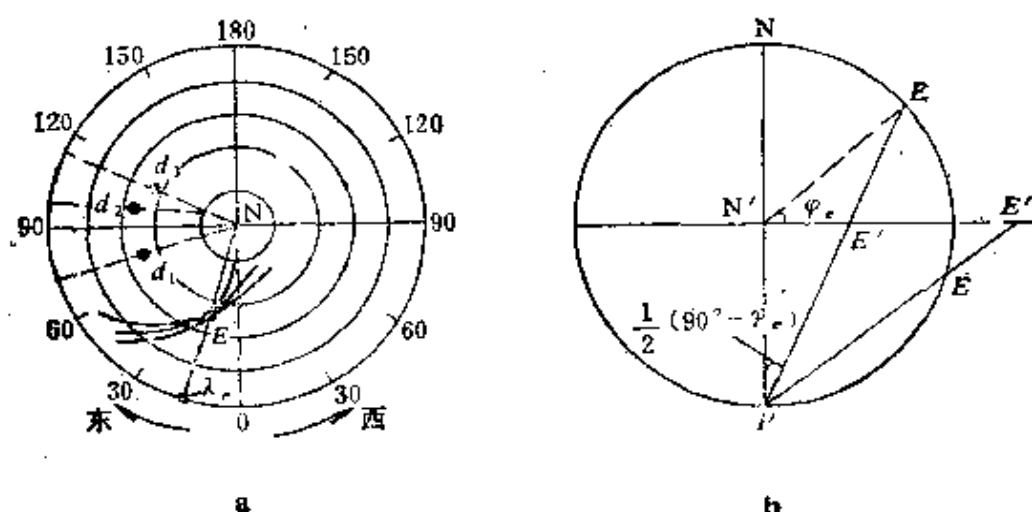


图 5-13 球极投影交切法示意

三、震中轨迹法

已知三个以上的台 $S_1, S_2, S_3, \dots$, 各台的 P 波到时为 $P_1, P_2, P_3, \dots$, 震源深度为 h 。假定发震时刻为 $t_0^1, t_0^2, t_0^3, \dots$, 对各台可得 P 波的走时 $t_{P_1}^1, t_{P_2}^1, t_{P_3}^1; t_{P_1}^2, t_{P_2}^2, t_{P_3}^2; \dots$ 。

表 5-1 震中轨迹法的数据表

台 站		S_1	S_2	S_3	
t_0	P	P_1	P_2	P_3	
	t_P				
发震时刻	t_0^1	$t_{P_1}^1$	$t_{P_2}^1$	$t_{P_3}^1$	
	t_0^2	$t_{P_1}^2$	$t_{P_2}^2$	$t_{P_3}^2$	
	t_0^3	$t_{P_1}^3$	$t_{P_2}^3$	$t_{P_3}^3$	
	t_0^4	$t_{P_1}^4$	$t_{P_2}^4$	$t_{P_3}^4$	
震中距离		Δ_1^1	Δ_2^1	Δ_3^1	
		Δ_1^2	Δ_2^2	Δ_3^2	
		Δ_1^3	Δ_2^3	Δ_3^3	
		Δ_1^4	Δ_2^4	Δ_3^4	

由深度为 h 的走时表, 对各台可得 $\Delta_1^1, \Delta_2^1, \Delta_3^1; \Delta_1^2, \Delta_2^2, \Delta_3^2; \dots$ (表 5-1)。以各台为圆心, 以相应一列 Δ 为半径画圆, 每两台

的圆簇中相应上角码的 Δ 的交点连线，就是震中轨迹。各条震中轨迹的交点即为震中（图 5-14）。由于每一个震中交切圆都对应一个假定的发震时刻，真正的发震时刻可由震中两边的交切圆对应的发震时刻内插求出。

这种方法在球极平面投影图上进行，是用 P 波初至时刻而不用 S 波时刻的一种好方法。但是，必须先由其他方法求得震源深度，以及备有适用的走时表。

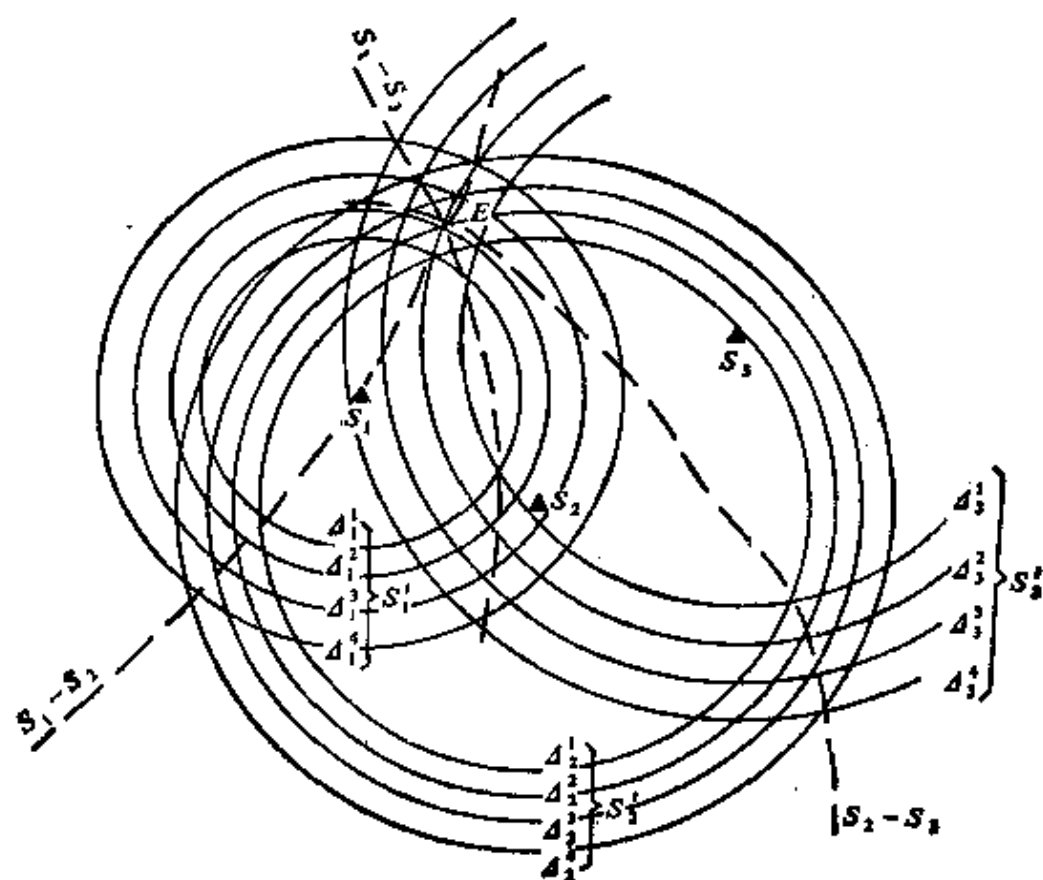
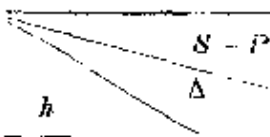


图 5-14 震中轨迹法示意图

四、震源轨迹法

已知三个以上的台 $S_1, S_2, S_3, S_4, \dots$ 的 $S-P$ 到时，假定所测震源深度为 $h_1, h_2, h_3, \dots$ ，由走时表可以算出与这些深度相应的各台震中距离 $\Delta_1^1, \Delta_1^2, \Delta_1^3, \Delta_1^4, \Delta_2^1, \Delta_2^2, \Delta_2^3, \Delta_2^4, \Delta_3^1, \Delta_3^2, \Delta_3^3, \dots$ （表 5-2）。在这里，上角码是震源深度序号，脚码是台站序号。

表 5-2 震源轨迹法的数据表

台 名		S_1	S_2	S_3	S_4	
		$(S-P)_1$	$(S-P)_2$	$(S-P)_3$	$(S-P)_4$	
震源深度	h_1	Δ_1^1	Δ_2^1	Δ_3^1	Δ_4^1	
	h_2	Δ_1^2	Δ_2^2	Δ_3^2	Δ_4^2	
	h_3	Δ_1^3	Δ_2^3	Δ_3^3	Δ_4^3	
	h_4	Δ_1^4	Δ_2^4	Δ_3^4	Δ_4^4	

以各台为圆心、以不同的 Δ 为半径画圆，同一 h 的两圆（上角码相同的 Δ ）交点的连线，就是震源轨迹。两条以上轨迹的交点即为震中，与震中所在圆相应的 h 为所求的震源深度。

此法的优点是能同时求得震中位置和震源深度。图解时形如图 5-14，只是每个交切圆对应着不同震源深度 h 。

五、单台测定远震的震源深度

单台快速测定远震的震源深度，主要利用震相之间的走时差随震中距离和震源深度变化的特点，进行简便的计算。此法对中、深源地震最有效，但由于误差较大，对正常深度地震效果不佳。

1. 由 ${}_sP$ 、 ${}_sP$ 、 ${}_sPKP$ 、 ${}_sPKP$ 震相求震源深度

${}_sP$ 、 ${}_sP$ 等深度震相的到时与初至纵波的到时差，即 ${}_sP-P$ 、 ${}_sP-P$ 等随震中距的变化近于常数，且随震源深度的变化较大（表 5-3，5-4）。因而，只要由 $S-P$ 求得粗略的震中距离，就可以由 ${}_sP-P$ 等表求出震源深度。对于极远地震，可由 $PP-PKP$ 时差求得 Δ ，由 ${}_sPKP-PKP$ 表求震源深度。此方法简便，取多台平均值，结果较好。同时，利用深度震相与初至 P 波的时差随 Δ 变化较小的特点进行多台分析，能较快地正确地分析出各种深度震相。

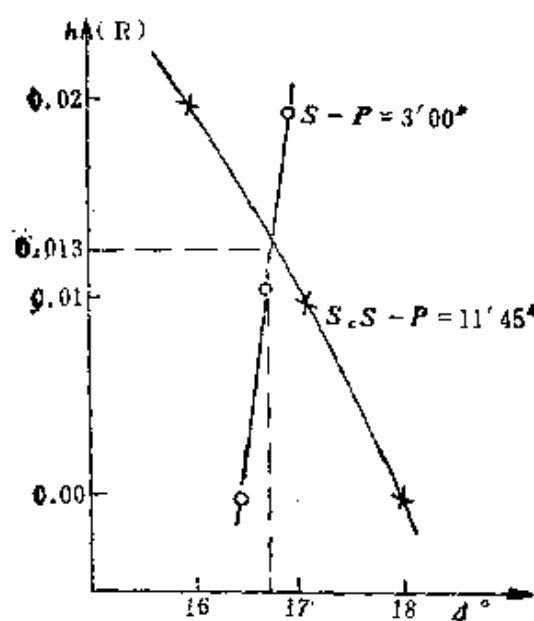


图 5-15 时差交点法求震源深度

表 5-3 $sP-P$ (秒) 表

Δ°	h (公里)	15	33	96	160	223	287	350	413	477	540	603	667	730	794
1	6	12	21												
5	6	12	24	35	45	54	61	68	73	78					
10	6	12	26	39	52	63	73	83	92	100	107	112	117	120	
15	7	12	28	43	57	70	84	97	109	119	128	135	142	147	
20	7	13	32	49	66	82	87	112	125	137	148	157	166	172	
25	7	13	33	51	70	87	104	120	135	149	161	173	184	193	
30	7	14	33	52	71	89	106	123	138	152	166	178	189	200	
35	7	14	34	53	72	90	108	124	140	155	168	181	193	204	
40	7	14	34	54	73	91	108	125	142	156	170	183	196	207	
50	7	14	34	54	74	93	111	128	145	160	175	189	202	214	
60	7	14	35	55	75	95	113	131	148	164	180	194	208	222	
70	7	14	35	56	76	96	115	134	152	168	184	199	213	228	
80	7	14	36	57	77	97	117	136	154	171	187	203	218	232	
90	7	14	36	58	78	98	118	137	156	173	190	205	221	236	
100	7	14	36	58	78	98	118	138	156	173	190	206	222	237	

2. 时差交点法

已知 $S-P$ 、 P_cP-P 、 $PP-P$ 、 S_cS-P 或 $SKS-P$ 等震相的到时差 δt_i ，利用 $\delta t_i = f(h_i, \Delta_i)$ ，即 δt 是 h 和 Δ 的函数，用不同深度的走时表作出各种波的 δt_i 曲线图，各曲线的公共交点的纵坐标即是震源深度，横坐标为震中距离。由图 5-15 得出 $\Delta = 16.8^\circ$ ， $h = 115$ 公里。由于已有编好的各种震相减 P 的数值表^[27]，时差交点法也是容易图解的。

表 5-4 $sPKP-PKP_1$ (秒)表

$\Delta^\circ \backslash h$ (公里)	33	96	160	223	287	350	413	477	540	603	667	630	794
110	14.4	37.4	59.2	80.8	101.2	121.4	141.5	160.3	178.7	195.8	212.7	229.6	245.4
120	14.3	37.4	59.2	80.8	101.2	121.4	141.5	160.2	178.7	195.8	212.7	229.6	245.7
130	14.4	37.4	59.2	80.8	101.2	121.4	141.5	160.3	178.7	195.9	212.8	229.7	246.2
140	14.4	37.4	59.2	80.8	101.3	121.5	141.6	160.4	178.8	196.0	212.9	229.8	246.6
150	14.4	37.4	59.3	80.9	101.4	121.6	141.7	160.8	179.3	196.5	213.5	230.4	247.0
160	14.4	37.5	59.3	81.0	101.5	121.8	141.9	161.3	179.7	197.0	214.0	231.0	247.4
170	14.4	37.5	59.3	81.1	101.5	121.8	142.0	161.7	180.2	197.5	214.5	231.5	247.7
180	14.4	37.5	59.4	81.1	101.6	121.9	142.1	162.0	180.5	197.8	214.8	231.8	247.8

第二节 测定远震的震级

目前，国际上采用面波最大地动位移测定 M_s ，用体波(P 、 PP 、 S)的最大地动位移测定统一震级 m 。有些国家用尾波持续时间测定 M_D 。近几年，对强烈地震又提出用地震矩 M_0 测定矩震级 M_w 。

一、用面波测定震级 M_s

1945 年，谷登堡和里克特将区域震级 M_L 推广到计算远震震级 M_s ，即

$$M_s = \lg A_{20} - \lg B^* + C \quad (5-9)$$

式中： A_{20} 为周期 18-22 秒的面波水平最大地动位移， $A_{20} = \sqrt{A_E^2 + A_N^2}$ ； C 为台基改正值； $-\lg B^*$ 为起算函数，当 $\Delta < 130^\circ$

时,

$$- \lg B^* = 1.818 + 1.656 \lg \Delta^\circ, \quad (5-10)$$

当 $\Delta = 130-180^\circ$ 时,

$$\begin{aligned} - \lg B^* = & 5.04 + \frac{1}{2} \left[48.25 K(\Delta^\circ - 90^\circ) + \lg \sin \Delta^\circ + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} (\lg \Delta^\circ - 1.954) \right], \end{aligned} \quad (5-11)$$

K 是吸收系数, 取 0.0003。由于 $\Delta < 20^\circ$ 时, 面波周期一般小于 18 秒, 所以, 式(5-9)只适用于 $\Delta = 20-180^\circ$ 的范围。从 1945 年至 1953 年, 西方各国的台站都使用式(5-9)测定 M_s 。

1955 年, 索洛维耶夫等提出用水平地动最大质点速度 $(A_H/T)_{\max}$ 测定 M , 即

$$M = \lg \left(\frac{A_H}{T} \right)_{\max} - \lg \left(\frac{A}{T} \right)^*. \quad (5-12)$$

式中 $A_H = \sqrt{A_E^2 + A_N^2}$, 起算函数 $-\lg(A/T)^* = 3.20 + 1.60 \lg \Delta^\circ$ 。我国基式地震仪台网在 1957-1955 年也使用式(5-12)来测定 M 。

1962 年, 布拉格和莫斯科的震级研究组, 即卡尼克(Karnik)和瓦奈克(Vanek)等人, 提出了 $2^\circ < \Delta < 160^\circ$ 的标准化起算函数, 取 M_s 为

$$M_s = \lg \frac{A_H}{T} + 1.66 \lg \Delta^\circ + 3.3. \quad (5-13)$$

式中 A_H 为面波水平最大地动位移, 单位为微米, 不分 L_q 或 L_R 波型。当缺一分量时, 取 $\sqrt{2} A_N$ 或 $\sqrt{2} A_E$ 。 T 为相应于 A_H 的周期, 单位为秒。当观测周期与表(5-5)的平均周期差别较大时, 不能用式(5-13)测定 M_s 。七十年代初, 埃弗登(Evernden)等研究指出, 式(5-13)中的 $1.66 \lg \Delta$ 在 $\Delta < 25^\circ$ 时不适合振幅随距离的减小。

从 1966 年起, 中国地震台网开始使用郭履灿等^[24]计算的北京台起算函数。当 $\Delta = 1-130^\circ$ 、 $T \geq 3.0$ 秒时,

$$M_s = \lg \frac{A_H}{T} + 1.66 \lg \Delta^\circ + 3.50. \quad (5-14)$$

这个公式在其它台站使用时，应加台站校正值。郭履灿等给出的余国基准台计算的校正值列于表 5-6。当 $\Delta = 130^\circ - 180^\circ$ 时，应采用半理论半经验的方法取得 $\sigma(\Delta)$ ，其数值见表 5-7，计算公式为

$$\sigma(\Delta) = 6.775 - \frac{1}{2} \left[(2.147 e^{-0.04465\Delta^\circ} + 1.325)(\Delta^\circ - 90^\circ) 10^{-2} + \lg \sin \Delta^\circ - \frac{1}{3} \lg \Delta^\circ - 1.954 \right]. \quad (5-15)$$

表 5-5 面波 $T-\Delta$ 表

Δ°	T (秒)	Δ°	T (秒)
1	3—5	50	12—20
2	4—6	60	14—20
4	5—7	70	14—22
6	5—8	80	16—22
8	6—9	90	16—22
10	7—10	100	16—25
15	8—12	120	16—25
20	9—14	140	18—25
25	9—16	160	18—25
30	10—16	180	18—25
40	12—18		

二、用体波测定震级 m

由于强震面波振幅常常限幅，深震面波振幅又随深度增加衰减较快，因而，必须用体波 P 、 S 、 PP 的最大振幅来测定震级 m 。1956 年谷登堡提出公式

$$m = \lg \frac{A}{T} + Q(\Delta, h). \quad (5-16)$$

该公式对 P 、 PP 波，最大地动位移可以独立地取垂直分量 A_{PV} 、 A_{PPV} ，或水平分量 A_{PH} 、 A_{PPH} ；对于 S 波，只取水平分

表 5-6 面波震级的台基校正值

Δ° 台名 \ 台基校正 正值	1—10	10—20	20—30	30—40	40—80	80—130	130—180
北京 (白家湾)	+0.23	+0.02	+0.01	+0.06	-0.05	-0.03	-0.01
长春 (市区)	+0.04	-0.03	-0.07	-0.11	-0.09	-0.05	+0.01
广 州	+0.04	-0.08	-0.10	-0.04	+0.04	+0.03	+0.07
成 都	-0.17	-0.31	-0.26	-0.24	-0.26	+0.06	+0.04
昆 明	+0.11	-0.14	+0.04	-0.10	-0.06	-0.14	-0.08
兰 州	-0.07	-0.09	-0.31	-0.26	-0.29	-0.08	-0.03
南京 (鸡鸣寺)	+0.11	-0.05	-0.02	-0.01	+0.06	+0.10	+0.04
包 头	+0.11	-0.13	-0.27	-0.21	-0.24	-0.13	-0.12
西安 (子午镇)	-0.09	-0.12	-0.18	-0.17	-0.15	-0.02	+0.03
乌鲁木齐	-0.08	+0.03	-0.01	-0.20	-0.30	-0.16	-0.19
武 汉	-0.14	-0.17	-0.18	-0.15	-0.11	-0.08	-0.03
上海 (佘山)	+0.22	-0.03	-0.07	-0.02	+0.07	+0.10	-0.02

表 5-7 $\Delta=130-180^\circ$ 时的 $\sigma(\Delta)$ 值

Δ°	$\sigma(\Delta)$	Δ°	$\sigma(\Delta)$	Δ°	$\sigma(\Delta)$	Δ°	$\sigma(\Delta)$
130	7.01	165	7.02	175	6.86	178.4	6.63
131	7.01	166	7.02	175.5	6.84	178.6	6.61
132	7.02	167	7.01	176	6.82	178.8	6.57
133	7.02	168	7.00	176.5	6.79	179.0	6.54
134—136	7.03	169	6.99	177	6.76	179.2	6.49
137—140	7.04	170	6.97	177.2	6.75	179.4	6.43
141—145	7.05	171	6.96	177.4	6.73	179.6	6.34
146—157	7.06	172	6.94	177.6	6.72	179.7	6.28
158—160	7.05	173	6.92	177.8	6.70	179.8	6.19
161—163	7.04	174	6.89	178	6.68	179.9	6.04
164	7.03	174.5	6.87	178.2	6.66		

量 A_{SH} 。算出的震级表示为 m_{PV} 、 m_{PH} 、 m_{PPV} 、 m_{PPH} 、 m_{SH} 。
 $Q(\Delta, h)$ 为起算函数, 对于不同深度的 Q 值, 谷登堡给出了曲线图 (图 5-16)。图 5-16 a 和 b 中的曲线为 P 、 PP 垂直分量的

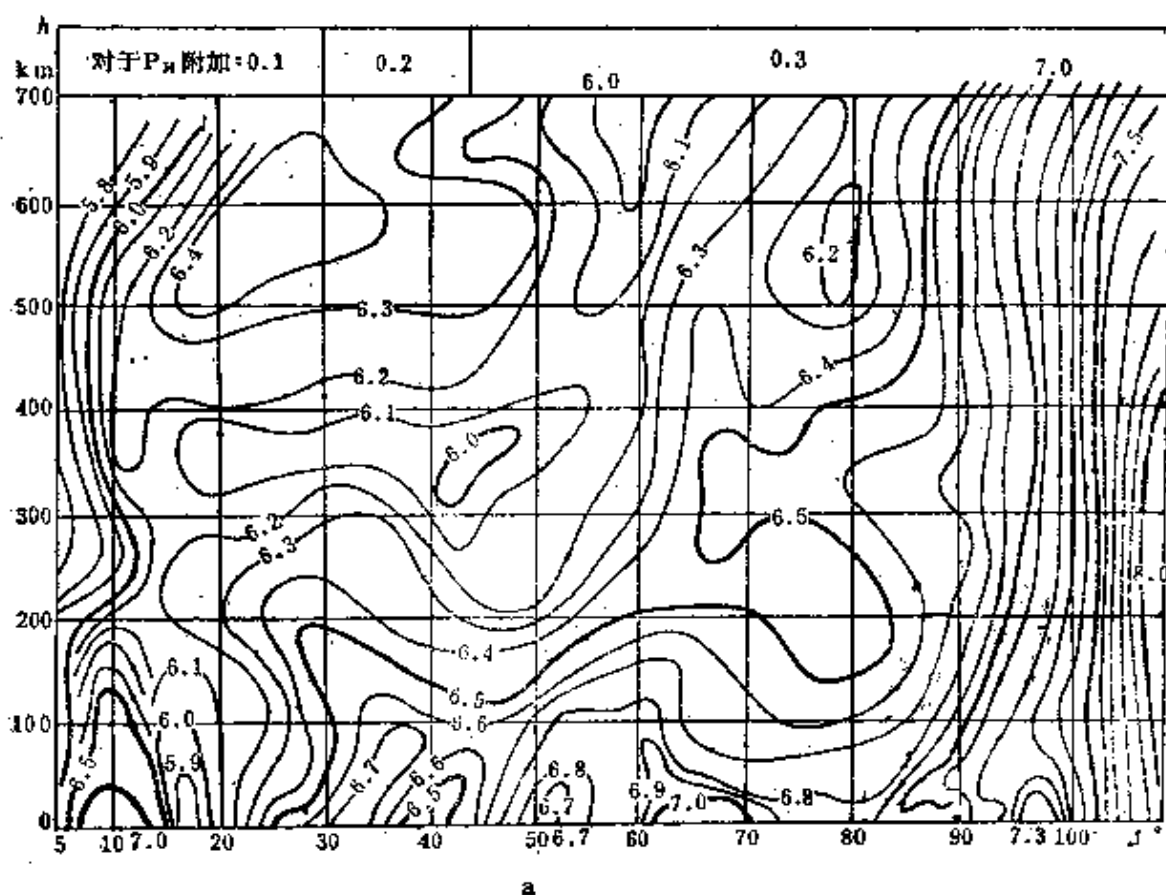


图 5-16 a 用 P 波测定 m 的 Q 值曲线 (1955)

Q 值, 对于水平分量, Q 值还应加图上端给出的改正值。应该注意, 对于 $h > 33$ 公里、 $\Delta > 20^\circ$ 的地震, 若采用中长周期地震仪的资料 (如基式、DK-1 型地震仪), 图 5-16 所给的 Q 值是适用的。而对于 $\Delta < 20^\circ$ 的浅源地震, 由于震幅随距离的变化受区域构造制约较大, 应分区研究。

我国在五十至七十年代的地震报告中, 曾对测定的 m 以谷登堡给出的 M_B 经验式进行换算,

$$M_B = 1.59 m - 3.97. \quad (5-17)$$

结果表明: 当 $M_B = 6\frac{3}{4}$ 时, $m = M_B$; 当 $M_B > 6\frac{3}{4}$ 时, $M_B > m$;

当 $M_B = 8.5$ 时, M_B 比 m 约大 0.45; 当 $M_B < 6\frac{3}{4}$ 时, $M_B < m$ 。

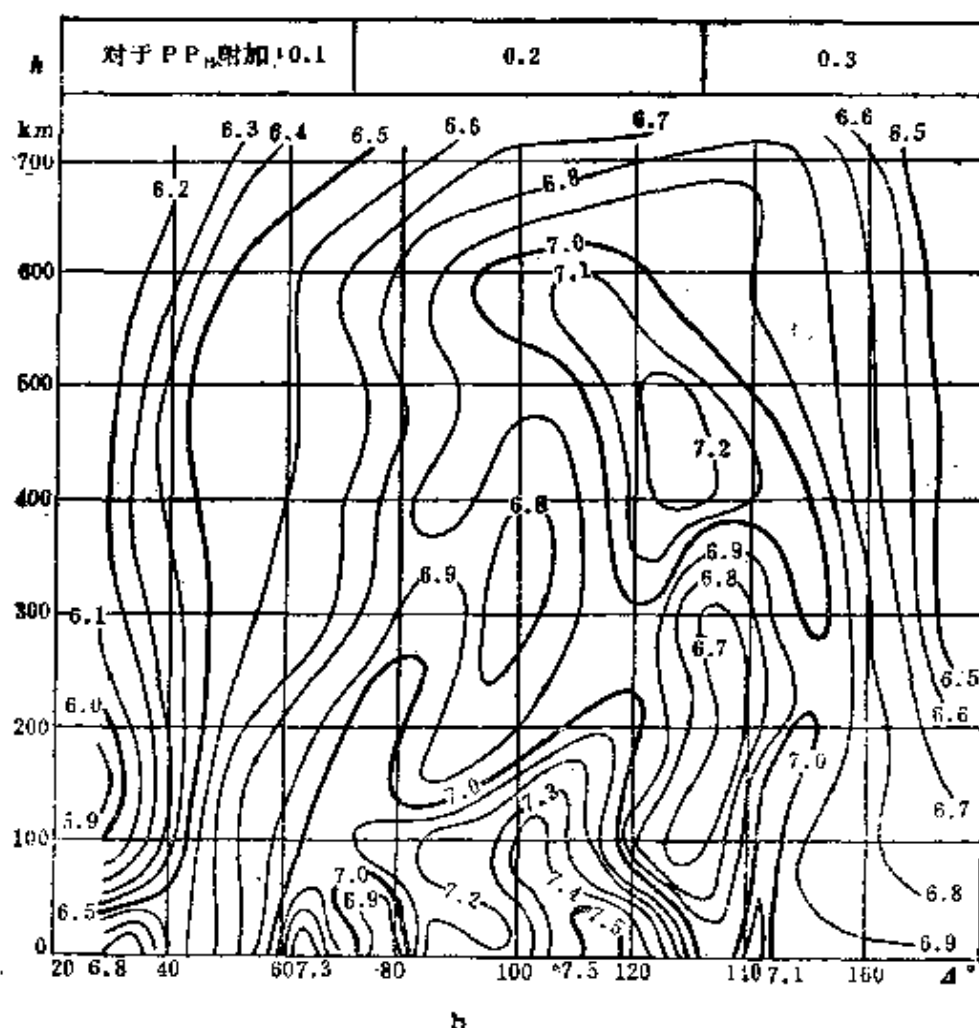


图 5-16 b 用 PP 波测定 m 的 Q 值曲线 (1955)

三、矩震级 M_w [25]

1977 年金森博雄指出, 对于 8 级以上地震, M_s 不能表达地震的强度, 因为随着震源断层长度的增加, M_s 不再增加了, 形成面波震级饱和。由此他提出用矩震级 M_w 衡量地震的强度, 以排除 M_s 震级的饱和。

$$M_w = \frac{1}{1.5} \lg M_0 - 10.7. \quad (5-18)$$

式中 M_0 为地震矩, $M_0 = \mu \bar{D} S$, μ 是切变模量, $\bar{D}$ 是断层的平均错动幅度, S 是断层面积, M_0 的单位为达因·厘米。1957 年

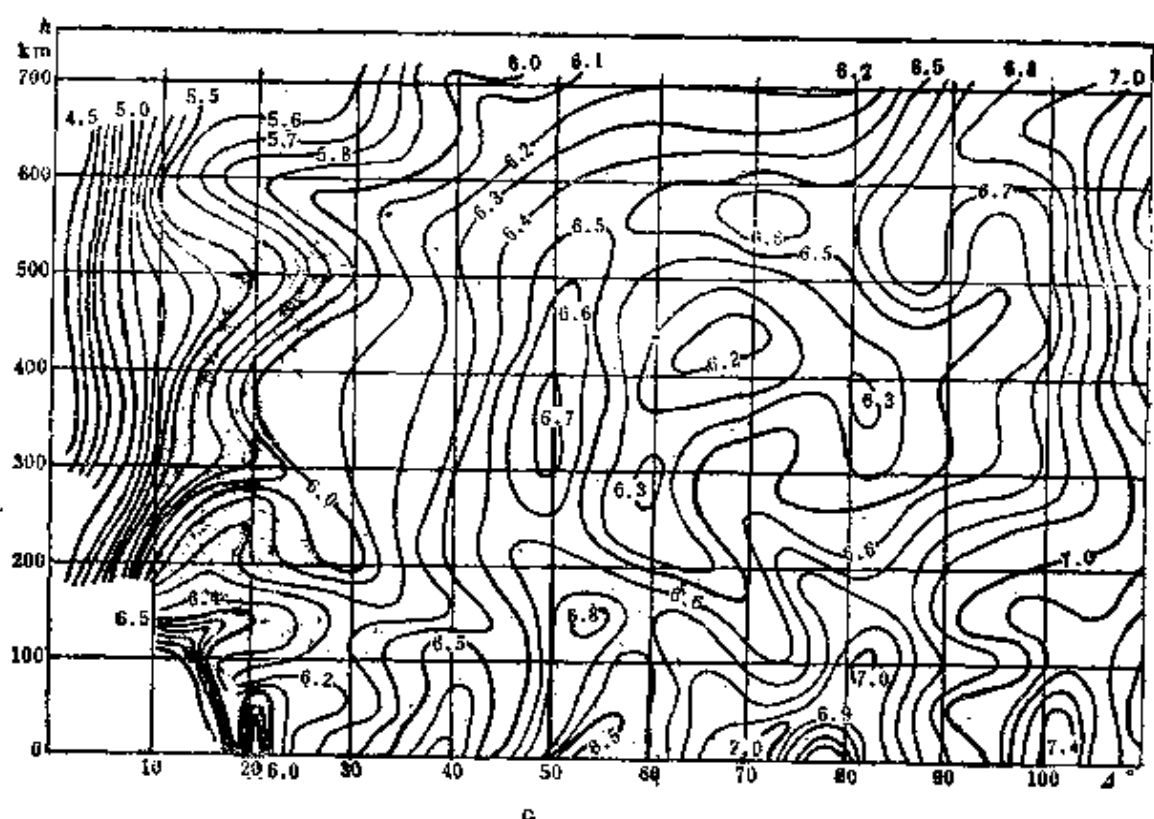


图 5-16 c 用 s 波测定 m 的 Q 值曲线 (1955)

阿部等提出

$$M_0 = 1.27 \times 10^{22} S^{\frac{3}{2}} \text{达因} \cdot \text{厘米}. \quad (5-19)$$

式中, S 以平方公里为单位, 这里它以主震后一天左右的余震面积来确定。1969 年, 布龙和恩金也曾提出 100 秒地幔面波震级与 M_0 的关系, 即

$$\lg M_0 = 2.83 M_{100} + 4.83. \quad (5-20)$$

式中, M_{100} 是由 100 秒面波的频谱振幅测定的。由于式 (5-20) 建立在面波频谱的基础上, 使用上比式 (5-19) 繁琐。

显然, 由式 (5-19) 或 (5-20) 算出 M_0 , 代入式 (5-18) 就可以得出矩震级 M_w 。金森博雄由式 (5-19) 算出 1920 年 5 月 22 日智利大地震的 $M_0 = 2000 \times 10^{27}$ 达因·厘米, 然后代入式 (5-18), 算出 $M_w = 9.5$ 级, 比 M_s 震级标度大 1.2 级。

金森博雄提出了 M_w 的定义, 首先认为应力降与有效应力接

近相等，也就是震源的最终应力等于断层作用期间的摩擦应力。从而，地震的最小应变能降 W_0 等于地震波能量 E 。对于很大的地震，应力降 $\Delta\sigma \simeq 20-60$ 巴 $= (2-6)10^7$ 达因·厘米²，地壳-上地幔条件下的 $\mu = (3-6)10^{12}$ 达因·厘米²， $\Delta\sigma/\mu \sim 10^{-4}$ ，所以

$$W_0 = (\Delta\sigma/2\mu)M_0 \sim M_0/(2 \times 10^4). \quad (5-21)$$

将式 (5-21) 代入谷登堡-里克特的震级-能量公式

$$\lg E(\text{尔格}) = 1.5 M + 11.8, \quad (5-22)$$

所导出的震级即称为 M_w 。从而，也就导出了式 (5-18)。对于大约 100 公里破裂长度的许多地震， M_w 与 M_s 是符合的，也就是谷登堡的能量公式给出的值是正确的。对于巨大的地震， M_w 排除了震级饱和。

四、谱震级^[26]

谱震级是近几年研究描述地震强度的一种新量度，虽然还没有被广泛采用，还是有可能对地震研究作出新的贡献。下面作简要介绍。

用 P 、 S 波测定震级，虽未指明限用波的周期范围，但实际上是采用一定周期的波按式 (5-16) 计算 m 的。由于短周期和长周期地震仪记录的体波，周期不同，振幅也不等，测定的震级有显著差别。这种差别是因为，某一周期的信号强度只描述地震辐射信号频谱的一个成分的强度，不同周期信号对应的震级反映了频谱不同成分的强度。所以，震级不仅是震中距和震源深度的函数，而且还应该是周期的函数，用某一个周期的震级表示一个地震的强度是不全面的，地震强度应由不同周期的一组震级来描述。

杜达 (S. T. Duda) 1982 年提出了较完整的谱震级的含义和公式，

$$m(T) = \lg[A(\Delta, h, T)/T] + f(\Delta, h, T). \quad (5-23)$$

式中： $A(\Delta, h, T)$ 是在某一记录频道 T 上的地动位移振幅谱密度； $f(\Delta, h, T)$ 是震级起算函数，这种起算函数考虑了地球内

部速度分布的不均匀性和滞弹性效应，对信号经射线路径损耗后的量度作了补偿，对检取信号所用滤波器或地震仪系统的带宽效应也作了补偿。谱震级原则上要用信号（ P 或 S 波）的富里哀变换方法来测量，但是近似地可以由时间域内的测量求得。通常是将地震信号滤波，测定分频道准周期 $\tilde{T}$ 上的地动振幅 $\tilde{A}$ 。杜达采用五个分频道的谱震级，频道的划分见表 5-8，各频道的滤波器的带宽由两个倍频程组成。

图 5-17 是杜达给出的 1978 年 6 月 21 日 11 时（国际时）千岛群岛西北地震由不同带宽仪器记录的 P 波谱震级、爱尔兰根中央地震现象台（GRF）的震级、美国地震情报处（NEIS）报告的震级，以及按周期分组求平均值所得的谱震级和标准偏差。由图明显看出，震级随仪器的周期增加而增大，差异是显著的。其中对于某一带宽记录的某一周期的震级，为单频震级，它随波的周期变化是较大的。

谱震级是由震源辐射出来的信号（ P 或 S 波）在给定周期上的能谱密度的量度，是根据观测到的波的振幅和周期求得的。谱震级与震源尺度有关，它的差异反映了震源类型的差别。对它的研究，不仅有利于区分震源类型或区域构造运动的差异，还有可能对地震研究作出进一步的贡献。

表 5-8 频道的划分

频道滤波器编号	1	2	3	4	5	
频带边缘周期（秒）	0.125	0.5	2.0	8.0	32	128
频带中间周期（秒）	0.25	1.0	4.0	16	64	

五、烈度、震级、能量之间的关系

地震的烈度、震级、能量之间并非线性关系，过去一般寻求它们之间的粗略统计关系。1956 年谷登堡和里克特曾给出能量和

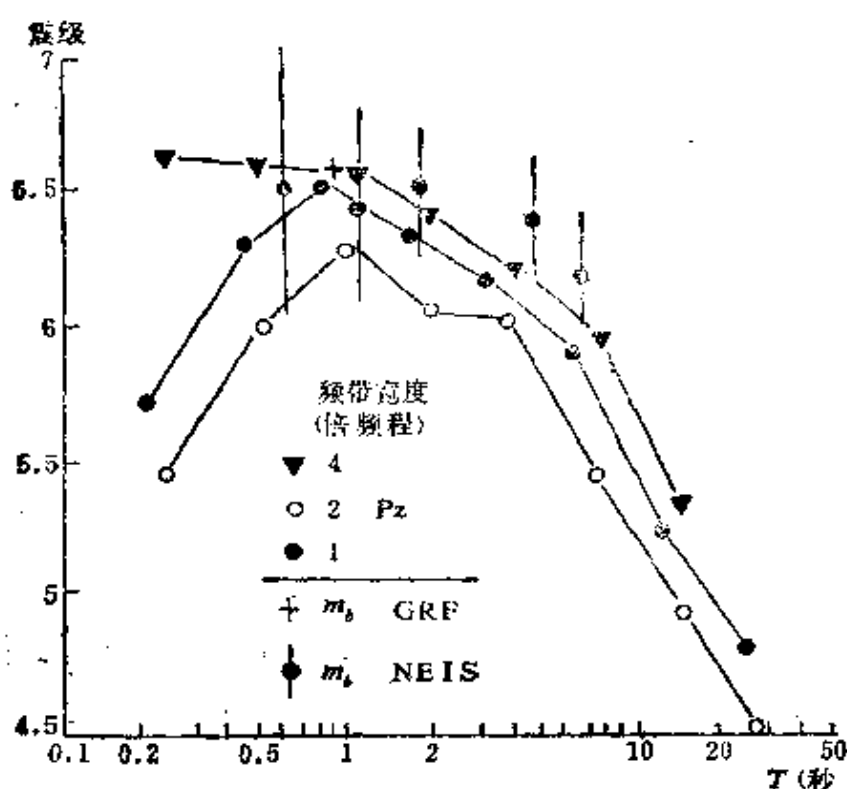


图 5-17 1978年6月21日千岛群岛地震谱震级(据S.T.Duda)

震级的关系式 (5-22), 后为地震学界广为应用。从谱震级的叙述知道, 目前所使用的震级标度中没有一个能与震源辐射的地震能量建立确切联系, 也没有方法对地震能量进行较为精确的估算, 其精度只能确定到数量级。这就提醒人们, 在地震预报的研究中, 由震级换算地震能量, 并用以定量地讨论预报中的问题是不合适的。但作为定性问题的讨论, 已有的经验关系式仍可采用。1955年李善邦在整理我国大量历史地震资料时, 就得出了震级与烈度的关系式。以下列举一些我国曾用的或国际上常用的关系式:

$$M = 0.58 I_0 + 1.5; \text{ (李善邦, 1955)}$$

$$\lg E(\text{尔格}) = 1.6 M + 9.5,$$

$$\left. \begin{aligned} & \left(4 < M < 7\frac{1}{2} \right) \\ & M = 0.68 I_0 + 1.39 \lg h \text{ (公里)} - 1.40; \end{aligned} \right\} \text{ (刘正荣, 1957)}$$

$$\lg E(\text{尔格}) = 1.5 M + 11.8; \text{ (B. Gutenberg 等, 1956)}$$

$$\lg E(\text{尔格}) = 1.8 M_L + 11. \text{ (苏联塔吉克地区, 1960)}$$

参 考 文 献

- [1] 钱伟长、叶开源, 弹性力学, 科学出版社, 1956 年。
- [2] 王龙甫, 弹性理论, 科学出版社, 1978 年。
- [3] С. Э. 福里斯、А. В. 季莫列娃, 普通物理学 (第一卷), 商务印书馆, 1953 年。
- [4] Г. С. 高列克力, 振动与波, 高等教育出版社, 1957 年。
- [5] Б. Н. 热莫奇金, 弹性理论, 建筑工业出版社, 1957 年。
- [6] М. М. 费洛宁柯-鲍罗第契, 弹性理论, 高等教育出版社, 1958 年。
- [7] Е. Ф. 萨瓦林斯基、Д. Л. 基尔诺斯, 地震学与测震学, 地质出版社, 1958 年。
- [8] И. И. 顾尔维奇, 地震勘探教程 (上册), 地质出版社, 1959 年。
- [9] В. И. 布内等, 地震活动性的详细研究法, 科学出版社, 1956 年。
- [10] H. Jeffreys and K. E. Bullen, Seismological Tables, British Association for the Advancement of Science, Gray Milne Trust, London, 1970.
- [11] 郭履灿等, 中国地区地震 P 波和 S 波走时表, 地震学报, 1981 年, 第 3 卷, 第 2 期。
- [12] 张诚等, 怎样作近震时距曲线, 地震战线, 1979 年, 第 1 期。
- [13] К. Е. 布伦, 地震学引论, 科学出版社, 1965 年。
- [14] В. 谷登堡, 地球内部物理学, 科学出版社, 1965 年。
- [15] 中国科学院地球物理研究所, 地震仪器概论, 科学出版社, 1975 年。
- [16] Д. П. 基尔诺斯, 测震学的几个问题, 科学出版社, 1959 年。
- [17] С. С. Андреев, О Методах интерпретации близких землетрясений, Труды Института Физики АН СССР, № 25(192), 1962.
- [18] 朱介寿、闫志德, 一个测定近震震源参数的计算机程序, 地震研究, 1981 年, 第 4 卷, 第 2 期。
- [19] 中国科学院地球物理研究所, 近震分析, 地震出版社, 1977 年。
- [20] А. А. Введенская, Выделение волны sP на записях глубоких землетрясений Средней Азии, Труды геофиз. Института АН СССР, № 36(163), 1956.
- [21] Н. В. Кондорская, Выделение волны sP при неглубоких землетрясениях и её использование для определения глубины очага, Труды Геофиз. Института АН СССР, No. 36(163), 1956.
- [22] 何作霖, 赤平极射投影在地质科学上的应用, 科学出版社, 1959 年。
- [23] F. Press, M. Ewing, Two slow surface waves across North America, Bull. Seism. Soc. Am., 43, No. 3, 1952.
- [24] 郭履灿、庞明虎, 面波震级和它的台基校正, 地震学报, 1981 年,

第3卷,第3期。

- [25] 金森博雄,巨大地震的能量释放,国外地震,1979年,第1期。
- [26] S. T. 杜达,震级和地震的定量化,地震地磁观测与研究,1983年,第4卷,第4期。
- [27] 国家地震局地球物理研究所,震相走时便查表,地震出版社,1980年。

