

# 第五篇

## 煤田矿井物探的基本原理

# 第一章 电法勘探原理

当前我国矿井应用的物探方法主要有直流电法(电阻率法)、电磁频率测深法、无线电波透视法、地质雷达法,以及浅层地震勘探、瑞利波勘探、槽波地震勘探方法等。这些方法主要分属于电法勘探与地震勘探两大领域。下面分别叙述各种方法的基本原理。

电法勘探是勘探地球物理学中的主要学科之一。电法勘探是利用地壳中各种岩石、矿石电学性质间的差异来发现地质目标的。它是基于观测和研究电场或电磁场空间和时间分布规律来勘查地质构造和寻找有用矿产的一类勘探方法。

按电磁场的时间特性,电法勘探可以划分为三类:

(1)直流电法,主要观测或利用稳态电场进行勘探。直流电阻率法就属于这一分支。

(2)交流电法或电磁法,主要观测或利用似稳态电磁场和电磁波进行勘探。电磁频率测深法、无线电波透视法和地质雷达法等都属这一分支。

(3)过渡过程法或脉冲瞬变场法,主要观测或利用电磁场的瞬态过程。

电磁法可利用的频带很宽,它可以在  $10^{-3} \sim 10^8$  Hz 范围内工作。比如,电磁频率测深法的工作频率范围为  $10^0 \sim 10^4$  Hz,无线电波透视法的工作频率为  $10^5 \sim 10^6$  Hz,而地质雷达法的工作频率则达  $10^8$  Hz。正是由于这些方法的工作频率和工作方法不同,所以它们的特点和所解决的地质问题也不相同。

在直流电法勘探中,用来表征岩(矿)石导电性好坏的参数是电阻率。而低频电磁法也主要利用岩、矿石电阻率的差异。因为低频电磁法的理论依据是电磁感应定律,而感应电流的大小取决于介质的电阻率。然而,在交变电场的情况下,岩、矿石的导电性除显示出传导电流外,还显示出所谓“位移电流”。位移电流与岩、矿石的介电常数有关。即:总电流密度  $z$  为

$$z = z_C + z_D$$

式中  $z_C$ ——传导电流密度;

$z_D$ ——位移电流密度。

图 5-1-1 展示出介质导电性与频率的关系。由图可见,在频率  $f \leq 1000\text{Hz}$  及介质电阻率小于  $10^5 \Omega \cdot \text{m}$  范围内,皆可忽略位移电流作用。在自然条件下,岩石电阻率一般很少超过  $10^5 \Omega \cdot \text{m}$ ,因此,在低频电磁感应方法中可以不考虑位移电流的影响,即岩石导电性不随频率改变。但是在频率超过  $10^6 \text{Hz}$  的高频电磁法(如无线电波透视法、地质雷达法等)中,就必须考虑位移电流的作用。

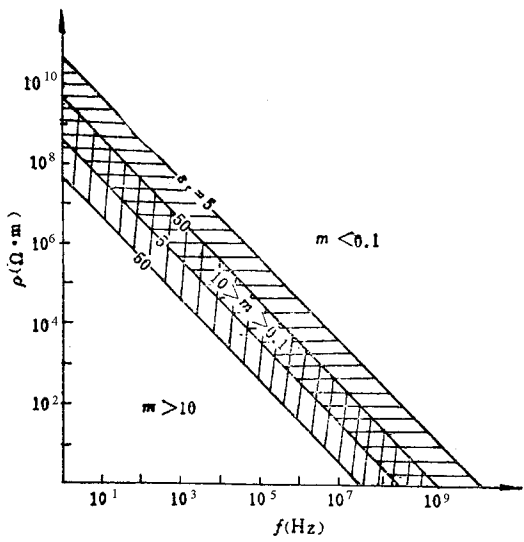


图 5-1-1 介质导电性与频率的关系

## 第一节 直流电法

直流电法勘探是以岩石、矿石的导电性差异为基础,通过对人工地下电流场的分布规律进行的观测和研究,达到找矿和解决其他地质问题的目的。其基本原理是,当从地面或井下巷道的供电电极通入地下的稳定电流,流经不同的岩层、矿体和地质构造时,在地表或巷道内观测到的电流场将发生变化。我们研究这种电流场的变化规律,便可确定地下不同矿体、不同地质构造的形态和规模。

### 一、岩石、矿石的电阻率

在电法勘探中,用来表征岩(矿)石导电性好坏的参数为电阻率( $\rho$ )。物体的电阻率越小,其导电性越好。根据实验(图 5-1-2),当对一横截面积为  $S$  的长方形岩(矿)石标本的  $A$ 、 $B$  两极进行供电(电流强度为  $I$ )并在相距为  $l$  的环形电极  $M$ 、 $N$  处测出其间

的电位差为  $\Delta U$  时 ,则可按下式计算其电阻率。

$$\rho = R \frac{S}{l} = \frac{\Delta U}{I} \frac{S}{l} \quad (\Omega \cdot \text{m})$$

(5-1-1)

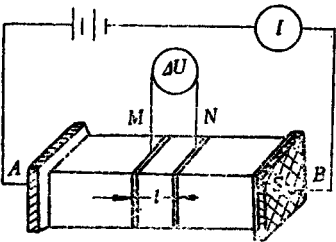


图 5-1-2 测量岩(矿)石标本  
电阻率示意图

我们知道 ,物质的电阻率是指电流通过由该物质组成的  $1\text{m}^3$  的立方体时所表现出的电阻值。其单位为欧姆·米 ,或记作  $(\Omega \cdot \text{m})$ 。

表 5-1-1 列出了常见岩(矿)石的电阻率。表 5-1-1 中的数字表明 ,不同岩(矿)石具有不同的电阻率。但同一种岩(矿)石电阻率的变化范围也很大。这说明决定岩(矿)石电阻率的因素很多。诸如岩石的矿物成分、含量和结构 ,岩石的孔隙度、温度和孔隙水的矿化度以及湿度等都可以影响电阻率的值。在这众多的影响因素中 ,矿物成分与结构和含水条件两个因素是主要的。

表 5-1-1 常见岩(矿)石的电阻率

岩(矿)石名称	电阻率 $(\Omega \cdot \text{m})$	岩(矿)石名称	电阻率 $(\Omega \cdot \text{m})$
粘性土	$10 \sim 10^3$	无烟煤	$10^{-2} \sim 10^4$
砂性土	$10 \sim 10^3$	煤	$10^2 \sim 10^6$
干砂、卵石	$10^3 \sim 10^5$	菱铁矿	$10^1 \sim 10^3$
湿砂	$10^2 \sim 10^3$	黄铜矿	$10^{-3} \sim 10^{-1}$
泥质页岩	$20 \sim 10^3$	磁铁矿	$10^4 \sim 10^{-2}$
致密砂岩	$10^2 \sim 10^3$	石墨	$10^{-6} \sim 10^{-4}$
泥灰岩	$50 \sim 9 \times 10^2$	石英、云母、长石	$> 10^6$
石灰岩	$3 \times 10^2 \sim 10^4$	河水	$10 \sim 10^2$
花岗岩	$2 \times 10^2 \sim 10^5$	海水	$5 \times 10^{-2} \sim 1$
玄武岩	$5 \times 10^2 \sim 10^5$	地下水	$10^{-1} \sim 3 \times 10^2$
闪长岩	$5 \times 10^2 \sim 10^5$	冰	$10^4 \sim 10^6$
正长岩	$5 \times 10^2 \sim 10^5$		

我们知道 ,多数岩石和矿石是由不同形状的矿物颗粒与胶结物组成的。各种矿物的导电性能不同 ,必然使岩(矿)石的电阻率产生差异。例如含有大量黄铁矿等导电矿物的

矿石电阻率一般比较低,而含有大量石英、长石、云母等非导电矿物的岩石电阻串一般比较高。矿物颗粒在岩石中的分布状态也将影响岩石的电阻率。例如,导电矿物在岩石中连续分布时,电阻率较低;导电矿物分散地包含在非导电矿物之中时,电阻率则较高。自然界中除金属矿物、石墨和碳化程度特高的煤层外,一般岩石中所含导电矿物均很少,所以多数岩石的电阻率都比较高。一般说来,岩浆岩电阻率最高,沉积岩最低,变质岩介于其间。

在自然条件下,岩(矿)石的孔隙或裂隙中或多或少含有水分,尤其是处于潜水面以下的岩层,孔隙中充满含有各种盐类成分的矿化水。因为地下水及其它天然水的电阻率都比较低,并且含盐分越多,电阻率值越低。因此,岩(矿)石中所含水分的多少将对其电阻率值有较大的影响。一般岩石越致密,孔隙度越小,所含水分越少,电阻率越高,岩石结构越疏松,孔隙度越大,所含水分越高,电阻率越低。

二、地面直流电法的测量原理

由于自然界岩(矿)石的形态和特性非常复杂,所以研究电场的分布状态通常是先从最简单的情况入手。即假设电场中的介质是单一、均匀、各向同性的,地面是无限宽广的平面。在这种空间建立的电流场叫做均匀半无限空间电场。现在讨论均匀半无限空间电场的特点及其与岩层电阻率测量的关系。

(一) 单个点电源的电场

所谓点电源电场,就是所置电极距  $AB$  非常大,在研究  $A$  电源附近的电场分布时, $B$  电源(位于“无穷远”处)产生的影响可以忽略不计。因而  $A$  电源建立的电场就是单个点电源的电场。当点电流源  $A$  在地表向地下供入电流  $I$  时,地中电流线的分布便以  $A$  为中心向周围呈辐射状,如图 5-1-3 所示。

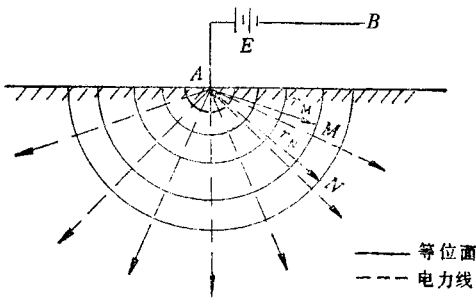


图 5-1-3 点电源电场

为了求距  $A$  为  $r_{AM}$  的  $M$  点之电位,可用均匀无限介质中点源电场的拉普拉斯方程。因是半无限介质,故电流密度  $j$  应较无限介质大一倍,则有

$$j = \frac{I}{2\pi r_{AM}^2} \tag{5-1-2}$$

因此,  $M$  点的电位  $U_{AM}$  及电场强度  $E_{AM}$  分别为

$$U_{AM} = \frac{\rho I}{2\pi} \frac{1}{r_{AM}} \quad (5-1-3)$$

$$E_{AM} = \frac{\rho I}{2\pi} \frac{1}{r_{AM}^2} \quad (5-1-4)$$

同样可以求得另一点  $N$  的电位

$$U_{AN} = \frac{\rho I}{2\pi} \frac{1}{r_{AN}} \quad (5-1-5)$$

根据式 5-1-3 及式 5-1-5, 可以求出地面上任意两点  $M$  和  $N$  之间的电位差为

$$\Delta U_{MN} = U_M - U_N = \frac{I\rho}{2\pi r_{AM}} - \frac{I\rho}{2\pi r_{AN}} = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} \right) \quad (5-1-6)$$

将上式进行变换得

$$\rho = \frac{2\pi}{\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}}} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (5-1-7)$$

利用 5-1-7 式, 通过观测人工电场的电流强度  $I$  和  $M$ 、 $N$  点之间的电位差, 再量得电源与  $M$ 、 $N$  点间的距离, 就可以求得被测地层(均匀介质)的电阻率。

在实际工作中采用的  $AMN$ ,  $B \rightarrow \infty$  的三极测量装置, 就属于点电源电场。

## (二) 两个异性点电源的电场

在供电电极  $A$  和  $B$  各自建立的电场互有影响而不能忽略的情况下, 地下的电场就应当是  $A$  和  $B$  各自引起的电场的叠加, 也就是两个异性点电源的电场(图 5-1-4)。

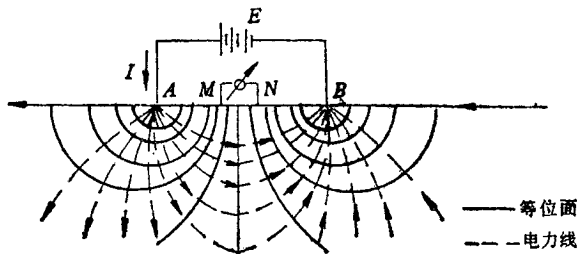


图 5-1-4 两个异性点电源的电场

如果电流由  $A$  极进入地下而通过  $B$  电极返回地上, 且规定  $A$  为正极,  $B$  为负极, 则  $A$  极建立的电场的场源电流强度为  $+I$ ,  $B$  极建立的电场的场源电流强度为  $-I$ 。这时可根据场的叠加原理求出电阻率。

这时两个异性点电源的电场中任一点  $M$  的电位  $U_M$  等于该点分别在点电源  $A$  和点

电源  $B$  电场中电位的代数和,即

$$U_M = U_{AM} + U_{BM} = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}} \right) \quad (5-1-8)$$

同理另一任意点  $N$  的电位为

$$U_N = U_{AN} + U_{BN} = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BN}} \right) \quad (5-1-9)$$

于是  $M$ 、 $N$  两点间的电位差

$$\Delta U_{MN} = U_M - U_N = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BM}} + \frac{1}{r_{BN}} \right) \quad (5-1-10)$$

经变换

$$\rho = \frac{2\pi}{\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BM}} + \frac{1}{r_{BN}}} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I} = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (5-1-11)$$

其中

$$K = \frac{2\pi}{\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BM}} + \frac{1}{r_{BN}}}$$

称为装置系数,5-1-11 式即为  $AMNB$  四极测量装置计算电阻率的公式。

### (三) 电场中电流分布特点与探测深度的关系

在地表通过电场研究地下物质构造,它所涉及的深度取决于具有一定密度的电流的分布深度。由式 5-1-2 可知,在点电源电场,均匀半空间介质中任一点的电流密度大小,与该点至点电源的距离的平方成反比,与供电电流成正比,电流密度随深度的增加而减小。而在异性点电源电场中,电流密度随深度的衰减比在点电源电场中更快。因此,要想达到预想的探测深度,必须要有足够的电流密度。也就是说,供电电极  $AB$  之间的距离  $L$  与探测深度  $h$  的比值要足够大。在最有利的条件下,探测深度  $h$  都不会超过  $AB/2$ 。通常总是取  $L$  为探测深度  $h$  的数倍或数十倍。电阻率法的探测深度与供电电极  $AB$  之间的距离成正比。也就是说, $AB$  距离越大,电流的穿透能力越大,就可能探测到较深处的岩石。改变供电电极之间的距离,就可以进行不同深度的探测。

### (四) 视电阻率的概念

以上讨论的是地下介质导电性均匀时电场与岩层电阻率的关系。但在实际工作中,介质往往不是均匀半空间岩层,而是由许多不同电性岩层组成的复杂的地电断面。例如各种岩层互相重叠,断层裂隙纵横交错,或者有矿体充填其中等等。这时,依然采用上述讨论的均匀空间所得公式来计算电阻率,所测得的电阻率就不是某一岩层的真电阻率,而是电场作用范围内各种岩层、各种地质体综合影响的结果。我们称其为视电阻率,用  $\rho_s$  表示,即

$$\rho_s = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (5-1-12)$$

视电阻率与下列主要因素有关:①各岩层、地质体的真电阻率;②地下不同电性体实际分布状况(各电性体的厚度、大小和形状、埋藏的深浅);③供电电极与测量电极的相互位置以及与不均匀电性层的相对位置。

#### (五) 几种常用的测量方法

在电阻率法探测中,必须根据不同的地质情况采取不同的测量方法,即用不同的电极装置进行测量。我国目前在直流电法勘探中采用较多的是电阻率测深法、电阻率剖面法和中间梯度法(图 5-1-5)。电测深法是利用不同供电电极距来测量某测点视电阻率随深度的变化;电剖面法是用供电电极和测量电极间的距离固定的装置来测量测线内横向视电阻的变化;中间梯度法是采用固定  $AB$  两个电极供电,并将  $AB$  距离取得很大,测量电极  $MN$  在中间区域内移动时的视电阻率的变化。

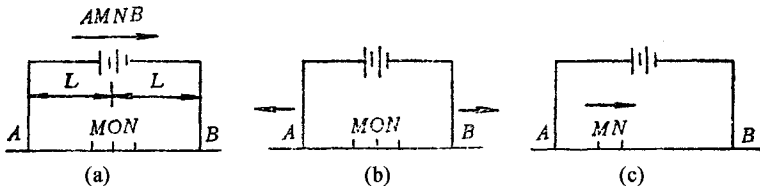


图 5-1-5 电阻率法的几种装置形式( $MN$  中点  $O$  为记录点)

(a—对称四极剖面法 b—对称四极电测深法 c—中间梯度法)

### 三、矿井直流电法的测量原理

以岩石电性差异为基础的地面直流电法勘探已成功地用于解决各种地质问题,而用直流电法解决矿井地质问题则较晚。由于直流电法正方法上具灵活性和多样性,因此用于探测井下小构造、地下涌水点、岩溶分布、煤层冲刷带和顶板稳定性等方面显示出了经济、有效的特点。

#### (一) 井下全空间电流场的特征

与地面直流电法不同,井下直流电法是以全空间电场分布理论为基础(地面直流电法是以半无限空间电场分布理论为基础的)。在地下巷道中进行电法工作,地下电流通过布置在巷道顶、底板或岩壁的供电电极在巷道周围岩层建立起全空间稳定电场(当不考虑巷道挖空影响时),该稳定场特征取决于巷道周围不同电性特征岩石的赋存状态。

巷道周围的稳定电流场是由单个点电源或两个异极性点电源向岩体中发送电流而建立起来的。为了讨论方便,先不考虑巷道挖空空间对场的影响,则点电源  $A$  在全空间中任意点  $M$  处的电流密度  $j_{AM}$ 、电位  $U_{AM}$  和电场强度  $E_{AM}$  可用下列表达式表示

$$j_{AM} = \frac{I}{4\pi r_{AM}^2} \quad (5-1-13)$$



$$U_{AM} = \frac{I\rho}{4\pi} \cdot \frac{1}{r_{AM}} \tag{5-1-14}$$

$$E_{AM} = \frac{I\rho}{4\pi} \cdot \frac{1}{r_{AM}^2} \tag{5-1-15}$$

式中  $I$ ——供电电流强度；  
 $\rho$ ——均匀空间介质电阻率；  
 $r_{AM}$ ——观测点  $M$  到点电源  $A$  的距离。

但一般来讲，煤矿井下巷道顶、底板和煤层是由电性不同的层状介质组成的。对于图 5-1-6 所示的多层水平介质地电模型，通常采用求解全空间拉普拉斯方程的方法，建立多层水平层状介质的电位表达式。设第  $i$  分层为煤层，电阻率为  $\rho_i$ ，顶、底板由不同电阻率的水平介质组成，而  $\rho_1$  和  $\rho_n$  层厚度为无限大，点电源  $A$  置于  $\rho_i$  层中。选取点  $A$  为坐标原点， $z$  轴垂直层面，则在柱坐标系中，各电性层电位函数表达式可写成

$$U_{ij}(r, z) = \frac{I\rho}{4\pi} \int_0^\infty [c_{ij} e^{-\lambda|z|} + a_{ij}(\lambda) e^{-\lambda z} + b_{ij}(\lambda) e^{+\lambda z}] j_0(\lambda r) \lambda d\lambda \tag{5-1-16}$$

式中  $a_{ij}$ 、 $b_{ij}$ 、 $c_{ij}$ ——与岩层电性参数有关的待定系数，可由边界条件求取；  
 $i$ ——点源  $A$  在  $\rho_i$  介质中， $i = 1, 2, \dots, n$ ；  
 $j$ ——观测点  $P$  在  $\rho_j$  介质中， $j = 1, 2, \dots, n$ 。

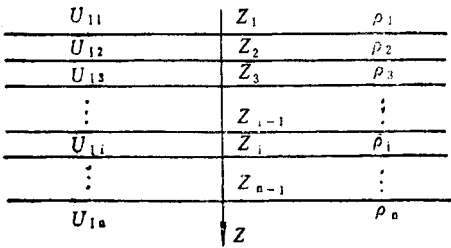


图 5-1-6 井下多层水平层状介质地电模型

对于图 5-1-7 所示的三层地电断面，根据(5-1-16)式可求得在  $\rho_1$ (顶板)和  $\rho_3$ (底板)介质中的电位函数  $U_{11}$ (点源和测量点在顶板)和  $U_{33}$ (点源和测量点在底板)，其表达式如下

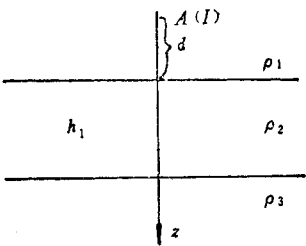


图 5-1-7 井下三层地电断面

$$U_{11} = \frac{I\rho_1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{(r^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} + K_{21} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K_{21}K_{23})^n}{[r^2 + (2nh_1 - z)^2]^{\frac{1}{2}}} + \right. \\ \left. + K_{23} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K_{21}K_{23})^n}{[r^2 + (2(n+1)h_1 - z)^2]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (5-1-17)$$

$$U_{33} = \frac{I\rho_3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{(r^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} + K_{23} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K_{21}K_{23})^n}{[r^2 + (2nh_1 - z)^2]^{\frac{1}{2}}} + \right. \\ \left. + K_{21} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K_{21}K_{23})^n}{[r^2 + (2(n+1)h_1 - z)^2]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (5-1-18)$$

式中  $K_{21}$ 、 $K_{23}$ ——分别为  $\rho_1 \sim \rho_2$  和  $\rho_2 \sim \rho_3$  分界面的反射系数。

对四层以上的多层介质,有上述类似的电位表达式。而对于二层或三层水平层状介质组成的简单地电断面模型,点电源在全空间中的电位表达式则可用镜像法求解。

## (二) 巷道对井下直流电法勘探的影响

在井下电法勘探中,除在理论上与地面电法有全空间和半空间的差别外,还有一个充满空气的巷道的影晌问题。图 5-1-8 展示的是用边界元法数值计算求得的单条巷道对均匀全空间正常电场的影响情况。

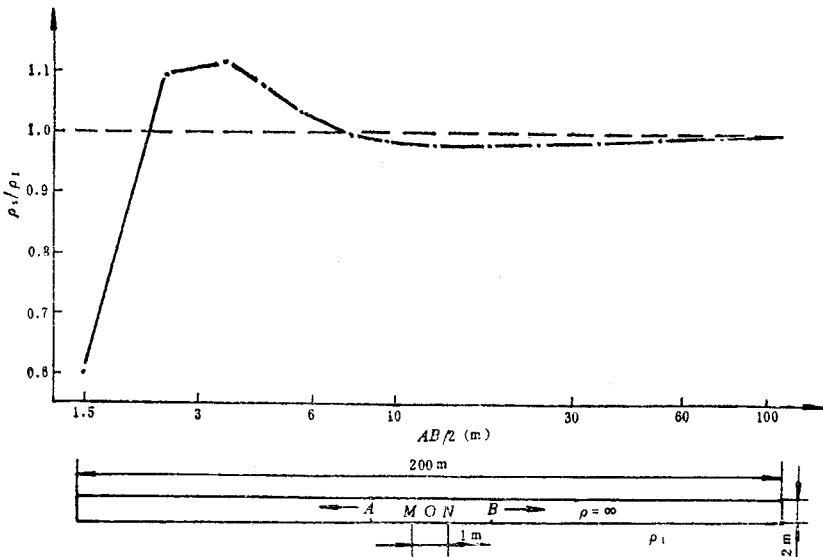


图 5-1-8 纯单坑道对称四极测深边界元法  $\rho_s$  计算结果

图 5-1-8 中  $\rho$  为坑道空气电阻率,其值相当于  $\infty$ ;  $\rho_1$  为坑道穿过介质(煤层或岩层)的电阻率;  $\rho_s$  为有坑道存在时测得的视电阻率,坑道模型尺寸为  $202 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ 。

由图可见,在  $AB$  为小极距时,  $\rho_s/\rho_1 > 1$ ,巷道对  $\rho_s$  值的影响比较大,即在巷道中当

$AB/2 \rightarrow 0$  时,相当于半空间的情况,此时  $\rho_s/\rho_1 = 2$ 。当  $AB$  极距很大时(与巷道截面尺寸相比),场接近或属于全空间,即  $\rho_s/\rho_1 \rightarrow 1$ 。而当中等极距时,场的特点介于半—全空间之间,即巷道控空空间对场有一定的影响(图中曲线下凹部分)。应当说明的是,图 5-1-8 中  $AB/2 = 1.5$  和  $2.5\text{m}$  两个极距时的  $\rho_s$  值很小是因为  $A$ 、 $B$  极分别距  $M$ 、 $N$  极太近,由边界元法本身带来的误差所致,不属正常规律。

根据图 5-1-8 对  $\rho_s$  曲线的规律可做如下解释:在小的  $AB$  极距时,电场的主要作用范围与巷道截面的线度大体相当,因此巷道这一高阻体对电场的影响很明显,所以导致  $\rho_s/\rho_1 > 1$ 。随着  $AB$  极距的加大,电场的作用范围也加大,且电场的方向趋于与巷道的走向相一致,因而高阻巷道的影响越来越小。也可概略地说,在单条巷道内进行直流电法工作, $AB$  极距小时可视为半空间测量; $AB$  极距大时,为全空间测量;中等极距时,为半—全空间测量。

### (三)主要的矿井直流电法的测量方法

由以上讨论可知,在煤矿井下进行探测时,其探测对象和地面探测一样,也是由不同电性岩层组成的复杂的地电断面。因此,在这里视电阻率和电流密度、探测深度的概念都是适用的。同样的,地面勘探使用的电阻率测深法、电阻率剖面法和中间梯度法在井下也是有效的测量方法。此外还有两种比较新的方法,即高密度电阻率法和直流电透视法用在井下勘探效果也很好。

高密度电阻率法是集测深和剖面装置于一体的多极距复合方法,它可通过一次布极进行多装置、多极距的数据采集工作,并可获得多种参数,从而能采集到丰富的有用信息。

直流电透视法是将供电电极  $AB$  和测量电极  $MN$  分别设置在相邻的巷道中,对巷道间工作面范围内电场的分布规律进行研究,根据电场变化特点,追踪地质构造或探测含水性。

井下直流电法的各种测量方法详见有关章节。

## 第二节 电磁频率测深法

电磁频率测深法也称人工源频串测深(简称频率测深)法,是交流电法勘探中的一种。它主要采用人工交变电磁场源来研究地下介质,通过在地面上测量电场和磁场的分量,达到勘探的目的。这种方法是由发射机供给接地电偶极  $AB$  或不接地磁偶极(发射线圈)不同固定频率的交变电流,用以激发电磁场,在距发射源一定的地方,接收机通过它的接收电偶极  $MN$  或接收天线接收由发射源激发在大地建立的电磁场,从而达到探测

大地岩层电性的目的。

## 一、电磁频率测深的基本概念

为了更好地了解电磁频率测深技术,首先介绍有关频率测深的几个基本概念。

### (一) 频率与探测深度的关系

电磁频率测深是用改变电流频率进行测深的一种电法勘探方法。它利用的是电磁感应趋肤效应,即高频电磁场穿透浅,低频电磁场穿透深的规律。因此,这里不像直流电测深那样,通过改变供电电极距来改变探测深度,而是用改变电磁场频率的方法达到的测深的。电磁频率测深的工作频率一般在  $10^0—10^4$  Hz 范围,因此,可以保证在绝大多数情况下,岩石中皆以传导电流为主,可以忽略位移电流。

根据平面电磁波的传播特性,在均匀半空间介质中,电磁波的穿透深度  $h$  为

$$h = 503.3 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \quad (\text{m}) \quad (5-1-19)$$

式中  $\rho$ ——岩层电阻率;

$f$ ——电磁波频率。

由式 5-1-19 可知,频率越低,对同一介质穿透深度越大。因此,可以利用发射不同频率的电磁波达到测深的目的。由上式同样可知,当岩层的电阻率越高时,同一频率的穿透深度越大,即穿透深度还与岩层的电性有关。

### (二) 电磁波的传播途径

如图 5-1-9 所示,由电偶极源或磁偶极源产生的电磁波均向四面八方传播,按其传播途径可分为天波、地面波和地层波。因为频率测深用的是长波和超长波,且主要研究的是地面波和地层波,所以这里将不讨论天波。而我们对在空气中沿地表传播的波称为地面波  $S_0$ ,在岩石中传播的称为地层波  $S_1$ 。

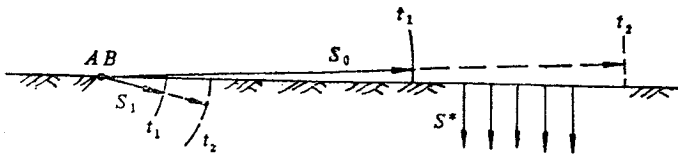


图 5-1-9 地表电偶极源电磁波的传播

我们知道,电磁波在空气中的波长  $\lambda_0 = \frac{v}{f}$  ( $v$ —电磁波在空气中的传播速度,  $f$ —电磁波的频率)。而电磁波在岩层中的波长  $\lambda_1 = \sqrt{\frac{10^7 \rho}{f}}$  ( $\rho$ —岩层电阻率)。 $\lambda_1$  要比  $\lambda_0$  小得多,且地层的电阻率愈小,其波长  $\lambda_1$  愈小。

正是由于电磁波在地下的波长和波速较空气中小,形成某时刻地面波和地层波的

波程差别,就在地面附近形成一个近于水平的波阵面,即几乎是垂直向下传播的水平极化面波  $S^*$  波,这往往是在远离场源的范围内发生。这种由地面波沿界面传播引起的垂直向下传播的水平极化面波( $S^*$ )和地层波( $S_1$ )就是频率测深中用来测深的波。

### (三)场的分区

由于频率测深的视电阻率曲线与波长  $\lambda$  和发射—接收间的距离  $r$  (极距)之间存在较复杂的关系,而  $r$  总是有限的,因此在不同波长时,观测点处  $S_1$  波和  $S^*$  波的相对强度是不同的。为此将场区分为:

(1)近区  $r \gg h; ir \ll \frac{\lambda_1}{2\pi}$  (或表示为  $|K_1 r| \ll 1$ ) 称为近区。这时,  $r$  很小或  $f$  很低。近区实际上不适用于频率测深。

(2)波区  $r \gg h; ir \gg \frac{\lambda_1}{2\pi}$  (或表示为  $|K_1 r| \gg 1$ ) 称为波区。波区属远区。在波区,地层波衰减殆尽,地下只有  $S^*$  波垂直入射。

(3)过渡区  $r > h; |K_1 r| \approx 0.01 \sim 20$  时称为过渡区。这里,地层波占主导地位。

上述公式中,  $K_1$  为电磁波在岩石中的波数,  $\lambda_1$  为电磁波在岩石中的波长。

### (四)分类及测量装置

频率测深按其场源分为两种:

(1)电偶源频率测深 通过接地电偶极  $AB$  激发电磁场,接收端通过接地电偶极  $MN$  观测电场水平分量  $E_x$  的电位差  $\Delta U_{MN}$  和磁场垂直分量  $H_z$  的感应电动势  $\Delta U_H$  以及它们的相位参数  $\varphi_E$  和  $\varphi_H$ 。电偶源频率测深多采用固定极距  $r$  的赤道式装置(见图 5-1-10)。

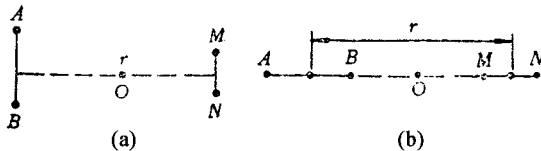


图 5-1-10 电偶源频率测深测量装置  
a—赤道偶极装置 b—轴向偶极装置

(2)磁偶源频率测深 通过不接地磁偶极(线圈)激发电磁场,接收端通过不接地磁偶极(球体天线)观测磁场的垂直分量  $H_z$  和水平分量  $H_x$  及它们的比值  $H_z/H_x$  (见图 5-1-11)。

## 二、磁偶源频率测深的基本原理

磁偶源频率测深法和其它电磁法一样,是以岩、矿石的电导率  $\sigma$ 、磁导率  $\mu$  和介电常数  $\epsilon$  差异为主要物理基础,根据电磁感应的原理,观测和研究电磁场空间的分布规律,从而探查地下矿体和各种地质问题。

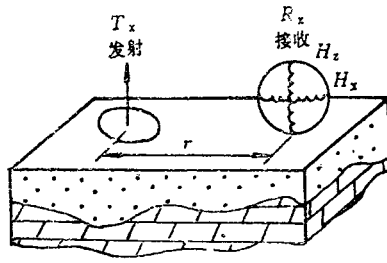


图 5-1-11 磁偶源频率测深测量装置

### （一）物理基础

我们知道，在真空中当有交变电流通过水平绝缘电缆线圈时，对称线圈平面将产生一个交变磁场  $H_0$ 。这时，线圈平面内磁场的水平分量  $H_x$  将为零，这里只存在垂直磁场分量  $H_z$ 。

假如线圈是放置在导电半空间的地表，则在大地导电物质内将产生涡流。假如半空间是不均匀的，则由于地电界面的充电作用，这里也将产生传导电流。这些电流也将具有其自己的磁场，组成所谓二次磁场。这个磁场有别于由真空中电缆线圈产生的初次场。

事实上，我们测量的是总和场，即初次场和二次场的向量和。这里，导电半空间破坏了原始的对称场。这里的磁场变成了椭圆极化场。因此，在距偶极不同距离的地方，其电磁场将具有不同的特征。图 5-1-12 展示的是存在导体半空间时的垂直磁偶极的场。

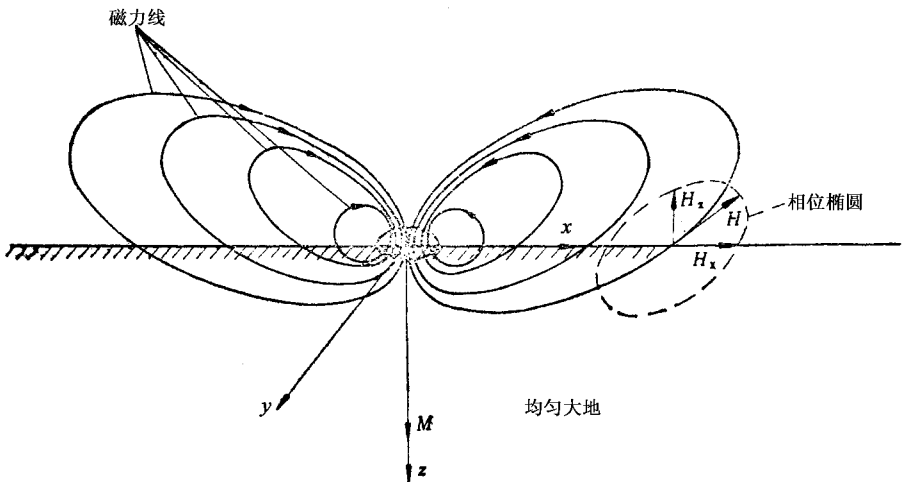


图 5-1-12 导电半空间垂直磁偶极的场

### （二）均匀半空间垂直磁偶极子激发电磁场的公式及其工作场区

根据麦克斯韦方程和边界条件推出垂直磁偶极子激发电磁场的公式如下

$$E_{\varphi} = \frac{I(siw\mu)}{4\pi r^2} \left\{ \frac{2}{K_1^2 r^3} [e^{ik_1 r} (3 - 3iK_1 r - K_1^2 r^2) - 3] \right\} \quad (5-1-20)$$

$$H_z = \frac{IS}{4\pi r^3} \left\{ \frac{2}{K_1^2 r^2} [e^{ik_1 r} (-9 + 9iK_1 r + 4K_1^2 r^2 - iK_1^3 r^3) + 9] \right\} \quad (5-1-21)$$

$$H_r = \frac{IS}{4\pi r^3} [16I_1 K_1 - 4iK_1 r_1 (I_1 K_0 - I_0 K_1) - K_1^2 r^2 (I_1 K_1 - I_0 K_0)] \quad (5-1-22)$$

$$R = \left| \frac{H_z}{H_r} \right| = \left| \frac{2}{K_1^2 r^2} \frac{[e^{ik_1 r} (-9 + 9iK_1 r + 4K_1^2 r^2 - iK_1^3 r^3) + 9]}{[16I_1 K_1 - 4iK_1 r_1 (I_1 K_0 - I_0 K_1) - K_1^2 r^2 (I_1 K_1 - I_0 K_0)]} \right| \quad (5-1-23)$$

式中  $E_{\varphi}$ ——电场强度；  
 $H_z$ ——磁场强度垂直分量；  
 $H_r$ ——磁场强度水平分量；  
 $R$ —— $H_z$  与  $H_r$  的比值；  
 $I$ ——电流；  
 $S$ ——线圈面积；  
 $K_1$ ——复波数  $= \sqrt{i\omega\mu\sigma_1}$ 。

前面已经谈到，根据  $|K_1 r_1|$  值的大小，可将场区分为近区、波区和过渡区。近区不适用于频率测深，而在波区， $H_z$  的值很小，因此磁偶源频率测深不用此区，最适于磁偶源频率测深工作的是过渡区（图 5-1-13），这里  $|K_1 r_1| \approx 0.01-20$ 。

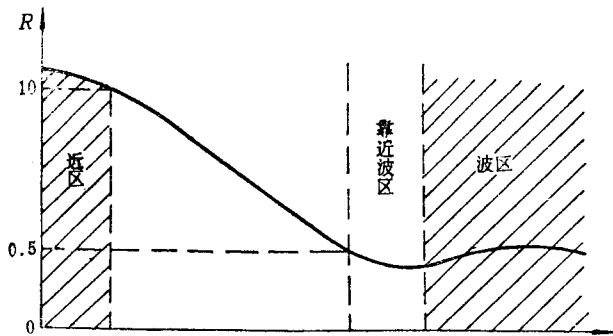


图 5-1-13 磁偶源频率测深的工作场区

在远区场和过渡区,电磁场场强公式可化简为:

$$E_{\varphi} = -\frac{3IS}{2\pi\sigma_1} \cdot \frac{1}{r^4} \quad (5-1-24)$$

$$H_z = \frac{9IS}{4\pi r^3} \cdot \frac{2}{K_1^2 r^2} \quad (5-1-25)$$

$$H_r = \frac{3iIS}{2\pi r^3} \cdot \frac{1}{K_1 r} \quad (5-1-26)$$

$$R = \left| \frac{H_z}{H_r} \right| = \left| 3i \frac{1}{K_1 r} \right| \quad (5-1-27)$$

在过渡区,电磁场较强,且变化率大,是测量电磁场的有利区域。在实际的磁偶源频率测深工作中,测量的是  $R(f)$  曲线,即  $R = \left| \frac{H_z}{H_r} \right|$  随频率  $f$  变化的曲线,也可表示为  $R-f$  曲线。

(三)  $R(B)$  曲线、 $R(f)$  曲线和  $\rho_s(h)$  转换曲线

#### 1. $R(B)$ 曲线

由前知,频率测深应用的频率范围( $f < 100\text{kHz}$ )一般可以忽略位移电流。所以,在忽略位移电流的情况下

$$K_1 = \sqrt{i\omega\mu\sigma} = (1+i)\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}} \quad (5-1-28)$$

通常定义式 5-1-28 实部的倒数,即

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (5-1-29)$$

为电磁波的衰减长度或穿透深度,即场强的幅值衰减为原来的  $\frac{1}{e}$ ;也就是说,对均匀半空间表面(地面)的场强衰减为  $\frac{1}{e}$  时所达到的深度。而电磁场的各个分量都是  $r/\delta$  的函数。

这里采用  $R = \left| \frac{H_z}{H_r} \right|$  的比值,同样是  $r/\delta$  的函数。但是

$$\frac{r}{\delta} = \frac{r}{\sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}} = \sqrt{\pi\mu} \cdot B \quad (5-1-30)$$

式中  $B = r\sqrt{\frac{f}{\rho_1}}$  称为感应数,可以绘制  $R$  与  $B$  的关系曲线,表达电磁场的特征。图 5-1-14 展示的是不同  $\rho_1$  值均匀半空间的  $R(B)$  曲线。由图可见,不同  $\rho$  值的  $R(B)$  曲线是共同的。



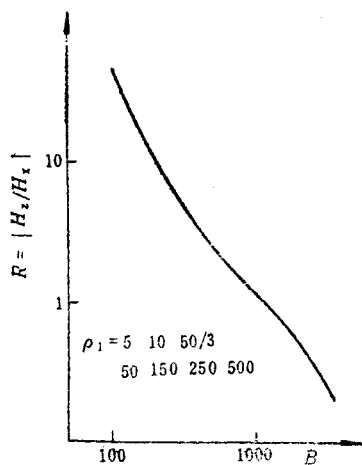


图 5-1-14 不同  $\rho_1$  值时的  $R(B)$  曲线

2.  $R(f)$  曲线与  $R(B)$  曲线的关系及  $\rho_s(h)$  转换曲线

均匀半空间的  $R(f)$  曲线(即观场实测的  $R-f$  曲线)随频率的降低而单调增加。经理论公式计算可知,均匀半空间的  $R(f)$  曲线,在不同  $\rho_1$  值的情况下是离散的(图 5-1-15)。但是绘成  $R(B)$  曲线则其曲线只有一条(见图 5-1-14),其曲线形态不受  $\rho_1$  值的影响。

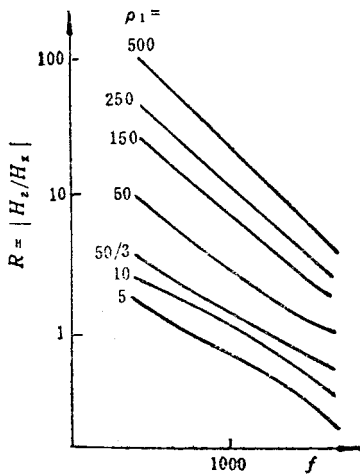


图 5-1-15 不同  $\rho_1$  值的  $R(f)$  曲线

现以二层地电断面为例讨论一下  $R(f)$  曲线与  $R(B)$  曲线的关系及  $R(B)$  曲线的特征。在保持极距  $r$  不变的情况下,只改变  $\rho_2/\rho_1$  的值,计算获得的  $R(B)$  曲线见图 5-1-16。

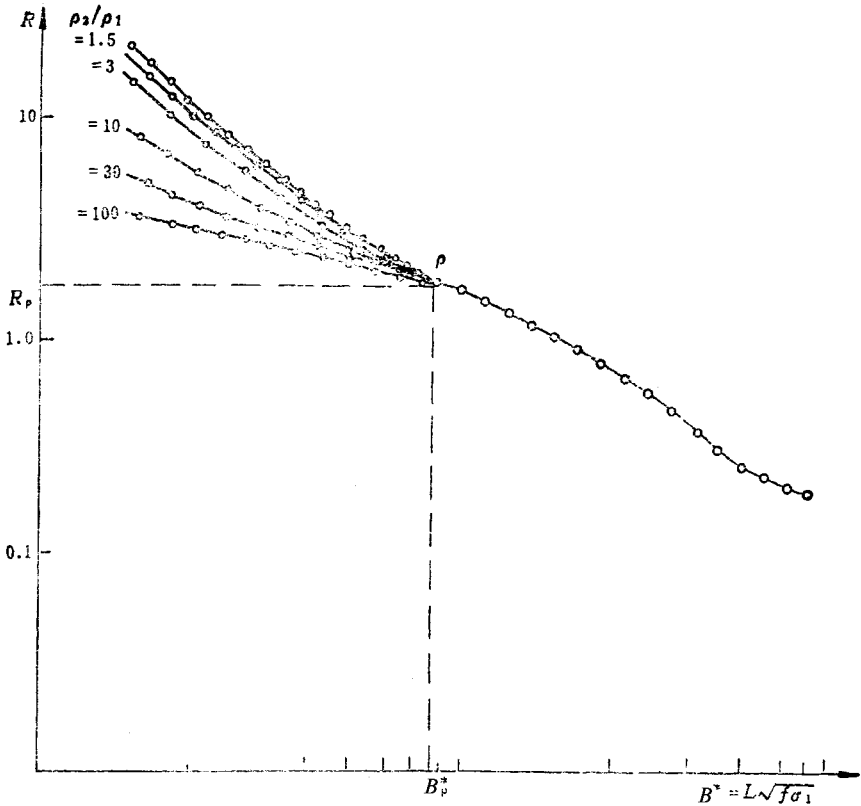


图 5-1-16 二层大地不同  $\rho_2/\rho_1$  的  $R(B)$  曲线

由图可以看出,由于趋肤效应,在大感应数即高频段,对于不同  $\rho_2/\rho_1$  的  $R(B)$  曲线是重合的,说明高频场强值主要受第一电性层的影响,其曲线相当于均匀半空间的响应曲线。随着频率的降低,电磁波渗透到第二层,使得曲线与均匀半空间曲线发生分离,分散程度由  $\rho_2/\rho_1$  值决定,但分离点是同一个。公共分离点的位置取决于  $r/h$  的值。

由二层地电断面的例子可以推论到三层断面和多层断面。即对于三层断面,存在二个层界面,则在  $R(B)$  曲线上将有二个公共分离点。对于  $N$  层断面,将有  $(N-1)$  个层界面,  $R(B)$  曲线上将有  $(N-1)$  个公共分离点(如将最上的各层用等效层代替构成二层介质)。这公共分离点就是层界面在曲线上的反映。

讨论明确了  $R(f)$  曲线与  $R(B)$  曲线的关系后,就可将野外测得的  $R(f)$  曲线转换为视电阻率  $\rho_s$  与深度  $h$  的关系曲线,即  $\rho_s - h$  (或  $\rho_s(h)$ ) 曲线。根据这种曲线可以直接进行分层定厚解释。

实现这种转换的方法是由野外实测  $R(f)$  曲线上读取一点  $f_1$ , 相应得到  $R_1$ , 再从  $R(B)$  曲线上把对应  $R_1$  的  $B_1$  找到。然后改变  $f_1$  为  $f_2$ , 读取实测值  $R_2$ , 在  $R(B)$  曲线上

又可得到第二个交点,即得到  $B_2$ 。这样,不改变  $f$ ,就可以得到一系列的感应数  $B_1, B_2, \dots, B_n$  (图 5-1-17)。因为  $r, f$  是已知的。知道  $B$  后,就可求出视电阻率  $\rho_s$ 。有了  $\rho_s$  和  $f$ ,就可求得有效深度。这样,就实现了将  $R(f)$  曲线转换为  $\rho_s(h)$  曲线(图 5-1-18)。在实际工作中,这部分工作是由计算机完成的。

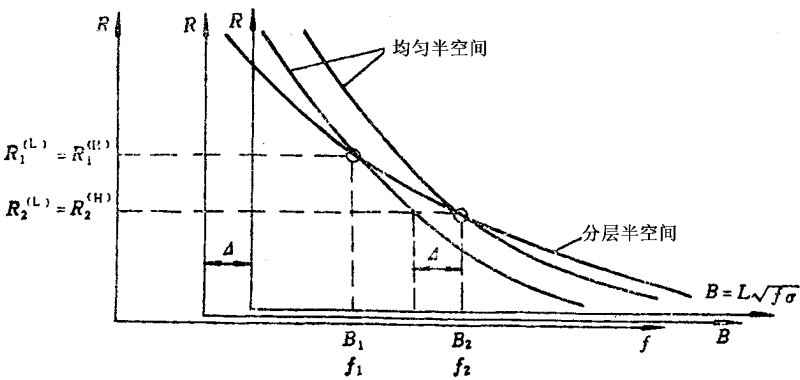


图 5-1-17  $R(f)$  曲线向  $\rho_s(h)$  曲线的转换

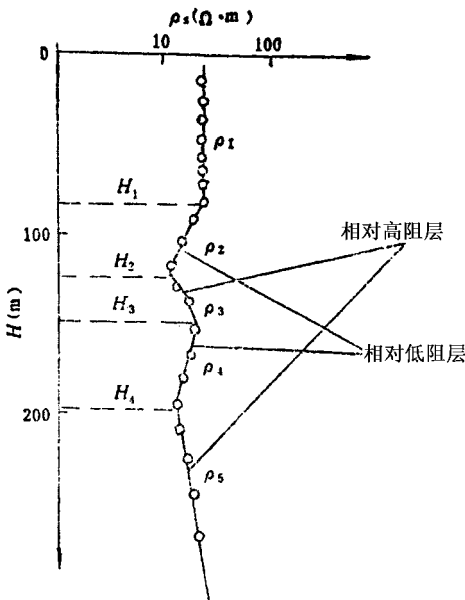


图 5-1-18  $\rho_s(h)$  曲线

从图 5-1-18 中可以看到,随着深度的加大,视电阻率在不断变化,呈锯齿状,曲线的右斜段对应相对高阻层位,左斜段对应相对低阻层位。斜率的突变点对应公共分离点,是电性的分界点所在,而电性的分界点与岩性分界点往往是一致的,即曲线在对应电

性界面处发生转折性突变,这就是地质解释的基础。可以明显地看到,假如实际情况为均匀半空间,则在  $\rho_s(h)$  曲线上将得到一条与  $h$  轴平行的直线。

### 第三节 无线电波透视法

将  $0.5 \times 10^6 \sim 10^7$  Hz 的高频发射机置于钻孔或坑道中,由它发射的高频电磁波通过地下岩石介质向四周空间传播。如在传播过程中遇到具有不同电学性质的矿体时,电磁波的传播规律将大大改变。在不同电性介质的分界面上,电磁波能量将有一部分被反射回来,称为反射波。另一部分穿过界面,在矿体中穿行,称为透射波。若用接收机接收反射回来的电磁波,并根据测量结果推断矿体存在与否,称为无线电波反射法。若测量的是穿过矿体的那部分电磁波,并根据矿体与岩石吸收电磁波能量的差异来推断矿体的存在与否,称为无线电波透视法。本节主要介绍坑道无线,电波透视法的基本原理。

#### 一、坑道无线电波透视法的物理基础

坑道无线电波透视法是一种地下电磁波法。电磁波在地下岩层中传播时,由于各种岩、矿石电性(电阻率  $\rho$ 、介电常数  $\epsilon$  等)不同,它们对电磁波能量的吸收有一定差异,电阻率低的岩、矿石具有较大的吸收作用。另外,伴随断裂构造所出现的界面,能对电磁波产生折射、反射等作用,也会使电磁波能量衰减和损耗。因此,如果在发射机和接收机之间,电磁波穿越煤层的途径中,存在与煤层电性不同的地质体,如陷落柱、断层或其它地质构造,电磁波能量就会被其吸收或完全屏蔽,信号显著减弱,甚至接收不到,形成透视异常(或称叫“阴影区”),变换发射机与接收机的位置,测得同一异常的“阴影区”,这些“阴影区”交会的地方,就是异常的位置。研究煤层、各种岩石及地质构造对电磁波传播的影响(包括吸收、反射、二次辐射等作用)所造成的各种异常,从而进行地质推断解释,就是坑道无线电波透视法的物理基础。

#### 二、岩、煤层的主要电性

因为坑道无线电波透视法的工作频率主要在  $0.5 \times 10^6 \sim 10^7$  Hz 范围,所以岩、矿石的电性除显示传导电流外,还有位移电流的作用。因此,这里的煤、岩层电性参数除电阻率  $\rho$  外,还要考虑介电常数  $\epsilon$  和磁导率  $\mu$ 。而地壳中绝大多数岩、矿石的磁导率均近于 1 (极少数铁磁性矿物除外)。

(1) 煤的电阻率 煤的变质程度对其电阻率有决定性的影响。在成煤过程中,随着炭化作用的进行,煤的变质程度增高,煤的含炭量逐渐增多,挥发物减少,煤的电阻率也相应减小。图 5-1-19 展示的是煤的变质程度与电阻串的关系曲线。另外,煤与其它

岩层一样 ,其电阻率与湿度的关系密切。煤层及其顶底板岩层中都含有一定量的水分。水分溶解了煤和顶底板岩石中的矿物质 ,呈一种带极性分子的溶液存在于煤层及岩层孔隙中 ,为离子导电物质 ,因此对电阻率影响很大。水分越高 ,湿度越大 ,则电阻率变小 ,电磁能量的衰减增大。

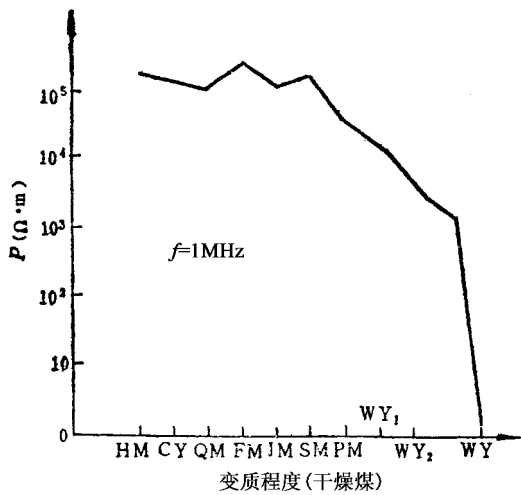


图 5 - 1 - 19 电阻率与煤变质程度关系图

(2)介电常数 是表征岩、矿石在电场中极化程度的一个物理量。它与物质成分、结构 ,湿度等有关。介质的绝对介电常数为

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

式中  $\epsilon_0$ ——真空介电常数 ;  
 $\epsilon_r$ ——介质的相对介电常数 ,无量纲。

表 5 - 1 - 2 列出了主要岩、矿石的相对介电常数  $\epsilon_r$ 。由表可知 ,一般胶结岩石的  $\epsilon_r$  约在 10 左右 ,而纯水的  $\epsilon_r$  最大 ,其值可达 80 ,煤的  $\epsilon_r$  是低的。岩、煤层的相对介电常数  $\epsilon_r$  随湿度的增高都有不同程度的降低。

表 5 - 1 - 2 常见岩矿石的相对介电常数  $\epsilon_r$

岩、矿石名称	$\epsilon_r$	岩、矿石名称	$\epsilon_r$
石灰岩	15	火成岩	7—14
砂岩	9—11	水	80
土壤	2—32	煤	2—5
片麻岩	8—15	无烟煤	8—20

### 三、电磁波在均匀介质中的辐射场

与金属矿相比,在煤层中进行无线电波透视,具有显著的特点:第一,交替成层的含煤地层是典型的非均匀介质;第二,巷道通常是沿着煤层掘进的,而极少数布置在煤层的顶板或底板岩层中。

考虑到第一点,则介质电性参数( $\epsilon$ 、 $\mu$ 、 $\rho$ )都要用垂直层理和平行层理的  $X$ 、 $Y$ 、 $Z$  三个分量,才能完整地表达透视中波的参数。这样就使其资料解释工作较在均匀各向同性介质复杂得多。

但是考虑到第二点——采煤工作面的巷道通常都是布置在煤层中(除寻找因断层断失的煤层外)。如果在透射时,发射机和接收机均置于同一煤层中,而在大多数情况下,煤层在一定范围内横向上的变化是均匀的,因此仍可利用均匀各向同性介质中应用的较为简单的公式进行计算和解释。只是在厚煤层中,当巷道不是布置在同一水平层位(如一条靠近顶板,而另一条靠近底板),收、发间的连线与煤层层理的角度较大( $\geq 2^\circ - 3^\circ$ )时,煤层的非均匀介质的影响才不可忽视。

#### (一) 辐射场的一般规律

电磁波传播理论是以麦克斯韦方程组为基础,根据不同情况求出所需波动方程的解,然后应用到坑道透视法。

电磁波在均匀介质中的辐射场随距离呈一定规律变化。电磁波辐射场能量的大小,除受发射机输出功率大小的影响外,还决定于天线的辐射形式。因此,选择一定的天线形式,使其获得最佳匹配,辐射出最大的能量具有重要意义。在实际应用中,根据巷道条件,考虑到方向因子较简单的天线,一般采用长度小于波长的短偶极子。坑道透视法中经常采用的发射天线有鞭状天线、T形天线和框形天线。无论采用哪种形式的天线,所辐射出来的电磁场强度在介质中的分布状态,归根结底是麦克斯韦方程组根据一定边界条件求解所确定的。

#### (二) 辐射场的表达式

如图 5-1-20,假设原点  $A$  在辐射源(天线轴)中点,在无限均匀、各向同性的介质中,观测点  $P$  到  $A$  点的距离为  $r$ (观测点在辐射场内),在此条件下求解导电介质(电导率  $\sigma \neq 0$ )中的波动方程,即可求得  $P$  点的电磁场强度  $H_p$

$$H_p = H_0 \frac{e^{-\alpha r}}{r} f(\theta) \quad (5-1-31)$$

式中  $H_0$ ——决定于发射功率和天线周围介质的初始场强;

$\alpha$ ——介质对电磁波能量的吸收系数;

$r$ —— $P$  点到  $A$  点的直线距离;

$f(\theta)$ ——方向因子; $\theta$  为偶极了轴与观测方向的夹角。

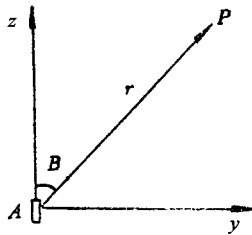


图 5 - 1 - 20 偶极天线辐射场

从式 5 - 1 - 31 中看出 ,决定  $P$  点场强值大小的有四个参量。在辐射条件不随时间变化时 , $H_0$  是一个常数。吸收系统  $\alpha$  是影响场强幅值的主要参数。因为场强是以  $e^{-\alpha r}$  随距离呈指数规律衰减的 , $\alpha$  值越大 ,场强衰减越快。后面将具体讨论其物理意义。

式 5 - 1 - 31 中的方向性因子  $f(\theta)$  表明天线在不同方向上辐射的能量大小是不等的 ,天线的这种性质 称为方向性。在距天线等距离的各点上 ,天线所辐射的场强与发射方向的关系 称为天线方向图。由于坑道透视仪发射机的天线长度远小于介质中的波长 ,所以它的方向图比较简单。图 5 - 1 - 21a 的方向图是半个三维的方向图 ,图 5 - 1 - 21b 是二维方向的一个截面。从图中可以看到 ,场是  $\theta$  的函数 ,其方向因子  $f(\theta) = \sin\theta$  ,在发射机天线轴的垂直方向上 ( $\theta = 90^\circ$ ) ,辐射的电磁场能量最强 ,当观测点平行于天线方向移动时 ( $\theta \rightarrow 0$ ) 场强变小 ,当观测点位于天线轴方向时 ( $\theta = 0^\circ$ ) 场强随为最小。在实际工作中 ,当煤层倾角  $< 20^\circ$ 、 $\theta > 70^\circ$  而天线直立时 ,则  $\sin\theta \approx 1$  ,或者如上述天线垂直于煤层层理 ,则  $\sin 90^\circ = 1$  ,公式 5 - 1 - 31 可简化为

$$H_p = H_0 \frac{e^{-\alpha r}}{r} \tag{5 - 1 - 32}$$

而当煤层倾角较大 ,天线直立时 , $\sin\theta$  则是不可忽视的参数。

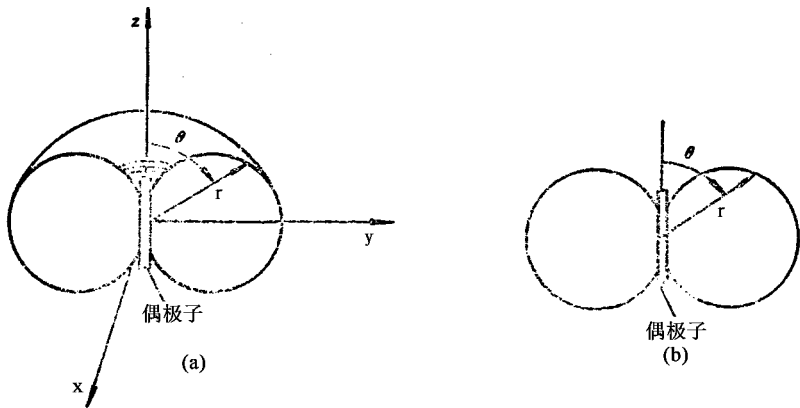


图 5 - 1 - 21 中点馈电偶极天线辐射图  
a—半个三维方向图 b—二维方向截面图

(三) 吸收系数  $\alpha$ 

## 1. 物理意义

电磁波在有耗介质中传播时,电磁能量随着距离  $r$  的增加而减弱,以至于消失,这种现象称为吸收。 $\alpha$  即表示单位距离场强的衰减量(dB/m 或  $N_p/m$ ,  $1 N_p = 8.69\text{dB}$ ),称作吸收系数。为了说明其物理意义,一般用下式表示

$$\alpha = \omega \sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \right)^2} - 1 \right]} \quad (5-1-33)$$

式中  $\omega$ ——角频率;

$\epsilon$ ——介电常数;

$\sigma$ ——电导率  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ;

$\mu$ ——磁导率;

$\sigma/\epsilon\omega$ ——传导电流与位移电流之比。

若用高斯单位制,式 5-1-33 可表达为:

$$\alpha = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{2\sigma}{\epsilon f} \right)^2} - 1 \right]} \quad (5-1-34)$$

式中  $f$ ——工作频率(MHz),

$c$ ——光速( $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ )

对于公式 5-1-33,存在以下几种情况:

(1)当  $\sigma/\epsilon\omega \ll 1$  时,5-1-33 式可简化为

$$\alpha \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

由此看出,  $\alpha$  与  $\sigma$  成正比,电导率越高,吸收系数则越大,衰减越快,而与  $\omega$  无关。

(2)当  $\sigma/\epsilon\omega \gg 1$  时,5-1-33 式可简化为

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\sigma \mu \omega}{2}}$$

由此看出,  $\alpha$  与  $\sqrt{\sigma}$  成正比,在良导体内这种衰减也是很快的,而与  $\epsilon$  无关。

以上两种是特殊情况,在实际工作中经常遇到的一般情况为:

(3)当  $\alpha/\epsilon\omega \approx 1$  时,则

$$\alpha \approx \omega \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{2}}$$

由此可以看出,  $\alpha$  与  $\omega$  成正比,当工作频率  $f$  不太高的情况下,一般可以获得一定的透视距离。



2. 吸收系数与有关参量间的关系

(1) 吸收系数  $\alpha$  与频率  $f$  的关系

根据式 5-1-33 进行理论计算,假定煤、岩的电性( $\epsilon$ 、 $\rho$ )在某一常数的条件下,绘制出  $\alpha$ — $f$  关系曲线(图 5-1-22)。由图可见,当  $f$  逐渐升高时, $\alpha$  随之增大,且在低频段内变化较大。当频率很高时, $\alpha$  达到一极大值后趋向于饱和状态。电阻率  $\rho$  不同的介质,这一极大值也不同, $\rho$  越大,则  $\alpha$  越小。

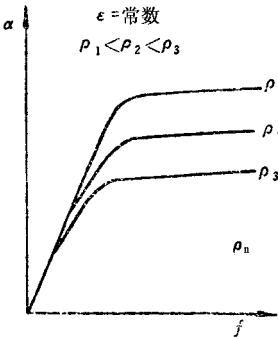


图 5-1-22  $\alpha$ — $f$  关系曲线图

在实际试验中,对同一煤层采用不同频率透的结果(表 5-1-3)证实了上述结论。与此相关,从实际应用观点看, $f$  升高, $\alpha$  增大,就使透视距离缩短;反之可以加大透视距离(表 5-1-4 列出频率、吸收系数和透视距离的关系)。

表 5-1-3  $\alpha$ — $f$  关系表

局矿工作面	$f$ (MHz)	$\alpha$ (N <sub>p</sub> /m)	局矿工作面	$f$ (MHz)	$\alpha$ (N <sub>p</sub> /m)
西山官地扩 十五尺煤南 1-2	3	0.04	阳泉四矿一井丈八 煤 8121 工作面	3	0.06
	2	0.035		2	0.054
	1.5	0.031		1.5	0.048
阳泉四矿四尺煤 423 工作面	2	0.089	阳泉一矿北头嘴七 尺煤 1101 工作面	3	0.061 ~ 0.08
	1.6	0.085		2	0.052 ~ 0.07
阳泉一矿北头嘴七 尺煤 1015	2	0.075		1.5	0.944 ~ 0.05
	1.6	0.06			

表 5-1-4 频率  $f$ 、吸收系数  $\alpha$  与透视距离  $r$  关系表

观测地点	$f$ (MHz)	$\alpha$ (N <sub>p</sub> /m)	透视距离 $r$ (m)
阳泉—矿北头嘴七尺	8	0.075	170 ~ 180
煤 1015 工作面	1.5	0.060	220 ~ 230
阳泉三矿二号井七尺	3	0.070	160 ~ 180
煤 72610 工作面	1.5	0.047	> 280

(2) 吸收系数  $\alpha$  与电阻率  $\rho$  的关系

根据 5-1-33 式,可绘出  $\alpha$  与  $\rho$  的理论关系曲线(图 5-1-23)。在介电常数  $\epsilon$  为某一常数时,  $\alpha$  将随着  $\rho$  的增加而减小,当  $\rho$  增大到一定值时,不同频率的理论曲线逐渐汇合成一条曲线。这种特征表明,在高阻煤、岩层中用多种频串不能一一分辨高阻客体,然而用多种频率研究电阻率不太高的地质客体是非常有利的。

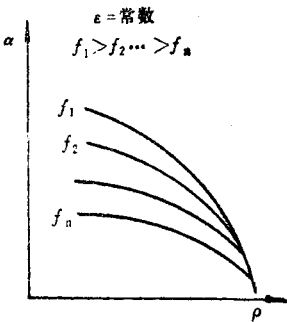


图 5-1-23  $\alpha$ — $\rho$  关系曲线图

把实际实验中的数据与电测资料中的视电阻率值  $\rho_s$  加以对比(表 5-1-5),也可以看出  $\alpha$  与  $\rho_s$  存在着相互依赖关系。表 5-1-5 中的  $\alpha$ 、 $r$  是在工作频率为 3MHz 情况下取得的。当然透视距离  $r$  的大小,除与  $\alpha$ 、 $\rho_s$  有关系外,还决定于发射机功率的大小和接收机灵敏度的高低,而  $\alpha$  的大小则依赖于  $\rho_s$  的大小。

表 5-1-5 视电阻率  $\rho_s$ 、吸收系数  $\alpha$  与透视距离  $r$  关系表

观测地点	煤质牌号	煤层视电阻率 $\rho_s$ ( $\Omega \cdot m$ )	煤层吸收系数 $\alpha$ (N <sub>p</sub> /m)	透视距 $r$ (m)	备注
西山官地矿十五尺煤	贫煤	700 ~ 800	0.04	130 ~ 260	$\rho_s$ 不准
西山西铭矿九尺煤	瘦煤	300 ~ 500	0.06	160 ~ 180	
阳泉—矿七尺煤	无烟煤	700 ~ 800	0.07	160 ~ 180	
阳泉四矿丈八煤	无烟煤	700 ~ 800	0.06	170 ~ 200	
汾西高阳矿一号煤	焦煤	360 ~ 1400	0.065	150 ~ 160	
汾西南关矿十号煤	焦煤	360 ~ 670	0.067	140 ~ 160	
平顶山七矿戌煤	肥煤	400 ~ 500	0.067 ~ 0.09	140	
京西门头沟矿、杨沱矿	无烟煤	> 5	0.5 ~ 1.2	10 ~ 20	

(3) 吸收系数  $\alpha$  与介电常数  $\epsilon$  的关系

前面谈到,当  $\sigma/\epsilon\omega > 1$  时,  $\alpha$  与  $\epsilon$  无关。从图 5-1-24 上可以看到,当工作频率为一定值,煤、岩层的介电常数越小而电阻串较大时,  $\epsilon$  对  $\alpha$  是有一定影响的,但其影响远比电阻率对吸收系数的影响小。

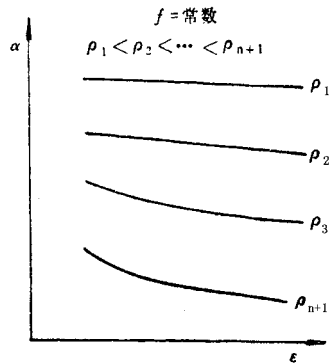


图 5-1-24  $\alpha - \epsilon$  关系曲线图

前面讨论的公式 5-1-33 表示了吸收系数与煤、岩层本身所具有的物理性质,即电性参数之间的相互依赖关系。但在无线电波透视法的实际工作中,用 5-1-33 式来求煤层吸收系数是比较复杂和困难的。因此,常采用比较简单的直观的作图法和计算机计算的方法,来求取煤层的吸收系数。

第四节 地质雷达法

雷达的定义是利用电磁波进行探测和定位。最早使用的是探空雷达,就是利用高频电磁波定向发射,并接收其反射回波,以确定空中飞行物(如飞机)的位置。将雷达技术用于探测大地,称为探地雷达或地质雷达。显然,地质雷达与探空雷达有很大区别。探空雷达,传播电磁波的介质为空气,可视为均一的无限空间且损耗很小的介质,但探空雷达需探测的距离远,目标小,且快速移动。而地质雷达,传播电磁波的介质则是高损耗、不均一、各向异性的多样性的介质,但其探测距离(深度)小(数米至数十米),探测目的物相对距离而言比较大,且多为固定不变动的目标。

矿井地质雷达属地质雷达的一种。地面所用地质雷达是从地面向地下探测,探测范围是半无限空间,而矿井地质雷达则是进行三维的全空间探测,因此定向性要好。此外,矿井地质雷达要求防爆、轻便、抗干扰能力强,以适用于恶劣的井下环境。

## 一、矿井地质雷达的探测原理

矿井地质雷达与坑道无线电波透视法一样,同属高频电磁波法。雷达波的传播同样与煤、岩层的电性(电阻率 $\rho$ ,介电常数 $\epsilon$ 和磁导率 $\mu$ )密切相关。矿井地质雷达与坑道无线电波透视法的差别在于:①地质雷达的工作频率高(达 $10^8$  Hz),无线电波透视法的工作频率稍低( $0.5 \times 10^6 \sim 10^7$  Hz);②矿井地质雷达测量的是探测目的物的反射波,属无线电波反射法,而坑道无线电波透视法测量的是透射波,属无线电波透视法。有关电磁波的一般属性前面已有叙述,现简单介绍矿井地质雷达的探测原理。

地质雷达方法是利用电磁波的传播时间来确定所需探测的反射体的距离。具体叙述如下。

### (一) 探测原理

矿井地质雷达发射机通过发射天线以一定的波束角向地下或井下工作面定向发射高频电磁波。当电磁波在地层中传播的路径上遇到两种不同介质的界面时即发生反射。反射波被设置在发射天线旁的接收天线所接收。得到反射波的到达时间,知道电磁波的传播速度,即可求得反射体所在的距离。再根据反射波的特性进行目标识别,以达到勘探的目的。矿井地质雷达的探测原理及雷达波形示意图 5-1-25。

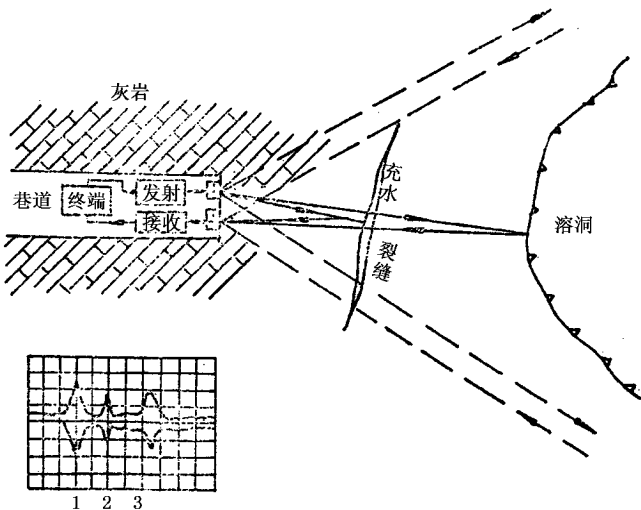


图 5-1-25 矿井地质雷达探测原理图

1—直达波波形 2—充水裂隙波形 3—溶洞波形

### (二) 电磁波在煤和岩石中的传播速度

由上述可知,为进行地质雷达探测,测定电磁波的传播速度非常重要。电磁波在煤和岩石中的传播速度 $v$ 可由下式求得

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad (5-1-35)$$

式中  $v$ ——电磁波在介质中的传播速度  $\mu\text{m}/100\text{ns}$  ;  
 $c$ ——光速  $3 \times 10^8 \times 10^{-7} \text{m}/100\text{ns}$  ;  
 $\epsilon$ ——介质的介电常数。

电磁波在煤层或岩层中的传播速度也可在现场进行实测。实测的方法如下 :在被测介质上改变发射与接收两天线的距离 ,读出直达波到达的时间差 ,然后按下式进行简单的计算即可求出

$$v = \frac{d_2 - d_1}{t_2 - t_1} = \frac{d_3 - d_2}{t_3 - t_2} \quad (5-1-36)$$

式中  $d_1$ ——两天线间第一个间距  $\mu\text{m}$  ;  
 $d_2$ ——两天线间第二个间距  $\mu\text{m}$  ;  
 $d_3$ ——两天线间第三个间距  $\mu\text{m}$  ;  
 $t_1$ ——两天线间距为  $d_1$  时的直达波时间  $\mu\text{s}$  ;  
 $t_2$ —— $d_2$  时的直达波时间  $\mu\text{s}$  ;  
 $t_3$ —— $d_3$  时的直达波时间  $\mu\text{s}$ 。

当  $\frac{d_2 - d_1}{t_2 - t_1}$  与  $\frac{d_3 - d_2}{t_3 - t_2}$  的值有出入时 ,应取其平均值。实测值与理论值相差不大时 ,则认为实测值是可靠的 ,可以采用。一般砂页岩、页岩等岩石传播电磁波的速度为  $12.5\text{m}/100\text{ns}$  ;中等变质程度的煤层(如气肥煤)为  $17.96\text{m}/100\text{ns}$  ;石灰岩为  $10.4\text{m}/\text{ns} \sim 11.35\text{m}/\text{ns}$ 。

## 二、矿井地质雷达方程

### (一)探空雷达方程

为了讨论矿井地质雷达的有关参数 ,首先介绍探空雷达的情况。一般探空雷达的雷达方程如下

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi r^2} \cdot \frac{\sigma}{4\pi r^2} \cdot A_z \quad (5-1-37)$$

式中  $P_r$ ——接收机接收信号功率  $\text{W}$  ;  
 $P_t$ ——发射机(天线端)的发射功率  $\text{W}$  ;  
 $G_t$ ——发射天线的功率增益  $\text{dB}$  ;  
 $\sigma$ ——探测目的物的截面积  $\mu\text{m}^2$  ;  
 $r$ ——雷达的探测距离  $\mu\text{m}$  ;  
 $A_z$ ——接收天线的有效孔径面积  $\mu\text{m}^2$ 。

为了更好地表达所发生的物理过程 ,将式 5-1-37 右侧写成了三个因子的乘积。

第一个因子表达的是辐射功率为  $P_t$ 、天线增益为  $G_t$  的雷达,在距离为  $r$  处的功率密度。第二个因子的分子是目的物截面积,分母表示电磁波反射途径的散度,就像第一个因子的分母表示向外辐射途径的散度一样。前两项的乘积表示返回到雷达的单位面积的功率。第三个因子  $A_r$  为接收天线的有效孔径面积,用以截获上述功率中的一部分。总的截获量,即雷达接收机所接收到的信号功率则为三个因子的乘积。

## (二) 矿井地质雷达方程

进行矿井地质雷达探测时应考虑如下特点:①矿井地质雷达的传播介质是岩层,这是一种高损耗的不均一介质,而且随着工作频率的增高,岩层对电磁波的吸收系数亦将增大。因此,必须考虑电磁波在岩层介质中的衰减损耗。②所探测的地质体(如岩层界面、断层或溶洞等)的局部表面可以看成是平面反射,而不是散射,且探测的目的物相对较大,探测距离较小。考虑上述因素,对式 5-1-37 进行修正,得出适用于探测地下平面目标的雷达方程为

$$P_r = \frac{P_t G_t \sigma A_r}{(4\pi r^2)^2} \cdot e^{-4\alpha_r} \quad (5-1-38)$$

式中  $P_r$ ——接收机接收信号的功率, W;

$P_t$ ——发射机的发射功率, W;

$G_t$ ——发射天线增益, dB;

$\sigma$ ——探测目的物截面积,  $m^2$ ;

$A_r$ ——接收天线有效孔径面积,  $m^2$ ;

$r$ ——雷达探测距离, m;

$\alpha$ ——电磁波在岩层中的吸收系数, NP/m。

又知 
$$A_r = \frac{G_r \lambda^3}{4\pi}$$

则

$$P_r = \frac{P_t G_t G_r \sigma \lambda}{64\pi^3 r^4} \cdot e^{-4\alpha_r} \quad (5-1-39)$$

式中  $G_r$ ——接收天线增益;

$\lambda$ ——波长。

由式 5-1-39 可以看到,发射功率  $P_t$  越大,探测距离  $r$  越大;天线增益  $G_t$ 、 $G_r$  越大,探测距离越大;而工作频率越高,波长  $\lambda$  越小,探测距离越小;探测目标截面积  $\sigma$  越大,探测距离越大;但在其它因素不变的条件下,探测距离  $r$  越大,则接收机所接收到的信号功率  $P_r$  将越小。

式 5-1-39 也告诉我们,雷达波在煤、岩层介质中传播时,以自然对数的负指数衰减。吸收系数  $\alpha$  与煤、岩层的电性(特别是电阻率  $\rho$  的大小)密切相关。另外,由于煤、岩层的各向异性,使得垂直岩层、平行岩层以及介于两者之间的不同方向上的衰减值也不

相同,这也将影响到探测的距离。所探测地质构造(如断层等)的走向、倾角与探测方向的夹角等都将对探测结果产生一定的影响。这些将是在矿井地质雷达方程中有待进一步研究的问题。

三、煤、岩层的电性参数

前已述及,雷达电磁波的传播与煤、岩层介质的电性参数(电阻率  $\rho$ 、介电常数  $\epsilon$  和磁导率  $\mu$ )密切相关。

我们已知道,在这三个电性参数中,相对磁导率  $\mu_r$  这个参数的变化可以忽略不计(因为除铁磁介质外,绝大多数岩层、矿层的  $\mu_r$  都趋近于 1)。而有关介质电阻率  $\rho$  和相对介电常数  $\epsilon_r$  的一般情况前面章节已有叙述,现仅将与高频雷达探测有关的电性叙述如下。

(一)煤变质程度与电阻率、介电常数之间的关系

由表 5-1-6 和图 5-1-26 可以看出,在地质雷达工作频率(160MHz)情况下,煤的电阻率最低为  $68\Omega\cdot m$ ,最高为  $1100\Omega\cdot m$ 。而中等变质程度的煤(各种烟煤)的电阻率为  $140\sim 1100\Omega\cdot m$ 。各种烟煤(气煤、肥煤、焦煤、瘦煤等)的电阻率比较高,最适于地质雷达工作,而在褐煤与无烟煤中应用地质雷达进行探测的地质效果将会差一些。

表 5-1-6 频率为 160MHz 时不同变质程度煤的电阻率与介电常数

煤的变质程度	电阻率 $\rho(\Omega\cdot m)$		相对介电常数 $\epsilon_r$
	原煤样	湿煤样	
褐煤 HM	$8.6\times 10$	测不出	2.8
长焰煤 CY			
气煤 QM	$5.9\times 10^2$	$6.85\times 10^2$	2.8
肥煤 FM	$3.9\times 10^3$	$9.76\times 10^2$	3
焦煤 JM	$1.4\times 10^2$	$3.52\times 10^2$	2.3
瘦煤 SM	$1.1\times 10^2$	$7.17\times 10^2$	3.1
贫煤 PM	$3.6\times 10^2$	$2.12\times 10^2$	2.5
无烟煤 WY	$6.8\times 10$	测不出	3.6

各种变质程度煤的相对介电常数变化不大,在 2.3~3.6 范围之内。中等变质程度的烟煤在 160MHz 时,  $\epsilon_r$  在 2.5~3.0 之间。此参数在计算雷达波在介质中的传播速度时使用。

由上述讨论可以看到,煤的变质程度对雷达波的波速影响不大,但对雷达波的衰减是有影响的。

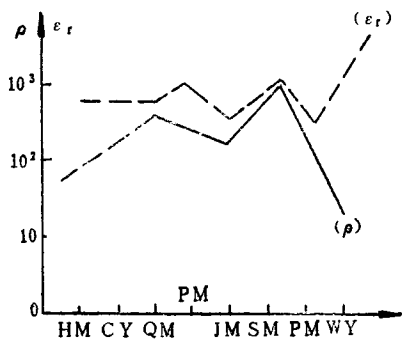


图 5-1-26 不同变质程度煤与电阻率、介电常数的关系曲线  
 $\rho$ —电阻率  $\epsilon_r$ —相对介电常数

(二) 煤的电阻率与频率的关系

一般的说 ,随着频率的增高( 特别是在高频段 ),介质的导电性增强( 电阻率降低 )。实验室的研究证明了这一点。由表 5-1-7 可见 ,不同变质程度煤的电阻率与频率成反比 ,即频率越高电阻率越低 ,频率越低电阻率越高。这一点对雷达工作频率的选择很有意义。即如能实现小型化天线 ,采用低频雷达 ,将可大大增加探测的距离。

表 5-1-7 不同变质程度煤的电阻率与频率的关系( 电阻率的单位  $\Omega \cdot m$  )

频率( MHz ) 煤种	0.5	1	3	25	50	190	160
褐煤 HM	$2.3 \times 10^4$	$1.2 \times 10^4$	$6.3 \times 10^3$	$1.6 \times 10^3$	$7.6 \times 10^2$	$5.4 \times 10^2$	$8.6 \times 10$
长焰煤 CY	$1.4 \times 10^4$	$7.7 \times 10^3$	$3.7 \times 10^3$	$1.3 \times 10^3$	$4.8 \times 10^2$	$3.2 \times 10^2$	
气煤 QM	$8.9 \times 10^4$	$5 \times 10^4$	$2.3 \times 10^4$	$7 \times 10^3$	$3.4 \times 10^3$	$1.5 \times 10^3$	$5.9 \times 10^2$
肥煤 FM	$5.4 \times 10^4$	$3 \times 10^4$	$2.2 \times 10^4$	$7.1 \times 10^3$	$1.9 \times 10^3$	$1.5 \times 10^3$	$3.9 \times 10^2$
焦煤 JM	$6.2 \times 10^4$	$2.6 \times 10^4$	$1.7 \times 10^4$	$6.7 \times 10^3$	$2 \times 10^3$	$8.8 \times 10^2$	$1.4 \times 10^2$
瘦煤 SM	$7.7 \times 10^4$	$4.3 \times 10^3$	$2.5 \times 10^3$	$8.4 \times 10^3$	$4.4 \times 10^3$	$2.2 \times 10^2$	$1.1 \times 10^3$
贫煤 PM	$4.1 \times 10^4$	$1.7 \times 10^4$	$9.8 \times 10^3$	$3.3 \times 10^3$	$1.9 \times 10^3$	$9.8 \times 10^2$	$3.6 \times 10^2$
无烟煤 WY	$1.3 \times 10^4$	$7.4 \times 10^3$	$3.4 \times 10^3$	$1.1 \times 10^2$	$4.1 \times 10^2$	$3.2 \times 10^2$	$6.8 \times 10$



## 第二章 地震勘探原理

地震勘探是地球物理勘探中的一个重要领域,它是利用人工激发的弹性波(地震波)来探测大地,获取岩层地质信息以达到勘探的目的。

地震勘探按照其观测空间和工作场所可以划分为地面地震勘探和地下地震勘探。孔中地震和矿井地震勘探都属地下地震勘探。

按照地震波的类型,地震勘探又可划分为:体波勘探,如地面(也包括浅层)地震勘探、面波勘探,如瑞利波勘探、槽导波勘探、如槽波勘探等。

### 第一节 地面地震勘探(包括浅层地震勘探)

地震勘探是根据人工激发的地震波在地下传播,遇到地震界面(往往也是岩层分界面)所产生的反射波或折射波返回地面的旅行时间,来确定界面的埋藏深度及其产状的。

地震勘探主要由地震波的激发与地震波传播的测量两部分组成。地震波的激发主要有爆炸、锤击以及其它各种人工震源。地震波的测量是通过布置在离震源一定距离的检波器和地震仪进行。根据地震波到达不同检波器的时间和地震波的波速,就可分析地震波的传播途径(折射途径或反射途径),而不同的波到达检波器所需时间的大小则取决于大地岩层的物理性质(首先是弹性)及其产状。地震勘探的目的就是根据地震波的到达时间,根据地震波的振幅、频率和波形的变化来推断有关岩层的信息,特别是产状与构造信息。

由此可见,地震勘探方法的基础是地震波在岩(矿)层中的传播规律,而地震波的传播规律主要取决于岩(矿)层的弹性性质。不同的岩层具有不同的弹性性质。

## 一、理想弹性体和弹性常量

### (一) 物体的弹性与塑性

任何一种物体,在外力作用下,其质点将会产生相互位置的变化,也就是说会发生体积的大小或形状的变化,这种变化称为形变。外力取消后,由于阻止其大小和形状变化的内聚力的作用,使物体恢复到原来的状态,物体的这种特性叫弹性。而这种物体叫做完全弹性体,它所发生的体积或形状的变化叫做弹性形变。如果物体在外力作用下产生形变,外力作用去掉后,物体不能恢复原状,仍保持其受外力作用时的形变,这种物体的特性叫塑性。这种物体叫做塑性体,所发生的形变叫塑性形变。

自然界大部分物体在外力作用下,既可显示为弹性,也可显示为塑性,主要决定于物体本身的性质和外力作用的大小和的时间长短。当外力很小,且作用时间很短时,它们可以近似地看成为理想的弹性体,反之,在很大的作用力或力的持续时间很长时,显示可塑性,甚至破碎。

在地震勘探中,除地震源四周岩石受到震波作用而遭到破坏外,在远离震源的地方,介质所受作用力很小,且作用的时间短。因此,在地震波的传播范围内,绝大多数岩石可以近似地看成理想弹性或完全弹性体。而弹性力学中许多基本理论都可以引用到地震学领域中来。

### (二) 应力与应变

弹性体受外力作用发生形变时,在弹性体内部同时产生一个反抗形变的内力  $F$ ,  $F$  与其作用面积  $S$  的比值称为应力,即

$$P = \frac{F}{S} \quad (5-2-1)$$

弹性体在应力作用下所产生形变的一种量度就是应变(即单位长度所产生的形变)。

图 5-2-1 展示出物体拉伸试验中的应力与应变的关系。由图可以看到,在弹性极限范围内存在线性弹性区和非线性弹性区,超出弹性极限范围则将产生塑性屈服甚至延性破坏。而在应力较小时,物体处在线性弹性极限范围内。这时应力与应变存在着线性比例关系,即应力  $\propto$  应变。描述应力与应变之间线性规律的就是胡克定律。满足胡克定律的物体称为完全弹性体。

这里需要特别指出的是,应力是由形变引起的,若没有形变,也就没有应力;外力使物体变形时,应力起着阻止形变的作用。

前面已经谈到,岩石和其它固体物质一样,在外力作用下,都有可能发生弹性形变。这些弹性形变虽然是多种多样的,但根据弹性力学理论,任何复杂的形变均可分为体积形变和形状形变(或称剪变或切变)。所谓体积形变是指在外力作用下,只有体积发生变化,而形状保持不变(图 5-1-2a)。所谓形状形变(剪切形变)则是在外力作用下,保持其体积不变,而只改变它的形状,即各边的夹角(图 5-1-2b)。

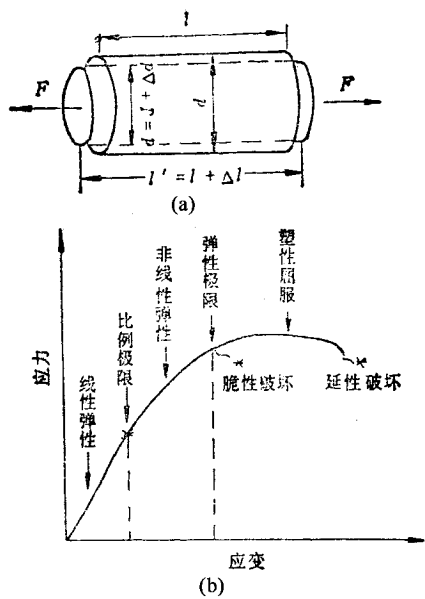


图 5-2-1 在物体拉伸试验中的应力与应变的关系

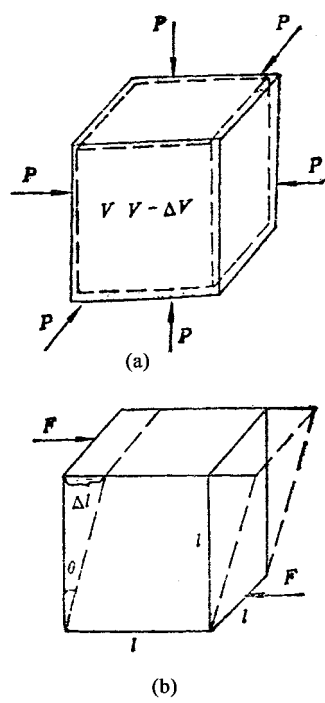


图 5-2-2 立方体单元受力后的形变  
a—体积形变 b—形状形变

### (三) 弹性常量

用相同的力作用于不同的弹性体,这些弹性体将产生不同的形变,这是因为它们具有不同的弹性性质。通常用下述弹性常量(或称弹性模量)来描述介质的弹性性质。

#### 1. 杨氏模量 $E$

简单拉伸或压缩时(图 5-2-1a),应力  $P$  与弹性体的相对伸缩  $\Delta l/l$  之比称为杨氏模量,记作  $E$ ,即

$$E = \frac{P}{\frac{\Delta l}{l}} = \frac{\frac{F}{S}}{\frac{\Delta l}{l}} \quad (5-2-2)$$

式中  $P$ ——单位面积上的拉伸力或压缩力;

$\Delta l/l$ ——伸压应变或伸压应变。

从式 5-2-2 可知,当应变为 1 时,  $E$  即为应力,其量纲与应力相同。

#### 2. 泊松比 $\nu$

弹性体发生纵向伸长(或缩短)时,伴随产生的横向相对收缩(或膨胀)  $\Delta d/d$  与纵向相对伸长(缩短)  $\Delta l/l$  的比值,称作泊松比,记作  $\nu$ ,即

$$\nu = - \frac{\frac{\Delta d}{d}}{\frac{\Delta l}{l}} \quad (5-2-3)$$

这里的泊松比  $\nu$  不是应力、应变比,而仅是表示形状变化特征的一种几何尺度。 $\nu$  与应变一样,都是无量纲的纯数。介质的泊松比一般在  $0 \sim 0.5$  范围内变化。流体的  $\nu$  值为 0.5,未硬结的软沉积物的  $\nu$  值可达 0.45,而大多数岩石的  $\nu$  值则在 0.25 左右。式中的负号表示  $\Delta d$  与  $\Delta l$  变化的方向相反。

#### 3. 体积模量 $K$

图 5-2-2a 表示的是一个体积为  $v$  的立方体样品,在简单静水压力的挤压下所产生的体积形变,即每个正截面的压应力均为  $P$  时,体积缩小了  $\Delta v$ 。体应变是体积的减小量  $\Delta v$  与原有体积  $v$  之比。

在简单静水压力作用时的应力  $P$  与体应变  $\Delta v/v$  之比称为体积模量(或称体变模量、压缩模量),记作  $K$ ,即

$$K = \frac{P}{\frac{\Delta v}{v}} = \frac{\frac{F}{S}}{\frac{\Delta v}{v}} \quad (5-2-4)$$

#### 4. 切变模量 $G$

图 5-2-2b 表示上下两底面面积为  $S$  的立方体样品,由于受到平行于上、下两底面的剪切力  $F$  的作用而发生了形状形变(即剪切形状),这时,立方体样品的体积没有变化,

但形状变了,前后两侧面扭动了一个角度  $\theta$ 。这个角一般很小,因切应变  $\Delta l/l \approx \tan \theta$ ,所以,以用弧度表示的  $\theta$  来近似切应变的数值。

在简单剪切力作用时的切应力  $P$  与切应变  $\Delta l/l$  之比,称为切变模量,记作  $G$ ,即

$$G = \frac{P}{\frac{\Delta l}{l}} = \frac{\frac{F}{S}}{\frac{\Delta l}{l}} \approx \frac{F}{\theta} \quad (5-2-5)$$

式中  $\theta$  的单位为弧度。

上述的  $E$ 、 $\nu$ 、 $K$ 、 $G$  四个弹性常量都是由物质本身的性质所决定的;反之,有了这些弹性常量,就可用来描述弹性波的传播特性。

在这四个弹性常量中只有两个是独立的,只要知道其中任意两个,其他可根据下面的公式求出

$$\begin{aligned} K &= \frac{E}{3(1-2\nu)}, & G &= \frac{E}{2(1+\nu)} \\ E &= \frac{9KG}{3K+G}, & \nu &= \frac{3K-2G}{6K+2G} \end{aligned}$$

## 二、地震波

### (一) 地震波的形成

在地震勘探中,通常是以小药量爆炸或锤击作为震源,传播波动的介质则是土层或岩石层。当炸药爆炸时,产生大量高温高压气体,并迅速膨胀形成巨大的压力作用于周围的岩土介质,这个作用力是个瞬间起作用的脉冲力。在其作用下,靠近震源附近的岩土因所受压力远超过抗压强度而被破坏,形成一个球形破坏圈。爆炸产生的能量,除一部分消耗在压碎岩土体和发热过程外,将随着离震源中心的距离  $r$  的增大,而传递给越来越多的岩土单元。也就是说,由爆炸产生的激发力作用到岩土介质,这个直接被作用的部分就发生随时间而变化的形变或振动。由于介质任何一部分都与其相邻部分以内部应力紧密的联系着,因此任何部分的振动都牵连其相邻部分,从而发生振动的传播。这种由天然震源或人工震源激发周围介质的振动的传播就叫做地震波。因远离震源的周围介质处于弹性形变带(图 5-2-3),所以这里的地震波可以看做是弹性波。

由于每个质点的振动都要延续一个短暂时间  $\Delta t$  才停止,所以在这个  $\Delta t$  时间内,岩石的一个球层范围内所有的质点都处在扰动状态中。这个球层扰动带不断向远处传播。由此可见,弹性地震波的实质,就是在弹性形变区范围内的弹性扰动不断向外传播的一种运动过程。

### (二) 地震波的分类

#### 1. 纵波与横波

从波的本质上看,可按介质质点的振动方向与波动传播方向之间的关系进行分类:即

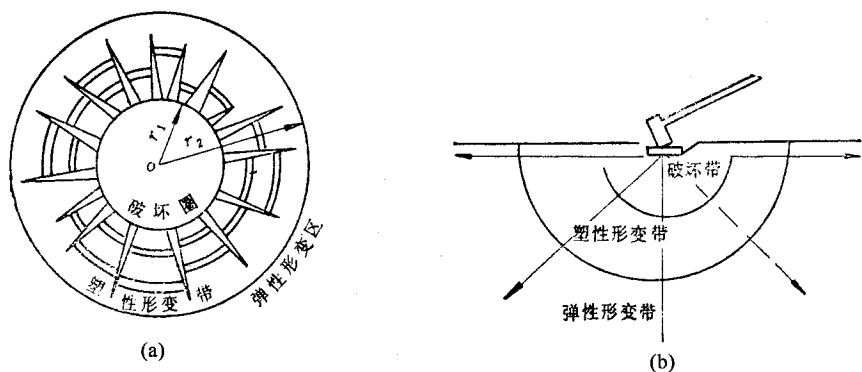


图 5-2-3 锤击震源与爆炸震源  
a—爆炸震源 b—锤击震源

质点的振动方向与波传播一致的地震波 称为地震纵波(  $P$  波 );质点的振动方向与波传播方向互相垂直的地震波 称为横波(  $S$  波 )。

上面已经谈到 ,弹性地震波的传播 ,实际上是介质中弹性应变的传播。因此 ,地震波的类型必然与介质的弹性应变有关。具体地说 ,纵波与体应变相对应 ,它是体积形变 ,即拉伸与挤压形变在介质中的传递。该波的传播方向和质点振动的方向一致 ,如图 5-2-4 所示。在纵波经过的扰动带内 ,会间隔地出现膨胀( 稀疏 )带和压缩( 稠密 )带 ,故纵波有时也叫疏密波或压缩波。纵波是同一介质中传播速度最快的波。横波 ,也叫切变波 ,与切应变相对应 ,它是形状形变 ,即剪切形变在介质中的传递。该波的传播方向与质点的振动方向相垂直。质点振动在水平平面中的横波分量称为  $SH$  波 ,在垂直平面中的横波分量称为  $SV$  波( 见图 5-2-5 )。

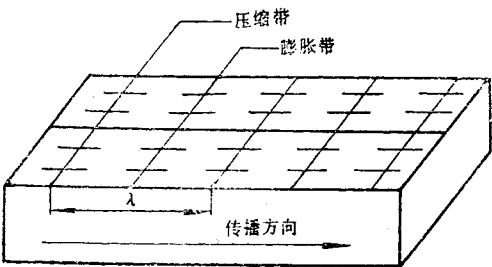


图 5-2-4 纵波的传播情况

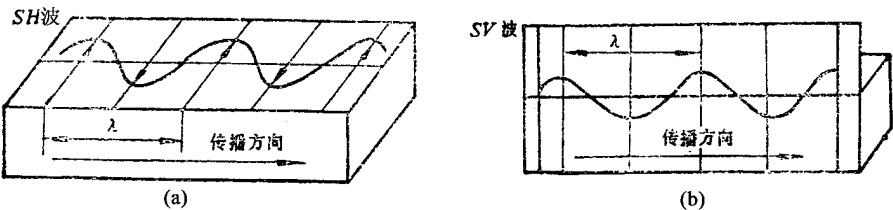


图 5-2-5 横波的传播情况

在无限的均匀固态介质中只产生纵波和横波,因为它们是在介质的立体空间中传播,所以又合称体波。

在地震勘探中大多数是使用炸药的爆炸作为震源以激发地震波,而爆炸是以猛烈的膨胀作用为主。因此,实际的爆炸作用不具有球形对称性,并且实际岩层也不是均匀介质,所以爆炸后,既会产生纵波,也会产生横波。但纵波的强度要比横波强得多。故目前的地面地震勘探,主要利用的是纵波。

由弹性波理论可以证明,地震波的传播速度与反映岩石性质的弹性参数有如下关系

$$V_p = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4G}{3}}{\rho}} \quad (5-2-6)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (5-2-7)$$

式中  $V_p$ 、 $V_s$ ——地震纵波与地震横波在岩石中的传播速度;

$\rho$ ——岩石的密度;

$E$ 、 $\nu$ 、 $K$ 、 $G$ ——岩石的弹性常量,分别为汤氏模量、泊松比、体积模量和剪切模量。

纵波与横波的传播速度比为

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} = \sqrt{\frac{K}{G} + \frac{4}{3}} > 1 \quad (5-2-8)$$

可见,对同一种介质而言,纵波速度永远大于横波。对于大多数岩石而言, $\nu \approx 0.25$ ,则  $V_p/V_s = \sqrt{3} = 1.73$ 。横波虽然传播速度慢、能量弱,但它的分辨率比纵波高。

2. 面波

如上所述,在均匀、无限、各向同性的介质中传播的地震波是体波,即纵波和横波。而当不同弹性介质存在分界面时,这里将存在面波。这种波的振幅随其与界面距离的增大而降低。在地面地震勘探的实际工作中,面波往往成为一种干扰波。

(1) 瑞利面波

一种沿介质自由界面或与空气接触的分界面(如地表面)传播的面波,称为瑞利面波,记为 R 波(图 5-2-6)。它是纵波与横波在地表附近的复合振动,其质点的振动轨迹为一个向震源逆进的椭圆。椭圆平面与波传播方向一致。瑞利面波的传播速度  $v_R$  较低。

(2) 洛夫面波

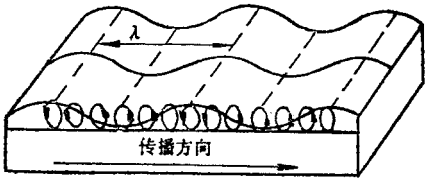


图 5-2-6 瑞利面波的传播情况

洛夫面波是在层状介质覆盖于较高速度的半空间时产生的。这种界面上层(离震源近的岩层)的横波速度低于下层(离震源远的岩层)。洛夫面波传播时,岩石质点的振动方向与传播方向垂直(图 5-2-7),而振动平面与界面平行。在地震勘探的实际工作中,如使用只能感受垂直于地面振动的检波器,就不会接收到这种面波。

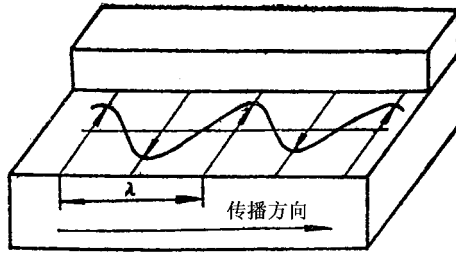


图 5-2-7 洛夫面波的传播情况

### (三) 地震波的描述

地震波在岩石中传播时,每一个质点的振动位移  $u$  随传播时间  $t$  变化,不同空间位置(即距震源  $o$  不同距离  $r$ )的质点开始振动的时间有先有后,质点位移  $u$  是时间  $t$  和空间距离  $r$  的二元函数。因此,可以从时间域和空间域两个角度来描述地震波在传播时的特点。在时间域,是用波形图来描述一个质点的位移  $u$  如何随时间  $t$  变化的。在空间域,则是用波剖面图来描述某瞬间( $t$  时刻),同一传播方向上不同距离  $r$  上的许多质点振动的状态。此外,由于地震波是脉冲波,与简谐波有不同的特性,对此可以用频谱图来进行描述。

#### 1. 波形图

波形图是描述某一观测点质点振动时,位移  $u$  与传播时间  $t$  之间关系的图形(如图 5-2-8),用直角坐标系表示。

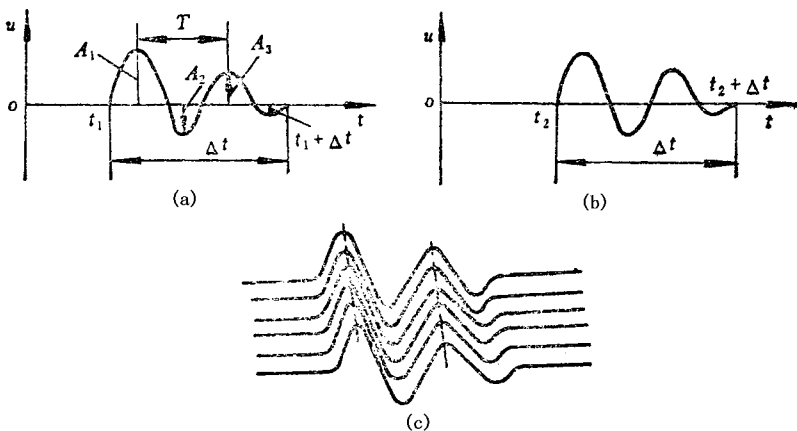


图 5-2-8 波形图

a—某道检波器记录的波形图 b—相邻一道检波器记录的波形图；  
c—相邻多道检波器记录的波形图



在波形图上,质点开始振动的时间  $t$  称为波在这一点处的初至。质点在  $\Delta t$  时间内振动几个来回就停止下来  $\Delta t$  称为振动的延续时间。质点离开它的平衡位置的最大位移值,如图中的  $A_1$ 、 $A_2$  和  $A_3$  叫做振动的视振幅,在解释中常称为相位,以 mm 为单位。视振幅越大,表示振动的能量越强(波动能量与视振幅的平方成正比)。波形中相邻极大点(或极小点)之间的时间间隔叫做视周期,记作  $T$ ,以秒 s 为单位,它相当于振动一周所需的时间。它的倒数  $1/T$  称为视频率,记作  $f$ ,以赫兹 Hz 为单位,它相当于一秒钟内质点振动的次数。

对于同一个地震波来说,相距不远的两个质点的波形图是相似的,只是它们因距震源的远近不同,初至相位有些差别(图 5-2-8a、b)。这一事实对于地震勘探的资料解释工作具有很大的实际意义。据此,可以通过比较相邻各检波点上记录的波形图(图 5-2-8c)来识别出同一个地震波。通常把地震记录上所有地震道上同相极值的连线叫做同相轴(图 5-2-8c)。

## 2. 波剖面

波形图描述了地震波在传播过程某一质点随时间的振动情况。而波剖面则是描述地震波在传播过程中,某一时刻质点振动随距离变化的情况。

假设地下为均匀介质(地震波的传播速度到处相等),在  $o$  点爆炸后,地震波就从爆炸时刻开始自震源  $o$  向各个方向传播(图 5-2-9a)。如果把某一时刻  $t_k$  所有刚刚开始振动的点连成曲面,这个曲面叫做此时刻  $t_k$  的波前。而在  $t_k$  时刻所有逐渐停止振动的各点连成的曲面,叫做  $t_k$  的波后。在波前以外的质点,振动尚未开始,而在波后以外的质点振动已经停止,只有波前和波后所包围的区域内,岩石质点才处于振动状态,称为振动带(或扰动带)。因为假设地下是均匀介质,所以波前和波后都是以震源  $o$  为中心的同心半球面。

为了把某一时刻  $t_k$  波在整个介质中的振动分布情况表示出来,我们用横坐标  $x$  表示任意方向上质点距震源的位置,用纵坐标  $u$  表示  $t_k$  时刻各个质点的位移。将各质点位移连成曲线,就形成波剖面(图 5-2-9b)。

在波剖面中,最大的正位移的点叫做波峰,最大的负位移的点叫波谷。两个相邻波峰或波谷之间的距离叫做视波长,用  $\lambda$  表示。即波前和波后以速度  $v$  向外扩大,在一个视周期内波沿测线方向传播的距离是一个视波长,所以

$$\lambda = vT = \frac{v}{f} \quad (5-2-9)$$

## 3. 地震波的频谱

为了能够更细致地分析研究振动的形状特点,还经常应用频谱分析的方法。

我们知道,爆炸或锤击引起的质点振动所产生的地震波是脉冲波。根据振动的数学理论可知,任何非周期性瞬时振动都可以看作是无限多个频率和振幅连续变化的正弦振动之和。因此,地震波的波形也可以看作是许许多多正弦振动的合成,如果把不同频率所对应的不同振幅用包线连接起来就组成了地震波的频谱(图 5-2-10)。频谱中的振幅极大值表示出质点振动是以该频率为主频的振动。用波形图与频谱图两者对比来分析

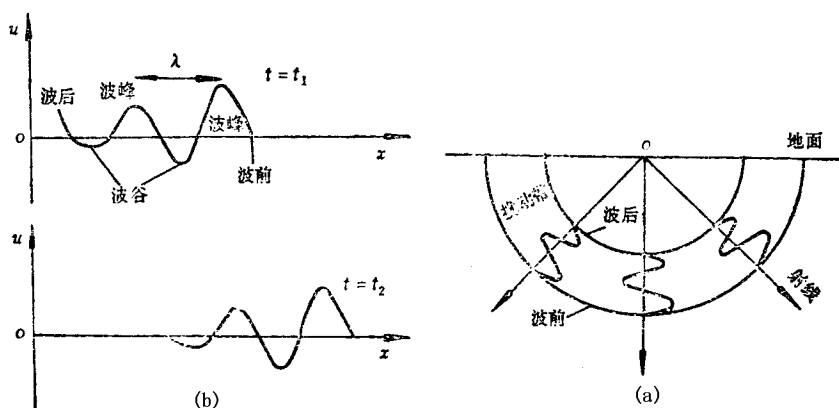


图 5-2-9  $t_k$  时刻波动分布与波剖面图  
a— $t_k$  时刻的波动分布, b—波剖面图

就更为明显(图 5-2-11)。如图所示,周期  $T_2$  较大的振动,在频谱曲线相应较低频率  $f_2 = \frac{1}{T_2}$  处有极大振幅;而对于周期  $T_1$  较小的振动,则在相应较高频率  $f_1 = \frac{1}{T_1}$  处有极大值。由此可见,不同振动形状的波对应的频谱不同,也就是说,一定的频谱特征就表示了—定的振动性质。



图 5-2-10 地震波的频谱

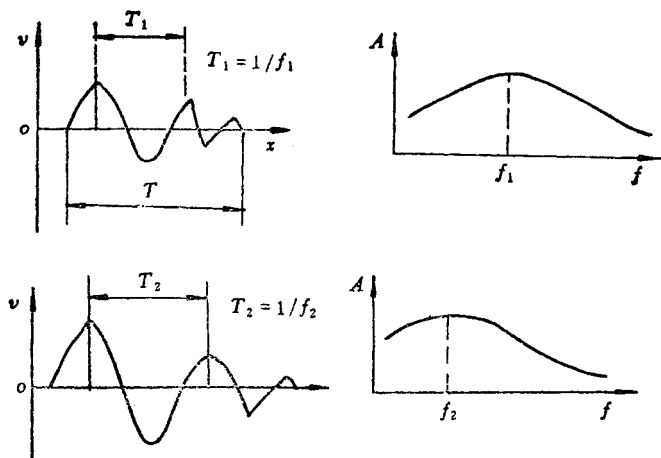


图 5-2-11 波形图与频谱图的对比

上述的波形图、波剖面图、频谱等反映了地震波能量( 振幅 )随时间与空间分布的特点。这些特点叫做地震波的动力学特点。充分研究和利用波的动力学特点 ,将使地震勘探解决地质问题的能力进一步提高。

### 三、地震波的传播

地震波和声波都是质点振动在弹性介质中的不断传递 ,只不过地震波的频率较低 ,由于任何地震波形都可看作是由无限多个频率连续变化的振动合成的 ,故全部关于声波传播的理论和绝大部分有关光波的传播理论 ,均可引入地震学领域。

#### ( 一 )地震波的反射与透射

在均匀无限介质中 ,地震波从扰动源规则地向各个方向扩展 ,前进的波前是以震源为中心的球面 ,并垂直于传播方向 ,波的能量按距离的平方迅速衰减。但是 ,实际地下介质并不是均匀无限弹性介质 ,首先表现为成层性 ,当扰动投射到弹性波速度不同的界面上时 ,一部分能量反射回来 ,一部分进入( 透射 )第二介质 ,产生波的反射和透射。在远离震源处 ,可以用射线来描述波的路径( 射线与波前垂直 )。

假设整个弹性空间由弹性分界面分成两部分 ,上下部分介质中波的传播速度分别为  $v_1$  和  $v_2$ 。如果在上部介质中有一纵波(  $P$  波 )向分界面以某一个角度投射的话 ,则将产生两个反射波 ,即反射纵波  $P_{11}$ 和反射横波  $P_1 S_1$  ,以及两个透射波 ,即透射纵波  $P_{12}$ 和透射横波  $P_1 S_2$ ( 图 5-2-12 )。在界面两侧共有五个波动 ,即入射纵波  $P$  ,反射和透射纵波  $P_{11}$ 和  $P_{12}$  ,反射和透射横波  $P_1 S_1$  和  $P_1 S_2$ 。  $P_1 S_1$  和  $P_1 S_2$  称为转换波。

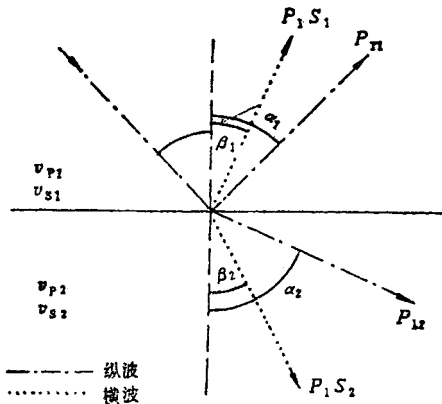


图 5-2-12 入射波在界面上的反射与透射

根据惠更斯原理( 介质中波动传播到的各点 ,都可以看作是发射子波的波源 ,任意时刻这些子波的包络就是新的波前 ) ,可以证明各种波在传播过程中应满足于下列关系式

$$\frac{\sin \alpha}{v_p} = \frac{\sin \alpha_1}{v_{p1}} = \frac{\sin \beta_1}{v_{s1}} = \frac{\sin \alpha_2}{v_{p2}}$$

$$= \frac{\sin \beta_2}{v_2} \quad (5-2-10)$$

式中  $\alpha$ ——入射角；

$\alpha_1$ ——反射纵波反射角；

$\beta_1$ ——反射横波反射角；

$\alpha_2$ ——透射纵波透射角；

$\beta_2$ ——透射横波透射角；

$v_p$ 、 $v_{p1}$ 、 $v_{p2}$ ——分别为入射、反射、透射纵波速度；

$v_{s1}$ 、 $v_{s2}$ ——分别为反射、透射横波速度。

上式称为斯奈尔定律。

在弹性分界面上,这五种波动的能量分配是很复杂的,除了与界面上、下介质性质(密度、波速)有关外,还随入射的角度不同而复杂地变化着。例如,在下层介质的波速  $v_2$  大于上层介质波速  $v_1$  ( $v_2 > v_1$ ) 的界面上,随着入射波入射角的增大,透射波的透射角也增大(斯奈尔定律),而当入射角增大到  $i_0$  时,透射波的透射角增大到  $90^\circ$ ,这时的入射角  $i_0$  叫做临界角。大于临界角时,界面上将只产生反射,不存在透射波,这种现象叫做全反射(图 5-2-13)。

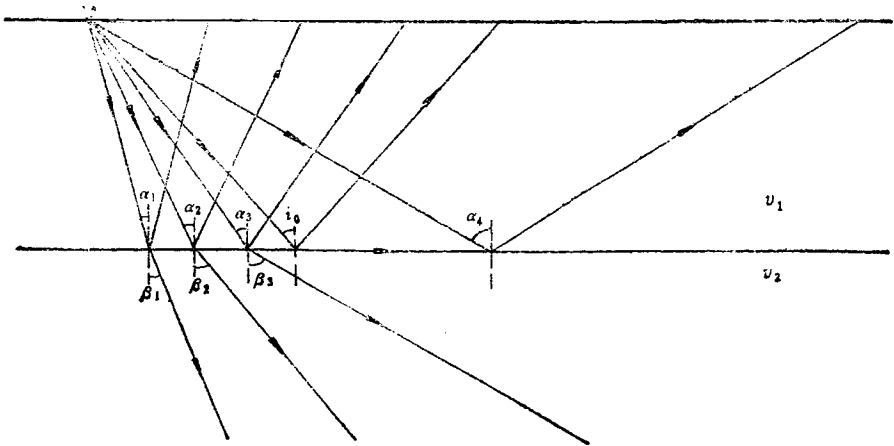


图 5-2-13 波的全反射

而当垂直入射时( $\alpha = 0$ ),反射系数  $R$ (反射波振幅  $A_{\text{反}}$  与入射波振幅  $A_{\text{入}}$  之比)由下式表示

$$R = \frac{A_{\text{反}}}{A_{\text{入}}} = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2} \quad (5-2-11)$$

式中  $v_1$ 、 $v_2$ 、 $\rho_1$ 、 $\rho_2$  分别为界面上、下介质的波速和密度。这里密度和速度的乘积称为波阻抗。由上式可以看出,只有当  $\rho_1 v_1 \neq \rho_2 v_2$  时反射波才存在,而当  $\rho_1 v_1 \approx \rho_2 v_2$  时  $A_{\text{反}} \approx 0$ ,

这时将不发生反射。由此可见 ,波阻抗在地震反射研究中是一个极其重要的参数。

(二)影响地震波传播的地质因素

前面 ,我们讨论了地震波的反射与透射 ,指出了成为地震界面的必备条件。现在介绍在实际的地质条件中的有利因素与不利因素。

1. 影响地震波传播速度的因素

地震波的传播速度是地震勘探中的一个重要参数 ,是地震勘探的物理基础之一。岩石的弹性地震波速度主要取决于它们的弹性常量和密度大小( 见式 5-2-6 和式 5-2-7)。岩性不同 ,组成矿物成分与结构不同 ,其弹性常量也不相同。从表 5-2-1 可以看到 ,不同的岩性 ,一般都具有较明显的速度差异。

表 5-2-1 几种岩石的密度、纵波速度与波阻抗

岩石名称	密度 $\rho$ ( g/cm <sup>3</sup> )	纵波速度 $v_p$ ( m/s )	波阻抗 $\gamma_p = \rho v_p$ ( 10 <sup>4</sup> · g/s·cm <sup>2</sup> )
土壤	1.1 ~ 2.0	200 ~ 800	2.2 ~ 16
砂层	1.4 ~ 2.0	300 ~ 1300	4.2 ~ 26
粘土	1.5 ~ 2.2	1800 ~ 2400	27 ~ 53
砂岩	2.1 ~ 2.8	2000 ~ 4000	42 ~ 112
石灰岩	2.3 ~ 3.0	3200 ~ 5500	74 ~ 165
花岗岩	2.4 ~ 3.1	4500 ~ 6500	110 ~ 200
变质岩	2.4 ~ 3.2	3500 ~ 6500	85 ~ 210
煤	1.2 ~ 1.5	1400 ~ 2700	17 ~ 41

一般来说 ,未成岩的现代沉积 ,如表土层、砂层中 ,地震波的传播速度很低 ,构成所谓“低速带”。而对于沉积岩 ,则地质年代越老、埋藏越深、受的压力越大 ,其密度越大 ,从而波速也越大。

由表 5-2-1 还可以看出 ,同一种岩石的波速和波阻抗在一定范围内变化 ,不同岩石有可能具有相近的波速和波阻抗。

除岩石的矿物成分结构、密度外 ,岩石的含水率等也是影响地震波传播速度的主要因素。一般来说 ,随着岩石孔隙度的含水率的增大 ,地震波的传播速度将变小。

2. 地震波在岩层中的衰减与吸收

地震波在地层中传播 ,由于受到波前扩散、非弹性吸收、散射等因素的影响 ,其振幅将不断地减弱。

波在介质中传播时 ,由于波前面的逐渐扩大 ,能量密度减小 ,所以波的振幅随距离而衰减。这就是所谓波前扩散。即波的振幅  $A$  与传播距离  $r$  成反比。

由于岩层不是一种理想的完全弹性体 ,所以地震波在传播过程中的衰减要比在完全弹性介质中大 ,这种现象称为非弹性吸收。这种吸收作用使波的振幅值随传播路程而呈指数衰减 ,减小的快慢又与介质的物理性质和振动的频率有关 ,即

$$A = A_0 e^{-\alpha r}$$

( 5-2-12 )

式中  $A_0$ 、 $A$ ——分别为震源  $o$  点地震波的振幅和距  $o$  点  $r$  处的地震波的振幅；

$\alpha$ ——吸收系数，与介质的非弹性性质有关，表示单位距离内振幅的衰减率。

一般情况下，吸收系数  $\alpha$  与频率的平方成正比，随着传播距离的增大，地震波的高频成分很快被吸收，而只保留较低的频率成分。

如果岩层中含有直径与波长相近的包裹体，按惠更斯原理，波到达包裹体表面时可因形成向各个方向传播的子波而附加地耗损部分能量，这种现象称为波的散射。

另外，地震勘探能否在某个地区应用，使用什么方法，首先要取决于该地区的地震地质条件。地震地质条件与地表条件和地质剖面的性质有关。

#### 四、地震勘探的基本方法

根据探测时所利用的有效波不同，地震勘探的基本方法有折射波法和反射波法。

##### (一) 折射波法

我们知道，当入射波投射到界面时（图 5-2-14），它的部分能量透过界面，根据斯奈尔定律，当界面下面介质的速度  $v_2$  大于上覆介质速度  $v_1$  时，随着入射波入射角的增大，透射角也随着增大，当入射角为某一角度  $i_0$  时，其透射角为  $90^\circ$ ，这时透射波就在界面下的介质中以速度  $v_2$  沿界面滑行（图 5-2-14）。这种特殊情况下的透射波叫滑行波。这时入射角  $i_0$  称为临界角。临界角  $i_0$  由下式决定：滑行波射线平行界面方向向前滑行时，

$$i_0 = \arcsin \frac{v_1}{v_2}$$

滑行波所经过的任何一点都可看作是一个新的点源，因为上下介质是紧密相连的。滑行波所经过的任何一点的振动，必然引起上层和下层介质的振动。这样，在第一介质中形成了一种新波，即折射波，也称首波。由上述可知，这种折射波只在临界角以外，才能观测到，而临界角之内观测不到折射波的地段（图 5-2-14 中的  $x_M$ ），我们称为折射波的盲区。

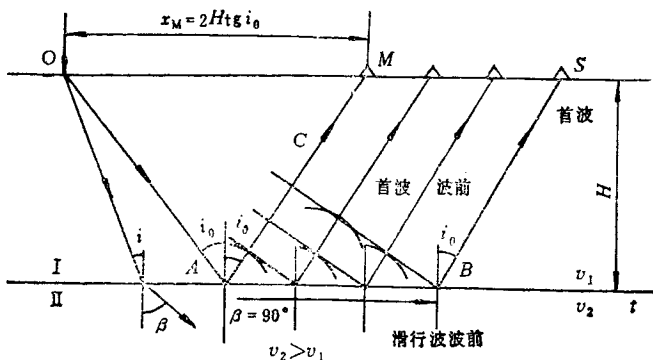


图 5-2-14 一个水平界面的折射波的形成

图 5-2-15 展示的是水平界面折射波路径与走时的曲线(时距曲线)。由图可知,对于  $S$  处的检波器,折射波的传播时间为

$$t = \frac{OA}{v_1} + \frac{AB}{v_2} + \frac{BS}{v_1} = \frac{X}{v_2} + \frac{2H \cos i_0}{v_1} \quad (5-2-13)$$

式中  $v_1$ ——上层介质速度;  
 $v_2$ ——下层介质速度;  
 $X$ ——炮检距;  
 $i_0$ ——临界角;  
 $H$ ——界面深度。

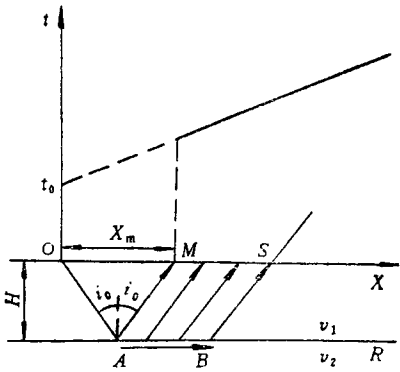


图 5-2-15 水平界面折射波路径与走时曲线

这是一个直线方程,因为折射波的走时曲线为直线,直线斜率为  $1/v_2$ 。而当  $X = 0$  时

$$t_0 = \frac{2H \cos i_0}{v_1} \quad (5-2-14)$$

$t_0$  是直线延长到时间轴上的截距,称为时间项或穿透时间。

图 5-2-16 展示的是倾斜界面折射波的路径与走时曲线。由图可见,下倾方向的折射波走时方程为

$$t = \frac{OB}{v_1} + \frac{CS}{v_1} + \frac{BS}{v_2} = \frac{x \sin(i_0 + \varphi)}{v_1} + \frac{2h \cos i_0}{v_1} \quad (5-2-15)$$

同理可得上倾方向走时为

$$t = \frac{x \sin(i_0 - \varphi)}{v_1} + \frac{2h \cos i_0}{v_1} \quad (5-2-16)$$

式中  $h$ ——界面的法线深度;  
 $\varphi$ ——界面的倾角。

由式 5-2-15 和式 5-2-16 可以看到,界面倾斜时,折射波的走时曲线也是直线。





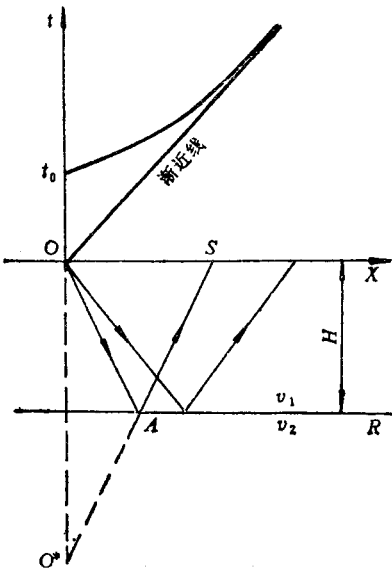


图 5-2-17 反射波路径和走时曲线

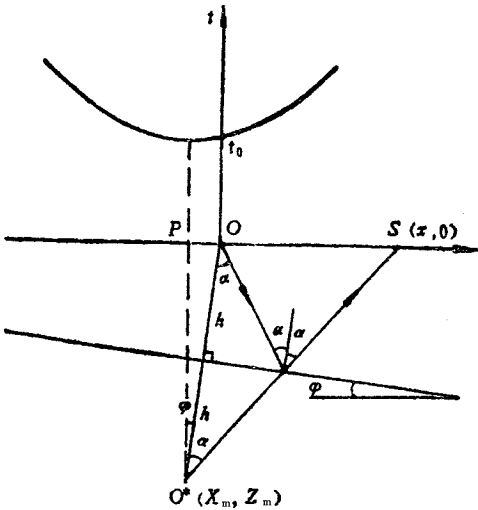


图 5-2-18 倾斜界面反射波时距曲线

由此可见 ,反射界面倾斜时 ,反射波的走时曲线也是双曲线 ,但不以时间轴为对称轴。

根据野外施工所获数据 ,利用上述公式及时距曲线进行计算和计算机的数据处理 ,可以求得反射层及其形态特征 ,达到勘探的目的。

## 第二节 瑞利波勘探

瑞利波勘探是地震勘探中的一个分支,它是 80 年代发展起来的一种新的浅层勘探手段。瑞利波勘探方法是基于不同振动频率的瑞利波沿深度方向衰减的差异,通过测量不同频率成分(反映不同深度)瑞利波的传播速度,来探测不同深度岩、矿层及其中的构造、洞穴等地质体(如不同深度煤层及围岩内的断层、空洞、老窑、岩溶等)的。由于各种岩、矿层及地质体的密度和弹性参数不同,致使瑞利波的传播速度有明显差别,因而可以利用瑞利波的传播速度作为区分它们的重要标志。

地面地震勘探部分已介绍面波中最重要的足瑞利波(R 波),它是沿固体的自由界面而传播。自由界面是指与真空的接触面。由于空气的弹性常量以及密度与岩石比较是很低的,所以,可以将地球表面(即岩石与空气的接触面)近似为自由界面。

英国的物理学家和数学家瑞利(Rayleigh)于 1885 年首先发现并研究了界面波,因此以后就称这种界面波为瑞利波。沿自由界面传播的这种瑞利面波具有以下特征:

(1)它具有一个沿表面传播的与频率无关的速度,这一速度比介质体波中的横波速度略小。

(2)表面上质点的运动轨迹不是线性的而是椭圆形的(它是由纵波  $P$  和横波  $S$  沿自由界面传播相互叠加而形成)。

(3)这种波的振幅随距界面深度的加大而指数下降。

以上是指在均匀、各向同性介质表面的情况,在我们的实际观测中,各种岩石都是成层的非均匀介质。在这样的介质表面,我们所观测到的瑞利面波将是频散的,也就是说,瑞利波的速度将与频率有关,它将是频率的函数。这样,在成层的非均匀介质的自由表面,我们所观测到的瑞利波应是频散的、质点运动呈椭圆形的、其振幅随距界面深度加大而指数下降的一种面波。

图 5-2-19 展示出瑞利波的传播,在均匀半空间表面(a)和实际成层大地地面(b)质点运动的情况以及振幅衰减(c)的情况。

### 一、瑞利波的特点

#### (一)瑞利波的传播速度

瑞利波的传播与介质的密度和弹性性质密切相关,瑞利波在介质中的传播速度  $v_R$  和纵波、横波速度  $v_p$ 、 $v_s$  一样,是由介质的弹性常数(杨氏模量、泊松比等)决定的。图 5-2-20 展示出纵波( $P$ )、横波( $S$ )和瑞利波( $R$ )传播速度的关系。从图上可以看到,

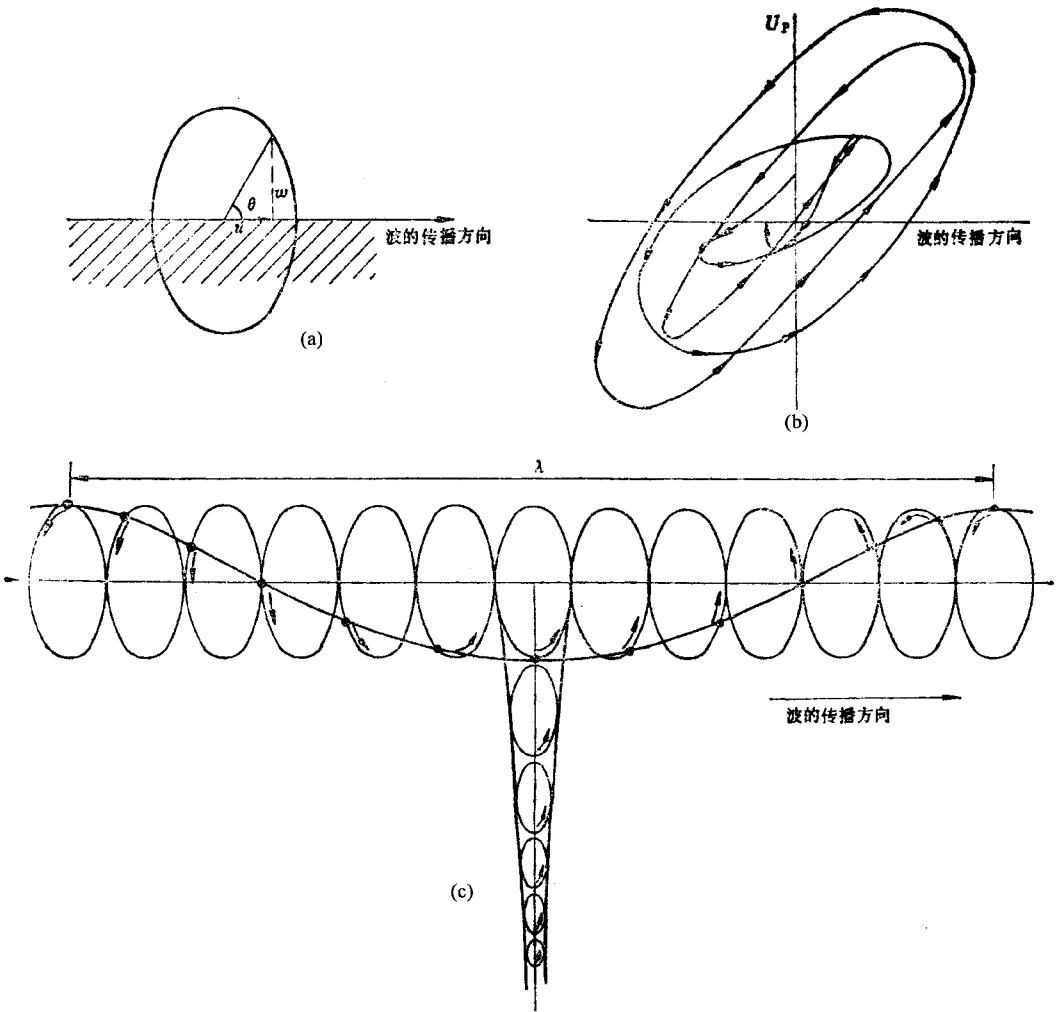


图 5-2-19 瑞利波传播、衰减与质点运动的示意图  
a—半无限固体表面的质点运动 b—实际大地表面的质点运动情况；  
c—半无限固体表面及深部质点运动的情况

瑞利波的速度  $v_R$  始终小于  $S$  波的速度  $v_s$  ,但随着泊松比  $\nu$  接近 0.5 ,横波和瑞利波的速度将趋于同一数值。我们知道 ,不同岩层的泊松比是不同的。比如 ,对于土层 ,泊松比为 0.45 ~ 0.49 左右 ,而对于岩石 ,则为 0.25 左右。也就是说 ,对于土层 ,瑞利波的速度几乎与横波相等 ,对于岩石 ,瑞利波的速度将为  $0.9194 v_s$  。总之 ,瑞利波在土和岩石中的传播速度接近横波的速度  $v_s$  。而  $v_s$  往往是工程地基测定中不可缺少的参数。

(二) 瑞利波在振动中所占能量比例及其衰减情况

有人证明 ,在圆形衬垫上加一个垂直冲击激发产生的振动 ,瑞利波将占总能量的 67% ,横波占 26% ,纵波只占 7%( 图 5-2-21 )。也就是说 ,冲击能量中有三分之二变成了瑞利波。

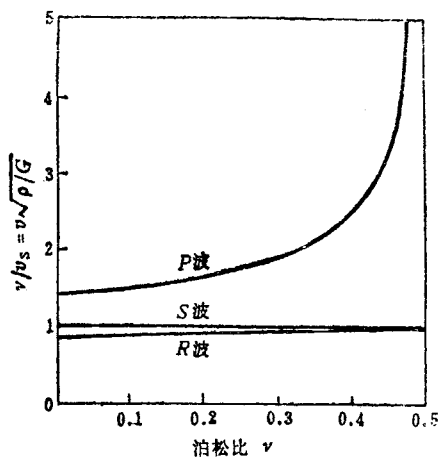


图 5-2-20 纵波( P )横波( S )瑞利波( R )速度关系图

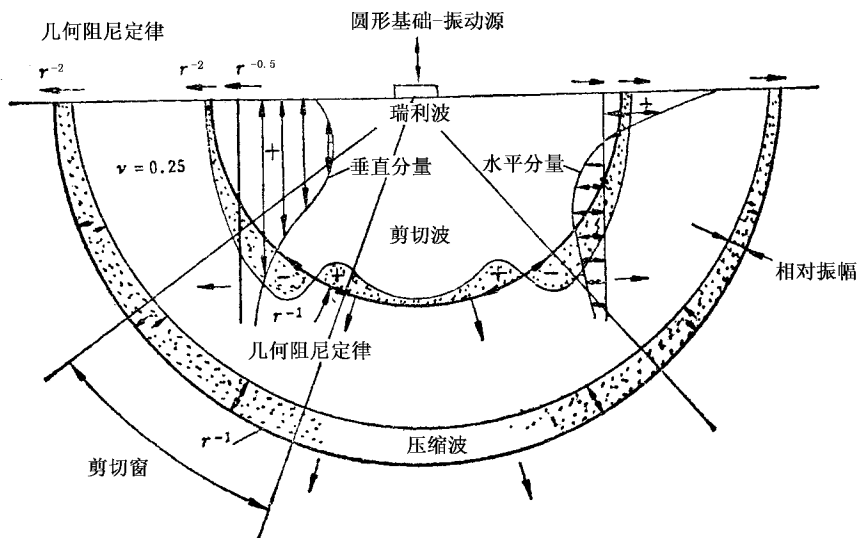


图 5-2-21 振动中各种波的能量分配

而在能量的衰减方面我们可以看到 ,由于 P 波、S 波相对震源成球面状放射传播 ,而瑞利波则成圆筒状 ,因此可以认为瑞利波的衰减比较小。具体地说 ,瑞利波的能量是以  $1/r$  ( $r$  为至震源的距离 )的比例衰减 ,而体波则是以  $1/r^2$  的比例衰减。明显地看到 ,瑞利波的衰减比体波慢 ,这也是有利的一个方面。瑞利波勘探正是利用了它的能量大、衰减慢的优点。

( 三 )瑞利波振幅随深度的分布情况

瑞利波振幅随深度衰减的关系见图 5-2-22。由图可以看到 ,瑞利波的振幅随深度

不是均匀分布的,而是呈指数衰减,其主要能量集中在一个波长的深度范围。对于不同弹性常量的介质,瑞利波的衰减具有相同的总体趋势,而衰减的速率略有差异。

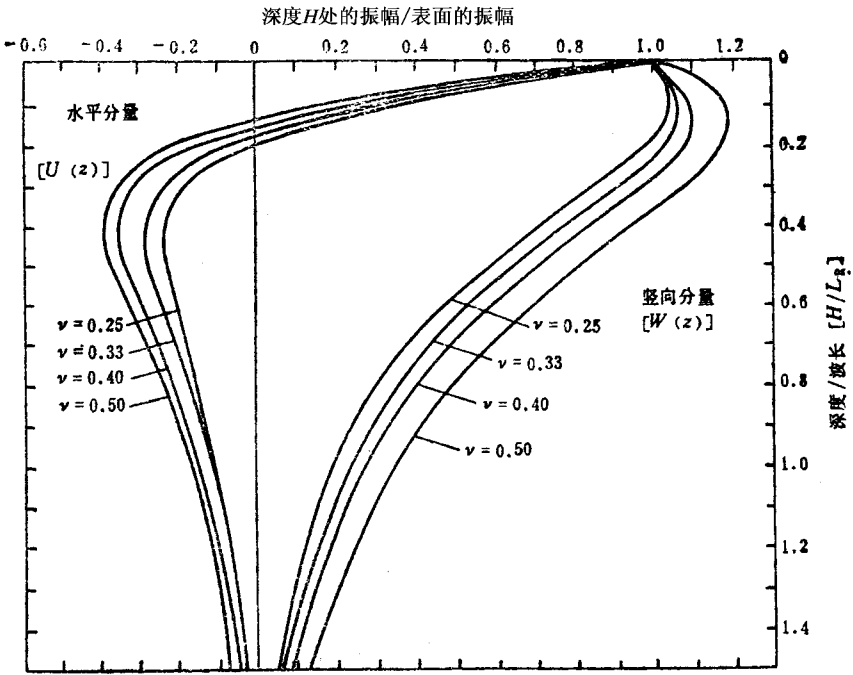


图 5-2-22 瑞利波振幅随深度的分布

(四) 瑞利波的频散

前面已经谈到,在均匀半无限弹性介质中,瑞利波速度是一个只与介质弹性常量有关而与频率无关的参数。也就是说,在均匀半无限弹性介质情况下,瑞利波不存在频散。但是,自然界的岩层都是成层的非均匀介质,在这样的介质中,瑞利波的传播速度将与频率密切相关,不同频率成分,具有不同的瑞利波相速度,即瑞利波存在频散。瑞利波速度与频率的关系曲线称作瑞利波的频散曲线(图 5-2-23)。

二、瑞利波勘探的基本原理

从前面所谈的瑞利波的性质与特点可以看到,瑞利波占震源能量的百分比最大(约为 67%),而传播过程的衰减最慢,因此采用瑞利波进行勘探,将是非常有利的。由于瑞利波的能量主要集中在一个波长的深度范围,而其相速度又与频率密切相关。因此,根据波速  $v$  与波长  $\lambda$ 、频率  $f$  ( $f = 1/T$ ) 的关系式  $v = \frac{\lambda}{T} = \lambda f$  可知,在瑞利波速度  $v_R$  一定的情况下,频率与波长将成反比。即高频时波长较短,低频时波长较长。也就是说,高频反映地表附近岩、土的地质性质,而较低的频率则反映较深岩层的地质性质。

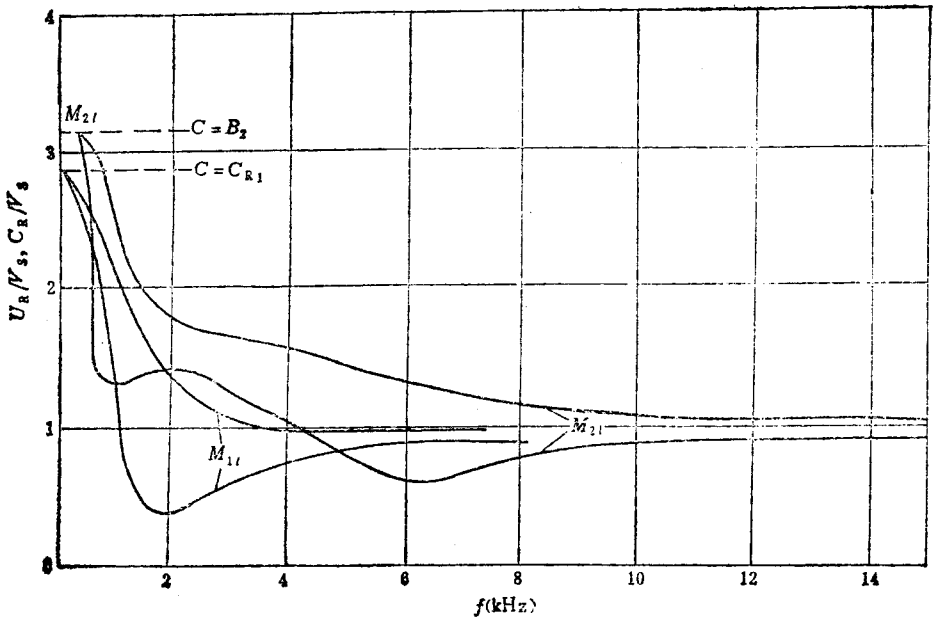


图 5-2-23 瑞利波的频散曲线

横坐标——频率  $f$  (kHz) 纵坐标——瑞利波速度(群速度  $U_R$  与相速度  $C_R$ )与横波速度  $v_s$  的比值

因此,我们说瑞利波勘探方法的实质就是,根据不同振动频率的瑞利波沿深度方向衰减的差异,通过测量不同频率成分反映不同深度瑞利波的传播速度来探测不同深度煤、岩层及其中的断层、空洞、老窑、岩溶等地质异常体。它的物理前提是基于煤层和顶、底板岩层及其它地质异常体的密度和弹性常量等物理参数的不同而导致瑞利波传播速度的差别。特别是岩溶、裂隙和空洞等,因它们不具备瑞利波传播的条件,当瑞利波传播到这些位置时会突然消失,因而可以比较容易地识别这些地质异常。

瑞利波勘探的基本原理示意图 5-2-24。这里  $E$  是振动源,由此产生不同频率的振动,从而向周围介质传播各种波动,其中也包括沿岩石与空气界面传播的瑞利波; $A$ 、 $B$  是检波器( $AB$  的间距为  $r$ ),用以接收从  $E$  传播来的瑞利波,并将它转变为电信号。例如,  $t_1$  时瑞利波到达  $A$ ,  $t_2$  时到达  $B$  ( $t_2 - t_1 = \Delta t$ )。地震仪将自检波器传送来的电信号进行记录,运算器根据给定的  $A$ 、 $B$  两道检波器距离  $r$  和实测的时间差  $\Delta t$ ,通过运算得出瑞利波的平均速度  $v_R$  ( $v_R = r/\Delta t$ ),并由下式计算出相应的勘探深度  $H$

$$H = \frac{\lambda}{2} = \frac{1}{2} \frac{v_R}{f} \quad (5-2-19)$$

最后,打印记录仪将运算器运算的结果打印成  $H - v_R$  曲线(图 5-2-24b)。测得平均速度  $v_R$  与深度  $H$  的关系曲线,就达到了测量的目的。因为  $v_R$  是与介质的特性密切相关的,测得  $v_R$  与深度  $H$  的关系,就找到  $v_R$  与不同深度岩层特性之间的关系。

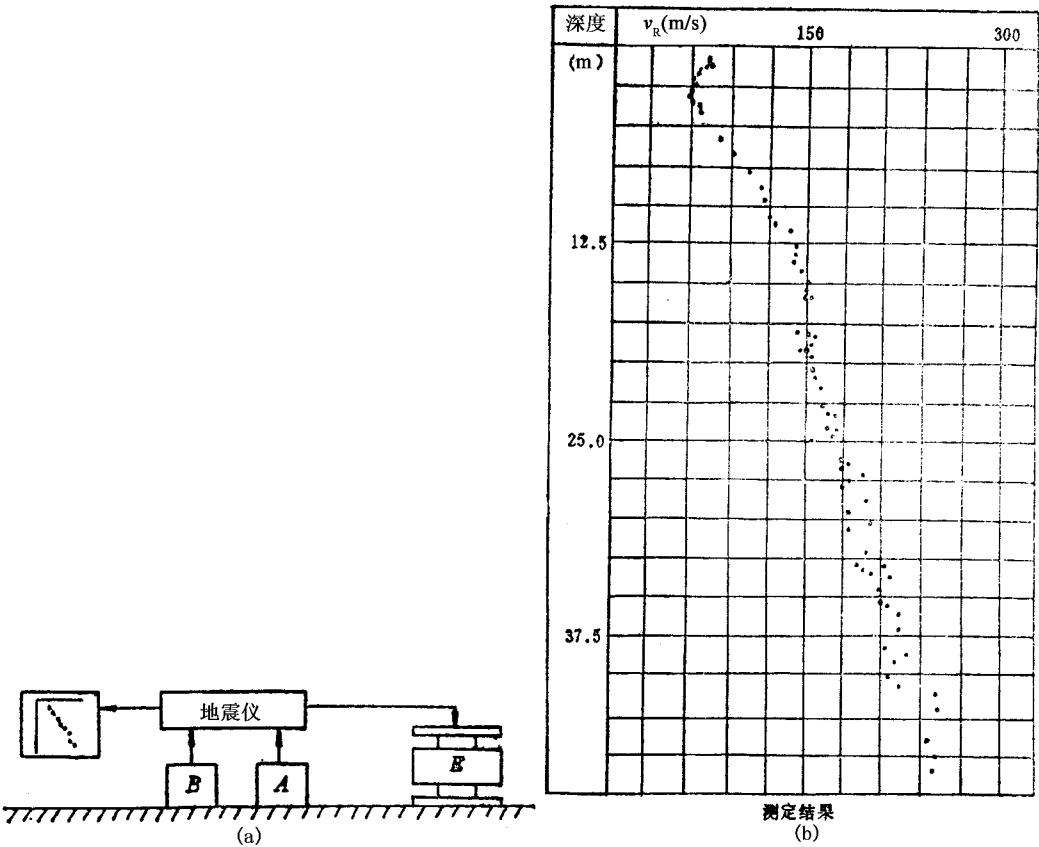


图 5-2-24 瑞利波勘探原理示意图

a—瑞利波勘探示意图 ;b— $H - v_R$  曲线 ;E—振动源 ;A、B—检波器 ; $r$ —A、B 间的距离

### 三、需要明确的几个问题

(1) 认识瑞利波频散特性的重要。瑞利波勘探方法的核心是利用层状介质中的瑞利波频散特性 ,即不同频率成分具有不同的相速度。

(2) 瑞利波勘探中的一个基本假设。即在某一波长  $\lambda$  (亦即某一频率)时 ,其勘探特性反映了深度为  $\lambda/2$  附近介质的弹性性质。这种假设来源于前面谈到的瑞利波的主要能量集中在一个波长深度范围的基本理论。可以理解深度大约为  $1/2$  波长处的物性代表了其传播领域(大约一个波长的领域)的平均特性。实际工作说明 ,由于介质岩性等的不同 ,勘探深度一般选在  $0.5\lambda \sim 0.7\lambda$  处比较合适。

(3) 瑞利波的探测深度与震源能量。瑞利波沿自由表面传播 ,振幅随深度指数衰减 ,它的主要能量集中在一个波长的深度范围 ,这是限制瑞利波方法最大探测深度的主要原因。要增大勘探深度 ,首先要降低瑞利波的频率。另外要保证某一波长的瑞利波能被检

波器可靠地接收,震源激发的瑞利波必须要有足够的能量。

瑞利波的传播速度在不同的介质中差异很大。松软的淤泥  $v_R$  只有  $50 \sim 80\text{m/s}$ ,吸收衰减严重,而固结的岩层,  $v_R$  可达  $400 \sim 800\text{m/s}$ ,甚至  $1000\text{m/s}$  以上,吸收衰减也小得多。实践证明,在坚硬的岩层中进行勘探,最大探测深度有可能超过  $30 \sim 50\text{m}$ 。煤矿井下的煤层、岩层一般都比地面土层的  $v_R$  高很多,因此瑞利波方法应用于井下时,有可能获得较大的勘探深度。

(4)通过在煤矿井下非标准(非理想)半无限弹性空间条件下开展的瑞利波勘探试验,说明在这样的条件下同样能获得  $H - v_R$  的实测记录,并可根据曲线反映的异常进行地质解释。

(5)垂直探测与水平探测的可能性。由前述可知,瑞利波是沿弹性介质的自由界面(或与空气的交界面)传播的面波,它的能量强,衰减慢。因此,只要存在空气与岩石的接触面(即便是在煤矿井下非理想半无限弹性空间条件),就有可能进行瑞利波勘探。所以瑞利波除在地面做垂向地基勘探外,还可移至煤矿井下进行垂向(顶、底板)和水平方向(侧壁和巷道超前探测)的勘探。

### 第三节 槽波地震勘探

槽波勘探是地震勘探中的一个新的分支,它是在煤层内进行地震探测的煤矿特有的一种勘探方法。具体地说,槽波勘探就是利用在煤层中产生、通过煤层传播、又在该煤层中接收的槽波,进行透射和反射测量,以达到探测煤层不连续性(断层、冲刷带、陷落柱等)造成煤层中断的地质异常体的目的。

#### 一、槽波及其类型的划分

槽波又称为导波、制导波、层波或者煤层波。

##### (一)板状波导

槽波在人们的日常生活中早有应用,比如医生用的听诊器就是一个管状声波导,病人的心脏跳动声音和呼吸声音就是以槽波的形式传导到医生耳朵的。虽然听诊器这种管状声波导使用的只是没有任何增音功能的圆管子,但由于它将三维方向传播的声波以无球面扩散、低损耗形式的一维槽波方式传播,所以尽管管子很长,但人听起来却仿佛声源就在耳边,其功劳就在声波导中的槽波。

人们通过对煤层及其顶、底板岩层物理特性特别是弹性参数的研究以后,认识到煤与岩石相比具有弹性波传播速度低和密度小的特点(表 5-1-7)。这样,煤层夹在顶、底



板岩层之间恰好是构成自然状态下“板状波导”的好条件。板状波导与管状波导的差别是它以二维方向传播。

(二) 槽波的形成

通过对多数煤矿的研究可以知道,煤的密度一般为  $1.2 \sim 1.5\text{g/cm}^3$ ,纵波速度  $v_p$  为  $1400 \sim 2700\text{m/s}$ ,横波速度  $v_s$  为  $800 \sim 1600\text{m/s}$ 。而煤层的顶、底板大多是岩化程度较高的泥岩、页岩、粉砂岩、砂岩或石灰岩,它们的密度都比较大,通常是  $2.2 \sim 2.8\text{g/cm}^3$ ,纵波的速度约为  $1800 \sim 5000\text{m/s}$ ,横波约为  $1600 \sim 4000\text{m/s}$ ,且多数速度值偏高。因此,许多煤层与顶、底板岩层间的界面均是高波阻抗差、反射系数很大的良好的反射界面。这时,如在煤层中放置震源,激发出的弹性波会向三维方向传播,而当波射线以大于临界角的方向入射到煤层顶、底界面时,根据斯奈尔定律(见公式 5-2-10 和图 5-2-13)就会产生“全反射”。由于煤层顶、底界面多是平行的,所以这种全反射过程就会在煤层顶、底界面间多次反复地进行,从而形成一个沿煤层(二维方向)向远方传播的特殊的波,这就是槽波(图 5-2-25)。

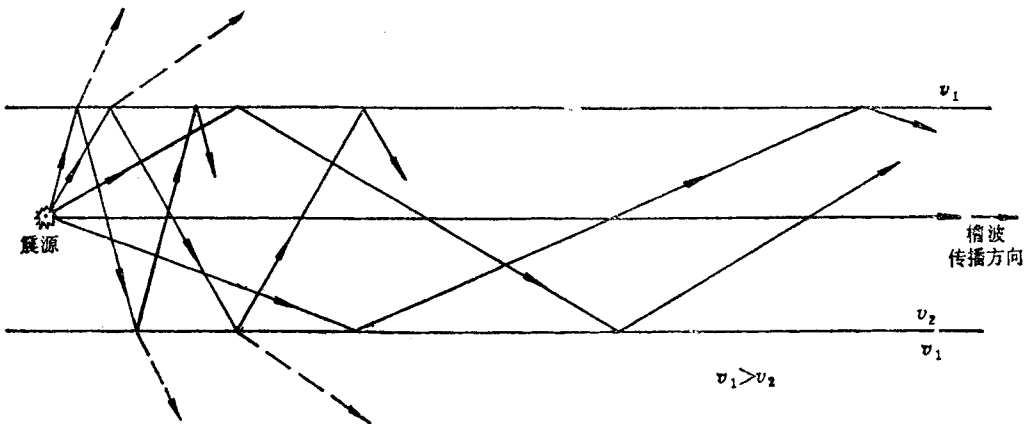


图 5-2-25 利用煤层顶、底界面的反射说明槽波的形成原理示意图  
 $v_1$ —煤层顶、底板岩层的横波速度; $v_2$ —煤层横波速度

应当说明的是,槽波形成过程在煤层中发生的全反射既有纵波也有横波,且两种波型的临界角也不相同。这些全反射的上、下行波列在传播过程中必然会产生波的干涉现象。这一干涉现象使多数谐波成分互相削弱、逐渐消失,同时也使那些满足相长干涉条件的各种谐波相对增强,并在垂直于煤层方向上形成驻波。这种沿着自然状态下“煤层板状波导”传播的特殊干涉波就是槽波。槽波是煤层中弹性波传播的特殊规律。

(三) 槽波的类型

由于槽波形成过程在煤层中发生的全反射既有纵波也有横波,这两种类型的体波都会在煤层中产生干涉,因此也就会形成不同特性、不同类型的槽波。不同类型槽波的传

播过程,在煤层的不同部位,其质点的运动规律是不相同的,而且都具有复杂的运动轨迹。

### 1. 瑞利型槽波 R

人们将主要具有纵波和垂直于煤层极化的横波( $SV$ 波)质点运动分量称为瑞利型槽波( $PSV$ 波),也就是说,瑞利型槽波是指介质(煤层)的质点是在垂直于煤层、平行于波传播方向的平面内运动的槽波,其质点运动的轨迹呈椭圆形(图5-2-26)。由于只有当煤层顶、底板的横波速度显著大于煤层纵波速度时才适合于瑞利型槽波的应用,而这种机会比较少,因此在现场实际测量中很少应用瑞利型槽波。瑞利型槽波更适合于在物理模型的研究中使用。

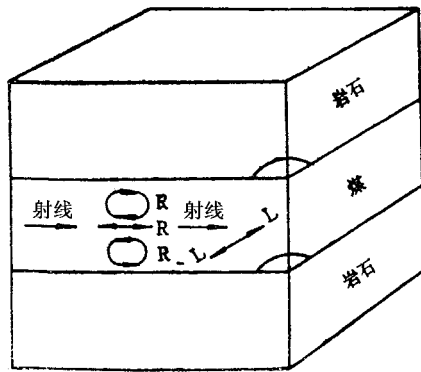


图5-2-26 瑞利型槽波R和洛夫型槽波L的质点运动情况

### 2. 洛夫型槽波 L

煤层中质点的运动平行于煤层、垂直于射线方向时的槽波,即含有平行于煤层极化的横波相质点运动分量称为洛夫型槽波( $SH$ 波)(图5-2-26)。只要煤层的横波速度显著小于顶、底板的横波速度时就适于应用洛夫型槽波,而这样的机会是很多的。因此,洛夫型槽波应是槽波勘探实际应用中的主要类型。

根据煤层和顶、底板岩层地震波( $P$ 波、 $S$ 波)速度的差异和形成槽波的地震体波在煤层与顶、底板界面入射角的不同,形成的槽波可分为泄漏型和简正振型。泄漏型槽波的能量不断向顶、底板方向辐射,槽波的能量密度随传播距离的加大很快降低。这种煤层往往不适宜应用槽波技术。简正振型槽波辐射到顶、底板中的能量为零,因此它可以在煤层中传播很远的距离。从实用观点出发,只有简正振型的槽波可以用于探测煤层中的不连续体。故,下面主要介绍简正振型的洛夫型槽波。

另外根据槽波震源激发点位置的设置,又可将槽波划分为对称型和非对称型的。理论和实践证明,对称型槽波更适合于探测煤矿的地质构造。因此,一般情况下震源激发点和接收点总是设置在煤层的中心。

### 二、槽波在煤层中的传播和衰减

#### (一) 槽波在煤层中传播的几何运动学规律

槽波的理论 and 实践证明,槽波在煤层中传播的几何运动学规律与地面体波地震勘探是相似的,且更简单,因为槽波只在煤层中传播,所以可以将三维问题简化为二维问题。因此,惠更斯原理、斯奈尔定律、反射定律等也完全适用于槽波的传播。有关这方面的情况,本节中已有介绍,这里不再详述。

#### (二) 槽波的衰减

关于干涉波(槽波)的衰减问题目前研究的还不够充分。但可以认为,槽波的衰减既取决于介质的吸收作用,又要受到反射界面的影响,通常主要考虑三个方面的因素,第一是波前的几何发散,第二是频散,第三是煤层的非弹性传播损耗。

##### 1. 波前的几何发散

槽波是以高约煤层厚度的圆柱面状波前在煤层中向前传播的,很显然,圆柱面状波前几何发散引起的传播振幅衰减应为  $r^{-\frac{1}{2}}$  ( $r$  为传播距离)。

##### 2. 频散引起的衰减

由于槽波的频散作用,使其波列随传播距离的增大而逐渐拉长,从而给槽波的几何发散造成附加的振幅衰减。这一附加的振幅衰减大致也是  $r^{-\frac{1}{2}}$ 。因此,几何发散和频散引起槽波振幅衰减的总效应约为  $r^{-1}$ 。但对于槽波的爱瑞相位,衰减却较慢,大约为  $r^{-\frac{6}{5}}$ 。

##### 3. 介质的非弹性传播损耗

因为煤层不属于完全弹性体,所以槽波在煤层中传播除出现上述衰减外,还会引起非弹性传播的吸收损耗。通常,槽波随传播距离按指数规律衰减,即  $e^{-\alpha r}$ ,其中  $\alpha$  为煤的吸收系数。 $\alpha$  值的大小与煤层的性质和波的频率有关。 $\alpha$  值与波频率近似地呈正比线性关系,即波频率越高,吸收系数越大。

槽波的衰减问题十分重要,因为它直接涉及到槽波地震探测技术的探测距离问题。通过上述讨论不难看出,探测距离主要取决于各煤层的频散特性和吸收系数。有关探测距离的问题,经过 20 多年的理论和实践研究,可以笼统地概括为,槽波透射法的有效探测距离可达 1000m 左右,槽波反射法达 400m 左右,并且可以期望,随着槽波地震数据采集和处理技术的进步,这一有效探测距离还将进一步增大。

### 三、槽波的频散

槽波和地震体波(主要是  $P$  波和  $S$  波)比较,主要差别在于槽波是一种导波,并具有强烈的频散特性,即槽波速度是频率的函数。正是频散作用才推动了槽波地震的发展,因此搞清频散作用的特征,对槽波地震勘探非常重要。

## (一) 频散曲线与爱瑞相位

图 5-2-27 是对称洛夫型槽波数学模型计算的频散曲线。由于频散现象的存在, 槽波呈现为一种变频的长波列, 这里可以拾取两种速度, 一是相速度  $C$  (主要是指恒定相位点单位时间的传播距离, 对槽波而言, 是指第一个起始信号的传播速度), 另一个是群速度  $U$  (是指槽波能量主要部分的传播速度)。由图可见, 槽波的相速度和群速度都随频率的变化而改变。因为每种波动在数学上均可由无限多阶振型来描述, 而在槽波的实际探测中只有基阶, 偶尔二阶振型具有实际意义。因此, 图 5-2-27 只展示了三阶振型的频散曲线。

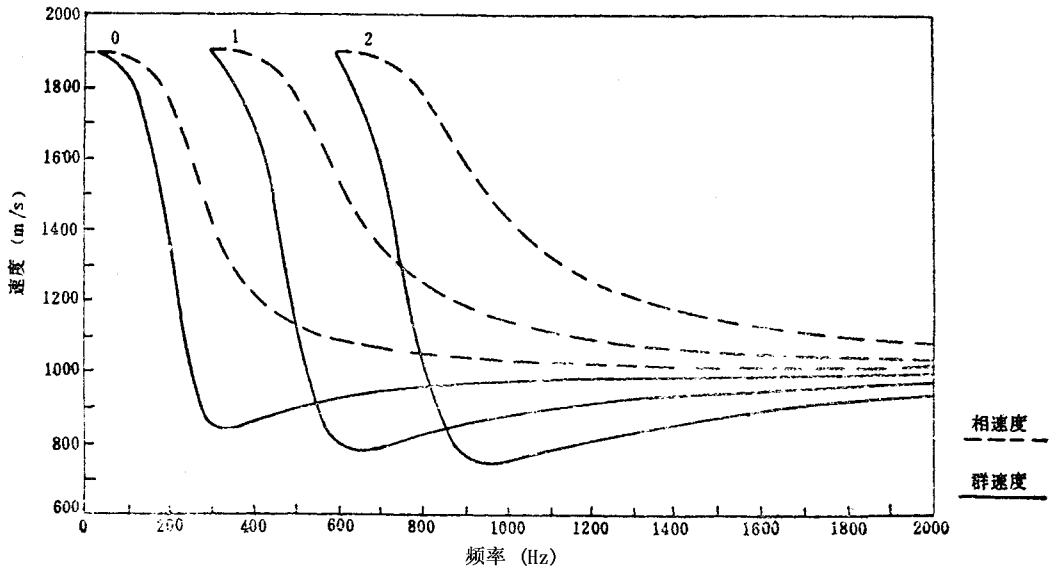


图 5-2-27 对称洛夫型槽波数学模型的频散曲线

从图 5-2-27 的频散曲线上可以看到, 即使是在一个具体的煤层中, 槽波也没有一个恒定的速度, 它总是介于相速度和群速度之间, 即最大为相速度, 最小为群速度。若仅仅是这样, 槽波就不能用于构造的探测了, 因为只知道波传播的时间, 而速度不能肯定, 就无法对断裂构造进行定位。但事实上槽波频散曲线上的能量分布是不均匀的。在群速度曲线上可以看到一个极小值区, 称作爱瑞相位。槽波爱瑞相位一般出现在波列末端, 它的振幅大、频率高、能量最强、速度恒定, 因此它是槽波频散曲线最有意义的部分。槽波地震正是利用槽波爱瑞相位来进行勘探的。

## (二) 槽波振幅分布与频率的关系

图 5-2-28 展示出不同频率  $f$  时煤层内外槽波的振幅分布。由图可以看到, 频率增高时, 槽波振幅在围岩中较小, 在煤层中较大。而波的能量与振幅平方成正比, 因此很明显, 高频槽波的主要能量集中在煤层中, 并且煤层中心是接收槽波的最佳位置。应当

说明的是 ,只有爱瑞相位处的高频槽波才最有用途 ,因为它不但频率高 ,而且在煤层中的绝对能量强 ,而比更高频率的槽波衰减还要小。

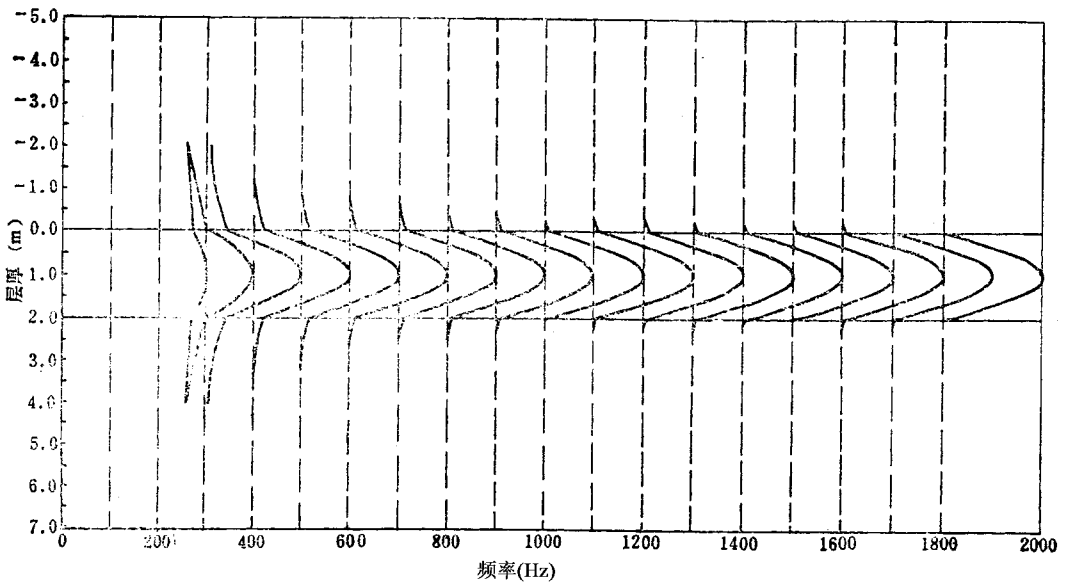


图 5 - 2 - 28 不同频率时槽波振幅在煤层内外的分布

(三)频散作用与槽波波列的特征

由于频散作用的存在 ,槽波呈现为一种变频的长波列。也就是说 ,槽波接收点与激发源之间的距离越大 ,则槽波的波列越长。图 5 - 2 - 29 清楚地反映了上述效应。因为槽波具有标准的频散现象 ,所以槽波波列开始时是长波( 低频 ) ,结束时是短波( 高频 ) ,而爱瑞相位就出现在波列的末端 ,因为它的振幅很大 ,所以容易辨认。

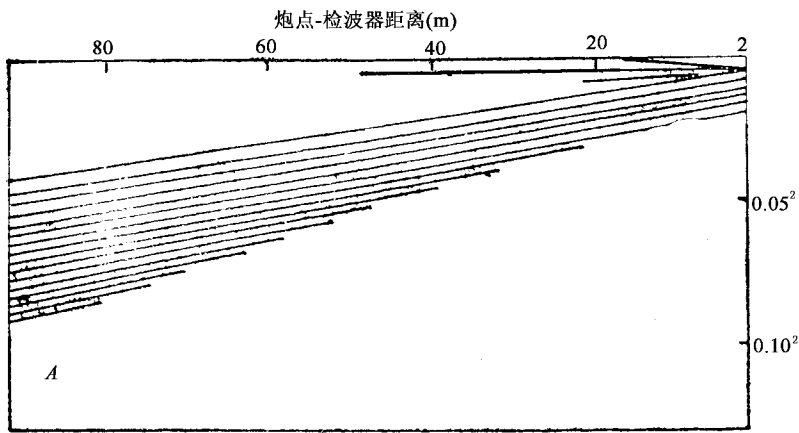


图 5 - 2 - 29 槽波波列的特征

综上所述,可以看到槽波频散作用的重要和提取槽波爱瑞相位的重要,同时也可以看到,正是频散作用才推动了槽波地震探测技术的发展。

#### 四、影响洛夫型槽波传播特性的因素

现重点将煤层厚度、结构、横波速度以及顶、底板岩层对洛夫型槽波传播特性的影响叙述如下。

##### (一) 煤层厚度对槽波特性的影响

图 5-2-30 展示的是不同煤层厚度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线。对图上这组频散曲线进行分析后可以看出,煤层厚度对槽波特性有决定性的影响。群速度曲线上爱瑞相位的频率明显地随煤层厚度的增大而降低。由于当前的槽波信息提取技术还很难做到提取高信噪比的特厚煤层的爱瑞相位,因此槽波探测技术更适用于中厚煤层和薄煤层。

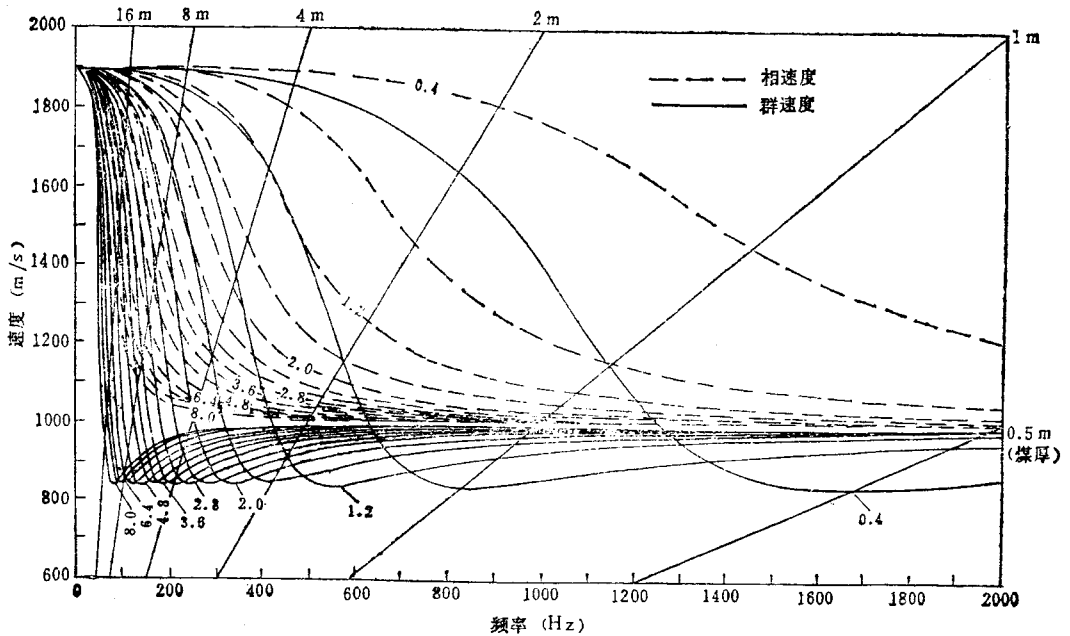


图 5-2-30 不同煤层厚度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线

##### (二) 煤层横波速度对槽波特性的影响

图 5-2-31 展示的是不同煤层横波速度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线。对这组曲线进行分析可以看到,煤层的横波速度对槽波特性有很大影响。首先,爱瑞相位的速度与煤层的横波速度密切相关,即煤层的横波速度越高,爱瑞相位的速度也越高。其次,爱瑞相位的频率也与煤层的横波速度密切相关,即煤层的横波速度越高,爱瑞相位的频率也越高。另外,煤层横波速度低时的频散更明显。

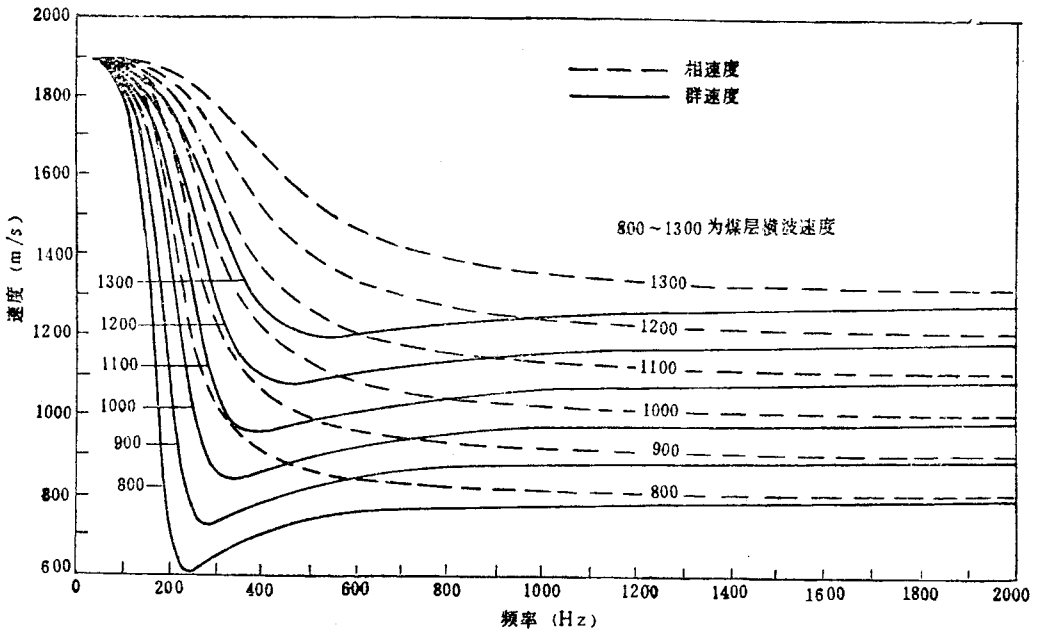


图 5-2-31 不同煤层横波速度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线

(三)煤层顶、底板岩层横波速度对槽波特性的影响

图 5-2-32 展示的是不同煤层顶、底板岩层横波速度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线。对这组曲线进行分析可以看出,煤层顶、底板岩层的横波速度对槽波速度有明显的影响。这里,曲线的首支形态变化很大,但爱瑞相位的变化却较小。首先,爱瑞相位的速度与煤层顶、底板的横波速度有关,即煤层顶、底板的横波速度越高,爱瑞相位的速度越低。其次,爱瑞相位的频率也与煤层顶、底板横波速度有关,即煤层顶、底板横波速度越高,爱瑞相位的频率越低。此外,煤层顶、底板横波速度高时的频散更明显。

(四)煤层结构(夹矸)对槽波特性的影响

根据对各种类型含夹矸复合煤层数学模型的研究,可以得到如下的规律性结论。

(1)煤层结构对槽波特性有决定性的影响。

(2)当夹矸较薄时(如 0.1m),槽波频散曲线较之无夹矸条件下变化不大。因此,当遇到薄的夹矸时,可以当简单煤层处理,即将炮点和检波点均设计在煤层总厚的中心处,并不影响槽波地震探测的效果。

(3)当夹矸较厚时(如 0.4m),情况就截然不同了。首先,其基阶振型群速度频散曲线出现多个拐点。其次,其基阶振型群速度曲线爱瑞相位处空间振幅分布曲线的形态变样,分煤层中心为振幅极大值,夹矸中心呈现极小值。因此,当遇到较厚夹矸时,可望获得较高频率的爱瑞相频率,但炮点和检波点两者都应设计在较厚煤分层的中心,而不应设计在煤层总厚度的中心处。煤层结构对槽波特性的影响展示在图 5-2-33 上。

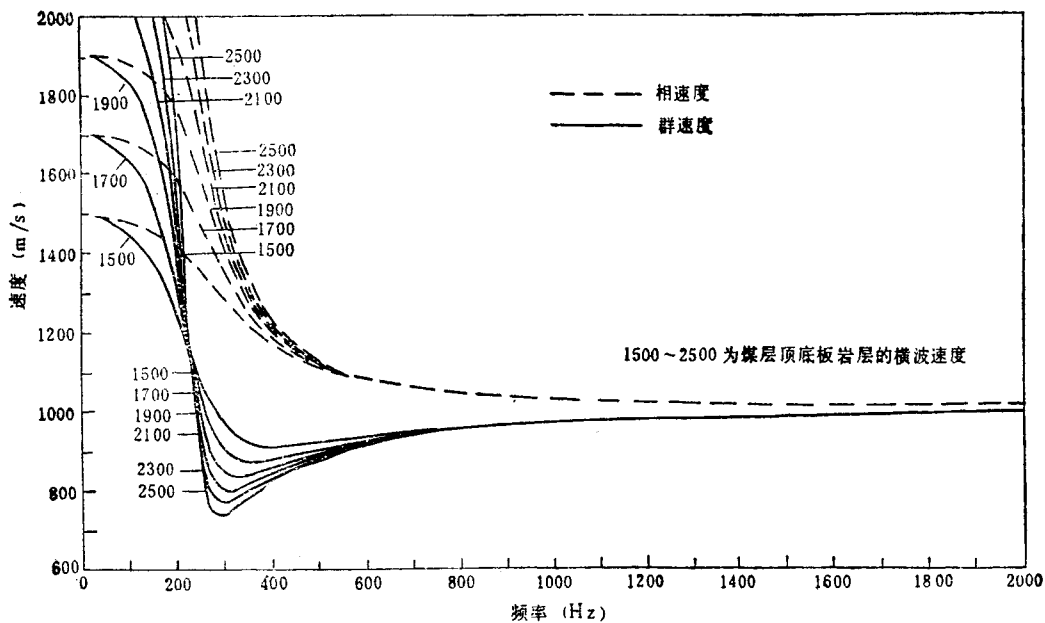
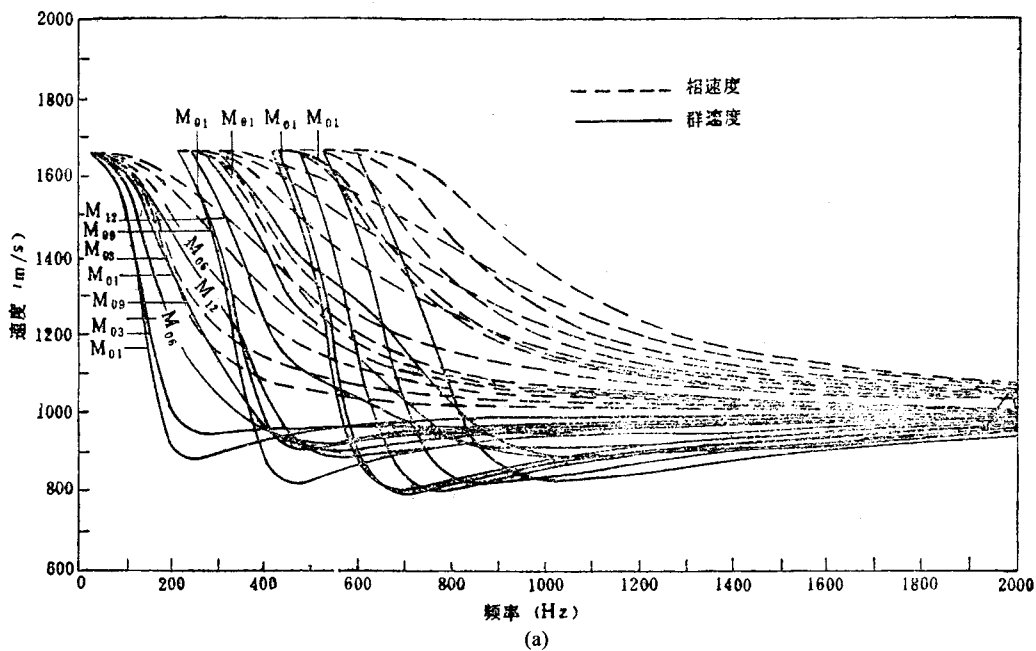


图 5-2-32 不同煤层顶、底板横波速度条件下对称洛夫型槽波的频散曲线





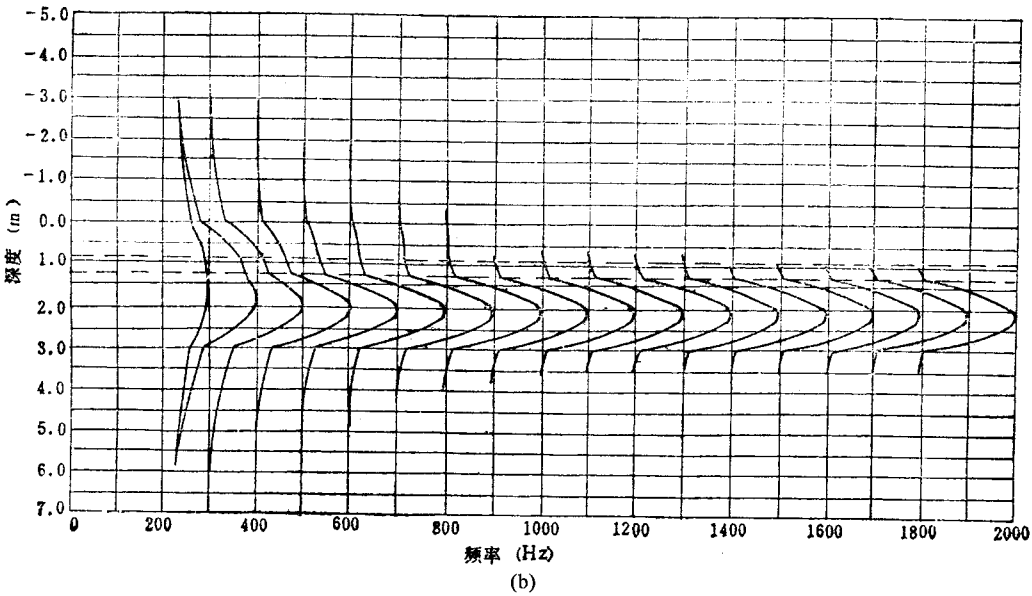


图 5-2-33 煤层结构(夹矸)对槽波特性的影响

a—不同厚度偏心夹矸条件下槽波理论频散曲线 b—含有 0.4m 偏心  
夹矸条件下基阶振型空间振幅分布曲线

(五) 邻近煤层对槽波特性的影响

由于在实际的煤矿中往往都是多层煤赋存,有时煤层的间距相当近,因此研究邻近煤层对被探测煤层槽波特性的影响是有必要的。根据对数学模型的计算可以看到(图 5-2-34):

(1) 邻近煤层距被测煤层间距较大(比如大于 4m)时,其基阶振型频散曲线基本上不受邻近煤层的影响。

(2) 邻近煤层距被测煤层间距较小(比如小于 4m)时,其基阶振型频散曲线将发生较大畸变。频散曲线明显地呈现为多拐点的双爱瑞相位特征。其主要爱瑞相位的频带较高,系被测煤层的表征(它较无邻近煤层条件下的频带略高,群速度也略高)。另外还有一个低频爱瑞相位,其频率很低,群速度很高,随着邻近煤层间距的增大,该低频爱瑞相位的频率缓慢降低,群速度明显增高(图 5-2-34a)。

(3) 从相速度曲线间的张口看,邻近煤层的存在使被测煤层的频散略变差。

(4) 从其基阶振型空间振幅分布曲线看,邻近煤层的影响很大。爱瑞相位频率除在被测煤层的中心处有振幅极大值外,在上、下邻近煤层中也能同时收到较强的槽波能量(图 5-3-34b)。

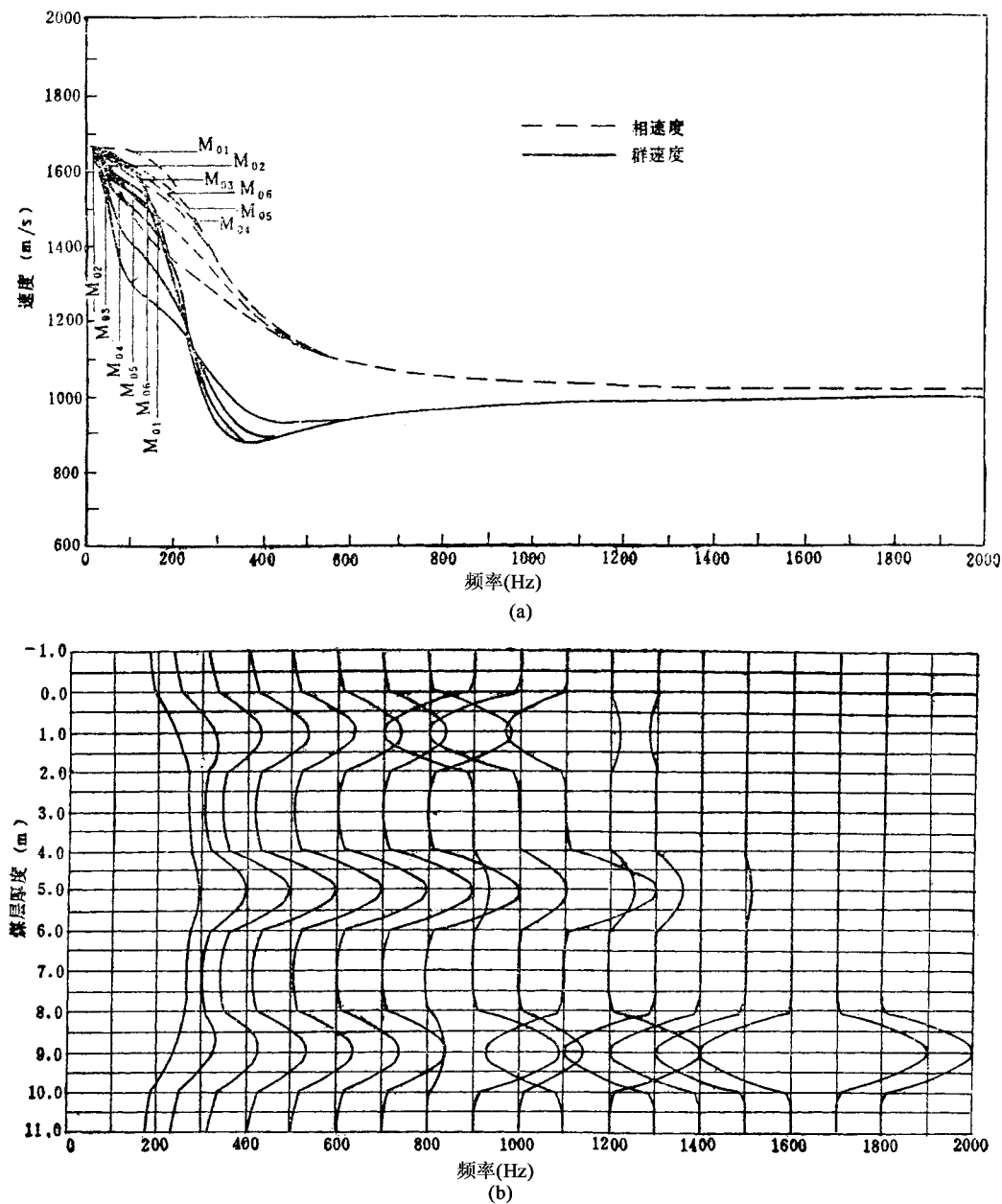


图 5-2-34 邻近煤层对槽波特征的影响

a—顶、底板不同间距煤层条件下的槽波理论频散曲线, b—距顶板和底板 4m 间距邻近煤层条件下基阶振型空间振幅分布曲线

五、槽波地震的主要工作方法

根据槽波地震射线传播路径的不同,可将槽波地震分为槽波透射法、槽波反射法和槽波 CT 法。槽波 CT 法亦称槽波计算机层析成像技术。若论槽波地震射线的传播路径 槽波 CT 法和槽波透射法是相似的。并且两者所用的有效波和井下数据采集技术也是相似的。但是,两者在槽波数据的处理和分析方法上却有着本质上的不同,即槽波透射法用的是经典的阴影法原理,而槽波 CT 法运用的却是代数重建法(ART)等计算机层析技术原理。下面侧重介绍透射法和反射法。

(一)槽波透射法

图 5-2-35 展示的是槽波透射法原理示意图。在透射测量中所要观测的有效波是直达槽波。为了进行透射测量,需要在一条巷道内布置爆炸点用以激发地震波,而在该煤层的另一条巷道安置检波器及地震仪,以便接收通过被探测煤层来自震源的槽波信号。

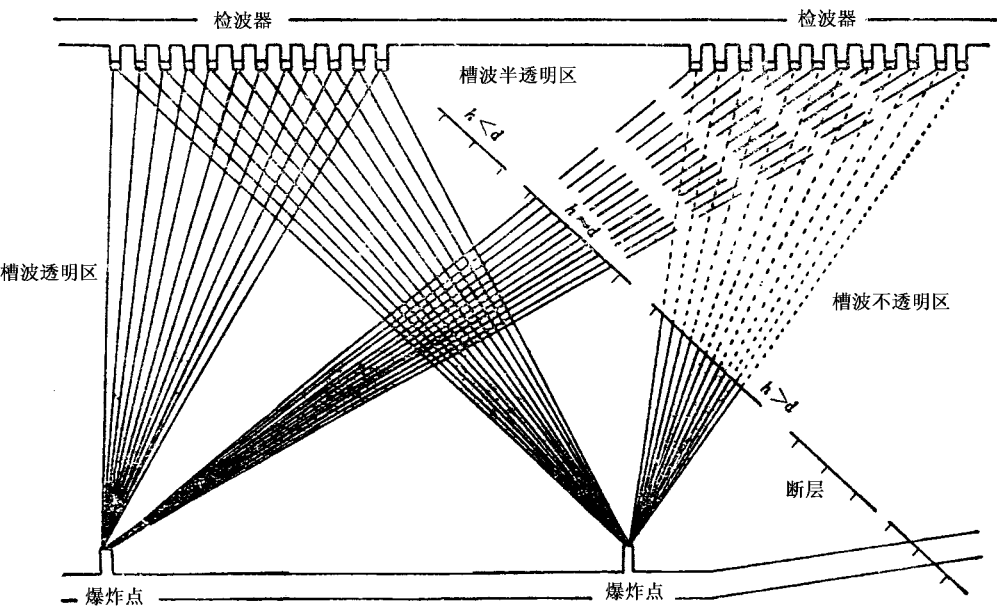


图 5-2-35 槽波透射法测量原理示意图  
 $h$ —断层落差; $d$ —煤层厚度

在槽波透射法的测量中,若能观测到确切的槽波(槽波透明区),这就说明在透射的范围内不存在煤层不连续体(断层、冲刷等)如果观测不到槽波(槽波不透明区),就说明在透射范围内存在着落差大于煤厚的煤层不连续体,如果是很弱地接收或延时接收到槽波信号(槽波半透明区),就说明在透射范围内槽波的通过受到阻碍,这里可能存在落差

小于或接近煤厚的煤层不连续体。

槽波透射法是槽波地震勘探中最基本、最常用、最重要的方法。槽波透射法的主要功能是：

(1) 通过测量直达槽波信号的有无,用以判断透射范围的煤层中是否存在煤层不连续体。

(2) 如震源至接收点间没有煤层不连续体存在,则可利用透射槽波数据计算洛夫型槽波的频散曲线,进而确定所探测煤层中槽波群速度曲线爱瑞相位的频带和群速度值,为槽波数据处理提供滤波参数和速度参数,并可用来确定所探测煤层应用槽波地震探测技术的前景。

(3) 在有利条件下,可以用透射资料绘制槽波相对透射系数图,并确定落差小于煤厚的构造。

图 5-2-36 是巷道槽波透射法的理论时距曲线。该图的横坐标是沿布设检波器巷道方向的距离,纵坐标是波的旅行时间,该图标出透射测量中常见的四种波动扰动带,即围岩纵波扰动带 A,围岩横波扰动带 B,槽波扰动带 C 和槽波爱瑞相位扰动带 D。这四种波动的同相轴和包络线同相轴均呈现为双曲线形状。

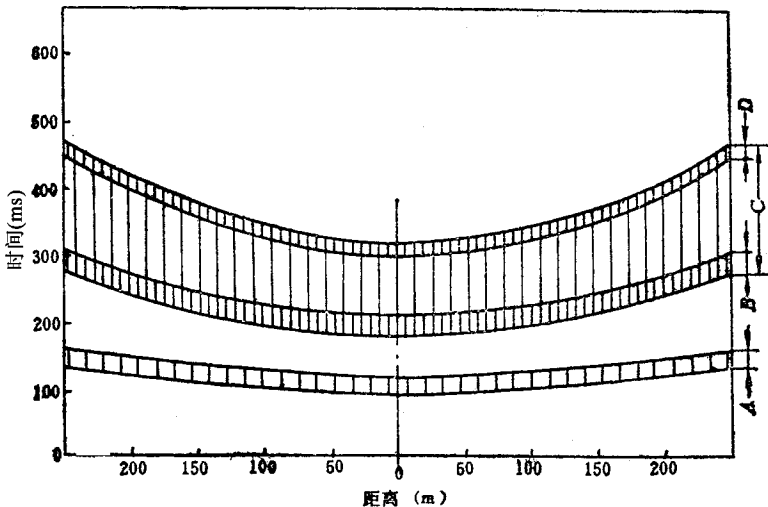


图 5-2-36 槽波透射法理论时距曲线  
A—围岩纵波扰动带;B—围岩横波扰动带;  
C—槽波扰动带;D—槽波爱瑞相位扰动带

## (二) 槽波反射法

图 5-2-37 是槽波反射法的工作原理示意图。槽波反射法是利用一条巷道或工作面就可以进行测量的槽波探测方法。如图所示,爆炸点与检波器点布设在同一巷道或工

作面内 ,因此槽波反射法观测的有效波是反射槽波信号。当震源激发的槽波沿煤层向远处传播遇到煤层中的不连续体( 断层、冲刷等 ) ,即遇到了地震波的波阻抗( 速度与密度的乘积 )分界面时 ,将会产生反射槽波信号 ,利用布设在巷道壁或工作面壁上的检波器 ,便可接收到这些反射槽波信号。通过识别和分析这些反射槽波信号 ,就能直接判断出煤层不连续体的所在位置。

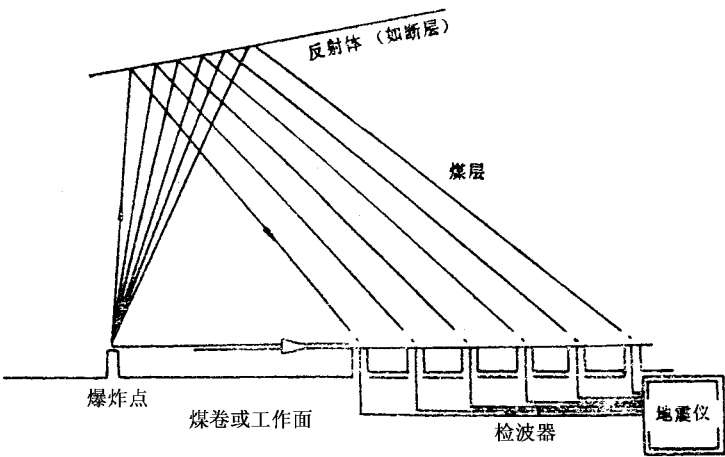


图 5 - 2 - 37 槽波反射法测量原理示意图

槽波反射法的主要功能是能一条煤巷的一侧或两侧数百米范围内探测出煤层中的不连续体 ,并能确定其位置。但是由于槽波反射法工作中尚有许多局限性( 例如煤层中不连续体的走向与检波器排列方向之间的夹角是否适宜 ,槽波反射法的盲区等 ) ,因此多数情况下将槽波反射法和槽波透射法联合应用 ,将能得取较好的探测成果。

图 5 - 2 - 38 展示了槽波反射法的理论时距曲线。图中可以看到两类曲线 :第一类是呈直线状的直达成分的波动 ,包括空气声波、围岩直达纵波、围岩直达横波、巷道槽波和巷道槽波爱瑞相位 ,其中巷道槽波爱瑞相位是造成槽波反射法盲区大的主要原因 ;第二类是时距曲线呈双曲线状的反射槽波  $R_1$ 、 $R_2$ 、 $R_3$ 。这里要说明的是图中的三个槽波反射信号的时距曲线只具理论意义。实际的槽波反射记录上通常只能观测一个、二个槽波反射信号 ,并且由于槽波的延续度较长 ,往往很难把相隔较近的二个槽波反射信号区分开。

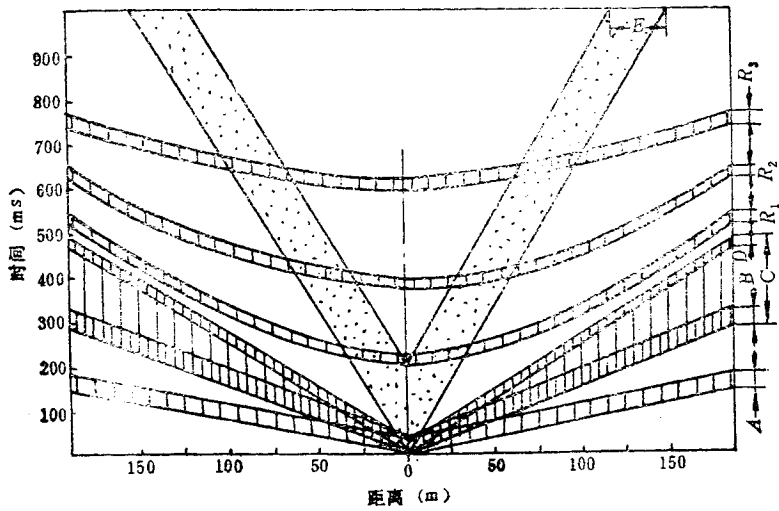


图 5-2-38 水平反射体条件下的槽波反射法理论时距曲线  
 A—围岩纵波扰动带 ;B—围岩横波扰动带 ;C—槽波扰动带 ;  
 D—槽波爱瑞相扰动带 ;E—空气声波扰动带 ;  
 $R_1$ 、 $R_2$ 、 $R_3$ —槽波反射扰动带