

# 断层衍射波及其应用

李清河 周民都 李刘玉  
(国家地震局兰州地震研究所)

## 摘要

本文从衍射波的物理定义出发,简化了 Traney 提出的断层上 Kirchhoff-Helmholtz 衍射方程的解法;计算了不同深度、不同测线方向下的断层衍射波理论地震图;计算了衍射波振幅谱与相位谱,给出了利用衍射波求断层位置的公式;得出了一些新的结论,通过人工地震测深与地震勘探的实例,对断层衍射波的特性有了更明确的认识。

本文的结果表明:断层衍射波发生在地球介质剧烈变化处;衍射点两侧的衍射波走时曲线呈双曲线状;波初动清晰且半周期小;其优势频率振幅谱与反射波的相同,在衍射波与反射波走时曲线相切处附近,记录图中出现衍射波最大振幅,且波反相;视断点与真实断点一般不重合。上述特点可能为判定衍射波并确定断层位置提供判据。

**关键词** 断层衍射波;克希霍夫-亥姆霍兹衍射方程;理论地震图;地震测深;地震勘探

## 一、前 言

利用地震波探测地下断层,目前主要用其运动学特性,包括反射标准波同相轴的畸变、视速度突变、波组错断等,但当波传到地质异常体剧烈变化处时,便会出现几何射线地震学无法解释的波现象,断层衍射波即属此类。

基于物理上衍射理论建立起来的断层衍射波,其运动学特性及应用已有较多报道<sup>[1,2,3]</sup>,1970 年 Traney 提出了断层上 Kirchhoff-Helmholtz 衍射方程的解法<sup>[4]</sup>。胜利油田地质处研究了衍射波的衍射花样,提出了物理地震学的计算方法<sup>[5]</sup>。1984 年,冯锐等在解释圣安德烈斯断层结构中应用了衍射波并探讨了其特点<sup>[6]</sup>。

本文把 Traney 提出的衍射波理论按实际可能的观测系统把坐标加以简化,计算了不同深度、不同测线方向下的断层衍射波理论地震图,计算了衍射波振幅谱和相位谱,得出了 Traney 所未能给出的一些新结论,从而对衍射波动力学特性有了较明确的认识,综合运动学特性,可望给出衍射波的判定指标。本文又给出了利用衍射波求断层空间位置的公式。文中给出的两个实例中衍射波的主要特征,与理论分析基本一致。

应当指出,前人对衍射波的认识,以运动学特性为主,对其动力学特性,也仅谈及了振幅分布<sup>[1-7]</sup>。本文在系统总结运动学特性的基础上,进一步探讨了初动半周期、相位变化等动力学特性,这可能对正确判别衍射波有所帮助。

1986 年 7 月 8 日收到本文初稿,1987 年 7 月 13 日收到修改稿。  
本文由编委冯锐推荐。

## 二、断层衍射波的动力学特性

当波通过圆孔、狭缝、直边或其它任意形状的孔或障碍物后被接收到时，倘若上述物体很小，它们限制了波阵面，其结果是波进入影区且在影区外其强度分布亦不均匀，这个现象称为波的衍射。地球内部介质发生剧烈变化处，如断层棱角、地层尖灭处、地下礁或侵入体的边缘等，均会产生衍射波。断层的棱角是产生衍射波的最常见的地质结构，称此衍射波为断层衍射波。

### 1. 断层衍射波的位移场

众所周知，平面上各点入射波与反射、折射波满足 Snell 定律。若反射面的长度缩小到可以和波长相比拟，且该平面各点呈数学上的不连续时，便会产生衍射波而非反射波。此种衍射波宏观上不满足 Snell 定律，但是就某一条入射波与衍射波而言，它们必然与法线在同一平面上且满足 Snell 定律。在小面元内按 Snell 定律处理，再对整个面进行积分便可求之。

爆破产生的 P 波位移势可写为：

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (1)$$

对它作 Laplace 变换，得：

$$\nabla^2 \Phi = \left( \frac{p}{v} \right)^2 \Phi \quad (2)$$

(2)式中的  $\Phi(x, y, z, p)$  是  $\varphi(x, y, z, t)$  的 Laplace 变换。上式对于原点处的点源解为：

$$\Phi = \frac{f(p)}{r} e^{-pr/v} \quad (3)$$

式中  $r$  是从爆源到观测点间的距离， $v$  是波速， $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ， $\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r}$ ， $\frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}$ ， $\frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r}$ ， $f(p)$  是爆源波形函数的 Laplace 变换， $p$  是变换变量。满足衍射波条件的波动方程可用 Kirchhoff-Helmholtz 方程给出：

$$4\pi\Phi_s(p) = \iint_F e^{-pr_{sF}/v_1} \left[ \frac{1}{r_{sF}} \frac{\partial \varphi_F}{\partial n} - \varphi_F \frac{\partial \left( \frac{1}{r_{sF}} \right)}{\partial n} + \frac{p\varphi_F}{r_{sF}v_1} \frac{\partial r_{sF}}{\partial n} \right] dF \quad (4)$$

式中  $\varphi_F$  是反射面  $F$  上的位， $r_{sF}$  是从检波器  $s$  到面元  $dF$  的距离， $v_1$  是反射面上层介质的速度， $n$  是  $dF$  的外法向， $\Phi_s(p)$  是拾震器处位的 Laplace 变换， $p$  是变换变量。

图 1 是断层截面空间示意图。 $c$  是爆源，测线  $sc$  位于地表  $xoy$  平面上， $dF$  是衍射点， $r_{sF}$ ， $r_{sF}$  分别为入射线和衍射线长， $x_c, y_c, x_s, y_s$  分别为爆点和测点在  $x, y$  轴上的坐标。若衍射棱上层介质中 P 波速度为  $v_1$ ，则各相应走时为

$$t_{sF} = \frac{r_{sF}}{v_1}, \quad \tau_s = \frac{x_s}{v_1}, \quad \dots,$$

若测线与  $y$  轴相交于  $c$ ,  $dFc$  连线与  $y$  轴交角成  $\alpha$ , 且有下述关系:

$$\begin{cases} \frac{\partial r_{sF}}{\partial n} = \frac{x_s}{r_{sF}}, \quad \frac{\partial r_{cF}}{\partial n} = -\frac{x_c}{r_{cF}}, \quad \frac{\partial \left( \frac{1}{r_{sF}} \right)}{\partial n} = -\frac{x_s}{r_{sF}^3} \\ \frac{\partial \Phi_F}{\partial n} = \frac{\partial \Phi_F}{\partial r_{cF}}, \quad \frac{\partial r_{cF}}{\partial n} = \frac{x_c}{r_{cF}} \cdot e^{-pr_{cF}/v_1} \left( \frac{1}{r_{cF}^2} + \frac{p}{v_1 r_{cF}} \right) \end{cases} \quad (5)$$

按图 1 所示符号, (2) 式可写为:

$$\Phi_F = Rf(p)e^{-pr/v_1}/r_{cF} \quad (6)$$

经过变量代换,可得:

$$4\pi\Phi(p) = \frac{1}{v_i} \int_a^{\tau_2(\alpha)} e^{-ps} [A(s, \alpha) + pB(s, \alpha)] d\alpha dt \quad (7)$$

式中：

$$\left\{ \begin{array}{l} A(\alpha, t) = \frac{\tau_c/t_{cF}^2 + \tau_s/t_{sF}^2}{\nu_1[t_{at} + (\tau_0 t_{cF} - \tau_1 t_{sF}) \cos \alpha]} \\ B(\alpha, t) = \frac{\tau_c/t_{cF} + \tau_s/t_{sF}}{\nu_1[t_{at} + (\tau_0 t_{cF} - \tau_1 t_{sF}) \cos \alpha]} \end{array} \right. \quad (8)$$

(8)式中各字母意义为:

$$\begin{cases} t_{cF} = \frac{r_{cF}}{v_1}, & t_{sF} = \frac{r_{sF}}{v_1}, & \tau_c = \frac{x_c}{v_1}, & \tau_s = \frac{x_s}{v_1}, \\ t_a = \frac{r_a}{v_1} = \frac{r_{cF}}{v_1}, & \tau_y = \frac{y_s}{v_1}, & \tau = \tau_c + \tau_s, & \tau_0 = \frac{\tau_y \tau_s}{\tau} \\ \tau_c = \tau_y \tau_c / \tau \end{cases} \quad (9)$$

再经运算,最后可以写出拾震器处的地动位移为:

$$u_s(t) = \frac{Q}{4\pi\nu_s} f(t) * \left[ B(t_1, \alpha) \frac{d\alpha}{dt_1} \right]_{t_1=t} \quad (10)$$

式中  $u_s(t)$  为拾震器处衍射波地动垂直位移,  $t_1$  为走时,  $Q$  为反射面与自由面综合反射系数,  $f(t)$  为源的时间函数, 它与方括号内项取褶积, 便可求得衍射波位移。(10)式与 Trorey 的公式<sup>[4]</sup>形式上相同, 但由于坐标参量不完全相同, 加之反射系数考虑了反射面与自由面综合效应, 因此, 本解法对 Trorey 的解法做了简化, 使之更适于处理观测资料。

## 2. 数值试验——反射波与衍射波的合成地震图

断层衍射波一般出现于反射波列之中。图 1 中爆源  $c$  产生的波经反射面反射后到达某一测点  $s$ ，衍射点  $dF$  产生的衍射波也可在  $s$  上接收到，在  $(x, y, z)$  坐标中，

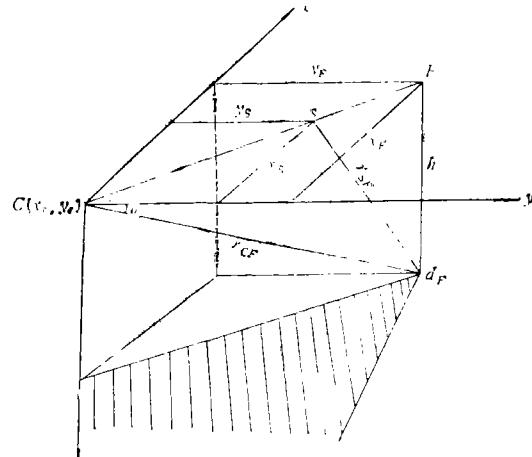


图 1 断层截面与测线位置图

设  $c$  坐标为  $(0, 0, 0)$ ,  $dF$  坐标分别为  $(3.6, 4.8, 5)$  和  $(3.6, 4.8, 10)$ , 测点  $s$  的坐标取为  $(1.2n, 1.6n, 0)$  ( $n = 1, 2, \dots, 7$ ),  $h$  为衍射点到地面的距离. 主要介质参数列于表 1:

表 1

$h$ (km)	$v_1$ (km/s)	$v_2$ (km/s)	$\rho_1$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\rho_2$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\gamma$ ( $v_p/v_s$ )
5	4.0	5.0	2.19	2.20	1.7
10	4.0	6.2	2.40	2.50	1.73

设源函数为  $f(t)$ , 则反射波位移可写为:

$$U_s(t) = Rf(t - t_1)/v_1 \quad (11)$$

式中  $R$  相当于(10)式中的  $Q$ . 本试验中源函数取

$$f(t) = e^{-5t} \sin(10\pi t)H(t) \quad (12)$$

对于  $f(t)$  与  $B(t_1, \alpha) \frac{d\alpha}{dt_1}$  的褶积  $f(t) * \left[ B(t_1, \alpha) \frac{d\alpha}{dt_1} \right]$ , 采用高斯积分, 时间步长为  $\Delta t = 0.01$  s, 波形采样时间 5 s, 计算收敛很快. 图 2 和图 3 便是按上面的数据经数值计算在计算机绘出的合成地震图. 图中  $R$  和  $D$  分示反射波与衍射波.

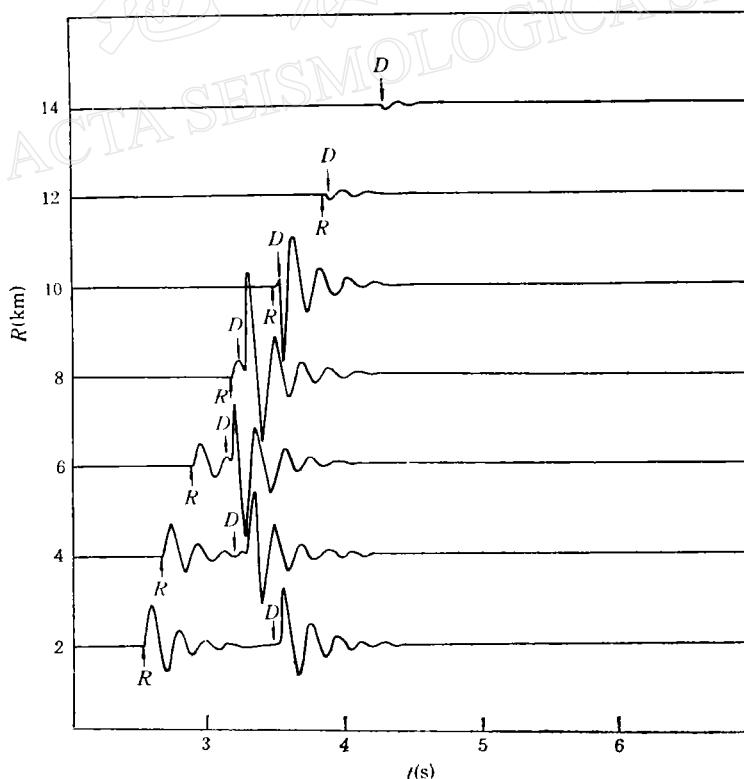


图 2 反射波和衍射波合成地震图(对应于  $h = 5$  km)

图中  $R$  和  $D$  分示反射波与衍射波

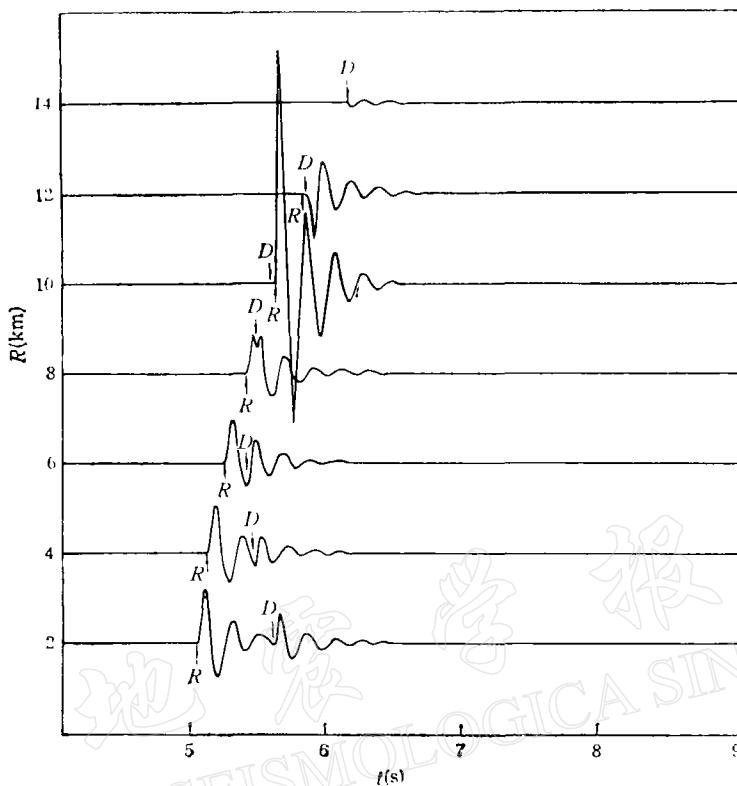


图 3 反射波和衍射波合成地震图(对应于  $h = 10\text{km}$ )

为对二者进行定量分析, 分别对它们做了频谱分析。图 4 是反射波振幅谱和衍射波的振幅谱, 图 5 是反射波相位谱及断点两侧衍射波相位谱。

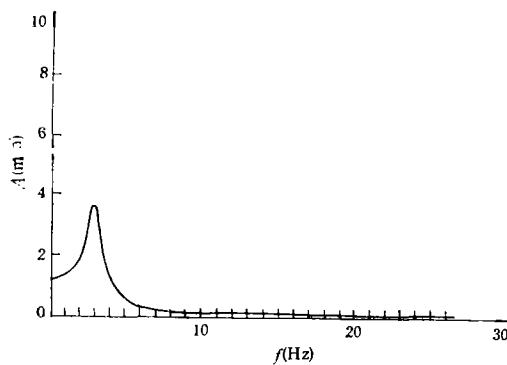


图 4(a) 反射波振幅谱

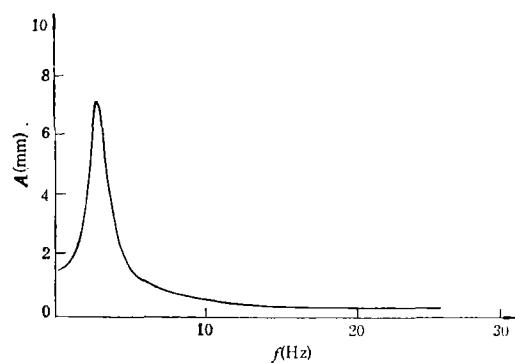


图 4(b) 衍射波振幅谱

### 3. 断层衍射波的主要特征

(1) 走时特征 图 6 是表 1 中  $h = 5\text{km}$  的衍射波与反射波走时曲线。在  $0\text{--}12\text{km}$  范围内, 反射呈正走时, 即随着炮检距增大走时增加。在  $0\text{--}6\text{km}$  范围内, 衍射波走时

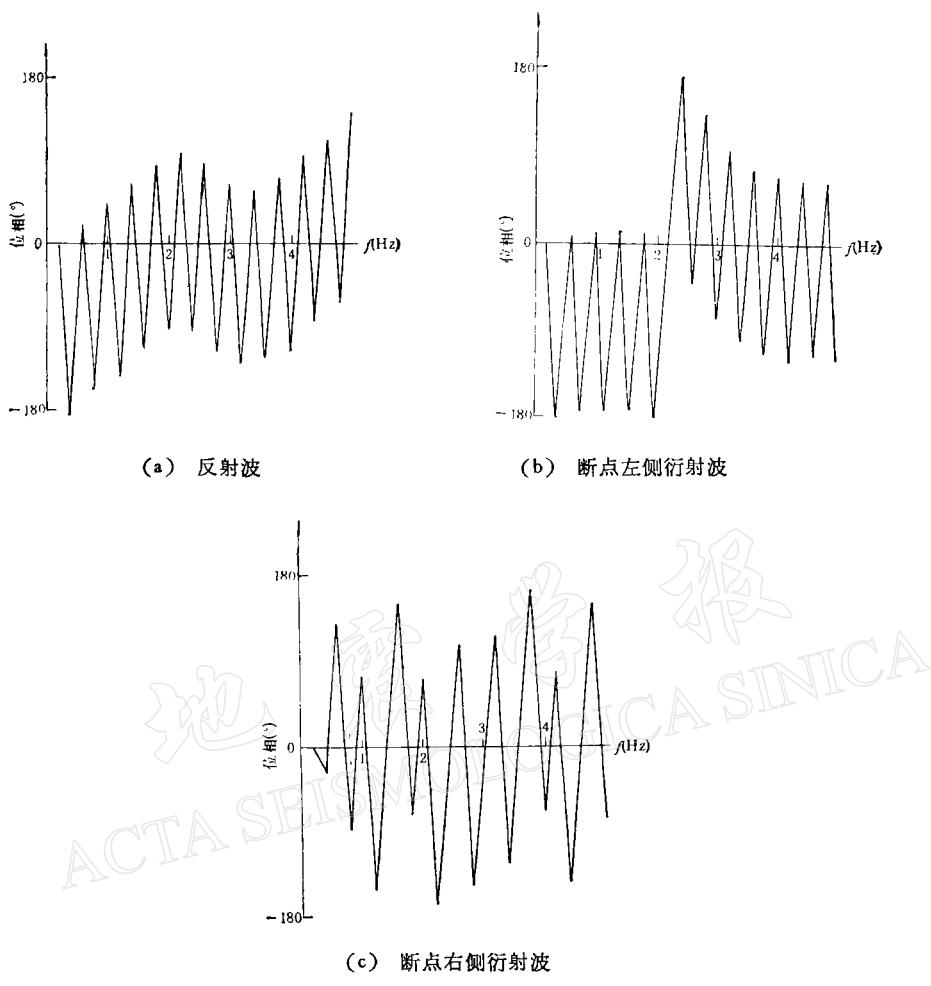


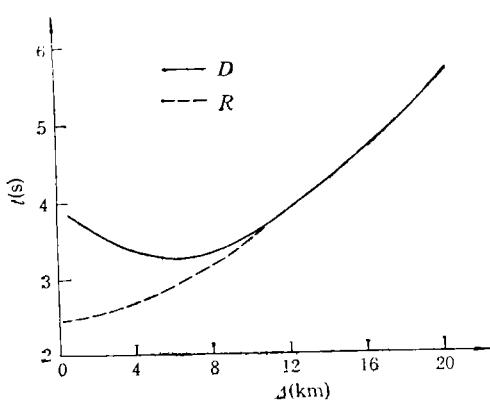
图 5 相位谱

随炮检距增大而减少，在炮检距为 6km 处走时最小。6km 之后又呈正走时。走时最小

点对应衍射点，即断点。衍射波走时曲线与反射波走时曲线同属双曲线，但其离心率不同。如果仅从走时特征下结论，往往误认为是倾斜界面的反射波。

**(2) 初动特征** 与有些结论不同<sup>[3]</sup>。本计算结果中，衍射波初动半周期较反射波小，初动尖锐。

**(3) 振幅特征** 与反射波振幅相比，衍射波的振幅并不一定小，有时可能还大些。实际资料中也有这样的例子<sup>[2]</sup>。就衍射波自身振幅与炮检距的关系而言，则取决于地层介质参数、衍射点的几何位置和

图 6 反射波与衍射波走时曲线  
图中 R 为反射波，D 为衍射波

测线的布设<sup>[7]</sup>, 也取决于界面的反射、折射系数<sup>[8]</sup>。但最大振幅出现在走时曲线与反射波走时曲线相切处附近。如图 2 所示, 最大振幅出现在 8—10km 处而非 12km 处, 图 3 中则出现在 10km 处。改变地层参数, 最大振幅的位置亦有所改变。这与某些结论<sup>[7]</sup>不完全相同, 其原因可能与反射系数有关。不过, 过了反相点后, 振幅逐渐变小。由图 4 可见, 衍射波与反射波振幅谱基本相同, 其优势频率也相同。振幅衰减与反射波也大体相同。

**(4) 相位特征** 从图 2 和图 3 我们可以看到, 衍射波最大振幅附近出现相位变化, 这与某些结论相似<sup>[3]</sup>。图 2 中, 当炮检距在 8—10km 间出现相位突变, 图 3 中则是在 10—12km 间出现相变。再从图 5(b) 和图 5(c) 中我们可以看到, 对应相变前后两个测点的波相位谱有很大差别, 其中优势频率对应的相位变化了 270°。由于相位谱与走时相关, 故当断层几何位置相同但地层介质参数不同时, 相位转换点也不相同, 不过, 相距衍射与反射走时曲线相切处不远。此外, 对转换点附近分析可以看到, 位相改变总是与振幅变大相联系的, 相位突变点可能就是振幅最大处, 这就是数学上不连续点的奇异值。由于我们实际上并不一定刚好测到极大值, 故振幅特性中的最大振幅只能在两条走时曲线相切点附近。

#### 4. 两个实例

我们选用了人工地震测深和地震勘探的实例各一个, 用以说明断层衍射源的主要特征。胡鸿翔等在分析随县—安阳剖面地震测深资料中发现了断层 Pg 折射衍射波<sup>[9]</sup>。记录图示于图 7。经作者反演, 在 164.20km 为衍射点, 从图上确实发现该点附近振幅偏大, 且走时最小, 这与本文所述主要特征相符。可能由于衍射波位于续至区, 且能量不强, 它的初相转换不明显, 而是渐变的。此例说明, 尽管波在断点前沿基底界面滑行, 但其在衍射时与反射在走时和动力学特征上有很多相似之处。

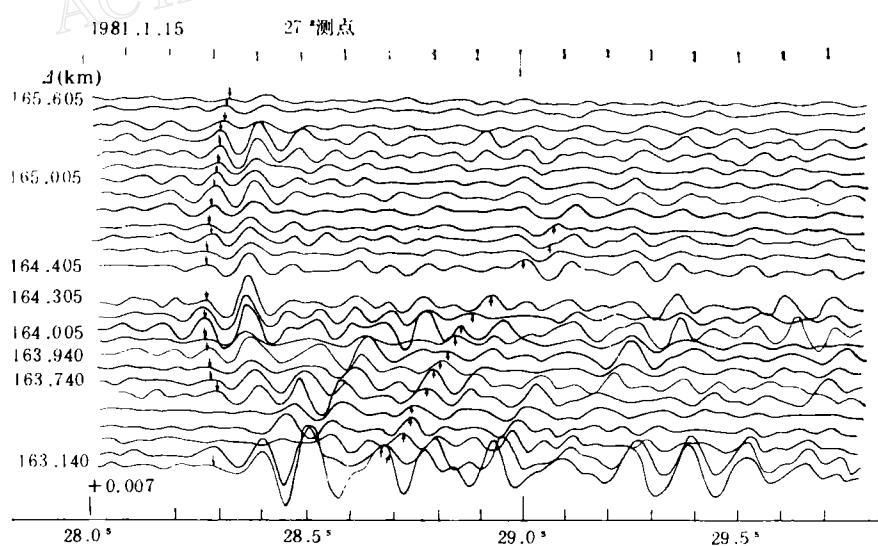


图 7 随县—安阳剖面深地震测深资料中的衍射波震相<sup>[9]</sup>

引用的第二个实例是胜利油田地质处的勘探实例<sup>[9]</sup>。由于测点密, 同相轴清楚易辨,

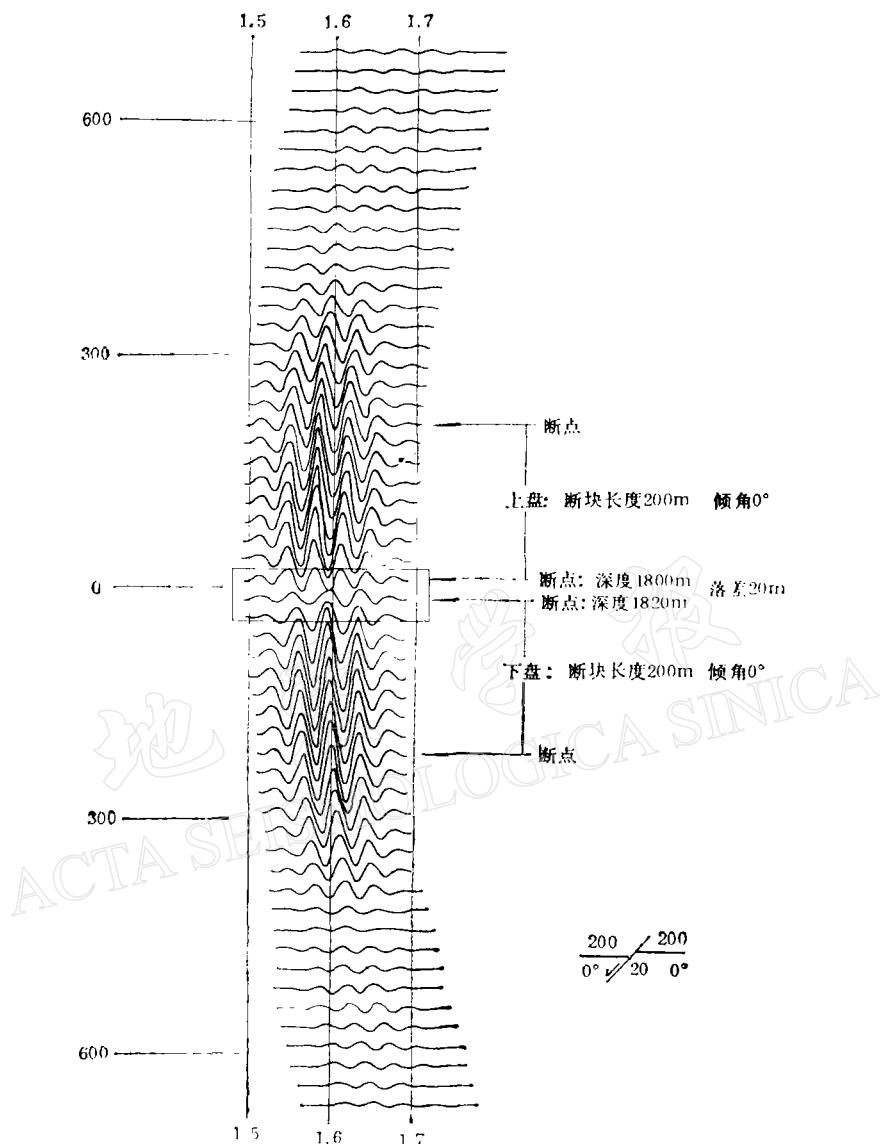


图 8 地震勘探中的衍射震相  
(胜利油田地质处提供)

相位变化较易发现。图 8 的方框中可以看出在断点附近有相位变化, 这与本文的结论基本相符。

### 三、利用断层衍射波确定地下断层

可以用如下坐标计算衍射波走时:

爆点  $C (0, 0, 0)$ , 测点  $S (x_s, y_s, 0)$ ,

断层顶点  $A (x_a, y_a, z_a)$ , 断层顶点  $B (x_b, y_b, z_b)$ .

对于  $A$  点, 其走时方程为:

$$t = \frac{1}{v} [\sqrt{x_a^2 + y_a^2 + z_a^2} + \sqrt{(x_s - x_a)^2 + (y_s - y_a)^2 + z_a^2}] \quad (13)$$

对于  $B$  点, 其走时方程为:

$$t = \frac{1}{v} [\sqrt{x_b^2 + y_b^2 + z_b^2} + \sqrt{(x_s - x_b)^2 + (y_s - y_b)^2 + z_b^2}] \quad (14)$$

两者形式一样, 仅法向时差不同。

由(13)或(14)式, 我们可以导出下面关系式:

$$a_{i1}X_1 + a_{i2}X_2 + a_{i3}X_3 + a_{i4}X_4 = b_i \quad (15)$$

式中

$$\begin{cases} a_{i1} = 4(t_i^2 v^2 - x_i^2) \\ a_{i2} = 4(t_i^2 v^2 - y_i^2) \\ a_{i3} = 8(x_i y_i) \\ a_{i4} = -4t_i^2 v^2 \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} X_1 = \left[ x_a - \frac{x_i(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)}{2(t_i^2 v^2 - x_i^2)} \right]^2 \\ X_2 = \left[ y_a - \frac{y_i(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)}{2(t_i^2 v^2 - y_i^2)} \right]^2 \\ X_3 = x_a y_a \\ X_4 = z_a^2 \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} b_i = & t_i^2 v^2 (t_i^2 v^2 - 2x_i^2 - 2y_i^2) + (x_i^2 + y_i^2)^2 \\ & + \frac{(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)^2 x_i^2}{t_i^2 v^2 - x_i^2} + \frac{(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)^2 y_i^2}{t_i^2 v^2 - y_i^2} \end{aligned} \quad (18)$$

$$i = 4, 5, 6, \dots, n$$

由(18)式可求出:

$$\begin{cases} x_a = \sqrt{X_1} + \frac{(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)x_i}{2(t_i^2 v^2 - x_i^2)} \\ y_a = \sqrt{X_2} + \frac{(t_i^2 v^2 - x_i^2 - y_i^2)y_i}{2(t_i^2 v^2 - y_i^2)} \\ z_a = \sqrt{X_4} \end{cases} \quad (19)$$

(19)式中的  $t_i, x_i, y_i$  可分别用  $\bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i$ ,  $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ ,  $\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$  代替之, 用各测点数值解(15)式, 便可求出  $X_1, X_2, X_3, X_4$  来, 代入(19)式, 可求出断层空间位置  $x_a, y_a, z_a$  来。为计算方便, 按衍射条件, 速度  $v$  可用相应层位反射波速度代替之。利用计算机解(15)式, 很容易得出结果来。

由于  $A, B$  两点位置不同, 走时曲线也不同, 作出  $B$  点的结果, 便可求得  $A, B$  直线的空间位置:

$$\cos \alpha = \frac{x_b - x_a}{l}, \cos \beta = \frac{y_b - y_a}{l}, \cos \gamma = \frac{z_b - z_a}{l}$$

$$l = \sqrt{(x_b - x_a)^2 + (y_b - y_a)^2 + (z_b - z_a)^2} \quad (20)$$

若取  $xy$  平面为水平面, 则断层面倾角为  $\gamma$ , 断距为  $z_b - z_a$ , 倾向视  $\gamma$  的象限而定。

实际工作中由于断层位置与测线关系的不定性, 故有所谓“点衍射”之分。为了准确探明断层方位, 可采用垂直与平行测线交叉的办法来交出有关点的准确位置, 故时距方程又可简化之。

若测线垂直衍射棱, 即点衍射, 其时距公式为:

$$t = \frac{1}{v} [\sqrt{x_0^2 + z_0^2} + \sqrt{(x - x_0)^2 + z_0^2}] \quad (21)$$

由此可以求出:

$$\left( x_0 - \frac{x}{2} \right)^2 + \frac{t^2 v^2}{t^2 v^2 - x^2} z_0^2 = \frac{t^2 v^2}{4} \quad (22)$$

令

$$x_0 - \frac{x}{2} = X$$

则上式可写成:

$$X^2 + \frac{t^2 v^2}{t^2 v^2 - x^2} z_0^2 = \frac{t^2 v^2}{4} \quad (23)$$

设

$$a_{i1} = 1, \quad a_{i2} = \frac{t_i^2 v^2}{t_i^2 v^2 - x_i^2}, \quad b_i = \frac{t_i^2 v^2}{4}$$

$$X_1 = X, \quad X_2 = Z, \quad (24)$$

则(28)式可写为:

$$a_{i1} X_1^2 + a_{i2} X_2^2 = b_i \quad (25)$$

可以解出:

$$x_0 = \sqrt{X} + \frac{z}{2}, \quad \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad z_0 = \sqrt{X_2} \quad (26)$$

若测线平行于衍射棱, 则时距曲线为:

$$t = \frac{2}{v} \sqrt{x_0^2 + (y/2)^2 + z_0^2} \quad (27)$$

由下式

$$x_0^2 + z_0^2 = \frac{1}{4} t_i^2 v^2 - \frac{1}{4} y_i^2 \quad (i \geq 2) \quad (28)$$

可解出  $x_0, z_0$  来。

由于衍射波时距曲线呈双曲线, 故可用单一测线(测线位于水平坐标轴上)来求出视速度。设时距曲线为:

$$t_i = \frac{2}{v} \sqrt{(x_i/2)^2 + y_0^2 + z_0^2} \quad (29)$$

则衍射波视速度为:

$$1/\nu_a = \sqrt{\frac{\sum \left( x_i^2 - \frac{1}{n} \sum x_i^2 \right) \left( t_i^2 - \frac{1}{n} \sum t_i^2 \right)}{\sum \left( x_i^2 - \frac{1}{n} \sum x_i^2 \right)^2}} \quad (30)$$

式中  $x_i, t_i$  意义同前。

除上述运动学特征外,还应同时考虑动力学特征,如最大振幅出现在衍射点附近,衍射点后面出现反相等,这对准确判定断层位置有利。

## 四、结语

本文总结了断层衍射波具有下述特点:

1. 在衍射点前呈现反走时,过衍射点则为正走时,在某处与反射波走时曲线相切。
2. 初动较反射波尖锐、半周期较小。
3. 最大振幅出现于走时曲线与反射波走时曲线相切处附近。
4. 最大振幅处出现相位变化。

上述特点为识别断层衍射波提供了依据。综合考虑其运动学和动力学特征,按文中所列公式,可确定地下断层的空间位置。

为使确定断层更可靠,应使用较高频的仪器和较密的测点排列。深部断裂的衍射波,由于能量较小,可能被反射波列淹没,要注意仔细加以分析、辨认。

冯锐同志与作者进行了认真的讨论并提出了十分有益的意见,郭建康同志参与了部分计算工作,在此一并表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] 边醒建,程继华,地震反射波法勘探小断层的经验,地球物理学报,1965,14,268—275。
- [2] 刘汝腾,断层两侧界面弯曲时反射波的特点,地球物理学报,1966,15,148—157。
- [3] 石油科学研究院,地震勘探记录选集,104—107,1967,科学出版社。
- [4] Traney, A. W., A simple theory for seismic diffractions, *Geophysics*, 1970, 35, 762—784.
- [5] 胜利油田地质处,地震波的基本性质——复杂断块区的反射波、异常波与干扰波,石油地球物理勘探,1974,9,1—2,21—32。
- [6] 冯锐, T. V. McEvilly, 由地震反射波剖面研究圣安德烈斯断层带的结构,地震学报,1984,6, 249—263。
- [7] Sheriff, R. E., L. P. Geldart, *Exploration Seismology VI*, 1982, Cambridge University Press.
- [8] 周民都,冯德益,地震波在垂向不均匀介质中传播问题的某些探讨,西北地震学报,1986,8,53—63。
- [9] 胡鸿翔,陈学波,张碧秀,宋文荣,肖志江,何正勤,中国中原地区随县——安阳剖面深地震测深资料的解释,地震学报,1986,8,37—49。

## THE DIFFRACTED WAVE AT A FAULT AND ITS APPLICATION

LI QINGHE, ZHOU MINDU, AND LI LIUYU

(Seismological Institute of Lanzhou, State Seismological Bureau)

### Abstract

According to the physical definition of diffracted wave, the solution of Kirchhoff-Helmholtz diffraction equation at a fault give by Troke is simplified and developed. Synthetic seismograms of diffracted wave at a fault of different depths and from different directions to the profile are computed, and compared with corresponding reflected wave. The amplitude spectrum and phase spectrum of diffracted wave on both sides of a fault are computed. Some usable formulas using diffracted wave along a profile for locating a fault are presented. Two practical examples are given for studying particular characteristics of diffracted wave at a fault.

Results indicate that the diffracted wave at a fault originates from an abrupt change in the medium. On both sides of a diffraction point, the travl-time curve of diffracted wave is a hyperbola. The first arrival of the diffracted wave is distinct and with short half-period, and its amplitude spectrum at predominant frequency is similar to that of reflected wave. It is noted that at the tangent point of the travel-time curves of diffracted and reflected waves, the amplitude of the diffracted wave is maximum, but the phase is opposite to that of the reflected wave. The apparent diffracting point does not coincide with the real one. These characteristics might offer a criterion for identifying the diffracted waves and the position of a fault.