

地震全息勘探技术

译文集



中国科学院广州地质新技术研究所
地球物理研究所编译

PDG

编 译 前 言

地震勘探方法在油气田，煤田勘探及工程地质等方面都起着重要的作用，对国民经济和国防建设都有重要意义。随着地震勘探越来越多地向寻找小、深、和复杂的油气藏进展，迫切要求能正确而迅速反映地下结构和提高分辨地下结构细节的能力。为此，三维地震数据的处理和显示（包括全息成像技术）成为引人注目的新课题。

广州地质新技术研究所曾于1980年7月编译“地质新技术译文集（第一集）”，其中刊登了有关地震全息研究工作有两篇文章：一为“初至波地震全息”二为“全息地震法成像。”此后两年来国外在全息地震方面发表了很多文章，正推向应用阶段；三维地震方面的文章更多，正进入日趋成熟阶段。为了能把此国外成果进行综合研究，参考借鉴，以便推动这一课题进一步的深入研究和推广应用。为此本期由北京地球物理研究所和广州地质新技术研究所联合编译。

本文选择了国外有关地震全息成像和三维地震勘探的文章共16篇，内容包括成像理论、方法，实验和应用等方面。

由于时间仓促，编译水平有限，敬希读者批评指正！

一九八二年九月



200313035

18267



00304276

P631.4
018

目 录

SY43/01

一、成像理论及方法

1. 几种地震成像技术的比较..... (1)
2. 快速地震全息克希霍夫变换..... (16)
3. 无透镜付里叶变换全息术用于反射地震数据的成像..... (23)
4. 三维地震勘探..... (42)
5. 三维地下重建像所受的限制..... (55)
6. 根据绕射波法(全息法)用地震资料预测油气储的方法..... (74)

二、实 验

7. 挪威湾地震全息勘探..... (78)
8. 库尔斯克磁异常别尔哥洛德区反射地震资料全息处理的几个例子..... (88)
9. 地震成像试验..... (91)
10. 三维地震波测量在北海油田勘探中提供了好处..... (98)

三、应 用

11. 声全息在地震数据处理中的应用.....(102)
12. 声全息在噪声数据处理中的应用.....(105)
13. 全息边缘增强技术在地震法中的应用.....(109)
14. 多频声全息术.....(121)
15. 地震信息光、电子处理用的相干光系统.....(132)
16. 三维地震模拟的解释.....(138)

几种地震成象技术的比较

Thomas T. Hu, Keith Wang and Fred Hilterman 著

徐建华译 季钟霖校

摘 要

标量波理论用于求解三维地震成象问题。不同的实现方法导致各种不同的偏移技术，由此得到地下反射系数的区域分布。目前广泛使用的有基尔霍夫求和法，频域法以及有限差分法。另外还有菲涅尔成象的算法，夫琅霍夫成象算法，无透镜付氏变换全息术以及用波矢量差异的概念来产生地下象的方法。

从理论上比较这些算法之间的主要异同点。为了比较和实现起见，上述每种技术的数学基础都用相似的积分式来表示。简便起见，在分析中假设介质是均匀的。产生一组合成时间剖面图；对这些用不同的偏移算法所得的偏移剖面图进行了比较。观察诸象间的主要差别且给以若干说明。

导 言

偏移乃是把地面记录的地震剖面变换为地下象的一个过程，而且散射体位于其实际空间位置。地震偏移原理基本上是合成孔径成象技术，它可用于声成象应用的其它领域。作为例子请看本卷Corl和Kino的文章。目前有些偏移技术，例如基尔霍夫求和法，菲涅尔成象，夫琅霍夫成象，频域偏移以及有限差分偏移，它们是一致的。其它的技术，譬如波矢量差异性法（WVD）和无透镜付氏变换全息成象（LFTH）也能产生地下象。

本文对上述这些偏移技术的比较，不但从实际实现的角度来判断评价它们的算法，而且还从它们的理论概念上来探讨。目的在于说明它们之间的相似处和差异。讨论了每种技术所固有限制和象差，应考虑各种不同的用途选用合适的技术。所有这些技术的基础乃是假设地下介质为均匀情况下的三维标量波动方程。

大多数偏移过程所采用的概念认为是向下外推这样一个概念。在这种场合下，为了模拟震源——检波器的零炮检距数据，把全部的野外数据转换为共深点的形式。认为群速度复盖了反射界面，而这些震源同时在时间 $t = 0$ 时点火爆炸。如果把双程旅行时间的方程式归并为包括上行波场 $P(x, y, z, t)$ 的单程时间的方程式，那末野外数据可以模拟为这种假想场合，可将场速减半或者按比例缩减迭加剖面图的尺度来做到。因而用不同的偏移方法把这些地面数据投影回到任意深度 Z 。这样，反射系数或震源强度认为是

在深度 Z 和瞬间 $t = 0$ 时的波场。

下一节扼要阐述一下这些偏移技术。通过数学分析，这七种技术可分为四类；每种技术都以有限孔径上的空间积分的等效形式来表示，这样就可以比较每种方法的精度。最后由流程图，等效偏移公式以及合成数据实现的结果来说明这些技术之间的差别。

理 论

基尔霍夫偏近

正如Scheider的文章所述，基尔霍夫偏移乃是一个卷积运算，是在时间—空间域中精确的运算。地下半空间内的地震波传播是由齐次标量波动方程来描述

$$P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} - \frac{1}{C^2} P_{tt} = 0 \quad (1)$$

其边界条件为

$$P(x, y, z_0 = 0, t) = P_2(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t) \quad (2)$$

这里 $P(x, y, z_0, t)$ 是偏移深度点 $Q(x, y, z_0)$ 处的波场，同时 $P_2(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t)$ 是地面孔径上点 $\bar{Q}(\bar{X}, \bar{Y}, 0)$ 处所收集的数据，其几何关系于图1。

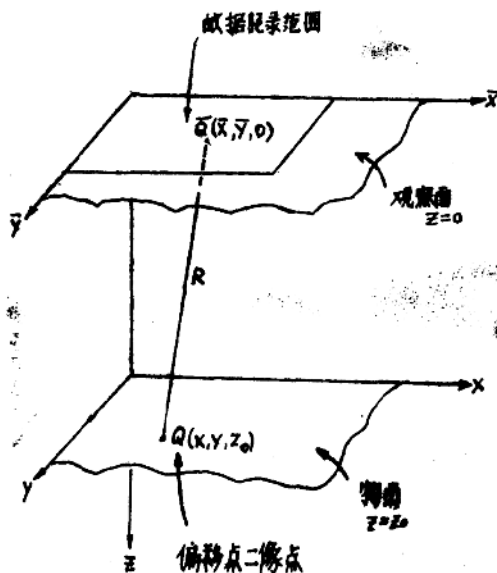


图1. 确定 $\bar{Q}$ 到 Q 距离的几何布置

这个边界值问题的解用格林函数的时间和空间积分形式表示。如选用自由表面，瑞利—萨默菲尔特格林函数推导为时间置于零的基尔霍夫积分公式

$$P(x, y, z_0, 0) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{X} d\bar{Y} \frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, R_K/c)}{R_K} \quad (3)$$

其中

$$R_K = \sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + z_0^2}$$

基尔霍夫公式能使人们依据地面波场 P_Σ 来表达深度 $Z = Z_0$ 处的 $P(x, y, z, t = 0)$, 因而这公式认为是惠更斯原理应用于地下声波的解析式。场 $P(x, y, z_0, t)$ 是由沿着延迟双曲线的和推导出的, 而这曲线取自地面时间道 $P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t + R_K/c)$ 。经过扩散加权因子 $1/R_K$ 修正的这些延迟道之和位于双曲线的顶点。对深度变量的偏导数提供相位校正因子。

菲涅尔偏移

物体埋深远大于波长 λ , 亦即在

$$Z_0 \gg \frac{\pi}{4\lambda} [(\bar{X} - x)^2 + (\bar{Y} - Y)^2]_{\max}$$

时 Q 和 $\bar{Q}$ 间的距离可近似为二项式展开式的首二项

$$R \approx R_{FN} = Z_0 + \frac{1}{2Z_0} [(\bar{X} - X)^2 + (\bar{Y} - Y)^2] \quad (4)$$

于是在这种条件下偏移公式(3)可近似为

$$P(x, y, z_0, 0) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{X} d\bar{Y} \frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, R_K/c)}{Z_0} \quad (5)$$

在这里相位延迟近似为 R_K/c , 振幅扩散因子近似为 $1/Z_0$ 。值得注意的是在时延 R_K/c 和顶点延迟之间的差为 $(1/t_0)(x/c)^2$, 除了因子 $1/2$ 以外它和正常的时差校正项一样。

夫琅霍夫偏移

如果满足条件

$$Z_0 \gg \frac{\pi}{\lambda} (x^2 + y^2)_{\max}$$

则方程式(3)可再进一步近似。这种情况下, P_z 的相位延迟是 R_K/c , 所以偏移公式为

$$P(x, y, z_0, 0) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{X} d\bar{Y} \frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, R_K/c)}{Z_0} \quad (6)$$

其中

$$R_{FN} = Z_0 + \frac{1}{2Z_0} [X^2 + Y^2 - 2X\bar{X} - 2Y\bar{Y}] \quad (7)$$

当观察点距离物体为某一范围时, 亦即在菲涅尔区域和夫琅霍夫区域时, 菲涅尔偏移技术和夫琅霍夫偏移技术必需近似。这概念由Goodman导出, 但他是按前向传播处理的, 而在这里我们是按反向传播来处理。

FK偏移

FK偏移法是在频域内解波动方程。对于某一给定频率 ω ，波场的谱为

$$P(K_x, K_y, Z_0, \omega) = \int \int \int P(x, y, z_0, t) e^{-j\omega t} e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy dt \quad (8)$$

因而赫姆霍茨方程表示为

$$P_{zz}(K_x, K_y, Z_0, \omega) = -(K^2 - K_x^2 - K_y^2) P(K_x, K_y, Z_0, \omega) \quad (9)$$

描述下行波（反向传播）的解为

$$\begin{aligned} P(K_x, K_y, Z_0, \omega) &= P(K_x, K_y, 0, \omega) e^{j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0} \\ &= P(K_x, K_y, 0, \omega) \cdot H \end{aligned} \quad (10)$$

此处的H是表征传播过程的算子。在点Q(x, y, Z₀)处的场强表示为

$$\begin{aligned} P(x, y, z_0, t)|_{t=0} \\ = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int P(K_x, K_y, 0, \omega) e^{j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0} e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot dk_x dk_y d\omega \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{设 } q = \sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} \quad (12)$$

$$\text{且令 } P'(K_x, K_y, 0, q) = P(K_x, K_y, 0, C\sqrt{q^2 + K_x^2 + K_y^2}) \frac{cq}{\sqrt{q^2 + K_x^2 + K_y^2}} \quad (13)$$

其最终结果为

$$P(x, y, z_0, 0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int P'(K_x, K_y, 0, q) e^{j(qz_0 - K_x x - K_y y)} dq dk_x dk_y \quad (14)$$

这过程按流程图方式归结于图2。

FK方法所采用的偏移步骤与基尔霍夫偏移所用的时间—空间运算是相等的。这是正确的，因为

$$\begin{aligned} P(x, y, z_0, t)|_{t=0} \\ &= F^{-1} \{ F[P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t)] e^{j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0} \} |_{t=0} \\ &= P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t) * F^{-1} \{ e^{j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0} \} |_{t=0} \\ &= -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \left[\frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t + \frac{R_K}{c})}{R_K} \right]_{t=0} \end{aligned} \quad (15)$$

最后一步的证明请看附录(A)。

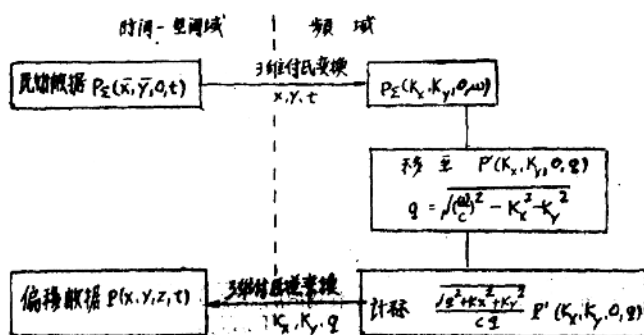


图2. FK偏移

有限差分偏移

这种技术把波的偏移作为一个初始值问题来处理。从地表面测得的波场开始，利用向下外推的概念，逐步外推未知波场。

根据精确的扩散关系式

$$K_z = (K^2 - K_x^2 - K_y^2)^{1/2} \quad (16)$$

取不同的近似程度，或者根据二阶波动方程

$$P_{zz} = \frac{1}{c^2} P_{tt} - P_{xx} - P_{yy} \quad (1)$$

二者是等价的。

对于15°运算的情况，只取方程式(16)之二项式展开式的首二项。然后把三维的运算分解为二个二维的运算，其中一个为X一向，另一个为Y一向。每个二维的运算对应于一个微分方程。

X一向的

$$K_z = K - \frac{K_x^2}{2K} \quad (17)$$

其等价的微分方程为

$$P_{xx} - \frac{2}{c} P_{tz} - \frac{2}{c^2} P_{tt} = 0 \quad (18)$$

Y一向的

$$K_z = -\frac{K_y^2}{2K} \quad (19)$$

等价的微分方程为

$$P_{yy} - \frac{2}{c} P_{tz} = 0 \quad (20)$$

应该指出，这二个微分方程只含有对Z的一阶导数，这样一来，在移动坐标系时易于用数值法求解。

45°的运算是基于扩散关系式含有第三项。利用最小均方的最佳处理方法可把三维的

运算分解为二个二维的运算。对应于每个运算再找一个微分方程且以数值法解之。

三维有限差分偏移的流程图概括于图3。本文只考虑三维15°的偏移以此来指出有限差分偏移与其它技术之间的联系。在频域内15°运算的精度除了由于数值离散引起的误差外还受到近轴近似的限制。在附录B中证明在单频时其等价的时间—空间运算为

$$h\omega = \frac{e^{jkz_0}}{j\lambda z_0} e^{j\frac{K}{2z_0}(x^2+y^2)} \quad (21)$$

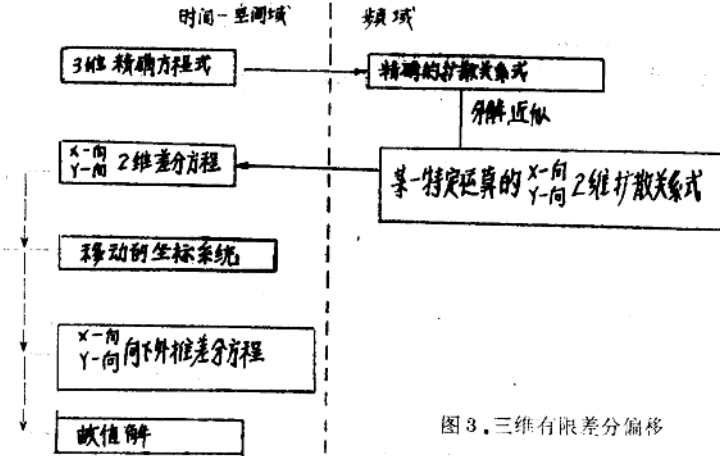


图3. 三维有限差分偏移

可以认为它是瑞利—萨默菲尔特衍射运算子在远场的近似。此外，宽带运算子 h 与地面数据相卷积所得结果就是用于菲涅尔成象的积分式的偏移公式(方程(5))。所以，15°的有限差分偏移在数学上与菲涅尔成象法是相等的。

基尔霍夫偏移，FK偏移以及有限差分技术这三者之间的比较列于表I。

表I. 基尔霍夫，FK和有限差分这三种方法之间的主要差别

偏移技术 性能	基尔霍夫	FK	有限差分
精确性	正确	正确	近似(菲涅尔)
可达倾斜范围	理论上全部倾斜角	理论上全部倾斜角	偏移倾斜角15或45°
对速度变化的适应性	适用于纵向和横向的变化	修正式可用纵向的, 而只缓慢横向	适用于纵向和横向的变化
偏移噪声	- 随机噪声往往是相干的, 造成错误的解释 - 产生较高的偏移噪声		- 随机噪声与左边相同 - 产生低的偏移噪声
其他	根据倾斜和相位允许加权抑制噪声的跟踪	偏移后保持波形特征	

波矢量差异

波矢量差异 (W.V.D.) 法乃是在获取三维目标信息过程中利用动态的时间频率或空间频率变化。它的基本概念就是说：一个目标受到不同的时间频率或不同的投射角照射，其衍射图样是不相同的。各种不同的照射角度就相当于波的各种不同的空间频率分量。如果假设衍射体间有微弱的散射，那末，对某一静止的接收器来说波矢量呈现不一致，由此引起的衍射图样变化可用来收集二维数据，这和接收器扫描是一样的。这种收集数据的方案类似于雷达和声纳中采用的合成孔径技术。它解决长波全息所需要大面积成象孔径的问题。事实上，一个简单的接收阵可用来获取三维象而其分辨力比瑞利准则要好得多。

分析波矢量差异相当于在反方向基尔霍夫偏移，正如图 1 中所见，把目标散射的上行波代替下行波。假定震源和检波器都位于目标的远场，也就是说， $|Z_0| \gg \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2}_{\max}$

和 $Z_0 \gg \frac{\pi}{2\lambda} \sqrt{X^2 + Y^2}_{\max}$ ，那末在 $\bar{X}-\bar{Y}$ 平面内场的谱为

$$P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, \omega) = \frac{-1}{j\pi Z_0} e^{-jkZ_0} e^{-j\frac{k}{2Z_0}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)} \cdot \iint P(x, y, z_0, \omega) e^{j\frac{k}{2Z_0}(X\bar{X} + Y\bar{Y})} \cdot dx dy \quad (22)$$

由于满足基尔霍夫条件，通过简单的富氏变换将 $P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, \omega)$ 与 $P(x, y, z_0, \omega)$ 联系起来。借助于 $P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, \omega)$ 来表达 $P(x, y, z_0, \omega)$ 并进行时间富氏变换，这样就可获得目标信息（见附录 C），

$$P(x, y, z_0, t) = \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint \frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t + \frac{R_w}{c})}{Z_0} d\bar{X} d\bar{Y} \quad (23)$$

其中 $R_w = Z_0 + \frac{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2 - 2X\bar{X} - 2Y\bar{Y}}{2Z_0}$

偏移剖面为

$$P(x, y, z_0, 0) = \frac{H}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint \frac{P_z(\bar{X}, \bar{Y}, 0, R_w/c)}{Z_0} d\bar{X} d\bar{Y} \quad (24)$$

它和夫琅霍夫成象公式（方程 (7)）相同。

无透镜富氏变换全息术

无透镜富氏变换全息术 (LFTH) 是一种在重建地震象时利用全息概念的技术。其过程包括时间的富氏变换，二次空间富氏变换以及相位补偿。

LFTH 的流程图示于图 4。对地面数据给以时间上的富氏变换，以其表明其某一时间频率的谱分量。然后选排的相位部份与参考相位因子混合，这参考相位随检波器的位

置而变。这一步骤与由合成点源产生的参考波并在记录孔径处建立全息图一样。这个宽带的参考源位于点 $Q_c(x_c, y_c, z_c)$ (见图 5)。

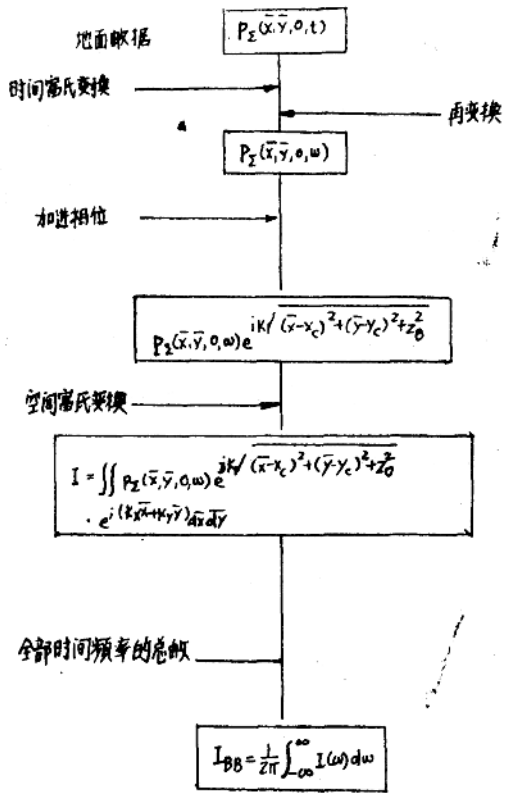


图 4. LFTH 运算的流程图

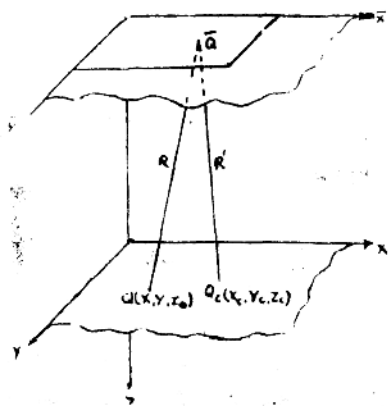


图 5. LFTH 中点的几何位置

产生干涉图样的分量含有目标振幅, 目标相位因子与参考相位因子之共轭值这三者的乘积。这项是有用的项, 经过二次空间富氏变换和一次时间富氏变换可得重建象。在 $X - Y$ 平面上的孔径大小应该安排得能采用通常的FFT算法。

LFTH方法提供给我们有固有象差的地震象。只是在参考球面波于记录平面处的曲率与物波相似的那些地方才能使重建象很好地表示原始目标。对于那些不与参考点靠近的偏移点其重建象是失真的。为限制象差必须采用多个合成参考点。

如果宽带LFTH的象定义为

$$I_{BB} = P(x, y, z_0, 0) = \frac{1}{2\pi} \iint \int P_x(X, Y, 0, \omega) e^{jk\sqrt{(X-X_c)^2 + (Y-Y_c)^2 + Z_0^2}} e^{-jk_x X - jk_y Y} \cdot dX dY d\omega \quad (25)$$

则

$$\begin{aligned} I_{BB} &= \frac{1}{2\pi} \iint \int P_x(\bar{X}, \bar{Y}, 0, \omega) e^{jk[\sqrt{(X-X_c)^2 + (Y-Y_c)^2 + Z_0^2} - \frac{\bar{X}X}{Z_0} - \frac{\bar{Y}Y}{Z_0}]} \cdot d\bar{X} d\bar{Y} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint \int P_x(\bar{X}, \bar{Y}, 0, t) e^{jkR_{LF}} e^{-j\omega t} \cdot dt d\bar{X} d\bar{Y} d\omega \\ &= \iint \int P_x(X, Y, 0, t) \delta(t - \frac{R_{LF}}{C}) dt dX dY \\ &= \iint \int P_x(X, Y, 0, R_{LF}/c) dX dY \quad (26) \end{aligned}$$

$$\text{其中 } R_{LF} = \sqrt{(X - X_c)^2 + (Y - Y_c)^2 + Z_0^2} - \frac{X X_c + Y Y_c}{Z_0}$$

与基尔霍夫偏移的运算相比较, 可以看到若干差别。第一, 每道的时间延迟不同。第二, 没有振幅比例因子。最后, 积分值对 Z_0 不求导数。

各种技术的比较

表II列出各种技术相等效的时间—空间积分运算式。如果把这些等效的运算都在时间—空间域中来比较, 那末基尔霍夫偏移等效于FK法, 15度的有限差分技术等 等效于菲涅尔成像法而W.V.D.与夫琅霍夫成像等效。因而, 所有这七种技术可分为四类。基尔霍夫和FK法属于第一类, 在概念上它是最精确的偏移技术。由15度的有限差分技术和菲涅尔成像技术所组成的第二类是一种近似的方法。第三类在数学上再进一步近似, 它包括有波矢量差异和夫琅霍夫成像技术。无透镜富氏变换全息术属于第四类, 它的误差因子决定于与参考点有关的物点位置。

将偏移公式展示的“延迟和求和”曲线进行比较可以很好地指出这七种技术之间的主要差别。不考虑由于扩展损失和弯曲距离这些因素所引起的影响, 因为它们与延迟因子“R”相比要小得多, 而且能为人们所接受。

表 I. 时间-空间运算式一览表

偏移技术	变换域	解的精确性	$P(x, y, z_0, 0)$ 的积分式	因子式	类别
基尔霍夫	空间-时间	精确	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{R}$	$\sqrt{(\bar{x}-x)^2 + (\bar{y}-y)^2 + z_0^2}$	I
菲涅尔	空间-时间	近似	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{R}$	$z_0 + \frac{1}{2z_0} ((\bar{x}-x)^2 + (\bar{y}-y)^2)$	II
夫琅霍夫	空间-时间	远场近似	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{z_0}$	$z_0 + \frac{1}{2z_0} (\bar{x}^2 + \bar{y}^2 - 2\bar{x}x - 2\bar{y}y)$	III
F.K	频率	精确	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{R}$	$\sqrt{(\bar{x}-x)^2 + (\bar{y}-y)^2 + z_0^2}$	I
有限差分 (15)	空间-时间	近似	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{z_0}$	$z_0 + \frac{1}{2z_0} ((\bar{x}-x)^2 + (\bar{y}-y)^2)$	II
无迹线 F.T.H	时间频率	近似	$\iint d\bar{x} d\bar{y} P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)$	$\sqrt{(\bar{x}-x_0)^2 + (\bar{y}-y_0)^2 + z_0^2} - \frac{\bar{x}\bar{x}_0 + \bar{y}\bar{y}_0}{z_0}$	IV
W.V.D.	频率	远场近似	$\frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \iint d\bar{x} d\bar{y} \frac{P_2(\bar{x}, \bar{y}, 0, R/c)}{z_0}$	$z_0 + \frac{1}{2z_0} (\bar{x}^2 + \bar{y}^2 - 2\bar{x}x - 2\bar{y}y)$	III

图 6 表示二维情况的例子，LFTH的参考点位于Z轴上深度为5000呎。物点在同样深度其横向偏离X，偏移角 θ 。再假定地下介质是均匀的，这时由物点产生的衍射曲线沿X轴记录的是双曲线，它的顶点与Q点重合。在图 7 和图 8 中绘出用于偏移技术中的延迟曲线。横坐标 X_1 表示X和X之间的坐标差，纵坐标 Z_1 通过物体位置。基尔霍夫偏移的求和曲线与衍射曲线重合，所以认为它是没有象差的标准曲线。对此曲线有任何偏移则在最终的偏移象中都会造成象差。

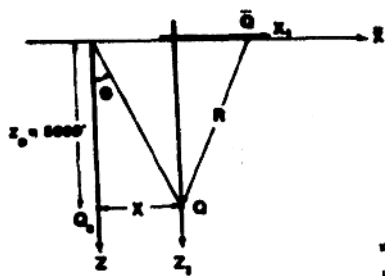


图 6. 分析延迟曲线的例子

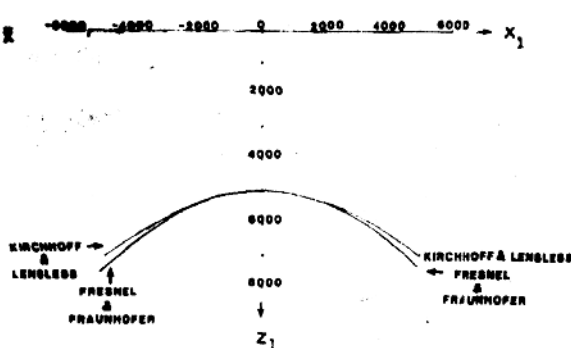


图 7. $Q = 1^\circ$ 时的延迟曲线

在图 7 中考查小倾斜角 ($\theta = 1^\circ$) 的情况。LFTH的曲线与标准双曲线基尔霍夫曲线非常接近，而菲涅尔和夫琅霍夫曲线有些相差，因为它们都是抛物线。图 8 显示较大偏

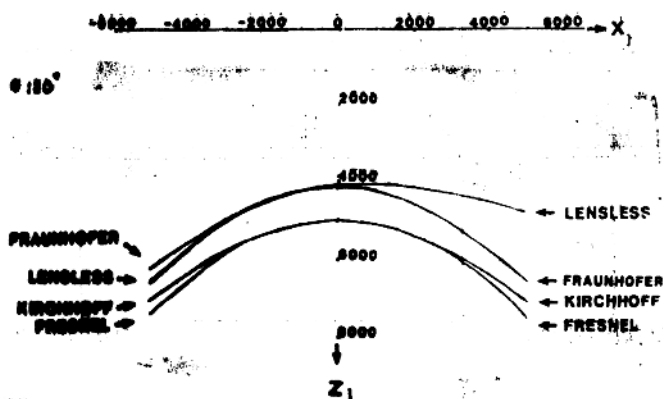
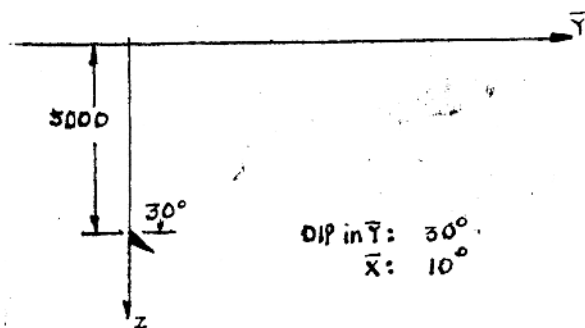


图8. $Q = 30^\circ$ 时的延迟曲线

移角的情况 ($\theta = 30^\circ$)。这些曲线除了形状不同外，它们在Z轴的交点亦不一样。菲涅尔法成的象仍保持偏移到正确的深度5000呎，而夫琅霍夫法和LFTH成的像偏移到错误的位置，这就造成大部份的象具有象差。LFTH曲线由于其“R”因子中的线性项致使它为向左倾斜的双曲线。

利用表II中所列的公式来阐明偏移结果。假定物体是一个倾斜的三角形，其一个角位于Z一轴上，埋深5000呎。此三角形在Y一向的倾角为 30° ，在X一向为 10° 。共深点数据在图9所示的孔径内合成，孔径中的检波器间隔在X一向和Y一向都是100呎。在离X坐标为100呎处的一条剖面线示于图10，这个剖面表明衍射能量的位置。衍射体的实际横截面示于左上角的斜线段。假设地下传播速度为10,000呎/秒。

示于图11的是图10左上角方框内那一部份。图(A)是采用基尔霍夫偏移公式的结果。斜实线表示实际衍射体的位置。在这实例中，虽然在实际偏移算法中没有注意到扩散的影响，可是衍射能量消失很好。图(B)是菲涅尔法的偏移剖面，只是由于把15度的运算用于30度倾斜的情况，所得结果较差。在所有情况中采用的偏移速度为每秒10,000呎，也研究了其它偏移术的结果。



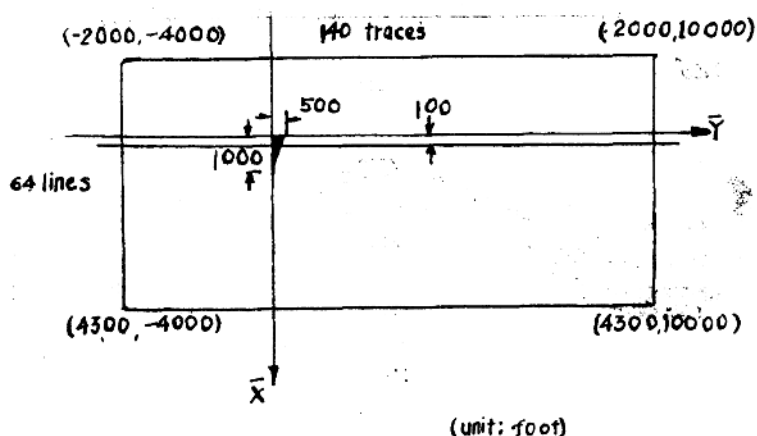


图9. 收集合成数据几何布置图

结 束 语

本文通过理论探讨以便找出所选的几种偏移技术之间的主要差别。全部技术都以可供比较用的偏移数学式表示。除了公式在理论上不相同以外,在实际实现中每种技术都会出现其它方面的限制。

在本文的分析中假设介质是均匀的。基于这个假设,比较各种技术的求和曲线。基尔霍夫和菲涅尔偏移剖面的所示例子是采用计算机程序来进行的。虽然选择合适的孔径函数是非常复杂的一个步骤,基尔霍夫和菲涅尔偏移法例外,就计算来说这些技术的差别仅仅是计算机程序中少量语句不同而已。

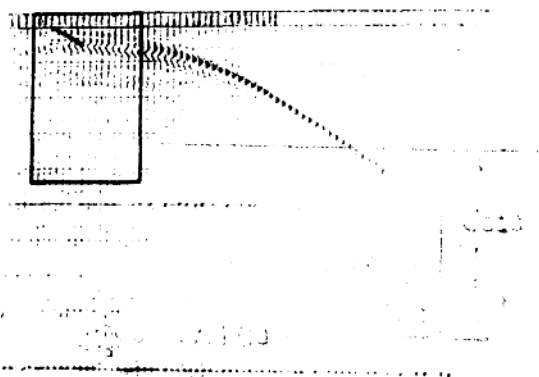
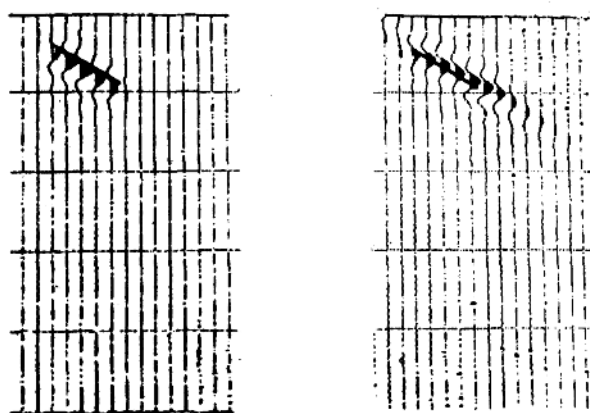


图10. 沿坐标为 $X=100$ 的测线所收集的时间剖面图。左上角的斜实线是衍射体。方框内所偏移其放大后示于图11。



(A) Kirchhoff

(A) 基尔霍夫

(B) Fresnel

(B) 菲涅尔

图11. 偏移的时间剖面

附录A

推导FK偏移的空间—时间运算符

在频域中波传播的运算符为

$$H = \exp(j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0) \quad (A-1)$$

其中 K 为波数, K_x 和 K_y 为波矢量 K 的 X —一向分量和 Y —一向分量, Z_0 是 Z —一向的传播距离。对 H 进行两次空间富氏变换和一次时间富氏变换就可得到在时间—空间域中等价的运算符 H 。往后我们用 F_s , F_t 及 F_{st} 分别表示二维空间富氏变换, 一维时间富氏变换以及三维空间—时间富氏变换。令 h_w 为二维空间富氏变换的结果

$$h_w = F_s(H) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y e^{j\sqrt{K^2 - K_x^2 - K_y^2} Z_0 - j(K_x X + K_y Y)} \quad (A-2)$$

如果引入新变量 r , ϕ , ρ 和 θ 以使

$$X = r \cos \phi$$

$$Y = r \sin \phi$$

$$K_x = 2\pi \rho \cos \theta$$

$$K_y = 2\pi \rho \sin \theta$$

则得

$$h_w = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \rho d\rho e^{j\sqrt{K^2 - 4\pi^2 \rho^2} Z_0} J_0(2\pi \rho r) \quad (A-3)$$

这里 $J_0(u)$ 为零阶贝塞尔函数。

利用变换表很容易证明

$$h_w = \left[-j \frac{z_0}{\lambda} \cdot \frac{z_0}{2\pi\sqrt{x^2+y^2+z_0^2}} \right] \frac{e^{jk\sqrt{x^2+y^2+z_0^2}}}{x^2+y^2+z_0^2} = \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \left[e^{\frac{jKR}{R}} \right] \quad (A-4)$$

其中

$$R = \sqrt{x^2+y^2+z_0^2} \quad (A-5)$$

最后, 可得到

$$\begin{aligned} h &= F_{ST} \{ H \} \\ &= F_T \{ h_w \} \\ &= \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \left[\frac{\delta(t + \frac{R}{C})}{R} \right] \end{aligned} \quad (A-6)$$

附录B

推导15度近似的有限差分法的空间—时间运算符

对于15度近似的算子推导与推导FK偏移算子相同 (见附录A)。近似的频域算子为

$$H = \exp \left[j \left(K - \frac{K_x^2 + K_y^2}{2K} \right) Z_0 \right] \quad (B-1)$$

采用类似的变量替换和汉克尔变换对后, 空间富氏变换算子为

$$h_w = \frac{K e^{jkz_0}}{j2\pi z_0} e^{j \frac{k}{Z_0} (x^2+y^2)} \quad (B-2)$$

因而

$$\begin{aligned} h &= F_T \{ h_w \} \\ &= \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \left\{ \frac{\delta(t + \frac{R}{C})}{z_0} \right\} \end{aligned} \quad (B-3)$$

这里

$$R = Z_0 + \frac{x^2+y^2}{2z_0}$$

附录C

推导波矢量差异法的空间——时间的运算符

对上行波, 或者前向传播的波来说, 地面数据谱 $P\Sigma(\bar{x}, \bar{y}, 0, \omega)$ 和偏移数据 $PM(x, y, z_0, \omega)$ 之间的关系由式 (22) 来描述。让 $P(x, y, z_0, \omega)$ 用 $P\Sigma(\bar{x}, \bar{y}, 0, \omega)$ 来