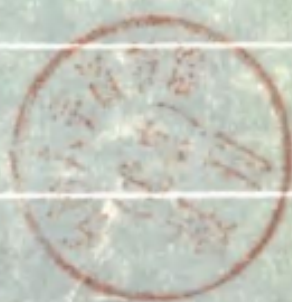


地球物理技术汇编

DIQIU WULI JISHU HUIBIAN

第 13 辑



1990

编 辑: 谭 岩 王友仁 聂开华 秦永禄
张纬宜 陈文菊 汪廷璋

责任编辑: 聂开华

封面设计: 黄祥秀

地球物理技术汇编

DIQIU WULI JISHU HUIBIAN

第13辑 (1981年创刊)

编辑出版	《石油地球物理勘探》编辑部
订 购 处	河北省涿州市 11 信箱 1 分箱 本刊发行科
印 刷	石油物探局制图印刷厂
出版日期	1990 年 6 月

冀出内字第1164号

地球物理技术汇编

DIQIU WULI JISHU HUIBIAN

第 3 辑 一九九〇年

目 录

地球物理衍射 CT 技术的综述·····	陆国纯 (1)
谈 VSP 水平分量中的谐振问题·····	陈遵德 等 (13)
VSP 资料的几点应用·····	丁 伟 (19)
用垂直地震剖面法探测井孔附近的小断层·····	唐文祥 (26)
f - x 域信号特征加强方法·····	王有新 (30)
等间距 VSP 剖面内插·····	杨振武 (34)
自动剩余静校正的改进·····	包士海 (38)
IBM3083 系统中的超级二维处理·····	曲寿利 等 (42)
双倾相干加强·····	杨树臣 张旭明 (55)
潭口地区浅层气研究·····	杨 辉 (60)
丹凤场构造岩性速度初探·····	戴 勇 李志荣 (71)
高分辨率地震勘探方法在苏北浅层天然气勘探中的应用·····	杨方之 等 (78)
坐标平移分段积分空校方法·····	杜先智 (84)
逆掩断裂带射线旅行时间的畸变及时差的校正·····	梁秀文 (89)
声波时差拟合法求 v_0 、 β ·····	魏长江 (95)
套管波形成原因的分析·····	陈遵德 (103)
自动提取全波测井资料的纵、横波信息·····	章成广 等 (113)
百色盆地重力滑动构造序列的探讨·····	田和中 (121)
可控震源采集参数的设计·····	梁秀文 (129)
人机联作二维地震解释中的一种振幅规格化法·····	沈上其 张卫军 (134)
SIDIS 人机联作解释系统自动绘图的可靠性及精度分析·····	沈上其 (137)
SIDIS 系统地震、测井数据库介绍·····	李凤杰 闵璇美 (145)
TITAN-1000 海洋地震数据采集系统·····	程国庆 (152)
符号位光电地震检波器·····	张绍舜 (162)
测井电缆遇阻报警器和 VSP 子波信号衰减器·····	康玉民 范国增 (166)
SJ-2 地震检波器失真度不稳定因素分析·····	纪树春 (170)
作者介绍·····	(173)

地球物理衍射CT技术的综述

陆国纯

(东南大学生物医学工程系)

陆国纯: 地球物理衍射CT技术的综述,《地球物理技术汇编》,(13) 1990: 1~12

关键词: CT 反射CT 衍射CT' 图像重建

随着医学CT成像的巨大成功,这项崭新的科学技术已逐步渗透到地球物理勘探领域。近二十年来,国内外地球物理界一直将地球物理CT技术作为一个重要的课题来研究。大量的数值模拟和实验结果的报道,预示了这项技术的实用性,并鼓舞着地球物理工作者将CT技术向岩石实验和应用两大方向纵深发展。

目前,地球物理CT技术主要有两大类,一类是射线方法,另一类是波动方程方法。前者可直接借鉴医学X-CT的重建算法,但考虑到地球物理勘探中弹性波波长的尺度和成像目标尺寸之间的关系,射线近似法存在的误差较大。随着野外采集技术的发展,弹性波的许多动力学信息可加以利用,因此,采用波动方程利用整个波形进行反演,预期会大大改善成像的质量和范围。

衍射CT技术最早是在医学诊断中发展起来的,为克服X-CT中过量射线对人体的伤害,该方法采用超声为源。但超声波在人体的生物介质中会发生衍射现象,用射线模型重建图像几乎是不可能的,必须采用考虑波的传播特性的反演方法进行成像。自1979年Muller^[1]首先提出衍射CT的概念以来,许多学者相继提出了衍射CT的重建算法。目前,医学超声衍射CT技术已经可以用于临床诊断。地球物理衍射CT技术首先由A.J.Devaney^[2](1984)提出,现已取得了比较好的实验室结果。国内,东南大学(原南京工学院)生物医学工程系在我国第一位电子学女博士韦钰校长的主持下,率先对衍射CT技术进行了理论研究和实验工作,目前正在开展对地球物理衍射技术的研究。本文的目的是对有关地球物理衍射CT技术的主要内容和国内外研究动态加以综述,试图起一个抛砖引玉的作用,期望能引起石油地球物理勘探界的广泛注意,并予以帮助和指导。

衍射CT的一般理论基础

基本模型

假定在无限均匀介质中,被成像物体的速度分布为 $c(r)$,背景介质的速度分布为 c_0 ,且考虑:①密度为常数;②切变模量为零(故仅考虑纵波);③入射波为单色时的谱平面波,即

本文于1989年1月13日收到。

$$u_i(\mathbf{r}) = u_0 \exp(ik_0 \mathbf{r}) \quad (1)$$

式中, $k_0 = \omega/c_0$ 为入射波的波数。

在不受震源影响的区域, 总场 $u(\mathbf{r})$ 为入射场 $u_i(\mathbf{r})$ 和散射场 $u_s(\mathbf{r})$ 的叠加, 即

$$u(\mathbf{r}) = u_i(\mathbf{r}) + u_s(\mathbf{r}) \quad (2)$$

已知, 散射场 $u_s(\mathbf{r})$ 满足 Helmholtz 方程 (或称 Schrodinger 方程)

$$(\nabla^2 + k_0^2)u_s(\mathbf{r}) = k_0^2 f(\mathbf{r})u(\mathbf{r}) \quad (3)$$

式中

$$f(\mathbf{r}) = 1 - c_0^2/c^2(\mathbf{r}) \quad (4)$$

为成像物的目标函数; $c_0/c(\mathbf{r})$ 为介质的折射率的倒数; $\nabla^2 + k_0^2 = T$ 为算子, 算子 T 的自由空间格林函数为

$$G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{\exp(ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5)$$

由此, 可得 Fredholm 积分方程

$$u_s(\mathbf{r}) = -k_0^2 \int_D f(\mathbf{r}')u(\mathbf{r}')G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)d\mathbf{r}' \quad (6)$$

若由 $f(\mathbf{r})$ 求 $u_s(\mathbf{r})$, 为第二类 Fredholm 积分方程; 而由 $u_s(\mathbf{r})$ 求 $f(\mathbf{r})$, 为第一类 Fredholm 积分方程, 即所谓反演问题。一般地说, 反演问题是不适定的。下面讨论两种近似及其适应条件。记算子

$$\hat{K}u(\mathbf{r}) \equiv -k_0^2 \int_D f(\mathbf{r}')u(\mathbf{r}')G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)d\mathbf{r}' \quad (7)$$

当 $\|\hat{K}\| < 1$ 时, 由 Banach 空间的压缩映射定理, 得

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}) &= u_i(\mathbf{r}) + \hat{K}u(\mathbf{r}) \\ &= u_i(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{K}^n u_i(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (8)$$

在仅考虑单色体散射即仅取级数的第一项时, 可得 Born 近似, 即

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}) &\approx u_i(\mathbf{r}) + u_s^B(\mathbf{r}) \\ &= u_i(\mathbf{r}) - k_0^2 \int_D f(\mathbf{r}')G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)u_i(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (9)$$

由 $\|\hat{K}\| < 1$ 的条件, 即

$$k_0^2 \sqrt{\int_D f(\mathbf{r}')G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)u_i(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'} < 1 \quad (10)$$

可得 Born 近似成立的条件^[1]

$$\langle D \rangle \langle n \rangle \omega > \frac{\pi}{2} c_0 \quad (11)$$

式中, $\langle D \rangle$ 为成象区的平均线度, $\langle n \rangle$ 为平均折射率分布。若考虑总场 $u(\mathbf{r})$, 具有形式

$$u(\mathbf{r}) = u_i(\mathbf{r}) \exp(\omega(\mathbf{r})) \quad (12)$$

式中 $\omega(\mathbf{r})$ 为复相位。由式 (8) 可得

$$u(\mathbf{r}) = u_i(\mathbf{r}) \left[1 + \frac{1}{u_i(\mathbf{r})} \sum_{n=1}^{\infty} \hat{\mathbf{K}}^n u_i(\mathbf{r}) \right] \quad (13)$$

由 $e^x \approx 1+x$ (当 x 很小时), 则有

$$u(\mathbf{r}) = u_i(\mathbf{r}) \exp \left[u_s^B(\mathbf{r}) / u_i(\mathbf{r}) \right] \quad (14)$$

即得到 Retov 近似

$$\omega(\mathbf{r}) \approx \omega^R(\mathbf{r}) = u_s^B(\mathbf{r}) / u_i(\mathbf{r}) \quad (15)$$

其中, $\omega^R(\mathbf{r})$ 表示采用 Retov 近似后的复相位; $u_s^B(\mathbf{r})$ 表示采用 Born 近似后的散射场。由 $\omega(\mathbf{r})$ 满足的 Riccati 方程, 可得到 Retov 近似成立的条件^[1]

$$|k_0^2 f(\mathbf{r})| \gg |\nabla \omega(\mathbf{r})|^2 \quad (16)$$

显然, Born 近似和 Retov 近似都是在弱散射条件下的一阶近似。其成立的条件都与成像物的尺寸、异常度及频率有关。但 Retov 近似对每波长范围内的相位变化 (即相对折射率的变化) 敏感, 而不像 Born 近似明显地与成像区域的尺寸有关。但由于牵涉到相位观测, 在地球物理中通常不易做到。总之, 在地球物理衍射 CT 中能否应用上述近似, 至少要考虑以下三个方面^[2]:

1. 数据的采集方式 (VSP、双井、地震浅层反射);
2. 成像目标的尺度;
3. 成像目标的异常度。

衍射 CT 层析定理

鉴于 Born 近似与 Retov 近似之间的关系 (式 (15)), 我们可以统一考虑在这种一阶近似条件下得到的傅里叶衍射层析定理。在二维情况下, 有

$$G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \quad (17)$$

其中

$$H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{1}{k_0^2 - k^2} \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] dk \quad (18)$$

为第一类零阶 Hankel 函数。在任一直角坐标系 $\hat{x} - \hat{y}$ 中, 选定单位向量

$$\begin{cases} \mathbf{s}^T = \frac{1}{k_0} (k \hat{\mathbf{i}} + \gamma \hat{\mathbf{j}}) \\ \gamma = \sqrt{k_0^2 - k^2} \end{cases} \quad (19)$$

并应用复变函数积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ix(y-y')}}{y^2 - x^2} dx = \pi i \frac{e^{i\gamma|y-y'|}}{\gamma} \quad (20)$$

则有

$$H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{\gamma} \exp\{i[k_0 \mathbf{s}^T \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \} \quad (21)$$

将式 (21) 和 Born 近似代入式 (6)，并考虑图 1 所示的几何图形，可得层析定理

$$\tilde{D}_{\phi_0}(k, \omega) = \tilde{f}(k_0(s^T - s_0)) \quad (22)$$

式中

$$\begin{aligned} s^T &= \frac{1}{k_0}(k\xi + \gamma\eta) \\ s_0 &= \frac{1}{K_0}(O\xi + k_0\eta) \\ \gamma &= \sqrt{k_0^2 - k^2} > 0 \end{aligned} \quad (23)$$

s_0 即为入射波入射方向的单位矢量。层析定理表明，散射场沿测量线的一维傅氏变换等于目标函数的二维谱在轨迹 $k_0(s^T - s_0)$ 上的值。这个轨迹是圆心在 $-k_0s_0$ ，半径为 k_0 的半圆，称之为 Ewald 半圆。上式中的 $\tilde{D}_{\phi_0}(k, \omega)$ 直接与接收线上散射场的一维波数谱有关。由此，我们可以得出以下结论。

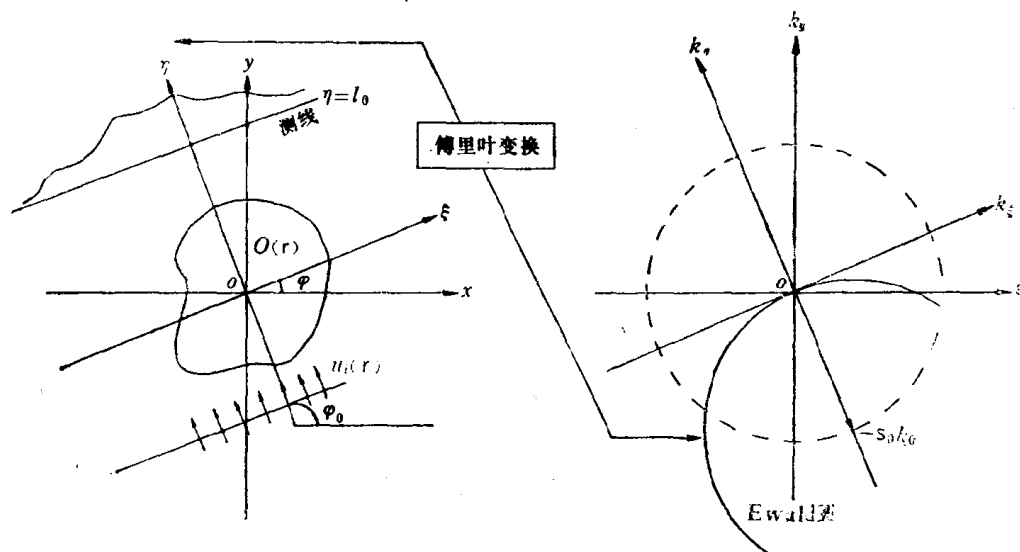


图 1 傅里叶衍射层析定理示意图

1. 若使入射波的方向在 $0 \sim 2\pi$ 之间变化，可以得到一系列由半圆组成的二维目标函数谱（在半径为 $k_0\sqrt{2}$ 的圆内，故称一阶近似，为低通滤波）。

2. 若波长 $\rightarrow 0$ ，则 $k \rightarrow \infty$ ，半圆将成为通过原点的直线，此时，衍射 CT 层析定理和 X-CT 层析定理趋于一致^[3]。

重建算法

由 Born 近似（或 Retov 近似）推导出的衍射 CT 层析定理使得衍射 CT 重建问题与传统的 X-CT 重建问题能够相互对应，归纳起来重建算法主要有以下几种。

1. 频域方法

该方法采用 Fourier 变换直接重建图像。由于网格结点不一致，需采用适当的插值

法进行计算, 如最邻近插值、双线性插值、取样定理插值等方法。前面我们是以透射式衍射 CT (TMDCT) 为例, 在这种情况下, 得到的二维目标谱是低通的。此外, 还有一种反射模式衍射 CT (RMDCT), 它的频谱缺少低频成分。对这种频域不完整的情况, 采用诸如 GP 迭代法、最大熵谱估计等一些谱外推技术来解决。

2. 空间域方法

在衍射 CT 中与 X-CT 中滤波逆投影法 (Filtered back-projection) 相对应的滤波反传播法可以表示为

$$f(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Pi_{\phi_0} (x \sin \phi_0 - y \cos \phi_0, x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0) d\phi_0 \quad (24)$$

式中

$$\Pi_{\phi_0} (x_1, y_1) = - \frac{k_0^2}{2\pi} \int_{-k_0}^{k_0} \Gamma_{\phi_0} (k, \omega) H(k) G(k, y_1) e^{ikx_1} dk \quad (25)$$

$$\Gamma_{\phi_0} (k, \omega) = j e^{-ik_0 l_0} \tilde{u}_1 (k, \omega) / k_0 \quad (26)$$

$$H(k) = \begin{cases} |k| & |k| \leq k_0 \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (27)$$

$$G(k, y_1) = \begin{cases} e^{i(\gamma - k_0)(y_1 - l_0)} & |k| \leq k_0 \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (28)$$

上述算法^[4]是 A. J. Devaney 于 1982 年提出的。由于该方法中有一个随空间变化的滤波函数 $G(k, y)$, 所以计算量很大。S. X. Pan 等^[5]对其计算量曾进行了讨论, 其结果表明, 一幅由 N 个投影重建出的 $N \times N$ 图像需要计算 N^2 次 FFT。

地球物理衍射 CT 的理论和方法

在二维情况下, 考虑点源, 则入射波为

$$u_0 = \frac{i}{4} H_0^{(1)} (k_0 |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|) \quad (29)$$

式中, $\mathbf{r}_0$ 为源点; $\mathbf{r}'$ 为场点; $H_0^{(1)}$ 为第一类零阶 Hankel 函数。二维格林函数为

$$G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{i}{4} H_0^{(1)} (k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \quad (30)$$

其中 $\mathbf{r}$ 为接收点。由 Hankel 函数的展开式, 可得

$$H_0^{(1)} (k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\gamma} \exp[i\gamma |x - x'| + ik(y - y')] d\gamma \quad (31)$$

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 - k^2} \geq 0$$

在 Born 近似下, 散射场可以写成

$$u^s(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{k_0^2}{16} \int O(\mathbf{r}') H_0^{(1)} (k_0 |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|) H_0^{(1)} (k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}' \quad (32)$$

式中 $O(\mathbf{r}')$ 表示由速度异常决定的目标函数, 具体表达式为 $O(\mathbf{r}) = 1 - c_0^2/c^2(\mathbf{r})$, c_0 与 $c(\mathbf{r})$ 分别为背景速度和异常速度。

基于上述基本公式, 我们得到以下三种地球物理勘探方式的层析定理和重建算法 (滤波逆传播法)。

井间 (CBP)

1. 层析定理

层析定理可表示为

$$\tilde{u}_s(k_R, k_s) = \frac{k_0^2}{4} \frac{\exp(i\gamma_R x_h)}{\gamma_R \gamma_s} \tilde{O}(\gamma_R - \gamma_s, k_R + k_s) \quad (33)$$

$$\gamma_R = \sqrt{k_0^2 - k_s^2} \geq 0$$

$$\gamma_s = \sqrt{k_0^2 - k_s^2} \geq 0$$

式中 k_R 、 k_s 分别为图 2a 所示的几何图形中沿接收线和发射线的波数。目标谱在频域上的覆盖范围如图 2b 所示。

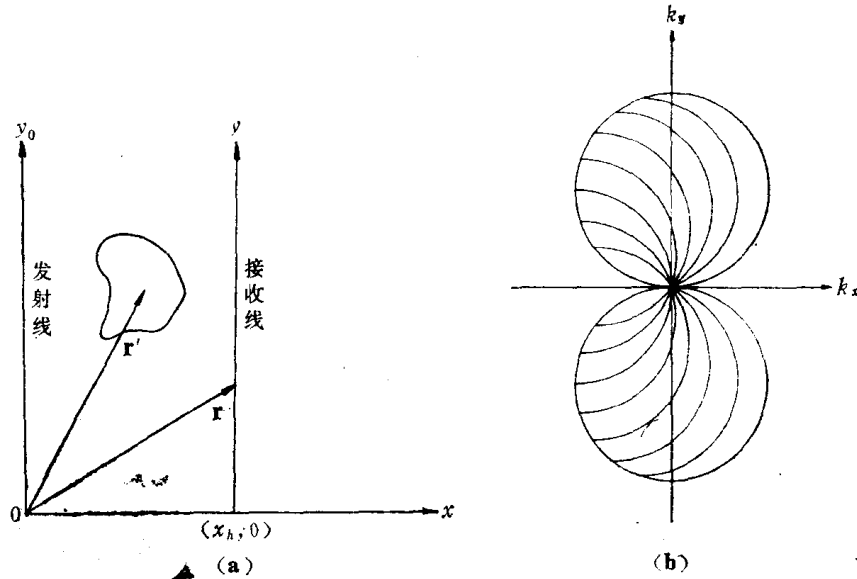


图 2 井间衍射CT方式 (a) 和目标谱 (b)

2. 重建算法

重建算法采用如下算式

$$O(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi^2} \iint dk_R dk_s \frac{|k_R \gamma_s + k_s \gamma_R|}{k_0^2} e^{-i\gamma_R x_h} \tilde{u}_s(k_R, k_s) \cdot \exp[i(\gamma_R - \gamma_s)x + i(k_R - k_s)y] \quad (34)$$

3. 实现步骤

- (1) 对接收到的散射场 $u_s(y, y_0)$ 作二维 Fourier 变换, 得到 $\tilde{u}_s(k_R, k_s)$ 。
- (2) 对 $\tilde{u}_s(k_R, k_s)$ 进行滤波, 得到

$$D(k_R, k_s) = \frac{|k_R \gamma_s + k_s \gamma_R|}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_R, k_s) \quad (35)$$

其中 $|k_R \gamma_s + k_s \gamma_R|/k_0^2$ 为频响函数。

(3) 第一次反传播

经第一次反传播（实质上是一种空间积分）得到的中间输出为

$$O_1(x, y, k_s) = \frac{1}{\pi} \int dk_R \exp[ik_R y - i\gamma_R(x_h - x)] D(k_R, k_s) \quad (36)$$

式中, x_h 为接收线在 x 方向上的坐标值。

(4) 第二次反传播

经第二次反传播得到目标函数

$$O(x, y) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left[\int dk_s \exp(ik_s y - i\gamma_s x) O_1(x, y, k_s) \right] \quad (37)$$

垂直地震剖面 (VSP)

1. 层析定理

层析定理表示为

$$\frac{4\gamma_R \gamma_s}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_R, k_s) = \tilde{O}(k_R - \gamma_s, k_s - \gamma_R) \quad (38)$$

式中: $\tilde{O}(k_R - \gamma_s, k_s - \gamma_R)$ 为目标函数的二维频谱; $\tilde{u}_s(k_R, k_s)$ 为散射场测量值沿接收线和发射线的二维傅氏变换。对图 3a 所示几何图形而言, 目标谱的覆盖范围如图 3b 所示。

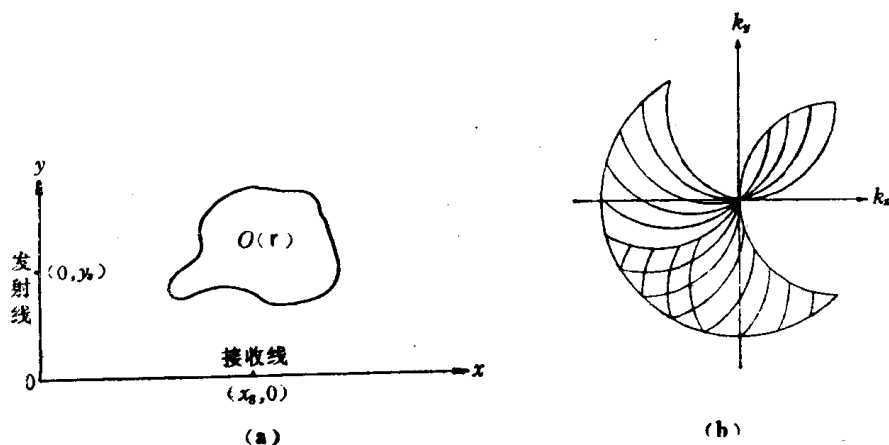


图 3 垂直地震剖面 (VSP) 衍射CT方式 (a) 和目标谱 (b)

2. 重建算法

重建算法采用的算式为

$$O(r) = \frac{1}{\pi^2} \iint dk_s dk_R \frac{|k_R k_s - \gamma_s \gamma_R|}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_R, k_s) \cdot \exp[i(k_R - \gamma_s)x + i(k_s - \gamma_R)y] \quad (39)$$

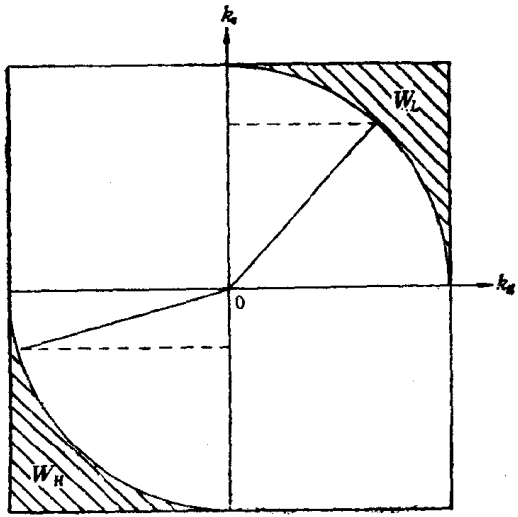


图 4 VSP 方法的窗函数

3. 实现步骤

(1) 求 $\tilde{u}_i(k_R, k_I)$ 。

(2) 对 $\tilde{u}_i(k_R, k_I)$ 进行滤波，

得

$$D(k_R, k_I) = \frac{k_R k_I - \gamma_R \gamma_I}{k_0^2}.$$

$$\cdot W_L \cdot W_H \cdot \tilde{u}_i(k_R, k_I) \quad (40)$$

式中 W_L 、 W_H 为考虑到谱的重叠所加的窗函数^[6] (图4)。

(3) 第一次反传播，得中间输出

$$O_1(x, y, k_i) = \frac{1}{\pi} \int dk_R \exp(ik_R x - i\gamma_R y) D(k_R, k_i) \quad (41)$$

(4) 第二次反传播，得目标函数

$$O(x, y) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left[\int dk_i \exp(-i\gamma_i x + ik_i y) O_1(x, y, k_i) \right] \quad (42)$$

浅层反射 (SRP)

1. 层析定理

层析定理表示为

$$\frac{4\gamma_R \gamma_I}{k_0^2} \tilde{u}_i(k_R, k_I) = \tilde{O}(-\gamma_R - \gamma_I, k_R + k_I) \quad (43)$$

此时，发射源和接收点在同一条直线上 (图 5a)，目标谱的覆盖范围如图 5b 所示。

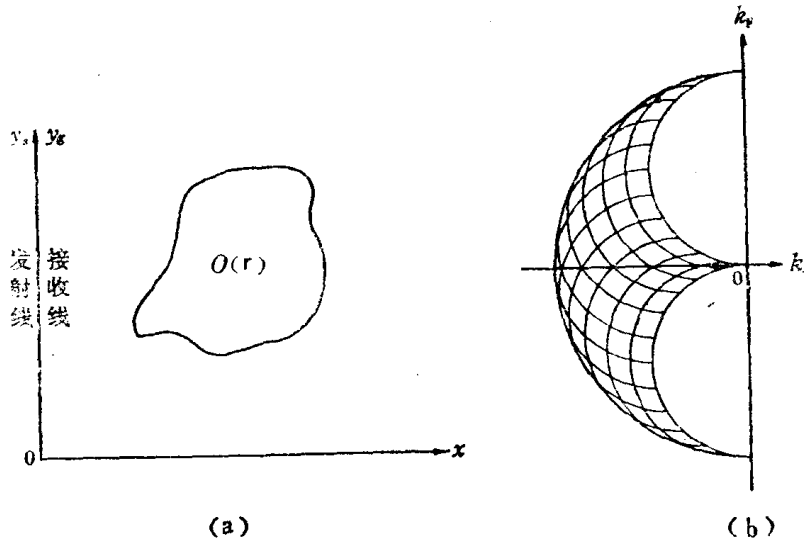


图 5 地表反射衍射 CT 方式 (a) 和目标谱 (b)

2. 重建算法

重建算法采用的算式为

$$O(r) = \frac{1}{\pi^2} \iint dk_R dk_s \frac{|k_R \gamma_s - k_s \gamma_R|}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_R, k_s) \cdot \exp[i(\gamma_R - \gamma_s)x + i(k_R + k_s)y] \quad (44)$$

3. 实现步骤

(1) 求 $\tilde{u}_s(k_R, k_s)$ 。

(2) 对 $\tilde{u}_s(k_R, k_s)$ 进行滤波, 得

$$D(k_R, k_s) = \frac{|k_R \gamma_s - k_s \gamma_R|}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_R, k_s) \quad (45)$$

(3) 第一次反传播, 得中间输出

$$O_1(x, y, k_s) = \frac{1}{\pi} \int dk_R \exp(i\gamma_R x + k_R y) D(k_R, k_s) \quad (46)$$

(4) 第二次反传播, 得目标函数

$$O(x, y) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left[\iint dk \exp(-i\gamma_s x + ik y) O_1(x, y, k_s) \right] \quad (47)$$

近年来, 美国麻省理工学院对地球物理衍射 CT 进行了实验室研究, 他们在文献 [7] 中对上述三种数据采集方式 (CBP、VSP、SRP) 采用了统一的重建公式

$$O(r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint dk_x dk_z J(k_x, k_z | k_s, k_s) \frac{4\gamma_s \gamma_z}{k_0^2} \tilde{u}_s(k_s, k_s) \cdot \exp[-i(\gamma_s ds + \gamma_z dg)] \cdot \exp[i(k_x x + k_z z)] \quad (48)$$

式中, $\gamma_s = \sqrt{k_0^2 - k_s^2}$; $\gamma_z = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$; $J(k_x, k_z | k_s, k_s)$ 为 (k_s, k_s) 与 (k_x, k_z) 之间坐标变换的雅可比行列式。几何图形见图 6。

地球物理衍射 CT 的研究动态

地球物理衍射 CT 的理论和方法自 A. J. Devaney 于 1984 年提出以来, 一直是较为活跃的研究课题, 但由于获取实际资料的难度很大及干扰因素的影响, 目前, 大部分工作只是限于在实验室用超声模型进行模拟研究, 或者直接进行计算机数值模拟研究。国外从事此项研究的主要有美国的麻省理工学院地球、大气和行星科学系, 斯仑贝谢一道尔研究中心, Standard 石油公司等^{[6]~[12]}; 国内主要有东南大学 (原南京工学院) 生物医学工程系, 国家地震局等。

综述国内外对地球物理衍射 CT 技术的研究, 主要包括以下内容。

1. 理论公式的推导

除了典型的井间、VSP、地表反射结构外, 对任意的源布置和接收点布置也进行了讨论^{[10]、[12]}。

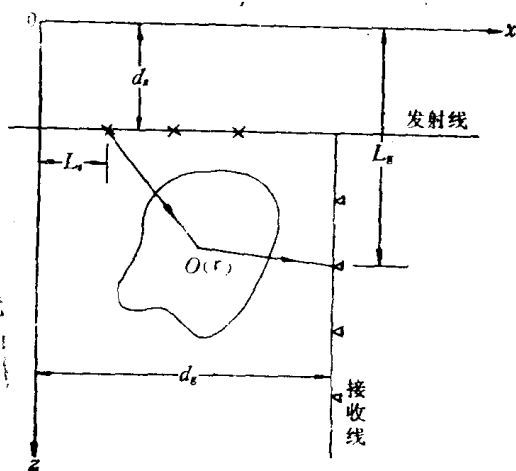


图 6 典型地球物理衍射 CT 几何图形 数据

×为震源; Δ为接收器

2. 数值模拟的正演计算问题

Devaney (1984) 曾采用圆和椭圆的二维谱理论公式对数值模拟的正演问题进行了计算, 这种模拟方法不可能测得由有限孔径引起的形变和采样间隔的影响。因此, Wu(1987)^[6] 使用了基于 Born 近似的方程(第二类 Fredholm 积分方程)在空间域中对散射场进行了计算。为了获得理论上不带近似的正演数据, 彭成斌^[2]采用了东南大学提供的计算二维单频平面电磁波散射场的程序, 并进行了改进。

3. 通过实验室超声模型实验获得模拟

美国麻省理工学院和我国东南大学都建有专门的实验室, 并进行了有关的研究^{[3]、[7]}。

4. 讨论在地球物理衍射 CT 中, Born 近似和 Retov 近似的适用条件, 并对两种近似的优劣进行比较

一般认为, Retov 近似要比 Born 近似优越, 特别是在井间结构成像中, 而对于 VSP 和地表反射, 两者的差别不大^{[2]、[7]}。

5. 讨论各种成像结构的目标谱不完全问题对成像结果的影响

通常的“最小能量反演”^[8]准则, 假设目标谱中重构盲区的谱值为零, 这是最好的策略。事实上, 成像目标的某些先验知识是可以通过其它途径获取的, 所以有必要研究诸如 G-P 谱外推、最大熵谱外推等^{[13]~[15]}一些谱外推技术。为了解决空间频率域中的目标谱具有不均匀密度信息的问题(即重影信息), 必须采取适当的滤波方法^[6]及其它平滑处理^[16]。

总之, 空间频率域中的目标谱对井间、VSP、地表反射三种几何观测结构都有盲区。可见, 单独的几何结构没有一种可以重构出尽善尽美的图像。因此, 人们常常采用两种几何结构系统组合的方式, 以削弱盲区^[6]。具体地说, 在异常度比较小的情况下, 井间(CBP)方式比 VSP 和地表方式(SRP)所建的图像要好, CBP 方式重建的图像在水平方向上的分辨率明显地不如垂直方向上的分辨率; VSP 方式对它所覆盖范围内的异常体的反应较为明显; 而 SRP 方式则对近地表异常体的重建效果较好, 对较远的异常体失真较大, 重建图像在水平方向的分辨率不如垂直方向上的分辨率。看来, 单独使用 VSP 和 SRP 方式似乎是行不通的。在异常度较大的时候, 这三种方式的重建图像都将严重失真, 尤以 CBP 方式更为明显。此外, 随着异常区域尺寸的增加, 重建图像的质量将迅速降低, CBP 方式则更是如此。

6. 衍射 CT 与全息成像技术的比较

在地震勘探资料处理中, 有一种多源全息成像技术, 其实质是通过测量记录与点散射子的散射场的相关检测, 获得由相关系数表征的全息图。文献[2]、[6]将全息成像技

术和衍射 CT 技术进行了比较,指出了在 CBP 方式下,多源全息成像与衍射 CT 成像的唯一区别是滤波方式不同。衍射 CT 通过适当的加窗和滤波手段,使得我们可以反映介质的速度分布。而多源全息的滤波方式则较为粗糙,因而反演得出的图像很模糊。

大量的模拟实验表明^[2],当介质中的波场满足 Born 近似时,衍射 CT 能得到比包括多源全息成像在内的其它传统成像方法好得多的图像,但当近似条件不满足时,衍射 CT 成像效果则不佳,尤其是对尖点、拐点、大异常之类的介质成像,多源全息技术比衍射 CT 技术要好。

7. 衍射 CT 技术与基于射线理论成像方法的比较

在地球物理 CT 成像技术中,还有一类基于射线理论的方法,如直线模型和弯曲射线模型。文献[7]将衍射 CT 与射线追踪 CT 进行了比较,文献[2]将衍射 CT 与直线重组 CT 进行了比较,其结果表明,当散射场能够加以观测时,衍射 CT 要优于基于射线理论的成像方法。这是因为衍射 CT 对有限角问题不敏感,而且能对与波长相比拟的目标物进行成像。但射线 CT 方法仅使用走时测量值,使得获取数据较为容易,而且没有对近似条件的限制,所以,这类方法仍具有实际应用背景。

应当指出,衍射 CT 的理论和方法都是建立在一阶近似条件的基础上,而这种近似是十分苛刻的。目前的研究结果能否应用于实际成像问题,还需要进一步地验证和研究。

结 束 语

本文较为系统地讨论了衍射 CT 的基本理论和方法,并阐述了地球物理衍射 CT 中的基本问题,综述了国内外的研究动态。由于衍射 CT 直接建立在波动方程反演的基础上,充分地利用了测量信息,理论和实验结果均表明这种成像技术的效果较为显著。随着地震勘探野外采集技术水平的不断提高,这种成像技术是很有发展前途的。目前的工作主要是对一阶近似条件进行讨论,由于这种近似的限制,人们正试图考虑高阶近似,或者寻找精确的逆散射数值方法(如有限元法、矩量法等),以使衍射 CT 成像技术在地球物理勘探中能够用于实际。

感谢博士生导师韦钰教授的精心指导,顾本立副教授对本文的写作也给予了热情的帮助,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] 程建春:《超声衍射 CT 理论》,南京工学院,1987
- [2] 彭成斌:《地球物理衍射 CT 技术的数值研究》,国家地震局硕士论文,1988
- [3] 薛惠亮:《衍射 CT 重建算法研究》,南京工学院生物医学系硕士论文,1987
- [4] Devaney, A. J.: A filtered backpropagation algorithm for diffraction tomography, *Ultrasonic imaging*, Vol. 4, 1982: 336~350

- [5] Pan, S. X. and Kak, A. C. : A computational study of reconstruction algorithms for diffraction tomography; Interpolation versus filtered backpropagation, *IEEE Transactions on ASSP*, Vol. ASSP-31, (5) 1983: 1262~1275
- [6] Wu Ru-Shan and Toksöz, M. N.: Diffraction tomography and multisource holography applied to seismic imaging, *Geophysics*, 52 (1) 1987: 11~25
- [7] Lo Tien-When et al: Ultrasonic laboratory tests of geophysical tomographic reconstruction, *Geophysics*, 53 (7) 1988: 947~956
- [8] Devaney, A.J.: Geophysical diffraction tomography, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-22, (1) 1984
- [9] Harris, J.M.: Diffraction tomography with arrays of discrete sources and receivers, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-25, (5) 1987
- [10] Witten, A.J. and Molyneux, J. E. : Geophysical imaging with arbitrary source illumination, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 26 (4) 1988
- [11] Witten, A.J. and Long, E.C.Jr.: Shallow application of geophysical diffraction tomography, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, Vol. GE-24, 1986
- [12] Devaney, A.J. and Beylkin, G.: Diffraction tomography using arbitrary transmitter and receiver surfaces, *Ultrasonic imaging*, Vol.6, 1984
- [13] Roterts, B.A. and Kak, A.C.: Reflection mode diffraction tomography, *Ultrasonic imaging*, Vol.7, 1985
- [14] Kaven, M.: Signal processing for diffraction tomography, *IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics*, Vol. SU-31, (4) 1984
- [15] Lan, C.Q. et al: Limited angle diffraction tomography and its application to planar scanning systems, *IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics*, Vol. SU-32, (1) 1985
- [16] Menke, W.: -Imaging fault slip using teleseismic waveforms: Analysis of typical incomplete tomography problem, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, Vol. 81, 1985
- [17] Muller, R.K.: Diffraction tomography 1: The wave equation, *Ultrasonic imaging*, Vol.2, 1980

谈VSP水平分量中的谐振问题

陈遵德 林小竹

郭德荣

(江汉石油学院物探系)

(大庆石油管理局物探公司研究所)

陈遵德, 林小竹, 郭德荣: 谈 VSP 水平分量中的谐振问题, 《地球物理技术汇编》, (13) 1990: 13~18

关键词: 垂直地震剖面法 检波器与介质耦合 水平分量谐振

在 VSP 勘探中, 许多学者对检波器与介质的耦合进行了研究, 设计出能支撑探头悬浮重量加上几米松放电缆重量的推靠装置, 如 Geolock-H₁ 型探头, 但在水平方向上的耦合问题考虑不多。文献[1]在对水平方向耦合与水平分量谐振强度关系进行试验的基础上, 提出了改进水平方向耦合效果的方案。我们在分析大庆石油管理局物探公司采集的 VSP 资料时, 见到了类似[1]中的谐振现象。经过深入分析后发现, 这是由于更换 Geolock-H₁ 型探头的缓冲垫(改变高度)造成的。由此得出, 为了避免水平分量中出现谐振, 应选用合适高度的缓冲垫。

VSP探头耦合试验[1]简介

美国阿科(ARCO)石油公司的研究人员 J. E. Gaiser 等人进行 VSP 探头耦合试验时, 采用重约 20.7kg、长 0.76m、外径 9.5cm 的试验探头, 并在该探头上装有能产生 231N 水平推靠力的弹簧凸轮臂。测量时, 用 ARIS 脉冲震源, 垂直井孔, 井下有外径 15.24cm(6in)的套管, 套管与地层胶结较好, 井孔泥浆吸净。

图 1 是推靠在井中的三分量检波器俯视图。图中 V 表示垂直方向的检波器, H₁、H₂ 分别表示水平面上平行于推靠臂和直交于推靠臂的检波器。探头置于井中 259m 处, 取井源距为 227m, 在图 1 中所标的各个方位角处激发 P 波, 所得记录如图 2 所示, 每个方位角下的左、中、右三道分别表示 V、H₁ 和 H₂ 检波器所测得三分量记录。由图 2 可见, V 与 H₁ 并无谐振产生, 可认为在这两个方向上探头与套管是严格耦合的。但在 H₂ 上却出现了谐振现象, 说明该方向耦合较差。而且, 在 60° 方位角时谐振最弱, 因为此时直达波(极化方向)是平行于推靠臂的; 在 150° 方位角时谐振达到极大, 因为此时直达波直交于推靠臂。以上分析结果表明, 谐振不仅与耦合有关, 还与震源的方位角有关, 或者说耦合是作为方位角的函数变化的。

在 H₂ 方向耦合较差是由于分配在该方向上的作用力较小的缘故。文献[1]还给出了计算公式

本文于1989年1月31日收到。

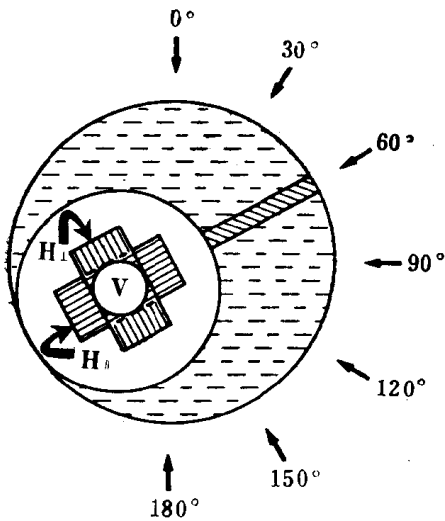


图 1 与P波入射方位角有关的井中探头位置俯视图

$$F_{\perp} = F_1 \tan \varphi$$

(1)

其中： F_1 是推靠臂作用力在水平方向上的分力； $\tan \varphi$ 是探头接触宽度（推靠臂宽度）与井孔直径的比率。为了改善 $H_{\perp}$ 方向的耦合效果（从理论上讲，就是将耦合系统的谐振频率移到地震有效频带之外并尽快地使谐振衰减），必须设法提高 $F_{\perp}$ 。由式（1）可见，增大 F_1 的途径有两条：①通过增大探头接触宽度来提高 $\tan \varphi$ ；②加大推靠力，即直接提高 F_1 。

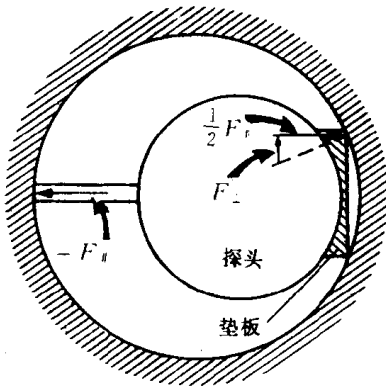


图 3 加垫板的改进探头俯视图

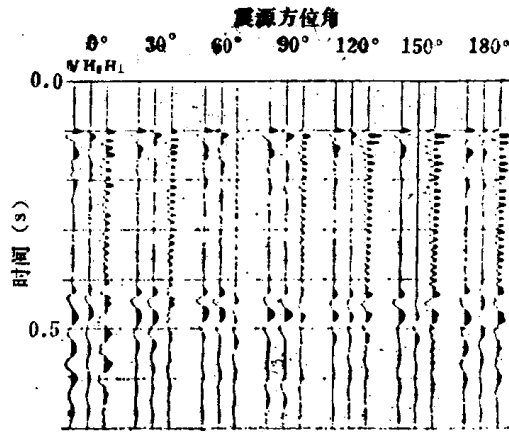


图 2 相应于图1的耦合响应三分量记录

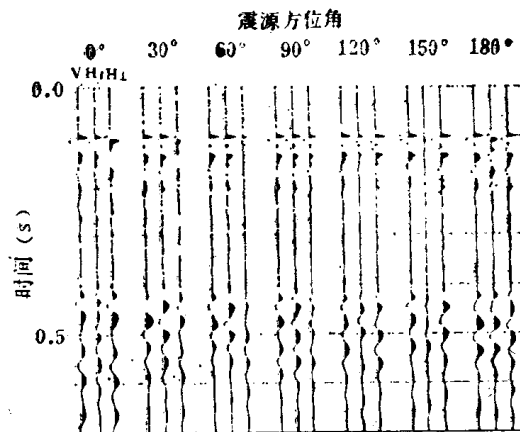


图 4 改进探头观测的三分量记录

作为途径①的具体实现，文献[1]中用的方法是在与推靠臂相对的探头背面加一垫板（图3），其效果见图4。作为途径②的具体实现是减小推靠臂与水平方向的夹角，但效果没有①明显。