

doi: 10.11720/wtyht.2018.0089

彭鹏鹏,孙成禹,马振,等.近地表散射体波场特征分析及成像[J].物探与化探,2018,42(5):990-998.http://doi.org/10.11720/wtyht.2018.0089

Peng P P, Sun C Y, Ma Z, et al. Wave field analysis and imaging of near-surface scatterings[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2018, 42(5): 990-998. http://doi.org/10.11720/wtyht.2018.0089

## 近地表散射体波场特征分析及成像

彭鹏鹏<sup>1,2</sup>, 孙成禹<sup>1</sup>, 马振<sup>1</sup>, 李文静<sup>1,3</sup>

(1. 中国石油大学(华东)地球科学与技术学院, 山东 青岛 266580; 2. 雅安市国土资源局 雨城分局, 四川 雅安 625000; 3. 东方地球物理公司物探技术研究中心, 河北 涿州 072751)

**摘要:** 研究近地表散射体基本特征, 确定散射体的位置, 有助于地震成像, 进而进行勘测规划, 避免地质灾害。为研究近地表异质体波场特征, 利用高阶有限差分数值模拟技术和扰动理论方法, 模拟了浅地表散射体的波场记录, 分析了近地表散射体基本特征; 通过引入逆时偏移成像技术利用散射波场作为外推波场, 定位了近地表散射体。数值计算结果表明: 面波散射能量强于体波散射, 正向散射波能量强于逆向散射; 散射波逆时偏移对近地表散射体可精确成像, 近地表散射体可看作为一个二次震源, 增加了近地表照明。利用散射波场可提高近地表速度反演精度和地震成像精度。

**关键词:** 近地表异质体; 弹性波散射; 波场模拟; 逆时偏移

**中图分类号:** P631 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2018)05-0990-09

### 0 引言

在陆地地震勘探数据中, 近地表异质性和地表散射衰减了有效反射信号, 增加了记录信号的复杂度。通常情况下, 在地震数据应用中近地表散射波被看作是一个极具干扰的噪声源, 但在照明不足情况下其增加了地下照明度<sup>[1-2]</sup>, 因此可被视为显示了关于散射源或异质性更多信息的信号。了解近地表散射体基本特征, 确定散射体的位置, 有助于地震成像、勘测规划, 避免钻探地质灾害。

地震数值模拟的方法已被广泛应用于研究非均匀介质中的波传播问题。一些学者基于扰动理论和 Born 近似研究了弹性波散射的正演<sup>[3-5]</sup>和反演<sup>[6-7]</sup>问题。这些方法在处理不适合一次散射(Born)近似的复杂异质性介质时具有局限性。有限差分算法模拟弹性波传播<sup>[8-13]</sup>并处理不规则自由表面边界条件<sup>[14-17]</sup>已经在文献中广泛讨论, 其可以处理复杂背景介质以及不规则起伏界面。为解决近地表散射体

成像问题, 基于求解积分方程<sup>[18-19]</sup>的成像方法应运而生, 但这些方法局限于散射体弱异质性情况, 基于双程波动方程的逆时偏移<sup>[20-22]</sup>成像方法可以对任意波进行成像(包括回转波、棱柱波、转换波等), 并能解决复杂构造的成像问题。虽然基于声波方程的逆时偏移比弹性波逆时偏移应用更广泛, 但地下介质是弹性的, 实际野外记录包括 P 波、S 波以及转换波。这促使更多学者利用弹性波逆时偏移研究转换波模式下的成像问题。Sun<sup>[23]</sup>等利用标量波动方程进行波场外推, 并将波场分离为 PP 波、PS 波, 实现了波场分离的弹性波逆时偏移。

文中选择有限差分算法模拟浅地表散射体的多重散射与地表之间的相互作用, 基于扰动理论<sup>[21]</sup>分离散射波场与总波场。首先分析了近地表散射体的波场特征及其对地震面波、反射波的影响; 随后提出散射波逆时偏移成像方法利用分离的散射波场对散射体成像。总结了近地表散射体的基本性质和形态特征及其在近地表速度反演、成像领域的可利用性。

收稿日期: 2018-03-08; 修回日期: 2018-07-03

基金项目: 国家自然科学基金项目“基于石油勘探中地震面波信息的近地表参数反演方法研究”(41374123); 国家科技重大专项项目“复杂目标多尺度资料高精度处理关键技术研究”(2016ZX05006-002-03)

作者简介: 彭鹏鹏(1991-), 男, 硕士研究生, 主要从事地震波传播理论及成像研究工作

通信作者: 孙成禹(1968-), 中国石油大学(华东)教授, 主要从事地震波传播理论与地震波场正演、近地表地震勘探等研究工作

# 1 基本理论

## 1.1 近地表散射波场数值模拟

在均匀各向同性弹性介质中波动方程为:

$$(\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) + \mathbf{F} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{u}$  为弹性波场,  $\mathbf{F}$  为震源项,  $\lambda, \mu$  为拉梅常数,  $\rho$  为介质密度。

在非均匀介质中, 扰动理论<sup>[24]</sup>认为散射介质是一种密度和速度扰动, 介质参数可分解为背景部分和扰动部分:

$$\begin{cases} \lambda(x, z) = \lambda_0(x, z) + \delta\lambda(x, z), \\ \mu(x, z) = \mu_0(x, z) + \delta\mu(x, z), \\ \rho(x, z) = \rho_0(x, z) + \delta\rho(x, z). \end{cases} \quad (2)$$

式中  $\lambda_0(x, z), \mu_0(x, z), \rho_0(x, z)$  为背景介质参数,  $\delta\lambda(x, z), \delta\mu(x, z), \delta\rho(x, z)$  为扰动介质参数。  $\mathbf{u}_0, \mathbf{u}_s$  分别表示背景场和扰动场, 在背景介质中  $\mathbf{u}_0$  满足:

$$(\lambda_0 + 2\mu_0) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_0) - \mu_0 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}_0) + \mathbf{F} = \rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}_0}{\partial t^2}. \quad (3)$$

考虑非均匀介质中总波场  $\mathbf{u}$  可分解为背景场  $\mathbf{u}_0$  与散射场  $\mathbf{u}_s$  两部分, 即:

$$\mathbf{u}_s = \mathbf{u} - \mathbf{u}_0, \quad (4)$$

将式(2)~(4)代入式(1)中, 可以得到散射场与总波场之间的关系:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}_s}{\partial t^2} - (\lambda_0 + 2\mu_0) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_s) + \mu_0 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}_s) = \\ - \left[ \delta\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - (\delta\lambda + 2\delta\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \delta\mu \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{cases} v_x^{k+1/2} = v_x^{k-1/2} + \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [\tau_{xx}^{k+1/2, i+(2n-1)/2, j} - \tau_{xx}^{k-1/2, i-(2n-1)/2, j}] + \frac{1}{\Delta z} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [\tau_{xz}^{k+1/2, i, j+(2n-1)/2} - \tau_{xz}^{k-1/2, i, j-(2n-1)/2}] \right\} \\ v_z^{k+1/2} = v_z^{k-1/2} + \frac{\Delta t}{\rho_{i+1/2, j+1/2}} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [\tau_{xz}^{k+1/2, i+n, j+1/2} - \tau_{xz}^{k-1/2, i-(n-1), j+1/2}] + \frac{1}{\Delta z} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [\tau_{zz}^{k+1/2, i+1/2, j+n} - \tau_{zz}^{k-1/2, i+1/2, j-(n-1)}] \right\} \\ \tau_{xx}^{k+1} = \tau_{xx}^k + \left\{ \frac{\Delta t(\lambda + 2\mu)_{i+1/2, j}}{\Delta x} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_x^{k+1/2, i+n, j} - v_x^{k+1/2, i-(n-1), j}] + \frac{\Delta t\mu_{i+1/2, j}}{\Delta z} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_z^{k+1/2, i+1/2, j+(2n-1)/2} - v_z^{k+1/2, i+1/2, j-(2n-1)/2}] \right\} \\ \tau_{zz}^{k+1} = \tau_{zz}^k + \left\{ \frac{\Delta t(\lambda + 2\mu)_{i+1/2, j}}{\Delta z} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_z^{k+1/2, i+1/2, j+(2n-1)/2} - v_z^{k+1/2, i+1/2, j-(2n-1)/2}] + \frac{\Delta t\mu_{i+1/2, j}}{\Delta x} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_x^{k+1/2, i+n, j} - v_x^{k+1/2, i-(n-1), j}] \right\} \\ \tau_{xz}^{k+1} = \tau_{xz}^k + \mu_{i, j+1/2} \left\{ \frac{\Delta t}{\Delta x} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_z^{k+1/2, i+(2n-1)/2, j+1/2} - v_z^{k+1/2, i-(2n-1)/2, j+1/2}] + \frac{\Delta t}{\Delta z} \sum_{n=1}^N c_n^{(N)} [v_x^{k+1/2, i, j+n} - v_x^{k+1/2, i, j-(n-1)}] \right\} \end{cases} \quad (7)$$

方程(5)的左端描述了散射场在背景介质中的传播过程, 其包括一次散射和多次散射; 右端则等价于非均匀体与波场相互作用引起的等效体力, 其取决于扰动介质参数和非均匀介质的格林函数。然而根据扰动理论<sup>[24]</sup>直接求解方程(5)存在着诸如格林函数近似数值表达对波场求取不准确等问题。考虑到这方面原因, 笔者根据方程(1)、(3)利用高阶有限差分方法分别模拟近地表散射介质中的总波场和背景波场, 并根据方程(4)用总场减去背景场求取散射场。

### 1.1.1 高阶有限差分算子

二维各向同性弹性介质中, 一阶速度—应力方程<sup>[25]</sup>为:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial v_x}{\partial x}, \\ \rho \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial t} = \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right). \end{cases} \quad (6)$$

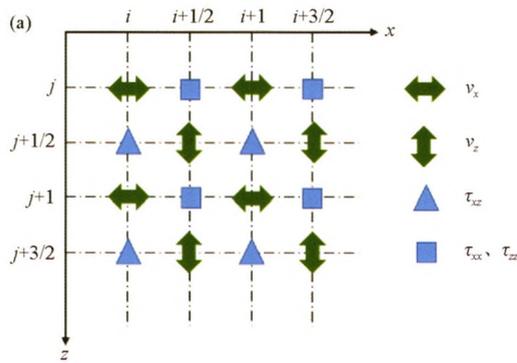
式中  $v_x, v_z$  分别为质点位移速度的水平分量和垂直分量;  $\tau_{xx}, \tau_{zz}$  分别为  $x$  和  $z$  方向的正应力;  $\tau_{xz}$  为切应力;  $\rho$  为介质密度;  $\lambda$  和  $\mu$  为拉梅常数。若横向网格间距为  $\Delta x$ , 纵向网格间距为  $\Delta z$ , 时间采样  $\Delta t$ , 设  $x = i\Delta x, z = j\Delta z, t = k\Delta t$ , 并记  $u'_{x,z} = u'_{i,j}, u'_{xx\Delta x, zz\Delta z} = u'_{i+1, j+1}$ , 采用图 1a 所示的交错网格建立方程(6)所对应的高阶差分方程可以表示为:

其中,  $c_n^{(N)}$  为交错网格任意空间  $2N$  阶精度差分系数。考虑到计算精度和计算效率,文中选择时间 2 阶,空间 8 阶差分格式,此时式(7)中  $N=4$ ,其中差分系数<sup>[26]</sup>  $c_1 = 1225/1024$ ;  $c_2 = -245/3072$ ;  $c_3 = 49/5120$ ;  $c_4 = -5/7168$ 。

### 1.1.2 水平自由地表边界条件

为了准确分析近地表散射波场(散射 P 波、S 波、Rayleigh 波)形态特征,必须设置更为合理的边界条件。在水平自由地表边界上,应力分量应满足<sup>[9]</sup>:

$$\tau_{zz} = 0, \tau_{zx} = 0 \quad (8)$$



a—不考虑自由地表;b—考虑自由地表

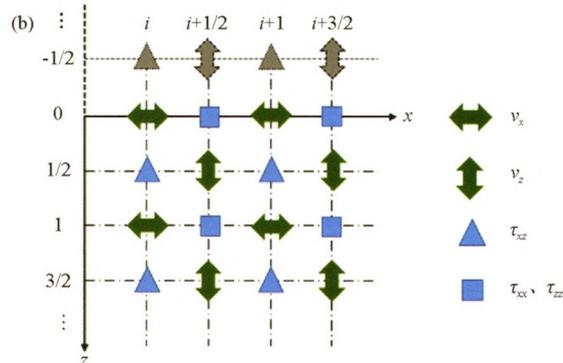


图 1 交错网格示意

### 1.1.3 CFS-CPML 吸收边界条件

准确高效的吸收边界是进行波场数值分析的必要条件,这里采用无分裂波场的 CFS-CPML<sup>[27-28]</sup>(复频移卷积完全匹配层)吸收边界,通过引入了复频移技术,提高了对高角度掠射波场的吸收效果,同时避免了非物理的波场分裂所引起的数值误差。在传统 PML 技术中实际是在 PML 层内引入复数因子将直角坐标扩展为复数坐标即:

$$\tilde{x} = x - \frac{i}{\omega} \int_0^x d_x(s) ds, \quad (10)$$

其中,  $\tilde{x}$  为变换后坐标;  $x$  为原坐标;  $d_x(s)$  为  $x$  方向的衰减因子;  $\omega$  是角频率。上式对应坐标的微分算子为:

$$\frac{\partial \tilde{x}}{\partial x} = \frac{i\omega}{i\omega + d_x} \frac{\partial x}{\partial x} = \frac{1}{s_x} \frac{\partial x}{\partial x}, \quad \frac{\partial \tilde{z}}{\partial z} = \frac{i\omega}{i\omega + d_z} \frac{\partial z}{\partial z} = \frac{1}{s_z} \frac{\partial z}{\partial z} \quad (11)$$

其中复拉伸函数为:

$$s_x = 1 + \frac{d_x}{i\omega}, \quad s_z = 1 + \frac{d_z}{i\omega} \quad (12)$$

所以式(6)频率域形式(限于篇幅这里以质点速度水平分量为例)可表示为:

$$i\omega \rho \tilde{v}_x = \frac{1}{s_x} \frac{\partial \tilde{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{s_z} \frac{\partial \tilde{\tau}_{xz}}{\partial z} \quad (13)$$

为解决传统 PML 技术中在大炮检距掠射情况

由于交错网格中不可能同时满足所有应力分量都在自由地表上,这里假定  $v_x$ 、 $\tau_{xx}$ 、 $\tau_{zz}$  在自由表面上,如图 1b,利用应力镜像法离散水平自由地表边界条件可表示为:

$$\begin{cases} (\tau_{zz})_{i+\frac{1}{2},-j}^k = -(\tau_{zz})_{i+\frac{1}{2},j}^k, \\ (\tau_{xz})_{i,-(j-\frac{1}{2})}^k = -(\tau_{xz})_{i,j-\frac{1}{2}}^k, \\ (\tau_{zz})_{i+\frac{1}{2},0}^k = 0. \end{cases} \quad (9)$$

其中  $j=1, 2, 3, 4$ (以空间八阶为例)。这样以满足应力在地表合力为零。

下吸收效果不佳现象,CFS-CPML 技术引入了两个频移因子  $\alpha_x$ 、 $\alpha_z$  和两个收缩因子  $k_x$ 、 $k_z$ 。此时,复频移拉伸函数  $s_x$ 、 $s_z$  可表示为:

$$s_x = k_x + \frac{d_x}{\alpha_x + i\omega}, \quad s_z = k_z + \frac{d_z}{\alpha_z + i\omega} \quad (14)$$

对比式(13)、(14),可见复拉伸函数是复频移拉伸函数在  $k_x=1, \alpha_x=0$  情况下的特例。式(14)进一步整理可表示为:

$$\begin{cases} \frac{1}{s_x} = \frac{1}{k_x} - \frac{d_x}{k_x^2} \frac{1}{(d_x/k_x + \alpha_x) + i\omega}, \\ \frac{1}{s_z} = \frac{1}{k_z} - \frac{d_z}{k_z^2} \frac{1}{(d_z/k_z + \alpha_z) + i\omega}. \end{cases} \quad (15)$$

将式(15)代入式(13)并变换到时间域可表示为:

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{1}{k_x} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{k_z} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \Psi_{xx}^e + \Psi_{xz}^e, \quad (16)$$

其中:

$$\begin{cases} \Psi_{xx}^e = -\frac{d_x}{k_x^2} H(t) e^{-(d_x/k_x + \alpha_x)t} * \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}, \\ \Psi_{xz}^e = -\frac{d_z}{k_z^2} H(t) e^{-(d_z/k_z + \alpha_z)t} * \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}. \end{cases} \quad (17)$$

为内部变量。沿  $x$  方向衰减因子  $d_x$ , 频移因子  $\alpha_x$ , 收缩因子  $k_x$  分别为:

$$\begin{cases} d_x = d_0 \left( \frac{x}{L} \right), \alpha_x = \alpha_0 \left( 1 - \frac{x}{L} \right), \\ k_x = 1 + (k_0 - 1) \left( \frac{x}{L} \right)^2. \end{cases} \quad (18)$$

其中,  $L$  为 PML 层厚度;  $x$  为计算网格点到 PML 层内界面的距离;  $d_0, \alpha_0, k_0$  为常数。  $z$  方向的参数与  $x$  方向相似。以上为波场计算时利用 CFS-CPML 技术处理边界过程, 其不需要分裂波场, 降低了数值误差, 提高了计算效率。

1.1.4 稳定性条件

利用显式有限差分进行数值计算时, 须考虑计算过程的稳定性, 选取合适的空间网格大小和时间步长, 能在保证计算精度的前提, 兼顾计算效率。对于弹性波交错网格空间八阶差分显式的稳定性条件<sup>[29]</sup>为:

$$\Delta t (v_p)_{\max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \leq \frac{1}{\sum_{n=1}^N |c_n^{(N)}|} = 0.77742 \quad (19)$$

其中,  $\Delta t$  为时间步长;  $(v_p)_{\max}$  为最大纵波速度;  $\Delta x, \Delta z$  分别为  $x, z$  方向网格间隔大小;  $c_n^{(N)}$  为差分系数。

1.2 散射波逆时偏移

基于散射波逆时偏移的近地表散射体成像方法的主要思想是: 从记录的总场中分离获得近地表散射波, 并利用散射波进行波场逆时反传。主要步骤为: ①波场正向传播, 分离获取散射波场并作为震源

波场; ②震源波场逆时反传, 记录检波波场; ③分离获取震源波场、检波波场中的 P 波分量, 利用零延迟互相关成像条件成像。成像条件可表示为:

$$\text{image}(x, z) = \sum_{\text{shots}} \int_0^{t_{\max}} S(x, z, t) R(x, z, t) dt \quad (20)$$

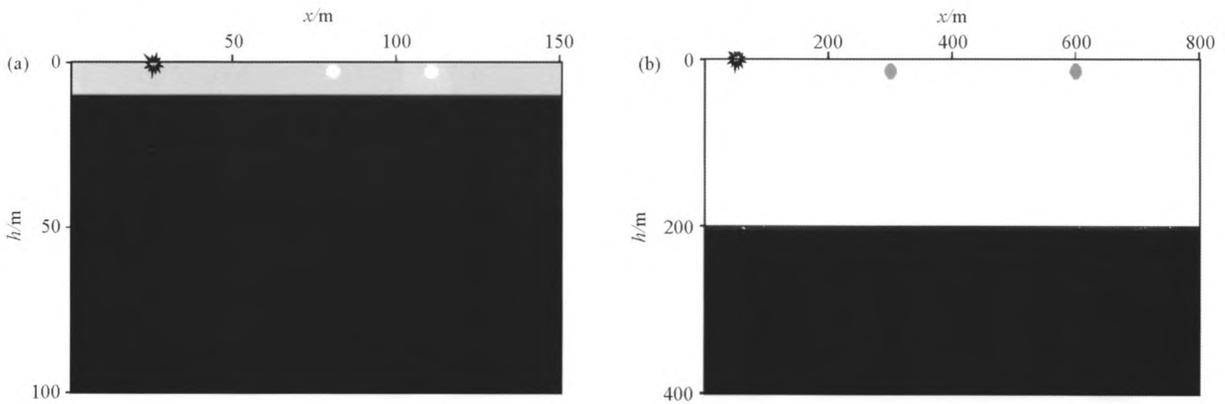
其中,  $\text{image}$  为偏移剖面,  $\text{shots}$  为炮数,  $S$  和  $R$  分别为震源波场和检波波场中的 P 波分量。需要说明的是, 常规逆时偏移<sup>[30-31]</sup>是用总场作为震源波场进行波场逆时反传, 而散射波逆时偏移则是分离总场得到散射场(其中不包括反射波)进行波场逆时反传。

2 数值实验

2.1 近地表散射体波场特征分析

为了研究近地表散射波的形态特征和基本性质, 设计了如图 2 的双层介质模型并在浅层嵌入散射体, 其参数如表 1。

模型 1 是研究 Rayleigh 波中散射波特征的速度模型, 模型宽 150 m、深 100 m; 散射体位置  $(z, x)$  分别为  $(3 \text{ m}, 80 \text{ m})$ 、 $(3 \text{ m}, 110 \text{ m})$ , 散射体直径为 4 m, 如图 2a 所示, 介质参数列于表 1。正演模拟中, 垂向和水平方向网格大小均为 0.5 m, 时间步长 0.1 ms, 采样间隔 1 ms, 记录时长 1 s, 子波主频 25 Hz, 震源位置  $(z, x)$  为  $(0.5 \text{ m}, 25 \text{ m})$ 。采用时间 2 阶、空间 8 阶有限差分得到 Rayleigh 波记录(图 3a~c), 通过



a—模型 1(模拟 Rayleigh 波中的散射波特征); b—模型 2(模拟体波中散射波特征)

图 2 近地表散射体模型

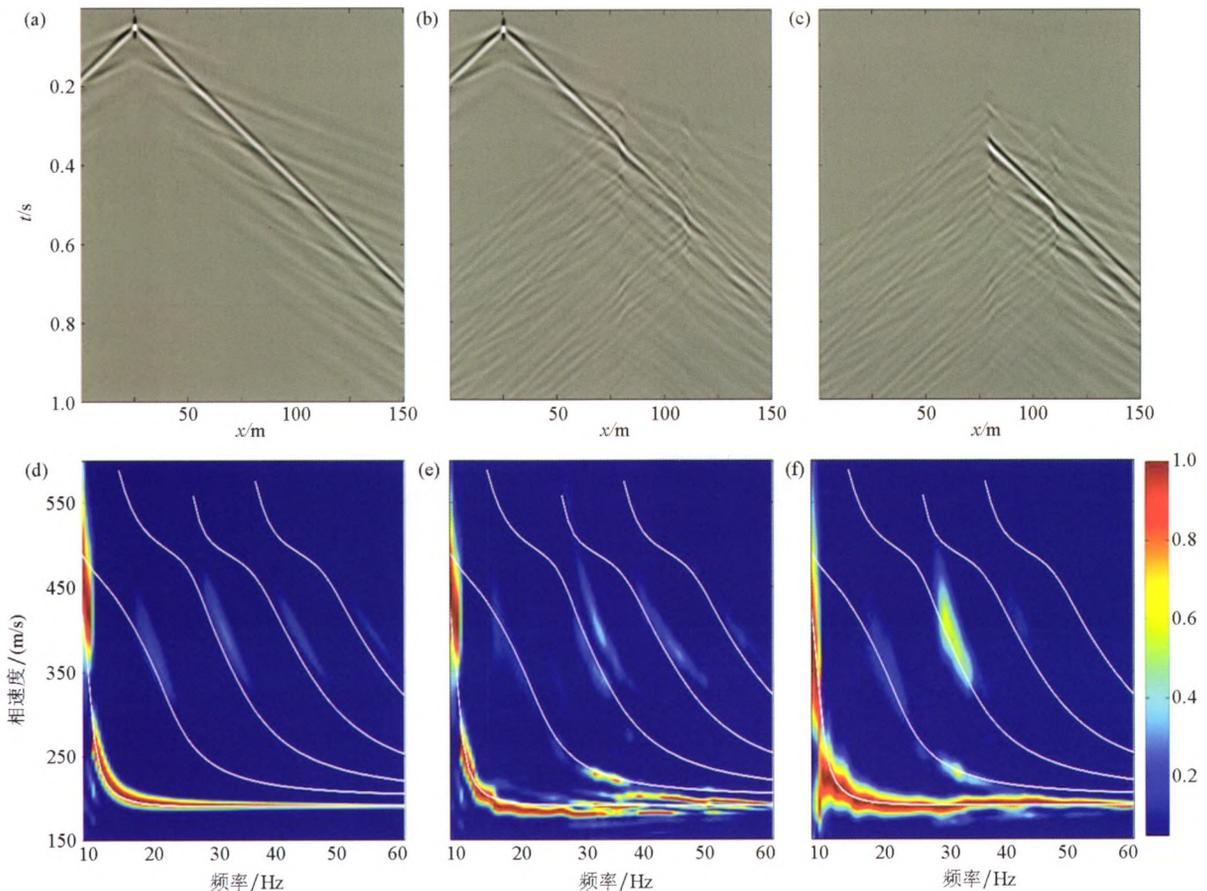
表 1 近地表散射体模型介质参数

模型		层厚/直径 (m)	$v_p / (m/s)$	$v_s / (m/s)$	密度 / $(kg/m^3)$
模型 1	第 1 层	10	800	200	2000
	第 2 层	90	1200	600	2000
	散射体	4	600	100	2000
模型 2	第 1 层	200	1800	1000	1750
	第 2 层	200	3000	1500	2250
	散射体	20	2500	1200	2000

倾斜叠加算法<sup>[32]</sup>计算其对应的频散特征(图3d~f)。图3a~c分别为模拟介质不含散射体的背景场、含有散射体的总场、总场减去背景场的散射场。波场记录中高阶模式面波以及频散现象都很明显。图3d中背景场的各模式的频散特征与理论频散曲线吻合较好。图3e中总场的基阶、高阶模式能量均出现一定程度的不连续、分叉现象,但频散特征总体与理论频散曲线相近,并且在高阶模式能量上略强于背景场的高阶模式能量。图3f中散射场的基阶模式能量分布特征与理论频散曲线吻合度较高,第一高阶、第二高阶模式能量比背景场强。总体来看,散射波与面波混叠,总场、散射场的基阶模式能量都随着频率的增大,相速度逐渐减小并趋于表层横波速度200 m/s。散射体可以看作为一个二次震源,其在一定程度上增加了近地表的照明度,增加了高阶模式能量,为反演近地表速度提供了更多信息。

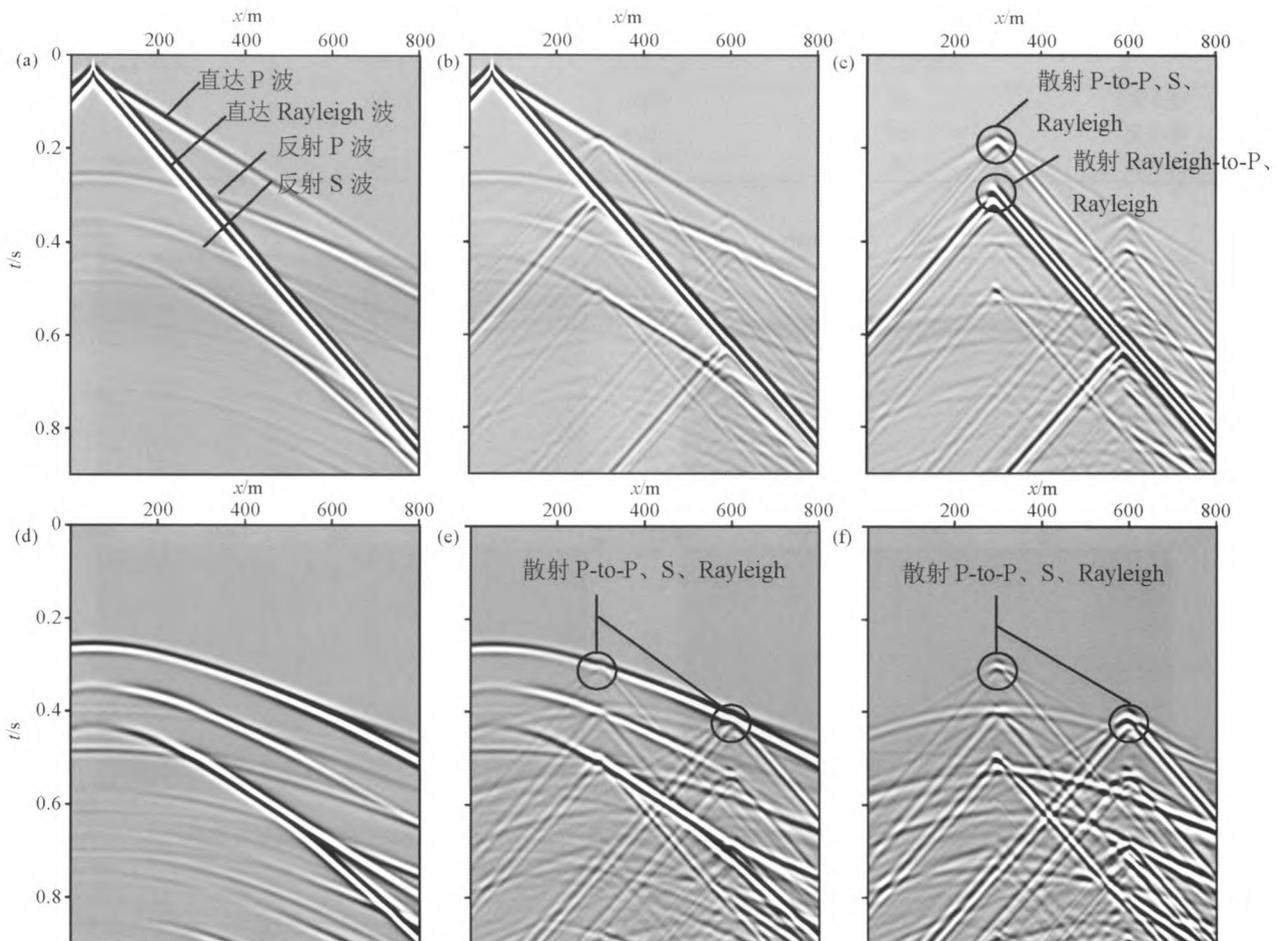
模型2是研究体波中散射波特征的速度模型,模型大小为宽800 m,深400 m;散射体位置( $z, x$ )分别为(15 m, 300 m)、(15 m, 600 m),散射体直径为20

m,如图2b所示,介质参数列于表1。正演模拟中,垂向和水平方向网格大小均为1 m,时间步长0.1 ms,记录时长0.9 s,子波主频25 Hz,震源位置( $z, x$ )为(1 m, 50 m)。图4为波场模拟记录,图4a~c分别为背景场、总场、总场减去背景场的散射场;图4d~f为去除直达波的影响的背景场、总场、散射场。图4a记录中直达P波、Rayleigh波,反射P波、S波,转换波都很明显,Rayleigh波能量强于体波能量。图4c、4f为散射场,可以看出散射体处于近地表时散射波呈线性状,异于反射波的双曲状;面波散射(面波—面波、面波—体波)的能量相比体波散射(体波—体波、体波—面波)更强;正向散射能量强于逆向散射。图4b、4e总场中近地表散射波对有效反射信号的干扰是十分强的。由于散射面波能量较强,在近地表结构复杂区域散射面波可能掩盖主反射。了解近地表散射波的基本特征有利于开发合理的地震资料处理技术以提取、分离近地表散射波,提高地震资料信噪比。



a—背景场记录;b—总场记录;c—散射场记录;d—背景场频散特征;e—总场频散特征;f—散射场频散特征;频散图中的白色曲线为根据Haskell传递算法<sup>[33]</sup>正演所得的理论Rayleigh波频散曲线

图3 模型1波场(垂直分量)模拟记录及其频散特征



a—背景场记录;b—总场记录;c—散射场记录;d—去除直达波的背景场;e—去除直达波的总场;f—去除直达波的散射场

图 4 模型 2 波场(垂直分量)模拟记录

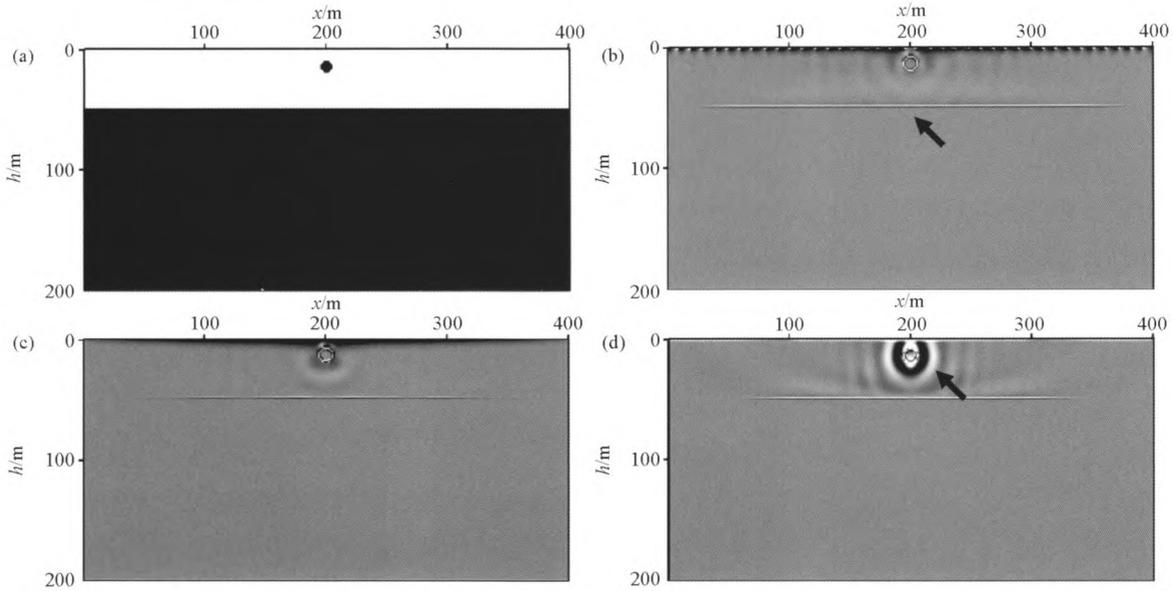
### 2.2 近地表散射体成像

本节展示了散射波逆时偏移在近地表散射体成像中应用效果。散射波场是由总场与背景场的差值得到,将散射波场作为震源波场逆时反传,获得检波波场,最后提取震源波场和检波波场中 P 波分量利用成像条件得到成像剖面。首先分析单个散射体的成像效果,散射体直径 10 m 位于自由表面以下 15 m 深度处,模型参数列于表 2,模型大小为横向 400 m,纵向 200 m,炮记录共 40 炮(起始炮点位置 10 m,终止炮点位置 400 m,炮间距为 10 m),每炮共 400 道接收,道间距 1 m,时间采样间隔 1 ms,时间采样点数 500,震源为 35 Hz 的 Ricker 子波。图 5a 为单个散射体的速度模型;图 5b 为总场逆时偏移成像结果,散射体轮廓刻画清晰、水平界面能量较均一;图 5c 为散射场逆时偏移成像结果,此时散射体轮廓刻画清晰,而水平界面同相轴相比图 5b 略差;图 5d 为不考虑自由地表条件下的散射场逆时偏移成像结果,散射场中只有散射体波—体波,不含有散射面波、散射体波—面波,此时散射体四周出现不收敛能量团。从上图可以看出逆时偏移可以对近地表弹性

散射体精确成像。利用总场进行逆时偏移时,由于总场包含了一次反射波,水平界面同相轴能量更加均一。当利用散射波场逆时外推实现偏移时,虽然散射场没有包含炮点到水平界面的一次反射波信息,但包含了散射体(二次震源)到水平界面的反射信息,水平界面依然能成像,只是同相轴能量略微弱。假若不考虑自由地表边界条件,此时模拟的波场中不含有面波信息,散射场中就不含有散射面波、散射体波—面波,偏移成像结果中散射体边界的刻画出现不收敛能量团。提取水平界面均方根振幅如图 6,可以看出,散射波场中包含了散射体到反射界面的反射信息时,能恢复部分水平界面能量,但散射波场中若不含有面波信息时,反射界面同相轴能量将减小一个数量级,甚至更多。从上面的分析不难看出,散射场中也包含了地层反射界面信息,在近地表勘探中,地震记录反射波信息缺失时,利用散射场结合逆时偏移对近地表散射体成像是可行的,并且散射波逆时偏移能有效利用近地表面波信息,使成像更加精确。

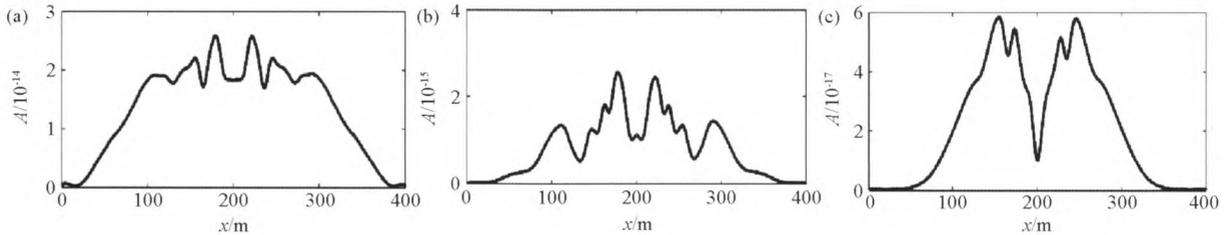
表2 近地表散射体模型介质参数

	层厚/直径(m)	$v_p$ (m/s)	$v_s$ (m/s)	密度( $kg/m^3$ )
第1层	50	1800	1000	1750
第2层	150	3000	1500	2250
散射体	10	3000	1500	2250



a—速度模型;b—总场逆时偏移;c—散射场逆时偏移;d—不考虑自由地表条件下的散射场逆时偏移

图5 单个散射体成像效果对比



a—图5b水平界面均方根振幅;b—图5c水平界面均方根振幅;c—图5d水平界面均方根振幅

图6 成像剖面(图5)水平界面均方根振幅

采用图5相同的散射体参数、正演参数和观测系统,分析不同散射体个数的散射波逆时偏移成像效果。图7成像结果中可以看出,所有的散射体均定位准确并精确成像。随着散射体个数增加,散射波中包含水平界面的信息越多,成像剖面中水平界面同相轴振幅增大(如图8)。浅部散射体增加了近地表照明度,即使检波器没有记录到炮点到界面的反射信息,利用近地表散射波也能对散射体附近构造成像。散射体波一面波沿着自由表面横向传播,增加了照明度,但由于面波衰减与深度呈指数函数关系,更接近于近地表散射体区域能更好地被散射波照亮和成像。在已知精确近地表速度场情况下利用散射波逆时偏移可以对散射体及其附近构造精确成像,若在实际近地表资料中未知精确的速度场,可以考虑引入反演思想的偏移方法结合散射波成像,

例如最小二乘逆时偏移。

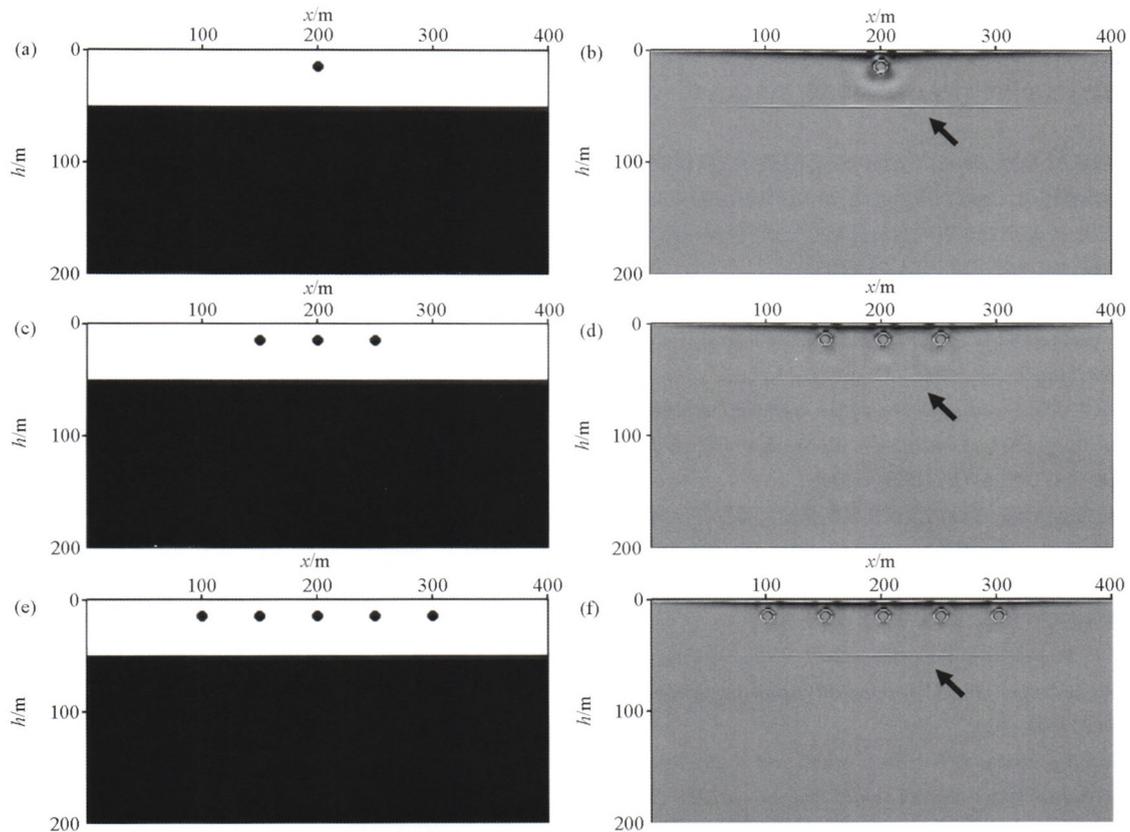
### 3 结论

笔者结合扰动理论和有限差分算法,分析了近地表散射波基本特征,提出了叠前散射波逆时偏移并应用到近地表散射体的成像中,数值结果表明:

1) 近地表散射波呈线性状,异于反射波的双曲状;面波散射(面波—面波、面波—体波)的能量相比体波散射(体波—体波、体波—面波)更强;正向散射能量强于逆向散射。

2) 一定尺度的近地表散射体可以看作是一个二次震源,增加了近地表的照明度;基于散射波的逆时偏移方法可以对近地表散射体精确定位和成像。

本文的分析和量化结果有助于解释散射机制,



a—模型 3; b—模型 3 成像结果; c—模型 4; d—模型 4 成像结果; e—模型 5; f—模型 5 成像结果

图 7 基于散射波场的逆时偏移成像

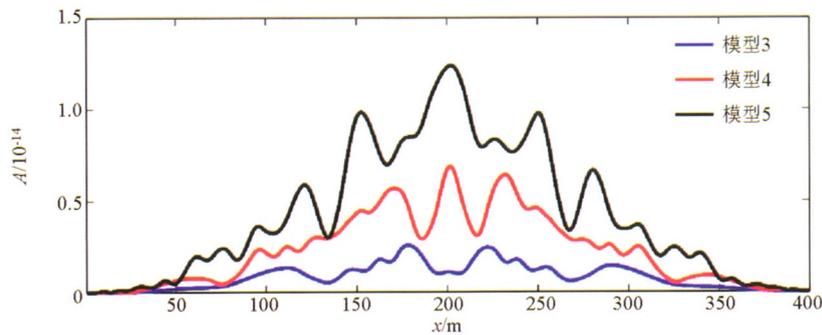


图 8 成像剖面(图 7)中水平界面均方根振幅对比

有利于开发新的采集技术和数据处理方法,并利用散射波场特别是散射面波,提高近地表速度反演精度和地震成像精度。

#### 参考文献:

- [1] Gaburro R, Nolan C J, Dowling T, et al. Imaging from multiply scattered waves [C]. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2007.
- [2] Fleury C. Increasing illumination and sensitivity of reverse - time migration with internal multiples [J]. Geophysical Prospecting, 2013, 61(5): 891 - 906.
- [3] Gubernatis J E, Domany E, Krumhansl J A, et al. The Born approximation in the theory of the scattering of elastic waves by flaws[J]. Journal of Applied Physics, 1977, 48(7): 2812 - 2819.
- [4] Wu R S, Aki K. Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity[J]. Geophysics, 1985, 50(4): 582 - 595.
- [5] Sato H, Fehler M C, Maeda T. Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth[M]. Berlin: Springer, 2012.
- [6] Beydoun W B, Mendes M. Elastic ray-Born 1 2-migration/inversion [J]. Geophysical Journal International, 1989, 97(1): 151 - 160.
- [7] Ernst F E, Herman G C, Ditzel A. Removal of scattered guided waves from seismic data [J]. Geophysics, 2002, 67(4): 1240 - 1248.
- [8] Virieux J. P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method[J]. Geophysics, 1986, 51(4): 889 - 901.
- [9] Levander A R. Fourth-order finite-difference P-SV seismograms [J]. Geophysics, 1988, 53(11): 1425 - 1436.
- [10] Almuhaideb A M, Toksöz M N. Numerical modeling of elastic-wave

- scattering by near-surface heterogeneities[J]. *Geophysics*, 2014, 79(4): T199 - T217.
- [11] 裴正林, 牟永光. 非均匀介质地震波传播交错网格高阶有限差分法模拟[J]. *石油大学学报: 自然科学版*, 2003(6): 17 - 21, 149.
- [12] 刘洪林, 陈可洋, 杨微, 等. 高阶交错网格有限差分法纵横波波场分离数值模拟[J]. *地球物理学进展*, 2010, 25(3): 877 - 884.
- [13] 杨旭明, 裴正林. 复杂近地表弹性波波场特征研究[J]. *石油地球物理勘探*, 2007(6): 658 - 664, 733, 606.
- [14] Chen X. A systematic and efficient method of computing normal modes for multilayered half-space[J]. *Geophysical Journal International*, 1993, 115(2): 391 - 409.
- [15] Robertsson J O A. A numerical free-surface condition for elastic/viscoelastic finite-difference modeling in the presence of topography[J]. *Geophysics*, 1996, 61(6): 1921 - 1934.
- [16] 裴正林. 任意起伏地表弹性波方程交错网格高阶有限差分法数值模拟[J]. *石油地球物理勘探*, 2004(6): 629 - 634, 621, 751.
- [17] 李振春, 肖建恩, 曲英铭, 等. 时间域起伏自由地表正演模拟综述[J]. *地球物理学进展*, 2016, 31(1): 300 - 309.
- [18] Riyanti C D, Herman G C. Three-dimensional elastic scattering by near-surface heterogeneities[J]. *Geophysical Journal International*, 2005, 160(2): 609 - 620.
- [19] Campman X, Dwi Riyanti C. Non-linear inversion of scattered seismic surface waves[J]. *Geophysical Journal International*, 2007, 171(3): 1118 - 1125.
- [20] Baysal E, Dan D K, Sherwood J W C. Reverse time migration[J]. *Geophysics*, 1983, 48(11): 1514 - 1524.
- [21] Mcmechan G A. Migration by extrapolation of time-dependent boundary values[J]. *Geophysical Prospecting*, 1983, 31(3): 413 - 420.
- [22] Whitmore N D. Iterative depth migration by backward time propagation[C]//Expanded Abstracts of the 53<sup>rd</sup> Annual SEG Meeting, Society of Exploration Geophysicists, 1983: 382 - 385.
- [23] Sun R, Mcmechan G A, Lee C S, et al. Prestack scalar reverse-time depth migration of 3D elastic seismic data[J]. *Geophysics*, 2006, 71(5).
- [24] Wu R S. The perturbation method in elastic wave scattering[J]. *Pure and Applied Geophysics*, 1989, 131(4): 605 - 637.
- [25] 周竹生, 刘喜亮, 熊孝雨. 弹性介质中瑞雷面波有限差分法正演模拟[J]. *地球物理学报*, 2007, 50(2): 567 - 573.
- [26] 杨庆节, 刘财, 耿美霞, 等. 交错网格任意阶导数有限差分格式及差分系数推导[J]. *吉林大学学报: 地球科学版*, 2014, 44(1): 375 - 385.
- [27] Komatitsch D, Martin R. An unsplit convolutional perfectly matched layer improved at grazing incidence for the seismic wave equation[J]. *Geophysics*, 2007, 72(5): SM155 - SM167.
- [28] Zhang W, Shen Y. Unsplit complex frequency-shifted PML implementation using auxiliary differential equations for seismic wave modeling[J]. *Geophysics*, 2010, 75(4): T141 - T154.
- [29] 董良国, 马在田, 曹景忠. 一阶弹性波方程交错网格高阶差分分解法稳定性研究[J]. *地球物理学报*, 2000, 43(3): 411 - 419.
- [30] 陈可洋. 基于高阶有限差分的波动方程叠前逆时偏移方法[J]. *石油物探*, 2009, 48(5): 475 - 478.
- [31] 刘红伟, 刘洪, 邹振, 等. 地震叠前逆时偏移中的去噪与存储[J]. *地球物理学报*, 2010, 53(9): 2171 - 2180.
- [32] Park C B, Miller R D, Xia J. Multichannel analysis of surface waves[J]. *Geophysics*, 1999, 64(3): 800 - 808.
- [33] Haskell N A. The dispersion of surface waves on multilayered media[J]. *Bulletin of the seismological Society of America*, 1953, 43(1): 17 - 34.

## Wave field analysis and imaging of near-surface scatterings

PENG Peng-Peng<sup>1,2</sup>, SUN Cheng-Yu<sup>1</sup>, Ma Zhen<sup>1</sup>, LI Wen-Jing<sup>1,3</sup>

(1. School of Geosciences, China University of Petroleum, Qingdao 266580, China; 2. Ya'an Bureau of Land and Resources, Ya'an 625000, China; 3. Research & Development Center of BGP, Zhuozhou 072751, China)

**Abstract:** Studying the basic characteristics of near-surface scattering waves and determining the location of near-surface heterogeneities help seismic imaging, survey planning, and avoiding geological disasters. In order to study the wave fields characteristics of near-surface heterogeneous bodies, the authors used the high-order finite difference numerical simulation technique and perturbation theory method to simulate the wave field records of shallow surface scatters and analyze the basic characteristics of near-surface scattering waves. The near surface heterogeneity was located by introducing of reverse time migration imaging technology with the scattering wave field as an extrapolated wave field. The numerical results indicate that surface-wave scatterings are usually stronger than those body-wave scatterings and that forward scatterings are also stronger than backward scatterings. Moreover, near-surface scatters can be precisely imaged by the elastic wave reverse time migration. The near-surface scatters can be regarded as a secondary source, which increases the near-surface illumination. Using the scattered wave field can improve the accuracy of near-surface velocity inversion and seismic imaging.

**Key words:** near-surface heterogeneity; elastic scattering; wave field modeling; reverse time migration

(本文编辑:叶佩)