·地震模拟·　文章编号:1000-7210(2016)02-0261-11

分层映射法起伏自由地表弹性波正演模拟与波场分离

曲英铭[①]　黄建平*[①]　李振春[①]　李庆洋[①]　李润泽[②]　王云超[③]

(①中国石油大学(华东)地球科学与技术学院地球物理系,山东青岛 266580;②中国石油青海油田天然气开发公司,青海格尔木 816000;③中国石油东方地球物理公司研究院库尔勒分院,新疆库尔勒 841001)

曲英铭,黄建平,李振春,李庆洋,李润泽,王云超. 分层映射法起伏自由地表弹性波正演模拟与波场分离. 石油地球物理勘探,2016,51(2):261-271.

摘要　传统有限差分方法在处理起伏自由地表时存在一些问题;传统映射法通过将起伏地表映射为水平地表克服上述缺点,但在变换的同时会破坏原有地下构造,导致波传播的不准确和虚假反射的产生。为此,通过改进传统映射法,提出了分层映射法起伏自由地表弹性波正演模拟与波场分离方法,在实现算法的基础上,对几个典型起伏地表模型进行了正演模拟试算,结果表明:①分层映射法不仅可以将起伏地表映射为水平地表,而且也可以将地下起伏地层映射为水平地层。相对于传统矩形网格以及常规映射法,分层映射法对双复杂构造具有更好的适应性。②通过对比分层映射法、传统映射法、传统有限差分法的正演模拟试算结果表明,分层映射法具有更高的模拟精度和抑制频散能力。③基于分层映射法的起伏自由地表弹性波波场分离能够准确地将纵、横波分离,可为起伏自由地表弹性波偏移成像方法提供关键的技术支持。

关键词　分层映射　自由边界条件　起伏地表　波场分离　曲坐标系　正演模拟

中图分类号:P631　**文献标识码**:A　**doi**:10.13810/j.cnki.issn.1000-7210.2016.02.008

1　引言

随着地震勘探技术的不断进步,地震波数值模拟由简单、大型中浅层构造逐渐转向复杂地表、复杂深部的双复杂构造,其中剧烈起伏地表对地震资料采集和处理带来严重影响。为此,人们提出了一系列方法消除这种影响[1-5]。常用的地震波数值模拟方法主要包括射线类和波动方程类。射线类方法主要考虑地震波运动学特征,很难获得地震波动力学特征,仅是对全波场的一种近似研究。对于起伏地表等复杂构造的数值模拟,常采用波动方程类方法。波动方程类方法主要包括有限差分法、有限元法、伪谱法和谱元法等。传统有限差分方法因其算法简单、计算速度快、占用内存低等优点得到广泛应用,但处理起伏地表时较为困难。对此前人做了大量改进,比较有代表性的是采用映射的思路将起伏地表映射为水平地表,在曲坐标系下求解相应的波动方程[6-9]。有限元法主要以分段近似为基础,进行三角网格剖分,对起伏地表的适应性较高,但计算量较大,且算法实现复杂。Moczo 等[10]在起伏地表条件下进行有限元法黏弹性介质正演模拟。黄自萍[11]结合有限元法和有限差分法进行正演模拟,即在地表处应用有限元法,在地下应用有限差分方法,很好地弥补了有限差分法在处理起伏地表时的劣势和有限元法计算速度慢的缺点。伪谱法在频率域计算空间导数、在时间域计算时间导数,具有计算精度高且占用内存低等优点,但容易产生吉布斯效应,对双复杂构造的模拟适应性较差,因此在处理起伏地表时常结合其他方法[12-14]。

鉴于矩形网格剖分在处理起伏地表时存在的缺陷,近年来人们对不规则网格地震波模拟做了大量

* 山东省青岛市经济技术开发区长江西路 66 号中国石油大学(华东)地球科学与技术学院,266580。Email:jphuang@upc.edu.cn

本文于 2014 年 10 月 23 日收到,最终修改稿于 2016 年 1 月 10 日收到。

本项研究受国家"973"课题项目(2014CB239006,2011CB202402)、国家自然科学基金项目(41104069,41274124)、中石化课题(KJWX-2014-05)、中央高校科研业务费专项基金项目(R1401005A)联合资助。

返回中文目录

研究。Fornberg[15]在新的坐标系下应用伪谱法直接基于曲网格进行模拟。Tessmer 等[6]、Heshtolm 等[7,8]、Nielsen 等[9]在曲坐标系矩形网格下应用弹性波波动方程，通过一个辅助坐标系将不规则起伏区域变换为规则区域。赵景霞等[16]利用块映射和超限插值技术将曲界面变换成曲坐标系下的水平界面，并在新坐标系下利用伪谱法模拟波场。王祥春等[17]利用双平方根法将地表采集的波场在曲坐标系下延拓，去除了起伏地表的影响。褚春雷等[18]将三角网格应用于地震正演模拟中，能适应地表起伏的不规则性，但生成网格时计算量较大。Thomas 等[19]引入贴体网格进行正演模拟，算法对起伏地表的适应性较好，但贴体网格的生成同样需要较大计算量。曲英铭等[20]提出了一种非规则网格有限差分走时计算方法，很好地解决了规则网格有限差分方法在处理尖锐速度界面时的缺陷。Huang 等[21]在传统映射法的基础上，提出了一种基于时空双变算法的起伏地表映射正演模拟方法。

针对起伏地表自由边界条件的处理，国内外不断涌现出新方法。真空法将起伏地表以上的纵、横波速度赋零，密度仍为常数，但该方法的稳定性和精度较低[22]。虚像法在自由边界附近的应力值为该边界的奇函数[23]，Robertsson[24]基于此方法提出了广义虚像法，在更新速度分量时，通过虚像法计算相应的垂向和横向应力偏导数。24 点离散法将起伏地表分成水平、90°拐角和 270°拐角三种情况，并对不同的情况采用不同的差分格式[25]。

本文在传统映射法的基础上提出了分层映射法，并将此方法用于起伏自由边界条件弹性波正演模拟和波场分离。在编程实现算法的基础上，通过对几个典型起伏模型进行正演模拟，验证了方法的合理性。

2　基本原理

2.1　网格离散和映射模式

传统映射法将描述物理域直角坐标系(x,z)下的曲网格映射为计算域曲坐标系(ξ,η)下的正交网格(图 1)。但此方法在将起伏地表变为水平地表的同时会破坏原有的地下构造，从而对模拟和成像结果造成一定影响。本文提出的分层映射法在传统映射法的基础上进行改进，分别将每一层在物理域离散为曲网格(图 2a)，并将每一个起伏界面映射为水平界面(图 2b)。分层映射法所采用的映射函数为

$$\begin{cases} x(\xi,\eta)=\xi \\ z(\xi,\eta)=\dfrac{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}{\eta_{i-1}(\xi)-\eta_i(\xi)}(\eta-\eta_i)+z_i(\xi) \end{cases} \tag{1}$$

式中：$z_{i-1}(\xi)$和 $z_i(\xi)$分别为第 i 层的顶、底界面的高程函数(定义最深层的深度为零，z 轴向上)；$\eta_{i-1}(\xi)$和 $\eta_i(\xi)$为对应的计算域第 i 层顶、底界面的高程(以网格点数表征)；$\eta_{\max}$ 为正交网格纵轴最大值。

分层映射法的稳定性条件为

$$\frac{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}{\eta_{i-1}(\xi)-\eta_i(\xi)}>1 \tag{2}$$

当 $i=1$ 时，$\eta_i(\xi)=0$，$z_i(\xi)=0$，式(1)、式(2)变为传统映射法。

曲网格上的参数值由实际模型插值得到。映射仅仅是垂向上的拉伸或压缩，采样点在映射前、后不发生变化。也就是说，曲网格上的波场值与矩形网格上的波场值是一一对应的。

2.2　分层映射弹性波正演模拟

当曲网格被映射为矩形网格时，一阶速度—应力弹性波方程为

$$\begin{cases} \rho\dfrac{\partial v_x}{\partial t}=\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\dfrac{\partial\tau_{xx}}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\dfrac{\partial\tau_{xx}}{\partial\eta}+\dfrac{\partial\xi}{\partial z}\dfrac{\partial\tau_{xz}}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial z}\dfrac{\partial\tau_{xz}}{\partial\eta} \\ \rho\dfrac{\partial v_z}{\partial t}=\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\dfrac{\partial\tau_{xz}}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\dfrac{\partial\tau_{xz}}{\partial\eta}+\dfrac{\partial\xi}{\partial z}\dfrac{\partial\tau_{zz}}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial z}\dfrac{\partial\tau_{zz}}{\partial\eta} \\ \dfrac{\partial\tau_{xx}}{\partial t}=(\lambda+2\mu)\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\dfrac{\partial v_x}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\dfrac{\partial v_x}{\partial\eta}\right)+ \\ \qquad\lambda\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial z}\dfrac{\partial v_z}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial z}\dfrac{\partial v_z}{\partial\eta}\right) \\ \dfrac{\partial\tau_{zz}}{\partial t}=\lambda\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\dfrac{\partial v_x}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\dfrac{\partial v_x}{\partial\eta}\right)+ \\ \qquad(\lambda+2\mu)\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial z}\dfrac{\partial v_z}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial z}\dfrac{\partial v_z}{\partial\eta}\right) \\ \dfrac{\partial\tau_{xz}}{\partial t}=\mu\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\dfrac{\partial v_z}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial x}\dfrac{\partial v_z}{\partial\eta}+\dfrac{\partial\xi}{\partial z}\dfrac{\partial v_z}{\partial\xi}+\dfrac{\partial\eta}{\partial z}\dfrac{\partial v_x}{\partial\eta}\right) \end{cases} \tag{3}$$

由式(1)容易得到

$$\begin{cases} \dfrac{\partial\xi}{\partial x}=1 \\ \dfrac{\partial\xi}{\partial z}=0 \\ \dfrac{\partial\eta}{\partial z}=\dfrac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)} \end{cases} \tag{4}$$

返回中文目录

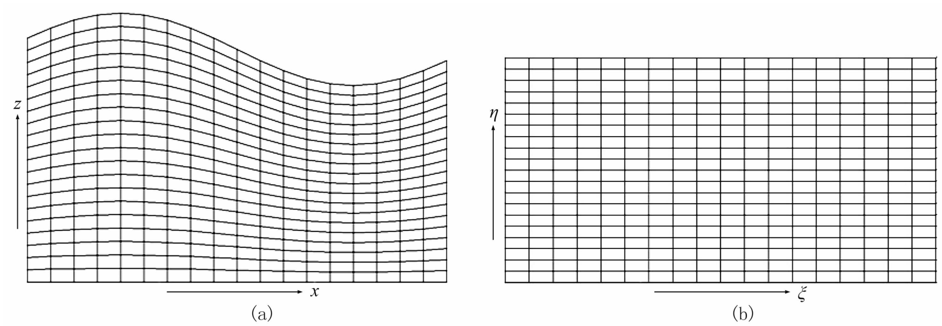

图 1　传统映射法示意图

(a)曲网格坐标系;(b)矩形网格坐标系

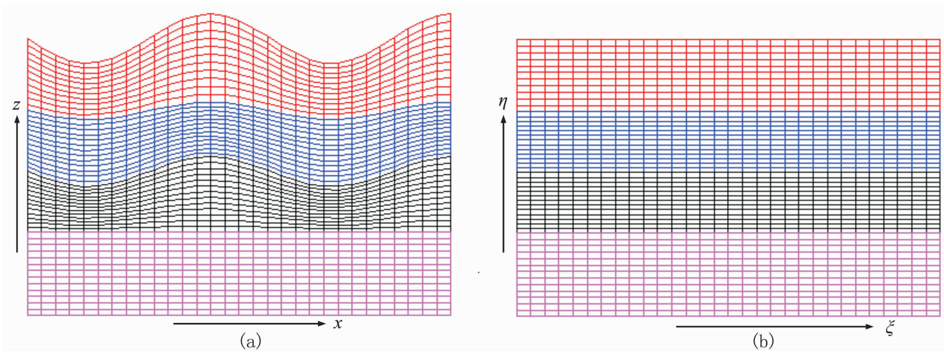

图 2　分层映射法示意图

(a)曲网格坐标系;(b)矩形网格坐标系

而

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial \eta}{\partial \xi}\cdot\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \frac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial z(\xi)}{\partial \xi} \\
&= \frac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial[z(\xi)-z_i(\xi)]}{\partial \xi} + \\
&\quad \frac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial z_i(\xi)}{\partial \xi} \\
&= \frac{\eta-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial[z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)]}{\partial \xi} + \\
&\quad \frac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial z_i(\xi)}{\partial \xi} \\
&= \frac{\eta_{i-1}-\eta}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial z_i(\xi)}{\partial \xi} + \\
&\quad \frac{\eta-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\frac{\partial z_{i-1}(\xi)}{\partial \xi}
\end{aligned} \tag{5}
$$

2.3　曲坐标系自由边界条件

映射法的优势在于处理起伏自由地表。本文采用 Hestholm 等[7]推导的映射边界条件,即

$$
\begin{aligned}
&\left\{1+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}\frac{\partial \eta}{\partial z}\frac{\partial v_x}{\partial \eta} + \\
&\quad \frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left\{1+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}\frac{\partial \eta}{\partial z}\frac{\partial v_z}{\partial \eta} \\
&= 2\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\frac{\partial v_x}{\partial \xi} + \left\{\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2-1\right\}\frac{\partial v_z}{\partial \xi} - \\
&\quad \frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left\{1+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}\frac{\partial \eta}{\partial z}\frac{\partial v_x}{\partial \eta} + \\
&\quad \left\{1+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}\frac{\partial \eta}{\partial z}\frac{\partial v_z}{\partial \eta} \\
&= -\left\{\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}\frac{\partial v_x}{\partial \xi} + \\
&\quad \frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left(1-\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right)\frac{\partial v_z}{\partial \xi}
\end{aligned} \tag{6}
$$

利用式(6)处理起伏自由地表灵活、稳定性好。通过二阶交错网格有限差分求解式(6)(随深度增加,每个网格点增加两阶,直至空间十阶;时间上采用二阶差分方法)。采用高阶差分法可以提高计算精度,减少数值频散及地表地形的不规则性对体波和面波的散射。对式(6)进行离散,得

$$
\begin{aligned}
&\begin{pmatrix} \mathrm{aa} & \mathrm{ab} \\ \mathrm{ba} & \mathrm{bb} \end{pmatrix}\frac{1}{\mathrm{d}\eta}\begin{pmatrix} [v_x(i,j)-v_x(i,j+1] \\ [v_z(i,j)-v_z(i,j+1)] \end{pmatrix} = \\
&\begin{pmatrix} \mathrm{ac} & \mathrm{ad} \\ \mathrm{bc} & \mathrm{bd} \end{pmatrix}\frac{1}{\mathrm{d}\xi}\begin{pmatrix} [v_x(i,j-1)-v_x(i-1,j+1] \\ [v_z(i,j-1)-v_z(i-1,j+1)] \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{7}
$$

返回中文目录

式中：j 为起伏地表位置；$\mathrm{d}\xi$ 为水平网格间距；$\mathrm{d}\eta$ 为垂直网格间距；$v_x(i,j+1)$，$v_z(i,j+1)$，$v_x(i-1,j+1)$，$v_z(i-1,j+1)$由常规交错网格有限差分计算得到。

式(7)中的系数由以下方程组给出

$$\begin{cases} \mathrm{aa} \equiv \left\{1+\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}B(\xi) \\ \mathrm{ab} \equiv \dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left\{1+\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}B(\xi) \\ \mathrm{ac} \equiv 2\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi} \\ \mathrm{ad} \equiv \left\{\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2-1\right\} \\ \mathrm{ba} \equiv -\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left\{1+\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}B(\xi) \\ \mathrm{bb} \equiv \left\{1+\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}B(\xi) \\ \mathrm{bc} \equiv -\left\{\dfrac{\lambda}{\lambda+2\mu}+\left[\dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\} \\ \mathrm{bd} \equiv \dfrac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\left(1-\dfrac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right) \end{cases} \tag{8}$$

式中 $B(\xi)=\dfrac{\partial \eta}{\partial z}$。经计算，本文给出以下精确的判别式方程

$$\Delta = \mathrm{aa}\times\mathrm{bb}-\mathrm{ba}\times\mathrm{ab} = \left\{1+\left[\frac{\partial z_0(\xi)}{\partial \xi}\right]^2\right\}^3 B^2(\xi) \tag{9}$$

由式(9)可知，Δ 的最小值为 $B^2(\xi)$，且恒大于零，因此式(7)较稳定。

2.4 分层映射自由地表波场分离

在弹性波逆时偏移正、反向波场计算过程中，需要对震源波场 U_S 和检波波场 U_R 进行分离，因此有必要研究弹性波波场分离。经推导得到计算域曲坐标系下的分离后二维波场表达式为

$$\begin{cases} U_\mathrm{R} = \dfrac{\partial v_x}{\partial \xi}+\dfrac{\partial v_z}{\partial \eta}\dfrac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}+ \\ \qquad \dfrac{\partial v_x}{\partial \eta}\left[\dfrac{\eta_{i-1}-\eta}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\dfrac{\partial z_i(\xi)}{\partial \xi}+\right. \\ \qquad \left.\dfrac{\eta-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\dfrac{\partial z_{i-1}(\xi)}{\partial \xi}\right] \\ U_\mathrm{S} = \dfrac{\partial v_x}{\partial \eta}\dfrac{\eta_{i-1}-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}-\dfrac{\partial v_z}{\partial \xi}- \\ \qquad \dfrac{\partial v_z}{\partial \eta}\left[\dfrac{\eta_{i-1}-\eta}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\dfrac{\partial z_i(\xi)}{\partial \xi}+\right. \\ \qquad \left.\dfrac{\eta-\eta_i}{z_{i-1}(\xi)-z_i(\xi)}\cdot\dfrac{\partial z_{i-1}(\xi)}{\partial \xi}\right] \end{cases} \tag{10}$$

在自由地表处，波场分离的离散表达式为

$$\begin{cases} \dfrac{\partial v_x(i,1)}{\partial \xi} \\ \quad = \displaystyle\sum_{m=1}^{N}\frac{c_m[v_x(i+m,1)-v_x(i-m+1,1)]}{\mathrm{d}\xi} \\ \dfrac{\partial v_z(i,1)}{\partial \eta} = \dfrac{A\cdot[v_x(i,2)-v_x(i-1,2)]}{\mathrm{d}\xi}+ \\ \qquad \dfrac{B\cdot[v_z(i,2)-v_z(i-1,2)]}{\mathrm{d}\xi} \\ \dfrac{\partial v_x(i,1)}{\partial \eta} = \dfrac{C\cdot[v_x(i,2)-v_x(i-1,2)]}{\mathrm{d}\eta}+ \\ \qquad \dfrac{D\cdot[v_z(i,2)-v_z(i-1,2)]}{\mathrm{d}\eta} \\ \dfrac{\partial v_z(i,1)}{\partial \xi} \\ \quad = \displaystyle\sum_{m=1}^{N}\frac{c_m[v_z(i+m,1)-v_z(i-m+1,1)]}{\mathrm{d}\eta} \end{cases} \tag{11}$$

其中

$$\begin{cases} A = \dfrac{\mathrm{ba}\cdot\mathrm{ac}-\mathrm{aa}\cdot\mathrm{bc}}{\mathrm{ba}\cdot\mathrm{ab}-\mathrm{aa}\cdot\mathrm{bb}} \\ B = \dfrac{\mathrm{ba}\cdot\mathrm{ad}-\mathrm{aa}\cdot\mathrm{bd}}{\mathrm{ba}\cdot\mathrm{ab}-\mathrm{aa}\cdot\mathrm{bb}} \\ C = \dfrac{\mathrm{bb}\cdot\mathrm{ac}-\mathrm{ab}\cdot\mathrm{bc}}{\mathrm{bb}\cdot\mathrm{aa}-\mathrm{ab}\cdot\mathrm{ba}} \\ \Delta = \dfrac{\mathrm{bb}\cdot\mathrm{ad}-\mathrm{ab}\cdot\mathrm{bd}}{\mathrm{bb}\cdot\mathrm{aa}-\mathrm{ab}\cdot\mathrm{ba}} \end{cases} \tag{12}$$

3 模型试算

3.1 起伏地表弹性波正演模拟

首先对起伏地表模型(图 3)进行试算。图 4 为传统有限差分法起伏地表处离散网格示意图。由图可见，传统有限差分法因其矩形网格剖分形成阶梯状起伏形态，造成模拟结果不准确。图 5 为分层映射法离散网格示意图，图 6 为传统映射法离散网格示意图。对比图 5 和图 6 可见：传统映射虽然可以将起伏地表映射为水平地表，但地下构造也被破坏，影响了网格离散精度(图 6)；本文提出的分层映射法通过将起伏地表和地层分别映射为水平界面，很好地适应了有限差分矩形网格剖分的特点(图 5)。

图 7～图 9 分别为分层映射法、传统映射法、传统有限差分法波场快照水平分量与垂直分量，图 10～图 12 分别为对应的炮记录水平分量与垂直分量。对比上述各图可见：①传统有限差分法在处理起伏

返回中文目录

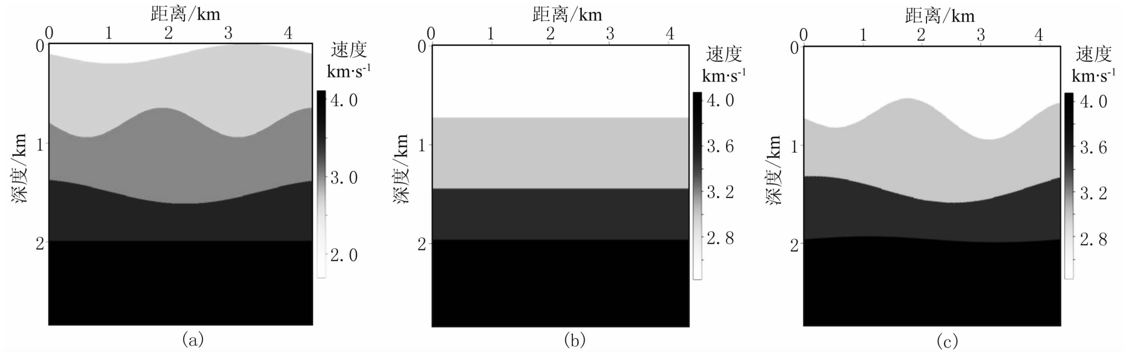

图 3　起伏地表模型

(a)物理域起伏地表模型速度场;(b)分层坐标变化速度场;(c)传统映射速度场

速度场尺寸为 4.35km×2.84km,起伏地表以上的速度为 0,从上至下各层的纵波速度分别为 2.0、3.0、3.5、4.0km/s,纵横波速度比约为 1.732。横向采样点数 $n_x=870$,纵向采样点数 $n_z=568$,网格间距为 5m×5m。震源在地表附近中点激发,震源主频为 25Hz,检波器位于地表,道间距为 10m。时间采样间隔为 0.2ms,总记录时间为 1.5s

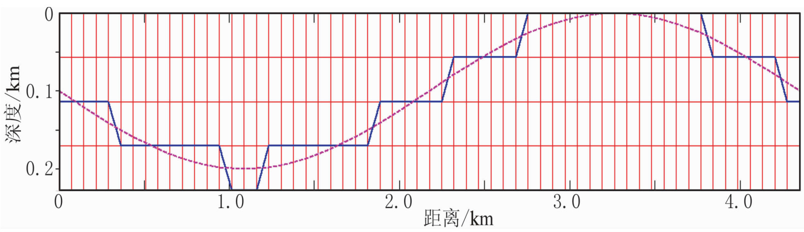

图 4　传统有限差分法起伏地表处离散网格示意图

粉红色虚线为起伏地表的真实形态,蓝色实线为起伏地表矩形网格剖分形态

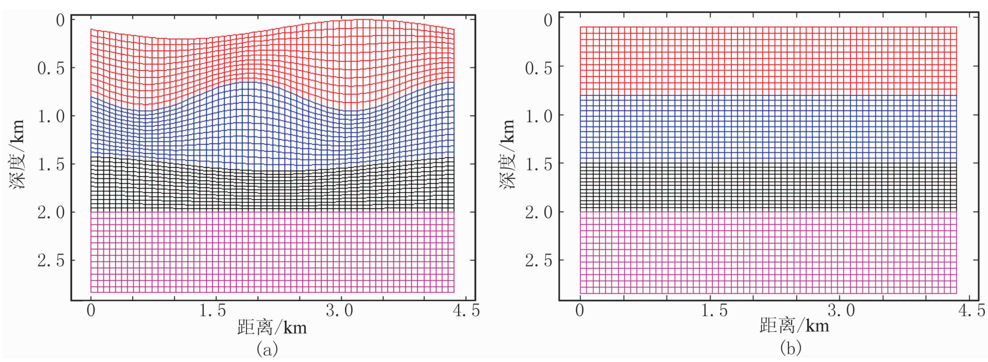

图 5　分层映射法离散网格示意图

(a)映射前;(b)映射后

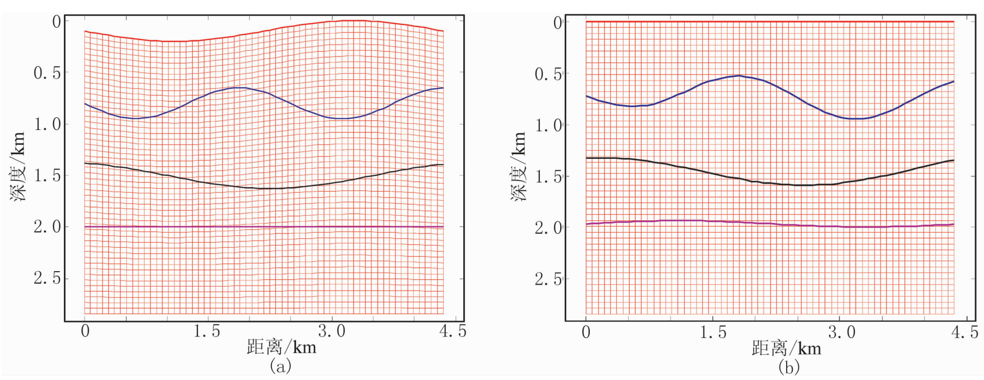

图 6　传统映射法离散网格示意图

(a)映射前;(b)映射后

返回中文目录

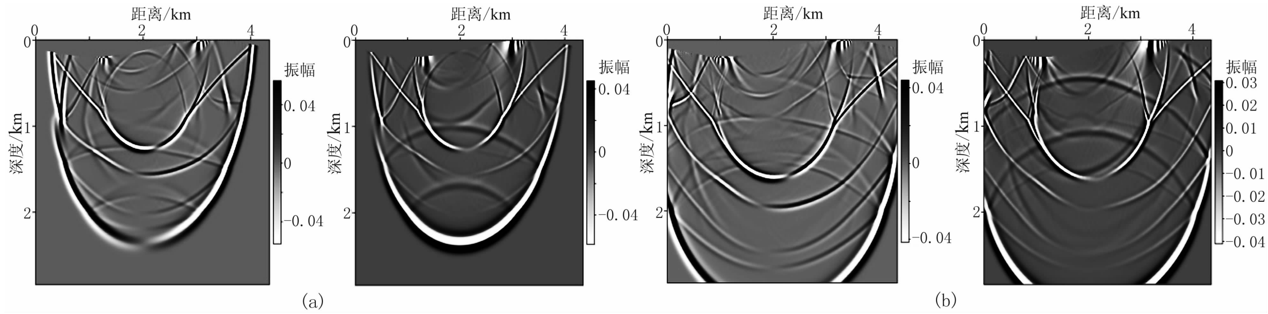

图7 分层映射法波场快照水平分量(左)与垂直分量(右)

(a)0.6s;(b)0.8s

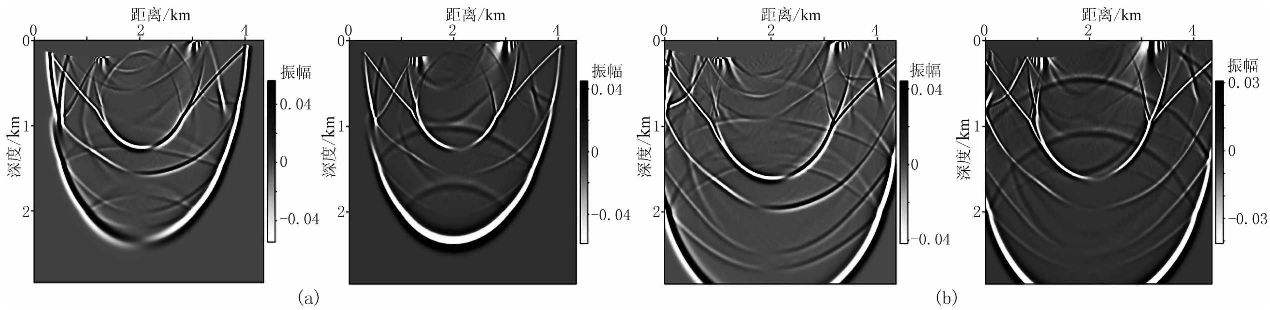

图8 传统映射法波场快照水平分量(左)与垂直分量(右)

(a)0.6s;(b)0.8s

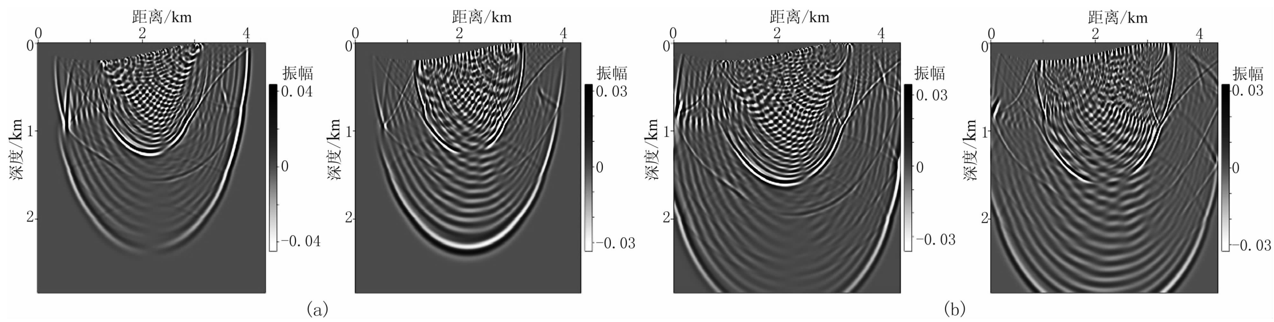

图9 传统有限差分法波场快照水平分量(左)与垂直分量(右)

(a)0.6s;(b)0.8s

地表时矩形网格剖分会造成阶梯状起伏,在应用自由边界条件时,会产成大量的虚假反射和绕射,对有效反射能量造成干扰,影响模拟结果的准确性(图9、图12);②传统映射法、分层映射法均能较好地处理起伏地表,可以清楚地模拟出入射波、反射波、转换波、面波等信息,因此映射法对于处理起伏地表具有更好的效果(图7、图8、图10、图11),但分层映射法对地下起伏地层的模拟更精确(反射同相轴更清晰,图7、图10),不存在传统矩形网格阶梯状“毛刺”造成的虚假反射(图8、图11);③由分层映射法炮记录可见(图10),当顶边界为自由边界时,虽然采用纵波震源激发,但在炮记录中出现直达S波(震源在地表发生反射产生的转换波)和面波,并且两者几乎重叠,造成直达S波同相轴较粗,不易看到。此外,还存在由地下反射层产生的反射波传播到自由地表引起的地表反射波和地表转换波。

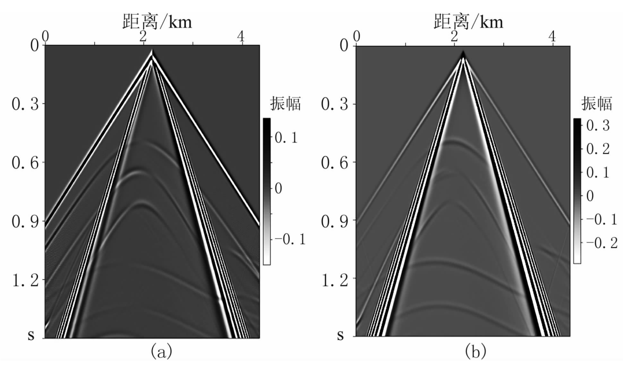

图10 分层映射法炮记录水平分量(a)与垂直分量(b)

返回中文目录

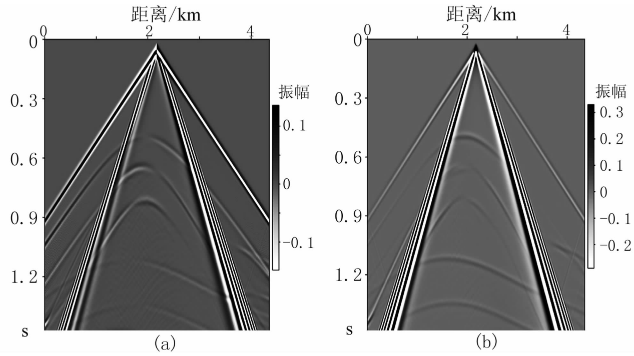

图 11　传统映射法炮记录水平分量(a)与垂直分量(b)

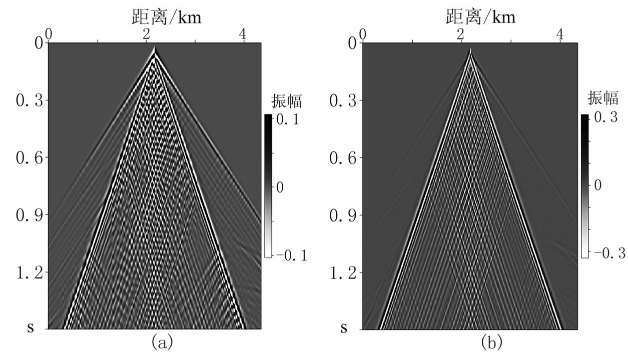

图 12　传统有限差分法炮记录水平分量(a)与垂直分量(b)

为了更好地分析本文提出的分层映射法的优越性,对分层映射法和传统映射法得到的炮记录分别抽取了第 120 道波形。图 13 为由图 11 和图 10 数据中抽取的第 120 道波形水平分量与垂直分量,图 14为第 120 道波形局部放大。由图可见,分层映射法波形中不存在矩形网格剖分引起的虚假反射(图 14c、图 14d),因此本文提出的分层映射法对双复杂构造具有较高的模拟精度。图 15 为分层映射法 P 波、S 波波场分离快照。由图可见,纵、横波被完全清晰地分离,包括入射波、反射波以及地表反射波和转换波。

3.2　复杂起伏地表模型试算

分别采用分层矩形网格坐标法(图 16b,对绿色虚线框区域进行分层矩形网格映射和曲网格剖分,对其他区域采用矩形网格剖分)和不分层矩形网格坐标法(图 16c)对曲网格坐标系(图 16a)进行试算。图 17、图 18 分别为分层映射法及传统映射法波场快照的水平分量与垂直分量。由图可见:传统映射

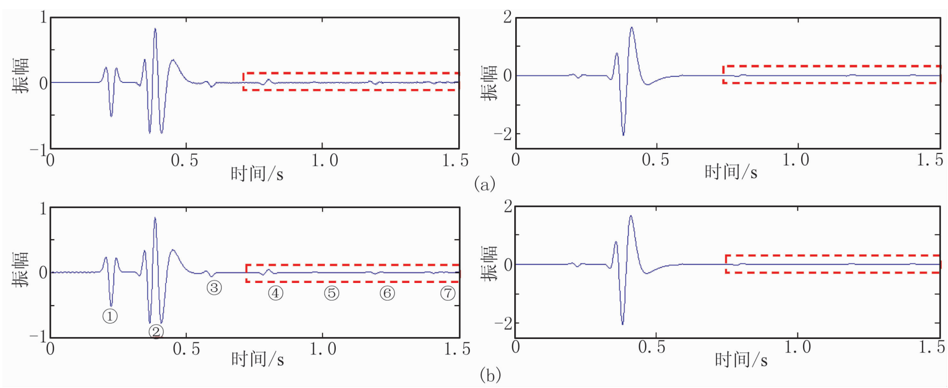

图 13　由图 11(a)和图 10(b)数据中抽取的第 120 道波形水平分量(左)与垂直分量(右)

①直达 P 波;②面波+直达 S 波;③第一层反射 P 波;④第二层反射 P 波;⑤第三层反射 P 波;⑥第一层转换 PS 波;⑦第二层转换 PS 波

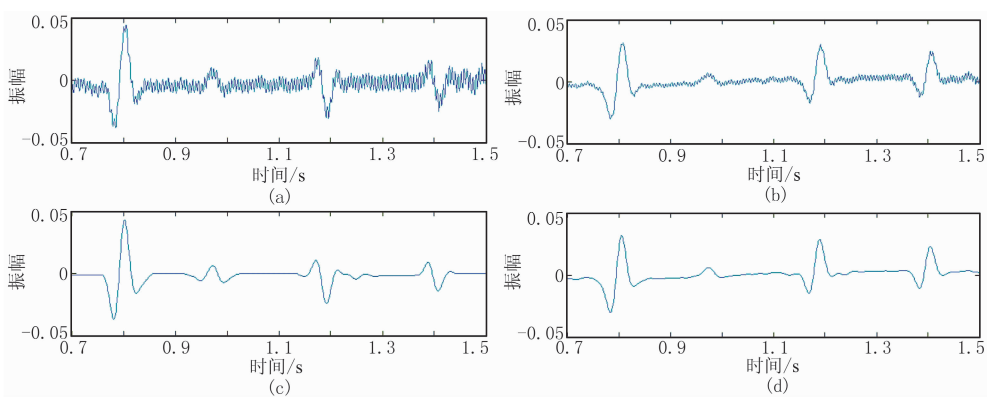

图 14　第 120 道波形局部放大(图 13 红色虚线框区域)

(a)图 13a(左);(b)图 13a(右);(c)图 13b(左);(d)图 13b(右)

返回中文目录

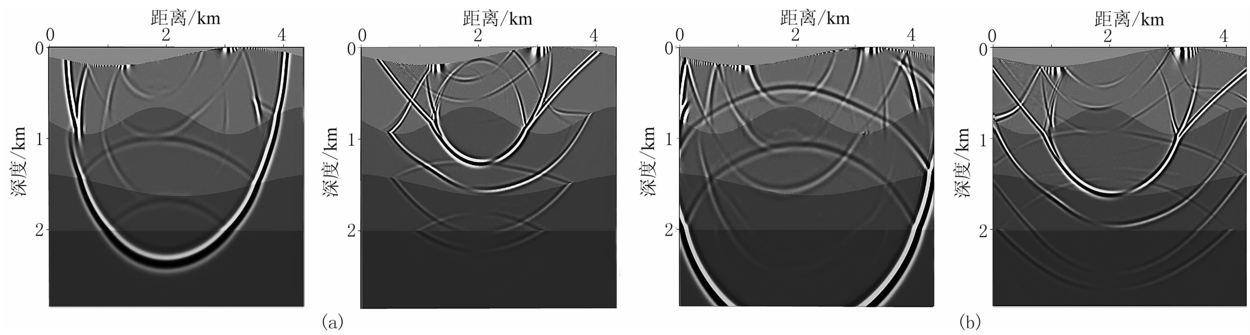

图15　分层映射法P波(左)、S波(右)波场分离快照

(a)0.6s；(b)0.8s

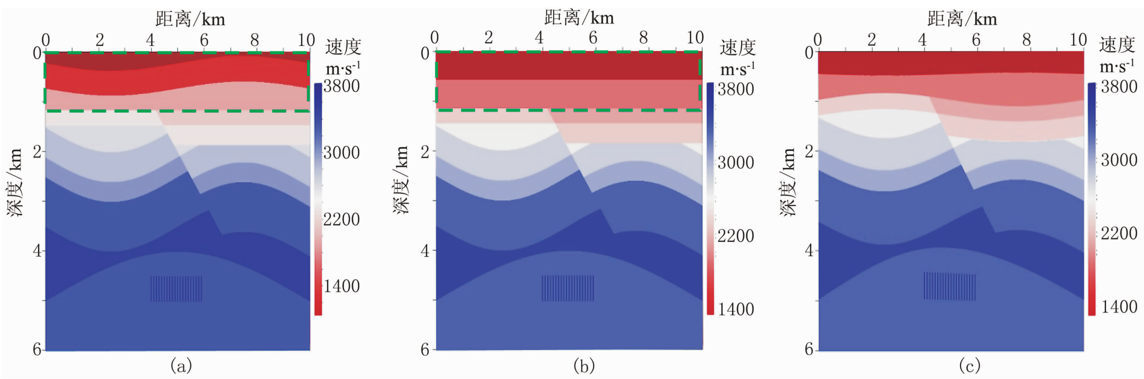

图16　起伏地表复杂模型

(a)曲网格坐标系；(b)分层矩形网格坐标系；(c)不分层矩形网格坐标系

速度场尺寸为8.0km×4.8km。在地表处存在一个低速带，在地下深部背斜区域存在一个裂缝群，裂缝宽度为5m，延伸达400m，裂缝间距为30m，共20条裂缝。中间区域存在一个大断层，将起伏地层切断。全局网格间距为4m，全局时间采样间隔为0.3ms，炮点(模型中央)、检波器均位于起伏地表处，共500道接收

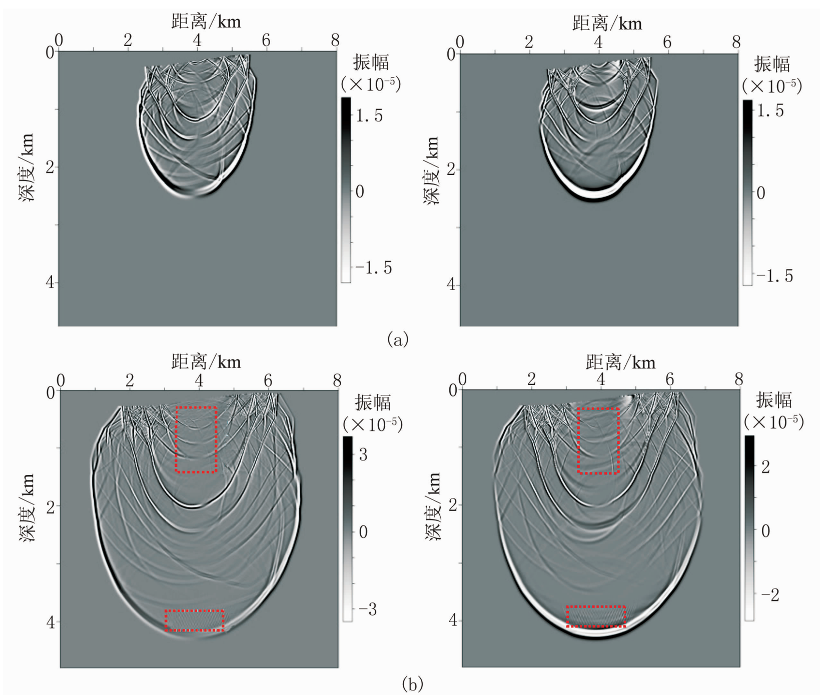

图17　分层映射法波场快照水平分量(左)与垂直分量(右)

(a)1.0s；(b)1.5s

返回中文目录

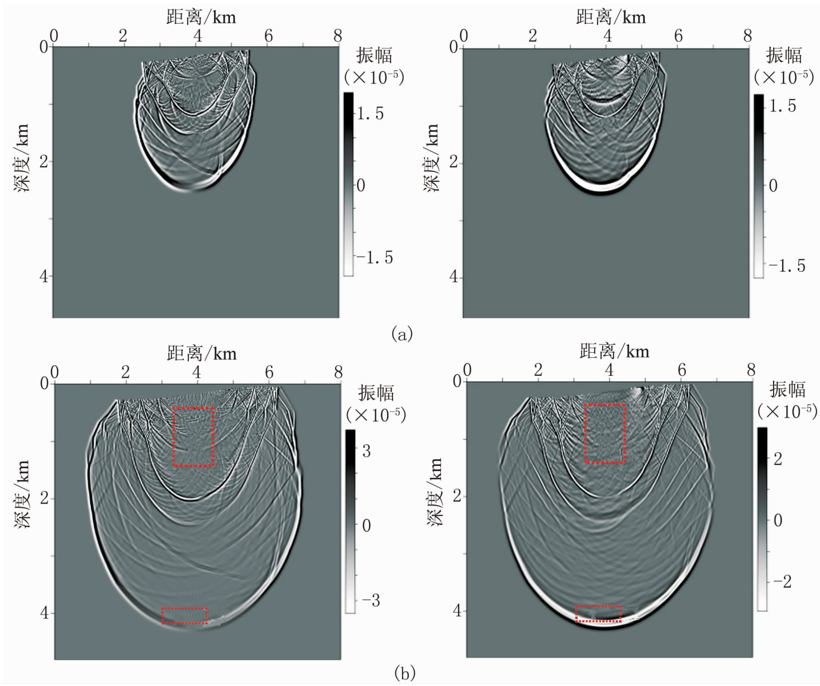

图 18　传统映射法波场快照水平分量(左)与垂直分量(右)

(a)1.0s;(b)1.5s

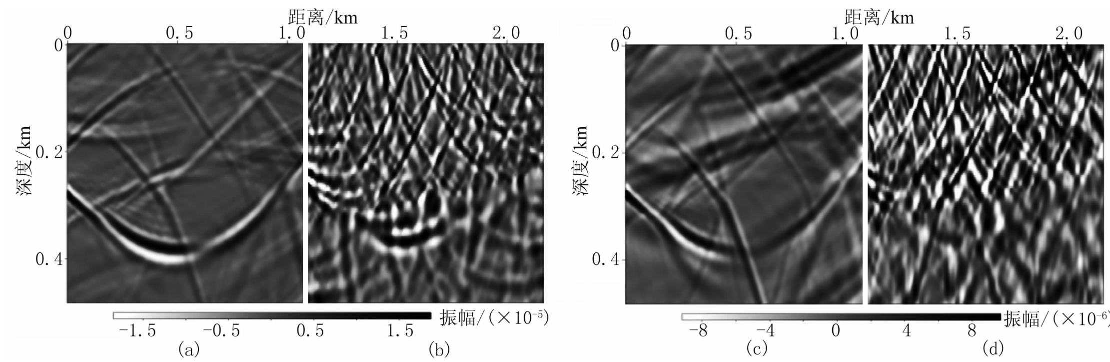

图 19　浅部区域局部放大图

(a)图 17b(左);(b)图 18b(左);(c)图 17b(右);(d)图 18b(右)

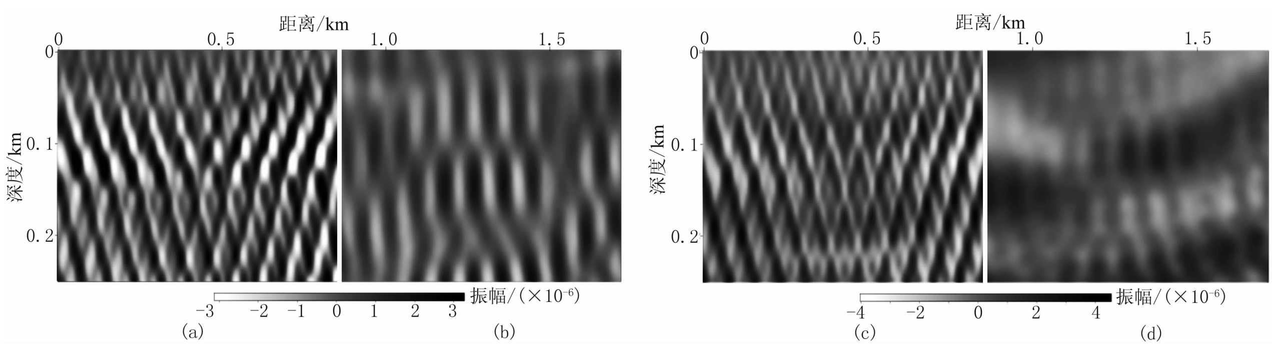

图 20　裂缝区域局部放大图

(a)图 17b(左);(b)图 18b(左);(c)图 17b(右);(d)图 18b(右)

法波场快照中地下复杂构造区域存在严重的虚假反射,与有效能量混合在一起(图 18);分层映射法波场快照的同相轴清晰,而且深部能量明显强于传统有限差分方法(图 17)。抽取图 17、图 18 红色虚线区域进行放大得到局部放大图(图 19、图 20)。由图可见:分层映射法波场快照可很清楚地模拟有效能

返回中文目录

量(图 19a、图 19c),传统映射法波场快照的虚假反射和绕射几乎掩盖了有效波能量(图 19b、图 19d);分层映射法波场快照在深部存在很明显的裂缝响应(图 20a、图 20c),传统映射法波场快照的裂缝响应较为模糊,而且反射能量明显弱于分层映射法波场快照的反射能量(图 20b、图 20d)。综上所述,分层映射法对复杂起伏地表模型的模拟效果改善更明显。图21为波场分离图。由图可见,P波分量和S波分量被清楚、准确地分离。

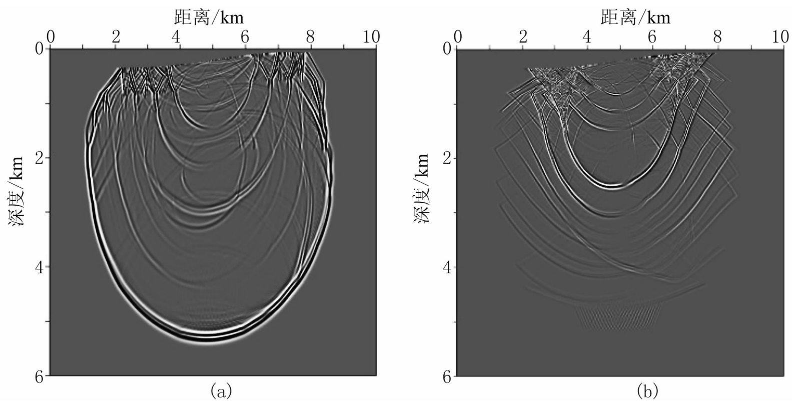

图 21　波场分离图(1.5s)

(a)P 波;(b)S 波

4　讨论与结论

本文改进了传统映射法,实现了分层映射起伏自由地表弹性波正演模拟方法,将起伏地表的映射推广到地下起伏构造。同时,实现了基于分层映射思想的起伏地表弹性波场分离方法,在实现算法的基础上,对几个典型起伏地表模型进行了正演模拟试算,得到如下认识:

(1)分层映射法不仅可以将起伏地表映射为水平地表,而且还可以将地下起伏地层映射为水平地层。相对于传统矩形网格以及常规映射法,分层映射法对双复杂构造具有更好的适应性。

(2)通过对比分层映射法、传统映射法、传统有限差分法的不同起伏地表正演模拟试算结果表明,分层映射法具有更高的模拟精度和抑制频散能力。

(3)基于分层映射法的起伏自由地表弹性波波场分离方法能够准确地将纵、横波分离,为起伏自由地表弹性波偏移成像方法提供了关键的技术支持。

尚需指出,虽然本文提出的分层映射正演模拟和波场分离在处理起伏地表时具有一定优势,也可以进一步用于最小二乘偏移[26,27]及全波形反演等方法。但仍然存在一些需要完善之处,如在应用映射法进行正演模拟时,要求地表起伏不太剧烈,地表高程函数单调光滑。因此在进行剧烈起伏地表模型的正演模拟时会出现不稳定现象。此外,分层映射法对适用条件的要求更苛刻,要求各个分层映射的函数都单调光滑,因此,在一些剧烈起伏或者断层构造区域,需要进行部分分层映射。

参 考 文 献

[1] 张浩,张剑锋.起伏地表采集数据的三维直接叠前时间偏移方法.地球物理学报,2012,55(4):1335-1344.
Zhang Hao,Zhang Jianfeng.3D prestack time migration including surface topography.Chinese Journal of Geophysics,2012,55(4):1335-1344.

[2] 张东良,孙建国,孙章庆.2 维和 2.5 维起伏地表直流电法有限差分数值模拟.地球物理学报,2011,54(1):234-244.
Zhang Dongliang,Sun Jianguo,Sun Zhangqing.Finite-difference DC electrical field modeling on 2D and 2.5D undulate topography.Chinese Journal of Geophysics,2010,54(1):234-244.

[3] 叶月明,李振春,仝兆岐等.双复杂介质条件下频率—空间域有限差分法保幅偏移.地球物理学报,2008,51(5):1511-1519.
Ye Yueming,Li Zhenchun,Tong Zhaoqi et al.Preserved-amplitude migration with dual-complexity.Chinese Journal of Geophysics,2008,51(5):1511-1519.

[4] 刘国峰,刘洪,李博等.起伏地表直接叠前时间偏移.石油地球物理勘探,2010,45(2):196-200.
Liu Guofeng,Liu Hong,Li Bo et al.Direct pre-stack time migration on rugged topography.OGP,2010,45(2):196-200.

[5] 李振春,叶月明,仝兆岐.起伏地表条件下基于高阶广义屏算子的叠前深度偏移.勘探地球物理进展,2007,30(5):377-381.

返回中文目录

Li Zhenchun, Ye Yueming, Tong Zhaoqi. High order generalized screen propagator prestack depth migration for irregular topography. Progress in Geophysics, 2007, 30(5): 377-381.

[6] Tessmer E, Kosloff D and Behle A. Elastic wave propagation simulation in the presence of surface topography. Geophysical Journal International, 1992, 108(2): 621-632.

[7] Hestholm S O, Husebyeand E S, Ruud B. Seismic waveprogation in complex crust upper-mantle media using 2D finite-difference synthetics. Geophysical Journal International, 1994, 118(3): 643-670.

[8] Hestholm S O and Ruud B. 3D finite-difference elastic wave modeling including surface topography. Geophysics, 1998(2): 613-622.

[9] Nielsen P, Flemming L F, Berg P et al. Using the pseudospectral technique on curved grids for 2D acoustic forward modeling. Geophysical Prospecting, 1994, 42(4):321-341.

[10] Moczo P, Bystricky E, Kristek J et al. Hybrid modeling of P-SVseismic motion at inhomogeneous viscoelastic topographic structures. Bulletin of the Seismological Society of America, 1997, 87(5): 1305-1323.

[11] 黄自萍. 弹性波传播数值模拟的区域分裂法. 地球物理学报, 2004, 47(6): 1094-1100.
Huang Ziping. A domain decomposition method for numerical simulation of the elastic wave propagation. Chinese Journal of Geophysics, 2004, 47(6): 1094-1100.

[12] 马德堂, 朱光明. 有限元法与伪谱法混合求解弹性波动方程. 地球科学与环境学报, 2004, 26(1): 61-64.
Ma Detang, Zhu Guangming. Hybrid method combining finite difference and pseudospectral method for solving the elastic wave equation. Journal of Earth Sciences and Environment, 2004, 26(1): 61-64.

[13] Tessmer E and Kosloff D. 3D elastic modeling with surface topography by a Chebychev spectral method. Geophysics, 1994, 59(3): 464-473.

[14] Komatitsch D, Barnes C and Tromp J. Wave propagation near a fluid-solid interface: A spectral-element approach. Geophysics, 2000, 65(2): 623-631.

[15] Fornberg B. The pseudospectral method: accurate representation of interfaces in elastic wave calculations. Geophysics, 1988, 53(5): 625-637.

[16] 赵景霞, 张叔伦, 孙沛勇. 曲网络伪谱法二维声波模拟. 石油物探, 2003, 42(1): 1-5.
Zhao Jingxia, Zhang Shulun, Sun Peiyong. Pseudospectral method on curved grid for 2-D forward modeling. GPP, 2003, 42(1): 1-5.

[17] 王祥春, 刘学伟. 变换坐标系下相移法起伏地表地震波波场延拓. 地球物理学进展, 2005, 20(3): 677-680.
Wang Xiangchun, Liu Xuewei. Downward continuing the seismic record of topography using coordination transformated method. Progress in Geophysics, 2005, 20(3): 677-680.

[18] 褚春雷, 王修田. 非规则三角网格有限差分法地震正演模拟. 中国海洋大学学报, 2005, 35(1): 43-48.
Chu Chunlei, Wang Xiutian. Seismic modeling with a finite-difference method on irregular triangular grids. Periodical of Ocean University of China, 2005, 35(1): 43-48.

[19] Thomas P D and Middlecoff J F. Direct control of the grid point distribution in meshes generated by elliptic equations. AIAA Journal, 1980, 18(6): 652-656.

[20] 曲英铭, 黄建平, 李振春等. 一种基于非规则网格的地震波射线追踪方法. 石油物探, 2014, 53(6): 627-632.
Qu Yingming, Huang Jianping, Li Zhenchun et al. A seismic ray tracing method based on irregular grids. GPP, 2014, 53(6): 627-632.

[21] Huang J P, Qu Y M, Li Q Y et al. Variable-coordinate forward modeling of irregular surface based on dual-variable grid. Applied Geophysics, 2015, 12(1): 101-110.

[22] Crase E. High-order (space and time) finite-difference modeling of the elastic wave equation. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 1990, 9: 987-991.

[23] Levander A R. Fourth-order finite-difference P-SV seismograms. Geophysics, 1988, 53(11): 1425-1436.

[24] Robertsson J O A. A numerical free-surface condition for elastic/viscoelastic finite-difference modeling in the presence of topography. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 1996, 15: 1921-1934.

[25] 董良国, 郭晓玲, 吴晓丰等. 起伏地表弹性波传播有限差分法数值模拟. 天然气工业, 2007, 27(10): 38-41.
Dong Liangguo, Guo Xiaoling, Wu Xiaofeng et al. Finite difference numerical simulation for the elastic wave propagation in rugged topography. Natural Gas Industry, 2007, 27(10): 38-41.

[26] 黄建平, 李振春, 孔雪等. 碳酸盐岩裂缝型储层最小二乘偏移成像方法研究. 地球物理学报, 2013, 56(5): 1716-1725.
Huang Jianping, Li Zhenchun, Kun Xue et al. A study of least-squares migration imaging method for fractured-type carbonate reservoir. Chinese Journal of Geophysics, 2013, 56(5): 1716-1725.

[27] 黄建平, 孙陨松, 李闯等. 一种基于分频编码的最小二乘裂步偏移方法. 石油地球物理勘探, 2014, 49(4): 702-707.
Huang Jianping, Sun Yunsong, Li Chuang et al. Least-squares split-step migration based on frequency-division encoding. OGP, 2014, 49(4): 702-707.

(本文编辑:刘勇)

作 者 简 介

曲英铭　博士研究生,1990 年生;2012 年毕业于中国石油大学(华东)勘查技术与工程专业,获工学学士学位;同年保送该校攻读地质资源与地质工程专业硕士学位;2014 年获直攻博士资格,进入该校地质资源与地质工程专业攻读博士学位,主要从事地震波正、反演研究。

返回中文目录