非均匀各向异性弹性波场正演

阮爱国[1]，李清河[2]
（1.中国地震局兰州地震研究所，甘肃 兰州 730000；
2.江苏省地震局，江苏 南京 210014）

摘要：推导了用于非均匀各向异性弹性波场正演的伪谱法基本公式.对特征值法边界修正方程进行了全面的理论推导，给出了二维和三维问题固体、流体的特征变量及各类边界修正方程.选用2个模型，模拟了2.5维弹性波场，对S波分裂的偏振图像和时间延迟作了较详细的分析.

关键词：弹性波；各向异性介质；伪谱法；特征变量
中图分类号：P315.3+1 文献标识码：A 文章编号：1000-0844(2001)04-0318-12

0 引言

目前常见的被用于弹性波场数值模拟的方法有射线法、反射率法、有限差分法、有限单元法及边界元法.但是，这些方法都存在一定的缺陷.射线法的高频假定只适用于光滑的非均匀结构和弱各向异性问题；反射率法只适用于横向均匀和层状介质；其它数值方法可用于非均匀介质，但计算量较大[1].伪谱法是Gazdag[2]和Kosloff等人[3]发展起来的一种算法，它通过对空间坐标的偏微分实施快速傅氏变换，避免了对空间坐标的差分运算，只在时间上作差分计算，从而大大加快了计算速度并节省了大量的计算机内存.这种方法目前在国外已被广泛应用，主要发展趋势有2种，一是采用多处理器的并行运算[1,4~6]，以解决三维问题的计算速度和内存；二是应用特征量的连续条件采用多域计算法并考虑间断面的连续性[1,7]，以克服全域网格所带来的问题，这对间断面二边介质性质差异显著的情况是十分重要的.

但是目前有关用特征值法处理边界问题的公式都是零星给出的，缺乏系统性和全面性，不利于应用.本文拟通过详细的理论推导和较简单的数值计算在这方面作一些尝试，对其中存在的问题进行修正，重点是给出一套完整的各类边界的修正方程，以备查用.由于条件的限制，选用的算例是纯剪切的2.5维问题.

1 伪谱法简介

1.1 弹性动力学方程的分解

经推导，一般21个弹性常数的三维各向异性介质弹性动力学方程可表示为：

收稿日期：2000-12-08
基金项目：地震科学联合基金资助课题(198115)；中国地震局兰州地震研究所论著编号：LC2001054.
作者简介：阮爱国(1963-)，男(汉族)，浙江温岭人，博士，副研究员，主要从事电性、弹性各向异性研究.

$$\rho\frac{\partial^2[U]}{\partial t^2}=[A]\frac{\partial^2}{\partial x^2}[U]+[D]\frac{\partial^2}{\partial y^2}[U]+[H]\frac{\partial^2}{\partial z^2}[U]+([B]+[B]^T)\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}[U]+([G]+[G]^T)\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}[U]+([E]+[E]^T)\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}[U]+[F] \tag{1}$$

其中：位移矢量为$[U]=[U_x\quad U_y\quad U_z]^T\equiv U$；力源矢量为$[F]=[f_x\quad f_y\quad f_z]^T\equiv F_s$；弹性模量分块矩阵为：

$$[\boldsymbol{A}]=\begin{bmatrix}c_{11}&c_{16}&c_{15}\\c_{16}&c_{66}&c_{56}\\c_{15}&c_{56}&c_{55}\end{bmatrix}\qquad[\boldsymbol{B}]=\begin{bmatrix}c_{16}&c_{12}&c_{14}\\c_{66}&c_{26}&c_{46}\\c_{56}&c_{25}&c_{45}\end{bmatrix}\qquad[\boldsymbol{G}]=\begin{bmatrix}c_{15}&c_{14}&c_{13}\\c_{56}&c_{46}&c_{36}\\c_{55}&c_{45}&c_{35}\end{bmatrix}$$

$$[\boldsymbol{D}]=\begin{bmatrix}c_{66}&c_{26}&c_{46}\\c_{26}&c_{22}&c_{24}\\c_{46}&c_{24}&c_{44}\end{bmatrix}\qquad[\boldsymbol{E}]=\begin{bmatrix}c_{56}&c_{46}&c_{36}\\c_{25}&c_{24}&c_{23}\\c_{45}&c_{44}&c_{34}\end{bmatrix}\qquad[\boldsymbol{H}]=\begin{bmatrix}c_{55}&c_{45}&c_{35}\\c_{45}&c_{44}&c_{34}\\c_{35}&c_{34}&c_{33}\end{bmatrix}$$

1.2　伪谱法

伪谱法的基本思想就是通过傅氏变换避免对空间坐标求偏导数，只是在时间域上作差分运算．设弹性常数和密度分块均匀，在空间域上对式(1)右边作傅氏变换后再作逆变换，得：

$$-\rho\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=[\boldsymbol{A}]F^{-1}(k_x^2F(U))+[\boldsymbol{D}]F^{-1}(k_y^2F(U))+[\boldsymbol{H}]F^{-1}(k_z^2F(U))+([\boldsymbol{B}]+[\boldsymbol{B}]^T)F^{-1}(k_xk_yF(U))+([\boldsymbol{G}]+[\boldsymbol{G}]^T)F^{-1}(k_xk_zF(U))+([\boldsymbol{E}]+[\boldsymbol{E}]^T)F^{-1}(k_yk_zF(U))-F_s \tag{2}$$

其中：k_i 表示波数分量．需要注意的是，对于非均匀介质弹性常数一般是分区或分层均匀的，仍是空间的函数，而傅氏变换一般是对整个模型空间进行的，因此要在傅氏正、逆变换之后再乘以弹性常数来计算加速度．

在时间域内对式(2)左边作差分计算来求速度和位移．

$$\dot U^{(n+\frac{1}{2})}=\dot U^{(n-\frac{1}{2})}+\ddot U^n\cdot\Delta t\qquad U^{n+1}=U^{n-1}+\dot U^{(n+\frac{1}{2})}\cdot\Delta t+F_s(n\Delta t) \tag{3}$$

要注意，源函数可以加在加速度上，也可以加在位移上，不会影响结果．实际计算中需在空间域作离散：

$$\begin{cases}x\to n_x\Delta x & n_x=0,1,2,3,\cdots,N_x-1\\ y\to n_y\Delta y & n_y=0,1,2,3,\cdots,N_y-1\\ z\to n_z\Delta z & n_z=0,1,2,3,\cdots,N_z-1\end{cases}$$

相应地在波数域有

$$\Delta k_x=\frac{2\pi}{N_x\Delta x},\qquad\Delta k_y=\frac{2\pi}{N_y\Delta y},\qquad\Delta k_z=\frac{2\pi}{N_z\Delta z}$$

这样，式(2)离散为：

$$\rho\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=\frac{-1}{N_xN_yN_z}\Bigg\{A\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_x\Delta k_x)^2F(U)W+D\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_y\Delta k_y)^2F(U)W+H\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_z\Delta k_z)^2F(U)W+(B+B^T)\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_xl_y\Delta k_x\Delta k_y)F(U)W+(G+G^T)\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_xl_z\Delta k_x\Delta k_z)F(U)W+(E+E^T)\sum_{l_x=0}^{N_x-1}\sum_{l_y=0}^{N_y-1}\sum_{l_z=0}^{N_z-1}(l_yl_z\Delta k_y\Delta k_z)F(U)W\Bigg\}+F_s \tag{4}$$

其中：$W = e^{i\frac{2\pi}{N_x}n_x l_x + i\frac{2\pi}{N_y}n_y l_y + i\frac{2\pi}{N_z}n_z l_z}$.

2 算例及分析

在模型外界面采用 Cerjen 等人[8] 提出的吸收边界条件，波位移权函数为：

$$W(x,y,z)=\begin{cases}\exp[-a(x-b)^2] & x<b \quad x>L_x-b\\ \exp[-a(y-b)^2] & y<b \quad y>L_y-b\\ \exp[-a(z-b)^2] & z<b \quad z>L_z-b\\ 1 & \text{else}\end{cases} \tag{5}$$

其中：a 是吸收系数，b 是衰减区宽度，L_x、L_y 和L_z 是模型在3个方向的尺度.本文取 $a=0.05$，$b=16$. 应指出的是，式(5)的3个坐标及模型尺度由节点编号和网格个数决定，不必乘以空间步长.

初值设为：

$$U^{-\Delta t} = U^{-\frac{1}{2}\Delta t} = \dot{U}^0 = 0 \tag{6}$$

力源采用 Kosloff 等人[9] 提出的波函数：

$$F(x,y,z)=[1-2\pi^2 f^2(t-t_0)^2]\exp[-\pi^2 f^2(t-t_0)^2]\exp\{\lambda[x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2]\} \tag{7}$$

其中：x_0、y_0 和 z_0 是源的中心坐标，f 为主频率，λ 是源函数的集中度，即距离源点 λ 处振幅为原振幅的$\frac{1}{e}$.本文将一纯剪源作为输入位移的 y 分量，而二维空间由 xz 平面构成，由此形成一个2.5维问题.选择2个模型进行数值模拟计算.取$f=30$，$t_0=0.05$，$\lambda=0.1$.模型材料的有关参数见表1.根据饱水裂隙二阶近似公式[10] 得到对称坐标系(x 轴为裂隙对称轴或裂隙面法向，y 轴为裂隙水平走向或主压应力方向，z 轴为裂隙竖直排列方向).材料的弹性模量列于表2(只给出上三角非零元素).

2.1 模型1

如图1a所示，模型1共有256×256节点，每格尺寸为25 m×25 m.第一层为各向同性介质，不含裂隙；第二层为各向异性介质，含裂隙，裂隙密度为0.1.二层均由同一种材料构成，所用材料的参数和弹性模量参见表1和表2.源点S位于(128，180)节点上.根据解的稳定性分析[11]，时间步长与空间步长和材料最大波速之间要满足下式：

$$\Delta t \leqslant 0.26\frac{\mathrm{Max}(\Delta x,\Delta y,\Delta z)}{V_P^{\mathrm{Max}}} \tag{8}$$

因此时间步长取为1 ms，共2 000步.由于力源为 y 方向的纯剪切源，为了能观测到S波分裂现象，设观测剖面与裂隙对称剖面成45°角，即 y 轴与EDA裂隙的走向夹角为45°，相应的弹性模量可以通过坐标变换得到[12]，这时将增加不为0的弹性模型有 c_{16}、c_{26}、c_{36} 和 c_{45} 及其对称元素，这里不再赘述.要指出的是，本文算得的弹性模量与 Min Lou 等人[13] 采用相同材料所得到的弹模不一样，原因是对饱水裂隙近似计算不一样.

图2是当观测剖面与裂隙对称剖面成45°时得到的波形图.所选观测点分布在通过源点($x=128\times 25$ m)沿z 方向的一条直线上，其中的纵坐标是测点的竖直方向编号.U 分量是x方向的位移，V分量是y 方向的位移，没有给出z 轴方向的W分量(与 U 分量类似较弱).从图中可以看出，在各向同性层中(131测点以上)U 分量基本为0，但因没有处理间断面，所以有很弱的

扰动, 由于在自由面加了吸收条件所以反射更弱; 在各向异性层中(121 测点以下), U 分量是十分明显的. 而 V 分量在各向同性介质中的强度远大于各向异性层, 最为明显的特征是自由面较强的反射现象. 在 2 个分量图上可以看出, 离源越远 S 波分裂现象越明显, 在节点(128, 81)之下 S 波在 V 分量上分裂明显, 有 2 个震相, 而在 U 分量上分裂较弱.

表 1　二种模型的材料参数

材料	V_p/[km·s^{-1}]	V_s/[km·s^{-1}]	ρ/[g·cm^{-3}]
1	5.8	3.2	2.6
2	4.0	2.2	2.5

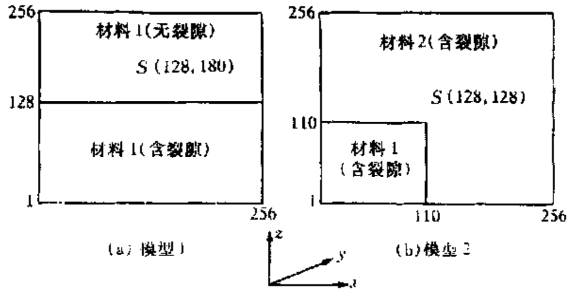


图 1　数值模拟的 2 个各向异性模型

Fig. 1　Two anisotropic models for the numerical simulation.

表 2　二种模型材料的弹性模量

材料	裂隙密度	c_{11}/MPa	c_{12}/MPa	c_{13}/MPa	$c_{22}=c_{33}$/MPa	c_{23}/MPa	c_{44}/Mpa	c_{55}/Mpa	c_{66}/Mpa
1	0	87.464	34.216	34.216	87.464	34.216	26.624	26.624	26.624
	0.1	87.464	34.216	34.216	87.464	34.216	26.624	21.323	21.323
2	0	40.0	15.8	15.8	40.0	15.8	12.1	12.1	12.1
	0.1	40.0	15.8	15.8	40.0	15.8	12.1	9.69	9.69

还可以看出, 由于没有处理间断面, 四周的吸收边界也不够完善, 所以后续波列较为复杂, 这一点在各向异性层中更为明显.

图 3a 是图 2 中节点(128, 71)的放大波形图及偏振图. 从图中可以看出, 快 S 波偏振方向与 y 轴夹角为 45°, 反映了观测剖面与裂隙走向的夹角, 慢 S 波偏振方向与之垂直, 但在波形图上快 S 波与慢 S 波的时间延迟难以识别.

图 3b 是对图 3a 的波分量作 45°旋转后给出的结果. 从偏振图可以看出, 快 S 波的偏振方向与裂隙走向 y 轴一致, 慢 S 波偏振方向仍与之垂直. 从波形图上可以看出快慢波分离, 时间延迟很明显, 大约为 50 ms, 波形完全相似. 因此将 2 个水平分量波列旋转到快慢波偏振方向上并取时间延迟作为移动间隔得到的相关系数最大, 这就是旋转相关法[14, 15] 识别 S 波分裂参数的根据所在. 另外, 根据阮爱国等[12] 给出的非对称剖面上弹性模量及沿 z 方向传播速度公式, 对模型 1 有:

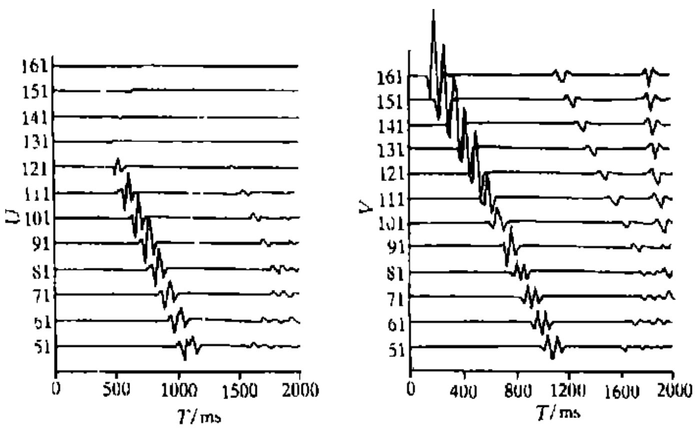


图 2　在模型 1 中沿 z 轴过源点的若干观测点的水平分量波列(裂隙走向与 y 轴夹角为 45°)

Fig. 2　Wave horizontal components at several points in the line along z axis through source of model 1 (the angle between cracks strike and y axis is 45°).

$$V_{SH}=\sqrt{\frac{c'_{55}+|c'_{45}|}{\rho}},\ V_{SV}=\sqrt{\frac{c'_{55}-|c'_{45}|}{\rho}},\ c'_{55}=23.974,\ c'_{45}=-2.65$$

在各向同性层中无时间差，从间断面上节点(128, 128)到观测点(128, 71)之间的距离为1 425 m，从而算得时间延迟为52 ms，可见理论分析与波场分量数值模拟结果基本一致.

为进一步说明裂隙走向与快S波的偏振方向之间的一致性，设 y 轴与EDA裂隙走向夹角为60°，重新计算，结果如图4所示. 由图4可见，所得结果与图3类似. 从图4中还可以看出，快S波偏振方向与 y 轴夹角为60°，反映了裂隙的走向与观测剖面的夹角. 通过旋转可以清楚地看出，快慢S波分离且波形相同，时间延迟约50 ms.

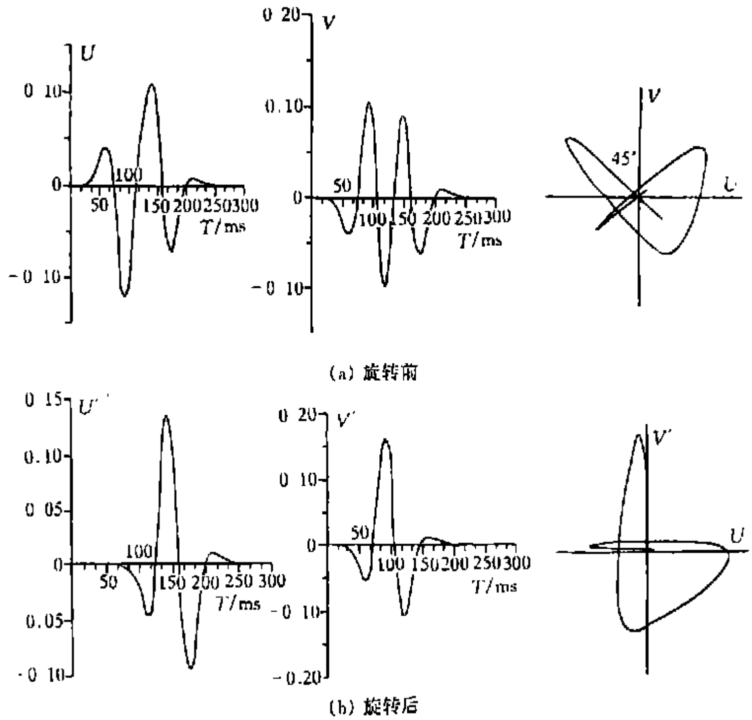


图3 在模型1节点(128, 71)上水平分量波列及偏振图（裂隙走向与 y 轴夹角为45°）

Fig. 3 Wave horizontal components and polarization at node(128, 71) of model 1 (The angle between cracks strike and y axis is 45°).

2.2 模型2

如图1b所示，模型2的尺寸及网格步长与模型1相同. 其外围为含裂隙的各向异性介质，裂隙密度为0.1. 材料参数及弹性模量与模型1不同，见表1和表2. 模型左下部有一个与模型1材料相同的含裂隙的各向异性区域. 同样，在位移 y 分量上加源函数，源点S位于节点(128, 128)上，观测剖面与裂隙对称剖面夹角为60°.

图5a是沿 z 轴($x = 140\times 25$ m)的若干个观测点上的3个位移分量. 由于观测轴与源不在同一直线上，因此各观测点的入射角是不同的，所以波形要复杂些. 这时想要分离快慢S波，对观测点应有所选择，主要条件是入射角在S波窗口内. 从波列上看最早到达的波是准P波，后续波包括分裂的快慢S波、拐角散射波和界面反射波. 显然 V 分量要强于其它2个分量.

图5b是沿 x 轴($z = 140\times 25$ m)的若干个观测点上的3个位移分量. 由图可见，3个分量的变化与图5a所示的类似.

3 特征值法及边界条件

在前述的弹性波场数值模拟中，对模型四周都是采用吸收边界处理法，显然这对于自由面是很不合理的，压抑了自由面的反射行为. 另外作傅氏变换时是全域同时实施的，且全域采用的网格也是一样的，没有考虑间断面二侧介质的差异和波场的连续性，当分界面二边介质弹性性质差异较大时将造成解的不稳定性和不精确性. 这是因为空间网格步长、时间步长的选择与最大波速之间的关系决定了解的稳定性，而连续性条件是物理量应遵守的规律，决定着解的精确性. 本节将全面论述和推导特征值法处理间断面、自由面和透明边界的原理和计算公式. 在数值模拟时对空间微分采用分区域FFT变换.

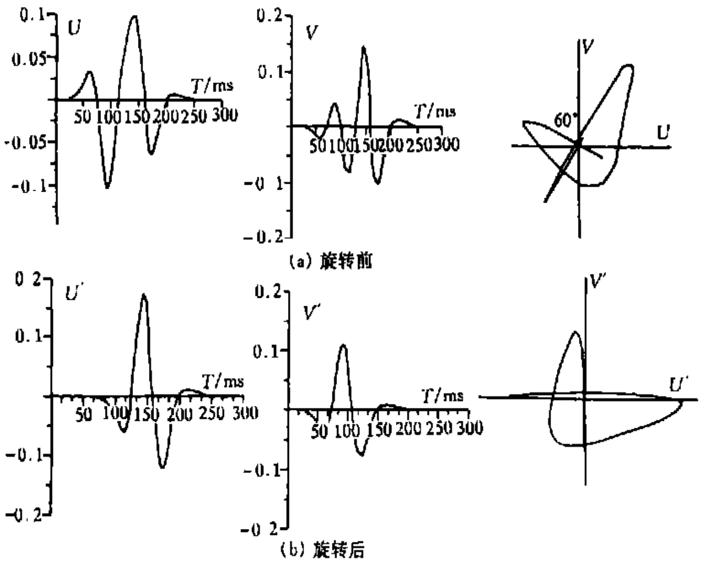


图 4　在模型 1 节点(128, 71)上水平分量波列及偏振图
(裂隙走向与 y 轴夹角为 60°)

Fig. 4　Wave horizontal components and polarization at node (128, 71) of model 1
(The angle between cracks strike and y axis is 60°).

3.1　三维介质边界理论

3.1.1　固体介质特征变量

由于边界上的应变分量不一定在同一网格点上, 所以要避免在边界上计算应变. 为此将弹性动力学方程用速度分量和应力分量表示为:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = A\frac{\partial W}{\partial x} + B\frac{\partial W}{\partial y} + D\frac{\partial W}{\partial z} + f \tag{9}$$

其中:

$$\begin{cases} W = (V_x, V_y, V_z, \sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz})^T \\ f = \left(\frac{f_x}{\rho}, \frac{f_y}{\rho}, \frac{f_z}{\rho}, 0, 0, 0, 0, 0, 0\right)^T \end{cases}$$

A, B 和 D 都是 9×9 的矩阵, 其表达式参见文献①. 这里 V_i 为速度分量, σ_{ij} 为应力张量, f_i 为体力分量, ρ 为密度.

假设研究的界面是水平的, 其法向与 z 轴一致, 在边界上弹性动力学方程为:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = D\frac{\partial W}{\partial z} \tag{10}$$

将其对角化:

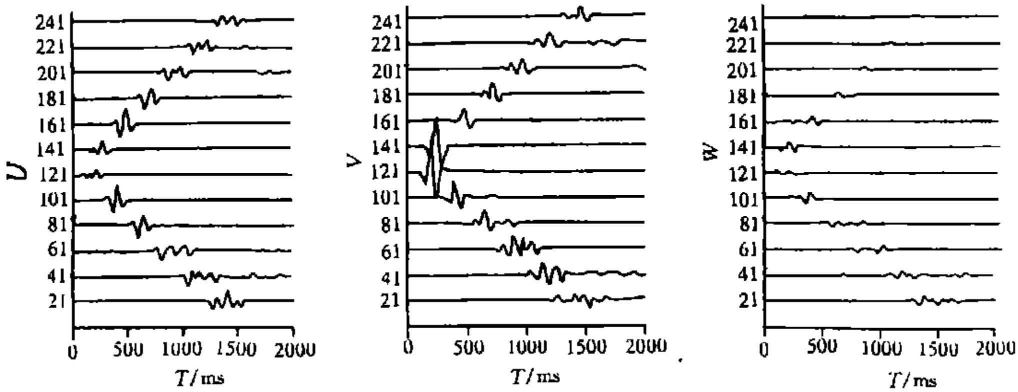
$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Lambda\frac{\partial S}{\partial z} \tag{11}$$

其中:

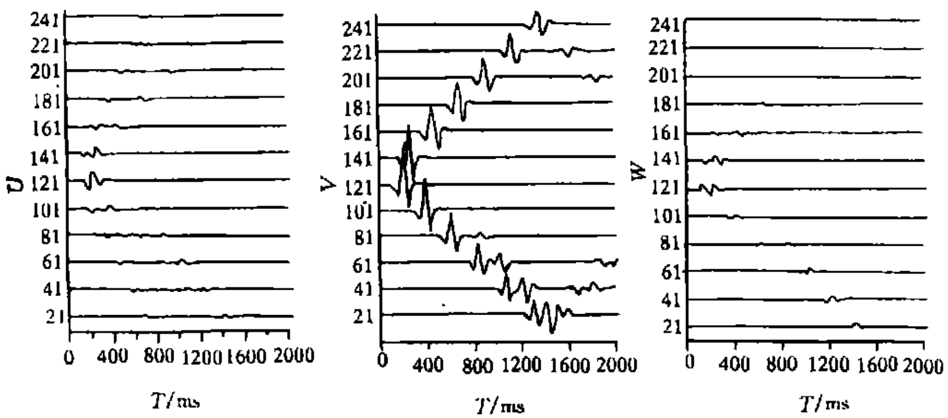
$$\Lambda = Q^{-1}DQ$$
$$S = Q^{-1}W \tag{12}$$

S 称为特征变量列, Q 称为本征矩阵. 特征值法的基本原理就是在边界上满足物理量(如位移、速度, 应力)的自由条件、连续性条件或透明条件, 同时保持特征变量 S 的连续性. 限于篇

① 阮爱国. 地壳介质弹性、电性各向异性理论及对地震过程的联合解释. 博士学位论文. 2000.



(a) 沿 z 轴方向观测到的3个分量波列



(b)沿 x 轴方向($z=140\times 25$m)观测到的3个分量波列

图5　在模型2中的2条直线上观测到的3 个分量波序列

Fig. 5　Three wave components observed in two lines of model 2.

幅下面直接给出特征变量 S 的表达式,详细推导过程参见文献①.

$$[S]=\begin{bmatrix} \sigma_{xx}\beta_{14}+\sigma_{zz}\beta_{16}+\sigma_{xz}\beta_{18}+\sigma_{yz}\beta_{19} \\ \sigma_{yy}\beta_{25}+\sigma_{zz}\beta_{26}+\sigma_{xz}\beta_{28}+\sigma_{yz}\beta_{29} \\ \sigma_{zz}\beta_{36}+\sigma_{xy}\beta_{37}+\sigma_{xz}\beta_{38}+\sigma_{yz}\beta_{39} \\ V_x\beta_{41}+V_y\beta_{42}+V_z\beta_{43}+\sigma_{zz}\beta_{46}+\sigma_{xz}\beta_{48}+\sigma_{yz}\beta_{49} \\ -V_x\beta_{41}-V_y\beta_{42}-V_z\beta_{43}+\sigma_{zz}\beta_{46}+\sigma_{xz}\beta_{48}+\sigma_{yz}\beta_{49} \\ V_x\beta_{61}+V_y\beta_{62}+V_z\beta_{63}+\sigma_{zz}\beta_{66}+\sigma_{xz}\beta_{68}+\sigma_{yz}\beta_{69} \\ -V_x\beta_{61}-V_y\beta_{62}-V_z\beta_{63}+\sigma_{zz}\beta_{66}+\sigma_{xz}\beta_{68}+\sigma_{yz}\beta_{69} \\ V_x\beta_{81}+V_y\beta_{82}+V_z\beta_{83}+\sigma_{zz}\beta_{86}+\sigma_{xz}\beta_{88}+\sigma_{yz}\beta_{89} \\ -V_x\beta_{81}-V_y\beta_{82}-V_z\beta_{83}+\sigma_{zz}\beta_{86}+\sigma_{xz}\beta_{88}+\sigma_{xz}\beta_{89} \end{bmatrix} \tag{13}$$

3.1.2　流相介质的特征变量

流相的应力特征为:

$$\begin{cases} \sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_{zz}=-P \\ \sigma_{xy}=\sigma_{xz}=\sigma_{yz}=0 \end{cases} \tag{14}$$

相应的动力学方程为：

$$\rho \dot{V}_i = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + f_i \qquad i = 1, 2, 3 \tag{15}$$

令

$$W = (V_x, V_y, V_z, -P)^T$$

$$f = \left(\frac{f_x}{\rho}, \frac{f_y}{\rho}, \frac{f_z}{\rho}, 0\right)^T$$

得动力学方程

$$\frac{\partial W}{\partial t} = A\frac{\partial W}{\partial x} + B\frac{\partial W}{\partial y} + D\frac{\partial W}{\partial z} + f \tag{16}$$

其中：A、B 和D 为 4×4 矩阵，参见文献①.

同样，下面不作推导地直接给出流质的特征变量：

$$S = \left[V_x\ V_y\ \frac{1}{2}V_z - \frac{P}{2\rho v_P}\ \frac{1}{2}V_z + \frac{P}{2\rho v_P}\right]^T \tag{17}$$

其中：$v_P = \sqrt{\frac{k}{\rho}}$，为流体中的纵波波速.

3.1.3　各种边界条件下的修正方程

首先约定，修正前的应力或速度分量用上标 o(old)表示，修正后的量用上标 n(new)表示.

3.1.3.1　固相自由面

自由面上的应力特征是：

$$\sigma_{zz}^{n} = \sigma_{xz}^{n} = \sigma_{yz}^{n} = 0$$

所以得到应力分量修正方程为：

$$\begin{cases} \beta_{14}\sigma_{xx}^{n} = b_1 = \beta_{14}\sigma_{xx}^{o} + \beta_{16}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{18}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{19}\sigma_{yz}^{o} \\ \beta_{25}\sigma_{yy}^{n} = b_2 = \beta_{25}\sigma_{yy}^{o} + \beta_{26}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{28}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{29}\sigma_{yz}^{o} \\ \beta_{37}\sigma_{xy}^{n} = b_3 = \beta_{36}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{37}\sigma_{xy}^{o} + \beta_{38}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{39}\sigma_{yz}^{o} \end{cases} \tag{18}$$

相应地得到速度分量修正方程为：

$$\begin{cases} \beta_{41}V_x^n + \beta_{42}V_y^n + \beta_{43}V_z^n = b_4 = \beta_{41}V_x^o + \beta_{42}V_z^o + \beta_{43}V_z^o + \beta_{46}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{48}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{49}\sigma_{yz}^{o} \\ \beta_{61}V_x^n + \beta_{62}V_y^n + \beta_{63}V_z^n = b_6 = \beta_{61}V_x^o + \beta_{62}V_z^o + \beta_{63}V_z^o + \beta_{66}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{68}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{69}\sigma_{yz}^{o} \\ \beta_{81}V_x^n + \beta_{82}V_y^n + \beta_{83}V_z^n = b_8 = \beta_{81}V_x^o + \beta_{82}V_y^o + \beta_{83}V_z^o + \beta_{86}\sigma_{zz}^{o} + \beta_{88}\sigma_{xz}^{o} + \beta_{89}\sigma_{yz}^{o} \end{cases} \tag{19}$$

3.1.3.2　流相自由面

自由面上的应力特征为：

$$P^n = 0$$

由此得到速度分量修正方程为：

$$V_z^n = V_z^o - \frac{P^o}{\rho v_P} \tag{20}$$

3.1.3.3　固体介质透明边界

在透明边界上要求波只能通过边界向下传播，而没有反射波向上传播. 由式(13)得到应力分量修正方程和速度分量修正方程分别为：

$$\begin{cases}\beta_{46}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{48}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{49}\sigma_{yz}^{n}=\dfrac{b_5}{2}\\ \beta_{66}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{68}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{69}\sigma_{yz}^{n}=\dfrac{b_7}{2}\\ \beta_{86}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{88}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{89}\sigma_{yz}^{n}=\dfrac{b_9}{2}\end{cases},\quad\begin{cases}\beta_{41}V_x^{n}+\beta_{42}V_y^{n}+\beta_{43}V_z^{n}=-\dfrac{b_5}{2}\\ \beta_{61}V_x^{n}+\beta_{62}V_y^{n}+\beta_{63}V_z^{n}=-\dfrac{b_7}{2}\\ \beta_{81}V_x^{n}+\beta_{82}V_y^{n}+\beta_{83}V_z^{n}=-\dfrac{b_9}{2}\end{cases}\tag{21}$$

其中：

$$\begin{cases}b_5=-\beta_{41}V_x^{o}-\beta_{42}V_y^{o}-\beta_{43}V_z^{o}+\beta_{46}\sigma_{zz}^{o}+\beta_{48}\sigma_{xz}^{o}+\beta_{49}\sigma_{yz}^{o}\\ b_7=-\beta_{61}V_x^{o}-\beta_{62}V_y^{o}-\beta_{63}V_z^{o}+\beta_{66}\sigma_{zz}^{o}+\beta_{68}\sigma_{xz}^{o}+\beta_{69}\sigma_{yz}^{o}\\ b_9=-\beta_{81}V_x^{o}-\beta_{82}V_y^{o}-\beta_{83}V_z^{o}+\beta_{86}\sigma_{zz}^{o}+\beta_{88}\sigma_{xz}^{o}+\beta_{89}\sigma_{yz}^{o}\end{cases}\tag{22}$$

对其它应力分量的修正方程为：

$$\begin{cases}\beta_{14}\sigma_{xx}^{n}+\beta_{16}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{18}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{19}\sigma_{yz}^{n}=b_1\\ \beta_{25}\sigma_{yy}^{n}+\beta_{26}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{28}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{29}\sigma_{yz}^{n}=b_2\\ \beta_{36}\sigma_{zz}^{n}+\beta_{37}\sigma_{xy}^{n}+\beta_{38}\sigma_{xz}^{n}+\beta_{39}\sigma_{yz}^{n}=b_3\end{cases}\tag{23}$$

计算式(23)时，σ_{zz}^{n} 由式(21)确定，b_1、b_2 和 b_3 的定义见式(18)。

3.1.3.4　二种固体介质之间的间断面

根据位移和应力连续条件由式(13)得到如下修正方程：

$$[\boldsymbol{E}][\boldsymbol{W}^{n}]=[\boldsymbol{x}^{o}]\tag{24}$$

其中：$[\boldsymbol{W}^{n}]=[V_x^{n}\ V_y^{n}\ V_z^{n}\ \sigma_{zz}^{n}\ \sigma_{xz}^{n}\ \sigma_{yz}^{n}]^{T}$，$i$ 代表层面编号。

$$[\boldsymbol{E}]=\begin{bmatrix}-\beta_{41}^{i}&-\beta_{42}^{i}&-\beta_{43}^{i}&-\beta_{46}^{i}&-\beta_{48}^{i}&-\beta_{49}^{i}\\ \beta_{41}^{i+1}&\beta_{42}^{i+1}&\beta_{43}^{i+1}&\beta_{46}^{i+1}&\beta_{48}^{i+1}&\beta_{49}^{i+1}\\ -\beta_{61}^{i}&-\beta_{62}^{i}&-\beta_{63}^{i}&-\beta_{66}^{i}&-\beta_{68}^{i}&-\beta_{69}^{i}\\ \beta_{61}^{i+1}&\beta_{62}^{i+1}&\beta_{63}^{i+1}&\beta_{66}^{i+1}&\beta_{68}^{i+1}&\beta_{69}^{i+1}\\ -\beta_{81}^{i}&-\beta_{82}^{i}&-\beta_{83}^{i}&-\beta_{86}^{i}&-\beta_{88}^{i}&-\beta_{89}^{i}\\ \beta_{81}^{i+1}&\beta_{82}^{i+1}&\beta_{83}^{i+1}&\beta_{86}^{i+1}&\beta_{88}^{i+1}&\beta_{89}^{i+1}\end{bmatrix}$$

$$[\boldsymbol{x}^{o}]=\begin{bmatrix}-\beta_{41}^{i}V_x^{oi}-\beta_{42}^{i}V_y^{oi}-\beta_{43}^{i}V_z^{oi}+\beta_{46}^{i}\sigma_{zz}^{oi}+\beta_{48}^{i}\sigma_{xz}^{oi}+\beta_{49}^{i}\sigma_{yz}^{oi}\\ \beta_{41}^{i+1}V_x^{oi+1}+\beta_{42}^{i+1}V_y^{oi+1}+\beta_{43}^{i+1}V_z^{oi+1}+\beta_{46}^{i+1}\sigma_{zz}^{oi+1}+\beta_{48}^{i+1}\sigma_{xz}^{oi+1}+\beta_{49}^{i+1}\sigma_{yz}^{oi+1}\\ -\beta_{61}^{i}V_x^{oi}-\beta_{62}^{i}V_y^{oi}-\beta_{63}^{i}V_z^{oi}+\beta_{66}^{i}\sigma_{zz}^{oi}+\beta_{68}^{i}\sigma_{xz}^{oi}+\beta_{69}^{i}\sigma_{yz}^{oi}\\ \beta_{61}^{i+1}V_x^{oi+1}+\beta_{62}^{i+1}V_y^{oi+1}+\beta_{63}^{i+1}V_z^{oi+1}+\beta_{66}^{i+1}\sigma_{zz}^{oi+1}+\beta_{68}^{i+1}\sigma_{xz}^{oi+1}+\beta_{69}^{i+1}\sigma_{yz}^{oi+1}\\ -\beta_{81}^{i}V_x^{oi}-\beta_{82}^{i}V_y^{oi}-\beta_{83}^{i}V_z^{oi}+\beta_{86}^{i}\sigma_{zz}^{oi}+\beta_{88}^{i}\sigma_{xz}^{oi}+\beta_{89}^{i}\sigma_{yz}^{oi}\\ \beta_{81}^{i+1}V_x^{oi+1}+\beta_{82}^{i+1}V_y^{oi+1}+\beta_{83}^{i+1}V_z^{oi+1}+\beta_{86}^{i+1}\sigma_{zz}^{oi+1}+\beta_{88}^{i+1}\sigma_{xz}^{oi+1}+\beta_{89}^{i+1}\sigma_{yz}^{oi+1}\end{bmatrix}$$

同理，根据式(13)可以得到对于其它应力分量在边界作修正的方程(以 i 层为例)：

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{ni}&=\sigma_{xx}^{oi}+\frac{\beta_{16}}{\beta_{14}}(\sigma_{zz}^{oi}-\sigma_{zz}^{n})+\frac{\beta_{18}}{\beta_{14}}(\sigma_{xz}^{oi}-\sigma_{xz}^{n})+\frac{\beta_{19}}{\beta_{14}}(\sigma_{yz}^{oi}-\sigma_{yz}^{n})\\ \sigma_{yy}^{ni}&=\sigma_{yy}^{oi}+\frac{\beta_{26}}{\beta_{25}}(\sigma_{zz}^{oi}-\sigma_{zz}^{n})+\frac{\beta_{28}}{\beta_{25}}(\sigma_{xz}^{oi}-\sigma_{xz}^{n})+\frac{\beta_{29}}{\beta_{25}}(\sigma_{yz}^{oi}-\sigma_{yz}^{n})\\ \sigma_{zz}^{ni}&=\sigma_{zz}^{oi}+\frac{\beta_{36}}{\beta_{37}}(\sigma_{zz}^{oi}-\sigma_{zz}^{n})+\frac{\beta_{38}}{\beta_{37}}(\sigma_{xz}^{oi}-\sigma_{xz}^{n})+\frac{\beta_{39}}{\beta_{37}}(\sigma_{yz}^{oi}-\sigma_{yz}^{n})\end{aligned}\tag{25}$$

3.1.3.5　二种流体介质之间的间断面

同理, 由式(17)得:

$$\begin{cases} V_z^{\mathrm{n}} + \dfrac{-\sigma_{zz}^{\mathrm{n}}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} = V_z^{\mathrm{o}\,i} + \dfrac{-\sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} \\ V_z^{\mathrm{n}} - \dfrac{-\sigma_{zz}^{\mathrm{n}}}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} = V_z^{\mathrm{o}\,i+1} - \dfrac{-\sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i+1}}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} \end{cases}$$

即有

$$\begin{aligned} V_z^{\mathrm{n}} &= \frac{1}{2}\left[V_z^{\mathrm{o}\,i} + V_z^{\mathrm{o}\,i+1} - \frac{\sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} + \frac{\sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i+1}}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} + \left(\frac{1}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} - \frac{1}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} \right) \sigma_{zz}^{\mathrm{n}} \right] \\ \sigma_{zz}^{\mathrm{n}} &= \frac{\rho^i \rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^i v_{\mathrm{P}}^{i+1}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i + \rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} \left[V_z^{\mathrm{o}i+1} - V_z^{\mathrm{o}\,i} + \frac{\sigma_{zz}^{\mathrm{o}i+1}}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} + \frac{\sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} \right] \end{aligned} \tag{26}$$

3.1.3.6　固体与流体之间的间断面

当分层为流体层 (i)-固体层($i+1$)时, 由式(15)和式(19)得到修正方程为:

$$[\boldsymbol{F}] = [\boldsymbol{R}^{\mathrm{n}}] = [\boldsymbol{Q}^{\mathrm{o}}] \tag{27}$$

其中: $[\boldsymbol{R}^{\mathrm{n}}] = [V_x^{\mathrm{n}i+1}\ V_y^{\mathrm{n}i+1}\ V_z^{\mathrm{n}i+1}\ \sigma_{zz}^{\mathrm{n}}]^T$, $V_x^{\mathrm{n}i} = V_y^{\mathrm{n}i} = 0$, $V_z^{\mathrm{n}i} = V_z^{\mathrm{n}i+1}$

$$[\boldsymbol{F}] = \begin{bmatrix} \beta_{41}^{i+1} & \beta_{42}^{i+1} & \beta_{43}^{i+1} & \beta_{46}^{i+1} \\ \beta_{61}^{i+1} & \beta_{62}^{i+1} & \beta_{63}^{i+1} & \beta_{66}^{i+1} \\ \beta_{81}^{i+1} & \beta_{82}^{i+1} & \beta_{83}^{i+1} & \beta_{86}^{i+1} \\ 0 & 0 & 1 & \dfrac{-1}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} \end{bmatrix}$$

$$[\boldsymbol{Q}^{\mathrm{o}}] = \begin{bmatrix} V_x^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{41}^{i+1} + V_y^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{42}^{i+1} + V_z^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{43}^{i+1} + \sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{46}^{i+1} + \sigma_{xz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{48}^{i+1} + \sigma_{yz}^{\mathrm{o}i+1}\beta_{49}^{i+1} \\ V_x^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{61}^{i+1} + V_y^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{62}^{i+1} + V_z^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{63}^{i+1} + \sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{66}^{i+1} + \sigma_{xz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{68}^{i+1} + \sigma_{yz}^{\mathrm{o}i+1}\beta_{69}^{i+1} \\ V_x^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{81}^{i+1} + V_y^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{82}^{i+1} + V_z^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{83}^{i+1} + \sigma_{zz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{86}^{i+1} + \sigma_{xz}^{\mathrm{o}\,i+1}\beta_{88}^{i+1} + \sigma_{yz}^{\mathrm{o}i+1}\beta_{89}^{i+1} \\ V_z^{\mathrm{o}\,i} - \dfrac{\sigma_{zz}^{\mathrm{o}i}}{\rho^i v_{\mathrm{P}}^i} \end{bmatrix}$$

($i+1$)层中其它应力分量的修正方程与式(20)一样.

当分层为固体层(i)-流体层($i+1$)时, 与前一种情况一样, 但需作改写:

$$[\boldsymbol{F}][\boldsymbol{R}^{\mathrm{n}}] = [\boldsymbol{Q}^0] \tag{28}$$

其中: $[\boldsymbol{R}^{\mathrm{n}}] = [V_x^{\mathrm{n}i}\ V_y^{\mathrm{n}i}\ V_z^{\mathrm{n}i}\ \sigma_{zz}^{\mathrm{n}}]^T$, $V_x^{\mathrm{n}i+1} = V_y^{\mathrm{n}i+1} = 0$, $V_z^{\mathrm{n}i} = V_z^{\mathrm{n}i+1}$

$$[\boldsymbol{F}] = \begin{bmatrix} -\beta_{41}^i & -\beta_{42}^i & -\beta_{43}^i & \beta_{46}^i \\ -\beta_{61}^i & -\beta_{62}^i & -\beta_{63}^i & \beta_{66}^i \\ -\beta_{81}^i & -\beta_{82}^i & -\beta_{83}^i & \beta_{86}^i \\ 0 & 0 & 1 & \dfrac{1}{\rho^{i+1} v_{\mathrm{P}}^{i+1}} \end{bmatrix}$$

$$[Q^{o}] = \begin{bmatrix} -V_x^{oi}\beta_{41}^i - V_y^{oi}\beta_{42}^i - V_z^{oi}\beta_{43}^i + \sigma_{zz}^{oi}\beta_{46}^i + \sigma_{xz}^{oi}\beta_{48}^i + \sigma_{yz}^{oi}\beta_{49}^i \\ -V_x^{oi}\beta_{61}^i - V_y^{oi}\beta_{62}^i - V_z^{oi}\beta_{63}^i + \sigma_{zz}^{oi}\beta_{66}^i + \sigma_{xz}^{oi}\beta_{68}^i + \sigma_{yz}^{oi}\beta_{69}^i \\ -V_x^{oi}\beta_{81}^i - V_y^{oi}\beta_{82}^i - V_z^{oi}\beta_{83}^i + \sigma_{zz}^{oi}\beta_{86}^i + \sigma_{xz}^{oi}\beta_{88}^i + \sigma_{yz}^{oi}\beta_{89}^i \\ V_z^{oi+1} + \dfrac{\sigma_{zz}^{oi+1}}{\rho^{i+1} v_P^{i+1}} \end{bmatrix}$$

3.2 二维介质的边界理论

在研究中常用的模型是二维的，仿照上面的作法，下面不作推导地直接给出二维问题的特征变量表达式. 二维固体的特征变量列为：

$$S = Q^{-1}W = \begin{bmatrix} \beta_{13}\sigma_{xx} + \beta_{14}\sigma_{zz} + \beta_{15}\sigma_{xz} \\ \beta_{21}V_x + \beta_{22}V_z + \beta_{24}\sigma_{zz} + \beta_{25}\sigma_{xz} \\ -\beta_{21}V_x - \beta_{22}V_z + \beta_{24}\sigma_{zz} + \beta_{25}\sigma_{xz} \\ \beta_{41}V_x + \beta_{42}V_z + \beta_{44}\sigma_{zz} + \beta_{45}\sigma_{xz} \\ -\beta_{41}V_x - \beta_{42}V_z + \beta_{44}\sigma_{zz} + \beta_{45}\sigma_{xz} \end{bmatrix} \tag{29}$$

二维流相介质的特征变量为：

$$S = \left[V_x, \frac{1}{2}V_z - \frac{P}{2\rho v_P}, \ \frac{1}{2}V_z + \frac{P}{2\rho v_P} \right]^T \tag{30}$$

有了特征变量表示式，就可以根据边界具体特点及要求建立修正方程，这里不再赘述.

3.3 算例

以前述的模型1为例，本节计算时作了2个改变：一是对自由面不再加吸收条件；二是将上层的各向同性介质与下层的各向异性介质分开作快速傅氏变换，通过间断面条件将2个区域的位移、应力等连接起来.

图6是过源点沿 z 轴方向一测线上若干点上的 x 分量（U）和 y 分量（V）的波列，z 方向的 W 分量很弱，这里没有给出. 与图2所示的相应的波列相比，本节所得结果有2个主要特点：一

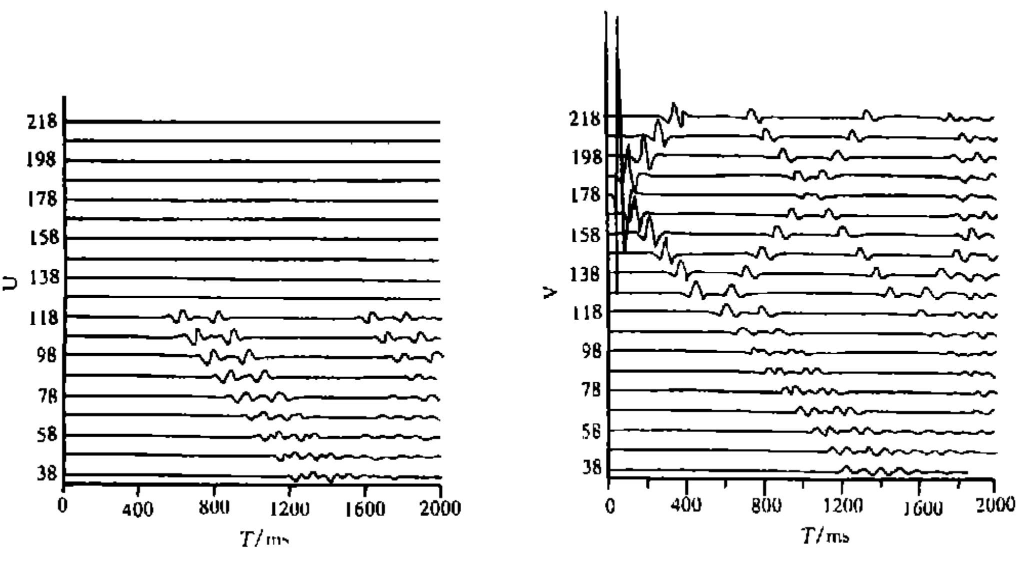


图6 算例水平分量波列

Fig. 6 Horizontal wave components of simulation.

是各向同性层中 U 分量(或 W 分量)完全消失, 从理论讲由于加载的位移是沿 x 方向的, 是纯剪切源, 所以在各向同性介质中不应该有 x 或 z 方向的分量; 二是 y 分量(V) 中自由面的反射和间断面上的反射都十分强烈, 表明计算结果更符合实际情况. 总之, 本节的模拟结果说明用特征值法处理边界问题是可行的.

4　结语

(1) 本文采用伪谱法(又称 FFT 算法)模拟了 2.5 维弹性波场. 选用的模型尺度为 6.375 km×6.375 km. 个人微机内存为 64 MB, 主频 266 MHz, 完成 2 000 个时间步长需 5 h 左右. 可见伪谱法确实可以较好地解决内存和计算速度问题.

(2) 对于 S 波偏振图及时间延迟的分析说明, 本文编制的伪谱法计算程序是正确的, 快 S 波偏振方向正确反映了裂隙的走向, 通过旋转法可以分离快 S 波与慢 S 波, 从而可以测量出时间延迟. 本文对此还作了理论分析.

(3) 从波列可以看出, 只采用吸收边界不能很好地处理自由面反射问题. 由于采用相同网格、傅氏变换对全域实施, 没有考虑间断面的连续性, 因此当分界面 2 种介质弹性性质差异巨大时将造成解的不稳定性和不精确性. 通过用特征值法边界修正方程可对这些问题作较好的处理. 本文给出了一套完整的各类边界修正方程, 可供查用.

[参考文献]

[1] Shu-Huei Hung & Donald W Forsyth. Modelling anisotropic wave propagation in Oceanic inhomogeneous structures using parallel multidomain psudo-spectral method[J]. Geophys J Int, 1998, 133: 726—740.

[2] Gazdag J. Modeling of the acoustic wave equation with transform methods[J]. Geophysics, 1981, 46(6): 854—859.

[3] Kosloff D & Baysal E. Forward modeling by a Fourier method[J]. Geophysics, 1982, 47: 1402—1412.

[4] Moshe Reshef, Dan Kosloff, Mickey Edwards and Chris Hsiung. Three-dimensional acoustic modeling by the Fourier method[J]. Geophysics, 1988, 53(9): 1175—1183.

[5] Moshe Reshef, Dan Kosloff, Mickey Edwards and Chris Hsiung. Three-dimensional elasticc modeling by the Fourier method[J]. Geophysics, 1988, 53(9): 1184—1193.

[6] Takashi Furumura, Kenneit B I N and Hiroshi Takenaka. Parallel 3-D pseudo-spectral simulation of seismic wave propagation[J]. Geophysics, 1998, 63(1): 279—288.

[7] Ekkehart Tessmer. 3-D modelling of general material anisotropy in the presence of the free surface by a Chebyshev spectral method[J]. Geophys. 1995, 121: 557—575.

[8] Cerjan C, Kosloff D, Kosloff R & Reshef M. A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic equations[J]. Geophysics, 1985, 50: 705—708.

[9] Kosloff D, Reshef M & Lowenthal D. Elastic wave calculations by the Fourier method[J]. Bull seism Soc Am, 1984, 74: 875—891.

[10] Hudson J A. A higher order approximation to the wave propagation constants for a cracked solid[J]. Geophys J R astr Soc, 1986, 87: 265—274.

[11] Daudt C R, Braile L W, Nowack R L & Chiang C S. A comparison of finite-difference and Fourier method calculations of synthetic seismograms[J]. Bull Seis Soc Am, 1989, 79: 1210—1230.

[12] 阮爱国、李清河. 地壳介质各向异性弹性本构关系讨论[J]. 华南地震, 2000, 20(3): 14—23.

[13] Min Lou & Rial J A. Modelling elastic-wave propagation in inhomogeneous anisotropic media by the pseudo-spectral method[J]. Geophys J Int, 1995, 120: 60—70.

[14] Bowman J R and Ando Masataks. Shear wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone[J]. Geophys J R astr Soc, 1987, 88: 25—41.

[15] 高原、郑斯华. 唐山地区剪切波分裂研究(II)——相关函数分析法[J]. 中国地震, 1994, 10(增刊): 22—32.

(下转 338 页)

ANALYSIS ON SEISMIC RISK FOR FAULTS IN THE MID-EASTERN QILIANSHAN AREA

WANG Yong-cheng, LIU Bai-chi
(*Lanzhou Institute of Seismology, Lanzhou* 730000, *China*)

Abstract: The recurrence probabilities of earthquakes for faults in future in mid-eastern Qilianshan area are analyzed by using quantitative data for the active faults which are obtained by the authors and other men of learning in recent years and the probability model depending on time, based on improving the precisions of the quantitative data. The results are as follows: (1) The recurrence probabilities of strong earthquake on Jinqiang river and Maomaoshan segments of Laohushan-Maomaoshan fault are higher. Except the two segments, the probabilities of $M_S \geqslant 7.0$ earthquakes on faults in the area are nearly zero in future 100 years. (2) The probabilities of strong earthquakes on the two segments are 15.76%, 29.03% and 15.33%, 28.41% respectively and the probabilities of the two segments together are 28.67% and 49.19% respectively in future 10 and 20 years. Infuture 50 years, the probability of M_S 7.5 earthquake on the two segments together is 81.79%. (3) The probability of $M_S \geqslant 7.0$ earthquake on Maxianshan fault in future 50 years is 19.87%.

Key words: Qilianshan; Active fault; Earthquake recurrence probability; Seismic risk assessment

(上接329页)

FORWARD SIMULATION OF ELASTIC WAVES FIELD IN INHOMOGENEOUS ANISOTROPIC MEDIUM

RUAN Ai-guo[1], LI Qing-he[2]
(1. *Lanzhou Institute of Seismology, CSB, Lanzhou* 730000, *China*;
2. *Seismological Bureau of Jiangsu Province, Nanjing* 210014, *China*)

Abstract: The basic formula of pseudo-spectral method are derived for simulating inhomogeneous anisotropic elastic waves field. The boundary modifying equations of characteristic variables method are derived thoroughly which have been presented by previous authors separately, and the explicit formula of 3D and 2D problems of solid and liquid media are given. 2.5D elastic wave field of two models are simulated, moreover, the polarization and time delay of S wave splitting are discussed in detail.

Key words: Elastic wave; Anisotropic medium; Pseudo-spectral method; Characteristic variable