

文章编号: 0253-3782(2005)02-0184-10

研究各向异性介质参数的 合成地震图方法*

范小平^{1, 2)} 李清河^{1, 2)} 杨从杰¹⁾

1) 中国南京 210014 江苏省地震局

2) 中国兰州 730000 中国地震局兰州地震研究所

摘要 基于 EDA 各向异性理论, 利用合成地震图方法求取各向异性介质参数. 该方法利用求取克利斯多夫方程特征向量和特征值的解析表达式, 避免了矩阵运算过程中奇异解的产生, 也减少了大量的运算时间, 具有一定的优越性. 同时, 运用凝聚函数法对合成记录与原始记录进行检验, 结果显示在 S 波的主频范围内二者具有很好的线性关系, 表明用该方法求得的各向异性介质参数, 可以客观反映和描述研究区域的介质各向异性特性.

关键词 各向异性 合成地震图 各向异性介质参数

中图分类号: P315.63

文献标识码: A

引言

地壳介质的各向异性现象虽不是一种普遍现象, 但至少是一种常见现象 (Crampin, 1984). 越来越多的观测资料和研究证明, 大部分上地壳遍布裂隙和微裂纹, 有的充有流体, 它们按照当代应力场定向排列. 这种定向排列的裂隙分布, 使地震波呈鲜明的各向异性. 这便是广泛扩容各向异性 (Extensive-Dilatancy Anisotropy, 简称 EDA) (Crampin *et al*, 1984). 同时也发现地壳介质大部分呈现一种弱各向异性 (Thomsen, 1986). 由于 S 波对裂隙介质所特有的敏感性, 我国许多学者 (滕吉文等, 1992; 姚陈等, 1992; 张中杰, 何樵登, 1990; 许忠信, 张中杰, 1988; 高原, 郑斯华, 1994; 阮爱国, 李清河, 2000; 刘堃等, 2001) 和国外的一些学者 (Crampin *et al*, 1980; Crampin *et al*, 1984; Crampin, John, 1991; David, Crampin, 1983; Hudson, 1981, 1986; Takashi *et al*, 2001) 运用 S 波分裂法来研究地壳介质各向异性特性.

裂隙介质各向异性, 特别是裂隙介质各向异性参数的研究, 对于石油的二三期回收和开采方案的确定, 抽水和注水井位的优化布局, 以及地震孕震过程的监测和环境保护都具有非常重要的意义. 因此这一问题一直以来都受到地球物理学家的关注. 目前对各向异性介质参数的研究基本上处于定性研究阶段, 这些定性的研究, 对我们更深入理解介质各向异性以及认识介质各向异性的普遍性有着重要的意义. Banik (1985) 对横向各向同性介质的等效参数进行了研究, Micro 和 Michael (2002) 用 τ - p 变换的方法研究裂隙介质各向异

* 国家自然科学基金 (D4007410) 和地震科学联合基金 (603006) 资助.
2003-08-20 收到初稿, 2004-09-12 收到修改稿, 2004-10-08 决定采用.

性参数, James 等(2003)用 Vertical Seismic Profile(VSP)走时资料反演层状各向异性介质参数, Berryman(1999)给出了 Vertical Thin Isotropy (VTI)介质中 Thomsen 参数的估计, Colin(1994)对横向各向同性沉积岩石中的各向异性参数进行了简化处理和估计, Fang 和 James(1996)对 Thomsen 参数与裂隙介质密度之间的关系进行了讨论, Chaisri 和 James (1995)利用反射波走时曲线估计各向异性介质参数. 这些研究, 虽然只是定量或半定量的研究, 但这些研究迈出了对裂隙介质各向异性参数研究由定性研究到定量研究的步伐. 同时, 我们也可以看出, 这些研究目前多集中在对横向各向同性介质各向异性参数的探讨, 资料多来自于测井资料、VSP 资料. 但这些研究方法及结论是否适合 EDA 介质, 天然地震资料是否可以利用, 是否还有别的途径来获取各向异性介质参数呢? 本文正是在前人研究的基础上, 结合这两方面展开进一步探索研究, 即: 基于 EDA 各向异性理论, 利用天然地震资料, 运用合成地震图方法来获取各向异性介质参数(主要是裂隙孔隙度、纵横比).

1 原理和方法

1.1 EDA 模型理论

EDA 模型理论的主要含义为: 地壳上部广泛存在含有流体的微裂隙或孔隙, 在应力作用下, 这些微裂隙或孔隙沿一定的方向成优势排列, 裂隙的生长往往平行于最大压应力方向, 裂隙面与最小主压应力方向垂直. 这些裂隙的定向排列, 具有明显的地震各向异性.

因为近地表附近最小主压应力是水平向的, 所以 EDA 裂隙在地壳中是竖直向排列的, 而走向与最大水平主压应力相平行, 因此, 从本构关系来讲, EDA 裂隙为方位各向异性. EDA 各向异性本构表示, 即

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{23} & c_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \quad 2c_{44} = c_{22} - c_{23} \quad (1)$$

EDA 裂隙等效弹性常数(Crampin, 1984; Hudson, 1981, 1986)可以表示为

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^0 + \mathbf{C}^1 + \mathbf{C}^2 \quad (2)$$

其中, \mathbf{C}^0 是无裂隙的各向同性弹性常数, 后两项分别是裂隙密度的一阶和二阶摄动, 可分别表示为

$$\mathbf{C}^1 = \frac{\epsilon}{\mu} \begin{bmatrix} (\lambda + 2\mu)^2 & \lambda(\lambda + 2\mu) & \lambda(\lambda + 2\mu) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda + 2\mu) & \lambda^2 & \lambda^2 & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda + 2\mu) & \lambda^2 & \lambda^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu^2 \end{bmatrix} \mathbf{D}$$

$$\mathbf{C}^e = \frac{\epsilon^2}{15(\lambda + 2\mu)} \begin{bmatrix} (\lambda + 2\mu)^2 q & \lambda(\lambda + 2\mu)q & \lambda(\lambda + 2\mu)q & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda + 2\mu)q & \lambda^2 q & \lambda^2 q & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda + 2\mu)q & \lambda^2 q & \lambda^2 q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & X \end{bmatrix} \mathbf{D}^2$$

其中

$$\begin{cases} q = 15\left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 + 28\left(\frac{\lambda}{\mu}\right) + 28 \\ X = 2\mu(3\lambda + 8\mu) \end{cases}$$

\mathbf{D} 是 6×6 的对角线矩阵, 其对角线元素为 $U_{11}, U_{11}, U_{11}, 0, U_{33}, U_{33}$, 且有

$$U_{11} = \frac{4}{3} \frac{(\lambda + 3\mu)}{(\lambda + \mu)} (1 + K)^{-1} \quad U_{33} = \frac{16}{3} \frac{(\lambda + 2\mu)}{(3\lambda + 4\mu)} (1 + M)^{-1}$$

$$K = \frac{\left(k' + \frac{4}{3}\mu'\right)}{\pi d\mu} \frac{(\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)} \quad M = \frac{4\mu'}{\pi d\mu(3\lambda + 4\mu)}$$

$$k' = \lambda' + \frac{2}{3}\mu'$$

λ', μ', k' 分别为孔隙所包物质的拉梅常数、剪切模量和体积模量, 而 λ 和 μ 则为固体岩石的拉梅常数和剪切模量, ϵ 为裂隙密度, d 是裂隙纵横比. 由式(2)可以看出, \mathbf{C}^e 为各向同性介质的弹性模量, \mathbf{C}^1 和 \mathbf{C}^2 为孔隙或裂隙造成的一阶和二阶扰动. \mathbf{C}^1 和 \mathbf{C}^2 是 $\lambda, \mu, \lambda', \mu', \epsilon$ 和 d 的函数. 我们知道, 决定介质各向异性现象和程度的主要因素是固体介质中的裂隙密度、裂隙纵横比和裂隙的定向排列, 这些裂隙网被沉积岩中的雨水和变质岩中的脱水所饱和 (Crampin, 1984), 这些裂隙可以用硬币形椭球体适当地加以逼近, 这种逼近使人们只用 3 个参数便可以描述裂隙的影响: 裂隙的纵横比、裂隙孔隙度和裂隙法线在空间的分布 (Nur, 1971). 实验和理论研究证明, 含裂隙的干燥固体或饱和岩石的弹性模量只依赖孔隙度和纵横比 (冯德益, 1981). 这些研究结果一方面说明地壳介质大部分呈自然饱和状态, 另一方面表明裂隙密度和裂隙纵横比是导致介质各向异性的主要参数, 那么就可以通过研究裂隙孔隙度 ϵ 和纵横比 d , 来定量描述和反映介质的各向异性特性. 综上所述, 针对某一研究区域, 影响 \mathbf{C}^1 和 \mathbf{C}^2 数值主要是裂隙密度 ϵ 和裂隙纵横比 d , 因为 $\lambda, \mu, \lambda', \mu'$ 变化都非常小或不变 (在饱和状态下, $\mu' = 0$). 此时, 各向异性介质参数 ϵ 和 d 则是 \mathbf{C} 的函数, 则 $\mathbf{C} = \mathbf{C}(\epsilon, d)$. 这样, 问题就转换为各向异性介质参数与裂隙介质等效弹性模量之间的关系. 根据广义胡克定律和各向异性介质中的弹性波动方程, 可以得到各向异性介质中一般形式的克利斯多夫方程. 克利斯多夫方程建立了裂隙介质等效弹性模量与波的传播特征之间的关系, 从而建立了各向异性介质参数 ϵ 和 d 与波传播特征之间的关系. 这种关系奠定了通过研究波形达到研究介质各向异性特性的基础, 也是合成地震图方法运用的基础.

1.2 合成地震图方法

1.2.1 各向异性介质中的波场

各向异性介质层中任一点 $(x_1, 0, x_3)$ 对于点 $(0, 0, 0)$ 处的远场分量位移谱可以表示为

$$u_i(\omega) = F(\omega) \sum_{j=1}^3 \sum_{n=1}^6 \int_0^{\infty} S_j \{ J_0(k_1 x_1) f_j^m(n) a_i^m(n) \cdot \exp(-i\omega q_n^m(x_3 - d_m)) \} dk_1 \quad (3)$$

其中, $i = 1, 2, 3$ 表示三分量; $j = 1, 2, 3$ 分别表示 P, SV, SH 型波; 波型 $n = 1, 2, 3$ 代表 qP, qS₁, qS₂ 波的下行传播, $n = 4, 5, 6$ 代表 qP, qS₁, qS₂ 波的上行传播; J_0 为零阶贝塞尔函数, $F(\omega)$ 为震源频谱, 累加和包括所有的源波形 $j(j = 1, 2, 3)$ 及接收层中所有波 $n(n = 1, 2, 3, \dots, 6)$; 大括号中部分被积函数代表各向异性平面波的位移; q_n^m 为层 m 中波型 n 的垂直慢度, k_1 为传播方向上的水平波数; $a_i^m(n)$ 代表层 m 中分量方向 $x_i(i = 1, 2, 3)$ 上波型的单位振幅偏振向量的方向余弦; $f_j^m(n)$ 是层 m 中源波型的激励因子, 它反映了每个平面波与总体位移的相关效应, 它是反射带的频率、水平波数、弹性常数的函数, 其波相改变随路径不同而不同, 它包括了反射带中所有的混响和转换波效应. S_j 为源函数, 它给出了点源发射出的 3 种可能波型中每个波型的振幅方向性. $q_n^m, a_i^m(n), f_j^m(n)$ 是求取各向异性介质波场位移的关键参数, 其具体表达式详述如下.

1.2.2 特征值问题

由广义胡克定律和各向异性介质中的弹性波动方程, 可以得到具有一般形式的克利斯多夫方程: 对于非零向量 a_i 有

$$\det(\mathbf{F}) = 0 \quad (4)$$

其中

$$F_{jl} = \rho \delta_{jl} + c_{ijkl} q_i q_k \quad j = 1, 2, 3 \quad (5)$$

求其数值解可解得 $q(n)$ 和 $a(n)$, $n = 1, 2, \dots, 6$ 对应着各向异性层中 3 个上行波和 3 个下行波的垂直慢度和空间偏振. 方程 (5) F_{jl} 的特征值解析表达式 (Gerard, Neil, 1984; Keith, Crampin, 1977) 为

设 $\lambda = q^2$, 则有

$$F(\lambda) = \lambda^3 + a_2 \lambda^2 + a_1 \lambda + a_0 = 0 \quad (6)$$

其中, a_0, a_1, a_2 为复系数, 方程的根可表示为

$$\begin{cases} \lambda_1 = (s_1 + s_2) - \frac{a_2}{3} \\ \lambda_2 = -\frac{1}{2}(s_1 + s_2) - \frac{a_2}{3} + \frac{i\sqrt{3}}{2}(s_1 - s_2) \\ \lambda_3 = -\frac{1}{2}(s_1 + s_2) - \frac{a_2}{3} - \frac{i\sqrt{3}}{2}(s_1 - s_2) \end{cases} \quad (7)$$

其中

$$\begin{cases} s_1 = (r + \sqrt{d^3 + r^2})^{1/3} & s_2 = (r - \sqrt{d^3 + r^2})^{1/3} \\ d = \frac{1}{3}a_1 - \frac{1}{9}a_2^3 & r = \frac{1}{6}(a_1 a_2 - 3a_0) - \frac{1}{27}a_2^3 \end{cases} \quad (8)$$

对 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 开平方, 则可以得到 6 个特征值, 即对应的 3 个上行波和 3 个下行波的垂直慢度.

1.2.3 特征向量问题

对于任意一对水平慢度 (p_x, p_y) , 我们都可以找到相对应的 6 个特征值 q_i . 由前述可

知特征向量是位移 - 应力向量的元素, 从 Christoffel 方程可以得到 u_x, u_y, u_z 相对应的偏振方向 $a_i(n)$ 的解析表达式. 特征向量解析表达式 (Gerard, Neil, 1984; Keith, Crampin, 1977) 可表示为

$$\begin{bmatrix} a_1(n) \\ F_{21}(n) & F_{22}(n) \\ F_{31}(n) & F_{32}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2(n) \\ F_{12}(n) & F_{11}(n) \\ F_{32}(n) & F_{31}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_3(n) \\ F_{11}(n) & F_{12}(n) \\ F_{21}(n) & F_{22}(n) \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} a_1(n) \\ F_{13}(n) & F_{33}(n) \\ F_{12}(n) & F_{32}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2(n) \\ F_{11}(n) & F_{13}(n) \\ F_{31}(n) & F_{33}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_3(n) \\ F_{13}(n) & F_{11}(n) \\ F_{23}(n) & F_{21}(n) \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{bmatrix} a_1(n) \\ F_{22}(n) & F_{23}(n) \\ F_{32}(n) & F_{33}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2(n) \\ F_{23}(n) & F_{21}(n) \\ F_{33}(n) & F_{31}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_3(n) \\ F_{21}(n) & F_{22}(n) \\ F_{31}(n) & F_{32}(n) \end{bmatrix} \quad (11)$$

式(9), (10), (11)任意一组均可以求取特征向量, 但这 3 组表达式并不是独立的. 分 3 组的原因是为了避免特征值弱化和不定解的产生, 也为了尽可能地找出所有可能的偏振方向. 一般情况下, 3 种体波(qP, qS₁, qS₂)有不同的极化方向. 但在剪切波奇异点, qS₁ 和 qS₂ 波慢度矢量面互相接触, 导致两个剪切波有相同的垂直慢度, 这种现象称为特征值弱化. 而上面 3 组表达式可以解决特征值弱化问题. 当式(9), (10), (11)的分母为零时, 可导致 3 组为零向量(0, 0, 0)^T 的极化方向, 这种现象称为特征值不定解问题.

1.2.4 激励因子

在频率域中波场位移通解可表示为

$$u_j = \sum_{n=1}^6 f(n)a_j(n)\exp[i\omega q_3(n)] \quad j = 1, 2, 3 \quad (12)$$

由广义胡克定律可得到应力矢量为

$$\tau_{i3} = i\omega \sum_{n=1}^6 f(n)a_i(n)[c_{i3i1}p + c_{i3i3}q(n)]\exp[i\omega q_3(n)x_3] \quad (13)$$

设 $(u, \tau) = (u_1, u_2, u_3, \tau_{13}, \tau_{23}, \tau_{33})$ 为位移应力矢量, 则有 $(u, \tau) = \mathbf{E}\mathbf{f}$ (14)

其中, \mathbf{E} 为 6×6 阶矩阵, 各列对应着各波的位移和应力.

$$\begin{cases} \mathbf{E} = a_i(n) & i = 1, 2, 3; n = 1, 2, 3, \dots, 6 \\ \mathbf{E} = a_i(n)[c_{j3i1}p + c_{i3i3}q_3(n)] & i = 4, 5, 6; n = 1, 2, 3, \dots, 6 \end{cases} \quad (15)$$

\mathbf{D} 为阶对角矩阵

$$\mathbf{D} = \text{diag}\{\exp(i\omega q_3(n)d_m)\} \quad d_m \text{ 为层厚度} \quad (16)$$

\mathbf{f} 为激励因子, 给出层中 3 个上行波和 3 个下行波大小的列向量. 任一地层的激励因子用地层顶部和底部的表达式来表示 $f = (f^m \tilde{f}^m)$ (略去下标). 经过一系列推导, 这些矢量之间的关系为

$$f^m = (\mathbf{E}^m)^{-1} \mathbf{E}^{m-1} \tilde{f}^{m-1} \quad (17)$$

所以, 基于反射带顶部和底部地层中激励因子关系为

$$f^m = (\mathbf{E}^m)^{-1} \mathbf{A}^{m-1} \mathbf{A}^{m-2} \dots \mathbf{A}^1 \mathbf{E}^1 f^0 \quad (18)$$

其中

$$\mathbf{A}^m = \mathbf{D}^m (\mathbf{E}^m)^{-1}$$

如果我们设 $Q = (E^m)^{-1} A^{m-1} A^{m-2} \cdots A^1 E^1$, 则把下半空间和上半空间的激励因子联系起来了。

1.2.5 远场位移与各向异性介质参数之间的关系

由式(3)可以看出, 各向异性介质层中远场位移谱 u 实际上是震源函数 $F(\omega)$, 波传播的垂直慢度 q_n^m , 波传播的偏振方向 $a_i^m(n)$, 以及激励因子 $f_i^m(n)$ 的函数, 即 $u = u\{F(\omega), q(n), a(n), f(n)\}$ 的函数. 而由式(5)、(9)、(10)、(11)、(12)可以看出, q_n^m , $a_i^m(n)$ 和 $f_i^m(n)$ 实际上是各向异性介质等效弹性模量的函数, 即 $q(C)$, $a(C)$ 和 $f(C)$, 也就是说 $u = u(F(\omega), C)$, 而 $C = C(\epsilon, d)$. 那么, 在 S 波主频范围内, 问题最终转化为远场位移谱与各向异性介质参数之间的关系, 即 $u = u(\epsilon, d)$.

1.2.6 各向异性介质参数的确定

在求取各向异性介质参数过程中, 首先根据研究区域 S 波分裂结果, 利用快慢 S 波之间的时差及快波偏振方向等参数, 运用合成地震图方法, 分别合成快 S 波和慢 S 波; 其次, 运用凝聚函数法(李清河, 1989), 对合成 S 波记录与原始 S 波记录进行波形的衰减特性和频谱特性检验. 在研究频段内, 如果二者线性程度较差, 则通过修正各向异性介质参数来达到较好的合成结果. 原始记录与合成记录的控制量主要是: 快慢 S 波的时差, 快 S 波的偏振方向, 合成记录与原始记录的主频, 频带宽度, 以及二者的衰减特性. 那么, 当这些控制变量达到研究所要求的精度时, 我们认为所得到的各向异性介质参数, 就代表了实际介质的各向异性特性. 这里需要注意的是, 将要合成的 S 波记录、S 波的主频及其持续长度应与作 S 波分裂研究的 S 波记录、主频及其持续长度相同. 这样做的目的是为了确保所求得各向异性介质参数, 可以客观反映研究区域的介质各向异性特性, 在这种情况下凝聚函数法的判定才有意义.

2 实例分析

2.1 资料选取

我们以 1990 年 10 月 9 日 14 时 49 分 23 秒发生在 $36^{\circ}47'N$ 、 $103^{\circ}13'E$ 的地震为例, 运用合成地震图方法对各向异性介质参数进行研究. 这次地震震中距为 95.53 km, 震级为 $M_L=2.7$, 数字采样率为 0.025 s. 其中直达 S 波走时为 28.22 s, 延迟为 0.400 s, 快波偏振方向为 $N80^{\circ}E$.

2.2 建立模型

根据李清河和张元生^①的研究结果, 研究区域内地壳具有明显的速度界面. 0~4 km 基本上是浅部沉积层, 整个区域速度为 5.37~5.65 km/s. 4~11 km 研究区域内速度约为 6.18~6.26 km/s, 11~19 km 研究区域内速度约为 6.27~6.30 km/s, 而且研究发现地震多发生在此层. 根据该区域地震波和电性各向异性联合研究结果, 该区域具有明显的介质各向异性特性, 且 EDA 各向异性对地震波和电性各向异性起支配性作用(阮爱国, 李清河, 2000); 同时该研究给出了该区域中、上地壳各向异性层位以及各向异性类型. 综合前人研究结果, 考虑到该区域的实际地质构造背景和岩性分布特征, 本文提出建立一种双层混合介质模型(图 1). 该模型上层是具有方位各向异性特性的 EDA 层, 第二层为各向同性

① 李清河, 张元生. 1995. 祁连山中东段地震重点危险区深部地球物理场特征研究. “九五”重点项目研究报告.

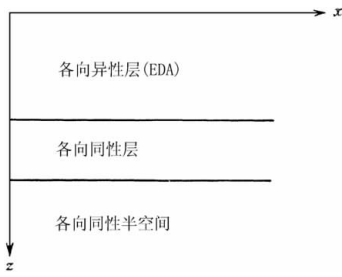


图 1 混合介质模型示意图

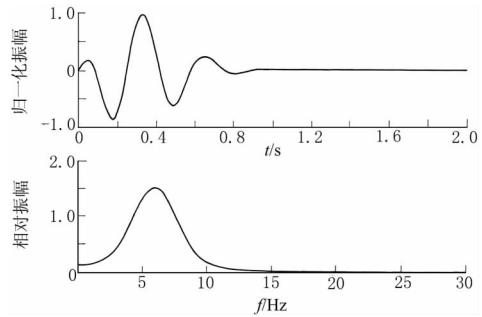


图 2 震源时间函数参数

介质层，第三层为各向同性介质层下半空间。

2.3 数学模型的建立

基于以上分析和物理模型的建立过程，我们建立如下数学模型，该数学模型反映了合成理论地震图的最主要的几个参数变量。

1) 震源时间函数. 我们采用数字震源来激发，数字震源的表达式如下所示. 其中， T 为震源持续时间， D_t 为相位延迟时间； a 、 b 分别为常数； Δt 为时间增量. 本文中上述参数值分别为： $T = 2.0 \text{ s}$ ， $D_t = 0.0 \text{ s}$ ， $a = 3.0$ ， $b = 0.6a$ ， $\Delta t = 0.025 \text{ s}$. 震源函数和源谱如下所示(图 2).

$$f(t) = \begin{cases} 0.0 & t < 0 \\ \Delta t \cos[a\pi(t - D_t)\Delta t] \exp\left[-\frac{1}{2}(b(t - D_t)\Delta t)^2\right] & 0.0 < t < T \\ 0.0 & t > T \end{cases} \quad (19)$$

2) 激励因子. 我们研究的主要对象是 S 波在各向异性介质中的表现形式和特征，进而获得各向异性介质参数，所以采用如下所示的激励因子，以激发 S 波初动. $f_u = (0, 1, 0)^T$.

3) 源函数. 它给出了点源发射出的 3 种可能波型中每个波型的振幅方向性. 根据 Crampin(1984)研究结果，双力偶源激发的 3 种波型的振幅方向特性为

$$\begin{cases} S_P = \frac{Dk_1 k_3}{v_1} \left(\frac{2kv_1}{k_2}\right) \cos\theta \\ S_{SV} = \frac{Dk_1 k_2^3}{v_2} \left(\frac{v_2 - k^2}{k_2^2}\right) \cos\theta \\ S_{SH} = \frac{Dk_1 k_2^3}{v_2} \left(\frac{v_2}{k_2^2}\right) \sin\theta \end{cases} \quad (20)$$

其中， $D = \frac{1}{4}\pi\omega^2$ ， θ 为力偶与 z 轴的夹角； k_1 、 k_2 、 k_3 分别为 3 个方向上的波数； v_1 为震源处的 P 波速度； v_2 为震源处的 S 波速度.

4) 传播矩阵. 根据物理模型和式(18)可以得到

$$f^0 = \mathbf{E}_1^{-1} \mathbf{E}_2 f^2 \quad (21)$$

其中， \mathbf{E}_1 为各向异性介质层的传播矩阵， \mathbf{E}_2 为各向同性介质层的传播矩阵， f^0 为自由表面接收因子， f^2 为各向同性层中的传播矩阵.

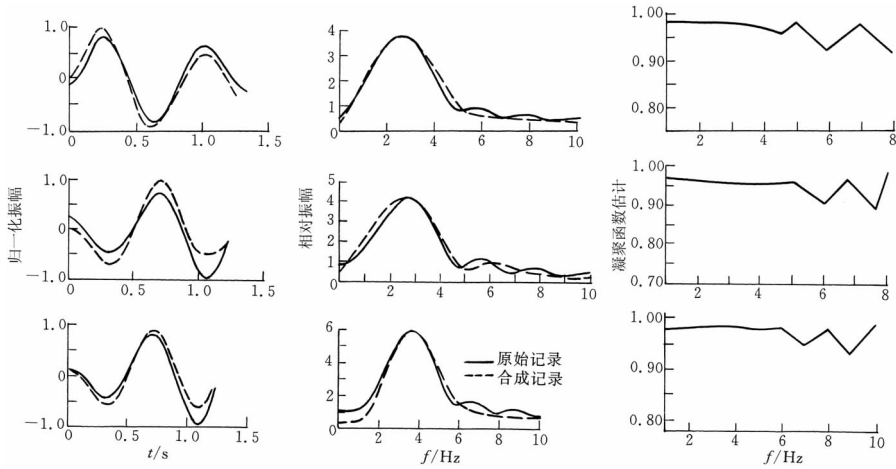


图 3 合成 S 波三分量地震图及其凝聚函数检验结果

2.4 处理结果

采用凝聚函数法对合成记录的衰减特性和频谱特性进行检验, 以判断所求结果的有效性和可靠性. 图 3 中第一列为时间域中原始记录图和合成记录图, 其中实线为原始记录, 虚线为合成记录, 从上到下分别为东西向、南北向和垂直向; 第二列为对应左图中的频谱, 中心频率为 2.8 Hz 左右, 三分量衰减系数分别为: -0.3584 ± 0.010 , -0.2091 ± 0.006 , -0.2153 ± 0.005 . 频带宽度分别为: $(1.8 \pm 0.01) \text{ Hz} \sim (3.5 \pm 0.2) \text{ Hz}$, $(1.8 \pm 0.01) \text{ Hz} \sim (3.5 \pm 0.2) \text{ Hz}$, $(1.8 \pm 0.01) \text{ Hz} \sim (3.5 \pm 0.2) \text{ Hz}$, 可见三分量合成记录均完整包含了快 S 波和慢 S 波一个周期; 第三列是对三分量合成记录凝聚函数的检验结果, 凝聚函数是一个无量纲的比值函数, 主要是对两个随机过程谱密度相似程度给出评价, 如果该比值越接近 1, 就说明两者线性程度越好, 否则, 则两者线性程度越差. 由凝聚函数评价结果可见, 在低频 $0 \sim 4 \text{ Hz}$ 范围内, 合成记录和原始记录具有很好的线性程度, 凝聚函数比值在 $0.95 \sim 0.98$; 在频带 $5 \sim 10 \text{ Hz}$, 合成记录和原始记录线性程度较差, 这主要是受到高频成分的影响. 而 $0 \sim 4 \text{ Hz}$ 正好处在 S 波的主频范围, 这就说明在 S 波的主频范围内, 我们所获得的结果可以反映和描述研究区域介质的各向异性特性. 运用上述方法所求得各向异性介质参数为: $\epsilon = 0.0525$, $d = 0.745$. 该方法还可以用来研究地震孕育过程中各向异性介质参数的变化特征. 由于篇幅所限, 将另文给出.

3 讨论和结论

1) 资料计算结果表明, 基于 EDA 各向异性理论, 合成地震图方法对研究各向异性介质参数是一种比较可行的、合理的方法.

2) 该方法利用求取克利斯多夫方程特征向量和特征值的解析表达式, 一方面避免了矩阵运算过程中奇异解的产生, 另一方面减少了大量的运算时间, 具有一定的优越性.

3) 运用该方法所求取各向异性介质参数, 可以反映和描述研究区域介质的各向异性特性, 但是否是该区域各向异性介质参数的唯一解, 还有待进一步研究和证明.

参 考 文 献

冯德益. 1981. 地震波速异常[M]. 北京: 地震出版社, 243~244

- 高原, 郑斯华. 1994. 唐山地区剪切波分裂研究(Ⅱ)——相关函数分析法[J]. 中国地震, **10**(增刊): 22~32
- 李清河. 1989. 迭部 5.9 级地震爆破地震波动力学特性的变化[J]. 地震研究, **12**(4): 314~327
- 刘堃, 张中杰, 胡家福, 等. 2001. 中国陆区 S 波分裂的频带相关性及其意义[J]. 中国科学, D, **31**(2): 155~161
- 阮爱国, 李清河. 1999. 地壳介质各向异性研究状况、存在问题及进一步研究思路[J]. 地震地磁观测与研究, **20**(3): 1~12
- 阮爱国, 李清河. 2000. 永登地震剪切波分裂及电阻率各向异性变化特征[J]. 中国地震, **16**(4): 316~326
- 滕吉文, 张中杰, 王爱武, 等. 1992. 弹性介质各向异性研究沿革、现状与问题[J]. 地球物理学进展, **7**(4): 14~28
- 许忠信, 张中杰, 1988. 各向异性介质中利用弹性参数进行勘探的设想[J]. 石油物探, **27**(2): 67~80
- 姚陈, 王培德, 陈运泰. 1992. 卢龙地区 S 波偏振与上地壳裂隙各向异性[J]. 地球物理学报, **35**(2): 305~315
- 张中杰, 何樵登. 1990. N 个薄层介质组合引起的视各向异性[J]. 长春地质学院学报, **20**(2): 223~226
- Banik N C. 1985. A effective parameter in transversely isotropic medium[J]. *Geophysics*, **52**: 1 654~1 664
- Berryman J G. 1999. Analysis of Thomsen parameters for finely layered VTI media[J]. *Geophysical Prospecting*, **47**(6): 959~978
- Chaisri S, James B R. 1995. Approximate parameters of anisotropy from reflection traveltimes curves[R]. *CREWES Research Report*, **7**: 16-1~4
- Colin M S. 1994. Simplified anisotropy parameters for transversely isotropic sedimentary rocks[J]. *Geophysics*, **60**(6): 1 933~1 935
- Crampin S. 1984. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids[J]. *Geophys J R astr Soc*, **53**: 467~496
- Crampin S, Evans R, Atkinson B K. 1984. Earthquake prediction: a new physical basis[J]. *Geophys J R astr Soc*, **76**: 135~145
- Crampin S, John H L. 1991. A decade of shear-wave splitting in the earth's crust: what does it mean? what use we make of it? and what should we do next? [J]. *Geophys J Int*, **107**: 387~417
- Crampin S, Evans R, Ucer B, et al. 1980. Observations of dilatancy-induced polarization anomalies and earthquake prediction[J]. *Nature*, **286**: 874~877
- David C Booth, Crampin S. 1983. The anisotropic reflectivity technique[J]. *Geophys J R astr Soc*, **72**: 755~782
- Fang Kangan, James B R. 1996. The relationship of Thomsen anisotropic parameters to the crack density of a cracked medium[R]. *CREWES Research Report*, **8**: 1~7
- Gerard J F, Neil L F. 1984. Seismic wave in stratified anisotropic media[J]. *Geophys J R astr Soc*, **78**: 691~710
- Hudson J A. 1981. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks[J]. *Geophys J R astr Soc*, **64**: 133~150
- Hudson J A. 1986. A higher order approximation to the wave propagation constants for a cracked solid[J]. *Geophys J R astr Soc*, **87**: 265~274
- James B R, Michael P L, Michael A S, et al. 2000. Direct traveltimes inversion of VSP data for elliptical anisotropy layered media[R]. *CREWES Research Report*, 12
- Keith M, Crampin S. 1977. Seismic body waves in anisotropic media: reflection and refraction at a plane interface[J]. *Geophys J R astr Soc*, **49**: 181~208
- Micro van der Baan, Michael J K. 2002. Estimating anisotropy parameters and traveltimes in the τ - p domain[J]. *Geophysics*, **67**(4): 1 076~1 086
- Nur A. 1971. Effects of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks[J]. *J Geophys Res*, **76**: 2 022~2 034
- Takashi M, Kiyoshi Y, Hisao I, et al. 2001. Spatial distribution of shear wave anisotropy in the crust of the southern Hyogo region by borehole observations[J]. *Geophys J Int*, **3**: 528~542
- Thomsen L. 1986. Weak elastic anisotropy[J]. *Geophysics*, **51**: 1 954~1 966

RESEARCH ON ANISOTROPIC PARAMETERS BY SYNTHETIC SEISMOGRAM

Fan Xiaoping^{1, 2)} Li Qinghe^{1, 2)} Yang Congjie¹⁾

1) *Earthquake Administration of Jiangsu Province, Nanjing 210014, China*

2) *Lanzhou Institute of Seismology, China Earthquake Administration, Lanzhou 730000, China*

Abstract: Based on the extensive-dilatancy anisotropy theory, the method of synthetic seismogram is used to estimate the anisotropic parameters. The advantage of the method is that it avoids the singularity resolution and saves calculation time of computer by using the eigenvalue and eigenvector analytical expressions of Christoffel equation, at the same time, the result is tested by coherence function. The test result reveals there exists a fine linear relation between original records and synthetic records, indicating the anisotropic parameters estimated by synthetic seismogram can reflect and describe the anisotropic characteristics of the given region medium.

Key words: anisotropy; synthetic seismogram; anisotropy parameter

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA