·地震模拟·　　文章编号:1000-7210(2017)05-0906-09

黏声 VTI 介质正演模拟与照明分析

李金丽*①②　刘建勋①②　姜春香①②
王小江①②　岳航羽①②　李广才①②

(①国家现代地质勘查工程技术研究中心,河北廊坊 065000;
②中国地质科学院地球物理地球化学勘查研究所,河北廊坊 065000)

李金丽,刘建勋,姜春香,王小江,岳航羽,李广才. 黏声 VTI 介质正演模拟与照明分析. 石油地球物理勘探,2017,52(5):906-914.

摘要　黏弹性和各向异性广泛地存在于地球介质中。因此,将黏声拟微分方程的衰减项扩展到 VTI 拟微分方程中,提出一种黏声 VTI 拟微分方程,该方程可以同时考虑黏弹性和 VTI 性质。使用有限差分法求解该方程,其中衰减项在波数域求解,而其他项是在时—空域求解。在此基础上,发展了黏声 VTI 介质双程波照明分析方法。均匀模型的正演数值试验证明,本文提出的黏声 VTI 拟微分方程可以准确地描述地震波在黏声 VTI 介质中传播的运动学和动力学特征;凹陷模型的正演模拟说明介质的 VTI 性质引起了走时和波形的差异,而黏弹性导致了振幅的衰减;从最终的照明分析结果可以看出黏弹性和 VTI 性质影响波场能量的分布。

关键词　黏声介质　VTI 介质　双程波波动方程　正演模拟　照明分析

中图分类号:P631　　**文献标识码**:A　　**doi**: 10.13810/j.cnki.issn.1000-7210.2017.05.003

1　引言

众所周知,地球介质中广泛存在着黏弹性和各向异性[1],黏弹性会使地震波在传播中发生衰减,高频成分被吸收,而各向异性的影响表现为地震波的波形和走时发生变化。忽略地下介质的黏弹性和各向异性会影响地震波模拟的准确性,同时对数据处理与成像产生较大的影响。

实际地震波在地下传播时受到黏弹性衰减的影响。Day 等[2]利用 Pade 公式将黏弹介质中的应力与应变的褶积关系近似为一种微分形式以便于求解;Emmerich 等[3]提出了基于广义 Maxwell 线性固体模型的黏弹介质复模量的有理式,并发展了黏弹介质中的标量波传播的有限差分格式;Carcione[4]发展了以广义标准线性体(GSLS)模型为基础的黏声和黏弹正演模拟算法;Tal-Ezer 等[5]使用伪谱法模拟黏弹介质中的地震波场传播;Robertsson 等[6]推导了基于 GSLS 的各向同性黏弹性介质的一阶速度—应力方程,并采用交错网格有限差分方法进行黏弹介质的正演模拟;奚先等[7]对黏弹随机介质中的地震波的传播进行了分析研究;邵志刚等[8]结合了积分型和微分型本构方程的优点,采用交错网格有限差分方法对线性黏弹介质进行地震波正演模拟;郭振波等[9]基于 GSLS 模型,使用非线性最优化理论求取松弛时间,构建了近似常 Q 黏声和黏弹模型;王小杰等[10]基于黏弹介质的近似方程,对黏弹介质的纵横波速度、品质因子 Q 和密度进行反演,提高了储层预测的精度。

为了提高计算效率,物理学家采取了一些近似方式,如椭圆近似[11,12]、弱各向异性近似[13]和小角度近似[14]等。但在某些情况下,这些近似有一定的局限性。通常的替代方式是使用 qP 波近似,该方法是令 S 波速度在对称轴方向等于 0 以模拟 qP 波传播[15,16]。qP 波近似的方法是有效且容易实现的,但可能会受到横波效应的影响,这是因为 P 波和 S

* 河北省廊坊市金光道 84 号中国地质科学院地球物理地球化学勘查研究所,065000。Email:308406196@qq.com
本文于 2016 年 10 月 18 日收到,最终修改稿于 2017 年 6 月 30 日收到。
本项研究受松辽外围西部盆地油气基础地质调查项目(DD20160164)和物化探所中央级公益性科研院所基本科研业务费专项资金(AS2017J11)联合资助。

波在各向异性方程中是耦合的,这会导致数值计算不稳定[17]。基于此 qP 波近似,几种 qP 波拟微分方程的衍生形式被推导出来,这些方法在处理各向异性介质时具有更好的稳定性[18,19]。近年来,人们尝试使用纯纵波方程进行各向异性的正演模拟[20-22]。纯纵波法远比 qP 波近似方法更精确,可以获得非常准确的结果,而没有横波的影响。然而,这种方程含有复杂的拟微分算子,会产生巨大的计算成本。李娜等[23]采用 Lebedev—标准交错网格,较大程度地降低 TTI 介质正演模拟的计算量。

地震波正演模拟技术能够准确地认识复杂地下构造地震波传播特征,也是地震波成像与反演的基础。主要包括射线类[24]和波动方程类[25]。面对复杂的非均质储层,如复杂的起伏地表和海底界面[26-31]、黏弹各向异性介质和小尺度目标体等,以射线理论和均匀介质假设的正演模拟方法无法对地震波场进行准确的模拟,因此需要发展复杂介质波场理论的正演模拟技术。照明分析方法同时考虑了观测系统对目标区域照明分布及波动方程中的角度和振幅对偏移成像效果的的影响,可以指导野外观测系统设计。射线类照明分析方法[32-34]的优点是通过射线很容易得到地震波的方向信息,然而,此方法采用高频近似及射线理论存在焦散,因此在复杂介质中很难保证其准确性[35]。波动方程类照明分析方法可以更加准确地模拟地震波的传播,又可分为单程波类[36-39]和双程波类[40,41],单程波照明方法的计算效率更高,而双程波照明方法更准确地描述波场的运动学和动力学信息[42]。赵贤正等[43]提出了一种基于局部相似属性的照明分析方法,该方法不需要进行正演模拟,只依赖于地震数据,从而减少了照明分析的计算量。

本文采用黏弹介质和 VTI 介质的声学近似,将黏声拟微分方程的衰减项扩展到 VTI 拟微分方程中,提出一种同时考虑介质黏弹性和 VTI 性质的黏声 VTI 拟微分方程。使用有限差分法求解该方程,其中衰减项在波数域求解,而其他项在时—空域求解。同时,基于黏声 VTI 介质拟微分方程发展了一种黏声 VTI 介质双程波照明分析方法。通过均匀模型验证本文提出的黏声 VTI 拟微分方程的正确性,并采用凹陷模型对黏声 VTI 介质双程波正演模拟与照明方法进行分析与研究。

2　黏声 VTI 介质正演模拟

2.1　二阶黏声 VTI 介质拟微分方程

根据黏弹性理论,应力、应变的本构方程满足[44]

$$\sigma = G * \dot{E} = \dot{G} * E \tag{1}$$

式中:σ 为应力;E 为应变;G 为松弛函数;$*$ 为褶积;上圆点“$\cdot$”表示对时间求导。

$$G(t) = k\left[1-\left(1-\frac{\tau_E}{\tau_\sigma}\right)\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma}\right]H(t) \tag{2}$$

式中:τ_σ 为应力松弛时间;τ_E 为应变松弛时间;k 为松弛模量;$H(t)$ 表示亥维赛函数。设 v 为速度,u 为波场值,则

$$\sigma = -u \tag{3}$$

$$\dot{E} = \nabla \cdot v \tag{4}$$

将式(1)两边同时对时间求导,可得

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial\left[k(1+\tau\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma})H(t)\right]}{\partial t} * \nabla \cdot v \tag{5}$$

由牛顿定律可得

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\nabla u \tag{6}$$

式中:ρ 为密度;$\nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 是拉普拉斯算子;$\tau = \frac{\tau_E}{\tau_\sigma}-1$ 是由 Q 值确定的。应力松弛时间 τ_σ 和应变松弛时间 τ_E 可由

$$\tau_\sigma = \frac{\sqrt{Q^2+1}-1}{\omega Q} \tag{7}$$

$$\tau_E = \frac{\sqrt{Q^2+1}+1}{\omega Q} \tag{8}$$

求得。式(5)、式(6)构成基于标准线性固体模型(SLS)的黏声一阶应力速度方程。

对式(5)的两边同时求取关于 t 的偏导数

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{\partial\left[k(1+\tau\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma})H(t)\right]}{\partial t} * \nabla \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \tag{9}$$

令 $k=\rho v^2$,并把式(6)代入式(9),可得

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial B}{\partial t} * \rho\nabla \cdot \frac{1}{\rho}\nabla u \tag{10}$$

$$B = k(1+\tau\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma})H(t) \tag{11}$$

对式(11)的两边同时求取关于 t 的偏导数

$$\frac{\partial B}{\partial t} = (1+\tau)\Delta(t) + \frac{\tau}{\tau_\sigma}\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma}H(t) \tag{12}$$

式中 $\Delta(t)$ 表示狄拉克函数。将式(12)代入式(10)，可得

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=(1+\tau)\nabla\cdot\nabla u-\frac{\tau}{\tau_\sigma}\left[\mathrm{e}^{-t/\tau_\sigma}H(t)\right]*\left[\nabla\cdot\nabla u\right] \tag{13}$$

对式(13)进行二维傅氏变换，可得如下的频散关系式

$$\frac{\omega^2}{k^2}=v^2\frac{1+\mathrm{i}\omega\tau_E}{1+\mathrm{i}\omega\tau_\sigma} \tag{14}$$

式中：k 表示波数；v 为零频速度。整理式(14)，可得

$$\frac{\omega^2}{k^2}=v^2\left(\frac{1+\omega^2\tau_E\tau_\sigma}{1+\omega^2\tau_\sigma^2}+\mathrm{i}\frac{\omega\tau\tau_\sigma}{1+\omega^2\tau_\sigma^2}\right) \tag{15}$$

当 Q 不是特别小时，$\tau\ll1$，可得

$$\frac{1+\omega^2\tau_E\tau_\sigma}{1+\omega^2\tau_\sigma^2}\approx1 \tag{16}$$

$$\begin{aligned}\frac{\omega\tau\tau_\sigma}{1+\omega^2\tau_\sigma^2}&=\frac{\omega\tau\dfrac{\sqrt{Q^2+1}-1}{\omega Q}}{1+\omega^2\dfrac{Q^2+2-2\sqrt{Q^2+1}}{\omega^2Q^2}}\\&=\tau\frac{\sqrt{Q^2+1}-1}{Q}\frac{Q^2}{2Q^2+2-2\sqrt{Q^2+1}}\\&=\frac{Q(\sqrt{Q^2+1}-1)\tau}{2(Q^2+1-\sqrt{Q^2+1})}\\&\approx\frac{Q(Q-1)}{2(Q^2+1-Q)}\tau\approx\frac{\tau}{2}\end{aligned} \tag{17}$$

此时，式(14)可近似为

$$\frac{\omega^2}{v^2}=k^2\left(1+\mathrm{i}\frac{\tau}{2}\right) \tag{18}$$

同理可得

$$|k|=\frac{\omega}{v}\left(1-\mathrm{i}\frac{\tau}{2}\right) \tag{19}$$

研究表明，当 Q 不是特别小的情况下，Q 模型的频散影响很小可以忽略[45,46]，因此忽略式(18)和式(19)中的虚部项，得到新的频散关系式

$$\omega^2-\mathrm{i}\omega\frac{\tau v|k|}{2}-v^2k^2=0 \tag{20}$$

对式(20)进行傅氏反变换，则可以推导出基于 SLS 模型的二阶黏声介质拟微分方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{\tau v\sqrt{-\nabla}}{2}\frac{\partial}{\partial t}-v^2\nabla\right)u=0 \tag{21}$$

二维常密度 VTI 拟微分方程[47]常被用来进行 qP 波正演模拟，其表达式为

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}-v_x^2\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}-v_nv_z\dfrac{\partial^2 q}{\partial z^2}=0\\[2ex]\dfrac{\partial^2 q}{\partial t^2}-v_nv_z\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}-v_z^2\dfrac{\partial^2 q}{\partial z^2}=0\end{cases} \tag{22}$$

式中：v_z 为对称轴的速度；$v_x=v_z\sqrt{1+2\varepsilon}$ 为对称面的速度；$v_n=v_z\sqrt{1+2\delta}$ 为 NMO 速度；ε 和 δ 为 Thomsen 各向异性参数。

采用类似于 Suh 等[46]和徐文才等[48]的方法，将衰减项加入二维常密度 VTI 拟微分方程(式(22))中，可得黏声 VTI 介质拟微分方程

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}+\dfrac{\tau v_x}{2}\sqrt{-\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}}\dfrac{\partial p}{\partial t}-v_x^2\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}-v_nv_z\dfrac{\partial^2 q}{\partial z^2}=0\\[2ex]\dfrac{\partial^2 q}{\partial t^2}+\dfrac{\tau v_z}{2}\sqrt{-\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}}\dfrac{\partial q}{\partial t}-v_nv_z\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}-v_z^2\dfrac{\partial^2 q}{\partial z^2}=0\end{cases} \tag{23}$$

2.2 递推格式

采用高阶有限差分法求解式(23)，其中衰减项在波数域求解。本文使用时间二阶和空间 $2M$ 阶的差分格式。具体的离散格式如下

$$\left.\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t^2}(p^{n+1}+p^{n-1}-2p^n) \tag{24}$$

$$\left.\frac{\partial^2 q}{\partial t^2}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t^2}(q^{n+1}+q^{n-1}-2q^n) \tag{25}$$

$$\left.\sqrt{-\frac{\partial^2}{\partial x^2}}\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t}\mathrm{F}^{-1}\left[|k_x|\mathrm{F}(p^n-p^{n-1})\right] \tag{26}$$

$$\left.\sqrt{-\frac{\partial^2}{\partial x^2}}\frac{\partial q}{\partial t}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t}\mathrm{F}^{-1}\left[|k_x|\mathrm{F}(q^n-q^{n-1})\right] \tag{27}$$

$$\left.\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}\right|_{x=i}\approx D_x^2p=\frac{1}{\Delta x^2}\left[c_0p+\sum_{m=1}^{M}c_m(p_{i+m}+p_{i-m})\right] \tag{28}$$

$$\left.\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}\right|_{x=i}\approx D_x^2q=\frac{1}{\Delta x^2}\left[c_0q+\sum_{m=1}^{M}c_m(q_{i+m}+q_{i-m})\right] \tag{29}$$

$$\left.\sqrt{-\frac{\partial^2}{\partial z^2}}\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t}\mathrm{F}^{-1}\left[|k_z|\mathrm{F}(p^n-p^{n-1})\right] \tag{30}$$

$$\left.\sqrt{-\frac{\partial^2}{\partial z^2}}\frac{\partial q}{\partial t}\right|_{t=n}\approx\frac{1}{\Delta t}\mathrm{F}^{-1}\left[|k_z|\mathrm{F}(q^n-q^{n-1})\right] \tag{31}$$

$$\left.\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right|_{z=j}\approx D_z^2p=\frac{1}{\Delta z^2}\left[c_0p+\sum_{m=1}^{M}c_m(p_{j+m}+p_{j-m})\right] \tag{32}$$

$$\left.\frac{\partial^2 q}{\partial z^2}\right|_{z=j} \approx D_z^2 q = \frac{1}{\Delta z^2}\left[c_0 q + \sum_{m=1}^{M} c_m (q_{j+m} + q_{j-m})\right] \tag{33}$$

式中：Δt 是时间步长；Δx 和 Δz 分别为水平方向和垂直方向的网格间距;其中上标表示时间坐标而下标表示空间坐标；k_x 和 k_z 分别为水平方向和垂直方向的波数；F 和 F^{-1} 分别表示傅里叶变换和傅里叶反变换；c 为差分系数。波场的递推格式为

$$\begin{cases} p^{n+1} = 2p^n - p^{n-1} \pm \dfrac{\tau v_x}{2}\Delta t\,\mathrm{F}^{-1}[|k_x|\mathrm{F}(p^n - p^{n-1})] + \\ \qquad \Delta t^2 v_x^2 D_x^2 p^n + \Delta t^2 v_n v_z D_z^2 q^n \\ q^{n+1} = 2q^n - q^{n-1} \pm \dfrac{\tau v_z}{2}\Delta t\,\mathrm{F}^{-1}[|k_z|\mathrm{F}(q^n - q^{n-1})] + \\ \qquad \Delta t^2 v_n v_z D_x^2 p^n + \Delta t^2 v_z^2 D_z^2 q^n \end{cases} \tag{34}$$

3　黏声 VTI 介质双程波照明分析

将黏声 VTI 介质正演模拟方法应用于照明分析中,可以分析黏声 VTI 介质中波场传播和能量分布的特征。

利用式(34)的递推格式求得时间域每个质点的振幅,求取质点振幅的平方即可得到照明能量。同一震源的源向照明能量可由

$$I_s(x,z) = \sum_{t=0}^{t_m} u^2(x,z,s) \tag{35}$$

求得。式中：I_s 为源向照明能量；t_m 为最大记录时间。同理,由互易定理可知,检波点照明等价于在检波点处放置震源,可得到检波点照明能量公式,也可称之为反向照明能量公式

$$I_g(x,z) = \sum_{t=0}^{t_m} u^2(x,z,g) \tag{36}$$

式中 I_g 为检波点照明能量。

利用黏声 VTI 介质双程波波动方程进行照明分析,能够近似地模拟地下黏弹性和 VTI 介质的影响,使模拟的地下能量分布更加准确,而双程波算子相比于射线追踪算子、单程波算子等可以更准确地描述波场的运动学和动力学特征。

4　模型试算

4.1　正演模型试算

首先,为了验证所提出的黏声 VTI 介质方程的准确性,使用均匀模型模拟波场外推。模型的尺寸为 4.0km×4.0km,网格尺寸为 $dx=dz=10$m。该模型的速度为 2000m/s,密度为 2000kg/m^3。VTI 参数 δ 和 ε 的值分别为 0.2 和 0.1,品质因子 Q 为 20,时间步长为 0.4ms。选用主频 25Hz 的 Ricker 子波,震源在(2.0km,2.0km)处激发。图 1 为 0.8s 不同介质的波场快照。可以看出,与声波 VTI 介质的波场快照(图 1c)相比,黏声 VTI 介质的波场快照(图 1d)能量很弱,但波场的形状几乎是相同的。同时,黏声 VTI 介质波场快照(图 1d)的形状与黏声各向同性介质(图 1b)的形状不同,但能量几乎是相同的。这表明介质的黏弹性降低了波场的振幅而 VTI 性质主要影响波前的形状和旅行时。在黏声 VTI 介质的波场快照中,qP 波波前的形状是椭圆形,而且 qSV 波的能量比 qP 波弱得多(图 1d)。因为令剪切速度为 0,无法完全压制 qSV 波。图 2 为不同介质的波形和频谱。可以看出,黏滞性既减弱了波场的能量(图 2 左),又降低了主频及频带的宽度(图 2 右)。本文提出的黏声 VTI 拟微分方程可以准确地描述地震波在黏声 VTI 介质中传播的运动学和动力学特性。

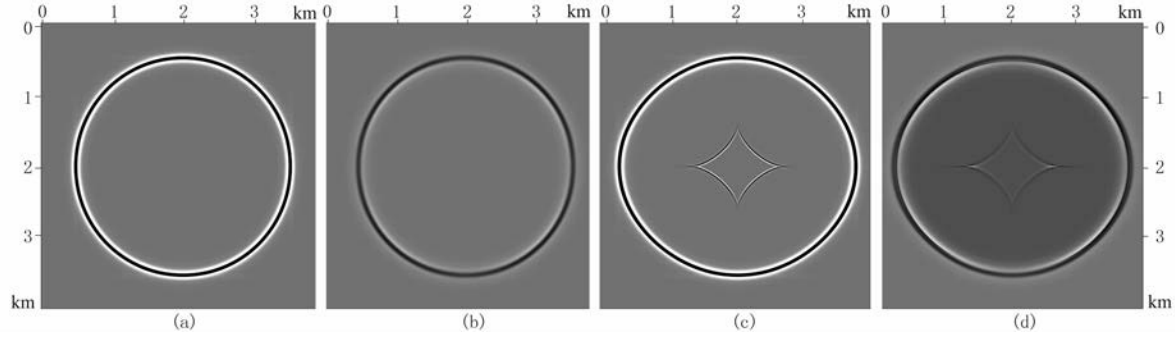


图 1　0.8s 时刻不同介质的波场快照

(a)声波各向同性介质；(b)黏声各向同性介质；(c)声波 VTI 介质；(d)黏声 VTI 介质

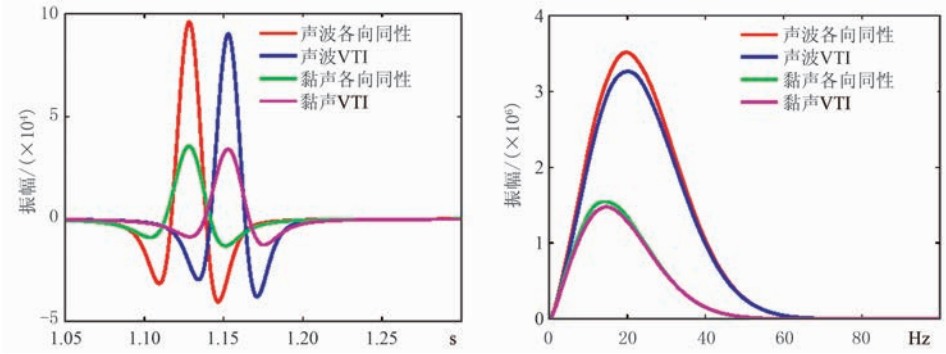


图 2 不同介质的波形(左)及频谱(右)

下面使用一个简单的凹陷模型测试 VTI 性质和黏弹性对正演模拟的影响,并测试本文方法的正确性。图 3 为凹陷模型。对 VTI 参数和 Q 参数进行适度平滑,以确保波场计算的稳定性。在凹陷模型中,ε 和 δ 参数的异常值分别是 0.2 和 0.1,Q 参数的异常值为 30。本文所设计的模型的尺寸是 4.8km×2.8km,网格尺寸为 8m。设计的观测系统如下:炮点在(2400m,8m)处激发,301 个检波器均匀分布于地表。时间步长为 0.5ms,记录时间为 1.5s。用 PML 边界[49]消除人工边界反射。图 4 为不同介质单炮记录对比。从图中可以看出,实框区域展示的是因 ε 和 δ 参数导致的旅行时和波形差异,而虚线框区域展示的是因 Q 参数导致的振幅衰减。图 5 为图 4 虚线地表位置不同介质的地震记录对比。可以看出,VTI 性质主要影响地震波的走时和波形,而黏弹性不仅对能量进行衰减,而且还降低了主频和有效频带宽度。

4.2 照明试算

为了进一步分析黏弹性和 VTI 性质对地震波波场照明能量分布的影响,本文采用图 3 凹陷模型进行双程波源向照明分析。采用的正演模拟参数如上文所述,得到的源向照明分布如图 6 所示。从图 6a 中可以看出,因为地下介质的不均匀性,震源能量也呈现不均匀分布。而声波 VTI 介质照明图中的能量分布与声波各向同性介质的能量有较大的差异,地震波能量在凹陷地区向下传播的能量更快,能量呈现一定的收缩形态,而在斜层区域的能量明显变得更弱,在斜层的两侧,照明能量又变强(图 6b);

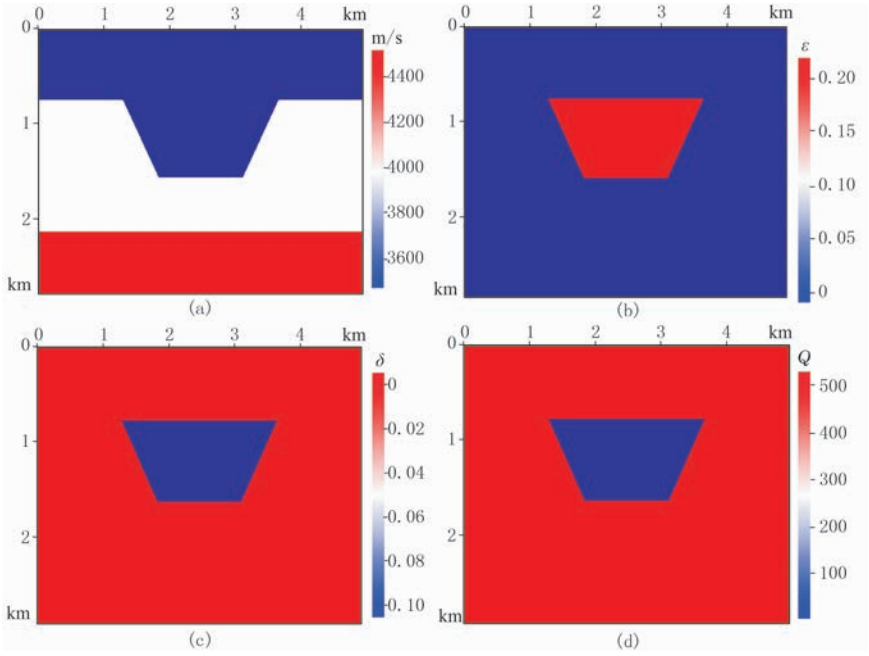


图 3 凹陷模型

(a)速度模型;(b)ε 模型;(c)δ 模型;(d)Q 模型

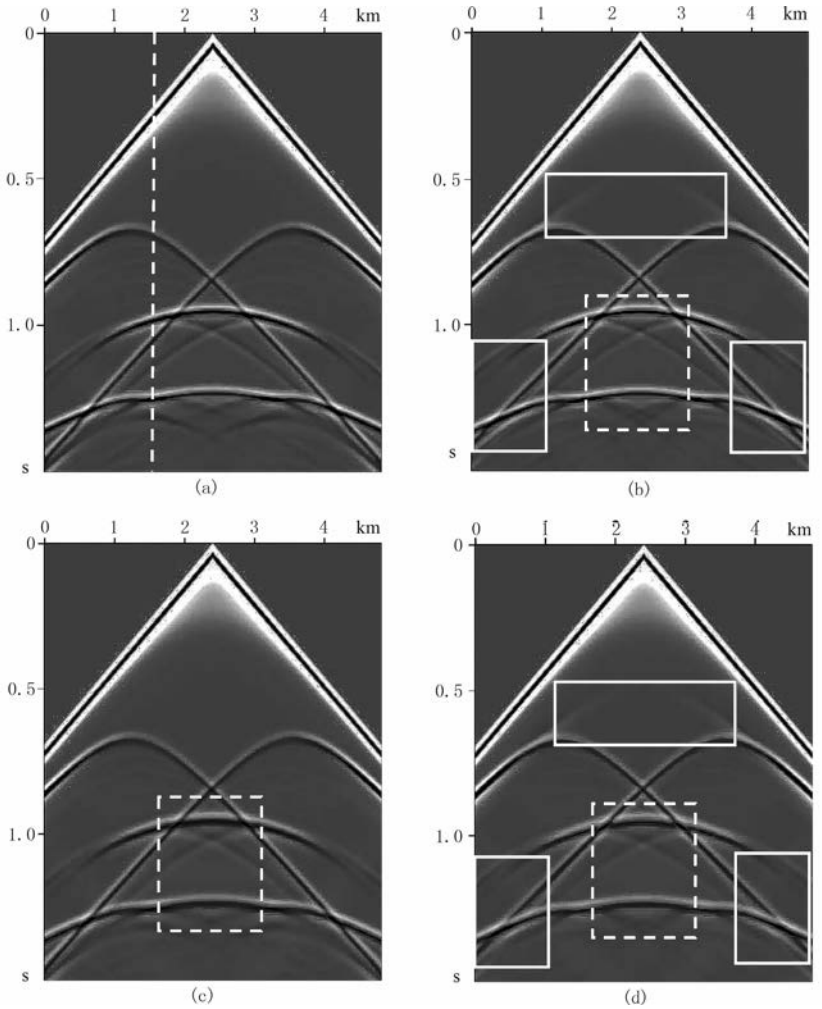


图 4　不同介质单炮记录对比

(a)声波各向同性介质;(b)声波 VTI 介质;(c)黏声各向同性介质;(d)黏声 VTI 介质

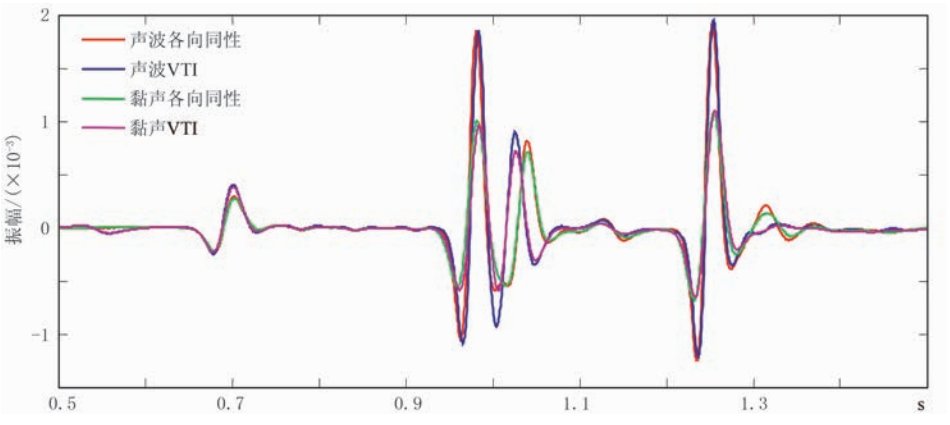


图 5　不同介质图 4 虚线所示地表位置抽取的地震记录

黏声各向同性介质照明图中的能量分布与声波各向同性介质的能量分布形态较为相似,但是深部能量明显更弱,能量呈现发散的形态(图 6c);黏声 VTI 介质的照明图中深部能量较弱,凹陷区域能量呈现集中收缩形态,而凹陷两侧能量呈现扩张发散的形态(图 6d)。

为了更清楚地对地下不同深度的能量分布进行分析,抽取 1000m 和 2000m 深度的能量分布曲线,

如图7所示。从图7左可以看出，黏弹性使得地震波波场能量明显减弱，但分布形态变化较小，VTI性质使得地震波波场能量分布形态发生变化，但总体能量维持在相同的位置，在此模型中，因为VTI性质的存在使得凹陷中部的能量明显高于凹陷边缘的能量，而在凹陷外部的能量也明显有所提高。在凹陷下面区域的能量分布（图7右）中可以看出，因为衰减的影响，使得深部的能量变得更弱（如图7右中绿色和粉色曲线所示），地震波能量在凹陷斜层下方存在一个明显的强能量区域，在此区域VTI的影响几乎不存在，而在凹陷正下方和模型的两侧VTI的影响较为明显。因此，黏弹性和VTI性质对地震波波场能量分布产生较大的影响，在利用双程波照明进行观测系统设计时，需要对黏弹性和VTI性质进行准确的模拟。

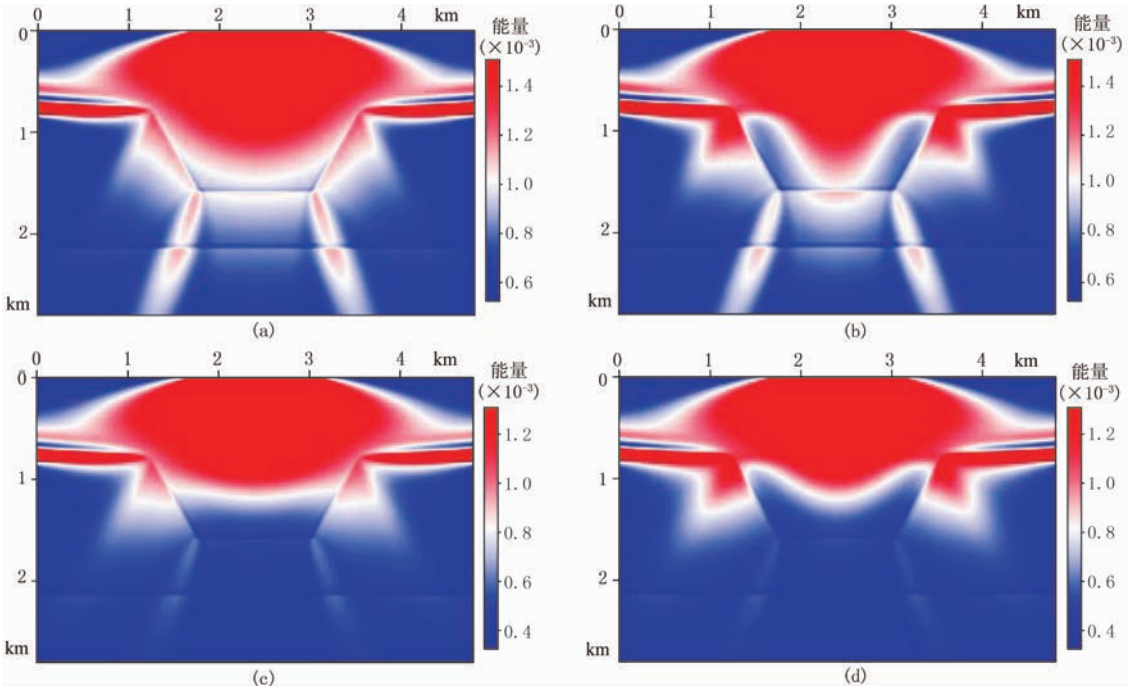


图6 凹陷模型照明结果

(a)声波各向同性介质；(b)声波VTI介质；(c)黏声各向同性介质；(d)黏声VTI介质

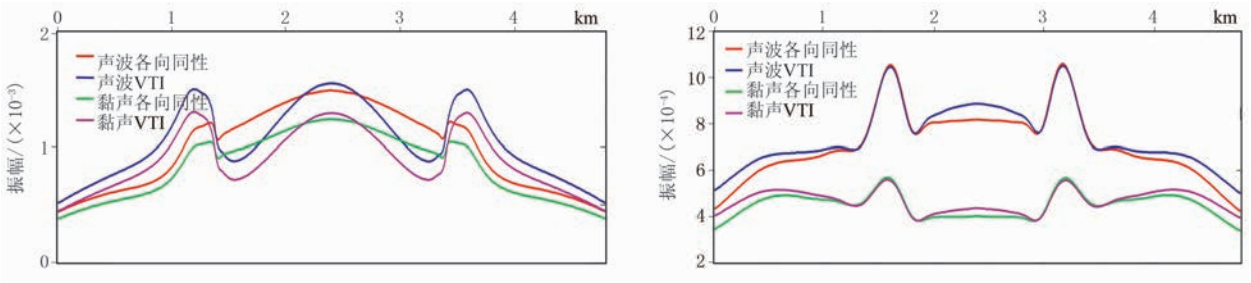


图7 凹陷模型不同介质情况下1000m(左)和2000m(右)深度处的照明能量分布

5 结论与认识

(1)为了同时模拟地下介质的黏弹性和VTI性质的影响，采用声学近似进行研究。首先推导了不含记忆变量的黏声拟微分方程，该方程含有一个单独的衰减项，因此将衰减项扩展到qP波拟微分方程中，提出了一种同时考虑地下介质的黏弹性和VTI性质的黏声VTI拟微分方程，该方程在时—空域很难求解，因此将衰减项在波数域求解，而其他项在时—空域求解，并得到了有限差分递推公式，实现了该方程的准确求解。但需要注意的是，该方程只考虑黏弹介质的衰减性，而忽略了其频散特性，因此只适用于Q不是特别小的情况。

(2)基于该黏声VTI拟微分方程与有限差分递

推公式,实现了黏声 VTI 介质双程波正演模拟与照明分析。模型的正演模拟试算验证了本文方法可以准确地模拟地震波在黏声 VTI 介质中传播的运动学和动力学特征,同时可以近似地模拟出地震波因为黏弹性的存在导致的能量衰减,以及 VTI 性质的存在导致的波形和走时的差异。

(3)由黏声 VTI 介质双程波照明分析的模拟可知,介质的黏弹性和 VTI 性质会对地震波的能量分布造成很大的影响,在利用照明分析对地震波的能量分布进行研究时,需要考虑地下黏滞性和 VTI 的影响以得到准确的照明能量分布。

参 考 文 献

[1] Qu Yingming, Li Zhenchun, Huang Jianping et al. Viscoacoustic anisotropic full waveform inversion. Journal of Applied Geophysics, 2017, 136: 484-497.

[2] Day S M, Minster J B. Numerical simulation of wavefields using a Pade approximant method. Geophysics Journal Royal Astronomical Society, 1984, 78(1): 105-118.

[3] Emmerich H, Korn M. Incorporation of attenuation into time-domain computations of seismic wave fields. Geophysics, 1987, 52(9): 1252-1264.

[4] Carcione J M. Viscoacoustic wave propagation simulation in the earth. Geophysics, 1988, 53(6): 769-777.

[5] Tal-Ezer H, Carcione J M, Kosloff D. An accurate and efficient scheme for wave propagation in linear viscoelastic media. Geophysics, 1990, 55(10): 1366-1379.

[6] Robertsson J O A, Blanch J O, Symes W W. Viscoelastic finite-difference modeling. Geophysics, 1994, 59(9): 1444-1456.

[7] 奚先,姚姚. 二维粘弹性随机介质中的波场特征分析. 地球物理学进展, 2004, 19(3): 608-615.
Xi Xian, Yao Yao. The analysis of wave field characteristics in 2-D viscoelastic random medium. Progress in Geophysics, 2004, 19(3): 608-615.

[8] 邵志刚,傅容珊,黄建华等. 线性粘弹性介质中地震波场数值模拟. 地球物理学进展, 2007, 22(4): 1135-1141.
Shao Zhigang, Fu Rongshan, Huang Jianhua et al. Modeling seismic wave in linear viscoelastic media. Progress in Geophysics, 2007, 22(4): 1135-1141.

[9] 郭振波,田坤,李振春等. 利用非线性最优化方法构建近似常 Q 黏弹模型. 中国石油大学学报(自然科学版), 2014, 38(2): 52-58.
Guo Zhenbo, Tian Kun, Li Zhenchun et al. Constructing nearly constant-Q viscoelastic model using the nonlinear optimization method. Journal of China University of Petroleum, 2014, 38(2): 52-58.

[10] 王小杰,栾锡武,王延光等. 黏弹性介质叠前地震反演方法. 石油地球物理勘探, 2016, 51(3): 544-555.
Wang Xiaojie, Luan Xiwu, Wang Yanguang et al. Prestack seismic inversion of viscoelastic medium. OGP, 2016, 51(3): 544-555.

[11] Helbig K. Elliptical anisotropy—Its significance and meaning. Geophysics, 1983, 48(7): 825-832.

[12] Dellinger J and Muir F. Imaging reflections in elliptically anisotropic media. Geophysics, 1988, 53(12): 1616-1618.

[13] Thomsen L. Weak elastic anisotropy. Geophysics, 1986, 51(10): 1954-1966.

[14] Cphen J K. Analytic study of the effective parameters for determination of the NMO velocity function in transversely isotropic media. Geophysics, 1997, 62(6): 1855-1866.

[15] Alkhalifah T. Acoustic approximations for processing in transversely isotropic media. Geophysics, 1998, 63(2): 623-631.

[16] Alkhalifah T. An acoustic wave equation for anisotropic media. Geophysics, 2000, 65(4): 1239-1250.

[17] Grechka V, Zhang L and Rector J W. Shear waves in acoustic anisotropic media. Geophysics, 2004, 69(2): 576-582.

[18] Duveneck E, Bakker P M. Stable P-wave modeling for reverse-time migration in tilted TI media. Geophysics, 2011, 76(2): S65-S75.

[19] Zhang Y, Zhang H Z and Zhang G Q. A stable TTI reverse time migration and its implementation. Geophysics, 2011, 76(3): WA3-WA11.

[20] Chu C, Macy B K and Anno P D. Pure acoustic wave propagation in transversely isotropic media by the pseudospectral method. Geophysical Prospecting, 2013, 61(3): 556-567.

[21] Zhan G, Pestana R C and Stoffa P L. Decoupled equations for reverse time migration in tilted transversely isotropic media. Geophysics, 2012, 77(2): T37-T45.

[22] Zhan G, Pestana R C and Stoffa P L. An efficient hybrid pseudo spectral/ finite-difference scheme for solving the TTI pure P-wave equation. Journal of Geophysics and Engineering, 2013, 10(2): 025004, doi: 10.1088/1742-2132/1012/025004.

[23] 李娜,李振春,黄建平等. Lebedev 网格与标准交错网格耦合机制下的复杂各向异性正演模拟. 石油地球物理勘探, 2014, 49(1): 121-131.
Li Na, Li Zhenchun, Huang Jianping et al. Numerical simulation with coupling Lebedev and standard staggered grid schemes for complex anisotropic media. OGP, 2014, 49(1): 121-131.

[24] 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 basd on irregular grids. GPP, 2014, 53(6): 627-632.

[25] 吴国忱,梁锴. VTI 介质频率—空间域准 P 波正演模拟. 石油地球物理勘探, 2005, 40(5): 63-73.
Wu Guochen, Liang Kai. Quasi P-wave forward modeling in frequency-space domain in VTI media. OGP, 2005, 40(5): 63-73.

[26] Huang Jianping, Qu Yingming, Li Zhenchun et al. A hybrid grid method in an auxiliary coordinate system for irregular fluid-solid interface modeling. Geophysical Journal International, 2017, 208(3): 1540-1556.

[27] 曲英铭,黄建平,李振春等. 分层坐标变换法起伏自由地表弹性波叠前逆时偏移. 地球物理学报, 2015, 58(8): 544-560.
Qu Yingming, Huang Jianping, Li Zhenchun et al. Elastic wave forward modeling and pre-stack reverse

time migration of irregular free-surface based on layered mapping method. Chinese Journal of Geophysics, 2015, 58(8): 544-560.

[28] Huang J, Qu Y, Li Z et al. Variable coordinate system forward modeling method for irregular surface based on dual-variable grid. Applied Geophysics, 2015, 12(1): 101-110.

[29] 曲英铭,黄建平,李振春等.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.
Qu Yingming, Huang Jianping, Li Zhenchun et al. Elastic wave forward modeling and wave-field separation of irregular free-surface based on the layered mapping method. OGP, 2016, 51(2): 261-271.

[30] 曲英铭,黄建平,李振春等.基于单元交错网格的变坐标系正演模拟方法在声—弹介质中的应用.石油物探,2015,54(5):582-591.
Qu Yingming, Huang Jianping, Li Zhenchun et al. The application of variable coordinate system forward modeling using cell-based staggered grids in acoustic-elastic coupled medium. GPP, 2015, 54(5): 582-591.

[31] 刘定进,蒋波,李博等.起伏地表逆时偏移在复杂山前带地震成像中的应用.石油地球物理勘探,2016,51(2):315-324.
Liu Dingjin, Jiang Bo, Li Bo et al. Rugged-topography reverse time migration in complex piedmont zone. OGP, 2016, 51(2): 315-324.

[32] Bear G, Lu C, Lu R et al. The construction of subsurface illumination and amplitude maps via ray tracing. The Leading Edge, 2000, 19(7): 726-728.

[33] Muerdter D and Ratcliff D. Understanding subsalt illumination through ray-trace modeling, Part 1: Simple 2-D salt models. The Leading Edge, 2001, 20(6): 578-594.

[34] Muerdter D, Kelly M and Ratcliff D. Understanding subsalt illumination through ray-trace modeling, Part 2: Dipping salt bodies, salt peaks, and nonreciprocity of subsalt amplitude response. The Leading Edge, 2001, 20(7): 688-697.

[35] Gelius L J, Lecomte I and Tabti H. Analysis of the resolution function in seismic prestack depth imaging. Geophysical Prospecting, 2002, 50(5): 505-515.

[36] Hoffmann J. Illumination, resolution, and image quality of PP- and PS-waves for survey planning. The Leading Edge, 2000, 20(9): 1008-1014.

[37] Wu R S, Chen L. Directional illumination analysis using beamlet decomposition and propagation. Geophysics, 2006, 71(4): S147-S159.

[38] Xie X B, Jin S W, Wu R S et al. Wave-equation-based seismic illumination analysis. Geophysics, 2006, 71(5): S169-S177.

[39] 陈雪,韩立国,杨贺龙等.粘弹 VTI 介质单程波正演模拟与照明分析.石油物探,2015,54(6):643-651.
Chen Xue, Han Liguo, Yang Helong et al. One-way wave equation forward modeling and illumination analysis in viscoelastic VTI media. GPP, 2015, 54(6): 643-651.

[40] Cao J, Wu R S. Full-wave directional illumination analysis in the frequency domain. Geophysics, 2009, 74(4): 165-165.

[41] 雷涛,顾汉明,李列等.面向目标靶区的双程波动方程地震定向照明分析.石油物探,2014,53(4):437-443.
Lei Tao, Gu Hanming, Li Lie et al. Target-oriented seismic dirctional illumination analysis based on two-way acoustic wave equation. GPP, 2014, 53(4): 437-443.

[42] 单联瑜,刘洪,匡斌等.基于胜利典型地质模型的波动方程地震波照明分析研究.石油地球物理勘探,2009,44(1):1-6.
Shan Lianyu, Liu Hong, Kuang Bin et al. Analysis on seismic wave illumination of wave equation based on Shengli typical geologic model. OGP, 2009, 44(1): 1-6.

[43] 赵贤正,刘国昌,史原鹏等.基于局部相似属性的数据依赖地震照明分析方法.石油地球物理勘探,2016,51(6):1062-1068.
Zhao Xianzheng, Liu Guochang, Shi Yuanpeng et al. Seismic illumination analysis with local similarity. OGP, 2016, 51(6): 1062-1068.

[44] Carcione J M. A generalization of the Fourier pseudospectral method. Geophysics, 2010, 75(6): A53-A56.

[45] Bai J Y, Chen G Q, Yingst D et al. Attenuation compensation in viscoacoustic reserve-time migration. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2013, 32: 3825-3830.

[46] Suh S, Yoon K, Cai J et al. Compensating visco-acoustic effects in anisotropic reverse-time migration. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2012, 31: 1-5.

[47] Duvenck E and Bakker P M. Stable P-wave modeling for reverse-time migration in tilted TI media. Geophysics, 2011, 76(2): S65-S75.

[48] 徐文才,杨国权,李振春等.基于 GSLS 模型 TI 介质衰减拟声波方程.地球物理学报,59(6):2232-2244.
Xu Wencai, Yang Guoquan, Li Zhenchun et al. Pseudo acoustic equation for TI medium attenuation based on GSLS model. Chinese Journal of Geophysics, 59(6): 2232-2244.

[49] Collino F and Tsogka C. Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media. Geophysics, 2001, 66(1): 294-307.

(本文编辑:金文昱)

作者简介



李金丽　硕士,1989 年生;2013 年毕业于桂林理工大学地球物理学专业,获得理学学士学位;2016 年毕业于中国石油大学(华东)地质资源与地质工程专业,获得硕士学位;2016 年 7 月至今于中国地质科学院地球物理地球化学勘查研究所工作,主要从事地震数据采集和处理工作。研究方向为地震波正演模拟、成像和全波形反演。