裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝参数贝叶斯地震反演方法

潘新朋^{1,2}, 张广智^{1,2*}

1. 中国石油大学(华东)地球科学与技术学院, 青岛 266580;

2. 海洋国家实验室海洋矿产资源评价与探测技术功能实验室, 青岛 266071

* 通讯作者, E-mail: zhanggz@upc.edu.cn

收稿日期: 2018-03-03; 收修改稿日期: 2018-09-14; 接受日期: 2018-10-12; 网络发表日期: 2019-03-05

国家自然科学基金项目(批准号: 41674130)、国家科技重大专项项目(编号: 2016ZX05002-005)和中央高校基本科研业务费专项项目资助

摘要 对裂缝-孔隙型储层的勘探与开发而言, 流体和裂缝属性参数对地震响应特征的影响至关重要. 法向与切向裂缝柔度比通常作为识别充填裂缝流体的指示因子, 但其受裂缝结构与流体成分的双重影响, 故其对流体与裂缝属性的估算是欠定的. 文章从各向异性Gassmann方程出发, 利用线性滑移模型, 发展了裂缝-孔隙型含气储层孔隙弹性理论方程; 结合扰动刚度矩阵和渐进射线理论, 建立了裂缝-孔隙型含气储层纵波线性反射系数和流体特征参数(纵波模量)及裂缝特征参数(裂缝弱度)间的直接关系, 解耦了流体与裂缝参数对地震反射特征的影响; 在裂缝准弱度参数的基础上, 提出了新颖的方位各向异性弹性阻抗(EIVOA)参数化方法, 结合宽方位地震数据和正则化约束, 探讨了裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝参数贝叶斯地震反演方法. 模型和实际资料处理表明, 该方法能够稳定合理地直接从宽方位地震资料中获取流体与裂缝参数, 提供了一种高可靠性的裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝描述方法.

关键词 流体参数, 裂缝参数, 裂缝-孔隙型储层, 孔隙弹性理论, 贝叶斯地震反演

1 引言

碳酸盐岩、致密砂岩、页岩等自然裂缝储层通常表现出明显的地震波速度各向异性特征, 其地震响应随裂缝充填流体的类型而变化, 故裂缝储层流体与裂缝属性的地震识别具有挑战性(Thomsen, 2002; Liu和Martinez, 2012). 观测地震数据可用于弹性参数(速度、阻抗等)与物性参数(有效孔隙度、黏土含量、含

水饱和度等)的估测(Buland和Omre, 2003; Grana和Della Rossa, 2010; 刘福平等, 2010; 潘新朋等, 2018a). 均匀各向同性背景介质中发育着沿优势水平方向的单组垂直裂缝可视为长波长等效HTI介质(Rüger, 1997; Bakulin等, 2000; Pan等, 2017a, 2017b; Pan和Zhang, 2018). 结合AVOA分析与反演, 观测地震数据的方位各向异性特征可用于地震裂缝特征的识别(Bachrach等, 2009; Downton和Roure, 2015; 陈怀震等, 2015; Pan

中文引用格式: 潘新朋, 张广智. 2019. 裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝参数贝叶斯地震反演方法. 中国科学: 地球科学, 49: 796–810, doi: 10.1360/N072018-00068

英文引用格式: Pan X, Zhang G. 2019. Bayesian seismic inversion for estimating fluid content and fracture parameters in a gas-saturated fractured porous reservoir. Science China Earth Sciences, 62: 798–811, <https://doi.org/10.1007/s11430-018-9284-2>

等, 2017c; 潘新朋等, 2018b).

目前, 流体识别是油气储层特征描述的热点之一, 地震叠前反演是储层流体识别和评价的有效途径, 而使用地震数据直接估算流体指示因子被认为是流体识别中最为主流的方式(Russell等, 2003, 2011; 宗兆云等, 2012; 印兴耀等, 2013; Zeng等, 2017). 地震岩石物理是地震流体识别的基础, 是搭建储层弹性参数与物性参数的桥梁, 是实现含油气储层流体定量表征的重要发展方向(印兴耀等, 2015). 裂缝岩石物理的研究为利用地震数据进行裂缝储层预测搭建了有效的桥梁(陈怀震等, 2015; 潘新朋等, 2018c). 目前常用的裂缝岩石物理等效模型有Hudson(1981)的裂隙模型、Thomsen(1995)的等径孔隙模型和Schoenberg(1980, 1983)的线性滑动模型. 多位学者也探讨了不同尺度下孔隙流体对地震波频散与衰减特征的影响(Biot, 1956; Dvorkin和Nur, 1993; Parra, 1997; Yang和Zhang, 2000, 2002; Batzle等, 2006; Chapman, 2009; 巴晶, 2010; 唐晓明, 2011; Huang等, 2015; Ba等, 2017). Schoenberg线性滑移模型不需假设裂缝形状及其结构, 其裂缝属性表征参数法向裂缝弱度 Δ_N 强烈依赖裂缝充填流体饱和度, 而切向裂缝弱度 Δ_T 与裂缝充填流体无关, 弱度比 Δ_N/Δ_T 可用于流体指示因子(Schoenberg和Sayers, 1995; Bakulin等, 2000; Shaw和Sen, 2006). 然而, 裂缝弱度同时受裂缝密度的强烈影响, 对流体和裂缝属性的识别产生模糊性. 本文着重于流体与裂缝属性的解耦识别, 提出一种可行的宽方位地震数据纵、横波模量及裂缝准弱度同时估算的方法.

对于各向同性或各向异性孔隙型储层而言, 流体的影响可用Gassmann方程表征, 其将饱和流体岩石模量与孔隙度、干岩石基质及孔隙流体属性相联系(Gassmann, 1951), 而Brown和Korringa(1975)在柔度域中给出了各向异性岩石中流体影响的特征表达式. Thomsen(1995)和Hudson等(2001)基于弱各向异性假设, 在低频条件下使用具体且理想化(硬币型)的裂隙模型和等径孔隙模型量化了流体属性的影响. 近年来, 各向异性Gassmann理论又逐渐成为人们关注的热点. Gurevich(2003)和Sil等(2011)结合各向异性Gassmann方程和线性滑移模型, 推导了HTI介质中饱和流体孔隙岩石弹性特征的闭合表达式, 分析了孔隙度和含水饱和度对地震弹性属性及反射系数的影响. Mavko和Bandyopadhyay(2009)在弱VTI介质中, 推导了正比于

Thomsen弱各向异性参数 δ (Thomsen, 1986)一阶校正的垂直速度近似流体替换方程. Huang等(2015)同样结合各向异性Gassmann方程和线性滑移模型, 推导了HTI介质及正交各向异性介质中的流体替换方程. 然而, 这些方程无法直观地研究饱和和裂缝-孔隙型岩石的弹性属性与地震反射特征之间的关系.

从Gassmann孔隙弹性理论和线性滑移模型出发, 本文首先推导了弱HTI介质裂缝-孔隙型饱和气岩石纵、横波模量, 密度及裂缝弱度表征的线性化纵波反射系数方程. 在此基础上, 提出了新颖的裂缝准弱度表征的EIVOA(elastic impedance variation with offset and azimuth)弹性阻抗参数化方法, 消除了Martins(2006)推导的各向异性弹性阻抗方程中各向异性扰动项的指数表达, 提高了各向异性参数反演的准确性. 为了进一步改善反演稳定性和横向连续性, 结合柯西稀疏约束正则化和低频约束正则化, 提出了贝叶斯框架下的EIVOA反演方法, 最终使用非线性迭代重加权最小二乘策略估算弹性参数及各向异性参数. 模型和实际资料处理证明了提出的裂缝-孔隙型储层中EIVOA方程和反演方法的可行性及稳定性.

2 理论和方法

2.1 基于各向异性Gassmann方程的裂缝-孔隙型含气储层孔隙弹性理论

孔隙弹性理论聚焦于流体属性对孔隙岩石的影响. 对于非裂缝型孔隙岩石而言, Gassmann(1951)和Biot(1956)发展了不依赖于孔隙几何形态的静态或低频Gassmann-Biot孔隙弹性理论, 可用以下方程表征:

$$K_{\text{sat}} = K_{\text{dry}} + \beta_0^2 K_p, \quad \mu_{\text{sat}} = \mu_{\text{dry}}, \quad (1)$$

式中, K_{sat} 和 K_{dry} 分别表示各向同性饱和流体和饱和气体岩石骨架的有效体积模量, μ_{sat} 和 μ_{dry} 分别表示各向同性饱和流体和饱和气体岩石骨架的有效剪切模量, 其不受孔隙流体的影响. $\beta_0 = 1 - K_{\text{dry}}/K_0$ 表示Biot系数, 其中 K_0 表示组成岩石固体颗粒的有效体积模量. $K_p = \left[(1 - K_{\text{dry}}/K_0) - \phi(1 - K_0/K_f) \right]$ 表示各向同性孔隙空间模量, 其中 ϕ 表示孔隙度, K_f 表示孔隙流体有效体积模量, K_{dry} 表示岩石骨架的有效体积模量.

除了各向同性表达式, Gassmann(1951)同样发表了各向异性孔隙岩石的流体替换理论方程. 使用各向异性线性弹性模量 c_{ijkl} 表征, 各向异性Gassmann方程可表达为(Mavko等, 2009):

$$c_{ijkl}^{\text{sat}} = c_{ijkl}^{\text{dry}} + \frac{(K_0 \delta_{ij} - c_{ijaa}^{\text{dry}}/3) / (K_0 \delta_{kl} - c_{bbkl}^{\text{dry}}/3)}{(K_0/K_f)\phi(K_0 - K_f) + (K_0 - c_{ccdd}^{\text{dry}}/9)}, \quad (2)$$

式中, c_{ijkl}^{sat} 和 c_{ijkl}^{dry} 分别表示饱和流体和干(含气)岩石的刚度参数, $\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i=j \\ 0, & i \neq j \end{cases}$ 和 δ_{kl} 表示克罗内克符号.

基于Voigt下标(Shaw和Sen, 2006), 方程(2)可表示为

$$c_{mn}^{\text{dry}}(\text{HTI}) = \begin{bmatrix} M_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) & \lambda_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) & \lambda_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) & M_{\text{dry}}(1 - \chi^2 \Delta_N^{\text{dry}}) & \lambda_{\text{dry}}(1 - \chi \Delta_N^{\text{dry}}) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) & \lambda_{\text{dry}}(1 - \chi \Delta_N^{\text{dry}}) & M_{\text{dry}}(1 - \chi^2 \Delta_N^{\text{dry}}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu(1 - \Delta_T) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu(1 - \Delta_T) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中, M_{dry} 、 μ 和 λ_{dry} 分别表示各向同性背景干岩石的纵、横波模量及第一拉梅常数, $\gamma_{\text{dry}}^2 = \alpha_{\text{dry}}^2 / \beta_{\text{dry}}^2 = M_{\text{dry}} / \mu$ 表示干岩石纵、横波速度比的平方, $\chi = \lambda_{\text{dry}} / M_{\text{dry}} = 1 - 2 / \gamma_{\text{dry}}^2$. $\Delta_N^{\text{dry}} = K_N^{\text{dry}}(\lambda_{\text{dry}} + 2\mu) / [1 + K_N^{\text{dry}}(\lambda_{\text{dry}} + 2\mu)]$ 表示干裂缝岩石的法向弱度, $\Delta_T = K_T \mu / [1 + K_T \mu]$ 表示切向弱度, 与孔隙流体无关, 其中 K_N^{dry} 和 K_T 分别表示干裂缝岩石的法向和切向柔度参数.

将方程(4)带入方程(3)中, 可得

$$\beta_1 = \beta_0 + (K_{\text{dry}} \Delta_N^{\text{dry}}) / K_0, \quad (5a)$$

$$\beta_2 = \beta_3 = \beta_0 + (K_{\text{dry}} \lambda_{\text{dry}} \Delta_N^{\text{dry}}) / (M_{\text{dry}} K_0), \quad (5b)$$

$$\beta_4 = \beta_5 = \beta_6 = 0, \quad (5c)$$

$$K_p^* = \frac{K_0}{1 - \phi - K_{\text{dry}} / K_0 (1 - K_{\text{dry}} \Delta_N^{\text{dry}} / M_{\text{dry}}) + \phi K_0 / K_f}. \quad (5d)$$

$$c_{mn}^{\text{sat}} = c_{mn}^{\text{dry}} + \beta_m \beta_n K_p^*, m, n = 1, 2, \dots, 6, \quad (3)$$

式中, $\beta_m = 1 - \sum_{n=1}^3 c_{mn}^{\text{dry}} / (3K_0)$, 对于各向同性岩石而言,

$\beta_m = \beta_0$ (Gurevich, 2003). $K_p^* = \frac{K_0}{(1 - K^* / K_0) - \phi(1 - K_0 / K_f)}$ 表示为各向异性孔隙空间模

量, 其中, $K^* = \sum_{m=1}^3 \sum_{n=1}^3 c_{mn}^{\text{dry}} / 9$ 表示广义的干岩石体积模量.

各向同性背景介质中发育一组垂直平行裂缝可视作为长波长等效HTI介质, 其干岩石刚度矩阵可表示为(Schoenberg和Sayers, 1995):

由于孔隙流体有效体积模量远小于固体颗粒矿物模, 即 $K_f \ll K_0$ (Mavko等, 2009), 并对岩石骨架与颗粒矿物有效体积模量比值 K_{dry} / K_0 使用Voigt边界条件, 可合理假设(Han和Batzle, 2004):

$$0 \leq 1 - \phi - K_{\text{dry}} / K_0 \ll \phi \times K_0 / K_f. \quad (6)$$

基于弱各向异性假设条件(Thomsen, 1986; Bakulin等, 2000), 即 $0 \leq \Delta_N^{\text{dry}} \ll 1$, 可进一步合理假设:

$$0 \leq 1 - \phi - K_{\text{dry}} / K_0 (1 - K_{\text{dry}} \Delta_N^{\text{dry}} / M_{\text{dry}}) \ll \phi \times K_0 / K_f. \quad (7)$$

因此, 各向异性孔隙空间模量可近似表示为

$$K_p^* \approx K_p \approx K_f / \phi. \quad (8)$$

忽略法向裂缝弱度的二阶项, 饱和流体岩石的有效弹性刚度参数方程(3)可表示为

$$c_{11}^{\text{sat}} \approx M_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) + G_n(\phi)K_f + 2F_n(\phi)K_f \Delta_N^{\text{dry}}, \quad (9a)$$

$$c_{12}^{\text{sat}} = c_{13}^{\text{sat}} \approx \lambda_{\text{dry}}(1 - \Delta_N^{\text{dry}}) + G_n(\phi)K_f + F_n(\phi)K_f(1 + \chi)\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (9b)$$

$$c_{22}^{\text{sat}} = c_{33}^{\text{sat}} \approx M_{\text{dry}}(1 - \chi^2\Delta_N^{\text{dry}}) + G_n(\phi)K_f + 2F_n(\phi)K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (9c)$$

$$c_{23}^{\text{sat}} \approx \lambda_{\text{dry}}(1 - \chi\Delta_N^{\text{dry}}) + G_n(\phi)K_f + 2F_n(\phi)K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (9d)$$

$$c_{44}^{\text{sat}} = \mu, \quad (9e)$$

$$c_{55}^{\text{sat}} = c_{66}^{\text{sat}} = \mu(1 - \Delta_T), \quad (9f)$$

其中, $G_n(\phi) = (1 - K_{\text{dry}}/K_0)^2/\phi$ 和 $F_n(\phi) = (K_{\text{dry}}/K_0)(1 - K_{\text{dry}}/K_0)/\phi$ 表示简化的颗粒函数.

扰动理论是在均匀各向同性背景介质上引入扰动, 现已广泛应用于各向异性介质(Thomsen, 1986). 使用扰动理论, HTI介质饱和岩石的扰动刚度参数可表示为

$$\Delta c_{11}^{\text{sat}} \approx \Delta M_{\text{dry}} - M_{\text{dry}}\delta\Delta_N^{\text{dry}} + \Delta G_n(\phi)K_f + G_n(\phi)\Delta K_f + 2\Delta F_n(\phi)K_f\Delta_N^{\text{dry}} + 2F_n(\phi)\Delta K_f\delta\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (10a)$$

$$\Delta c_{12}^{\text{sat}} = \Delta c_{13}^{\text{sat}} \approx \Delta\lambda_{\text{dry}} - \lambda_{\text{dry}}\delta\Delta_N^{\text{dry}} + \Delta G_n(\phi)K_f + G_n(\phi)\Delta K_f + \Delta F_n(\phi)K_f(1 + \chi)\Delta_N^{\text{dry}} + F_n(\phi)\Delta K_f(1 + \chi)\Delta_N^{\text{dry}} + F_n(\phi)K_f(1 + \chi)\delta\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (10b)$$

$$\Delta c_{22}^{\text{sat}} = \Delta c_{33}^{\text{sat}} \approx \Delta M_{\text{dry}} - \chi^2 M_{\text{dry}}\delta\Delta_N^{\text{dry}} + \Delta G_n(\phi)K_f + G_n(\phi)\Delta K_f + 2\Delta F_n(\phi)K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}} + 2F_n(\phi)\Delta K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}} + 2F_n(\phi)K_f\chi\delta\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (10c)$$

$$\Delta c_{23}^{\text{sat}} \approx \Delta\lambda_{\text{dry}} - \chi\lambda_{\text{dry}}\delta\Delta_N^{\text{dry}} + \Delta G_n(\phi)K_f + G_n(\phi)\Delta K_f + 2\Delta F_n(\phi)K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}} + 2F_n(\phi)\Delta K_f\chi\Delta_N^{\text{dry}} + 2F_n(\phi)K_f\chi\delta\Delta_N^{\text{dry}}, \quad (10d)$$

$$\Delta c_{44}^{\text{sat}} \approx \Delta\mu, \quad (10e)$$

$$\Delta c_{55}^{\text{sat}} = \Delta c_{66}^{\text{sat}} \approx \Delta\mu - \mu\delta\Delta_T, \quad (10f)$$

式中各符号为: 干岩石纵波模量 M_{dry} , 横波模量 μ , 拉梅常数 λ_{dry} , 流体体积模量 K_f , 两个简化的颗粒函数 $G_n(\phi)$ 和 $F_n(\phi)$, 以及法向与切向裂缝弱度参数 Δ_N^{dry} 和 Δ_T 扰动.

扰动刚度参数 $\Delta c_{mn}^{\text{sat}}$ 与干岩石模量、流体体积模量、颗粒函数及裂缝弱度参数线性相关, 量化了含气HTI介质的弹性各向异性属性. 结合扰动刚度矩阵和渐进射线理论(Shaw和Sen, 2004), 可推导近似的纵波地震反射系数, 结合宽方位地震反演, 可用于流体和裂缝属性参数的特征识别.

2.2 裂缝-孔隙型含气储层纵波反射方程推导及其弹性阻抗参数化

基于Born近似和稳相法, HTI介质的纵波反射系数可表示为

$$R_{PP} = \frac{1}{4\rho\cos^2\theta} \left(\Delta\rho\cos 2\theta + \sum_{m=1}^6 \sum_{n=1}^6 \Delta c_{mn}^{\text{sat}} \xi_{mn} \right), \quad (11)$$

式中, θ 表示入射角, ρ 表示均匀各向同性背景介质的密度项, $\Delta c_{mn}^{\text{sat}}$ 表示饱和岩石的扰动刚度参数, ξ_{mn} 与慢度矢量和极化矢量有关(Shaw和Sen, 2006).

为了识别流体和裂缝属性, 结合方程(10a)~(10f), 我们推导了以纵波模量反射系数 $\Delta M_{\text{sat}}/M_{\text{sat}}$ 、横波模量反射系数 $\Delta\mu/\mu$ 、密度反射系数 $\Delta\rho/\rho$ 、裂缝弱度差值 $\delta\Delta_N^{\text{dry}}$ 和 $\delta\Delta_T$ 表征的裂缝-孔隙型含气储层线性化纵波反射系数方程:

$$R_{PP}(\theta, \varphi) = a(\theta)\frac{\Delta M_{\text{sat}}}{M_{\text{sat}}} + b(\theta)\frac{\Delta\mu}{\mu} + c(\theta)\frac{\Delta\rho}{\rho} + d(\theta, \varphi)\delta\Delta_N^{\text{dry}} + e(\theta, \varphi)\delta\Delta_T, \quad (12)$$

式中,

$$\begin{aligned} a(\theta) &= \frac{\sec^2\theta}{4}, \\ b(\theta) &= -\frac{2}{\gamma_{\text{sat}}^2}\sin^2\theta, \\ c(\theta) &= \frac{1}{2} - \frac{\sec^2\theta}{4}, \\ d(\theta, \varphi) &= -\frac{\gamma_{\text{dry}}^2\sec^2\theta}{\gamma_{\text{sat}}^2} \left[\frac{2}{\gamma_{\text{sat}}^2}(\sin^2\theta\cos^2\varphi + \cos^2\theta) - 1 \right]^2, \\ e(\theta, \varphi) &= \frac{1}{\gamma_{\text{sat}}^2}\sin^2\theta\cos^2\varphi(1 - \tan^2\theta\sin^2\varphi). \end{aligned} \quad (13)$$

在方程(12)中, φ 表示方位角, 分母 M_{sat} 表示饱和和流体岩石的纵波模量均值, μ 表示剪切模量的均值, $\gamma_{\text{sat}}^2 = \alpha_{\text{sat}}^2/\beta_{\text{sat}}^2 = M_{\text{sat}}/\mu$ 表示饱和和流体岩石的各向同性背景纵、横波速度比的平方, 其可由测井数据计算,

γ_{dry}^2 可由Russell等(2003)提出的方法计算. 裂缝弱度参数可根据测井数据和岩石物理模型估算, 具体流程可参见张广智等(2013)及Pan等(2017a, 2017b, 2017c)提出的方法. 根据水平界面纵波反射系数与方位各向异性弹性阻抗之间的关系(Connolly, 1999; Martins, 2006), 纵波反射系数方程可表示为

$$R_{PP}(\theta, \varphi) \approx \frac{EI(\theta, \varphi)_{n+1} - EI(\theta, \varphi)_n}{EI(\theta, \varphi)_{n+1} + EI(\theta, \varphi)_n} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta EI(\theta, \varphi)}{EI_0(\theta, \varphi)}, \quad (14)$$

式中, $n+1$ 和 n 分别表示水平界面的上、下两侧, EI 表示弹性阻抗, ΔEI 表示弹性阻抗扰动.

单界面的反射系数方程(14)可扩展为时间连续的反射系数方程(Stolt和Weglein, 1985; Buland和Omre, 2003), 其表示为

$$\begin{aligned} R_{PP}(t, \theta, \varphi) = & \frac{1}{2} a(t, \theta) \frac{\partial}{\partial t} \ln M_{\text{sat}}(t) \\ & + \frac{1}{2} b(t, \theta) \frac{\partial}{\partial t} \ln \mu(t) + \frac{1}{2} c(t, \theta) \frac{\partial}{\partial t} \ln \rho(t) \\ & + \frac{1}{2} d(t, \theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial t} \Delta_N^{\text{dry}}(t) \\ & + \frac{1}{2} e(t, \theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial t} \Delta_T(t) \\ = & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \ln EI(t, \theta, \varphi). \end{aligned} \quad (15)$$

对方程(15)取积分, 可得

$$\begin{aligned} \ln EI(t, \theta, \varphi) = & a(t, \theta) \ln M_{\text{sat}}(t) \\ & + b(t, \theta) \ln \mu(t) + c(t, \theta) \ln \rho(t) \\ & + d(t, \theta, \varphi) \Delta_N^{\text{dry}}(t) + e(t, \theta, \varphi) \Delta_T(t). \end{aligned} \quad (16)$$

因此, 基于纵波和横波模量、密度及裂缝弱度参数, 表征的EIVOA方程可表示为

$$\begin{aligned} EI(\theta, \varphi) = & [M_{\text{sat}}(t)]^{2a(\theta)} [\mu(t)]^{2b(\theta)} [\rho(t)]^{2c(\theta)} \\ & \times \exp[2d(\theta, \varphi) \Delta_N^{\text{dry}}(t) + 2e(\theta, \varphi) \Delta_T(t)]. \end{aligned} \quad (17)$$

对上述方程进行归一化(Whitcombe, 2002), 其最终的归一化EIVOA方程可表示为

$$\begin{aligned} EI(\theta, \varphi) = & EI^{\text{iso}}(\theta) \Delta EI^{\text{ani}}(\theta, \varphi) \\ = & EI_0 \left[\frac{M_{\text{sat}}(t)}{M_0} \right]^{2a(\theta)} \left[\frac{\mu(t)}{\mu_0} \right]^{2b(\theta)} \left[\frac{\rho(t)}{\rho_0} \right]^{2c(\theta)} \\ & \times \exp \left[2d(\theta, \varphi) \frac{\Delta_N^{\text{dry}}(t)}{\Delta_{N0}^{\text{dry}}} + 2e(\theta, \varphi) \frac{\Delta_T(t)}{\Delta_{T0}} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

式中, $EI^{\text{iso}}(\theta)$ 表示背景各向同性弹性阻抗, $\Delta EI^{\text{ani}}(\theta, \varphi)$ 表示各向异性扰动弹性阻抗, 其表示为弱

各向异性属性参数的弹性阻抗方程的指数校正项.

为了消除所推导各向异性弹性阻抗中出现的各向异性扰动项中的指数表达, 提高裂缝弱度反演的准确性, 提出了裂缝弱度新的参数化表达式(Pan等, 2017c), 其表示为

$$\begin{aligned} \Delta_{Nr}^{\text{dry}} = & \frac{1}{1 - \Delta_{N0}^{\text{dry}}} (\Delta_N^{\text{dry}} + 1 - \Delta_{N0}^{\text{dry}}), \\ \Delta_{Tr} = & \frac{1}{1 - \Delta_{T0}} (\Delta_T + 1 - \Delta_{T0}). \end{aligned} \quad (19)$$

方程(11)中, Δ_{N0}^{dry} 和 Δ_{T0} 分别表示上、下层裂缝弱度的均值, Δ_{Nr}^{dry} 和 Δ_{Tr} 表示裂缝弱度新的表达式, 可称为法向和切向裂缝准弱度.

将方程(19)带入方程(12), 并对时间连续的反射系数方程取积分, 可得准弱度参数表征的对数域EIVOA方程:

$$\begin{aligned} \ln EI(t, \theta, \varphi) = & a(t, \theta) \ln M_{\text{sat}}(t) \\ & + b(t, \theta) \ln \mu(t) + c(t, \theta) \ln \rho(t) \\ & + d(t, \theta, \varphi) \ln \Delta_N^{\text{dry}}(t) \\ & + e(t, \theta, \varphi) \ln \Delta_T(t). \end{aligned} \quad (20)$$

同样地, 基于准弱度参数表征的归一化EIVOA方程可最终表示为

$$\begin{aligned} EI(\theta, \varphi) = & EI_0 \left[\frac{M_{\text{sat}}(t)}{M_0} \right]^{2a(\theta)} \left[\frac{\mu(t)}{\mu_0} \right]^{2b(\theta)} \\ & \cdot \left[\frac{\rho(t)}{\rho_0} \right]^{2c(\theta)} \left[\frac{\Delta_N^{\text{dry}}(t)}{\Delta_{N0}^{\text{dry}}} \right]^{2d(\theta, \varphi)} \left[\frac{\Delta_T(t)}{\Delta_{T0}} \right]^{2e(\theta, \varphi)}, \end{aligned} \quad (21)$$

式中, 弱各向异性扰动弹性阻抗项可表示为

$$\Delta EI^{\text{ani}}(\theta, \varphi) = \left[\frac{\Delta_N^{\text{dry}}(t)}{\Delta_{N0}^{\text{dry}}} \right]^{2d(\theta, \varphi)} \left[\frac{\Delta_T(t)}{\Delta_{T0}} \right]^{2e(\theta, \varphi)}. \quad (22)$$

对比方程(18)与(22)可知, 推导的EIVOA方程消除了Martins(2006)推导的各向异性弹性阻抗方程中弱各向异性扰动弹性阻抗项中的指数表达.

2.3 裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝参数贝叶斯地震反演

为了线性反演弹性参数与准弱度参数, 定义 $L_{EI}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \ln EI(\theta, \varphi)$, $L_M = \ln M_{\text{sat}}$, $L_\mu = \ln \mu$, $L_\rho = \ln \rho$, $L_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}} = \ln \Delta_{Nr}^{\text{dry}}$, $L_{\Delta_{Tr}} = \ln \Delta_{Tr}$. 对具有 N 个入射

角、 M 个方位, 且每道 K 个时间采样点的地震数据而

言, 方程(20)的矩阵形式可表示为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{L}_{EI}(\theta_1, \varphi_2) \\ \mathbf{L}_{EI}(\theta_2, \varphi_2) \\ \vdots \\ \mathbf{L}_{EI}(\theta_N, \varphi_M) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}(\theta_1) & \mathbf{B}(\theta_1) & \mathbf{C}(\theta_1) & \mathbf{D}(\theta_1, \varphi_2) & \mathbf{E}(\theta_1, \varphi_2) \\ \mathbf{A}(\theta_2) & \mathbf{B}(\theta_2) & \mathbf{C}(\theta_2) & \mathbf{D}(\theta_2, \varphi_2) & \mathbf{E}(\theta_2, \varphi_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathbf{A}(\theta_N) & \mathbf{B}(\theta_N) & \mathbf{C}(\theta_N) & \mathbf{D}(\theta_N, \varphi_M) & \mathbf{E}(\theta_N, \varphi_M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{L}_M \\ \mathbf{L}_\mu \\ \mathbf{L}_\rho \\ \mathbf{L}_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}} \\ \mathbf{L}_{\Delta_{Tr}} \end{bmatrix}, \quad (23)$$

式中,

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_{EI}(\theta_i, \varphi_j) &= \left[L_{EI}(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_{EI}(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_{EI}(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T, \\ \mathbf{A}(\theta_i) &= \text{diag} \left[a(t_1, \theta_i) \quad a(t_2, \theta_i) \quad \cdots \quad a(t_K, \theta_i) \right]_{K \times K}^T, \\ \mathbf{B}(\theta_i) &= \text{diag} \left[b(t_1, \theta_i) \quad b(t_2, \theta_i) \quad \cdots \quad b(t_K, \theta_i) \right]_{K \times K}^T, \\ \mathbf{C}(\theta_i) &= \text{diag} \left[c(t_1, \theta_i) \quad c(t_2, \theta_i) \quad \cdots \quad c(t_K, \theta_i) \right]_{K \times K}^T, \\ \mathbf{D}(\theta_i, \varphi_j) &= \text{diag} \left[d(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad d(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad d(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times K}^T, \\ \mathbf{E}(\theta_i, \varphi_j) &= \text{diag} \left[e(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad e(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad e(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times K}^T, \\ \mathbf{L}_M &= \left[L_M(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_M(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_M(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T, \\ \mathbf{L}_\mu &= \left[L_\mu(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_\mu(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_\mu(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T, \\ \mathbf{L}_\rho &= \left[L_\rho(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_\rho(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_\rho(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T, \\ \mathbf{L}_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}} &= \left[L_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}}(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}}(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}}(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T, \\ \mathbf{L}_{\Delta_{Tr}} &= \left[L_{\Delta_{Tr}}(t_1, \theta_i, \varphi_j) \quad L_{\Delta_{Tr}}(t_2, \theta_i, \varphi_j) \quad \cdots \quad L_{\Delta_{Tr}}(t_K, \theta_i, \varphi_j) \right]_{K \times 1}^T. \end{aligned} \quad (24)$$

方程(24)中的符号 T 表示矩阵转置. 因此, 方程(21)可表示为矩阵形式

$$\mathbf{D} = \mathbf{G}\mathbf{R}. \quad (25)$$

在本文中, 结合反演的弹性阻抗数据体和任意可获得的先验信息, 在贝叶斯框架中实施弹性反演. 结合柯西先验分布与似然函数的后验概率密度分布可表示为

$$p(\mathbf{R}|\mathbf{D}) \propto \prod_{i=1}^K \left[\frac{1}{1 + \mathbf{R} / \sigma_{\mathbf{R}}^2} \right] \cdot \exp \left[-\frac{(\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R})^T (\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R})}{2\sigma_{\mathbf{D}}^2} \right]. \quad (26)$$

式中, $p(\cdot)$ 表示概率密度函数, $\sigma_{\mathbf{D}}^2$ 和 $\sigma_{\mathbf{R}}^2$ 分别表示数据噪声和模型数据的方差. 经代数运算后, 方程(26)中模型参数的目标函数的最大后验反演解可表示为

$$F(\mathbf{R}) = (\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R})^T (\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R}) + \lambda_{\text{Cauchy}} \sum_{i=1}^K \ln(1 + \mathbf{R}), \quad (27)$$

式中, $F(\cdot)$ 表示目标函数, $\lambda_{\text{Cauchy}} = 2\sigma_{\mathbf{D}}^2 / \sigma_{\mathbf{R}}^2$ 表示柯西正则化参数.

地震数据中的低频信息相对较弱, 很容易被噪声影响, 因此, 添加低频信息正则化项, 以补偿缺失的低频信息, 提高反演结果的稳定性和横向连续性, 因此方

图 1 基于统计子波的合成方位地震道集
(a) 信噪比为10000; (b) 信噪比为5; (c) 信噪比为2

程(27)可进一步表示为

$$F(\mathbf{R}) = (\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R})^T (\mathbf{D} - \mathbf{G}\mathbf{R}) + \lambda_{\text{Cauchy}} \sum_{l=1}^Y \ln(1 + \mathbf{R}) + \Psi, \quad (28)$$

式中,

$$\begin{aligned} \Psi = & \lambda_M \|\mathbf{n}_M - \mathcal{J}\mathbf{L}_M\|_2^2 + \lambda_\mu \|\mathbf{n}_\mu - \mathcal{J}\mathbf{L}_\mu\|_2^2 \\ & + \lambda_\rho \|\mathbf{n}_\rho - \mathcal{J}\mathbf{L}_\rho\|_2^2 + \lambda_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}} \|\mathbf{n}_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}} - \mathcal{J}\mathbf{L}_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}}\|_2^2 \\ & + \lambda_{\Delta_{Tr}} \|\mathbf{n}_{\Delta_{Tr}} - \mathcal{J}\mathbf{L}_{\Delta_{Tr}}\|_2^2, \end{aligned} \quad (29a)$$

$$\mathbf{n}_i = 1/2 \times \ln(\mathbf{L}_i / \mathbf{L}_{i0}), i = M, \mu, \rho, \Delta_{Tr}^{\text{dry}}, \Delta_{Tr}, \quad (29b)$$

方程(29a)中, λ_M 、 λ_μ 、 λ_ρ 、 $\lambda_{\Delta_{Nr}^{\text{dry}}}$ 及 $\lambda_{\Delta_{Tr}}$ 表示纵波和

横波模量、密度及裂缝准弱度参数低频信息项的正则化参数, 可用于控制反演结果的稳定性和横向连续性, $\mathcal{J}$ 表示积分算子矩阵. 方程(29b)中, $\mathbf{L}_{i0}$ 表示从测井数据解释成果中估算的初始对数域纵、横波模量, 密度及裂缝准弱度. 由于柯西稀疏正则化和低频信息正则化的引入, 方程(28)是弱非线性的, 可使用迭代重加权最小二乘算法求解. 经过几步迭代, 可获得合理的反演结果.

3 模型试算与实际资料处理

3.1 模型试算

为了验证弹性模量和裂缝准弱度EIVOA反演方

图2 信噪比为10000:1情况下流体与裂缝属性表征参数EIVOA反演结果

(a) 纵、横波模量及密度弹性参数反演结果; (b) 裂缝准弱度参数反演结果

法的可行性与稳定性, 本文采用实际单井模型进行验证. 基于地震数据提取的零相位统计子波褶积测井数据, 通过褶积模型正演得到4个方位的角度域叠前角度道集. 对合成数据添加不同信噪比的噪音, 生成的观测数据用于弹性模量和裂缝准弱度参数反演测试的验证, 其中图1a~1c分别是合成的不同信噪比的方位地震道集.

图2中黑色曲线为通过测井资料解释结果通过深时转换得到的时间域纵、横波模量及密度弹性参数曲线及裂缝准弱度参数曲线, 其中纵、横波模量及密度测井信息可从测井解释结果中直接获得, 裂缝准弱度信息可通过各向异性岩石物理等效模型获得, 其主要步骤包括岩石基质模量的计算、不含裂缝干骨架模量

的计算、含裂缝干骨架模量的计算, 以及饱和流体裂缝模量的计算(Pan等, 2017c). 图2中绿色曲线为平滑的初始背景模型参数曲线, 红色曲线为EIVOA反演的模型参数结果. 为了获得稳定的反演结果, 本文在反演时采用柯西分布作为待反演模型参数的先验稀疏正则化约束项, 并采用平滑初始模型作为低频信息正则化约束项, 以提高EIVOA反演的稳定性.

图2~4分别是信噪比为10000:1、5:1和2:1情况下的EIVOA反演结果. 对反演结果分析可得, 在信噪比较高情况下, 即使初始模型及其平滑, 也能获得很好地模型参数反演结果, 其相对误差(真实值与模型值的差相对真实值的变化)在5%以内, 验证了方法的可行性. 当信噪比降低时, 模型参数的反演精度下降, 但反

图3 信噪比为5:1情况下流体与裂缝属性表征参数EIVOA反演结果
(a) 纵、横波模量及密度弹性参数反演结果; (b) 裂缝准弱度参数反演结果

图4 信噪比为2:1情况下流体与裂缝属性表征参数EIVOA反演结果
(a) 纵、横波模量及密度弹性参数反演结果; (b) 裂缝准弱度参数反演结果

演结果与测井真实值吻合较好, 验证了方法的抗噪性。然而, 密度反演结果的精度相较纵、横波模量反演结果较差。

3.2 实际资料处理

由于弹性阻抗反演在抗噪能力方面比AVO方法具有优势, 本文选用我国西南某勘探工区的不同方位的叠前地震道集, 对目的层弹性参数与裂缝参数进行EIVOA反演, 识别地下含气储层的位置, 描述地下裂缝发育特征。目的层为裂缝-孔隙型含气储层, 主要岩性为灰色白云岩。反演处理之前, 要对叠前地震道集进行保幅处理, 包括精细的波前扩散补偿、震源组合与检波器组合效应的校正、反Q滤波、地表一致性

处理(包括地表一致性反褶积、地表一致性振幅校正和地表一致性静校正)、叠前去噪处理、叠前剩余振幅补偿、精细的初至切除等, 且在划分方位时保证每个方位具有足够的覆盖次数以保证分方位地震数据的信噪比, 同时保证各个方位覆盖的次数应尽可能均匀。

为了进一步提高分方位数据的信噪比, 对不同方位的地震数据进行叠加。由于弹性阻抗是入射角的函数, 为了将弹性阻抗与地震数据联系起来, 叠加数据体必须是角叠加的一些形式, 而不是一个常偏移距的叠加形式。所以, 在进行弹性阻抗反演之前需通过建立角度道而将地震数据的偏移距数据体转化为角度体数据, 即部分角道集叠加。图5是方位中心角分别是

图5 不同方位的小、中、大角度部分叠加地震道集剖面

(a) 方位一角度部分叠加剖面; (b) 方位二角度部分叠加剖面; (c) 方位三角度部分叠加剖面; (d) 方位四角度部分叠加剖面

22.5°、67.5°、112.5°和157.5°的方位叠加地震道集, 其平均入射角分别为5°(0°~10°叠加)、15°(10°~20°叠加)和25°(20°~30°叠加)。图中黑色实线为井A和井B所在的位置。

不同方位弹性阻抗反演流程可描述为波阻抗反演的再继续, 对每个方位、每个角度体数据的反演均可看作是波阻抗反演的再现。不同方位弹性阻抗的反演流程主要包括不同方位角度道集的处理、测井数据的处理、不同方位角度子波的提取, 以及不同方位弹性

阻抗体的反演。本文使用基于地质和测井曲线约束的约束稀疏脉冲反演方法反演不同方位各角度数据体。图6展示的是4个方位、3个角度的弹性阻抗反演剖面结果, 反演结果表明, 由于分方位地震数据体具有很高的信噪比, 不同方位的弹性阻抗反演精度较高, 为含气储层流体与裂缝参数的EIVOA反演奠定了很好的数据基础。

为了建立反演参数的初始模型, 图7中井A经岩石物理等效模型估算的纵、横波模量, 密度及裂缝准弱

图 6 不同方位的小、中、大角度弹性阻抗反演结果剖面

(a) 方位一角度部分叠加剖面; (b) 方位二角度部分叠加剖面; (c) 方位三角度部分叠加剖面; (d) 方位四角度部分叠加剖面

度参数曲线平滑用于参数初始模型的建立, 并采用建立的平滑初始模型作为低频信息正则化约束项, 以提高EIVOA反演的稳定性, 其中红色虚线椭圆表示裂缝-孔隙型气藏发育区域. 井B不参与初始模型的建立, 其红色矩形表示优质产气区域, 用于验证反演结果的可行性与合理性. 对反演的不同方位弹性阻抗数据体进行EIVOA反演, 图7是纵波模量、横波模量及密度反演结果, 图8是裂缝准弱度参数反演结果, 其中白色曲

线为相应参数的测井曲线. 从实际资料处理结果可知, 井A处气藏发育区纵波模量及密度参数均呈现明显的低值异常响应, 横波模量异常响应不明显, 而裂缝准弱度参数呈现明显的高值异常响应, 与成像测井裂缝发育解释位置一致. 井B优质气藏区域同样显示低值弹性模量响应及高值准弱度参数响应, 与实际钻遇高产气层结果相吻合, 验证了该方法在实际资料中的可行性和有效性.

图7 弹性模量EIVOA反演结果剖面

(a) 纵波模量 M_{sa} 反演剖面; (b) 横波模量 μ 反演剖面; (c) 密度 ρ 反演剖面

图8 干裂缝准弱度参数EIVOA反演结果剖面

(a) 法向裂缝准弱度 Δ_{Nr}^{dry} 反演剖面; (b) 切向裂缝准弱度 Δ_{Tr} 反演剖面

4 讨论与认识

本文的方法旨在从宽方位地震反射数据中直接同时估算裂缝-孔隙型含气储层流体属性(包括纵、横波模量)和裂缝属性(包括法向和切向裂缝准弱度)。结合各向异性Gassmann孔隙弹性理论和线性滑移模型,推导了以纵、横波模量,密度及裂缝弱度表征新颖的纵波反射系数方程,解耦了流体与裂缝参数对地震反射特征的影响。基于裂缝准弱度参数,消除各向异性弹

性阻抗方程中裂缝存在所产生的各向异性扰动弹性阻抗指数表达。在此基础上,推导相应的EIVOA方程,并基于柯西稀疏约束与低频约束正则化实施贝叶斯地震反演,合理、可靠地估算裂缝-孔隙型含气储层流体与裂缝属性表征参数。

参考文献

- 巴晶. 2010. 双重孔隙介质波传播理论与地震响应实验分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 40: 1398–1409
- 陈怀震, 印兴耀, 高建虎, 刘炳杨, 张广智. 2015. 基于等效各向异性 and 流体替换的地下裂缝地震预测方法. 中国科学: 地球科学, 45: 589–600
- 刘福平, 孟宪军, 王玉梅, 慎国强, 杨长春. 2010. 反演纵横波速度的 Jacobian矩阵及精确计算方法. 中国科学: 地球科学, 40: 1608–1616
- 潘新朋, 张广智, 印兴耀. 2018a. 非均匀正交各向异性特征参数地震散射反演方法研究. 地球物理学报, 61: 267–283
- 潘新朋, 张广智, 印兴耀. 2018b. 岩石物理驱动的储层裂缝参数与物性参数概率地震反演方法. 地球物理学报, 61: 683–696
- 潘新朋, 张广智, 印兴耀. 2018c. 岩石物理驱动的正交各向异性方位叠前地震反演方法. 中国科学: 地球科学, 48: 299–314
- 唐晓明. 2011. 含孔隙、裂隙介质弹性波动的统一理论——Biot理论的推广. 中国科学: 地球科学, 41: 784–795
- 印兴耀, 宗兆云, 吴国忱. 2013. 非均匀介质孔隙流体参数地震散射波反演. 中国科学: 地球科学, 43: 1934–1942
- 印兴耀, 宗兆云, 吴国忱. 2015. 岩石物理驱动下地震流体识别研究. 中国科学: 地球科学, 45: 8–21
- 张广智, 陈怀震, 王琪, 印兴耀. 2013. 基于碳酸盐岩裂缝岩石物理模型的横波速度和各向异性参数预测. 地球物理学报, 56: 1707–1715
- 宗兆云, 印兴耀, 吴国忱. 2012. 基于叠前地震纵横波模量直接反演的流体检测方法. 地球物理学报, 55: 284–292
- Ba J, Xu W, Fu L Y, Carcione J M, Zhang L. 2017. Rock anelasticity due to patchy saturation and fabric heterogeneity: A double double-porosity model of wave propagation. *J Geophys Res-Solid Earth*, 118: 1949–1976
- Bachrach R, Sengupta M, Salama A, Miller P. 2009. Reconstruction of the layer anisotropic elastic parameters and high-resolution fracture characterization from P-wave data: A case study using seismic inversion and Bayesian rock physics parameter estimation. *Geophys Prospect*, 57: 253–262
- Bakulin A, Grechka V, Tsvankin I. 2000. Estimation of fracture parameters from reflection seismic data—Part I: HTI model due to a single fracture set. *Geophysics*, 65: 1788–1802

- Batzle M L, Han D H, Hofmann R. 2006. Fluid mobility and frequency-dependent seismic velocity—Direct measurements. *Geophysics*, 71: 1–9
- Biot M A. 1956. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid—I. Low-frequency range. *J Acoust Soc Am*, 28: 168–178
- Brown R J S, Korrington J. 1975. On the dependence of the elastic properties of a porous rock on the compressibility of the pore fluid. *Geophysics*, 40: 608–616
- Buland A, Omre H. 2003. Bayesian linearized AVO inversion. *Geophysics*, 68: 185–198
- Chapman M. 2009. Modeling the effect of multiple sets of mesoscale fractures in porous rock on frequency-dependent anisotropy. *Geophysics*, 74: D97–D103
- Connolly P. 1999. Elastic impedance. *Leading Edge*, 18: 438–452
- Downton J E, Roure B. 2015. Interpreting azimuthal Fourier coefficients for anisotropic and fracture parameters. *Interpretation*, 3: ST9–ST27
- Dvorkin J, Nur A. 1993. Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms. *Geophysics*, 58: 524–533
- Gassmann F. 1951. Über die elastizität poröser medien. *Vier der Natur Gesellschaft Zürich*, 96: 1–23
- Grana D, Della Rossa E. 2010. Probabilistic petrophysical-properties estimation integrating statistical rock physics with seismic inversion. *Geophysics*, 75: 21–37
- Gurevich B. 2003. Elastic properties of saturated porous rocks with aligned fractures. *J Appl Geophys*, 54: 203–218
- Han D H, Batzle M L. 2004. Gassmann's equation and fluid-saturation effects on seismic velocities. *Geophysics*, 69: 398–405
- Huang L, Stewart R R, Sil S, Dyaar N. 2015. Fluid substitution effects on seismic anisotropy. *J Geophys Res-Solid Earth*, 120: 850–863
- Hudson J A. 1981. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys J Int*, 64: 133–150
- Hudson J A, Pointer T, Liu E. 2001. Effective-medium theories for fluid-saturated materials with aligned cracks. *Geophys Prospect*, 49: 509–522
- Liu E, Martinez A. 2012. Seismic Fracture Characterization. Netherlands: EAGE Publication
- Martins J L. 2006. Elastic impedance in weakly anisotropic media. *Geophysics*, 71: D73–D83
- Mavko G, Bandyopadhyay K. 2009. Approximate fluid substitution for vertical velocities in weakly anisotropic VTI rocks. *Geophysics*, 74: D1–D6
- Mavko G, Mukerji T, Dvorkin J. 2009. The Rock Physics Handbook. Cambridge: Cambridge University Press
- Pan X, Zhang G, Chen H, Yin X. 2017a. MCMC-based nonlinear EIVAZ inversion driven by rock physics. *J Geophys Eng*, 14: 368–379
- Pan X, Zhang G, Chen H, Yin X. 2017b. MCMC-based AVAZ direct inversion for fracture weaknesses. *J Appl Geophys*, 138: 50–61
- Pan X, Zhang G, Yin X. 2017c. Azimuthally anisotropic elastic impedance inversion for fluid indicator driven by rock physics. *Geophysics*, 82: C211–C227
- Pan X, Zhang G. 2018. Model parameterization and PP-wave amplitude versus angle and azimuth (AVAZ) direct inversion for fracture quasi-weaknesses in weakly anisotropic elastic media. *Surv Geophys*, 39: 937–964
- Parra J O. 1997. The transversely isotropic poroelastic wave equation including the Biot and the squirt mechanisms: Theory and application. *Geophysics*, 62: 309–318
- Rüger A. 1997. P-wave reflection coefficients for transversely isotropic models with vertical and horizontal axis of symmetry. *Geophysics*, 62: 713–722
- Russell B H, Hedlin K, Hilterman F J, Lines L R. 2003. Fluid-property discrimination with AVO: A Biot-Gassmann perspective. *Geophysics*, 68: 29–39
- Russell B H, Gray D, Hampson D P. 2011. Linearized AVO and poroelasticity. *Geophysics*, 76: C19–C29
- Schoenberg M. 1980. Elastic wave behavior across linear slip interfaces. *J Acoust Soc Am*, 68: 1516–1521
- Schoenberg M. 1983. Reflection of elastic waves from periodically stratified media with interfacial slip. *Geophys Prospect*, 31: 265–292
- Schoenberg M, Sayers C M. 1995. Seismic anisotropy of fractured rock. *Geophysics*, 60: 204–211
- Shaw R K, Sen M K. 2004. Born integral, stationary phase and linearized reflection coefficients in weak anisotropic media. *Geophys J Int*, 158: 225–238
- Shaw R K, Sen M K. 2006. Use of AVOA data to estimate fluid indicator in a vertically fractured medium. *Geophysics*, 71: 15–24
- Sil S, Sen M K, Gurevich B. 2011. Analysis of fluid substitution in a porous and fractured medium. *Geophysics*, 76: WA157–WA166
- Stolt R H, Weglein A B. 1985. Migration and inversion of seismic data. *Geophysics*, 50: 2458–2472
- Thomsen L. 1986. Weak elastic anisotropy. *Geophysics*, 51: 1954–1966
- Thomsen L. 1995. Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rock I. *Geophys Prospect*, 43: 805–829
- Thomsen L. 2002. Understanding seismic anisotropy in exploration and exploitation. SEG 2010 Distinguished Instructor Short Course
- Whitcombe D N. 2002. Elastic impedance normalization. *Geophysics*, 67: 60–62
- Yang D H, Zhang Z J. 2000. Effects of the Biot and the Squirt-flow

- coupling interaction on anisotropic elastic waves. *Chin Sci Bull*, 45: 2130–2138
- Yang D H, Zhang Z J. 2002. Poroelastic wave equation including the Biot/Squirt mechanism and the solid/fluid coupling anisotropy. *Wave Motion*, 35: 223–245
- Zeng Q, Guo Y, Jiang R, Ba J, Ma H, Liu J. 2017. Fluid sensitivity of rock physics parameters in reservoirs: Quantitative analysis. *J Seismic Explor*, 26: 125–140

(责任编辑: 杨顶辉)