

高静怀,杨森林,王大兴. 利用 VSP 资料直达波的包络峰值处瞬时频率提取介质品质因子. 地球物理学报, 2008, 51(3):853~861

Gao J H, Yang S L, Wang D X. Quality factor extraction using instantaneous frequency at envelope peak of direct waves of VSP data. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, 51(3):853~861

利用 VSP 资料直达波的包络峰值处 瞬时频率提取介质品质因子

高静怀¹, 杨森林¹, 王大兴^{1,2}

1 西安交通大学电子与信息工程学院波动与信息研究所, 西安 710049

2 中国石油长庆油田分公司勘探开发研究院, 西安 710021

摘 要 本文采用一个具有 4 个待定参数的函数去逼近震源子波, 利用黏弹介质中单程波传播理论推导出了地震子波包络峰值处瞬时频率(EPIF)和品质因子之间的解析关系; 同时, 为提高瞬时频率的估计精度和抗噪性能, 在小波域中发展了一种计算瞬时频率的方法, 并在此基础上提出了估算 VSP 资料 Q 值的方法, 简称小波域包络峰值处瞬时频率法(WEPIF). 合成的 VSP 数据衰减估计结果表明, 与对数谱比法和中心频率偏移法相比较, WEPIF 法受到界面反射波影响相对较小、计算结果稳定、精度相对较高. 将 WEPIF 法用于某气田的单炮零偏 6 级 VSP 资料 Q 值估计, 结果表明, 吸收强弱与储层含气性高低有良好的对应关系.

关键词 衰减, 品质因子, 瞬时频率, 小波变换, 包络峰值处瞬时频率

文章编号 0001-5733(2008)03-0853-09

中图分类号 P631

收稿日期 2007-08-22, 2008-02-28 收修定稿

Quality factor extraction using instantaneous frequency at envelope peak of direct waves of VSP data

GAO Jing-Huai¹, YANG Sen-Lin¹, WANG Da-Xing^{1,2}

1 *Wave and Information Institute, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

2 *Research Institute of E & D, Changqing Oil-Field Company of CNPC, Xi'an 710021, China*

Abstract In the work, employing a function with four undetermined parameters to model the source wavelet, an analytical relation between Q-factor and envelope peak instantaneous frequency (EPIF) is derived from the theory of one-way waves propagating in an anelastic medium; at the same time, a method for extracting instantaneous frequency (IF) in wavelet domain is developed for improving the precision and anti-noise performance of IF estimation, and based on these, a method called EPIF in wavelet domain (WEPIF) is proposed for estimating Q-factor of VSP data. Test of synthetic zero-offset VSP data indicates that, comparing with logarithm spectral ratio method and centroid frequency shift method, WEPIF method is more stable and precise, and less sensitive to interface reflection waves. The Q-factors of single-shot zero-offset VSP data of 6-series from a certain gas field is estimated by WEPIF method, and the result shows that the extent of absorption corresponds well to the gas saturation of reservoirs.

Keywords Attenuation, Quality-factor, Instantaneous frequency (IF), Wavelet transform, Envelope peak instantaneous frequency (EPIF)

基金项目 国家 863 计划项目(2006AA09A102)和国家自然科学基金重点项目(41070424)资助.

作者简介 高静怀,男,1960年生,教授,博士生导师,1997年获西安交通大学博士学位.主要从事复杂介质中地震波传播与成像及地震资料处理的理论与方法等研究. E-mail: jhgao@mail. xjtu. edu. cn

1 引言

地震波在地层中传播时,因波动能量被介质吸收,致使产生波的衰减和频散^[1~3].地震波的衰减通常用品质因子 Q 来度量.实验室和实际数据测量结果皆已表明,品质因子与岩石物性、流体类型及流体饱和度等因素有关^[4, 5].因此,品质因子可作为油气储层识别和烃类检测的一个判断标志^[6, 7].另外,品质因子对更好地解释 AVO 效应、提高地震视分辨率以及时移地震中检测和监视流体储层等也都有重要意义^[8, 9].

对于地层衰减参数估计,前人提出了多种方法.在时间域中一般用脉冲幅度衰减^[10]、脉冲上升时间^[11]和脉冲展宽^[12]等途径来计算 Q 值.这些方法都需要利用脉冲幅度,然而地震脉冲的幅度信息经常受到散射、几何扩散及其他因素的影响,导致这些时间域方法估计的 Q 值精度降低.频率域中衰减估计方法通常有对数谱比法(LSR)^[13, 14]、中心频率偏移法(CFS)^[15]和峰值频率偏移法^[16]等,这些方法首先要用一个时间窗去截取一段地震记录,然后计算截取地震记录的 Fourier 谱,一旦时间窗的类型和长度选择不合适就可能使谱估计不准确,势必将影响品质因子估计精度.

Mathneey 和 Nowack^[17]提出了瞬时频率匹配法,即采用一个迭代过程修改因果衰减算子^[18],使该算子作用于基准脉冲后的包络峰值处的加权瞬时频率和目标脉冲包络峰值处的加权瞬时频率最接近,由此反演出介质的品质因子,他们用此方法估计了地壳绕射地震资料的衰减;Dasios 等^[19]用瞬时频率匹配法估计了全波列声波测井记录的衰减.这种方法克服了对数谱比法的一些缺点,比如不需要选择可变的频带范围等.但该方法需要利用 Hilbert 变换法计算瞬时频率,而且还要用复杂的迭代过程来匹配瞬时频率.众所周知,Hilbert 变换对噪声敏感,因此瞬时频率匹配法在含噪地震信号中使用受到限制. Barnes^[20]假设震源子波为理想的带通子波,给出了一个瞬时频率和 Q 值以及传输时间的关系,但由于实际震源子波和理想带通子波差异较大,所以这类方法尚需深化.

借鉴 Barnes 的研究,本文提出了一种利用包络峰值处瞬时频率(EPIF)估计 VSP 资料 Q 值的方法.假设震源子波可以用具有 4 个待定参数的常相位子波来渐近逼近,借助于黏弹介质中的单程波传

播理论,本文推导出了沿传输路径上子波的 EPIF 和 Q 值的关系.进而,为提高瞬时频率的估计精度和抗噪性能,文中还在小波域中发展了一种高精度地计算瞬时频率的方法.在此基础上提出了 WEPIF 衰减估计方法和实现步骤,并用合成数据和实际零偏多级 VSP 资料对 WEPIF 方法进行了检验.

2 Q 值和 EPIF 变化的关系

在水平层状黏弹介质中,设各层的 Q 值为常数(即 Q 值和频率无关),只考虑平面波的单程波传播(不考虑反射波),则位于地表处的震源子波传到深度 z 处时其频率表达式为^[14, 18]

$$\hat{U}(\omega, z) = G\hat{U}(\omega, 0)\exp\left[-\frac{i\omega z}{c(\omega)} - \frac{\omega z}{2Qc(\omega)}\right], \quad (1)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$, ω 为角频率, z 为传输距离, G 为独立于频率和吸收的因子(包含几何扩散在内), $c(\omega)$ 为相速度, $\hat{U}(\omega, 0)$ 为震源子波的频域表达式.假设震源子波可以用如下子波渐近逼近:

$$u(t, 0) = A\left(\frac{\delta^2}{\pi}\right)^{1/4}\exp[i(\sigma t + \varphi) - (\delta t)^2/2], \quad (2)$$

其中 σ 为调制频率, δ 为子波的能量衰减因子, A 和 φ 分别为振幅和相位常数.因为式(2)中的子波有 4 个待定参数($A, \varphi, \sigma, \delta$),所以它比 Ricker 子波、带通子波或者理想脉冲信号等能够更好地逼近实际的震源子波^[16, 20, 21].在式(2)两边作 Fourier 变换得

$$\hat{U}(\omega, 0) = A\left(\frac{4\pi}{\delta^2}\right)^{1/4}\exp\left[-\frac{(\omega - \sigma)^2}{2\delta^2} + i\varphi\right]. \quad (3)$$

根据 Barends^[22]的定义,式(3)为一个常相位子波.尽管常相位子波是物理不可实现的非因果信号;但是满足因果性的实际震源子波可以通过适当的相位旋转算子变为常相位子波^[22, 23].如果忽略速度频散,即 $c(\omega) = c$,并把式(3)代入式(1)可得

$$\hat{U}(\omega, z) = AG\left(\frac{4\pi}{\delta^2}\right)^{1/4} \times \exp\left[-\frac{(\omega - \sigma)^2}{2\delta^2} - \frac{\omega z}{2Qc} + i\left(\varphi - \frac{\omega z}{c}\right)\right]. \quad (4)$$

为了建立 EPIF 和 Q 值之间的联系,首先讨论地震子波的 EPIF. Barends^[22]及 Sheriff^[24]指出,一个常相位子波在品质因子为 Q 的均匀黏弹介质中,传播时间 τ 之后其 EPIF 等于以其 Fourier 振幅谱为权系数的加权平均频率,即

$$f_p(\tau) = \frac{\int_0^\infty fA(\tau, f)df}{\int_0^\infty A(\tau, f)df}, \quad (5)$$

其中 f 为频率, $\tau = \frac{z}{c}$, $A(\tau, f)$ 和 $f_p(\tau)$ 分别为传播时间 τ 后的振幅谱和 EPIF. 将式(3)代入式(5)可得震源处子波的 EPIF 为(推导见附录)

$$f_p(0) = \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{2\pi^2} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right] df}. \quad (6)$$

同样,将式(4)代入式(5)可得传播时间 τ 之后子波的 EPIF 为(推导见附录)

$$f_p(\tau) = \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}\right) + \frac{\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{2\pi^2} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}\right)^2\right]}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}\right)^2\right] df}. \quad (7)$$

为化简式(7),先讨论 $\frac{\sigma}{2\pi}$ 和 $\frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}$ 的大小. 首先,

地震子波的主频 $\frac{\sigma}{2\pi}$ 一般为 30~80 Hz 范围. 其次, VSP 资料相邻检波器间距为 5~20 m, 在目的层处地震波速度约为 2~8 km/s, 因此走时 τ 一般为 10^{-3} 量级. 进而, 地震子波能量衰减因子 δ 一般为 10^1 量级(例如, 对于 50 Hz 的 Ricker 子波, 用常相位子波逼近时, $\delta \approx 48$). 另外, Aki 和 Richards 指出^[18], 在黏弹性介质中一般有 $Q \gg 1$; Waters^[25] 给出, 含气砂岩的 Q 值约为 5~50, 沉积岩的 Q 值约为 20~150, 火成岩的 Q 值为 75~150. 总之, 对于上述岩性, 容易估计出 $\frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}$ 为 10^{-2} 量级, 所以有 $\frac{\sigma}{2\pi} \gg \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}$. 因此, 对于式(7)右边分式项忽略 $\frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}$, 则式(7)可以近似为

$$f_p(\tau) = \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}\right) + \frac{\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{2\pi^2} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right] df}, \quad (8)$$

用式(6)减去式(8)得

$$f_p(0) - f_p(\tau) \approx \frac{\tau\delta^2}{4\pi Q}, \quad (9)$$

整理后得

$$Q \doteq \frac{(4\pi)^{-1} \delta^2 \tau}{f_p(0) - f_p(\tau)}. \quad (10)$$

式(10)表明 Q 值与 EPIF 的变化、传播时间及子波能量衰减因子有关, 它为我们提供了一个估计

衰减或吸收的新途径. 若在某一传输时间内 EPIF 的变化较大, 则相应地层中衰减或吸收较强; 反之则衰减或吸收较弱. 要利用式(10)估计衰减, 就需要已知传输时间、子波能量衰减因子以及 EPIF. 对于子波能量衰减因子, 由式(3)可得

$$\delta \approx (2\pi)^{-1/2} A_m^{-1} \int_0^\infty A(\omega) d\omega, \quad (11)$$

其中 $A(\omega)$ 为震源子波的振幅谱, A_m 为 $A(\omega)$ 的最大值; 传输时间可由地震子波的到达时之差来确定; 而关键在于 EPIF 的估计. 一般用 Hilbert 变换方法来计算信号的瞬时频率, 众所周知, 基于 Hilbert 变换计算瞬时频率对噪声敏感^[26~28]. 为了高精度地计算瞬时频率, 在小波域中发展了一种瞬时频率的计算方法.

3 小波域计算瞬时频率

一个实信号的连续小波变换是用解析函数族

$$g_{a,b}(t) = \frac{1}{a} g\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad (12)$$

定义一个可逆积分变换

$$Wf(a,b) = \int_{-\infty}^\infty s(t) \bar{g}_{a,b}(t) dt, \quad (13)$$

其中 $g_{a,b}(t)$ 称为小波函数族, $\bar{g}(t)$ 为 $g(t)$ 的复共轭, 实参数 a ($a > 0$) 和 b 分别为尺度因子和平移因子, 核函数 $g(t)$ 应该绝对可积和平方可积, 并且要满足容许性条件

$$\int_{-\infty}^\infty |\hat{g}(\omega)|^2 \omega^{-1} d\omega < \infty, \quad (14)$$

其中 $\hat{g}(\omega)$ 为 $g(t)$ 的 Fourier 变换. 用 $\hat{g}_R(\omega)$ 表示 $\hat{g}(\omega)$ 的实部. 如果解析子波 $g(t)$ 的实部为偶函数并且 $C_g = \int_0^\infty \hat{g}_R(\omega) \omega^{-1} d\omega$ ($0 < C_g < \infty$) 成立, 则对任意能量有限的实信号 $s(t)$ 有^[27]

$$C_g^{-1} \int_\Omega Wf(t,a) a^{-1} da = s(t) + iH[s(t)], \quad (15)$$

式(11)中

$$H[s(t)] = \text{Im}\left[C_g^{-1} \int_\Omega Wf(t,a) a^{-1} da\right] \quad (16)$$

为 $s(t)$ 对应的解析信号, $\text{Im}(\cdot)$ 表示取虚部, Ω 为有效信号能量在时-频域的分布区域. 要获得较高的时-频分辨率, 关键在于选择核函数使其能很好地匹配待分析的地震信号. 文中我们选择修正后的 Morlet 小波:

$$g(t) = \exp[imt - v^2 t^2 / 2], \quad (17)$$

其中 m 为调制频率且 $m > 6$, v 为其衰减常数. 只

要 $m^2/(4v^2)$ 足够大, 则 $g(t)$ 近似为解析的小波并且满足式(15). 如果 $g(t)$ 为紧支集小波, 可以用式(16)不带截断误差地得到任何实信号的解析部分; 相应地, 当 $g(t)$ 不是紧支集小波时, 由于子波在远离其中心处以 $e^{-(vt)^2/2}$ 的速率快速衰减, 所以式(16)能给出比用 Hilbert 变换更精确的解析结果 (Hilbert 变换的滤波因子为 $1/t$). 利用小波变换, 可得瞬时频率的估计式为

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{s(t) \frac{dH[s(t)]}{dt} - H[s(t)] \frac{ds(t)}{dt}}{e(t) + \epsilon e_m}, \quad (18)$$

其中 $e(t) = s^2(t) + H^2[s(t)]$, $e_m = \max(e(t))$, $\epsilon (0 < \epsilon \leq 1)$ 为阻尼系数. 为了进一步稳定瞬时频率的估计, 瞬时频率一般用地震信号包络进行加权^[28]:

$$f_w(t) = \frac{\int_{t-T}^{t+T} f(t') W(t') dt'}{\int_{t-T}^{t+T} W(t') dt'}, \quad (19)$$

其中 $W(t)$ 为包络幅度的平方, $2T+1$ 为加权的窗长度. 采用地震子波加权 EPIF 近似其 EPIF, 式(10)变为

$$Q = \frac{c_\epsilon (4\pi)^{-1} \delta^2 \tau}{f_{wp}(0) - f_{wp}(\tau)}. \quad (20)$$

其中 $f_{wp}(0)$ 为震源子波的加权 EPIF, $f_{wp}(\tau)$ 为传输时间 τ 后的加权 EPIF, c_ϵ 为阻尼修正系数, 用于补偿计算瞬时频率时引进阻尼系数 ϵ 可能使 Q 值发生的漂移. (20) 式这种吸收或衰减估计方法称为小波域包络峰值瞬时频率法, 简记为 WEPIF.

4 计算步骤

将 WEPIF 法用于 VSP 资料的 Q 值估计, 其实现步骤如下:

- 步骤 1 以检波器间距为厚度把介质分成若干“小薄板 (slab)”;
- 步骤 2 用常相位子波逼近第一个薄板上界面处的直达波, 用式(11)确定其能量衰减因子 δ ;
- 步骤 3 计算直达波在薄板中的走时 τ ;
- 步骤 4 在小波域分别计算薄板上下界面处直达波的加权 EPIF, 再计算加权 EPIF 的变化 $f_{wp}(0) - f_{wp}(\tau)$;
- 步骤 5 用式(20)计算薄板的 Q 值;
- 步骤 6 重复步骤 2~5, 依次计算其他薄板的衰减参数.

5 数值仿真结果

5.1 合成 VSP 资料

首先用一个零偏 VSP 观测系统下的合成资料来检验文中所提方法的有效性. 图 1a 为 P 波的速度, 图 1b 为介质的理论 Q 值. 正演 VSP 资料时, 震源采用位于地表面处 50 Hz 的常相位子波, 用 100 个间距为 5 m 的检波器进行接收, 采样速率为 2 ms. VSP 资料的正演采用 Ganley^[29] 提出的算法, 正演的零偏移距 VSP 资料如图 2 所示 (采用单道动平衡方式显示). 为对比起见, 我们采用了 LSR、CFS、

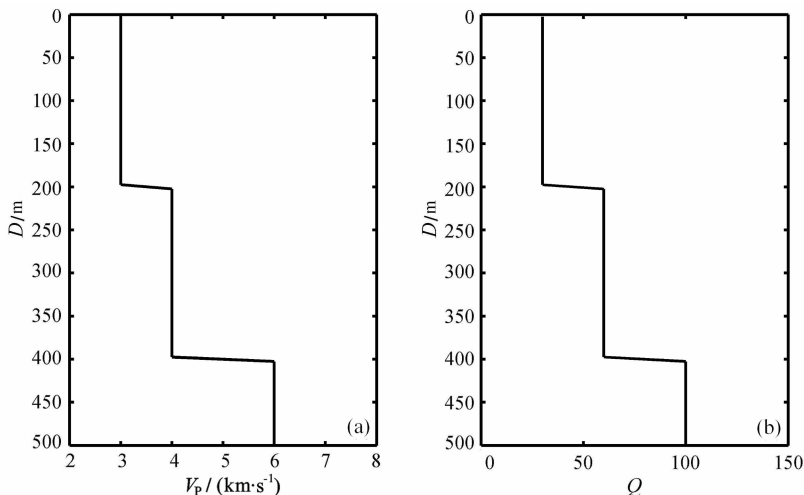


图 1 3 层介质模型的 P 波速度 (a) 和 Q 值 (b)

Fig. 1 The P-wave velocity (a) and Q -factors (b) of 3-layer medium

Hilbert 变换 EPIF 法(HEPIF)以及 WEPIF 等方法来估计衰减. 首先加海宁窗分离直达波,再用 Fourier 变换计算分离信号的振幅谱,然后用 LSR 和 CFS 估计品质因子(图 3a, 3b). 用 HEPIF 得到相邻道的加权 EPIF 的变化和 Q 值分别见图 4a 和 4b;用 WEPIF 得到相邻道的加权 EPIF 的变化和 Q 值分别如图 4c 和 4d 所示. 在反射界面处,反射波严重叠加致使几种方法估计的 Q 值都不准确;在反射界面附近,反射波叠加不严重时,其他方法估计的 Q 值不准确,而 WEPIF 方法能准确估计 Q 值. 比较这些方法估计的 Q 值误差较大的深度范围,LSR 法和 CFS 法为 95~205 m 和 245~405 m,HEPIF 法为 110~205 m 和 250~405 m,WEPIF 法为 145~205 m 和 295~405 m. 与 LSR 法及 CFS 法相比较,在界面附近 WEPIF 法估计 Q 值的有效深度范围提高约 50 m 左右;与 HEPIF 法相比较,在界面附近 WEPIF 法准确估计 Q 值的有效深度范围提高 35 m 左右. 上述结果表明,用 WEPIF 法估计的 Q 值受界面反射波的影响小,纵向分辨率高.

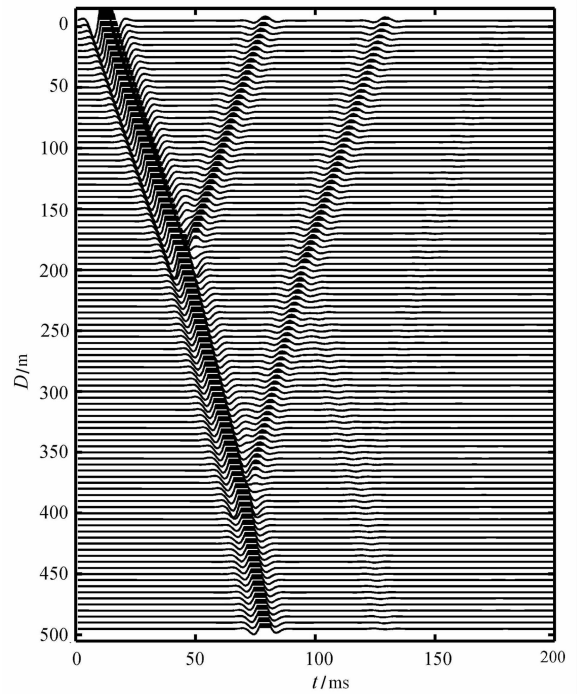


图 2 合成的零偏 VSP 资料

Fig. 2 Synthetic zero-offset VSP data

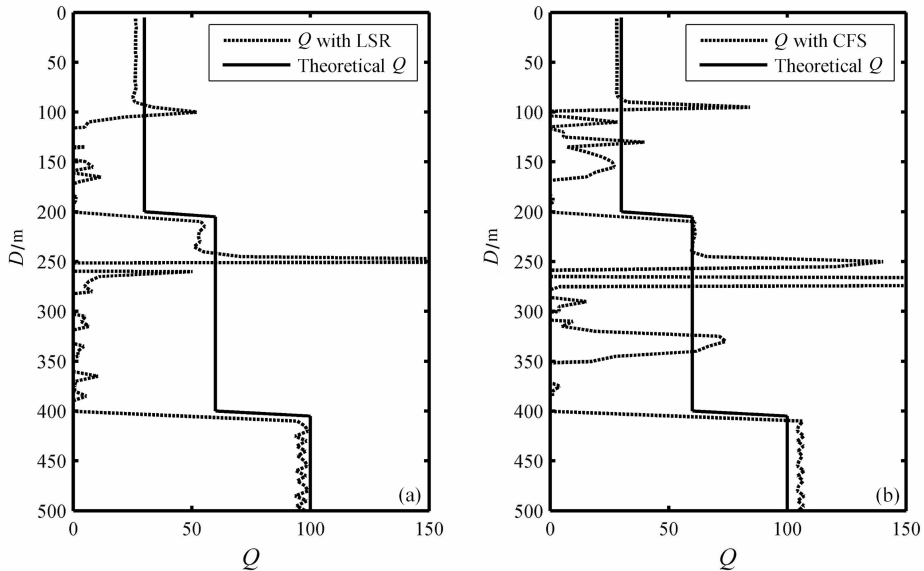


图 3 用 LSR 法(a)和 CFS 法(b)估计的品质因子

Fig. 3 Q -factors estimated by LSR method (a) and CFS method (b)

5.2 实际零偏 6 级 VSP 资料

近年来发展的多级 VSP 测井技术为高精度井震联合解释、研究含气储层地震响应的机理提供了手段. 特别是单炮多级 VSP 资料,由于其震源一致性良好,使其成为衰减估计的理想资料. 因此,我们用苏里格气田的某一口井的单炮零偏 6 级 VSP 记录对 WEPIF 法进行测试. 苏里格气田位于中国鄂尔多斯盆地的西北部,其主力储层属于上古生界

石盒子组砂岩储集体. 测井解释结果指出,其目的层大致处在 3430~3470 m,在目的层钻遇盒 8 砂体厚 23.7 m,气层厚 9.9 m,属于 I 类井(高产井). 图 5a 为该井的一个单炮零偏 6 级 VSP 记录,其中深度范围为 3380~3480 m,相邻检波器间距为 20 m,时间采样率为 1 ms,用 WEPIF 法按 4.1 所述步骤估计的 Q 值如图 5b 所示;图 5c 和 5d 分别为 Gamma (GR)测井曲线和声波时差(AC)测井曲线. 钻井结

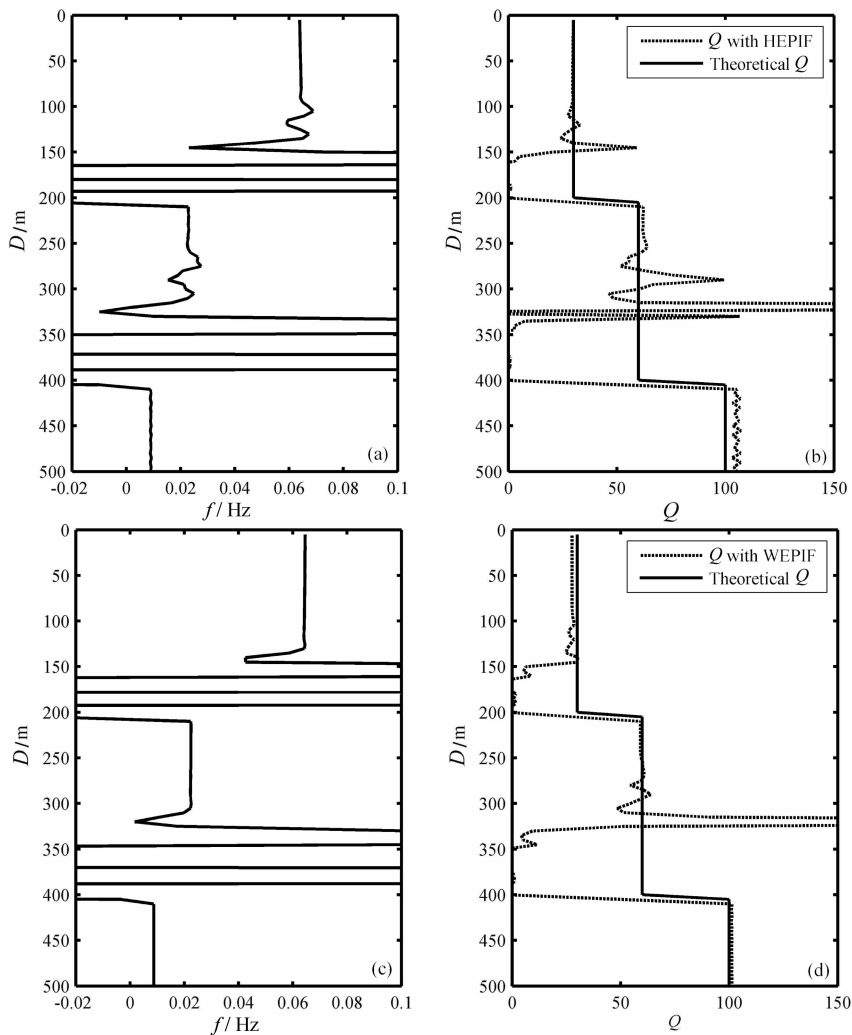


图4 计算的相邻道加权 EPIF 变化和 Q 值
(a)及(b)由 HEP 法得到,(c)和(d)由 WEPIF 法得到.

Fig. 4 The variation of weighted EPIF (VEPIF) between two adjacent traces and Q -factors estimated by HEP method ((a) and (b)) and WEPIF method ((c) and (d))

果表明,含气储层位于 3420~3470 m. 通常,含气砂岩对应较低的 Q 值,对地震波能量的吸收较强^[5, 25]. 由图 5b 可知,WEPIF 法估计的强吸收区(对应低 Q 值)位于 3420~3460 m 之间,与实际含气储层空间展布基本一致. 这一分析结果表明,强吸收区可能就是天然气富积区.

6 结 论

本文提出了一种估算介质品质因子 Q 的方法

——WEPIF 法. 通过合成 VSP 记录,比较了 LSR、CFS、HEPIF 及 WEPIF 法用于 Q 值估计的精度. 结果表明,与其他方法相比,本文提出的方法受界面反射波影响相对较小、计算结果稳定、精度相对较高且参数选择简单. 通过实际资料算例结果表明,WEPIF 法是 VSP 资料吸收衰减估计的有效方法,是含气储层预测的有力工具.

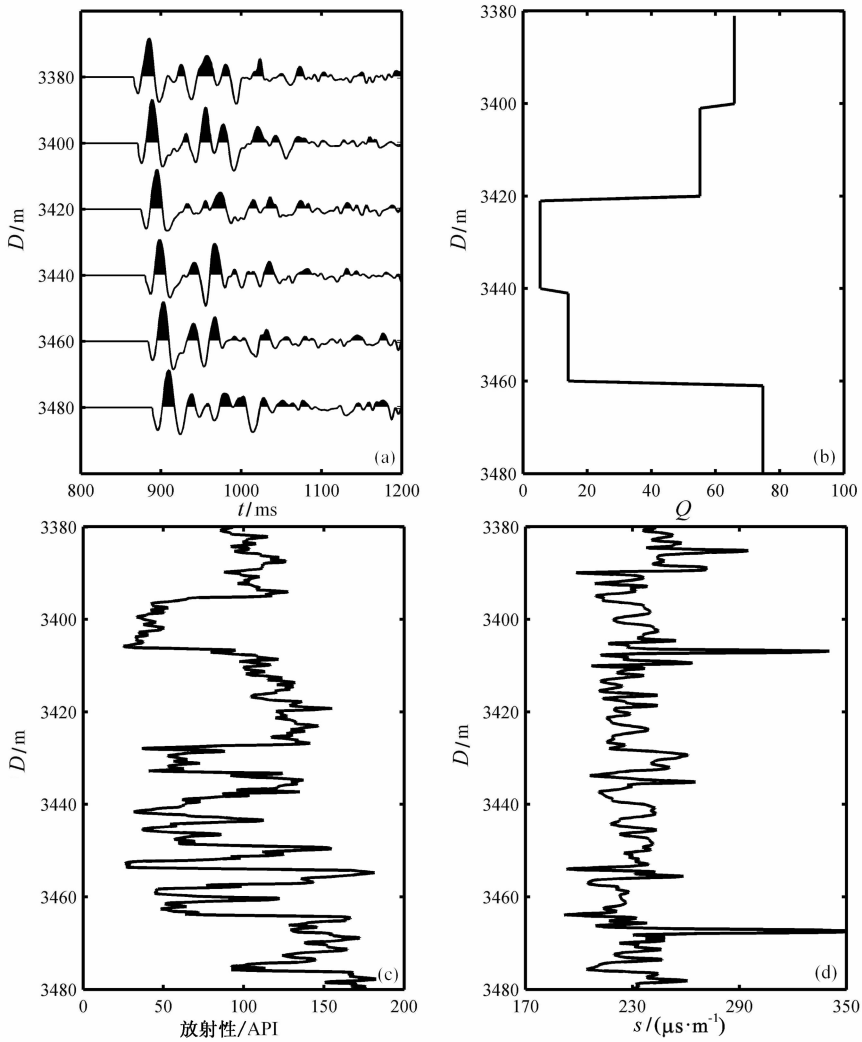


图 5 用 WEPIF 法估计零偏 6 级 VSP 资料的衰减

(a) 零偏 6 级单炮 VSP 资料; (b) 估计的 Q 值; (c) GR 测井曲线; (d) AC 测井曲线.

Fig. 5 Attenuation of zero-offset VSP data of 6-series estimated by WEPIF method

(a) Zero-offset VSP data of 6-series; (b) Q-factors estimated; (c) GR log; and (d) AC log.

附 录

Sheriff^[24] 及 Barends^[20] 指出, 一个常相位子波在品质因子为 Q 的均匀黏弹介质中传播时间 τ 之后, 其 EPIF 等于以其 Fourier 振幅谱 $A(\tau, f)$ 加权的平均频率, 即

$$f_p(\tau) = \frac{\int_0^\infty fA(\tau, f)df}{\int_0^\infty A(\tau, f)df}. \quad (A1)$$

由式(3)可得震源子波渐近近似的振幅谱为

$$A(0, f) = A\left(\frac{4\pi}{\delta^2}\right)^{1/4} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]. \quad (A2)$$

将式(A2)代入式(A1)得震源处子波的 EPIF 为

$$\begin{aligned} f_p(0) &= \frac{\int_0^\infty f \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]df}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]df} \\ &= \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\int_0^\infty \left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right) \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]df}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]df} \\ &= \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{2\pi^2} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2}\left(f - \frac{\sigma}{2\pi}\right)^2\right]df}. \quad (A3) \end{aligned}$$

同样, 由式(4)可得传输时间 τ 之后地震子波的振幅谱为

$$\begin{aligned}
 A(\tau, f) &= AG \left(\frac{4\pi}{\delta^2} \right)^{1/4} \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} \right)^2 - \frac{\pi f \tau}{Q} \right] \\
 &= AG \left(\frac{4\pi}{\delta^2} \right)^{1/4} \exp \left(\frac{\delta^2 \tau^2}{8Q^2} - \frac{\sigma \tau}{2Q} \right) \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right].
 \end{aligned} \tag{A4}$$

将式(A4)代入式(A1)得传输时间 τ 之后地震子波的 EPIF 为

$$\begin{aligned}
 f_p(\tau) &= \frac{\int_0^\infty f \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right] df}{\int_0^\infty \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right] df} \\
 &= \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right) + \frac{\int_0^\infty \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right) \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right] df}{\int_0^\infty \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right] df} \\
 &= \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right) + \frac{\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{2\pi^2} \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(\frac{\sigma}{2\pi} - \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right]}{\int_0^\infty \exp \left[-\frac{2\pi^2}{\delta^2} \left(f - \frac{\sigma}{2\pi} + \frac{\tau \delta^2}{4\pi Q} \right)^2 \right] df}.
 \end{aligned} \tag{A5}$$

参考文献(References)

- [1] Ricker N. The form and laws of propagation of seismic wavelets. *Geophysics*, 1953, **18**(1):10~40
- [2] Futterman W I. Dispersive body waves. *J. Geophys. Res.*, 1962, **67**(13): 5279~5291
- [3] Kneib G, Shapiro S A. Viscoacoustic wave propagation in 2-D random media and separation of absorption and scattering of attenuation. *Geophysics*, 1995, **60**(2):459~467
- [4] Winkler K W, Nur A. Attenuation: Effects of pores and frictional sliding. *Geophysics*, 1982, **47**(1): 1~15
- [5] Sheriff R E, Geldart L P. *Exploration seismology*. London: Cambridge Univ. Press, 1995
- [6] Toksöz M N, Shakal A F, Micheal A J. Space-time migration of earthquakes along the North Anatolian Fault Zone and seismic gap. *Pure Appl. Geophys.*, 1979, **117**: 1258~1270
- [7] Frisillo A L, Stewart T J. Effects of partial brine saturation on ultrasonic absorption in sandstone. *J. Geophys. Res.*, 1980, **85**: 5209~5211
- [8] 马昭军, 刘洋. 地震波衰减反演综述. *地球物理学进展*, 2005, **20**(4): 1074~1082
Ma Z J, Liu Y. A summary of research on seismic attenuation. *Progress in Geophysics* (in Chinese), 2005, **20**(4): 1074~1082
- [9] 高静怀, 杨森林. 利用零偏 VSP 资料估计介质品质因子方法研究. *地球物理学报*, 2007, **50**(4): 251~262
Gao J H, Yang S L. On the method of quality factors estimation from zero-offset VSP data. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2007, **50**(4):251~262
- [10] Brzostowski M, McMechan G. 3-D tomographic imaging of near-surface seismic velocity and attenuation. *Geophysics*, 1992, **57**(3):396~403
- [11] Gladwin M T, Stacey F D. Anelastic degradation of acoustic pulses in rock. *Phys. Earth Planetary Int.*, 1974, **8**(3):332~336
- [12] Wright C, Hoy D. A note on pulse broadening and anelastic attenuation in near-surface rocks. *Phys. Earth Planetary Int.*, 1981, **25**(1):1~8
- [13] Hauge P S. Measurements of attenuation from vertical seismic profiles. *Geophysics*, 1981, **46**(11):1548~1558
- [14] Stainsby S D, Worthington M H. Q estimation from vertical seismic profile data and anomalous variations in the North Sea. *Geophysics*, 1985, **50**(4): 615~626
- [15] Quan Y, Harris J M. Seismic attenuation tomography using the frequency shift method. *Geophysics*, 1997, **62**(3): 895~905
- [16] Zhang C, Ulrych T J. Estimation of quality factors from CMP records. *Geophysics*, 2002, **67**(5):1542~1547
- [17] Matheny M P, Nowack R L. Seismic attenuation values obtained from instantaneous frequency matching and spectral ratios. *Geophys. J. Int.*, 1995, **123**:1~15
- [18] Aki K, Richards P G. *Quantitative Seismology: Theory and Methods*. San Francisco: W. H. Freeman & Co., 1980
- [19] Dasios A, Astin T R, McCann C. Compressional-wave Q estimation from full-waveform sonic data. *Geophys. Prosp.*, 2001, **49**:353~373
- [20] Barnes A E. Instantaneous spectral bandwidth and dominant frequency with applications to seismic reflection data. *Geophysics*, 1993, **58**(3):419~428
- [21] Li H B, Zhao W Z, Cao H, et al. Measures of scale based on the wavelet saclograme with applications to seismic attenuation. *Geophysics*, 2006, **71**(5):111~118
- [22] Barnes A E. Instantaneous frequency and amplitude at the envelope peak of a constant-phase wavelet. *Geophysics*, 1991, **56**(7):1058~1060

- [23] Toksöz M N, Johnston D H. Seismic waves attenuation. *Soc. Expl. Geophys.*, 1981, 352
- [24] Sheriff R E. Encyclopedia dictionary of exploration geophysics; *Soc. Expl. Geophys.*, 1984, 194
- [25] Waters K H. Reflection Seismology. New York: John Wiley, 1978
- [26] Gao J H, Li Y M, Chen W C. On the instantaneous attributes analysis of seismic data via wavelet transform. 68th SEG meeting, Expanded Abstracts, 1998. 1084~1087
- [27] Gao J H, Dong X L, Wang W B, et al. Instantaneous parameters extraction via wavelet transform. *IEEE Tran. on Geoscience and Remote Sensing*, 1999, **37**(2):867~870
- [28] White R E. Properties of instantaneous seismic attributes. *The Leading Edge*, 1991, **10**(7):26~32
- [29] Ganley D C. A method for calculating synthetic seismograms which include the effects of absorption and dispersion. *Geophysics*, 1981, **46**(8):1100~1107

(本文编辑 汪海英)