用黏弹滑移界面表征的固井声波测井理论

唐晓明, 江灿, 苏远大, 陈雪莲*

中国石油大学(华东)地球科学与技术学院, 青岛 266580

* 通讯作者, E-mail: chenxl@upc.edu.cn

收稿日期: 2017-09-25; 收修改稿日期: 2018-03-31; 接受日期: 2018-04-11; 网络版发表日期: 2018-05-22

国家自然科学基金项目(批准号: 41774141)资助

摘要 在地球介质弹性波传播问题中, 常采用滑移界面来描述介质分层对波的影响. 文章利用这一方法来求解油井固井质量检测中的声传播问题. 将套管与地层之间的水泥环表征为具有复数耦合刚度的黏弹性滑移界面, 不仅可以简化原有的经典弹性波理论对此问题的复杂描述, 还能够有效模拟原有理论难以解释的各种复杂测井声波传播特征. 具体而言, 这一固井声波测井新理论很好地描述了套管与地层之间(水泥)胶结状态的变化以及这种变化发生的位置(即套管-水泥间的一界面, 或水泥-地层间的二界面)对声波传播的影响, 具有较强的模拟和预测功能. 对实际声波测井数据的模拟和对比表明, 这一新理论较好地解释了套管井中的声传播特征, 为油田固井质量检测提供了一个行之有效的理论基础.

关键词 套管井, 声波测井, 固井检测, 黏弹滑移界面, 水泥胶结质量

1 引言

在层状介质弹性波传播问题中, 当某一薄层的厚度远小于波长时, 常用线性滑移界面以及表征这一界面的边界条件(Schoenberg, 1980)来描述该薄层对波传播的影响. 在这种描述下, 薄层被处理成一界面; 界面上的边界条件可简单地表示为

$$\begin{cases} [\sigma] = 0, \\ [u] \neq 0, \end{cases} \quad (1)$$

式中, 括弧号[ ]表示取其中物理量在界面两边之差, σ 和 u 分别表示应力和位移, 既可以是(沿界面法向的)正

应力和位移, 也可以是(平行于界面的)切向应力和位移. 该边界条件的物理意义是: 穿过该界面时应力保持连续, 而位移却发生了跃变, 即产生了“滑移”. 滑移的大小由应力和界面(即薄层)介质的耦合刚度 η 决定

$$\sigma = \eta [u], \quad (2)$$

式中, $\eta = M/d$, d 为层厚, M 为界面介质的弹性模量¹⁾. 一般地, 当 M 为一复数模量时, 式(2)可以描述界面的非弹性耦合效应. 例如, 可以采用Kelvin-Voigt黏弹体(Fehler, 1982), 将界面的法向和切向耦合刚度(Schoenberg, 1980)表示为

1) 采用刚度来描述薄层的影响使得层厚和模量在比值一定的条件下可任意取值.

中文引用格式: 唐晓明, 江灿, 苏远大, 陈雪莲. 2018. 用黏弹滑移界面表征的固井声波测井理论. 中国科学: 地球科学, 48: 1045–1052, doi: 10.1360/N072017-00321

英文引用格式: Tang X M, Jiang C, Su Y D, Chen X L. 2018. An acoustic-wave theory for casing bond evaluation using viscoelastic slip boundary modeling. Science China Earth Sciences, 61: 1057–1064, <https://doi.org/10.1007/s11430-017-9203-8>

$$\begin{cases} \eta_N = \frac{\kappa + 4\mu/3 + 4i\omega v/3}{d}, & (\text{法向}) \\ \eta_T = \frac{\mu + i\omega v}{d}, & (\text{切向}) \end{cases} \quad (3)$$

式中, κ' 和 μ' 分别为介质的体积模量和剪切模量, v' 为黏滞系数, ω 为波动的圆频率. 对于切向耦合刚度而言, 当 $\mu'=0$ 时, η_T 描述的是滑移界面介质为牛顿流体时的黏滞耦合. 接下来, 我们用上述的黏弹滑移界面模型来求解固井质量检测中的声传播问题.

石油工业中的固井质量检测是油气开发和生产中的一个重要环节, 各种检测技术的研发和应用形成了一个行业. 声波检测是最重要的技术之一, 其主要目的是检测油井中的钢套管与地层岩石之间的水泥环的胶结质量. 沿套管传播的套管波的波幅(或衰减)及其变化常用来评估胶结质量的好坏. 然而, 声波检测技术面临的是一个复杂的多解问题; 水泥的缺失, 固结的非均匀性, 界面存在间隙(或微环)等因素都会造成声幅的变化. 单就界面的微环问题而言, 常常难以分清(套管与水泥的)第一界面和(水泥与地层的)第二界面的影响. 对于水泥胶结的各种复杂情况, 经典分层介质的弹性波传播理论很难准确描述.

在经典理论中, 常采用图1中的分层模型(Tubman等, 1984), 将套管、水泥和地层用一系列柱状分层体来表示; 第一或第二界面的微环用一流体薄环(Tubman等, 1986)来模拟, 层与层之间波的传播用传播矩阵方法(唐晓明和郑传汉, 2004)或广义射线理论(Chen等, 1996)来实现. 虽然经典的理论和方法能够描述理想条件下的测井波动现象(如套管与地层的完全胶结或无胶结的情况), 但在实际测井数据的处理和解释中常常无用武之地. 首先, 分层模型的参数众多, 计算量较大, 难于用于实际数据的反演; 再者, 经典弹性模型不能有效模拟实际情况中水泥介质的复杂非弹性耦合情况. 实际问题中的第一(或第二)界面的间隙(或微环)很不规则, 一般不能模拟为形状规则的流体薄环. 界面的粗糙性和不规则起伏(Asperity)使界面两边介质有所接触, 在波动过程中会产生摩擦, 产生非弹性效应, 使得声波在传播中产生衰减, 类似于黏弹介质中的黏滞耗散效应. 鉴于经典弹性波理论在实际应用中的局限性, 有必要将其拓展, 以适应实际问题中的非弹性耦合效应. 前述的黏弹滑移界面模型对这一实际应用

问题的求解提供了一条新的途径, 可以用来有效地模拟套管与地层的各种复杂的(弹性或非弹性)耦合情况, 由此得到的新的理论和方法也简化了原有理论对固井问题模拟中的复杂性.

2 理论分析

我们首先来分析将图1a模型中的水泥环简化为滑移界面所需满足的条件. 常规声波测井常用的频率约为 10^4Hz , 由此在图1a系统中激发的声波波长为数十厘米; 水泥环的厚度一般为一到数厘米的量级, 远小于声波波长, 满足滑移界面模型的应用条件. 因此, 我们将图1a的分层模型简化为图1b中的滑移界面模型. 在后一模型中, 套管内、外径分别为 r_0 和 r_1 , 地层半径为 r_2 ; 而套管和地层之间水泥环的性质由滑移界面(图1b中的斜纹填充部分所示)参数来表示(由前述的层厚选择的任意性, 将几何厚度取为水泥环厚度 $d=r_2-r_1$), 界面内侧为套管, 外侧与之相连的是无限大的地层介质.

将一单极子声源置于充流体的井心, 由此在图1a和b的柱状模型中激发出轴对称的波动. 采用柱坐标系 (r, z) , 并定义介质的位移-应力矢量

$$\mathbf{S} = (u_r, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{rz})^T, \quad (4)$$

式中, u_r 和 u_z 分别是介质的径向和轴向位移; σ_{rr} 和 σ_{rz} 分别表示径向分层界面上的正应力和切应力, 符号T表示转置.

套管内壁 r_0 处, 套管的位移 u_r^C 与应力 σ_{rr}^C 和 σ_{rz}^C 满足的边界条件为

$$\begin{cases} u_r^f = u_r^C, \\ \sigma_{rr}^f = \sigma_{rr}^C, \\ 0 = \sigma_{rz}^C. \end{cases} \quad (r = r_0) \quad (5)$$

井中流体的位移 u_r^f 和应力 σ_{rr}^f 由两部分组成

$$\begin{cases} u_r^f = u_r^S + u_r^R, \\ \sigma_{rr}^f = \sigma_{rr}^S + \sigma_{rr}^R, \end{cases} \quad (6)$$

一部分是井壁反射的位移和应力, 分别由带上标“R”的 u_r^R 和 σ_{rr}^R 表示; 另一部分是由声源辐射的直达场, 由

图 1 固井声波测井模型图

(a) 经典弹性分层模型; (b) 将水泥环描述为几何厚度为 d 的滑动界面模型

带上标“ S ”的 u_r^S 和 σ_{rr}^S 表示.

对套管外壁 r_1 和地层半径 r_2 之间的滑动界面应用黏弹滑动边界条件(2)和(3), 得到

$$\begin{cases} u_r^C = u_r^F + \sigma_r^F / \eta_N, \\ u_z^C = u_z^F + \sigma_{rz}^F / \eta_T, \\ \sigma_{rr}^C = \sigma_{rr}^F, \\ \sigma_{rz}^C = \sigma_{rz}^F, \end{cases} \quad (7)$$

式中, u_r^F 、 u_z^F 和 σ_{rr}^F 、 σ_{rz}^F 分别表示半径 r_2 处地层介质的位移和应力.

套管内壁和外壁两处的位移-应力矢量用传播矩阵 $\mathbf{G}$ 连接

$$\mathbf{S}_0 = \mathbf{G}\mathbf{S}_1, \quad (8)$$

式中, $\mathbf{S}_0$ 和 $\mathbf{S}_1$ 分别为式(4)在 r_0 和 r_1 处的取值; 矩阵 $\mathbf{G}$ 的函数表达式在网络版附录 A (<http://earthcn.scichina.com>) 中给出, 综合式(5)~(8), 得到一矩阵方程

$$\begin{bmatrix} u_r^R \\ \sigma_{rr}^R \\ 0 \end{bmatrix}_{r=r_0} = \mathbf{G} \begin{bmatrix} u_r^F + \sigma_r^F / \eta_N \\ u_z^F + \sigma_{rz}^F / \eta_T \\ \sigma_{rr}^F \\ \sigma_{rz}^F \end{bmatrix}_{r=r_1} - \begin{bmatrix} u_r^S \\ \sigma_{rr}^S \\ 0 \end{bmatrix}_{r=r_0}, \quad (9)$$

式中, $\mathbf{G}'$ 为 4×4 的矩阵 $\mathbf{G}$ 去掉第二行得到的 3×4 的矩阵 (去掉该行是因为式(5)所示的固-液边界条件不涉及 u_z). 由此可以计算图 1b 系统中激发的声波传播特征.

去掉式(9)右端与声源有关的第二项得到

$$\begin{bmatrix} u_r^R \\ \sigma_{rr}^R \\ 0 \end{bmatrix}_{r=r_0} = \mathbf{G} \begin{bmatrix} u_r^F + \sigma_r^F / \eta_N \\ u_z^F + \sigma_{rz}^F / \eta_T \\ \sigma_{rr}^F \\ \sigma_{rz}^F \end{bmatrix}_{r=r_1}. \quad (10)$$

根据式(10), 我们可以确定系统中存在的“本征振动”. 对于轴对称振动, r_0 处的流体和 r_2 处的地层的各位移和应力分量的表达式(唐晓明和郑传汉, 2004)为

$$\begin{cases} u_r^R = -AfI_1(fr_0), \\ \sigma_{rr}^R = A\rho_f\omega^2 I_0(fr_0), \end{cases} \quad (\text{井中流体})$$

$$\begin{cases} u_r^F = [-p_{fm}K_1(p_{fm}r_2)]B + [-s_{fm}K_1(s_{fm}r_2)]F, \\ u_z^F = [ikK_0(p_{fm}r_2)]B + [-s_{fm}^2K_0(s_{fm}r_2)]F, \\ \sigma_{rr}^F = [\rho_{fm}(\beta_{fm}^2k^2 - \omega^2)K_0(p_{fm}r_2) \\ + \rho_{fm}\beta_{fm}^2p_{fm}K_1(p_{fm}r_2)/r_2]B \\ + [\rho_{fm}\beta_{fm}^2s_{fm}^2K_0(s_{fm}r_2) + s_{fm}K_1(s_{fm}r_2)/r_2]F, \\ \sigma_{rz}^F = [ik\rho_{fm}\beta_{fm}^2p_{fm}K_1(p_{fm}r_2)]B \\ + [\rho_{fm}\beta_{fm}^2(k^2 + s_{fm}^2)s_{fm}K_1(s_{fm}r_2)]F, \end{cases} \quad (\text{地层}) \quad (11)$$

式中, ρ_f 为井中流体的密度; $f = \sqrt{k^2 - \omega^2 / \alpha_f^2}$ 为井中流体的径向波数; α_f 为流体的速度; k 为轴向波数; ρ_{fm} 为井外地层的密度; $p_{fm} = \sqrt{k^2 - \omega^2 / \alpha_{fm}^2}$, $s_{fm} = \sqrt{k^2 - \omega^2 / \beta_{fm}^2}$ 分别表示地层纵波、横波的径向波

数; α_{fm} 、 β_{fm} 分别为地层的纵、横波速度; I_n 和 K_n ($n=0,1$) 分别表示 n 阶第一和第二类修正贝塞尔函数; A 为井中流体声波的振幅系数, B 和 F 分别为地层纵波和横波的振幅系数. 将式(11)代入式(10), 得到一个系数为 A 、 B 、 F 的齐次线性方程组, 使系数 A 、 B 、 F 有非零解的条件是该方程组的行列式 $D(k, \omega)$ 为零, 即

$$D(k, \omega) = 0. \quad (12)$$

此即为图1b系统的声波频散方程. 给定圆频率 ω , 由上方程求解出某一模式波对应的波数 k , 可以确定该模式波的振幅衰减和速度频散. 对于轴对称振动, 式(12)中的模式波包括了斯通利波、伪瑞利波, 以及(套管胶结不好情况下的)套管拉伸波.

给定式(9)中的声源辐射场, 可以计算图1b系统中激发的声波波形. 位于原点($r=0, z=0$)的单极子声源, 其辐射到井壁处的位移和应力的频谱可以由以下的波数积分(唐晓明和郑传汉, 2004)表示为

$$\begin{bmatrix} u_r^S \\ \sigma_{rr}^S \end{bmatrix}_{r=r_0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \begin{bmatrix} fK_1(fr_0) \\ \rho_f \omega^2 K_0(fr_0) \end{bmatrix} e^{ikz} dk, \quad (13)$$

式中, $S(\omega)$ 为声源的谱函数, 常取为高斯函数

$$S(\omega) = e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{2\pi f_{bd}}\right)^2}, \quad (14)$$

式中, ω_0 为声源的中心圆频率, f_{bd} 为谱函数的频带宽度(以下计算中取 $f_{bd}=2.5$ kHz, 用以模拟测井中频带较窄的实际声源). 将式(11)和式(13)代入式(9), 求解出井中流体振幅系数 $A(k, \omega)$, 再由以下的频率-波数积分计算井中心处的声压波形:

$$p(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} [1 + A(k, \omega)] e^{ikz} dk. \quad (15)$$

以上的理论分析仅限于轴对称的单极子声波测井情况. 但是, 式(1)~(3)所表述的滑移界面模型可用来模拟井周任一部位的耦合情况. 可将式(4)~(15)的分析推广到多极子声场, 用多极声场的傅里叶合成方法来模拟井周上的局部异常. 对于单极声源, 只要该异常在圆周上的积分平均值不为零, 就会在测井声波中探测到异常产生的影响, 可用上述单极声场理论分析影响的大小, 虽然该分析不能反映异常的具体方位.

3 理论模拟

根据以上的理论分析结果, 采用表1和2所示的模型参数来模拟固井声波测量中波的传播和衰减特征.

首先, 为了检验理论的正确性和适用性, 我们来模拟套管与地层完全胶结和无胶结(即自由套管)的理想情况, 并把结果与经典弹性波理论结果作对比.

对第一种情况, 可在计算中令式(3)中滑移界面的法向耦合刚度 $\eta_N=500$ GPa m^{-1} , 切向耦合刚度趋于无穷. 图2下部(实线)显示了井中心8 kHz声源激发的源距为3.65 m处接收到的0~2.2 ms时段的声压波形. 波列中首先到达的是地层纵波, 而不是套管波, 说明完全胶结情况下没有套管波. 在耦合刚度取值很大的条件下, 滑移界面结果与图2中所示的经典理论模拟结果(虚线)一致. 事实上, 根据式(2)所示的滑移边界条件, 在应力有限并连续, 耦合刚度很大的条件下, 界面的滑移量趋于零. 这时界面两边的应力和位移都连续, 滑移边界条件即为经典的弹性边界条件, 这时套管与地层实现良好耦合.

对于完全无胶结的自由套管情况, 经典理论的模拟是在套管与水泥层之间加一流体微环(厚度为0.5 cm), 而滑移界面理论的模拟是将此复杂体系处理为滑移界面(界面的等效厚度为2 cm, 法向耦合刚度取为 $\eta_N=615$ GPa m^{-1}), 并令式(3)中的切向耦合刚度为零来模拟流体耦合(考虑为理想流体, 令黏滞系数 $\nu'=0$, $\eta_T=0$). 其他模拟参数与图2所用参数相同. 图3显示了计算得到的源距3.65 m处的阵列接收波形, 接收器间距为0.1 m.

图3a所示的波形中, 前面部分为振荡型的套管波(标识为C), 地层纵波(标识为P)混淆其中, 难以识别, 后续标识为S的波列为地层横波. 图3a的波动现象与经典理论模拟的情况(图3b)相符, 显示了自由套管情况下的套管波为主的波动特征, 也与人得出的结果(Tubman等, 1984)一致. 值得一提的是我们用相对简单的滑移界面模型模拟出了有限厚度流体层和水泥环所具有的波动特征, 显示该模型具有较强的模拟功能. 在下面的声波衰减的模拟中, 该模型显示了更好的模拟功能.

在声波固井检测中, 常用套管声波的衰减或衰减引起的声幅变化来评价固井质量. 对于这种情况, 无论是调节水泥环的参数, 或是采用流体薄环, 经典的

表 1 模型中流体、套管、水泥环和地层的弹性参数

介质	纵波速度(m s ⁻¹)	横波速度(m s ⁻¹)	密度(g cm ⁻³)	半径(m)
流体	1500	—	1.0	—
套管	6098	3354	7.5	0.07
水泥	2823	1729	1.9	0.08
地层	3500	2000	2.5	0.10

表 2 表征水泥环的滑移界面参数

参数	数值
体积模量(GPa)	2.25~∞
剪切模量(GPa)	0.10~∞
黏滞系数(Pa s)	10 ⁻² ~10 ⁵
等效厚度(m)	2×10 ⁻²

图 2 在套管与地层完全胶结情况下滑移界面理论与经典理论结果的对比
字母P和S标识的分别是地层的纵波和横波

弹性波理论都难以有效地描述声波衰减的各种变化情况. 文章的黏弹滑移模型很好地解决了这一问题. 考察式(3)中的切向耦合刚度 η_T 的虚部中的黏滞系数项, 定义 $\xi_T=v'/d$ 为水泥环的黏滞刚度. 物理直观上, 滑移界面所体现的“黏滞性”主要由界面的非弹性“摩擦”引起, 而这种摩擦运动主要是剪切运动. 因此, 在以下的模拟中, 令式(3)中的法向耦合刚度 $\eta_N=\infty$, 即不考虑法向耦合刚度对套管波的贡献. 这样一来, 声波的衰减就可以简单地用 ξ_T 这一参数来表征. 图4给出了 $\xi_T=1\times 10^4$ 、

2×10^5 和 1×10^6 Pa s m⁻¹情况下, 源距3.65m处的声波波形(其他模型参数与图2相同). 模拟的结果很好地描述了实际测井数据中声波衰减由弱到强的变化. 当 ξ_T 值很小时, 图4下部的波形与图3a模拟的自由套管的波形类似, 波的初至部分主要是套管波. 随着 ξ_T 增加, 套管波减弱(图4中部波形), 地层纵波相对增强. 当 ξ_T 值很大时, 套管波几乎完全衰减, 波形的成分主要为地层纵波和横波(图4上部波形), 这时的情况与水泥胶结良好的图2中的波形相似. 对于介于胶结良好和无胶结之间的套管波衰减, 用经典的分层理论较难准确模拟, 但却可以用文章模型中的黏滞刚度 ξ_T 很好地模拟. 图4理论模拟的结果表明, 黏滞刚度 ξ_T 很好地描述了与水泥胶结状态密切相关的声波衰减, 可以用来定量评价水泥的胶结质量.

现在考察切向耦合刚度 η_T 的实部(定义为剪切刚度, 即 $v'=0$ 时的切向耦合刚度)对测井声波的影响. 测量表明, 岩土介质的界面剪切刚度的范围为 $10^8\sim 10^{12}$ Pa m⁻¹(Pyrak-Nolte等, 1990; Hsu和Schoenberg, 1993). 选取这一范围内由小到大的3个值(表2)进行模拟, 给出图5中0~15kHz频率范围内套管拉伸波的频散曲线. 这些曲线的显著特征是套管波的速度频散, 在低频时较为显著(作为对比, 图中还给出了自由套管中拉伸波的速度, 由虚点线表示). 相对于自由套管的波速, 滑移界面的耦合使得波速有所下降, 而这种速度的降低正比于界面的剪切刚度, 这一结果为定量评估固井检测中一、二界面的胶结情况提供了一个重要的依据. 固井声波检测中的一个现象是: 当套管与水泥间的一界面有胶结, 但水泥与地层间的二界面胶结不好时, 套管波的速度会明显降低(陶宏根等, 2004; 张宏兵等, 2006). 这种速度降低的物理机制是: 套管和固结在其上的水泥(其弹性模量比钢套管低很多)在声学上等效于一个模量小于套管的圆柱波导, 使得在其中传播的拉伸波的速度相应减少. 根据图5所示的模拟结

图3 在套管与地层完全无胶结的自由套管情况下滑移界面理论(a)与经典理论(b)模拟结果的对比

图4 由三种黏滞刚度值所模拟的套管波衰减由弱到强的变化

字母C、P和S标识的分别为套管波、地层纵波和横波

果, 这种水泥附着于套管之上的情况可以用附着水泥体的有效剪切刚度来表征, 附着的水泥越多, 有效剪切刚度值越大, 速度降低就越明显; 反之, 若无水泥胶结(自由套管情况), 有效剪切刚度值则为零。

通过以上理论模拟可以看出, 文章滑移界面模型用黏滞刚度和剪切刚度这两参数可以很好地表征和评估套管与地层之间水泥的固井质量。黏滞刚度的大小直接反映了固井质量的好坏, 而剪切刚度的大小则反映了套管上附着的水泥体积的多少, 使之能够判别固井的质量问题是发生在一界面(此时附着的水泥少或无附着)或者二界面(水泥附着量大)。

图5 由三个剪切刚度值模拟的套管拉伸波速度的变化

4 理论的应用

我们将文章的新理论应用于实际的测井数据。通过对数据的模拟来解释其对应的固井质量。数据来源于某油田的40年的套管井, 标准套管的内径和外径分别为0.08和0.089m。考虑套管的腐蚀和约1/3的套损, 以下模拟中将套管的内径修正为0.083m。图6a所示的阵列波形数据中可以清楚地看到套管波(C)和振幅较强的地层纵波(P)。通过阵列时间-慢度相关法(唐晓明和郑传汉, 2004)计算得到地层纵波速度为 2630 m s^{-1} , 根据频率-慢度相关法提取的套管波的速度频散数据见图6c。

图 6 套管与地层一界面胶结不好, 现场数据与理论模拟结果的对比

(a) 实测阵列波形; (b) 理论模拟阵列波形; (c) 实测频散数据与理论频散曲线

图 7 套管与地层二界面胶结不好, 现场数据与理论模拟结果的对比

(a) 实测阵列波形; (b) 理论模拟阵列波形; (c) 实测频散数据与理论频散曲线

对图6的波形和频散曲线进行理论模拟, 根据求取的纵波速度值, 可知该地层为一慢速地层, 可以假定地层的纵横波速度比为2, 密度为 2.3 g cm^{-3} . 采用尝试法, 在 $\eta_T=0.1 \text{ GPa m}^{-1}$ 和 $\xi_T=1.5 \times 10^5 \text{ Pa s m}^{-1}$ 时, 得到的理论阵列波形和频散曲线分别见图6b和c(实线). 模拟得到的阵列波形(中心频率为7kHz)的波幅特征与实际数据(图6a)十分相似, 显示了波幅较小(衰减较强)的套管波和波幅较强的地层纵波. 图6c中的理论频散曲线与实际数据较为吻合. 在5~12kHz数据离散较小的频段, 实测套管波速度像理论预示的那样随频率降低, 呈下降趋势, 虽然该趋势不是十分明显. 根据模拟所得的较高黏滞刚度值($\xi_T=1.5 \times 10^5 \text{ Pa s m}^{-1}$)和套管波较强的衰减, 可知套管与地层的胶结较好. 但有相当波幅的套管波存在这一事实说明, 套管与地层并不是完全胶结, 存在一定质量问题. 由于剪切刚度 η_T 值较低, 说明胶结质量问题发生在套管与水泥之间的一界面.

图7a显示的是该井另一井段的阵列声波数据. 该数据中的套管波十分强, 与其后的地层纵波产生很强

的干涉. 从阵列波形数据中提取的地层纵波速度为 3034 m s^{-1} , 套管波的频散数据见图7c. 采用与图6模拟相同的套管参数及地层密度和纵横波速比, 当 $\eta_T=6 \text{ GPa m}^{-1}$ 和 $\xi_T=1 \times 10^4 \text{ Pa s m}^{-1}$ 时, 得到的理论波形和频散曲线分别见图7b和7c(实线). 模拟的结果和实测的数据(图7a)十分相似, 显示了与地层纵波振幅相当, 衰减(与图6相比)较小的套管波. 特别的是, 实测频散数据与理论频散曲线一样, 显示出套管波速随频率减少而明显降低, 并且在整个频段内, 套管波速整体小于图6c中的套管波速. 根据模拟得出的较小的 ξ_T 值和套管波较小的衰减, 可以得知套管的胶结质量不好. 套管波速的明显减少(对应的 η_T 较大)说明在套管上固结了相当的水泥体, 胶结质量问题发生在水泥与地层之间的第二界面.

5 结语

油井中的套管与地层之间的水泥胶结对声波的传

播产生两个重要的影响. 一是胶结质量的变化对套管波产生不同程度的衰减和振幅变化, 二是固结在套管上的水泥的多少对套管波产生明显的速度变化和频散. 将套管与地层之间的水泥介质表征为黏弹滑移界面, 文章提出了一个能有效模拟和描述以上波动特征的固井声波测井理论. 采用界面的剪切刚度和黏滞刚度这两个参数, 该理论很好地描述了套管波传播中的各种衰减和速度的变化, 我们运用这一理论对实际声波测井数据做了较好的模拟和解释. 相对于经典的分层介质的弹性波动理论, 这一新理论在固井声波检测中有着更好的应用前景.

致谢 感谢主编和两位匿名审稿人提出的宝贵意见和建议, 这些意见和建议对于文章的修改有很大的帮助.

参考文献

唐晓明, 郑传汉. 2004. 定量测井声学. 见: 赵晓敏, 译. 北京: 石油工业出版社
陶宏根, 张宏兵, 侯春会, 张彦君. 2004. 发展固井质量检测技术满足

- 油田勘探开发需求. 测井技术, 28: 9–12
张宏兵, 黄宝华, 陶宏根, 尚作萍, 马俊, 王克协. 2006. 利用声波变密度测井检测第二界面固井质量. 河海大学学报(自然科学版), 34: 552–556
Chen X, Quan Y, Harris J M. 1996. Seismogram synthesis for radially layered media using the generalized reflection/transmission coefficients method: Theory and applications to acoustic logging. *Geophysics*, 61: 1150–1159
Fehler M. 1982. Interaction of seismic waves with a viscous liquid layer. *Bull Seismol Soc Amer*, 72: 55–72
Hsu C J, Schoenberg M. 1993. Elastic waves through a simulated fractured medium. *Geophysics*, 58: 964–977
Pyrak-Nolte L J, Myer L R, Cook N G W. 1990. Transmission of seismic waves across single natural fractures. *J Geophys Res*, 95: 8617–8638
Schoenberg M. 1980. Elastic wave behavior across linear slip interfaces. *J Acoust Soc Am*, 68: 1516–1521
Tubman K M, Cheng C H, Toksöz M N. 1984. Synthetic full waveform acoustic logs in cased boreholes. *Geophysics*, 49: 1051–1059
Tubman K M, Cheng C H, Cole S P, Toksöz M N. 1986. Synthetic full-waveform acoustic logs in cased boreholes, II—Poorly bonded casing. *Geophysics*, 51: 902–913

(责任编辑: 印兴耀)