

孔隙地层井壁上的声波首波及其诱导电磁场的原因 *

胡恒山

(哈尔滨工业大学航天学院 哈尔滨 150001)

(2002 年 11 月 4 日收到 2002 年 12 月 22 日收到修改稿)

声波测井时孔隙地层中的声波首波平行于井轴沿井壁传播,它既有轴向位移分量,又有垂直于井壁的位移分量。这种以快纵波速度传播的波,不仅含有由快、慢纵波势给出的梯度场,而且还含有由横波势给出的旋度场。慢纵波势的梯度是渗流位移首波的主要构成成分,也是声电效应测井响应中存在伴随声波首波电场的主要原因。首波包含有旋度位移场,是存在伴随声波首波磁场的原因。

关键词:孔隙介质,声波首波,诱导电磁场,测井

PACC:4320, 6265, 4630M, 4190

1. 引言

液体饱和的孔隙地层由骨架和孔隙电解质溶液组成,总体上是电中性的。骨架表面选择性地吸附孔隙液体中的某一种带电离子(如阴离子),使原本为电中性的孔隙液体含有净剩电荷^[1]。当声波在孔隙地层中传播时会引起渗流波动,液体携带着净剩电荷运动,导致电流和电磁场。正是基于这种与渗流有关的动电耦合效应,人们提出了声电效应测井和震电勘探的思想^[2-4]。在声波测井过程中,井中的声源发射声波,进入井外孔隙地层的部分声波携带地层信息沿井壁传播并返回井内接收器。处理接收到的声波可以反演地层的参数。因声波在孔隙地层中诱导电磁场,井内还可以接收到电磁信号,声电效应测井就是接收这种诱导电磁信号的测井方法。Pride^[2]导出了孔隙介质中弹性-电磁耦合波的控制方程。文献[3]研究了孔隙介质中声电耦合平面波的特性,指出:快纵波和慢纵波是无旋场,它们只诱导电场不诱导磁场;横波(剪切波)是旋度场,主要诱导磁场。文献[5]和[6]分别采用不同方法计算了声电效应测井时的诱导电场和磁场,得出了一致的计算结果,均发现声波首波不仅诱导电场,还诱导磁场。首波是地层中沿井壁传播并最早到达接收位置的声波,通常认为是临界折射的快纵波,是无旋波。按照文献[3]

的思想,它不应引起磁场。那么,地层中的声波首波真是无旋的快纵波吗?本文先利用 Biot 的孔隙介质声学理论^[7]计算声波测井时地层中的声场,着重研究首波的位移特点和构成成分,说明首波与平面快纵波的不同之处,然后解释首波诱导电场和磁场的原因。

2. 井外位移场的全波计算

Biot 建立了均匀孔隙介质的一种声学理论模型^[7]。在石油工业中,该理论被应用于模拟孔隙地层中的声波测井响应^[8],这是利用斯通利波反演地层渗透率的理论基础^[9,10]。在研究声波在流体饱和孔隙介质中传播现象方面,Biot 模型是最有效的手段之一,比如文献[11]利用该理论研究了浸没于流体中的多孔圆柱体对声波的散射。Pride 最近指出,在解释孔隙介质中声波诱导电磁场的现象方面,Biot 理论是最有效的工具^[12]。

Biot 假设孔隙介质由固相骨架和充满流体的连通孔隙组成,孔隙和固相颗粒的尺寸远小于声波波长。孔隙介质在宏观上可看成是均匀的、各向同性的。在 Biot 理论中,独立的介质参数有 9 个:孔隙度 ϕ 、孔隙弯曲度 α_s 、渗透率 κ_0 与黏滞系数 η 之比 κ_0/η 、流体密度 ρ_f 、固相密度 ρ_s 、流体相的体积模量

* 国家自然科学基金(批准号:10272038)和哈尔滨工业大学跨学科交叉性研究基金(批准号:HTT.MD200204)资助的课题。

K_f、固体相的体积模量 K_s、骨架体积模量 K_b、骨架剪切模量 G_b。在具有连通孔隙的介质中，弹性波不仅引起介质的固体骨架振动，而且引起通过孔隙的渗流。Biot 定义渗流位移矢量为 $w = \phi(u_f - u)$ ，其中 u_f 为平均流体位移， u 为固相位移。他导出了关于 u 和 w 的弹性动力学基本方程组，并给出了方程的均匀平面波解答。依据 Biot 理论，在孔隙介质中可以存在三种体波，即横波、快纵波和慢纵波，其中快纵波速度 V_{pf} 和横波速度 V_{sh} 分别与等效弹性固体中的纵、横波速度相近，慢纵波的速度 V_{ps} 低于构成孔隙介质的流体的声速。快纵波、慢纵波和横波对应的渗流位移与固相位移之比分别为 α_{pf} 、 α_{ps} 和 α_{sh} 。对于给定频率 ω 的简谐波，速度 V_{pf} 、 V_{ps} 、 V_{sh} 和比例系数 α_{pf} 、 α_{ps} 和 α_{sh} 都只是介质参数的函数^[13]。通常 α_{pf} 、 α_{ps} 和 α_{sh} 都不为零，只有在“动力协调的孔隙介质”中才有 $\alpha_{pf} = 0$ ，在这种介质中快纵波不引起渗流^[7, 13]。这些是均匀孔隙介质中体波的特点。在分层介质中，位移场可用快纵波势函数、横波势函数、慢纵波势函数的组合来表示，组合系数由边界条件确定。现有文献中常常不加区分地使用“纵波”一词，既指沿井壁以快纵波速度传播的、最早到达接收换能器的波列，又指由快纵波势函数确定的无旋波。本文称前者为首波，后者为快纵波。

前人已详细推导了孔隙介质中声波测井时的声场表达式^[6, 8]。采用柱坐标系(r, θ, z)，以井轴为 z 轴，设井半径为 a ，井内流体的声速为 V_m 。设点声压源^[14]位于原点，它在 $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ 处的辐射压强为 $S(t - R/V_m)YR$ ， $S(t)$ 是声源脉冲函数，其 Fourier 变换为 $S(\omega)$ 。井内流体中的辐射压强和反射压强之和为

$$P_m = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} [2K_0(\eta_m r) + A_m I_0(\eta_m r)] e^{ikz} dk d\omega, \quad (1)$$

式中 k 为轴向波数， $\eta_m = (k^2 - k_m^2)^{1/2}$ ， $k_m = \frac{\omega}{V_m}(1 + i/2Q_m)$ 是流体中声波的波数， Q_m 是井内流体的品质因子。本文的计算中取 $Q_m = 100$ ， I_0 和 K_0 分别为第一和第二类零阶修正贝塞尔函数， $A_m = A_m(\omega, k)$ 是广义反射系数。井外声场可用位移表示。固相径向位移为

$$u_r = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} U_r(\omega, k) e^{ikz} dk d\omega \quad (2)$$

式中 $U_r(\omega, k)$ 为 u_r 的频率-波数域表示，

$$U_r(\omega, k) = -A_{pf} \eta_{pf} K_l(\eta_{pf} r) - A_{ps} \eta_{ps} K_l(\eta_{ps} r) - i k A_{sh} K_l(\eta_{sh} r). \quad (3)$$

类似地， u_z, w_r, w_z 在频率-波数域可表示为

$$U_z(\omega, k) = i k A_{pf} K_0(\eta_{pf} r) + i k A_{ps} K_0(\eta_{ps} r) - A_{sh} \eta_{sh} K_0(\eta_{sh} r), \quad (4)$$

$$W_r(\omega, k) = -A_{pf} \alpha_{pf} \eta_{pf} K_l(\eta_{pf} r) - A_{ps} \alpha_{ps} \eta_{ps} K_l(\eta_{ps} r) - i k A_{sh} \alpha_{sh} K_l(\eta_{sh} r), \quad (5)$$

$$W_z(\omega, k) = i k A_{pf} \alpha_{pf} K_0(\eta_{pf} r) + i k A_{ps} \alpha_{ps} K_0(\eta_{ps} r) - A_{sh} \eta_{sh} \alpha_{sh} K_0(\eta_{sh} r). \quad (6)$$

在以上各式中，

$$\eta_{pf} = (k^2 - k_{pf}^2)^{1/2}, \quad (7a)$$

$$\eta_{ps} = (k^2 - k_{ps}^2)^{1/2}, \quad (7b)$$

$$\eta_{sh} = (k^2 - k_{sh}^2)^{1/2}, \quad (7c)$$

式中 $k_{pf} = \omega/V_{pf}$ ， $k_{ps} = \omega/V_{ps}$ 和 $k_{sh} = \omega/V_{sh}$ 分别是快纵波、慢纵波和横波的波数。系数 $A_m, A_{pf}, A_{ps}, A_{sh}$ 可由井壁边界条件确定，详见文献 6 的附录 A。

当声源时间函数或其频谱给定后，依据以上公式可以计算井外声场。以 u_r 为例，按(3)式求出 U_r 之后，通过两次 Fourier 变换完成(2)式中的双重积分，便得到 u_r 。

设声源时间函数 $s(t)$ 是只在区间 $(0, T_c)$ 上不为零的余弦包络脉冲，

$$s(t) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{T_c} \left(t - \frac{T_c}{2} \right) \right] \times \cos 2\pi f_0 \left(t - \frac{T_c}{2} \right) \quad (0 < t < T_c). \quad (8)$$

中心频率 f_0 为 2.5 kHz，脉冲延续时间 T_c 为 1.0 ms。设介质参数为 $\phi = 0.34$ ， $\alpha_\infty = 3$ ， $\kappa_0 = 10^{-12} \text{ m}^2$ ， $\eta = 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ， $\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3$ ， $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$ ， $K_f = 2.25 \text{ GPa}$ ， $K_s = 35.70 \text{ GPa}$ ， $K_b = 3.11 \text{ GPa}$ ， $G_b = 2.45 \text{ GPa}$ 。计算出的地层纵、横波特征速度分别为 2331 和 1083 m/s。设井内流体体积模量和密度与孔隙流体相同，声速为 1500 m/s。这里采用软地层模型（地层横波速度低于井内流体声速），因为与硬地层相比，软地层情况下的波形成分比较简单，且不影响本文结论的适用范围。这个地层模型还满足动力协调条件，其意义将在下面予以说明（本文除图 4 外均采用这一地层模型）。

图 1(a) 是地层中沿井壁由近及远共 4 个点处

u_z 的计算波形 , 离声源的轴向距离 z 分别为 2.0 , 2.5 , 3.0 , 3.5 m. 图中每条波形的幅度都是除以 2.0 m 处波形最大幅度后的相对值. 图上最先到达的波是首波(图中用 A-A 标识), 它具有快纵波的速度 , 后面到达的是斯通利波(图中用 B-B 标识). 首

波在全波列中幅度相对较小. 由于几何扩散和黏滞耗散 , 首波幅度随源距 z 的增加而减小. 斯通利波频率较低 , 幅度大 , 速度接近地层横波速度^[15]. 图 1 (b) 是这 4 个点处 u_r 的计算波形 , 首波的相对幅度变得更小了.

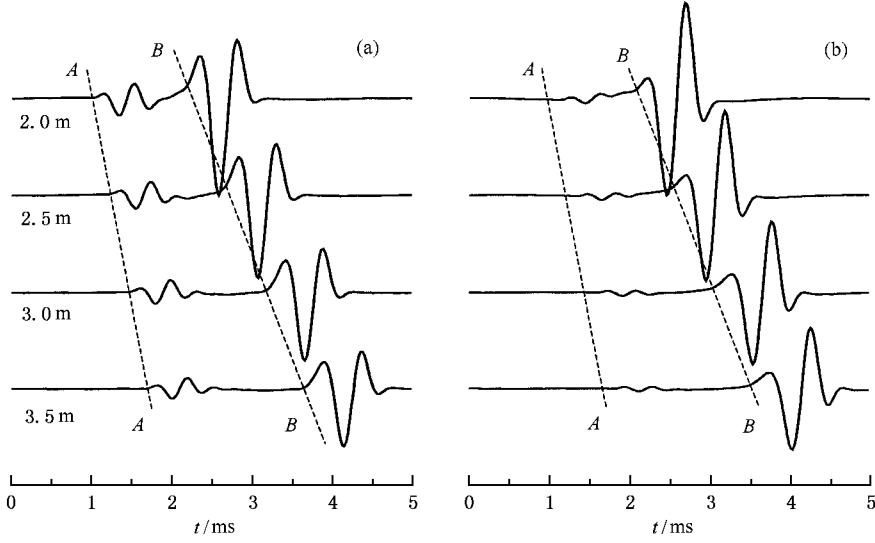


图 1 井壁上固相位移波形随源距的变化 (a) u_z ,(b) u_r

在井壁处 , 以快纵波速度传播的首波 , 既有平行传播方向的分量 u_z , 又有垂直传播方向的分量 u_r , 这与平面快纵波不同. 一般地 , 当把点声源激发的球面波展开为具有不同径向波数的柱面波的叠加时 , 位移势函数的径向偏导数不为零 , 所以必然存在径向位移. 但是 , 当井外是固体介质或孔隙介质时 , 首波引起径向位移 , 还存在另外的原因 : 井外位移场的纵波势函数与横波势函数在边界上是耦合在一起的.

3. 首波的构成成分及其在诱导电磁场中的作用

在 3 式中 , $U_r(\omega, k)$ 是由三种势函数组成的 , 即

$$U_r(\omega, k) = U_r^{(pf)} + U_r^{(ps)} + U_r^{(sh)}, \quad (9)$$

式中 ,

$$U_r^{(pf)} = -A_{pf} \eta_{pf} K_l(\eta_{pf} r), \quad (10)$$

$$U_r^{(ps)} = -A_{ps} \eta_{ps} K_l(\eta_{ps} r), \quad (11)$$

$$U_r^{(sh)} = -ikA_{sh} K_l(\eta_{sh} r). \quad (12)$$

相应地 , 变换到时间-空间域后的径向位移场分别为 $u_r^{(pf)}$, $u_r^{(ps)}$, $u_r^{(sh)}$, 从文献 [6] 的附录 A 的推导过程可

知 , 它们分别是快纵波势的梯度、慢纵波势的梯度和横波势的旋度在径向的分量. 这里要强调的是 , 系数 A_{pf} , A_{ps} 和 A_{sh} 中的任意一个都是 k 的函数 , 且都有三个支点 : $k = k_{pf}$, $k = k_{ps}$ 和 $k = k_{sh}$. 采用割线积分方法^[16] , 分别计算出了由上述三种势函数给出的首波 $u_r^{(pf)}$, $u_r^{(ps)}$ 和 $u_r^{(sh)}$. 这里 , 下标 pf 表示首波对应于围绕快纵波支点 k_{pf} 的割线积分 , 具有快纵波速度. 从图 2 可见 , 首波引起的总径向位移 u_r (实线) 中不仅含有由快纵波势给出的振动(虚线) , 还含有由横波势函数给出的、几乎与之同步的振动(点划线). 慢纵波势函数对固相位移也有贡献(点线) , 但幅度很小 , 且与快纵波势引起的固相位移反向. 在以前的文献中 , 通常认为声波测井中的首波是沿井壁“滑行纵波”或“临界折射纵波”, 是无旋波. 本文的分析表明 , 首波不仅含有由快、慢纵波势给出的无旋场 , 还含有由横波势给出的旋度场. 顺便指出 , 针对硬地层的计算结果表明 , “滑行横波”不是单纯的剪切波 , 它不仅含有由横波势给出的剪切应变场 , 还含有由快、慢纵波势给出的体积应变场.

孔隙介质地层模型的最大优点在于它可以反映渗流场. 图 3 是由快纵波支点割线积分方法计算出来的径向渗流位移的首波 w_r (粗实线) 及其组成部

分 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})}$ (虚线)、 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ (细实线)、 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{sh})}$ (点划线)。图 3 中 $w_{r, \text{pf}}$ 几乎与 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ 完全重合, 表明渗流几乎完全取决于慢纵波势。由横波势函数计算出的 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{sh})}$ 幅度较小, 且其相位与 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ 的相位相差约 $\pi/2$ 。而 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})}$ 幅度为 0。快纵波势之所以对渗流位移首波没有贡献, 是因为本例的介质参数满足动力协调条件, 由文献 [13] 的(20)式, 可得 $\alpha_{\text{pf}} = 0$, 在这种介质中快纵波体波不引起渗流。

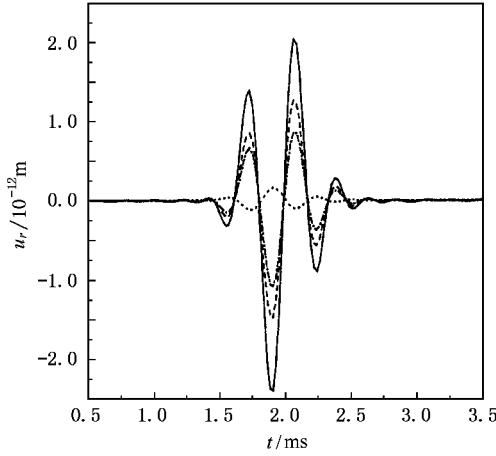


图 2 由快纵波支点割线积分计算出的固相径向位移 实线是固相总径向位移, 虚线、点线和点划线分别是快纵波势、慢纵波势和横波势对固相径向位移的贡献

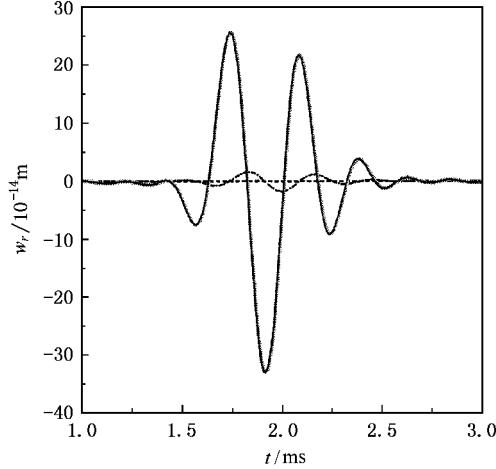


图 3 径向渗流位移首波($\alpha_{\text{pf}} = 0$ 地层模型) 粗实线是总的径向渗流位移, 虚线、点划线和细实线分别是快纵波势、横波势和慢纵波势对径向渗流位移的贡献(粗实线与细实线几乎重合)

这里需特别指出的是, 首波以快纵波速度沿井壁传播, 但它不是单纯的快纵波, 即使在动力协调的孔隙地层中它也能引起渗流位移。在图 3 中, 首波

之所以引起渗流, 主要是因为慢纵波的贡献。在声电效应的 Pride 理论模型^[2-6, 12]中, 电磁场是由携带着电荷的渗流引起的。从以上的分析可知, 首波能引起渗流, 并进而引起电场。这种伴随声波首波的电场主要是由慢纵波诱导的。因此, 按文献 5—7 的方法进行声电效应测井模拟时, 即使采用动力协调的孔隙介质模型, 计算的电场全波中也会出现伴随声波首波的电场。

为了考察一般介质(不满足动力协调条件)中的渗流位移, 我们考虑如下的硬地层。设 $\phi = 0.2$, $K_b = 14.39$ GPa, $G_b = 13.99$ GPa, 其他介质参数不变。可以验证此时 $\alpha_{\text{pf}} \neq 0$ 。设声源中心频率 f_0 为 6 kHz, 脉冲延续时间 T_c 为 0.5 ms。图 4 是计算出的径向位移首波 $w_{r, \text{pf}}$ (粗实线)及其组成部分 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})}$ (虚线)、 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ (细实线)、 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{sh})}$ (点划线)。图 4 中 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})} \neq 0$, 但 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})} \ll w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$, 而 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{pf})}$ 几乎与 $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ 重合。可见当地层参数不满足动力协调条件时, $w_{r, \text{pf}}^{(\text{ps})}$ 仍然是 $w_{r, \text{pf}}$ 的主要构成成分。这表明首波之所以引起径向渗流位移, 主要不是快纵波的贡献, 而是慢纵波的贡献。由于渗流能诱导电场, 所以, 慢纵波是出现存在伴随声波首波电场的关键原因。

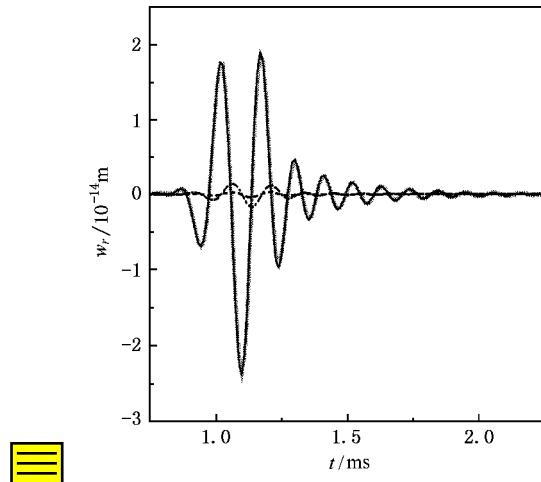


图 4 径向渗流位移($\alpha_{\text{pf}} \neq 0$ 的地层模型) 粗实线是总的径向渗流位移, 虚线、点划线和细实线分别是快纵波势、横波势和慢纵波势对径向渗流位移的贡献(粗实线与细实线几乎重合)

值得注意的是, 在均匀介质中慢纵波是速度低且衰减快的体波, 通常在远离界面处难以观测到。在声波测井中不记录以慢纵波速度传播的波列。但是从图 3 和图 4 可见, 在井壁上, 快纵波势、慢纵波势和横波势相互关联, 首波中的确含有由慢纵波势给出的成分, 径向渗流位移的首波主要是由慢纵波引

起的。

从图3和图4可知,渗流位移的首波还有来自横波的贡献。依据文献[3],横波产生渗流的同时,可诱导磁场。因此,声电效应测井时,可以出现伴随声波首波的磁场。

4. 结 论

声波测井时地层中的首波是以快纵波速度沿界面传播的波,它既引起平行于传播方向的位移,又引

起垂直于传播方向的位移。这种柱面界面上的“滑行纵波”不是单一的体波,它既含有纵波势函数给出的梯度场,又含有横波势函数给出的旋度场。在孔隙地层情况下,慢纵波势对首波有贡献。对首波而言,由慢纵波势计算出的渗流位移是总渗流位移的主要部分。在声电效应测井中,伴随声波首波的电场主要是由慢纵波引起的,伴随声波首波的磁场则是由横波引起的。即使在动力协调的孔隙介质中,井壁上的声波首波也能引起渗流和伴随电磁场。

-
- [1] Pride S R, Morgan F D 1991 *Geophysics* **56** 914
 - [2] Pride S R 1994 *Phys. Rev. B* **50** 15678
 - [3] Pride S R, Haartsen M W 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 1301
 - [4] Hu H S, Wang K X 1999 *Well Logging Technology* **23** 427 (in Chinese) [胡恒山、王克协 1999 测井技术 **23** 427]
 - [5] Hu H S, Wang K X 2000 *Well Logging Technology* **24** 3 (in Chinese) [胡恒山、王克协 2000 测井技术 **24** 3]
 - [6] Hu H S, Liu J Q, Wang H B et al 2003 *Chinese J. Geophys.* **46** 259 (in Chinese) [胡恒山、刘家琦、王洪滨等 2003 地球物理学报 **46** 259]
 - [7] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 168
 - [8] Rosenbaum J H 1974 *Geophysics* **39** 14
 - [9] Winkler K W, Liu H L, Johnson D L 1989 *Geophysics* **54** 66
 - [10] Wu X Y, Wang K X, Guo L et al 1995 *Acta Geophysica Sinica*, **39** S224 (in Chinese) [伍先运、王克协、郭立等 1995 地球物理学报 **39** S224]
 - [11] Zhou Y F, Wang Y J, Ma L et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 480 (in Chinese) [周宇峰、王耀俊、马力等 2000 物理学报 **49** 480]
 - [12] Pride S R 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 697
 - [13] Hu H S, Wang K X, Liu J Q 2002 *Chinese J. Comput. Phys.* **19** 203 (in Chinese) [胡恒山、王克协、刘家琦 2002 计算物理 **19** 203]
 - [14] Tsang L, Rader D 1979 *Geophysics* **44** 1706
 - [15] Wang X M 1990 *Well Logging Technology* **14** 311 (in Chinese) [王秀明 1990 测井技术 **14** 311]
 - [16] Hu H S, Ma J, Wang K X 1999 *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Jilinensis* **130** 66 (in Chinese) [胡恒山、马俊、王克协 1999 吉林大学自然科学学报 **130** 66]

Acoustic head wave on the borehole wall in a porous formation and the causes for its accompanying electromagnetic field *

Hu Heng-Shan

(School of Astronautics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

(Received 4 November 2002 ; revised manuscript received 22 December 2002)

Abstract

To understand the propagation mechanism of the acoustic head wave and its accompanying electromagnetic field during logging in a porous formation , we studied the displacement characteristics of the wave . Calculations by both the fast compressional branch-cut-integral and the real-wavenumber-integral methods show that the head wave travels along the borehole wall with the fast compressional wave velocity , but it differs from a plane compressional wave in two aspects . First , the head wave causes radial displacement as well as axial displacement . Second , it is composed of the gradients of the fast and slow compressional potentials and the rotation of the shear potential . The gradient of the slow compressional potential constitutes the dominating part of the fluid filtration . It is the slow compressional potential that induces electric field that accompanies the acoustic head wave during acousto-electric well logging . And it is the shear potential that induces magnetic field that accompanies the acoustic head wave .

Keywords : porous medium , acoustic head wave , induced electromagnetic field , well logging

PACC : 4320 , 6265 , 4630M , 4190

* Project supported by the National Natural Science Foundation(Grant No. 10272038) and the Multidiscipline Scientific Research Foundation of Harbin Institute of Technology (Grant No. HIT.MD200204).