

对波达波夫和 Pride 震电波方程组的对比分析

胡恒山¹ 刘家琦¹ 王洪滨¹ 严洪瑞²

¹ 哈尔滨工业大学数学系, 哈尔滨 150001

² 大庆石油管理局物探公司, 大庆 163357

摘要 用 Biot 介质参数说明了波达波夫震电波方程组中弹性动力学参数的含义, 解释了第一类和第二类震电效应的意义, 在忽略第一类震电效应条件下将该方程组与 Pride 方程组进行比较, 说明了二者在描述第二类震电效应方面的异同点. 同时指出: 波达波夫方程组忽略了流体与固体的耦合质量; 方程中的黏性耗散项丢掉了孔隙度因子, 依据该方程组计算出的弹性波和转换电场的幅度将偏大; 边界条件之一存在错误, 会影响对波在界面上的反射透射规律的描述.

关键词 震电效应 孔隙介质 弹性波 电磁场 边界条件

文章编号 0001-5733(2003)01-107-06 中图分类号 P631 收稿日期 2001-11-20, 2002-09-24 收修定稿.

A COMPARISON BETWEEN POTAPOF'S AND PRIDE'S EQUATIONS FOR SEISMOELECTRIC WAVES

HU HENGSHAN¹ LIU JIAQI¹ WANG HONGBIN¹ YAN HONGRUI²

¹ Department of Mathematics, Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001, China

² Daqing Geophysical Prospecting Company, Daqing, 163357, China

Abstract Potapof's equations for the first and the second types of seismoelectric effects are analyzed. The first type of seismoelectric effect refers to elastic wave induced conductivity change. When no macroscopic static electric field exists, Potapof's equations are reduced to equations for the second type of seismoelectric effect, which is also described by Pride's equations. Comparison is made between these two sets of equations. When ignoring the coupling between elastic and electromagnetic field, both the Pride's and the Potapof's equations reduce to equations for poroelasticity. The elastodynamical parameters in Potapof's equations are explained with well-known parameters in Biot's theory for elastic waves. By comparison to Biot theory, it is clear that in Potapof's equations the mass coupling between fluid and solid frame is ignored. The square of porosity is erroneously taken as porosity in the viscous damping term, which may lead to exaggerated amplitudes of the elastic wave and its converted electric wave. And there is an error in the boundary condition about fluid filtration across the interface, which influence the study on the behavior of reflection and refraction of the seismoelectric waves on boundaries.

Key words Seismoelectric effect, Porous medium, Elastic wave, Electromagnetic field, Boundary conditions.

1 引言

近年来,关于孔隙介质中弹性波与电磁场相互

作用和转化的研究受到了国际地球物理学界的重视,人们希望逐步形成震电勘探技术^[1]和声电效应测井技术^[2]. 对此,文献[3,4]作了详细综述. 早期发现的震电效应有两类: 第一类是由于弹性波引起

基金项目 国家自然科学基金项目(19971021,40074032).

作者简介 胡恒山,男,1962年生,2000年于吉林大学物理系获博士学位,副教授. 主要从事声波测井、孔隙介质中的弹性波及震电效应研究.

E-mail: hithhs@sina.com

孔隙介质电导率变化而产生的,与渗流运动无关;第二类是电渗和流动电势现象在时变情况下的推广,这类效应取决于两个因素:(1)孔隙中的可动流体含有净剩电荷,(2)存在引起渗流或孔隙中带离子运动的驱动力。前苏联学者波达波夫等人^[1]提出了包含第一类和第二类震电效应的弹性-电磁耦合波场控制方程组和边界条件。美国学者主要研究第二类震电效应^[3,5~7],其中 Pride^[5]建立的弹性-电磁耦合波场控制方程组,是当前美国和西欧学者引用较多的理论^[3,6~7]。

刘洪等^[8]和严洪瑞等^[9]进行了野外震电勘探实验,研究了直流电流对地震波和转换电场的影响。胡恒山等^[10]在模型井中进行了声电效应实验,观测到了伴随弹性波的转换电场和在介质分界面上产生的辐射电场,发现这两种电场的相对幅度与流体矿化度有关。石昆法^[11]用实验说明了含油砂岩的震电信号比含水砂岩强,震电信号的幅度与孔隙介质的渗透率成正比。在理论研究和数值模拟方面,我国学者的主要工作是在波达波夫等和 Pride 等的工作基础上展开的。在波达波夫方程组的基础上,戴世坤^[12]提出了第三类震电效应的概念,进行了水平分层介质震电波场的有限差分模拟。胡恒山等^[13,14]基于 Pride 方程组导出了声电测井和声电测井时声场和电磁场的计算公式,采用实轴积分法计算了声电效应测井响应的全波波形。Han 等^[15]基于 Pride 方程组模拟了 SH 波的诱导电磁场。

然而,前苏联和美国学者的研究几乎是彼此独立的。Pride 没有提到近 40 年来前苏联学者在这一领域的研究成果;波达波夫等人也没有提及美国或其他西方国家的研究进展。关于两种理论体系的比较,未见详细论述。本文将阐述波达波夫方程组与 Pride 方程组之间的联系与区别,思路如下:在忽略第一类震电效应时,波达波夫方程组与 Pride 方程组有何差异;在非耦合情况下,震电耦合方程组中关于弹性波的方程可否与 Biot 方程组^[16~18]对照?鉴于 Biot 理论是公认的孔隙介质弹性动力学理论,本文尽可能地采用 Biot 孔隙介质参数来阐明波达波夫方程组和 Pride 方程组中弹性动力学参数的意义。

2 Pride 方程组

2.1 Pride 理论的方法和结论

Pride 假设孔隙液体中离子的径向分布服从 Boltzmann 公式和关于静电场的 Poisson 方程^[19],无

论液相还是固相,电磁场均服从 Maxwell 方程组,弹性场均服从力学原理,这两种场均满足在孔壁上的边界条件,固体表面与剪切面之间的电荷作为面电荷出现于边界条件中。为了建立宏观量与孔隙-颗粒尺度上的微量量之间的关系,在远大于孔隙-颗粒尺度且远小于波长的体积上求各物理量的平均值。采用这种体积平均法得出了弹性-电磁耦合方程组,本文称之为 Pride 方程组,其中弹性波与电磁场的耦合表现为

$$J = E + L(-p + \rho_f u), \quad (1)$$

$$w = LE + (k/\rho_f)(-p + \rho_f u), \quad (2)$$

其中 J 是电流密度, E 是电场强度, p 是孔隙流体压强, $w = -i\phi(u_f - u)$ 是渗流速度, u 是固相位移, u_f 是平均流体位移, ω 是频率, ϕ 是孔隙度,上标点号表示对时间求导(对于依 $e^{-i\omega t}$ 随时间变化的简谐波,等式 $\dot{u} = -i\omega u$ 成立), ρ_f 和 ρ_s 分别是流体的密度和黏滞系数, k 和 L 分别是孔隙介质的动态渗透率^[20,21]、动态电导率和动电耦合系数^[5]。(1)式表示弹性波(压强梯度和地层骨架加速度)可引起电流,(2)式表示电场可引起渗流。弹性波和电磁场之间相互作用的强弱取决于动电耦合系数 L 。当 $L=0$ 时,电磁场和弹性场解耦,Pride 方程组退化为关于电磁场的 Maxwell 方程组和关于弹性波的 Biot 方程组^[4,18]。 ρ_f 和 L 都是频率的函数,Pride 导出了它们的计算公式^[5], ρ_f 的低频极限为地层直流电导率 σ_0 , L 的低频极限为定常动电耦合系数 L_0 ,

$$L_0 = -S(\phi/\epsilon_f)(1 - 2\tilde{d}/r_w), \quad (3)$$

其中 ϵ_f 是流体介电常数, S 是双电层剪切面上的电势, \tilde{d} 是 Debye 长度,它表征扩散层的厚度, r_w 是弯曲度, r_w 是孔道特征宽度^[20]。

依据 Pride 理论可得出关于 E 、 u 、 w 的波动方程组,

$$(H - G)\rho_s \nabla^2 u + G\rho_s \nabla^2 u + C\phi \nabla \cdot (u_f - u) + \rho_f \phi^2 u_f + (1 - \phi)\rho_s \nabla^2 u = 0, \quad (4)$$

$$C \nabla \cdot u + M\phi \nabla \cdot (u_f - u) + \rho_f^2 u_f + (\phi F / \omega) i (u_f - u) + (\rho_f - 1)\rho_f^2 (u_f - u) = -(\rho_f/k)LE, \quad (5)$$

$$\nabla^2 E - \mu \nabla \cdot E + \mu \tilde{\epsilon} \nabla^2 E = -\mu(\rho_f/k)\phi \nabla \cdot (u_f - u), \quad (6)$$

其中, μ 是磁导率, $\tilde{\epsilon}$ 是有效介电常数, $\tilde{\epsilon} = \epsilon_f + i(\rho_f/k) - i(L^2/\rho_f k)$, ϵ_f 是孔隙介质介电常数。因为 $|L^2/\rho_f k| \ll \epsilon_f$, 所以可认为 $\tilde{\epsilon} = \epsilon_f + i(\rho_f/k)$ 。(4)式至

(6)式与文献[4]的(4.10a)式至(4.10c)式实质上是一致的,只是为了便于与波达波夫方程组进行比较,展开了一些项.当渗流速度为零时,(6)式右端为零,方程退化为无源电磁波场方程.当 $E=0$ 时,(4)式和(5)式退化为 Biot 孔隙弹性动力学方程组^[4,18],

$$(H - G) \cdot u + G^2 u + C\phi \cdot (u_f - u) = \phi_f \ddot{u}_f + (1 - \phi) \ddot{u}_s, \quad (7)$$

$$C \cdot u + M\phi \cdot (u_f - u) = \phi_f \ddot{u}_f + (\phi F / \phi_0) (u_f - u) + (\phi - 1) \phi_f (\ddot{u}_f - \ddot{u}), \quad (8)$$

其中 ϕ_0 是地层渗透率, $F(\cdot)$ 是黏滞修正系数^[17,21],其低频极限为 1, ρ_s 是基质密度, G 、 H 、 C 和 M 是孔隙介质的四个独立弹性常数,其中 H 、 C 和 M 可用地层剪切模量 G 、固体基质体积模量 K_s 、流相体积模量 K_f 、骨架体积模量 K_b 和孔隙度 ϕ 表示为^[4]

$$M = \frac{K_f K_s}{\phi K_s + (1 - \phi) K_f}, \quad (9)$$

$$C = \frac{K_f K_s}{\phi K_s + (1 - \phi) K_f}, \quad (10)$$

$$H = \frac{2}{3} M + K_b + 4G/3, \quad (11)$$

$$\phi = 1 - K_b / K_s. \quad (12)$$

2.2 Pride 理论的局限

在推导耦合场方程时,Pride 采用了以下假设:固相表面至剪切面之间的电荷不可迁移,不参与导电;流体可近似地看成理想电解质溶液,扩散层离子分布服从 Poisson-Boltzmann 分布规律(这要求浓度小于 1000 mol/m^3);双电层是‘薄’的,即 Debye 长度远小于孔道半径;宏观静电场和静磁场为零;波动引起的离子扩散效应可以被忽略.这些假设中,关于双电层的假设与毛细管动电效应模型中的假设相同.

两相流体饱和孔隙介质中的动电耦合机理尚不清楚.Pride 理论中的动电耦合系数公式是针对水饱和和地层建立起来的,不能直接用于油水或油气饱和和地层.由于假设了宏观静电场为零,Pride 理论不能用于分析人工建立的宏观静电场对地震波传播的影响、也不能用来研究井中自然电位对井中声电效应、声波对自然电位的影响等.

3 波达波夫方程组

3.1 波达波夫方程组

波达波夫等^[1]采用体积平均法导出了包含第一

和第二类动电效应的方程组.由于推导过程涉及弹性动力学、电动力学和界面电现象等多个学科,又由于语言过于简略,波达波夫方程组不易理解,甚至一些从事弹性波—电磁场相互作用的研究人员也感到茫然.为此,本文尽可能地用 Pride 方程组中的符号来说明波达波夫方程组的含义.

假设只存在外加直流电场 E_0 而不存在外加磁场,忽略形变对介电系数的影响,并假设介质的电导率的变化只与应力张量的第一不变量有关,则 p 、 u_f 、 u 和 E 满足方程组

$$-p = \frac{\phi}{\phi_0} \cdot u_f + \frac{1}{\phi_0} (1 - \phi) (1 - \phi_{\text{eff}}) \cdot u, \quad (13)$$

$$\phi_f \ddot{u}_f = -\phi p + \phi \epsilon_0 E - A(u_f - u), \quad (14)$$

$$(1 - \phi) \rho_s \ddot{u} = (1 - \phi) [(K_{\text{eff}} + G_{\text{eff}}/3) \cdot u + G_{\text{eff}} \nabla^2 u] - (1 - \phi_{\text{eff}}) (1 - \phi) p + A(u_f - u) - \phi \epsilon_0 E, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot E - \mu \epsilon \nabla \cdot E - \mu \epsilon' \nabla \cdot E) \\ & = \mu_0 (\nabla \cdot u + \phi_{\text{eff}} p) E_0 + \mu \phi \epsilon_0 (\ddot{u}_f - \ddot{u}), \end{aligned} \quad (16)$$

以上四式分别对应于文献[1]的(1.61)、(1.66)、(1.67)和(1.68)式.其中 ϵ_0 是孔隙流体中的初始平均净剩电荷密度, E_0 是宏观初始电场.下面,把波达波夫方程组与 Biot 方程组、Pride 方程组进行比较,在阐明这些方程的特点的同时,说明系数 A 、 ϕ_{eff} 、胶结度 ϕ_{eff} 、以及有效模量 K_{eff} 和 G_{eff} 的意义.

3.2 方程组中力学参数的意义

将(14)和(15)两式相加,得

$$\begin{aligned} & \phi_f \ddot{u}_f + (1 - \phi) \rho_s \ddot{u} \\ & = (1 - \phi) (K_{\text{eff}} + G_{\text{eff}}/3) \cdot u + (1 - \phi) G_{\text{eff}} \nabla^2 u - [1 - (1 - \phi) \phi_{\text{eff}}] p, \end{aligned} \quad (17)$$

这是描述孔隙介质中弹性波的方程.另一方面,利用(9)至(12)式,以及 Biot 理论中的关于流体压强的本构方程

$$-p = C \cdot u + M\phi \cdot (u_f - u), \quad (18)$$

可将 Biot 波动方程组中的(7)式写成

$$\begin{aligned} & \phi_f \ddot{u}_f + (1 - \phi) \rho_s \ddot{u} \\ & = (K_b + G_b/3) \cdot u + G_b \nabla^2 u - p, \end{aligned} \quad (19)$$

将其与(17)式比较知:

$$K_{\text{eff}} = K_b / (1 - \phi), \quad (20)$$

$$G_{\text{eff}} = G_b / (1 - \phi), \quad (21)$$

$$(1 - \phi) \phi_{\text{eff}} = 1 - K_b / K_s. \quad (22)$$

因为 $0 < \phi < 1$, 所以 $0 < \phi_{\text{eff}} < 1$.

(13) 式也是弹性场方程, 将其与 (18) 式比较, 得到

$$= 1/M. \quad (23)$$

由 (20) 和 (22) 式, 得

$$e_{\text{eff}} = K_b / [K_s(1 - \phi)]. \quad (24)$$

分析 (24) 式的含义: 孔隙介质的压缩成岩过程, 是固相颗粒的松散堆积体被不断压实、胶结成岩的过程, 随着孔隙度的减小, 颗粒与颗粒接触处的连接强度增大, 骨架体积模量 K_b 增大, 倘若孔隙度减小至零, 颗粒之间将完全胶结, K_b 逼近固相体积模量 K_s . 反之, 孔隙度增大时, 颗粒与颗粒接触处的连接强度降低, 骨架体积模量减小, $K_b = K_s(1 - \phi)$, 只有当颗粒接触处保持完全胶结, 等号才成立. 胶结度 e_{eff} 用来反映 K_b 接近于 $K_s(1 - \phi)$ 的程度.

当电场为零时, (14) 式表示压强梯度与渗流之间的关系. 将其与 Biot 理论中的广义达西定律

$$-p = (\phi F) / \rho_0(u_f - u) \\ = \mu_f \ddot{u}_f + (\mu - 1) \mu_f(\ddot{u}_f - \ddot{u}) \quad (25)$$

比较, 可见

(1) 在波达波夫方程中忽略了耦合质量, 相当于在 (25) 式中取 $\mu = 1$;

(2) $A = (\phi^2 / \rho_0) F$, 在低频极限下应有 $A = \phi^2 / \rho_0$. 但文献 [1] 中写成 $A = \phi / \rho_0$, 疑有误. 在低频情况下, 质量耦合项对弹性波传播的影响可以忽略. 黏滞耗散项对波的传播至关重要, 比如, 大多数石油储积层的孔隙度在 0.10~0.30 之间, 黏滞耗散项去掉一个孔隙度因子, 相当于流体的黏滞性增大 3~10 倍. 依据 Biot 理论的计算表明, 在黏滞力大于惯性的低频情况下, 黏滞系数增大导致衰减系数减小. 由于波的黏滞吸收衰减取决于衰减系数和传播距离之积的指数, 所以黏滞耗散项对离震源较远处 (比如, 10m 以外) 的波场影响很大. 依据波达波夫方程组计算出的弹性波幅度将偏大, 转换电场的幅度也将偏大.

3.3 第一类和第二类震电效应

当不存在弹性波时, (16) 式右边为零, (16) 式退化为人们熟知的无源电磁场波动方程. 下面考察 (16) 式右边两项的作用.

利用 (20) 和 (22) 式, (16) 式右边第一项等于 $\mu_s \delta$,

$$J_c = E_0 \rho_0 [K_b \cdot u + p(1 - \phi)] / (1 - \phi). \quad (26)$$

方括号中 $K_b \cdot u$ 是流体压强为零时骨架膨胀所需

施加的应力, 其中 $\cdot u$ 等于孔隙介质的表观体应变, $p(1 - \phi)$ 是对固相压缩有贡献的流体压强部分, 二者之和是使孔隙空间增大的有效应力. μ_s 是单位有效应力作用下体积应变增长的比例系数, 具有压缩系数的量纲. 从公式的形式看, 单位体积中孔隙空间增大, 使电导率增大, 产生了电流增量 J_c . 若从物理机制看, 当孔隙介质被压实时, 孔隙度降低, 孔隙连通性也降低, 使电导率减小; 反之, 施加有效应力时, 不仅孔隙度增大, 孔隙连通性也增强, 使电导率增大. (26) 式表明, 当存在宏观静电场时, 弹性波导致电导率变化, 引起传导电流增量, 发生第一类震电效应. (26) 式还表明, 电导率的变化只与体应变有关. 因为横波不产生体应变, 所以第一类震电效应只与纵波有关, 与横波无关.

当不存在外加静电场时, (16) 式退化为关于第二类震电效应的方程, 即

$$\nabla^2 E - \nabla \cdot E - \mu E - \mu E' \\ = \mu_s \delta = \mu \phi e_0 (u_f - u), \quad (27)$$

只要孔隙流体含净剩电荷, 弹性波场就引起渗流电流 J_s . 在 (27) 式中, $J_s = e_0 \phi (u_f - u)$. 这是值得商榷的. 理由如下: 净剩电荷是扩散分布的, 剪切面上净剩电荷密度最大, 在孔隙中央最小; 流速分布则相反, 在剪切面上速度为零, 在孔隙中央速度最大, 呈抛物线分布. 只有当孔隙中的净剩电荷密度处处相等时, J_s 才等于孔隙流体中的平均净剩电荷 e_0 乘以平均渗流速度 $\phi(u_f - u)$. (27) 式夸大了声电效应, 当扩散层相对于孔道半径较薄时更是如此.

将 (27) 写成频率域形式, 右端即为 $-\mu_s \phi \cdot (u_f - u)$, 与 (6) 式比较, 可见波达波夫方程中的 e_0 与 Pride 方程中的 $(\rho / k) L$ 的作用相同, 是衡量孔隙介质动电耦合性能的关键参数.

无论地层的动电耦合系数 L , 还是溶液中的平均净剩电荷密度 e_0 , 都与扩散层中的电荷分布和流速分布有关, 只有在假设的扩散层模型下才能求出计算公式. Pride 在推导动电耦合系数 L 的计算公式时, 采用了 Guoy—Stern 模型^[19]和薄扩散层假设. 波达波夫把平均净剩电荷密度 e_0 用溶液浓度 C 、双电层的 S 势、孔隙度 ϕ 、渗透率 k_0 、介电常数 ϵ 等参数表示为

$$e_0 \frac{Q_e}{\phi} = \frac{\sqrt{8RTC\phi}}{\sqrt{fT^2k_0}} \sinh\left(\frac{-S F_k}{2RT}\right), \quad (28)$$

其中 Q_e 是单位体积岩样中流体相的净剩电荷, f 和 T_r 分别是孔隙形状参数和弯曲度, F_k 是法拉第常数, R 是普适气体常数, T 是绝对温度. 必须说明

(28)式也有局限性:(1)同样采用了 Guoy-Stern 平面双电层模型.实际孔隙表面不是平面,只有当扩散层厚度远小于孔隙半径时,才能近似为平面;(2)假设了孔道中央的净剩电荷密度为零;(3)利用了 Kozeny-Carman 公式 $S_{\phi} = \phi^3/2 / (T_r(fk_0)^{1/2})$ 计算比面积 S_{ϕ} ,而该公式只是一个近似的表达式^[22].

3.4 边界条件

文献[1]给出了震电波在两种孔隙介质分界面上的边界条件,其中之一为液体流法向分量连续,该条件被表述为^{[1][12]}

$$\phi_1 u_1 \cdot n = \phi_2 u_2 \cdot n, \quad (29)$$

这是错误的,应改为

$$\phi_1 (u_{r1} - u_1) \cdot n = \phi_2 (u_{r2} - u_2) \cdot n. \quad (30)$$

(30)式表示从边界一侧孔隙介质流出界面的流量等于流入另一侧孔隙介质中的流量,其中 n 是界面的法线.这是一种体积关系,与流体密度无关.文献[1]研究了震电波在界面上的反射-透射规律,但由于边界条件方面的疏忽,得出的结论是值得怀疑的.

3.5 波达波夫方程组的局限性

文献[1]的第五章和第八章所描述的实验表明,当施加直流电流后,在一些情况下,弹性波场会发生明显的变化.但是,对这种被称为“电震效应”的研究还很不够,尚未建立起理论模型.波达波夫方程组只考虑了弹性波对电导率和电流的影响,未考虑静电场和直流电流对孔隙介质弹性参数和弹性波的影响,比如未考虑直流电流所引起的孔隙介质渗透特性变化.用波达波夫方程组还不能解释文献[9]描述的“建(电)场地震”勘探中直流电场对地震波的影响.

4 结 论

波达波夫方程组中的有效模量、胶结度等参数可用 Biot 理论中的参数表示,如(20)~(24)式.第一类震电效应是弹性波导致介质电导率变化,引起传导电流变化的效应.在波达波夫方程中,电导率的变化只与体应变有关,横波不导致体应变,与第一类震电效应无关.

在忽略宏观静电场时,波达波夫方程组退化为关于第二类震电效应的方程组.将其与 Pride 方程组比较,可见孔隙流体中的初始净剩电荷密度 e_0 与 Pride 方程中的 $(\phi/k)L$ 相应.在波达波夫方程组中,流动电流 J_s 等于 e_0 乘以平均渗流速度 $\phi(u_r -$

$u)$,这只有在净剩电荷均匀分布于孔隙空间的条件下才能成立;而推导 e_0 的计算公式时采用了 Stern-Guoy 平面双电层模型,并假设了孔隙中央电荷密度为零.可见波达波夫等关于双电层中电荷分布的假设存在不协调之处,有待改进.

在忽略震电耦合时, Pride 方程组退化为 Biot 弹性动力学方程组,而波达波夫方程组不能退化为 Biot 方程组.波达波夫方程组存在以下疏忽:首先,忽略了波动情况下孔隙介质中固相与液相的质量耦合.其次,在黏滞耗散项中,系数 A 的表达式错误地表达成 $A = \phi/k_0$,应改为 $A = F\phi^2/k_0$,低频时为 $A = \phi^2/k_0$.对黏滞力大于惯性力的低频情况,黏滞项丢掉一个孔隙度因子,会导致衰减系数减小,计算出的弹性波幅度将偏大,转换电场的幅度也将偏大.

“液体流的法向分量连续”这一边界条件的数学表达应为(30)式,文献[1]中的表达式有误.

参考文献

- [1] 波达波夫 O A 等著.震电勘探原理.裘慰庭、李乐天译.北京:石油工业出版社,1996
Potapov O A. Principles of Seismo-electric Exploration (in Chinese). Translated by QIU Weiting, LI Letian. Beijing: Petroleum Industry Press, 1996
- [2] 巴蓬科娃 T A, 切勒尼克.脉冲-谐波激励的电声测井.王勋弟译,国外测井技术,1991,6(1):11~15
, . Electro-acoustic well logging with pulse and harmonic waves. Translated by WANG Sun-Di. Foreign Well Logging Technology, 1991, 6(1): 11~15
- [3] Haartsen M W. Coupled electromagnetic and acoustic wavefield modeling in poro-elastic media and its applications in geophysical exploration [Ph. D. thesis]. Massachusetts: MIT,1995
- [4] 胡恒山,声电效应测井的理论、数值与实验研究[博士论文].长春:吉林大学,2000
HU Hengshan. Study of the acoustic and electromagnetic fields around a borehole in acousto-electric well logging [Ph. D. thesis] (in Chinese). Changchun: Jilin University, 2000
- [5] Pride S R. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media. Phys. Rev. B., 1994, 50: 15678~15696
- [6] Pride S R, Haartsen M W. Electroseismic wave properties. J. Acoust. Soc. Am., 1996, 100(3): 1301~1315
- [7] Mikhailov O V, Queen J, Toksoz M N. Using borehole electroseismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones. Geophysics, 2000, 65:1098~1112
- [8] 刘洪,严洪瑞,徐国庆.电场地震资料的特征.寸丹集—庆贺刘光鼎院士工作 50 周年学术论文集.北京:科学出版社,1998,145~153
LIU Hong, YAN Hongrui, XU Guoqing. Characteristics of electroseismic data. In: CHEN Rong et al. Cur-Dan-Ji—Symposium

- for Celebrating the 50th Anniversary of Academician LIU Guang-Ding (in Chinese). Beijing: Science Press, 1998, 145 ~ 153
- [9] 严洪瑞, 刘洪, 李幼铭等. 震电勘探方法在大庆油田的实验研究. 地球物理学报, 1999, **42**(2): 257 ~ 267
YAN Hongrui, LIU Hong, LI Youming, et al. DAQING oilfield experiment of seismo-electric exploration. *Chinese J. Geophys* (in Chinese), 1999, **42**(2): 257 ~ 267
- [10] 胡恒山, 李长文, 王克协等. 声电效应测井模型实验研究. 测井技术, 2001, **25**(2): 89 ~ 95
HU Hengshan, LI Changwen, WANG Kexie, et al. Experimental study on coupled acoustic and electromagnetic waves in medol wells. *Well Logging Technology*, 2001, **25**(2): 89 ~ 95
- [11] 石昆法. 震电效应原理和初步实验结果. 地球物理学报, 2001, **44**(5): 720 ~ 728
SHI Kunfa. Seismoelectric effect theory and preliminary experimental results. *Chinese J. Geophys* (in Chinese), 2001, **44**(5): 720 ~ 728
- [12] 戴世坤. 双相介质中的震电效应和震电波场传播理论. [博士后研究报告]. 北京: 石油大学, 1996
DAI Shikun. Seismo-electric Effect in Porous Medium and Seismoelectric Wave Theory [post-doctorate research report] (in Chinese). Beijing: University of Petroleum, 1996
- [13] 胡恒山, 王克协. 井孔周围轴对称声电耦合波: () 理论. 测井技术, 1999, **23**(6): 427 ~ 432
HU Hengshan, WANG Kexie. Coupled acoustic and electromagnetic waves around a borehole embedded in a porous formation: part 1. theory. *Well Logging Technology*, 1999, **23**(6): 427 ~ 432
- [14] 胡恒山, 王克协. 井孔周围轴对称声电耦合波: () 声电效应测井数值模拟. 测井技术, 2000, **24**(1): 3 ~ 13
HU Hengshan, WANG Kexie. Coupled acoustic and electromagnetic waves around a borehole embedded in a porous formation: part 2. numerical simulation of acoustically induced fields. *Well Logging Technology*, 2000, **24**(1): 3 ~ 13
- [15] Han Q, Wang, Z. Time-domain simulation of SH-wave-induced electromagnetic field in heterogeneous porous media: A fast finite-element algorithm. *Geophysics*, 2001, **66**(2): 488 ~ 461
- [16] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. —Low-frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1956, **28**: 168 ~ 178
- [17] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. —Higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1956, **28**: 179 ~ 191
- [18] Biot M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J. Appl. Phys.*, 1962, **33**: 1482 ~ 1498
- [19] Pride S R, Morgan F D. Electrokinetic dissipation induced by seismic waves. *Geophysics*, 1991, **56**: 914 ~ 925
- [20] Johnson D L, Koplik J, Dashen R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J. Fluid Mech.*, 1987, **176**: 379 ~ 402
- [21] 胡恒山, 王克协. 孔隙介质声学理论中的动态渗透率. 地球物理学报, 2001, **44**(1): 135 ~ 141
HU Hengshan, WANG Kexie. Dynamic Permeability in Poroelectric Medium Acoustics. *Chinese J. Geophys.*, 2001, **44**(1): 135 ~ 141
- [22] 薛定谔 A E 著. 多孔介质中的渗流物理. 王鸿勋等译. 北京: 石油工业出版社, 1982
Scheidegger A E. Physics of Flow in Porous Medium. Translated by WANG Hongxun. Beijing, Petroleum Press, 1982