

魏宝君,王莎莎,欧永峰. 用并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式模拟随钻感应测井仪器的响应. 地球物理学报, 2011, 54(5): 1391~1401, DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2011.05.029

Wei B J, Wang S S, Ou Y F. Simulating the response of induction logging-while-drilling tools by vector eigenfunction expansion formulae for dyadic Green's functions. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2011, 54(5): 1391~1401, DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2011.05.029

用并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式模拟 随钻感应测井仪器的响应

魏宝君,王莎莎,欧永峰

中国石油大学物理科学与技术学院, 东营 257061

摘 要 采用圆柱坐标系下完纯导电劈模型的磁流源并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式计算钻铤 V 型槽内随钻感应测井仪器的响应. 计算发现, V 型槽张角的变化对电磁场不同分量的影响规律不同. 若只采用传统的感应测井仪器, V 型槽的张角可尽量小一些以最大限度地增加信号强度. 若采用多分量感应测井仪器, 需对 V 型槽张角的取值进行折衷考虑. 由于在具有不同张角的 V 型槽内接收信号的强度不同, 在对地层视电导率进行刻度时需根据 V 型槽张角确定标准值. 计算还发现, 电磁场不同分量对方位角的依赖程度不同, 侵入带电导率对不同分量接收信号的影响程度也不同, 因而不同分量接收信号的径向探测深度不同.

关键词 随钻感应测井, V 型槽, 并矢 Green 函数, 矢量本征函数, 完纯导电劈

DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2011.05.029

中图分类号 P631

收稿日期 2010-05-31, 2011-04-18 收修定稿

Simulating the response of induction logging-while-drilling tools by vector eigenfunction expansion formulae for dyadic Green's functions

WEI Bao-Jun, WANG Sha-Sha, OU Yong-Feng

College of Physical Science and Technology, China University of Petroleum, Dongying 257061, China

Abstract The vector eigenfunction expansion formulae of magnetic-current-source dyadic Green's functions for a perfect electric conduction wedge model in cylindrical coordinate system are adopted to compute the response of an induction logging-while-drilling tool within the collar's V-shaped channel. It has been shown from computation that the influence of the change of the V-shaped channel's angle on different components of electromagnetic fields is different. If only a conventional induction logging tool is used, the channel's angle should be as small as possible in order to increase the signal's intensity fully. If a multi-component induction logging tool is used, the value of the channel's angle should be selected compromisingly. Since the received signal's intensity will change when the tool is in the V-shaped channel with different angle, the criterion should be set on the basis of the V-shaped channel's angle when calibrating the formation's

基金项目 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-10-0767); 教育部科学技术研究重点项目(109101); 山东省自然科学基金项目(Y2007E06); 中央高校基本科研业务费专项资金(10CX05006A)资助.

作者简介 魏宝君,男,1969年生,博士,教授,教育部“新世纪优秀人才支持计划”入选者. 1991年毕业于北京师范大学物理系,1997年、2003年分别获中国石油大学工学硕士、博士学位,2004-2005年在美国杜克大学从事博士后研究. 主要从事应用地球物理和电磁场理论方法的研究工作. E-mail: weibj@upc.edu.cn

apparent conductivity. It has also been shown that different components of electromagnetic fields rely differently on the azimuth angle, and that the influence of the invasion zone's conductivity on different components of the received signal is also different, thus the radial depth of exploration is different for different components of the received signal.

Keywords Induction logging-while-drilling, V-shaped channel, Dyadic Green's functions, Vector eigenfunction, Perfect electric conduction wedge

1 引言

随钻感应测井作为随钻测井技术的重要组成部分,由于采用的频率较低,与传统的随钻电磁波传播电阻率测井技术相比具有探测深度更深、在高阻地层中测量精度更高、不受地层介电常数影响等优点,因而具有广阔的应用前景^[1].除此之外,随钻感应测井数据还可以直接与标准的电缆感应测井数据进行对比,使测量结果能更方便地融入现有的数据解释体系,从而达到更精确地评价地层和描述油藏的目的.最具代表性的随钻感应测井仪器是英国 Geolink 公司的 TRIM^[1~5],该仪器将轴向线圈系置于钻铤旁侧的 V 型凹槽内,采用 20kHz 的低频感应频率,因而具有比常规随钻电磁波电阻率测井更深的探测深度.由于接收信号主要来自于 V 型凹槽一侧地层的贡献,因而该仪器具备了方位探测能力(图 1).置于 V 型凹槽内的线圈系直径比常规电缆感应测井仪器的线圈系直径要小,以便于安装.为了消除钻铤产生的误差,在 V 型槽的壁上覆盖有由高电导率材料制成的电磁反射层,该反射层将槽内的发射或接收线圈系从钻铤的影响中屏蔽起来. V 型槽内线圈系与反射层之间的空间填充有高强度绝缘介质,可以使线圈系免于受井眼内泥浆的冲击与磨损.由于钻铤上 V 型凹槽的存在,该仪器是偏心的、非轴对称的,对其响应和探测特性进行数值模拟具有较大困难,尤其是线圈系与电磁反射层之间强烈的相互作用使情况变得更为复杂.所有的二维或适用于轴对称性情况的数值模拟技术^[6]不再适合上述模型.矢量有限元^[7]和有限差分法^[8]等三维数值模拟算法在模拟考虑钻铤影响的情况下传统随钻仪器在井眼中偏心或在复杂地层中的电磁响应时均将圆柱形钻铤作为理想的导体边界处理,而体积分方程^[9~13]在模拟上述复杂地层模型中随钻仪器或多分量感应测井仪器的电磁响应时均忽略钻铤或金属心轴的影响.由于 V 型槽的存在,TRIM 仪器的钻铤不再是圆柱形,不能将其作为圆柱形理想导体边

界处理,又由于钻铤与地层的电导率对比度太大,也不能将其作为介质处理.这些因素使得上述三维电磁场数值模拟方法也不能有效使用.笔者曾开发了圆柱坐标系下径向成层介质中磁流源并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式^[14],研究线圈系在圆柱形钻铤外侧时的响应特性.本文中笔者将 V 型槽壁上的高电导率反射层视为理想导体,除 V 型槽外将钻铤的其他部分视为完纯导电劈,采用圆柱坐标系下针对完纯导电劈模型的磁流源并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式^[15]对随钻感应测井仪器在径向成层地层中的响应和探测特性进行数值模拟,有效地克服了传统的数值模拟方法所遇到的困难.除模拟传统感应测井仪器的响应外,本文还采用上述方法模拟了 V 型槽内多分量感应测井仪器的响应特性.

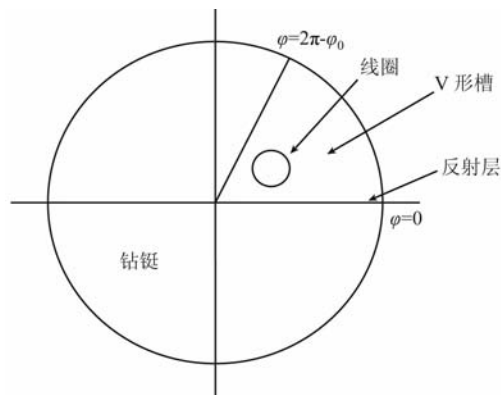


图 1 仪器模型截面图

Fig. 1 Sectional view of tool model

2 基本理论

设完纯导电劈的张角为 φ_0 , 则线圈系所在的 V 型槽的张角为 $2\pi - \varphi_0$, V 型槽的边界分别位于 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = 2\pi - \varphi_0$ 处(图 1).采用圆柱坐标系并假设发射源随时间的变化关系为 $\exp(-i\omega t)$, 其中 ω 为角频率.设在 V 型槽内场点的位置坐标为 $\mathbf{R}(r, \varphi, z)$, 源点的位置坐标为 $\mathbf{R}'(r', \varphi', z')$.

2.1 完纯导电劈的 M 类和 N 类矢量本征函数

在圆柱坐标系下可采用分数阶的 M 类和 N 类

矢量本征函数表示完纯导电劈模型的磁流源并矢 Green 函数. 由文献[15], \mathbf{M} 类和 \mathbf{N} 类矢量本征函数的奇函数和偶函数分别定义为

$$\mathbf{M}_{0,\nu}^e(\eta, h) = \nabla \times [\mathbf{J}_\nu(\eta r) \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi \\ \sin\nu\varphi \end{Bmatrix} \exp(ihz) \mathbf{e}_z], \quad (1a)$$

$$\mathbf{M}_{0,\nu}^{e(1)}(\eta, h) = \nabla \times [H_\nu^{(1)}(\eta r) \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi \\ \sin\nu\varphi \end{Bmatrix} \exp(ihz) \mathbf{e}_z], \quad (1b)$$

$$\mathbf{M}'_{0,\nu}{}^e(\eta, -h) = \nabla' \times [\mathbf{J}_\nu(\eta r') \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi' \\ \sin\nu\varphi' \end{Bmatrix} \times \exp(-ihz') \mathbf{e}_z], \quad (1c)$$

$$\mathbf{M}'_{0,\nu}{}^{e(1)}(\eta, -h) = \nabla' \times [H_\nu^{(1)}(\eta r') \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi' \\ \sin\nu\varphi' \end{Bmatrix} \times \exp(-ihz') \mathbf{e}_z]. \quad (1d)$$

$$\mathbf{N}_{0,\nu}^e(\eta, h) = \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times [\mathbf{J}_\nu(\eta r) \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi \\ \sin\nu\varphi \end{Bmatrix} \times \exp(ihz) \mathbf{e}_z], \quad (2a)$$

$$\mathbf{N}_{0,\nu}^{e(1)}(\eta, h) = \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times [H_\nu^{(1)}(\eta r) \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi \\ \sin\nu\varphi \end{Bmatrix} \times \exp(ihz) \mathbf{e}_z], \quad (2b)$$

$$\mathbf{N}'_{0,\nu}{}^e(\eta, -h) = \frac{1}{k} \nabla' \times \nabla' \times [\mathbf{J}_\nu(\eta r') \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi' \\ \sin\nu\varphi' \end{Bmatrix} \times \exp(-ihz') \mathbf{e}_z], \quad (2c)$$

$$\times \exp(-ihz') \mathbf{e}_z], \quad (2c)$$

$$\mathbf{N}'_{0,\nu}{}^{e(1)}(\eta, -h) = \frac{1}{k} \nabla' \times \nabla' \times [H_\nu^{(1)}(\eta r') \begin{Bmatrix} \cos\nu\varphi' \\ \sin\nu\varphi' \end{Bmatrix} \times \exp(-ihz') \mathbf{e}_z]. \quad (2d)$$

式中, $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, μ 为 V 型槽内均匀介质的磁导率, ϵ 为 V 型槽内均匀介质的复介电常数, $\eta = \sqrt{k^2 - h^2}$, $h \in (-\infty, +\infty)$ 为积分变量, $\nu = \frac{n}{2 - \varphi_0/\pi}$ 为 Bessel 函数对应的阶数, $n = 0, 1, \dots, \infty$, 根据完纯导电劈张角 φ_0 取值的不同, ν 可以取整数值也可以取分数值. $J_\nu(\eta r)$ 为复宗量 ν 阶 Bessel 函数, $H_\nu^{(1)}(\eta r)$ 为复宗量 ν 阶第一类 Hankel 函数, \mathbf{e}_z 表示 z 方向的单位矢量, 上角标 e 表示偶性函数, 下角标 o 表示奇性函数.

将式(1)和(2)展开可以发现, 上述针对完纯导电劈模型的 \mathbf{M} 类和 \mathbf{N} 类矢量本征函数在边界 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = 2\pi - \varphi_0$ 处满足下列边界条件:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_\varphi \times \mathbf{M}_{e,\nu} &= 0, \quad \mathbf{e}_\varphi \times \mathbf{N}_{o,\nu} = 0, \\ \mathbf{e}_\varphi \times \nabla \times \mathbf{M}_{o,\nu} &= 0, \quad \mathbf{e}_\varphi \times \nabla \times \mathbf{N}_{e,\nu} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

2.2 V 型槽内均匀介质中的磁流源并矢 Green 函数

由文献[15], V 型槽内均匀介质中磁流源磁型并矢 Green 函数 $\mathbf{G}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 的矢量本征函数展开式为

$$\mathbf{G}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta^2} \begin{cases} \mathbf{M}_{o,\nu}^{(1)}(\eta, h) \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta, -h) + \mathbf{N}_{e,\nu}^{(1)}(\eta, h) \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta, -h) & (r > r') \\ \mathbf{M}_{o,\nu}(\eta, h) \mathbf{M}'_{o,\nu}^{(1)}(\eta, -h) + \mathbf{N}_{e,\nu}(\eta, h) \mathbf{N}'_{e,\nu}^{(1)}(\eta, -h) & (r < r') \end{cases}, \quad (4)$$

$$\text{式中, } \delta_0 = \begin{cases} 1 (\nu = 0) \\ 0 (\nu \neq 0) \end{cases}.$$

根据 \mathbf{M} 类和 \mathbf{N} 类矢量本征函数之间的关系, V 型槽内均匀介质中磁流源电型并矢 Green 函数 $\mathbf{G}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 的矢量本征函数展开式为:

$$\mathbf{G}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{ik}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta^2} \begin{cases} \mathbf{N}_{o,\nu}^{(1)}(\eta, h) \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta, -h) + \mathbf{M}_{e,\nu}^{(1)}(\eta, h) \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta, -h) & (r > r') \\ \mathbf{N}_{o,\nu}(\eta, h) \mathbf{M}'_{o,\nu}^{(1)}(\eta, -h) + \mathbf{M}_{e,\nu}(\eta, h) \mathbf{N}'_{e,\nu}^{(1)}(\eta, -h) & (r < r') \end{cases}. \quad (5)$$

编程计算时需利用式(1)和(2)将式(4)和(5)展开, 从而得到并矢 Green 函数的所有分量. 式(4)和(5)展开后的详细表达式见附录 A.

2.3 V 型槽内径向成层介质中的磁流源并矢 Green 函数

在对含井眼、侵入带、原状地层的复杂地层模型进行数值模拟时, 需采用径向成层介质的磁流源并矢 Green 函数. 设多层圆柱形径向成层介质由内向外共有 m 层, 各层界面半径分别为 r_1, r_2, \dots, r_{m-1} , 每层介质的参数分别为 $k_i^2 = \omega^2 \mu_i \epsilon_i$, $\eta_i = \sqrt{k_i^2 - h^2}$,

类比式(4)和式(5)可得到源点位置和场点位置在 V 型槽内任意层时磁流源并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式. 考虑到线圈系在 V 型槽的第 1 层介质内, 此处只列出源点位置在第 1 层、场点位置在不同地层时的磁流源并矢 Green 函数.

当场点位置在第 1 层时:

$$\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = {}^{\text{P}}\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') + {}^{\text{S}}\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}'), \quad (6a)$$

式中背景项 ${}^{\text{P}}\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 由式(4)取第 1 层的电性参数得到, 散射项 ${}^{\text{S}}\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 可类比式(4)由下列表达式得到:

$${}^S\mathbf{G}_{(1)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_1^2} \{ [A_{o,\nu}^{(1)} \mathbf{M}_{o,\nu}(\eta_1, h) + B_{e,\nu}^{(1)} \mathbf{N}_{e,\nu}(\eta_1, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_1, -h) + [C_{e,\nu}^{(1)} \mathbf{N}_{e,\nu}(\eta_1, h) + D_{o,\nu}^{(1)} \mathbf{M}_{o,\nu}(\eta_1, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_1, -h) \},$$

式中, $A_{o,\nu}^{(1)}$ 、 $B_{e,\nu}^{(1)}$ 、 $C_{e,\nu}^{(1)}$ 、 $D_{o,\nu}^{(1)}$ 为待定系数, 由各圆柱层界面处电磁场的连续性条件得到.

$$\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = {}^P\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') + {}^S\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}'), \quad (6b)$$

式中背景项 ${}^P\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 由式(5)取第 1 层的电性参数得到, 散射项 ${}^S\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 可类比式(5)由下列表达式得到:

$${}^S\mathbf{G}_{(1)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{ik_1}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_1^2} \{ [A_{o,\nu}^{(1)} \mathbf{N}_{o,\nu}(\eta_1, h) + B_{e,\nu}^{(1)} \mathbf{M}_{e,\nu}(\eta_1, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_1, -h) + [C_{e,\nu}^{(1)} \mathbf{M}_{e,\nu}(\eta_1, h) + D_{o,\nu}^{(1)} \mathbf{N}_{o,\nu}(\eta_1, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_1, -h) \}.$$

当场点位置在第 l 层 ($1 < l < m$) 时, \mathbf{G}^{HM} 和 \mathbf{G}^{EM} 只包含散射项:

$$\mathbf{G}_{(l)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_l^2} \times \{ [A_{o,\nu}^{(l)} \mathbf{M}_{o,\nu}(\eta_l, h) + A'_{o,\nu}{}^{(l)} \mathbf{M}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_l, h) + B_{e,\nu}^{(l)} \mathbf{N}_{e,\nu}(\eta_l, h) + B'_{e,\nu}{}^{(l)} \mathbf{N}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_l, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_l, -h) + [C_{e,\nu}^{(l)} \mathbf{N}_{e,\nu}(\eta_l, h) + C'_{e,\nu}{}^{(l)} \mathbf{N}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_l, h) + D_{o,\nu}^{(l)} \mathbf{M}_{o,\nu}(\eta_l, h) + D'_{o,\nu}{}^{(l)} \mathbf{M}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_l, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_l, -h) \}, \quad (6c)$$

式中 $A_{o,\nu}^{(l)}$ 、 $A'_{o,\nu}{}^{(l)}$ 、 $B_{e,\nu}^{(l)}$ 、 $B'_{e,\nu}{}^{(l)}$ 、 $C_{e,\nu}^{(l)}$ 、 $C'_{e,\nu}{}^{(l)}$ 、 $D_{o,\nu}^{(l)}$ 、 $D'_{o,\nu}{}^{(l)}$ 为待定系数.

$$\mathbf{G}_{(l)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{ik_l}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_l^2} \times \{ [A_{o,\nu}^{(l)} \mathbf{N}_{o,\nu}(\eta_l, h) + A'_{o,\nu}{}^{(l)} \mathbf{N}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_l, h) + B_{e,\nu}^{(l)} \mathbf{M}_{e,\nu}(\eta_l, h) + B'_{e,\nu}{}^{(l)} \mathbf{M}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_l, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_l, -h) + [C_{e,\nu}^{(l)} \mathbf{M}_{e,\nu}(\eta_l, h) + C'_{e,\nu}{}^{(l)} \mathbf{M}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_l, h) + D_{o,\nu}^{(l)} \mathbf{N}_{o,\nu}(\eta_l, h) + D'_{o,\nu}{}^{(l)} \mathbf{N}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_l, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_l, -h) \}, \quad (6d)$$

当场点位置在第 m 层时, \mathbf{G}^{HM} 和 \mathbf{G}^{EM} 只包含散射项:

$$\mathbf{G}_{(m)}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_m^2} \{ [A'_{o,\nu}{}^{(m)} \mathbf{M}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_m, h) + B'_{e,\nu}{}^{(m)} \mathbf{N}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_m, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_m, -h) + [C'_{e,\nu}{}^{(m)} \mathbf{N}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_m, h) + D'_{o,\nu}{}^{(m)} \mathbf{M}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_m, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_m, -h) \}, \quad (6e)$$

式中 $A'_{o,\nu}{}^{(m)}$ 、 $B'_{e,\nu}{}^{(m)}$ 、 $C'_{e,\nu}{}^{(m)}$ 、 $D'_{o,\nu}{}^{(m)}$ 为待定系数.

$$\mathbf{G}_{(m)}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{ik_m}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta_m^2} \{ [A'_{o,\nu}{}^{(m)} \mathbf{N}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_m, h) + B'_{e,\nu}{}^{(m)} \mathbf{M}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_m, h)] \mathbf{M}'_{o,\nu}(\eta_m, -h) + [C'_{e,\nu}{}^{(m)} \mathbf{M}_{e,\nu}^{(1)}(\eta_m, h) + D'_{o,\nu}{}^{(m)} \mathbf{N}_{o,\nu}^{(1)}(\eta_m, h)] \mathbf{N}'_{e,\nu}(\eta_m, -h) \}. \quad (6f)$$

在式(6)的各表达式中, 待定系数由圆柱形界面 r_1, r_2, \dots, r_{m-1} 处 $\mathbf{G}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 和 $\mathbf{G}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 所满足的下列边界条件得到: $\mathbf{e}_r \times \mathbf{G}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ 和 $\mathbf{e}_r \times \frac{\mathbf{G}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}')}{\varepsilon}$ 分别连续. 经推导发现, 上述待定系数中 $A_{o,\nu}^{(l)}$ 、 $A'_{o,\nu}{}^{(l)}$ 、 $C_{e,\nu}^{(l)}$ 、 $C'_{e,\nu}{}^{(l)}$ 均为积分变量 h 的偶函数而 $B_{e,\nu}^{(l)}$ 、 $B'_{e,\nu}{}^{(l)}$ 、 $D_{o,\nu}^{(l)}$ 、 $D'_{o,\nu}{}^{(l)}$ 均为积分变量 h 的奇函数. 利用这些系数的奇偶性并结合它们所在的各表达式的奇偶性, 可以将积分变量 h 的变化范围从 $(-\infty, +\infty)$ 减小为 $(0, +\infty)$, 从而节约计算时间. 在确定待定系数和进行计算时, 需将式(6)进行类似于式(A1)或(A2)形式的展开, 从而得到并矢 Green 函数的所有分量.

将发射源视为磁偶极子, 由式(6)可得到沿任意方向放置的发射源在 V 型槽内任意层介质中产生的电场强度、磁场强度和接收线圈的感应电动势^[14], 并进而获得地层的视电导率^[16]. 利用式(6)除了可以模拟传统感应测井仪器的响应外, 还可以模拟 V 型槽内多分量感应测井仪器在径向成层地层中的响应^[17,18].

3 数值计算及讨论

在模拟随钻感应测井仪器的响应时取发射频率为 20 kHz、发射线圈匝数为 50、发射电流强度为

1A、线圈系直径为 1 cm, 线圈系可沿 e_r 、 e_φ 、 e_z 方向放置.

3.1 V 型槽张角对电磁场分布的影响

计算发射线圈产生的电磁场时假设发射线圈的径向坐标为 3 cm、方位坐标为 V 型槽张角的一半, 取 V 型槽内均匀分布绝缘介质的电参数为自由空间中的数值. 图 2 和图 3 为当 V 型槽的张角 $2\pi - \varphi_0$ 取不同的值时 (张角为 360° 表示无钻铤存在) 距发射线圈轴向距离 0.5 m、与发射源相同方位角处电场强度和磁场强度不同分量的幅值随场点径向坐标 r 的变化关系. 由图 2 和图 3 可以看出, 当发射线圈沿 e_z 方向放置时, 随着 V 型槽张角的减小, 电磁场的幅度逐渐增加, 这是由于 V 型槽壁上理想导体反射层的强烈反射作用导致信号加强造成的. 该结论说明上述钻铤结构可以增加仪器轴向线圈系的径向探测深度且 V 型槽的张角越小越好. 另外, 将 V 型槽张角为 180° 时上述矢量本征函数展开式的计算结果与采用镜像法得到的结果进行比较, 二者完全一致, 说明了本文算法的正确性. 当发射线圈沿 e_r 方向放置时, 若无钻铤存在, 则电磁场的幅度值最大, 当 V 型槽的张角为 180° 时电磁场的幅度值最小, 此后随着 V 型槽张角的减小电磁场的幅度逐渐

增加. 当发射线圈沿 e_φ 方向放置时, 在 V 型槽的张角为 180° 时电磁场的幅度值最大, 此后随着 V 型槽张角的减小电磁场的幅度值也逐渐减小. 上述结论亦可以采用镜像法通过进行定性分析得到.

由图 3d, 对同一径向坐标, 由于 $|H_{zz}|$ 随 V 型槽张角的减小而增加, 因此若像 TRIM 那样在 V 型槽内只沿轴向放置传统的随钻感应测井仪器, 则 V 型槽的张角越小越好, 可以最大限度地增加信号强度. 由图 3a, 当 V 型槽的张角小于 180° 时, $|H_{rr}|$ 亦随 V 型槽张角的减小而增加, 因此若在 V 型槽内放置的多分量随钻感应测井仪器只测量 H_{rr} 和 H_{zz} 两个主分量, 则 V 型槽的张角越小越好. 但由图 3c, $|H_{\varphi\varphi}|$ 却随着 V 型槽张角的减小而减小, 因此若在 V 型槽内放置的多分量随钻感应测井仪器除测量 H_{rr} 和 H_{zz} 两个主分量外还测量 $H_{\varphi\varphi}$ 这个主分量, 则 V 型槽的张角并非越小越好, 否则 $H_{\varphi\varphi}$ 分量就会因为信号强度太弱而无法探测到. 在此情况下需对 V 型槽张角的取值进行折衷考虑, 同时兼顾到 H_{zz} 、 H_{rr} 和 $H_{\varphi\varphi}$ 三个主分量的强度, 使它们的强度越接近越好.

3.2 电磁场分布对方位角的依赖关系

设 V 型槽张角为 60° , 多分量感应测井仪器发

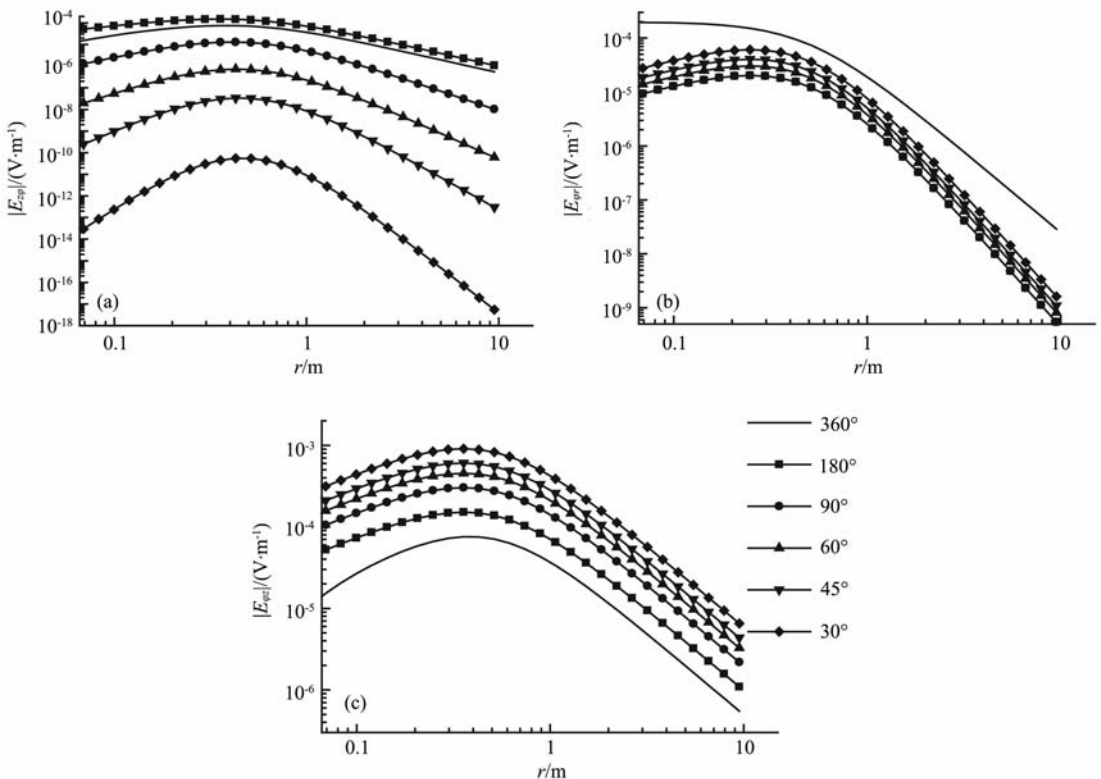


图 2 V 型槽张角不同时电场强度的幅值随径向坐标 r 的变化关系

Fig. 2 Relation between the magnitude of electric fields and radial coordinate r for different angles of the V-shaped channel

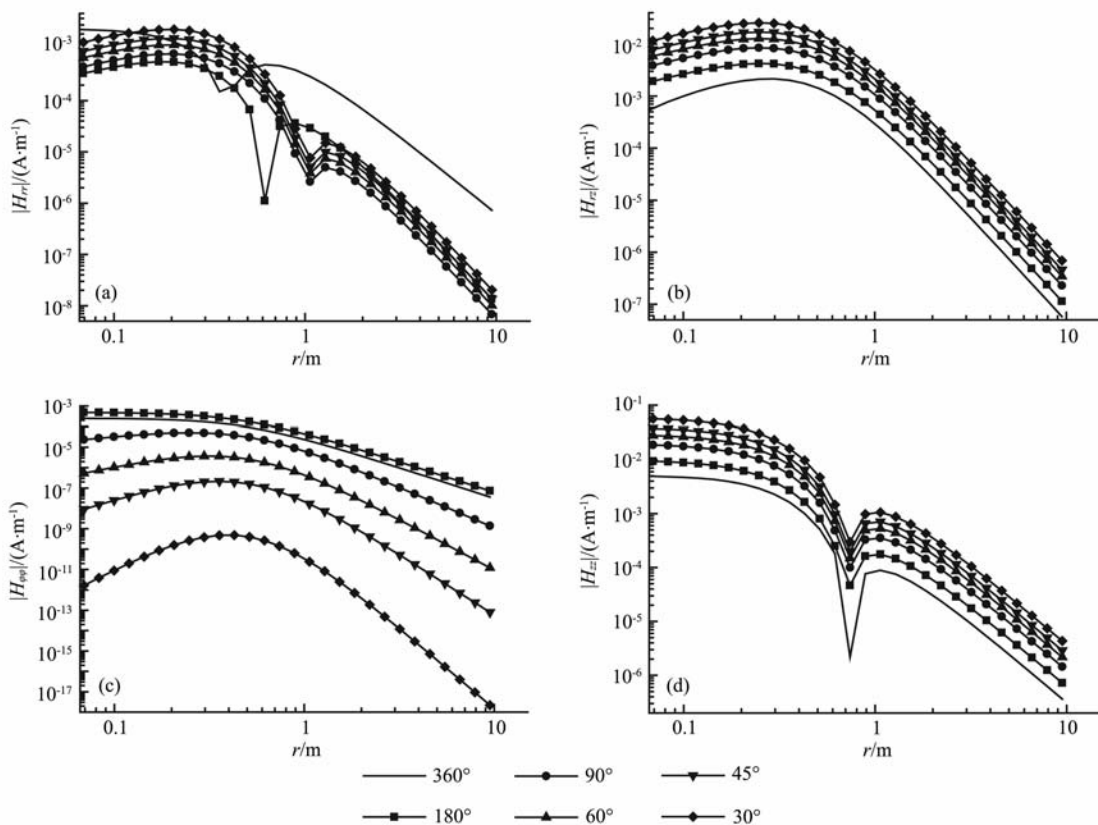


图 3 V 型槽张角不同时磁场强度的幅值随径向坐标 r 的变化关系

Fig. 3 Relation between the magnitude of magnetic fields and radial coordinate r for different angles of the V-shaped channel

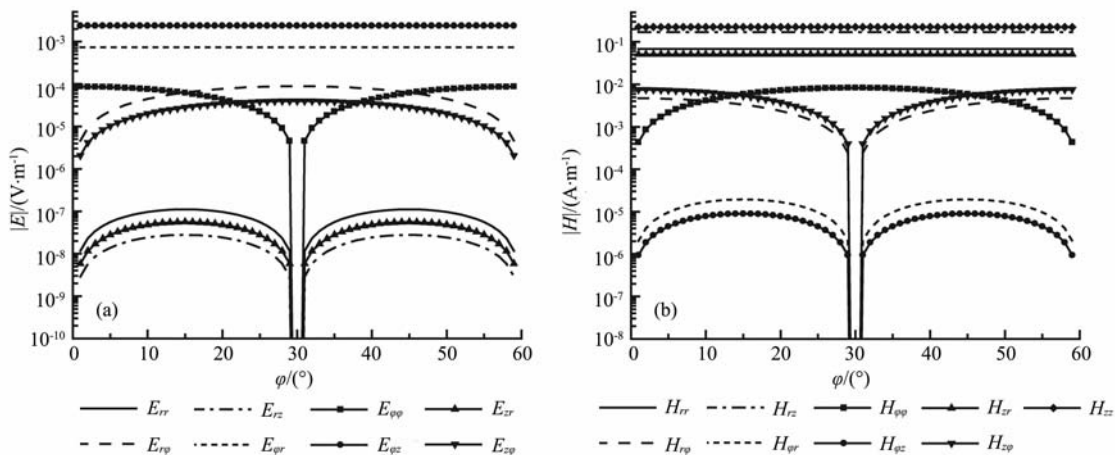


图 4 V 型槽张角为 60° 时电磁场强度随方位角 φ 的变化关系

Fig. 4 Relation between the magnitude of electromagnetic fields and azimuth angle φ when the V-shaped channel's angle is 60°

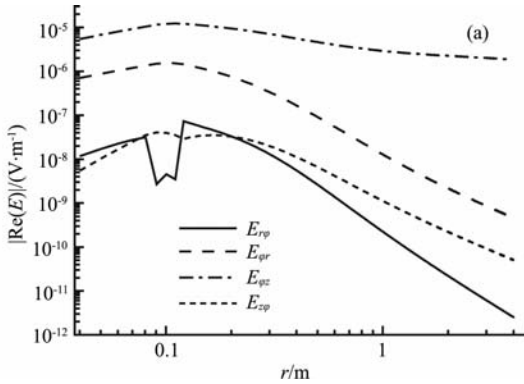
射线圈的径向坐标为 5 cm、方位角坐标为 30° ，仍取 V 型槽内均匀分布绝缘介质的电参数为自由空间中的数值. 图 4 为距发射线圈轴向距离 0.2 m、径向坐标为 0.1 m 处电磁场强度的各分量随场点方位角 φ 的变化关系. 由图 4 可以看出, 电磁场强度的不同分量对方位角的依赖程度是不同的. 除 $E_{\varphi r}$ 分

量和 $E_{\varphi z}$ 分量外, 电场强度的其他分量均随着方位角有明显变化, 而磁场强度的 H_{rr} 、 H_{rz} 、 H_{zr} 、 H_{zz} 则并不明显依赖于方位角的变化.

3.3 有井眼地层中电磁场的分布

仍取 V 型槽张角为 60° ，设发射线圈的径向坐标为 3 cm、方位角坐标为 30° ，包围线圈系的绝缘介

质的半径为 8.5 cm、井眼半径为 12 cm. 图 5 为井眼泥浆电导率 10 S/m、地层电导率 0.1 S/m 时距发射线圈轴向距离 0.2 m、与发射源相同方位角处电磁场几个分量的强度随场点径向坐标 r 的变化关系. 图 6 为井眼泥浆电导率 0.1 S/m、地层电导率 1 S/m 时距发射线圈轴向距离 0.2 m、与发射源相同方位角处电磁场几个分量的强度随场点径向坐标 r 的变化关系. 根据图 4, 电场强度的所有 8 个分量中只有 4 个分量在方位角坐标为 30° 处不为零, 磁场强度的所有 9 个分量中有 5 个分量在方位角坐标为 30° 处不为零, 故图 5 和图 6 所给出的是非零分量. 另外, 由于电场强度的实部和磁场强度的虚部能明显反映地层信息, 故图 5 和图 6 给出的是电场强度的实部和磁场强度的虚部. 由图 5a 和图 6a 可以看出, 在地层界面处电场强度的法向分量 $E_{r\varphi}$ 发生突变, 而其他三个分量由于属于切向分量故在地层界面处仍保持连续. 由于假设地层是非磁性的, 故由图 5b 和图 6b 可以看出磁场强度的各分量在地层界面处仍保持连续.



3.4 接收信号随地层电导率的变化关系

取 V 型槽张角为 30° , 设发射线圈的径向坐标为 3 cm、方位角坐标为 15° , 包围线圈系的绝缘介质的半径仍设为 8.5 cm、井眼半径为 12 cm, 并假设发射线圈的磁偶极矩为 1 Am^2 . 接收线圈与发射线圈的径向坐标和方位角坐标均相同, 距发射线圈的轴向距离为 1 m. 图 7a 为无井眼情况下接收线圈处磁场强度两个主分量 H_{rr} 和 H_{zz} 的虚部随均质地层电导率的变化关系, 该图可以作为标准值用于对实际地层中接收信号的刻度从而获得实际地层的视电导率. 对于不同的 V 型槽张角, 由于接收信号的强度是不同的, 故用于刻度的标准值也不同. 由图 7a, 两个主分量 H_{rr} 和 H_{zz} 随均质地层电导率的变化规律是相同的. 图 7b 为井眼泥浆电导率 10 S/m 时接收线圈处磁场强度两个主分量的虚部随地层电导率的变化关系. 由图 7b, 由于低阻泥浆电导率的存在, 当地层电导率值较低时接收信号偏大, 视电导率增加. 另由该图可知, 井眼泥浆电导率对 H_{rr} 和 H_{zz} 两种不同信号的影响规律是相同的. 由于 V 型槽的张角

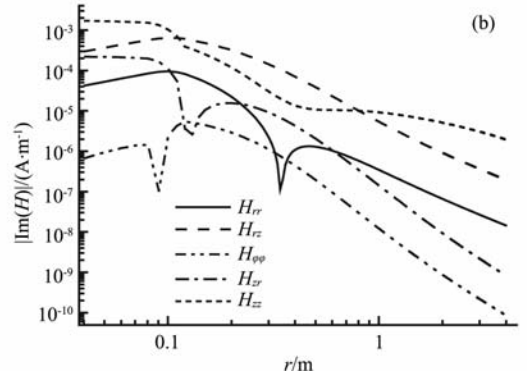


图 5 井眼电导率 10 S/m、地层电导率 0.1 S/m 时电磁场强度随径向坐标 r 的变化关系

Fig. 5 Relation between the magnitude of electromagnetic fields and radial coordinate r when the conductivities of the borehole and formation are 10 S/m and 0.1 S/m

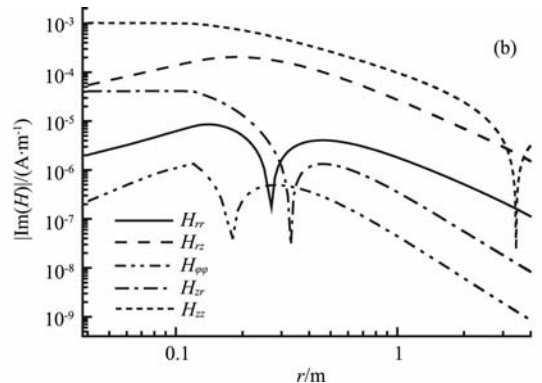
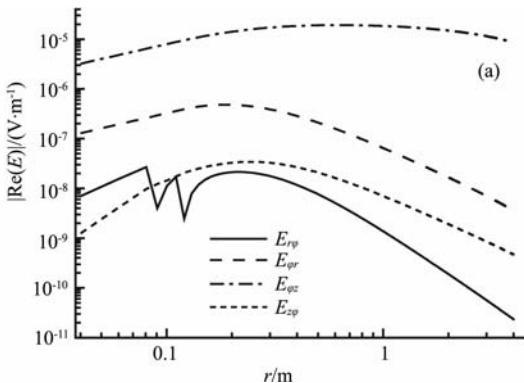


图 6 井眼电导率 0.1 S/m、地层电导率 1.0 S/m 时电磁场强度随径向坐标 r 的变化关系

Fig. 6 Relation between the magnitude of electromagnetic fields and radial coordinate r when the conductivities of the borehole and formation are 0.1 S/m and 1.0 S/m

很小,由图 3 知 H_{qp} 信号的数值太小,无法精确探测到,故图 7 没有给出 H_{qp} 曲线。

3.5 接收信号随侵入半径的变化关系

首先取 V 型槽张角为 30° ,取发射线圈的径向坐标为 3 cm、方位角坐标为 15° ,包围线圈系的绝缘介质的半径仍设为 8.5 cm,忽略井眼的存在,假设发射线圈的磁偶极矩仍为 1 Am^2 。仍假设接收线圈与发射线圈的径向坐标和方位角坐标均相同且距发射线圈的轴向距离为 1 m。图 8a 为侵入带电导率 0.05 S/m、地层电导率 1 S/m(高阻侵入)时视电导率两个主分量 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 随侵入半径的变化关系,图 8b 为侵入带电导率 10 S/m、地层电导率 0.05 S/m(低阻侵入)时视电导率两个主分量 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 随侵入半径的变化关系,视电导率的刻度以图 7a 的数据作为标准值。由图 8,当侵入半径较小时,无论是

$\sigma_{a,rr}$ 还是 $\sigma_{a,zz}$ 均与地层电导率接近,接收信号主要反映地层的电导率信息。随着侵入半径的增加,侵入带电导率的影响逐渐增大, $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 逐渐趋向于侵入带的电导率。但对比 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 的变化速度可以看出, $\sigma_{a,rr}$ 随侵入半径的变化比 $\sigma_{a,zz}$ 快,即 $\sigma_{a,rr}$ 能在更小的侵入半径处达到侵入带电导率。这说明侵入带电导率对 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 的影响程度是不同的,其对 $\sigma_{a,rr}$ 的影响大于对 $\sigma_{a,zz}$ 的影响。工程上一般将侵入带电导率 σ_{x0} 和地层电导率 σ_t 的平均值即 $\sigma_a = 0.5(\sigma_{x0} + \sigma_t)$ 对应的侵入直径定义为径向探测深度^[19],则图 8a 中高阻侵入情况下 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 的径向探测深度分别为 0.63 m 和 1.58 m,图 8b 中低阻侵入情况下 $\sigma_{a,rr}$ 和 $\sigma_{a,zz}$ 的径向探测深度分别为 0.62 m 和 1.28 m。这说明 $\sigma_{a,rr}$ 的径向探测深度比 $\sigma_{a,zz}$ 浅,主要反映近井眼地层的信息,而由 $\sigma_{a,zz}$ 可以

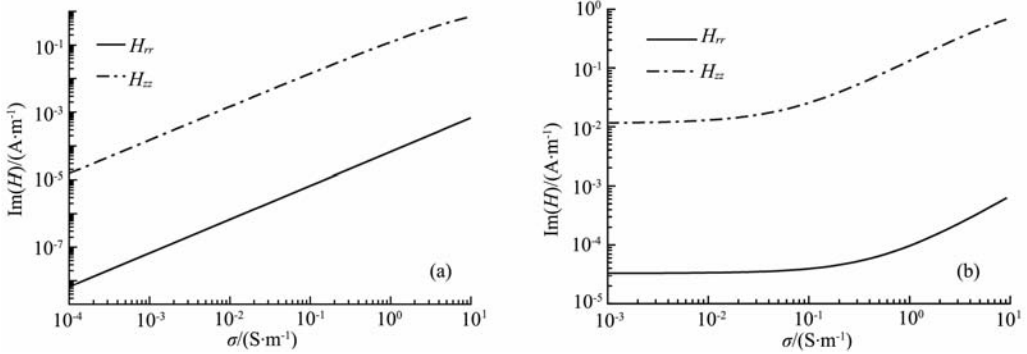


图 7 V 型槽张角为 30° 时磁场强度的虚部随地层电导率的变化关系
(a) 无井眼; (b) 有井眼。

Fig. 7 Relation between the imaginary part of magnetic fields and formation conductivity when the V-shaped channel's angle is 30°
(a) Without considering borehole; (b) Considering borehole.

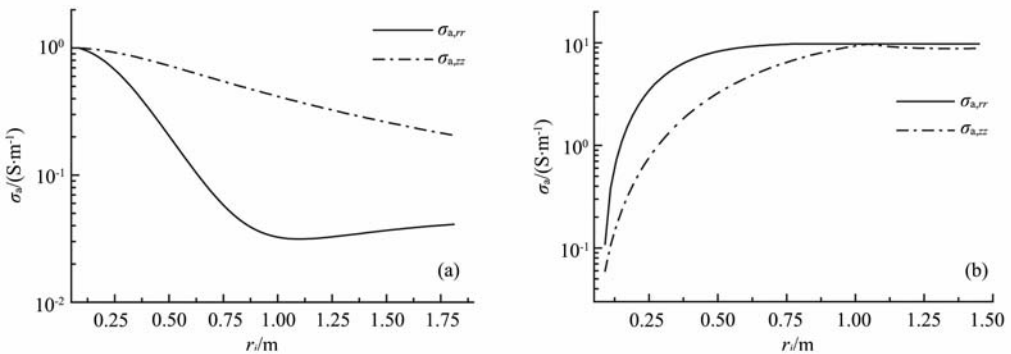


图 8 V 型槽张角为 30° 时视电导率随侵入半径的变化关系
(a) 高阻侵入; (b) 低阻侵入。

Fig. 8 Relation between the apparent conductivity and radius of invasion when the V-shaped channel's angle is 30°
(a) High-resistivity invasion; (b) Low-resistivity invasion.

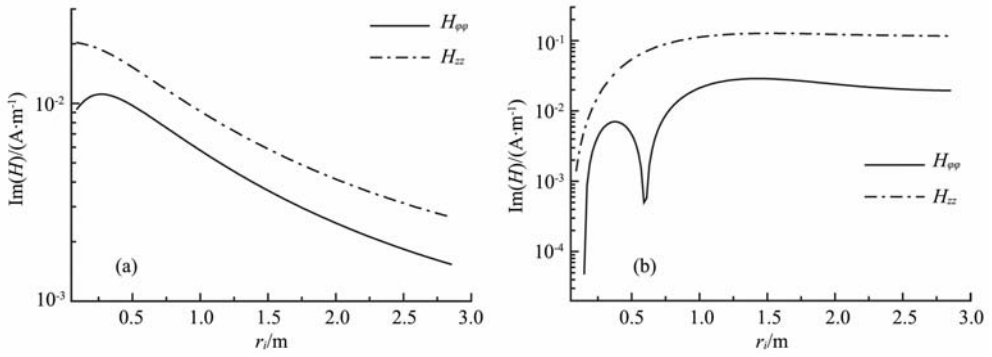


图 9 V 型槽张角为 180° 时磁场强度的虚部随侵入半径的变化关系

(a) 高阻侵入; (b) 低阻侵入.

Fig. 9 Relation between the imaginary part of magnetic fields and radius of invasion when the V-shaped channel's angle is 180°

(a) High-resistivity invasion; (b) Low-resistivity invasion.

获得距离井眼较远地层的信息.

再取 V 型槽张角为 180° , 发射线圈和接收线圈的方位角坐标均为 90° , 其余参数不变. 图 9(a, b) 分别为高阻侵入和低阻侵入情况下接收线圈处磁场强度两个主分量 $H_{\varphi\varphi}$ 和 H_{zz} 的虚部随侵入半径的变化关系. 由图 3 知当 V 型槽张角为 180° 时 $H_{\varphi\varphi}$ 达到最大而 H_{rr} 达到最小, 故图 9 没有给出 H_{rr} 曲线.

4 结 论

(1) 采用圆柱坐标系下针对完纯导电劈模型的磁流源并矢 Green 函数的矢量本征函数展开式, 可有效地计算钻铤 V 型槽内传统感应测井仪器和多分量感应测井仪器在径向成层地层中的响应和探测特性, 克服了传统数值模拟方法所遇到的困难.

(2) V 型槽张角的变化对电磁场不同分量的影响规律不同. 若只采用传统的随钻感应测井仪器进行测量, V 型槽的张角可尽量小一些以最大限度地增加信号强度. 若采用多分量随钻感应测井仪器进行测量, 需对 V 型槽张角的取值进行折衷考虑. 由于在具有不同张角的 V 型槽内接收信号的强度不同, 在对地层视电导率进行刻度时需根据 V 型槽张角确定标准值.

(3) 电磁场不同分量对方位角的依赖程度不同. 在 V 型槽内除 $E_{\varphi r}$ 和 $E_{\varphi z}$ 外电场强度的其他分量均随方位角变化明显, 除 H_{rr} 、 H_{rz} 、 H_{zr} 和 H_{zz} 外磁场强度的其他分量均随方位角变化明显.

(4) 侵入带电导率对不同分量接收信号的影响程度不同, 因而不同分量接收信号的径向探测深度不同.

附录 A: V 型槽内均匀介质中并矢 Green 函数各分量的表达式

当 $r > r'$ 时, 式(4)的展开形式为

$$\begin{aligned}
 \mathbf{G}^{\text{HM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') &= \frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2 - \delta_0}{\eta^2} \exp[ih(z - z')] \\
 &\times \left\{ \left[\frac{\nu^2 H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{r r'} J_{\nu}(\eta r') + \frac{h^2}{k^2} \frac{\partial H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{\partial r} \frac{\partial J_{\nu}(\eta r')}{\partial r'} \right] \cos(\nu\varphi) \cos(\nu\varphi') \hat{e}_r \hat{e}_r \right. \\
 &- \left[\frac{\nu}{r} H_{\nu}^{(1)}(\eta r) \frac{\partial J_{\nu}(\eta r')}{\partial r'} + \frac{\nu h^2}{r' k^2} \frac{\partial H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_{\nu}(\eta r') \right] \cos(\nu\varphi) \sin(\nu\varphi') \hat{e}_r \hat{e}_{\varphi} \\
 &+ \frac{i h \eta^2}{k^2} \frac{\partial H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_{\nu}(\eta r') \cos(\nu\varphi) \cos(\nu\varphi') \hat{e}_r \hat{e}_z \\
 &- \left[\frac{\nu}{r'} \frac{\partial H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_{\nu}(\eta r') + \frac{\nu h^2}{r k^2} H_{\nu}^{(1)}(\eta r) \frac{\partial J_{\nu}(\eta r')}{\partial r'} \right] \sin(\nu\varphi) \cos(\nu\varphi') \hat{e}_{\varphi} \hat{e}_r \\
 &+ \left. \left[\frac{\partial H_{\nu}^{(1)}(\eta r)}{\partial r} \frac{\partial J_{\nu}(\eta r')}{\partial r'} + \frac{\nu^2 h^2}{r r' k^2} H_{\nu}^{(1)}(\eta r) J_{\nu}(\eta r') \right] \sin(\nu\varphi) \sin(\nu\varphi') \hat{e}_{\varphi} \hat{e}_{\varphi} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{ih\nu\eta^2}{rk^2}H_\nu^{(1)}(\eta r)J_\nu(\eta r')\sin(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_\varphi\hat{e}_z \\
& -\frac{ih\eta^2}{k^2}H_\nu^{(1)}(\eta r)\frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'}\cos(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_z\hat{e}_r \\
& +\frac{ih\nu\eta^2}{r'k^2}H_\nu^{(1)}(\eta r)J_\nu(\eta r')\cos(\nu\varphi)\sin(\nu\varphi')\hat{e}_z\hat{e}_\varphi \\
& +\frac{\eta^4}{k^2}H_\nu^{(1)}(\eta r)J_\nu(\eta r')\cos(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_z\hat{e}_z.
\end{aligned} \tag{A1}$$

当 $r > r'$ 时, 式(5)的展开形式为

$$\begin{aligned}
\mathbf{G}^{\text{EM}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}') &= -\frac{i}{4(2\pi - \varphi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{\nu} \frac{2^{-\delta_0}}{\eta^2} \exp[ih(z - z')] \\
&\times \left\{ \left[\frac{ih\nu}{r'} \frac{\partial H_\nu^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_\nu(\eta r') + \frac{ih\nu}{r} H_\nu^{(1)}(\eta r) \frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'} \right] \sin(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_r\hat{e}_r \right. \\
&- \left[ih \frac{\partial H_\nu^{(1)}(\eta r)}{\partial r} \frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'} + \frac{ih\nu^2}{rr'} H_\nu^{(1)}(\eta r) J_\nu(\eta r') \right] \sin(\nu\varphi)\sin(\nu\varphi')\hat{e}_r\hat{e}_\varphi \\
&- \frac{\nu\eta^2}{r} H_\nu^{(1)}(\eta r) J_\nu(\eta r') \sin(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_r\hat{e}_z \\
&+ \left[\frac{ih\nu^2}{rr'} H_\nu^{(1)}(\eta r) J_\nu(\eta r') + ih \frac{\partial H_\nu^{(1)}(\eta r)}{\partial r} \frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'} \right] \cos(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_\varphi\hat{e}_r \\
&- \left[\frac{ih\nu}{r} H_\nu^{(1)}(\eta r) \frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'} + \frac{ih\nu}{r'} \frac{\partial H_\nu^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_\nu(\eta r') \right] \cos(\nu\varphi)\sin(\nu\varphi')\hat{e}_\varphi\hat{e}_\varphi \\
&- \eta^2 \frac{\partial H_\nu^{(1)}(\eta r)}{\partial r} J_\nu(\eta r') \cos(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_\varphi\hat{e}_z \\
&+ \frac{\nu\eta^2}{r} H_\nu^{(1)}(\eta r) J_\nu(\eta r') \sin(\nu\varphi)\cos(\nu\varphi')\hat{e}_z\hat{e}_r \\
&\left. - \eta^2 H_\nu^{(1)}(\eta r) \frac{\partial J_\nu(\eta r')}{\partial r'} \sin(\nu\varphi)\sin(\nu\varphi')\hat{e}_z\hat{e}_\varphi \right\}.
\end{aligned} \tag{A2}$$

对于 $r < r'$ 的情况, 只需将式(A1)和(A2)中的 $H_\nu^{(1)}(\eta r)$ 变为 $J_\nu(\eta r)$, $J_\nu(\eta r')$ 变为 $H_\nu^{(1)}(\eta r')$ 即可. 由式(A1)和(A2)可以发现, 在边界 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = 2\pi - \varphi_0$ 处 \mathbf{G}^{HM} 和 \mathbf{G}^{EM} 均满足电磁场的边界条件, 即沿任意方向放置的磁流源在理想导体边界 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = 2\pi - \varphi_0$ 处产生的电场强度的切向量 (\hat{e}_r, \hat{e}_z 分量) 为 0 而法向量 (\hat{e}_φ 分量) 不为 0, 磁场强度的切向量不为 0 而法向量为 0.

参考文献 (References)

- [1] Allan V, Sinclair P, Prain K, et al. Design, development and field introduction of a unique low-frequency (20 kHz) induction resistivity logging-while-drilling tool. SPWLA 45th Annual Logging Symposium, Paper XX, June 2004
- [2] Sinclair P L. Method and apparatus for directional measurement of subsurface electrical properties. U. S. Patent 6100696, 2000, 8
- [3] Murphy D P. Advances in MWD and formation evaluation for 2004. *World Oil*, 2004, **225**(5): 57~62
- [4] 马哲, 李军, 王朝阳等. 随钻感应电阻率测井仪器测量原理与应用. 测井技术, 2004, **28**(2): 155~157

Ma Z, Li J, Wang C Y, et al. Principle of tool resistivity induction MWD and its in-situ application. *Well Logging Technology* (in Chinese), 2004, **28**(2): 155~157

- [5] 杨锦舟, 朱军, 马哲等. 随钻感应测井探测特性及应用研究. 测井技术, 2004, **28**(6): 543~546
- Yang J Z, Zhu J, Ma Z, et al. On investigation characteristics and application of LWD induction logging tool. *Well Logging Technology* (in Chinese), 2004, **28**(6): 543~546
- [6] 张旭, 魏宝君, 刘坤等. 利用积分方程的加速迭代算法计算随钻电磁波电阻率测量仪器的响应. 地球物理学报, 2009, **52**(9): 2394~2401
- Zhang X, Wei B J, Liu K, et al. Computing electromagnetic wave resistivity MWD tool's response using accelerated iteration algorithm for integral equations. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, **52**(9): 2394~2401
- [7] 孙向阳, 聂在平, 赵延文等. 用矢量有限元方法模拟随钻测井仪在倾斜各向异性地层中的电磁响应. 地球物理学报, 2008, **51**(5): 1600~1607
- Sun X Y, Nie Z P, Zhao Y W, et al. The electromagnetic modeling of logging-while-drilling tool in tilted anisotropic formations using vector finite element method. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, **51**(5): 1600~1607

- [8] 沈金松. 用有限差分法计算各向异性介质中多分量感应测井的响应. *地球物理学进展*, 2004, **19**(1):101~107
Shen J S. Modeling of the multi-component induction log in anisotropic medium by using finite difference method. *Progress in Geophysics* (in Chinese), 2004, **19**(1):101~107
- [9] Millard X, Liu Q H. Simulation of near-surface detection of objects in layered media by the BCGS-FFT method. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 2004, **42**(2):327~334
- [10] Wei B J, Simsek E, Liu Q H. Improved diagonal tensor approximation (DTA) and hybrid DTA/BCGS-FFT method for accurate simulation of 3D inhomogeneous objects in layered media. *Waves in Random and Complex Media*, 2007, **17**(1):55~66
- [11] 魏宝君, LIU Q H. 水平层状介质中基于 DTA 的三维电磁波逆散射快速模拟算法. *地球物理学报*, 2007, **50**(5):1595~1605
Wei B J, LIU Q H. Fast algorithm for simulating 3-D electromagnetic inverse scattering in horizontally stratified medium via DTA. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2007, **50**(5):1595~1605
- [12] Gao G, Torres-Verdin C, Fang S. Fast 3D modeling of borehole induction data in dipping and anisotropic formations using a novel approximation technique. SPWLA 44th Annual Logging Symposium, 2003, paper VV
- [13] 陈桂波,汪宏年,姚敬金等. 用积分方程法模拟各向异性地层中三维电性异常体的电磁响应. *地球物理学报*, 2009, **52**(8):2174~2181
Chen G B, Wang H N, Yao J J, et al. Modeling of electromagnetic response of 3-D electrical anomalous body in a layered anisotropic earth using integral equations. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, **52**(8):2174~2181
- [14] 魏宝君. 一种新型随钻电阻率测井仪器的响应和刻度. *地球物理学报*, 2007, **50**(2):632~641
Wei B J. Response and calibration of a new logging-while-drilling resistivity tool. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2007, **50**(2):632~641
- [15] 戴振铎,鲁述. 电磁理论中的并矢格林函数. 武汉:武汉大学出版社,1996
Dai Z D, Lu S. Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory (in Chinese). Wuhan: Wuhan University Press, 1996
- [16] 张庚骥. 电法测井(上册). 北京:石油工业出版社,1984
Zhang G J. Electrical Logging Method (First part) (in Chinese). Beijing: Petroleum Industry Press, 1984
- [17] 汪宏年,陶宏根,姚敬金等. 用模式匹配算法研究层状各向异性倾斜地层中多分量感应测井响应. *地球物理学报*, 2008, **51**(5):1591~1599
Wang H N, Tao H G, Yao J J, et al. Study on the response of a multicomponent induction logging tool in deviated and layered anisotropic formations by using numerical mode matching method. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, **51**(5):1591~1599
- [18] 魏宝君,王甜甜,王颖. 用磁流源并矢 Green 函数的递推矩阵方法计算层状各向异性地层中多分量感应测井响应. *地球物理学报*, 2009, **52**(11):2920~2928
Wei B J, Wang T T, Wang Y. Computing the response of multi-component induction logging in layered anisotropic formation by the recursive matrix method for magnetic-current-source dyadic Green's function. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, **52**(11):2920~2928
- [19] BITTAR M S, HU G. Fixed-Depth of Investigation Log for Multi-Spacing Multi-Frequency LWD Resistivity Tools. U. S. Patent 0059514A1, 2004,3

(本文编辑 汪海英)

《地球物理学报》稿约

《地球物理学报》创刊于 1948 年,是中国科学院地质与地球物理研究所、中国地球物理学会联合主办的有关地球物理科学的综合性学术刊物. 主要刊载固体地球物理、应用地球物理、地磁和空间物理、大气和海洋地球物理,以及与地球物理密切相关的交叉学科研究成果的高质量论文. 中文版为月刊,国内外公开发行人,并由美国地球物理学家联合会(简称 AGU)发行英文版电子期刊(双月刊). 作者和读者对象主要为从事地球物理学、地球科学及其他相关学科的国内外科技工作者和大专院校师生. 欢迎您为本刊撰稿!

1 主要栏目

- 1.1 学术论文 报道国内外地球物理各分支学科及相关边缘、交叉学科的重要研究成果,包括具有创新性的基础研究理论成果和在国民经济建设等方面具有重要应用价值的研究成果.
- 1.2 综述或评述 介绍国内外地球物理学和相关交叉学科在某一领域或某一专题的最新研究进展或评述.
- 1.3 研究短论 快捷报道地球物理学领域和相关交叉学科某项研究的重要阶段性成果,或主要结论,或重要发现.
- 1.4 学术争鸣 开展对地球物理学和相关交叉学科以及对本刊文章某一学术观点的讨论,鼓励探索,不拘一格,提倡创新. 可刊载一些有学术观点争议但内容新颖、意义重大的热门文章.
- 1.5 学术动态 国内外有关地球物理学学术活动的报道. 一般 2000 字以内. "1.2"~"1.5"为不定期栏目.

2 稿件要求

- 2.1 文稿观点明确,论据可靠,层次分明,论述精练,语言准确,符合规范,求真反伪,文责自负.
- 2.2 文稿应包括:中、英文对照的题目、作者姓名和地址、摘要、关键词、参考文献,以及正文. 首页脚注处,给出基金项目(含批准号)和第一作者简介(包括姓名、性别、出生年、籍贯、毕业年份及学校、主要从事的研究内容及 E-mail 等约 100 字).
- 2.3 科技术语和名词须使用全国科学技术名词审定委员会公布的名词. 外文缩写词须符合国际规范,在文中首次出现时要说明中文含义.
- 2.4 量符号和单位 采用国家标准《量和单位》. 量符号、代表量和变动性数字及坐标轴的符号均排斜体;量符号的下标,凡用以上符号者排斜体,其他情况排正体;矢量、张量、矩阵排黑斜体. 量符号在文中首次出现时,必须给出其量名称及单位(采用 SI 单位,排正体).

常用的数学符号(自然对数的底 e , 圆周率 π , 转置 T , 虚数 i , Δd 中的 Δ , dx 中的 d , ∂x 中的 ∂ 等)均排正体.

- 2.5 图件 附最必要的图. 要求图件具科学性,清晰美观,能直接用于排版. 坐标轴标目的书写以规范形式"量符号/单位"表示,如 f/Hz , $v/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$. 图中文字、图例和图题中、英文并列给出. 对于涉及国界的图件,请通过 www.sbsm.gov.cn 下载最新国界图. 最好提供能用 Coreldraw 编辑的图件.
- 2.6 表格 采用三线表,必要时加辅线,直接列于文中. 表题置于表的上方,中、英文并列给出. 表中量和单位的标示形式同图.
- 2.7 参考文献 遵循著作权法,凡引用他人资料、数据、方法、图表以及结果、结论的,必须注明出处,列出文献,涉及版权事宜作者自负. 本刊参考文献采用"顺序编码制",著录格式详见"《地球物理学报》文后参考文献表著录格式".

3 投稿注意事项

- 3.1 作者需登陆本刊网站(<http://www.geophy.cn>)在线投稿. 首次投稿要进行作者注册,完成注册、登录后,要认真阅读投稿须知、版权协议、论文模版,符合要求后即可上传 WORD 和 PDF 格式文档.
- 3.2 作者可建议 5~8 名评审者(请注明其职称、研究领域、单位和 E-mail 地址),以及要回避的评审者,供编辑部参考.
- 3.3 来稿如不符合以上要求,将退回作者修改后再投.
- 3.4 作者可在本刊网站随时查询稿件处理进展情况,若 6 个月后未收到或未查询到稿件处理结果,可自行处理(双方有约定者除外),勿一稿多投.
- 3.5 来稿一经发表,酌寄稿酬并收取版面费. 赠送抽印本 30 份及样刊两册. 作者若需加印抽印本,请提前告知编辑部. 作者可在本刊网站上免费下载文章全文.

通讯地址:100029 北京市朝阳区北土城西路 19 号 北京 9825 信箱《地球物理学报》编辑部

网 址:<http://www.geophy.cn>

E-mail: actageop@mail.igcas.ac.cn

电 话: 010-82998105, 82998107, 82998139, 82998113

传 真: 010-82998107