



## 绝热脉冲磁共振地下水探测技术数值模拟及影响分析

杨玉晶 赵汗青 王鹏飞 林婷婷

### Numerical simulation and analyze of magnetic resonance sounding with adiabatic pulse for groundwater exploration

Yang Yu-Jing Zhao Han-Qing Wang Peng-Fei Lin Ting-Ting

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 123301 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200015

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200015>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

三维电磁扩散场数值模拟及磁化效应的影响

Three-dimensional numerical simulation of electromagnetic diffusion problem and magnetization effects

物理学报. 2019, 68(3): 030201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181567>

化学复合率对激发赤道等离子体泡影响的数值模拟

Numerical simulation of recombination rate effect on development of equatorial plasma bubbles

物理学报. 2019, 68(19): 199401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190173>

气力提升系统气液两相流数值模拟分析

Numerical simulation of gas-liquid two-phase flow in gas lift system

物理学报. 2020, 69(6): 064705 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191755>

热化学模型对高超声速磁流体控制数值模拟影响分析

Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2019, 68(17): 174702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378>

油滴撞击油膜层内气泡的变形与破裂过程的数值模拟

Numerical simulation of deformation and rupture process of bubble in an oil film impacted by an oil droplet

物理学报. 2018, 67(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180133>

# 绝热脉冲磁共振地下水探测技术 数值模拟及影响分析\*

杨玉晶<sup>1)</sup> 赵汗青<sup>1)</sup> 王鹏飞<sup>1)</sup> 林婷婷<sup>1)2)†</sup>

1) (吉林大学仪器科学与电气工程学院, 长春 130061)

2) (吉林大学, 地球信息探测仪器教育部重点实验室, 长春 130061)

(2020年1月3日收到; 2020年4月8日收到修改稿)

磁共振测深技术能够定性、定量探测地下水, 且信息量丰富, 成本较低, 在水资源探测领域有较好的发展前景. 传统磁共振探测主磁场为地磁场, 信号仅为纳伏级, 极易被环境噪声淹没. 绝热脉冲等信号增强方法是当前国际磁共振领域关注的研究热点. 通过满足绝热条件的连续变幅、变频发射方式, 能够有效增大磁共振信号幅度, 改善探测信噪比. 但绝热技术激发原理复杂、建模实现困难且计算量极大, 相关理论报道较少. 针对以上问题, 本文从基本磁共振原理及绝热条件公式出发, 推导了基于绝热脉冲技术的磁共振横向磁化强度及灵敏度核函数计算方式, 通过插值实现了绝热脉冲的高效正演建模, 并比较了几种不通发射参数对信号幅度的影响, 为磁共振绝热脉冲仪器的研发提供理论支撑. 相比于传统技术, 在相同激发电流条件下, 匹配 80 ms 发射时间, 绝热技术能够在深部达到最大 16.56 倍信号增强效果. 本文的研究结果, 将为磁共振技术在城镇等复杂噪声环境地区的应用提供有力支撑.

**关键词:** 磁共振测深, 绝热脉冲, 信号幅度, 数值模拟

**PACS:** 33.25 +k, 76.60.-k, 74.25.nj, 82.56.-b

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200015

## 1 引言

地下水是我国可用淡水资源的重要组成部分, 对地下水进行合理的勘探、开采是解决我国淡水资源紧张的关键. 通常, 地下水探测采用地面可控源音频大地电磁法<sup>[1,2]</sup>、多极电阻率法<sup>[3]</sup>、瞬变电磁法<sup>[4,5]</sup>及激发极化法<sup>[6]</sup>等地球物理方法. 以上方法虽适用于大规模含水构造勘探, 但无法定性、定量定义地下水资源. 磁共振测深技术是近年来被广泛应用于浅层水文地质勘查的地球物理方法. 该方法利用了水中氢质子被激发后能够产生磁共振现象并释放自由感应衰减 (free induction decay, FID) 信号, 通过外加拉莫尔频率 ( $f_0$ ) 交流磁场激发水中氢质

子, 并通过接收到弛豫信号确定含水位置、含水量及其赋存状态等水文地质参数. 相比于传统钻探等探测方式, 磁共振探测成本低、效率高, 近年来该技术已被拓展应用于贫水地区地下水源探测及灾害水源预警等方面, 拥有广阔的应用前景<sup>[7-11]</sup>.

由于磁共振信号大小与探测背景场直接相关, 传统磁共振探测依靠天然地磁场  $B_0$ , 信号幅度十分有限, 极易淹没于环境噪声. 提高探测信噪比的方式通常有两种, 即: 1) 提高传感器精度, 压制环境及系统噪声; 2) 提高磁共振信号幅度. 目前, 高温超导量子干涉传感器<sup>[12]</sup>、液氮制冷线圈<sup>[13]</sup>等高灵敏度传感器应用已相继实现, 针对尖峰噪声<sup>[14-16]</sup>、工频谐波噪声<sup>[17,18]</sup>及随机噪声<sup>[19-22]</sup>的压制方法也发展得较为成熟. 但噪声越大, 信号提取越困难,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 41722405, 41874209) 和吉林省重点科技攻关项目 (批准号: 20180201017GX) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [ttlin@jlu.edu.cn](mailto:ttlin@jlu.edu.cn)

当信号被噪声完全淹没时, 现有方法均无法提取有效磁共振信号.

相比于信号压制方法, 应用于地面磁共振领域的信号增强方法较少. 2015年, Grombacher 和 Knight<sup>[23]</sup> 首次提出, 调节发射频率形成偏振频率环, 能够有效增大探测激发范围, 从而增强磁共振信号. 该方法操作简单, 能够有效提升磁共振信号 1—2 倍, 但对于地磁场分布不均匀情况误差较大. 随后, Lin 等<sup>[24]</sup> 通过在传统交流激发脉冲前施加直流预极化场, 取得大幅度的信号提升, 但由于预极化场在地下传播范围较浅, 且信号提升与直流电流大小直接相关, 现有技术难以实现大深度范围内地面磁共振探测. 为进一步提升信号幅度、扩展探测范围, Grunewald 等<sup>[25]</sup> 于 2016 年首次将绝热脉冲概念引入地面磁共振领域. 作为磁共振信号增强方法的一种, 该方法常用于实验室、测井磁共振领域<sup>[26–28]</sup>, 通过满足绝热条件的扫频脉冲, 能够有效增大横向激发磁化强度, 提升单次激发效率, 从而增大信号. 但相比于传统发射方式, 绝热脉冲发射必须保证连续变幅变频, 对仪器系统要求较高. 且其激发过程复杂, 发射波形各个参数均对信号提升幅度有直接影响, 建模计算量极大.

针对以上问题, 本文从传统地面磁共振正演理论出发, 结合绝热激发原理, 进一步讨论了绝热脉冲建模过程; 引入布洛赫方程, 推导激发横向磁化强度的分布, 并通过插值计算, 实现了高效正演响应模型构建. 此外, 为了获得最优的信号提升效果, 基于仿真实验, 比较了不同脉冲调制函数及参数作用下, 绝热半波的激发效率问题. 本文的研究, 将为地面磁共振仪器绝热脉冲的推广提供理论支撑.

## 2 绝热脉冲理论基础

### 2.1 传统地面磁共振原理

在地面磁共振探测中, 探测目标为地下水, 由于静态地磁场  $B_0$  的作用, 水中氢质子存在自旋现象, 即原子核以一定角频率进行旋进, 旋进频率由地磁场大小决定, 称为拉莫尔频率<sup>[29,30]</sup>:

$$\omega_0 = \gamma |B_0|, \quad (1)$$

其中,  $\gamma$  为氢质子磁矩与相应的角动量之比, 角频率  $\omega_0$  对应频率表示为  $f_0$ , 即  $\omega_0 = 2\pi f_0$ . 从宏观角度看, 由于自旋作用, 所有原子核共同产生微弱的

磁矩  $M_0$ , 其方向与地磁场  $B_0$  方向一致, 幅度  $M_0$  为平衡状态时单位体积水具有的净磁化强度:

$$M_0 = \frac{\gamma^2 \hbar^2 \rho_w N_A}{k_B T M_{\text{mol}}} |B_0|, \quad (2)$$

其中  $\hbar$  为普朗克 (Planck) 常数,  $\rho_w$  为水的密度,  $N_A$  为阿伏伽德罗常数,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $M_{\text{mol}}$  是水分子的摩尔质量. 探测时, 在实验地点选定测点铺设线圈, 并通入拉莫尔频率的交流电流产生激发磁场, 激发磁共振现象,  $M_0$  在激发磁场作用下偏转并产生扳倒角  $\theta$  (图 1(a)), 其角频率为

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma |IB_{\text{T}}^{\perp}|, \quad (3)$$

其中  $I$  为激发电流,  $B_{\text{T}}^{\perp}$  为单位发射电流产生激发场垂直分量  $B_{\text{T}}^{\perp}$  的同向分量. 结合发射时间  $\tau$ , 定义脉冲矩<sup>[31]</sup>:

$$q = \int_0^{\tau} I dt. \quad (4)$$

由于在激发过程中, 发射电流以及激发磁场不变, (4) 式可简化为  $q = I\tau$ , 扳倒角表示为

$$\theta = \gamma |IB_{\text{T}}^{\perp} \tau|. \quad (5)$$

所以, 激发结束时, 位置  $r$  处磁化强度横向分量为

$$M_0^{\perp}(r) = M_0 \cdot \sin[\theta(r)], \quad (6)$$

磁化强度  $M_0$  围绕地磁场旋进, 释放弛豫信号. 通过地面铺设的接收线圈接收信号<sup>[32]</sup>:

$$V(q, t) = -4\omega_0 \int M_0^{\perp}(r) \times |B_{\text{R}}^{\perp}(r)| e^{i[\xi_{\text{T}}(r) + \xi_{\text{R}}(r)]} \cdot w(r, T_2^*) \cdot e^{-t/T_2^*} dT_2^* d^3r, \quad (7)$$

$w(r, T_2^*)$  为位置  $r$  处含水量,  $T_2^*$  为信号弛豫时间,  $B_{\text{R}}^{\perp}(r)$  为接收线圈感应单位接收电流的虚拟接收

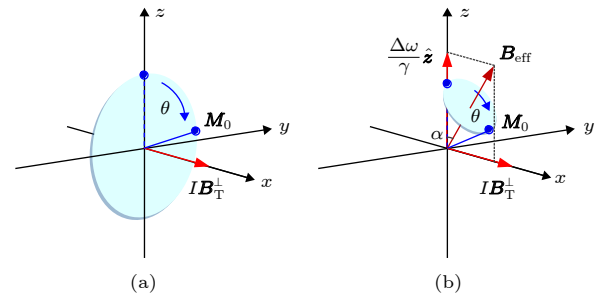


图 1 磁共振激发原理图 (a) 传统方式; (b) 绝热方式  
Fig. 1. Principle of excitation dynamics of magnetic resonance sounding: (a) Traditional type; (b) adiabatic type.

场垂直分量的反向分量,  $\xi_T(\mathbf{r})$  与  $\xi_R(\mathbf{r})$  分别为激发场和接收场椭圆极化的相位分量.

## 2.2 绝热脉冲原理

与传统磁共振固定拉莫尔频率的发射方式不同, 绝热脉冲在发射时采取变频率、幅度的方式<sup>[26]</sup>. 绝热脉冲最早应用于高场磁共振领域, 通过在拉莫尔频率附近扫频, 使发射电流频率与拉莫尔频率形成频率差, 产生额外的虚拟激发场, 结合变流改变激发场矢量和, 实时控制激发场大小及方向变化, 并在满足“绝热条件”的前提下, 引导磁化强度  $M_0$  旋进并扳倒.

如图 1(b) 所示, 以常见的绝热半波 (adiabatic half passage, AHP) 为例, 发射初始频率为  $\omega_{\text{off}}$ , 此时,  $\omega_{\text{off}} \ll \omega_0$ , 发射频率与拉莫尔频率差值为

$$\Delta\omega = \omega_{\text{off}} - \omega_0. \quad (8)$$

垂直激发磁场大小为  $\Delta\omega/\gamma$ , 有效激发场<sup>[33,34]</sup>:

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = I\mathbf{B}_T^+ + \frac{\Delta\omega}{\gamma}\hat{z}. \quad (9)$$

由于此时  $\omega_{\text{off}} \ll \omega_0$ , 所以  $\Delta\omega/\gamma$  远大于  $|I\mathbf{B}_T^+|$ , 总的激发磁场  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  接近纵轴 ( $z$  轴), 并与纵轴形成夹角  $\alpha$ :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\gamma I |\mathbf{B}_T^+|}{\Delta\omega}\right). \quad (10)$$

当满足绝热条件<sup>[26]</sup>:

$$\gamma |\mathbf{B}_{\text{eff}}(t)| \gg \frac{d\alpha}{dt}. \quad (11)$$

磁化强度  $M_0$  围绕  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  旋进并扳倒, 其旋进角速度:

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma |\mathbf{B}_{\text{eff}}|. \quad (12)$$

由于激发过程中,  $|I\mathbf{B}_T^+|$  (发射电流  $I$ ) 不断增大,  $\Delta\omega/\gamma$  不断减小到零, 其时序如图 2(a) 所示. 即最终激发磁场  $\mathbf{B}_{\text{eff}} = I\mathbf{B}_T^+$ ,  $M_0$  围绕  $x$  轴旋进, 此时, 横向磁化强度  $M_0^\perp$  由  $x$  分量 ( $M_0^x$ ) 及  $y$  分量 ( $M_0^y$ ) 两部分组成. 由于整个激发过程中,  $M_0$  大小不变, 所以其运动过程可看作在以坐标原点为球心, 半径为  $M_0$  的球体表面做弧形运动 (图 2(b)).

由于绝热脉冲通过满足“绝热条件”的扫频、变流脉冲改变了磁化强度运动轨迹, 所以, 激发过程中, 横向磁化强度  $M_0^\perp$  不再满足 (6) 式, 需要根据时变的脉冲电流发射频率及幅值结合布洛赫方程确定<sup>[35]</sup>:

$$\frac{\partial M_0}{\partial t} = M_0 \times \gamma \mathbf{B}_{\text{eff}}. \quad (13)$$

图 3(a) 和图 3(b) 为拉莫尔频率  $f_0 = 2330$  Hz, 发射线圈品质因数  $Q = 30$  情况下, 80 ms 的双曲正切绝热半波幅值与频率调制函数<sup>[36]</sup>. 经过 (13) 式计算得到对应横向磁化强度分布, 如图 3(c) 所示. 为了分析地下各个位置对于探测的灵敏程度, 通常还需计算探测的灵敏度核函数:

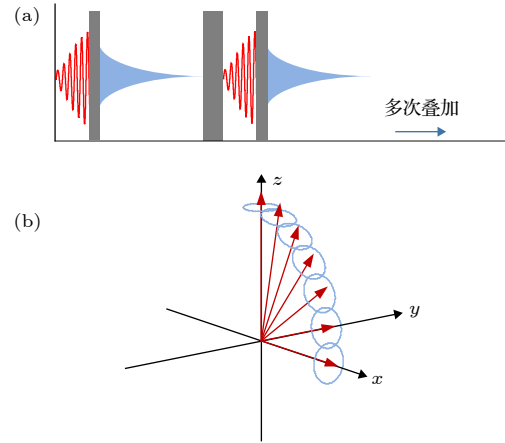


图 2 绝热磁共振激发过程 (a) 发射时序, 红色曲线为发射电流, 蓝色曲线为 FID 信号; (b) 激发磁场与磁化强度示意图, 深红箭头和蓝色线分别表示激发磁场与磁化强度  
Fig. 2. Excitation process of the adiabatic pulses: (a) The sequence diagram of the transmitting current (red) and FID signal (blue); (b) the relationship of the excitation magnetic field (dark red arrow) and magnetization (blue line).

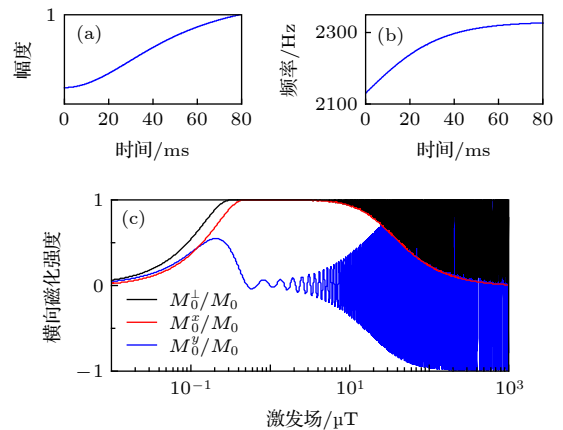


图 3 双曲正切绝热半波横向磁化强度与有效激发磁场关系图 (品质因数  $Q = 30$ , 脉冲持续时间  $\tau = 80$  ms) (a) 发射波形实时幅值; (b) 频率调制函数; (c) 磁化强度  $x$  分量、 $y$  分量及模值

Fig. 3. The relationship of transverse magnetization and exciting magnetic based on hyperbolic tangent AHP pulse: (a) The waveform of transmitting current amplitude; (b) its frequency vs. time; (c) magnetization  $x$ -component,  $y$ -component and real value.

$$K(q, \mathbf{r}) = 2\omega_0 \mathbf{M}_0^\perp(\mathbf{r}) \times |\mathbf{B}_R^-(\mathbf{r})| e^{i[\xi_T(\mathbf{r}) + \xi_R(\mathbf{r})]}. \quad (14)$$

灵敏度核函数与含水量的关系表示为

$$V(q, t) = \int K(q, \mathbf{r}) \cdot w(\mathbf{r}, T_2^*) \cdot e^{-t/T_2^*} dT_2^* d^3\mathbf{r}. \quad (15)$$

综上所述, 绝热脉冲通过施加拉莫尔频率附近的变幅变频发射脉冲, 改变传统磁共振激发过程. 通过使激发过程满足绝热条件, 有效增大激发磁化强度横向分量, 提高单脉冲下的激发效率, 最终增强磁共振信号.

### 3 数值模拟

前人的研究成果已经证实了绝热脉冲能够有效提升激发效率, 增大地面磁共振灵敏度核函数及信号幅度 [26–28], 故本文不再继续探究绝热脉冲相对于传统发射方式的具体优势. 但绝热脉冲引起磁共振信号的增幅不仅与发射脉冲调制波形相关, 也与脉冲持续时间、电流幅度及线圈品质因数等参数密切相关.

为验证以上参数对绝热脉冲激发效率的影响, 选定中心线圈配置 [37] 方式 (100 m 单匝方形的发射线圈、25 m 长 4 匝方形接收线圈) 及双曲正切绝热半波, 并应用时间步长法计算不同参数下, 激发磁场与横向磁化强度关系, 探究对应灵敏度核函数分布及正演响应. 为了降低计算量, 数值模拟还引入了插值技术, 即通过计算少量有效交流激发场对应激发横向磁化强度的分布, 插值实现整体地下激

发磁化强度快速计算. 本文所有计算与仿真实验均默认拉莫尔频率为 2330 Hz, 地磁倾角与偏角分别为  $60^\circ$  与  $0^\circ$ , 地下半空间电阻率为  $100 \Omega \cdot \text{m}$ .

#### 3.1 不同脉冲持续时间影响

根据仿真得到的横向磁化强度与激发磁场大小的关系, 选定 1—600 A 之间按对数分布的 40 组脉冲电流, 并设定发射线圈品质因数  $Q = 30$ , 计算 20—160 ms 不同脉冲持续时间下的灵敏度核函数, 其实部、虚部分别如图 4 和图 5 所示.

由图 4 可知, 在发射电流与发射线圈品质因数相同的情况下, 随着发射持续时间延长, 灵敏度核函数实部整体呈现减小趋势, 但其主瓣更加集中, 且同一电流对应的探测深度随时间延长而增大. 随着脉冲时间不断增大, 以上趋势逐渐变慢, 最后灵敏度核函数实部几乎不变. 与之相反, 灵敏度核函数虚部随着脉冲发射时间的延长而不断增大, 主瓣外的副瓣也不断加强, 并在 140 ms 时达到峰值. 而在 140 ms 后, 灵敏度核函数虚部稍有降低. 综合实部与虚部计算结果, 绝热脉冲与传统脉冲并不完全相同, 发射电流不变的情况下, 增大脉冲持续时间, 并不一定能提升信号响应. 针对本文应用实验配置, 80 ms 的发射脉冲能够达到最优的信号增强效果.

本文并没有计算 160 ms 以上的脉冲持续时间情况. 一方面, 由于仪器充电功率限制, 过长的发射时间将对仪器系统提出更高的要求, 对于进一步

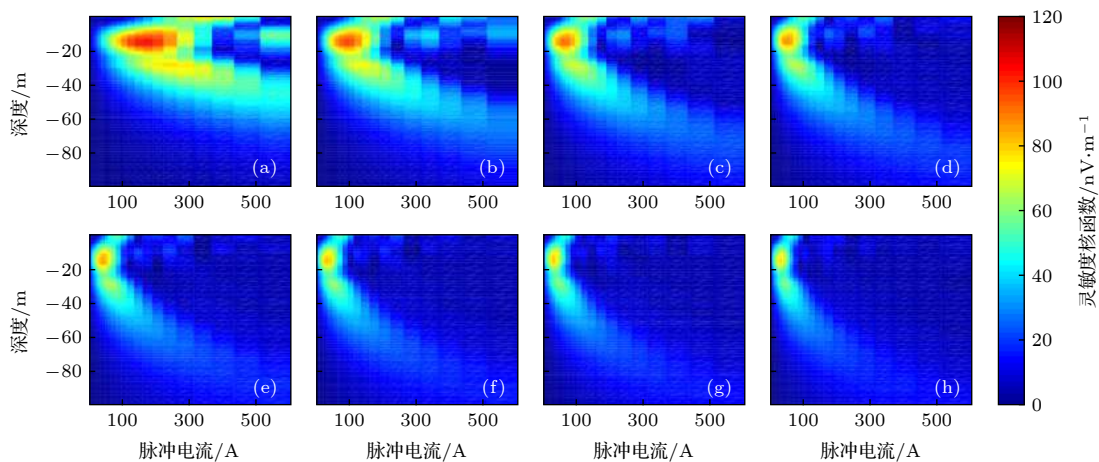


图 4 相同激发电流分布 (1—600 A) 情况下, 脉冲持续时间  $\tau$  不同时, 绝热半波对应的灵敏度核函数实部 (品质因数  $Q = 30$ ) (a)  $\tau = 20$  ms; (b)  $\tau = 40$  ms; (c)  $\tau = 60$  ms; (d)  $\tau = 80$  ms; (e)  $\tau = 100$  ms; (f)  $\tau = 120$  ms; (g)  $\tau = 140$  ms; (h)  $\tau = 160$  ms

Fig. 4. The real kernel function of adiabatic half-passage pulses for the same excitation current (1–600 A) corresponding to different  $\tau$ , with quality factor  $Q = 30$ : (a)  $\tau = 20$  ms; (b)  $\tau = 40$  ms; (c)  $\tau = 60$  ms; (d)  $\tau = 80$  ms; (e)  $\tau = 100$  ms; (f)  $\tau = 120$  ms; (g)  $\tau = 140$  ms; (h)  $\tau = 160$  ms.

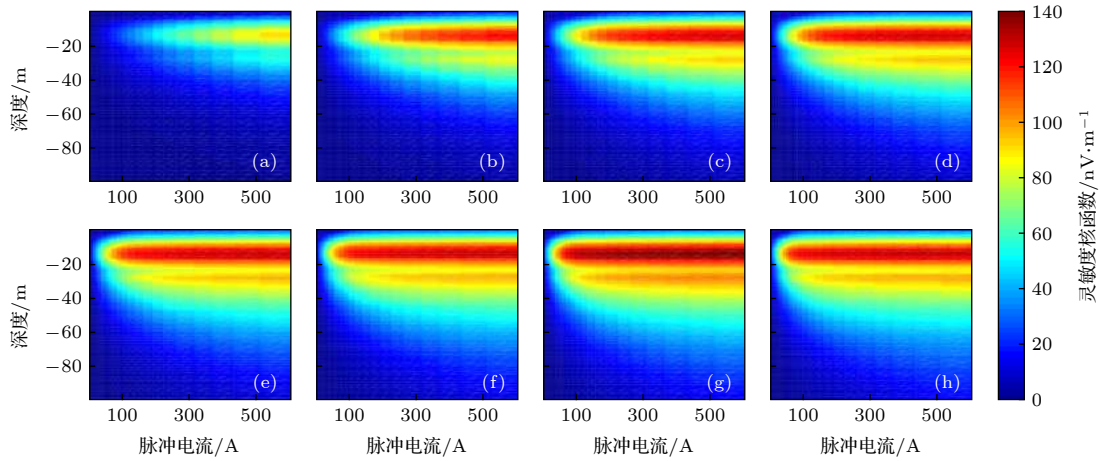


图 5 相同激发电流分布情况下, 脉冲持续时间  $\tau$  不同时绝热半波对应的灵敏度核函数虚部 (品质因数  $Q = 30$ ) (a)  $\tau = 20$  ms; (b)  $\tau = 40$  ms; (c)  $\tau = 60$  ms; (d)  $\tau = 80$  ms; (e)  $\tau = 100$  ms; (f)  $\tau = 120$  ms; (g)  $\tau = 140$  ms; (h)  $\tau = 160$  ms  
 Fig. 5. The imaginary kernel function of adiabatic half-passage pulses for the same excitation current (1–600 A) corresponding to different  $\tau$ , with quality factor  $Q = 30$ : (a)  $\tau = 20$  ms; (b)  $\tau = 40$  ms; (c)  $\tau = 60$  ms; (d)  $\tau = 80$  ms; (e)  $\tau = 100$  ms; (f)  $\tau = 120$  ms; (g)  $\tau = 140$  ms; (h)  $\tau = 160$  ms.

实测实验的参考意义较小. 另一方面, 当地下存在磁性介质时, 拉莫尔频率分布并不均匀, 过长的脉冲发射时间, 会积累更大的频率偏振误差. 但根据绝热脉冲原理可以大致预测, 大于 160 ms 脉冲持续时间的灵敏度核函数情况. 即由于脉冲后期发射频率无限接近于拉莫尔频率, 灵敏度核函数不会有明显变化, 仅其浅层会随着发射时间进一步延长, 在较小范围内振荡.

此外, 本节没有计算不同脉冲持续时间下的正演响应. 这是由于在不同发射时间下, 为保证同一

电流范围, 各组实验的脉冲矩分布并不相同, 故难以进行直接对比.

### 3.2 不同脉冲电流与持续时间分布影响

根据仿真得到的横向磁化强度与激发磁场大小关系, 选定 0.01—7.3 A·s 之间按对数分布的 40 组脉冲矩, 并设定发射线圈品质因数  $Q = 30$ , 计算同一脉冲矩对应不同脉冲电流、持续时间分布对灵敏度核函数及正演结果的影响.

由图 6 和图 7 可知, 在同一脉冲矩分布条件

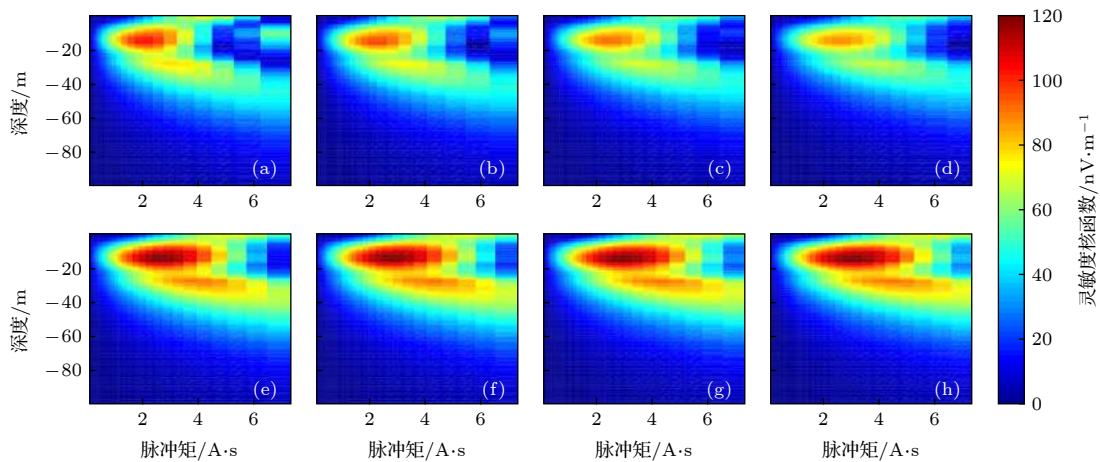


图 6 相同脉冲矩 (0.01—7.3 A·s) 情况下, 脉冲持续时间  $\tau$  不同时绝热半波对应的灵敏度核函数实部 (品质因数  $Q = 30$ ) (a)  $\tau = 20$  ms, 最大 600 A 电流; (b)  $\tau = 40$  ms, 最大 300 A 电流; (c)  $\tau = 60$  ms, 最大 200 A 电流; (d)  $\tau = 80$  ms, 最大 150 A 电流; (e)  $\tau = 100$  ms, 最大 120 A 电流; (f)  $\tau = 120$  ms, 最大 100 A 电流; (g)  $\tau = 140$  ms, 最大 85.7 A 电流; (h)  $\tau = 160$  ms, 最大 75 A 电流  
 Fig. 6. The real kernel function of adiabatic half-passage pulses for the same pulse moment corresponding to different  $\tau$ , with quality factor  $Q = 30$ : (a)  $\tau = 20$  ms with maximum current 600 A; (b)  $\tau = 40$  ms with maximum current 300 A; (c)  $\tau = 60$  ms with maximum current 200 A; (d)  $\tau = 80$  ms with maximum current 150 A; (e)  $\tau = 100$  ms with maximum current 120 A; (f)  $\tau = 120$  ms with maximum current 100 A; (g)  $\tau = 140$  ms with maximum current 85.7 A; (h)  $\tau = 160$  ms with maximum current 75 A.

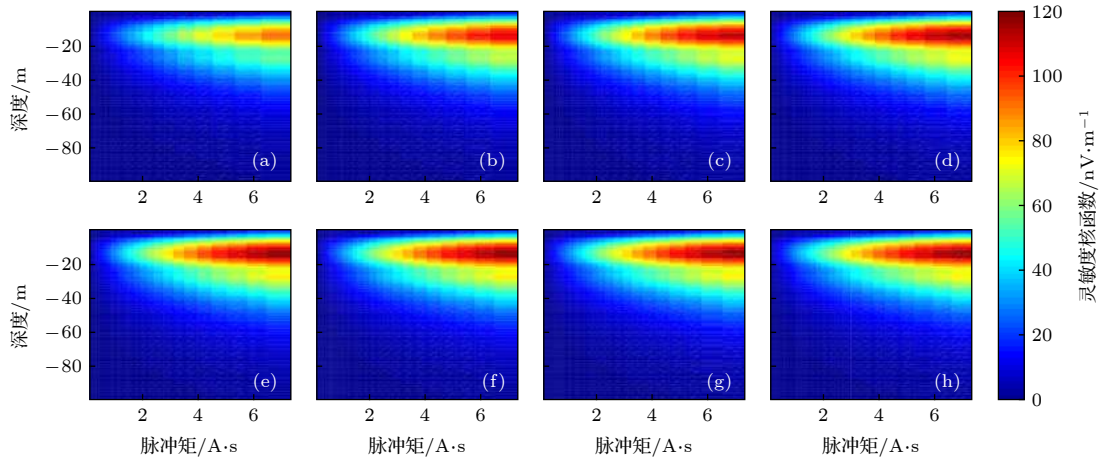


图 7 相同脉冲矩 (0.01—7.3 A·s) 情况下, 脉冲持续时间  $\tau$  不同时绝热半波对应的灵敏度核函数虚部 (品质因数  $Q = 30$ ) (a)  $\tau = 20$  ms, 最大 600 A 电流; (b)  $\tau = 40$  ms, 最大 300 A 电流; (c)  $\tau = 60$  ms, 最大 200 A 电流; (d)  $\tau = 80$  ms, 最大 150 A 电流; (e)  $\tau = 100$  ms, 最大 120 A 电流; (f)  $\tau = 120$  ms, 最大 100 A 电流; (g)  $\tau = 140$  ms, 最大 85.7 A 电流; (h)  $\tau = 160$  ms, 最大 75 A 电流

Fig. 7. The imaginary kernel function of adiabatic half-passage pulses for the same pulse moment corresponding to different  $\tau$ , with quality factor  $Q = 30$ : (a)  $\tau = 20$  ms with maximum current 600 A; (b)  $\tau = 40$  ms with maximum current 300 A; (c)  $\tau = 60$  ms with maximum current 200 A; (d)  $\tau = 80$  ms with maximum current 150 A; (e)  $\tau = 100$  ms with maximum current 120 A; (f)  $\tau = 120$  ms with maximum current 100 A; (g)  $\tau = 140$  ms with maximum current 85.7 A; (h)  $\tau = 160$  ms with maximum current 75 A.

下, 随着脉冲持续电流延长 (对应发射电流缩小), 灵敏度核函数实部分布趋势基本不变, 但在脉冲持续时间小于 80 ms 时, 其实部峰值随  $\tau$  增大而缓慢缩小, 相对应的虚部峰值则缓慢增大. 当脉冲持续时间大于等于 80 ms 时, 无论是灵敏度核函数的实部、虚部均基本保持不变.

假设地下存在均匀的 10% 含水量, 根据灵敏度核函数计算得到正演响应, 如图 8 所示. 可以看到, 在同一脉冲条件下, 不同的发射时间及电流分布能够达到的信号提升量级基本相似, 但较短的脉冲发射时间配合大发射电流, 能够在浅层取得更大的信号幅度. 随着脉冲发射时间增大, 即相应电流减小, 大脉冲矩对应的深部信号在一定范围内增强; 但若脉冲发射时间过长, 由于发射电流总体较小, 对应激发磁场相对也小, 总体信号提升效果反而变差. 即具体探测时, 还需根据探测目标深度、探测环境及实际探测线圈配置, 确定发射电流幅度与持续时间分布关系. 本文选用的实验配置, 在 60 ms 发射时间时, 能达到较优的信号增强效果.

此外, 根据绝热脉冲形成的原理可知, 绝热脉冲发射过程中需始终满足绝热条件. 当脉冲持续时间较小时, 扫频过程更快, 此时如果脉冲电流较小, 尚能满足绝热条件, 所以此时信号提升效果较好; 但随着脉冲电流增大, 扫频过程不能始终绝热条件, 导致该情况下深部信号的提升效果并

不理想.

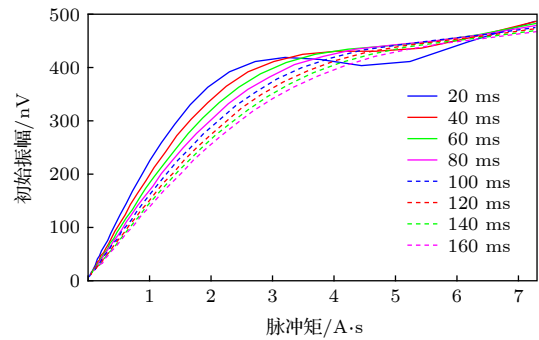


图 8 相同脉冲矩 (0.01—7.3 A·s) 情况下, 在不同脉冲持续时间及电流条件时绝热半波对应的正演响应 (假设地下半空间内存在 10% 均匀的含水量, 发射线圈的品质因数  $Q = 30$ )

Fig. 8. The forward modeling of adiabatic half-passage pulse for the same pulse moment (0.01—7.3 A·s) with different  $\tau$  and current. The modeling assume a homogeneous aquifer subsurface with 10% water content, the quality factor  $Q = 30$ .

### 3.3 不同发射线圈品质因数影响

根据仿真得到横向磁化强度与激发磁场大小关系, 选定 1—600 A 之间按对数分布的 40 组脉冲电流, 并设定脉冲持续时间为 80 ms, 计算不同发射线圈品质因数对应的灵敏度核函数及正演结果.

由图 9(a)—(d) 可知, 随着线圈品质因数的增大, 灵敏度核函数实部的主瓣变窄, 其峰值不断增大且对应探测深度变深, 逐渐出现明显的旁瓣. 而

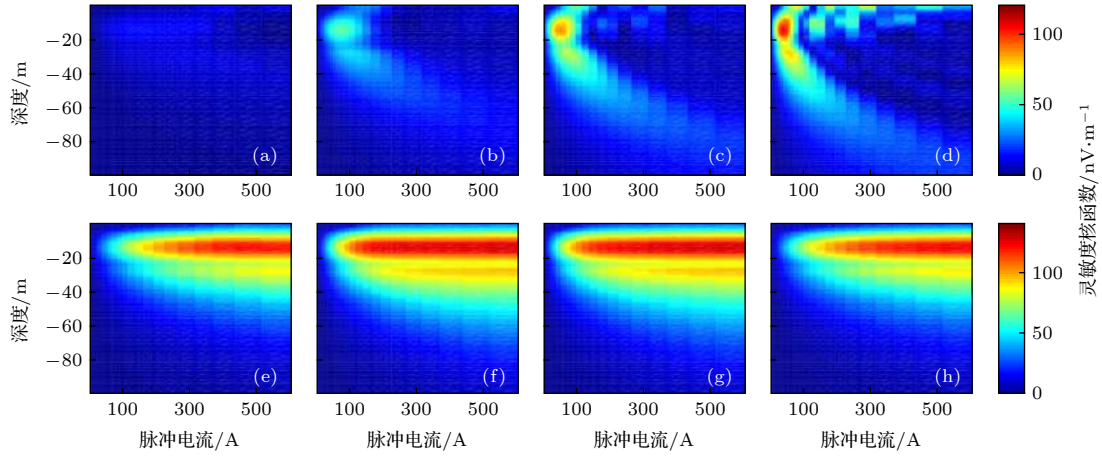


图 9 脉冲持续时间  $\tau = 80$  ms, 品质因数  $Q$  不同时绝热半波对应的灵敏度核函数的 (a), (b), (c), (d) 实部和 (e), (f), (g), (h) 虚部 (a), (e)  $Q = 10$ ; (b), (f)  $Q = 20$ ; (c), (g)  $Q = 30$ ; (d), (h)  $Q = 40$

Fig. 9. The (a), (b), (c), (d) real and (e), (f), (g), (h) imaginary part of the kernel function of adiabatic half-passage pulses for different quality factor  $Q$  with  $\tau = 80$  ms: (a), (e)  $Q = 10$ ; (b), (f)  $Q = 20$ ; (c), (g)  $Q = 30$ ; (d), (h)  $Q = 40$ .

灵敏度核函数虚部 (图 9(e)—(h)) 变化并不明显, 仅仅是随着品质因数的增大, 幅度上先是略有增加, 随后又稍有下降. 根据灵敏度核函数分布, 计算不同品质因数下的正演信号响应, 并与传统固定拉莫尔频率发射方式对比 (脉冲持续时间 20 ms), 如图 10 所示. 品质因数对绝热脉冲激发效果影响较大, 在品质因数较小时, 小激发电流 (对应于浅层) 的信号提升幅度甚至不如传统方法; 随着品质因数的增大, 对应于各个电流的磁共振信号响应均明显增加, 大激发电流 (对应于深部) 的信号增强效果尤其明显. 但当品质因数达到一定限度时, 信号幅度不再增加, 且由于此时灵敏度核函数实部除主瓣外, 还存在一定幅度较强的旁瓣, 所以信号初始振幅关于脉冲电流曲线表现出了一定的振荡特性. 即只有选定合理的发射线圈品质因数, 才能保证绝热激发既能明显提升信号幅度, 也能得到较为稳定的响应分布. 最终可以得出结论, 对于本文应用的线圈配置, 品质因数  $Q = 30$  情况下, 对应于各个激发电流的信号提升倍数在 1.13—16.56 范围内, 能够得到最为理想的信号提升效果.

### 3.4 其他因素

除了发射电流持续时间、电流幅度及线圈品质因数外, 对绝热激发效果影响最大的还是脉冲波形. 根据室内及测井领域总结的经验, 本文应用的双曲正切脉冲及数值优化调制脉冲等均是较为常见的, 能够取得理想信号提升效果的绝热半波. 但由于发射波形复杂, 具体硬件实现也不尽相同, 故

较难总结出一定规律, 此处不再多做讨论.

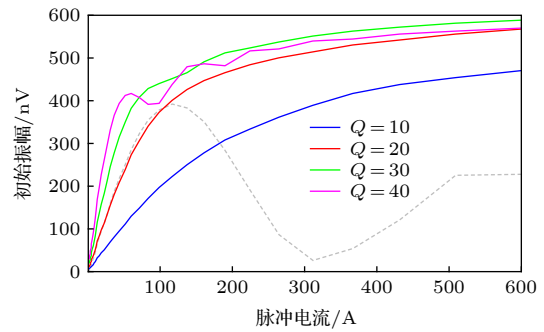


图 10 相同绝热脉冲电流 (1—600 A) 条件下, 品质因数  $Q$  不同时绝热半波对应的正演响应 (灰色虚线为传统激发方式信号响应, 假设地下半空间内存在 10% 均匀的含水量, 发射脉冲持续时间为 80 ms)

Fig. 10. The forward modeling of adiabatic half-passage pulse for the same pulse current (1–600 A) with different quality factor  $Q$  (The gray dotted line is the initial amplitude of traditional nuclear magnetic resonance responses). The modeling assume a homogeneous aquifer subsurface with 10% water content with  $\tau = 80$  ms.

## 4 结论

本文对基于地面磁共振探测原理及绝热理论的磁共振探测方法进行了理论推导和数值计算, 并通过仿真验证了绝热脉冲的作用, 分析全文, 可得到如下结论:

- 1) 通过满足绝热条件的扫频变流脉冲, 即绝热脉冲, 可以有效增大氢质子的激发横向磁化强度分量, 从而增强磁共振信号;
- 2) 确定绝热脉冲发射扫频、变流波形后, 其激



发横向磁化强度、灵敏度核函数及正演响应, 均可通过求解激发脉冲对应的布洛赫方程实现;

3) 除了绝热脉冲类型外, 同一脉冲调制函数下, 脉冲发射电流、持续时间及发射线圈品质因数, 均对信号的提升效果有一定影响;

4) 绝热脉冲各个调制参数的确定, 并没有绝对的结论, 需根据具体的探测目标、探测环境及线圈配置等因素, 综合选择各个参数的具体数值, 使信号提升效果最大化. 针对本文应用实验配置, 在激发电流固定情况下, 80 ms 脉冲持续时间匹配 30 品质因数能达到最优信号增强效果.

## 5 展 望

绝热发射方式相对于固定频率发射方式存在显著的优势, 对于提升探测信噪比、增加磁共振探测可信度均具有明显作用, 将绝热脉冲应用于地面及地下磁共振技术, 能够有效弥补当前磁共振探测系统的不足. 本文的理论推导及仿真结果, 将为地面及地下磁共振技术应用于城镇、工业区、隧道及矿井等复杂噪声干扰环境提供有力支撑.

## 参考文献

- [1] Wu L P, Shi K F, Li Y H, Li S H 1996 *Chin. J. Geophys.* **39** 712 (in Chinese) [吴璐莘, 石昆法, 李荫槐, 李松浩 1996 *地球物理学报* **39** 712]
- [2] Di Q Y, Xue G Q, Fu C M, Wang R 2020 *Sci. Bull.* **65** 611
- [3] Di Q Y, Wang M Y 2010 *Bull. Eng. Geol. Environ.* **69** 105
- [4] Di Q Y, Xue G Q, Lei D, Wang Z X, Zhang Y M, Wang S, Zhang Q M 2018 *J. Appl. Geophys.* **158** 65
- [5] Hou Y W 2012 *Prog. Geophys.* **27** 2698 (in Chinese) [侯彦威 2012 *地球物理学进展* **27** 2698]
- [6] Fu L K, Meng H D, Song Y C 1993 *Geophys. Geochem. Explor.* **6** 435 (in Chinese) [傅良魁, 孟海东, 宋宇辰 1993 *物探与化探* **6** 435]
- [7] Behroozmand A A, Keating K, Auken E 2015 *Surv. Geophys.* **36** 27
- [8] Lin J, Duan Q M, Wang Y J 2010 *Theory and Design of Magnetic Resonance Sounding Instrument for Groundwater Detection and Its Applications* (Beijing: Science Press) pp7–13 (in Chinese) [林君, 段清明, 王应吉 2010 *核磁共振找水仪原理与应用* (北京: 科学出版社) 第7—13页]
- [9] Hertrich M, Braum M, Gunther T 2007 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **45** 3752
- [10] Pan Y L, Zhang C D 2000 *Theory and Method of Surface Nuclear Magnetic Resonance Instrument for Groundwater Detection* (Beijing: China University of Geosciences Press) pp1–5 (in Chinese) [潘玉玲, 张昌达 2000 *地面核磁共振找水理论和方法* (北京: 中国地质大学出版社) 第1—5页]
- [11] Sun S Q, Lin J, Zhang Q W, Ji Y J 2005 *Geophys. Geochem. Explor.* **29** 153 (in Chinese) [孙淑琴, 林君, 张庆文, 嵇艳鞠 2005 *物探与化探* **29** 153]
- [12] Davis A C, Dlugosch R, Queitsch M, Macnae J C, Stolz R, Mueller-Petke M 2014 *Geophys. Res. Lett.* **41** 4222
- [13] Lin T T, Zhang Y, Lee Y H, Krause H J, Lin J 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 114708
- [14] Jiang C D, Lin J, Duan Q M, Sun S Q, Tian B F 2011 *Near Surf. Geophys.* **9** 459
- [15] Costabel S, Mueller-Petke M 2014 *Near Surf. Geophys.* **12** 185
- [16] Larsen J J 2016 *Geophysics* **81** WB1
- [17] Legchenko A, Valla P 2003 *J. Appl. Geophys.* **53** 103
- [18] Larsen J J, Dalgaard E, Auken E 2014 *Geophys. J. Int.* **196** 828
- [19] Walsh D O 2008 *J. Appl. Geophys.* **66** 140
- [20] Mueller-Petke M, Costabel S 2014 *Near Surf. Geophys.* **12** 199
- [21] Lin T T, Zhang Y, Yi X F, Fan T H, Wan L 2018 *Geophys. J. Int.* **213** 727
- [22] Lin T T, Zhang Y, Yang Y, Yang Y J, Teng F, Wan L 2018 *Chin. J. Geophys.* **61** 3812 (in Chinese) [林婷婷, 张扬, 杨莹, 杨莹, 滕飞, 万玲 2018 *地球物理学报* **61** 3812]
- [23] Grombacher D, Knight R 2015 *Geophysics* **80** E329
- [24] Lin T T, Yang Y J, Teng F, Wan L 2017 *Geophys. J. Int.* **212** 1463
- [25] Grunewald E, Grombacher D, Walsh D 2016 *Geophysics* **81** WB85
- [26] Tannus A, Garwood M 1997 *NMR Biomed.* **10** 423
- [27] Garwood M, DelaBarre L 2002 *J. Magn. Reson.* **153** 155
- [28] Wi S, Kim C, Schurko R, Frydman L 2017 *J. Magn. Reson.* **277** 131
- [29] Levitt M H 2002 *Spin Dynamics-Basics of Nuclear Magnetic Resonance* (Chichester: John Wiley & Sons, LTD) pp1–6
- [30] Callaghan P 2007 *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy* (New Zealand: Oxford University Press) pp1–8
- [31] Hertrich M 2008 *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **53** 227
- [32] Weichman P B, Lavelly E M, Ritzwoller M H 2000 *Phys. Rev. E* **62** 1290
- [33] Walbrecker J O, Hertrich M, Green A G 2011 *Geophysics* **76** G1
- [34] Grombacher D, Walbrecker J O, Knight R 2014 *Geophysics* **79** E329
- [35] Bloch F 1946 *Phys. Rev.* **70** 460
- [36] Baum J, Tycko R, Pines A 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3435
- [37] Behroozmand A A, Auken E, Fiandaca G, Rejckjaer S 2016 *Geophys. J. Int.* **205** 243

# Numerical simulation and analyze of magnetic resonance sounding with adiabatic pulse for groundwater exploration\*

Yang Yu-Jing<sup>1)</sup> Zhao Han-Qing<sup>1)</sup> Wang Peng-Fei<sup>1)</sup> Lin Ting-Ting<sup>1)2)†</sup>

1) (*College of Instrumentation and Electrical Engineering, Jilin University, Changchun 130061, China*)

2) (*Key Laboratory of Geophysical Exploration Equipment, Ministry of Education, Jilin University, Changchun 130061, China*)

( Received 3 January 2020; revised manuscript received 8 April 2020 )

## Abstract

Magnetic resonance sounding (MRS) technology used to detect groundwater directly and quantificationally, which owns the advantages of rich information and low cost. In these years, it has shown significant potential applications in hydrological detections. Considering the traditional measurements with the geomagnetic field, the nano-valt MRS signals are easy to suppress to environmental noise. As one of the MRS signal enhancement methods, the adiabatic pulse was quite popular recently. It is transmitted with variable frequency and amplitude pulse satisfying the adiabatic condition, which can enhance the signal amplitude and signal-to-noise ratio several times. However, there are only a few reports about this method, especially its geophysical modeling. Thus, we introduce the calculating progress of transverse magnetization and kernel function for this method. By employing the interpolation, the computation cost of forward modeling is obviously reduced. Moreover, several different settings of adiabatic transmitting factors are also proceeded to obtain certain results. In conclusion, a pulse moment with 80 ms transmitting duration and 30 quality factor produces a maximum signal amplitude that is enhanced 16.56 times for deep areas. The research in this paper could provide powerful support for MRS method used in noisy environments.

**Keywords:** magnetic resonance sounding, adiabatic pulse, signal amplitude, numerical simulation

**PACS:** 33.25 +k, 76.60.-k, 74.25.nj, 82.56.-b

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200015

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41722405, 41874209) and the Jilin Provincial Projects for Key Science and Technology, China (Grant No. 20180201017GX).

† Corresponding author. E-mail: [ttlin@jlu.edu.cn](mailto:ttlin@jlu.edu.cn)