

优化重聚脉冲提高梯度场核磁共振信号强度*

李新¹⁾²⁾ 肖立志^{1)†} 刘化冰¹⁾ 张宗富¹⁾ 郭葆鑫¹⁾ 于慧俊¹⁾ 宗芳荣¹⁾

1) (中国石油大学, 油气资源与探测国家重点实验室, 北京 102249)

2) (中国石油化工股份有限公司石油工程技术研究院测录井研究所, 北京 100101)

(2013年1月5日收到; 2013年3月22日收到修改稿)

缩短射频脉冲宽度, 有助于解决脉冲电力消耗大、样品吸收率高、信噪比低等极端条件核磁共振探测的关键问题. 本文首先分析射频脉冲角度对核磁共振自旋回波信号强度的影响机理, 基于 Bloch 方程推导了回波信号幅度与扳转角、重聚角的关系. 在特制核磁共振分析仪上采用变脉冲角度技术, 分别在均匀磁场和梯度磁场条件下实现对扳转角和重聚角与回波信号强度关系的数值模拟和实验测量. 结果表明, 梯度场中, 扳转角为 90° 、重聚角为 140° 的射频脉冲组合获得最大首波信号强度, 比 180° 脉冲对应的回波幅值提高 13%, 能耗降低至 78%. 选用该重聚角 (140°) 优化设计饱和和恢复脉冲序列探测流体的纵向弛豫时间 T_1 特性, 准确获得 T_1 分布. 该结果对于低电力供应、且对信噪比有较高要求的核磁共振测量, 如随钻核磁共振测井和在线核磁共振快速检测等, 具有重要意义.

关键词: 核磁共振, 信号强度, 重聚脉冲角度, Bloch 方程

PACS: 76.60.-k, 82.56.Pp, 87.61.Hk

DOI: 10.7498/aps.62.147602

1 引言

核磁共振重聚脉冲角度优化技术指通过调整(通常为缩短)脉冲宽度使磁化矢量旋转角度区别于传统的 90° 或 180° , 以实现特殊的测量目标. 这项技术最初应用于医学磁共振成像领域中减小射频脉冲电力消耗^[1] 和降低高场环境下样品的特定吸收率^[2]. 快速采集弛豫增强 (rapid acquisition with relaxation enhancement, RARE)^[3]、快速低角度激发 (fast low angle shot, FLASH)^[4]、单点采集弛豫增强 (single point acquisition with relaxation enhancement, SPARE) 技术^[5] 均发展有以此原理为基础的重要应用. 近几年来, 低重聚角技术 (low refocusing flip angle, LRFA) 被应用于在线核磁共振检测中^[6], 由于缩短脉冲宽度相应地减少了功率消耗^[7], LRFA 能够帮助解决由射频脉冲引起的探头温度升高带来的实时调谐匹配问题, 在核磁共振电缆测井中也有应用.

非均匀磁场系统中的自旋回波信号包含经历

不同相干路径的磁化矢量贡献^[8,9], 非标准“ 90° — 180° -Echo”型脉冲序列生成的回波信号组成更加复杂, 其信号强度和影响关系也一直受到关注. Reiderman 等^[10] 曾分析梯度场下蒸馏水样品的实验结果, 利用数据拟合方法发现重聚脉冲角度为 135° 时获得更高信噪比. 研究表明, 从核磁共振脉冲序列作用过程中的磁化矢量演化机理出发, 描述和研究梯度场中任意脉冲角度下的回波信号幅度, 能够帮助核磁共振特定应用领域中的脉冲序列设计和优化.

本文首先讨论射频脉冲的作用机理, 基于 Bloch 方程分析均匀磁场和梯度磁场条件下脉冲序列施加过程中的磁化矢量的演化过程, 并建立数学描述方法和数值模拟流程, 研究扳转脉冲和重聚脉冲对回波信号强度的影响; 利用一套新型磁体系统的均匀场和梯度场测量自旋回波, 与数值模拟进行对比优化重聚脉冲角度; 选用优化后的重聚脉冲设计饱和和恢复 (saturation recovery) 脉冲序列进行流体样品的纵向弛豫时间 T_1 分布的测量实验, 与传统饱和和恢复脉冲序列结果对比验证优化脉冲序列

* 国家自然科学基金 (批准号: 41074102, 41130417)、国家 111 计划 (批准号: B13010) 和教育部长江学者和创新团队发展计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xiaolizhi@cup.edu.cn

的有效性.

2 射频脉冲角度对回波信号强度的影响

核磁共振自旋回波信号的强度主要决定于: 1) 所激发的共振区域的氢核数量, 主要由静磁场 B_0 (均匀场或梯度场) 分布和射频场 B_1 的频率选择性决定; 2) 经射频脉冲作用后, 测量时处于共振区域内的磁化矢量在观测平面上的分量. 射频脉冲对磁化矢量的作用有两类: 扳转脉冲, 将磁化矢量绕 B_1 方向扳转; 重聚脉冲, 将散相的磁化矢量重聚, 进而产生自旋回波.

2.1 射频脉冲激发的样品体积的影响

射频脉冲根据频率选择特性分为软脉冲和硬脉冲. 软脉冲具有较窄的频带, 常用于核磁共振成像中的选择性激励; 硬脉冲具有较宽的频带, 能够激励较宽频率范围的信号, 特别适用于随钻核磁共振测井中增加敏感区域厚度来减小径向振动对测量的影响^[11].

对于同一种样品, 氢核自旋数量由敏感区域范围决定. 在恒定梯度静磁场中, 射频脉冲带宽 Δf 决定敏感区厚度^[12], 如 (1) 式所示; 均匀静磁场中, 使用较窄频率带宽的射频脉冲就能将整个样品范围完全激发, 敏感区范围不随射频脉冲频率带宽变化而变化.

$$\Delta r = \frac{\Delta f}{\gamma G}, \quad (1)$$

式中, Δr 为共振敏感区厚度, γ 为旋磁比, 对于氢核, $\gamma/2\pi = 42.58 \text{ MHz/T}$, G 为静磁场梯度.

脉冲宽度 $t_p = 2T$ 的矩形脉冲对应的频谱包络为 sinc 函数, 通常取其主波瓣的频率宽度为信号频率带宽来计算其覆盖的吸收谱范围^[13]. 当静磁场存在较大的梯度时, 矩形脉冲也变得具有选择性. 考虑到主波瓣零点位置附近的能量较小, 本文采用了频谱下降到主瓣幅度最大值的 $1/\sqrt{2}$ 时对应的频率范围作为矩形脉冲的带宽, 此时带内信号分量占有信号总能量的 1/2. 信号的时域与频域的尺度变换关系仍然成立, 即信号在时间上有一个线性尺度因子 A 的变换, 相当于它在频率域有一个线性因子 $1/A$ 的变换. 结合 (5) 式可知: 矩形脉冲宽度越大, 扳转角度越大, 脉冲频带宽度越窄. 因此, 当保持射

频磁场强度 B_1 不变, 通过增加脉冲宽度来增加扳转角度时, 脉冲宽度越长, 所激发的敏感区厚度却越小. 例如, 利用 90° 脉冲进行磁化矢量扳转 (扳转角记为 α , 重聚角记为 β), 利用 180° 脉冲对散相的磁化矢量重聚, 则 180° 脉冲激发的敏感区厚度是 90° 脉冲所激发的敏感区厚度的 1/2, 即最初被 90° 脉冲扳转的氢核中只有一半数量能被 180° 脉冲重聚.

虽然低脉冲重聚角能够增加敏感区体积, 但非 180° 重聚脉冲将散相的磁化矢量重聚在观测平面之外, 使重聚的磁化矢量在观测平面上的分量变小, 在这两种机制的综合作用下, 必然存在获得最大测量信号强度的 α 脉冲与 β 脉冲的优化组合.

2.2 脉冲序列中的磁化矢量演化的数学推导

Bloch 方程描述了自旋系统核磁矩在变化磁场作用下的响应行为^[14,15], 是分析射频脉冲作用下的磁化矢量演化机制的基础. 任何脉冲序列都可以看作由施加射频脉冲和磁化矢量自由进动这两种事件的连续组合, 如图 1 所示. 施加射频脉冲的作用机制和磁化矢量自由进动的演化过程都可以用一个 3×3 的旋转矩阵进行描述^[16]. 因此, 在一个包含 n 个事件的脉冲序列施加过程中, 磁化矢量 $\mathbf{M}(t) = [M_x, M_y, M_z]$ 的演化可表示为 n 个矩阵乘积的形式:

$$\mathbf{M}(t) = \prod_{i=1}^n R_{\hat{\eta}_i}(\epsilon_i) \mathbf{M}(0), \quad (2)$$

式中, $\mathbf{M}(0) = (0, 0, M_0)$ 为初始平衡状态下的磁化矢量; $\mathbf{M}(t)$ 为施加脉冲序列过程中时间 t 时刻的磁化矢量; 矩阵 $R_{\hat{\eta}_i}$ 表示绕 $\hat{\eta}_i$ 轴旋转 ϵ_i 角度.

梯度磁场中, 当静磁场 B_0 沿 $+z$ 轴方向 (质子拉莫尔共振频率为 ω_0) 存在梯度时, 偏振频率 $\Delta\omega_0$ 相当于沿系统 $+Z$ 轴方向施加一个额外磁场 ΔB_0 . 当施加射频场强度为 B_1 , 频率为 ω_{rf} , 相位为 ϕ 的脉冲时, 磁化矢量 \mathbf{M} 将围绕等效磁场 B_{eff} 旋转, 如图 1(a) 所示. 其中有效场 B_{eff} 的强度为

$$B_{\text{eff}} = \sqrt{B_1^2 + \Delta B_0^2}, \quad (3)$$

B_{eff} 与 Z 轴的夹角为

$$\theta = \tan^{-1}(B_1/\Delta B_0), \quad (4)$$

式中, $\Delta B_0 = B_0 - \omega_{rf}/\gamma$.

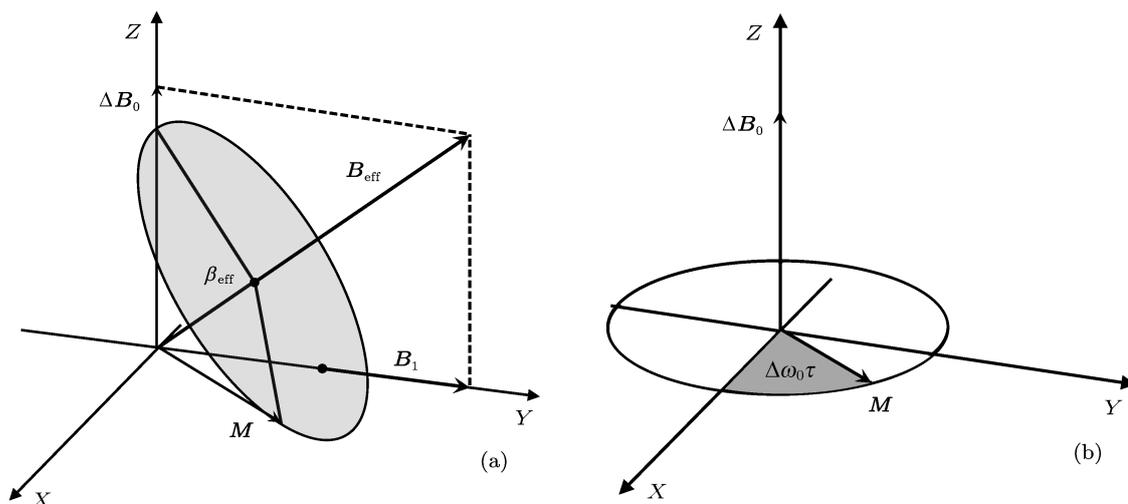


图1 施加脉冲与脉冲完成后磁化矢量变化 (a) 射频脉冲持续时间内磁化矢量进动过程; (b) 磁化矢量自由进动

施加脉冲宽度为 t_p 的射频脉冲后, 磁化矢量将以等效磁场 \mathbf{B}_{eff} 为旋转轴进动, 进动角度由下式决定:

$$\beta_{\text{eff}} = \gamma \mathbf{B}_{\text{eff}} t_p. \quad (5)$$

射频脉冲对磁化矢量的作用可以利用矩阵形式进行计算. 为了计算的简便, 首先利用坐标变换将原坐标系的 $+Z$ 轴方向变换到 \mathbf{B}_{eff} 方向, 这时 X' 轴位于与垂直 \mathbf{B}_{eff} 的平面内, 此坐标变换矩阵 \mathbf{A} 与脉冲相位 ϕ 有关:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (6)$$

在临时坐标系下, 利用矩阵 \mathbf{B} 对磁化矢量实施绕等效磁场 \mathbf{B}_{eff} 的扳转, 扳转角度为 β_{eff} :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \cos \beta_{\text{eff}} & -\sin \beta_{\text{eff}} & 0 \\ \sin \beta_{\text{eff}} & \cos \beta_{\text{eff}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

再将得到的磁化矢量通过反旋转矩阵 \mathbf{A}^{-1} 变换回到原来的坐标系下:

$$\mathbf{A}^{-1} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & -\sin \phi & \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi & \cos \phi & \sin \theta \sin \phi \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (8)$$

综上, 脉冲序列中的一个脉冲作用的整个过程表示为三个矩阵的乘积:

$$\mathbf{R}(\theta, \phi, \beta_{\text{eff}}) = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B} \mathbf{A}. \quad (9)$$

自由演化阶段, 磁化矢量简单地绕 $\Delta \mathbf{B}_0$ 以角频率 $\Delta \omega_0$ 自由进动, 经过时间 τ 后的磁化矢量分量可由 $\mathbf{M}(t + \tau) = \mathbf{E} \mathbf{M}(t)$ 得到, 其中:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} e_2(\tau) \cos \Delta \omega_0 \tau & -e_2(\tau) \sin \Delta \omega_0 \tau & 0 \\ e_2(\tau) \sin \Delta \omega_0 \tau & e_2(\tau) \cos \Delta \omega_0 \tau & 0 \\ 0 & 0 & e_1(\tau) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

自由进动过程中的纵向和横向弛豫过程由衰减因子 $e_1(\tau) = \exp(-\tau/T_1)$ 和 $e_2(\tau) = \exp(-\tau/T_2)$ 实现, 自由进动过程中还要考虑磁化矢量的增量, 即

$$\mathbf{M}(t + \tau) = \mathbf{E} \mathbf{M}(t) + \mathbf{M}_{\text{new}}(\tau), \quad (11)$$

式中, $\mathbf{M}_{\text{new}}(\tau) = (0, 0, 1 - \exp(-\tau/T_1))$.

信号测量期间, 在观测平面 (通常为 XY 平面) 上的回波信号强度为

$$|M_{xy}| = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}. \quad (12)$$

利用上述推导的数学描述系列公式, 就可以对系统中的初始磁化矢量实施恰当的旋转变换, 计算给定 \mathbf{B}_0 和 \mathbf{B}_1 场条件下的脉冲序列内任意时刻的磁化矢量, 进而研究脉冲序列扳转角度与回波信号强度的关系.

3 数值模拟与实验研究

3.1 首回波信号强度的数值计算

数值模拟和实验研究中所考察的回波信号强度为 CPMG 脉冲序列下的首个回波信号强度 (图

2). 设处于静磁场中的样品经完全极化后的磁化矢量为 M_0 , 经首个射频脉冲 (方向沿 $+X$ 轴) 的扳转作用后:

$$M_1 = R(\theta, 0, \beta_{\text{eff}})M_0, \quad (13)$$

式中, M_1 为施加脉冲后的磁化矢量.

射频脉冲结束后磁化矢量处于自由进动状态, 经过时间 τ 之后的磁化矢量为 (脉冲相位为 0)

$$M_2 = EM_1 + M_{\text{new}}(\tau). \quad (14)$$

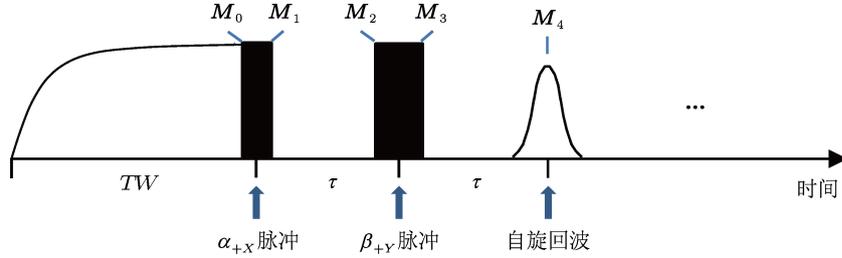


图2 数值模拟和验证实验所用脉冲序列

这时沿 $+Y$ 轴对磁化矢量施加重聚脉冲, 以 B_{eff} 为旋转轴, 施加重聚脉冲后的磁化矢量进动角度

$$\beta_{\text{refoc}} = \frac{\sqrt{B_1^2 + \Delta B_0^2}}{B_1} \cdot \frac{\beta}{180} \cdot \pi. \quad (15)$$

重聚脉冲结束后, 磁化矢量变为

$$M_3 = R\left(\theta, \frac{\pi}{2}, \beta_{\text{refoc}}\right)M_2. \quad (16)$$

再经过时间 τ 的自由进动后, 自旋系统中散相的磁化矢量发生重聚, 产生自旋回波:

$$M_4 = EM_3 + M_{\text{new}}(\tau). \quad (17)$$

数值模拟过程中, 给定一个时间精度 Δt 作为两次事件发生的时间间隔, 利用上述方法, 既能够得到磁化矢量随时间变化的定量关系和回波信号包络, 也可以设定 τ 为半回波间隔, 直接求取首回波幅度.

3.2 实验验证与结果分析

相关测量验证实验在中国石油大学 (北京) 核磁共振实验室研制的核磁共振分析仪上完成. 该仪器的磁体系统设计基于一种改进的 Halbach 结构^[17,18], 改变两套组 Halbach 磁体组合的间距, 在一套磁体系统内实现均匀静磁场和线性梯度静磁场两个测量区域 (图 3). 传感器的中心为均匀静磁场区域, 氢核的 Larmor 共振频率为 10.65 MHz; 靠近探头外侧为线性梯度磁场区域 ($G \approx 2.30$ T/m), 氢核的 Larmor 共振频率为 7.30 MHz. 实验所用的数字谱仪为美国 Tecmag 公司的 LapNMRTM. 整套系统经过优化后的回波间隔 TE 最小可达 0.1 ms. 实

验样品为标准蒸馏水, $T_1 = 2800$ ms, $T_2 = 2500$ ms.

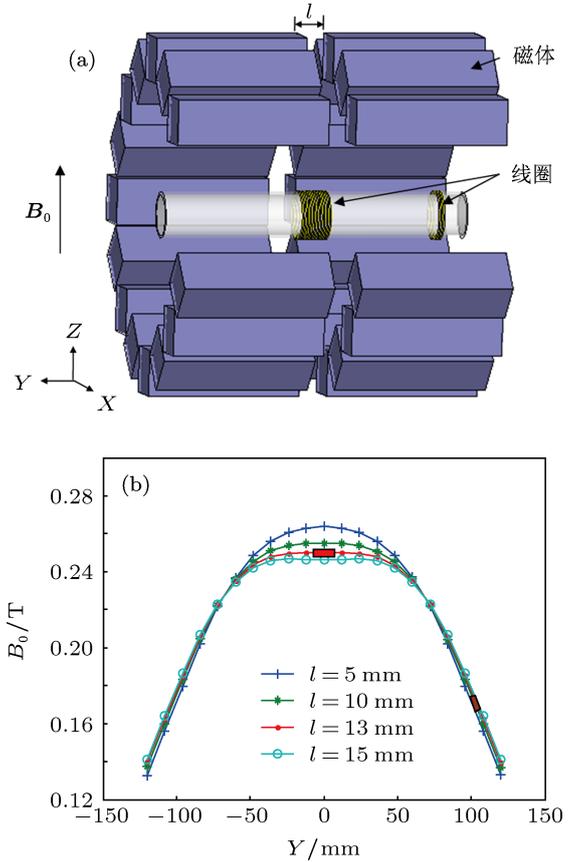


图3 Halbach 磁体及轴线方向 (Y) 的静磁场分布 (a) 实验用核磁共振分析仪传感器结构; (b) 磁体轴线方向静磁场分布图

根据仪器电子线路设计和传感器结构分析得到该仪器的 90° 矩形脉冲宽度为 $8 \mu\text{s}$, 对射频脉冲做快速傅里叶变换得其射频脉冲带宽 $\Delta f = 119.84$ kHz. 数值模拟中, 结合梯度场非均匀性计算射频脉冲所激发的 ΔB_0 和切片厚度范围, $\Delta\omega$ 则根

据静磁场非均匀性 ΔB_0 设定为正态随机分布, 计算回波幅度结果取所有 $\Delta\omega$ 组分产生的自旋回波幅度的平均值.

3.2.1 扳转角 α 对信号强度的影响

首先固定重聚角 $\beta = 180^\circ$ (脉冲宽度为 $16 \mu\text{s}$), 采用不同扳转角 α (α 的变化范围为 0° 到 180°) 采集自旋回波, 考察回波幅度随 α 的变化规律. 数值模拟和幅度经归一化处理后的实验结果如图 4 所示.

从结果对比中可以看出数值模拟和实验结果非常符合. 无论在均匀场 (图 4(a)) 还是梯度场 (图 4(b)) 中, 当固定重聚角为 180° 时, 回波幅度随着 α 的增大而先增大后减小, 并于扳转角 $\alpha = 90^\circ$ 时获得最大回波信号.

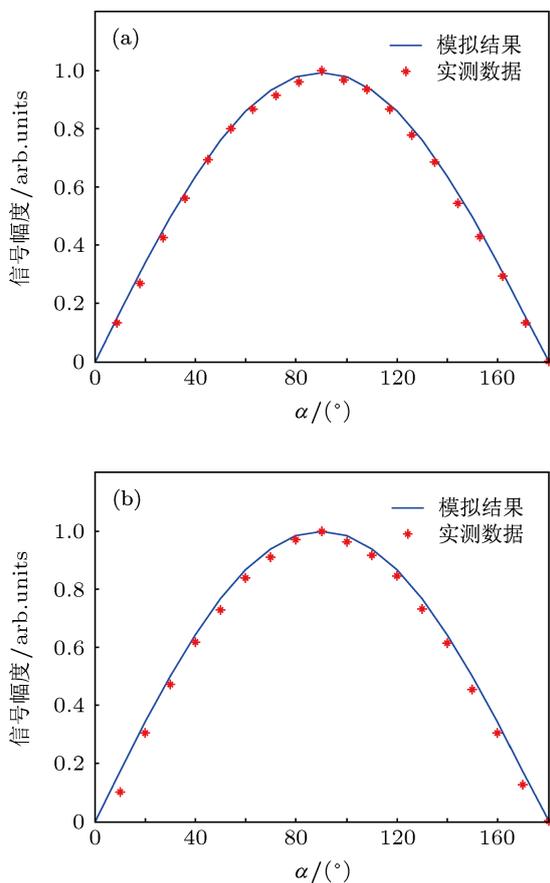


图 4 归一化的自旋回波信号幅度与扳转角 α 的关系 (a) 均匀场中的数值模拟与实测结果; (b) 梯度场中的数值模拟与实测结果

3.2.2 重聚角 β 对信号强度的影响

固定 $\alpha = 90^\circ$, 再通过数值模拟和实验测量考察重聚角度 β 的影响. 重聚角度 β 变化范围为 0° 到 180° . 对均匀场和梯度场下的自旋回波信号幅度进行数值模拟和实验观测, 结果如图 5 所示.

从结果可以看出数值模拟和实验结果二者符合较好. 均匀场中 (图 5(a)), 信号幅度随 β 的增加而变大, $\beta = 180^\circ$ 时信号强度达到最大值. 梯度场中 (图 5(b)), 信号幅度随 β 的增大呈现先增大后减小的趋势. 当噪声为高斯分布时, 脉冲重聚角 $\beta = 140^\circ$ 所获得的信号幅度最大为 113% (信号幅度均与 $\beta = 180^\circ$ 得到的信号幅度归一化).

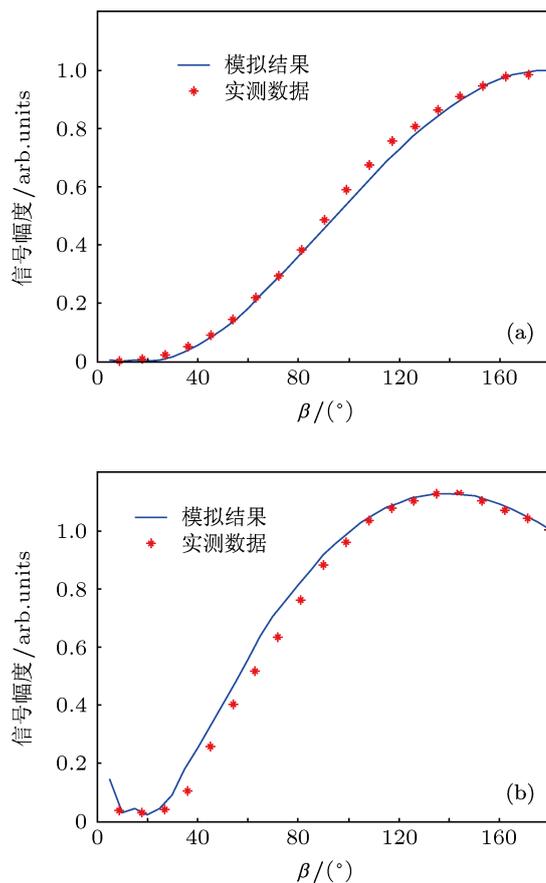


图 5 归一化的自旋回波信号幅度与重聚角 β 的关系 (a) 均匀场中的数值模拟与实测结果; (b) 梯度场中的数值模拟与实测结果

核磁共振测量过程中的主要能量消耗为发射射频脉冲, 单个射频脉冲能量为 $P = B_1^2 t_p$. 在射频脉冲强度 B_1 一定的情况下, P 与 t_p 成正比. 由此可知, 优化后的 140° 脉冲的能耗降低为 180° 重聚脉冲的 78%. 这是低重聚角度脉冲除了能够提高回波信号强度之外的另一个优势.

3.3 优化低角度重聚脉冲的适用性分析

根据数值模拟与实验结果, 选取图 5(b) 中信号幅度最大值所对应的扳转角 ($\alpha = 90^\circ$) 和重聚角 ($\beta = 140^\circ$) 来优化自旋回波式的饱和恢复脉冲序列 (图 6), 在梯度场中测量样品的 T_1 分布, 并与标准饱和

和恢复脉冲序列 (扳转角 $\alpha = 90^\circ$, 重聚角 $\beta = 180^\circ$) 实验结果对比.

实验中, 设定饱和恢复脉冲序列所用的 50 个等待时间 (TW_i) 从 10 ms 到 15 s 按对数递增. 图 7 为所采集到的回波幅度与不同等待时间的关系, 横

坐标为对数坐标. 实测结果显示, 两条实测饱和和恢复曲线上的回波信号幅度均随 TW 的增加而呈增大, 但利用 $\beta = 140^\circ$ 重聚角度测得的回波信号强度大于 $\beta = 180^\circ$ 的结果, 具有获得更高信噪比的明显优势.

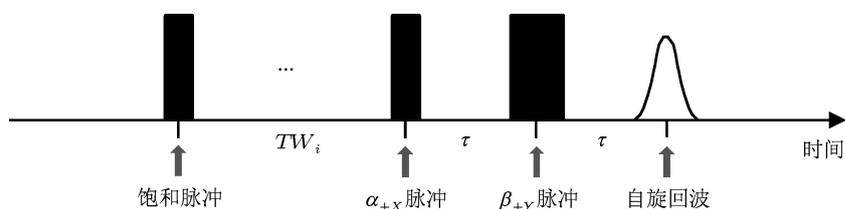


图 6 测量样品 T_1 分布的饱和和恢复脉冲序列

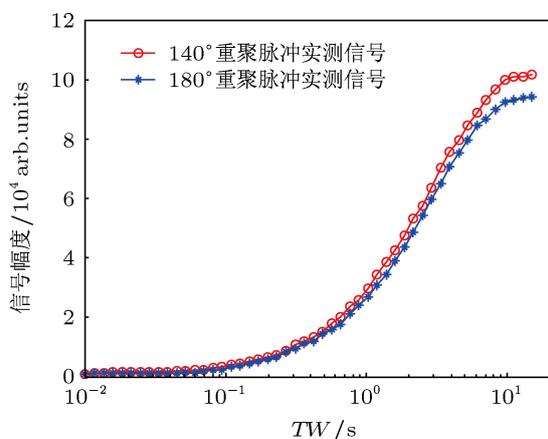


图 7 利用不同等待时间采集的回波幅度恢复曲线

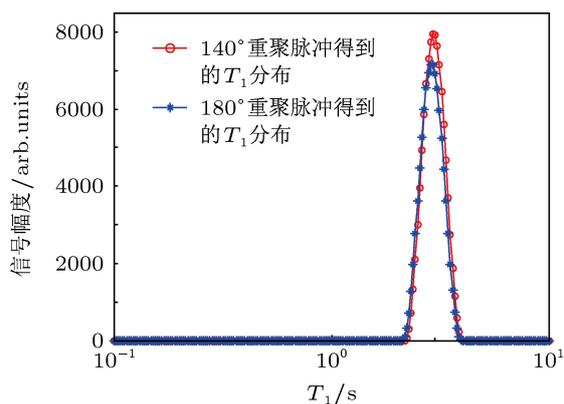


图 8 140° 和 180° 重聚脉冲得到的 T_1 分布对比

在对数坐标系下从 0.01 s 到 10 s 之间, 均匀布 200 个 T_1 组分对测得的回波幅度反演得到样品的 T_1 分布. 图 8 为对优化后的脉冲序列与传统脉冲序列所测量得到的回波幅度反演得到的 T_1 分布对比.

反演结果显示, 二者主峰对应的 T_1 位置符合, 分别为 2805 ms 和 2801 ms. 由于使用优化脉冲序列得到的信号量更大, 反演得到的 T_1 对应的幅度值和面积均大于传统脉冲序列时的结果. 这表明通过优化的低重聚脉冲角度 β 来提高回波信号强度的方法可直接用于 T_1 分布测量, 而且信噪比更高.

4 结论

基于射频脉冲对回波信号幅度影响的分析, 发现在梯度磁场下存在可获得最大测量信号强度的扳转角和重聚角 (小于 180°) 脉冲组合. 在均匀磁场和梯度磁场中对扳转角和重聚角与信号强度的关系进行数值模拟和测量实验, 实验结果验证了分析结论并与数值模拟结果符合. 实验条件下, 均匀磁场下 90° 扳转脉冲和 180° 重聚脉冲组合所获得的信号强度最大; 磁场梯度为 2.30 T/m 时, 90° 扳转脉冲和 140° 重聚脉冲组合能获得最大信号强度, 比同样条件下采用 180° 重聚脉冲获得的信号强度提高了 13%, 同时将重聚脉冲宽度 (能耗) 降低为原来 78%.

将得到的最优重聚角 140° 应用于优化标准饱和和恢复脉冲序列, 测量结果中主峰对应的 T_1 位置与传统脉冲序列结果吻合, 优化的低角度重聚脉冲可直接用于测量 T_1 分布. 二者结果的对比还显示了优化脉冲序列的优越性, 其信号幅度大于传统饱和和恢复脉冲序列的采集结果. 这种低重聚脉冲的方案能够为低电力供应、低信噪比条件下的核磁共振 (随钻核磁共振测井和在线核磁共振快速检测) 脉冲序列设计提供新的解决途径和优化方法.

- [1] Hennig J, Friedburg H 1988 *Magn. Reson. Imaging* **6** 391
- [2] Alsop D C 1997 *Magn. Reson. Med.* **37** 176
- [3] Hennig J, Nauerth A, Friedburg H 1986 *Magn. Reson. Med.* **3** 823
- [4] Haase A, Frahm J, Matthaei D, Hänicke W, Merboldt K D 1986 *J. Magn. Reson.* **67** 258
- [5] McIntyre D J O, Hennel F, Morris P G 1998 *J. Magn. Reson.* **130** 58
- [6] Andrade F D, Netto A M, Colnago L A 2011 *Talanta* **84** 84
- [7] Andrade F D, Netto A M, Colnago L A 2012 *J. Magn. Reson.* **214** 184
- [8] Hürlimann M D, Griffin D D 2000 *J. Magn. Reson.* **143** 120
- [9] Song Y Q 2002 *J. Magn. Reson.* **157** 82
- [10] Reiderman A, Itskovich G, Krugliak Z, Beard D R 2001 *Magn. Reson. Imaging* **19** 569
- [11] Li X, Xiao L Z, Liu H B 2011 *Well Logging Technol.* **35** 200 (in Chinese) [李新, 肖立志, 刘化冰 2011 测井技术 **35** 200]
- [12] Coates G R, Xiao L Z, Prammer M G 1999 *NMR Logging Principles and Applications* (Houston: Halliburton Energy Services) p101
- [13] Zu D L 2004 *Magnetic Resonance Imaging* (Beijing: Higher Education Press) p83 (in Chinese) [祖栋林 2004 核磁共振成像学 (北京: 高等教育出版社) 第 83 页]
- [14] Bloch F 1946 *Phys. Rev.* **70** 460
- [15] Chen J F, Liu W Q, Zhong W X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 884 [陈杰夫, 刘婉秋, 钟万颢 2006 物理学报 **55** 884]
- [16] Casanova F, Perlo J, Blümich B 2011 *Single-Sided NMR* (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag) p12
- [17] Anferova S, Anferov V, Rata D G, Blümich B, Arnold J, Clauser C, Blümmler P, Raich H 2004 *Concepts Magn. Reson. B* **23B** 26
- [18] Anferova S, Anferov V, Arnold J, Talnishnikh E, Voda M A, Kupferschlag K, Blümmler P, Clauser C, Blümich B 2007 *Magn. Reson. Imaging* **25** 474

Optimization of nuclear magnetic resonance refocusing pulses to enhance signal intensity in gradient B_0 field*

Li Xin¹⁾²⁾ Xiao Li-Zhi^{1)†} Liu Hua-Bing¹⁾ Zhang Zong-Fu¹⁾ Guo Bao-Xin¹⁾
Yu Hui-Jun¹⁾ Zong Fang-Rong¹⁾

1) (State Key Laboratory of Petroleum Resource and Prospecting, China University of Petroleum, Beijing 102249, China)

2) (Sinopec Research Institute of Petroleum Engineering, Beijing 100101, China)

(Received 5 January 2013; revised manuscript received 22 March 2013)

Abstract

It is an efficient protocol to use the refocusing flip angle pulse optimization technique to solve special engineering technical problems in nuclear magnetic resonance (NMR) measurements. By reducing RF pulse duration, the low refocusing flip angle pulses can consume lower power, satisfy specific absorption rate of samples, and improve signal-to-noise ratio as well. To further analyze the function mechanism of pulse angles, the dependence of signal intensity on RF pulse is studied in homogenous magnetic field and constant gradient magnetic field respectively. Afterwards, echo amplitudes with various tip angles and flip angles ranging from 0° to 180° are compared with conventional sequence of 90° pulse followed by 180° pulses theoretically and experimentally. For the constant gradient field, the refocusing pulse of flip angle can be as low as 140° , defined as the optimum herein, to obtain the strongest signal intensity, enhanced by 13% compared with that of 180° . Moreover, T_1 distributions measured by the conventional and optimal sequences for distilled water at room temperature are compared, and good conformances of T_1 between the two pulse sequences are obtained, which demonstrates the optimal refocusing pulse can be directly applied to T_1 measurement. The results provide constructive suggestion for designing pulse sequences for signal intensity enhancement in NMR logging while drilling and NMR online quick analysis.

Keywords: nuclear magnetic resonance, signal intensity, refocusing pulse angle, Bloch equation

PACS: 76.60.-k, 82.56.Pp, 87.61.Hk

DOI: 10.7498/aps.62.147602

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41074102, 41130417), "111 Program" of China (Grant No. B13010) and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China.

† Corresponding author. E-mail: xiaolizhi@cup.edu.cn