

doi:10.19306/j.cnki.2095-8110.2019.03.015

核磁共振陀螺仪中三维磁场的初步锁定

徐正一, 彭欣欣, 李莲花, 周尹敏, 裘翔炀, 周敏, 徐信业

(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

摘要:核磁共振陀螺仪内部空间的三维磁场锁定作为关键技术之一,对于核磁共振陀螺仪的角度随机游走及零偏稳定性具有较大的优化作用。实验装置选用充有CS、 ^{129}Xe 、 ^{131}Xe 以及 N_2 的方形原子气室,选择895nm圆偏振光作为泵浦光,852nm线偏振光作为探测光,通过对纵向磁场进行调制,实现了三维原子磁力计。通过提升气室温度对纵向磁场的锁定效果进行优化后,在3个方向的磁场起伏范围均稳定至7nT(5000 s)以下,锁定后磁场的千秒稳定性比锁定前提升至少1个量级。

关键词:核磁共振陀螺仪;三维原子磁力计;三维磁场锁定;阿伦方差

中图分类号:V241.5

文献标志码:A

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



文章编号:2095-8110(2019)03-0113-06

Preliminary Stabilization of Three Dimensional Magnetic Fields in a Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope

XU Zheng-yi, PENG Xin-xin, LI Lian-hua, ZHOU Yin-min, QIU Xu-yang, ZHOU Min, XU Xin-ye

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract: The stabilization of three-dimensional magnetic field of nuclear magnetic resonance gyroscope (NMRG), as one of the key technologies of NMRG, plays an important role in optimizing angle random walk and bias instability. The experimental device utilizes a cube-shaped cell filled with CS, ^{129}Xe , ^{131}Xe and N_2 , 895nm circularly polarized pump beam and 852nm linearly polarized probe beam for the three-axis atomic magnetometer, employing longitudinal magnetic field modulation. The magnetic fluctuation in three axes of less than 7nT (5000s) is achieved after the optimization of the cell temperature, which shows an improvement of about one order in long-term instability than the unlocked condition.

Key words: Nuclear magnetic resonance gyroscope; Three dimensional atomic magnetometer; Three dimensional magnetic field stabilization; Allan deviation

0 引言

核磁共振陀螺仪因其兼具小型化与高精度的

特点,可以在一些特殊应用中替代较为昂贵的转子陀螺。核磁共振陀螺仪中没有运动部件,对于振动和过载都不敏感,拥有低功耗和低成本的巨大潜

收稿日期:2018-08-06;修订日期:2018-12-29

基金项目:国家重点研究发展规划(973计划)(2016YFA0302103,2017YFF0212003,2016YFB0501601);国家高技术研究发展计划(863计划)(2014AA123401);国家自然科学基金重点项目(11134003);上海市优秀带头人计划(12XD1402400)

作者简介:徐正一(1992-),男,博士生,主要从事高灵敏测量技术方面的研究。E-mail:52152000018@ecnu.cn

通信作者:徐信业(1964-),男,博士,教授,主要从事冷原子物理和原子频标的研究。E-mail:xyxu@phy.ecnu.edu.cn

力,并正在向芯片级尺寸和战略级精度发展,目前已成为国内外研究的热点领域,且未来有望应用于航空航天以及国防战略领域,同时在民用领域也具有广泛的应用前景。近年来,北京自动化控制设备研究所^[1-2]和国防科技大学^[3-6]等单位也开始了核磁共振陀螺仪的理论和实验研究。

核磁共振陀螺仪选用极化后的原子核自旋在外磁场中的拉莫尔进动作为转动参考系,因此纵向磁场的稳定会造成拉莫尔进动频率的变化;而在整个陀螺仪旋转时,由于缓冲气体的黏滞性,其中的气体可能并不跟随陀螺仪同步转动,这种情况可能会使陀螺仪的动态范围受限。为了尽可能减少上述问题带来的影响,核磁共振陀螺仪需要设计磁屏蔽系统和磁场补偿系统以消除外部磁场干扰并维持内部磁场的均匀性。

三维磁场锁定的关键是三维原子磁力计的实现。传统的基于非线性旋光效应的原子磁力计将信号对其他方向上磁场的响应视作干扰,因此只能实现一个方向上磁场的探测,而通过对不同方向上的磁场以不同的频率分别进行调制,就可以在传统原子磁力计的基础上实现三维磁场探测。通过调制 x 和 z 方向磁场,在无外磁场屏蔽的情况下,可实现灵敏度达到 $1\text{pT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 量级的三维原子磁力计^[7];使用双向泵浦光频率调制的方案,磁力计灵敏度可达到 $65\text{fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ^[8]。基于两类不同的原子磁力计实现的三维磁力计,可实现 x 和 y 方向 $300\text{fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度, z 方向 $3\text{pT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度^[9]。

考虑到核磁共振陀螺仪小型化的发展方向,选用两类不同的原子磁力计实现现有系统中三维磁场的同时测量。下面首先介绍核磁共振陀螺仪的基本原理以及三维磁场锁定的基本原理,分析三维磁力计误差信号并给出目前初步实现的三维磁场锁定情况,最后对现阶段实验的优化方向进行分析和讨论。

1 基本原理

1.1 核磁共振陀螺仪的基本原理

原子核自旋在外加静磁场中会进行拉莫尔进动。如果对原子施加一定频率的电磁辐射,且其频率接近原子核自旋的拉莫尔进动频率时,原子核自旋会吸收电磁辐射的能量,产生核磁共振现象。这类利用核磁共振过程中的拉莫尔进动作为转动参考系实现的陀螺仪即核磁共振陀螺仪,其工作原理如图1所示。

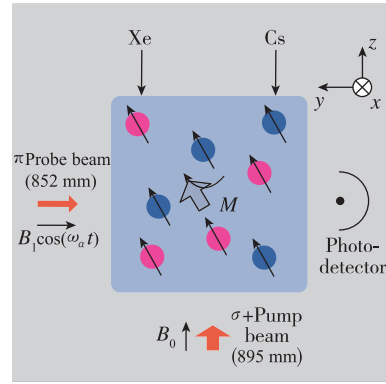


图1 核磁共振陀螺仪的工作原理

Fig. 1 Operation principle of the nuclear magnetic resonance gyroscope

核磁共振陀螺仪的基本原理主要包括光泵浦超极化和高灵敏原子磁力计,工作原子一般选用碱金属原子和惰性气体原子。首先通过施加同向传播的圆偏振泵浦光和纵向静磁场 B_0 以极化碱金属原子,然后通过碱金属原子与惰性气体原子之间的自旋交换碰撞过程实现惰性气体原子的极化。在垂直于泵浦光传播方向上施加激励磁场 B_1 后,惰性气体原子极化形成的宏观磁矩进行拉莫尔进动,如果惰性气体原子的旋磁比为 γ^n ,则拉莫尔进动频率 $\omega_L = \gamma^n B_0$ 。此时在垂直于泵浦光传播方向上施加探测光后,基于非线性旋光效应可以实现高灵敏原子磁力计,用于探测惰性气体原子极化形成的宏观磁矩。当陀螺仪以角速度 ω_R 绕泵浦光方向旋转,则探测到的宏观磁矩进动角速度 $\omega_M = \omega_L + \omega_R$ 。故陀螺仪的角速度 $\omega_R = \omega_M - \omega_L$,从而实现了陀螺仪对角速度的测量。可见磁场的稳定性对于核磁共振陀螺仪的性能至关重要,实现三维剩磁的补偿有利于提高核磁共振陀螺仪的性能。

1.2 三维磁场锁定的基本原理

如图1所示,碱金属原子形成的宏观磁矩 \mathbf{M} 可以通过布洛赫方程进行描述

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M} = \mathbf{M} \times \gamma^e \mathbf{B} - \frac{\mathbf{M}_x}{T_2} \hat{x} - \frac{\mathbf{M}_y}{T_2} \hat{y} - \frac{\mathbf{M}_0 - \mathbf{M}_z}{T_1} \hat{z} \quad (1)$$

其中, M_0 为未进动时宏观磁矩的大小, γ^e 为碱金属原子的旋磁比, T_1 和 T_2 分别为碱金属原子的纵向和横向弛豫时间。如果令 $M_+ = M_x + iM_y$, $B_+ = B_x + iB_y$, 则关于 M_+ 的布洛赫方程可以写为

$$\frac{dM_+}{dt} = i\gamma^e M_z B_+ - i\gamma^e M_+ B_z - \frac{M_+}{T_2} \quad (2)$$

当 B_0 被调制后,即 $B_z = B_0 + B_m \cos(\omega_m t)$, ω_m

和 B_m 分别为静磁场 B_0 的调制频率和幅度,则上述布洛赫方程的解可以写为^[10-11]

$$M_+ = \frac{i\gamma^e M_z B_+ T_2 J_n^2(k_m)}{1 + i(\gamma^e B_0 + n\omega_m) T_2} + \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_n(k_m) J_{n-p}(k_m)}{1 + i(\gamma^e B_0 + n\omega_m) T_2} \times [\cos(p\omega_m t) + i \sin(p\omega_m t)] + \frac{J_n(k_m) J_{n+p}(k_m)}{1 + i(\gamma^e B_0 + n\omega_m) T_2} \times [\cos(p\omega_m t) - i \sin(p\omega_m t)] \right\} \quad (3)$$

其中, $k_m = \gamma^e B_m / \omega_m$ 。当满足 $|B_x| \ll 1/\gamma^e T_2$, $|B_y| \ll 1/\gamma^e T_2$ 和 $|B_z - n\omega_m/\gamma^e| \ll 1/\gamma^e T_2$ 时,可进一步给出 δM_x 和 δM_y

$$\begin{aligned} \delta M_x &= \gamma^e M_z T_2 J_n(k_m) \times \\ & \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ -[J_{n+p}(k_m) + J_{n-p}(k_m)] \times B_y \cos(p\omega_m t) + [J_{n+p}(k_m) - J_{n-p}(k_m)] \times B_x \sin(p\omega_m t) \right\} \\ \delta M_y &= \gamma^e M_z T_2 J_n(k_m) \times \\ & \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ [J_{n+p}(k_m) + J_{n-p}(k_m)] \times B_x \cos(p\omega_m t) + [J_{n+p}(k_m) - J_{n-p}(k_m)] \times B_y \sin(p\omega_m t) \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

由于 k_m 与 B_m 和 B_0 的比值成正比,故通过改变 B_m 和 B_0 的比值可以改变 δM_x 和 δM_y 的大小。选取 $n=1$ 可得

$$\begin{aligned} \delta M_x &= \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \times \\ & \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ - \left[J_{1+p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) + J_{1-p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] \times B_y \cos(p\omega_m t) + \left[J_{1+p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) - J_{1-p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] \times B_x \sin(p\omega_m t) \right\} \\ \delta M_y &= \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \times \\ & \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \left[J_{1+p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) + J_{1-p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] \times B_x \cos(p\omega_m t) + \left[J_{1+p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) - J_{1-p} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] \times B_y \sin(p\omega_m t) \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

以 ω_m 作为本征频率,对于 y 方向上探测到的磁力计信号,如果选用 1 倍或者 2 倍频解调,即 $p=1$ 或 $p=2$,则通过锁相放大器解调得到的 X 和 Y 通道的信号 S_{X1} 和 S_{Y1} 或 S_{X2} 和 S_{Y2} 分别为

$$\begin{aligned} S_{X1} &\propto \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \left[J_2 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) + J_0 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] B_x \\ S_{Y1} &\propto \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \left[J_2 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) - J_0 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] B_y \\ S_{X2} &\propto \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \left[J_3 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) - J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] B_x \\ S_{Y2} &\propto \gamma^e M_z T_2 J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \left[J_3 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) + J_1 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \right] B_y \quad (6) \end{aligned}$$

以 ω_m 的调制频率调制 B_0 后,使用锁相放大器对原子磁力计探测到的信号进行解调,通过调节移相器的相位可以分别获得平行和垂直于探测光方向上剩磁。而在不同的 B_m/B_0 下,应该选用不同的 p 来优化锁相放大器输出的 B_x 和 B_y 的误差信号。当 $B_m/B_0 \approx 1.733$ 时, B_x 和 B_y 的误差信号分别选用 1 倍频和 2 倍频解调能够获得较为理想的误差信号,此时 2 个误差信号的幅值较大且大小相仿;当 $B_m/B_0 < 0.5$ 时, B_x 和 B_y 的误差信号都选用 1 倍频解调能够获得大小相仿的信号,但信号相对较小。

实现 B_z 的锁定需要借助于两种惰性气体同位素。如果它们的旋磁比分别为 γ_1 和 γ_2 ,原子磁力计探测到的拉莫尔进动频率分别为 ω_{M1} 和 ω_{M2} ,则根据核磁共振陀螺仪的原理,可以得到

$$\begin{aligned} \omega_{M1} &= \gamma_1 B_z + \omega_R \\ \omega_{M2} &= \gamma_2 B_z + \omega_R \quad (7) \end{aligned}$$

其中, ω_R 为陀螺仪装置转动的角速度。故可以获得 B_z 的误差信号 S_z 为

$$S_z \propto \delta B_z = \frac{\delta(\omega_{M1} - \omega_{M2})}{\gamma_1 - \gamma_2} \quad (8)$$

故通过测量两种惰性气体同位素的拉莫尔进动频差,其与参考频率的频率差即可用于 B_z 的锁定。

2 实验数据及分析

实验装置如图 2 所示,实验中选用充有 ^{133}CS 原子饱和蒸气、5torr ^{129}Xe 、45torr ^{131}Xe 以及 200torr N_2 的 1cm^3 立方体气室,并将其加热至 110°C 。气室放置于屏蔽因子达 10^6 的五层磁屏蔽筒内,屏蔽筒内通过三维线圈施加磁场。在 z 方向上施加的静磁场为 $10\mu\text{T}$,调制幅度和调制频率分别为 $3.3\mu\text{T}$ 和 35kHz ,在 x 方向上施加一个微弱的激励磁场,驱动频率为约 118.6Hz ,对应 ^{129}Xe 在 $10\mu\text{T}$ 下的拉莫尔进动频率。使用自制的激光器提供 120mW 的 895nm 圆偏振泵浦光以及 $500\mu\text{W}$ 的 852nm 线偏振探测光,泵浦光与探测光的传播方向分别沿 $+z$ 和 $-y$ 方向。对探测光的偏振检测通过沃拉斯顿棱镜和双平衡探测器实现。

双平衡探测器的信号分成 3 路送至 3 台独立的锁相放大器解调,分别获得 3 个方向磁场的误差信号。其中, LIA1 和 LIA2 均以 35kHz 作为本征频率, LIA3 以 118.6Hz 作为本征频率。因为实验中所使用的 $B_m/B_0 = 0.17$,因此 3 台锁相放大器均输出 1 倍频解调信号以获得 x 和 y 方向上较为均衡的

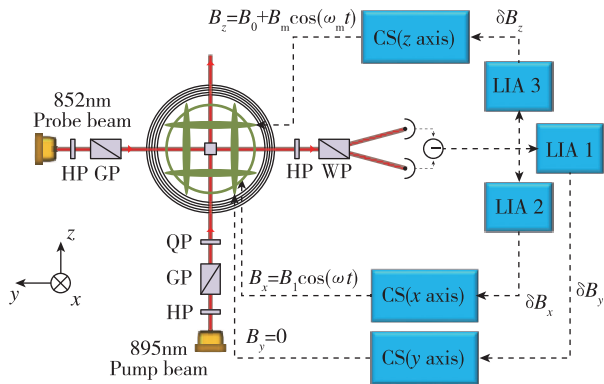


图2 实验装置示意图(HP为半波片,QP为四分之一波片,GP为格兰棱镜,WP为沃拉斯顿棱镜,CS为恒流电源,LIA为锁相放大器)

Fig.2 Experimental setup(HP: half-wave plate, QP: quarter-wave plate, GP: Glan-Talyer prism, WP: Wollaston prism, CS: current source, LIA: lock-in amplifier)

信号。通过优化 LIA1 和 LIA2 的相位,可以获得 x 和 y 方向上磁力计信号对 B_x 和 B_y 的响应曲线,如图 3 和图 4 所示。当 $|\delta B_x|$ 和 $|\delta B_y|$ 均不大于 $1\mu\text{T}$ 时, x 和 y 方向上的磁力计信号不同时对 B_x 和 B_y 响应,故可用于分辨剩磁的产生方向。

当陀螺仪静止时,有 $\omega_R = 0$,故 $\delta B_z = \delta\omega_M/\gamma^e$ 。通过 LIA3 可给出 B_z 的响应曲线,当 $|\delta B_z|$ 不大于 15nT 时,LIA3 的输出信号可用于 B_z 的锁定,如图 5 所示。

图 6 中对比了锁定前后的三维磁力计信号。可以发现三维磁场锁定后, B_x 、 B_y 和 B_z 在约 5000s 内的起伏范围分别不大于 6.75nT 、 5.33nT 和 6.68nT ;而锁定前 B_x 、 B_y 和 B_z 在约 4000s 内的起伏范围分别约 15.05nT 、 39.78nT 和 16.20nT 。

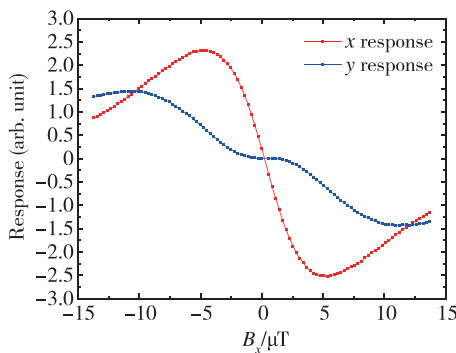


图3 110°C的气室温度下, x 和 y 方向磁力计对 B_x 的响应曲线

Fig.3 Magnetometer responses in the x and y axes to B_x at the cell temperature of 110°C

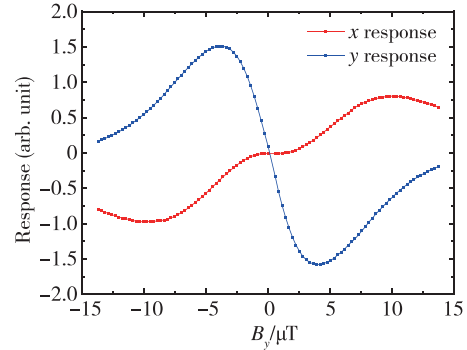


图4 110°C的气室温度下, x 和 y 方向磁力计对 B_y 的响应曲线

Fig.4 Magnetometer responses in the x and y axes to B_y at the cell temperature of 110°C

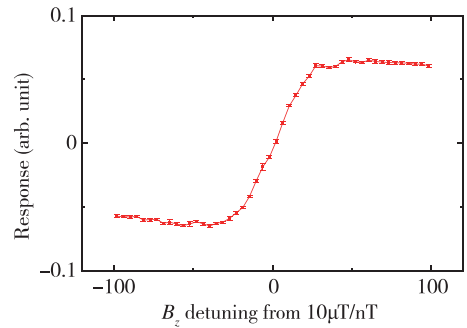


图5 110°C的气室温度下, z 方向上磁力计对 B_z 的响应曲线

Fig.5 Magnetometer response in the z axes to B_z at the cell temperature of 110°C

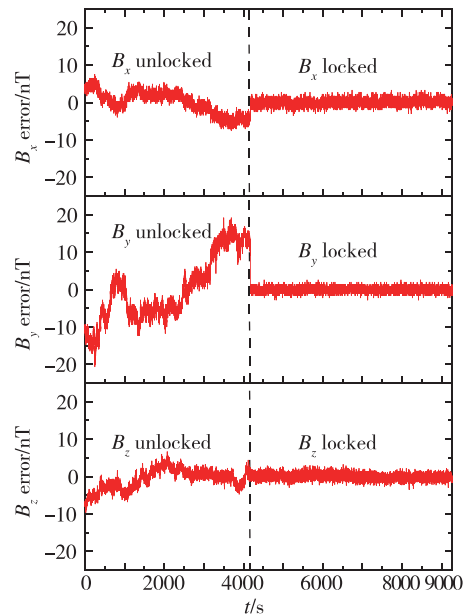


图6 110°C的气室温度下,磁场未锁定和锁定时 B_x 、 B_y 和 B_z 的误差信号

Fig.6 B_x , B_y and B_z error signals when the magnetic field is locked and unlocked at the cell temperature of 110°C

如图 7、图 8 和图 9 所示,计算磁场锁定前后 B_x 、 B_y 和 B_z 的误差信号对应的阿伦方差后可见,磁场锁定后 3 个方向上的磁场长期稳定性都得到了显著提升,千秒稳均提升至少 1 个量级,但秒稳在锁定前后没有显著变化,这主要受限于驱动三维线圈的电流噪声。

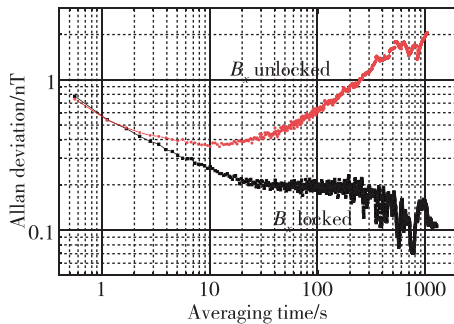


图 7 110°C 的气室温度下,磁场锁定与未锁定时 B_x 误差信号的阿伦方差

Fig. 7 Allan deviation of the B_x error signal when the magnetic field is locked and unlocked at the cell temperature of 110°C

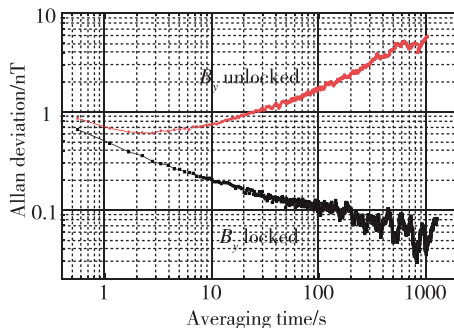


图 8 110°C 的气室温度下,磁场锁定与未锁定时 B_y 误差信号的阿伦方差

Fig. 8 Allan deviation of the B_y error signal when the magnetic field is locked and unlocked at the cell temperature of 110°C

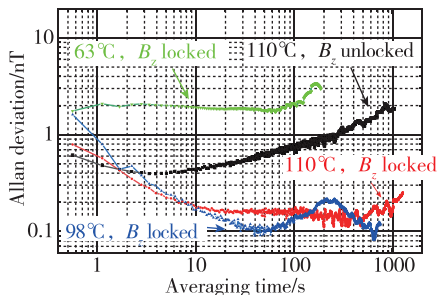


图 9 不同气室温度下磁场锁定与未锁定时 B_z 误差信号的阿伦方差

Fig. 9 Allan deviation of the B_z error signals when the magnetic field is locked and unlocked at various cell temperatures

实验过程中可以观察到气室温度的选择对于三维磁场锁定具有较大的影响。相比 110°C 和 98°C, 63°C 下 B_z 的响应曲线信噪比相对较差,而 B_x 和 B_y 的响应曲线信噪比并没有较大的变化。这是因为在较低的气室温度下,CS 原子与 Xe 原子的自旋交换碰撞弛豫较小,造成 Xe 极化率较小,从而影响测量 B_z 的磁力计信噪比。由于泵浦光功率较大,因此碱金属原子的泵浦速率足够大,不同气室温度下碱金属原子都能保持相对较高的极化率,故对 B_x 和 B_y 的磁力计误差信号影响较小。

图 9 中给出了不同气室温度下 z 方向磁场锁定后磁力计误差信号的阿伦方差,可见 63°C 的气室温度下 B_z 锁定后在秒稳和千秒稳均不及 98°C 以及 110°C,而 110°C 下 z 方向磁场秒稳更优于 98°C,千秒稳则两者较为接近。这是由于当泵浦速率足够时,较高的气室温度下有着更高的碱金属原子数密度以及更为剧烈的自旋交换碰撞,因此测量 B_z 的磁力计有着更好的信噪比,磁场锁定的效果也越好。

在不同的气室温度下, B_z 的主要噪声类型为磁场的白噪声,其受限于系统内的磁场本底噪声。在较高的气室温度下,磁场本底噪声更小,因而更有利于磁场的锁定。根据实验经验,在较低的气室温度下,用于 B_z 锁定的伺服系统参数也更难整定,调节不当会造成 B_z 锁定后出现正弦噪声。

3 结论

本文实现了三维磁场的初步锁定,验证了基于纵向磁场调制的三维磁力计的可行性,并对磁场锁定的性能进行了测量。通过调制 z 方向磁场的方式实现了单探测光束对 x 和 y 方向剩磁的测量,通过检测惰性气体原子的拉莫尔进动频率实现了对 z 方向剩磁的测量,从而实现了三维原子磁力计以及三维磁场的初步锁定,锁定后 x 、 y 和 z 方向上的磁场起伏不大于 6.75nT、5.33nT 和 6.68nT。

本文探究了气室温度对三维磁场锁定效果的影响。通过观察不同气室温度对 z 方向磁场锁定效果的影响,可以认为在泵浦速率足够且气室本身造成的退极化弛豫较小的情况下,较高的气室温度有利于 z 方向磁场锁定。根据不同气室温度下 z 方向磁场锁定后磁力计误差信号的阿伦方差,可以认为在更高的气室温度下具有更小的磁场本底噪声,因此更加有利于磁场的锁定。

参考文献

- [1] 王春娥, 秦杰. 核磁共振陀螺用高均匀磁场线圈设计方法[J]. 导航定位与授时, 2017, 4(1): 89-93.
Wang Chun'e, Qin Jie. Design method of high uniform magnetic coil for nuclear magnetic resonance gyroscope[J]. Navigation Positioning and Timing, 2017, 4(1): 89-93(in Chinese).
- [2] 秦杰, 汪世林, 高溥泽, 等. 核磁共振陀螺技术研究进展[J]. 导航定位与授时, 2014, 1(2): 64-69.
Qin Jie, Wang Shilin, Gao Puze, et al. Advances in nuclear magnetic resonance gyroscope[J]. Navigation Positioning and Timing, 2014, 1(2): 64-69 (in Chinese).
- [3] Ding Z, Yuan J, Lu G, et al. Three-axis atomic magnetometer employing longitudinal field modulation [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(5): 1-9.
- [4] Li Y, Wang Z, Jin S, et al. Rapid longitudinal relaxation measurement of hyperpolarized ^{129}Xe by a highly sensitive atomic magnetometer [J]. AIP Advances, 2017, 7(2): 629-642.
- [5] 罗晖, 杨开勇, 汪之国, 等. 核磁共振陀螺中内嵌碱金属磁力仪研究[J]. 导航定位与授时, 2017, 4(1): 85-88.
Luo Hui, Yang Kaiyong, Wang Zhiguo, et al. Research on alkali metal magnetometer for nuclear magnetic resonance gyroscope[J]. Navigation Positioning and Timing, 2017, 4(1): 85-88(in Chinese).
- [6] Xin Y, Zhiguo W, Tao X, et al. Research on temperature field in the vapor cell of nuclear magnetic resonance gyroscope[J]. Chinese Optics, 2016, 9(6): 671-677.
- [7] Seltzer S J, Romalis M V. Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(20): 4804-4806.
- [8] Wurm D, Mateos I, Zhivun E, et al. An all-optical vector atomic magnetometer for fundamental physics applications[C]//APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts. 2014: 013001.
- [9] Huang H, Dong H, Chen L, et al. Single-beam three-axis atomic magnetometer[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(6): 227-234.
- [10] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Haroche S, et al. Diverses résonances de croisement de niveaux sur des atomes pompés optiquement en champ nul II. Applications à la mesure de champs faibles[J]. Revue De Physique Appliquée, 1970, 5(1): 102-108.
- [11] Eklund E J. Microgyroscope based on spin-polarized nuclei dissertation[D]. University of California, Irvine, 2008.