

原子自旋惯性测量的偏振误差分析及抑制方法

张伟佳^{1,2}, 范文峰^{1,2*}, 范时秒^{1,2}, 全伟²¹北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191;²北京航空航天大学杭州创新研究院(余杭), 浙江 杭州 310023

摘要 在基于无自旋交换弛豫(SERF)的原子自旋惯性测量系统中,通过测量检测光的旋光角来实现角速率测量,检测系统的偏振误差作为直接干扰量耦合在输出信号中导致漂移,严重降低了惯性测量系统的长期稳定性。理论推导了检测系统中残余旋光角与输出信号的关系,定量分析了单位残余旋光角变化引起的 SERF 原子自旋惯性仪表的漂移指标变化,得到了偏振波动敏感系数。提出了一种基于偏振波动敏感系数优化的偏振误差抑制方法。调节检测激光波长,使系统工作在刻度系数最大值处,并降低原子气室温度,进行了实验验证。最后利用 Allan 方差对 SERF 原子自旋惯性测量装置的测试数据进行了漂移误差分析,零偏不稳定性由 0.012 (°)/h 降低至 0.008 (°)/h,实现了偏振误差的抑制。

关键词 测量; 旋光角; 偏振误差; 敏感系数; 原子自旋惯性测量; 长期稳定性

中图分类号 O436.3

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1904003

1 引言

随着量子力学理论、激光技术及原子操控技术的不断发展,量子精密测量技术得到了飞速发展^[1-2]。基于无自旋交换弛豫(SERF)^[3-4]的原子自旋惯性测量仪表利用极化原子在惯性旋转输入下的进动实现载体角速度测量,具有超越传统惯性测量仪表的潜力,已成为惯性测量领域的研究热点之一^[5-7]。在惯性导航技术中,航向误差随时间发生积累,因此长期稳定性对于惯性仪表至关重要,通常将漂移指标作为惯性仪表的核心指标进行性能评价^[8]。但是,在多物理场耦合作用下,SERF 原子自旋进动信号检测系统的稳定性会出现退化^[9-11],这会制约惯性测量仪表精度的提升,使其目前所达到的惯性测量精度远低于理论精度。SERF 原子自旋惯性仪表的信号检测可以等效为对原子气室引起的线偏振光旋光角的检测^[5,12]。高精度 SERF 原子自旋惯性仪表的旋光角在微弧度量级,因此抑制多物理场耦合作用下检测系统的偏振误差对于高精度的实现至关重要。

在 SERF 原子自旋惯性测量系统中,检测系统的偏振误差主要来源于非理想椭圆偏振成分及偏振方位角误差。非理想椭圆偏振成分会与原子发生相互作用,导致横向光抽运和横向光频移^[13-15],国内外已经报道了许多对该项误差进行分析及抑制的方案。偏振器件的轴向角会随外界环境温度、应力等的变化而发生

旋转,形成残余旋光角,影响检测系统的长期稳定性。偏振方位角误差不会直接作用于原子系综,因而未受到重视。然而,随着该类惯性测量仪表精度的不断提高,偏振方位角误差造成的信号漂移问题亟待解决。文献[16]主要对检测系统稳光强模块引入的偏振误差进行了分析,实现了检测光强和偏振的解耦。文献[17]利用共模差分光学检测方案,去除了入射气室前检测光路中的偏振误差项。然而,这些方案均是对气室前光路中形成的偏振误差进行抑制,并未分析经过原子系综后偏振误差对惯性测量信号造成的具体影响。

针对这一问题,本文推导了残余旋光角造成的虚假角速率对惯性测量系统的漂移影响,定量分析了单位残余旋光角变化引起的 SERF 原子自旋惯性仪表的漂移指标变化,得到了偏振波动敏感系数。通过调节检测光波长及原子气室温度,降低了该敏感系数,达到了旋光角偏振误差抑制的目的。研究结论同样适用于原子磁强计、核磁共振陀螺仪等基于自旋的原子传感器,同时本文提出的方案是基于集成系统的参数优化,未增加会引入噪声的器件,有利于设备的小型化^[18]。

2 基本原理

2.1 原子自旋进动检测原理

SERF 原子自旋惯性测量系统利用圆偏振光抽运原子系综,可获得宏观的原子自旋极化矢量。当输入惯性转动角速率(Ω_y)时,核自旋对旋转敏感并产生磁

收稿日期: 2022-05-23; 修回日期: 2022-07-04; 录用日期: 2022-07-11

基金项目: 国家自然科学基金(62103026)

通信作者: *fanwenfeng@buaa.edu.cn

场投影,同时碱金属的电子自旋对该磁场投影敏感并产生拉莫尔进动。原子自旋进动信号的检测原理如图 1(a)所示,线偏振检测光经过原子气室后,其偏振面发生旋转,形成旋光角 θ ,旋光角的幅值反映了输入角速率的大小。对于旋光角,通常基于马吕斯定律利用光强变化进行测量。同时,为了满足 SERF 原子自旋惯性仪表小型化的需求,搭建的惯性测量样机采用图 1(b)所示的平衡差分偏振检测方法。检测激光器

输出的激光经过起偏器(P)后变为线偏振光,经过碱金属气室后产生旋光角,当系统处于静止状态时,输入角速率为零,因此旋光角为零。调节 1/2 波片与偏振分束器(PBS)光轴之间的夹角,使经过 PBS 的差分输出信号为零;输入转动角速率后,旋光角使 PBS 后的两个光电探测器(PD)探测到的光强不相等,差分得到的输出信号携带了外界输入的角速率的信息,实现了 SERF 原子自旋惯性测量样机的信号检测。

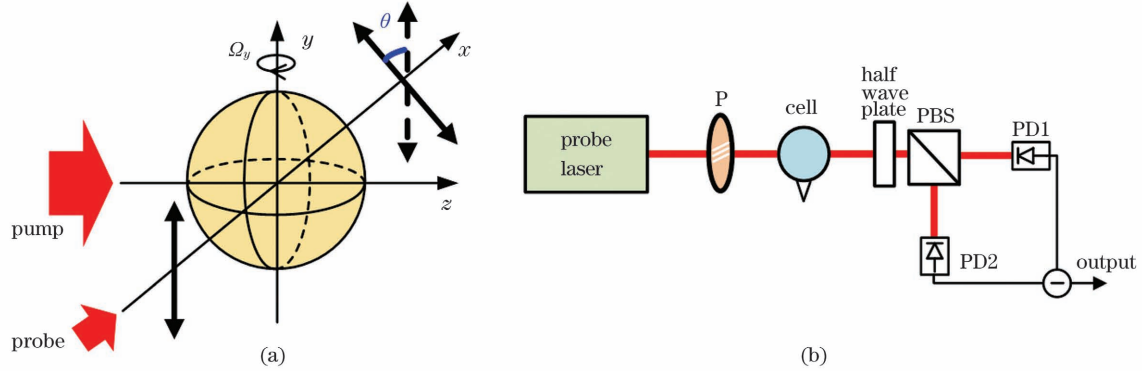


图 1 SERF 原子自旋惯性测量系统的原理示意图。(a) 原子自旋进动信号的检测原理;(b) 平衡差分偏振测量技术的原理示意图
Fig. 1 Schematics of SERF atomic spin inertial measurement system. (a) Detection principle of atomic spin precession signal;
(b) diagram of balanced differential polarization measurement technology

SERF 原子自旋惯性测量系统中原子系综的时间演化可以用一组简化的 Bloch 方程描述:

$$\frac{\partial \mathbf{P}^e}{\partial t} = \frac{\gamma^e}{Q(\mathbf{P}^e)} (\mathbf{B} + \mathbf{M}^n + \mathbf{L}) \times \mathbf{P}^e + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{P}^e + \frac{(R_p s_p + R_{sc}^e \mathbf{P}^n + R_m s_m - R_{tot}^e \mathbf{P}^e)}{Q(\mathbf{P}^e)}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{P}^n}{\partial t} = \gamma^n (\mathbf{B} + \mathbf{M}^e) \times \mathbf{P}^n + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{P}^n + R_{sc}^n (\mathbf{P}^e - \mathbf{P}^n) - R_{tot}^n \mathbf{P}^n, \quad (2)$$

式中: \mathbf{P}^e 和 \mathbf{P}^n 分别为电子自旋和核自旋的极化矢量; γ^e 和 γ^n 分别为电子和核自旋的旋磁比; \mathbf{M}^e 和 \mathbf{M}^n 为碱原子和惰性气体原子自旋产生的磁场; Q 为减慢因子; \mathbf{B} 为残余磁场; \mathbf{L} 为光频移; $\boldsymbol{\Omega}$ 为旋转角速度; R_p 和 R_m 分别为抽运光和检测光的抽运率; s_p 和 s_m 分别为抽运光和检测光的光抽运矢量(圆偏振光时大小为 1,线偏振光时大小为 0); R_{sc}^e 和 R_{sc}^n 分别为电子和核的自旋交换速率; R_{tot}^e 和 R_{tot}^n 分别为电子自旋和核自旋的总弛豫率。

系统工作在核自旋磁场自补偿点时,通过对上述 Bloch 方程求解稳态解,得到电子自旋极化率在检测方向(假设抽运方向沿 z 轴正方向,检测方向沿 x 轴正方向)上的投影 P_x^e :

$$P_x^e \approx \frac{P_z^e \gamma^e}{R_{tot}^e} \times \frac{\Omega_y}{\gamma^n}, \quad (3)$$

式中: P_z^e 为电子自旋极化率在抽运方向上的投影。

该极化率投影使通过的线偏振检测光产生旋光效应,形成的旋光角 θ 为

$$\theta = \frac{1}{2} l c r_e f_{D1} n P_x^e \frac{c/\lambda_{pr} - c/\lambda_{D1}}{(c/\lambda_{pr} - c/\lambda_{D1})^2 + (\Gamma_{D1}/2)^2}, \quad (4)$$

式中: l 为检测光穿过原子气室的长度; c 为真空光速; r_e 为经典电子半径; f_{D1} 为振荡因子(对于 D1 线, $f_{D1} \approx 1/3$); n 为原子数密度; λ_{pr} 为检测光的工作波长; λ_{D1} 为碱原子的 D1 线共振波长; Γ_{D1} 为压力展宽。

利用图 1(b)所示的平衡差分偏振检测方法对旋光角进行测量,两路光电探测器接收的光强可分别表示为

$$I_1 = I_0 \sin^2 \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right), \quad (5)$$

$$I_2 = I_0 \cos^2 \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right), \quad (6)$$

式中: I_0 为经过起偏器后的检测光强; I_1 和 I_2 分别为光电探测器 PD1 和 PD2 探测到的信号。差分输出为 $I_1 - I_2 = I_0 \sin(2\theta) \approx 2I_0 \theta$ (此处由于旋光角为微弧度量级,进行了小角度近似)。相应的检测系统输出信号 V_{out} 可表示为

$$V_{out} = 2\eta G I_0 \theta \exp[-O(\lambda_{pr})], \quad (7)$$

式中: η 为光电探测器的光电转换效率; G 为前置放大器的增益; $\exp[-O(\lambda_{pr})]$ 为原子对光的吸收引起的光功率衰减系数,其中 $O(\lambda_{pr})$ 为气室光学深度,可以表示为

$$O(\lambda_{pr}) = n l c r_e f_{D1} \frac{\Gamma_{D1}/2}{(c/\lambda_{pr} - c/\lambda_{D1})^2 + (\Gamma_{D1}/2)^2}. \quad (8)$$

2.2 基于偏振波动敏感系数的旋光角偏振误差抑制方法

理想情况下 SERF 原子自旋惯性测量系统的输出信号如式(7)所示。然而,在实际的检测系统中,由于光学元件制作工艺不理想或环境温度和机械应力等变化,不可避免地存在残余旋光角 θ_r 。考虑该项偏振误差时,检测系统输出信号可表示为

$$V_{\text{out}} = 2\gamma GI_0 \{ \theta \cdot \exp[-O(\lambda_{\text{pr}})] + \theta_r \}. \quad (9)$$

则由原子系综敏感惯性转动引起的系统响应 $V_{\text{out}}(\Omega_y)$ 和由残余旋光角引起的系统响应 $V_{\text{out}}(\theta_r)$ 可以分别表示为

$$V_{\text{out}}(\Omega_y) = 2\gamma GI_0 K(\lambda_{\text{pr}}) K(T) \frac{\Omega_y}{\gamma^n}, \quad (10)$$

$$V_{\text{out}}(\theta_r) = 2\gamma GI_0 \theta_r, \quad (11)$$

式中: $K(\lambda_{\text{pr}})$ 为与检测光波长相关的项, $K(T)$ 为与原

子气室温度相关的项,表达式分别为

$$K(\lambda_{\text{pr}}) = -\frac{1}{2} n l r_c c f_{\text{Dl}} \frac{P_z^e \gamma^e}{R_{\text{tot}}^e} \cdot \frac{c/\lambda_{\text{pr}} - c/\lambda_{\text{Dl}}}{(c/\lambda_{\text{pr}} - c/\lambda_{\text{Dl}})^2 + (\Gamma_{\text{Dl}}/2)^2}, \quad (12)$$

$$K(T) = n \exp[-O(\lambda_{\text{pr}})]. \quad (13)$$

式(13)中的 n 为碱原子的原子数密度,是气室温度 T 的函数(单位为 K),表达式为

$$n(T) = \frac{10^{26.2682} - 4453/T}{T}. \quad (14)$$

根据式(10)和式(11),可以得出残余旋光角 θ_r 与系统输入角速率 Ω_y 的关系:

$$\Omega_y = K_{\Omega-\theta_r} \theta_r = \frac{\gamma^n}{K(\lambda_{\text{pr}}) K(T)} \theta_r. \quad (15)$$

将式(12)和式(13)代入式(15),可得到二者的转换关系为

$$K_{\Omega-\theta_r} = \frac{\gamma^n}{\left(\frac{P_z^e \gamma^e}{R_{\text{tot}}^e} \right) \left\{ \frac{1}{2} n l r_c c f_{\text{Dl}} \frac{c/\lambda_{\text{pr}} - c/\lambda_{\text{Dl}}}{(c/\lambda_{\text{pr}} - c/\lambda_{\text{Dl}})^2 + (\Gamma_{\text{Dl}}/2)^2} \exp[-O(\lambda_{\text{pr}})] \right\}}. \quad (16)$$

式(16)将单位残余旋光角的变化转换为虚假角速率的变化,即偏振波动敏感系数。从式(16)可以看出,偏振波动敏感系数 $K_{\Omega-\theta_r}$ 与检测光波长和气室温度相关,即残余旋光角将检测光波长波动与原子气室温度波动等造成的漂移耦合到输出信号中,降低了惯性测量精度。 $K_{\Omega-\theta_r}$ 越小,表示检测系统中残余旋光角误差引起的系统漂移越小。因此,可以通过降低偏振波动敏感系数来抑制检测系统的偏振误差。

对偏振波动敏感系数与检测光波长和气室温度变

化的关系进行仿真,结果如图 2 所示。从图 2(a)中可以看出,在同一气室温度下, SERF 原子自旋惯性测量系统的刻度系数随着检测光波长的变化曲线呈洛伦兹线型,刻度系数在失谐原子共振波长位置处具有最大值,同时该位置的 $K_{\Omega-\theta_r}$ 达到最小值,故在实验中应优化检测光波长,使系统工作在刻度系数最大值处。从图 2(b)中可以看出,刻度系数随着气室温度的升高单调递减,而 $K_{\Omega-\theta_r}$ 随气室温度的升高单调递增,所以在保证系统正常工作的前提下,应尽量降低原子气室温度。

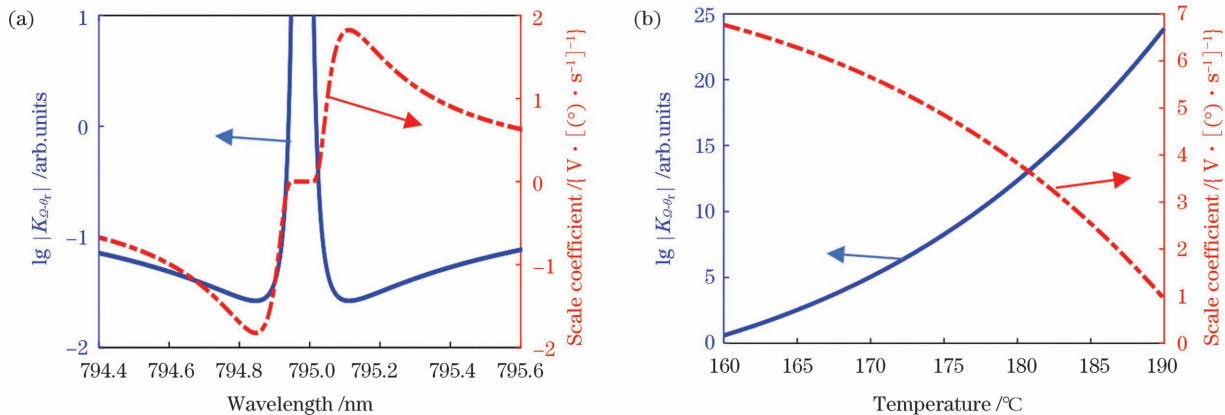


图 2 偏振波动敏感系数的仿真结果。(a) 偏振波动敏感系数和刻度系数与检测光波长的关系; (b) 偏振波动敏感系数和刻度系数与原子气室温度的关系

Fig. 2 Simulation results of polarization fluctuation sensitivity coefficient. (a) Polarization fluctuation sensitivity coefficient and scale coefficient versus probe laser wavelength; (b) polarization fluctuation sensitivity coefficient and scale coefficient versus atomic gas chamber temperature

3 实验装置

为了检验本文所提的模型和理论预测,减小检测系统偏振误差的影响,我们搭建了图 3 所示 K-Rb-

^{21}Ne 原子惯性测量的实验装置。整个系统可大致分为原子气室、磁屏蔽系统、抽运光路以及检测光路四个主要部分。其中,原子气室作为核心敏感器件,是一个外径为 10 mm 的由铝硅酸盐玻璃制成的球形气室。气

室中包含一小滴碱金属钾(K)和铷(Rb)的混合物、惰性气体氖气(^{21}Ne)以及淬灭气体氮气(N_2)。气室被固定在氮化硼烤箱中,利用无磁性的高频交流电加热线圈和比例积分微分(PID)控制器将气室温度控制为 $160\sim 200\text{ }^\circ\text{C}$ 。为了消除地磁场等环境磁场的波动,整个带加热线圈的气室系统被安置在一个由坡莫合金和锰锌铁氧体组成的磁屏蔽系统中。同时在磁屏蔽筒内部安装一套自制的三轴高精度磁补偿线圈,用于进一步主动消除残余磁场,保证正常工作时电子自旋处于SERF态。激光波长为 770.108 nm 的抽运激光从分布式布拉格反射(DBR)激光器中出射后,首先一小部分激光被分出,利用饱和吸收技术将波长稳定在K的

D1线处,波长稳定的抽运激光经过激光功率稳定控制模块及扩束镜后,再经过起偏器和 $1/4$ 波片,变为圆偏振光入射到原子气室中,原子系综沿 z 轴发生极化。激光波长为 795.115 nm 的检测激光从分布反馈式(DBF)激光器中出射后,同样利用液晶稳光功率模块进行稳定。这部分激光经过PBS的起偏后变为线偏振光入射到原子气室中,开始原子自旋进动信号的检测。由沃拉斯顿棱镜和两个光电探测器构成的平衡差分偏振测量模块对出射光进行探测,实现旋光角的测量。最后利用数据采集板卡记录数据。利用此惯性测量装置,通过调节检测光波长及原子气室温度,可以对检测系统的偏振误差进行抑制。

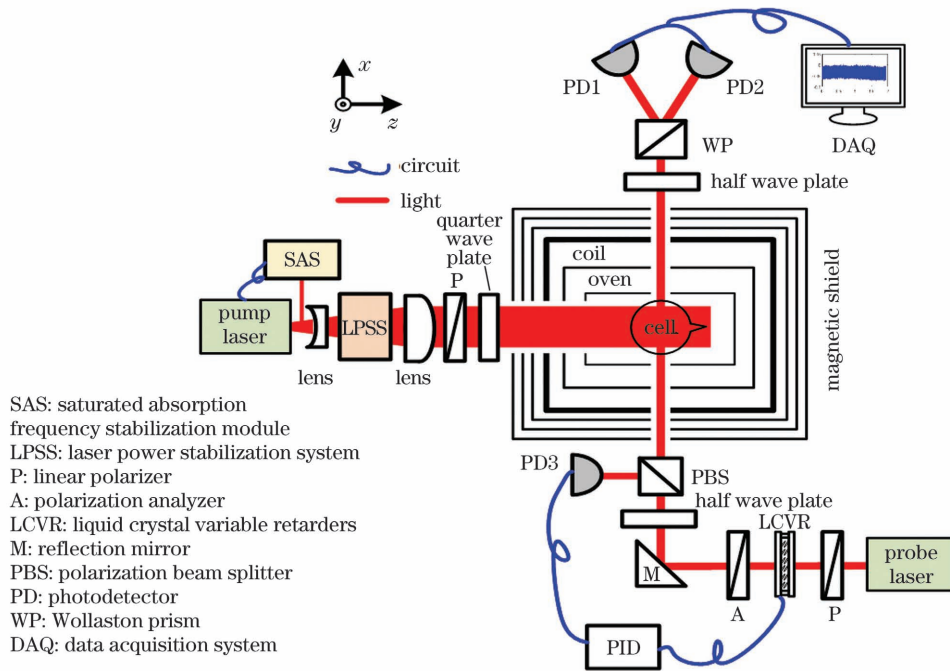


图 3 基于 K-Rb- ^{21}Ne 的 SERF 原子自旋惯性测量实验装置图

Fig. 3 Experimental setup for SERF atomic spin inertial measurement based on K-Rb- ^{21}Ne

4 实验结果分析

在搭建的 K-Rb- ^{21}Ne 原子自旋惯性测量装置上进行基于偏振波动敏感系数优化的偏振误差抑制实验。根据原理部分的分析,优化检测光波长,使系统工作在刻度系数最大值处,并尽量降低气室温度,这样可以减小偏振波动敏感系数,从而提高 SERF 原子自旋惯性仪表的测量精度。

首先,当 SERF 原子自旋惯性测量系统处于正常工作状态时,对实验装置的检测光波长进行参数优化。在实验操作中,通过改变激光器的温控参数,实现了检测激光波长的调节。在不同的检测光波长下,利用高精度转台对 SERF 原子自旋惯性测量装置进行刻度系数的标定,测试结果如图 4 所示。利用式(10)对不同检测光波长下测得的刻度系数进行拟合,可以看出,实验测试结果与拟合结果吻合较好。从测试结果中可以看出,刻度系数最大点出现在检测光波长为

795.112 nm 的位置处。偏离该波长位置则会造成刻度系数的减小。同时根据图 2(a)的分析,偏离该波长位置还会导致偏振波动敏感系数的增大,从而降低偏振误差抑制的效率。

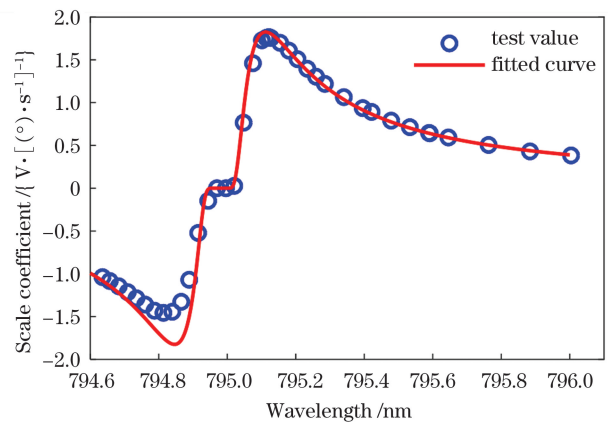


图 4 检测光波长与刻度系数的关系曲线

Fig. 4 Scale coefficient versus probe laser wavelength

将检测激光波长固定在 795.112 nm 处,然后进行原子气室温度的优化。利用无磁电加热系统结合 PID 闭环控制器对气室温度进行调节,分别在气室温度为 185、180、178、175 °C 时进行漂移测试;并在不同气室温度下,利用转台向 SERF 原子自旋惯性测量样机中分别输入正负角速率,记录不同角速率下的系统响应;最后用最小二乘法进行拟合,得到刻度系数的值。当气室温度由 180 °C 降低至 175 °C 时,刻度系数的标定结果如图 5 所示。当气室温度为 180 °C 时,得到的刻度系数为 $80.5 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$,然后降低气室温度,待惯性测量系统稳定后再次进行刻度系数标定,得到的刻度系数为 $76.7 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$ 。按照图 2(b) 的理论分析可知,气室温度降低,则气室中的原子数量会减少,从而原子对检测光强的吸收减小,这将使刻度系数增大。然而,实验结果与理论不符,此处刻度系数的降低归因于激光器的波长未实施闭环控制。在长时间等待系统稳定的过程中,检测激光器的波长发生了漂移,工作位置偏离了 795.112 nm。此时需要再次进行检测光波长的优化调节,最终得到 175 °C 温度下的刻度系数最大值可达 $105.5 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$,符合刻度系数随着气室温度的降低而增大的理论规律。因此,在进行气室温度优化的实验过程中,由于系统稳定过程所需时间较长,需要在进行 SERF 原子自旋惯性仪表的漂移性能测试前,再次确认检测光波长是否对应刻度系数最大值,避免检测光波长漂移影响测试结果。

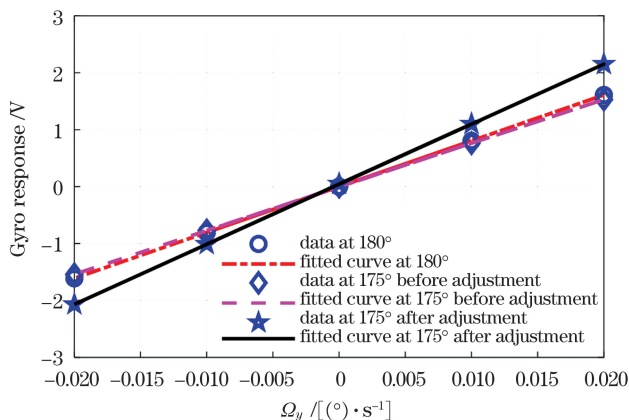


图 5 刻度系数的标定结果

Fig. 5 Calibration results of scale coefficient

为了验证上述偏振误差抑制方案的作用效果,在调节检测光波长和气室温度的实验过程中,同时对 SERF 原子自旋惯性测量装置的漂移指标进行了静态稳定性测试。并根据每个状态下测得的刻度系数,对测试结果进行了 Allan 方差分析,结果如图 6 所示,其中 τ 为群相关时间。利用 Allan 方差的零偏不稳定性这一参数,对 SERF 原子自旋惯性仪表的漂移指标进行对比分析。测试结果显示,在气室温度由 185 °C 降低至 175 °C 的过程中,SERF 原子自旋惯性仪表的刻度系数最大值由 $71.5 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$ 增至 $105.5 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$,测试结果与理论分析吻合。零

偏不稳定性随着气室温度的降低由 $0.012 (^\circ)/\text{h}$ 降低至 $0.008 (^\circ)/\text{h}$ 。惯性测量装置漂移指标的提升验证了本文提出的通过降低气室温度来抑制偏振误差的方案的可能性。

同时,在气室温度优化过程中,由于激光波长的漂移,刻度系数远离最大值,此现象会影响偏振误差抑制方法的有效性。本文对此问题也进行了漂移对比分析,测试结果如图 6 所示,当气室温度为 175 °C 时,激光波长漂移前后的刻度系数分别为 $76.7 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$ 和 $105.5 \text{ V}/[(^\circ)\cdot\text{s}^{-1}]$ 。可见在气室温度固定时,优化检测光波长,使系统工作在刻度系数最大值处,Allan 方差的零偏不稳定性由优化前的 $0.010 (^\circ)/\text{h}$ 降低至优化后的 $0.008 (^\circ)/\text{h}$ 。因此,在通过降低气室温度来抑制偏振误差时,应优化检测光波长,使系统工作在刻度系数最大值处。

本文还对旋光角检测系统的长期稳定性进行了测试。在抽运光方向增加 300 nT 的大磁场以固定原子自旋进动,此时可以认为系统中的旋光角为零。长时间稳定性测试后,将测试结果等效为惯性测量的漂移指标。图 6 的测试结果显示,旋光角检测系统的零偏不稳定性在 $0.002 (^\circ)/\text{h}$ 附近。去除大磁场并调节系统至零磁场环境,在 SERF 状态下进行惯性测量,惯性仪表的最优漂移指标只能到 $0.008 (^\circ)/\text{h}$ 。这表明将偏振检测系统应用于正常工作的 SERF 原子自旋惯性仪表时,原子自旋与磁场、光场及热场等的相互作用引入了其他误差项,从而降低了 SERF 原子惯性仪表的精度。检测光路的残余旋光角造成了虚假角速率,本文对其引入的偏振误差进行了分析,发现残余旋光角与原子发生相互作用,引起的检测光波长波动及气室温度波动被耦合到输出信号中,造成信号的漂移。因此,本文是针对这些原子作用引入的误差进行抑制,并未提升偏振测量系统的光路性能。为了进一步提升惯性仪表的精度,下一步将在改善光路性能的方面进行研究。

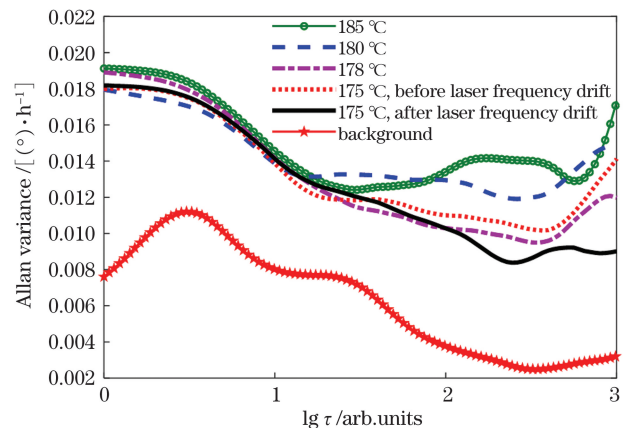


图 6 SERF 原子自旋惯性测量装置的 Allan 方差分析

Fig. 6 Allan variance analysis of SERF atomic spin inertial measurement device

5 结 论

分析了 SERF 原子自旋惯性测量系统的偏振误差对输出信号漂移的影响。通过建立残余旋光角与虚假角速率的关系表达式,即偏振波动敏感系数的表达式,定量分析了由残余旋光角引起的 SERF 原子自旋惯性仪表的漂移指标变化。提出了一种通过调节检测光波长与原子气室温度优化参数的方法,降低了偏振波动敏感系数,残余旋光角的偏振误差对系统漂移的影响得到弱化,达到了旋光角偏振误差抑制的目的。在搭建的 SERF 原子自旋惯性测量装置上进行了实验验证,并使用 Allan 方差对漂移信号进行了数据分析。调节检测光波长,使系统工作在刻度系数最大值处,并降低原子气室温度, SERF 原子自旋惯性测量装置的零偏不稳定性由 $0.012 (^{\circ})/h$ 降低至 $0.008 (^{\circ})/h$,验证了所提偏振误差抑制方法的有效性。

参 考 文 献

- [1] Budker D, Romalis M V. Optical magnetometry [J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [2] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(3): 035002.
- [3] Happer W, Tam A C. Effect of rapid spin exchange on the magnetic-resonance spectrum of alkali vapors [J]. *Physical Review A*, 1977, 16(5): 1877-1891.
- [4] Kornack T W, Romalis M V. Dynamics of two overlapping spin ensembles interacting by spin exchange [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(25): 253002.
- [5] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V. Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(23): 230801.
- [6] Fang J C, Qin J. Advances in atomic gyroscopes: a view from inertial navigation applications [J]. *Sensors*, 2012, 12(5): 6331-6346.
- [7] Li R J, Fan W F, Jiang L W, et al. Rotation sensing using a K-Rb- ^{21}Ne comagnetometer [J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3): 032109.
- [8] Barbour N M. Inertial navigation sensors [R]. Cambridge: Charles Stark Draper Lab Inc, 2010.
- [9] Smiciklas M, Brown J M, Cheuk L W, et al. New test of local Lorentz invariance using a ^{21}Ne -Rb-K comagnetometer [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(17): 171604.
- [10] Fan W F, Quan W, Liu F, et al. Low drift nuclear spin gyroscope with probe light intensity error suppression [J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(11): 133-137.
- [11] Jiang L W, Quan W, Li R J, et al. A parametrically modulated dual-axis atomic spin gyroscope [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(5): 054103.
- [12] Xing L, Zhai Y Y, Fan W F, et al. Miniaturized optical rotation detection system based on liquid crystal variable retarder in a K-Rb- ^{21}Ne gyroscope [J]. *Optics Express*, 2019, 27(26): 38061-38070.
- [13] Shah V, Romalis M V. Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013416.
- [14] Liu S X, Wang R G, Yuan L L, et al. Transverse light-shift in a spin-exchange relaxation-free co-magnetometer: measurement, decoupling, and suppression [J]. *Optics Express*, 2022, 30(9): 15310-15326.
- [15] Jia Y C, Liu Z C, Ding M, et al. The effect of tensor light shift on residual magnetic field compensation in a nuclear spin comagnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(14): 142405.
- [16] Huang J, Wang Z, Fan W F, et al. Analysis and suppression of the polarization error for the optical rotation detection system in an atomic comagnetometer [J]. *Optics Express*, 2020, 28(24): 35748-35760.
- [17] Duan L H, Quan W, Jiang L W, et al. Common-mode noise reduction in an atomic spin gyroscope using optical differential detection [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(27): 7734-7740.
- [18] 吴梓楠, 赵正钦, 温钟平, 等. 高灵敏度微型光学原子磁仪研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(23): 230002. Wu Z N, Zhao Z Q, Wen Z P, et al. Research progress on high sensitivity and miniature optical-atomic magnetometer [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(23): 230002.

Analysis and Suppression of Polarization Error in Atomic Spin Inertial Measurement

Zhang Weijia^{1,2}, Fan Wenfeng^{1,2*}, Fan Shimiao^{1,2}, Quan Wei²

¹ School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;

² Hangzhou Innovation Institute (Yuhang), Beihang University, Hangzhou 310023, Zhejiang, China

Abstract

Objective A spin-exchange relaxation-free (SERF) atomic co-magnetometer achieves angular velocity measurement by determining the probe laser's optical rotation angle. The detection system's polarization error, as a direct interference quantity, is coupled with the output signal and leads to the signal drifting, which sufficiently decreases the inertial measurement system's long-term stability. In the SERF atomic co-magnetometer detection system, the polarization error primarily originates from the non-desirable elliptical polarization component and polarization azimuth error. Most studies focus on the analysis and suppression of the non-desirable elliptical polarization component, but the polarization azimuth error caused by the residual rotation angle has not been widely researched. Thus, the signal drift caused by this polarization error needs to be resolved immediately, and the accuracy of the SERF atomic co-magnetometer needs to be improved. In this study, a polarization error suppression approach based on the optimization of polarization fluctuation

sensitivity coefficient is suggested. The accuracy of the atomic co-magnetometer is enhanced by modifying the probe laser wavelength corresponding to the scale coefficient's maximum value and decreasing the atomic vapor cell's temperature. Furthermore, this approach does not add additional devices that can introduce other noises and is simpler to scale down.

Methods In this study, by optimizing the polarization fluctuation sensitivity coefficient, the polarization error of the SERF atomic co-magnetometer is suppressed. First, the equation for the output signal of the SERF atomic co-magnetometer under ideal conditions is modified, considering that the actual atomic spin precession detection system will introduce inevitable residual optical rotation angle error due to the imperfect manufacturing process of optical components or the changes of the ambient temperature and mechanical stress. The influence of the spurious angular velocity caused by the residual optical rotation angle on the co-magnetometer drift is examined according to the modified output signal expression, and the polarization fluctuation sensitivity coefficient is obtained. This coefficient is related to the probe laser wavelength and the atomic cell's temperature. These two parameters are further adjusted to the position where the co-magnetometer is least sensitive to polarization fluctuations, therefore realizing the polarization error suppression. Furthermore, an SERF atomic co-magnetometer is constructed and the suggested approach is experimentally confirmed. The probe laser's wavelength is varied by adjusting the laser source's temperature control parameters. The atomic cell's temperature is controlled using a non-magnetic electric heating system combined with a proportion integration differentiation (PID) closed-loop controller. Under different conditions, the scale coefficient and static drift tests of the atomic co-magnetometer are conducted. Finally, the Allan standard deviation is applied to examine the test findings.

Results and Discussions The spurious angular velocity caused by the residual optical rotation angle introduces polarization error to the SERF atomic co-magnetometer. The correlation between the residual optical rotation angle and spurious angular velocity is expressed by the polarization fluctuation sensitivity coefficient. When the scale coefficient of the co-magnetometer is the maximum, the polarization fluctuation sensitivity coefficient has the minimum value [Fig. 2(a)]. Thus, the co-magnetometer is the least sensitive to polarization fluctuation at that time. The scale coefficient varying with the probe laser wavelength has a Lorentzian lineshape (Fig. 4) and peaks at one wavelength detuned from the atomic resonance wavelength. Furthermore, with the increase of atomic cell temperature, the polarization fluctuation coefficient increases monotonically [Fig. 2(b)]. The polarization error is also suppressed by appropriately reducing the atomic cell temperature under the condition that the atomic co-magnetometer is maintained at the SERF region. The drift error analysis of the test data of the SERF atomic co-magnetometer is conducted by Allan variance, and the bias instability is decreased from 0.012 ($^{\circ}$)/h to 0.008 ($^{\circ}$)/h (Fig. 6). The polarization error of the co-magnetometer is efficiently suppressed.

Conclusions In this study, the influence of the polarization error of the SERF atomic co-magnetometer detection system on the output signal drift is examined. And we quantitatively investigate the co-magnetometer drift caused by the residual optical rotation angle using the polarization fluctuation sensitivity coefficient. This polarization fluctuation sensitivity coefficient converts the change of unit residual optical rotation angle into the resulting spurious angular velocity's change. A parameter optimization method is then suggested to reduce the polarization fluctuation sensitivity coefficient by adjusting the probe laser wavelength and atomic vapor cell temperature, which can minimize the effect of the polarization error caused by the residual optical rotation angle on the co-magnetometer drift. The experimental confirmation is performed on the designed SERF atomic co-magnetometer. The finding demonstrates that the polarization error of the SERF atomic co-magnetometer is suppressed by modifying the probe laser wavelength corresponding to the scale coefficient's maximum value and suitably reducing the atomic vapor cell's temperature. The drift error analysis of the SERF atomic co-magnetometer test data is performed by Allan variance, and the bias instability is reduced from 0.012 ($^{\circ}$)/h to 0.008 ($^{\circ}$)/h, confirming the effectiveness of the suggested polarization error suppression method.

Key words measurement; angle of optical rotation; polarization error; sensitivity coefficient; atomic spin inertial measurement; long-term stability