

抽运-检测型非线性磁光旋转铷原子磁力仪的研究

缪培贤 杨世宇 王剑祥 廉吉庆 涂建辉 杨炜 崔敬忠

Rubidium atomic magnetometer based on pump-probe nonlinear magneto-optical rotation

Miao Pei-Xian Yang Shi-Yu Wang Jian-Xiang Lian Ji-Qing Tu Jian-Hui Yang Wei Cui Jing-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 160701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.160701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.160701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

极化检测型铷原子磁力仪的研究

Research on an pump-probe rubidium magnetometer

物理学报.2016, 65(21): 210702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.210702>

磁梯度张量不变量的椭圆误差消除方法研究

Research on the asphericity error elimination of the invariant of magnetic gradient tensor

物理学报.2015, 64(19): 190701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190701>

四面体磁梯度张量系统的载体磁干扰补偿方法

A vehicle magnetic noise compensation method for the tetrahedron magnetic gradiometer

物理学报.2014, 63(11): 110702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110702>

分布式反馈激光抽运铯磁力仪灵敏度相关参数研究

study on sensitivity-related parameters of distributed feedback laser-pumped cesium atomic magnetometer

物理学报.2014, 63(11): 110701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110701>

基于全光纤萨格纳克干涉仪的温度不敏感磁场测量

Temperature-insensitive magnetic-field measurement using all-fiber Sagnac interferometers

物理学报.2013, 62(13): 130701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.130701>

抽运-检测型非线性磁光旋转铷原子磁力仪的研究

缪培贤[†] 杨世宇 王剑祥 廉吉庆 涂建辉 杨炜 崔敬忠

(兰州空间技术物理研究所, 真空技术与物理重点实验室, 兰州 730000)

(2017年4月6日收到; 2017年5月25日收到修改稿)

报道了一种抽运-检测型的非线性磁光旋转铷原子磁力仪. 其原理是线偏振光通过处于外磁场环境中被极化的原子介质后, 由于原子对线偏振光中左、右圆偏成分不同的吸收和色散, 导致光的偏振方向会产生与磁场相关的转动. 分析了该磁力仪的工作原理, 并测试了它对不同磁场大小的响应. 测试结果表明, 磁力仪测量范围为100—100000 nT, 极限灵敏度为0.2 pT/Hz^{1/2}, 磁场分辨率为0.1 pT. 进一步研究了不同磁场下原子系综极化态的横向弛豫时间, 讨论了原子磁力仪高磁场采样率的获得方法. 本文的原子磁力仪在5000—100000 nT的磁场测量范围内磁场采样率可实现1—1000 Hz范围内可调, 能够测量低频的微弱交变磁场. 本文的研究内容为大磁场测量范围、高灵敏度、高磁场采样率的原子磁力仪研制提供了重要参考.

关键词: 原子磁力仪, 非线性磁光旋转, 灵敏度, 磁场采样率

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 32.80.Xx, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.66.160701

1 引言

高灵敏度的原子磁力仪在生物医学^[1,2]、惯性导航^[3,4]、军事磁异反潜^[5]、基础物理研究等^[6-9]领域具有重要的应用. 目前国际上出现了Mz和Mx模式的光泵磁力仪、相干布居囚禁磁力仪、非线性磁光旋转 (nonlinear magneto-optical rotation, NMOR) 磁力仪、无自旋交换弛豫 (spin-exchange relaxation free, SERF) 磁力仪等多种原子磁力仪^[10], 其中SERF磁力仪灵敏度已达到fT/Hz^{1/2}量级^[11-13]. 近年来, 国内有多家单位开展了原子磁力仪的研究. 例如浙江大学研制了铷光泵磁力仪, 零磁场附近灵敏度达到0.5 pT/Hz^{1/2}^[14]; 北京大学详细讨论了铯光泵磁力仪的参数优化问题, 得到最优的灵敏度为2.5 pT/Hz^{1/2}^[15]; 国防科学技术大学研制了NMOR铷原子磁力仪, 测量范围为±60 nT, 灵敏度达到1 pT/Hz^{1/2}^[16], 后来经过进一步优化实验条件, 灵敏度达到0.2 pT/Hz^{1/2}^[17]. 总体而言, 国内原子磁力仪的研制还处于起步阶段, 在灵敏度、测量范围、磁场采样率等指标上还

有很大的提升空间^[18]. 本文系统地研究了抽运-检测型的NMOR铷原子磁力仪, 测试结果表明, 磁力仪测量范围为100—100000 nT, 极限灵敏度为0.2 pT/Hz^{1/2}, 磁场分辨率为0.1 pT, 磁场采样率最高可达1000 Hz.

2 NMOR铷原子磁力仪工作原理

研究的NMOR铷原子磁力仪用两束激光完成外磁场中原子系综极化态的制备与探测, 圆偏振抽运光与外磁场平行, 线偏振探测光与外磁场垂直. 铷原子磁力仪采用⁸⁷Rb原子D₁线跃迁制备极化态原子介质, 即基态5²S_{1/2}到第一激发态的5²P_{1/2}的跃迁, 对应波长为795 nm. 基态5²S_{1/2}的两个精细能级分别是5²S_{1/2} ($m_j = -1/2$) 和5²S_{1/2} ($m_j = +1/2$), 795 nm的左旋圆偏振光 (σ^+ 光子) 可被处于5²S_{1/2} ($m_j = -1/2$) 基态的⁸⁷Rb原子吸收, 使得⁸⁷Rb原子跃迁到5²P_{1/2} ($m_j = +1/2$) 激发态上, 激发态⁸⁷Rb原子通过辐射光子后跃迁到5²S_{1/2} ($m_j = -1/2$) 或5²S_{1/2} ($m_j = +1/2$) 基态上, 左旋圆偏振光持续作用

[†] 通信作者. E-mail: miaopeixian@163.com

将使铷泡内绝大部分 ^{87}Rb 原子最终处于 $5^2\text{S}_{1/2}$ ($m_j = +1/2$) 基态上. 同理, 右旋圆偏振光 (σ^- 光子) 持续作用将使铷泡内绝大部分 ^{87}Rb 原子最终处于 $5^2\text{S}_{1/2}$ ($m_j = -1/2$) 态上. 这样, 圆偏振的抽运光完成了原子系综极化态的制备.

这里引入二能级磁共振的经典物理图像来解释 NMOR 铷原子磁力仪的工作原理 [19]. 经过抽运光作用后, 极化态的 ^{87}Rb 原子磁矩与外磁场 B 近似平行或反平行. 在与外磁场垂直的平面内施加角频率 ω 约等于拉莫尔进动频率 ω_0 的激励磁场 B' [19], 原子磁矩将在实验室坐标系中做复杂的运动, 而在以角频率 ω 旋转的转动坐标系中, 原子磁矩绕 B' 做进动. 由于铷泡内原子间频繁的碰撞, 在激励磁场的作用下使大部分铷原子磁矩绕外磁场进动的相位角趋于一致, 原子系综呈现出绕外磁场进动的宏观磁化强度 [20]. 原子磁矩在旋转坐标系中进动 π 角度时, 相当于在外磁场 B 量子化轴方向上原子发生了磁共振跃迁. 如果激励磁场持续作用, ^{87}Rb 原子将在两个基态能级间来回跃迁. 本文 NMOR 铷原子磁力仪要求原子磁矩在旋转坐标系中进动 $\pi/2$ 角度, 即原子系综宏观磁化强度进动到与外磁场 B 垂直的平面内, 然后关闭激励磁场. 线偏振光可以看作是左、右圆偏振光的矢量叠加, 当线偏振的探测光穿过铷泡时, 由于原子对线偏振光中左、右圆偏成分不同的吸收和色散, 导致线偏振光的偏振方向会随着原子磁矩绕外磁场的拉莫尔进动而相对原来偏振方向做摆动, 用差分探测方式

探测偏振光偏振方向的摆动即可获得原子磁矩拉莫尔进动自由弛豫信号, 并由此信号傅里叶变换出拉莫尔进动频率. 由外磁场 B 与拉莫尔进动频率 f 的依赖关系可获得外磁场大小 [18]:

$$B = (2\pi/\gamma)f, \quad (1)$$

其中 γ 是旋磁比. 对于 ^{87}Rb 原子, $\gamma/2\pi$ 的值为 6.99583 Hz/nT [18].

NMOR 铷原子磁力仪要求探测光不能过于破坏原子系综的极化态, 显然探测光的频率不能等于 ^{87}Rb 原子的 D_1 线跃迁频率. 我们在实验中设定探测光频率相对于 ^{87}Rb 原子的 D_1 线跃迁频率红失谐 4 GHz .

3 实验系统及测量结果

3.1 实验系统

研制的 NMOR 铷原子磁力仪如图 1 所示. 铷泡为 $\Phi 25 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ 的圆柱型气室, 气室中充有 100 Torr 的氮气缓冲气体, 采用交流无磁加热使铷泡工作在 $100 \text{ }^\circ\text{C}$. 待测外磁场 B 方向与抽运光方向平行, 与探测光方向垂直. 实验时抽运激光被扩束为 $10 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 的长方形光斑, 光强为 $20 \text{ } \mu\text{W}/\text{mm}^2$; 探测光为直径 2 mm 的圆斑, 进入铷泡前光功率为 $100 \text{ } \mu\text{W}$. 原子磁力仪具体工作过程是: 795 nm 抽运激光经过声光调制器 AOM 和 $1/4$

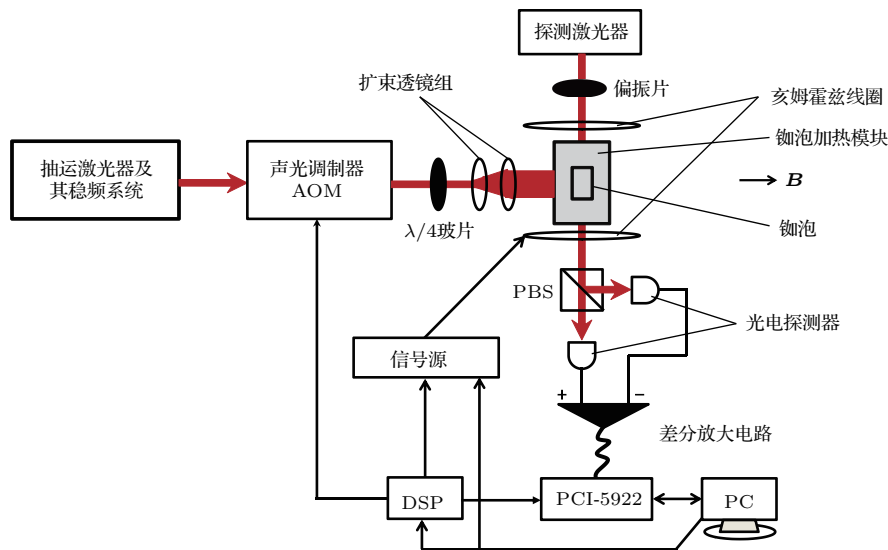


图 1 (网刊彩色) 铷原子磁力仪装置示意图

Fig. 1. (color online) Schematic setup for rubidium atomic magnetometer.

玻片形成圆偏振光, 扩束后作用在铷泡上, 将 ^{87}Rb 原子磁矩抽运在与外磁场平行的方向上; 抽运激光作用一段时间后关闭, 用信号源给亥姆霍兹线圈输入特定时长的正弦交变信号以产生原理部分描述的激励磁场, 驱动 ^{87}Rb 原子磁矩在与外磁场垂直的平面内绕外磁场 \mathbf{B} 做拉莫尔进动; 红失谐的探测激光经过偏振片, 成为线偏振光穿过铷泡, 用偏振分光棱镜(PBS)、光电探测器、差分放大电路、美国NI公司的PCI-5922数据采集卡和计算机中编写的Labview程序实现铷原子拉莫尔进动信号的提取及处理, 得到外磁场大小. 计算机可设定数字信号处理(DSP)模块的时序组合, 实现磁场采样率的设定. DSP给声光调制器AOM、信号源和PCI-5922数据采集卡输入电平触发信号, 分别控制作用于铷泡的抽运激光开或关、正弦交变磁场开或关以及PCI-5922数据采集卡的采集触发. 图1中铷泡、铷泡加热模块、亥姆霍兹线圈被置于五层坡莫合金的磁屏蔽筒内, 磁屏蔽筒内含有可产生精密待测磁场的线圈.

3.2 测量结果

本文系统地研究了NMOR铷原子磁力仪的测量范围、灵敏度、分辨率、磁场采样率这些性能指标. 在具体介绍这些内容之前, 有必要先描述原子磁力仪的时序控制过程及跟踪式锁频过程.

首先介绍原子磁力仪时序控制过程. 图2显示了NMOR铷原子磁力仪在关闭抽运光后不同时长激励磁场的作用效果, 外磁场环境为10000 nT. 在原理部分描述到, 如果抽运光作用结束后激励磁场持续作用, ^{87}Rb 原子将在两个基态能级间来

回跃迁. 图2(a)激励磁场作用10 ms, 反映了该物理过程. 图2(a)中插图显示了0.5 ms时间内的测试结果, 一个包络终止代表着 ^{87}Rb 原子在外磁场量子化轴方向上两个基态能级间的一次跃迁. 将激励磁场作用时间设定为0.1 ms, 即原子系综的宏观磁化强度进动到与外磁场垂直的平面内, 测试结果如图2(b)所示, 由自由弛豫过程中的正弦信号可傅里叶变换出拉莫尔进动频率. 图3(a)显示了NMOR铷原子磁力仪工作时的时序示意图; 图3(b)显示在10000 nT磁场环境下获得的实测数据, 原子磁力仪的工作周期 $T = 10$ ms, 抽运激光作用时长 $t_1 = 3$ ms, 激励磁场作用时长 $t_2 = 0.1$ ms, 该时序磁场采样率为100 Hz; 图3(c)是图3(b)中的部分曲线的放大.

其次介绍原子磁力仪跟踪式锁频过程, 该过程在Labview程序中完成. Labview程序在每一个原子磁力仪工作周期内能够获得拉莫尔进动频率和外磁场数值, 将前一个工作周期中获得的拉莫尔进动频率设定为下一个工作周期中信号源的输出频率, 即实现了跟踪式锁频. 本文描述的原子磁力仪跟踪式锁频方法与Mz光泵磁力仪不同, 即使激励磁场振荡频率偏离拉莫尔进动频率很远, 只要特定时长激励磁场的作用能够使原子系综横向磁化强度矢量不为零, 本文描述的原子磁力仪就能够实现跟踪式锁频. 为了验证跟踪式锁频能力, 设计这样的实验: 设定原子磁力仪工作时序为 $T = 100$ ms, $t_1 = 30$ ms, $t_2 = 0.1$ ms. 设定激励磁场振荡频率为70 kHz, 对应约10000 nT的测量磁场. 保持激励磁场振荡频率不改变, 改变线圈电流, 使测量磁场从5000 nT增加至15000 nT. 图4(a)显示激励磁场关

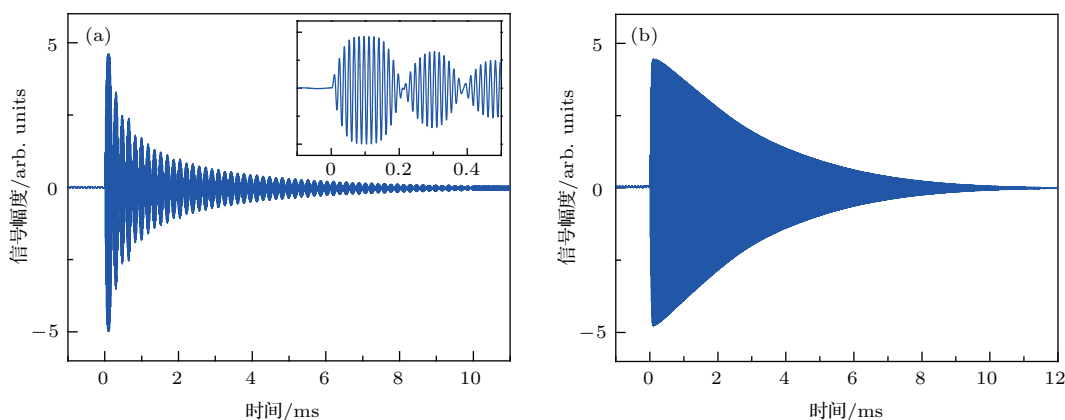


图2 (网刊彩色) 不同长时的激励磁场作用效果 (a) 作用10 ms; (b) 作用0.1 ms

Fig. 2. (color online) The effects of excitation magnetic field in different duration time: (a) Duration of 10 ms; (b) duration of 0.1 ms.

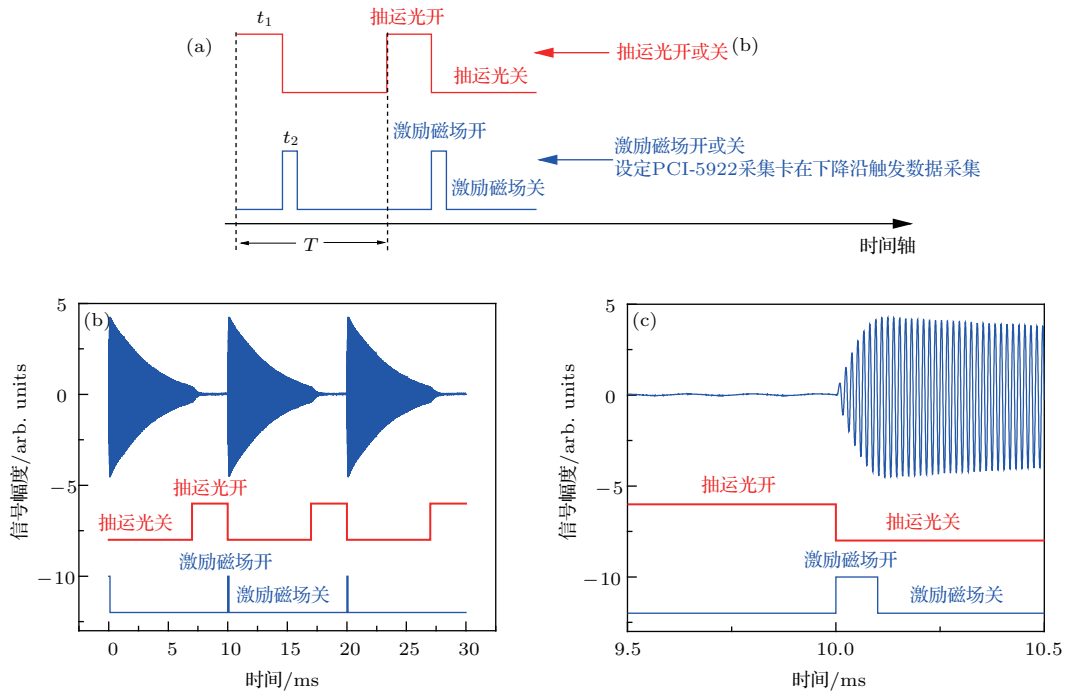


图 3 (网刊彩色) (a) 原子磁力仪的时序示意图; (b) 10000 nT 磁场下的实测数据; (c) 图 (b) 中部分曲线的放大
 Fig. 3. (color online) (a) The schematic diagram of timing sequence for atomic magnetometer; (b) the data measured in the magnetic field of 10000 nT; (c) expanded version of the curve in Fig. (b).

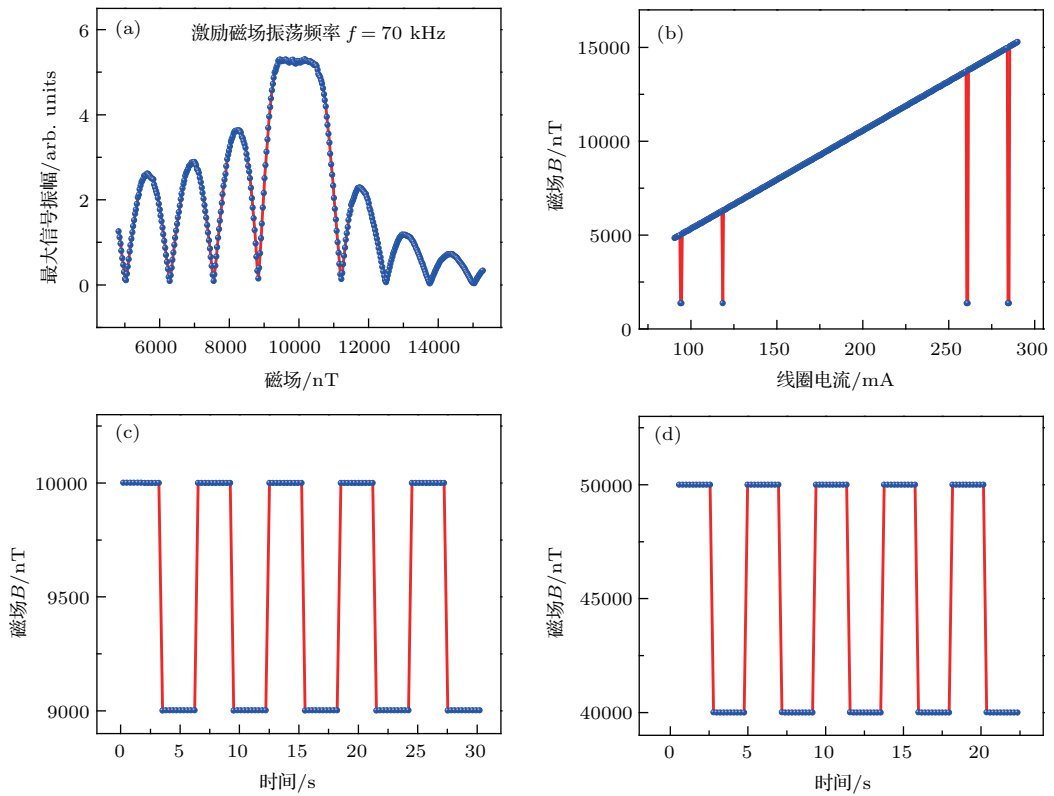


图 4 (网刊彩色) (a) 自由弛豫信号最大振幅随着扫描磁场的变化; (b) 扫描磁场过程中磁力仪输出的磁场值; (c), (d) 表示处于跟踪式锁频模式下的原子磁力仪能够对 1000 nT 或 10000 nT 的跃变磁场实现瞬时锁定
 Fig. 4. (color online) (a) The change curve between the maximum amplitude of free relaxation signal and the scanning magnetic field, the frequency of the excitation magnetic field is set to 70 kHz; (b) the magnetic field values of the output by atomic magnetometer in the process of scanning magnetic fields; (c) and (d) show the lock capability of atomic magnetometer in tracking lock mode by changing the magnetic field of 1000 nT or 10000 nT.

闭后磁力仪获得的自由弛豫正弦信号最大振幅随着扫描磁场的变化,可以看出在10000 nT附近自由弛豫正弦信号振幅最大.从原理上讲,只要横向磁化矢量不为零,铷泡中的铷原子就能够对线偏振光中左、右圆偏成分实现吸收和色散,通过差分探测获得与磁场相关的自由弛豫正弦振荡信号.横向磁化矢量越大,会使自由弛豫正弦振荡信号的振幅越大.在工作原理部分我们重点描述了激励磁场振荡角频率 ω 约等于拉莫尔进动角频率 ω_0 的情况,实际上当 ω 与 ω_0 相差较大时,在转动坐标系中原子磁矩会感受一有效磁场(有效磁场的描述详见参考文献[19])的作用,且在转动坐标系中磁矩进动角频率 ω_1 为[19]

$$\omega_1 = \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{\mu_0} B'\right)^2}. \quad (2)$$

可以分析,设定 $\omega_0 = \omega$ 时特定时长的激励磁场作用满足 $\pi/2$ 的脉冲效果,使横向磁化矢量最大;而后因外界磁场改变导致 ω_0 与 ω 相差较大时,在特定时长内激励磁场的作用效果 $\omega_1 t_2$ 可能会出现 $3\pi/2 + \delta$, $5\pi/2 + \delta'$ 等脉冲效果,其中 δ 或 δ' 的绝对值小于等于 $\pi/2$,在转动坐标系中该脉冲效果使原子磁矩在与外磁场垂直平面内的投影矢量的模达到最大值,即横向磁化矢量达到极大值,因此图4(a)中在10000 nT两侧出现若干峰值也不难理解.图4(b)显示在上述扫描磁场过程中磁力仪输出的磁场值,在自由弛豫正弦信号振幅最小时易出现与外磁场无关的数据,图4(b)中若干跳点输出磁场值用(1)式换算成频率,发现该频率正好等于铷泡交流无磁加热的输出频率.图4(b)的实验结果表明,如果该原子磁力仪在跟踪式锁频模式下工作,在很宽的磁场范围内磁力仪能够实现瞬时锁定.设定磁场线圈电流使磁屏蔽筒内磁场在10000 nT和9000 nT,或者50000 nT和40000 nT之间来回跃变,采用跟踪式锁频模式,实验结果如图4(c)和图4(d)所示,表明该原子磁力仪对1000 nT或10000 nT的跃变磁场能够实现瞬时锁定,分别对应着7 kHz或70 kHz的频率跃变.上述实验结果表明本文描述的原子磁力仪跟踪式闭环锁定可行,而且具有很强的闭环锁定能力.

接下来详细介绍NMOR铷原子磁力仪的各项性能指标.

1) 磁场测量范围

本文的NMOR铷原子磁力仪用精密电流源给

磁屏蔽筒中的磁场线圈通入逐渐增加的电流 I 来检验磁场测量范围,采用跟踪式锁频模式测量外磁场 B 的大小,测试结果如图5所示.原子磁力仪可响应100—100000 nT范围内的磁场.图5中数据线性拟合结果为

$$B = 52.449I + 27.443. \quad (3)$$

从表达式(3)可知,当线圈电流 I 为零时,磁屏蔽筒内有约27 nT的剩余磁场.

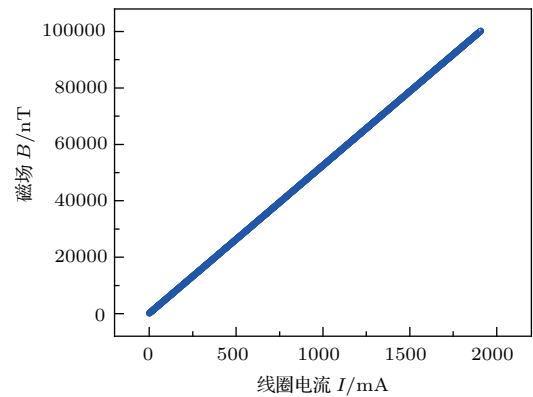


图5 原子磁力仪的磁场测量范围

Fig. 5. Measurement range of the atomic magnetometer.

2) 灵敏度和分辨率

本文采用磁场噪声功率谱密度(@1 Hz)来表征原子磁力仪的灵敏度.值得注意的是,目前一些文献采用功率谱或者均方根幅度谱来表征原子磁力仪的灵敏度,从物理意义上来说是不准确的.功率谱密度使测量独立于信号持续时间和采样数量,通过功率谱密度测量可检测信号的本底噪声.若采用功率谱或均方根幅度谱,我们在实验中发现随着采样时间的延长会得到更优的灵敏度指标,显然用于表征原子磁力仪的灵敏度指标不合理.

首先分析500 nT外磁场环境下如何获得磁力仪的灵敏度指标.图6(a)显示了截取的自由弛豫正弦信号,代表经过铷泡的线偏振探测光偏振方向的摆动.图6(b)是图6(a)中数据的快速傅里叶变换(FFT),分析出的拉莫尔进动频率为3.5 kHz,对应着约500 nT的外磁场.图6(c)表示300 s时间内采集的磁场数据,磁场采样频率为10 Hz,磁场波动小于10 pT.图6(c)中插图部分显示了4 s时间内的磁场数据,原子磁力仪的磁场分辨率为0.1 pT.图6(d)是由图6(c)中磁场数据处理得到的噪声功率谱密度,用1 Hz频点附近11个数据的平均值代表原子磁力仪的灵敏度,得到灵敏度指标为0.2 pT/Hz^{1/2}.

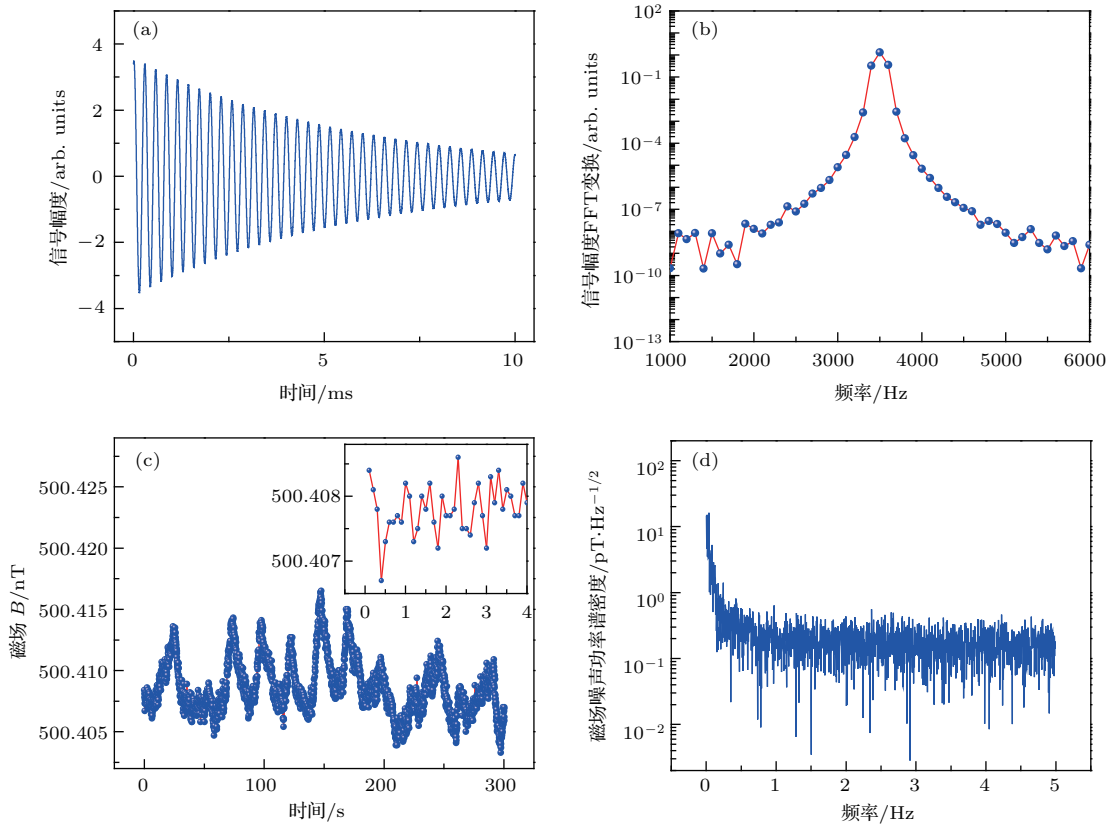


图6 (网刊彩色) 原子磁力仪在 500 nT 外磁场环境中的测量结果 (a) 截取的自由弛豫信号; (b) 信号幅度的 FFT 变换; (c) 300 s 内测量的磁场值; (d) 磁场值的噪声功率谱密度分析

Fig. 6. (color online) The results for atomic magnetometer measured in the magnetic field of 500 nT: (a) Free relaxation signal; (b) FFT transform of the signal amplitude in Fig. (a); (c) magnetic field values measured in 300 s; (d) analysis of noise power spectrum density based on magnetic field values in Fig. (c).

本研究采用美国安捷伦科技公司的 B2912 A 型精密电流源产生待测磁场, 电流源精度为 10^{-6} , 当电流源输出的量程值分别为 1 mA, 10 mA, 100 mA, 1 A 时, 分别对应着 1 nA, 10 nA, 100 nA, 1 μ A 的电流分辨率. 原子磁力仪测量的磁场由电流源产生, 因此电流源的噪声将反映在磁力仪灵敏度指标测试中. 图 7 显示了磁力仪灵敏度指标和线圈电流与外磁场大小的依赖关系. 当 $I > 100$ mA 时, 磁力仪灵敏度约为 12 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$, 对应电流分辨率为 1 μ A; 当 $10 \text{ mA} < I < 100 \text{ mA}$ 时 (图中阴影部分), 磁力仪灵敏度约为 1 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$, 对应电流分辨率为 100 nA; 当 $1 \text{ mA} < I < 10 \text{ mA}$ 时, 磁力仪灵敏度约为 0.2 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$, 对应电流分辨率为 10 nA; 特殊地, 当 $I < 1 \text{ mA}$ 时, 在 50 nT 磁场环境中磁力仪的灵敏度依旧为 0.2 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$, 此时对应电流分辨率为 1 nA. 综上所述, 本文的 NMOR 铷原子磁力仪的极限灵敏度为 0.2 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$. 图 7 中线圈电流 I 与外磁场 B 在 1 mA 附近呈现非严格的线

性关系, 这是由磁屏蔽筒内的剩余磁场导致的, 可参考表达式 (3).

3) 横向弛豫时间对磁场大小的依赖关系

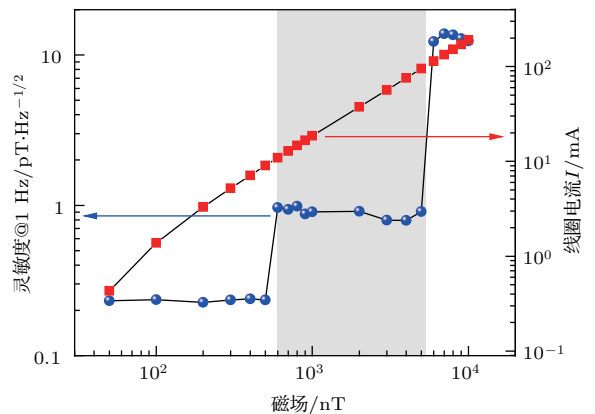


图7 (网刊彩色) 原子磁力仪灵敏度指标 (或线圈电流大小) 与外磁场的依赖关系

Fig. 7. (color online) The relationship between the sensitivity of atomic magnetometer (or coil current) and external magnetic field.

原子系综宏观磁化强度被激励磁场作用至与外磁场垂直的平面内, 该横向磁化强度将呈指数形式衰减, 衰减函数的时间常数为横向弛豫时间 T_2 , 即信号幅度衰减至 e^{-1} 倍所需的时间 [20]. 本文中用 $y = A \exp(-t/T_2)$ 函数来拟合出 T_2 .

图 8 (a) 显示了 500 nT 磁场下的弛豫信号, 此时原子磁力仪的工作周期 $T = 100$ ms, 抽运激光作用时长 $t_1 = 30$ ms, 激励磁场作用时长 $t_2 = 5$ ms. 以激励磁场关闭时为时间零点, 将弛豫信号中的波峰随时间的变化曲线绘制在图 8 (b) 中, 通过指数拟合得到横向弛豫时间 T_2 为 5.946 ms. 图 8 (c) 显示了横向弛豫时间随磁场的变化, 可以看出随着磁场的增加, 横向弛豫时间逐渐减小, 这是由于铷泡所在区域磁场梯度的增加导致了原子系综宏观磁化强度的弛豫加快. 图 8 (c) 的实验结果对 Labview 程序编写时自由弛豫信号截取时长的设定具有重要参考意义.

4) 磁场采样率

磁场采样率 S 是原子磁力仪的一项重要指标. 目前国内光泵磁力仪磁场采样率大都小于 20 Hz, 而国外已出现磁场采样率为 100 Hz、甚至 1000 Hz 的原子磁力仪 [18]. 例如美国 Geometrics 公司推出的 G-824 A 型航空铷磁力仪的采样率达到了 1000 Hz, 而美国限制出口该磁力仪 [18]. 本文的 NMOR 铷原子磁力仪通过设定工作周期 T 、抽运激光作用时长 t_1 、激励磁场作用时长 t_2 , 可实现磁场采样率 S 在 1—1000 Hz 范围内可调. 实验中当以 1000 Hz 磁场采样率测量 10000 nT 附近的恒磁场时, 90% 的数据落在 (10000 ± 0.1) nT 以内. 高磁场采样率的磁力仪可用于测量环境中低频的交变磁场, 图 9 显示了原子磁力仪测量 (10000 ± 100) nT 范围内频率为 100 Hz 交变磁场的实验结果, 测量时激励磁场振荡频率固定为 70 kHz. 图 9 (a) 是原子磁力仪采集的原始数据, 随着磁场的波动原始信号的最大振幅也跟着波动; 图 9 (b) 是原子磁力仪时序示意图, 设定工作周期 $T = 1$ ms, 抽运激光作用时长 $t_1 = 0.3$ ms, 激励磁场作用时长 $t_2 = 0.1$ ms; 图 9 (c) 显示了测量的磁场数据.

NMOR 铷原子磁力仪的拉莫尔进动频率是由自由弛豫正弦信号的快速傅里叶变换曲线拟合得到, 因此磁场采样率 S 的设定需要考虑与拉莫尔进动频率相适应, 必须保证有足够多的数据能够精确拟合出拉莫尔进动频率. 本文原子磁力仪在

5000—100000 nT 待测磁场范围内实现磁场采样率 S 在 1—1000 Hz 范围内可调, 在 100—5000 nT 待测磁场范围内可设定 $S \leq 20$ Hz. 另外, 本文描述的

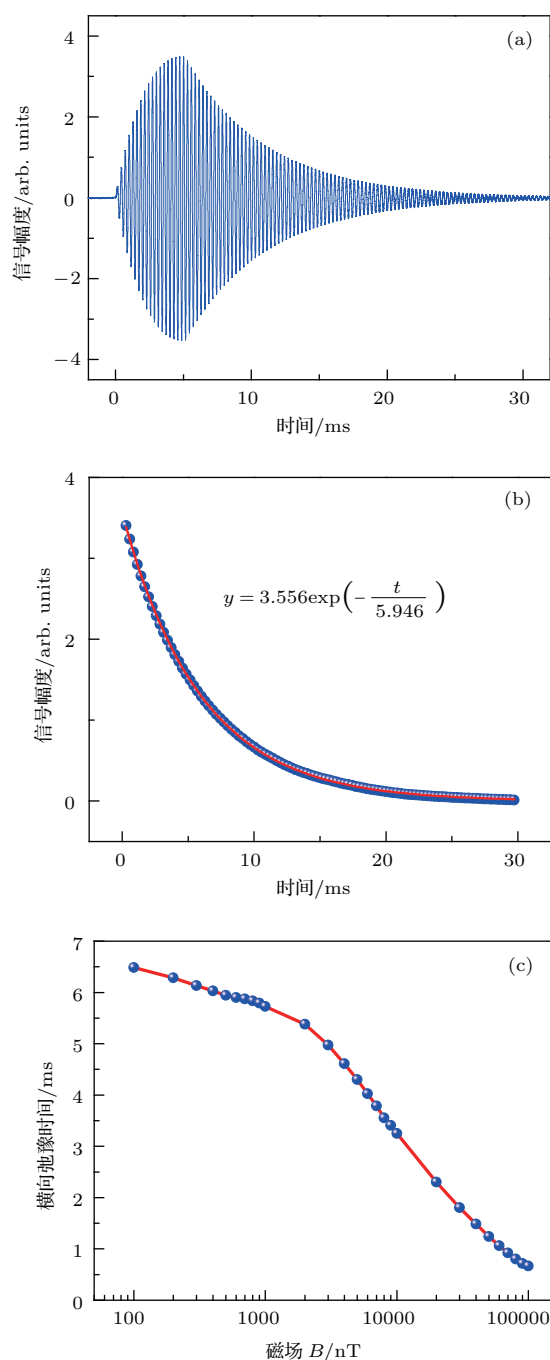


图 8 (网刊彩色) 不同磁场下的横向弛豫时间分析 (a) 500 nT 磁场下的弛豫信号; (b) 横向弛豫时间拟合; (c) 横向弛豫时间随磁场的变化

Fig. 8. (color online) Analysis of transverse relaxation time in different magnetic fields: (a) Free relaxation signal in the magnetic field of 500 nT; (b) the fitting of transverse relaxation time; (c) the relationship between transverse relaxation time and different magnetic fields.

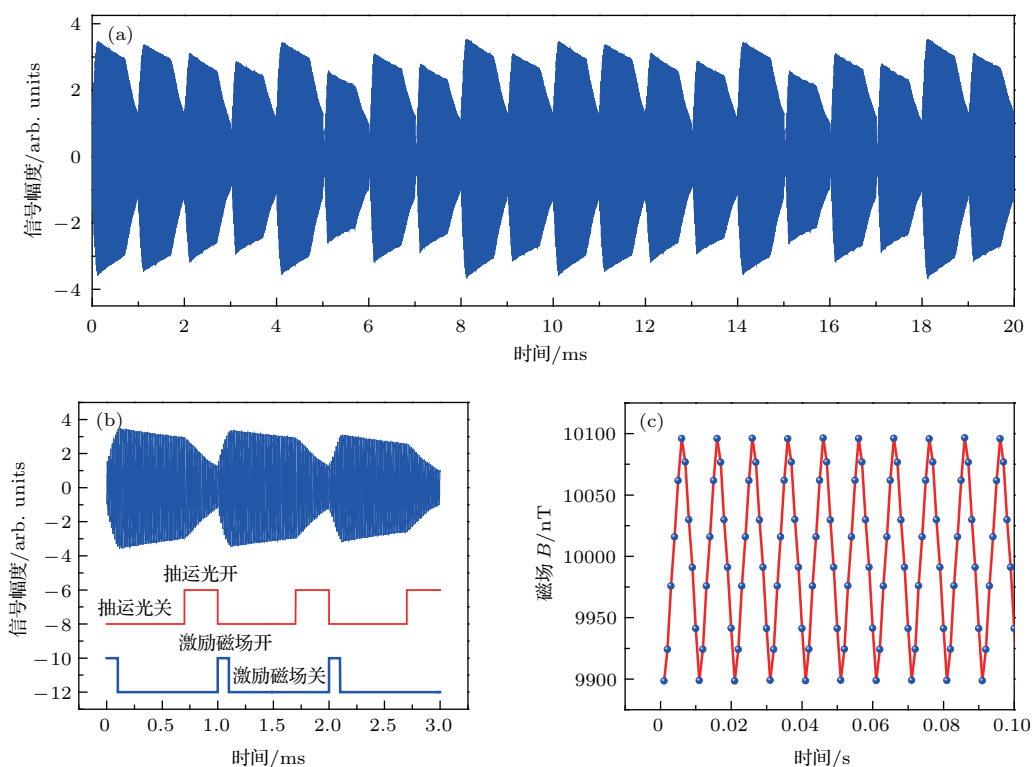


图9 (网刊彩色) 1000 Hz 磁场采样率的实现 (a) 原始数据; (b) 时序示意图; (c) 磁场数据

Fig. 9. (color online) The realization of sampling rate of 1000 Hz: (a) Original data; (b) the schematic diagram of timing sequence; (c) the data of magnetic fields.

原子磁力仪在高磁场采样率条件下无法使用跟踪式锁频, 这是因为跟踪式锁频步骤是在 Labview 程序中实现, 而在程序流程中计算机与信号源通讯需要时间, 采用跟踪式锁频测量时 $S \leq 20$ Hz. 信号源输出频率为定值时磁场采样率 S 可在 1—1000 Hz 范围内可调, 参考图 4(a) 的实验结果, 适用于测量稳定磁场附近小于 1000 nT 的磁场波动.

4 结 论

本文详细地描述了 NMOR 铷原子磁力仪的工作原理和测量方法, 系统地研究了测量范围、灵敏度、分辨率、横向弛豫时间、磁场采样率等性能指标. 实验结果表明原子磁力仪测量范围为 100—100000 nT, 极限灵敏度为 $0.2 \text{ pT/Hz}^{1/2}$, 磁场分辨率为 0.1 pT , 制备的铷原子极化态横向弛豫时间在毫秒量级, 磁场采样率最高可达 1000 Hz. 本文用噪声功率谱密度讨论原子磁力仪的灵敏度指标时考虑了精密电流源的电流噪声, 该做法对磁力仪的灵敏度指标标定具有借鉴意义. 本文原子磁力仪的若干性能指标在国内以及国际上都具有先进性. 除了上述列出的性能指标外, 磁力仪的空间分

辨率也是磁力仪的一项重要指标, 而本研究采用 $\Phi 25 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ 的圆柱型气室, 体积较大, 下一步可研究微型原子气室的原子磁力仪. 本研究的原子磁力仪在生物医学、基础物理研究方面具有潜在的应用前景.

本文所描述的原子磁力仪实验装置是在浙江工业大学林强教授及其团队老师吴彬、郑文强、程冰, 以及浙江科技学院李曙光副教授的帮助下搭建完成的, 上述研究人员在作者搭建原子磁力仪过程中给予了诸多技术资料、技术协助和有益讨论. 作者本人现场参观了浙江工业大学的原子磁力仪装置, 从中获得启发, 完成了本文的研究内容. 作者对林强教授团队表示由衷的感谢.

参考文献

- [1] Xu S, Crawford C W, Rochester S, Yashchuk V, Budker D, Pines A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013404
- [2] Maser D, Pandey S, Ring H, Ledbetter M P, Knappe S, Kitching J, Budker D 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 086112
- [3] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 230801

- [4] Meyer D, Larsen M 2014 *Gyroscopy and Navigation* **5** 75
- [5] Clem T R 1998 *Nav. Eng. J.* **110** 139
- [6] Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063004
- [7] Budker D, Romalis M V 2007 *Nat. Phys.* **3** 227
- [8] Savukov I M, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 123001
- [9] Yashchuk V V, Granwehr J, Kimball D F, Rochester S M, Trabesinger A H, Urban J T, Budker D, Pines A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 160801
- [10] Liu G B, Sun X P, Gu S H, Feng J W, Zhou X 2012 *Physics* **41** 803 (in Chinese) [刘国宾, 孙献平, 顾思洪, 冯继文, 周欣 2012 物理 **41** 803]
- [11] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W, Romalis M V 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 130801
- [12] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
- [13] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110
- [14] Li S G, Zhou X, Cao X C, Sheng J T, Xu Y F, Wang Z Y, Lin Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 877 (in Chinese) [李曙光, 周翔, 曹晓超, 盛继腾, 徐云飞, 王兆英, 林强 2010 物理学报 **59** 877]
- [15] Gu Y, Shi R Y, Wang Y H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110701 (in Chinese) [顾源, 石荣晔, 王延辉 2014 物理学报 **63** 110701]
- [16] Ding Z C, Li Y Y, Wang Z G, Yang K Y, Yuan J 2015 *Chin. J. Lasers* **42** 0408003 (in Chinese) [丁志超, 李莹颖, 汪之国, 杨开勇, 袁杰 2015 中国激光 **42** 0408003]
- [17] Wang Z G, Luo H, Fan Z F, Xie Y P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 210702 (in Chinese) [汪之国, 罗晖, 樊振方, 谢元平 2016 物理学报 **65** 210702]
- [18] Dong H B, Zhang C D 2010 *Chin. J. Eng. Geophys.* **7** 460 (in Chinese) [董浩斌, 张昌达 2010 工程地球物理学报 **7** 460]
- [19] Wang Y Q, Wang Q J, Fu J S, Dong T Q 1986 *The Theory of Frequency Standards* (Beijing: Science Press) pp168–173 (in Chinese) [王义道, 王庆吉, 傅济时, 董太乾 1986 量子频标原理 (北京: 科学出版社) 第168—173页]
- [20] Eklund E J 2008 *Ph. D. Dissertation* (USA: University of California Irvine)

Rubidium atomic magnetometer based on pump-probe nonlinear magneto-optical rotation

Miao Pei-Xian[†] Yang Shi-Yu Wang Jian-Xiang Lian Ji-Qing Tu Jian-Hui
Yang Wei Cui Jing-Zhong

(Lanzhou Space Technology Institute of Physics, Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory,
Lanzhou 730000, China)

(Received 6 April 2017; revised manuscript received 25 May 2017)

Abstract

We report a rubidium atomic magnetometer based on pump-probe nonlinear magneto-optical rotation. The rubidium vapor cell is placed in a five-layer magnetic shield with inner coils that can generate uniform magnetic fields along the direction of pump beam, and the cell is also placed in the center of a Helmholtz coil that can generate an oscillating magnetic field perpendicular to the direction of pump beam. The atoms are optically pumped by circularly polarized pump beam along a constant magnetic field in a period of time, then the pump beam is turned off and a $\pi/2$ pulse of oscillating magnetic field for ^{87}Rb atoms is applied. After the above process, the individual atomic magnetic moments become phase coherent, resulting in a transverse magnetization vector precessing at the Larmor frequency in the magnetic field. The linearly polarized probing beam is perpendicular to the direction of magnetic field, and can be seen as a superposition of the left and right circularly polarized light. Because of the different absorptions and dispersions of the left and right circularly polarized light by rubidium atoms, the polarization direction of probing beam rotates when probing beam passes through rubidium vapor cell. The rotation of the polarization is subsequently converted into an electric signal through a polarizing beam splitter. Finally, the decay signal related to the transverse magnetization vector is measured. The Larmor frequency proportional to magnetic field is obtained by the Fourier transform of the decay signal. The value of magnetic field is calculated from the formula: $B = (2\pi/\gamma)f$, where γ and f are the gyromagnetic ratio and Larmor frequency, respectively. In order to measure the magnetic field in a wide range, the tracking lock mode is proposed and tested. The atomic magnetometer can track the magnetic field jump of 1000 nT or 10000 nT, indicating that the atomic magnetometer has strong locking ability and can be easily locked after start-up.

The main performances in different magnetic fields are tested. The results show that the measurement range of the atomic magnetometer is from 100 nT to 100000 nT, the extreme sensitivity is $0.2 \text{ pT/Hz}^{1/2}$, and the magnetic field resolution is 0.1 pT. The transverse relaxation times of the transverse magnetization vector in different magnetic fields are obtained, and the relaxation time decreases with the increase of the magnetic field. When the measurement range is from 5000 nT to 100000 nT, the magnetic field sampling rate of the atomic magnetometer can be adjusted in a range from 1 Hz to 1000 Hz. The atomic magnetometer in high sampling rate can measure weak alternating magnetic field at low frequency. This paper provides an important reference for developing the atomic magnetometer with large measurement range, high sensitivity and high sampling rate.

Keywords: atomic magnetometer, nonlinear magneto-optical rotation, sensitivity, magnetic field sampling rate

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 32.80.Xx, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.66.160701

[†] Corresponding author. E-mail: miaopeixian@163.com