

基于原子自由进动的光缩效应实验研究

郑文强^{1,2}, 毕欣², 章国亿², 苏圣然², 李劲松^{1**}, 林强^{2*}

¹ 浙江大学生物医学工程与仪器科学学院, 浙江 杭州 310058;

² 浙江工业大学应用物理系, 浙江 杭州 310023

摘要 在一定磁场下, 自旋交换碰撞是原子磁力仪保持相干的一个主要限制因素, 直接影响磁力仪能够达到的探测灵敏度。光缩效应可以对自旋交换碰撞展宽进行抑制, 之前对光缩效应的观测是基于泵浦激光和射频场连续工作的方式, 但会对原子共振展宽产生额外的影响。基于脉冲泵浦式原子磁力仪, 通过极大地减小原子破坏性碰撞和外磁场空间不均匀性对共振展宽的影响, 实现了对光缩效应的直接实验观测和验证。脉冲泵浦的方式有利于原子高极化度的实现, 研究光缩效应对探索脉冲泵浦原子磁力仪的灵敏度极限具有重要意义。

关键词 原子与分子物理学; 原子磁力仪; 脉冲泵浦式; 磁共振; 自旋交换弛豫

中图分类号 O562

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0304001

Experimental Demonstration of Light Narrowing Effect Based on Free Atomic Spin Precession

Zheng Wenqiang^{1,2}, Bi Xin², Zhang Guoyi², Su Shengran², Li Jingsong^{1**}, Lin Qiang^{2*}

¹ College of Biomedical Engineering and Instrument Science, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310058, China;

² Department of Applied Physics, Zhejiang University of Technology, Hangzhou, Zhejiang 310023, China

Abstract In a certain magnetic field, spin exchange collision is one of the limiting factors for coherence preserving in atomic magnetometers, which directly affects the detection sensitivity that the magnetometer can achieve. The light narrowing effect can be used to reduce the resonance linewidth caused by spin-exchange collisions. Previous observations of the light narrowing effect are based on atomic magnetometers with continuous pumped laser and radio frequency field, which have additional effects on the atomic resonance linewidth. Based on a pulse-pumped atomic magnetometer, the effects of atomic destructive collisions and magnetic field inhomogeneity on resonance linewidth are greatly reduced, and a direct experimental observation and verification of the light narrowing effect are realized. As pulse-pumped mode is beneficial to the realization of high atomic polarization, the study of light narrowing effect is of great importance for exploring the sensitivity limit of pulse-pumped atomic magnetometers.

Key words atomic and molecular physics; atomic magnetometer; pulse-pumped mode; magnetic resonance; spin-exchange relaxation

OCIS codes 020.1335; 140.5560; 260.5740; 270.2500

1 引言

在生物医学^[1-4]、地球物理^[5-9]、军事探测等领域^[10-14], 磁力仪都发挥着极为重要的作用。目前较为实用的诸多磁力仪中, 超导量子干涉磁力仪具有很高的探测灵敏度, 能够达到 $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下。但对工作环境的要求极为苛刻, 只能在几 K 的极低温下才能正常工作, 需要额外的低温辅助设备, 极大

增加了设备的使用和维护费用, 限制了其应用场景, 不利于超导量子干涉磁力仪的大规模使用。因而, 人们迫切渴望更为经济, 且易于使用的新一代磁力仪的诞生。

原子磁力仪无需低温工作环境, 具有很好的集成小型化前景, 受到国际社会的普遍关注。在实验室环境中, 原子磁力仪的灵敏度已经超越超导量子干涉仪, 达到 $0.16 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[15]。根据经典的测量理

收稿日期: 2019-07-04; 修回日期: 2019-08-22; 录用日期: 2019-09-26

基金项目: 国家自然科学基金(61727821, 11605153)

* E-mail: qlin@zjut.edu.cn; ** E-mail: ljs@zju.edu.cn

论,增加碱金属原子数密度有益于磁力仪信噪比的提升,但高原子数密度会使原子间的碰撞速率加快,导致原子磁共振信号变宽,即发生所谓的自旋交换碰撞展宽现象,自旋交换碰撞弛豫(Spin-exchange relaxation-free, SERF)也因此成为限制原子磁力仪精度提升的一个主要因素。在极低的外加磁场下(通常低于 10 nT),自旋交换碰撞展宽几乎可以被完全抑制,从而可以大幅提升原子磁力仪的灵敏度^[15-16]。然而,许多磁力仪的应用需要在有限磁场环境中进行,如地球磁场监测^[5]、电偶极矩探测^[17]、核磁共振波谱探测^[18-19]、低场核磁共振成像^[20],导致 SERF 磁力仪在一些应用方向上无法发挥作用。

除了 SERF 方法,将原子系综制备到“拉伸态”(Stretched state)^[21]也可以抑制自旋交换碰撞弛豫所引起的共振展宽。该方法的基本思想是通过增加泵浦光功率将原子几乎完全制备至同一个自旋态,使得原子间即使发生“碰撞”,仍有很大概率处在原来的自旋态上,实现共振线宽被压缩的现象,这通常被称为“光缩”现象(Light narrowing)。1999年,Appelt等^[22]利用光磁双共振系统首次在实验中观察到光缩现象。随后,普林斯顿大学的 Romalis 研究组^[16,23-27]对光缩现象进行了深入研究,成功利用该效应实现原子磁力仪和原子钟测量灵敏度的提升。文献^[23]对一定磁场中的自旋交换碰撞机制进行了理论分析,并得到自旋交换碰撞弛豫与原子极化度间的理论关系。2011年,Scholtes等^[28]在 Mx 原子磁力仪中完成了对光缩效应的观测和研究。以上对光缩效应的实验研究都是在基于连续泵浦工作模式的原子磁力仪装置中进行的,即泵浦光和射频磁场持续施加。然而,在连续泵浦模式中,原子磁共振线宽很大一部分来源于泵浦展宽和射频展宽,这影响了对光缩现象的直接观测,导致许多观测结果中原子共振线宽随着泵浦光功率增加先减小后增加^[22,25-26]。从实际应用的角度来说,光缩现象的应用往往需要施加较强的泵浦光功率,由此引起的光致展宽现象会削弱光缩效应带来的优势。因此在连续泵浦模式中,泵浦光功率不能任意加大,这也限制了光缩效应对原子磁力仪灵敏度的提升,自旋交换碰撞弛豫仍然制约着磁力仪的测量极限^[23]。脉冲泵浦式的工作模式,即将泵浦、射频激发、探测过程隔离开,能很好地解决这些问题,该模式下工作的原子磁力仪采集的是原子极化自由感应衰减(Free induced decay, FID)信号^[29-30]。FID 过程中泵浦激

光和射频场都处于关闭状态。因而原子的横向弛豫过程主要由原子自由进动过程中的自旋交换碰撞弛豫、碱金属原子间以及碱金属原子与缓冲气体原子间的破坏性碰撞弛豫、碱金属原子和气室壁间的破坏性碰撞弛豫以及磁场梯度弛豫决定,完全排除了光致展宽和射频展宽对共振展宽的影响。

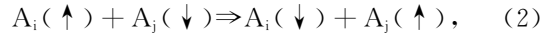
本文基于⁸⁷Rb 原子的自由进动过程,对原子的磁共振谱线进行分析和研究。通过在气室中充入大量的缓冲气体,进一步减小了原子破坏性碰撞和外磁场空间不均匀性对光缩效应观测的影响,实现对光缩现象的直接观测和验证。脉冲泵浦原子磁力仪允许在泵浦期间施加任意强度的泵浦光,可以获得近乎完全极化的原子系综,不用担心光致展宽对磁力仪性能的影响,对脉冲泵浦式原子磁力仪灵敏度极限的研究具有重要意义。

2 自旋交换碰撞弛豫理论

在高原子数密度情形中,自旋交换碰撞是引起原子自旋弛豫的主要因素^[31]。两个处于基态的碱金属原子 A_i 和 A_j 在碰撞过程中电子的相互作用可表示为

$$H = JS_i \cdot S_j, \quad (1)$$

式中, S_i 和 S_j 分别为原子各自的电子自旋角动量, J 为碰撞交换相互作用的强度。保持相互作用总自旋大小不变,两个电子自旋相反的原子在碰撞过程中,可能发生电子自旋相互交换的情形,过程表示为



式中,箭头表示电子自旋向上或者向下。该过程发生的时间尺度远小于超精细相互作用,因而自旋交换碰撞对原子核自旋的状态几乎没有影响。但电子自旋状态的交换会导致原子超精细能级的变化,对于⁸⁷Rb 原子而言,每次自旋交换碰撞的发生将使得原子在超精细能级 $F=1$ 和 $F=2$ 之间变化。这两个能级的拉莫进动具有相同的频率,但方向相反,即

$$\omega_{F=2} = -\omega_{F=1}. \quad (3)$$

自旋交换碰撞的随机性使得每个原子进动相位的累积产生随机性,导致了原子极化的退相干过程。自旋交换弛豫速率可表示为

$$\Gamma_{se} = \frac{1}{q_{se}} R_{se}, \quad (4)$$

式中, R_{se} 为碱金属原子之间自旋交换碰撞速率, q_{se} 为自旋交换碰撞的抑制因子,在高磁场情况下(拉莫进动频率远大于 R_{se})。

$$\frac{1}{q_{se}} = \frac{2I(2I-1)}{3(2I+1)^2}, \quad (5)$$

式中, $I=3/2$ 为铷原子核的自旋量子数。在外磁场趋近于 0 nT 时, $1/q_{sc} \rightarrow 0$, 自旋交换碰撞过程不会影响原子极化弛豫时间, 此时原子系综到达了 SERF 区域。一般情况下, 连续泵浦模式中自旋交换弛豫速率与光泵浦速率 R_{op} 和原子极化大小 P 的关系为^[23]

$$\Gamma_{se} = \frac{R_{op}}{4} + \frac{R_{se}}{5}(1-P), \quad (6)$$

在脉冲泵浦模式中, $R_{op}=0$, 自旋交换弛豫速率与原子极化之间的关系可表示为

$$\Gamma_{se} = \frac{R_{se}}{5}(1-P). \quad (7)$$

3 实验装置

本文使用的实验装置如图 1 所示, 包括二极管激光器 (DL)、激光放大器 (AMP)、声光调制器 (AOM)、扩束器 (EXP)、光电探测器 (PD) 和数据采集器 (DAQ)。2 cm×2 cm×2 cm 的方形气室中充有 150 Torr 氮气 (1 Torr=133.322 Pa) 和纯度为 99% 的 ⁸⁷Rb 蒸汽, 氮气兼具缓冲气体和淬灭气体的作用。气室放置在由坡莫合金材料制成的五层屏蔽筒内, 屏蔽系数约为 10^{-6} 。实验期间, 通过高频交变电流 (60 kHz) 将气室加热至高原子密度状态 (90~120 °C), 对应铷蒸气原子密度为 $3.23 \times 10^{12} \sim 2.11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。泵浦激光由 Toptica 795 nm 半导体激光器提供, 激光频率被调至 ⁸⁷Rb 原子 D₁ 线位置, 随后泵浦光先后经过激光放大器、声光调制器、扩束器、 $\lambda/2$ 波片、极化分束器、 $\lambda/4$ 波片, 最后沿 Z 方向照射气室。再经激光放大器, 泵浦光最大功率可达 800 mW; 通过调整 $\lambda/2$ 波片与极化分束器光轴的相对角度, 可以改变入射光的功率; 通过调整 $\lambda/4$ 波片, 入射光被调整至圆偏振; 经过扩束器, 入射光斑被扩至 1 cm² 左右。X 方向上, 用一束失谐的线偏振光 (Toptica 780 nm 半导体激光器) 对 ⁸⁷Rb 原子极化矢量在 X 方向上的投影 P_x 进行测量。为尽可能忽略探测光对原子极化的影响, 将其功率设定为 50 μW , 采取平衡探测的方式, 探测光偏振方向的偏转角 θ 与原子 X 方向上的极化度大小成正比。

$$\theta = \frac{\pi \nu l}{c} [n_+(\nu) - n_-(\nu)], \quad (8)$$

式中, c 为光速, ν 为偏振光频率, l 为探测光在气室中的光程, $n_+(\nu)$ 、 $n_-(\nu)$ 分别为探测光中 σ^+ 和 σ^- 成分的折射率。对于双折射介质, $n_+(\nu) \neq n_-(\nu)$,

并且 $n_+(\nu) - n_-(\nu) \propto P_x$ 。屏蔽筒内包含两组线圈, 一组线圈用来在 Z 方向产生静磁场, 另一组线圈在 Y 方向上实现射频脉冲功能, 对原子极化矢量进行共振驱动, 作用于绕 Y 方向的 $\pi/2$ 脉冲, 产生横向磁化矢量。实验过程如图 1 中的时序图所示, 首先打开泵浦激光对 ⁸⁷Rb 原子进行极化, 极化过程持续 50 ms, 然后关闭泵浦激光, 同时打开射频脉冲驱动原子产生横向磁化矢量, 射频作用时间设定为 FID 信号最大时的脉冲宽度, 此时原子磁化矢量被驱动至 XY 平面, 即经历了 $\pi/2$ 脉冲。最后通过数据采集卡记录由平衡光电探测器转换而来的 ⁸⁷Rb 原子 FID 信号, 采集卡的采样率设定为 1 MHz。FID 信号记录完成后, 重新打开泵浦光, 进入新的极化、射频驱动、探测周期。实验中泵浦光的开关通过方波脉冲序列控制声光调制器一级衍射光的效率来实现, 改变方波脉冲占空比和周期, 可以调节泵浦时间和探测时间。

4 脉冲泵浦磁力仪原理及灵敏度分析

在外加磁场下, 原子能级产生塞曼分裂, 其能级结构如图 2 所示。未进行光抽运之前, 原子角动量和自旋磁化矢量的取向几乎是杂乱无章的, 因而在基态各塞曼能级上的布居数几乎相同。对应左旋圆偏振光, 原子吸收光子而进行的跃迁需要满足 $\Delta m_F = +1$ 的条件, 当一束频率与 $5^2 P_{1/2} \rightarrow 5^2 S_{1/2}$ (D₁ 跃迁) 共振的左旋圆偏振光通过气室时, 在铷原子基态 $F=2$ 的所有塞曼能级中, 只有 $m_F=2$ 对应的子能级无法吸收光子而跃迁。然而, 被抽运至激发态的原子经历自发辐射过程, 有一定概率跃迁到 $m_F=2$ 态上, 这就使得该子能级上的原子布居数随着过程的进行不断累加。在一定泵浦时间内, $m_F=2$ 对应的子能级上的布居数随着泵浦激光功率的增强而增大, 直至泵浦过程和原子在 $m_F=2$ 态上的弛豫过程形成动态平衡, 此时原子极化强度的大小为 $P = R_{op}/(R_{op} + R_{rel})$, 其中 R_{op} 为激光泵浦速率, R_{rel} 为弛豫速率。最终, 通过泵浦过程中原子布居的重新分配, 原子产生与原子极化强度成正比的宏观磁化矢量 M 方向与泵浦光传播方向相同, 即 Z 方向。

原子磁化矢量在磁场中的动力学行为可用 Bloch 方程^[32]描述为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{B} \times \mathbf{M} - \frac{R_{rel}}{q} \mathbf{M}, \quad (9)$$

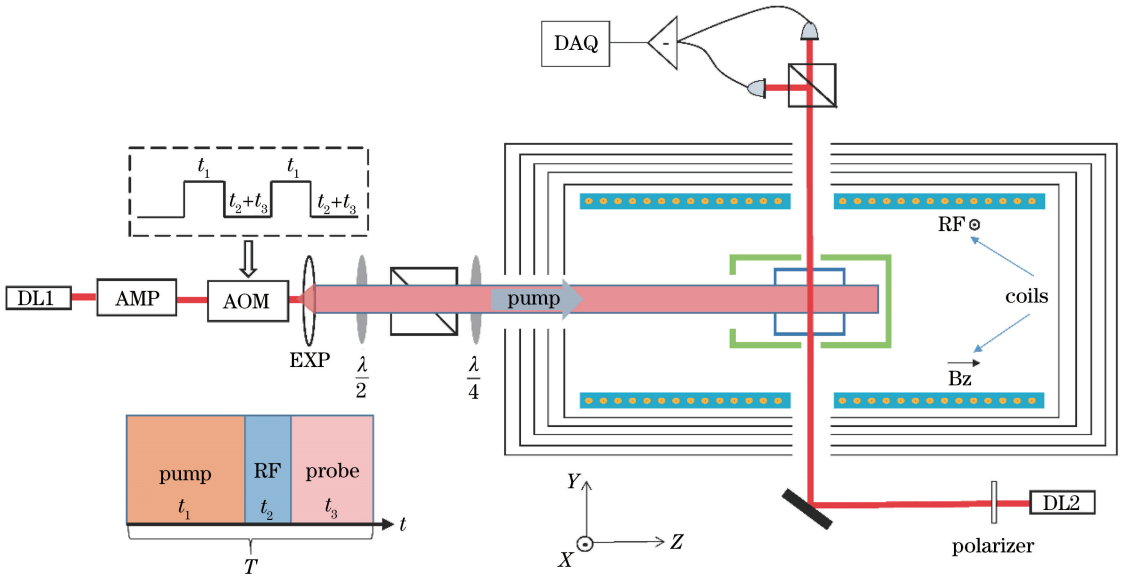


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

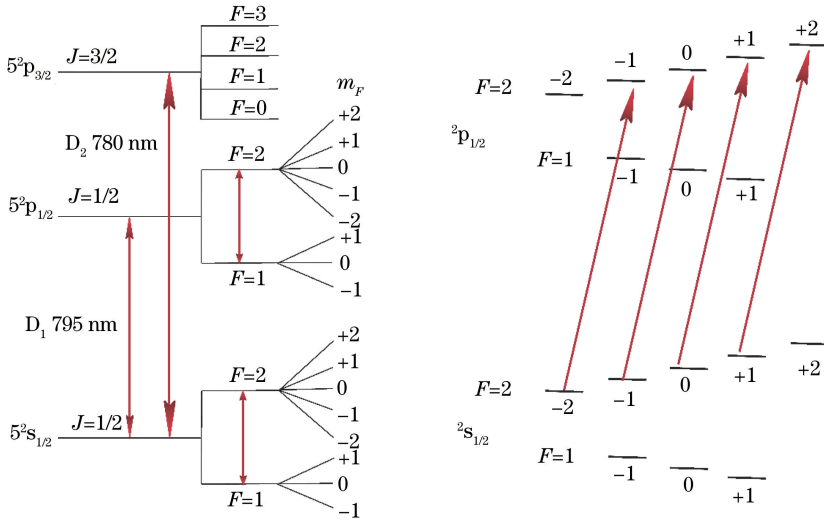


图 2 ^{87}Rb 原子基态和第一激发态的能级简图及其在泵浦过程中产生的选择跃迁。(a)能级简图;(b) 选择跃迁

Fig. 2 Energy level splitting diagram of the ground state and first excited state of atom ^{87}Rb and its selective transitions in the pumping process. (a) Energy level splitting; (b)selective transitions

式中, \mathbf{M} 为磁化矢量, \mathbf{B} 为外加磁场, $\gamma = \frac{\gamma_e}{2I+1}$, $\gamma_e = 2\pi \times 2.8 \text{ MHz/Gauss}$ 为自由电子的旋磁比, $I = \frac{3}{2}$ 为 ^{87}Rb 原子核自旋角动量量子数, q 为原子自旋引起的弛豫速率阻滞因子。原子极化后, 在 Y 方向上施加共振的射频脉冲 B_1 , 则在以射频场频率旋转的旋转坐标系中, Bloch 方程可简化为

$$\left(\frac{d}{dt}\right) \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \gamma B_1 \begin{bmatrix} M_z \\ 0 \\ -M_x \end{bmatrix}, \quad (10)$$

M_x, M_y, M_z 表示原子磁化矢量的三个分量。解得 $M_x = M_0 \sin(\gamma B_1 t)$, $M_y = 0$, $M_z = M_0 \cos(\gamma B_1 t)$ 。当 $t = \pi/2\gamma B_1$ 时, 原子磁化矢量被激发至 X 方向, 此情况对应的脉冲即为 $\pi/2$ 脉冲。射频脉冲的根本目的是产生横向极化矢量, 实验中, 通过调节脉冲作用时间, 使观测到的横向磁化矢量最大, 以此实现 $\pi/2$ 脉冲。

脉冲作用过后, 交变磁场消失, 横向磁化矢量将绕着 Z 方向的外磁场进动, 回到实验室坐标系, 此时 Bloch 方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} \right) \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \\ & \gamma B_1 \begin{bmatrix} M_z \\ -M_x \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 1/T_2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/T_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (11) \end{aligned}$$

式中, T_2 为横向弛豫时间, $\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{q_{SE}} R_{SE} + R_{gr}$, T_1 为纵向弛豫时间。 R_{gr} 为气室范围内磁场梯度造成的展宽, $R_{gr} \sim \gamma \nabla B$, ∇B 为磁场梯度的大小。可以看到, 与连续泵浦方式的磁力仪相比, 脉冲泵浦式磁力仪的 Bloch 方程中减少了泵浦光照射的影响。假定 T_2 不随时间变化, 解得

$$M_x(t) = M_0 \cos(\gamma B_0 t) \exp(-t/T_2), \quad (12)$$

式中 M_0 为初始的磁化矢量大小。沿 X 方向施加失谐线偏振光, 根据法拉第旋光效应, 平衡光电探测器得到的信号正比于 $M_x(t)$, 此信号是磁化矢量沿外磁场自由进动而产生, 期间由于弛豫过程的影响, 信号幅度不断衰减, 因而将此信号称为自由感应衰减信号。将 FID 信号进行傅里叶变换, 变换后频谱(频率 ω 的函数)的实部为

$$\begin{aligned} M_x(t) \xrightarrow{FT} & \frac{M_0/T_2}{(1/T_2)^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \\ & \frac{M_0/T_2}{(1/T_2)^2 + (\omega + \omega_0)^2}. \quad (13) \end{aligned}$$

可以看到, 这是两个中心分别为 ω_0 和 $-\omega_0$ 的洛伦兹函数的叠加, 关注正频率部分即可, 将傅里叶变换后的函数写为

$$F(\omega) = \frac{M_0/T_2}{(1/T_2)^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad (14)$$

即为 ^{87}Rb 原子的磁共振谱, 从函数中心 $\omega_0 = \gamma B_0$, 可以得到外磁场的大小, 该频率也称为原子的拉莫尔进动频率。从(14)式可以看出, 原子的磁共振谱线为洛伦兹线型, 它的半峰全宽为 $1/(\pi T_2)$, 与原子自旋的弛豫时间成反比。

在每个探测期间, 光电探测器输出如(12)式所示的时域信号。为得到拉莫尔频率和线宽, 有两种拟合方式。一种是将时域信号进行傅里叶变换得到原子共振谱, 按照(14)式的洛伦兹线型对频谱进行拟合, 得到所需参数。但实际应用中, 该方法具有很大的局限性, 实际效果受到原子弛豫时间的严重限制。一般而言, 原子自旋的横向弛豫时间为 ms 量级, 那每次采样时间也是 ms 量级, 导致原子共振谱的频率分辨力为百 Hz 的量级, 无

法为精确提取拉莫尔频率提供足够的分辨力, 拟合得到的线宽参数也比实际大很多。为提取原子进动的相关信息, 通常采取另一种拟合方式, 即依照(12)式进行时域拟合得到原子进动的周期 T 及其横向弛豫时间。

单次采样时间受到横向弛豫时间 T_2 的限制, 因而单次采样得到的进动周期数为 $n \approx \nu_L T_2$ 。假设 δT 为拟合单次振荡得到的周期不确定度, 即多次拟合结果的标准差, 信号的信噪比可表示为 $S/N = T/\delta T$ (S 表示信号大小, N 表示噪声大小), 最终所得频率的不确定度 δ 可表示为

$$\delta \propto \frac{1}{\sqrt{n} \cdot (S/N)} \approx \frac{1}{\sqrt{\nu_L \cdot T_2} \cdot (S/N)}. \quad (14)$$

由此可见, 对于脉冲泵浦原子磁力仪, 更长的弛豫时间, 即更窄的共振线宽, 意味着更小的磁场测量不确定性, 更高的探测灵敏度。

5 实验结果及分析

图 3(a) 为单次采样周期的信号, 以及相对应的泵浦光和射频脉冲的时序。数据采集卡采样功能与射频脉冲同步打开, 设定射频脉冲的时长为 4 个脉冲周期。从图中可以看到, 在射频脉冲作用期间, 采集的信号幅度逐渐增大, 随后射频关闭, 信号开始进入自由衰减时期。为得到信号的线宽和强度大小, 采取时序信号拟合的方式对信号进行处理, 拟合函数为

$$s = n_1 \cdot \exp(-t/n_2) \cdot \cos(2\pi n_3 + n_4) + n_5, \quad (15)$$

式中, $n_1 \sim n_5$ 为待拟合参数, n_1 表示信号强度, n_2 为横向弛豫时间 T_2 , n_3 为拉莫尔频率, n_4 为信号相位, n_5 为信号直流偏置。对布洛赫方程进行推导的过程中, 假定原子的横向弛豫速率不变, 但严格来说, 在原子自由进动期间, 弛豫速率大小应该是含时变化的, 只不过变化较为缓慢, 所以尽管采集了 7 ms 左右的信号, 但只对射频关闭后 1.5 ms 左右的信号进行拟合, 以忽略横向弛豫速率的含时变化。图 3(b) 显示的是其中一个拟合结果(温度为 100 °C, 背景磁场为 1000 nT 背景磁场, 泵浦光强度为 50 mW)。

为验证光缩效应, 在 1000 nT 背景磁场中, 通过调节气室前端的 $\lambda/2$ 波片改变入射的泵浦光强度, 得到不同泵浦光强度下的共振线宽大小。为更直观地显示共振线宽和极化程度之间的关系, 测量不同

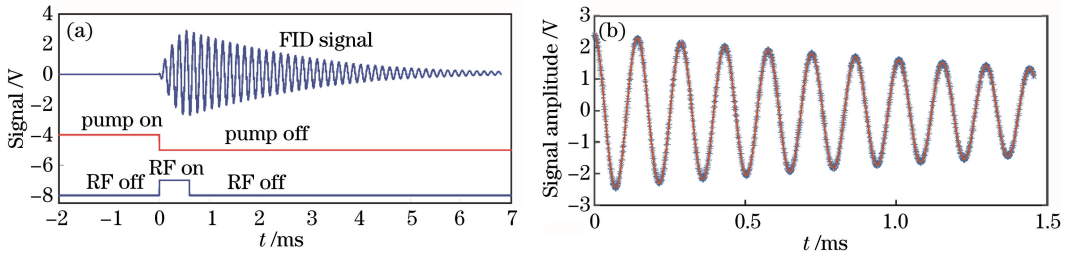


图 3 时序及单次 FID 信号。(a) 单次采样周期的信号以及对应的泵浦光和射频脉冲的时序；(b) 信号拟合结果
Fig. 3 Timing and FID signal in a single sampling period. (a) Signal of a single sampling period and the corresponding timing of pumping light and RF pulse; (b) one signal fitting result

泵浦光功率下得到的 FID 信号强度, 该强度由振荡信号的最高点来表征。在 $\pi/2$ 脉冲激励下, 信号强度与原子的极化程度成正比。图 4 为在 $120\text{ }^\circ\text{C}$ 下, 泵浦光功率设定为 20 mW 和 180 mW 时, 通过对原子自由进动时域信号进行拟合, 然后进行傅里叶变换得到的原子磁共振谱线, 图中两条虚线之间的范围分别表示谱线各自的半峰全宽。可以看到 180 mW 时的共振谱线具有更强的峰值, 且线宽更窄。图 5 是在不同温度下, 得到的实验结果。圆圈表示的是共振线宽的实验数据, 三角形表示的是 FID 信号幅度的实验数据。可以看出, 原子极化程度随着泵浦光功率的增强而增强, 在较大功率下呈现饱和趋势。同时, 共振线宽的大小则随着泵浦光功率的增强不断减小, 当功率较大时, 减小的趋势也变得缓慢, 与连续泵浦光缩现象验证的实验结果(线

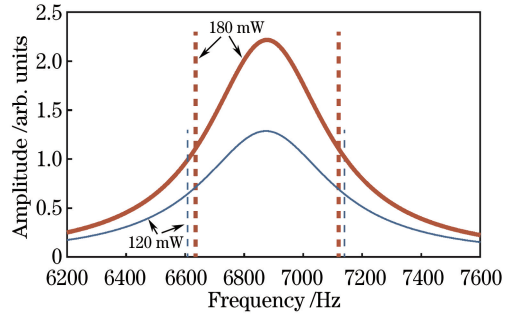


图 4 不同泵浦光功率下的原子磁共振谱
Fig. 4 Atomic magnetic resonance spectra at different pump powers

宽随着泵浦光功率增大先减小后增加)不同^[22,25-26]。在 $90\text{ }^\circ\text{C}$ 下, 线宽大约被压缩了 20 Hz ; 在 $120\text{ }^\circ\text{C}$ 下, 线宽大约被压缩了 130 Hz 。实验结果很好地验证了光缩现象, 且温度越高, 光缩现象越明显。图 5 为

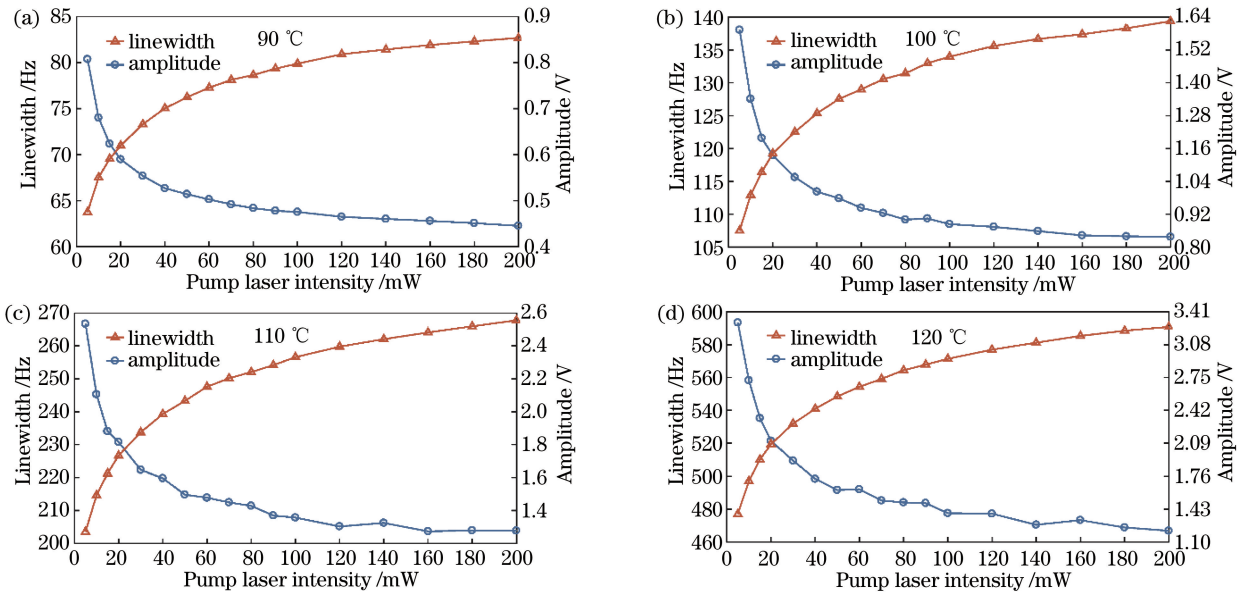


图 5 1000 nT 磁场中, 在不同温度下, 实验测得共振线宽和 FID 信号幅度与泵浦光强度之间的关系。

(a) $90\text{ }^\circ\text{C}$; (b) $100\text{ }^\circ\text{C}$; (c) $110\text{ }^\circ\text{C}$; (d) $120\text{ }^\circ\text{C}$

Fig. 5 Relationship between the resonance linewidths (the amplitudes) of FID signals and the pump laser intensities at different temperatures with the magnetic field of 1000 nT . (a) $90\text{ }^\circ\text{C}$; (b) $100\text{ }^\circ\text{C}$; (c) $110\text{ }^\circ\text{C}$; (d) $120\text{ }^\circ\text{C}$

共振线宽和原子极化度之间密切的对应关系,二者趋向平缓的趋势具有高度一致性。图6为共振线宽和原子极化度之间的关系。叉号表示的是共振线宽

的实验数据,实线是根据(7)式对实验数据线性拟合的结果。可以看到,(7)式描述的二者之间的线性关系得到了很好的验证。

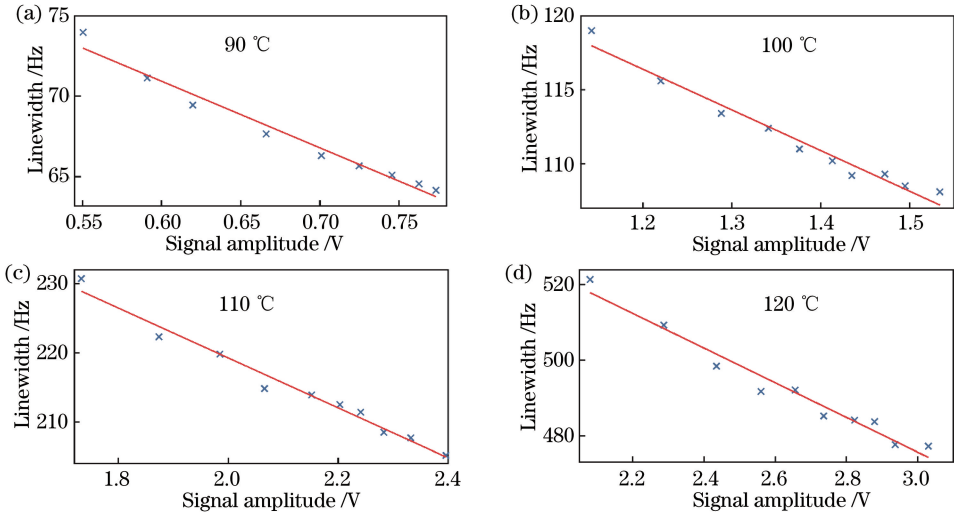


图6 1000 nT 磁场中,在不同温度下,实验测得共振线宽与 FID 信号幅度之间的关系。

(a) 90 °C ;(b) 100 °C ;(c) 110 °C ;(d) 120 °C

Fig. 6 Relationship between the resonance linewidths and the amplitudes of FID signals at different temperatures with the magnetic field of 1000 nT. (a) 90 °C ; (b) 100 °C ; (c) 110 °C ; (d) 120 °C

本实验中,2 cm×2 cm×2 cm 的方形气室中充有 150 Torr 氮气,经过计算,磁共振信号展宽中,由⁸⁷Rb 原子和气室壁之间的破坏性碰撞展宽 D_{wall} ,以及⁸⁷Rb 原子和 N₂ 分子之间的破坏性碰撞展宽 D_{N_2} 很小(见表 1),在总磁共振展宽中所占的比重几乎可以忽略。此外,由于在气室中充了足够多的氮气,原子的扩散系数被极大降低。经过计算^[33],100 °C 时,原子在弛豫期间扩散的平均自由程小于 0.8 mm,所以可以忽略由背景磁场空间不均匀性引起的非均匀展宽。图 7 为实验测得的磁共振展宽与磁场大小之间的关系。在 100 °C 及泵浦光功率为 50 mW 的条件下,将背景磁场由 500 nT 变化至 10000 nT,可以看到共振展宽变化在 5 Hz 以内。因而,图 4 中观测到的共振展宽几乎都来自于⁸⁷Rb 原子间的自旋交换碰撞,共振展宽的抑制也几乎都由光缩效应所引起,即共振展宽得到抑制主要是因为自旋交换碰撞展宽得到了抑制。

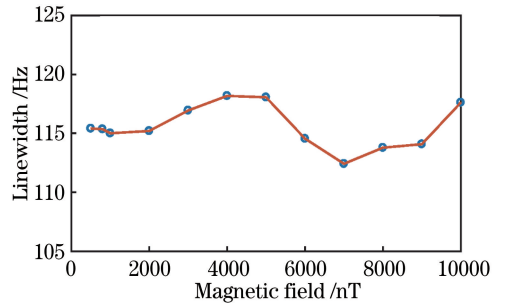


图7 共振线宽与背景磁场大小的关系

Fig. 7 Relationship between the resonance linewidth and the magnetic field

6 结 论

利用脉冲泵浦式磁力仪,对原子自由进动过程中的震荡衰减信号进行研究。与以往连续泵浦方式不同,脉冲泵浦磁力仪的泵浦过程和探测过程分离,探测过程不受泵浦激光和射频影响。其次,通过增加气室中氮气的浓度,极大抑制了原子破坏性碰撞和外磁场空间不均匀性引起的展宽。使得原子的磁共振展宽几乎全部来自于自旋交换碰撞展宽,可直接观测到随着原子极化度增强原子磁共振线宽变窄的现象,即光缩现象。

在 FID 信号采样过程中,泵浦光处于关闭状态,这样原子的极化随采样时间的增加而不断减小,

表 1 不同温度下,由原子破坏性碰撞导致的展宽

Table 1 Linewidths caused by destructive collisions of atoms at different temperatures

Temperature /°C	D_{wall} /Hz	D_{N_2} /Hz
90	1.52	1.44
100	1.54	1.46
110	1.57	1.48
120	1.58	1.50

自旋交换弛豫速率也将逐渐变大,对于 FID 采样期间含时弛豫速率的分析还需进一步的理论与实验研究。尽管随着温度的增加,光缩现象引起的展宽减小更为显著,但从实验结果中可以看到,磁共振展宽随温度变化的总体趋势仍然是以较快速率增加,这会抵消碱金属原子密度增加所带来的优势。所以结合光缩现象寻找脉冲泵浦式原子磁力仪的优化参数,探索脉冲泵浦式原子磁力仪的灵敏度极限,仍需进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Gómez C, Hornero R, Abásolo D, et al. Analysis of the magnetoencephalogram background activity in Alzheimer's disease patients with auto-mutual information[J]. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, 2007, 87(3): 239-247.
- [2] Sternickel K, Braginski A I. Biomagnetism using SQUIDs: status and perspectives[J]. *Superconductor Science and Technology*, 2006, 19(3): S160-S171.
- [3] Groeger S, Bison G, Knowles P E, et al. Laser-pumped cesium magnetometers for high-resolution medical and fundamental research[J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2006, 129(1/2): 1-5.
- [4] Huang S J, Zhang G Y, Hu Z H, et al. Human magnetoencephalography measurement by highly sensitive serf atomic magnetometer [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(12): 1204006.
黄圣洁, 张桂迎, 胡正琿, 等. 利用高灵敏的无自旋交换弛豫原子磁力仪实现脑磁测量[J]. *中国激光*, 2018, 45(12): 1204006.
- [5] Xu S J, Crawford C W, Rochester S, et al. Submillimeter-resolution magnetic resonance imaging at the Earth's magnetic field with an atomic magnetometer[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(1): 013404.
- [6] Sarma B S P, Verma B K, Satyanarayana S V. Magnetic mapping of Majhgawan diamond pipe of central India[J]. *Geophysics*, 1999, 64(6): 1735-1739.
- [7] Mende S B, Harris S E, Frey H U, et al. The THEMIS array of ground-based observatories for the study of auroral substorms [M]//Burch J L, Angelopoulos V. *The THEMIS mission*. New York, NY: Springer, 2009: 357-387.
- [8] Russell C T, Chi P J, Dearborn D J, et al. THEMIS ground-based magnetometers [J]. *Space Science Reviews*, 2008, 141: 389-412.
- [9] Turkakin H, Marchand R, Kale Z C. Mode trapping in the plasmasphere [J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2008, 113(A11): A11210.
- [10] Carreon H. Fretting damage assessment in Ti-6Al-4V by magnetic sensing[J]. *Wear*, 2008, 265(1/2): 255-260.
- [11] Životský O, Postava K, Kraus L, et al. Surface and bulk magnetic properties of as-quenched FeNbB ribbons [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, 320(8): 1535-1540.
- [12] Bonavolonta C, Valentino M, Peluso G, et al. Non destructive evaluation of advanced composite materials for aerospace application using HTS SQUIDs [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2007, 17(2): 772-775.
- [13] Kuroda M, Yamanaka S, Isobe Y. Detection of plastic deformation in low carbon steel by SQUID magnetometer using statistical techniques[J]. *NDT & e International*, 2005, 38(1): 53-57.
- [14] Tralshawala N, Claycomb J R, Miller J H Jr. Practical SQUID instrument for nondestructive testing[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 71(11): 1573-1575.
- [15] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(15): 151110.
- [16] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, et al. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596-599.
- [17] Knowles P, Bison G, Castagna N, et al. Laser-driven Cs magnetometer arrays for magnetic field measurement and control [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2009, 611(2/3): 306-309.
- [18] Ledbetter M P, Theis T, Blanchard J W, et al. Near-zero-field nuclear magnetic resonance [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(10): 107601.
- [19] Chen B T, Jiang M, Ji Y L, et al. Spin-exchange relaxation free atomic magnetometer for zero-field nuclear magnetic resonance detection [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(10): 1004001.
- [20] Savukov I M, Zotev V S, Volegov P L, et al. MRI with an atomic magnetometer suitable for practical imaging applications [J]. *Journal of Magnetic Resonance*, 2009, 199(2): 188-191.
- [21] Appelt S, Baranga A B A, Erickson C J, et al. Theory of spin-exchange optical pumping of ^3He and ^{129}Xe [J]. *Physical Review A*, 1998, 58(2): 1412-1439.
- [22] Appelt S, Ben-Amar Baranga A, Young A R, et al. Light narrowing of rubidium magnetic-resonance lines

- in high-pressure optical-pumping cells [J]. *Physical Review A*, 1999, 59(3): 2078-2084.
- [23] Smullin S J, Savukov I M, Vasilakis G, et al. Low-noise high-density alkali-metal scalar magnetometer [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(3): 033420.
- [24] Lee S K, Sauer K L, Seltzer S J, et al. Subfemtotesla radio-frequency atomic magnetometer for detection of nuclear quadrupole resonance [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(21): 214106.
- [25] Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V, et al. Tunable atomic magnetometer for detection of radio-frequency magnetic fields [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(6): 063004.
- [26] Jau Y Y, Post A B, Kuzma N N, et al. Intense, narrow atomic-clock resonances [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(11): 110801.
- [27] Xia H, Ben-Amar Baranga A, Hoffman D, et al. Magnetoencephalography with an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(21): 211104.
- [28] Scholtes T, Schultze V, IJsselsteijn R, et al. Light-narrowed optically pumped M_x magnetometer with a miniaturized Cs cell [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043416.
- [29] Sheng D, Li S, Dural N, et al. Subfemtotesla scalar atomic magnetometry using multipass cells [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(16): 160802.
- [30] Grujić Z D, Koss P A, Bison G, et al. A sensitive and accurate atomic magnetometer based on free spin precession [J]. *The European Physical Journal D*, 2015, 69(5): 135.
- [31] Purcell E M, Field G B. Influence of collisions upon population of hyperfine states in hydrogen [J]. *The Astrophysical Journal*, 1956, 124: 542.
- [32] Bison G, Wynands R, Weis A. A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2003, 76(3): 325-328.
- [33] Kim K, Begus S, Xia H, et al. Multi-channel atomic magnetometer for magnetoencephalography: a configuration study [J]. *NeuroImage*, 2014, 89: 143-151.