

用于冷原子的高精度磁场锁定系统

刘雪梅 芮扬 张亮 武跃龙 武海斌

High-precision magnetic field locking system for cold atoms

Liu Xue-Mei Rui Yang Zhang Liang Wu Yue-Long Wu Hai-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 145205 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220399

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220399>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

轨道Feshbach共振附近类碱土金属原子的杂质态问题

Impurity problem of alkaline-earth-like atoms near an orbital Feshbach resonance

物理学报. 2019, 68(4): 040305 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181937>

超冷费米气体的膨胀动力学研究新进展

Recent progress of expansion dynamics in strongly-interacting ultracold Fermi gases

物理学报. 2019, 68(4): 046702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182293>

光晶格中超冷原子系统的磁激发

Magnetic excitation of ultra-cold atoms trapped in optical lattice

物理学报. 2019, 68(4): 043703 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190153>

超冷极性分子

Ultracold dipolar molecules

物理学报. 2019, 68(4): 043301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182274>

超冷 ^6Li 费米气体的密度涨落和亚泊松分布

Density fluctuations and sub-Poisson distribution in the ultracold Fermi gas of ^6Li

物理学报. 2020, 69(13): 136701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200603>

超冷原子系综的非高斯纠缠态与精密测量

Non-Gaussian entangled states and quantum metrology with ultracold atomic ensemble

物理学报. 2019, 68(4): 040306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190147>

用于冷原子的高精度磁场锁定系统*

刘雪梅 芮扬 张亮 武跃龙[†] 武海斌

(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200241)

(2022 年 3 月 6 日收到; 2022 年 3 月 29 日收到修改稿)

磁场调控的 Feshbach 共振是调控原子间相互作用最常用的基本工具, 减小磁场起伏, 对于提高超冷原子散射共振的稳定性有着重要意义. 本文通过一套分流磁场锁定系统, 实现了百高斯磁场下相对不确定度为 10^{-6} 量级的磁场锁定, 相较于未经锁定时, 低频电流噪声得到 45 dB 以上的抑制. 利用本文的锁定方法, ^6Li 原子团 Rabi 振荡相干时间提高了 9.6 倍, 有效延长了超冷原子系统的相干时间. 同时根据原子的 Raman 损耗谱标定了磁场均方根噪声, 通过选择无相互作用的 528 Gs ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$) 处进行检测, 磁场均方根噪声抑制到 1.2 mGs, 相较于未经锁定时, 磁场均方根噪声降低 16 倍, 磁场锁定相对不确定度为 2.27×10^{-6} . 这样的磁场锁定系统, 可以为超冷原子气体提供精确稳定的背景磁场, 对延长量子存储寿命、精确调控原子散射、开展凝聚态物理模拟等超冷量子气体实验有重要意义.

关键词: 磁场锁定, Feshbach 共振, 超冷量子气体**PACS:** 52.70.Ds, 37.10.De, 67.85.-d**DOI:** 10.7498/aps.71.20220399

1 引言

超冷原子分子体系由于具有高隔离度和纯净可控的特点, 不仅为研究原子分子物理学, 也为凝聚态物理、少体和多体物理模拟的研究等提供了探索量子世界基本规律的载体. 在基于冷原子的量子通信^[1,2]、量子模拟^[3,4]、量子操控实验中^[5,6], 经常使用百毫高斯到百高斯的均匀磁场为冷原子提供量子化轴. 由此, 光场或者射频诱导的共振跃迁频率直接被量子化轴的稳定性所影响, 如量子比特中两个线性独立的基矢之间的相位受到磁场噪声的影响^[7], 会导致显著的退相干过程. 虽然可以采取磁不敏感态^[1]或者动力学退耦合^[8,9]等方法减弱磁场噪声对量子比特的影响. 但是对于某些特殊原子, 如 ^6Li 原子, 不存在严格的磁不敏感态, 因此采用动力学退耦和方案会大幅度增加系统复杂度, 磁场的高精度稳定对实验开展至关重要.

同时, 基于 Feshbach 共振技术, 磁场调控成为操控原子间相互作用最常用的基本工具^[10]. 通过控制磁场, 在低能 s 波散射的条件下, 理论上散射长度可以从正无穷到负无穷之间被连续调控. 根据共振宽度和费米能量之间的关系, Feshbach 共振大致可以分为宽 Feshbach 共振^[11]和窄 Feshbach 共振^[12,13]. 一般而言, 人们通常利用宽 Feshbach 共振研究普适物理规律^[14,15], 而窄 Feshbach 共振的散射特性由于有着较强的能量依赖关系, 其有效作用范围可以大于原子间范德瓦耳斯长度, 在高温超导超流、中子星物态模拟等研究中展现独特优势. 然而由于窄 Feshbach 共振的共振宽度和费米能量可以相互比较, 散射特性受磁场扰动较大, 因此稳定的均匀磁场是研究窄 Feshbach 共振的先决条件.

实验上, 一般利用亥姆霍兹线圈给冷原子气体提供所需的磁场环境, 磁场噪声一般由线圈电流噪声和环境其他磁场噪声共同决定. 通过高精度电流源可以输出低噪声电流, 但是回路中仍然存在电

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304201)、国家自然科学基金 (批准号: 11925401, 11734008, 12074125)、上海市优秀学术带头人 (批准号: 17XD1401500) 和上海市基础研究重大研究计划 (批准号: 17JC1400500) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ylwu@lps.ecnu.edu.cn

流噪声影响高精度 Feshbach 共振磁场的控制. 虽然使用低温超导线圈和超导开关可以使超导磁体工作在持续电流状态, 得到极其稳定的磁场, 但它需要额外的低温系统^[16]; 也可以通过永磁体提供所需磁场, 但是永磁体限制了超冷量子气体实验中对磁场强度和方向等的调控^[17,18]; 磁屏蔽通常被用以屏蔽环境中其他电子仪器的磁场噪声^[19–23], 如意大利 BEC 中心的 Farolfi 等^[19]设计了一套紧凑型磁屏蔽, 剩余磁场 $2.6 \mu\text{Gs}$ ($1 \text{Gs} = 10^{-4} \text{T}$), 获得了 10^{-5} 量级的抑制效果, 但这种方案会影响光路的搭建且对磁屏蔽内部磁场没有屏蔽效果, 因此迫切需要一种易于操控同时结构简单的方法实现磁场的高精度控制. 实验上, 动态反馈的方法更易于操控调节^[24–31], 对于几十毫高斯以下的磁场已经实现 2.5×10^{-6} 量级的锁定^[24,25], 近几年也有报道实现了一百高斯左右磁场的锁定, 如牛津大学的 Merkel 等^[26]和 Tarlton^[27]通过反馈与前馈相结合将磁场锁定至 $4.3 \mu\text{Gs}$ (0.29×10^{-6}), 中国科学院大学课题组^[28]通过磁屏蔽与动态反馈相结合的方式将磁场锁定至 $18.5 \mu\text{Gs}$ (1.28×10^{-6}), 但目前对五百高斯以上的大磁场高精度控制研究相对较少,

并且由于需要的线圈电流较大, 线圈电流噪声对磁场噪声的贡献更突出, 这导致对大磁场的高精度控制仍具有挑战性.

本文通过一套磁场分流反馈锁定系统, 通过将磁场线圈电流噪声分流的方式实现磁场线圈电流噪声的稳定, 实现了 ^6Li 原子中 Feshbach 共振磁场 10^{-6} 量级的精密控制, 反馈回路闭合时低频电流噪声得到 45 dB 以上的抑制. 为了评估实际磁场的稳定情况, 使用原子作为磁场探针, Rabi 振荡相干时间提高了 9.6 倍, 通过测量不同 Raman 脉宽诱导下的原子损失谱, 在损失谱的高斯拐点处统计原子数起伏, 进一步验证了系统锁定精度, 锁定前后磁场均方根噪声由 20.66 mGs 抑制到 1.2 mGs, 得到了 16 倍的抑制, 与电流噪声的抑制基本一致. 这样的分流反馈锁定系统可以方便有效地为超冷量子气体提供高精度磁场控制, 提高量子系统相干时间.

2 磁场锁定设计

如图 1 所示, 实验中采用分流锁定的方式稳定磁场线圈电流, 磁场线圈由一个低噪声的恒流源

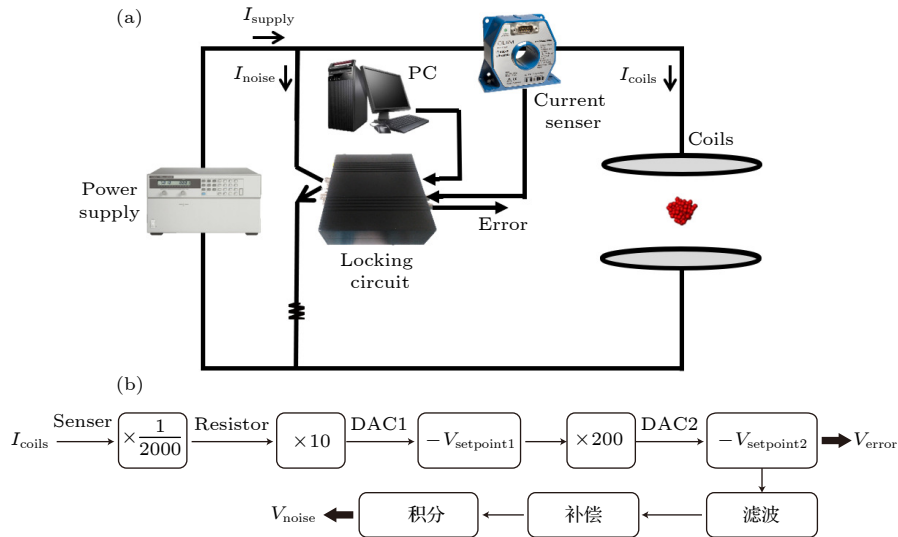


图 1 (a) 磁场锁定系统. 图中电源输出为恒流模式, 线圈与分流支路并联, 电流传感器测量通过线圈的电流, 并通过锁定电路控制 I_{noise} 的大小. (b) 信号处理流程图. 线圈电流 I_{coils} 通过电流探测器 ($\times 1/2000$)、 10Ω 采样电阻 ($\times 10$) 后, 再经过与粗调、细调参考电压作差放大 ($\times 200$), 获得误差信号 V_{error} , 对误差信号进行滤波、补偿处理后, 再积分并选择合适的反馈带宽, 最终获得控制电压 V_{noise} .

Fig. 1. (a) Magnetic locking system. The power supply runs in constant-current mode. The coil is in parallel with the I_{noise} . The current sensor measures the current passing through the coil and controls the I_{noise} through the magnetic field stabilization circuit. (b) Block diagram of the locking circuit. After the coil current I_{coils} passes through the current detector with a conversion ratio of 1:2000, the signal is reduced by 2000 times, and then amplified by 10 times through the 10Ω sampling resistor, and then amplified by 200 times after the difference with the reference voltage for coarse adjustment and fine adjustment. After filtering and compensating the error signal, the gain is obtained through the integrating circuit and the bandwidth is defined to obtain the control voltage.

“Keysight 6691 A”供电. 该反馈电路首先采用低噪声电流探测器探测磁场线圈电流, 并对电流噪声进行取样, 通过图 1(b) 所示的反馈回路处理后, 驱动三极管的基极. 通过三极管实时反馈控制支路小电流的大小, 达到反馈主路大电流的目的.

首先, 为了探测线圈电流中主要的噪声频率, 选择的电流传感器必须在几千赫兹频率范围内具有高灵敏度和低噪声. 在大磁场下, 通常需要电源提供较高的电流, 直接串联电阻采样会带来较大的功率损耗, 而电流探测器探测电路电流时不需要接入线路中, 可以无损测量电流, 不会带来磁场线圈的功率损耗. 本文选择磁通门电流探测器“LEM IT 400-S”, 该电流探测器是目前商用的最低噪声的电流探测器 (在 1 Hz—1 kHz 范围内且通过电流 400 A 时, 探测信号的均方根噪声为 1×10^{-6}), 实验中根据需要的磁场绕合适的匝数. 这里以 528 Gs 磁场为待锁定磁场, 它需要电源输出 90 A 左右的供电电流, 通过电流探测器探测后, 由一个高精度低温漂的四端电阻和一个差分放大器测量, 同时抑制共模噪声.

由于电流探测器信号转换比率仅为 1/2000, 导致输出的信号噪声与电子元件的固有噪声相近, 需要将测量信号进行放大. 这里将测量信号与两个由数模转换器 (DAC) 提供的参考电压作差、放大 200 倍, 通过 Beagle Bone Black 板控制 DAC 芯片, 从而实现直流参考电压的粗调和细调, 分辨率为 0.09×10^{-6} . 接下来, 将电流探测器连接到锁定系统中, 没有反馈锁定的情况下, 施加 90 A 的电流测量初始线圈电流噪声 (图 2, 蓝线) 并做功率谱密度分析 (图 3, 蓝线). 由图 3 可知, 线圈电流的噪声主要位于 1 kHz 以下, 此频段对应于磁场的均方根噪声为 16.4 mGs. 其中 50 Hz 和谐波是市电导致线圈电流的波动. 通过噪声的频率分布, 反馈回路所需的带宽应不低于 1 kHz. 另一方面, 反馈回路带宽需要对电流探测器本身的时钟噪声 (17 kHz 及其谐波) 不敏感. 因此, 在产生误差信号后的反馈电路中加入陷波和低通滤波器. 然而, 这些滤波器降低了反馈回路的相位裕度, 如带宽接近 17 kHz, 会导致电路不稳定, 因此最终选择 3 kHz 作为目标反馈带宽.

在确定了目标带宽后, 需要在反馈回路的目标带宽上有效实现电流分流反馈. 如果电源是一个理想的直流输出恒流源, 那么所有支路电流之和等于

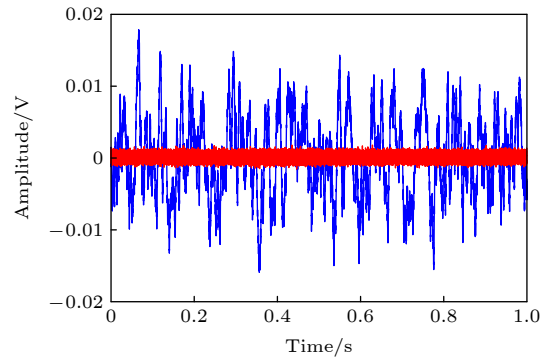


图 2 锁定前后误差信号波形图. 红色为有磁场锁定时的误差信号, 蓝色为没有磁场锁定时的误差信号

Fig. 2. Error signal waveform. Red is the error signal measured when the magnetic field is stable, and blue is the error signal obtained when the magnetic field is locked.

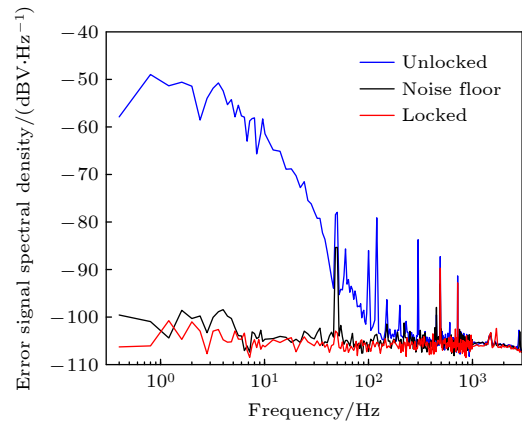


图 3 误差信号的功率谱密度. 红色为锁定后误差信号的功率谱密度, 蓝线为锁定前误差信号的功率谱密度, 黑线为锁定系统的底噪

Fig. 3. The power spectral density (PSD) of the error signal. The red line is the PSD of the error signal after locking, the blue line is the PSD of the error signal before locking, and the black line is the measured noise floor of the system.

干路电流, 通过分流器分流的任何交流信号都会在磁场线圈所在支路诱导幅度相等、相位相反的信号. 然而, 电源的大输出电容导致电源在更高频率下偏离理想的恒流源, 并通过耦合线圈的电感产生谐振效应, 导致分流器分流的交流信号与其在线圈所在支路诱导产生的信号幅度不等. 为了解决这个问题, 测量了线圈电流 I_{coils} 与支路电流 I_{noise} 的传递函数 $I_{\text{coils}}/I_{\text{noise}}$, 由传递函数可得从 1 Hz 到 100 Hz, 信号的振幅下降了一个数量级以上, 因此我们在反馈电路的滤波器之后增加了一个补偿级. 使补偿级的传递函数近似于传递函数 $I_{\text{coils}}/I_{\text{noise}}$ 的逆, 用以补偿信号幅度下降的部分. 由于测量的传递函数强烈地

依赖于电源和线圈的电感, 因此, 补偿级的参数需要适应实际情况进行调整. 反馈电路的最后一级是提供增益并定义带宽, 输出的信号作用于三极管实现电流分流, 并且可以实现高达 100 mA 的电流分流.

反馈回路构建完成后, 测量了反馈回路闭合时的误差信号 (图 2, 红线), 并将其与没有任何锁定时时的测量结果进行比较 (图 2, 蓝线). 当反馈回路关闭时, 可以看到在反馈带宽内噪声明显被抑制, 通过电流均方根噪声的对比, 由 5.6 mV 锁定至 0.39 mV, 电流噪声降至锁定前的 1/14. 除了直接测量误差信号波形变化来评价锁定效果外, 误差信号的功率谱密度分析也是重要的评价方式, 图 3 是通过误差信号处理得到的功率谱密度, 由图 3 红线可以看出, 在反馈带宽内, 噪声明显被抑制, 1 kHz 频率以下的电流噪声都有改善, 其中低频电流噪声得到 45 dB 以上抑制. 有部分噪声低于底噪 (黑线), 这是由于我们是环内测量, 实际锁定后的噪声不会低于底噪.

3 超冷原子 Rabi 振荡和原子损失谱

冷原子实验中导致两个态间的退相干的影响因素包括光频的抖动、磁场的抖动等, 只有将除磁场抖动外的其他因素排除, 才能准确地评估磁场噪声对两个态之间退相干时间的影响. 所以作为对系统整体稳定性的评价, 拉比振荡可以用来评价二能级系统的相干性, 用拉比振荡的衰减时间来表示 $1/e$ 的相干时间 (一般用 $1/e$ 衰减时间来表征相干时间). 通过拉曼脉冲光诱导原子内态分布的振荡.

在之前的工作中已经描述过产生 ^6Li 超冷费米气体的过程 [14,15,32–34], 冷却后原子 1:1 均匀布居于 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态, 为了规避相互作用对退相干的影响, 在磁场强度 528 Gs 处 ($|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态无相互作用), 利用共振光将 $|1\rangle$ 态原子吹走, 通过拉曼脉冲光耦合 $|2\rangle$ 和 $|5\rangle$ 态, 实现两态之间粒子数的周期性振荡.

测量磁场锁定前后拉比振荡, 结果如图 4 所示, 通过一个余弦衰减函数进行拟合 [35]: $P(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}} \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right)$, 其中 τ_0 是衰减时间, T_0 是拉比振荡周期. 拟合曲线为图 4 中红线, 通过拟合的结果得到磁场锁定后退相干时间相比没有锁定时延长了 9.6 倍. 这个结果也表明实验系统中磁场噪声是引起退相干的主要因素.

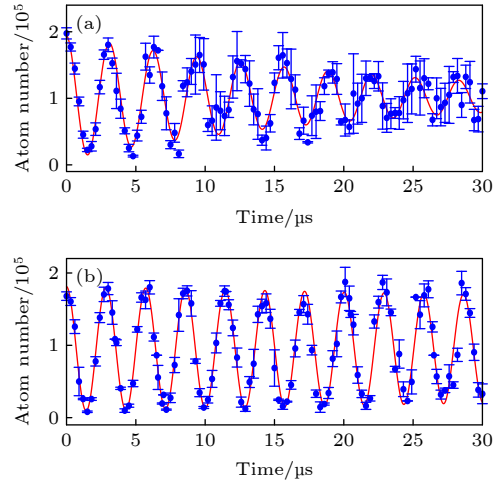


图 4 (a) 磁场锁定前和 (b) 磁场锁定后, ^6Li 原子 $|2\rangle$ 和 $|5\rangle$ 态之间的拉比振荡. 蓝色点为测量值, 红色曲线为拟合曲线
Fig. 4. (a) Rabi oscillation between ^6Li ground state $|2\rangle$ and $|5\rangle$: (a) Without magnetic lock; (b) with magnetic lock. Blue line: measured results; red line: fitted results.

为了进一步验证锁定前后磁场噪声的大小, 通过测量原子损失谱评估原子处的绝对磁场噪声, 实验中先将原子制备到 $|2\rangle$ 态, 再使用 π 脉冲的同向拉曼光将 $|2\rangle$ 态的原子转移到 $|5\rangle$ 态, 通过扫描 Raman 光双光子失谐, 得到 $|2\rangle$ 态原子损失谱如图 5 所示.

为了进一步标定磁场抖动, 需要提高损失谱中原子数抖动相对于磁场抖动的敏感性. 对于原子损失谱, 由图 5 可知, 在损失谱不同失谐处, 归一化的原子数对失谐有不同的敏感度系数 $k_1(\omega) = \frac{\Delta P}{\Delta f}$, 在损失谱的高斯拐点处存在最大的敏感度系数 $k_1(\text{HW})$. 同时利用更长的 Raman 光脉冲, 可以获得更窄线宽的损失谱. 对于原子能级结构而言, 磁场抖动引起能级的共振频率的偏移: $\Delta f = \frac{\mu_B}{\hbar} \times (g_J m_J + g_I m_I) \Delta B$, 对于 ^6Li 原子 528 Gs 磁场处, $|2\rangle$ 态与 $|5\rangle$ 态之间的频率差与磁场满足: $k_2 = \frac{\Delta f}{\Delta B} = 2.77 \text{ MHz/Gs}$.

通过 k_1, k_2 的传递关系可知, 损失谱原子数抖动受磁场噪声影响为 $\Delta P = k_1(\omega) \cdot k_2 \cdot \Delta B$. 在实验上, 将双光子失谐固定在损失谱的高斯拐点, 重复测量损失谱原子数抖动, 即可推导原子背景磁场的抖动情况. 测量结果如图 6(a) 所示, 拉曼光 π 脉冲为 2.5 μs 时, $k_1(\omega) = 0.0039/\text{kHz}$, 根据锁定前 (蓝) 和锁定后 (红) 测量得到的原子数抖动, 计算得到对应的磁场均方根噪声从 20.66 mGs 抑制至 3 mGs. 但是由于原子制备过程本身存在原子数的

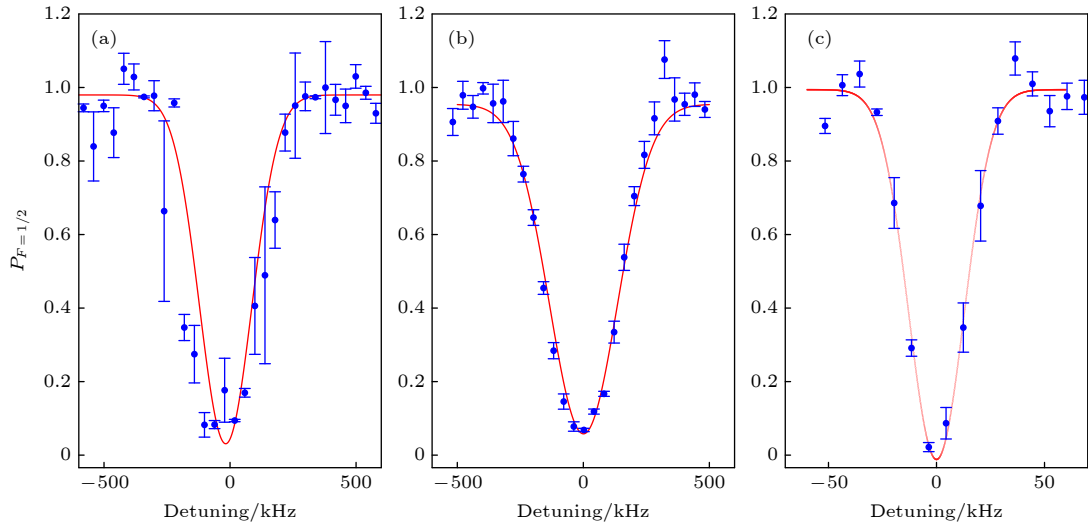


图 5 锁定前后的原子损失谱 (a) Raman 光 π 脉冲 $2.5 \mu\text{s}$, 没有磁场锁定时的拉曼跃迁谱; (b) Raman 光 π 脉冲 $2.5 \mu\text{s}$, 磁场锁定时的原子损失谱; (c) Raman 光 π 脉冲 $24 \mu\text{s}$, 磁场锁定时的拉曼跃迁谱. 蓝色的点是测量值, 红线为拟合曲线

Fig. 5. The atom loss spectrum. The atom loss spectrum with $2.5 \mu\text{s}$ Raman π pulse duration when the magnetic field is (a) unlocked and (b) locked; (c) the atom loss spectrum with $24 \mu\text{s}$ Raman π pulse duration when the magnetic field is locked. The blue dots are the measured data, and the red line is the fitted curve.

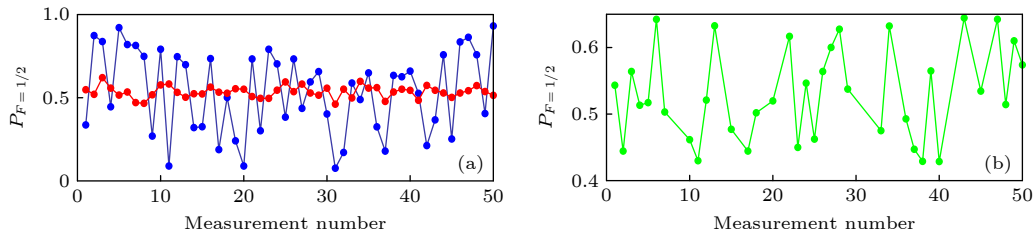


图 6 原子损失谱的高斯拐点处原子数的抖动 (a) Raman 光 π 脉冲为 $2.5 \mu\text{s}$ 时, 红色 (蓝色) 数据点为磁场锁定 (未锁定) 时原子的抖动; (b) Raman 光 π 脉冲为 $24 \mu\text{s}$ 时, 绿色数据点为磁场锁定时原子的抖动. 图 (b) 与图 (a) 相比, 原子数对失谐有不同的敏感度系数, 提高了 16.5 倍

Fig. 6. Relative atom number fluctuation when two-photon detuning is at half width of the atom loss spectrum: (a) When Raman π pulse duration is $2.5 \mu\text{s}$, red (blue) dots are the measured data when the magnetic field is locked (unlocked); (b) when Raman π pulse duration is $24 \mu\text{s}$, green dots are the measured data when the magnetic field is locked.

抖动, 归一化测量过程不能完全消除这部分抖动. 为进一步抑制测量过程引入噪声对磁场噪声大小评估的干扰, 将拉曼光 π 脉冲时间增长至 $24 \mu\text{s}$ 以获得更窄线宽损失谱和更高 $k'_1(\omega) = 0.0462/\text{kHz}$. 对应测量结果如图 6(b) 所示, 根据上述式子可得磁场均方根噪声为 1.2 mGs , 相对 528 Gs 磁场背景, 磁场控制精度为 2.27×10^{-6} , 锁定前后磁场噪声降低到 $1/16$, 与前面用电流噪声测量结果一致.

4 结 论

综上所述, 本文通过分流锁定的方式, 抑制 Feshbach 磁场线圈的电流噪声, 其中低频电流噪声得到 45 dB 以上的抑制, 线圈电流均方根噪声降

低到 $1/14$. 紧接着, 测量了磁场锁定前后 ^6Li 原子拉比振荡, 锁定后相比锁定前拉比振荡相干时间延长了近 9.6 倍. 利用 Raman 光测量了原子损失谱, 并通过损失谱高斯拐点处原子的抖动, 通过原子作为探针进一步标定了磁场的均方根噪声, 磁场锁定前后由 20.66 mGs 抑制到 1.2 mGs , 降低到 $1/16$. 原子探针测量结果和锁定环路误差信号对应的磁场噪声抑制效果一致. 本文利用的磁场锁定系统, 可以为超冷量子气体实验提供稳定的磁场背景, 有助于提高量子系统相干时间.

参考文献

- [1] Xu Z, Wu Y, Tian L, Chen L, Zhang Z, Yan Z, Li S, Wang H, Xie C, Peng K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503
- [2] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414**

- [3] Feynman R P 1982 *Int. J. Theor. Phys.* **21** 467
- [4] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 153
- [5] Yang R G, Zhang C X, Li N, Zhang J, Gao J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 094205 (in Chinese) [杨荣国, 张超霞, 李妮, 张静, 郜江瑞 2019 物理学报 **68** 094205]
- [6] Jing J, Zhang J, Yan Y, Zhao F, Xie C, Peng K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 167903
- [7] Riedl S, Lettner M, Vo C, Baur S, Rempe G, Durr S 2012 *Phys. Rev. A* **85** 022318
- [8] Szwed D J, Webster S C, Steane A M, Lucas D M 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 025501
- [9] De Lange G, Wang Z H, Ristè D, Dobrovitski V V, Hanson R 2010 *Science* **330** 60
- [10] Chin C, Grimm R, Julianne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [11] Bruun G M 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053602
- [12] Hazlett E L, Zhang Y, Stites R W, O'Hara K M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 045304
- [13] Jagannathan A, Arunkumar N, Joseph J A, Thomas J E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 075301
- [14] Deng S J, Shi Z Y, Diao P P, Yu Q L, Zhai H, Qi R, Wu H B 2016 *Science* **353** 371
- [15] Deng S J, Diao P P, Yu Q L, Wu H B 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 053401
- [16] Ruster T, Schmiegelow C T, Kaufmann H, Warschburger C, Schmidt-Kaler F, Poschinger U G 2016 *Appl. Phys. B* **122** 254
- [17] Brandl M F, van Mourik M W, Postler L, Nolf A, Lakhmanskiy K, Paiva R R, Moller S, Daniilidis N, Haffner H, Kaushal V, Ruster T, Warschburger C, Kaufmann H, Poschinger U G, Schmidt-Kaler F, Schindler P, Monz T, Blatt R 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 113103
- [18] Lamporesi G, Donadello S, Serafini S, Ferrari G 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 063102
- [19] Farolfi A, Trypogeorgos D, Colzi G, Fava E, Lamporesi G, Ferrari G 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 115114
- [20] Kornack T W, Smullin S J, Lee S K, Romalis M V 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 223501
- [21] Tayler M C D, Theis T, Sjolander T F, Blanchard J W, Kentner A, Pustelny S, Pines A, Budker D 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 091101
- [22] Burt E A, Ekstrom C R 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2699
- [23] Kubelka-Lange A, Herrmann S, Grosse J, Lammerzähl C, Rasel E M, Braxmaier C 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 063101
- [24] Shilmi K 2013 *Ph.D. Dissertation* (Israel: Weizmann Institute Of Science)
- [25] Dedman C J, Dall R G, Byron L J, Truscott A G 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 024703
- [26] Merkel B, Thirumalai K, Tarlton J E, Schafer V M, Ballance C J, Harty T P, Lucas D M 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 044702
- [27] Tarlton J E 2018 *Ph.D. Dissertation* (Ann Arbor: Imperial College London)
- [28] Xu X T, Wang Z Y, Jiao R H, Yi C R, Sun W, Chen S 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 054708
- [29] Yang Y M, Xie H T, Ji W C, Wang Y F, Zhang W Y, Chen S, Jiang X 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 014701
- [30] Wang J, She S, Zhang S 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2175
- [31] Botti L, Buffa R, Bertoldi A, Bassi D, Ricci L 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 035103
- [32] Zhang X, Chen Y, Wu Z, Wang J, Fan J, Deng S, Wu H 2021 *Science* **373** 1359
- [33] Yu Q L, Deng S J, Diao P P, Li F, Yu s, Wu H B 2017 *J. Quantum Opt.* **23** 254 (in Chinese) [俞千里, 邓书金, 刁鹏鹏, 李芳, 尉石, 武海斌 2017 量子光学学报 **23** 254]
- [34] Li R, Wu Y L, Rui Y, Li B, Jiang Y Y, Ma L S, Wu H B 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 063002
- [35] Claudon J, Zazunov A, Hekking F W J, Buisson O 2008 *Phys. Rev. B* **78** 184503

High-precision magnetic field locking system for cold atoms^{*}

Liu Xue-Mei Rui Yang Zhang Liang Wu Yue-Long[†] Wu Hai-Bin

(*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200241, China*)

(Received 6 March 2022; revised manuscript received 29 March 2022)

Abstract

In ultracold atomic experiments, evaporative cooling is usually achieved by using Feshbach resonance magnetic fields on the order of Gauss to hundreds of Gauss. The frequency of resonant transition induced by the optical field or radiofrequency is directly affected by the stability of the quantum axis. For example, the phase between two linearly independent vectors of a qubit is affected by the magnetic field noise. Based on the Feshbach resonance technique, magnetic field regulation has become a basic tool to control the interaction between atoms. Narrow Feshbach resonance shows unique advantages in high-temperature superconducting, superfluidity, neutron star state simulation, etc. However, since its resonance width and Fermi energy can be compared with each other, the scattering characteristics are greatly disturbed by the magnetic field. Therefore, a stable and uniform magnetic field is a prerequisite for studying the narrow Feshbach resonances. In experiment, Helmholtz coils are usually used to provide the magnetic field for cold atomic gas, and the magnetic field noise is generally determined by the coil current noise and other magnetic field noises of the environment. However, there are relatively few researches of the high-precision control of large magnetic fields above hundreds of Gauss. With a larger coil current required, the coil current noise contributes more to the magnetic field noise, thus high-precision control of large magnetic fields is still challenging. In this paper, a magnetic field locking system is used to realize a 2.27×10^{-6} level locking of the Feshbach magnetic field. A feedback locking system is used to achieve the stability by shunting the magnetic field coil current noise. Compared with the non-locked magnetic field, the low-frequency current noise is suppressed by more than 45 dB. To assess the stability of the actual magnetic field at the atoms, the Rabi oscillation is measured, the coherence time increases nearly 9.6 times, which effectively improves the stability of the ultracold atomic system. Furthermore, we measure the atom number fluctuation at the Gaussian inflection point of the loss spectrum under different Raman pulse widths to evaluate the noise of the magnetic field. Roman pulse duration up to a 24 μs is used to increase the sensitivity of atom number fluctuation in loss spectrum relative to magnetic field noise, of which the root mean square (RMS) noise is suppressed from 20.66 mGs to 1.2 mGs, a 16-fold reduction of the noise is obtained. Such a magnetic field locking system can provide an accurate and stable background magnetic field for ultracold atomic gases, which is of great significance for extending quantum storage time, precisely controlling atomic scattering, and simulating of condensed matter and other ultracold quantum gas in experiment.

Keywords: magnetic field locking, Feshbach resonance, ultracold quantum gas

PACS: 52.70.Ds, 37.10.De, 67.85.-d

DOI: 10.7498/aps.71.20220399

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11925401, 11734008, 12074125), the Program of Shanghai Subject Chief Scientist, China (Grant No. 17XD1401500), and the Major Research Plan of Basic Research of Shanghai, China (Grant No. 17JC1400500) .

[†] Corresponding author. E-mail: ylwu@lps.ecnu.edu.cn