

激光与光电子学进展

${}^6\text{Li}$ 冷原子干涉仪的实现及反冲频率精密测量

芮扬¹, 张亮¹, 段春泱¹, 刘鹏悦¹, 余石川¹, 武跃龙^{1,2*}, 武海斌^{1,2}¹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;²华东师范大学量子科学与精密测量研究院, 上海 200241

摘要 实现了具有最轻质量碱金属 ${}^6\text{Li}$ 的冷原子干涉仪, 并通过精确测量其反冲频率初步获得精细结构常数。为了克服 ${}^6\text{Li}$ 原子的总角动量为半整数所导致的对磁场敏感的困难, 提出一种磁不敏感 Raman 跃迁, 实现了垂直 Raman 光的共轭 Ramsey-Bordé 型原子干涉仪, 其相干时间超过 2.3 ms。通过几何关系用四组干涉仪消除 Raman 光束之间角度带来的误差。测量得到的反冲频率 ω_r 为 $2\pi \times 73672.789(36)$ Hz, 精细结构常数为 $1/137.035976(33)$, 是迄今为止基于冷原子干涉仪对 ${}^6\text{Li}$ 反冲频率的最精确测量。 ${}^6\text{Li}$ 冷原子干涉仪的实现不仅丰富了原子干涉仪的元素, 而且由于其反冲频率大的特点, 在精密测量领域具有极大的潜力。

关键词 反冲频率测量; 冷原子干涉仪; 精细结构常数

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231302

Realization of the ${}^6\text{Li}$ Cold Atom Interferometer and Precise Measurement of Recoil Frequency

Rui Yang¹, Zhang Liang¹, Duan Chunyang¹, Liu Pengyue¹, Yu Shichuan¹,
Wu Yuelong^{1,2*}, Wu Haibin^{1,2}¹State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200241, China;²Institute of Quantum Science and Precision Measurement, East China Normal University, Shanghai 200241, China

Abstract We report a cold atom interferometer based on the lightest alkali metal ${}^6\text{Li}$ and measure its recoil frequency precisely, measuring the fine-structure constant on a preliminary basis. To overcome the challenges associated with magnetic-field sensitivity caused by the half-integer spin of atoms, a magnetically insensitive Raman transition and a conjugated Ramsey-Bordé interferometer involving crossed Raman beams and coherence time >2.3 ms is realized. The error in the angles between Raman beams is eliminated using four sets of interferometers developed based on geometric relationships. The measured recoil frequency ω_r is $2\pi \times 73672.789(36)$ Hz, and the fine-structure constant is $1/137.035976(33)$. These values indicate the most accurate measurements for ${}^6\text{Li}$ obtained using the reported atom interferometer. The implementation of the ${}^6\text{Li}$ cold atom interferometer not only enriches the elements of atom interferometers, but also has great potential in the field of precision measurement due to its high recoil frequency.

Key words recoil frequency measurement; cold atom interferometer; fine-structure constant

1 引言

冷原子干涉仪在量子物理、广义相对论和宇宙学等基础研究中得到了广泛的研究。同时由于其相位对电场、磁场等物理量极其敏感, 已经成为精确测量原子

性质^[1]、引力常数^[2-5]、地球自转^[6]和重力梯度^[7-8]的最重要手段之一。在检验基本物理定律方面, 原子干涉仪也扮演着重要的角色, 爱因斯坦等效性原理^[9-12]、暗能量理论模型^[13-14]、洛伦兹不变性^[15]等都能通过冷原子干涉仪来验证。冷原子由于其极好的相干性以及长的

收稿日期: 2023-05-12; 修回日期: 2023-05-22; 录用日期: 2023-05-23; 网络首发日期: 2023-06-03

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFA1404202)、国家自然科学基金(11925401, 11734008, 11374101, 12074125)、上海市科技重大项目(2019SZZDZX01)

通信作者: *ylwu@lps.ecnu.edu.cn

展开时间,在精密测量领域有着重要的优势。精细结构常数是物理学中重要的基本常数之一,是表征电磁相互作用强度的无量纲常数。精细结构常数的测量在基础科学领域中具有重要地位,是许多精密计算模型中的重要参数,对它的高精度测量可用来检验现有物理模型以及探索发现新的物理模型。精细结构常数的测量有多种方法^[16-21],在原子测量中,精细结构常数通过原子干涉仪精确测量反冲频率^[20]得到。

一般来说,大多数原子干涉仪使用相对较重的碱金属原子,如 Na、K、Rb 和 Cs。而锂原子由于其质量低、反冲频率高具有许多优点。例如,更高的反冲频率使得相同系统误差导致的相对不确定度更小,更短的相干时间即可达到相同的测量精度。在碱金属中,⁶Li 及 ⁷Li 这对同位素具有较大的相对质量差,通过测量爱因斯坦等效原理(EEP)来验证标准模型时,其检验精度将高于其他碱金属。2017 年,通过短脉冲 Raman 跃迁解决原子团温度导致的多普勒展宽困难,Cassella 等^[22]实现了 300 μ K 的 ⁷Li 原子干涉仪。然而,⁶Li 冷原子干涉仪的实现仍然具有挑战性。除了与 ⁷Li 相比更难冷却之外,⁶Li 原子的总角动量为半整数的特点使得其不存在 $|m_F=0\rangle$ 磁不敏感态。此外,⁶Li 中小的精细结构分裂和电子自旋与核自旋之间的弱耦合导致 Raman 跃迁的 Rabi 频率与非弹性散射率的比值很小,这进一步提高了 ⁶Li 原子干涉仪实现的难度^[23]。

本文报道了 ⁶Li 原子 Ramsey Bordé 型冷原子干涉

仪的实现,发展了关键技术来提高反冲频率测量的精度。通过 ⁶Li 的 2S-3P 这一窄线宽跃迁,制备了低温初始原子样品。采用射频与激光共同作用原子的方法,实现高效的磁子能级态制备。针对 ⁶Li 原子总角动量为半整数这一点,通过垂直 Raman 光成功实现 $\sigma^+-\pi$ 的磁不敏感跃迁。所提 ⁶Li 冷原子干涉仪的相干时间达到 2.3 ms,最终获得的反冲频率 ω_r 为 $2\pi \times 73672.789(36)$ Hz、精度达到 490×10^{-9} 、精细结构常数为 $1/137.035976(33)$ 。

2 实验过程

2.1 低温原子团的制备

在原子干涉实验中,低温原子的制备非常重要,这将直接决定干涉信号的相干时间。通过标准的磁光阱(MOT)制备低温原子样品,实验装置如图 1 所示。在玻璃腔中,⁶Li 原子先后被俘获在红 MOT 和紫 MOT 中。⁶Li 原子的预冷却方法与之前的工作^[24-27]相似,锂原子在炉子中加热至 673 K 后喷出,用塞曼减速器将原子速度降低至几十 m/s。紧接着,利用 2S-2P 能级跃迁的 671 nm 激光以及反亥姆霍兹线圈提供的梯度磁场将原子囚禁在红 MOT 中。优化激光的失谐、光强与磁场梯度,获得原子数为 1.2×10^8 、温度为 300 μ K 的原子团。为了获得更低温度的原子团,通过窄线宽冷却技术将原子转移到 2S-3P 能级跃迁对应的 323 nm 的紫 MOT 中。

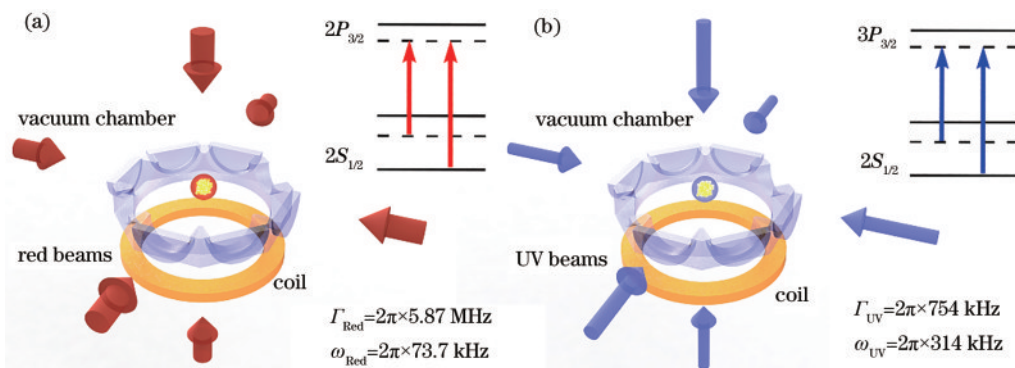


图 1 低温原子样品制备装置图。(a)红 MOT 及 2S-2P 跃迁能级图;(b)紫 MOT 及 2S-3P 跃迁能级图。原子先后被红 MOT 和紫 MOT 囚禁,获得温度为 40 μ K、原子数为 6×10^7 的初始原子样品

Fig. 1 Diagram of preparation of low-temperature atom sample. (a) The 671 nm MOT and the energy level of 2S-2P transition; (b) the 323 nm MOT and the energy level of 2S-3P transition. The atoms are successively trapped by 671 nm MOT and 323 nm MOT, and the 6×10^7 atoms are obtained at the temperature of 40 μ K finally

当原子跃迁的自然线宽与反冲频率相比拟时,极低的冷却光可以将原子冷却到低于反冲温度极限($T_R = 2\hbar\omega_r/k_B = 30.4 \mu$ K,其中, k_B 是玻尔兹曼常数),这也被称为窄线宽冷却。根据全量子理论预测^[28-29],在窄线宽所在的量子区域 $\omega_r \gtrsim \Gamma$ 中找到具有特定动量原子的概率与宽线宽中的高斯分布不同,由此多普勒频移的不确定性 $k\delta v$ 小于激发态的窄自然线宽,在低光强的残余动能约为 $0.5E_r$, E_r 为反冲能量。2S-3P 这一跃

迁的自然线宽 $\Gamma_{UV} = 2\pi \times 754$ kHz,单光子反冲频率 $\omega_{UV} = 2\pi \times 314$ kHz,两者大小相当,可以在弱冷却光时使用窄线宽冷却技术^[30-31]。紫 MOT 光路与红 MOT 光路一致,由二向色镜将两者在空间上合束。323 nm 激光由 1293 nm 的基频光四倍频后得到,基频光与光学频率梳拍频后,频率锁定在光学频率梳中超稳腔上。光梳的频率稳定性达到 3×10^{-16} @1293 nm@1 s,锁定后的基频光光频稳定性将优于 1 Hz。在紫 MOT 中,单

光子失谐为 $-1.5\Gamma_{UV}$, 冷却光功率密度为 $0.04I_s$ 时 ($I_s=13.8\text{ mW/cm}^2$ 为饱和光强), 成功获得了 $16\text{ }\mu\text{K}$ 的冷原子团, 突破反冲温度极限。但是由于较少的原子数不利于干涉信号的提取, 在单光子失谐为 $-3\Gamma_{UV}$ 时将原子装载到紫 MOT 中, 控制磁场梯度为 2 G/cm 不变, 在 15 ms 内降低单光子失谐到 $-1\Gamma_{UV}$, 冷却光光强由 $1I_s$ 降低至 $0.8I_s$, 以此来降低原子团的温度。最终, 获得温度为 $40\text{ }\mu\text{K}$ 、原子数为 6×10^7 的初始原子样品, 从红 MOT 到紫 MOT 的装载效率约为 50% 。

2.2 高效磁子能级态制备

对于原子干涉仪来说, 将参与干涉的原子制备到单个磁子能级至关重要^[32]。不同磁子能级的原子会形成不同的原子干涉仪, 将造成干涉条纹的叠加, 导致干涉信号显著退相干, 不利于反冲频率的提取。此外, 在初始状态下制备的原子越多, 干涉信号的信噪比越好, 干涉对比度也将提高。

可以用扫描同向 Raman 谱的方法来确定原子在不同磁子能级上的分布。对于 ${}^6\text{Li}$ 原子, 考虑到所有可能的 Raman 跃迁, 原子处于 $|2S_{1/2}, F=3/2\rangle$ 态的概率可以表示为

$$P_{F=3/2} = \sum_{j=4,5,6}^{i=1} P_i \frac{\Omega_{ij}^2}{\Omega_{ij}^2 + \delta_{ij}^2} \sin^2\left(\frac{\tau_p}{2} \sqrt{\Omega_{ij}^2 + \delta_{ij}^2}\right) + \sum_{j=3,4,5}^{i=2} P_i \frac{\Omega_{ij}^2}{\Omega_{ij}^2 + \delta_{ij}^2} \sin^2\left(\frac{\tau_p}{2} \sqrt{\Omega_{ij}^2 + \delta_{ij}^2}\right), \quad (1)$$

式中: $P_i (i=1, 2)$ 是原子处于 $|i\rangle$ 态的概率; 有效 Rabi 频率 $\Omega_{ij} = \Omega_i^* \Omega_j / (2\Delta)$, $\Omega_i (\Omega_j)$ 是 Raman 光下 $|i\rangle$ 态 ($|j\rangle$ 态) 与虚能级的 Rabi 频率, Δ 和 δ_{ij} 分别是 Raman 光单光子失谐和双光子失谐; τ_p 是 Raman 脉冲的持续时间。

当正交线偏振的两支 Raman 光沿着量子化轴传播时, $\Delta m_F = \pm 1$ 的跃迁是禁止的, 只存在 $|1\rangle \rightarrow |5\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁 (定义 ${}^6\text{Li}$ 基态磁子能级能量由低到高分别为 $|1\rangle \sim |6\rangle$ 态), 这意味着 $\Omega_{23} = \Omega_{25} = \Omega_{14} = \Omega_{16} = 0$, 方程 1 演变为

$$P_{F=3/2} = P_1 \frac{\Omega_{15}^2}{\Omega_{15}^2 + \delta_{15}^2} \sin^2\left(\frac{\tau_p}{2} \sqrt{\Omega_{15}^2 + \delta_{15}^2}\right) + P_2 \frac{\Omega_{24}^2}{\Omega_{24}^2 + \delta_{24}^2} \sin^2\left(\frac{\tau_p}{2} \sqrt{\Omega_{24}^2 + \delta_{24}^2}\right), \quad (2)$$

由此可见, 两个峰的峰值强度比可以代表 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态的原子数之比。

一般来说, 原子的磁子能级态制备是通过光学泵浦或射频场来实现的^[33-35]。对于总原子角动量是半整数的 ${}^6\text{Li}$ 原子, 不存在用纯光态制备的 $|m_F=0\rangle$ 暗态。分别进行了纯光态制备和激光与射频相结合的磁子能级态制备, 如图 2(a)、(b) 所示。对于 ${}^6\text{Li}$, 不存在 $|m_F=0\rangle$ 暗态, 用红 MOT 中的冷却光将原子激发到上能级后自发辐射落到 $|2S_{1/2}, F=1/2\rangle$ 态, 再用相对于 $|2S_{1/2}, F=1/2, m_F=1/2\rangle \rightarrow |2P_{1/2}, F=1/2, m_F=-1/2\rangle$ 红失谐的 σ^- 激光将原子泵回激发态。经过多次循环

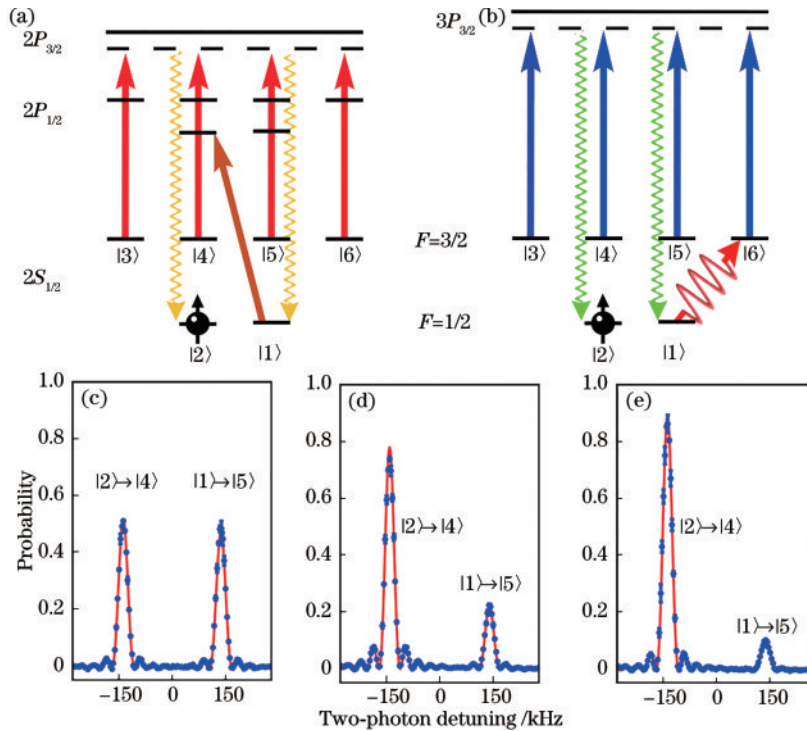


图 2 ${}^6\text{Li}$ 原子磁子能级态制备以及结果。(a)(b) 纯光态制备和激光与射频共同态制备的示意图; (c)(d)(e) 未态制备、纯光态制备以及激光与射频共同态制备原子分布

Fig. 2 Schematic diagrams and results of the state preparation for ${}^6\text{Li}$ atoms. (a)(b) The schematic diagrams of state preparation by pure optical and combination with laser and radio frequency, respectively; (c)(d)(e) the atom distribution before state preparation, after state preparation by pure optical and combination with laser and radio frequency

后,原子将聚集在暗态 $|2\rangle$ 态。此外,激光与射频共同态制备如图 2(b)所示,在紫 MOT 之后,关闭紫 MOT 的回泵光,打开紫 MOT 冷却光。在 150 mG 的量子化轴磁场下,耦合 $|1\rangle\rightarrow|6\rangle$ 跃迁的频率为 228.475 MHz 的射频信号也同时打开。这需要一个可以在此频率高效辐射射频信号的天线。小型环形天线的近场磁场能量远大于电场能量,并且其封闭结构使其对周围环境不敏感,这些优点使得小型环天线在复杂的冷原子实验系统中得到使用。

在态制备过程之后,通过扫描沿着量子化轴的正交线偏振的同向 Raman 谱,获得两个磁子能级的原子数之比。归一化的实验数据如图 2(c)~(e)所示,由式(2)可知,在态制备之前, $|2\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的原子数之比为 1:1。对于纯光态制备的方案,优化参数后,将 $|1\rangle$ 态原子泵浦到激发态的光与将 $|2S_{1/2}, F=3/2\rangle$ 态原子泵浦到激发态的光分别开启 100 μ s 和 80 μ s,将 78% 的原子制备到 $|2\rangle$ 态。对于激光与射频相结合的磁子能级态制备方法,在射频信号与激光分别打开 1 ms 与 1.2 ms 后,将 90% 的原子制备到 $|2\rangle$ 态。由此可见,对于 ${}^6\text{Li}$ 原子,激光和射频相结合的方法态制备效果更好。除此之外,纯光态制备还会将原子团从 40 μ K 加热至 120 μ K,而激光与射频相结合的方法仅从 40 μ K 引起轻微的加热至 50 μ K。特别是对于低质量原子,显著的加热会降低物质波的相干性,从而降低干涉仪的测量精度。

2.3 磁不敏感 Raman 跃迁

${}^6\text{Li}$ 原子制备干涉仪的另一个挑战是总角动量为半整数,没有 $|m_F=0\rangle\rightarrow|m_F=0\rangle$ 磁不敏感跃迁,磁场的噪声将会带来 Raman 跃迁能级间的退相干,进而影响干涉信号。经过计算,找到了一个垂直结构的磁不敏感 Raman 跃迁。

在弱磁场存在时, ${}^6\text{Li}$ 基态哈密顿量为

$$H = \frac{\alpha_{\text{hfs}}}{\hbar^2} \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} + \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J \mathbf{S} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (3)$$

式中: α_{hfs} 是磁偶极常数; \mathbf{S} 和 \mathbf{I} 是电子自旋和核自旋; g_I 和 g_J 是原子核和电子的 g 因子; μ_B 是玻尔磁子; \hbar 是约化普朗克常数。

Raman 跃迁过程中两个磁子能级之间的能级差为 $2\mu_B B(m_f + m_i)/3h$,其中, $m_i = \{-3/2, -1/2, 1/2, 3/2\}$,是末态磁量子数, $m_f = \{-1/2, 1/2\}$,是初态磁量子数。对于 $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$ 跃迁,其一阶塞曼频移为零。更进一步地,通过对哈密顿量进行对角化,可以发现在 $B_0 = 20.47$ mG 处存在一个“魔术”磁场,在该磁场 B_0 下, $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$ 跃迁的能量偏移 E_{25} 对磁场 B 的变化不敏感,即

$$\left. \frac{dE_{25}}{dB} \right|_{B=B_0} = 0.$$

作为对比,其他碱金属在弱磁场时 $|m_F=0\rangle\rightarrow|m_F=0\rangle$ 跃迁的磁敏感系数为

$$\frac{dE_{00}}{dB} = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{\hbar \Delta E_{\text{hfs}}} B, \quad (4)$$

式中: ΔE_{hfs} 是基态的超精细结构劈裂。对于非零磁场 B ,能级偏移不为零并且偏移对磁场的变化 dE_{00}/dB 也不为零。

尽管已经用玻璃腔来尽可能降低磁滞对原子干涉实验的影响,但是在 MOT 磁场关闭时,实验系统的其他金属部件仍然会感应出微弱的感生电流,并且感生磁场缓慢减小。为了使得轴向磁场稳定,令轴向磁场 $B=150$ mG。在该磁场下,磁场的敏感系数为 4 kHz/G (dE_{25}/dB),和 ${}^7\text{Li}|m_F=0\rangle\rightarrow|m_F=0\rangle$ 跃迁的磁敏感系数相比拟。与其他四个能量偏移主要体现在一阶塞曼偏移的能级跃迁相比, $|1\rangle\rightarrow|6\rangle$ 跃迁($|2\rangle\rightarrow|3\rangle$ 跃迁)和 $|1\rangle\rightarrow|5\rangle$ 跃迁($|2\rangle\rightarrow|4\rangle$ 跃迁)的磁敏感系数比 $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$ 跃迁分别高 450 倍和 220 倍。

在总角动量不为整数的 ${}^6\text{Li}$ 原子中,理论上找到了一种磁不敏感的 Raman 跃迁。为了实现 $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$ 这一磁不敏感跃迁,需要实现 $\sigma^+ - \pi$ 构型的 Raman 跃迁,这要求两支 Raman 光互成 90° 。

2.4 Ramsey-Bordé 干涉仪的实现

Ramsey Bordé 型干涉仪^[33,36-37]由四个 $\pi/2$ 脉冲序列组成,实现物质波的分束和翻转,并最终形成干涉。对于原子干涉仪来说, $\pi/2$ 脉冲时间的精确标定也是重要的。 ${}^6\text{Li}$ 相对于其他碱金属原子,精细结构分裂更小,需要考虑 D_1 和 D_2 线的共同影响。在 Raman 光单光子失谐相对于 D_2 线约为 -5 GHz 时,此时有效 Rabi 频率对单光子失谐最不敏感。扫描磁不敏感 $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$ 跃迁的 Rabi 震荡,经过拟合,有效拉比频率为 $2\pi \times 0.96$ MHz,相应的 $\pi/2$ 脉冲时间约为 280 ns,这一脉冲宽度可以涵盖当前温度的冷原子的多普勒展宽。

每支 Raman 光的光强和直径都为 300 mW 和 4.3 mm,如图 3 所示。确定 $\pi/2$ 脉冲时间后,使用相互垂直的 Raman 光实现原子干涉仪。同时打开 σ^+ 偏振的 Raman 光 1(RB1)和 π 偏振 Raman 光 2(RB2)作为第一次 $\pi/2$ 脉冲, $|2\rangle$ 态原子将获得有效动量 $\hbar k_{\text{eff}}$ 。在时间 T 的自由演化之后,再次打开 RB1 和 RB2 作为第二次 $\pi/2$ 脉冲。经过 T' 的持续时间后,时间间隔为 T 的 Raman 光 3(RB3)和 Raman 光 4(RB4)打开,作为第三次和第四次 $\pi/2$ 脉冲。RB3 和 RB4 这对 Raman 光使得 $|2\rangle$ 态原子获得与前两次方向相反的有效动量,最终实现原子干涉仪。

由于原子团的自由展开速度快于上下干涉仪的分离速度,因此两个干涉仪的输出在空间上重叠。最初在 $|2\rangle$ 态的原子,经过四次 $\pi/2$ 脉冲之后,出现在 $|5\rangle$ 态的概率为

$$P_5 = D \{1 - e^{-\tau} [C_1 \cos(\Delta\phi^+) + C_2 \cos(\Delta\phi^-)]\}, \quad (5)$$

式中: D 是总干涉条纹偏移; τ 表示干涉仪的相干时间; $C_1(C_2)$ 是上(下)干涉条纹的对比度。上(下)干涉仪不

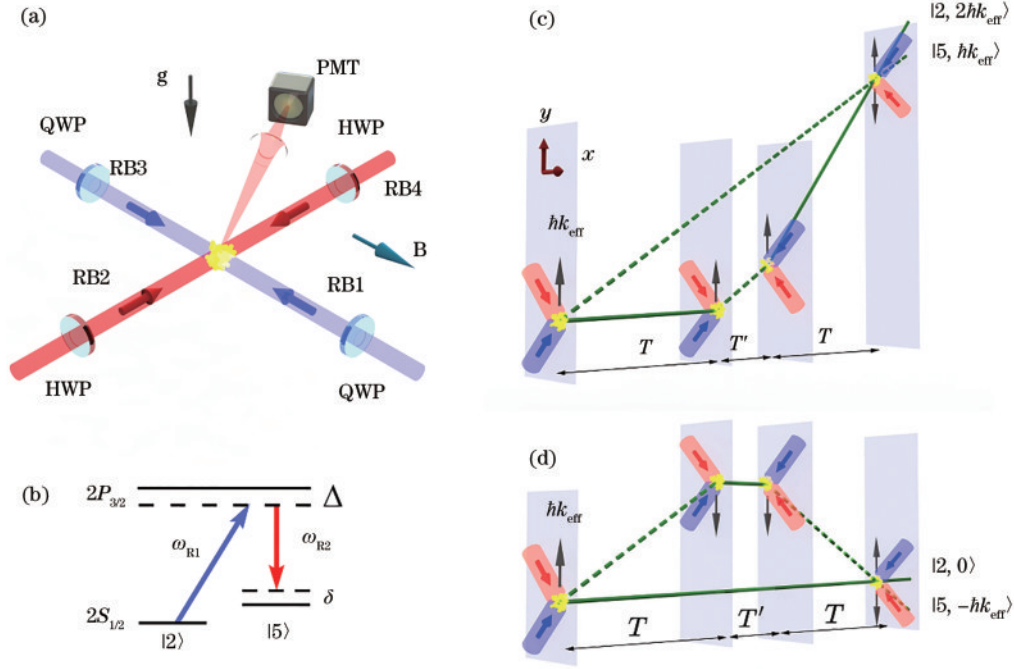


图 3 原子干涉仪实验中 Raman 光的光路与能级图以及共轭 Ramsey Bordé 干涉仪的时空演化图。(a) 相互垂直的 $\sigma^+ - \pi$ 偏振 Raman 光, HWP 和 QWP 分别是半波片和四分之一波片, PMT 是光电倍增管; (b) 磁不敏感 Raman 跃迁涉及的能级和光频; (c) 忽略重力的 Ramsey Bordé 干涉仪中上干涉仪的时空演化图; (d) 忽略重力的 Ramsey Bordé 干涉仪中下干涉仪的时空演化图, 实线和虚线分别表示原子的 $|2\rangle$ 态和 $|5\rangle$ 态, 光脉冲上的箭头表示有效波矢

Fig. 3 The optical path and energy level diagram of Raman beams in atom interferometer, and space-time trajectories of atoms in Ramsey-Bordé interferometers. (a) The $\sigma^+ - \pi$ polarized crossed Raman beams, HWP and QWP are half wave plates and quarter wave plates, respectively, and PMT is a photomultiplier tube; (b) the energy levels and optical frequencies involved in magnetic insensitive Raman transitions; (c) the space-time trajectories of atoms in the up interferometry that ignores gravity; (d) the space-time trajectories of atoms in the low interferometry that ignores gravity, the solid and dashed lines represent the $|2\rangle$ state and $|5\rangle$ state of atoms, respectively, and the arrows represent the direction of effective moment which $|2\rangle$ state gets by pulses

同路径的相位差 $\Delta\phi^+ (\Delta\phi^-)$ 为

$$\Delta\phi^\pm = \pm 4\omega_r T + 2\delta T + 2k_{\text{eff}} a_z T(T + T') + \varphi_0, \quad (6)$$

式中: 第一项来自原子动能, 反冲频率 $\omega_r = \hbar k^2 / (2m)$; 第二项来自双光子失谐, $\delta = \omega_{\text{RL}1} - \omega_{\text{RL}2} - (\omega_2 - \omega_5)$, $\omega_{\text{RL}1}$ 和 $\omega_{\text{RL}2}$ 是 Raman 激光的光频, $\omega_2 - \omega_5$ 是 ${}^6\text{Li}$ 原子在磁场下 $|2\rangle$ 态与 $|5\rangle$ 态之间的能级差; 第三项来自沿着有效波矢量方向的加速度 a_z ; 第四项是初始时刻两个干涉路径的相位差。

在经过四次 $\pi/2$ 脉冲序列之后, 对 $|5\rangle$ 态的原子进行荧光成像^[38-39] 探测。但是系统噪声 (如探测光的光强抖动、光频抖动以及电路的高频噪声等) 都会对信号带来影响。为了消除该不利影响, 将原子再次全部泵回 $|2S_{1/2}, F = 3/2\rangle$ 态探测总原子数, 两次探测到的荧光信号的比值即为原子处于 $|5\rangle$ 态的概率^[23], 该方法同时抑制了原子数波动带来的噪声。

在本研究中, 使用相互垂直的两支 Raman 光实现原子干涉仪, ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪的干涉信号如图 4 所示, 根据式 (5) 可以提取反冲频率和相干时间。而 Raman 光之间的角度会对反冲频率造成偏移。为了精确测量反冲频率, 必须确定 Raman 光束之间的角度, 这在实验上是困难的, 本实验组发展了一种通过测量四组干

涉仪来消除角度影响的方法^[27]。通过测量四组干涉信号平均每四组测量的反冲频率, 以此修正角度带来的频率偏移。每组干涉仪用相同的参数重复三次, 任意选择四组干涉仪中的测量结果进行平均, 共获得 81 次反冲频率测量值, 得到的反冲频率 ω_r 为 $2\pi \times 73672.789(15)$ Hz、相干时间 τ 为 $2363(23)$ μs 。考虑到其他系统误差, 最终得到的反冲频率 ω_r 为 $2\pi \times 73672.789(36)$ Hz。

精细结构常数 α 与反冲频率 ω_r 之间的关系如下:

$$\alpha^2 = \frac{R_\infty}{c} \cdot \frac{M}{m_e} \omega_r, \quad (7)$$

式中: R_∞ 是里德伯常数; M 是原子质量; m_e 是电子质量; c 是真空中光速。参考 CODATA2018 中基本物理参数的精确值^[40], 计算得到的精细结构常数为 $1/137.035976(33)$, 精度达到 240×10^{-9} 。与文献^[22]中的 ${}^7\text{Li}$ 原子干涉仪相比, 所提干涉仪的相干时间延长了一个量级, 测量的反冲频率的相对不确定度提高了两个量级。当前精细结构常数的最精确的值^[40] 为 $137.03599084(21)$ 。实验中的测量值与上述值仅相差 1σ , 代表了迄今为止使用原子干涉仪对 ${}^6\text{Li}$ 反冲频率的最精确测量。大动量转移技术^[41-42] 的使用, 是在原

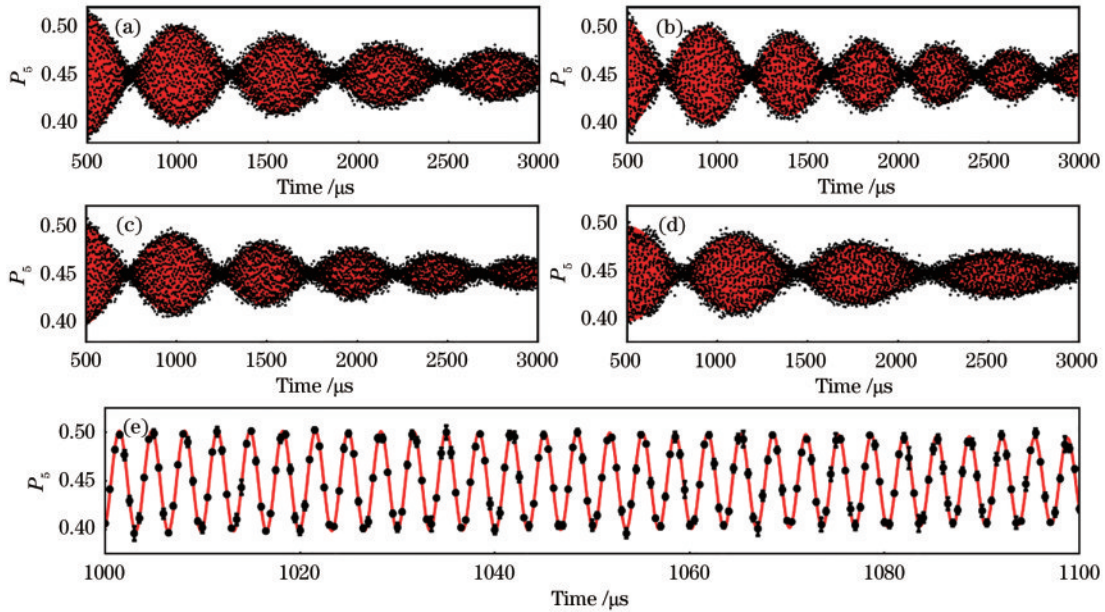


图 4 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪的干涉信号。(a)~(d) 四组共轭 Ramsey Bordé 干涉仪中, $|5\rangle$ 态原子出现的概率, 每个点是具有相同实验参数的三次测量的平均; (e) 在 $1000\sim 1100\ \mu\text{s}$ 的演化时间内, 图 4(a) 参数下干涉信号的细节, 这一高频的震荡由反冲频率造成

Fig. 4 Interference signal of the ${}^6\text{Li}$ atom interferometer. (a)~(d) The probability of the detecting of $|5\rangle$ state in four conjugated Ramsey Bordé interferometers, each point is the average value of three measurements with the same parameters; (e) closer inspection fringes at $1000\sim 1100\ \mu\text{s}$ under the parameters in Fig. 4 (a), this high-frequency oscillation is due to the recoil frequency

子干涉仪测量中得到高精度精细结构常数的主要原因之一。在现有的极高精度精细结构常数测量的原子干涉仪实验中^[19-20], 不使用大动量转移技术时, 精细结构常数精度在 100×10^{-9} 左右。 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪测量得到的精细结构常数的精度与之相比拟, 结合大动量转移技术, 将有望突破当前精细结构常数测量的最高精度。

2.5 误差分析

原子反冲频率的测量精度主要受到干涉时间和冷原子展开时间的限制。通过蒙特卡罗计算来模拟这种限制。经过模拟, $40\ \mu\text{K}$ 原子团的干涉信号的相干时间几乎是 $300\ \mu\text{K}$ 原子团的 3 倍, 这体现出低温对反冲频率测量的优势。实验测量中的各项系统参数, 如磁场、Raman 光的功率和频率稳定性以及 AC Stark 效应等导致的反冲频率的相对不确定度如表 1 所示。最大的一项不确定度是由磁场噪声带来的。发现, $|2\rangle\rightarrow|5\rangle$

表 1 测量中不同噪声的相对不确定度。

Table 1 Relative uncertainty budgets for the measurement

Uncertainty component	Variance
Magnetic field	3.5×10^{-7}
AC Stark	2.8×10^{-7}
Phase fluctuation of fibers	5.6×10^{-8}
Coriolis force	$<1\times 10^{-8}$
Single-photon detuning	6.3×10^{-9}
Systematic uncertainty	4.5×10^{-7}
Statistical uncertainty	2.0×10^{-7}
Total uncertainty	4.9×10^{-7}

这一磁不敏感跃迁对获得长相干时间以及高精度反冲频率的原子干涉仪至关重要。在相同条件下实现了磁敏感 $|2\rangle\rightarrow|4\rangle$ 跃迁的 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪, 其相干时间仅为 $0.5\ \text{ms}$, 只有磁不敏感跃迁的 $1/4$ 。另一个较大的影响是 AC Stark 效应, 主要噪声来源是原子在 Raman 光束的不同位置感受到的光强不同, 原子真实的拉比频率随之改变, 导致原子不能以理想 $\pi/2$ 脉冲在不同的态之间转移。对于磁场噪声以及 Raman 光的光强噪声, 通过测量其噪声的功率密度谱, 结合相应的传递函数, 都可以用蒙特卡罗模拟来计算对反冲频率的影响。此外, 本研究中的上下原子干涉仪是共轭的, 平台振动等共模噪声得到了极大的抑制。

3 结 论

实现了 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪, 并精确测量了反冲频率。通过窄线冷却方法制备低温原子团样品, 提高原子物质波的相干性, 使用磁不敏感的垂直 Raman 跃迁以及高效的磁子能级态制备, 得到的 ${}^6\text{Li}$ 原子的反冲频率为 $2\pi\times 73672.789(36)\ \text{Hz}$, 精度达到 490×10^{-9} , 精细结构常数为 $1/137.035976(33)$ 。实现的 ${}^6\text{Li}$ 干涉仪不仅丰富了精细结构常数测量所用的元素, 而且由于其低质量和高反冲频率的特点, 结合大动量转移技术, 有望突破当前精细结构常数测量的最高精度, 在更高精度上检验物理模型。同时, 将干涉仪推广到 ${}^7\text{Li}$ 冷原子, 有望在更高的精度水平上验证等效性原理。

参 考 文 献

- [1] Holmgren W F, Revelle M C, Lonij V P A, et al. Absolute and ratio measurements of the polarizability of Na, K, and Rb with an atom interferometer[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(5): 053607.
- [2] Peters A, Chung K Y, Chu S. High-precision gravity measurements using atom interferometry[J]. *Metrologia*, 2001, 38(1): 25-61.
- [3] Sugarbaker A, Dickerson S M, Hogan J M, et al. Enhanced atom interferometer readout through the application of phase shear[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(11): 113002.
- [4] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, et al. Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(5): 050801.
- [5] Jain M, Tino G M, Cacciapuoti L, et al. New apparatus design for high-precision measurement of G with atom interferometry[J]. *The European Physical Journal D*, 2021, 75(7): 197.
- [6] Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(11): 2046-2049.
- [7] McGuirk J M, Foster G T, Fixler J B, et al. Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(3): 033608.
- [8] Biedermann G W, Wu X, Deslauriers L, et al. Testing gravity with cold-atom interferometers[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(3): 033629.
- [9] Asenbaum P, Overstreet C, Kim M, et al. Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10^{-12} level[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(19): 191101.
- [10] Hohensee M A, Müller H, Wiringa R B. Equivalence principle and bound kinetic energy[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(15): 151102.
- [11] Overstreet C, Asenbaum P, Kovachy T, et al. Effective inertial frame in an atom interferometric test of the equivalence principle[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(18): 183604.
- [12] Zhou L, Long S T, Tang B A, et al. Test of equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction Raman atom interferometer[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(1): 013004.
- [13] Hamilton P, Jaffe M, Haslinger P, et al. Atom-interferometry constraints on dark energy[J]. *Science*, 2015, 349(6250): 849-851.
- [14] Jaffe M, Haslinger P, Xu V, et al. Testing sub-gravitational forces on atoms from a miniature in-vacuum source mass[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(10): 938-942.
- [15] Chung K Y, Chiow S W, Herrmann S, et al. Atom interferometry tests of local Lorentz invariance in gravity and electrodynamics[J]. *Physical Review D*, 2009, 80(1): 016002.
- [16] Jeffery A M, Elmquist R E, Lee L H, et al. NIST comparison of the quantized Hall resistance and the realization of the SI OHM through the calculable capacitor[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1997, 46(2): 264-268.
- [17] Williams E R, Jones G R, Ye S, et al. A low field determination of the proton gyromagnetic ratio in water[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1989, 38(2): 233-237.
- [18] Puchalski M, Pachucki K. Quantum electrodynamics corrections to the 2P fine splitting in Li[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(7): 073004.
- [19] Parker R H, Yu C, Zhong W, et al. Measurement of the fine-structure constant as a test of the standard model[J]. *Science*, 2018, 360(6385): 191-195.
- [20] Morel L, Yao Z B, Cladé P, et al. Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion[J]. *Nature*, 2020, 588(7836): 61-65.
- [21] Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G. New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(12): 120801.
- [22] Cassella K, Copenhaver E, Estey B, et al. Recoil-sensitive lithium interferometer without a subrecoil sample[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(23): 233201.
- [23] Wei R, Mueller E J. Magnetic-field dependence of Raman coupling in alkali-metal atoms[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(4): 042514.
- [24] Deng S J, Shi Z Y, Diao P P, et al. Observation of the Efimovian expansion in scale invariant Fermi gases[J]. *Science*, 2016, 353(6297): 371-374.
- [25] Li R, Wu Y L, Rui Y, et al. Absolute frequency measurement of ${}^6\text{Li}$ D lines with khz-level uncertainty[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(6): 063002.
- [26] Li R, Wu Y L, Rui Y, et al. Observation of subnatural-linewidth spectra in cold ${}^6\text{Li}$ atoms[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(3): 032823.
- [27] Rui Y, Zhang L A, Li R, et al. Recoil frequency measurement with ppb-level uncertainty by ${}^6\text{Li}$ atom interferometer[J]. *Physical Review Research*, 2023, 5(2): 023052.
- [28] Castin Y, Wallis H, Dalibard J. Limit of Doppler cooling[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2046-2057.
- [29] Wallis H, Ertmer W. Broadband laser cooling on narrow transitions[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2211-2219.
- [30] Loftus T H, Ido T, Ludlow A D, et al. Narrow line cooling: finite photon recoil dynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(7): 073003.
- [31] Chen H Z, Yao X C, Wu Y P, et al. Narrow-linewidth cooling of ${}^6\text{Li}$ atoms using the 2S-3P transition[J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(11): 281.
- [32] Cassella K. Hot beats and tune outs: atom interferometry with laser-cooled lithium[D]. Berkeley: University of California, Berkeley, 2018.
- [33] Bordé C J, Salomon C, Avriplier S, et al. Optical Ramsey fringes with traveling waves[J]. *Physical Review A*, 1984, 30(4): 1836-1848.

- [34] Dubosclard W, Kim S, Garrido Alzar C L. Nondestructive microwave detection of a coherent quantum dynamics in cold atoms[J]. *Communications Physics*, 2021, 4: 35.
- [35] Williams J R. Universal few-body physics in a three-component Fermi gas[D]. Pond Lab: The Pennsylvania State University, 2010.
- [36] Olson J, Fox R W, Fortier T M, et al. Ramsey-Bordé matter-wave interferometry for laser frequency stabilization at 10^{-16} frequency instability and below[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(7): 073202.
- [37] Keupp J, Douillet A, Mehlstäubler T E, et al. A high-resolution Ramsey-Bordé spectrometer for optical clocks based on cold Mg atoms[J]. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 2005, 36(3): 289-294.
- [38] Rocco E, Palmer R N, Valenzuela T, et al. Fluorescence detection at the atom shot noise limit for atom interferometry[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(9): 093046.
- [39] Pappa M, Condylis P C, Konstantinidis G O, et al. Ultra-sensitive atom imaging for matter-wave optics[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13(11): 115012.
- [40] Tiesinga E, Mohr P J, Newell D B, et al. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2021, 93(2): 025010.
- [41] Bouchendira R, Cladé P, Guellati-Khélifa S, et al. New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(8): 080801.
- [42] Chiow S W, Kovachy T, Chien H C, et al. $102\hbar k$ large area atom interferometers[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(13): 130403.