

激光与光电子学进展

基于平顶复合光脉冲的大动量原子干涉仪

陈小莉^{1,2}, 鲁思滨¹, 姚战伟¹, 蒋敏¹, 李少康¹, 李润兵^{1,3,4*}, 王谨^{1,3,4}, 詹明生^{1,3,4}¹中国科学院精密测量科学与技术创新研究院, 湖北 武汉 430071;²中国科学院大学, 北京 100049;³合肥国家实验室, 安徽 合肥 230094;⁴武汉量子技术研究院, 湖北 武汉 430206

摘要 提出基于平顶复合光脉冲构建大动量原子干涉仪的方案。利用大动量原子干涉仪灵敏度函数解析模型, 对大动量原子干涉仪的对比度和相位噪声进行分析。将平顶复合光脉冲应用于原子干涉仪进行仿真计算, 结果表明平顶光相比高斯光可提高原子团跃迁的一致性, 增加原子干涉条纹的对比度。通过设计对称反向的复合脉冲序列, 抑制多脉冲作用过程中相位噪声和振动噪声的干扰。数值仿真结果表明, 相比高斯光脉冲, 使用平顶复合光脉冲的大动量原子干涉仪的灵敏度提高了 1 个量级, 同时具有较好的抑制环境噪声的能力。

关键词 平顶复合光脉冲; 大动量原子干涉仪; 对比度; 相位噪声

中图分类号 O431

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230846

Large-Momentum-Transfer Atom Interferometer Based on Top-Hat Composite Light Pulse

Chen Xiaoli^{1,2}, Lu Sibin¹, Yao Zhanwei¹, Jiang Min¹, Li Shaokang¹, Li Runbing^{1,3,4*}, Wang Jin^{1,3,4}, Zhan Mingsheng^{1,3,4}¹Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, Hubei, China;²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;³Hefei National Laboratory, Hefei 230094, Anhui, China;⁴Wuhan Institute of Quantum Technology, Wuhan 430206, Hubei, China

Abstract Herein, we propose a scheme for developing a large-momentum-transfer atom interferometer based on the top-hat composite light pulse technique. Additionally, we analyze the contrast and phase noise using a theoretical model of the sensitivity function of the proposed atom interferometer. A top-hat composite light pulse is used to simulate calculations based on the atom interferometer. We confirm that compared with a Gaussian beam, a top-hat composite light pulse can improve the consistency of atom cloud transitions and increase the contrast of atom interference fringes. By designing symmetrical and reversed composite pulse sequences, the phase noise and vibration noise in the time interval and free evolution process of multipulse action can be suppressed. The numerical simulation results show that the sensitivity of the proposed atom interferometer using a top-hat composite light pulse increases by one order of magnitude compared with that using a Gaussian beam. Moreover, the proposed atom interferometer achieves satisfactory suppression of external technical noise.

Key words top-hat composite light pulse; large-momentum-transfer atom interferometer; contrast; phase noise

1 引言

原子干涉仪(AI)^[1]是一种重要的精密测量仪器,

正逐步应用于基础科学和工程技术领域, 例如对转动^[2-4]、重力^[5-6]、重力梯度^[7-8]、精细结构常数^[9-10]的测量和对弱等效原理的检验^[11-13]。未来更高精度的 AI 也

收稿日期: 2023-03-13; 修回日期: 2023-05-05; 录用日期: 2023-05-08; 网络首发日期: 2023-05-20

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0302002)、国家自然科学基金(12104466, 11674362, 91536221, 91736311)、科技创新 2030“量子通信与量子计算机”重大项目(2021ZD0300604)、中国科学院战略先导研究计划(XDB21010100)、湖北省杰出青年科学基金(2018CFA082)、中国科学院青年创新促进会项目(Y201857)

通信作者: *rbli@wipm.ac.cn

可用于广义相对论检验^[14]和引力波探测^[15-16]。因此,测量精度的提高对精密测量物理和惯性导航应用研究都有着重要的意义。

为了更好地将 AI 应用于科学研究和工程应用,需要进一步发掘其测量精度的潜力,而原子波包分束的动量差太小是限制测量精度提高的主要因素之一。AI 的测量精度与原子波包分束的光子动量大小成正比,原子光学技术可增加光子动量转移,在不改变物理系统体积的前提下可实现干涉环路面积的扩大,是提高测量精度的一个非常重要的途径。目前已经发展了很多相关技术,例如多光脉冲序列^[17]、连续多光子布拉格衍射^[18-20]、光学晶格中 Bloch 振荡^[21-22]、单光子跃迁^[23-24]及绝热通道^[25-28]。相比常见的马赫-曾德尔原子干涉仪(MZI)三脉冲构型,大动量 AI 构型需要很多激光脉冲给原子传递光子动量。因此,单个光脉冲的跃迁效率和相位噪声非常重要,单个脉冲的低跃迁效率和高相位噪声在大动量 AI 将被累加,导致干涉条纹对比度下降和信噪比降低^[29-31],因此研究既能增大干涉面积又能抑制相位噪声的大动量 AI 是进一步提高灵敏度的关键问题。而现有的技术仍存在还未解决的问题:多脉冲序列多数采用高斯光束,激光场的空间分布不够均匀,会降低拉曼跃迁的效率^[32];多光子布拉格衍射需要大的激光功率去增加衍射的阶数,会导致不想要的衍射相位的存在^[33];相位分辨率对精密测量很重要,随着动量转移的光子数增多,相位噪声增大会影响 AI 的相位分辨率^[34]。

为了解决跃迁效率降低和相位噪声增大的问题,本文提出了平顶复合光脉冲。该脉冲由平顶光的对称复合脉冲序列组成。模拟结果表明平顶光可以解决高斯光束在大动量分束器中由于光功率空间分布不均匀导致干涉条纹对比度下降的问题;使用连续加速和减速的光脉冲序列,建立大动量 AI 的灵敏度函数解析模型,考虑到脉冲持续时间,设计平顶复合光脉冲序列,结果表明该序列能抑制相位噪声和振动噪声;最终通过计算原子干涉陀螺仪的角速度分辨率,该平顶复合光脉冲相比高斯 MZI 脉冲对原子陀螺仪的灵敏度可提高 1 个数量级,并且对其他精密测量仪器如原子重力仪和梯度仪都有重要的应用。

2 研究方案

大动量 AI 的实现是通过在 MZI 的基础上加入扩展脉冲(用 A 表示),从而增加干涉环路面积的过程。图 1 是平顶复合光脉冲的大动量 AI 的研究方案,这里 A 只与其中一个干涉臂发生作用。需要脉冲的频率展宽小到足以区分两个干涉臂之间由原子的速度差引起的多普勒频移,并且需要原子团热速度分布引起的频率分布小于 $2\hbar k$ 反冲动量引起的频率差。该方案的优势在于保证了在自由演化过程中两个干涉臂上的原子始终保持相同的原子能级,可共模与原子态相关的噪

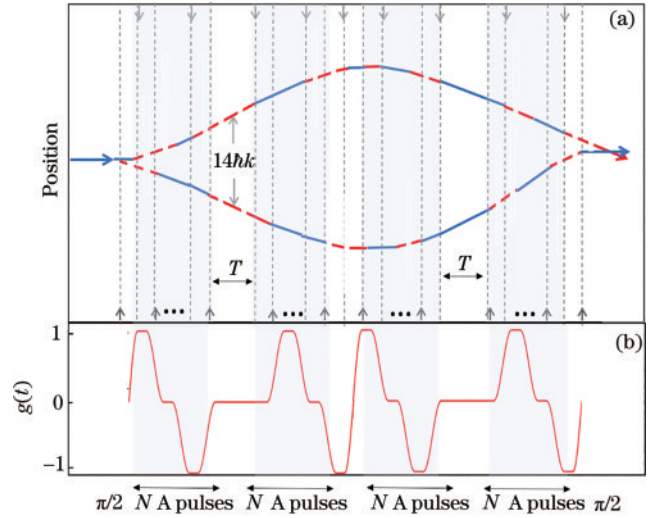


图 1 总体方案图。(a) $14\hbar k$ ($N=6$) 原子干涉仪的脉冲时序和波包轨迹;(b) 平顶复合脉冲的灵敏度函数

Fig. 1 Overall scheme diagram. (a) Diagram of pulse time-sequence and wave packet trajectories for atom interferometer with $14\hbar k$ atom optics ($N=6$); (b) sensitivity function of top-hat composite light pulse

声,如磁场噪声^[35]。

方案的脉冲序列如图 1(a)所示,常规 MZI 脉冲序列的 $\pi/2$ 脉冲将原子波包分开,反射镜 π 序列将波包反转,第二个 $\pi/2$ 分束脉冲与波包合束以产生干涉^[17]。在 MZI 的基础上增加扩展脉冲 A,可实现大动量 AI。在初始 $\pi/2$ 分束器脉冲后,原子通过受激吸收光子,光子从基态 $|1\rangle$ (实线)跃迁到基态 $|2\rangle$ (虚线),按图中的脉冲箭头(深灰和浅灰)连续交替反向等间隔(箭头方向)地增加扩展脉冲 A,产生一个 $14\hbar k$ 大动量转移分束器,此时 $N=6$,省略中间 $N-4$ 个扩展脉冲。这里每次需要施加 4 个扩展脉冲 A,直至施加 $4 \times N$ 个扩展脉冲才能使环路闭合,最终实现 $2(N+1)\hbar k$ 的动量转移。脉冲在作用于干涉臂前需要整形为光功率空间分布均匀的平顶光脉冲,并且通过调谐这些扩展脉冲 A 的频率,它们每次只与上下一个干涉臂的原子作用,这使得在自由演化时间 T 内原子始终保持在相同的原子能级,同处于基态 $|1\rangle$ (实线)或者基态 $|2\rangle$ (虚线),此时传递相位噪声灵敏度函数为 0,如图 1(b)所示。

大动量 AI 相移通过读取分布于两个基态能级原子的布局数确定,表达式为

$$P(\Phi) = \frac{N_{|p\rangle}}{N_{|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle} + N_{|p\rangle}}, \quad (1)$$

式中: $N_{|p\rangle}$ 为动量态为 $|p\rangle$ 的原子数; $N_{|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle}$ 为动量态为 $|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle$ 的原子数; 相移 Φ 与两臂的有效动量差 $k_{\text{eff}} = 2(N+1)\hbar k$ 成正比。这里可测量的最小相移最终受到量子投影噪声的限制,该量子投影噪声与检测到的原子数的平方根成反比^[36]。实际上, AI 的相位灵敏度也会受环境噪声的影响而降低。

3 理论分析

常规的 MZI 使用拉曼脉冲序列,当拉曼脉冲的光强是高斯分布时,光场扰动和环境噪声会使干涉条纹的对比度减小和信噪比降低。应用大动量转移技术(LMT)的 AI 会累积这些不利影响,从而限制 AI 灵敏度的进一步提高。因此本文提出一种平顶复合脉冲,它具有空间分布均匀和相位噪声抑制的优势,特别适合应用于具有 LMT 的 AI。先介绍平顶光的特点,模拟结果表明平顶光可以解决光功率空间分布不均匀的问题,从而提高脉冲与原子作用的跃迁效率和干涉条纹的对比度;由于多脉冲序列会在大动量 AI 中引入更多的相位噪声和振动噪声,应用灵敏度函数解析模型设计出的对称复合脉冲(SCI)序列可以抵消相位噪声和磁场的干扰,更适合构建具有大面积环路的高精度 AI;最后介绍大动量原子陀螺仪采用平顶复合光脉冲(TCL)的优势。

3.1 应用平顶光提高条纹对比度

平顶光不同于高斯光束,它是一种在目标区域具有均匀光功率空间分布的激光束,如图 2 所示。它可以通过光束整形技术来产生,高效、无损失的技术涉及衍射光学元件,例如空间光调制器,但是它的装置体积较大不易于加入实验系统中,因此使用多个非球面光学器件进行光束整形的光束整形器更具有优势。光纤准直器注入的高斯光束经光束整形器后,输出口光束会放大,之后经两个消色差双合透镜产生平顶光,该平顶光更容易嵌入到冷原子拉曼光系统中。

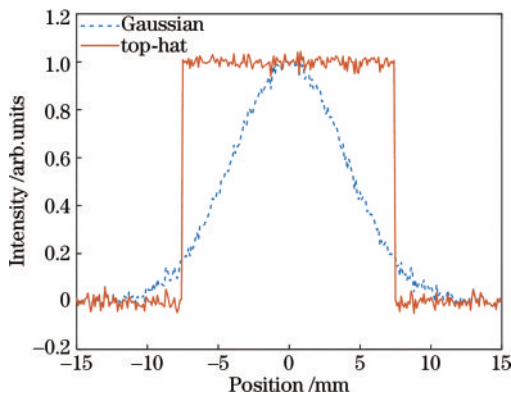


图 2 存在光场扰动的平顶光和高斯光束的光强分布
Fig. 2 Light intensity distribution of top-hat and Gaussian beams under light field perturbation

由于激光束的光功率和相位的均匀性对高精度 AI 至关重要。激光光功率空间分布的不均匀性会导致 AI 的对比度降低,通过使用尺寸比原子云大得多的高斯光束可以减轻光功率空间分布不均匀的问题,但要以降低峰值强度为代价。因此发展一种高质量稳定的光脉冲操控原子实现精准操控是关键。平顶光具有在光斑的绝大部分区域光功率空间分布均匀的特点,

能避免具有高斯光束的 AI 中光场扰动导致的原子团拉比频率不一致和跃迁效率低的问题。

为了评估高斯光束在提高原子光学效率增益上的局限性,数值计算了不同光束与原子团作用后的过程。使用磁光阱,偏振梯度冷却后的冷原子团的温度不是绝对零度,原子团以一定的速度不断热膨胀,其空间分布变化可以表示为

$$f_a(x) = N_e \frac{1}{(r_a + v_a t) \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-(x - x_0)^2}{2(r_a + v_a t)^2}, \quad (2)$$

式中: N_e 是原子总数; r_a 是原子团初始高斯分布的半峰全宽; v_a 是原子团热膨胀的速度; x_0 是原子团的初始位置。高斯光束的光功率类似于原子的空间分布也呈高斯分布,可用拉比频率与空间位置的关系表示,表达式为

$$\Omega_{\text{Gauss}}(x) = \Omega_{\text{eff}} \frac{1}{r_1 \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-x^2}{2r_1^2}. \quad (3)$$

平顶光的光功率空间分布在指定区域是平坦的,考虑到光场扰动,与位置的关系可表示为

$$\Omega_{\text{TH}}(x) = \begin{cases} (1 + \delta) \Omega_{\text{eff}}, & |x| \leq r_1 \\ \delta \Omega_{\text{eff}}, & |x| > r_1 \end{cases}, \quad (4)$$

式中: 光场扰动是通过向拉比频率添加振幅偏移 δ 引入的; r_1 是经过光纤准直器后的光斑高斯分布的半峰全宽。在光束整形器前输入直径 $r_1 = 10$ mm 的高斯光束 ($1/e^2$ 峰值位置), 产生一个半峰全宽为 14 mm 的平顶光束。

激光与原子作用后,原子布局数可表示为

$$P[\Phi(x)] = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Omega_{\text{TH}} \tau), \quad (5)$$

式中: τ 是脉冲作用时间。为了计算原子团与激光束作用后 AI 的信号,将式(2)和式(5)对位置 x 积分,对所有参与干涉的原子进行统计,有

$$P_{\text{total}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_a(x) P[\Phi(x)] dx. \quad (6)$$

假设原子团在初始时刻 $t=0$ 具有初始位置 $x_0=0$ 和原子沿单一方向的飞行速度 $v=5.88$ mm/s, 原子团温度 $\Theta=3.5$ μ K, 膨胀速度 $v_a = \sqrt{k_B \Theta / m} \approx 2$ cm/s, 初始原子团空间分布的半峰全宽 $r_a=3$ mm, 激光束的直径 $r_1=10$ mm。图 3 显示了由式(6)得到的原子团与激光束作用后的拉比振荡,图 3(a)是平顶光束和高斯光束随激光脉冲时长 τ 变化的拉比振荡。当原子团的直径小于光束光斑的直径时,即原子飞行时间 $t=100$ ms, 高斯束和平顶束的拉比振荡具有相似的形状,表明两种光束的拉比频率具有一致性。高斯光束约 95% 的传输效率受到有限的拉比频率(即激光功率)的限制,平顶光束(实线)相比高斯光束(点线)在跃迁效率上有所提高,达到 99%。当飞行时间 $t=800$ ms, 原子团的直径大于光束的直径时,平顶光束(虚线)的拉比振荡相比高斯光束(点虚线)的拉比振荡有了显著

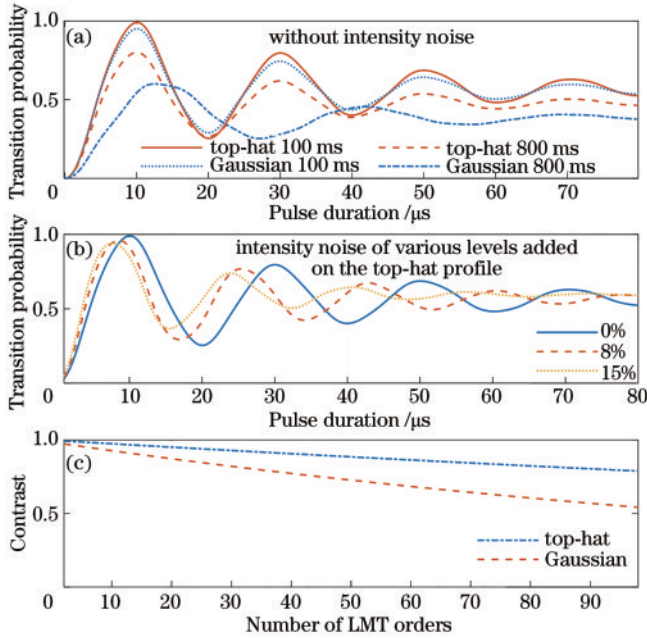


图 3 拉比振荡。(a) 平顶光和高斯光在不同膨胀时间下的原子跃迁效率；(b) 平顶光在不同比例幅度噪声下的原子跃迁效率；(c) 对比度随大动量转移光子数的变化

Fig. 3 Rabi oscillation. (a) Transition efficiency of top-hat and Gaussian beams at different expansion time; (b) transition efficiency of top-hat beam under different proportional amplitude noise; (c) contrast varying with number of LMT orders

改善,因为此时平顶光束一直保持强度均匀,而高斯光束光功率空间分布不均匀,随着原子飞行时间增加,原子团膨胀的尺寸大于高斯光束的尺寸,导致耦合效率降低,原子的跃迁效率也大幅度下降。在实验过程中存在光场扰动的影响,激光束在透过真空玻璃窗后波前会发生变化,模拟了在不同程度光场扰动 δ 下的拉比振荡,在平顶光的平顶轮廓上添加了各种级别的幅度噪声,如图 3(b)所示。加入 0%、8%、15% 比例的幅度噪声,结果表明光场扰动带来的幅度噪声会改变原

子团拉比频率的准确值,也会降低原子的跃迁效率,因此在实验中需要保证平顶光在传播过程中光功率空间分布的均匀性。

在大动量 AI 中,原子团的直径由于热膨胀随飞行时间的增加而增大。当每次原子团的直径接近或者大于高斯光束的束腰时,连续不均匀的原子-光耦合会出现,从而逐渐降低了原子干涉条纹的对比度,如图 3(c)所示。相比高斯光束,平顶光的原子-光耦合的效率更高,在 $98\hbar k$ 光子动量转移的 AI 中干涉对比度要高 28%。因此从模拟的结果可以得出,相比高斯光束,平顶光束的光功率空间分布均匀性有助于在大动量 AI 中提高原子干涉条纹的对比度。

3.2 应用复合对称脉冲抑制噪声

具有对称复合脉冲构型的 AI 中的脉冲序列是由多个快速连续的拉曼脉冲组成的,它由一对反向传播的拉曼激光实现,通过调谐激光脉冲频率展宽,它能够区分两干涉臂之间的多普勒频移。图 4 分别显示了 MZI 和 SCI 序列的 $14\hbar k$ 大动量分束器的灵敏度函数,为了简化,脉冲时间间隔 t_s 等于 $\pi/2$ 脉冲时长 τ 。从初始时刻 0 到 τ 时间内,原子经第一个 $\pi/2$ 脉冲受激吸收光子从基态跃迁;经过脉冲时间间隔 t_s 后,从 2τ 到 10τ 时刻开始,施加的一对对称反向波矢量的扩展 π 脉冲交替地与 AI 的单臂作用,每个 π 脉冲持续 2τ 时间;当原子到达 4τ 、 10τ 、 $T-3\tau$ 时刻,上下干涉臂的原子始终保持相同的原子能级,同理在 $-T-2\tau$ 到 0 时刻原子运动轨迹和灵敏度函数是对称的,可以通过上下臂的相减抵消噪声的影响,最终形成如图 1 所示的 $14\hbar k$ 的大动量分束器。不同于 SCI 序列, MZI 脉冲序列在 10τ 到 $T-8\tau$ 时刻与 AI 双臂的原子同时作用,原子布局数反转,引入加倍的噪声。

为了定量地评估不同脉冲序列对大动量 AI 的灵敏度的影响,引入灵敏度函数^[37]进行分析。激光相移 $\delta\phi$ 会修改 AI 的相移 Φ ,从而影响 AI 的输出端测量的原子跃迁概率 $\delta P(\Phi, \delta\phi, t)$ 。因此 AI 的灵敏度函数

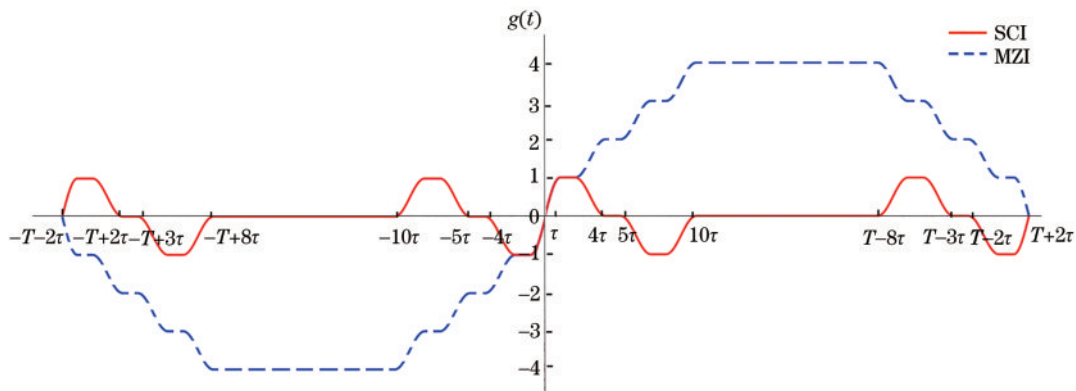


图 4 $14\hbar k$ 动量转移的 SCI 与 MZI 脉冲序列灵敏度函数的比较

Fig. 4 Comparison of the sensitivity function of SCI and MZI sequence with $14\hbar k$ momentum transfer

$g(t)$ 对应于在时间 t 发生的激光相移 $\delta\phi$ 的 AI 相位响应, 定义为

$$g(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} = \frac{2}{\sin\Phi} \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\Phi, \delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (7)$$

假设三个脉冲 $\pi/2-\pi-\pi/2$ 的持续时间分别为 $\tau-2\tau-\tau$, 如果在第二个 π 拉曼脉冲的中间选择了时间原点, 则灵敏度函数 $g(t)$ 是一个奇函数。 $t \geq 0$ 的灵敏度函数的表达式为

$$g_0(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{\text{eff}} t), & t \in [0, \tau) \\ 1, & t \in [\tau, T + \tau) \\ -\sin[\Omega_{\text{eff}}(T - t)], & t \in [T + \tau, T + 2\tau] \end{cases} \quad (8)$$

式中: Ω_{eff} 是有效拉比频率; $|t| > T + 2\tau$, 由于 AI 外部发生相位跳变, 灵敏度函数 $g(t) = 0$ 。

大动量转移 AI 灵敏度函数的计算要包括额外的扩展光脉冲引起的相移。扩展脉冲是由一对特定方向的加速和减速脉冲组成的。因此, 为每对加速和减速脉冲定义一个部分灵敏度函数:

$$g_j(t) = \begin{cases} 0, & t \in [0, t_{j1}) \\ \sin\left[\frac{\Omega_{\text{eff}}(t - t_{j1})}{2}\right]^2, & t \in [t_{j1}, t_{j2}) \\ 1, & t \in [t_{j2}, t_{j3}) \\ \sin\left[\frac{\Omega_{\text{eff}}(t_{j4} - t)}{2}\right]^2, & t \in [t_{j3}, t_{j4}) \\ 0, & t \in [t_{j4}, T + 2\tau] \end{cases} \quad (9)$$

扩展 π 脉冲的第 j 个加速脉冲始于 $t_{j1} = j(2\tau + t_s) - \tau$ 并结束于 $t_{j2} = j(2\tau + t_s) + \tau$, 与第 j 个减速脉冲序列在 $t_{j3} = T - j(2\tau + t_s) + \tau$ 处开始, 在 $t_{j4} = T - j(2\tau + t_s) + 3\tau$ 处结束。其中 $j \geq 1$ 为正整数。要注意的是, 对于不同的扩展脉冲序列的脉冲方向, 部分灵敏度函数有正值之分。因此大动量 AI 总的灵敏度函数为

$$g_{\text{LMT}}(t) = g_0(t) + \sum_{j=1}^N g_j(t) \quad (10)$$

如图 4 所示, 与 MZI 脉冲序列进行对比, 具有 SCI 序列构型的 $14\hbar k$ 灵敏度函数为

$$g(t)_{14\hbar k}^{\text{SCI}} = \begin{cases} \sin(\Omega_{\text{eff}} t), & t \in [0, \tau) \\ 1, & t \in [\tau, 2\tau) \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(t - 2\tau)], & t \in [2\tau, 4\tau) \\ 0, & t \in [4\tau, 5\tau) \\ -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(t - 5\tau)], & t \in [5\tau, 7\tau) \\ -1, & t \in [7\tau, 8\tau) \\ -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(t - 8\tau)], & t \in [8\tau, 10\tau) \\ 0, & t \in [10\tau, T - 8\tau) \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(T - 6\tau - t)], & t \in [T - 8\tau, T - 6\tau) \\ 1, & t \in [T - 6\tau, T - 5\tau) \\ \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(T - 3\tau - t)], & t \in [T - 5\tau, T - 3\tau) \\ 0, & t \in [T - 3\tau, T - 2\tau) \\ -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos[\Omega_{\text{eff}}(T - t)], & t \in [T - 2\tau, T) \\ -1, & t \in [T, T + \tau) \\ \sin[\Omega_{\text{eff}}(T - t)], & t \in [T + \tau, T + 2\tau] \end{cases} \quad (11)$$

为了估计激光相位噪声对 AI 灵敏度的影响, 在傅里叶域 $H(\omega)$ 中定义 AI 的传递函数。干涉相位的变化由传递函数加权的激光相位噪声的功率谱密度 $S_\phi(\omega)$ 得出:

$$H(\omega) = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g(t) dt, \quad (12)$$

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) d\omega \quad (13)$$

不同噪声源的功率谱之间的关系有

$$S_\phi(\omega) = k_{\text{eff}}^2 S_z(\omega) = \frac{k_{\text{eff}}^2}{\omega^4} S_a(\omega), \quad (14)$$

式中: $S_z(\omega)$ 是位移功率谱密度; $S_a(\omega)$ 是振动噪声的

功率谱密度。图 5(a) 和图 5(b) 分别显示了根据式(12)得到的相位噪声和振动噪声对 AI 的传递函

数的影响。14ħk SCI 引入相位噪声的传递函数表示为

$$H_{14\hbar k}^{\text{SCI}}(\omega) = \frac{4i\Omega_{\text{eff}}^2}{\omega^2 - \Omega_{\text{eff}}^2} \sin \frac{\omega(T+2\tau)}{2} \times \left\{ \sin \frac{\omega T}{2} + \frac{\omega}{\Omega} \cos \frac{\omega(T+2\tau)}{2} - \frac{\sin \frac{3\omega\omega t_s}{2}}{\sin \frac{\omega t_s}{2}} \cos(\omega T) \sin \frac{\omega[T-(6\tau+4t_s)]}{2} \right\} \quad (15)$$

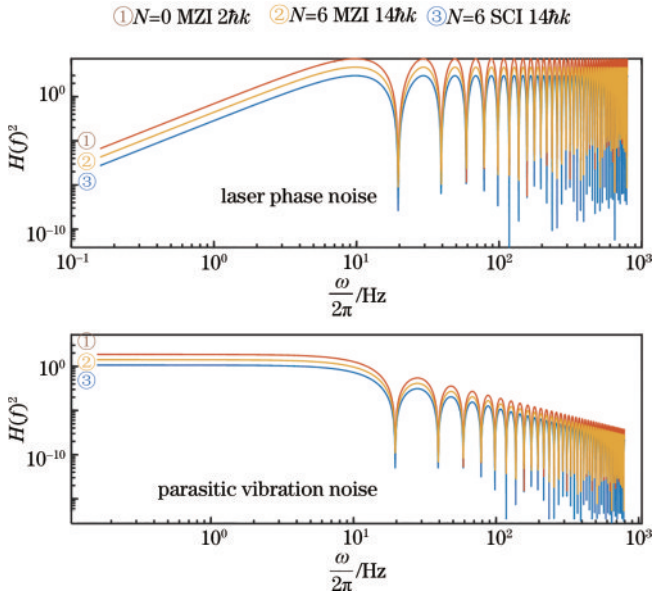


图 5 14ħk MZI 脉冲序列和 SCI 序列引入的相位噪声和振动噪声

Fig. 5 Phase noise and vibration noise generated by 14ħk MZI and SCI sequences

为了方便,模拟中设定干涉时间 $T=51$ ms,有效拉比频率 $\Omega_{\text{eff}}=157$ kHz,选择脉冲时间间隔等于脉冲持续时间 $t_s = \tau = \pi/2\Omega_{\text{eff}}=10$ μs。

在大动量分束器中同时引入相位噪声和振动噪声后,分析所有噪声对 AI 测量总的干涉相位 Φ 的影响。采用频谱分析仪(N9030A, Agilent)检测相位噪声,分路的两束拉曼光通过拍频锁相进行稳频,稳频后主路的拉曼光经拍频模块转换成电信号,放大后输入频谱分析仪,得到相位噪声的功率谱密度,如图 6(a)所示。将加速度计(CMG-3VL, GURALP SYSTEMS)放置于实验平台上测量振动噪声,对时域振动信号进行傅里叶变换,获得频域信号,如图 6(b)所示。将它们代入式(13)中,分别求得 σ_ϕ^2 和 σ_a^2 ,再由 $\sigma_\phi^2 = \sqrt{(\sigma_\phi^2)^2 + (\sigma_a^2)^2}$ 可以得到总噪声对大动量 AI 测量的贡献。并且通过迭代算法模拟了随着大动量传输的光子数增加,噪声对大动量 AI 干涉相位测量的贡献的结果,如图 6(c)所示。结果表明:相比 MZI 序列,具有 SCI 序列的 AI 能有效抑制外部环境噪声的干扰,更适合运用于利用 LMT 产生大环路面积、低相位噪声的高精度 AI。

3.3 转动灵敏度

AI 的灵敏度直接影响了它在转动时测量的精度,具有大动量脉冲序列的 AI 相对三脉冲 AI 的灵敏度的提高来自标度因子 K 的提高。在无限短的光脉冲($t_s, \tau \rightarrow 0$)的极限内,相同的脉冲持续时间 T 下,标度因子 K 与动量差 k_{eff} 和干涉时间的平方 T^2 成正比。由于精

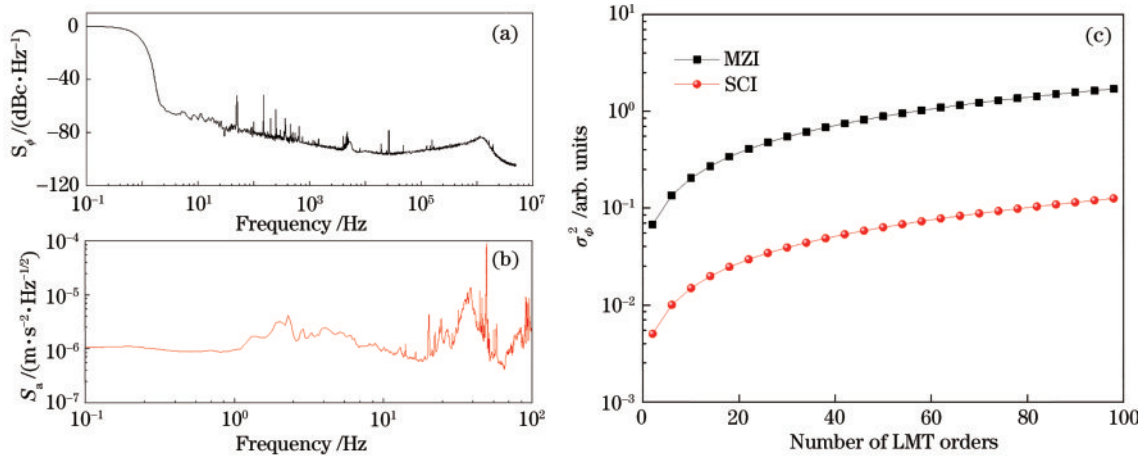


图 6 大动量 AI 中的噪声及总噪声对相位测量的影响。(a)测量的相位噪声的功率谱密度;(b)测量的振动噪声的功率谱密度;(c) MZI 和 SCI 序列引入的总噪声对大动量 AI 的干涉相位测量的贡献

Fig. 6 Influence of noise and total noise on phase measurement in high momentum AI. (a) Power spectral density of measured phase noise; (b) power spectral density of measured vibration noise; (c) contribution of the total noise to phase measurement generated by MZI and SCI sequences of the LMT atom interferometer

度测量时要求对标度因子有量化的分析,这需要考虑环境噪声和脉冲间隔引起的附加项。因此把噪声对相位的贡献项提到分子项,得到的 AI 对转动测量的公式表示为

$$\Delta\Omega = \frac{\delta\phi}{K \cdot C \cdot \sqrt{N}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (16)$$

式中:标度因子 $K = 2nk_{\text{eff}}vT^2$; C 是对比度; τ 表示脉冲作用时间; T_c 是一个循环脉冲的时间。将大动量分束器下不同光束作用下的对比度和不同脉冲序列对噪声的贡献分别代入式(16),可得到转动测量的灵敏度,如图 7 所示。结果表明:随着转移光子数增加,大动量转移 MZI 的测量精度在 $50\hbar k$ 转移光子数时达到极限,这是因为 MZI 脉冲序列会累积大量噪声,导致灵敏度不再增加,运用 TCL 脉冲得到的转动测量的灵敏度相比大动量转移 MZI 的极限提高了 10 倍。

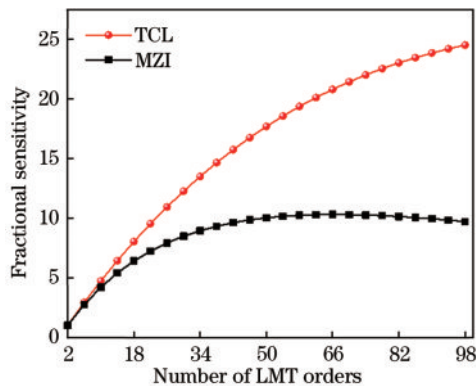


图 7 TCL 和 MZI 脉冲序列对大动量 AI 转动测量的相对灵敏度

Fig. 7 Fractional sensitivity of LMT atom interferometer on rotation measurement by TCL and MZI pulse sequences

4 结 论

提出一种平顶复合光脉冲方案,该方案解决了 MZI 应用大动量分束器时存在的光功率空间不均匀和相位噪声累积的问题。模拟结果表明,相比高斯光束,平顶光束提高了大动量 AI 原子干涉条纹的对比度。通过建立大动量 AI 灵敏度函数的解析模型,提出了一种平顶复合光脉冲序列,理论分析表明,该序列具有抑制相位噪声和振动噪声的优势。将平顶复合光脉冲序列应用于大动量原子干涉陀螺仪中,结果表明其测量精度比 MZI 提高 10 倍,该研究结果对原子重力仪和原子梯度仪精度的提高也具有较高的应用价值。

参 考 文 献

[1] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(2): 181-184.
 [2] Dutta I, Savoie D, Fang B, et al. Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/sec rotation stability[J].

Physical Review Letters, 2016, 116(18): 183003.

- [3] 邹鹏飞, 颜树华, 林存宝. 空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪的绝对角速度测量[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(5): 051201.
 Zou P F, Yan S H, Lin C B. Absolute rotation measurement for space-domain Raman pulses cold atom gyroscope[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(5): 051201.
 [4] Yao Z W, Chen H H, Lu S B, et al. Self-alignment of a large-area dual-atom-interferometer gyroscope using parameter-decoupled phase-seeking calibrations[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(2): 023319.
 [5] 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.
 [6] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, et al. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms[J]. *Nature*, 2014, 510(7506): 518-521.
 [7] 王兆英, 吴珍菁, 林强. 原子干涉条纹与重力加速度测量精度的关系[J]. *光学学报*, 2009, 29(12): 3541-3544.
 Wang Z Y, Wu Z J, Lin Q. The relation between the atom interference fringe and the measurement precision of gravity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(12): 3541-3544.
 [8] 赵阳, 王少凯, 庄伟, 等. ^{87}Rb 原子干涉绝对重力仪激光系统设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(9): 091406.
 Zhao Y, Wang S K, Zhuang W, et al. Design of laser system for absolute gravimeter based on ^{87}Rb atom interferometer[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 091406.
 [9] Parker R H, Yu C H, Zhong W C, et al. Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model[J]. *Science*, 2018, 360(6385): 191-195.
 [10] 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.
 [11] 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: 013004.
 [12] 王瑾, 詹明生. 基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验[J]. *物理学报*, 2018, 67(16): 160402.
 Wang J, Zhan M S. Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(16): 160402.
 [13] 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.
 [14] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, et al. Testing general relativity with atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(11): 111102.
 [15] Chaibi W, Geiger R, Canuel B, et al. Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays[J]. *Physical Review D*, 2016, 93(2): 021101.

- [16] Junca J, Bertoldi A, Sabulsky D O, et al. Characterizing Earth gravity field fluctuations with the MIGA antenna for future gravitational wave detectors[J]. *Physical Review D*, 2019, 99(10): 104026.
- [17] McGuirk J M, Snadden M J, Kasevich M A. Large area light-pulse atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(21): 4498-4501.
- [18] Müller H, Chiow S W, Long Q A, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(18): 180405.
- [19] Kovachy T, Asenbaum P, Overstreet C, et al. Quantum superposition at the half-metre scale[J]. *Nature*, 2015, 528(7583): 530-533.
- [20] 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.
- [21] Cladé P, Guellati-Khélifa S, Nez F, et al. Large momentum beam splitter using Bloch oscillations[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(24): 240402.
- [22] McDonald G D, Kuhn C C N, Bennetts S, et al. 80 $\hbar k$ momentum separation with Bloch oscillations in an optically guided atom interferometer[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053620.
- [23] Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A, et al. New method for gravitational wave detection with atomic sensors[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(17): 171102.
- [24] Rudolph J, Wilkason T, Nantel M, et al. Large momentum transfer clock atom interferometry on the 689 nm intercombination line of strontium[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(8): 083604.
- [25] Kotru K, Brown J M, Butts D L, et al. Robust Ramsey sequences with Raman adiabatic rapid passage[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(5): 053611.
- [26] Kotru K, Butts D L, Kinast J M, et al. Large-area atom interferometry with frequency-swept Raman adiabatic passage[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(10): 103001.
- [27] Du Y X, Liang Z T, Li Y C, et al. Experimental realization of stimulated Raman shortcut-to-adiabatic passage with cold atoms[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12479.
- [28] Guéry-Odelin D, Ruschhaupt A, Kiely A, et al. Shortcuts to adiabaticity: concepts, methods, and applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(4): 045001.
- [29] Giese E, Roura A, Tackmann G, et al. Double Bragg diffraction: a tool for atom optics[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053608.
- [30] Gauguet A, Canuel B, Lévêque T, et al. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(6): 063604.
- [31] Mazzone T, Zhang X, del Aguila R, et al. Large-momentum-transfer Bragg interferometer with strontium atoms[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(5): 053619.
- [32] Lu S B, Yao Z W, Li R B, et al. Competition effects of multiple quantum paths in an atom interferometer[J]. *Optics Communications*, 2018, 429: 158-162.
- [33] Pagel Z, Zhong W C, Parker R H, et al. Symmetric Bloch oscillations of matter waves[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(5): 053312.
- [34] Plotkin-Swing B, Gochnauer D, McAlpine K E, et al. Three-path atom interferometry with large momentum separation[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(13): 133201.
- [35] Berg P, Abend S, Tackmann G, et al. Composite-light-pulse technique for high-precision atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(6): 063002.
- [36] Hosten O, Engelsen N J, Krishnakumar R, et al. Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms[J]. *Nature*, 2016, 529(7587): 505-508.
- [37] Cheinet P, Canuel B, Dos Santos F P, et al. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2008, 57(6): 1141-1148.