

光学波导中原子干涉的加速度测量*

魏春华^{1,2,3}, 梁磊^{1,2}, 左承林^{1,2}, 颜树华³, 杨俊³

1. 中国空气动力研究与发展中心 低速空气动力研究所, 四川 绵阳 621000;
2. 中国空气动力研究与发展中心 空气动力学国家重点实验室, 四川 绵阳 621000;
3. 国防科技大学 智能科学学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:提出一种水平方向、光学波导中原子干涉的加速度测量方案。详细介绍了光路结构、原子团制备以及光学波导的绝热装载等。通过实验手段对测量方案进行验证,首先将⁸⁷Rb原子团冷却至50 nK的玻色爱因斯坦凝聚态,随后对超冷原子团施加布拉格光进行分束、合束,完成原子干涉过程。实验结果显示,所提干涉测量系统能够实现单轴加速度测量,对未来高精度多轴加速度测量系统的研制具有指导借鉴意义。

关键词:原子干涉仪;光学波导;玻色爱因斯坦凝聚态;布拉格衍射

中图分类号:TH824 文献标志码:A 文章编号:1001-2486(2021)03-142-07

Acceleration measurement of atomic interference in optical waveguide

WEI Chunhua^{1,2,3}, LIANG Lei^{1,2}, ZUO Chenglin^{1,2}, YAN Shuhua³, YANG Jun³

1. Low Speed Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;
2. State Key Laboratory of Aerodynamic, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;
3. College of Intelligence Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: An acceleration measurement scheme with atom interference in optical waveguide at horizontal direction was presented. The optical structure, radical preparation and optical waveguide adiabatic loading were described in detail. In order to verify the measurement scheme by using the experiment means, the radical ⁸⁷Rb was cooled into Bose-Einstein condensate, then the splitting and combining of the ultracold radical was achieved by the Bragg diffraction and the process of atom interference was completed. The experiment results show that the interferometer can measure the axial acceleration of the optical waveguide, which is of reference value for the future study of multi-axis acceleration measurement.

Keywords: atom interferometer; optical waveguide; Bose-Einstein condensate; Bragg diffraction

1991年, Steven Chu课题组首次设计实现了冷原子干涉仪^[1], 因其具有极高的测量灵敏度和测量精度, 目前被广泛应用于精细结构常数^[2]、角速度^[3-4]、万有引力常数^[5]、重力加速度^[6-7]、重力梯度^[8]等物理参数的精密测量, 以及玻色爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensate, BEC)相干性研究^[9]、广义相对论的验证^[10]等多个领域。

原子干涉重力测量灵敏度与原子分束动量成正比, 与原子团自由演化时间的平方成正比。而原子分束动量由激光有效波矢决定, 通过增大激光有效波矢或原子团自由演化时间能够提高重力测量灵敏度。布拉格衍射能够通过提高激光功率来提高其阶数, 从而有效增加激光波矢, 是原子干涉测量中最具潜力的候选技术之一。2000年,

Torii等^[11]实现了首台条纹对比度达100%的Bragg衍射BEC原子干涉仪; 2008年, Müller等^[12]实现了基于12阶Bragg衍射的M-Z和Ramsey-Borde(R-B)原子干涉仪; 2013年, Altin等^[13]将其重力测量灵敏度提高到了 $6 \times 10^{-8} g/\sqrt{\text{Hz}}$, 经1000 s积分后分辨率可达 $2.7 \times 10^{-9} g$; 2016年, Hardman等^[14]通过Bragg衍射型BEC原子干涉仪获得约 $1.45 \times 10^{-9} g$ 的重力测量精度。

近年来, 原子干涉重力仪逐渐从实验室原理样机走向成熟的工程化产品。研究人员将目光转向其他轴向、多轴冷原子加速度测量系统。随着超冷原子团制备技术日臻成熟, BEC被广泛引入冷原子惯性测量系统中。通过在重力方向产生的磁场波导能够补偿超冷原子团的重力作用^[15-16],

* 收稿日期: 2019-11-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51275523); 空气动力学国家重点实验室研究基金资助项目(SKLA2019040302); 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20134307110009)

作者简介: 魏春华(1990—), 男, 河南平顶山人, 博士, 工程师, E-mail: wch410204603@126.com

使得原子团能够“悬浮”在磁阱中不会下落,进而进行自由空间的干涉测量^[17-18]。目前,已有的研究能在磁场势阱中对原子团进行分束、反射、合束、导引与成像等。磁阱囚禁型原子干涉仪的关键是把原子团绝热囚禁于磁阱中^[19-21],抑或在磁场波导产生驻波来操控原子团^[22]。该类方案目前面临的主要问题在于:原子团的退相干和分裂^[23]现象严重;原子之间相互作用产生相移^[24],影响测量精度。研究人员尝试对磁阱电流驱动添加千赫兹量级的电流调制,进而使磁场势阱变得平滑,但电流调制的加入也会产生原子团加热现象^[25]。

本文提出了一种水平轴向、线性光学波导中原子干涉的加速度测量方案。通过经典的磁光阱(Magnetic-Optic Traps, MOT)、偏振梯度冷却(Polarization Gradient Cooling, PGC)、磁阱压缩以及蒸发冷却过程,产生了原子数约 10^5 的 ^{87}Rb BEC 原子团,而后绝热装载到一束由大失谐偶极光构成的光学波导中。原子团在光波导中首先被制备在磁不敏感态 $|F=1, m_F=0\rangle$,而后将其作为加速度测量介质,通过布拉格衍射实现原子团的分束与合束,完成干涉过程。该方案的主要优势在于利用了光波导产生势阱时固有的平滑性,以及原子团在光学波导中能够被制备在任意的初始状态,进而使原子团制备在磁不敏感态以减小杂散磁场引入的测量误差。实验方案较为简洁,产生光学波导的激光器与光偶极阱蒸发冷却的激光器复用,操控干涉的布拉格光通过一台普通的外腔半导体激光器和一个锥形放大器实现。实验结果表明,该系统能够测量水平光学波导的轴向加速度,对未来扩展到多轴加速度测量研究具有重要参考价值。

1 实验方案及实验系统

本实验的真空系统为典型的双腔结构,2D MOT 通过推送光将囚禁的原子送入 3D MOT,两个玻璃腔经由导流管差分结构连接来维持 3D MOT 的高真空度,主腔体中真空度为 2×10^{-9} Pa,其结构如图 1 所示,包括超高真空玻璃腔、四极线圈和一对交叉的偶极光,玻璃腔的外部尺寸为 $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 。实验中使用了三台输出波长约 780 nm、功率 70 mW 的半导体激光器,分别用于冷却光、反抽运光和布拉格光的产生;以及 2 台最大输出功率 20 W、波长 1 064 nm 的光纤激光器,用于光阱蒸发冷却及光波导的产生。

2D MOT 和 3D MOT 共用一台反抽运光激光

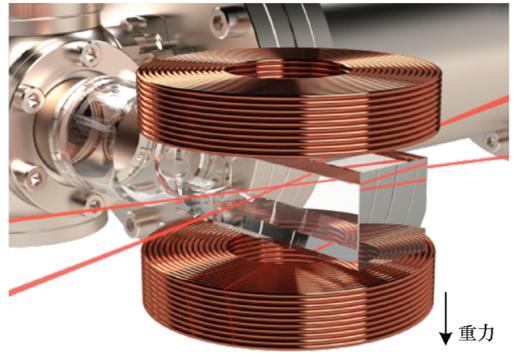


图 1 产生 BEC 的实验装置关键硬件
Fig. 1 Key hardware of experimental device for generating BEC

器。该激光器通过饱和吸收稳频的方式锁定在 ^{87}Rb 原子 D2 线 $F=1 \rightarrow F'=2$ 上,而后经由一个偏振分光棱镜(Polarized Beam Splitter, PBS)将光束分为功率相等的两部分(各约 20 mW),分别经由一个单向传输的声光调制器(Acousto-Optic Modulator, AOM)后,通过单模保偏光纤分别耦合进入 2D MOT 和 3D MOT 真空腔。AOM 的作用是在实验过程中对激光频率进行微调,优化 MOT 参数,以及控制光的开断。

冷却光激光器通过与反抽运光激光器拍频,以光锁相环的方式进行锁定。实验过程中,通过控制光锁相环参考源的频率来实现冷却光的扫频、跳频以及移频,两台激光器拍频信号的频率约为 6.8 GHz,对应的锁频谱线在 $F=2 \rightarrow F'=3$ 附近。激光器输出经由一个锥形放大器(Tapered Amplifier, TA)后得到约 350 mW 的总功率,通过四个 PBS 分为功率不等的五束光,再通过单向传输的 AOM 后由光纤耦合进入真空腔。五束光分别用作 2D MOT 冷却光(120 mW)、3D MOT 冷却光(100 mW)、推送光(0.7 mW)和两束正交方向的成像光(各 0.15 mW)。干涉主要光路如图 2 所示,水平方向是成像光,为了使示意图清晰明了,图中省略了竖直方向的成像光束。需要说明

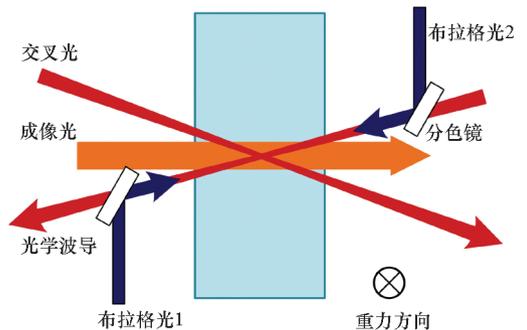


图 2 干涉主要光路

Fig. 2 Interference main optical path

的是,冷却光光路中用到的 AOM 只在实验早期调节驱动频率对 MOT 进行优化,而在实验运行过程中只起到光开关和控制功率的作用,此时频率的控制由光锁相环来完成。

图 3 为布拉格光路系统结构图。激光器为实验室自制的外腔半导体激光器,首先通过一个 60 dB 的光隔离器对激光管进行保护,之后通过一个 PBS 将光分为两部分,其中 98% 进入后端的锥形光功率放大器,另外 2% 通过光纤耦合进入一台自制光波长计来监测激光频率(红失谐,

40 GHz)。通过功率放大器之后光功率输出约为 350 mW,通过第二个 PBS 将光功率等分为两部分,进入之后的两个 AOM,用于布拉格光的产生。这里通过一台多通道直接数字式合成器(Direct Digital Synthesizer, DDS)射频信号源锁相输出两路约 80 MHz 的射频信号对 AOM 进行驱动。AOM 移频后的布拉格光通过保偏光纤与分色镜耦合进入真空腔。此处,两路布拉格光对称分布,光路长度基本相同,通过共模抵销光路引入的相位噪声。

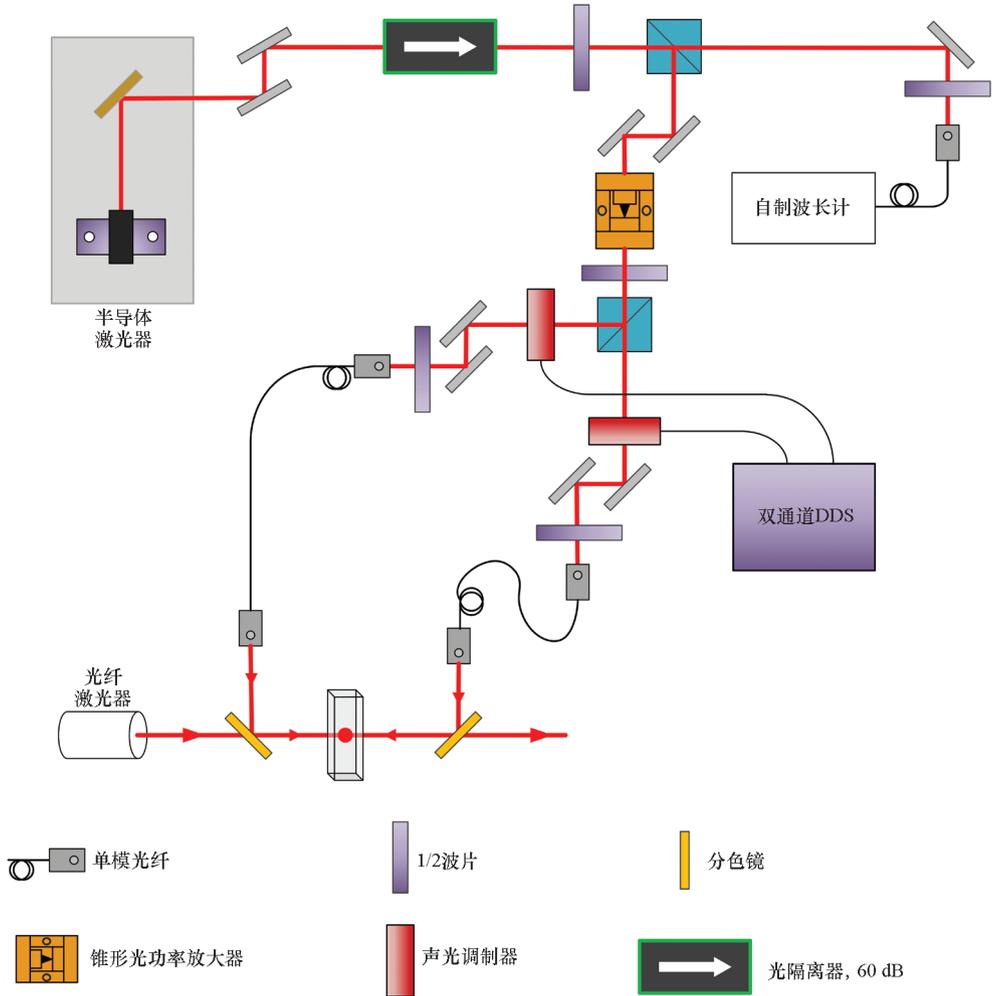


图 3 布拉格光路系统结构图
Fig. 3 Laser setup for the bragg laser system

2 实验结果及讨论

2.1 BEC 的制备

实验装置采用 2D MOT + 3D MOT 的方案,通过推送光将原子团从 2D MOT 推入高真空度的 3D MOT(真空度约为 10^{-9} Pa)。3D MOT 中,冷却光和反抽运光合束输出,每束冷却光功率约为 20 mW,冷却光失谐为 $-15 \sim -20$ MHz,反抽运光功率约为 2 mW,光束直径约为 20 mm,梯度磁

场为 10 G/cm。通过推送光推送,3D MOT 能够在 5 s 囚禁约 5×10^8 个 ^{87}Rb 原子,随后通过偏振梯度冷却过程对原子团进行进一步冷却,偏振梯度冷却周期为 15 ms,原子团失谐线性增大至 -120 MHz。此时,原子团数量不变,温度降至约 15 μK 。

偏振梯度冷却后进行磁光混合阱玻色爱因斯坦凝聚态制备过程。首先经过 50 ms 将梯度磁场增大至 150 G/cm,将冷原子团绝热装载进入四级磁阱,对原子团进行压缩。随后,通过射频线圈对

原子团施加蒸发冷却,与此同时将光偶极阱光打开抵抗 Majorana 跃迁作用造成的原子数损失,两束偶极光成小夹角分布(夹角约 30°),束腰半径分别为 $100\ \mu\text{m}$ 、 $60\ \mu\text{m}$ 。单独使用射频蒸发冷却制备 BEC 时间太久,通过磁光混合阱加速制备过程。优化后的射频蒸发冷却过程为 $3\ \text{s}$,射频冷却频率从开始的 $10\ \text{MHz}$ 线性降为 $4\ \text{MHz}$ 。射频蒸

发冷却后,原子团数目为 2×10^6 ,温度降至 $2\ \mu\text{K}$ 。紧接着,通过降低两束偶极光的功率来完成光阱逃逸蒸发冷却过程。该过程时间为 $3\ \text{s}$,两束光功率由初始的 $20\ \text{W}$ 分别降低至 $4.3\ \text{W}$ 和 $200\ \text{mW}$ 。BEC 制备的总时长为 $12\ \text{s}$,系统能够制备一团 1×10^5 原子数的 ^{87}Rb 纯 BEC 原子团。总体时序控制流程如图 4 所示。

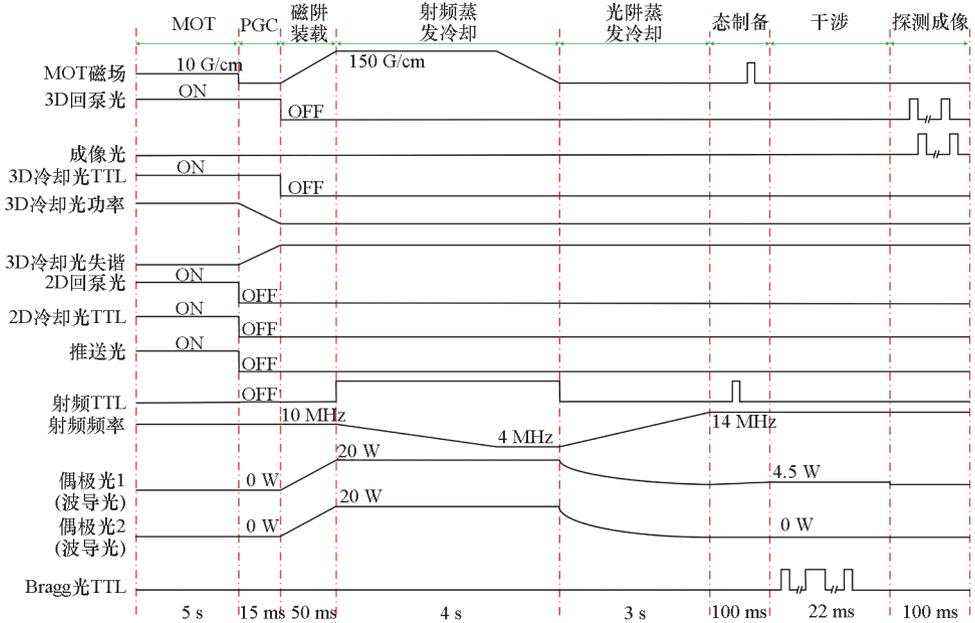


图4 时序控制流程图

Fig. 4 Schematic of experimental sequence

2.2 光学波导的绝热装载与态制备

BEC 原子团制备完成后,需要绝热装载进入光学波导中。对绝热装载过程时序进行了详细的优化。优化参数主要包括波导光功率和装载时间。优化过程依据为:通过装载前后原子团温度的对比,不发生加热效应。最终确定时序如下:绝热装载过程为 $100\ \text{ms}$,交叉光的功率从 $200\ \text{mW}$ 线性降低为 $0\ \text{W}$,波导光功率从原来的 $4.3\ \text{W}$ 增加至 $4.5\ \text{W}$,此时波导光用于抵抗原子团重力作用。绝热装载后,通过飞行时间法对超冷原子团温度进行测量,此时温度与 BEC 制备后的温度相同,均约为 $50\ \text{nK}$,没有发现加热现象,表明了该过程将超冷原子团绝热装载进入光学波导中。绝热装载后,通过 Landau-Zener 射频扫描法将处于磁敏感 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态的原子团制备在 $|F=1, m_F=0\rangle$ 的磁不敏感态上。态制备过程为:在光学波导的轴向添加一个 $20\ \text{G}$ 的均匀磁场。原子团在磁场的作用下,由于塞曼分裂效应, $|F=1, m_F=-1\rangle$ 与 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态之间产生了 $14\ \text{MHz}$ 的频率差。通过射频线圈施加一个 $14\ \text{MHz}$ 的射

频信号脉冲,将原子团从 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 泵浦到 $|F=1, m_F=0\rangle$ 。紧接着,再施加一个磁场脉冲,使处于不同 m_F 态的原子分离,从而将 $m_F \neq 0$ 的原子从波导剔除。

2.3 Bragg 衍射型原子干涉水平加速度测量

Bragg 衍射型 Mach-Zehnder (M-Z) 冷原子干涉仪测量原理简要介绍如下:三束 Bragg 脉冲光 ($\pi/2, \pi, \pi/2$) 以时间 T 的间隔作用于动量为 p 的原子团,该过程与激光干涉仪的“分束—反射—合束”过程类似,形成干涉环路。其中,第一束 $\pi/2$ 布拉格脉冲将原子团相干地分为“快、慢”两团,两团原子产生动量差;第二束 π 布拉格脉冲使两团原子的动量态产生交换,即动量差发生翻转;第三束 $\pi/2$ 布拉格脉冲将两条分束路径上的原子合束,相干叠加进行干涉过程。在此过程中,三束布拉格脉冲光分别给原子波函数附加一定的相位 ϕ_j ($j=1, 2, 3$, 分别代表第 j 束布拉格脉冲),最终两分束的原子团获得的总相位差为:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\text{laser}} + \Delta\phi_{\text{prop}} + \Delta\phi_{\text{sep}} \quad (1)$$

设激光初始相位差 $\Delta\phi_{\text{laser}} = \phi_{10} - 2\phi_{20} +$

$\phi_{30} = 0$, 分离相位差 $\Delta\phi_{sep} = 0$ (由于原子团被囚禁于水平方向的光学波导中, 原子团不受重力梯度作用影响, 该项可被忽略), 则总相位差由原子自由传输相位差 $\Delta\phi_{prop}$ 决定, 可写为:

$$\Delta\phi = 2nk \cdot aT^2 \quad (2)$$

原子处于动量为 p 的通道 1 与动量为 $p + 2\hbar k$ 的通道 2 的概率 $P_1(P_2)$ 与相位差 $\Delta\phi$ 的关系为:

$$P_1 = \frac{1}{2}(1 + V\cos\Delta\phi) \quad (3)$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(1 - V\cos\Delta\phi) \quad (4)$$

其中, $V \leq 1$ 表示干涉条纹的对比度。通过啁啾率 α 扫描第三束 Bragg 脉冲的频率, 进而扫描 $\Delta\phi$ 获得余弦干涉信号。因此, 原子团获得的最终相位差变为:

$$\Delta\phi = n(2k \cdot aT^2 - 2\pi\alpha T^2) \quad (5)$$

通过测量 $P_1(P_2)$ 并利用式(3) ~ (5) 进行反演能够得到原子干涉相移以及加速度, 且由式(5)可知, 布拉格衍射可以将干涉相移(加速度测量灵敏度)提高 n 倍。

想要给原子团施加 $2\hbar k$ 的动量, 需对相对传播的两束布拉格光施加 n 阶 Bragg 脉冲, 共振条件需满足:

$$\Delta f = n\hbar k^2 / (m\pi) \quad (6)$$

式中, k 表示光的波数, m 代表原子质量。在本实验中, 通过对两个 AOM 施加频率差为 $\Delta f = 15.1$ kHz 的驱动信号来实现 1 阶布拉格衍射, 以测量波导轴向的加速度。

按照图 3 所示的 Bragg 激光产生方式设置, 通过三束 Bragg 脉冲光构建 M-Z 干涉仪。首先, 通过一束 $\pi/2$ 脉冲将超冷原子团分束(产生两个动量态), 其中 $0\hbar k$ 的原子团处于静止状态, $2\hbar k$ 的原子团运动。经过时间 T 后施加一束 π 脉冲, 此时两团原子动量态发生翻转。经过第二个 T 后, 施加最后一束 $\pi/2$ 脉冲, 两团原子重合并发生干涉。实验中, 脉冲时间间隔 T 为 1 ms, 三束布拉格脉冲相互作用在 2 ms 内完成。随后, 完成干涉的原子团在光波导中囚禁 18 ms, 使得两个动量态的两团原子产生物理分离, 之后将波导光功率降为 0, 原子团在自由下落 7.5 ms 后通过 Imaging 光进行饱和吸收成像。通过处于 $0\hbar k$ 的相对原子数(称之为归一化原子数)进行对比, 来消除每次 BEC 原子团制备时原子数目波动的影响。

$$N_{归一化} = N_{0\hbar k} / (N_{0\hbar k} + N_{2\hbar k}) \quad (7)$$

通过扫描最后一个 $\pi/2$ 脉冲的相位, 获得的干涉条纹, 如图 5 所示。图 5 右侧所示为实验中饱和吸收成像拍摄到的原子团图片, 两个动量态上的原子团数目随着相位改变而发生变化。

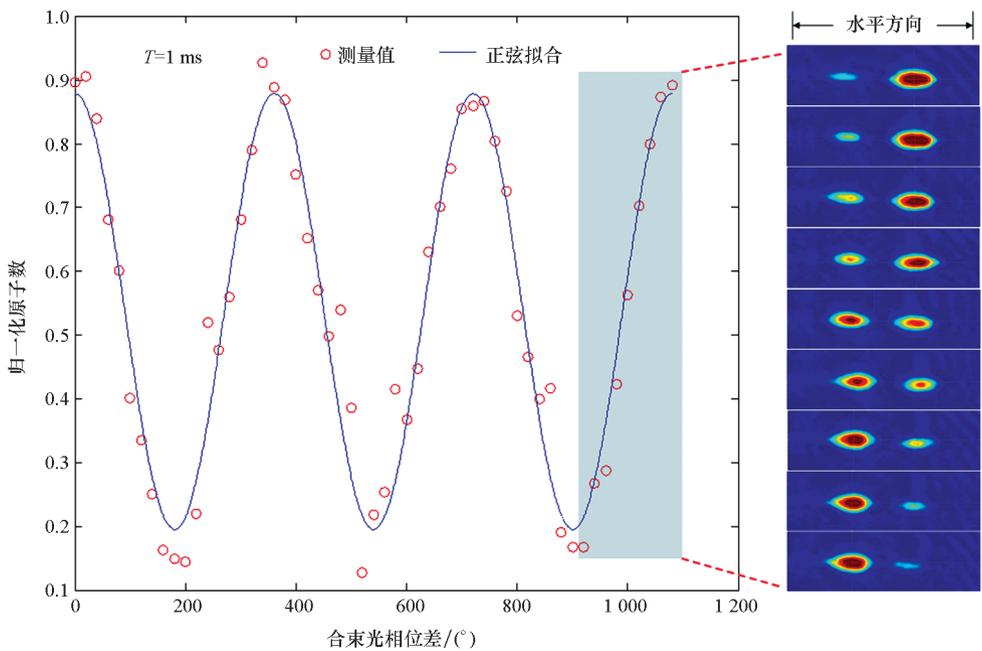


图 5 $2T = 2$ ms 时获得的干涉条纹

Fig. 5 Interference fringes obtained at $2T = 2$ ms

在 $T=1\text{ ms}$ 的情况下,系统获得的最高加速度灵敏度 $\Delta a \approx 10^{-3}\text{ m/s}^2$ 。由式(5)可知,加速度灵敏度取决于脉冲间隔 T 以及布拉格衍射阶数 n 。近期,文献[14]中的原子干涉仪利用1阶布拉格衍射,在 $T=130\text{ ms}$ 的情况下,获得了 $\Delta g/g = 1.45 \times 10^{-9}$ 的重力测量灵敏度。提升加速度测量灵敏度的一种有效方法为增大脉冲间隔,这就需要原子团被更长地囚禁在光学波导中。针对这一需求,进行了光学波导中原子团囚禁时间测试,实验测试结果如图6所示。原子团随着囚禁时间的增加沿波导轴向扩散,最长测试时间为400 ms,在此囚禁时间内没有发现原子数的下降。光学波导方向的原子团温度拟合如图7所示,图7中红色实线为温度拟合曲线,红色虚线用来确定该拟

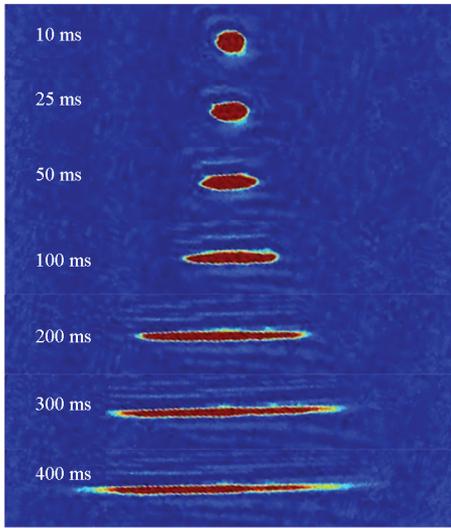


图6 BEC原子团在光波导中囚禁不同时间后的饱和吸收成像图

Fig. 6 Images showing expansion of the condensate in the waveguide after different holding times

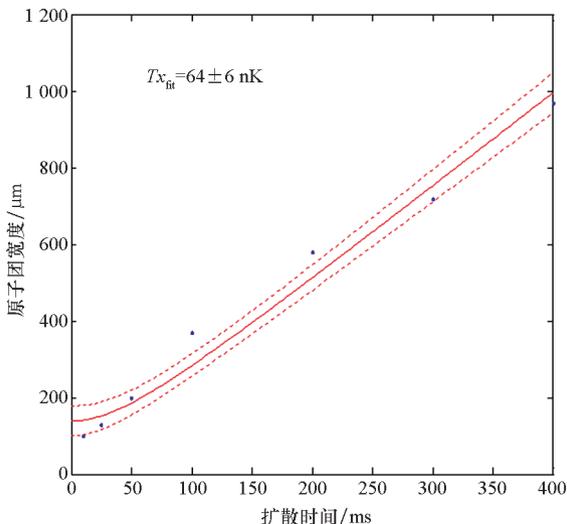


图7 光学波导方 BEC 原子团的温度拟合

Fig. 7 Temperature fit of BEC cloud at waveguide direction

合的90%置信区间。光学波导中 BEC 原子团沿轴向自由扩散400 ms 的温度拟合结果约为64 nK。该结果表明,与热原子团相比,BEC 原子团因其扩散较慢能够进行更大脉冲间隔的干涉测量,进而获得更高的测量灵敏度,优势明显。此外,BEC 原子团本身密度高、尺寸小,对光路系统中布拉格光功率需求更低,更易于工程实现。

3 结论

本文提出基于光学波导的超冷原子干涉单轴加速度测量方案与测量系统。以 BEC 超冷原子团作为干涉测量介质,对布拉格光束对准、光学波导的绝热装载以及详细光路设计进行了系统实验研究。通过布拉格衍射实现了 ^{87}Rb 超冷原子团的分束、反射与合束,并获得了清晰的干涉条纹。与此同时,光学波导中的原子团囚禁时间测试结果进一步表明了超冷原子团的独特优势,使得该系统具备进行更大脉冲间隔(获得更高测量灵敏度)的干涉测量能力,有成为下一代超高精度加速度测量装置的系统方案。本系统方案能够通过增加一个正交的波导来扩展加速度测量维度,为多轴加速度测量系统方案设计提供重要参考。

参考文献 (References)

- [1] KEITH D W, EKSTROM C R, TURCHETTE Q A, et al. An interferometer for atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(21): 2693–2696.
- [2] CADORET M, DE MIRANDES E, CLADÉ P, et al. Combination of Bloch oscillations with a Ramsey-Bordé interferometer; new determination of the fine structure constant[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(23): 230801.
- [3] TAKASE K. Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer [D]. Stanford: Stanford University, 2008.
- [4] 郑森林, 陈君, 林强. 光脉冲序列对三能级原子重力仪测量精度的影响[J]. *物理学报*, 2005, 54(8): 3535–3541.
- [5] ZHENG Senlin, CHEN Jun, LIN Qiang. Improvement of the measuring precision by changing the pulse sequence in the three-level atom gravimeter[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(8): 3535–3541. (in Chinese)
- [6] ROSI G, SORRENTINO F, CACCIAPUOTI L, et al. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms[J]. *Nature*, 2014, 510: 518–521.
- [7] HU Z K, SUN B L, DUAN X C, et al. Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043610.
- [8] ZHOU L, XIONG Z Y, YANG W, et al. Measurement of local gravity via a cold atom interferometer[J]. *Chinese Physics Letters*, 2011, 28(1): 013701.
- [8] 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.
- [9] BERRADA T, VAN FRANK S, BUCKER R, et al. Integrated Mach-Zehnder interferometer for Bose-Einstein condensates[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2077.
- [10] DIMOPOULOS S, GRAHAM P W, HOGAN J M, et al. Testing general relativity with atom interferometry [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(11): 111102.
- [11] TORII Y, SUZUKI Y, KOZUMA M, et al. Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate [J]. Physical Review A, 2000, 61(4): 041602.
- [12] MÜLLER H, CHIOU S W, LONG Q, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(18): 180405.
- [13] ALTIN P A, JOHNSON M T, NEGNEVITSKY V, et al. Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction [J]. New Journal of Physics, 2013, 15: 023009.
- [14] HARDMAN K S, EVERITT P J, MCDONALD G D, et al. Simultaneous precision gravimetry and magnetic gradiometry with a Bose-Einstein condensate: a high precision, quantum sensor [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(13): 138501.
- [15] FORTAGH J, ZIMMERMANN C. Magnetic microtraps for ultracold atoms [J]. Review of Modern Physics, 2007, 79(1): 235 – 289.
- [16] FARKAS D M, HUDEK K M, SALIM E A, et al. A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose-Einstein condensates [J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(9): 093102.
- [17] SCHMIDT M, SENGER A, HAUTH M, et al. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry [J]. Gyroscopy and Navigation, 2011, 2: 170.
- [18] VANZOEST T, GAALOUL N, SINGH Y, et al. Bose-Einstein condensation in microgravity [J]. Science, 2010, 328(5985): 1540 – 1543.
- [19] SHIN Y, SABA M, PASQUINI T A, et al. Atom interferometry with Bose-Einstein condensates in a double-well potential [J]. Physical Review Letters, 2004, 92(5): 050405.
- [20] SHIN Y, SANNER C, JO G B, et al. Interference of Bose-Einstein condensates split with an atom chip [J]. Physical Review A, 2005, 72(2): 021604.
- [21] JO G B, SHIN Y, WILL S, et al. Long phase coherence time and number squeezing of two Bose-Einstein condensates on an atom chip [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(3): 030407.
- [22] GARCIA O, DEISSLER B, HUGHES K J, et al. Bose-Einstein-condensate interferometer with macroscopic arm separation [J]. Physical Review A, 2006, 74(3): 031601.
- [23] LEANHARDT A E, SHIN Y, CHIKKATUR A P, et al. Bose-Einstein condensates near a microfabricated surface [J]. Physical Review Letters, 2003, 90(10): 100404.
- [24] KREUTZMANN H, POULSEN U V, LEWENSTEIN M, et al. Coherence properties of guided-atom interferometers [J]. Physical Review Letters, 2004, 92(16): 163201.
- [25] BOUCHOULE I, TREBBIA J B, GARRIDO ALZAR C L. Limitations of the modulation method to smooth wire-guide roughness [J]. Physical Review A, 2008, 77(2): 023624.