

## 布拉格衍射型冷原子干涉重力仪关键实验条件分析\*

胡青青<sup>1,2</sup>, 杨俊<sup>1,2</sup>, 罗玉昆<sup>1,2</sup>, 贾爱爱<sup>1,2</sup>, 魏春华<sup>1,2</sup>, 厉泽环<sup>1,2</sup>

(1. 国防科技大学智能科学学院, 湖南长沙 410073;

2. 国防科技大学前沿交叉学科学院, 湖南长沙 410073)

**摘要:**介绍了一种基于  $n$  阶布拉格衍射的新型冷原子干涉重力仪, 可以进一步提高现有拉曼跃迁型原子干涉重力仪的测量灵敏度和稳定性。在介绍布拉格衍射型原子干涉重力仪基本原理的基础上, 建立了原子平行驻波入射的时间型布拉格衍射冷原子干涉重力仪理论模型, 分析了实验所需的关键条件, 包括原子团纵向温度、布拉格激光直径、曲率半径、频率、强度以及时序等。与已有实验数据的对比结果表明: 所建模型合理, 所得结论能够为实际构造一台布拉格衍射型冷原子干涉重力仪提供有意义的指导。

**关键词:**冷原子干涉; 重力仪;  $n$  阶布拉格衍射; 大动量传输

中图分类号: TH824 文献标志码: A 文章编号: 1001-2486(2017)05-139-06

## Analysis on key experimental requirements of Bragg diffraction-based cold atom interferometry gravimeter

HU Qingqing<sup>1,2</sup>, YANG Jun<sup>1,2</sup>, LUO Yukun<sup>1,2</sup>, JIA Aiai<sup>1,2</sup>, WEI Chunhua<sup>1,2</sup>, LI Zehuan<sup>1,2</sup>

(1. College of Artificial Intelligence, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** A new type of cold atom interferometry gravimeter based on Bragg diffraction was presented, which is able to increase the gravity measurement sensitivity and stability of common Raman atom gravimeters significantly. By comparing with Raman transition, the principles and advantages of Bragg diffraction-based atom gravimeters were introduced. The theoretical model for a time-domain Bragg atom gravimeter with atomic incident direction parallel to the wave vector of Bragg lasers was constructed. Some key experimental requirements for an  $n$ -th-order Bragg diffraction-based atom gravimeter were deduced, including the temperature of atom sources, the diameter, curvature radius, frequency, intensity, and timing sequence of Bragg pulses, etc. The analysis results were verified by the existing experimental data in discussion. The presented theoretical model and conclusions provide a meaningful reference for the understanding and construction of a Bragg diffraction-based cold atom gravimeter.

**Key words:** cold atom interferometry; gravimeter;  $n$ th order Bragg diffraction; large momentum transfer

自1991年朱棣文小组实现第一台冷原子干涉仪<sup>[1]</sup>以来, 原子干涉仪因极高的测量精度和灵敏度, 已广泛应用于旋转角速度<sup>[2]</sup>、重力加速度<sup>[3]</sup>、重力梯度<sup>[4]</sup>、精细结构常数<sup>[5]</sup>和万有引力常数<sup>[6]</sup>的精密测量等多个领域, 原子干涉重力仪已从实验室研究走向商品化应用<sup>[7]</sup>。

由原子干涉重力仪的测量灵敏度公式  $S = k_{\text{eff}} \cdot gT^2$  ( $k_{\text{eff}}$  为激光有效波矢, 决定原子分束动量;  $T$  为激光脉冲间隔, 决定原子自由演化时间) 可知, 为了增大重力测量灵敏度, 一种方案是增大  $T$ , 因此出现了长达  $100 \text{ m}^{[8]}$  的干涉仪, 这种方案显然

只适用于基础研究而不适用于实际应用; 另一种方案是增大激光有效波矢, 如序列双光子拉曼跃迁<sup>[9]</sup>、 $n$  阶布拉格衍射<sup>[10]</sup>、光晶格中布洛赫振荡<sup>[11]</sup>等大动量传输方案, 其中  $n$  阶布拉格衍射以其特有的优点(见 1.1 节)成为高灵敏度冷原子干涉重力仪最有潜力的候选技术之一。

虽然 Altin 和 Debs 等<sup>[12-13]</sup>已经实现了基于布拉格衍射<sup>87</sup>Rb 原子的重力测量, 但在理论研究方面, 只有 Giltner 等<sup>[14]</sup>推导了原子垂直激光驻波入射的  $n$  阶布拉格衍射的衍射概率随激光强度、失谐及作用时间的解析表达式; Blakie 等<sup>[15]</sup>

\* 收稿日期: 2016-01-22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51275523); 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20134307110009); 湖南省研究生科研创新资助项目(CX2014A002); 国防科技大学优秀研究生创新资助项目(B140303)

作者简介: 胡青青(1987—), 女, 陕西西安人, 博士研究生, E-mail: huqingqing365@163.com;

杨俊(通信作者), 男, 教授, 博士, 博士生导师, E-mail: yang@nudt.edu.cn

用平均场近似的方法分析了二能态玻色爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensation, BEC)原子的布拉格动量谱及共振条件; Müller 等<sup>[16]</sup>分析了准布拉格衍射情况下激光强度、相互作用时间、脉冲形状对有效拉比频率、衍射损失及相位漂移的影响; Szigeti 等<sup>[17]</sup>仿真了原子动量展宽对布拉格干涉仪条纹对比度的影响。这些理论模型大多只适用于原子垂直驻波入射的空间型冷原子干涉仪,对原子平行驻波入射的时间型布拉格衍射原子干涉重力仪,尚未有具体的理论模型。另一方面,关于布拉格衍射型冷原子干涉重力仪,国内尚未有相关报道。

本文介绍了布拉格衍射型冷原子干涉重力仪的理论基础,建立了原子平行驻波入射的时间型布拉格衍射原子干涉重力仪模型,详细推导了布拉格衍射型冷原子干涉重力仪的关键实验条件,包括原子团纵向温度、布拉格激光直径、曲率半径、频率、强度以及时序等。将所得结论与已有实验数据进行了比较,对比结果表明所建模型合理,所得结论能够为实际构造一台布拉格衍射型冷原子干涉重力仪提供有意义的指导。

## 1 理论基础

### 1.1 一阶布拉格衍射

图 1 为<sup>87</sup>Rb 原子 1 阶布拉格衍射与双光子拉曼跃迁过程的对比图。图 1 中  $|g\rangle$  和  $|e\rangle$  分别代表原子基态能级差为  $\omega_{eg} \approx 6.8$  GHz 的两个超精细能级,  $|i\rangle$  代表激发态能级,  $\Delta$  和  $\Delta_2$  分别为单光子和双光子失谐。双光子拉曼跃迁过程可描述为:在一对相向传播,波矢分别为  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  的拉曼光作用下,  $|g\rangle$  态动量为  $\mathbf{p}$  的原子受激吸收一个频率为  $\omega_1$  的光子并反向受激发射一个频率为  $\omega_2$  的光子,经中间虚态跃迁至  $|e\rangle$  态,获得  $2\hbar\mathbf{k}$  的动量传输(因  $\omega_1, \omega_2 \gg \omega_{eg}$ , 可近似认为  $k = k_1 = -k_2$ ), 双光子失谐为:

$$\Delta_{2R} = (\omega_1 - \omega_2)_R - (\omega_{eg} + 4\omega_r + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \quad (1)$$

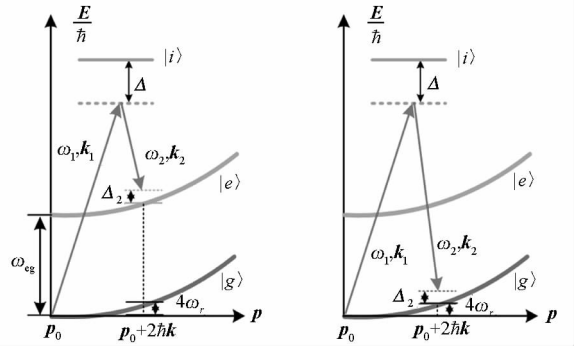
其中:  $\omega_r = \hbar k^2 / (2M) \approx 2\pi \times 3.77$  kHz 为光子反冲频移,  $M$  为<sup>87</sup>Rb 原子质量;  $2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  为多普勒频移。

对比图 1(a) 和图 1(b) 可知, 1 阶布拉格衍射与双光子拉曼跃迁的区别主要有两点: 一是布拉格衍射前后原子均处于低能态  $|g\rangle$  上; 二是布拉格衍射的双光子失谐为:

$$\Delta_{2B} = (\omega_1 - \omega_2)_B - (4\omega_r + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \quad (2)$$

通常双光子失谐很小, 在共振跃迁时等于零。

由式(1)和式(2)可知, 两束布拉格光的频率差比拉曼光的频率差约小 6.8 GHz。以上两点不同使布拉格干涉仪具有多种优点: ①与拉曼光频差为 6.8 GHz 以上相比, 布拉格光的频率差仅为几十千赫兹, 用一个声光调制器便可实现, 简化了光路并减小了噪声; ②原子一直处于低能态, 自发辐射引起的退相干效应极小, 使长干涉时间成为可能; ③两条路径上的原子内态始终相同, 可避免光场及外界磁场涨落引起的系统噪声<sup>[12]</sup>; ④布拉格衍射前后原子态相同, 使基于  $n$  阶布拉格衍射的大动量传输成为可能。



(a) 双光子拉曼跃迁 (b) 1 阶布拉格衍射  
(a) Two-photon Raman transition (b) The 1st order Bragg diffraction

图 1 双光子拉曼跃迁与 1 阶布拉格衍射过程比较

Fig. 1 Comparison between two-photon Raman transition and the 1st order Bragg diffraction

### 1.2 $n$ 阶布拉格衍射

如图 2 所示,  $n$  阶布拉格衍射可以理解为双光子受激跃迁过程的  $n$  次相干叠加, 初始动量  $\mathbf{p}_z = 0$  的原子受激吸收  $n$  个频率为  $\omega_1$  的光子并反向受激发射  $n$  个频率为  $\omega_2$  的光子, 经过  $|i, \hbar\mathbf{k}\rangle, |g, 2\hbar\mathbf{k}\rangle, \dots, |i, (2n-1)\hbar\mathbf{k}\rangle$  共  $2n-1$  个中间态, 跃迁至  $|g, 2n\hbar\mathbf{k}\rangle$  态。图 2 中两条抛物线分别表示原子在基态和激发态的动量-能量关系,  $\delta_n$  为  $n$  阶布拉格衍射的共振条件,  $\Delta_m$  ( $m = 1, 2, \dots, 2n-1$ ) 为激光与第  $m$  个中间态的频率失谐。

### 1.3 基于 $n$ 阶布拉格衍射的原子干涉重力仪

基于  $n$  阶布拉格衍射的 M-Z 型原子干涉重力仪的测量原理如图 3 所示。动量为  $\mathbf{p}$  的原子团在时间间隔为  $T$  的“ $\pi/2 - \pi - \pi/2$ ”三束布拉格脉冲作用下经历“分束-反射-合束”过程形成干涉环路, 两条路径上原子的干涉相位差<sup>[18]</sup>为:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\text{laser}} + \Delta\phi_{\text{prop}} + \Delta\phi_{\text{sep}} \quad (3)$$

其中,  $\Delta\phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$  ( $\phi_j, j = 1, 2, 3$  分别代表第  $j$  束布拉格脉冲相位) 为原子与三束激光

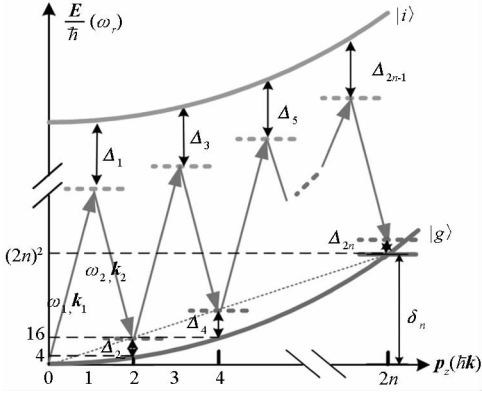


图2  $n$  阶布拉格衍射

Fig. 2  $n$ th order Bragg diffraction

脉冲相互作用而获得的相位差,  $\Delta\phi_{\text{prop}}$  为原子波包自由演化相位差,  $\Delta\phi_{\text{sep}}$  为由于干涉时两团原子空间位置分离引起的相位差。

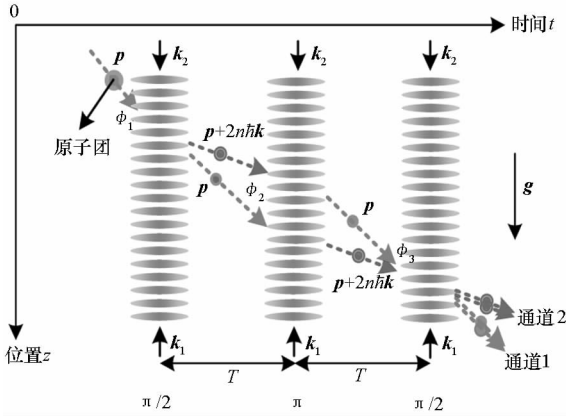


图3 基于  $n$  阶布拉格衍射的原子重力仪工作原理

Fig. 3 Operating principle of the  $n$ th order Bragg diffraction-based atom gravimeter

设三束激光初始相位相等 ( $\phi_{10} = \phi_{20} = \phi_{30}$ ), 忽略重力梯度, 则总相位差

$$\Delta\phi = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}T^2 = 2n\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}T^2 \quad (4)$$

在测量过程中, 为了补偿重力引起的多普勒频移, 常以啁啾率  $\alpha$  线性扫描布拉格脉冲的频率差, 因此原子最终获得的相位差为:

$$\Delta\phi = n(2\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}T^2 - 2\pi\alpha T^2) \quad (5)$$

由式(5)可知布拉格衍射可以将干涉相移, 即重力测量灵敏度增大  $n$  倍。原子最终处于通道 1(2) 的概率  $P_1(P_2)$  为:

$$P_1 = \frac{1}{2}(1 + V\cos\Delta\phi) \quad (6)$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(1 - V\cos\Delta\phi) \quad (7)$$

其中,  $V \leq 1$  代表干涉条纹对比度。理论上通过测量  $P_1(P_2)$  并利用式(5)~(7)进行反演就可得到相移及重力值。但由于余弦函数的周期性, 无法

通过一条曲线确定  $\Delta\phi$  的绝对值, 亦即无法进行绝对重力测量<sup>[19]</sup>, 比如对通道 2 上的信号来说, 波谷对应的  $\Delta\phi$  可能等于  $2l\pi (l = 0, 1, 2, \dots)$ 。将式(5)代入式(7)可得

$$P_2 = \frac{1}{2} \{ 1 - V\cos[2n(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} - \pi\alpha)T^2] \} \quad (8)$$

当  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} - \pi\alpha = 0$  时, 对任意  $T$ , 条纹都处于波谷(中心条纹), 此时可进行绝对重力测量。要找到中心条纹, 需要在不同  $T$  下扫描  $\alpha$  以得到多条干涉曲线, 如图 4 所示(其中  $V = 1, n = 1$ ), 通过曲线交点确定共振啁啾率  $\alpha_0$ , 再由共振啁啾率得到绝对重力加速度。

$$\mathbf{g} = \frac{\pi\alpha_0}{\mathbf{k}} \quad (9)$$

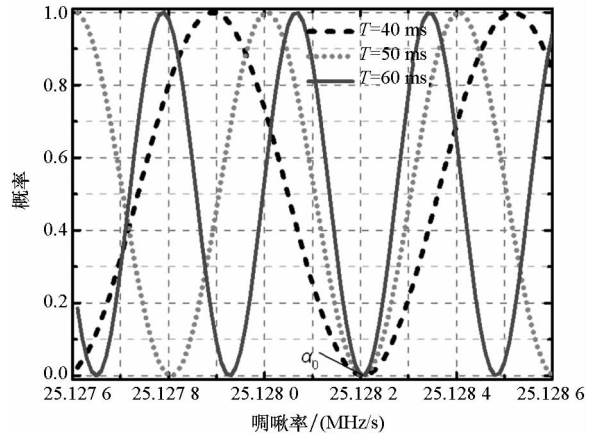


图4 在不同  $T$  下扫描寻找共振啁啾率

Fig. 4 Identifying of resonant chirping rate from interferometer fringes of different  $T$

## 2 关键实验条件研究

### 2.1 原子纵向温度

布拉格脉冲与原子作用时, 有限的脉冲作用时间  $\tau$  ( $10 \mu\text{s}$  量级) 对应着特定的傅里叶频率展宽 ( $100 \text{ kHz}$  量级, 近似为  $\tau^{-1}$ ), 如果频率展宽过大, 会使原子跃迁到非目标态, 反之如果过窄, 则只能衍射处于中心动量态的那部分原子, 原子衍射效率低。因此, 布拉格脉冲的频率展宽要远小于 1 阶布拉格衍射共振频宽  $\delta_B$  以避免杂散衍射, 同时要远大于原子动量分布引起的多普勒频移以提高原子衍射效率, 即布拉格驻波作用时间需满足

$$\frac{2k\Delta p_{\parallel}}{M} \ll \frac{1}{\tau} \ll \delta_B \quad (10)$$

其中,  $\delta_B = 4\omega_r = 2\hbar k^2/M = 2\pi \times 15.1 \text{ kHz}$ 。为使式(10)有解, 要求原子纵向动量展宽  $\Delta p_{\parallel} \ll \hbar k$ , 即原子纵向温度  $T_{\parallel} \ll 0.36 \mu\text{K}$ 。

### 2.2 布拉格激光直径和曲率半径

冷原子团在三束布拉格驻波脉冲中的运动过程如图 5 所示。设  $t=0$  时刻原子团密度服从高斯分布,  $1/e^2$  半径为  $r_0$ , 横向温度为  $T_{\perp}$ , 则  $t$  时刻的横向半径为:

$$r^2(t) = r_0^2 + k_B T_{\perp} t^2 / M \quad (11)$$

第一束  $\pi/2$  脉冲作用时刻为  $t_0$ , 脉冲时间间隔为  $T$ 。为使激光与所有原子作用, 需要布拉格激光的  $1/e^2$  半径大于扩散后原子团的半径。

$$w > \sqrt{r_0^2 + k_B T_{\perp} (t_0 + 2T)^2 / M} \quad (12)$$

由式(3)可知, 布拉格激光与原子作用时, 其相位会附加到原子相位上。为了减小激光波前弯曲产生的误差, 需要大的曲率半径以使原子感受到的激光波前近似为平面波。图 5 所示为抛物线型激光波前, 三束激光因波前弯曲附加给原子的相位误差为:

$$\delta\phi_{\text{laser}} = \delta\phi_1 - 2\delta\phi_2 + \delta\phi_3 = \frac{k_{\text{eff}}}{R(z)} v_{\perp}^2 T^2 \quad (13)$$

其中,  $v_{\perp}$  为原子横向运动速度,  $R(z)$  为作用位置处的激光曲率。将式(4)代入式(13)可知, 为了获得亚  $\mu\text{Gal}$  ( $10^{-9}\text{g}$ ) 级的重力测量精度, 要求激光波前曲率

$$R(z) \geq \frac{v_{\perp}^2}{1 \mu\text{Gal}} \quad (14)$$

对图 5 所示的布拉格驻波与原子相互作用过程取典型数据<sup>[20]</sup>:  $r_0 = 1.5 \text{ mm}$ ,  $t_0 = 20 \text{ ms}$ ,  $T = 50 \text{ ms}$ ,  $T_{\perp} = 5 \mu\text{K}$  (经过速度选择的原子) 和  $T_{\perp} = 0.36 \mu\text{K}$  (BEC 原子), 代入式(12)、式(14)可得对应的布拉格激光  $1/e^2$  半径  $w > 3 \text{ mm}$  和  $w > 1.7 \text{ mm}$ , 曲率半径  $R(z) > 48.8 \text{ km}$  和  $R(z) > 3.5 \text{ km}$ 。

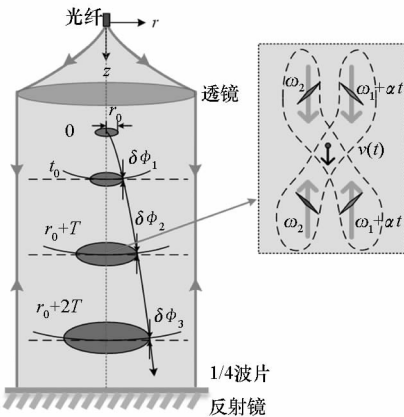


图 5 布拉格激光驻波与原子相互作用示意图

Fig. 5 Diagram of Bragg lasers interacting with atoms

### 2.3 激光频率差与频率失谐

根据图 2 所示的  $n$  阶布拉格衍射原理及原子

在基态超精细能态的动量-能量关系, 可得激光频率与各中间动量态跃迁频率的失谐为:

$$\Delta_m = \begin{cases} \Delta + \left( m^2 \omega_r - \frac{m-1}{2} \omega_{\text{eff}} \right), & m = 1, 3, \dots, 2n-1 \\ \frac{m}{2} \omega_{\text{eff}} - m^2 \omega_r, & m = 2, 4, \dots, 2n \end{cases} \quad (15)$$

其中,  $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$  为布拉格脉冲中两束激光的频率差。当  $m = 2n$  时, 失谐为 0, 由此可得

$$\omega_{\text{eff}} = 4n\omega_r = n\delta_B \quad (16)$$

以原子由囚禁态开始下落时刻为零时刻, 则  $t$  时刻原子的多普勒频移为  $2kgt$ , 为实现  $n$  阶布拉格衍射, 要求线性扫描两束激光频率差以补偿多普勒频移, 即  $n$  阶布拉格衍射的共振条件为两束激光的频率差。

$$\delta_n(t) = n\delta_B + 2kgt \quad (17)$$

利用式(16)可将式(15)化简为:

$$\Delta_m = \begin{cases} \Delta + [m^2 - 2n(m-1)]\omega_r, & m = 1, 3, \dots, 2n-1 \\ m(2n-m)\omega_r, & m = 2, 4, \dots, 2n \end{cases} \quad (18)$$

当  $m$  为奇数时,  $\Delta_m$  代表与激发态跃迁频率的失谐, 在大失谐 ( $\Delta \gg \omega_r$ ) 条件下, 布拉格脉冲作用时原子处于激发态的概率可估算为:

$$P_i(t) \approx \left( \frac{\Omega_0}{2\Delta} \right)^2 = \frac{\Omega_2}{2\Delta} \quad (19)$$

其中,  $\Omega_0 = \frac{d_{gi} \cdot E_0}{\hbar}$  为单光子拉比频率,  $d_{gi}$  为两能级间的电偶极距,  $E_0$  为布拉格激光电场强度,  $\Omega_2 = \Omega_0^2 / (2\Delta)$  为双光子拉比频率。在布拉格衍射过程中原子因自发辐射而损失的概率为:

$$N_s = \frac{\Omega_2}{2\Delta} \Gamma \tau \quad (20)$$

其中,  $\Gamma = 2\pi \times 6.06 \text{ MHz}$  为激发态的自发衰减率,  $\tau$  为布拉格脉冲作用时间。为了使自发辐射损失率  $N_s < 1\%$  以保证较好的相干性, 要求布拉格脉冲频率失谐。

$$\Delta \geq \frac{\Omega_2 \tau}{2N_s} \Gamma \quad (21)$$

对 1 阶布拉格衍射,  $\pi$  脉冲条件为  $\Omega_2 \tau = \pi$ , 可得激光频率失谐  $\Delta \geq 2\pi \times 1 \text{ GHz}$ 。对  $n$  阶衍射, 要求  $\Omega_{2n} \tau = \pi$ , 则需要  $\Omega_2 \tau \gg \pi$ , 因此要求布拉格激光频率失谐  $\Delta \gg 2\pi \times 1 \text{ GHz}$ 。

### 2.4 激光强度

由 1 阶布拉格衍射的双光子有效拉比频率  $\Omega_2 = \Omega_0^2 / (2\Delta)$ , 可以类推  $n$  阶布拉格衍射的  $2n$  光子有效拉比频率。

$$\Omega_{2n} = \frac{[\Omega_0]^{2n}}{2^{2n-1} \Delta_1 \Delta_2 \cdots \Delta_{2n-1}} \quad (22)$$

将式(18)代入式(22),当  $m$  为奇数时,取  $\Delta_m \approx \Delta$ ,化简可得

$$\Omega_{2n} = \frac{[\Omega_2]^n}{(8\omega_r)^{n-1} [(n-1)!]^2} \quad (23)$$

经  $n$  阶布拉格衍射后原子处于  $|p + 2n\hbar k\rangle$  态的概率为:

$$P_{|p+2n\hbar k\rangle}(t) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_{2n} t)] \quad (24)$$

表1 不同衍射阶数下的最优化激光功率比较

Tab.1 Optimal laser parameters of different diffraction order

|                                  | 衍射阶数 $n$ |       |       |       |       |       |
|----------------------------------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                                  | 1        | 5     | 10    | 15    | 20    | 25    |
| 脉冲作用时间 $\tau(\omega_r^{-1})$     | 0.192    | 0.086 | 0.105 | 0.086 | 0.077 | 0.072 |
| 双光子拉比频率 $\Omega_2(\omega_r)$     | 16.4     | 38.7  | 118.1 | 254.6 | 443.6 | 685.5 |
| 激光强度 $I/(\text{mW}/\text{cm}^2)$ | 18.0     | 42.6  | 130.0 | 280.2 | 488.2 | 754.4 |
| 激光功率 $P/\text{mW}$               |          |       |       |       |       |       |
| BEC 原子                           | 1.7      | 3.9   | 11.9  | 25.6  | 44.6  | 68.8  |
| 速度选择原子                           | 5.1      | 12.1  | 36.9  | 79.6  | 138.7 | 214.4 |

其中  $\omega_r = 2\pi \times 3.77$  kHz。由表1可知,最优化双光子拉比频率、激光强度及功率随衍射阶数  $n$  的增大迅速增大,并且使用速度选择原子比 BEC 原子所需光强更大。实验时,常增大频率失谐为  $x$  GHz ( $x > 1$ ) 以进一步减小自发辐射的影响,则最优化单束激光强度及功率也需增大  $x$  倍;为了减小激光波前弯曲的影响,需增大激光半径,则单束激光功率也随之增大。

## 2.5 激光时序

若实验中采用反射镜来产生布拉格驻波,如图5所示,这时会形成向上和向下同时传播的两对驻波,均可使静止态的原子发生衍射。为了使原子衍射到特定方向,需先让原子自由下落一段时间,当多普勒频移大于布拉格共振频率时再施加布拉格脉冲。对  $n$  阶布拉格衍射,要求  $2k\nu(t) > n\delta_B$ ,即需先让原子自由下落  $0.6n$  ms,再施加布拉格脉冲。结合2.3节、2.4节所得结论,可得布拉格衍射型原子干涉重力仪所需的激光强度和频率随时间变化如图6所示。

## 3 讨论

Altin 等<sup>[12]</sup>采用出射功率 11 W 的光纤激光器,最终产生直径 7.5 mm,脉冲间隔 40 ms,频率失谐 3 GHz,初始频率差  $2\delta_B$ ,频率啁啾率约

因此,  $\pi$  和  $\pi/2$  脉冲的作用时间分别为:

$$\begin{cases} \tau_\pi = \pi/\Omega_{2n} \\ \tau_{\pi/2} = \tau_\pi/2 \end{cases} \quad (25)$$

布拉格激光脉冲的作用时间  $\tau$  受布拉格共振条件和原子动量展宽的限制,需要稳定在一定范围内,结合文献[17]中原子的径向动量  $\Delta p_{\parallel} = \hbar k$ 、最优化布拉格  $\pi$  脉冲作用时间、2.2 节和 2.3 节所得的激光最小半径和失谐,以及<sup>87</sup>Rb 原子参数,可计算出不同衍射阶数下的最优化双光子拉比频率、单束布拉格激光强度及功率,见表1。

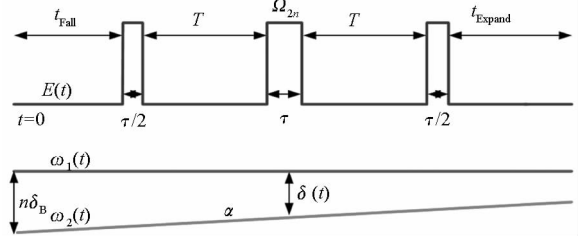


图6 布拉格衍射型原子重力仪激光时序图

Fig.6 Time dependence of laser intensity and frequency for Bragg atom gravimeter

25.1 MHz/s的布拉格驻波,实现了经布洛赫速度选择后  $\Delta p \approx 1\hbar k$  原子的2阶布拉格衍射原子重力仪,经 1000 s 积分后重力测量精度为  $2.7 \times 10^{-9} \text{g}$ ; Debs 等<sup>[13]</sup>采用两个出射功率 1.3 W 的半导体激光器,最终产生直径 3 mm,功率 150 mW,脉冲间隔 3 ms,频率失谐 90 GHz,初始频率差  $\delta_B$ ,频率啁啾率约 25.1 MHz/s 的布拉格驻波,实现了动量展宽  $\Delta p \approx 0.14\hbar k$  的<sup>87</sup>Rb BEC 原子的1阶布拉格衍射原子重力仪,测得重力加速度为  $9.78592 \text{m/s}^2$ ,测量精度为  $10^{-5} \text{m/s}^2$ 。以上实验数据均符合2.1~2.5节分析所得的关键实验条件,包括原子纵向温度、布拉格激光直径、激光频率差与频率失谐、激光强度及激光时序等。布拉格衍射型冷原子干涉重力仪虽然需要较大的激光

光强和更冷的原子源,但其具有 1.1 节所列的多种优点,因而成为高灵敏度冷原子干涉重力仪最有潜力的候选技术之一。

## 4 结论

本文在与常规拉曼型原子干涉重力仪对比的基础上,介绍了一种基于  $n$  阶布拉格衍射的原子重力仪,通过大动量分束,可将相同体积下拉曼重力仪的测量灵敏度提高  $n$  倍。由于布拉格衍射的内禀优越性,该方案还可有效减小共模误差及环境干扰。经建模分析可得实现原子平行驻波入射的时间型  $n$  阶布拉格衍射原子干涉重力仪的关键实验条件为:原子纵向温度  $< 0.36 \mu\text{K}$ , 必须使用经速度选择后的原子或 BEC 原子;最小布拉格激光半径和曲率半径随原子温度的增大而增大,若不使用 BEC 原子,则要求激光半径  $w > 3 \text{ mm}$ ,波前曲率半径  $R(z) > 48.8 \text{ km}$ ;两束激光频率差  $\delta_n(t) = n\delta_B + 2kgt$ ;单光子频率失谐随衍射阶数的增大而增大,1 阶衍射要求  $\Delta \geq 2\pi \times 1 \text{ GHz}$ ;激光光强随衍射阶数的增大迅速增大,1 阶衍射要求光强  $I > 18 \text{ mW/cm}^2$ ;为克服反向衍射,需等原子下落  $0.6n \text{ ms}$  后再施加  $n$  阶布拉格脉冲。与已有实验数据的对比结果表明,所建模型合理,所得结论能够为实际构造一台布拉格衍射型冷原子干涉重力仪提供有意义的指导。

## 参考文献 (References)

- [1] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(2): 181–184.
- [2] Takase K. Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer [D]. USA: Stanford University, 2008.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [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] Muquans Corporation. Project scheduler: absolute quantum gravimeter [CP/DK]. [2016–01–06]. <http://www.muquans.com/index.php/products/aqg>.
- [8] Van Z T, Gaaloul N, Singh Y, et al. Bose-Einstein condensation in microgravity [J]. *Science*, 2010, 328(5985): 1540–3.
- [9] McGuirk J M, Snadden M J, Kasevich M A. Large area light-pulse atom interferometry [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(21): 4498–4501.
- [10] Kovachy T, Chiow S W, Kasevich M A. Adiabatic-rapid-passage multiphoton Bragg atom optics [J]. *Physical Review A*, 2012, 86(1): 011606.
- [11] Cladé P, Guellati-Khélifa S, Nez F, et al. Large momentum beam splitter using bloch oscillations [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(24): 240402.
- [12] Altin P A, Johnsson M T, Negnevitsky V, et al. Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction [J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(2): 023009.
- [13] Debs J E, Altin P A, Barter T H, et al. Cold-atom gravimetry with a Bose-Einstein condensate [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 033610.
- [14] Giltner D M, McGowan R W, Lee S A. Theoretical and experimental study of the Bragg scattering of atoms from a standing light wave [J]. *Physical Review A*, 1995, 52(5): 3966–3972.
- [15] Blakie P B, Ballagh R J. Mean-field treatment of Bragg scattering from a bose-einstein condensate [J]. *Journal of Physics B Atomic*, 2000, 33(19): 3961–3982.
- [16] Müller H, Chiow S W, Chu S, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(18): 180405.
- [17] Szigeti S S, Debs J E, Hope J J, et al. Why momentum width matters for atom interferometry with Bragg pulses [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(2): 023009.
- [18] 任利春, 周林, 李润兵, 等. 不同序列拉曼光脉冲对原子重力仪灵敏度的影响 [J]. *物理学报*, 2009, 58(12): 8230–8235.
- [19] REN Lichun, ZHOU Lin, LI Runbing, et al. Dependence of sensitivity of atom interferometer gravimeters on the Raman laser pulse sequences [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(12): 8230–8235. (in Chinese)
- [19] 周敏康. 原子干涉重力测量原理性实验研究 [D]. 武汉: 华中科技大学, 2010.
- [19] ZHOU Minkang. Experimental demonstration of an atom interferometry gravimeter [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2010. (in Chinese)
- [20] Wang Z Y, Chen T, Wang X L, et al. A precision analysis and determination of the technical requirements of an atom interferometer for gravity measurement [J]. *Frontiers of Physics in China*, 2009, 4(2): 174–178.