

# 基于驻波拉曼光场的磁不敏态物质波对称分束

陈 康<sup>1,2</sup> 陈 涛<sup>1,2</sup> 钱 军<sup>1</sup> 李晓林<sup>1</sup> 王育竹<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 提出了基于磁不敏态的 Raman-Nath 对称分束方法和内态干涉方案。基于磁不敏态的干涉对磁场涨落敏感性较低,有助于增强干涉条纹的对比度。如果将 Raman-Nath 对称分束方法应用于路径共轭的原子陀螺仪,系统噪声可显著降低。通过优化双脉冲对称分束参数,可以获得较高的衍射效率。内态干涉方案成功解决了干涉动量态易受环境影响的问题。

**关键词** 原子与分子物理学; 原子干涉仪; 相干分束; 冷原子

**中图分类号** O562 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201636.0902001

## Symmetric Matter Wave Splitting of Magnetically Insensitive States by Standing Wave Raman Light

Chen Kang<sup>1,2</sup> Chen Tao<sup>1,2</sup> Qian Jun<sup>1</sup> Li Xiaolin<sup>1</sup> Wang Yuzhu<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** The method of Raman-Nath symmetric beam splitting based on magnetically insensitive states and the scheme of internal state interference are proposed. The interference based on magnetically insensitive states is insensitive to the magnetic fluctuation, which is beneficial to the contrast enhancement of interference fringes. If such a Raman-Nath symmetric beam splitting method is applied in the path-conjugate atom gyroscope, the system noise is obviously reduced. By means of optimizing the symmetric-beam-splitting parameters of double pulses, it is possible to obtain a high diffraction efficiency. The scheme of internal state interference is successfully used to solve the problem of momentum state interference being susceptible to the environment.

**Key words** atomic and molecular physics; atom interferometer; coherent beam splitting; cold atom

**OCIS codes** 020.1335; 020.1670; 020.7490; 020.3320

## 1 引 言

冷原子干涉仪作为精密测量的基本工具之一,已经广泛应用于等效原理<sup>[1]</sup>、重力梯度<sup>[2]</sup>、牛顿引力常数<sup>[3-4]</sup>、引力波<sup>[5-7]</sup>、引力红移<sup>[8]</sup>和转速传感器<sup>[9-10]</sup>等的研究。在相同的闭合环路中,原子陀螺仪的灵敏度比光学干涉仪大 10 个数量级。目前实现的冷原子陀螺仪主要都是基于自由空间中的相干分束<sup>[9-10]</sup>。原子的运行路径由导引决定,如果将相干分束、导引、干涉过程置于原子芯片上的磁导引中,就可以实现更高的稳定性。增加磁导引后,磁场的缺陷和涨落会引起消相干。

光脉冲动量相干物质波的分束方法通常有两种。第一种是内态分束,即分束后原子处在与动量态耦合的两个不同内态的叠加态上<sup>[11-13]</sup>,这种方法使得两个不同的内态获得了不同的光子反冲动量,干涉路径很难

收稿日期: 2016-04-22; 收到修改稿日期: 2016-05-11

基金项目: 国家自然科学基金(91536107)

作者简介: 陈 康(1991—),男,硕士研究生,主要从事原子干涉仪方面的研究。E-mail: k.chen@siom.ac.cn

导师简介: 李晓林(1979—),男,博士,副研究员,硕士生导师,主要从事超冷原子物理实验研究方面的研究。

E-mail: xiaolin\_li@siom.ac.cn(通信联系人)

共轭,加上干涉路径是非对称的,原子在环形导引中运行一圈后,两个内态累积的相位差会带有路径依赖噪声,大大降低了干涉条纹的对比度以及原子陀螺仪的灵敏度<sup>[14]</sup>;第二种是外态分束,即分束后两束原子获得了相同的光子反冲动量且处于单一内态<sup>[15-16]</sup>,这种方法的干涉路径虽然是共轭的,但很难得到较高的信噪比<sup>[16]</sup>,单一内态受磁场影响较大,导引磁场涨落造成的退相干会大大降低干涉条纹的对比度。

因此,本课题组提出了利用磁不敏叠加态进行对称分束,并且使用内态干涉探测相位差。通过微波缀饰可使叠加态对外部磁场有较好的抗干扰性,有助于增强干涉条纹对比度;为了实现路径共轭,使用薄光栅的 Raman-Nath 过程进行对称分束<sup>[17-18]</sup>;为了提升信噪比<sup>[19-20]</sup>,使用内态干涉。

本文基于 Raman-Nath 分束建立了三能级模型,研究了在单个脉冲作用下双光子失谐对不同衍射级次的影响,引入双脉冲分束并对脉冲参数进行优化,研究了原子初始温度分布对分束的影响,介绍了内态干涉在实验上的操作流程。

## 2 基于 Raman-Nath 分束的三能级模型

选择<sup>87</sup>Rb $5^2s_{1/2}$ 能级的 $|1\rangle = |F_1=1, m_1=-1\rangle$ 和 $|2\rangle = |F_2=2, m_2=1\rangle$ 两个基态作为模型,这两个态构成了磁不敏叠加态,其中 $F_1$ 和 $F_2$ 为总角动量量子数, $m_1$ 和 $m_2$ 为对应的磁量子数。在远共振的驻波光场作用下,基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 会与 $5^2p_{3/2}$ 能级的激发态 $|3\rangle = |F_3=2, m_3=0\rangle$ 耦合,在两个不同频率的驻波激光场作用下原子被散射到不同的动量态上,如图 1 所示,其中 $\sigma_+$ 和 $\sigma_-$ 分别表示磁子能级量子数为+1和-1的圆偏振。三能级体系与两拉曼光耦合示意图如图 2 所示,这两束激光的失谐量为 $\delta_i = \omega_i - \omega_i^{(1)}$  ( $i=1, 2$ ),其中 $\omega_k = (E_3 - E_k)/\hbar$ , $\hbar$ 为约化普朗克常数; $E_3$ 是激发态能量; $E_i$  ( $i=1, 2$ )分别是两个基态的能量; $\omega_i^{(1)}$ 是激光的频率; $\delta = \delta_1 - \delta_2$ 为双光子失谐; $\Delta = (\delta_1 + \delta_2)/2$ 是两束拉曼光失谐的平均值。在不同频率的拉曼驻波光场作用下,原子被转移到动量叠加态 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|-2n\hbar k\rangle + |2n\hbar k\rangle)$ 上,其中 $n$ 为动量衍射级次。

由于 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态有相同的磁矩,利用 Breit-Rabi 公式,当外磁场为 0.323 mT 时, $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态的塞曼频移差为零<sup>[21]</sup>,但二阶塞曼频移差不为零。利用微波缀饰技术,当外磁场在 $10^{-5}$ T 范围内变化时,二阶塞曼频移差可被压缩到 0.1 Hz 之内<sup>[22-23]</sup>,这使得系统对外部磁场变化的敏感性大大降低,有利于增强相干条纹的对比度。利用薄光栅的 Raman-Nath 对称分束保证了干涉仪两臂路径的共轭。

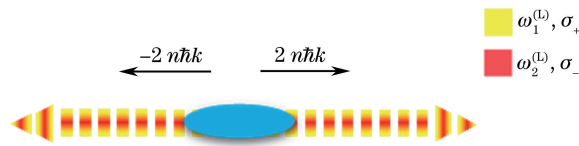


图 1 利用两束对射的驻波拉曼光场进行原子分束的示意图

Fig. 1 Schematic diagram of atom splitting by two pairs of counter-propagating standing wave Raman lights

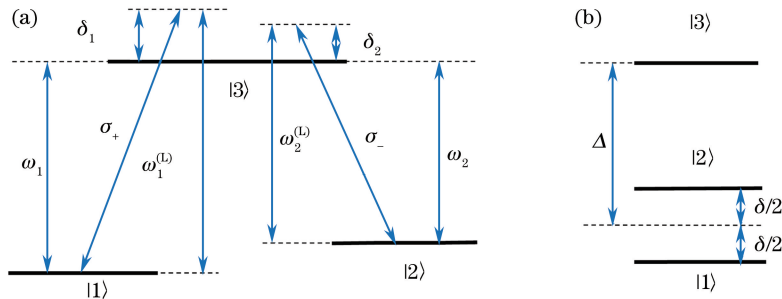


图 2 三能级体系与两拉曼光耦合示意图。(a) 薛定谔表象;(b) 旋转坐标系

Fig. 2 Schematic diagram of three-level system coupling with two Raman lights. (a) Schrödinger representation; (b) rotating frame

为了避免处理时间依赖项,选择在相互作用表象中分析这个模型,在相互作用表象中,假设两个驻波光场的初始相位差为 0,体系的哈密顿量

$$H = H_0 + H_{\text{int}}^1, \quad (1)$$

式中

$$H_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \omega_1^{(1)} |3\rangle\langle 3| + [\omega_1^{(1)} - \omega_2^{(1)}] |2\rangle\langle 2|, \quad (2)$$

$$H_{\text{int}}^1 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \delta_1 |3\rangle\langle 3| + (\delta_1 - \delta_2) |2\rangle\langle 2| - [\Omega_1 \cos(kz) |3\rangle\langle 1| + \Omega_2 \cos(kz) |3\rangle\langle 2| + h.c.], \quad (3)$$

式中  $\hat{p}$  为原子动量算符,  $z$  为光程,  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  为两个驻波光场对应的拉比频率,  $m$  为原子质量,  $h.c.$  为共轭项。  $\omega_{1,2}^{(1)} \gg |\omega_1^{(1)} - \omega_2^{(1)}|$ , 并且拉曼光束波矢  $k_1 \approx k_2 \approx k$ 。

变换前态矢为  $|\Psi\rangle$ , 转换到旋转坐标系后, 态矢为  $|\varphi\rangle = U|\Psi\rangle = \exp(-i\hat{\xi}t)|\Psi\rangle = [C_{1,n}, C_{2,n}, C_{3,n}]^T$ ,  $U$  为变换矩阵,  $T$  为转置变换,  $C_{i,n}$  ( $i=1,2,3$ ) 为态矢的分量,  $t$  为系统演化时间, 下标  $i$  ( $1,2,3$ ) 和  $n$  分别代表原子内态  $|i\rangle$  和衍射级次, 且

$$\hat{\xi} = \begin{bmatrix} \frac{\delta}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \omega_1 - \omega_2 - \frac{\delta}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \omega_1 - \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中  $\delta = \delta_1 - \delta_2$  为双光子失谐。在旋波近似下:

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{1,2n} = \left[ \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} - \frac{\delta}{2} \right] C_{1,2n} + \frac{\Omega_1}{2} (C_{3,2n-2} + C_{3,2n+2}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{2,2n} = \left[ \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} + \frac{\delta}{2} \right] C_{2,2n} + \frac{\Omega_2}{2} (C_{3,2n-2} + C_{3,2n+2}), \quad (6)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} C_{3,2n} = \left[ \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} + \Delta \right] C_{3,2n} + \frac{\Omega_1}{2} (C_{1,2n-2} + C_{1,2n+2}) + \frac{\Omega_2}{2} (C_{2,2n-2} + C_{2,2n+2}), \quad (7)$$

式中  $\Delta = (\delta_1 + \delta_2)/2$ ,  $k_0$  为原子动量。

考虑到两束对射的驻波拉曼光场都是大失谐的, 绝热<sup>[24-26]</sup>消去  $C_{3,2n}$ , 也就是  $\frac{\partial C_{3,2n}}{\partial t} = 0$ , 代入到(7)式中:

$$C_{3,2n} = - \frac{\frac{\Omega_1}{2} (C_{1,2n-2} + C_{1,2n+2}) + \frac{\Omega_2}{2} (C_{2,2n-2} + C_{2,2n+2})}{\frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} + \Delta}, \quad (8)$$

将(8)式代入到(7)式, 可以得到动量空间中的 Raman-Nath 耦合方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} C_{1,2n}(k, t) \\ C_{2,2n}(k, t) \end{bmatrix} = \left\{ \begin{bmatrix} \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} - \frac{\delta}{2} & 0 \\ 0 & \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} + \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} - \frac{2}{4 \times \left( \frac{p^2}{2\hbar m} + \Delta \right)} \times \begin{bmatrix} \Omega_1^2 & \Omega_1 \Omega_2 \\ \Omega_1 \Omega_2 & \Omega_2^2 \end{bmatrix} \right\} \times \\ \begin{bmatrix} C_{1,2n}(k, t) \\ C_{2,2n}(k, t) \end{bmatrix} - \frac{1}{4 \times \left( \frac{p^2}{2\hbar m} + \Delta \right)} \times \begin{bmatrix} \Omega_1^2 & \Omega_1 \Omega_2 \\ \Omega_1 \Omega_2 & \Omega_2^2 \end{bmatrix} \left\{ \begin{bmatrix} C_{1,2n-2}(k, t) \\ C_{2,2n-2}(k, t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{1,2n+2}(k, t) \\ C_{2,2n+2}(k, t) \end{bmatrix} \right\}, \quad (9)$$

式中  $p$  为原子动量,  $\Omega_1, \Omega_2$  是两束拉曼光的拉比频率。对(9)式进行化简, 假设: 1)  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ ; 2) 两束激光的双光子失谐相等, 即  $\delta_1 = \delta_2$ , 两个超精细结构基态简并, 如图 2(b)所示。此时, 三能级系统退化为两能级系统, 这个结论可以从(9)式中看出。为了方便, 在不引起误解的情况下, 去掉了  $C_{1,2n}$  和  $C_{2,2n}$  的下标 1 和 2,  $C_{2n}$  满足相同的解

$$i \frac{\partial}{\partial t} C_{2n}(k, t) = \left[ \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} - \frac{\Omega^2}{\Delta} \right] C_{2n}(k, t) - \frac{\Omega^2}{2\Delta} \times [C_{2n-2}(k, t) + C_{2n+2}(k, t)], \quad (10)$$

式中  $|\Delta| \gg \frac{p^2}{2\hbar m}$ 。对 (10) 式作么正变化, 得

$$i \frac{\partial}{\partial t} C_{2n}(k, t) = \frac{(2nk + k_0)^2}{2\hbar m} \times C_{2n}(k, t) - \Omega_{\text{eff}} \times [C_{2n-2}(k, t) + C_{2n+2}(k, t)], \quad (11)$$

式中  $\Omega_{\text{eff}}$  为有效拉比频率, 且  $\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega^2}{2\Delta}$ 。如果将  $-\Omega_{\text{eff}}$  替换为  $\frac{1}{2}\Omega_{\text{eff}}$ , 此时 (11) 式描述的体系与文献 [15] 中的两能级体系是一致的。

### 3 单脉冲对称分束

基于上述三能级模型, 接下来讨论基于 Raman-Nath 对称分束的单脉冲对称分束。对称分束要求相同散射级次的动量态具有相同振幅, 从 (11) 式中可以看出, 如果原子初始的动量忽略不计, 即  $k_0 \approx 0$ ,  $C_{2n}$  和  $C_{-2n}$  有相同形式的解。

与驻波拉曼光场相互作用的原子被散射到各个不同级次。为了实现对称分束, 期望分束后原子处于  $\frac{1}{2}(|1\rangle + |2\rangle) \cdot (|2n\hbar k\rangle + |-2n\hbar k\rangle)$  态 ( $n$  是整数), 其中  $|\pm 2n\hbar k\rangle$  是原子的动量态, 此时分开的两束原子动量大小相等, 方向相反, 路径上是共轭的。

利用保真度来判定分束结果是否有效。  $|\varphi\rangle$  和  $|\varphi_{\text{ideal}}\rangle$  分别为真实的态矢和期望得到的态矢, 保真度<sup>[27]</sup>  $F = |\langle \varphi_{\text{ideal}} | \varphi \rangle|^2$ , 保真度越大, 衍射效率就越高。

假设原子初始态为  $|\varphi_{\text{ini}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle) | \hbar k_0 \rangle$ , 该叠加态可以通过在单态  $|1\rangle$  上作用一个  $\pi/2$  脉冲的微波和射频场来实现。这里  $\hbar k_0$  是原子的初始动量。考虑到原子动量分布很窄, 动量波失展宽  $\Delta k_0$  在  $k_0 = 0$  附近远远小于光子反冲动量  $k$ , 此时,  $n$  阶衍射的保真度为

$$F = \frac{1}{2} |\exp [i\Delta\phi(\delta, t)] C_{1,2n} + C_{2,2n}|^2, \quad (12)$$

式中  $\Delta\phi(\delta, t)$  是  $|1, 2n\hbar k\rangle$  和  $|2, 2n\hbar k\rangle$  的相对相位。

令脉冲时间  $\tau = t/\omega_r$ , 对称衍射的保真度  $F$  与拉曼失谐  $\delta$  以及脉冲时间  $\tau$  之间的函数关系如图 3 所示,  $\Omega_{\text{eff}} = 20\omega_r$ 。对于一阶衍射  $n=1$ , 最大保真度为 0.710, 此时  $\tau = 0.37\omega_r^{-1}$ ,  $\delta = 0$ , 其中  $\omega_r$  为光子反冲能量。与一阶衍射类似, 对于  $n=2, 3, 4$ , 相应的最大保真度为 0.585, 0.395, 0.174, 模式变得更简单。如果双光子失谐  $\delta \neq 0$ , 由 (9) 式可知,  $C_{1,2n}$  和  $C_{2,2n}$  均有一个与时间相关的相位差, 这会直接降低保真度, 这也就解释了为什么对于不同的衍射级次, 最大保真度都是出现在  $\delta = 0$  处。另外, 保真度无法达到 100%, 这是由于原子还会被衍射到其他级次。

经过上面的分析可以看出, 单个方脉冲的对称分束效果并不理想, 最大保真度小于 80%, 为了提高衍射效率, 采用双脉冲对称分束方法。

### 4 双脉冲对称分束

为了克服其他衍射级次对原子布局的限制, 采用功率较低的激光以降低原子衍射到其他级次的概率。利用 Bloch 模型来描述双脉冲过程, 如图 4 所示。

当两束对射驻波光场的双光子失谐为 0 时,  $C_{1,2n}$  和  $C_{2,2n}$  同时满足 (10) 式。当  $\Omega_{\text{eff}} \ll 4N^2\omega_r$  时 ( $N$  为二能级体系有效的最大衍射级次), 截取关于  $n$  的 (10) 式的最低阶的  $2N-1$  个方程。建立球坐标系,  $\theta$  和  $\phi$  分别是态矢的极角和相位角。对于  $N=2$ , 定义  $C_0 = \cos(\theta/2)$ ,  $C_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(C_2 + C_{-2}) = \exp(i\phi) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$ ,  $|+\rangle =$

$\frac{1}{2}(|1\rangle + |2\rangle) \cdot (|2\hbar k\rangle + |-2\hbar k\rangle)$ ,  $|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle) \cdot |0\hbar k\rangle$ 。将态矢映射到单位矢量  $\mathbf{r} =$

$(\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\phi)$ ,  $\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$ ,  $\boldsymbol{\Omega} = (-2\sqrt{2}\Omega_{\text{eff}}, 0, 4\omega_r)$ , 通过优化  $\Omega_{\text{eff}}$  可以实现态矢从  $C_0$  到

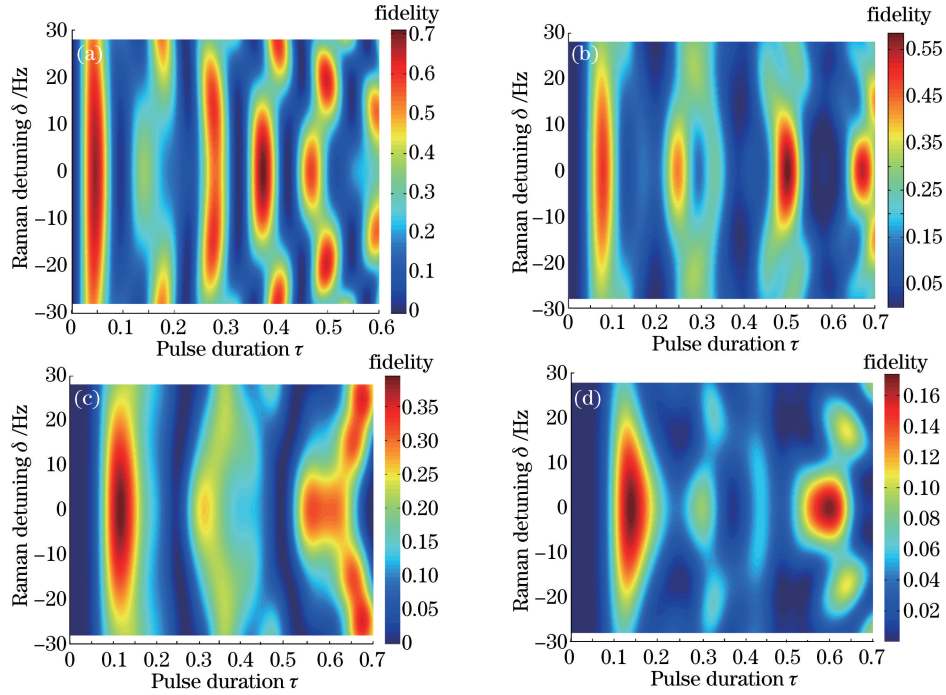


图 3 不同衍射级下的对称衍射保真度与双光子失谐以及脉冲时间之间的函数关系。  
(a) 1 级衍射; (b) 2 级衍射; (a) 3 级衍射; (d) 4 级衍射

Fig. 3 Fidelity of symmetric diffraction as functions of double-photon detuning and pulse duration under different diffraction orders. (a) First order diffraction; (b) second order diffraction; (c) third order diffraction; (d) fourth order diffraction

$C_+$  的反转。

在双脉冲作用下, 矢量  $\mathbf{r}$  的演化如图 4 所示,  $x$ - $y$  平面表示的是  $|0\rangle$  和  $|+\rangle$  的叠加态,  $z$  轴的负方向和正方向分别代表  $|0\rangle$  和  $|+\rangle$ , 红色的实线(虚线)箭头表示末态(初态), 蓝色的箭头是旋转轴。第一个脉冲作用后, 系统处在  $|0\rangle$  和  $|+\rangle$  的相同振幅的叠加态上, 经过一段时间的自由演化, 第二个脉冲开始作用, 要使全部  $|C_0|^2=1$  的原子转移到  $|C_+|^2=1$  上, 只需满足三个条件: 1) 脉冲强度满足  $\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{2}\omega_r$ ; 2) 两个脉冲的作用时长必须满足  $\tau_1 = \tau_3 = \frac{(2n_1+1)\pi}{4\sqrt{2}\omega_r}$ ; 3) 两个脉冲作用的时间间隔满足  $\tau_2 = \frac{(2n_2+1)\pi}{4\omega_r}$ , 这里  $n_1$  和  $n_2$  是整数。

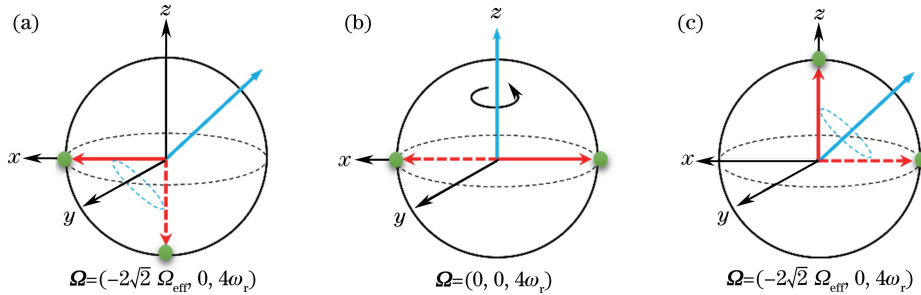


图 4 双脉冲原子物质波分束的 Bloch 模型。(a) 第一个脉冲作用; (b) 自由演化,  $r$  围绕着  $z$  轴转动; (c) 第二个脉冲作用  
Fig. 4 Bloch model of double-pulse atom-matter-wave splitting. (a) First pulse playing its role; (b) free evolution,  $r$  rotating around  $z$  axis; (c) second pulse playing its role

与单个脉冲分束相比, 通过对双脉冲分束参数进行数值优化, 可以得到更高的保真度, 如表 1 所示, 其中  $F$  为第  $n$  阶衍射级次的保真度。从数值模拟的结果来看, 最优化的拉比频率近似满足关系  $\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{2}n^2\omega_r$ 。

表 1 优化双脉冲参数

Table 1 Parameter optimization of double pulses

| $n$                            | 1      | 2      | 3      | 4      |
|--------------------------------|--------|--------|--------|--------|
| $\Omega_{\text{eff}}/\omega_r$ | 1.45   | 6.66   | 13.3   | 23.00  |
| $\omega_r\tau_1$               | 0.710  | 0.730  | 0.615  | 0.715  |
| $\omega_r\tau_2$               | 0.90   | 0.705  | 0.660  | 0.440  |
| $\omega_r\tau_3$               | 0.525  | 0.425  | 0.225  | 0.575  |
| Max $F$                        | 0.9879 | 0.9723 | 0.9676 | 0.9334 |

## 5 原子团温度对分束的影响

上述分析是在假设原子初始态处于  $k_0=0$  的情况下进行的,实际上原子不可能处于静止,因此有必要分析原子动量分布对物质波分束的影响。假设初始原子团动量服从高斯分布  $P(\delta, \omega_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_p}} \exp[-p^2/(2\omega_p^2)]$ , 这里  $\omega_p$  是动量展宽。忽略不同动量原子的相对相位差,  $n$  阶衍射的保真度为

$$F = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_p}} \exp[-p^2/(2\omega_p^2)] \times \frac{1}{4} \times |C_{1,2n} + C_{1,-2n} + C_{2,2n} + C_{2,-2n}|^2 dp. \quad (13)$$

基于表 1 的双脉冲参数,对(13)式进行数值计算,得到最大保真度和温度的关系,如图 5 所示。由图可知,保真度随着原子温度(与原子动量等价)的变化而变化,原子温度越高,保真度越小。对于衍射级次  $n=1, 2, 3, 4$ ,当保真度为 80%时,原子温度分别为 49, 25, 13, 9 nK。

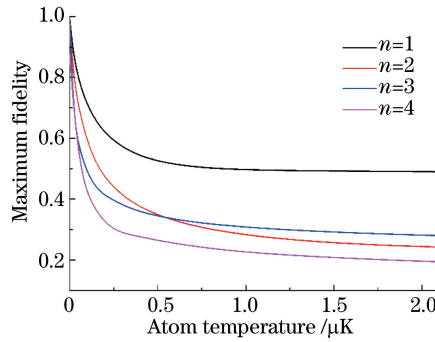


图 5 最大保真度随温度的变化

Fig. 5 Variation of maximum fidelity with atom temperature

## 6 内态干涉方案

由前面的讨论可以看出,基于双脉冲对称分束来获得高保真度的方案是可行的。此处的设计方案是基于原子芯片的阿基米德螺线圈,它不仅为原子提供了一个紧致的环形微阱,更重要的是有望实现较大闭合回路的环形导引。原子芯片能够提供一个紧凑的、稳定的以及可扩展的系统,它已经成为量子领域的一个重要工具。实验中冷原子是在芯片中制备的,之后被转移、装载到芯片磁导引中来制备相干叠加态。采用前文讨论的对称分束方法进行分束,原子在导引中运行一圈之后再行干涉和测量,结果如图 6 所示,蓝色的曲线和箭头分别表示物质波包和物质波运行方向,圆环表示环形波导。

由于  $|1\rangle, |2\rangle$  态的  $\Delta m_F = -2$ , 电偶极跃迁是禁戒的,用微波和射频的双光子过程制备  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  的叠加态  $|\psi_{\text{mw}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |2\rangle)$ 。经过对称分束后,态矢变为  $|\psi_{\text{evolve}}\rangle = \frac{1}{2} (|1\rangle + \exp(i\phi_{\text{in}}) |2\rangle) \cdot$

$[|2\hbar k\rangle + \exp(i\phi_{\text{ex}}) |-2\hbar k\rangle]$ , 在导引中运行一圈后,态矢演化为  $|\psi_{\text{evolve}}\rangle = \frac{1}{2} [ |1\rangle + \exp(i\phi_{\text{in}}) |2\rangle ] \cdot [ |2\hbar k\rangle + \exp(i\phi_{\text{ex}}) |-2\hbar k\rangle ]$ , 这里  $\phi_{\text{in}} = \omega_{\text{hfs}} t$  和  $\phi_{\text{ex}} = k_e \Delta x$  分别表示内态 ( $|1\rangle$  与  $|2\rangle$  态) 和外态 ( $|2\hbar k\rangle$  与  $|-2\hbar k\rangle$  态) 相位差,  $\omega_{\text{hfs}}$  是  $|1\rangle$  态和  $|2\rangle$  态在外磁场为 0 时的能级差,  $\Delta x$  是从分束到合束时两束原子运行的

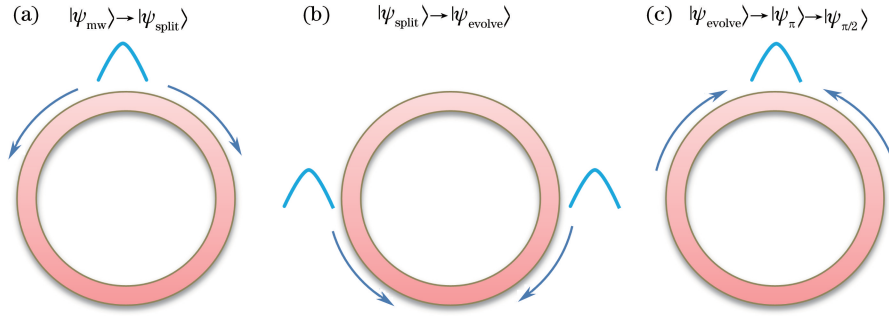


图 6 (a) 物质波分束; (b) 原子在闭合的环形导引中运行; (c) 合束和相干测量  
Fig. 6 (a) Matter-wave splitting; (b) atom moving under enclosed circular guidance;  
(c) beam combining and coherent measurement

路程差,  $k_e$  是两束原子的初始动量。

为了用内态干涉方法测量 Sagnac 相位差, 首先需要作用一个  $\pi$  脉冲的拉曼光进行镜像反射, 使得  $|1, p\rangle$  演化为  $|2, p + 2\hbar k\rangle$ ,  $|2, p + 2\hbar k\rangle$  演化为  $|1, p\rangle$ , 同时原子的态矢变为  $|\psi_\pi\rangle = \frac{1}{2}|2\rangle \cdot [4\hbar k\rangle + \exp(i\phi_{ex})|0\hbar k\rangle] + \frac{1}{2}\exp(i\phi_{in})|1\rangle [0\hbar k\rangle + \exp(i\phi_{ex})|-4\hbar k\rangle]$ , 态矢变成

$$|\psi_{\text{TOF}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\exp(i\phi_{in})|1\rangle|0\hbar k\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|2\rangle\exp(i\phi_{ex})|0\hbar k\rangle, \quad (14)$$

利用一个由微波和射频组合的  $\pi/2$  脉冲进行合束, 系统的态矢最终演化为

$$|\psi_{\pi/2}\rangle = \frac{1}{2}[\exp(i\phi_{in}) - i\exp(i\phi_{ex})]|2\rangle|0\hbar k\rangle. \quad (15)$$

$|1\rangle$  态和  $|2\rangle$  态原子布居数分别为

$$P_1 = \frac{1 + \sin(\phi_{ex} - \phi_{in})}{2}, P_2 = \frac{1 - \sin(\phi_{ex} - \phi_{in})}{2}, \quad (16)$$

通过测量  $|1, 0\hbar k\rangle$  或者  $|2, 0\hbar k\rangle$  的原子布局数就可得到 Sagnac 相位差。

## 7 结 论

提出了基于磁不敏叠加态的对称分束以及内态干涉方案。建立了 Raman-Nath 三能级模型, 通过分析单脉冲分束效率较低的原因, 引入了双脉冲对称分束, 并且优化了脉冲序列的强度、作用时间以及脉冲之间的时间间隔。探究了原子温度与保真度之间的关系, 提出了基于内态干涉的实验方案, 该方案可以用于实现大动量相干对称分束以及相干原子操作, 有助于实现基于原子芯片的陀螺仪。

## 参 考 文 献

- 1 Zhou Lin, Long Shitong, Tang Biao, *et al.* Test of equivalence principle at  $10^{-8}$  level by a dual-species double-diffraction Raman atom interferometer[J]. *Phys Rev Lett*, 2015, 115(1): 013004.
- 2 Sorrentino F, Bodart Q, Cacciapuoli L, *et al.* Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer [J]. *Phys Rev A*, 2014, 89(2): 023607.
- 3 Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M, *et al.* Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity[J]. *Science*, 2007, 315(5808): 74-77.
- 4 Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoli L, *et al.* Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms[J]. *Nature*, 2014, 510(7506): 518-521.
- 5 Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A, *et al.* New method for gravitational wave detection with atomic sensors[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 110(17): 171102.
- 6 Hohensee M, Lan S Y, Houtz R, *et al.* Sources and technology for an atomic gravitational wave interferometric sensor [J]. *Gen Relat Gravit*, 2011, 43(7): 1905-1930.

- 7 Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, *et al.* Atomic gravitational wave interferometric sensor[J]. *Phys Rev D*, 2008, 78(12): 122002.
- 8 Muller H, Peters A, Chu S. A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves[J]. *Nature*, 2010, 463(7283): 926-929.
- 9 Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope[J]. *Classical Quant Grav*, 2000, 17(12): 2385.
- 10 Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 78(11): 2046-2049.
- 11 Weitz M, Young B C, Chu S. Atomic interferometer based on adiabatic population transfer[J]. *Phys Rev Lett*, 1994, 73(19): 2563-2566.
- 12 Mcguirk J M, Snadden M J, Kasevich M A. Large area light-pulse atom interferometry[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(21): 4498-4501.
- 13 Tackmann G, Berg P, Abend S, *et al.* Large-area Sagnac atom interferometer with robust phase read out[J]. *Comptes Rendus Physique*, 2014, 15(10): 884-897.
- 14 Wu S J, Su E, Prentiss M. Demonstration of an area-enclosing guided-atom interferometer for rotation sensing[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(17): 173201.
- 15 Wu S, Wang Y J, Diot Q, *et al.* Splitting matter waves using an optimized standing-wave light-pulse sequence[J]. *Phys Rev A*, 2005, 71(4): 043602.
- 16 Wang Y J, Anderson D Z, Bright V M, *et al.* Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(9): 090405.
- 17 Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E. Optics and interferometry with atoms and molecules[J]. *Rev Mod Phys*, 2009, 81(3): 1051.
- 18 Keller C, Schmiedmayer J, Zeilinger A, *et al.* Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms[J]. *Applied Physics B*, 1999, 69(4): 303-309.
- 19 Torii Y, Suzuki Y, Kozuma M, *et al.* Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate[J]. *Phys Rev A*, 2000, 61(4): 041602.
- 20 Featonby P D, Summy G S, Webb C L, *et al.* Separated-path Ramsey atom interferometer[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(3): 495-499.
- 21 Harber D M, Lewandowski H J, Mcguirk J M, *et al.* Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas[J]. *Phys Rev A*, 2002, 66(5): 053616.
- 22 Sárkány L, Weiss P, Hattermann H, *et al.* Controlling the magnetic-field sensitivity of atomic-clock states by microwave dressing[J]. *Phys Rev A*, 2014, 90(5): 053416.
- 23 Baumgärtner F, Sewell R J, Eriksson S, *et al.* Measuring energy differences by BEC interferometry on a chip[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(24): 243003.
- 24 Brion E, Pedersen L H, Mølmer K. Adiabatic elimination in a lambda system[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2007, 40(5): 1033.
- 25 Hakobyan M V, Red'kov V M, Ishkhanyan A M. Adiabatic asymmetric scattering of atoms in the field of a standing wave [J]. *Laser Phys*, 2015, 25(6): 066001.
- 26 Laine T A, Stenholm S. Adiabatic processes in three-level systems[J]. *Phys Rev A*, 1996, 53(4): 2501.
- 27 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.