

# 自旋轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体中的拉曼耦合强度

黄良辉 王鹏军 付正坤 张 靖

(山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006)

**摘要** 对玻色-爱因斯坦凝聚中拉曼跃迁的拉比频率和耦合强度进行了实验研究,拉比频率是光与原子相互作用中的一个重要参量,用于衡量原子与光场之间耦合强度的大小,而拉曼跃迁耦合强度是自旋轨道耦合实验中的一个重要参数。研究了不同拉曼光频率失谐下,<sup>87</sup>Rb 在  $F=1$  时的超精细塞曼子能态  $|1,0\rangle$  和  $|1,1\rangle$  间的拉曼跃迁拉比振荡。在 800 nm 的拉曼光作用下,观测到超精细态  $F=2$  的 5 个塞曼能态间同时耦合的拉比振荡。该工作有助于<sup>87</sup>Rb 自旋轨道耦合实验中参数的优化选择。

**关键词** 量子光学;自旋轨道耦合;玻色-爱因斯坦凝聚;拉曼跃迁;拉比频率;耦合强度

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0727002

## Raman Coupling Strength in Spin-Orbit Coupled Bose-Einstein Condensate

Huang Lianghai Wang Pengjun Fu Zhengkun Zhang Jing

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

**Abstract** Rabi frequency and coupling strength of the Raman transition in Bose-Einstein condensate are studied experimentally. Rabi frequency is an important parameter of the interaction between light field and atoms. It is used to measure the coupling strength between light field and atoms. Raman transition coupling strength is a crucial parameter in the experiment of spin-orbit coupling. The Rabi oscillation of Raman transition between Zeeman states  $|1,0\rangle$  and  $|1,1\rangle$  in hyperfine state  $F=1$  of <sup>87</sup>Rb is investigated with different frequency detuning of Raman laser. Moreover, Rabi oscillation coupled simultaneously in the five Zeeman energy levels of hyperfine atomic state  $F=2$  is observed with Raman laser wavelength at 800 nm. This work is conducive to optimize the experimental parameters of <sup>87</sup>Rb spin-orbit coupling.

**Key words** quantum optics; spin-orbit coupling; bose-einstein condensate; Raman transition; Rabi frequency; coupling strength

**OCIS codes** 020.1475; 020.2930; 020.4900; 190.5650

## 1 引 言

超冷原子体系为研究与观测许多奇异量子现象提供了一个可调控的实验平台<sup>[1-4]</sup>,可用于模拟凝聚态和高能物理中的许多现象,其中自旋轨道耦合的研究已成为近年的热点<sup>[3-9]</sup>。2011年,美国国家

标准与技术研究所完成一个具有里程碑意义的实验,在<sup>87</sup>Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)中实现和观测到自旋轨道耦合现象,利用双光子拉曼过程中的自旋和动量分布来描述 BEC 中的自旋轨道耦合现象<sup>[3]</sup>。采用类似的实验技术,本课题组同样

收稿日期: 2014-01-12; 收到修改稿日期: 2014-02-23

基金项目: 国家 973 计划(2011CB921601)、国家自然科学基金(11234008,61121064)

作者简介: 黄良辉(1985—),男,博士研究生,主要从事超冷玻色费米混合气体等方面的研究。

E-mail: huanglh06@126.com

导师简介: 张 靖(1974—),男,博士,教授,主要从事超冷玻色费米混合气体等方面的研究。

E-mail: jzhang74@aliyun.com(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

也在 BEC 中观测到了此现象<sup>[5]</sup>。之后,在自旋轨道耦合的 BEC 中观测到了集体偶极振荡<sup>[6]</sup>和非平衡的自旋动力学运动<sup>[7]</sup>。最近,本课题组<sup>[8]</sup>和麻省理工学院<sup>[9]</sup>先后分别在<sup>40</sup>K 和<sup>6</sup>Li 原子的简并费米气体 (DFG) 中观测到了自旋轨道耦合现象。自旋轨道耦合与近年来发现的物质拓扑态紧密联系在一起,例如:拓扑绝缘体和量子自旋霍尔材料<sup>[10]</sup>,它们是一种新型的功能材料,可能会导致许多新奇的量子现象。在 BEC 和 DFG 中观测到自旋轨道耦合现象为更好地模拟和理解新型材料提供了一个崭新的平台。

拉比频率是一个反映原子与激光场相互作用强弱的物理量,用于描述在光场的共振激发下原子在基态与激发态两个能级之间的转移情况。而拉曼跃迁过程的有效拉比频率,则直接反映自旋轨道耦合中的耦合强度<sup>[4]</sup>。对于研究超冷原子自旋轨道耦合具有重要意义。文中利用半经典理论给出了拉曼跃迁拉比频率的数学表述,并在实验上分别采用 800 nm 和 788 nm 的拉曼光在<sup>87</sup>Rb 原子超精细态  $F=1$  的 BEC 中观测到一维自旋轨道耦合实验中拉曼跃迁的耦合强度。

## 2 拉曼跃迁耦合强度的理论描述

原子能级之间的跃迁遵从“跃迁选择定则”:基发态与基态的轨道角动量量子数之差  $\Delta l=0, \pm 1$  (对于最外层电子轨道角动量量子数  $l=0, \Delta l=0$  的跃迁是禁戒的),原子超精细结构总角动量量子数之差  $\Delta F=0, \pm 1$ ,超精细结构磁量子数之差  $\Delta m_F=0, \pm 1$ 。实验上通常可采用射频场导致拉比振荡和受激拉曼跃迁导致拉比振荡的方法来实现原子在塞曼子能级之间的跃迁;射频场导致拉比振荡的机制是利用微波辐射直接激发原子在两能级之间的磁偶极子跃迁;受激拉曼跃迁则利用两束光频段电磁波同时远失谐于一中间态构成两个电偶极跃迁通道,使得原子在两能态之间进行相干转移。实验上

对受激拉曼跃迁的研究可在碱金属原子的两个基态超精细能级之间或者同一个超精细能级下不同塞曼子能级之间进行。

在实验中利用射频产生两塞曼能级间的振荡时,由于用到的射频范围为 10~100 MHz,对应的射频波长很大(3~30 m),因而射频场转移给原子的动量近似为零。然而,在受激拉曼过程中,对于任意方向传播的两束激光(波长约为 800 nm),通过受激吸收一个光子和受激辐射一个光子产生原子态跃迁的同时将动量传递给原子。

图 1 为三能级原子系统中的非共振跃迁示意图,原子初始时刻处于  $|i\rangle$  态,频率分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的两束拉曼脉冲通过中间态  $|I\rangle$  附近的虚态,使得本征能量分别为  $\hbar\omega_i$  的初态  $|i\rangle$  和  $\hbar\omega_f$  的末态  $|f\rangle$  之间建立起耦合相互作用。两束拉曼光场相对于两个原子共振跃迁的频率( $\omega_{fi}$  和  $\omega_{If}$ ) 失谐分别为  $\Delta_1 = \omega_{fi} - \omega_1, \Delta_2 = \omega_{If} - \omega_2$ ,并且二者近似相等。两拉曼光之间的双光子失谐量  $\delta = \Delta_1 - \Delta_2 = \omega_{fi} - \omega_{if}$  ( $\omega_{fi}$  为下能态之间的频率差, $\omega_{if}$  为两束拉曼光之间的频率差)。

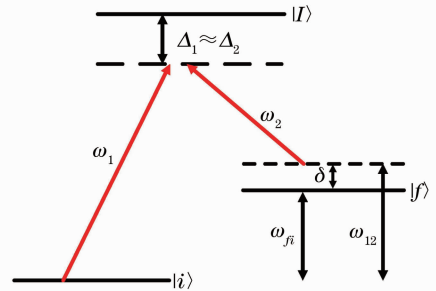


图 1 三能级原子系统中的非共振拉曼跃迁示意图  
Fig. 1 Schematic diagram of non-resonant Raman transitions in three-level atomic system

拉曼跃迁过程中当两束拉曼光远失谐中间态时,可将三能级问题简化为一个等效的二能级问题来处理。在原子态表象下,体系波函数一般表示为

$$|\psi(t)\rangle = A_I(t)\exp(-i\omega_I t)|I\rangle + A_f(t)\exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t]|f\rangle + A_i(t)|i\rangle, \quad (1)$$

式中舍时叠加系数  $A_m(t)$  ( $m=I, f, i$ ) 表示原子处于原子能态  $|m\rangle$  的几率幅值,这里已对叠加系数作了慢变振幅近似。

在偶极近似与旋波近似<sup>[11]</sup>下,半经典理论给出系统总的哈密顿量为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} = \sum_m \hbar\omega_m |m\rangle\langle m| - \sum_m |m\rangle\langle m| \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} \sum_n |n\rangle\langle n| = \hbar\omega_I |I\rangle\langle I| + \hbar\omega_f |f\rangle\langle f| - \frac{\boldsymbol{\mu}_I \cdot \mathbf{E}_1}{2} |I\rangle\langle i| \exp(-i\omega_1 t) - \frac{\boldsymbol{\mu}_{If} \cdot \mathbf{E}_2}{2} |I\rangle\langle f| \exp(-i\omega_2 t) + h. c., \quad (2)$$

式中  $\hat{H}_0$  为体系自由哈密顿量,  $\mathbf{u}$  为电偶极矩,  $\mathbf{E}$  为电场矢量,  $h.c.$  为厄米共轭项。(2) 式中  $\mathbf{u} \cdot \mathbf{E}$  表示拉曼光场与原子能态之间的相互作用哈密顿量, 这里选取初态  $|i\rangle$  的能量为零。

波函数的演化遵循如下薛定谔方程:

$$\hat{H} |\psi(t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle. \quad (3)$$

将(2)式代入(3)式, 几率幅值  $A_m(t)$  随时间演化满足如下微分方程组:

$$\dot{A}_i(t) = -i\Delta_1 A_i(t) - \frac{\Omega_1}{2i} A_i(t) - \frac{\Omega_2}{2i} A_f(t), \quad (4a)$$

$$\dot{A}_i(t) = -\frac{\Omega_1^*}{2i} A_i(t), \quad (4b)$$

$$\dot{A}_f(t) = -i\delta A_f(t) - \frac{\Omega_2^*}{2i} A_i(t). \quad (4c)$$

式中  $\Omega_1 = \frac{\boldsymbol{\mu}_{i1} \cdot \mathbf{E}_1}{\hbar}$ ,  $\Omega_2 = \frac{\boldsymbol{\mu}_{if} \cdot \mathbf{E}_2}{\hbar}$  ( $\boldsymbol{\mu}_{i1}$ ,  $\boldsymbol{\mu}_{if}$  代表跃迁偶极矩) 为两个跃迁通道对应的拉比频率<sup>[11]</sup>。因为光场频率失谐  $\Delta_1, \Delta_2$  很大, (4) 式中忽略了激发态向基态的自发衰减速率因子  $\Gamma/2$ 。(4a) 式的第一项表示中间态几率幅  $A_i(t)$  以单光子失谐  $\Delta_1$  的频率随时间快速变化 ( $\Delta_1 \gg \Gamma$ ), 在  $1/\Gamma$  的时间尺度内可以认为其瞬间到达稳态。故对中间态进行绝热去除 [ $\dot{A}_i(t) = 0$ ], 直接求得  $A_i(t)$  的表达式为

$$A_i(t) = \frac{\Omega_1}{2\Delta_1} A_i(t) + \frac{\Omega_2}{2\Delta_2} A_f(t). \quad (5)$$

将(5)式代入(4b)与(4c)式, 得到初态和末态几率幅的微分方程为

$$\dot{A}_i(t) = -\frac{|\Omega_1|^2}{4i\Delta_1} A_i(t) - \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{4i\Delta_2} A_f(t), \quad (6a)$$

$$\dot{A}_f(t) = -\frac{\Omega_2^* \Omega_1}{4i\Delta_1} A_i(t) - \left(i\delta + \frac{|\Omega_2|^2}{4i\Delta_2}\right) A_f(t), \quad (6b)$$

至此, 将三能级问题等效为一个二能级模型。假定  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ , 定义

$$\Omega = -\frac{\Omega_2^* \Omega_1}{2\Delta}, \quad \nu_j = \frac{|\Omega_j|^2}{4\Delta} (j = 1, 2), \quad (7)$$

(6)式可写为如下紧凑的形式:

$$\dot{A}_i(t) = i\nu_1 A_i(t) + \frac{\Omega^*}{2i} A_f(t), \quad (8a)$$

$$\dot{A}_f(t) = \frac{\Omega}{2i} A_i(t) + i(\nu_2 - \delta) A_f(t). \quad (8b)$$

实验中, 两个光频移量相等 ( $\nu_1 = \nu_2 = \nu$ ), 且视  $\Omega$  为实数。此处仅考虑拉曼共振的情况 (即  $\delta = 0$ ), 求解(8)式的微分方程组得

$$A_i(t) = \exp(i\nu t) \left[ A \cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right) - iB \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) \right], \quad (9a)$$

$$A_f(t) = \exp(i\nu t) \left[ C \cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right) - iD \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) \right]. \quad (9b)$$

由初始条件  $A_i(0) = 1$ ,  $A_f(0) = 0$ , 得到  $A_i(t) = \exp(i\nu t) \cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right)$ ,  $A_f(t) = -i \exp(i\nu t) \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right)$ 。由此, 原子在初态和末态之间的布居数反转可描述为

$$W(t) = |A_f(t)|^2 - |A_i(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}t\right) - \cos^2\left(\frac{\Omega}{2}t\right) = -\cos(\Omega t). \quad (10)$$

(10)式说明原子处于初态和末态之间的布居数差在作频率为  $\Omega$  的余弦振荡。由此, 可以确定(7)式所示的拉曼跃迁拉比频率为

$$\Omega = -\frac{\Omega_2^* \Omega_1}{2\Delta} = -\frac{\langle f | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_2^* | I \rangle \langle I | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_1 | i \rangle}{2\hbar^2 \Delta}. \quad (11)$$

多能级原子体系的拉曼跃迁拉比频率表达式为<sup>[12]</sup>

$$\Omega = -\sum_I \frac{\langle f | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_2^* | I \rangle \langle I | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_1 | i \rangle}{2\hbar^2 \Delta}, \quad (12)$$

式中原子体系的初态  $|i\rangle$  与末态  $|f\rangle$  一定,  $\sum_I$  表示对所有可能的中间态求和。

考虑外磁场作用下的超精细结构时, 拉曼跃迁拉比频率表达式为

$$\begin{aligned} \Omega = & -\frac{I_0}{\hbar^2 c \epsilon_0} \sum_{F', m'_F} \frac{\langle F', m'_F | e r_q | F'', m''_F \rangle \langle F'', m''_F | e r_q | F, m_F \rangle}{\Delta} = \\ & -\frac{I_0}{\hbar^2 c \epsilon_0} \left( \frac{1}{\Delta_{D_1}} \times \sum_{F'_1, m'_F} \underbrace{\langle F', m'_F | e r_q | F'_1, m'_F \rangle}_a \underbrace{\langle F'_1, m'_F | e r_q | F, m_F \rangle}_b \right) + \frac{1}{\Delta_{D_2}} \times \\ & \sum_{F'_2, m'_F} \underbrace{\langle F', m'_F | e r_q | F'_2, m'_F \rangle}_c \underbrace{\langle F'_2, m'_F | e r_q | F, m_F \rangle}_d, \end{aligned} \quad (13)$$

式中  $I_0$  为拉曼光光强,  $c$  为真空光速,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $F, F'$  和  $F''$  分别为初态、末态和中间态的超精细总角动量量子数,  $m_F, m'_F, m''_F$  分别为  $F, F'$  和  $F''$  相应的磁量子数,  $e$  为单位电荷,  $r_q$  为原子核与最外层电子间距作为不可约张量算符的第  $q$  个分量,  $b, d$  项分别表示初态对第一、第二激发态之间的跃迁强度,  $a, c$  项分别表示末态对第一、第二激发态之间的跃迁强度,  $\Delta_{D_1}, \Delta_{D_2}$  分别表示拉曼光相对于  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线和  $D_2$  线跃迁的频率失谐。图 2 为光耦合跃迁能级图, 偏振分别为  $\pi$  以及  $\sigma^+$  的拉曼光同时作用于  $^{87}\text{Rb}$  原子基态  $F=1$  的  $|1, 1\rangle$  态和  $|1, 0\rangle$  态之间。800 nm 的拉曼光相对于  $D_1$  线的失谐量  $\Delta_{D_1} = 2.1$  THz, 相对于  $D_2$  线的失谐量  $\Delta_{D_2} = 9.2$  THz。在满足跃迁定则的所有可能跃迁的贡献下, 原子在  $|1, 1\rangle$  态和  $|1, 0\rangle$  态之间拉比振荡, 其耦合强度  $\Omega$  可用 (13) 式描述。对于 788 nm 的拉曼光, 同样可实现该过程。

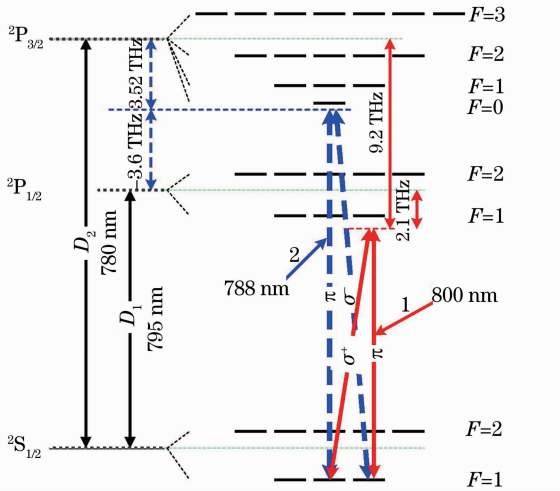


图 2 光耦合跃迁能级图

Fig. 2 Energy level diagram of optical coupling transitions

### 3 拉曼跃迁拉比振荡的实验与结果

在实验中, 采用拉曼光传递动量的方法使两个自旋态进行耦合之后, 系统的哈密顿量可以写成<sup>[3,5]</sup>

$$\mathbf{H}_R(p) = \begin{pmatrix} \frac{\hbar}{2m} (p + k_R)^2 - \delta/2 & \Omega/2 \\ \Omega/2 & \frac{\hbar}{2m} (p - k_R)^2 + \delta/2 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

式中  $m$  为单个  $^{87}\text{Rb}$  原子的质量,  $p$  为准动量, 原子

的真实动量为  $k = p \pm k_R$ ,  $\delta = \omega_z - \omega_R$  ( $\omega_z = \omega_{fi}$ ,  $\omega_R = \omega_{12}$ ) 表示为拉曼光的频率差相对于塞曼能级分裂的失谐, 实验上通过调节外部磁场来调节失谐,  $k_R = k_r \sin(\theta/2)$ ,  $k_r = 2\pi/\lambda$  为单光子的反冲动量,  $\lambda$  为拉曼光波长,  $\theta = 180^\circ$  为两束拉曼光之间的夹角。  $\hbar k_R$  和  $E_R = (\hbar k_R)^2 / (2m)$  [ $E_R = h \times 3.7$  kHz (788 nm),  $h \times 3.59$  kHz (800 nm)], 其中  $h$  为普朗克常数,  $\hbar = h / (2\pi)$  分别代表原子吸收一个拉曼光子后获得的动量和能量, 并以此作为角动量和能量单位。哈密顿量  $H_R(p)$  的两个能量本征值为

$$E_{\pm}(p) = \hbar \left[ \hbar (p^2 + k_R^2) / (2m) \pm \sqrt{(4\hbar p k_R / 2m - \delta)^2 + \Omega^2 / 2} \right],$$

得到如图 3 所示的能量色散曲线,  $E_+$  对应曲线 1,  $E_-$  对应曲线 2,  $p_x$  为原子准动量沿  $x$  方向的分量。注意到  $\hbar\delta = -4E_R$  时, 能隙  $E_+(p = -k_R) - E_-(p = -k_R) = \hbar\Omega$  恰好为拉曼跃迁耦合强度。图 3 中的色散曲线 3 初始制备态为  $|1, 1\rangle$ , 此时采用拉曼光脉冲作用于原子, 可以观测到拉比振荡, 从而得到拉曼跃迁耦合强度。曲线 4 为原子在  $|1, 0\rangle$  态上的色散曲线。

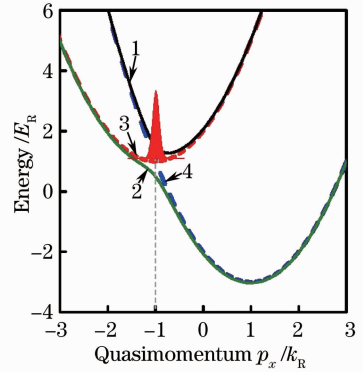


图 3  $\delta = -4E_R/\hbar$  时的能量色散曲线

Fig. 3 Energy dispersion curves with  $\delta = -4E_R/\hbar$

实验中, 首先在由四极和 Ioffe 线圈组合的磁阱 (简记为 QUIC 磁阱) 中用射频蒸发把  $^{87}\text{Rb}$  原子预冷却到  $1.5 \mu\text{K}$ <sup>[13]</sup>, 然后, 把预冷却的原子样品转移回第二级真空气室中心, 绝热装载到光学偶极阱中, 光阱是由两束波长为 1064 nm 的激光在水平面 ( $x$ - $y$  平面) 相互交叉成  $90^\circ$ , 在焦点处重合, 如图 4 所示<sup>[14]</sup>。此时外部磁场加到 1 G (1 G =  $10^{-4}$  T), 使原子态保持在  $|F=2, m_F=2\rangle$  (简写为  $|2, 2\rangle$ ) 态上, 获得原子数大约为  $4.5 \times 10^5$  的  $^{87}\text{Rb}$  基态  $|2, 2\rangle$  态的 BEC<sup>[15]</sup>。然后用微波把原子从  $|2, 2\rangle$  态上转移到  $|F=1, m_F=1\rangle$  (简写为  $|1, 1\rangle$ ) 态, 此过程是一个迅速绝热的过程<sup>[16]</sup>。BEC 处在  $|1, 1\rangle$  态, 原子数大约

为  $3.9 \times 10^5$ ，光阱的束缚频率为  $2\pi \times (80, 96, 116)$  Hz。

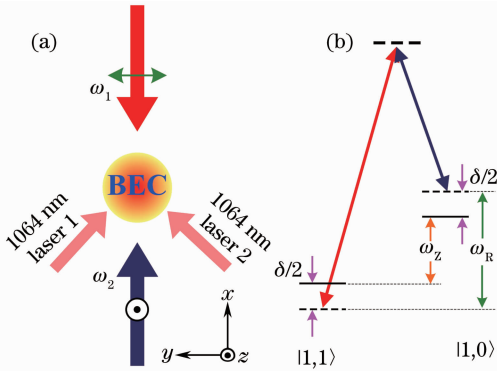


图 4 (a)拉曼光及光学偶极阱；(b)拉曼跃迁能级结构图

Fig. 4 (a) Raman laser and optical dipole trap; (b) energy level diagram of Raman transitions

拉曼光由相干公司生产的可调谐钛宝石激光器输出，两束激光各自通过声光调制器，它们由信号发生器控制分别移频+100 MHz和+110.5675 MHz。两束拉曼光沿  $x$  轴相向传播，并在  $y, z$  方向各自成线性极化。相对于量化轴  $y$  方向，它们分别对应  $\pi$  和  $\sigma$  偏振。两个信号发生器的频率差  $\omega_{12} = 2\pi \times 10.5675$  MHz 由频率计数器(EIP 575B, Phase Matrix Inc.)锁定，因此，两束

拉曼光的相位被锁定。为了提高两束拉曼光光强的稳定性，分出一小部分光进入光电二极管后转化成电压信号，然后对该信号和计算机输出光强信号进行比较，得到误差信号，最后通过调节声光调制器的射频功率对误差信号进行补偿。在实验中，沿  $y$  轴向的一对亥姆霍兹线圈(偏置磁场)提供了产生塞曼分裂的磁场，即  $\hbar\omega_z = g_F\mu_B B$ ，其中  $g_F$  为超精细结构朗德  $g$  因子， $\mu_B$  为玻尔磁子， $B$  为磁感应强度。

为了研究拉曼耦合，实验上通过观测拉比振荡来得到拉曼耦合强度。初始态  $|1,1\rangle$  BEC 束缚在功率为 207 mW 和 480 mW 的 1064 nm 激光构成的交叉光阱中。改变脉冲时间后同时关闭偏置磁场和两束拉曼光。由于在拉曼过程中原子团获得反冲动量，所以用形成 QUIC 阱时所用的 Ioffe 线圈提供  $y$  轴向的梯度磁场，在梯度磁场的作用后自由飞行 25 ms 之后成像。可以观察到两自旋态的布居数随着脉冲时间的变化而振荡变化。最后通过计算两态 ( $|1,1\rangle, |1,0\rangle$ ) 间原子数的转移情况得到如图 5 所示的实验数据。

另外，实验上采用 800 nm 的拉曼光在超精细态  $F=2$  的 5 个塞曼子能态  $|F=2, m_F=2, 1, 0, -1, -2\rangle$  中观测到了原子的拉比振荡过程，如图 6 所示。

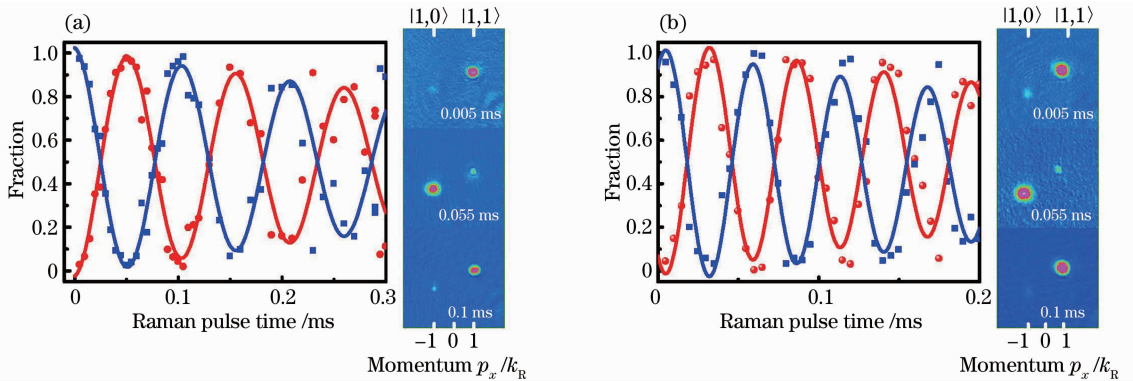


图 5 原子布居数在  $|1,0\rangle$  和  $|1,1\rangle$  态之间的拉比振荡。(a)拉曼光波长为 800 nm；(b)拉曼光波长为 788 nm (点为实验数据，线为拟合数据，红色圆点指  $|1,0\rangle$  态，蓝色方块指  $|1,1\rangle$  态)

Fig. 5 Rabi oscillations of atomic population between states of  $|1,0\rangle$  and  $|1,1\rangle$ . (a) Wavelength of Raman laser is 800 nm; (b) wavelength of Raman laser is 788 nm (dots are experimental data, solid lines are fitting data, red dots correspond to  $|1,0\rangle$  state, and blue squares correspond to  $|1,1\rangle$  state)

## 4 实验分析

对图 5 中实验结果与理论计算的比较如表 1 所示，计算中所用到的物理量参数与重要表达式详见文献[17-18]，拉曼光功率均为 40 mW，光斑半径为 200  $\mu\text{m}$ 。图 5 采用的拟合公式为

$$f(t) = \alpha \exp(-\beta t) \sin(2\pi\omega \cdot t + \gamma) + \eta, \quad (15)$$

式中  $\alpha \exp(-\beta t)$  为拉比振荡的衰减因子， $\omega$  为振荡频率， $\gamma, \eta$  为常数。经拟合后在图 5 中观察到由原子基态间的退相干效应引起的布居数随时间呈现一定的衰减趋势，但是并不明显。对于费米气体来说，

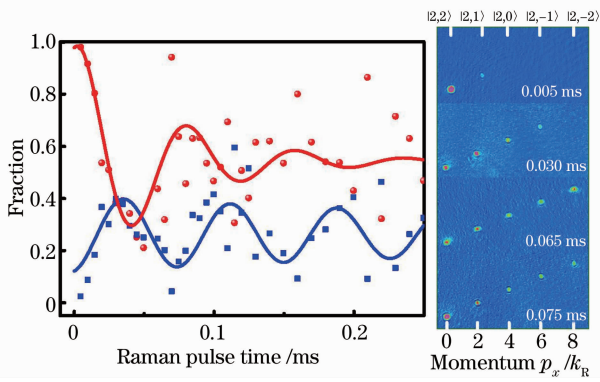


图 6 原子布居数在 $|2,2\rangle$ 和 $|2,1\rangle$ 态之间的拉比振荡(拉曼光波长为 800 nm, 点为实验数据, 线为拟合数据, 红色圆点指 $|2,2\rangle$ 态, 蓝色方块指 $|2,1\rangle$ 态)

Fig. 6 Rabi oscillations of atomic population between states of  $|2,2\rangle$  and  $|2,1\rangle$  (wavelength of Raman laser is 800 nm, dots are experimental data, solid lines are fitting data, red dots correspond to  $|2,2\rangle$  state, and blue squares correspond to  $|2,1\rangle$  state)

在拉曼光耦合时原子按不同的动量分布, 它的拉比频率与动量选择有关。而对于玻色子来说, BEC 的

表 1 拉比频率和耦合强度的实验与理论结果比较

Table 1 Comparison of the experimental and theoretical results of Rabi frequency and coupling strength

Wavelength $\lambda$ / nm	Theory		Experiment		Theory/experiment
	Rabi frequency / ( $2\pi$ kHz)	Coupling strength $\Omega / E_R$	Rabi frequency / ( $2\pi$ kHz)	Coupling strength $\Omega / E_R$	
800	10.75	5.98	10.00	5.56	1.07
788	16.45	8.88	16.70	9.02	0.98

## 5 结 论

采用半经典理论给出拉曼跃迁拉比频率表达式的合理的理论推导, 实验上分别用波长为 800 nm 和 788 nm 的两束相向传播的拉曼光在 $^{87}\text{Rb}$ 原子超精细态  $F=1$  的 BEC 中测得一维自旋轨道耦合实验中拉曼跃迁的耦合强度。经比较分析, 在一定程度上实验值与理论值符合较好, 该测量技术对开展基于拉曼跃迁过程的超冷原子实验的参数优化选择提供了依据。同时用 800 nm 的拉曼光在低磁场中, 观测到超精细态  $F=2$  的 5 个塞曼能态间同时耦合的拉比振荡。

## 参 考 文 献

1 Y J Lin, R L Compton, K Jiménez-García, *et al.*. Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms [J]. *Nature*, 2009, 462(7273): 628–632.  
 2 I B Spielman. Raman processes and effective gauge potential [J]. *Phys Rev A*, 2009, 79(6): 063613.

动量分布很小, 在拉曼光耦合共振时近似为零共振模式, 从而它的拉比频率是单一的, 所以拉比振荡的衰减趋势相对费米气体中的拉比振荡不明显<sup>[8]</sup>。

由表 1 中的比较可以得出, 在计算得到(13)式的过程中, 把  $\Delta_1$  和  $\Delta_2$  近似看作是相等的情况下, 理论计算与实验结果得到了很好的匹配。当有外磁场时, 同一超精细能态下的各塞曼子能态是非简并的, 实验上通过射频频谱方法来确定由塞曼分裂引起的能级差。由于外部偏置磁场很小, 中间态(第一、二激发态)的塞曼子能级分裂值(兆赫兹量级), 比拉曼光对  $D_1$  和  $D_2$  线的失谐量(太赫兹量级)要小得多。所以, 对于  $D_1$  ( $D_2$ ) 线所有可能的跃迁, 拉曼光的失谐量统一采用  $\Delta_{D_1}$  ( $\Delta_{D_2}$ )。

由图 6 可以看出初始时 BEC 制备在  $|2,2\rangle$  态上, 随着拉曼光脉冲时间的变化, 原子在  $F=2$  的 5 个子能级间进行拉比振荡。这是由于在外部磁场(约 15 G)很小时拉曼光把这 5 个态同时耦合在一起。

3 Y J Lin, K Jiménez-García, I B Spielman. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates [J]. *Nature*, 2011, 471(7336): 83–86.  
 4 Y J Lin, R L Compton, A R Perry, *et al.*. Bose-einstein condensate in a uniform light-induced vector potential [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(13): 130401.  
 5 Z K Fu, P J Wang, S J Chai, *et al.*. Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers [J]. *Phys Rev A*, 2011, 84(4): 043609.  
 6 J Zhang, S Ji, L Zhang, *et al.*. Collective dipole oscillations of a spin-orbit coupled Bose-Einstein condensate [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(11): 115301.  
 7 C L Qu, C Hamner, M Gong, *et al.*. Observation of zitterbewegung in a spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate [J]. *Phys Rev A*, 2013, 88(2): 021604.  
 8 P J Wang, Z Q Yu, Z K Fu, *et al.*. Spin-orbit coupled degenerate Fermi gases [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(9): 095301.  
 9 L W Cheuk, A T Sommer, Z Hadzibabic, *et al.*. Spin-injection spectroscopy of a spin-orbit coupled Fermi gas [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(9): 095302.  
 10 X L Qi, S C Zhang. The quantum spin Hall effect and topological insulators [J]. *Phys Today*, 2010, 63(1): 33–38.  
 11 M O Scully, M S Zubairy. *Quantum Optics* [M]. Cambridge:

- Cambridge University Press, 1997. 148–154.
- 12 T A Savard, S R Granade, K M O'Hara, *et al.*. Raman-induced magnetic resonance imaging of atoms in a magneto-optical trap [J]. *Phys Rev A*, 1999, 60(6): 4788–4795.
- 13 D Z Xiong, H X Chen, P J Wang, *et al.*. Quantum degenerate Fermi-Bose mixtures of  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$  atoms in a quadrupole-Ioffe configuration trap [J]. *Chin Phys Lett*, 2008, 25(3): 843–846.
- 14 D Z Xiong, P J Wang, Z K Fu, *et al.*. Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states [J]. *Opt Express*, 2010, 18(2): 1649–1656.
- 15 D Z Xiong, P J Wang, Z K Fu, *et al.*. Evaporative cooling of  $^{87}\text{Rb}$  atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap [J]. *Chin Opt Lett*, 2010, 8(7): 627–629.
- 16 D Z Xiong, P J Wang, H X Chen, *et al.*. Evaporative cooling rubidium atoms with microwave radiation [J]. *Chin Opt Lett*, 2010, 8(4): 351–353.
- 17 D A Steck. Rubidium 87 D Line Data [EB/OL]. [2010-12-23]. <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- 18 Ka Xinglin. *Advanced Quantum Mechanics* [M]. Beijing: Higher Education Press, 2009. 310–325.
- 喀兴林. *高等量子力学* [M]. 北京: 高等教育出版社, 2009. 310–325.

栏目编辑: 史敏