

基于铯原子玻色-爱因斯坦凝聚的双光子Bragg散射 相干振荡动力学研究

王欣岚¹⁾ 王云飞^{2)†} 李玉清²⁾³⁾ 李鹏¹⁾ 马杰¹⁾²⁾³⁾

1) (山西大学, 三立学院, 物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学激光光谱研究所, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

双光子Bragg散射是一种利用两束相向传播的激光与原子相互作用实现原子相干动量转移的关键技术, 被广泛应用于原子的动量选择、分束与相干操控。在本实验中, 我们对无相互作用铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体中的双光子Bragg散射振荡动力学进行了研究。利用Feshbach共振技术将超冷铯原子s波散射长度淬灭至零后, 一对反向传播的拉曼激光脉冲相干地驱动凝聚体在 $|g, 0\rangle$ 和 $|g, 2\hbar k\rangle$ 动量态之间发生布居数振荡。通过吸收成像测量, 我们成功观测到原子在两个动量态间布居数的周期性Rabi振荡, 拟合得到振荡频率为615(13) Hz, 振荡相干时间为4.1(2) ms。随后测量了Rabi频率与Bragg激光强度对应关系, 并探究了振荡频率和幅值对双光子共振频率失谐的依赖, 所有实验结果均能通过二能级系统Rabi模型得到良好描述。铯原子玻色-爱因斯坦凝聚为量子态相干操控提供了一个纯净、相互作用可调的实验平台, 实验结果则为基于双光子Bragg散射过程的物质波干涉测量和量子模拟方案提供了重要的实验参考。

关键词: Bragg散射、玻色-爱因斯坦凝聚、Rabi振荡

PACS: 03.75.Lm, 03.67.Ac, 37.10.Jk

† 通信作者. E-mail: wangyf@sxu.edu.cn

第一作者. E-mail: wangxinlan@sxu.edu.cn

* 国家重点研发计划(批准号: 2022YFA1404201)国家自然科学基金(批准号: 62020106014, 92165106, 62175140, 12074234, 11974331, 12404319), 山西省基础研究计划(自由探索类)(批准号: 202203021224001), 山西省研究生教育创新计划(2024TD03, 2024JG018)

1 引言

原子动量态的相干操控在超冷原子实验中至关重要，显著推动了原子精密测量、量子模拟以及基础应用领域的发展。其中，Bragg散射技术因其极高的探测精度在众多动量态相干操控的工具中脱颖而出，被广泛应用于测量玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)的动量分布^[1-6]、研究系统涡旋特征^[7-9]、表征长程粒子关联动态结构因子^[10-12]、描绘BCS-BEC交叉区域的相图^[13,14]以及探究强相互作用量子气体中的集体激发^[15-17]等方面。在量子模拟领域，基于Bragg散射过程中动量和能量的分辨优势，在探究Tomonaga-Luttinger液体行为^[18]，自旋-电荷分离^[19]，Higgs振幅模^[20,21]以及超固态相中低能激发特性研究方面起到关键性作用，并预示了超固态出现的类roton激发^[22-24]。另外，基于多光束Bragg散射过程可以实现一系列分立动量态的相干耦合，进而将超冷原子的动量自由度作为一种合成维度，为拓扑、无序和人工规范场中的原子输运问题提供重要的研究平台^[25-42]。在基础应用领域，Bragg散射常被用作量子干涉实验中的物质波分束器，用于制作超高精度的原子干涉仪^[43-46]。

双光子Bragg散射是动量态相干操控的典型过程，两束传播方向互成角度的Bragg激光共同作用原子，原子通过从一束激光吸收一个光子从基态 $|g\rangle$ 跃迁至虚能级，并在另一束激光作用下受激辐射出一个光子又回到基态 $|g\rangle$ ，从而获得两个光子的净动量转移 $(2\hbar k)$ 。上述过程中，原子波函数的概率幅在两个动量态 $|g, p_0\rangle$ 和 $|g, p_1\rangle$ 之间振荡，类似于经典二能级体系中原子布居数的Rabi振荡。尽管基本理论已被充分解释，然而目前基于超冷原子系统公开报道的双光子Bragg散射相干振荡过程均在相互作用原子体系中进行，根据Bogoliubov以及Feynman-Tan相关理论^[16,17]，原子间相互作用能会对Bragg散射共振频率造成影响，原子间相互作用也是影响双光子Bragg振荡相干时间的重要因素^[34]。无相互作用情况下的双光子Bragg振荡动力学目前仍未系统地报道。超冷铯原子实验平台因其可连续、精确调控原子间相互作用的能力^[47]，为研究理想的无相互作用Bragg相干振荡动力学提供了绝佳的实验平台。

在本研究中，我们对无相互作用超冷铯原子系统中的双光子Bragg散射的相干振荡动力学进行了相关研究。利用两束反向传播的红失谐拉曼激光作用原子，驱动原子波函数在 $|g, 0\rangle$ 和 $|g, 2\hbar k\rangle$ 动量态随时间发生布居数相干振荡，利用时间飞行法(TOF)对动力学演化过程进行探测，分析了Rabi振荡频率与拉曼激光光强的对应关系，进一步研究了Rabi频率及振荡幅值对双光子共振失谐的响应，此前公开报道的双光子Bragg振荡均在有相互作用体系中进行。根据Bogoliubov理论，相互作用会导致Bragg共振频率的本征频移和非线性激发，使得实验观测到的Rabi频率和谱线轮廓是“单粒子相干效应”与“多体相互作用效应”的共同结果。我们的实验首次报道了在一个散射长度精确为零、动量态纯净的简并气体中，完成了对

双光子Bragg散射二能级行为的无多体效应基准标定。为该领域向非线性、多体关联方向深入提供了直接的实验参照。

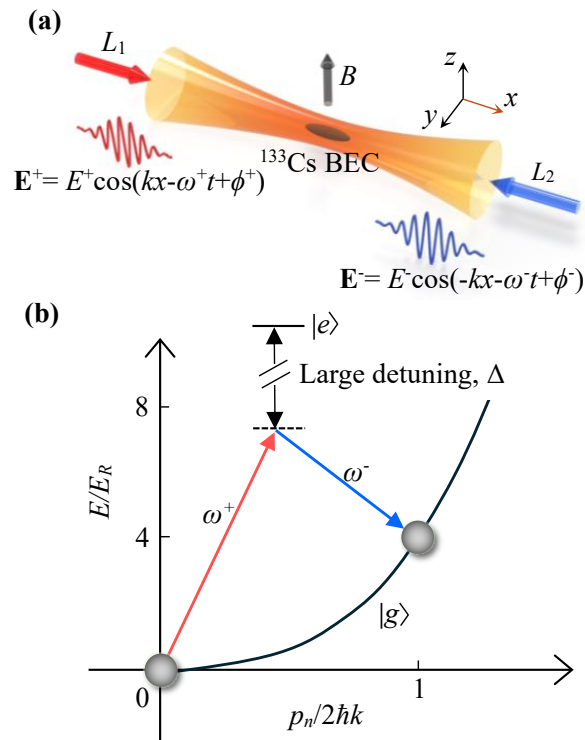


图 1 双光子Bragg散射实验方案。(a)一对反向传播的单频红失谐激光场共同作用于 ^{133}Cs BEC，其相位、频率及振幅均可独立调控。(b) 能量-动量色散关系。拉曼激光与基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间的原子共振频率远失谐。双光子Bragg散射的共振条件满足二次型自由粒子色散关系，其中 $|g, 0\rangle$ 和 $|g, 2\hbar k\rangle$ 动量态之间的频率失谐量 $\Delta\omega = 4E_R/\hbar = 5.3$ kHz。

Fig. 1. Experimental scheme for two-photon Bragg scattering. (a) A ^{133}Cs Bose-Einstein condensate (BEC) is driven by a pair of counter-propagating monochromatic red-detuned laser fields, with independently controllable phase, frequency, and amplitude. (b) Energy-momentum dispersion relation. The Raman lasers are far detuned from the atomic resonance frequency between the ground state $|g\rangle$ and the excited state $|e\rangle$. The quadratic free-particle dispersion relation defines the two-photon Bragg resonance condition for transitions between momentum states $|g, 0\rangle$ and $|g, 2\hbar k\rangle$, given by $\Delta\omega = 4E_R/\hbar = 5.3$ kHz.

2 理论模型

我们考虑一个二能级原子系统，该系统具有一个基态 $|g\rangle$ 能量为 $\hbar\omega_g$ 和一个激发态 $|e\rangle$ 能量为 $\hbar\omega_e$ ，在偶极近似下同时忽略自发辐射，原子与驱动激光场 \mathbf{E} 的相互作用哈密顿量可以描述为：

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + \omega_g |g\rangle \langle g| + \omega_e |e\rangle \langle e| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

其中， \mathbf{P} 是原子的动量， $\mathbf{d} = |e\rangle\mathbf{r}$ 为原子偶极算符， \mathbf{r} 表示从原子核指向电子位置的矢量。假设驱动激光的电场 \mathbf{E} 如图1(a)所示，它由相向传播的两束单频激光场组成，其电场分量分别记为 $\mathbf{E}^+(x, t)$ ， $\mathbf{E}^-(x, t)$ ，具体表达式为：

$$\mathbf{E}^+(x, t) = E^+ \cos(\mathbf{k}^+ \cdot x - \omega^+ t + \phi^+), \quad (2)$$

$$\mathbf{E}^-(x, t) = E^- \cos(\mathbf{k}^- \cdot x - \omega^- t + \phi^-), \quad (3)$$

为了方便描述，我们假设拉曼激光沿 x 轴传播， $\mathbf{k}^+ = k\hat{x}$ ， $\mathbf{k}^- = -k\hat{x}$ ，其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为激光波长 λ 对应的波矢。所有激光频率相对于原子共振频率 $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$ 具有相同的失谐量 $\Delta = \omega_{eg} - \omega^+ \approx \omega_{eg} - \omega^-$ 。对于驱动电场的频率成分，定义共振Rabi耦合为： $\Omega^+ = -\langle e|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}^+|g\rangle/\hbar$ ， $\Omega^- = -\langle e|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}^-|g\rangle/\hbar$ 。

自由粒子的能量-动量色散关系如图1(b)所示，我们假设所有激光场相对失谐量 Δ 远大于其他的能量项：包括 $|p|k/m$ 的多普勒频移以及共振拉比耦合 Ω^+ 和 Ω^- 。这种远离共振的大失谐使得原子激发态 $|e\rangle$ 的布居可忽略不计。下文我们对激发态 $|e\rangle$ 进行绝热消除，采用有效哈密顿量 $\hat{H}_{eff} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ 进行描述^[34,48]。有效哈密顿量包含自由粒子动能项 \hat{H}_0 和光与原子相互作用项 \hat{H}_{int} ，后者驱动双光子过程使原子动量改变，同时保持内部状态 $|g\rangle$ 不变，这一过程表现为原子从一个激光场吸收光子跃迁至虚能级并在另一个激光场作用下发生受激辐射。实验上，BEC的动量展宽 σ_p 远小于 k （即 $2\sigma_p \ll k$ ），因而我们定义一组离散的平面波动量态基矢 $|n\rangle$ （ n 为整数），动量为 $p_n = 2n\hbar k$ 。这一组离散的动量态可通过双光子跃迁实现耦合。这些态的动能为 $E_n = \langle n|\hat{H}_0|n\rangle = n^2(4E_R)$ ，其中单光子反冲能量为 $E_R = \hbar^2 k^2/(2m)$ ， m 为铯原子质量，这里我们定义一个双光子拉比耦合

$$\Omega e^{i\phi} = \frac{\Omega^+ \Omega^-}{2\Delta} e^{i(\phi^+ - \phi^-)}. \quad (4)$$

Ω 为正实数，双光子过程的相移 ϕ 由两束激光场的相位 ϕ^+ 和 ϕ^- 决定，这些相位可通过声光调制器实现调控。

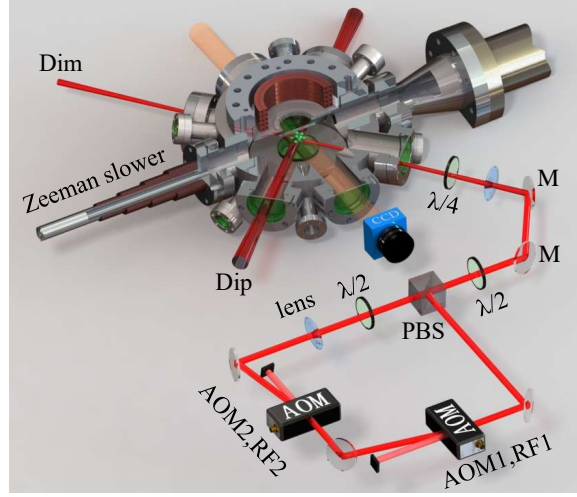


图 2 铯原子BEC实验装置与Bragg激光光路示意图。实验中，入射Dim光与其反射光被调整为完全重合，图中第一台声光调制器驱动信号为RF1（单频80 MHz），取+1级衍射光出射。第二台声光调制器驱动信号为RF2（单频80 MHz-5.3 kHz），取-1级衍射光出射。在两台声光调制器作用下，对射Bragg激光频率满足 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 动量态的共振跃迁频率。Dip：偶极阱激光束；Dim：dimple阱激光束；PBS：偏振分束棱镜；AOM：声光调制器； $\lambda/4$ ：四分之一波片； $\lambda/2$ ：二分之一波片；Lens：平凸透镜；Mirror：反射镜。

Fig. 2. Schematic of the BEC experimental setup and the Bragg laser beam path. In the experiment, the incident Dim beam and its reflection are aligned to be fully coincident. The drive signal for the first acousto-optic modulator (AOM) is RF1 (a single frequency of 80MHz), and the +1-order diffracted beam is used as the output. The drive signal for the second AOM is RF2 (a single frequency of 80MHz-5.3kHz), and the -1-order diffracted beam is used as the output. With the two AOMs operating, the frequency of the counter-propagating Bragg lasers matches the resonant transition frequency between the momentum states $|0\rangle$ and $|1\rangle$. Dip: dipole-trap laser beam; Dim: dimple-trap laser beam; PBS: polarizing beam splitter; AOM: acousto-optic modulator; $\lambda/4$: quarter-wave plate; $\lambda/2$: half-wave plate; Lens: plano-convex lens; Mirror: mirror.

将系统有效哈密顿量转换到相互作用绘景中，有效哈密顿量定义为 \hat{H}_{eff}^i ，在基态平面波基矢下，由于两束激光对动量态产生的Stark频移几乎相同，其净效应仅导致一个共同的能量基准平移，在系统的布居数振荡动力学中可以忽略，因此有效哈密顿量的对角项可视为零。哈密顿量的近邻跃迁项由双光

子过程填充，具体形式为： $\langle n+1 | \hat{H}_{eff}^i | n \rangle / \hbar = \Omega e^{i\phi + i\delta t}$ ，其中 δ 为双光子过程失谐量，定义为： $\delta = (\omega^+ - \omega^- - \omega_n)$ ， ω_n 代表由动量态 $|n\rangle$ 跃迁到 $|n+1\rangle$ 过程中的多普勒频移项。上述公式表明，在相互作用绘景中忽略高频振荡项后，近邻动量态的耦合项具有时间依赖性，源于 $e^{i\delta t}$ 项。

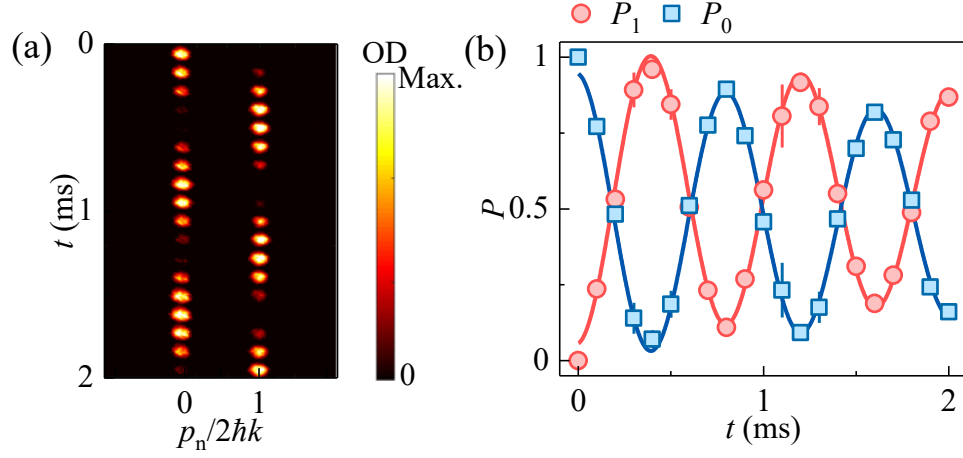


图 3 双光子Bragg散射的动力学演化。(a) 相干振荡过程中，动量为0和 $2\hbar k$ 的原子团分布随Bragg脉冲时间 t 变化的吸收成像图。(b) 动量态 $|0\rangle(|1\rangle)$ 分布概率 $P_0(P_1)$ 随Bragg脉冲时间 t 的时间演化结果，图中实线为数据拟合结果，图中圆形和方形点为数据点，误差棒代表标准误差。实验中，动量态之间的耦合强度为 $J = h \times 615$ Hz，通过拟合实验参数得到双光子振荡动力学相干时间为 $4.1(2)$ ms。

Fig. 3. Dynamic evolution of two-photon Bragg scattering. (a) During coherent oscillation, absorption imaging of atomic cloud distributions with momenta 0 and $2\hbar k$ as a function of Bragg pulse time t . (b) Temporal evolution of population probabilities P_0 and P_1 for momentum states $|0\rangle$ and $|1\rangle$ as a function of Bragg pulse time t . In the figure, the solid line represents the data fitting results, the solid points represent data points, and error bars indicate standard error. In the experiment, the coupling strength between momentum states is $J = h \times 615$ Hz.

当我们考虑一种弱驱动条件下，即 $\hbar\Omega \ll 8E_R$ ， $\delta \ll 8E_R$ ，时间依赖因子可视为时间缓变项，通过将态矢量 $|n\rangle$ 进行重新定义 $|\tilde{n}\rangle = |n\rangle e^{i\delta t/\hbar}$ ，我们可以将失谐引起的时间缓变项转化为对角在位能 ϵ ($\delta = \epsilon_1 - \epsilon_0$) [33,34]。在本实验中，我们仅考虑 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的耦合，根据自由粒子色散关系，0动量态与 $2\hbar k$ 动量态之间的多普勒频移为 $\omega_0 = 4E_R/\hbar$ 。相应的单粒子紧束缚哈密顿量可以表示为：

$$\hat{H}_{eff}^i = \epsilon \hat{c}_0^\dagger \hat{c}_0 + J(e^{i\phi} \hat{c}_1^\dagger \hat{c}_0 + H.c.). \quad (5)$$

其中 $J = hf$ 代表 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的耦合项，实验上可通过使单束激光经过一对由特定射频信号驱动的声光调制器

来设置对射激光的频率差，从而驱动原子发生布居数相干振荡，另外，定制的射频信号可随时间改变，从而使模型系统的参数具有时间依赖性。

3 实验装置

实验上采用三维简并拉曼边带冷却技术将 ^{133}Cs 原子冷却至 $1\ \mu\text{K}$ ，同时原子样品被极化至超精细能级 $|F = 3, mF = 3\rangle$ 。随后利用磁悬浮装载将原子装载至由磁场梯度 $\partial B/\partial z = 31.3\ \text{Gs}/\text{cm}$ 以及两束正交的 $1064\ \text{nm}$ 偶极阱(Dipole)激光束（束腰半径为 $300\ \mu\text{m}$ ）构成的混合阱中，为进一步提升原子密度，我们将另两束传播方向相互垂直的 $1064\ \text{nm}$ 激光（束腰半径为 $58\ \mu\text{m}$ ）所形成的交叉光阱(Dimple)与上述偶极阱相重叠。通过实施混合蒸发冷却，将磁场梯度降至 $\partial B/\partial z = 0$ ，同时降低光阱功率并且调节外部均匀磁场 B ，最终在由两束激光（Dim和Dip）以约 80° 交叉角形成的准一维光学阱中制备出约 4×10^4 的Cs原子BEC，外部均匀磁场最终被调节至 $21.5\ \text{Gs}$ ，对应原子 s -波散射长度为 $238a_0$ （ a_0 为玻尔半径）。为了对应理论模型，我们定义Dim的传播方向为 x 轴正方向，光阱的俘获振荡频率为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (13, 96, 125)\ \text{Hz}$ [49]。

为了实现双光子Bragg散射，我们调整光路控制激光Dim沿原光路返回。如图2所示光路，右旋圆偏振激光Dim经过科学腔后首先通过四分之一波片转换为竖直偏振光，经偏振分束棱镜和反射镜反射后，进入第一台声光调制器（AOM1），该AOM由 $80\ \text{MHz}$ 单频信号驱动，选取+1级衍射光出射，光路中第二台AOM2由频率为 $80\ \text{MHz} - \Delta\omega$ 射频信号驱动，并选取-1级衍射光。由于先后选取了+1级和-1级衍射光，两台AOM产生的 $80\ \text{MHz}$ 频移相互抵消，导致输出激光频率为 $\omega^+ + \Delta\omega$ ，其中 ω^+ 对应入射激光频率。反射激光频率调整后，利用二分之一波片将激光偏振态从竖直调整为水平，穿过偏振分束棱镜与玻片后，与入射激光相互重合共同作用原子。

4 实验结果与分析

实验上首先研究了铯原子在无相互作用情况下的双光子Bragg振荡动力学。BEC在混合阱中制备之后，在 $1\ \text{ms}$ 内将均匀磁场由 $B_0 = 21.5\ \text{Gs}$ 切换至 $17\ \text{Gs}$ （对应原子 s -波散射长度 $a = 0$ [47]），此时系统初态对应 $P_0 = 1$ ，待磁场值下降至目标值后，随即控制声光调制器迅速开启Dim反射激光，使初始零动量BEC在公式5所示的哈密顿量中进行实时演化，经过时间为 t 的Bragg脉冲后，迅速关闭Bragg激光及所有俘获势，待原子自由飞行 $22\ \text{ms}$ 后，处于不同动量态的原子会在空间上发生位置分离，利用吸收成像可

对初始 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 动量态分布进行精确探测，为了避免原子在自由飞行过程中因碰撞产生影响，原子间相互作用一直保持为0。实验上我们设计了光强反馈装置，可以实现光强稳定在短时间(10min)内漂移1%以内，长期(1h)漂移3%以内,光强波动对Rabi频率测量带来的影响可以控制在2%左右。

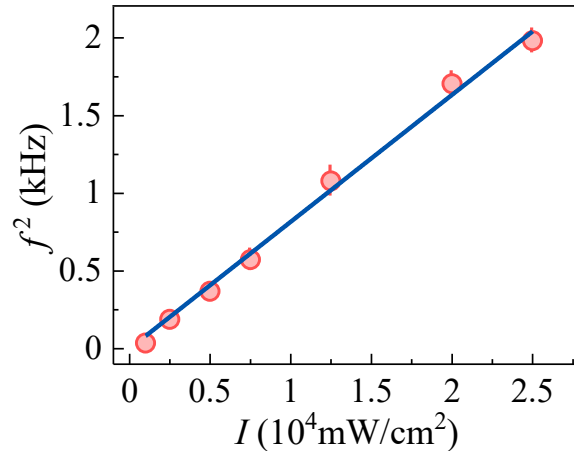


图 4 双光子Bragg散射振荡频率平方 f^2 与Bragg激光光强 I 的对应关系，实验上可通过控制声光调制器衍射效率从而实现Bragg激光光强的快速调节。图中实线为正比例函数拟合曲线，图中圆点为实验数据点，误差棒为数据标准误差。

Fig. 4. The correspondence between the square of two-photon Bragg scattering oscillation frequency f^2 and the Bragg laser intensity I , which can be experimentally realized by rapidly adjusting the Bragg laser intensity through controlling the diffraction efficiency of an acousto-optic modulator. The solid line in the figure represents the numerical calculation results, the circular dots denote the experimental data points, and the error bars indicate the standard error of the data.

图3展示了共振条件下 ($\epsilon = 0$, 对射激光频率差为5.3 kHz), 铯原子0动量态和 $2\hbar k$ 动量态的振荡布居动力学演化结果, 其中图(a)为利用吸收成像拍到的原子团分布, 图(b)为演化过程中 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 分布概率 P_0 与 P_1 的变化情况。随着Bragg脉冲时间的增长, 两动量态之间的原子发生了明显的周期性振荡行为, 这是二能级系统在相干光驱动下最直接的表现, 与文中公式(5)给出的紧束缚哈密顿量所预言的Rabi振荡行为完全一致, 这表明体系可以被简化为一个理想的二能级系统。当 $t=0$ 时, 原子处于BEC态, 原子的动量为0, 当脉冲时间 $t \approx 0.4$ ms时, 原子团从初始 $|0\rangle$ 态完全转移到 $|1\rangle$ 态, 利用三角函数 $\sin^2(\pi\omega t)$ 和 $\cos^2(\pi\omega t)$ 对实验结果进行拟合^[33,34], 获得相干振荡的Rabi频率为 $f = 615(13)$ Hz, 即角频率 $\Omega/2\pi = 615(13)$ Hz, 对应的耦合强度 $J = \hbar\Omega = \hbar \times 615$ Hz。随着演化时间进一步增加, 原子的相干性减退, Rabi振荡的幅值发生了随时间的衰减, 通过指数衰减函数拟合获得相干时间为4.1(2) ms。实验中, 我们通过Feshbach共振

将原子散射长度 a 调节为零，极大地避免了由于原子之间发生碰撞而导致退相干效应^[34]，然而，Rabi振荡的相干性仍然会受到原子温度、外部磁场波动、激光器相位噪声、射频信号噪声等因素的干扰，在这其中，两团不同动量的原子团空间分离，积累了不可控的相对相位差，是导致宏观量子相干性衰减的主要原因^[33-35]。

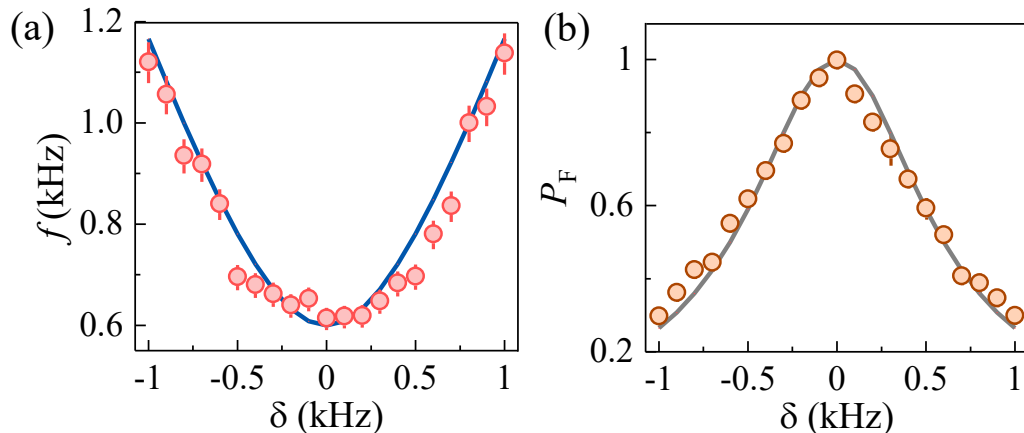


图 5 双光子Bragg散射振荡频率 f 与振荡幅值 P_F 与拉曼激光失谐 δ 的对应关系，当 $\delta=0$ 时，通过控制Bragg激光光强，设置动量态耦合强度为 $J = h \times 600$ Hz，图中实线为数值计算结果，圆点为实验数据点，误差棒为数据标准误差。

Fig. 5. The corresponding relationship between the two-photon Bragg scattering oscillation frequency f and the oscillation amplitude P_F with respect to the Raman laser detuning δ . When $\delta=0$, the coupling strength of the momentum states is set to $J = h \times 600$ Hz by controlling the intensity of the Bragg lasers. The solid line in the figure represents the numerical calculation results, and the circular dots represent experimental data points, with error bars indicating the standard error of the data.

我们在无相互作用条件下继续研究了 Rabi 频率对布拉格激光光强的依赖性。在本次实验中，入射激光是铯原子外部俘获势的重要组成部分，故在双光子Bragg散射过程中光强始终保持恒定不变，实验通过操控两台声光调制器的射频驱动信号幅值进而调节激光的衍射效率，最终达到控制Bragg激光光强的目的。图4显示了双光子Rabi振荡的频率 f^2 与反射激光光强 I 的对应关系。数据显示，Rabi频率平方随光强表现出线性增长的趋势，考虑到系统的退相干时间以及过程需要满足动量态之间的弱耦合条件，我们的测量范围选择从 $f = 0.2$ kHz测量到 $f = 1.4$ kHz。根据文中公式(4)，双光子拉比耦合 Ω 与 $\Omega^+(\Omega^-)$ 的乘积成正比，而单光子拉比频率与对应激光场光强成正比，因此 $\Omega \propto \sqrt{I}$ 。该线性关系证实了体系始终处于弱驱

动条件,同时实验结果为动量态合成维度提供线性可控的耦合强度校准关系。合成维度实验的核心技术挑战之一,是在分立动量态链实现对最近邻耦合强度的精确、独立控制。图4所建立的线性关系,在无相互作用极限下获得了清晰的验证。这使得我们可以在不依赖复杂多体理论修正的前提下,仅通过调节声光调制器的射频驱动功率,即可设定目标耦合强度。这为合成维度中构建具有空间调制或时间调制的跃迁矩阵元,提供了高保真的实验标定曲线。

最后,我们还表征了Rabi频率 f 和振荡幅值 P_F 与Bragg激光共振频率失谐量 δ 的依赖关系。对射激光的频率差 $\Delta\omega$ 可通过第二台声光调制器的驱动频率RF2来控制,失谐量 $\delta=0$ 时,对应于双光子散射的共振条件 $\Delta\omega=5.3\text{kHz}$,通过拟合原子动力学分布我们提取出共振时两动量态的耦合强度 $J = h \times 600 \text{ Hz}$,我们同时记录了初始 $\pi/2$ 脉冲时,原子在 $|1\rangle$ 的分布概率,记作 P_F 。如图5所示,我们实验上设置失谐量 δ 变化范围为 $-1\text{kHz}-1\text{kHz}$, (a)图显示,体系有效Rabi频率随 δ 绝对值呈现幂指数上升,满足理想二能级系统中 $\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ 对应关系。同时,图(b)显示,Rabi振荡幅值随着 δ 绝对值的增大而减小,满足 $P_F \propto \Omega^2/(\Omega^2 + \delta^2)$ 的关系。实验上对失谐响应的系统测量,验证了二能级模型描述的正确性,同时,通过扫描激光失谐我们还定量地描绘了体系的能谱结构,为探测和校准合成维度中的能带结构提供了方法。同时,实验结果为高精度频率标定提供不受多体频移干扰的基准,在有相互作用的BEC探究Bragg光谱时,原子间相互作用会通过平均场效应和量子耗尽引入本征的共振频率偏移,导致测得的共振频率是相互作用诱导的结果。在图3和图5中,在散射长度 $a=0$ 的条件下精确获得共振频率及其失谐响应曲线,排除了任何多体平均场修正。

5 结论

本实验系统探究了在无相互作用铯原子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)中双光子Bragg散射的相干振荡动力学。通过Feshbach共振技术将原子 s 波散射长度淬灭至零,我们成功构建了一个纯净的二能级系统,避免了原子间相互作用对相干过程的干扰。实验利用一对反向传播的拉曼激光驱动BEC在动量为 $|g, 0\rangle$ 和 $|g, 2\hbar k\rangle$ 的态之间发生布居数振荡,并通过时间飞行(TOF)成像直接观测到了相干的Rabi振荡行为。在共振条件下,我们观测到了清晰的周期性振荡以及Rabi频率对激光强度的依赖关系,进一步还研究了系统有效Rabi频率和相干振荡幅值的失谐特性。我们首次在超冷原子实验中实现了该振荡的无相互作用理想条件,并对其进行了系统性定量表征。作为一个纯净的基准平台,为未来在动量合成维度中探索更为前沿的、包括相互作用效应和拓扑物理在内的量子模拟研究,奠定了重要的实验参数基准和基础。后

续工作可聚焦于引入可控相互作用以探索非线性效应，或结合时间调制技术实现动态拓扑物态。本研究结果不仅验证了双光子Bragg散射在无相互作用极限下的基本理论，还将推动超冷原子系统基于动量合成维度量子模拟领域的应用。

参考文献

- [1] Stenger J, Inouye S, Chikkatur A P, Stamper-Kurn D M, Pritchard D E, Ketterle W, 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4569
- [2] Stenger J, Inouye S, Stamper-Kurn D M, Chikkatur A P, Pritchard D E, Ketterle W, 1999 *Appl. Phys. B* **69** 347
- [3] Stamper-Kurn D, Chikkatur A P, Görlitz A, Inouye S, Gupta S, Pritchard D E, Ketterle W, 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2876
- [4] Steinhauer J, Ozeri R, Katz N, Davidson N, 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 20407
- [5] Steinhauer J, Katz N, Ozeri R, Davidson N, Tozzo C, Dalfovo F, 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 060404
- [6] Cronin A, Schmiedmayer J, Pritchard D. 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051
- [7] Blakie P, Ballagh R. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3930
- [8] Muniz S, Naik D, Raman C. 2006 *Phys. Rev. A* **73** 041605
- [9] Seo S, Ko B, Kim J, Shin Y.-I. 2017 *Sci. Rep.* **7** 4587
- [10] Buchler H, Zoller P, Zwerger W. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 080401
- [11] Bruun G, Baym G. 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033623
- [12] Challis K, Ballagh R, Gardiner C. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 093002
- [13] Hoinka S, Dyke P, Lingham M G, Kinnunen J J, Bruun G M, Vale C J. 2017 *Nat. Phys.* **13** 943
- [14] Biss H, Sobirey L, Luick N, Bohlen M, Kinnunen J J, Bruun G M, Lompe T, Moritz H. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 100401
- [15] Papp S B, Pino J M, Wild R J, Ronen S, Wieman C E, Jin D S, Cornell E A. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 135301

- [16] Lopes R, Eigen C, Barker A, Viebahn K G H, Robert-de-Saint-Vincent M, Navon N, Hadzibabic Z, Smith R P. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 210401
- [17] Wang Y F, Du H Y, Li Y Q, Mei F, Hu Y, Xiao L T, Ma J, Jia S T. 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 50
- [18] Yang T L, Grisins P, Chang Y T, Zhao Z H, Shih C Y, Giamarchi T, Hulet R G. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 103001
- [19] He F, Jiang Y Z, Lin H Q, Hulet R G, Pu H, Guan X W. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 190401
- [20] Bissbort U, Gotze S, Li Y Q, Heinze J, Krauser J S, Weinberg M, Becker C, Sengstock K, Hofstetter W. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 205303
- [21] Endres M, Fukuhara T, Pekker D, cheneau M, Schau β P, Gross C, Demler E, Kuhr S, Bloch I. 2012 *Nature* **487** 454
- [22] Guo M Y, Bottcher F, Hertkorn J, Schmidt J, Wenzel M, Buchler H P, Langen T, Pfau T. 2019 *Nature* **574** 386
- [23] Tanzi L, Poccuzzo S M, Lucioni E, Fama F, Fioretti A, Gabbanini C, Modugno G, Recati A, Stringari S. 2019 *Nature* **574** 382
- [24] Petter D, Natale G, Bijnen R, Patscheider A, Mark M J, Chomaz L, Ferlaino F. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 183401
- [25] Moore F L, Robinson J C, Bharucha C F, Sundaram B, Raizen M G. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4598
- [26] Steck D A, Oskay W H, Raizen M G. 2001 *Science* **293** 274
- [27] Chabe J, Lemarie G, Gremaud B, Delande D, Szriftgiser P, Garreau J C. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 255702
- [28] Lopez M, Clement J, Szriftgiser P, Garreau J C, Delande D. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 095701
- [29] Gadway B, Reeves J, Krinner L, Schneble D. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 190401
- [30] See Toh J H, McCormick K C, Tang X, Su Y, Luo X W, Zhang C, Gupta S. 2022 *Nature Physics* **18** 1297
- [31] Cao A, Sajjad R, Mas H, Simmons E Q, Tanlimco J L, Nolasco-Martinez E, Shimasaki T, Kondakci H E, Galitski V, Weld D M. 2022 *Nature Physics* **18** 1302

- [32] Wang D W, Liu R B, Zhu S Y, Scully M O. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 043602
- [33] Gadway B. 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043606
- [34] Meier E J, An F A, Gadway B. 2016 *Phys. Rev. A* **93** 051602
- [35] An F A, Meier E J, Gadway B. 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602685
- [36] Meier E J, An F A, Dauphin A, Maffei M, Massignan P, Hughes T L, Gadway B. 2018 *Science* **362** 929
- [37] Liang Q, Xie D, Dong Z, Li H, Li H, Gadway B, Yi W, Yan B. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 070401
- [38] Liang Q, Dong Z, Pan J-S, Wang H, Li H, Yang Z, Yi W, Yan B. 2024 *Nature Physics* **20** 1738
- [39] Wang Y F, Zhang J H, Li Y Q, Wu J Z, Liu W L, Mei F, Hu Y, Xiao L T, Ma J, Chin C, Jia S T. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 103401
- [40] Li Y Q, Du H Y, Wang Y F, Liang J J, Xiao L T, Yi W, Ma J, Jia S T. 2023 *Nat. Commun.* **14** 7560
- [41] Du H Y, Zhao H X, Li Y Q, Wang Y F, Li R J, Wu J Z, Liu W L, Zhang Y Q, Xiao L T, Jia S T, Ma J. 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 296
- [42] Agrawal S, Paladugu S N M, Gadway B. 2024 *PRX Quantum* **5** 010310
- [43] Kasevich M, Chu S. 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
- [44] Peters A, Chung KY, Chu S. 1999 *Nature* **400** 849
- [45] Sorrentino F, Bertoldi A, Bodart Q, Cacciapuoti L, Angelis M, Lien Y H, Prevedelli M, Rosi G, Tino G M. 2012 *Applied Physics Letters* **101** 114106
- [46] D'Amico G, Borselli F, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Rosi G, Sorrentino F, Tino G M. 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063628
- [47] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [48] Brion E, Pedersen L H, Mølmer K. J. 2007 *Phys. A: Math. Theor.* **40** 1033
- [49] Wang Y F, Li Y Q, Wu J Z, Liu W L, Hu J Z, Ma J, Xiao L T, Jia S T 2021 *Opt. Express* **29** 13960

Investigation of Coherent Oscillation Dynamics in Two-Photon Bragg Scattering Based on ^{133}Cs Bose-Einstein Condensates*

WANG Xinlan¹⁾ WANG Yunfei²⁾† LI Yuqing²⁾³⁾ LI Peng¹⁾ MA
Jie¹⁾²⁾³⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, SANLI HONORS College, Shanxi
University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Institute of Laser
Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006,
China*)

Abstract

Two-photon Bragg scattering is a pivotal technology for coherent momentum transfer in atoms, utilizing a pair of counter-propagating laser beams. It is widely applied in the selection of atomic momentum, beam splitting, and coherent manipulation of atoms. In this work, we systematically investigate the coherent oscillation dynamics of two-photon Bragg scattering within a ^{133}Cs Bose-Einstein condensate (BEC)

* National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62020106014, 92165106, 62175140, 12074234, 11974331 and 12404319), and the Applied Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021224001), Postgraduate Education Innovation Program of Shanxi Province (2024TD03, 2024JG018)

† Corresponding author. E-mail: wangyf@sxu.edu.cn
The First Author. E-mail: wangxinlan@sxu.edu.cn

under a non-interacting condition. We studied the dynamics of two-photon Bragg scattering oscillation in a Bose-Einstein condensate of non-interacting cesium atoms. By using Feshbach resonance technology to quench the scattering length of ultracold cesium atoms to zero, a pair of counter-propagating Raman laser pulses coherently drove the condensate to oscillate between the momentum states $|g, 0\rangle$ and $|g, 2\hbar k\rangle$. Through absorption imaging after time-of-flight expansion, we directly observe periodic population oscillations between these two momentum states. A sinusoidal fit to the oscillation dynamics yields a Rabi frequency of 615(13) Hz and a coherence time of 4.1(2) ms. We further establish a linear relationship between the square of the measured Rabi frequency and the intensity of the Bragg lasers, confirming the system operates within the weak-driving regime described by the two-level Rabi model. Moreover, the dependence of the effective Rabi frequency and the oscillation amplitude on the two-photon detuning is quantitatively characterized. By eliminating interatomic interactions, we provide a clear experimental data free from mean-field shifts and complex many-body effects that are inherent in previously reported studies involving interacting gases. The ^{133}Cs Bose-Einstein condensate provides a pure and tunable experimental platform for coherent manipulation of quantum states. Our experimental results also provide important experimental references for matter wave interference measurement and quantum simulation schemes based on the two-photon Bragg scattering process.

Keywords: Bragg scattering, Bose-Einstein Condensate, Rabi oscillation

录用稿件，非最终出版稿