

动量晶格中相互作用诱导的自俘获现象观测*

安飞龙¹⁾ 王云飞^{1)†} 李玉清¹⁾²⁾ 武寄洲¹⁾²⁾ 刘文良¹⁾²⁾
李鹏³⁾ 付永明³⁾ 肖连团¹⁾²⁾ 马杰¹⁾²⁾ 贾锁堂¹⁾²⁾

1) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

3) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2025 年 10 月 21 日收到; 2025 年 12 月 16 日收到修改稿)

自俘获是指波(如光波或物质波)在系统非线性作用下,克服其固有的扩散趋势,从而在极小空间尺度内传播的现象,是理解孤子形成、局域化行为等非线性物理过程的关键.动量晶格作为一种基于超冷原子分立动量态的合成维度,在拓扑物理、局域化等方向研究表现出巨大潜力,为研究自俘获效应提供了重要的实验平台.在动量晶格中,系统的非线性来源于原子间的相互作用,这会显著影响原子在动量晶格中的动力学演化特性,诱导产生宏观自俘获现象,然而目前基于动量晶格的自俘获现象仍处于探索阶段.本研究基于超冷铯原子动量晶格,利用 Feshbach 共振技术调节原子 s 波散射长度,测量了不同相互作用强度下系统的动力学演化行为,随着原子间相互作用的增强,原子由零动量态向高动量态的扩散行为明显受到抑制,在强相互作用区间表现出宏观自俘获现象.研究过程选择动量分布宽度 d 来量化分析原子的动力学特征.实验结果为基于动量晶格实现量子多体物理的研究提供了重要参考.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚, 动量晶格, Feshbach 共振, 自俘获**DOI:** 10.7498/aps.75.20251439**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251439

1 引言

合成维度是指利用原子内部或外部自由度,类比真实空间几何维度从而进行量子模拟的一种实验手段.目前,实验上已成功利用原子、分子的内禀自旋^[1-4]、动量态^[5-8]、钟态^[9-11]构建合成维度,实现一维、二维人工晶格.合成维度中,格点间隧穿项、在位势能通过外场驱动态间跃迁进行调控.通过结合真实空间维度,它们还使得利用低维系统研究和模拟高维度体系成为可能^[12-14].作为超冷原子体系合成维度方面近年来的重要发展,动量晶

格展现出对晶格各项参数卓越的调控能力^[15,16],这种精确的单格点参数调控特性使动量晶格具备模拟各种复杂模型的能力,甚至是真实几何空间中难以构造的模型.目前基于动量晶格分别实现了一维 SSH (Su-Schrieffer-Heeger) 模型拓扑边缘态的探测^[7,8,17],通过结合 SSH 模型与可调非对角无序,进一步实现了拓扑安德森绝缘体以及相关的无序诱导拓扑现象^[5,18].通过调节隧穿相位形成人工磁场,观测到了边缘电流^[19,20].通过引入共振激光激发特定位点原子引入损耗,实现非厄米趋肤效应的实验观测^[21].动量晶格系统为探索奇异新奇拓扑物理、局域化现象方面展现出巨大潜力.

* 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)、山西省基础研究计划(自由探索类)(批准号: 202203021224001)和山西省研究生教育创新计划(批准号: 2024TD03, 2024JG018)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 1264309360@qq.com

在动量晶格中引入原子间相互作用调控, 能够进一步拓宽系统的量子模拟能力, 为探索新奇量子态及研究量子多体效应提供了重要契机. 动量晶格中的相互作用形式源于真实空间原子的两体短程碰撞交换作用, 变换到动量空间并且进行平均场近似, 可以诱导出类似光子学中 Kerr 非线性的效果^[6]. 目前, 基于相互作用调控的动量晶格系统, 研究者们在一维准周期晶格中观测到相互作用诱导迁移率边^[22], 通过合成了几何阻挫的三角形动量晶格, 揭示了原子相互作用、规范场和几何阻挫之间的竞争机制^[23]. 此外, 一维紧束缚模型中的相互作用调控也导致了非正弦型约瑟夫森动力学和弹道传输向自俘获的转变等新奇现象^[24]. 当前, 动量晶格中相互作用诱导的系统自俘获动力学行为仍是一个未充分探索的领域, 现有研究多集中于晶格模型中自俘获现象的观测, 而缺乏对自俘获动力学的系统分析.

在本研究中, 我们实现了基于 ^{133}Cs 原子量子气体的一维动量晶格, 通过操控外部均匀磁场, 将铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体淬火到不同排斥相互作用强度作用下的一维均匀动量晶格, 经过不同时间的动力学演化, 然后利用时间飞行法对原子实时的格点布居进行探测, 当系统非线性强度趋近于零时, 原子向高动量态的扩散行为呈现出弹道传输特性, 随着相互作用的增强, 传输行为受到了明显抑制, 在强相互作用区间表现出宏观自俘获现象. 通过定义并测量动量分布宽度 d , 我们量化分析了原子的扩散行为, 实验结果与 GP (Gross-Pitaevskii) 方程数值计算结果高度吻合, 为理解动量晶格中相互作用引发的自俘获提供了直接的依据, 并为探索量子多体系统中的局域化现象提供了基础数据.

2 实验装置

2.1 一维动量晶格链

动量晶格实验装置如图 1 所示. 两束传播方向正交的 1064 nm 激光在空间中构成光学偶极阱, 激光 L_1 束腰为 60 μm (红色光束), 激光 L_2 束腰为 300 μm (透明光束), 光阱在 3 个相互垂直方向的俘获频率分别为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (125, 96, 13)$ Hz. 我们在光阱中制备了 $N = 4 \times 10^4$ 个铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC)^[25], 利用声光调制器对 L_1 激光进行分光、移频, 从而实现激光多频组分 ω_n , 然后控制多频激光沿原光路返回 (红色激光中的彩

色箭头), 与单频入射激光共同作用原子, 当多频激光频率组分与单频入射激光频率差满足 $\Delta\omega_n = 4(2n+1)E_R/\hbar$ (其中, $E_R = \hbar^2 k^2/2m$ 为单光子反冲能量, m 为铯原子质量) 时, 可以驱动原子发生

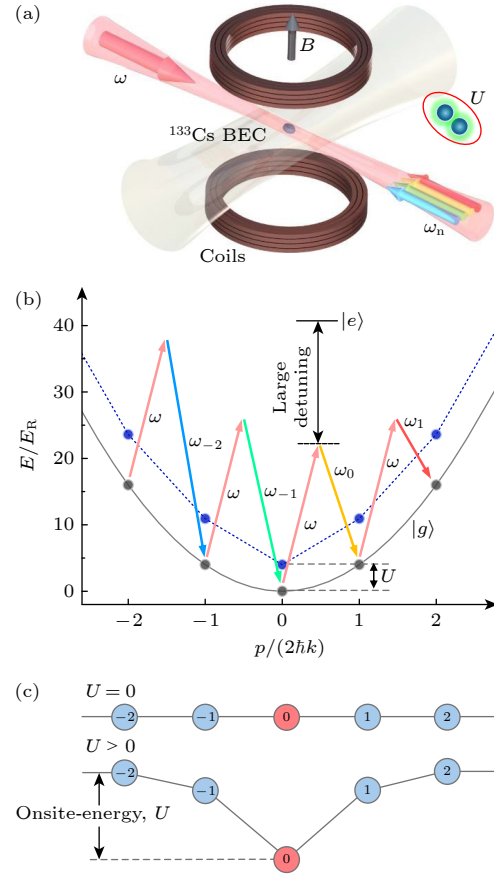


图 1 实验装置示意图 (a) 对射 Bragg 激光共同作用铯原子 BEC, 其中一束激光为单频激光 ω ($\lambda = 1064$ nm), 另外一束激光包含多个频率成分 ω_n , 对射激光频率差满足 $\Delta\omega_n = 4(2n+1)E_R/\hbar$, 其中 E_R 代表光子反冲动量 $E_R = (\hbar k)^2/(2m)$; (b) 排斥相互作用 ($U > 0$) 均匀气体的 Bogoliubov 色散关系 (蓝色虚线) 与无相互作用情况下 ($U = 0$) 原子色散关系 (灰色实线) 的对比图; (c) 根据 Bogoliubov 理论, 原子间相互作用 U 对应的等效晶格在位势能

Fig. 1. Schematic of the experimental setup: (a) Counter-propagating Bragg lasers are simultaneously applied to a cesium atomic Bose-Einstein condensate (BEC), one laser is single-frequency with frequency ω (wavelength $\lambda = 1064$ nm), while the other consists of multiple frequency components ω_n , the frequency difference between the counter-propagating lasers is given by $\Delta\omega_n = 4(2n+1)E_R/\hbar$, where E_R denotes the photon recoil momentum, defined as $E_R = (\hbar k)^2/(2m)$; (b) a comparison plot illustrates the Bogoliubov dispersion relation for a homogeneous gas with repulsive interaction ($U > 0$) (blue dashed line) versus the atomic dispersion relation in the non-interacting case ($U = 0$) (gray solid line); (c) based on Bogoliubov theory, the equivalent on-site lattice potential associated with the atomic interaction U .

一系列双光子 Bragg 跃迁, 在分立动量态 $p_n = 2n\hbar k$ 之间进行耦合, 从而构建动量空间的一维晶格链. 另外, 由于相邻动量态 p_n 与 p_{n+1} 之间的能量差具有唯一性, 可通过调节多频激光中相应频率成分的参数, 独立寻址不同格点间的跃迁, 从而实现任意近邻格点间的隧穿幅值、隧穿相位以及某一动量晶格格点的在位势能的操控.

2.2 理论模型

在低能散射近似下, 稀薄气体中的原子间相互作用可简化为仅由两体接触相互作用描述, 具体形式表现为 δ 函数形式 $V_{\text{int}}^{\text{real}} = g \sum_{i,j} \delta(r_i - r_j)$, 其中 r_i 表示原子 i 的位置. 在转换至动量空间后, 这种短程相互作用转变为无限长程形式, 且由于玻色子的统计性质而产生额外的交换能: 当原子处于同一动量态时, 若相互作用强度为 u , 则处于不同动量态的原子间相互作用强度为 $2u$; 因此, 在考虑平均效应后, 原子间相互作用的整体效果表现为相同动量态原子间的相互作用强度为 $-u$. 这意味着实空间中原子间相互作用呈排斥性, 即 $u > 0$, 则在动量空间中, 该相互作用表现为局部吸引力, 即 $u < 0$; 此关系反之亦然. 在局域吸引势作用下, 系统的一个重要表现为自俘获效应. 当满足条件 $U/J \gg 1$, 其中 J 代表相邻动量态之间的耦合强度, 原子之间会产生很强的吸引相互作用, 显著抑制原子向邻近动量态的隧穿过程.

在本次实验中, 实验的初态为处于零动量玻色-爱因斯坦凝聚体, 理论上选择 Bogoliubov 理论去描述动量晶格中的相互作用形式, 相互作用强度 $U = g\rho$, 其中, ρ 代表实空间原子云密度, 相互作用参数 $g = 4\pi\hbar^2 a/m$, a 代表 s 波散射长度, m 为原子质量. 对于携带 p 动量的粒子来说, 根据 Bogoliubov 准粒子激发理论, 其能量可以被修正为 $E^p = U + \sqrt{E_0^p(E_0^p + 2U)}$, 如图 1(b) 所示, 蓝色虚线代表修正后的能量关系, 在动量晶格的相互作用形式下, 动量晶格中格点的在位势能表现出以 0 动量为中心, 强度为 $-U$, 然后向高动量态辐射的屏蔽效应, 并且势能的范围会随着 U 的增大而不断增大^[6,24].

处于交叉光学偶极阱中的铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体在 Bragg 激光作用下, 系统波函数 Ψ 随时间的演化遵循 GP 方程^[26]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{trap}} + V_{\text{Bragg}} + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} N |\Psi|^2 \right) \Psi, \quad (1)$$

其中, m 代表铯原子质量, $V_{\text{trap}} = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ 代表谐振子势, $V_{\text{Bragg}} = \sum_n 2J \cos(2kz - \Delta\omega_n t + \theta_n)$ 代表 Bragg 激光光场势, J 是近邻格点耦合强度, $\Delta\omega_n = \omega - \omega_n$, θ_n 代表对射 Bragg 激光相对相位差. 为了实现一维动量晶格链, $\Delta\omega_n$ 满足双光共振跃迁条件 $\Delta\omega_n = 4(2n + 1)E_R$, a 代表原子 s 波散射长度, N 代表总原子数, 波函数 Ψ 满足归一化条件 $\int d\mathbf{r} |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 = 1$.

将系统波函数按照间隔 $2\hbar k$ 的分立动量态进行展开: $\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n \psi_n(\mathbf{r}, t) e^{i(2nkz - 4n^2 E_R t/\hbar)}$, 其中 $\psi_n(\mathbf{r}, t)$ 代表占据动量态 $p_n = 2n\hbar k$ 的波函数. GP 方程可以改写为

$$i\hbar \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} = \left(-\frac{2\hbar k}{m} i\hbar \partial_z - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{trap}} \right) \varphi_n - J\varphi_{n+1} - J\varphi_{n-1} + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} N \left(|\varphi_n|^2 + \sum_{j \neq n} 2|\varphi_j|^2 \right) \varphi_n. \quad (2)$$

在弱谐波囚禁势场中, 假定各动量模式均呈现均匀密度分布, 且满足 $\varphi_n = \tilde{\varphi}_n / \sqrt{V_0}$ (V_0 代表原子团体积). 由此可将原方程改写为

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{\varphi}_n}{\partial t} = \left(-\frac{2\hbar k}{m} i\hbar \partial_z - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{trap}} \right) \tilde{\varphi}_n - J\tilde{\varphi}_{n+1} - J\tilde{\varphi}_{n-1} + U(2 - |\tilde{\varphi}_n|^2) \tilde{\varphi}_n.$$

因此, 原子动力学行为可以根据上述方程进行描述, 其中 $\tilde{\varphi}_n$ 满足归一化条件 $\sum_m |\tilde{\varphi}_m|^2 = 1$, 平均场相互作用能由 $U = (4\pi\hbar^2 a/M)\rho$ 给出, $\rho = N/V_0$ 为原子团的平均密度.

3 实验结果与分析

3.1 相互作用一维动量晶格的动力学测量

实验上, 首先研究了不同散射长度条件下原子在一维动量晶格中的淬火动力学. 铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体在交叉光学偶极阱中制备之后, 迅速将均匀磁场由蒸发冷却阶段的 $B_0 = 21.5 \text{ Gs}$ ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$, 对应原子散射为 $230a_0$) 跳跃到目标值 B , 此时系统初态对应 $P(n=0) = 1$, 随即迅速开启

Bragg 激光, 使初始零动量原子在一维动量晶格中进行实时演化, 经过作用时间 t 后, 迅速关闭布拉格激光与外部俘获势, 待原子自由飞行 22 ms 后利用吸收成像测量原子在不同动量态分布 P_n , 为了避免原子在自由飞行过程中受到相互作用的影响, 在外部俘获势 1 ms 内, 迅速将均匀磁场调至 17 Gs, 对应原子 s 波散射长度 $a = 0$.

在本实验中, 通过精确控制 20 束对射 Bragg 激光同时满足双光子条件, 成功在动量空间中构建了 21 格点的一维动量晶格链, 格点序号定义为 $n \in (-10, -9, -8, \dots, 8, 9, 10)$, 相应的动量为 $p_n = 2n\hbar k$, 并通过调节 Bragg 激光的光强, 设置格点间耦合强度为 $J = \hbar \times 500$ Hz.

图 2 展示了在原子散射长度 $a = 0, 200a_0, 400a_0, 600a_0$ 和 $800a_0$ 情况下, 一维动量晶格中的动量分布演化情况, 其中, 图 2(a) 为吸收成像实验测量结果, 图 2(b) 为 Gross-Pitaevskii 方程计算的数值结果. 当原子散射长度 $a = 3a_0$ 时, 随着 Bragg 激光作用时间的推移, 原子由初始零动量分布逐渐向两侧高动量态对称地扩散, 整体呈现出连续时间量子行走的弹道型膨胀特征, 这与图 2(b)

对应的理论计算结果一致. 随着原子散射长度的不断增大, 原子的扩散行为受到抑制, 当原子间相互作用调节至大散射长度区间, 例如 $600a_0, 800a_0$ 时, 原子的动力学扩散行为受到抑制, 这表明在原子间相互作用的影响下发生了自俘获现象.

为了量化原子动量的分布特征, 引入一个描述动量扩散程度的物理量: 动量分布宽度定义为 $d = \sum_n |n| \times P_n(t)$, 其中 $P_n(t)$ 表示在时刻 t 原子处于动量 $2n\hbar k$ 的分布概率. 动量分布宽度表征了原子团在动量空间中的波包展宽程度, 可有效描述原子在一维晶格链中的扩散动力学行为; 原子分布在高动量态的比例越高, 动量分布宽度越大, 分布在低动量态的比例越高, 宽度越小; 当动量分布宽度趋近于零时, 表明系统发生了自俘获.

图 3 呈现了散射长度 a 分别为 $3a_0, 200a_0, 400a_0, 600a_0, 800a_0$ 时, 动量分布宽度 d 的动力学演化. 从图中可以看出, 当 $a = 3a_0$ 时, 动量分布宽度 d 随着时间的增长呈现线性上升趋势, 当演化时间 $t = 3\hbar/J$ 时, 动量分布宽度 $d = 3$, 这是因为原子向高动量态的弹道运输. 随着原子散射长度的不

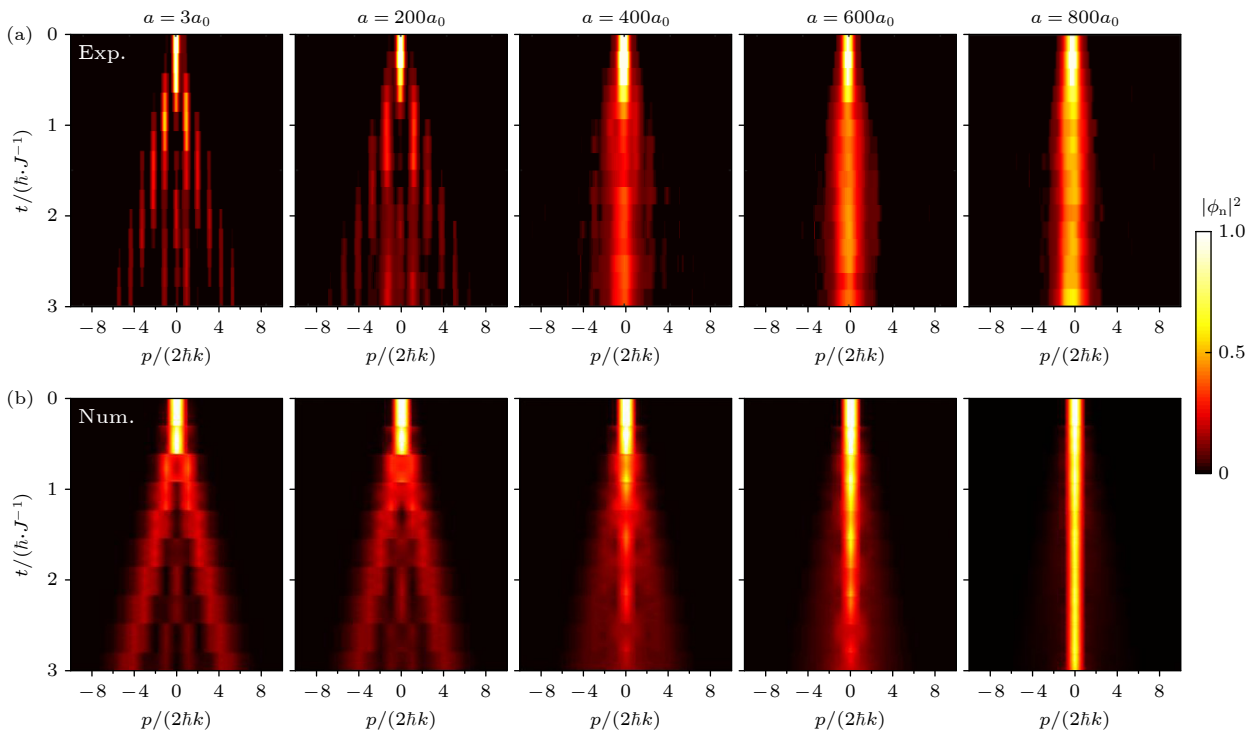


图 2 不同散射长度下, 原子在分立动量态上的布居演化动力学, 设置系统初态为 $P_{n=0} = 1$, 设置近邻格点耦合强度为 $J = \hbar \times 500$ Hz (a) 实验结果; (b) 理论计算结果

Fig. 2. Under different scattering lengths, the density distribution evolution dynamics of atoms in discrete momentum states, with the initial state of the system set as $P_{n=0} = 1$, and the nearest-neighbor coupling strength set as $J = \hbar \times 500$ Hz: (a) Experimental results; (b) theoretical results base on Gross-Pitaevskii function.

断增大, 动量分布宽度的上升趋势明显放缓, 当 $a = 800a_0$ 时, 动量分布宽度 d 随时间的增长几乎不发生改变, 这意味着系统发生了自俘获. 如图 2 所示, 由于系统退相干的原因, 在较长时间的演化情况下, 实验数据和数值计算结果出现了明显偏差.

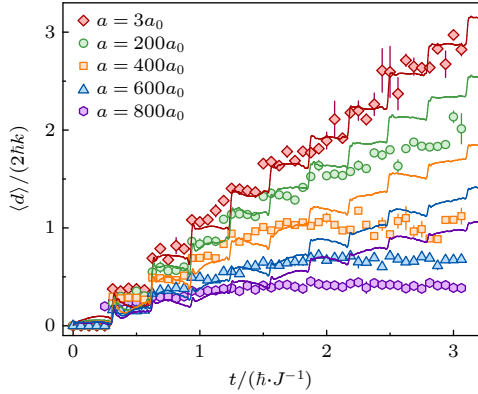


图 3 不同散射长度情况下, 原子动量分布宽度 d 的动力学演化结果, 近邻格点耦合强度 $J = \hbar \times 500$ Hz, 图中实线为 Gross-Pitaevskii 方程计算结果, 误差棒为实验数据标准差

Fig. 3. Dependence of the momentum width d on the evolution time t under different scattering lengths, the nearest-neighbor coupling strength of $J = \hbar \times 500$ Hz, the solid curves correspond to numerical simulations based on the Gross-Pitaevskii equation, while the error bars denote the standard deviation of the experimental data.

实验中, 原子向不同动量态扩散引发的空间分离会导致玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 发生退相干, 进而降低布拉格跃迁过程中的耦合效率, 且该效应随演化时间的延长而愈发显著. 此外, 在强相互作用条件下, 尽管光阱中约束的原子数目在有限演化时间内未出现损失, 但由于大散射长度诱导的三体复合效应, 原子温度迅速上升. 这种加热效应所引起的退相干显著削弱了耦合效率. 因此, 在图 3 中, 当原子处于强相互作用且演化时间较长时, 观测到测量结果与理论预期存在偏离. 通过设置 Bragg 散射激光相对于铯原子 D2 线激发态共振跃迁频率的失谐 Δ , 并确保该失谐远大于激发态自然线宽, 从而有效避免了 Bragg 散射过程中自发辐射导致的退相干效应^[19].

3.2 相互作用诱导的自俘获现象

实验上, 我们利用铯原子在 -11.3 Gs 处的 Feshbach 共振点, 精确控制原子间相互作用大小^[27], 如图 3 所示, 在实验中固定系统演化时间

$t = 1$ 和 $t = 1.5\hbar/J$, 测量了动量分布宽度 d 随原子散射长度 a 的变化关系. 随着原子散射长度 a 的增大, 原子动量分布 d 整体呈现下降趋势, 表明系统在局部吸引势的作用下, 原子分布逐渐发生了自俘获现象, 我们的实验结果和理论符合很好. 在无相互作用条件下, 动量晶格系统可通过紧束缚模型予以描述. 隧穿动能项 J 允许原子在动量空间中通过布拉格散射在不同动量格点之间发生隧穿. 对于初始局域于零动量格点的原子, 隧穿强度 J 导致其波函数向相邻动量格点扩散. 在实空间中, 此过程表现为原子团以恒定速度整体运动, 即动量分布中心发生位移. 当引入排斥相互作用 (非线性项) 时, 系统行为发生显著变化. 相互作用引入一个与局域密度成正比的能量项, 对于主要占据零动量格点的波包, 该能量项为 $U \times n$, 其中 n 表示格点上的原子数密度. 该非线性能量使零动量格点的在位势能相对于其他格点产生约为 $\Delta E \approx U \times n$ 的偏移, 能量失谐 ΔE 会强烈抑制共振隧穿过程, 阻碍原子隧穿至相邻格点, 从而阻止波函数向外扩散. 当非线性强度远大于隧穿强度时, 非线性效应占据主导地位, 自俘获现象随之发生. 此时, 初始局域于某一动量格点的原子团无法扩散, 其动量分布被限制在初始状态附近, 形成自俘获.

我们进一步研究了自俘获现象的临界行为, 从图 4 可以看出, 原子动量分布宽度 d 随原子间相互作用强度 U 的变化关系基本具备 e 指数衰减特征, 我们利用 $d(U) = d_0 \times e^{-U/U_c}$ 函数对曲线进行拟合, 得到临界相互作用 $U_c = 2$ (对应原子散射长度 $a = 591a_0$). 如图 4 插图所示, 将 GP 方程计算结果 (实线) 与理想情况紧束缚模型计算结果 (虚线) 进行对比, 我们发现在理想紧束缚模型的计算结果中, 系统发生自俘获的位置在 $U/J = 4$ 位置, 而对于 GP 方程计算结果, 原子则更早发生自俘获行为, 二者差别主要来源于 GP 方程计算额外考虑了原子所处外部简谐势阱的影响.

在本次实验制备出的铯原子玻色-爱因斯坦凝聚中, 由于存在约 20% 的热原子, 导致原子初始动量分布出现展宽, 而双光子布拉格散射过程对动量具有极高的选择性, 使得原子向外扩散时, 约 20% 的原子仍滞留于零动量态, 这造成实验测量值产生约 1.3 倍的系统性低估. 因此, 本文将所有数值计算结果均除以修正因子 1.3.

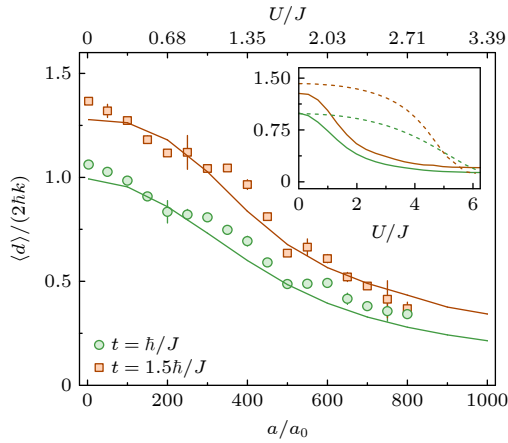


图4 动量分布宽度 d 随原子散射长度 a 的变化关系, 选择演化时间 $t = 1$ 和 $t = 1.5 \hbar/J$, 插图为 GP 方程计算结果 (实线) 与理想情况的紧束缚模型计算结果 (虚线) 对比情况, 实验中近邻格点耦合强度 $J = \hbar \times 500$ Hz, 图中实线为理论计算结果, 误差棒为实验数据的标准差

Fig. 4. Variation of the momentum distribution width d with the atomic scattering length a is shown for evolution times $t = 1$ and $t = 1.5 \hbar/J$, the inset illustrates a comparison between the results from the Gross-Pitaevskii (GP) equation calculation (solid line) and those from the ideal tight-binding model calculation (dashed line), in the experiment, the nearest-neighbor coupling strength $J = \hbar \times 500$ Hz, the solid lines in the figure represent the theoretical calculation results, and the error bars indicate the standard deviation of the experimental data.

4 结 论

本文基于铯原子玻色-爱因斯坦凝聚, 通过多光束 Bragg 过程耦合铯原子动量态在动量空间合成均匀的一维链, 使用 Feshbach 共振技术调节铯原子散射长度, 利用自由时间飞行法测量不同动量态的原子数布居, 研究了原子在不同相互作用强度下的动力学演化, 发现随着原子间排斥相互作用的不断增强, 原子的动量分布变窄并最终仅分布在零动量态附近, 观测到动量晶格系统中由于非线性诱导的宏观自俘获现象, 并对不同相互作用强度下的动力学过程进行了定量研究. 我们的研究结果为基于动量晶格系统未来进行量子多体物理的模拟研究提供了重要参考. 目前, 我们的实验主要聚焦于原子间相互作用处于排斥区 ($a > 0$) 的情形, 当原子间相互作用被调控为吸引相互作用时 ($a < 0$), 其在动量空间中呈现为排斥相互作用. 随着相互作用强度的增大, 系统预计同样会出现宏观的自俘获现象. 然而, 与排斥相互作用相比, 吸引相互作用对动量晶格格点处势能的影响恰好相反, 将导致势

能的升高, 这一变化会在零动量原子向高动量格点的布拉格跃迁过程中引入能量失谐, 最终使原子束缚于零动量态. 未来, 借助铯原子散射长度可以跨越零点的特性, 我们可以研究系统在吸引相互作用下的动力学过程.

参考文献

- [1] Celi A, Massignan P, Ruseckas J, Goldman N, Spielman I B, Juzeliunas G, Lewenstein M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 043001
- [2] Mancini M, Pagano G, Cappellini G, Livi L, Rider M, Catani J, Sias C, Zoller P, Inguscio M, Dalmonde M, Fallani L 2015 *Science* **349** 1510
- [3] Stuhl B K, Lu H I, Ayccock L M, Genkina D, Spielman I B 2015 *Science* **349** 1514
- [4] Anisimovas E, Raciunas M, Sträter C, Eckardt A, Spielman I B, Juzeliunas G 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063632
- [5] An F A, Meier E J, Gadway B 2017 *Nat. Commun.* **8** 325
- [6] An F A, Meier E J, Ang'ong'a J, Gadway B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 040407
- [7] Meier E J, An F A, Gadway B 2016 *Nat. Commun.* **7** 13986
- [8] Xie D Z, Gou W, Xiao T, Gadway B, Yan B 2019 *npj Quantum Inf.* **5** 55
- [9] Livi L F, Cappellini G, Diem M, Franchi L, Clivati C, Frittelli M, Levi F, Calonico D, Catani J, Inguscio M, Fallani L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 220401
- [10] Kolkowitz S, Bromley S L, Bothwell T, Wall M L, Marti G E, Koller A P, Zhang X, Rey A M, Ye J 2017 *Nature* **542** 66
- [11] Wall M L, Koller A P, Li S, Zhang X, Cooper N R, Ye J, Rey A M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 035301
- [12] Price H M, Zilberberg O, Ozawa T, Carusotto I, Goldman N 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 195303
- [13] Luo X W, Zhou X X, Li C F, Xu J S, Guo G C, Zhou Z W 2015 *Nat. Commun.* **6** 7704
- [14] Zilberberg O, Huang S, Guglielmon J, Wang M, Chen K P, Kraus Y E, Rechtsman M C 2018 *Nature* **553** 59
- [15] Gadway B 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043606
- [16] Meier E J, An F A, Gadway B 2016 *Phys. Rev. A* **93** 051602
- [17] Li Y Q, Wang Y F, Zhao H X, et al. 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** L032035
- [18] Meier E J, An F A, Dauphin A, Maffei M, Massignan P, Hughes T L, Gadway B 2018 *Science* **362** 6417
- [19] An F A, Meier E J, Gadway B 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602685
- [20] Gou W, Chen T, Xie D Z, Xiao T, Deng T S, Gadway B, Yi W, Yan B 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 070402
- [21] Liang Q, Xie D Z, Dong Z L, Li H W, Li H, Gadway B, Yi W, Yan B 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 070401
- [22] 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
- [23] 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
- [24] An F A, Sundar B, Hou J P, et al. 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 130401
- [25] 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
- [26] Chen T, Xie D Z, Gadway B, Yan B 2021 arXiv: 2103.14205v2 <https://arxiv.org/abs/2103.14205>.
- [27] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225

Observation of interaction-induced self-trapping in momentum lattices*

AN Feilong¹⁾ WANG Yunfei^{1)†} LI Yuqing¹⁾²⁾ WU Jizhou¹⁾²⁾
LIU Wenliang¹⁾²⁾ LI Peng³⁾ FU Yongming³⁾ XIAO Liantuan¹⁾²⁾
MA Jie¹⁾²⁾ JIA Suotang¹⁾²⁾

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

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

3) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 21 October 2025; revised manuscript received 16 December 2025)

Abstract

Self-trapping, a fundamental nonlinear phenomenon in which waves overcome diffusive spreading through system nonlinearities, is essential for understanding soliton formation and wave localization. Momentum lattice is constructed from discrete momentum states of ultracold atoms, forming synthetic dimensions and providing a versatile platform for investigating topological physics and localization phenomena. In this study, we experimentally investigate interaction-induced self-trapping in a one-dimensional momentum lattice by using a Bose-Einstein condensate (BEC) of cesium atoms confined in a crossed optical dipole trap. Atomic interactions are adjusted via a Feshbach resonance by changing the s-wave scattering length a . The system is initially prepared in a zero-momentum state and then quenched, with the subsequent dynamics probed using time-of-flight imaging. The results show that for weak interactions ($a \approx 3a_0$), the atoms undergo ballistic expansion. As the scattering length a increases, diffusion is suppressed, leading to macroscopic self-trapping for $a \geq 600a_0$, where the atoms remain localized near the zero-momentum state. Numerical simulations based on the Gross-Pitaevskii equation are in good agreement with the experimental results and yield a critical s-wave scattering length of $a \approx 591a_0$. Slight deviations during long-term evolution are attributed to decoherence caused by spatial separation and thermal effect. According to Bogoliubov theory, the repulsive interaction in real space manifests as a local attractive potential in momentum space. This energy shift suppresses tunneling between lattice sites, inducing macroscopic self-trapping. Our findings provide valuable insights for investigating quantum many-body physics in momentum lattices.

Keywords: Bose-Einstein condensate, momentum lattice, feshbach resonance, self-trapping

DOI: [10.7498/aps.75.20251439](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251439)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251439](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251439)

* Project supported by the 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), the Applied Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021224001), and the Postgraduate Education Innovation Program of Shanxi Province, China (Grant Nos. 2024TD03, 2024JG018).

† Corresponding author. E-mail: 1264309360@qq.com



动量晶格中相互作用诱导的自俘获现象观测

安飞龙 王云飞 李玉清 武寄洲 刘文良 李鹏 付永明 肖连团 马杰 贾锁堂

Observation of interaction-induced self-trapping in momentum lattices

AN Feilong WANG Yunfei LI Yuqing WU Jizhou LIU Wenliang LI Peng FU Yongming XIAO Liantuan MA Jie JIA Suotang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050306 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251439

CSTR: 32037.14.aps.75.20251439

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251439>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

自旋张量-动量耦合玻色-爱因斯坦凝聚的动力学性质

Dynamics of spin-tensor-momentum coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(18): 180304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231076>

玻色-爱因斯坦凝聚体在莫尔晶格势中的带隙孤子

Gap solitons in Bose-Einstein condensate under moiré optical lattice

物理学报. 2026, 75(3): 180304 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251307>

运动光格中非线性作用随时空变化的玻色-爱因斯坦凝聚体的混沌时空动力学

Chaotic spatiotemporal dynamics of Bose-Einstein condensates with nonlinear time- and space-varying interactions in moving optical lattices

物理学报. 2025, 74(11): 110302 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241604>

旋转自旋-轨道角动量耦合玻色-爱因斯坦凝聚体的基态性质

Ground state properties of rotating spin-orbital-angular-momentum coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2025, 74(19): 190303 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250542>

玻色-爱因斯坦凝聚中的非正则涡旋态及其动力学

Noncanonical vortex states and dynamics in Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(10): 100306 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222289>

准一维玻色-爱因斯坦凝聚中集体激发的量子纠缠熵

Quantum entanglement entropy of collective excitations in a quasi-one-dimensional Bose-Einstein condensate

物理学报. 2025, 74(21): 210303 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250808>