

超冷 ^{87}Rb 原子在二维光晶格中 Mott 绝缘态的实验实现*

文凯¹⁾²⁾ 王良伟¹⁾²⁾ 周方¹⁾²⁾ 陈良超¹⁾²⁾王鹏军¹⁾²⁾ 孟增明^{1)2)†} 张靖¹⁾²⁾

1) (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, 太原 030006)

2) (山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2020 年 4 月 8 日收到; 2020 年 6 月 6 日收到修改稿)

超冷原子气体的量子相变是研究量子关联多体物理的核心内容之一. 本文采用单一激光光束通过折叠反射产生二维光晶格, 通过控制激光偏振产生两种不同的二维光晶格结构, 一种是两个独立的一维光晶格构成, 另一种是两个方向的一维光晶格互相干涉形成. 将超冷 ^{87}Rb 原子装载到二维光晶格中, 通过改变光晶格激光功率调控原子在光晶格中的隧穿强度和相互作用强度, 观察到 ^{87}Rb 原子从超流态到 Mott 绝缘态之间的量子相变, 并且分析了两种光晶格对量子相变的影响, 为今后开展光晶格中强关联物理研究奠定基础.

关键词: 光晶格, 量子相变, 量子关联多体物理, 超流, Mott 绝缘态

PACS: 32.80.Hd, 67.85.Hj, 67.85.-d, 03.75.Lm

DOI: 10.7498/aps.69.20200513

1 引言

强关联多体物理是研究诸多材料性质的关键内容, 但是一直以来有两个问题难以攻克, 一个是计算难度随系统的粒子数增多呈指数增长; 另一个是非线性系统无法用微扰法处理^[1]. 近年来, 快速发展的光晶格因其具有完美的周期势场和高度的可控性, 使得研究强关联多体系统成为可能^[2-8]. 2002 年, 德国 Bloch 小组首次在实验上观测到了玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensation, BEC) 在光晶格中由超流 (superfluid, SF) 态相变到 Mott 绝缘 (Mott insulator, MI) 态, 从此光晶格成为研究超冷原子强关联多体系统中新奇量子态的重要手段^[9]. 而对于自旋大于 1/2 的原子, 光晶格又可以提供一个高度可控的大自旋量子关

联体系, 在此基础上, 许多新材料模型和新奇量子现象被发现^[10-16]. 利用单一激光光束折叠反射产生二维光晶格, 这个方案已用于产生二维光晶格的双阱阵列, 实现分离和操控原子对阵列^[17], 并理论预测了该系统具有高轨道能带的拓扑半金属态^[18]. 本文实验观测了 ^{87}Rb 超冷原子在两种不同的二维光晶格中 SF 态和 MI 态之间的量子相变. 二维光晶格是采用单束激光折叠反射产生, 通过控制激光偏振产生两种不同的二维光晶格结构, 一种是激光偏振方向平行于晶格光束所在平面, 另一种是激光偏振方向垂直于晶格光束所在平面. 该工作为今后开展光晶格中大自旋量子态和强关联物理等研究奠定基础.

2 理论模型

2.1 Bose-Hubbard 模型建立

在 1998 年, Jaksch 等^[19]将 Hubbard 模型引

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301602, 2018YFA0307600) 和国家自然科学基金 (批准号: 11804203, 11904217) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zmmeng01@sxu.edu.cn

入超冷原子领域,建立了 Bose-Hubbard 模型,提出了实现 SF 态到 MI 态转变的条件. 其模型包含三个关键参数: 隧穿强度 J , 相互作用强度 U 和格点上的化学势 μ_i . 二次量子化的多体哈密顿量在坐标表象下可写成:

$$\hat{H} = \int d^3x \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{H}_{\text{free}}(x) \hat{\psi}(x) + \int d^3x \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}(x) \hat{\psi}(x), \quad (1)$$

其中, $\hat{H}_{\text{free}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(x) - \mu$ 为单个自由粒子的哈密顿量, 其中 $V_{\text{ext}}(x) = V_{\text{latt}}(x) + V_{\text{T}}(x)$, $V_{\text{ext}}(x)$ 为外场势, $V_{\text{latt}}(x)$ 为晶格势, $V_{\text{T}}(x)$ 为外势能项, μ 为系统的化学势. 两个原子间相互作用 $V_{\text{int}} = \frac{4\pi a_s \hbar^2}{m}$ 来表示, a_s 为 s 波散射长度, 将上式中波函数 $\hat{\psi}(x)$ 晶格格点用 Wannier 函数表示:

$$\hat{\psi}(x) = \sum_i \hat{a}_i \omega(x - x_i), \quad (2)$$

其中, \hat{a}_i 为第 i 个晶格格点上的湮灭算符, 哈密顿量最终可以写成:

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) - \sum_i \mu_i \hat{n}_i, \quad (3)$$

其中, $\hat{n}_i = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$ 是第 i 个格点的原子数算符, $\langle i,j \rangle$ 表示最近邻格点, μ 表示有效化学势. 其中第一项描写的是隧穿项, 隧穿强度由下式表示:

$$J(i,j) = \int d^3x \omega^*(x - x_i) \left[-\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + V_{\text{latt}}(x) \right] \times \omega(x - x_j), \quad (4)$$

第二项表示单个格点上原子间的相互作用

$$U = U(i) = \frac{4\pi a_s \hbar^2}{m} \int d^3x |\omega(x - x_i)|^4, \quad (5)$$

第三项为格点上的化学势

$$\mu_i = \mu - \int d^3x V_{\text{T}}(x) |\omega(x - x_i)|^2. \quad (6)$$

2.2 相变过程分析

Bose-Hubbard 模型无法直接求解, 所以考虑两个极限情况 [20].

当 $J/U \rightarrow \infty$, 即晶格间跃迁占主导, 而相应的晶格势趋近于零, 即 $U \rightarrow 0$, 原子依然保持 Thomas-Fermi 分布, 所有玻色原子在 $k = 0$ 的最低 Bloch 能带, 系统的波函数表现由单原子的波函

数等相位叠加的形式, 体系的基态波函数:

$$|\Phi\rangle_{J/U \rightarrow \infty} = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{L}}}} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \right)^N |0\rangle, \quad (7)$$

其中, N 表示原子数, N_{L} 为晶格点, 原子可以在格点间自由隧穿, 单个格点上的原子满足泊松分布, 此时为超流态. 当原子自由飞行时, 由于相邻格点原子之间具有相同的相位, 所以在动量空间可以看到干涉产生离散的动量分量. 如图 1 所示处于超流态的原子在晶格中隧穿.

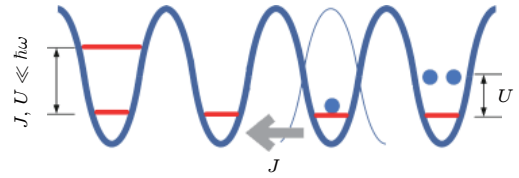


图 1 超冷原子在光晶格中的隧穿

Fig. 1. The tunneling of ultracold atoms in optical lattice.

当 $J/U \rightarrow 0$, 晶格间相互作用占主导, 即 $U \rightarrow \infty$ 格点间原子隧穿很弱, 晶格势很强, 系统的基态由局域化的原子波函数组成, 则体系基态波函数为

$$|\Phi\rangle_{J/U \rightarrow 0} = \prod_{i=1} \hat{a}_i^\dagger |0\rangle, \quad (8)$$

此时这一状态为 MI 态, 相邻格点间没有相干, 所以在动量空间不会观察到干涉产生的离散动量分量.

前面描述两个极端情况下的 Bose-Hubbard 模型, 考虑 J/U 从 $0 \rightarrow \infty$ 即从 SF 态到 MI 态的相变过程, 这主要由 J/U 和 μ_i/U 共同作用, 如果 MI 态中单个格点中仅有一个原子, 可以根据蒙特卡罗数值模拟出临界点为 $(U/J)_{n=1} = 16.4$ [21].

3 实验过程

图 2 为产生二维光晶格的实验光路图. 光晶格激光经过平面反射镜 M1、M2 和平凹反射镜 M3 的反射后, 沿原光路返回, 其中消色差透镜 F0、F1 使激光会聚到原子的束腰直径为 $200 \mu\text{m}$.

在本实验中, 通过改变激光偏振产生了两种不同结构的二维光晶格. 根据入射激光偏振的不同, 具体分为两种方案: 方案 1 是激光的偏振平行于光束所在平面, 由此产生的二维光晶格称为面内晶格, 沿 x 轴和 y 轴是两个独立的一维光晶格, 所以势阱为 $U_1(x,y) = V [\cos^2(k_x x) + \cos^2(k_y y)]$, 其中 $k_{\text{r}} = 2\pi/\lambda$, λ 是光晶格激光的波长. 面内二维光晶

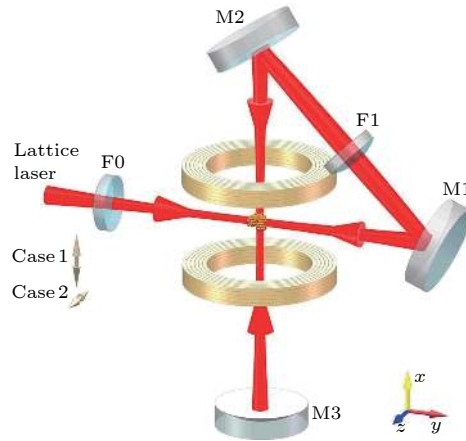


图 2 实验装置二维光晶格由一束激光往返产生, 其中方案 1 和方案 2 分别代表激光偏振平行和垂直于光束所在平面的两种情况
 Fig. 2. Schematic diagram of the experimental setup to realize the two-dimensional optical lattices. The two-dimensional optical lattices are made of a single fold retroreflected laser beam. The linearly polarization of the incident laser beam aligned parallel (case 1) or normal (case 2) to the drawing plane can generate two different cases of two-dimensional optical lattice potentials.

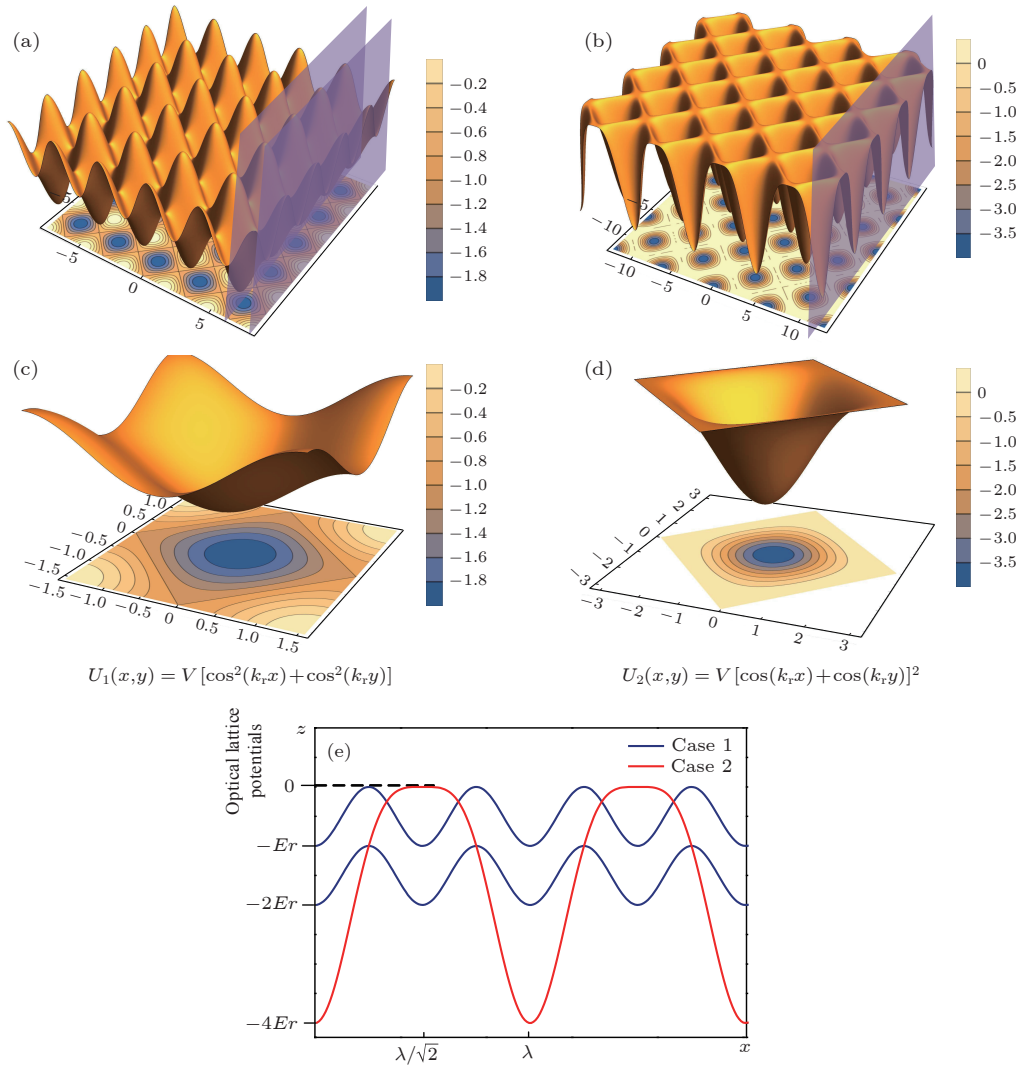


图 3 两种光晶格 (a) 方案 1 的面内光晶格空间分布; (b) 方案 2 的面外光晶格空间分布; (c) 方案 1 的晶胞; (d) 方案 2 的晶胞; (e) 两种光晶格势在 xz 平面上的分布

Fig. 3. Two types of optical lattices: (a) Spatial distribution pattern of in-plane optical lattice for case 1; (b) spatial distribution pattern of out-plane optical lattice for case 2; (c) unit cell for case 1; (d) unit cell for case 2; (e) the potentials of two types of optical lattices ($V = -Er$).

格势阱的空间分布及在 xz 平面上的投影如图 3(a) 所示, 可以看到势阱沿 x 、 y 轴独立分布, 空间周期为 $\lambda/2$. 方案 2 是入射激光偏振垂直于光束所在平面, 产生的二维光晶格称为面外晶格, 因为沿 x 、 y 方向激光偏振互相平行, 所以两个一维光晶格会产生干涉, 势阱为 $U_2(x, y) = V[\cos(k_r x) + \cos(k_r y)]^2$, 其中 $2\cos(k_r x)\cos(k_r y)$ 为干涉项, 由图 3(b) 可以看到势阱沿 x 轴、 y 轴呈 45° 分布, 周期为 $\lambda/\sqrt{2}$ 当波长为红失谐时 ($V < 0$), 光晶格产生的势阱就像地面上挖的一个个“洞”. 近期本课题组将这两种光晶格的相位信息写到物质波上, 产生了亚波长的相位结构^[22]. 图 3(c) 和 3(d) 分别表示的是面内晶格和面外晶格的一个晶胞. 图 3(e) 表示的是在相同光强和波长下, 两种光晶格势在 xz 平面的分布, 蓝线代表方案 1(两条蓝线对应图 3(a) 中势阱在 xz 面上最低和最高处的平面分布), 红线代表方案 2, 可以看到在相同情况下, 面外光晶格势阱更深, 束缚原子的能力也越强, 也更容易达到 MI 态.

具体实验过程如下: $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子在四极磁阱和蓝失谐光塞势阱叠加形成的复合阱中进行射频蒸发预冷却^[23–25], 当原子温度达到 $5\ \mu\text{K}$ 左右时, 将原子装载到两束激光交叉形成的偶极阱中(波长为 $1064\ \text{nm}$, 频率相差 $10\ \text{MHz}$, 在原子云处的光斑直径是 $200\ \mu\text{m}$), 通过进一步蒸发冷却后, 最终获得 2×10^5 个 ^{87}Rb 原子的玻色爱

因斯坦凝聚体^[26,27]. 然后打开光晶格激光, 将光强由零线性增大, 用时 $30\ \text{ms}$, 再等待 $5\ \text{ms}$, 使原子在光晶格中稳定下来. 时序如图 4(a) 所示, 红线表示光晶格光强. 在打开光晶格过程中光偶极阱功率保持不变, 用于维持 z 方向的束缚, 最后突然关闭偶极阱和光晶格势阱, 原子在自由空间中飞行 $12\ \text{ms}$ 后做吸收成像 (time of flight, TOF), 依据原子在动量空间中的分布, 可以判定 BEC 是否相变到 MI 态; 当获得 MI 态后, 降低光晶格光强到零, 用时 $30\ \text{ms}$, 最后同时关断所有激光, 自由飞行 $12\ \text{ms}$ 成像, 即实现 SF 态到 MI 态再到 BEC 的量子相变, 实验时序如图 4(b) 所示.

4 实验结果和分析

实验上首先研究了面内二维光晶格的量子相变过程. 通过每次调节时序图 4(a) 中的光强来观察相变过程, 分别为 $0.92\ \text{mW}(2.23E_r)$ 、 $3.7\ \text{mW}(8.96E_r)$ 、 $10.67\ \text{mW}(25.84E_r)$ 和 $13.26\ \text{mW}(32.12E_r)$, 由此得到图 5 中的 (a1)、(a2)、(a3)、(a4), 可以看到在弱光晶格下, 在原子动量空间中心的上下左右四个正方向 $2k_r$ 处出现干涉的动量分量, 表明原子处在超流态, 随着光强增大, 格点间原子隧穿减弱, 相互作用增强, 格点间的干涉减弱, 因此干涉的高动量分量对比度减弱. (a2) 中在 $\pm 45^\circ$ 方向上出现 $\sqrt{2}k_r$ 动量分量, 这主要是由于偏振不纯导致有少许面外光晶格的贡献, 实验中用偏振分光棱镜测得光束经过反射镜 M2 时, 消光比已经由 $1/1000$ 变化到 $1.8/1000$; 其次是两个方向上的光路无法保证完全垂直. 当阱深加到 $32E_r$ 时, 凝聚体彻底相变到 MI 态, 此时每个格点内原子相互作用增强, 由此导致格点间原子的相对相位随机, 因此干涉消失, 此时原子弥散分布在连续动量空间里. Spielman 等^[28] 采用单束激光产生二维光晶格, 实验观测到 ^{87}Rb 原子在面内晶格中由 SF 态彻底相变到 MI 态的阱深接近 $31(2)E_r$, 结论与本文实验结果相一致. 在图 5(a) 的基础上, 分别将四次实验的光晶格势阱降到零, 重新获得 BEC, 分别对应 (b1)、(b2)、(b3)、(b4), 发现光晶格势阱越深, 返回得到的 BEC 中热原子数也越多, 原子温度略有升高, 主要是由光晶格抖动等不稳定性因素引起原子加热.

之后实验研究了 ^{87}Rb 原子在面外二维光晶格中的量子相变过程, 与方案 1 相同, 通过改变晶格光强来观

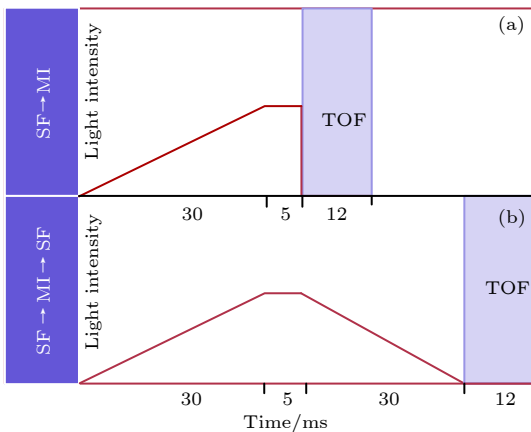


图 4 实验时序图 红色表示的光晶格光强的变化, 最后自由飞行 $12\ \text{ms}$ 吸收成像, 其中 (a) 表示 SF 到 MI 的时序, (b) 表示 BEC 到 MI 再到 BEC 的时序

Fig. 4. Schematic diagram of the experimental sequence: The red lines show the light intensity of optical lattice, and finally have an imaging of TOF $12\ \text{ms}$. The drawing (a) shows the sequence of SF to MI, drawing (b) shows the sequence of BEC to MI, and back to BEC.

察相变过程, 具体的光强参数为 $0.89 \text{ mW}(2.15Er)$, $2.3 \text{ mW}(5.57Er)$ 、 $4.2 \text{ mW}(10.17Er)$ 、 $5.1 \text{ mW}(12.35Er)$, 由此得到图 6 中的 (a1)、(a2)、(a3)、(a4), 表示 SF 态相变到 MI 态的过程; 随后分别减小光强到零, 得到各自对应的 BEC, 如图 6(b1) 至图 6(b4).

在图 6(a) 中, 刚开始光强较弱的时候, 格点间

原子干涉占主导地位, 首先在 $\pm 45^\circ$ 方向上出现 $\sqrt{2}k_r$ 动量分量. 逐渐增大光强, $\pm 45^\circ$ 方向上的 $\sqrt{2}k_r$ 动量分量也随着增强, 但对比度逐渐减弱. 当光晶格强度达到 $10.17Er$ 时, 系统就发生量子相变, 进入 MI 态. 对比方案 1 和 2 可知, 后者出现量子相变的晶格深度更低, 这与之前的理论分析一致, 因为面外晶格两个方向的激光在原子处平行, 由此产

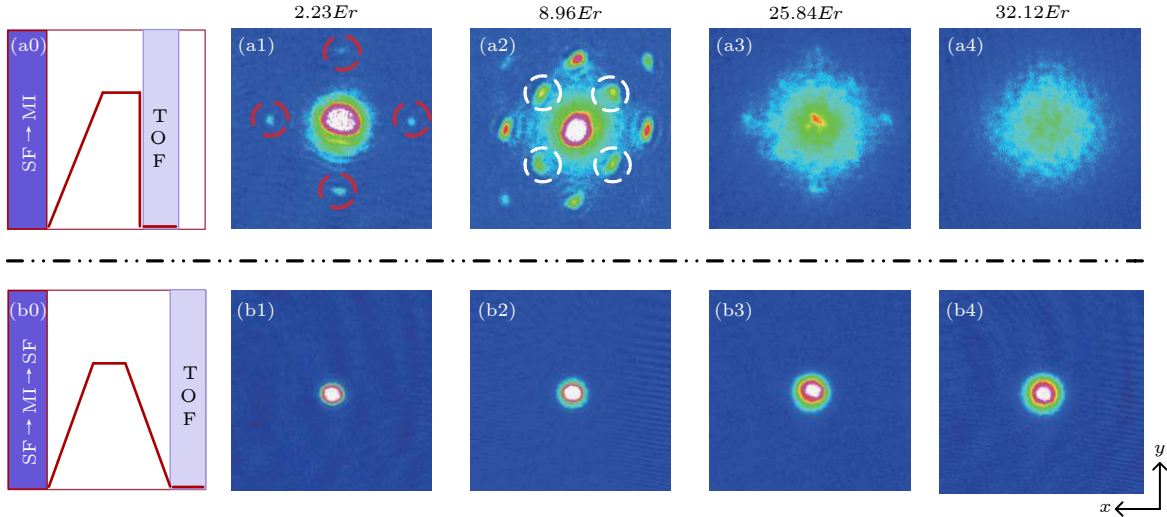


图 5 方案 1 的量子相变 (a0) 表示获得 MI 态的时序图, (a1) 到 (a4) 为 SF 态相变到 MI 态的过程, (a1) 中红色标注为光晶格格点, (a2) 中白色标注的格点主要由于激光偏振不纯、 x 轴和 y 轴方向上的光路不完全正交所导致的, 当势阱逐渐加深, 隧穿开始加强, 这些格点也越明显; (b0) 为 BEC 相变到 MI 态, 再相变回 BEC 的时序图, 分别对应 (b1)—(b4)

Fig. 5. Quantum phase transition for case 1: (a0) Reveals the sequence diagram of BEC to MI, from (a1) to (a4), show the imaging from SF to MI. In (a1), the red dashed circles show the lattice points, and in (a2), the white dashed circles show some incorrect lattice points, because the linearly polarization is impure and two beam paths along x axis and y axis are not totally orthogonal. Increasing potentials, these lattice points are more obvious; (b0) reveals the sequence diagram of MI to BEC, (b1) to (b4) show the imaging of MI to BEC after decreasing the potentials to zero.

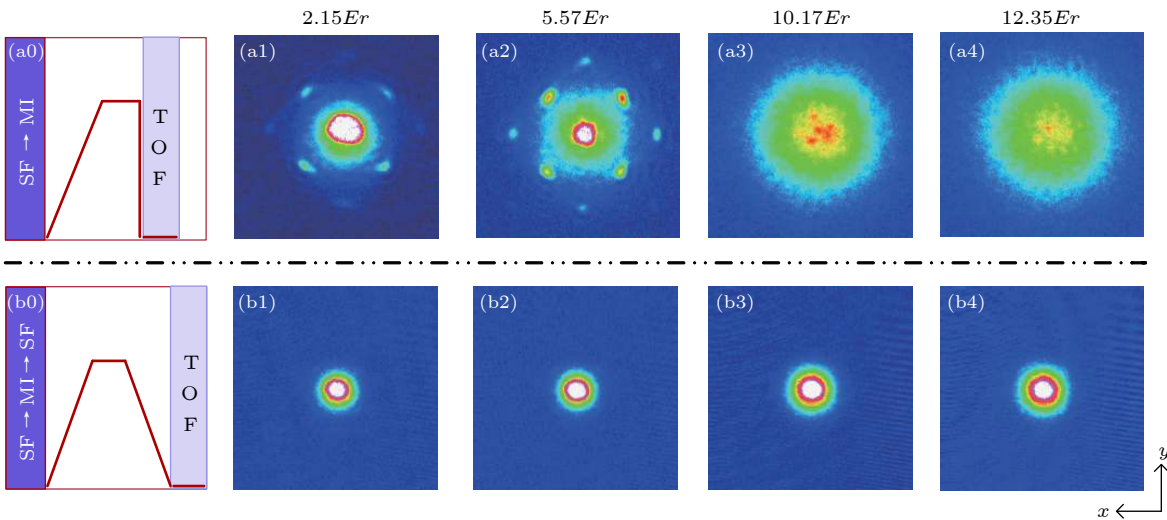


图 6 方案 2 的量子相变 (a0) 表示获得 MI 态的时序图, 其中 (a1) 到 (a4) 为体系从 SF 相变到 MI 的过程; (b0) 为 BEC 相变到 MI 态, 再相变回 BEC 的时序图, 其中 (b1) 到 (b4) 分别对应 (a) 中光晶格势阱降低到零, 重新获得 BEC 的空间分布图像

Fig. 6. Quantum transition for case 2: (a0) Reveals the sequence diagram of BEC to MI, from (a1) to (a4), show the imaging from BEC to MI; (b0) reveals the sequence diagram of MI to BEC, from (b1) to (b4), show the imaging from MI to BEC.

生干涉增强, 而面内晶格的激光在原子处的偏振正交, 因此是两个独立的一维光晶格构成的二维光晶格, 势阱深度的具体情况见图 3(e), 面外光晶格的最低处能量是面内偏振光晶格最低处的两倍, 同时面外二维光晶格的势垒高度是面内光晶格最低处势垒的四倍, 因此面外偏振相比面内偏振二维光晶格在较低光强下就可以产生 MI 量子相变.

5 结 论

本文采用单一激光光束的多次折叠反射方案实现了二维光晶格, 进而通过控制面内和面外两种偏振状态产生了两种不同结构的二维光晶格. 将 ^{87}Rb 原子 BEC 装载到两种光晶格中观察到从超流态和 Mott 绝缘态的量子相变, 分析了两种光晶格结构对量子相变的影响. 下一步将从理论和实验上精确定量分析两种光晶格量子相变点的光强大小和相对比例, 希望进一步研究与量子相变有关的许多有趣的多体物理现象.

参考文献

- [1] Wen Xiaogang (translated by Hu Bin) 2003 *The theory of Quantum Many-body Systems* (Beijing: High Education Press) p1 (in Chinese) [文小刚(胡滨译) 2003 量子多体理论(北京: 高等教育出版社) 第1页]
- [2] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, Cheneau M, Bloch I, Kuhr S 2010 *Nature* **467** 68
- [3] Parsons M F, Huber F, Mazurenko A, Chiu C S, Setiawan W, Wooley-Brown K, Blatt S, Greiner M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 213002
- [4] Bloch I, Greiner M 2005 *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **52** 1
- [5] Vuletić, V, Ch an, H W, Black A T 2001 *Phys. Rev. A* **64** 033405
- [6] Wang Y, Zhang X, Corcovilos T A, Kumar A, Weiss D S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043003
- [7] Kumar A, Wu T Y, Giraldo F, Weiss D S 2018 *Nature* **561** 83
- [8] Kim M E, Chang T H, Fields B M, Chen C A, Hung C L 2019 *Nat. commun.* **10** 1
- [9] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [10] Bernier J S, Sengupta K, Kim Y B 2007 *Phys. Rev. B* **76** 014502
- [11] Kimura T, Tsuchiya S, Kurihara S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 110403
- [12] Garcia-Ripoll J J, Martin-Delgado M A, Cirac J I 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250405
- [13] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L 2007 *Phys. Rev. B* **76** 014438
- [14] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L 2006 *Phys. Rev. B* **74** 174404
- [15] Wu C, Zhang S-C 2005 *Phys. Rev. B* **71** 155115
- [16] Wu C, Hu J P, Zhang S C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 186402
- [17] Sebby-Strabley J, Anderlini M, Jessen P S, Porto J V 2006 *Phys. Rev. A* **73** 033605
- [18] Sun K, Liu W V, Hemmerich A, Sarma S D 2012 *Nat. Phys.* **8** 67
- [19] Jaksch D, Bruder C, Cirac J I, Gardiner C W, Zoller P 1998 . *Phys. Rev. Lett.* **81** 3108
- [20] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885
- [21] Capogrosso-Sansone B, Söyler Ş G, Prokof'ev N, Svistunov B 2008 *Phys. Rev. A* **77** 015602
- [22] Wen K, Meng Z M, Wang P J, Wang L W, Chen L C, Huang L H, Zhou L H, Cui X L, Zhang J 2020 *Sci. Rep* **10** 5870
- [23] Xiong D Z, Wang P J, Chen H X, Zhang J 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 351
- [24] Chen H X, Xiong D Z, Wang P J, Zhang J 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 348
- [25] Chen L C, Meng Z M, Wang P J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 083701 (in Chinese) [陈良超, 孟增明, 王鹏军 2017 物理学报 **66** 083701]
- [26] Chai S J, Wang P J, Fu Z K, Huang L H, Zhang J 2012 *Acta Sin. Quantum Opt.* **18** 171 (in Chinese) [柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖 2012 量子光学学报 **18** 171]
- [27] Wang P J, Xiong D Z, Chen H X, Zhang J 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 893 (in Chinese) [王鹏军, 熊德智, 陈海霞, 张靖 2010 光学学报 **30** 893]
- [28] Spielman I B, Phillips W D, Porto J V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 080404

Experimental realization of Mott insulator of ultracold ^{87}Rb atoms in two-dimensional optical lattice*

Wen Kai¹⁾²⁾ Wang Liang-Wei¹⁾²⁾ Zhou Fang¹⁾²⁾ Chen Liang-Chao¹⁾²⁾
Wang Peng-Jun¹⁾²⁾ Meng Zeng-Ming^{1)2)†} Zhang Jing¹⁾²⁾

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

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

(Received 8 April 2020; revised manuscript received 6 June 2020)

Abstract

Quantum phase transition of ultracold atomic gas is one of the core contents in the study of quantum correlational many-body systems. In this paper, two-dimensional (2D) optical lattices are generated by a single fold retroreflected laser beam, and this scheme is used to experimentally design and implement the 2D optical lattice of double wells suitable for isolating and manipulating an array of individual pairs of atoms and predict a topological semimetal in the high orbital bands in this 2D lattice. Two types of optical lattice structures are produced by controlling the laser polarization. One type is the usual 2D optical lattice, which is formed by two independent one-dimensional(1D) optical lattices in two directions and named in-plane lattice, and the other type is the lattice that is formed by the interference between two one-dimensional optical lattices in two directions and called out-plane lattice. When ^{87}Rb BEC (Bose-Einstein condensation) is loaded into the 2D optical lattice, the quantum phase transition between superfluid state and Mott insulator state is observed by controlling the tunneling and in-site interaction. And the phase transition from superfluid state to Mott insulator is judged by observing whether there are interferential lattice points in momentum space. The lattice depths of two cases can be calibrated by Kapitza-Dirac scattering in the ultracold atomic experiment through the time-of-flight absorption imaging. In the in-plane optical lattice, some incorrect points appear in the 45° direction, because the linear polarization degree of beam is impure after being reflected by mirrors and two direction of beam are not completely orthogonal to each other. It is obvious that the two cases have different phase transition points, which is due mainly to the difference in structure. For the in-plane lattice, there are two independent 1D optical lattices, and for the out-plane lattice, the two direction beams mutually interfere with each other, therefore, two optical lattices are not independent of each other. The atoms come back to BEC by reducing the potentials of optical lattice to zero; the temperature of system is slightly higher, because of the jitter of the light lattice. The different behaviors of quantum phase transition are analyzed for two types of optical lattices. This work will provide a platform for the future study of large spin system and strong correlation physics in optical lattices.

Keywords: optical lattice, quantum transition, many-body physics, superfluid, Mott insulator

PACS: 32.80.Hd, 67.85.Hj, 67.85.-d, 03.75.Lm

DOI: 10.7498/aps.69.20200513

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2016YFA0301602, 2018YFA0307600) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11804203, 11904217).

† Corresponding author. E-mail: zmmeng01@sxu.edu.cn