

基于空间光调制器构建二维任意形状的 ^{87}Rb 原子阵列*

王良伟¹⁾²⁾ 刘方德¹⁾²⁾ 李云达¹⁾²⁾ 韩伟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)

(2022年11月1日收到; 2022年12月29日收到修改稿)

超冷原子系统是一个纯净的、高度可控的量子体系, 可对凝聚态物理、高能物理、天体物理和化学反应等领域的重要物理问题进行量子模拟. 构造不同构型的光晶格是模拟多样化的复杂量子系统的一个重要前提. 本文采用权重 Gerchberg-Saxton 算法生成多种形状的光晶格全息图, 利用液晶型空间光调制器和高分辨率光学系统, 把全息图 (动量空间) 变换到实空间构造出多种形状的二维晶格阵列, 包括简单的三角、六角、正方晶格和更为复杂的蜂巢晶格等, 并实现对 ^{87}Rb 超冷原子二维晶格阵列的装载, 晶格的最小间距为 $3\ \mu\text{m}$. 这种方法具有通用性强、操控灵活的优势, 将有助于拓展光晶格中超冷原子量子模拟的应用.

关键词: 权重 Gerchberg-Saxton 算法, 空间光调制器, 光晶格, 高分辨率成像

PACS: 42.30.Kq, 42.40.-i, 32.80.Pj, 67.85.-d

DOI: 10.7498/aps.72.20222096

1 引言

超冷原子作为一个纯净可人为操控的物理系统, 为相互作用的量子多体系统提供了一个理想的研究平台^[1-3], 例如高温超导^[4-6]、非平衡动力学^[7]、超流-莫特绝缘相变^[8-11]以及拓扑材料^[12-15]等. 近年来, 随着光晶格和高分辨率成像技术的引入, 冷原子光晶格领域已经发展到构建精确普适量子材料模拟器的研究阶段.

大多数光晶格是利用多束激光干涉原理在实空间为冷原子构建一个规则的周期势, 比如三角^[16]、方形及六角晶格^[17]、类石墨烯结构晶格^[18]、扭转双层光晶格^[19,20]和自旋依赖的超晶格^[21,22]等, 这些晶格形状依赖多束激光的空间构型. 为了更好地

地还原和模拟多样化的复杂量子系统, 构造适合该体系的特定构型光晶格就显得尤为重要, 比如利用声光偏转器、固定相位片和空间光调制器等实现任意形状光晶格^[23-31].

本文采用权重 Gerchberg-Saxton (weighted Gerchberg-Saxton, GSW) 算法得到任意排布的二维、三维光晶格全息图, 结合高数值孔径成像系统, 利用可编程控制的液晶型空间光调制器生成了多种形状的二维晶格阵列, 并实现对 ^{87}Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC) 的装载, 晶格最小间距为 $3\ \mu\text{m}$, 晶格形状包括简单的三角、六角、正方晶格以及更为复杂的蜂巢晶格等. 该技术具有复用性强、操控性强的优势, 有助于冷原子在复杂光晶格中的量子模拟.

* 科技创新 2030 重大专项 (批准号: 2021ZD0302003)、国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0307601, 2021YFA1401700, 2022YFA1404101) 和国家自然科学基金 (批准号: 12034011, 92065108, 11974224, 12022406, 12004229) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zmmeng01@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn

2 理论模型

2.1 标量衍射理论

为了构建理想的任意人造光势阱阵列,就需要有操控光波的能力,也就是需要有将所需信息加载到光场上.在相干光中,信息可由光的复振幅携带,因此需要具有操控光波复振幅的能力.常用的透镜、反射镜、波片等折射或反射光学元件只是对光进行一些简单的操控.然而衍射光学元件可以实现常规光学元件难以完成甚至不可能完成的功能,例如,衍射光学元件可以同时产生几个或不同的焦点.液晶型空间光调制器 (liquid crystal on silicon-spatial light modulator, LC-SLM) 就是一种具有控制透射光相位的衍射光学元件,后文将 LC-SLM 统一简称为 SLM.接下来用标量衍射理论分析 SLM 和透镜组合是如何构建理想的人造光势阱阵列 (采用 SLM 的像素间距为 $6.4\ \mu\text{m}$,远大于控制激光波长 $0.8\ \mu\text{m}$,因此该光场可运用标量衍射理论来分析^[32]).

如图 1 所示, SLM 位于坐标原点,与透镜的后焦平面重合.设一束均匀的控制激光被 SLM 反射后沿正 z 方向传播,激光经透镜在焦平面 (x_n, y_n, z_n) 处成像,设共有 N 个均匀光势阱阵列, n 表示第 n 个光势阱.其中第 m 个像素面的光场函数为 $U_0(x_m, y_m, 0) = |u| \exp(i\phi'_m - \sum_{n=1}^N \varphi_m^n)$. 这里 ϕ'_m 为初始入射光场的相移量; $\sum_{n=1}^N \varphi_m^n$ 是 SLM 加载到第 m 个像素点的相移, φ_m^n 是由第 n 个光势阱反演到第 m 个像素点的相位因子, $\varphi_m^n = \frac{\pi z_n}{\lambda f^2} (x_m^2 + y_m^2) + \frac{2\pi}{\lambda f} (x_m x_n + y_m y_n) + \varphi^n$, 其中 x_m 和 y_m 的二次项和是傍轴近似的球面波相位因子 (类比于薄透镜相位因子), 给出了再现像在 z 方向上的焦点, x_m 和 y_m 的一次项和是倾斜传播的平面波相位因子 (类比于光栅相位因子), 给出了再现像离开 z 轴的距离, λ 为控制激光的波长, f 为透镜焦距. 利用两次菲涅耳衍射和透镜相位变换后, 控制激光在透镜焦平面的再现像光场函数变为

$$U_n(x_n, y_n, z_n) = \frac{\exp(i\mathbf{k}z_n)}{i} \frac{d^2}{\lambda f} \sum_{m=1}^M |u| \exp\left[i\left(\phi'_m - \sum_{n=1}^N \varphi_m^n\right)\right],$$

式中 d^2 为单个像素的面积, M 为 SLM 的总像素值, \mathbf{k} 为控制激光的波矢, u 为控制激光的复振幅.

由此可知,通过调控 SLM 的相位就可以构建人造光势阱阵列,如图 1 所示,通过调节光势阱阵列 φ_m^n 中的 z_n ,还可以扩展到三维人造光晶格.

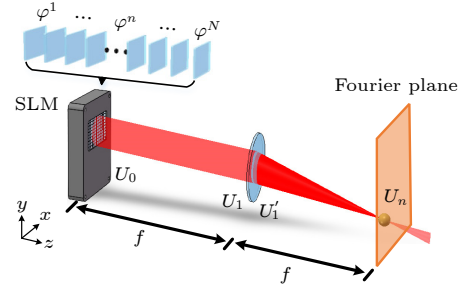


图 1 SLM 的标量衍射理论图

Fig. 1. Foundations of scalar diffraction theory of SLM.

2.2 全息图的设计

为了构建期望的任意形状光势阱阵列,关键要设计出对应的相位因子或全息图.常用的全息图算法主要分为两大类:直接求解法和迭代优化法^[33].通过 2.1 节的讨论,可以设想,构建人造光势阱阵列的每个阵列点上都可以叠加一个随机相位 φ^n ,即 $\varphi_m^n = \frac{\pi z_n}{\lambda f^2} (x_m^2 + y_m^2) + \frac{2\pi}{\lambda f} (x_m x_n + y_m y_n) + \varphi^n$,该随机相位不影响人造光势阱阵列囚禁原子,但可抑制高阶衍射,这就对应于直接求解随机重叠法 (random superposition, SR).另外,直接求解法还有随机掩模编码算法 (random mask encoding technique, RM)、棱镜透镜重叠法 (superposition of prisms and lenses, SPL)、光栅透镜重叠法 (grating and lens, GL) 等.这些算法都有明确的数学表达式,可以直接计算出全息图,计算速度快,但衍射效率低,光晶格均匀性差.然而当晶格数量不多且形状属于非高对称图形时, RM 和 SR 算法也能高效率地输出高均匀性的光晶格全息图.

迭代优化法有 Gerchberg-Saxton (GS) 算法、自适应加法 (generalized adaptive additive, GAA) 算法、直接搜索 (direct search, DS) 法以及 GSW 算法^[33,34]等.这些算法通常没有一个明确的解析表达式,无法直接得到全息图,都需要提供迭代初值,通过多次迭代运算和动态更新 SLM 的相位分布后,被控制光的光强分布会逐渐缩小与目标光强分布的差别,即二者的误差函数会逐渐缩小,当满足设定的迭代要求后,就能输出目标光强对应的近似相位因子.迭代算法适合构建多光点、高对称性的光晶格,计算速度虽慢,但衍射效率高、均匀性强.

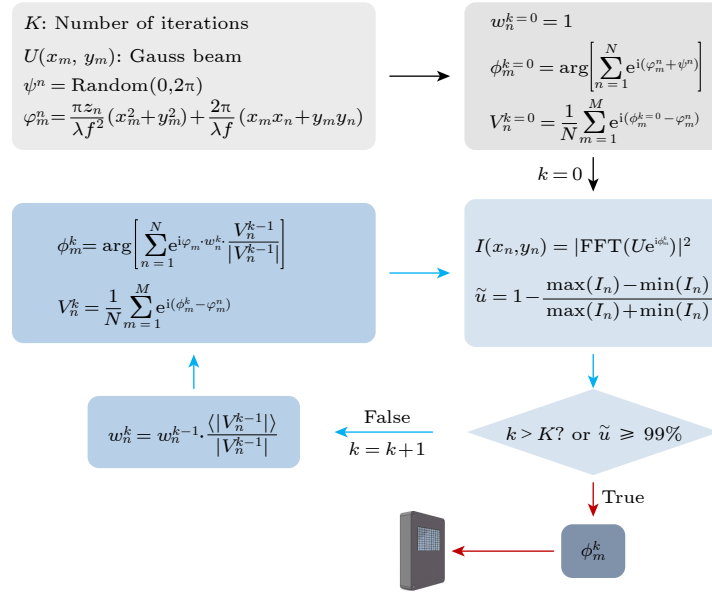


图 2 迭代 GSW 算法的流程图

Fig. 2. Flow chart of iterative GSW algorithm.

GSW 迭代算法是构建多维度、多形状光晶格的常用方法, 如图 2 所示, 特点是在迭代过程中引入权重因子, 通过动态调节权重因子让多光束的功率保持均衡. 详细的迭代运算过程如下.

1) 设总迭代次数为 K , 光势阱阵列点数为 N ; SLM 表面的光强分布为 $U(x_m, y_m)$; 产生 N 个随机相位 ψ^n , 取值范围 $[0, 2\pi]$; 产生一个包含目标光强信息的相位矩阵 $\varphi_m^n(x_m, y_m, x_n, y_n, z_n)$, 其中 (x_m, y_m) 为第 m 个像素的二维坐标值, (x_n, y_n, z_n) 为第 n 个光势阱阵列点的三维坐标值; 每个光点的初始权重值 $w_n^{k=0}$ 设为 1, 即光势阱阵列点的强度均相同; 将 N 个光点的相位、振幅叠加为 $\phi_m^{k=0}$ 和 $V_n^{k=0}$.

2) 利用傅里叶变换获取透镜焦平面的光强分布 I , 检验光势阱阵列点的均匀度 \tilde{u} 是否达到要求, 结合迭代次数做出综合判断. 当不满足终止条件时迭代继续.

3) 依据当前的权重因子 w_n^{k-1} 、 N 个光点的强度平均值 $\langle |V_n^{k-1}| \rangle$ 和第 n 个光势阱阵列点强度 $|V_n^{k-1}|$, 获得改进后的权重因子 w_n^k 、相位因子 ϕ_m^k 和振幅 V_n^k . 计算结果作为下次迭代计算的输入值, 直至满足迭代终止条件 (通常迭代 30 次就可以满足要求). 此时生成的相位因子 ϕ_m^k 就是期望的相位分布, 然后转换为 $[0, 255]$ 的灰度图 (对应 $[0, 2\pi]$ 的相位调控), 搭配空间光调制器就能够构建期望的任意形状光晶格.

3 实验装置

实验装置如图 3 所示, 可调谐钛宝石激光器输出波长为 820 nm 的激光, 经过单模保偏光纤滤波后得到 TEM₀₀ 模式的高斯激光. SLM 的衍射光学元件是一种双折射液晶材料 (型号: LETO-3-VIS), 衍射效率对偏振非常敏感, 因此激光经过偏振分束器 (polarizing beam splitter, PBS) 和半波片选偏后, 以水平偏振入射到 SLM 的感光面 (入射角: $\theta = 5^\circ$; 功率: 70 mW). 在反射过程中, SLM 利用相位调制的方法将目标光强的相位因子 $\sum_{n=1}^N \varphi_m^n$ 叠加到入射高斯激光的复振幅上. 激光经过由 $f = 200$ mm 和 $f = 300$ mm 构成的 $4f$ 透镜系统后, 将 SLM 平面成像到高数值孔径物镜的后焦平面上, 高数值孔径物镜是一个 $NA = 0.69$, $f = 18$ mm 自己设计的物镜, 紧贴放置在超高真空玻璃腔体外, 在超高真空腔内合成任意形状的光晶格 (腰斑半径: $1.25 \mu\text{m}$; 激光总功率: 45 mW), 物镜的焦平面与原子云重合. 另外, 利用 $f = 200$ mm 的透镜、翻转镜片 (flip mirror, FM) 和 CCD 1 可以检查目标光晶格的形状, 如图 4—图 7 所示.

成像激光是穿过双色分束器 (dichroic mirror, DM) 后沿负 z 轴方向照射原子, 经过同一高数值孔径物镜、DM 和 $f = 960$ mm 透镜后到达 CCD 2, 原位观察光晶格装载原子的情况.

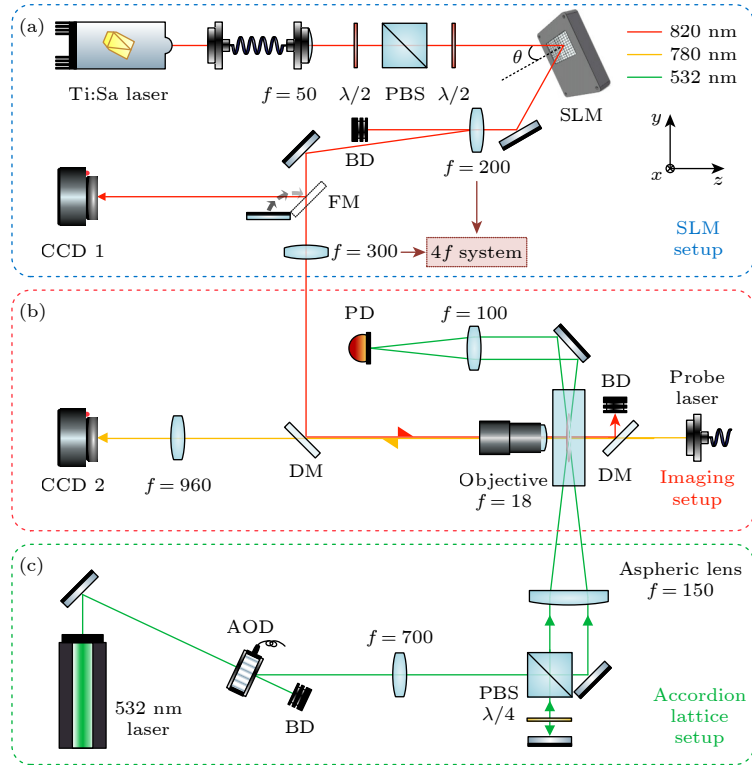


图 3 实验装置图 (a) SLM 光路图; (b) 成像光路图; (c) 手风琴光晶格光路图 (CCD, 电荷耦合器件; PBS, 偏振分束器, BD, 光挡; FM, 翻转镜片; DM, 双色分束器; PD, 光电二极管; AOD, 声光偏转器)

Fig. 3. Experimental configuration: (a) SLM setup; (b) imaging setup; (c) accordion lattice setup (CCD, charge coupled device; PBS, polarizing beam splitter, BD, beam dump; FM, flip mirror; DM, dichroic mirror; PD, photodiode detectors; AOD, acousto-optic deflector).

4 全息图的加载

4.1 消除零级光

液晶空间光调制器由上百万个液晶点阵组成, 而液晶单元之间存在缝隙, 入射到缝隙的激光会直接被反射而不被调制, 这部分光经过透镜汇聚到焦点上就形成零级光, 见图 4(a), 零级光与调制光会混合在一起。

为了消除零级光的影响, 主要有两种办法:

1) 利用闪耀光栅和 $4f$ 系统, 见图 3 和图 4. 闪耀光栅可以空间分离调制光 (一级衍射光) 和未调制光 (零级光), 见图 4(b); 光晶格相图叠加闪耀光栅相图后, 原衍射图样和零级光在第一个透镜的焦点处会左右分离, 见图 4(c), 在此将零级光挡住便可以完全消除零级光的影响. 本实验采用该方案。

2) 叠加菲涅耳透镜相位. 通过该方法叠加相位后, 原衍射图样会前后移动, 而零级光未被调制, 依然处于透镜的焦点处, 从而在空间上将二者分离, 这种办法无法完全消除零级光, 只适用于激光腰斑远小于晶格格点间距的情况。

4.2 直接求解法和 GSW 迭代算法的比较

在多光束控制技术中, 激光功率的均匀性和利用率非常重要. 三种直接求解法都有具体的数学表达式, 可以高效地得到相图, 但是与 GSW 迭代算法比较, 均匀性或利用率都比较差. 下面介绍三种直接求解法与 GSW 算法。

1) SPL 算法, $\phi = \arg \left[\sum_{n=1}^N e^{i\varphi_m^n} \right]$ (图 5(a)), 激光利用率为 61.5%, 光强的标准差为 0.112.

2) SR 算法, $\phi = \arg \left[\sum_{n=1}^N e^{i(\varphi_m^n + \psi^n)} \right]$ (图 5(b)), 激光利用率为 70.2%, 光强的标准差为 0.184.

3) RM 算法, $\phi = \arg [e^{i\varphi_m^n}]$, 式中 n 取 $[1, M]$ 的随机整数 (图 5(c)), 激光利用率为 15.8%, 光强的标准差为 0.102.

4) GSW 算法 (图 5(d)), 激光利用率为 72.3%, 光强的标准差为 0.09.

综合光晶格的均匀性和激光利用率, GSW 迭代算法的相位初值选用 SR 算法的结果. 通过多次迭代运算后, 激光利用率未发生明显变化, 而光晶格的均匀性得到了极大提升。

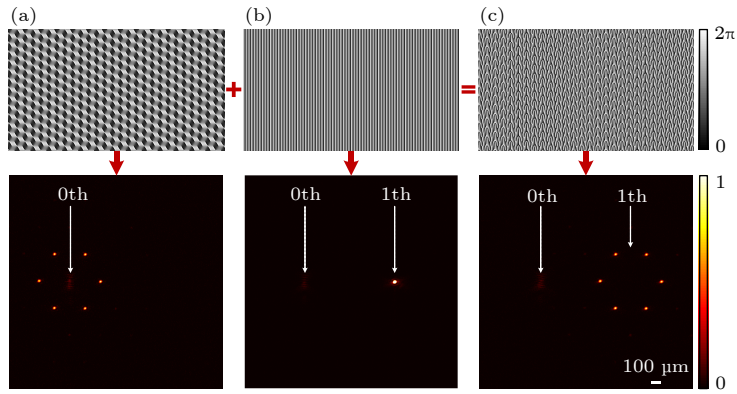


图 4 相图合成(上)和实验结果(下) (a) GSW 算法获得的光晶格相图, 零级光和目标晶格混合在一起; (b) 闪耀光栅相图; (c) 合成相图

Fig. 4. Composition of the phase pattern (up) and the optical intensity distribution (bottom): (a) Optical lattice phase diagram obtained by GSW algorithm, zero-order light and target lattice mixed together; (b) blaze grating pattern; (c) final phase pattern.

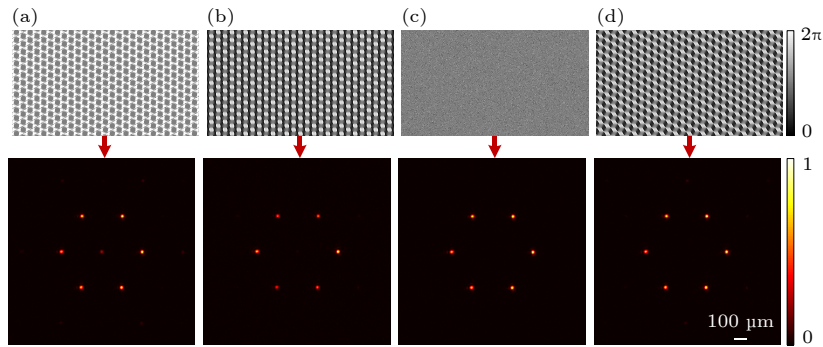


图 5 算法的性能比较(第一行为相图, 第二行为实验结果) (a) SPL 算法; (b) SR 算法; (c) RM 算法; (d) GSW 算法

Fig. 5. Performance comparison of different theoretical algorithms (Row 1, phase patterns; Row 2, optical intensity distribution): (a) SPL algorithm; (b) SR algorithm; (c) RM algorithm; (d) GSW algorithm.

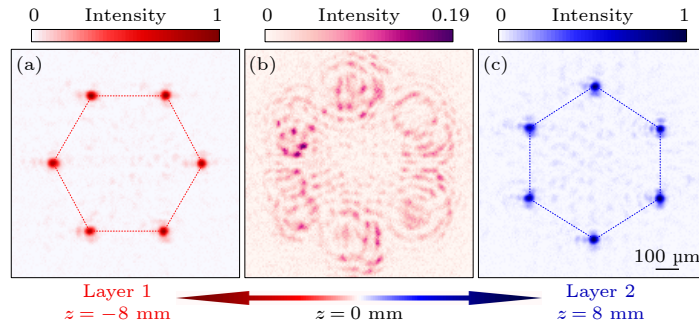


图 6 双层扭转类石墨烯光晶格

Fig. 6. Twisted-bilayer graphene-like optical lattice.

4.3 维度调控和强度调控

利用 GSW 算法可以实现维度调控(三维光晶格)和强度调控(非均匀光晶格). 通过调节光势阱阵列点的三维坐标值 (x_n, y_n, z_n) , 实现距离为 16 mm 的双层扭转类石墨烯光晶格, 见图 6; 通过控制迭代权重值, 实现人工可调的非均匀光晶格, 见图 7.

5 二维原子阵列

实验上首先利用 $x-y$ 平面的光学偶极阱蒸发冷却实现 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚, 原子处于 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态, 原子数约为 7×10^5 个. 然后以 25.6 W/ms 的速率线性增加 532 nm 手风琴光晶格的激光功率至 1.28 W, 将原子从偶极阱绝热转移至间距为 26.7 μm 的单层手风琴光晶格中,

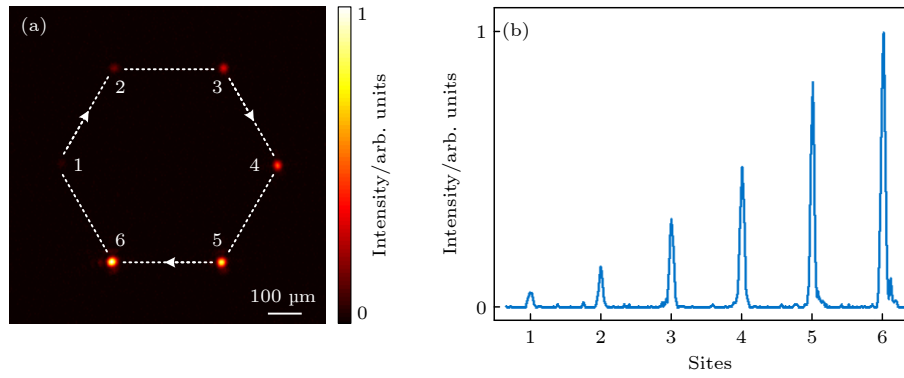


图 7 强度调控 (a) 非均匀光晶格; (b) 沿虚线路径的光强分布

Fig. 7. Intensity control: (a) Inhomogeneous optical lattice; (b) optical intensity profiles along the dashed lines on panel (a).

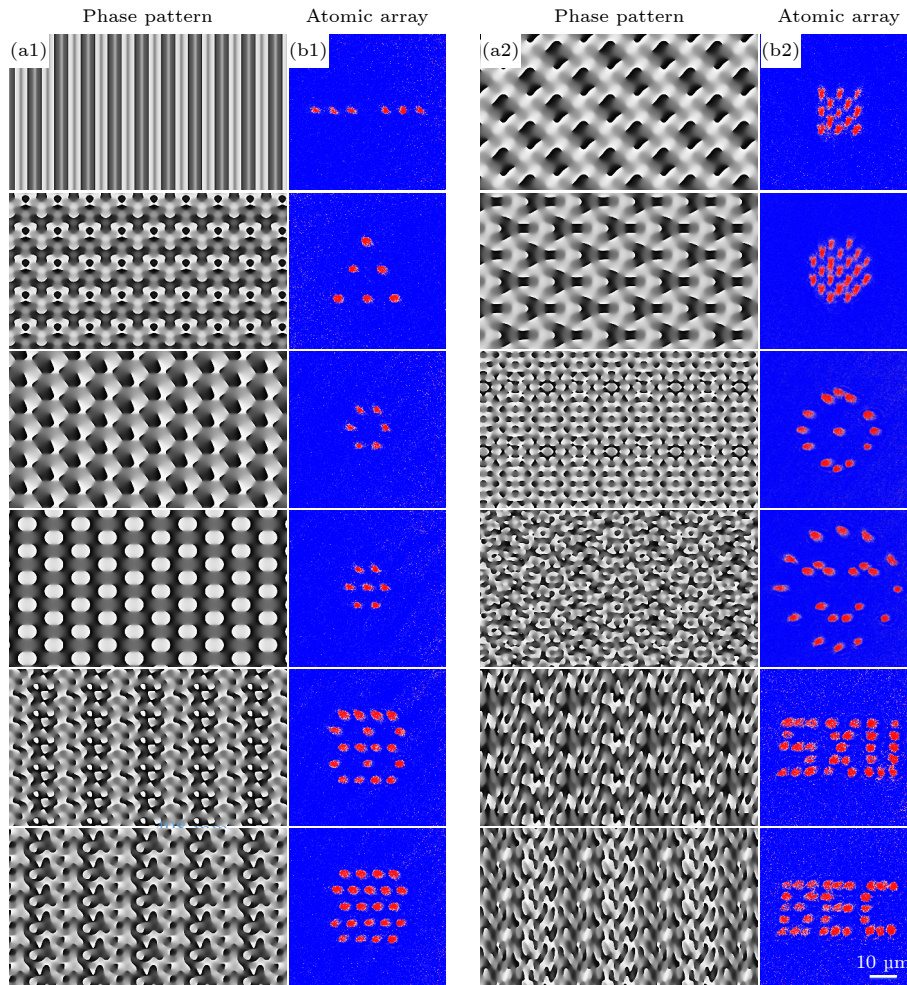


图 8 具有不同相位模式的原子阵列 (a1), (a2) 相图; (b1), (b2) 原子阵列

Fig. 8. Atomic arrays with different phase patterns: (a1), (a2) Phase patterns; (b1), (b2) atomic arrays.

经过声光偏转器 (acousto-optic deflector, AOD) 大角度动态扫描光束后, 将原子绝热制备在晶格周期为 $3.5 \mu\text{m}$ 、束缚频率为 3.85 kHz 的单层光阱中, 由此实现准二维单层超冷玻色气体. 之后缓慢增加 820 nm 的激光功率, 将原子绝热转移至二维任

意形状的光晶格中, 利用 CCD 2 原位观察原子的装载情况, 图 8(b1) 和图 8(b2) 为多种任意形状的原子阵列. 然后让原子进行 15 ms 的自由飞行展开, 观察到原子的温度升高至 $0.5 \mu\text{K}$ 左右, 这可能是由于 SLM 固有的 60 Hz 相位闪烁导致的加热现象 [35].

6 总 结

通过标量衍射理论分析了空间光调制器和透镜构建人造光势阱阵列的可行性. 采用 GSW 迭代算法获取期望光强的相位因子, SLM 利用相位调制的方法将任意形状光晶格的相位因子叠加到高斯激光上. 然后利用高数值孔径光学系统, 在超高真空腔内构建任意形状的原子阵列, 形状包括简单的三角、六角、正方晶格以及更为复杂的蜂巢晶格等, 晶格最小间距为 $3\ \mu\text{m}$. 实验中光晶格格点间距通过光栅相位来调控, 与光栅衍射原理相同, 格点间距 D 和 SLM 的最小与最大光栅常数 d (由单像素尺寸、分辨率决定)、透镜焦距 f 、激光波长 λ 相关, $D \approx f \times \lambda/d$. SLM 相位闪烁会导致超冷原子的加热, 未来计划尝试更高刷新率的 SLM、数字显微镜阵列列为超冷原子构建任意形状的势阱. 本文的技术具有通用性强、操控性强和易重构等优势, 可很好地拓展光晶格的应用领域.

参考文献

- [1] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 153
- [2] Gross C, Bloch I 2017 *Science* **357** 995
- [3] Das A, Chakrabarti B K 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1061
- [4] Hofstetter W, Cirac J I, Zoller P, Demler E, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 220407
- [5] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 17
- [6] Le Hur K, Rice T M 2009 *Annals of Physics* **324** 1452
- [7] Polkovnikov A, Sengupta K, Silva A, Vengalattore M 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 863
- [8] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [9] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, Cheneau M, Bloch I, Kuhr S 2010 *Nature* **467** 68
- [10] Bakr W S, Peng A, Tai M E, Ma R, Simon J, Gillen J I, Fölling S, Pollet L, Greiner M 2010 *Science* **329** 547
- [11] Jördens R, Strohmaier N, Günter K, Moritz H, Esslinger T 2008 *Nature* **455** 204
- [12] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [13] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [14] Semeghini G, Levine H, Keesling A, Ebadi S, Wang T T, Bluvstein D, Verresen R, Pichler H, Kalinowski M, Samajdar R, Omran A, Sachdev S, Vishwanath A, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2021 *Science* **374** 1242
- [15] Li C H, Yan Y, Feng S W, Choudhury S, Blasing D B, Zhou Q, Chen Y P 2022 *PRX Quantum* **3** 010316
- [16] Struck J, Ölschläger C, Le Targat R, Soltan-Panahi P, Eckardt A, Lewenstein M, Windpassinger P, Sengstock K 2011 *Science* **333** 996
- [17] Jotzu G, Messer M, Desbuquois R, Lebrat M, Uehlinger T, Greif D, Esslinger T 2014 *Nature* **515** 237
- [18] Uehlinger T, Jotzu G, Messer M, Greif D, Hofstetter W, Bissbort U, Esslinger T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 185307
- [19] González-Tudela A, Cirac J I 2019 *Phys. Rev. A* **100** 053604
- [20] Meng Z M, Wang L W, Han W, Liu F D, Wen K, Gao C, Wang P J, Chin C, Zhang J 2023 *Nature* **615** 231
- [21] Dai H N, Yang B, Reingruber A, Xu X F, Jiang X, Chen Y A, Yuan Z S, Pan J W 2016 *Nat. Phys.* **12** 783
- [22] Mandel O, Greiner M, Widera A, Rom T, Hänsch T W, Bloch I 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 010407
- [23] Choi J Y, Hild S, Zeiher J, Schauß P, Rubio-Abadal A, Yefsah T, Khemani V, Huse D A, Bloch I, Gross C 2016 *Science* **352** 1547
- [24] White D H, Haase T A, Brown D J, Hoogerland M D, Najafabadi M S, Helm J L, Gies C, Schumayer D, Hutchinson D A W 2020 *Nat. Commun.* **11** 4942
- [25] Zhang Z D, Chen L C, Yao K X, Chin C 2021 *Nature* **592** 708
- [26] Mazurenko A, Chiu C S, Ji G, Parsons M F, Kanász-Nagy M, Schmidt R, Grusdt F, Demler E, Greif D, Greiner M 2017 *Nature* **545** 462
- [27] Endres M, Bernien H, Keesling A, Levine H, Anschuetz E R, Krajenbrink A, Senko C, Vuletić V, Greiner M, Lukin M D 2016 *Science* **354** 1024
- [28] Henderson K, Ryu C, MacCormick C, Boshier M G 2009 *New J. Phys.* **11** 043030
- [29] Fatemi F K, Bashkansky M, Dutton Z 2007 *Opt. Express* **15** 3589
- [30] Zhang D F, Gao T Y, Zou P, Kong L R, Li R Z, Shen X, Chen X L, Peng S G, Zhan M S, Pu H, Jiang K J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 110402
- [31] Chen P K, Liu L R, Tsai M J, Chiu N C, Kawaguchi Y, Yip S K, Chang M S, Lin Y J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 250401
- [32] Goodman J W 2005 *Introduction to Fourier Optics* (Greenwood Village: Roberts and Company Publishers) p63
- [33] Di Leonardo R, Ianni F, Ruocco G 2007 *Opt. Express* **15** 1913
- [34] Bengtsson J 1994 *Appl. Opt.* **33** 6879
- [35] Turtaev S, Leite I T, Mitchell K J, Padgett M J, Phillips D B, Čížmár T 2017 *Opt. Express* **25** 29874

Construction of two-dimensional arbitrary shape ^{87}Rb atomic array based on spatial light modulator*

Wang Liang-Wei¹⁾²⁾ Liu Fang-De¹⁾²⁾ Li Yun-Da¹⁾²⁾ Han Wei¹⁾²⁾
 Meng Zeng-Ming^{1)2)†} Zhang Jing^{1)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 1 November 2022; revised manuscript received 29 December 2022)

Abstract

The ultra-cold atomic system is a clean and highly controllable quantum system, which can be used for quantum simulation of important physical problems in many fields such as condensed matter physics, high-energy physics, astrophysics, and chemical reactions. The constructions of optical lattices with different configurations are an important prerequisite for simulating diverse complex quantum systems, especially solid materials. In this work, we use weighted Gerchberg-Saxton algorithm to generate holograms. By using liquid crystal spatial light modulator and high-resolution imaging system, holograms (in momentum space) are transformed into images in real space for constructing various two-dimensional (2D) optical trap arrays, such as simple triangular, hexagonal, square lattice and more complex honeycomb lattice. We load ^{87}Rb ultra-cold atoms into the 2D optical trap arrays with a minimal spacing of $3\ \mu\text{m}$ in between. This method is versatile and flexible, which is helpful in expanding the application scope of quantum simulation with optical lattices.

Keywords: weighted Gerchberg-Saxton algorithm, spatial light modulator, optical lattice, high-resolution imaging

PACS: 42.30.Kq, 42.40.-i, 32.80.Pj, 67.85.-d

DOI: 10.7498/aps.72.20222096

* Project supported by the Science and Technology Innovation of 2030-Major Project, China (Grant No. 2021ZD0302003), the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2018YFA0307601, 2021YFA1401700, 2022YFA1404101), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12034011, 92065108, 11974224, 12022406, 12004229).

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

‡ Corresponding author. E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn