

光子 Moiré 超晶格薄膜的设计及光学特性研究

赵富源, 孙晓红*

郑州大学电气与信息工程学院河南省激光与光电信息技术重点实验室, 河南 郑州 450001

摘要 二维光子 Moiré 超晶格拥有一些常规光子晶体不具备的特性, 例如平带特征和不同于安德森局域化的光局域现象。本文利用多光束干涉法构建二维光子 Moiré 超晶格结构, 采用有限元法对其能带结构及光场特性进行研究。通过优化 Moiré 晶格厚度、空气孔半径对其平带及局域特性的影响, 得到了高局域特性的 Moiré 晶格结构。研究中发现, 正方晶格具有不同于六角晶格的准狄拉克锥光局域化效应。本文研究结果对发展高性能微纳结构器件具有重要参考价值。

关键词 光子晶体; 光子 Moiré 超晶格; 多光束干涉; 平带; 光局域

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231663

1 引言

扭曲双层石墨烯 (TBG), 是指通过将两片单层石墨烯以一定角度扭曲叠加形成的一种新型材料。近年来, TBG 因其独特的电磁学性质引起了人们广泛的研究兴趣。在极小的旋转角下, TBG 的电子能带结构发生了根本的改变, 从而产生各种新的物理性质^[1], 如拓扑螺旋态^[2-3]、拓扑晶体绝缘体^[4-5]、分子量子霍尔效应^[6-7]、非线性电荷输运^[8]等。旋转角度在魔角附近的 TBG, 在其能带中的狄拉克点附近存在着平带现象, 其对应的电子群速度为零, 状态密度极高^[9-10]。

众所周知, 光子晶体作为电子系统的光子对应物其研究已相对成熟。目前, 已经研发出许多相关的光学器件, 例如光子晶体激光器^[11]、滤波器^[12]、透镜阵列^[13-14]、吸收器^[15]等。光子 Moiré 超晶格 (PMS) 作为 TBG 的光子对应物, 同样引发了研究者的关注。它通常是由两个拥有相同晶格常数和晶格类型的光子晶体堆叠形成的复合结构。PMS 具有两种新奇特性: 平带效应和光局域现象, 研究者们发现在二维准周期 PMS 中存在平带和不同于安德森局域的光局域现象^[16-17], 安德森局域依赖于全光子禁带, 而对 PMS 只需要施加一个旋转角度, 即可激活光局域特性。还有拥有极高品质因子的六角光子 Moiré 超晶格薄膜 (HPMSs) 激光器^[18]。此外, 在 TBG 的光子模拟物中同样发现其具有极平的能带和极端的慢光行为^[19]。

上述工作作为研究高性能的微纳器件打下了坚实的基础, 但是这些工作的几何参数都相对固定, 忽视了子

晶格空气孔半径 r 和薄膜厚度 h 这两个几何参数对 PMS 平带和局域化的影响。因此, 本文在以上工作的基础上, 通过制备可调控上述两个参数的空气孔介质背景正方光子 Moiré 超晶格薄膜 (SPMSs), 研究两个参数对 SPMSs 平带和局域特性的影响, 为研发高性能微纳光学器件提供一定的理论支持。

2 基本原理

2.1 多光束干涉法构建 PMS 薄膜结构

本文采用多光束干涉法制备 SPMSs^[20], 制备原理如图 1 所示。先通过 4 束光伞状分布, 使其在 x - y 平面发生干涉从而形成第一层子晶格的结构。接着对原 x - y 平面坐标进行坐标变换, 后 4 束光以变换后的 x_1 - y_1 平面为基准面形成第二层子晶格结构, 最后取两层子晶格叠加的光强即可得到 SPMSs。

图 1 中 k_i 表示第 i 束光的波矢, θ_i 表示第 i 束光与 z 轴的夹角, ϕ_i 表示相邻两束光在 x - y 平面投影的夹角, 称其为方位角。先后两组 4 束光除基准平面不同外其余参数均相同。8 束光均为偏振倾角 α_i 为 $\pi/6$ 、椭圆度角 β_i 为 0 的线偏振光, 入射光波长为 532 nm 且默认初相位均为 0, 其中波矢 k_i 可以表示为

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda} [\cos \phi_i \sin \theta_i, \sin \phi_i \sin \theta_i, \cos \theta_i]。 \quad (1)$$

相应的旋转矩阵 R 和琼斯矩阵 J 分别表示为

$$R = \begin{bmatrix} \cos \phi_i \cos \theta_i & -\sin \phi_i & \cos \phi_i \sin \theta_i \\ \sin \phi_i \cos \theta_i & \cos \phi_i & \sin \phi_i \sin \theta_i \\ -\sin \theta_i & 0 & \cos \theta_i \end{bmatrix}, \quad (2)$$

收稿日期: 2023-10-16; 修回日期: 2023-11-09; 录用日期: 2023-11-30; 网络首发日期: 2023-12-12

基金项目: 国家自然科学基金 (12104413)

通信作者: *iexhsun@zzu.edu.cn

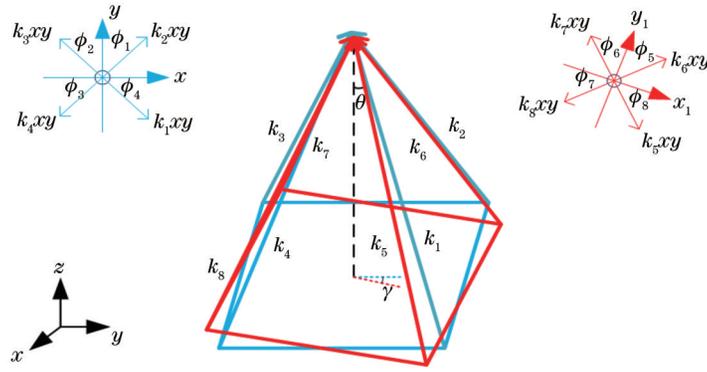


图 1 多光束干涉法原理图

Fig. 1 Schematic diagram of multibeam interferometry

$$J = [\cos \alpha_i \cos \beta_i, \sin \alpha_i \cos \beta_i, 0]^T, \quad (3)$$

式中, T 代表向量转置。那么表示平面波偏振方向的复电场矢量 e_i 和前 4 束光的总电场 E_{tot1} 的表达式为

$$e_i = R(\theta_i, \phi_i) J(\alpha_i, \beta_i), \quad (4)$$

$$E_{\text{tot1}} = \sum_{i=1}^4 E_i \exp(ik_i r) e_i. \quad (5)$$

不失一般性, 两组光强 $I_1(r)$ 和 $I_2(r)$ 叠加所得总的光强 $I(r)$ 表示为

$$I(r) = I_1(r) + I_2(r) = E_{\text{tot1}}^* \cdot E_{\text{tot1}} + E_{\text{tot2}}^* \cdot E_{\text{tot2}}, \quad (6)$$

式中, $*$ 代表矩阵的共轭转置, 两层子晶格之间的坐标关系可以表示为

$$r_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = S r, \quad (7)$$

式中, γ 是两层子晶格之间的旋转角, 当子晶格为正方晶格时形成周期 SPMSs 的旋转角度 γ 需要为直角三角形的内角并且三边长度需为自然数, 因此 γ 是一系列离散的值。而当子晶格为六角晶格时形成周期 HPMSs 的旋转角度 γ 需满足不同于周期 SPMSs 的丢番图方程^[16], 它的 γ 同样是一系列离散的值。

经过上述过程可以得到仿真所需的 SPMSs, 本文生成的子晶格晶格常数 a 约为 500 nm ^[21], r 为 $120 \sim 150 \text{ nm}$ 。对应的 $\theta_1 = 4\pi/15$; $\phi_1 = \pi/4$, $\phi_2 = 3\pi/4$, $\phi_3 = 5\pi/4$, $\phi_4 = 7\pi/4$; $\alpha_{1-4} = \pi/6$; $\beta_{1-4} = 0$ 。

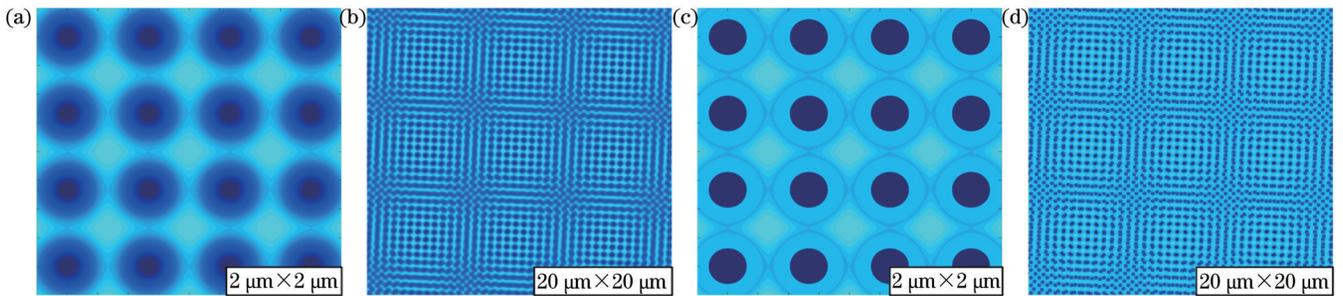
图 2 原始干涉图及阈值处理后的 x - y 平面干涉图对比。(a)、(c) 子晶格干涉图; (b)、(d) $\gamma = 6.03^\circ$ 的 SPMSs 干涉图Fig. 2 Comparison of original interferograms and threshold processed x - y plane interferograms. (a), (c) Sublattice interferograms; (b), (d) SPMSs interferograms for $\gamma = 6.03^\circ$

图 2 展示了 SPMSs 及其子晶格的 x - y 平面干涉图, 图中深色区域表示空气孔, 浅色区域表示近红外增益材料钢镓砷磷, 在对应波段其折射率约为 3.3。由于干涉光强分布不均匀, 这会导致干涉图中一些区域存在着光强“虚化”的情况, 从而对实验制备的结构参数造成影响。本文通过设置光强阈值, 来获得固定的子晶格空气孔半径 r 并且结构更加清晰的 SPMSs 图案。取子晶格干涉光场中光强的最大值 I_{max} 乘以比例因子 s 作为阈值 I_{th} , 使小于此阈值的光强值对应介质变为空气, 大于此阈值的介质变为钢镓砷磷, 再将两组处理后的光强叠加即可得到清晰且 r 固定的 SPMSs。

$$I_{\text{th}} = s * I_{\text{max}} (0 \leq s < 1). \quad (8)$$

图 2 也给出了原始与阈值处理后的 SPMSs 干涉图对比, 可以观察到, 经过阈值处理后不论是子晶格还是 SPMSs 干涉图相比原始干涉图的晶格结构都更加清晰, 通过设置不同的阈值可以得到具有不同子晶格空气孔半径 r 的 SPMSs, 对于子晶格若想控制 r 为 $120 \sim 150 \text{ nm}$, 比例因子 s 范围应为 $0.35 \sim 0.45$ 。

2.2 PMS 薄膜能带及光场特性研究

PMS 薄膜中同样存在着平带现象, 对应着光子群速为零, 即光无法在其中传播而是被束缚在超晶格中心区域。光在光子晶体薄膜和 PMS 薄膜中传播遵从

麦克斯韦本征方程^[18],其中 $\nabla \cdot H(r) = 0$,其中 $\Delta\epsilon(r)$ 是由光晶格诱导的傅里叶级数展开的空间介电常数, ϵ 是未经调制的空间介电常数,本文求解仅针对 TE 模式:

$$\left\{ \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon + \Delta\epsilon(r)} \nabla \times \right] + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \right\} H(r) = 0. \quad (9)$$

通过将两层子晶格结构引入同一层介质材料中使得晶格间耦合强度增加,原光子晶体薄膜能带中狄拉克锥结构对应的本征模式变为局域模,相应的两条能带被调谐最终形成平带^[18]。因此,局域模和对应光子晶体薄膜能带中的狄拉克锥结构具有对应关系且二者

频率之间的偏移不大。因为研究重点在局域模,所以本文仅给出局域模的能带结构。已知在较小的旋转角度下,PMS的局域和平带特性良好^[20]。故通过有限元法仿真计算了旋转角度较小且接近的 $\gamma = 4.41^\circ$ 的 HPMSs 和 $\gamma = 4.98^\circ$ 的 SPMSs 的局域模及能带结构。两组模型的超晶格晶格常数 a_m 分别为 $6.5 \mu\text{m}$ 和 $14.51 \mu\text{m}$, a, r, h 分别为 $500, 135, 200 \text{ nm}$,仿真设置了周期性边界条件和完美匹配层。本文所有关于 HPMSs 和 SPMSs 的能带图频率显示范围均为 5 THz ,所有能带图中的 K 和 K_m, M 和 M_m, Γ 和 Γ_m 代表光子晶体和 PMS 薄膜在简约布里渊区中的特定位置。

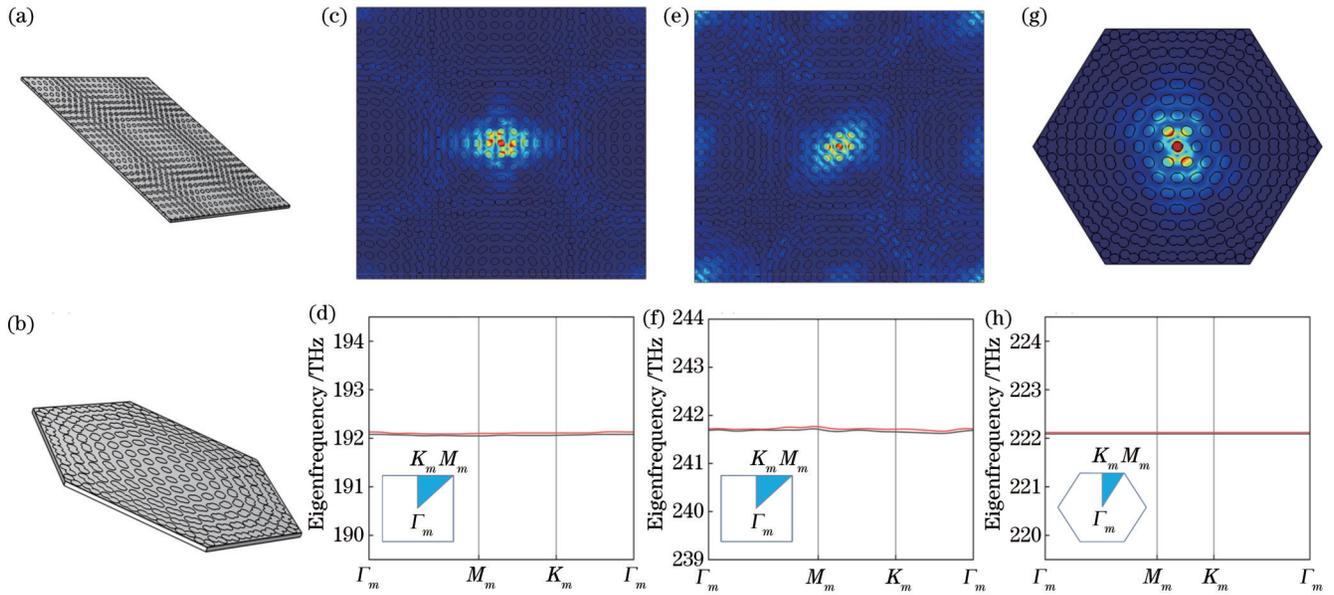


图 3 SPMSs 和 HPMSs 模型及其局域模和能带图。(a)、(b) $\gamma = 4.41^\circ$ 的 HPMSs 和 $\gamma = 4.98^\circ$ 的 SPMSs 模型;(c)~(f)SPMSs 低频和高频局域模及能带;(g)、(h)HPMSs 局域模及能带

Fig. 3 Models of SPMSs and HPMSs and their local modes and band structures. (a), (b) HPMSs for $\gamma = 4.41^\circ$ and SPMSs for $\gamma = 4.98^\circ$; (c)~(f) SPMSs low and high-frequency localized modes and band structure; (g), (h) HPMSs local modes and band structure

如图 3 所示,SPMSs 同样存在光局域现象,对应两组局域模分别位于低频和高频,而 HPMSs 仅存在一组局域模。由于同组局域模模态相似故仅给出一个局域模。从能带结构上看二者均具有平带特性,但 SPMSs 的高频局域模对应的能带平坦度并不高,并且高频局域模的虚部损耗比低频高出数倍,因此可能不适合实际应用。

由于 SPMSs 产生了额外的高频局域模,为了验证局域模和狄拉克锥结构的对应关系,又仿真了具有相同填充比和厚度的两种子晶格光子晶体薄膜的能带结构。如图 4 所示,图中灰色区域边界代表光锥,可以发现,两种光子晶体薄膜能带中布里渊区角点 M 处存在一个或多个狄拉克锥结构,这和文献^[22-24]中对狄拉克点位置的结论一致。奇怪的是,在 SPMSs 的低频局域模频率附近的 M 点处仅存在两条能带并未严格相交的类狄拉克锥形式,在此称其为

准狄拉克锥,而其他局域模和标准狄拉克锥结构均有对应关系。因此可以推测上文讨论的 SPMSs 的低频局域模是由准狄拉克锥结构对应的本征模式演化而来。另外,六角光子晶体薄膜虽然在高频处有狄拉克锥结构,但是 HPMSs 在该频率附近并未发现标准的局域模,这可能与其所处的频率过高有关。

如图 5 所示,在实验中若要观察其局域特性,需要一定功率的泵浦光源对所制备的 SPMSs x - y 平面的二维结构进行照射,且光源覆盖面积要略大于 SPMSs 的 x - y 平面原胞面积,这样可以激发 SPMSs 的所有本征模式。对 $\gamma = 2.65^\circ$ 的 HPMSs 激发其局域模式的泵浦光源功率为 $6 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ^[18],SPMSs 的泵浦功率还有待实验测定。需要注意,实际制备所得的 SPMSs 要拥有多个周期,否则局域效果会大大降低。泵浦光源波长应取仿真计算所得局域模本征频率附近的波长。当泵浦激光功率大于阈值功率时即可激发 SPMSs 的局域

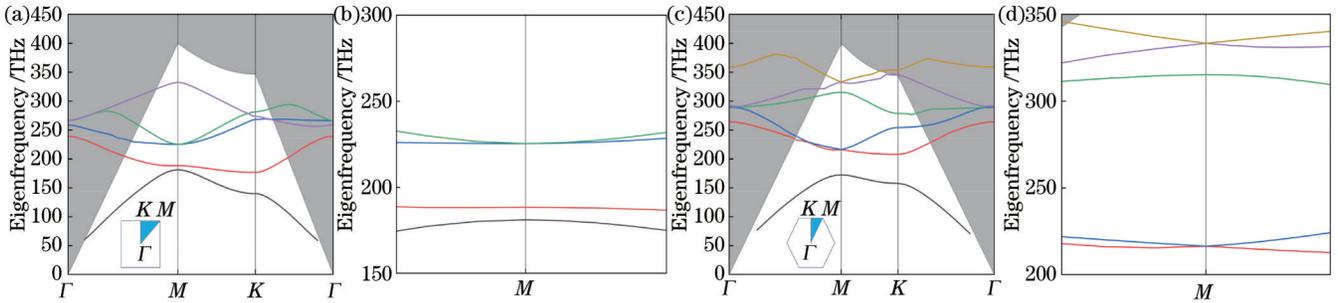


图 4 正方和六角晶格空气孔光子晶体薄膜 TE 能带图。(a)、(c) 标准能带图；(b)、(d) 能带局部放大图

Fig. 4 TE band structure of films of square and hexagonal air-hole lattice photonic crystals. (a), (c) Standard band structure; (b), (d) localized magnification of band structure

特性。此时,在右侧 CCD 相机处可以直观地观察是否出现了 SPMSs 的局域现象。

由于图 3 所示的 SPMSs 的低频和高频局域模电场分布中存在着较为明显的能量泄漏,为了探究 SPMSs

是否存在提升局域模质量的途径,下文将详细分析讨论子晶格空气孔半径 r 和薄膜厚度 h 对 SPMSs 局域化及能带的影响。

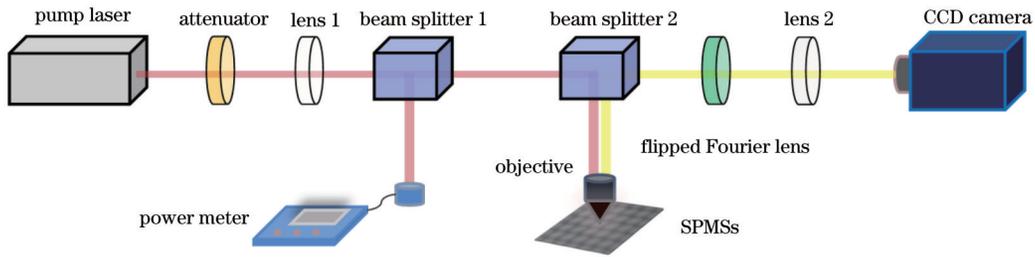


图 5 激发 SPMSs 局域模的简要实验装置图

Fig. 5 Diagram of brief experimental setup for excitation of localized modes of SPMSs

3 分析与讨论

3.1 空气孔半径对平带和光局域的影响

上文提到,高频局域模的能带不够平且局域模能量泄漏明显,因此下文均仅计算低频局域模的电场强

度分布和能带。局域模质量主要从三个维度分析,分别是:是否具有严格中心局域的特征;水平和垂直方向的能量泄漏是否明显;中心局域电场强度是否足够高。在保证 SPMSs 除 r 之外其他参数均一致的情况下,取 4 组 r ,分别为 $r=105, 120, 135, 150$ nm,结果如图 6 所示。

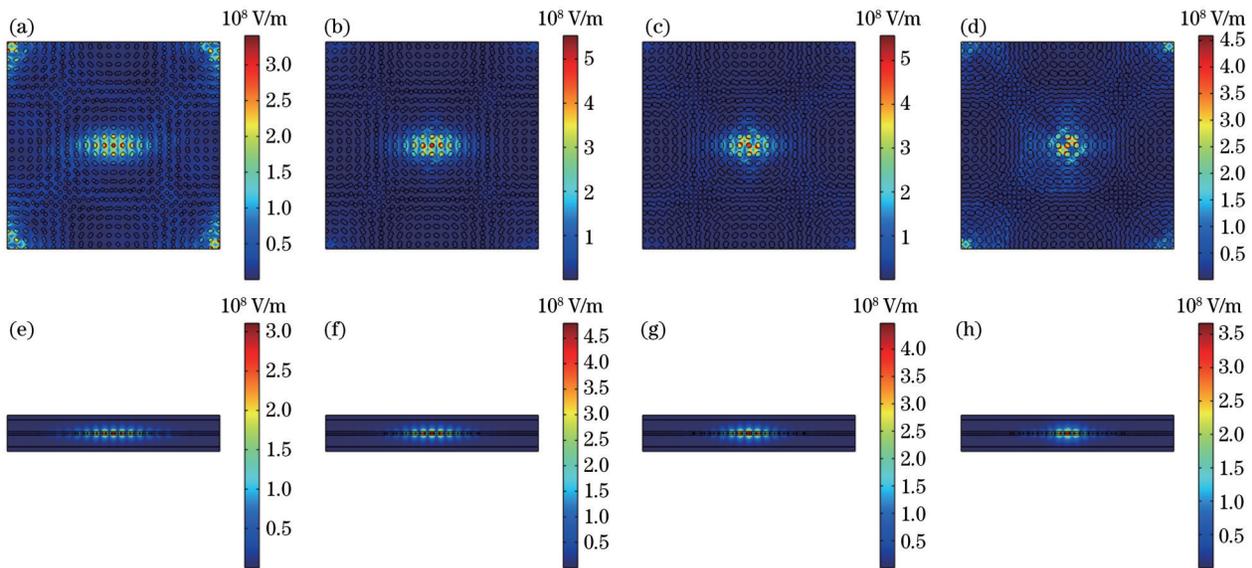


图 6 不同空气孔半径 r 的 SPMSs 低频局域模 $x-y$ 和 $x-z$ 电场强度分布图。(a)、(e) 105 nm; (b)、(f) 120 nm; (c)、(g) 135 nm; (d)、(h) 150 nm
Fig. 6 Low-frequency local-mode $x-y$ and $x-z$ electric field intensity distributions for SPMSs with different air-hole radius r . (a), (e) 105 nm; (b), (f) 120 nm; (c), (g) 135 nm; (d), (h) 150 nm

观察图 6 发现,随着 r 的增大局域模的质量呈现由差变好再变差的过程,表现为局域模严格的中心局域特征消失、出现、再消失的过程,以及局域模中心电场强度峰值的对应高低的波动。在较大半径时,可以观察到局域模的能量泄漏明显变大,因此 r 的取值不能过大。

另外,在 SPMSs 拥有较小的 r 时会导致低频局域模在 Moiré 布里渊区的某些位置变得不规则,表现为局域

模中心局域特征不明显,电场水平和垂直泄漏增大,原因可能是过小的空气孔半径无法达到将光局域到中心的耦合强度。如图 7 所示为较小的空气孔半径下 SPMSs Moiré 布里渊区内的部分不规则局域模,这对实际应用十分不利,但这种情况可以通过增大空气孔半径 r 来消除。在 $r=127.5$ nm 时 M_m 点附近局域模变形的情况明显改善,虽然还存在部分泄漏,但是通过改变厚度可以消除这种情况,具体放在下一小节进行分析。

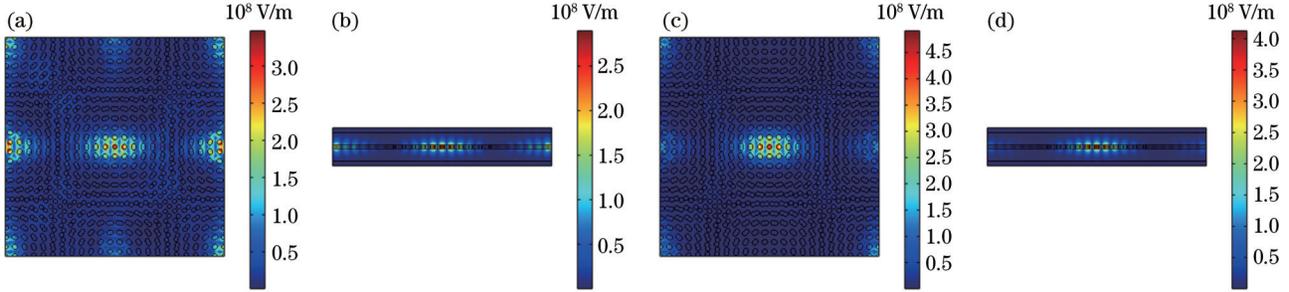


图 7 r 取较小值和最优值时 M_m 点附近不规则的局域模。(a)、(b) 120 nm; (c)、(d) 127.5 nm

Fig. 7 Irregular local modes in vicinity of M_m point for small and optimal values of r . (a), (b) 120 nm; (c), (d) 127.5 nm

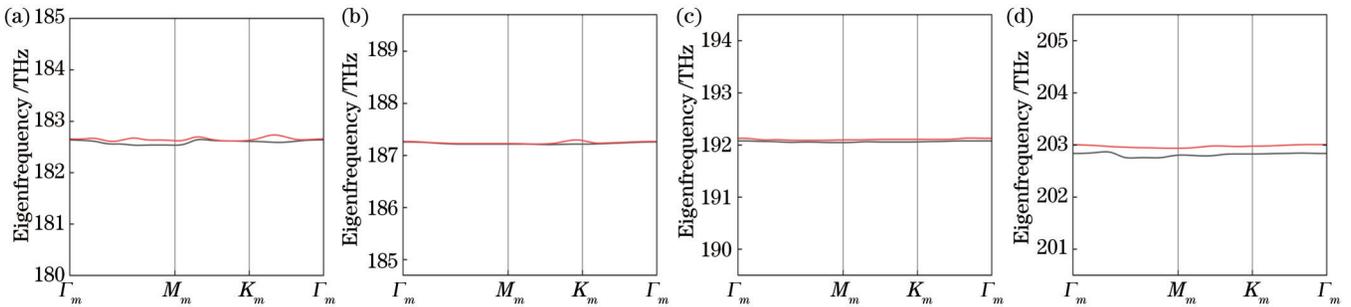


图 8 不同空气孔半径 r 的 SPMSs 两组局域模的能带图。(a) 120 nm; (b) 127.5 nm; (c) 135 nm; (d) 150 nm

Fig. 8 Band structures of two sets of localized modes of SPMSs with different air-hole radius r . (a) 120 nm; (b) 127.5 nm; (c) 135 nm; (d) 150 nm

观察图 8 所示的能带图,发现随着 r 增大对应局域模的能带平坦度由低变高再变低,这和局域模质量变化规律一致,这表明了局域模质量和平带之间密不可分的关系。综合考虑两组局域模质量和能带,对本文讨论的 SPMSs 要获得高质量的局域模和能带结构对应 r 为 127.5 nm。另外,也可以得出局域模本征频率随 r 的变化情况, r 的增大会导致局域模本征频率的上移,即子晶格准狄拉克点频率的变化,对应每 15 nm 的半径增量局域模本征频率增量大约为 10 THz。

3.2 薄膜厚度对平带和光局域的影响

光子晶体板的厚度会影响狄拉克点的频率^[25],从而影响局域模的本征频率,通过改变 SPMSs 的厚度可以调节局域模的本征频率,因此可以通过改变 h 来设计针对不同波长光的光学器件。在保证除薄膜厚度之外的其他参数一致的情况下,取上文得到的局域质量良好的旋转角度和最佳空气孔半径 $\gamma=4.98^\circ$, $r=127.5$ nm,取 4 组 h 分别为 200、500、700、800 nm 时研究其对局域模质量和平带特性的影响。

如图 9 所示为 $\gamma=4.98^\circ$, $r=127.5$ nm 时不同 h 下的低频局域模 x - y 和 x - z 电场强度分布图,观察发现,随着 h 的增大局域模的质量呈现由差变好再变差的趋势。可以明显地观察到在 h 从 200 nm 增加至 700 nm 时,中心局域电场强度效果良好并有一定的提升。当 h 从 700 nm 增加至 800 nm 时,中心局域电场强度出现了明显的降低并且能量泄漏情况愈发明显,这代表着厚度 h 在 700~800 nm 之间达到了最优值,超过最优值时 SPMSs 的局域模质量和能带平坦度就会降低。

结合图 10 所给出的能带图发现,随着 h 的增大低频局域模的能带平坦度逐渐提升,当厚度达到 700 nm 时能带极平且无波动,当厚度增加至 800 nm 时能带又出现了微小的波动,该变化过程和低频局域模质量变化规律一致,再次印证了二者之间密不可分的关系。还可以发现,随着厚度 h 的增加,局域模的本征频率呈现下降的趋势,但厚度每增加 100 nm 对应频率的减小量也越来越小,对应三段增长每 100 nm 变化量对应频率下移量分别约为 11、4、1 THz,可见局域模本征频率

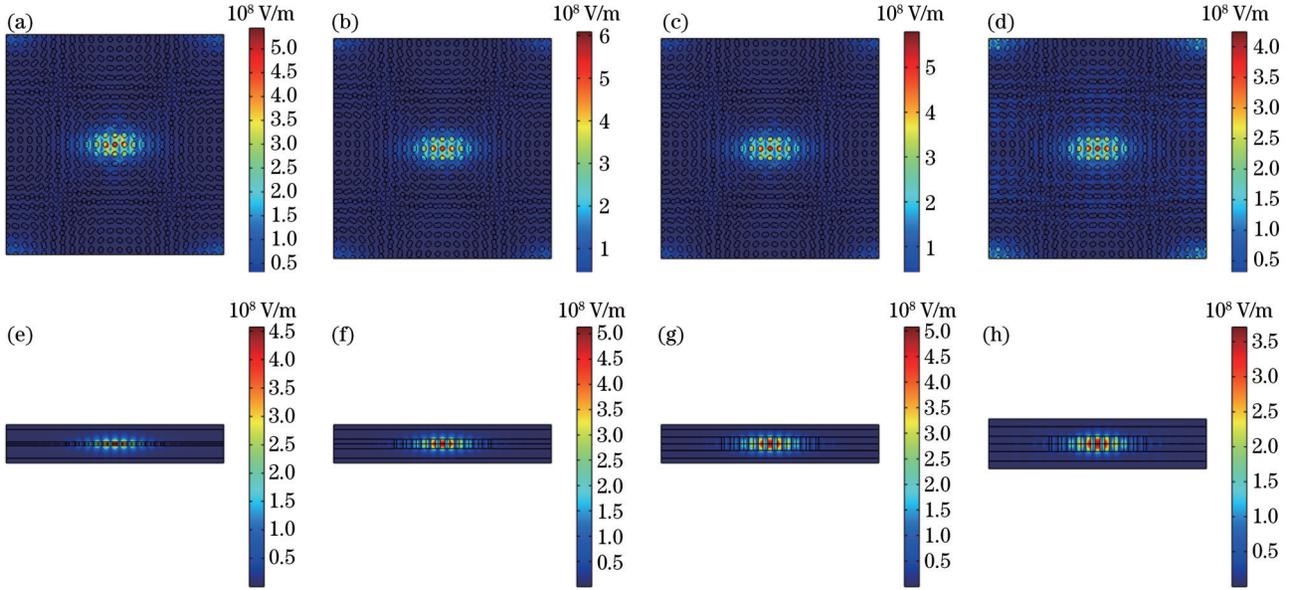


图 9 不同薄膜厚度 h 的 SPMSs 低频局域模 x - y 和 x - z 电场强度分布图。(a)、(e) 200 nm; (b)、(f) 500 nm; (c)、(g) 700 nm; (d)、(h) 800 nm

Fig. 9 Low-frequency local-mode x - y and x - z electric field intensity distributions of SPMSs with different film thicknesses h . (a), (e) 200 nm; (b), (f) 500 nm; (c), (g) 700 nm; (d), (h) 800 nm

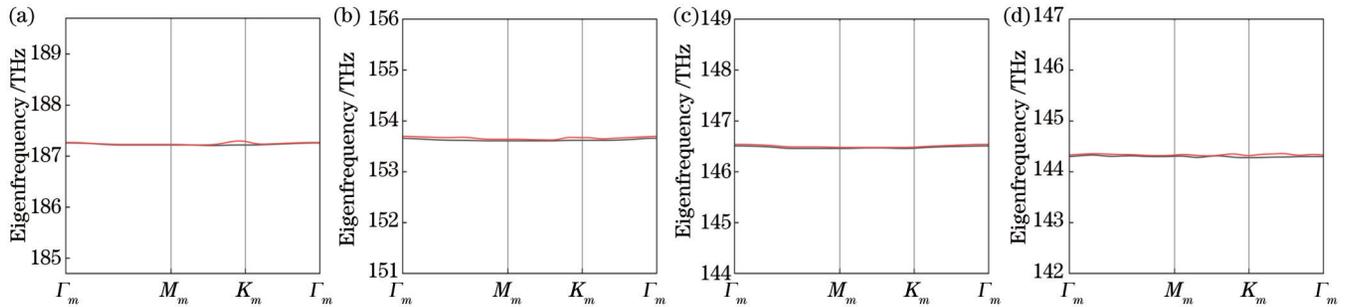


图 10 不同薄膜厚度 h 的 SPMSs 低频局域模对应的能带图。(a) 200 nm; (b) 500 nm; (c) 700 nm; (d) 800 nm

Fig. 10 Band structures corresponding to low-frequency local modes of SPMSs with different film thicknesses h . (a) 200 nm; (b) 500 nm; (c) 700 nm; (d) 800 nm

的变化对厚度 h 的增加越来越不敏感。

4 结 论

本文采用多光束干涉法成功制备了可以控制几何参数的 SPMSs, 为制备 SPMSs 提供了一种全新的方法。使用有限元法对所制备的 SPMSs 进行建模仿真, 证实了 SPMSs 中也存在平带和光局域现象, 局域模对应近红外波段, 并且发现具有相同子晶格规格的 SPMSs 比 HPMSs 额外多出一组局域模。还证实了局域模的质量和平带平坦度之间有着密切的关系, 局域模质量越高平带平坦度越高。局域模质量和本征频率也会受空气孔半径、薄膜厚度的影响, 其中局域模的本征频率与具有相同子晶格晶格常数、空气孔半径和厚度的光子晶体板的(准)狄拉克锥的频率有关。总体而言, 旋转角度为 4.98° 、空气孔半径为 127.5 nm、厚度为 700 nm 的 SPMSs 平带特征和局域质量最好。该研

究结果为光学谐振腔等光学器件的研究提供了新思路 and 参数设计自由度, 通过合理调节三种参数可以设计出对应不同光学波段的光学器件, 有助于推动高性能光学器件的发展。

参 考 文 献

- [1] Cao Y, Fatemi V, Demir A, et al. Correlated insulator behaviour at half-filling in magic-angle graphene superlattices[J]. Nature, 2018, 556(7699): 80-84.
- [2] Huang S Q, Kim K, Efimkin D K, et al. Topologically protected helical states in minimally twisted bilayer graphene[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 037702.
- [3] San-Jose P, Prada E. Helical networks in twisted bilayer graphene under interlayer bias[J]. Physical Review B, 2013, 88(12): 121408.
- [4] MacDonald A H. Bilayer graphene's wicked, twisted road[J]. Physics, 2019, 12: 12.
- [5] Wang T G, Yuan N F, Fu L. Moiré surface states and enhanced superconductivity in topological insulators[J]. Physical Review X, 2021, 11(2): 021024.

- [6] Dean C R, Wang L, Maher P, et al. Hofstadter's butterfly and the fractal quantum Hall effect in moiré superlattices[J]. *Nature*, 2013, 497(7451): 598-602.
- [7] Wang L, Gao Y D, Wen B, et al. Evidence for a fractional fractal quantum Hall effect in graphene superlattices[J]. *Science*, 2015, 350(6265): 1231-1234.
- [8] He P, Koon G K W, Isobe H, et al. Graphene Moiré superlattices with giant quantum nonlinearity of chiral Bloch electrons[J]. *Nature Nanotechnology*, 2022, 17(4): 378-383.
- [9] Cao Y, Fatemi V, Fang S, et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices[J]. *Nature*, 2018, 556(7699): 43-50.
- [10] Cao Y, Rodan-Legrain D, Rubies-Bigorda O, et al. Tunable correlated states and spin-polarized phases in twisted bilayer-graphene[J]. *Nature*, 2020, 583(7815): 215-220.
- [11] 潘智鹏, 李伟, 戚宇轩, 等. 光子晶体垂直腔面发射激光器的设计分析[J]. *光学学报*, 2022, 42(14): 1414002.
Pan Z P, Li W, Qi Y X, et al. Design and analysis of photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(14): 1414002.
- [12] 张金英, 王瑞, 王炳楠, 等. 基于黑色层纳米薄膜的可重构可见光滤波器[J]. *光学学报*, 2021, 41(22): 2231001.
Zhang J Y, Wang R, Wang B N, et al. A reconfigurable visible light filter based on nanofilms with a black layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(22): 2231001.
- [13] 孙晓红, 武凡, 王帅蒙, 等. 利用双参数六角棱镜干涉法设计渐变光子晶体透镜阵列[J]. *光学学报*, 2020, 40(2): 0222002.
Sun X H, Wu F, Wang S M, et al. Design of gradient photonic crystal lens array using two-parameter hexagonal prism interferometer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(2): 0222002.
- [14] 张晓荣, 杨贺, 孙晓红. 基于双锥干涉法的双周期渐变光子晶体透镜聚焦特性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(17): 1709001.
Zhang X R, Yang H, Sun X H. Study on focusing characteristics of double-period graded photonic crystal lens based on biconical interferometry[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(17): 1709001.
- [15] 孙大伟, 李长红, 易凌俊, 等. 基于二维光子晶体的宽带高吸收太阳能吸收器[J]. *光学学报*, 2021, 41(5): 0516002.
Sun D W, Li C H, Yi L J, et al. High absorption broadband solar energy absorber based on two-dimensional photonic crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(5): 0516002.
- [16] Huang C M, Ye F W, Chen X F, et al. Localization-delocalization wavepacket transition in Pythagorean aperiodic potentials[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 32546.
- [17] Wang P, Zheng Y L, Chen X F, et al. Localization and delocalization of light in photonic moiré lattices[J]. *Nature*, 2020, 577(7788): 42-46.
- [18] Mao X R, Shao Z K, Luan H Y, et al. Magic-angle lasers in nanostructured moiré superlattice[J]. *Nature Nanotechnology*, 2021, 16(10): 1099-1105.
- [19] Tang H N, Du F, Carr S, et al. Modeling the optical properties of twisted bilayer photonic crystals[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10: 157.
- [20] Yang H, Zhai J N, Huo S, et al. Localization of light in 2D photonic Moiré superlattices[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(49): 495111.
- [21] Escuti M J, Crawford G P. Holographic photonic crystals[J]. *Optical Engineering*, 2004, 43(9): 1973-1987.
- [22] Bittner S, Dietz B, Miski-Oglu M, et al. Extremal transmission through a microwave photonic crystal and the observation of edge states in a rectangular Dirac billiard[J]. *Physical Review B*, 2012, 85(6): 064301.
- [23] He W Y, Chan C T. The emergence of Dirac points in photonic crystals with mirror symmetry[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 8186.
- [24] Malko D, Neiss C, Viñes F, et al. Competition for graphene: graphynes with direction-dependent Dirac cones[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(8): 086804.
- [25] Hou J, Citrin D S, Wu H M, et al. Slab-thickness dependence of photonic bandgap in photonic-crystal slabs[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2012, 18(6): 1636-1642.

Design and Optical Characteristics of Photonic Moiré Superlattice Films

Zhao Fuyuan, Sun Xiaohong*

Henan Key Laboratory of Laser and Opto-Electric Information Technology, School of Electrical and Information Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, Henan, China

Abstract

Objective The two-dimensional photonic Moiré superlattice (PMS) possesses some properties that conventional photonic crystals do not have, such as flat-band features and optical localization phenomena different from Anderson localization. We construct the two-dimensional photonic Moiré superlattice by multiple-beam interference and investigate its band structure and optical field properties via the finite element method. By optimizing the effects of square photonic Moiré superlattice films (SPMSs) thickness and air-hole radius on its flat-band and localization properties, the structure of SPMSs with high localization properties is obtained. The square lattice is found to have an optical localization effect of quasi-Dirac cone different from that of the hexagonal lattice. Our study provides reference significance for the development of high-performance micro- and nanostructured devices.

Methods We adopt MATLAB software to simulate the multiple-beam interference for preparing SPMSs, and add the threshold processing part in the algorithm to optimize the blurring phenomenon in the interferogram due to the uneven distribution of interfering light intensity. Then, square lattice photonic crystals and SPMSs with clearer structures can be

obtained, and the sublattice air-hole radius r of the SPMSs can be controlled by changing the threshold value. The SPMSs model prepared uses perfectly matched layers and periodic boundary conditions. The eigenmodes and band structures are calculated using the finite element method. Comparative simulations are carried out by varying r and film thickness h to test whether these two parameters affect the local and flat band properties of SPMSs.

Conclusions Optical localization and flat-band properties exist in SPMSs as in HPMSs, while quasi-Dirac cone localization phenomena exist in SPMSs differently from HPMSs. The sublattice air-hole radius of SPMSs r and the film thickness h affect the localization and flat-band properties of SPMSs. Specifically, smaller values deform localized modes and reduce flat-band properties, and larger ones decrease the strength and flat-band properties of the localized central electric field, both of which have optimal values. Generally, SPMSs with γ of 4.98° , r of 127.5 nm, and h of 700 nm have higher-quality optical and flat-band properties.

Key words photonic crystal; photonic Moiré superlattices; multiple-beam interference; flat band; optical localization