

转角 Moiré 晶格激光器

Sophus

2025 年 5 月

目录

1 引言	1
2 转角 Moiré 晶格	1
2.1 转角 Moiré 晶格的具体实现	2
2.2 Moiré 晶格中的光场局域化	3
3 Moiré 激光器	5
3.1 Moiré 激光器的光学表征	5
3.2 Moiré 激光阵列	6
4 总结	7

1 引言

1960 年激光的发明使得高强度、单色性强、相干性好的光源成为可能。激光问世以来，在时间、频率、空间等维度对光场进行局域化始终是激光器研究的重要领域。例如，时间维度极端局域化的光场（即飞秒和阿秒激光）为观测微观层面粒子运动提供了重要工具，并因此获得了 1999 年的诺贝尔化学奖和 2023 年的诺贝尔物理学奖；频率维度极端局域化的光场可用于构建精密测量装置，例如引力波探测（2017 年诺贝尔物理学奖）[1]。其中，空间维度局域化的激光器是光电器件微型化（如光子芯片）的关键基础。使用光子晶体缺陷态实现的激光特征尺寸可以达到波长级别，而使用等离激元实现的激光器特征尺寸可以达到亚波长级别 [2, 3]。近年来新的光场调控手段的引入使得激光器的特征尺寸进一步缩小，直到原子级别 [4]。在本文中，我们将会介绍使用**转角 Moiré 晶格**实现的激光器 [5, 6]，它基于 Moiré 晶格中的局域光场，实现了亚波长的高品质因子纳米光腔。

2 转角 Moiré 晶格

转角 Moiré 晶格是由两层不同的二维材料（如石墨烯、过渡金属二硫化物等）在相对转动一小角度（通常小于 5° ）之后叠加而成的晶格结构，如图 1 所示。由于转角很小，叠加之后形成的 Moiré 图案周期远大于单层材料的晶格常数。对转角石墨烯的能带计算 [7] 发

现，对于转角 $\theta = 1.05^\circ$ ，狄拉克点附近的能带变为平坦的（即所谓的**平带**），这就是著名的“**魔角**”现象。平带意味着近似无穷大的电子态密度和电子有效质量。在凝聚态物理中，这对应强关联物理现象的出现，而在光学中，平带意味着光场的**局域化** [5]。转角 Moiré 晶格的局域化机制和光子晶体的局域化机制有很大的不同。光子晶体的局域化依赖于直接禁带、材料不连续性或无序和缺陷以反射光学模式；而转角 Moiré 晶格的局域化是两层光子晶体的**模式相干叠加**的结果。这一重要特征避免了模式耗散，使得转角 Moiré 晶格的光学品质因子可以达到 400000 以上。

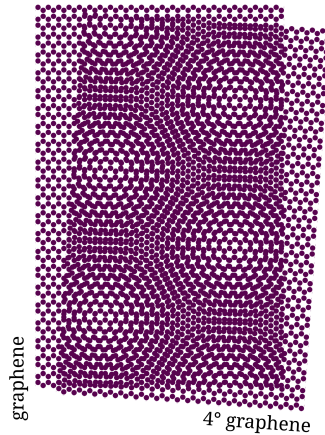


图 1: 转角石墨烯形成的 Moiré 图案。

2.1 转角 Moiré 晶格的具体实现

在凝聚态物理中，转角 Moiré 晶格需要使用两层二维材料，在精确转动之后叠加形成，这使得实验操作较为困难。而在光子晶体中，这一实现更为简单。其一，成熟的微纳加工技术使得能够在半导体材料上刻蚀严格周期性的纳米级孔洞，从而形成单层材料的三角形晶格。其二，原本的两层二维材料可以**合并到一层**，即在一层半导体上刻蚀两套转动一定角度的晶格（见图 2）。这不仅使得操作复杂度降低，而且**使两层之间的有效耦合增大**，从而即使在大转角也可以实现平带，减小了 Moiré 晶格的尺寸。

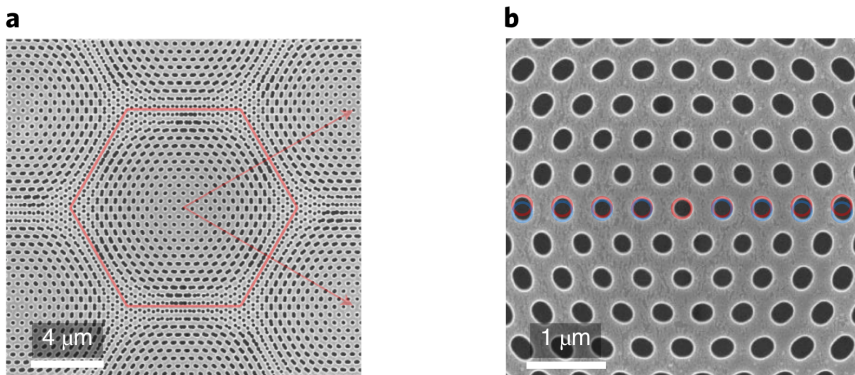


图 2: 使用微纳加工技术制造的转角 Moiré 晶格光子晶体。

2.2 Moiré 晶格中的光场局域化

Moiré 晶格中的光场局域化可以由**耦合模理论**说明。对于单套六边形晶格，根据紧束缚理论可以得出六个本征模式，其中偶极模式 p_x, p_y 二重简并，能量为 $-t_0$ ；四极模式 $d_{x^2-y^2}, d_{xy}$ 二重简并，能量为 t_0 。它们通过线性组合形成两个狄拉克点附近的四个基矢。

当两套晶格发生相对转动时，形成的 Moiré 晶格的倒格矢 G_m 使得它们的状态发生层间耦合。由于 Moiré 晶格的尺寸远大于原始晶格， G_m 远小于原始晶格的布里渊区尺寸 G ，所以发生耦合的状态能量差距很小。其中，两套晶格位于 Moiré 晶格 M 点（即 M_m ）处的状态对应完全相同的能量（见图 3），它们是最初发生耦合的两个状态。其他状态可通过 G_m 与它们发生耦合，如图 4 所示。

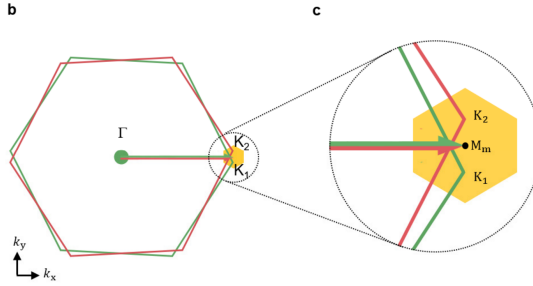


图 3: 两层布里渊区（红色和绿色六边形）形成的 Moiré 布里渊区（橙色阴影）。 M_m 对应完全相同的能量（红色和绿色箭头）。

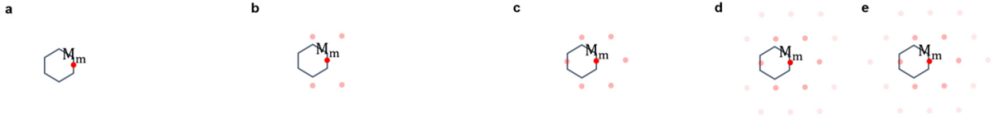


图 4: 通过 Moiré 晶格的倒格矢 G_m 发生耦合的可能状态。

[5] 计算了能量差距 $3G_m$ 的状态之间的所有耦合，发现存在 2 个状态，它们由于层间耦合被调节到零能量且完全简并（图 5），实空间分布（图 6）为**局域的偶极子**，它们形成的能带即为**平带**，其线宽仅有 0.000091nm 。

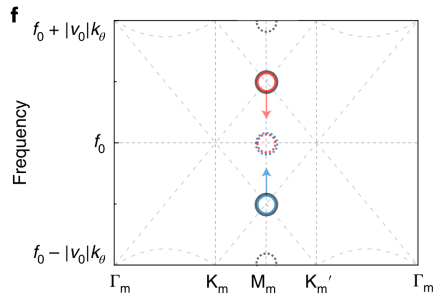


图 5: 由于层间耦合被调节到零能量且完全简并的状态（红色和蓝色虚线圆圈），无层间耦合的状态（即 p 和 d 本征态）用实线圆圈表示。

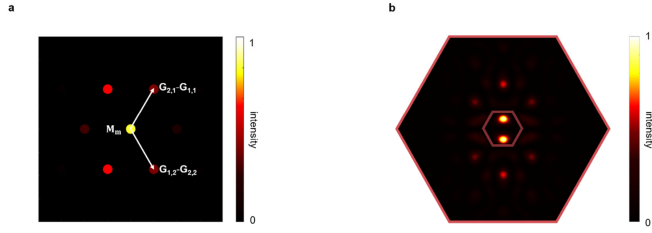


图 6: 局域状态的动量空间和实空间分布。右图较小的六边形对应原始晶格的元胞。

需要注意，转角 Moiré 光学晶体中的模式特征和局域化机制无论和转角石墨烯的电子能带，还是和一般光学晶体中禁带导致的局域化都有明显差别。首先，电磁场模拟结果（图 7）显示转角 Moiré 光学晶体的平带模式在导带之中，并且和其他能带存在交叉。这和转角石墨烯的电子能带存在区别¹。

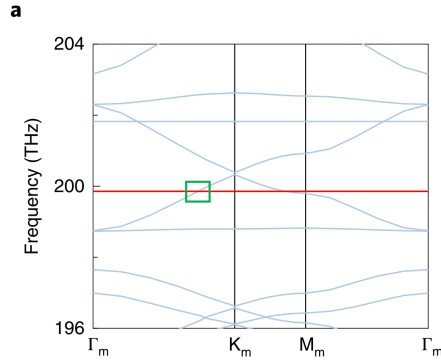


图 7: 转角 Moiré 光学晶体的能带计算，红线为平带模式，而蓝线为其他模式。

其次，交叉的能带之间实际上没有耦合。从实空间分布（图 8）上来看，平带模式的分布局域在 Moiré 元胞的中央（即 A-A 堆垛区），而与其交叉的非平带模式的分布局域在 Moiré 元胞的周围（即 A-B 和 B-A 堆垛区）。这种空间上的分布错位使得即使不存在禁带，平带模式也不会和普通模式发生耦合，从而保护了平带模式的稳定性。

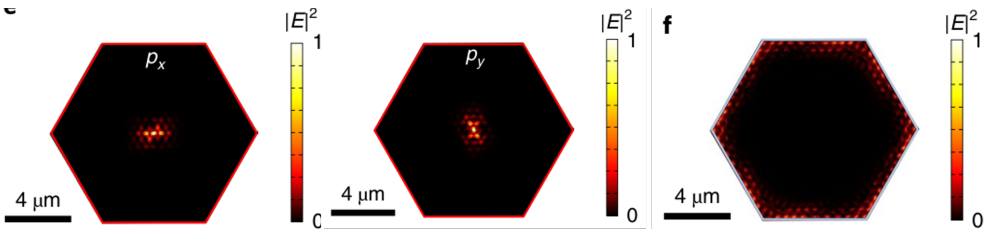


图 8: 位于交叉点（图 7 的绿色矩形）的平带模式（前两张图）和非平带模式的实空间分布。

¹这也导致了原本具有拓扑特性，无法构造实空间局域 Wannier 波函数 [8] 的转角石墨烯平带在这里发生实空间的局域化。

3 Moiré 激光器

3.1 Moiré 激光器的光学表征

使用泵浦光源照射 Moiré 晶格中央的平带模式局域区，即可实现激光的产生。实验上测量了泵浦光源强度和激光光谱的关系，如图 9所示。可以看到，当泵浦强度 P 位于阈值泵浦强度 $P_{th} \approx 6\text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以下时，自发辐射光谱为近似连续，而当 $P_{th} < P < 9P_{th}$ 时，光谱有很好的单色性（线宽为平带宽度， 0.000091nm ）。相比之下，使用同一种材料制造的缺陷诱导局域化的光子晶体 [2] 发射激光的线宽为 0.33nm [5]。

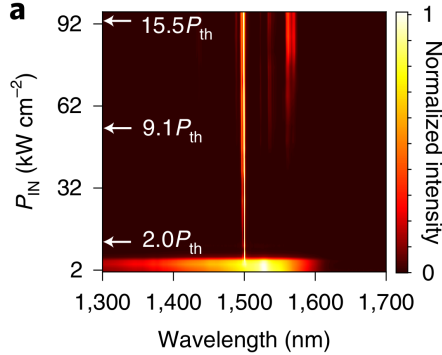


图 9: 泵浦光源强度和激光光谱的关系

文章中得出 Moiré 晶格的**模式体积**为 $0.47\lambda^3$ ，为波长量级。文章也测量了 Moiré 晶格谐振腔的品质因子。谐振腔的品质因子由**光锥**决定：对于频率为 ω ，平面内动量为 k_{\parallel} 的模式，其 z 方向动量为 $k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2}$ 。如果 k_z 为虚数，即 $\omega < ck_{\parallel}$ ，则模式无法向 z 方向（即平面外）辐射，对应的模式损耗小。故如果模式的动量空间分布**大部分位于光锥之外**，对应的品质因子就很高。实验测量发现，平带模式的动量空间分布（图 10）满足这一特征²，导致品质因子为 $Q = 430000$ 。

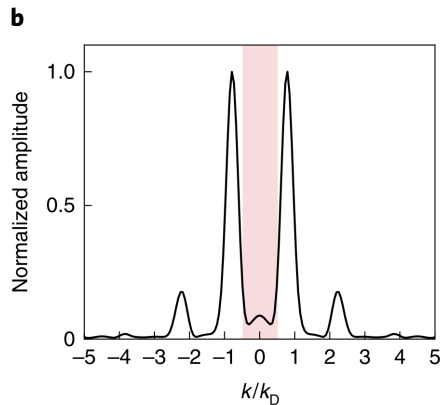


图 10: 平带模式的动量空间分布，红色阴影为光锥之内。

²这是因为在构造平带时，我们只考虑了单套晶格 K 点附近的**状态**。

3.2 Moiré 激光阵列

以上几个小节的讨论均针对单个 Moiré 元胞，而实际的光子晶体激光器需要包含多个元胞，并且光场分布在不同元胞上存在变化，从而产生特定形状的出射图案。对于普通的光子晶体激光器，这一要求存在两个重要挑战：首先，实空间的分布导致动量空间分布不均，从而频谱为连续谱，单频泵浦光无法激发所有模式。其次，不同动量空间本征态的频率不同导致时间相关相位 ωt 不同，故系统没有相位相干性。而对于 Moiré 晶格，由于平带近似简并，各动量本征态的频率相同，所以不仅可以实现**单频激发**，还能实现**相位相干**。使用这一特征，[6] 通过单频泵浦光同时照射不同元胞，实现了 **Moiré 激光阵列**。通过设定各元胞的初始相位还可以调节激光的出射方向，如图 11 所示。文章中演示了使用 Moiré 激光阵列实现的“P”“K”“U”和“中”“国”图案的电场分布，如图 12 所示。

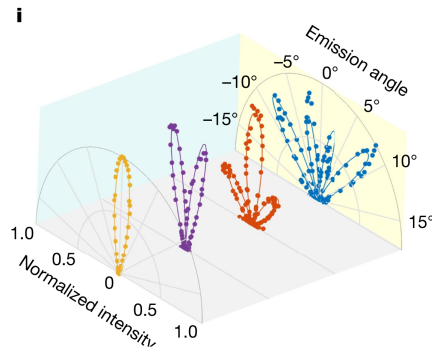


图 11: 调节初始相位以实现不同方向的出射。

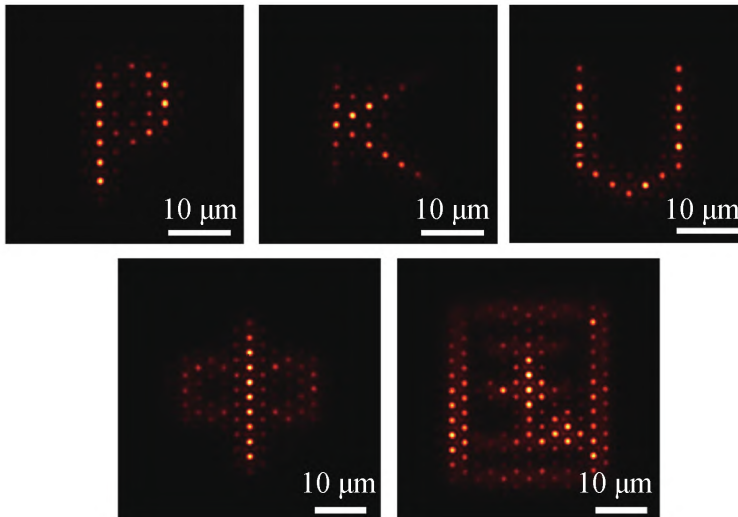


图 12: 不同模式的电场分布

4 总结

本文介绍了使用 Moiré 晶格实现的纳米尺度激光。相比于以往通过禁带、材料不连续性或无序和缺陷等实现光场局域化的方式, Moiré 晶格通过模式耦合实现了光场局域化。单个 Moiré 晶格的激光发射具有**低激发阈值、高单色性、小尺度**的重要特征。使用 Moiré 晶格实现的 Moiré 纳米激光阵列提供了**大面积、高功率、相干性强的单频激射和对激光阵列出射方向的精准控制** [1]。这为光电子学提供了重要平台。

参考文献

- [1] 马仁敏. 可重构相干纳米激光阵列. *物理*, 53:53–55, 2024. doi:[10.7693/wl20240107](https://doi.org/10.7693/wl20240107).
- [2] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 284(5421):1819–1821, 1999. doi:[10.1126/science.284.5421.1819](https://doi.org/10.1126/science.284.5421.1819).
- [3] Rupert F. Oulton, Volker J. Sorger, Thomas Zentgraf, Ren-Min Ma, Christopher Gladden, Lun Dai, Guy Bartal, and Xiang Zhang. Plasmon lasers at deep subwavelength scale. *Nature*, 461:629–632, 2009. doi:[10.1038/nature08364](https://doi.org/10.1038/nature08364).
- [4] Yun-Hao Ouyang, Hong-Yi Luan, Zi-Wei Zhao, Wen-Zhi Mao, and Ren-Min Ma. Singular dielectric nanolaser with atomic-scale field localization. *Nature*, 632:287–293, 2024. doi:[10.1038/s41586-024-07674-9](https://doi.org/10.1038/s41586-024-07674-9).
- [5] Xin-Rui Mao, Zeng-Kai Shao, Hong-Yi Luan, Shao-Lei Wang, and Ren-Min Ma. Magic-angle lasers in nanostructured moiré superlattice. *Nature Nanotechnology*, 16:1099–1105, 2021. doi:[10.1038/s41565-021-00956-7](https://doi.org/10.1038/s41565-021-00956-7).
- [6] Hong-Yi Luan, Yun-Hao Ouyang, Zi-Wei Zhao, Wen-Zhi Mao, and Ren-Min Ma. Reconfigurable moiré nanolaser arrays with phase synchronization. *Nature*, 624:282–288, 2023. doi:[10.1038/s41586-023-06789-9](https://doi.org/10.1038/s41586-023-06789-9).
- [7] Rafi Bistritzer and Allan H. MacDonald. Moiré bands in twisted double-layer graphene. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(30):12233–12237, 2011. doi:[10.1073/pnas.1108174108](https://doi.org/10.1073/pnas.1108174108).
- [8] Zhida Song, Zhijun Wang, Wujun Shi, Gang Li, Chen Fang, and B. Andrei Bernevig. All magic angles in twisted bilayer graphene are topological. *Phys. Rev. Lett.*, 123:036401, Jul 2019. doi:[10.1103/PhysRevLett.123.036401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.036401).