arXiv:2302.01266v1 [physics.optics] 2 Feb 2023

一种室温莫尔′层间激子激光器

Qiaoling Lin[1,3,4*†] Hanlin Fang[2*†], YuandaLiu[5], YiZhang[6],Moritz Fischer[1,3,4],JuntaoLi[7],JoakimHagel[8], SamuelBrem[9], Ermin Malic[9], NicolasStenger[1,3,4],Zhipei Sun[6], Martijn Wubs[1,3,4] 和 Sanshui Xiao[1,3,4*]丹麦技术大学电气与光子工程系，丹麦孔恩斯灵比，DK-2800。[2]查尔姆斯理工大学微技术与纳米科学系（MC2），瑞典哥德堡，41296。[3]丹麦技术大学 NanoPhoton 纳米光子学中心，丹麦孔恩斯灵比，DK-2800。[4]丹麦技术大学纳米结构石墨烯中心，丹麦孔恩斯灵比，DK-2800。[5]新加坡科技研究局（A*STAR）材料研究与工程研究所，新加坡 Fusionopolis Way 2号，138634。[6]阿尔托大学电子与纳米工程系及 QTF 卓越中心，芬兰埃斯波，02150。[7]中山大学物理学院光电材料与技术国家重点实验室，中国广州，510275。[8]查尔姆斯理工大学物理系，瑞典哥德堡，41296。[9]马尔堡菲利普大学物理系，德国马尔堡，35037。

*通讯作者。电子邮箱：qiali@dtu.dk；
hanlin.fang@chalmers.se；saxi@dtu.dk；
†这些作者对本研究的贡献相同。

摘要

莫尔′范德瓦耳斯异质结构中的莫尔超晶格提供了高度可调的量子系统，并呈现出超导性等新兴电子和激子性质 [1]，拓扑边缘态 [2]，和莫尔′势阱束缚激子 [3]。理论计算 [4, 5] 预测了高温下莫尔′势的存在；然而，莫尔势对室温下层间激子（IXs）光学性质的影响尚未得到研究，其在激光应用中的优势也仍未探索。我们报告，在二硫化钼-二硒化钨（MoS_2/WSe_2）异质双层系统中，莫尔势可显著增强光发射、延长层间激子寿命，并调控室温下的层间激子发射能量。通过将莫尔′超晶格与硅基拓扑纳米腔相结合，得益于显著的莫尔调制，我们实现了技术上至关重要的电信 O 波段超低阈值激光发射。此外，高品质拓扑纳米腔实现了已报道的所有二维材料激光系统中最高的光谱相干性，线宽为 $< 0$0.1 nm。我们的研究不仅为在高温下研究关联态开辟了新途径，也为片上集成光子学和光电子学提供了新型架构。

关键词： 二维材料，莫尔′超晶格，层间激子，纳米激光器

引言

单层过渡金属二硫族化合物（TMD）因具有直接带隙、较大的激子束缚能（约为 500 meV）以及易于与多种材料（包括高度成熟的硅平台）集成等特点，已成为适用于激光应用的一类新型增益材料 [6–10] 。通过适当组合单层 TMD 形成的 II 型能带对齐异质结构会产生层间激子，其中电子和空穴分别位于不同层，并由库仑相互作用束缚。与单层 TMD 中的层内激子相比，层间激子的振子强度要小得多（低约两到三个数量级），寿命也更长（纳秒而非皮秒），因此有利于实现高效的层间激子积累和粒子数反转 [11, 12]。此外，目前已普遍认识到，这类异质结构中的两层单层材料之间若存在较小的扭转角和晶格失配，就会形成莫尔超晶格 [13]。莫尔超晶格的出现会为激子产生横向周期势，导致激子局域化（即图1a所示的莫尔激子）；这一现象已在低温下得到广泛观测 [3, 14, 15]。第一性原理计算 [3, 4]，预测，莫尔势阱深度约为 100–200 meV，远大于室温下 $\sim$27 meV 的热能。近期一项实验 [16] 将悬空 WS_2/WSe_2 异质双层层间激子发射光谱中的多峰特征与莫尔

层间激子发射方面的结果仍缺乏有力证据，无法证明室温下存在莫尔′势。此外，莫尔′超晶格中的额外面内量子限域可能提高光发射的量子产率，并在较低泵浦水平下带来较大的光学增益，这与量子点的情况类似；相比量子阱和体材料，量子点的激光阈值更低 [17]。然而，莫尔′超晶格对激光性能的影响尚未得到研究。

在此，我们通过扭转角依赖光致发光（PL）测量、反射对比光谱、功率依赖测量和时间分辨光致发光动力学，报道了 MoS_2/WSe_2 异质双层中室温莫尔′激子的存在。我们发现，莫尔′势使层间激子的发射可调范围极宽，并显著抑制非辐射复合。通过将莫尔′超晶格与硅拓扑光子晶体纳米腔集成，据我们所知，我们首次探索了室温莫尔′层间激子在高性能激光应用中的潜力。高品质因数（Q-factor，$> 10^4$）腔与莫尔′层间激子态相结合，实现了超低阈值激光发射，发射波长延伸至光纤通信（OFC）O波段（1260–1360 nm），并具有高边模抑制比（SMSR）以及二维（2D）层状材料激光器中最高的光谱相干性 [18]（补充表 S2）。这些发现推动了对室温莫尔′超晶格中新型激子物理的研究，并为利用这些人工量子材料实现高性能器件应用开辟了新途径。

结果

在本研究中，我们采用 MoS_2/WSe_2 异质双层（HB），利用层间激子明亮的K-K跃迁，其发射能量低于 1.1 eV [19],，与成熟的硅光子学兼容。我们通过机械剥离单层 MoS_2 和 WSe_2，并采用干法转移技术（详见方法）[20] 将其堆叠，以获得洁净的界面和优异的光学性质。我们制备了 25 个以上具有不同扭转角的 MoS_2/WSe_2 异质双层样品，所有测量均在室温下进行。图1b 展示了层间激子发射峰值能量随扭转角的变化关系 θ。激子能量随扭转角显著变化（$>$200 meV），尤其是在小于 2°的角度下。这种显著的能量偏移与低温下 $MoSe_2/WSe_2$ 异质双层中观察到的现象相似；在后者中，大幅能量偏移被归因于扭转角相关的动量失配 [21]之外的莫尔′势。

我们进一步对两个扭转角不同的代表性样品进行功率依赖测量，并将泵浦水平提高至相同值。对于 $\theta = 2.83°$ 的异质双层（图1c），层间激子的发射能量为 $\sim$1.12 eV（$\sim$1107 nm），且该能量随功率增加保持不变。与此形成鲜明对比的是，出现了显著蓝移和高能态，

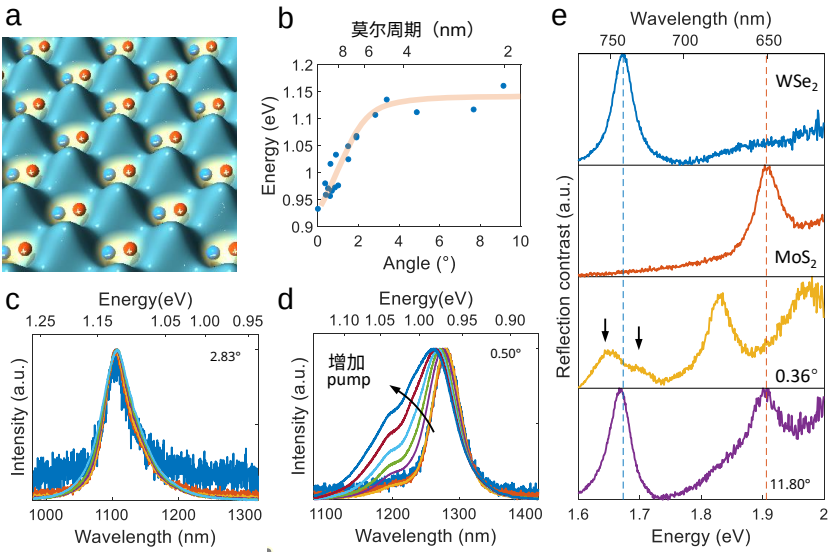

图1 室温下MoS_2/WSe_2异质双层中存在莫尔′层间激子的证据。(a) 莫尔′势阱中受限的层间激子示意图。(b) 层间激子峰发射能量随扭转角的变化。浅红色曲线为视觉引导线。扭转角是单层之间的相对旋转角。扭转角为2.83° (c)和0.50° (d)的异质双层在相同最大功率下的功率依赖光致发光光谱。对于(d)中扭转角较小的异质双层，随功率变化可见明显蓝移，并出现高能态（黑色箭头所示）。(e) 扭转角为0.36° （黄色）和11.80° （紫色）的异质双层的反射对比光谱，以及参照单层WSe_2 （蓝色）和MoS_2 （红色）的光谱。作为参照，蓝色（红色）竖直虚线标示了单层WSe_2 （MoS_2）的A激子峰。多峰特征（两个黑色箭头）表明，当扭转角为0.36° （黄色）时存在莫尔′效应。

这一现象出现在 $\theta = 0.50°$ （图1d）。我们将其归因于莫尔′势的存在，该势为不同激子态提供激子库，并增强激子-激子相互作用。由于该势将激子限制在横向范围内，从而形成量子化能级， [3], 随着泵浦功率增加，层间激子更有可能填充较高能量的莫尔′激子态。较高能态的填充导致发射包络发生蓝移。我们还报告了在六方氮化硼（hBN）封装的异质双层中观测到光谱分辨的莫尔′态，如补充图S1所示，后文将对此进行讨论。

莫尔′势不仅能俘获层间激子，还会影响层内激子 [14]。本文通过反射对比光谱表征层内激子的吸收特性，提供了另一项证据，证明室温下存在莫尔′势。图1e展示了反射对比光谱，其中单层 WSe_2和 MoS_2 的参考信号分别以蓝色和红色表示。我们关注能量范围在 1.6 至 1.75 eV 之间的 WSe_2A 激子。扭转角为 $\sim 0.36°$ 的异质双层（黄色）呈现出新出现的双峰（由两个

图1e）中的箭头所示，其振子强度与 WSe_2 激子（1.675 eV）附近的振子强度相当。相比之下，具有较大扭转角的异质双层（∼11。80°）只显示出一个激子共振峰。在原始 WSe_2 激子周围出现多个新峰，强有力地证明了室温下存在莫尔˙激子。低温下已观察到这一现象 [14, 22, 23] ，且理论模型对此作出了很好的解释：莫尔˙势会产生多个平坦的莫尔˙迷你能带 [14]。

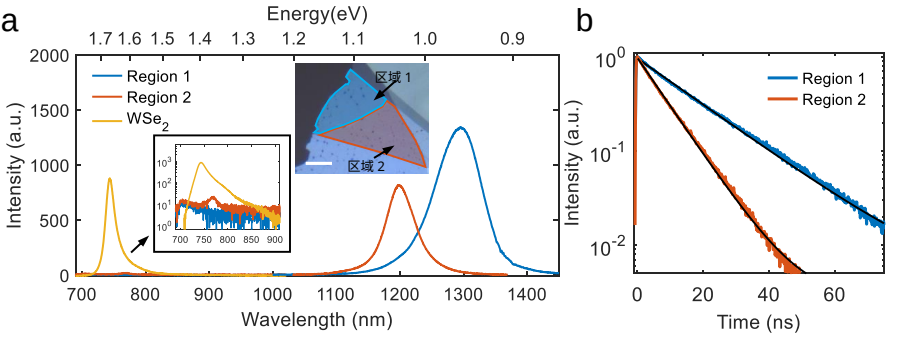

图2 莫尔˙调制的层间激子发射。(a) 区域 1（蓝色）、区域 2（红色）以及参照单层 WSe_2 （黄色）的光致发光光谱。对数坐标下的层内激子光致发光光谱（黑框插图）显示，区域 1 的层间耦合更强。插图：由两个不同颜色标示区域组成的异质双层光学图像。比例尺： 10 μm。(b) 两个区域中波长大于 900 nm 的层间激子发射的时间分辨光致发光动力学。黑色曲线为数据的指数拟合，得出的区域 1（区域 2）层间激子寿命为 17.6 ns（8.5 ns）。

近期研究清楚地表明，莫尔超晶格的原子堆垛构型决定了层间电子耦合的行为 [5], ，而这种耦合可用作新型二维电子系统的调控旋钮。在此，我们考察莫尔势对层间激子寿命的影响；层间激子寿命在粒子数反转中发挥着关键作用。扭转角会显著影响层间激子寿命，因为它不仅会导致动量空间中的相对位移，还会改变莫尔超晶格 [24]。然而，要区分动量失配（无莫尔势时）和莫尔效应对辐射衰减的贡献颇具挑战。为尽可能排除动量失配的影响，我们选取了图2a插图所示的一个具有代表性的近零扭转角异质双层，其中光学图像显示出两个清晰可辨、彼此分离的区域。这两个区域（区域 1和区域 2）可根据其不同的光学对比度加以区分，这表明它们具有不同的层间耦合，同时扭转角相同。图2a所示的光致发光光谱涵盖了WSe_2 激子发射（∼750 nm）和层间激子发射（∼1000-1400 nm）。两个区域均表现出强层间耦合，其证据是WSe_2 A激子的发射猝灭约达两个数量级。在对数坐标下（见黑框插图），不同的层内激子强度来自

这两个区域进一步表明，区域 1 的耦合优于区域 2。与区域 2 相比，区域 1 的层间激子发射强度更高、发射能量更低（见图 2a 右侧）。这些结果可以解释如下：(1) 更强的层间耦合，即空间分离的电子和空穴的波函数重叠增加，会提高层间激子的辐射复合概率。(2) 层间耦合决定莫尔´势阱 [3],的深度；更强的层间耦合会形成更深的莫尔´势阱，从而将层间激子限制在能量更低的状态。层间耦合增强所带来的辐射复合增加通常会导致快速衰减。然而，我们的时间分辨光致发光测量（图 2b）显示，区域 1 中层间激子的寿命（∼17.6 ns）比区域 2（∼8.5 ns）更长。这一反直觉的结果可以用升高温度时莫尔´势阱 [25] 对层间激子的空间限制来解释；这种限制抑制了非辐射复合，并阻碍激子扩散至非辐射中心 [26, 27]。我们得出结论，莫尔´势阱不仅增强了层间激子的光发射，还延长了其寿命，有利于激光应用。

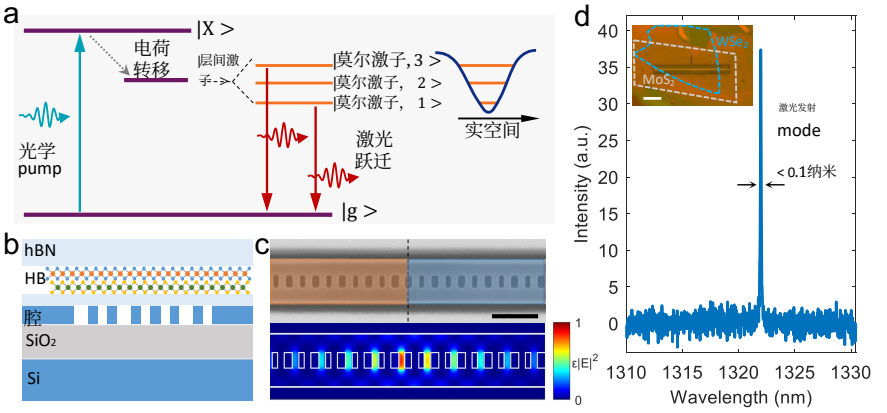

图3 莫尔层间激子激光器的演示。(a) 莫尔层间激子态用于激光发射的能级图。(b) 由六方氮化硼封装的 MoS_2/WSe_2 异质双层与硅氧化物$_2$支撑的硅拓扑纳米束腔集成后的示意图。(c) 腔的扫描电子显微镜图像（上图）。浅红色和蓝色区域表示具有不同 Zak 相的两种光子晶体，它们的界面处因此出现腔模。模拟得到的模式分布见下图。比例尺，500 纳米。(d) 激发功率密度为 ∼4.39 kW/cm^2 时器件1的发射光谱。插图：器件的光学显微镜图像。蓝色和灰色虚线框勾勒出单层 WSe_2 和 MoS_2 区域。图中未显示顶部和底部的六方氮化硼层。比例尺， 5 μ米。

为探索 moir´e 层间激子在激光应用中的潜力，我们将旋转对准的 MoS_2/WSe_2 moir´e 超晶格与硅光子晶体腔集成。考虑多个 moir´e

态的等效三能级系统以及器件示意图分别如图3a和3b所示。光泵浦首先产生层内激子态 |X> ，随后经过超快电荷转移过程形成层间激子态 |IX>。moir´e 势形成量子化层间激子能级，标记为|moir´e 层间激子,1>,|moir´e 层间激子,2>,|moir´e 层间激子,3>等。异质双层封装在两片六方氮化硼薄片之间，以防止其在环境条件下发生光学性能退化 [28] ，并抑制非均匀线宽展宽 [3]。得益于这种六方氮化硼封装，我们可以在光致发光光谱中观察到清晰的多峰特征（见补充图S1），进一步证实了 moir´e 层间激子态的存在。此处选择光子拓扑腔，是因为它已被证明能够稳定地单模运行 [29, 30], ，避免模式竞争，从而简化对 moir´e 层间激子-腔相互作用的研究。图3d中的插图展示了器件1的光学图像；该器件采用标准电子束光刻和聚合物转移技术制备 [20]（详情见方法部分）。图3c上方为所制备拓扑腔的扫描电子显微镜（SEM）图像，图3b下方所示的模拟电能分布则展示了局域于具有不同Zak相的两个光子晶体界面处的单一腔模 [30]。值得指出的是，我们腔的品质因数（$> 10^4$）比此前基于异质双层的层间激子激光器 [11, 12], 高一个数量级，为光子提供了低损耗储库，从而增强相干发射。

如图1b所示，莫尔´势将层间激子的光发射拓展至OFC O波段，这对于高速数据传输及其他应用至关重要。通过将深度束缚的层间激子耦合至腔模，我们在光泵浦下观察到一条位于 $\sim$1321 nm处的显著尖锐发射线（图3d），并将其记为器件1。需要指出的是，测得的发射线宽为 $\sim$0.1 nm，受限于我们所用高分辨率光栅（1200 grooves/mm）光谱仪的光谱分辨极限；在已报道的二维材料激光器中，我们的器件具有最高的光谱纯度（见补充表S2中的比较）。如此窄的线宽对应于 $\sim$45 ps的相干时间（见方法部分中的公式），比此前报道的层间激子激光器（1.7 ps）的相干时间长一个数量级 [12]., 有力地证明了其具有高度相干的光发射。为了进一步了解莫尔´层间激子与腔共振之间的光学耦合，我们使用低分辨率光栅（150 grooves/mm）采集了包含莫尔´层间激子发射和激射模式的宽带发射光谱（见图4a中的红色曲线）。显然，光谱由单一激射模式主导，这证实了拓扑腔的非平凡特性。此外，激射波长位于莫尔´层间激子的自发发射峰低能侧，边模抑制比高达 $\sim$10 分贝，显著高于已报道二维材料激光器的典型值（$\sim$3-4 分贝，见补充表S2） [12]。有趣的是，我们发现器件1的输出强度随泵浦强度线性增加（图4b）

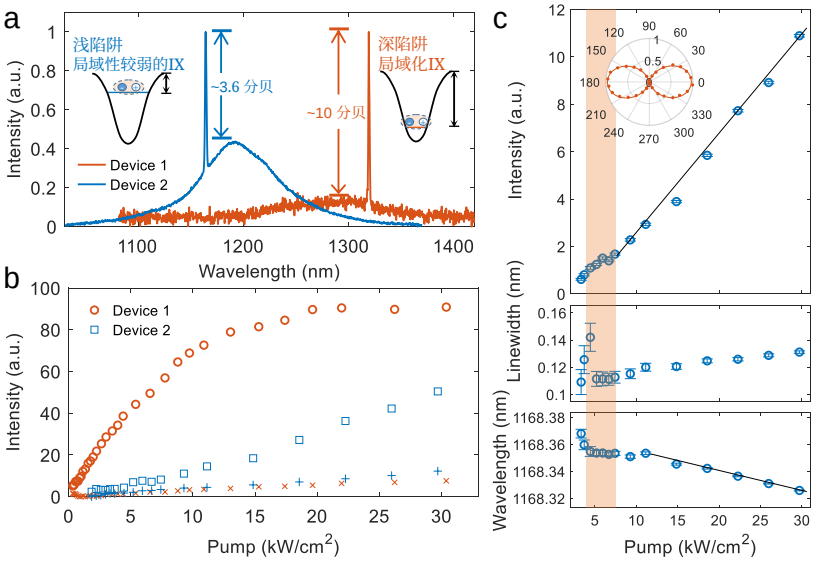

图4 高性能激光发射的特征。(a) 两种激光发射模式：在激发功率密度分别为 ∼4.04 kW/cm^2 和 ∼18.12 kW/cm^2 时，器件1（具有局域化莫尔′层间激子）和器件2（具有较不局域化的莫尔′层间激子）。黑线表示有效莫尔′势阱深度。(b) 两种器件的输出特性。空心圆/方块（叉号）分别表示激射发射（自发辐射）。(c) 器件2的输出积分强度、线宽和波长随泵浦强度的变化。实验数据采用洛伦兹函数拟合，误差棒对应于洛伦兹拟合的95%置信区间。阈值区域以浅红色阴影标出，插图显示了通过偏振分辨测量表征的发射模式的线偏振。

而且，即使在较低的泵浦水平下，激射模式仍持续主导发射。我们认为，OFC O波段处较大的激子增益源于莫尔′层间激子的吸收峰发生偏移，这使得激光阈值低于我们仪器的测量能力。

作为比较，我们设计了另一种器件（器件2），其腔共振主要与高能莫尔′层间激子（补充图S1）耦合。在这种情况下，层间激子的有效势较浅（图4a左侧插图），这与此前报道的离域层间激子激光器类似[12], ，且在高泵浦水平下，激射模式开始主导发射光谱。随着激发功率增加，我们研究了器件2发射光谱的演变（图4c）。L-L曲线（即输出强度随输入功率的变化曲线）呈现超线性行为，这是激射行为的典型特征。此外，在阈值附近观察到发射线宽明显变窄（∼5 kW/cm^2），这表明系统可能发生了从热发射到相干发射的相变。值得注意的是，观察到的阈值具有可重复性（见补充图S3）。在阈值以下，我们测得加载腔的品质因数约为 10^4,

这表明该低损耗激光系统只需相对较小的光学增益即可达到激射条件。这可归因于无源腔具有较高的品质因数，且层间激子的吸收损耗可以忽略不计。在更高水平下泵浦时（$> 10\ \mathrm{kW/cm^2}$），激射模式发生蓝移，并伴随线宽展宽（图4c），这可以用硅腔中的自由载流子吸收来解释 [31]。得益于支撑式腔设计和六方氮化硼封装所实现的高效热耗散，我们的器件几乎不受泵浦诱导加热的影响，这与以往研究中的观察结果不同 [9, 32], [33]。此外，该器件表现出优异的线偏振特性，其发射线的偏振度（定义见方法部分）为 ~0.94（图4a插图），表明莫尔′层间激子与腔模之间实现了高效耦合。这些观察结果表明，莫尔′激子增益可用于激射。此外，图4b显示，器件1的输出强度增长速度快于器件2（即斜率效率更高），表明存在一种能够更高效放大光发射的高增益介质。器件1更高的输出强度和更低的饱和泵浦功率也进一步证实了这一点。这些发现证明了器件1具有较低阈值的特点，并表明低能莫尔′层间激子态具有相对较大的光学增益。在1321 nm和1168 nm处观察到激射发射，说明莫尔′激子的增益谱较宽。这可能归因于我们系统中增强的间接激子间相互作用，其源于莫尔′势带来的额外量子限制；该势还充当储库，使层间激子得以积累。

讨论

总之，我们展示了莫尔′势对室温下层间激子的光发射所产生的影响，以及其在高性能纳米激光器方面的巨大潜力。莫尔′层间激子与高Q硅拓扑纳米腔相结合，可实现低阈值的超相干光发射。我们强调，由于信号较弱，难以进行光子关联测量，而这类测量可为激光运作提供进一步证据 [34]。我们指出，要完整描述莫尔′层间激子的激射行为，需要建立一个复杂模型，充分考虑莫尔′超晶格中的增益机制；这超出了本研究的范围。尽管近期已通过电调制光谱在低温下实现了对过渡金属二硫属化物中层间激子吸收的直接测量 [21], ，但仍亟需进一步发展室温吸收测量技术，以确定莫尔′超晶格中的增益机制。在室温下发现莫尔′激子增益，为高性能光电子器件开辟了可能性。

方法

样品制备

使用聚二甲基硅氧烷（聚二甲基硅氧烷）对助熔剂生长块体晶体（二维半导体）进行机械剥离，制备过渡金属硫族化合物单层。通过光学对比度和光致发光发射能量测量层厚。根据过渡金属硫族化合物单层的直边对异质双层进行对准，并采用干法转移技术进行堆叠 [20]。根据先前工作的报道，基于堆叠异质双层的直边确定扭转角 [35]，所得结果与我们的二次谐波产生（SHG）测量结果一致（补充图 S2）。

器件制备

拓扑光子纳米束腔是在商用 220 nm 绝缘体上硅晶圆上制备的，该晶圆带有 $2\ \mu$m 厚的牺牲二氧化硅层（SOITEC）。先制备一层 180 nm 厚的电子束抗蚀剂（CSARAR-P6200），随后进行电子束光刻（JBX-9500FSZ，JEOL）。显影后，通过电感耦合等离子体干法刻蚀工艺制成腔。最后，将残余抗蚀剂溶解在 1165溶剂中。将六方氮化硼薄膜剥离并转移到 SiO_2/Si 衬底上，用于封装。为使莫尔层间激子与腔模良好耦合，底部六方氮化硼层的厚度控制在 10 nm 以下。采用聚合物辅助干法转移方法 [20]，将六方氮化硼封装的 MoS_2/WSe_2 异质结构组装并转移至纳米腔上。

光学测量

所有测量均在室温下进行。对于光致发光测量，使用 637 nm 连续波激光二极管泵浦器件。激发和收集均使用数值孔径（NA）为 0.65 的 50 倍物镜（LCPLN50XIR，奥林巴斯）。激光光通过长通光谱滤光片阻挡，光致发光信号则送入切尔尼-特纳单色仪（SR500i，Andor），并由配备冷却型 InGaAs 一维阵列相机（DU491A-1,7，Andor）进行检测。采用 150 grooves/mm 光栅测量莫尔层间激子的宽范围光发射（见图 1c、1d、2a 和 4a）。为获得更高的光谱分辨率，使用 600 grooves/mm 光栅（分辨率为 0.22 nm）或 1200 grooves/mm 光栅（分辨率为 0.1 nm）检测激射模式。使用白光光源（SuperK Compact）测量反射对比光谱。时间分辨光致发光测量采用时间相关单光子计数（TCSPC）技术，并使用时间标记器。我们使用脉冲宽度为 < 90 ps、重复频率为 10 MHz 的 640 nm 脉冲激光器（LDH-IB-640-B，PicoQuant）激发器件。波长大于 900 nm 的信号被送至单光子探测器（id220-FR，iDQ）。通过偏振相关的二次谐波产生测量确定异质双层的扭转角，测量所用的

激发波长为 960 nm（重复频率为 2 kHz），光源为放大的钛蓝宝石飞秒激光系统（Spectra-Physics Solstice Ace）。通过旋转半波片（HWP）调节激发光束的偏振方向。HWP 后的激光光经 40 倍物镜（NA=0.75，尼康）聚焦到样品上。透射的二次谐波产生信号由另一个 40 倍物镜（NA=0.5，尼康）收集，并通过线偏振片。在线偏振片后放置了 700 nm 短通滤光片，以滤除激发光束。最终信号由光电倍增管（PMT）（滨松）检测。通过二次谐波产生测量，将测得的扭转角与间接激子能量相关联（补充图 S2）。

数值模拟

我们采用的拓扑光子纳米梁腔最初由文献 [30]提出。我们保留了一个硅 O_2 层，以支撑硅纳米梁；正如我们先前的设计 [28] 所示，这种结构在机械上足够稳固，适用于二维材料转移工艺，并且更利于高效散热。我们采用时域有限差分法（Lumerical、Ansys）优化腔模和参数，以获得所需的共振波长。腔体的详细结构参数见补充表 1。

相干时间

相干时间通过公式 [36]: $\tau_c = \sqrt{8\ln 2}\lambda^2/(c\Delta\lambda)$ 估算，其中 λ 为波长，$\Delta\lambda$ 为光谱线宽。

偏振度

偏振度定义为 $(I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$，其中$I_{\max}$ ($I_{\min}$)为最大（最小）输出强度。

致谢。我们感谢 Witlef Wieczorek 提供的宝贵讨论。本研究部分经费由丹麦国家研究基金会通过纳米结构石墨烯中心（项目编号：DNRF103）和 NanoPhoton 纳米光子学中心（项目编号：DNRF147）资助。N.S. 感谢 VILLUM 基金会的支持（项目编号：00028233）。Q.L. 和 S.X. 感谢丹麦独立研究基金（项目编号：9041-00333B 和 2032-00351B）、Ib Henriksen 董事基金会以及 Hartmann 兄弟基金会的支持。N.S. 和 M.W. 感谢丹麦独立研究基金自然科学领域的支持（项目编号：0135-00403B）。H.F. 感谢 Olle Engkvist 基金会、Carl Trygger 基金会以及 Chalmers Excellence Initiative Nano 的支持。J. L. 和 H. F. 感谢国家自然科学基金（项目编号：11974436）的支持。Y.L. 感谢 A*STAR 职业发展基金—种子项目的支持（项目编号：C222812008）。Y. Z. 和 Z. S. 感谢欧洲地平线计划的支持

（HORIZON）项目：ChirLog（101067269）、芬兰科学院（资助编号：314810、333982、336144、336818、352780 和 353364）、芬兰科学院旗舰计划（320167, PREIN）、欧盟 H2020-MSCA-RISE-872049（IPN-Bio）以及 ERC 高级资助（834742）。

作者贡献。H. F. 和 S. X. 构思并负责监督该项目。Q. L. 和 H. F. 设计了器件。Q. L.、J. L. 和 Y. L. 制备了器件。Q. L. 和 H. F. 进行了光学表征。Y. Z. 进行了偏振分辨二次谐波产生测量。M.F. 协助开展了寿命测量。Q. L. 和 H. F. 对拓扑腔进行了模拟。J. H. 和 E. M. 协助开展实验。Q. L.、H. F.、Z. S.、M. W.、N. S. 和 S. X. 分析了数据。所有作者都参与了讨论和论文撰写。

参考文献

[1] Cao, Y. 等. 魔角石墨烯超晶格中的非常规超导性. Nature 556, 43–50 (2018).[2] Tong, Q. 等. 范德华异质双层莫尔超晶格中的拓扑镶嵌图案. Nature Physics 13, 356–362 (2017).[3] Tran, K. 等. 范德华异质结构中莫尔激子的证据. Nature 567, 71–75 (2019).[4] Yu, H., Liu, G.-B., Tang, J., Xu, X. & Yao, W. 莫尔激子：从可编程量子发射体阵列到自旋轨道耦合人工晶格. Science Advances 3, e1701696 (2017).[5]Zhang, C. 等 . MoS_2/WSe_2 异质双层中的层间耦合、莫尔图案和二维电子超晶格. Science Advances 3, e1601459 (2017).[6] Salehzadeh, O., Djavid, M., Tran, N. H., Shih, I. & Mi, Z. 室温运行的光泵浦二维 MoS_2 激光器. Nano Letters 15, 5302–5306 (2015).[7] Ye, Y. 等. 单层激子激光器. Nature Photonics 9, 733–737 (2015).[8] Shang, J. 等. 室温二维半导体激活垂直腔面发射激光器. Nature Communications 8, 543 (2017).[9] Li, Y. 等. 与硅纳米梁腔集成的单层二碲化钼室温连续波激射. Nature Nanotechnology 12, 987–992 (2017).

[10]Ge, X., Minkov, M., Fan, S., Li, X. & Zhou, W. 集成单层二硫化钨的横向限制光子晶体面发射激光器. npj 2D Materials and Applications 3, 16 (2019).[11] Paik, E. Y. 等. 原子级薄异质结构中具有扩展空间相干性的层间激子激光器. Nature 576, 80–84 (2019).[12] Liu, Y. 等. 二维异质结构中具有层间激子的室温纳米腔激光器. Science Advances 5, eaav4506 (2019).[13] Huang, D., Choi, J., Shih, C.-K. & Li, X. 半导体莫尔超晶格中的激子. Nature Nanotechnology 17, 227–238 (2022).[14] Jin, C. 等. WSe_2/WS_2 异质结构超晶格中莫尔激子的观测. Nature 567, 76–80 (2019).[15]Regan, E. C. 等. 过渡金属二硫族化物异质双层中的新兴激子物理 . Nature Reviews Materials 7, 778–795 (2022).[16] Sun, X. 等. 悬空异质双层中层间激子相互作用的增强. Nature 610, 478–484 (2022).[17] Ledentsov, N. N. 等. 量子点异质结构激光器. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 6, 439–451 (2000).[18]Wen, W., Wu, L. & Yu, T. 原子级薄二维半导体中的激子激光器. ACS Materials Letters 2, 1328–1342 (2020).[19]Karni, O. 等. MoS_2/WSe_2异质结构中的红外层间激子发射. Physical Review Letters 123, 247402 (2019).[20] Zomer, P., Guimar˜aes, M., Brant, J., Tombros, N. & Van Wees, B. 用于制备高质量双层石墨烯和六方氮化硼异质结构的快速拾取转移技术. Applied Physics Letters 105, 013101 (2014).[21] Barr´e, E. 等. 过渡金属二硫族化物异质结构中层间激子的光学吸收. Science 376, 406–410 (2022).[22] Stansbury, C. H. 等. 在动量空间中观察 WS_2/WSe_2莫尔超晶格的电子局域化. Science Advances 7, eabf4387 (2021).[23] Karni, O. 等. 通过成像电子和空穴捕获莫尔激子的结构. Nature 603, 247–252 (2022).[24] Choi, J. 等. 范德华异质结构中依赖扭转角的层间激子寿命. Physical Review Letters 126, 047401 (2021).

[25] Sirigu, L., Oberli, D., Degiorgi, L., Rudra, A. & Kapon, E. 半导体量子线中的激子激光。Physical Review B 61, R10575（2000年）。[26] Choi, J. et al. 范德华异质结构中的莫尔势阻碍层间激子扩散。Science Advances 6, eaba8866（2020年）。[27] Li, Z. et al. $MoSe_2$/WSe_2 异质结构中的层间激子输运。ACS Nano 15, 1539–1547（2021年）。[28] Fang, H. et al. 夹层式 $MoTe_2$ 异质结构在硅单模谐振器上的类激光发射。Advanced Optical Materials 7, 1900538（2019年）。[29] Bandres, M. A. et al. 拓扑绝缘体激光器：实验。Science 359, eaar4005（2018年）。[30] Ota, Y., Katsumi, R., Watanabe, K., Iwamoto, S. & Arakawa, Y. 拓扑光子晶体纳米腔激光器。Communications Physics 1, 86（2018年）。[31] Zhao, P. et al. 光子晶体微腔中激光模式的蓝移。载于 Semiconductor Lasers and Applications VI，第9267卷，99–104（SPIE，2014年）。[32] Fang, H. et al. 1305纳米少层 $MoTe_2$覆硅结构的类激光发射。Laser & Photonics Reviews 12, 1800015（2018年）。[33] Cai, Q. et al. 高质量单层氮化硼的高热导率及其热膨胀。Science Advances 5, eaav0129（2019年）。[34]Kreinberg, S. et al. 高品质因数微腔中的量子点发射：从自发辐射到激光发射的转变及超辐射发射体耦合的影响。Light: Science & Applications 6, e17030（2017年）。[35] Baek, H. et al. 来自莫尔势阱束缚激子的高度可调谐量子光。Science Advances 6, eaba8526（2020年）。[36] Deng, H., Weihs, G., Santori, C., Bloch, J. & Yamamoto, Y. 半导体微腔激子极化激元的凝聚。Science 298, 199–202（2002年）。