集成铌酸锂耦合环形谐振腔中的有界频率晶格

Hiep X. Dinh[1,2], Armandas Balčytis[1, 2*], Guanghui Ren[1,2], Mei Xian Low[1,2], Arnan Mitchell[1,2], 和 Thach G. Nguyen[1,2]/澳大利亚维多利亚州墨尔本皇家墨尔本理工大学集成光子学与应用中心，邮编 *3000*[2]澳大利亚研究理事会突破性科学光学微梳卓越中心（*COMBS*），澳大利亚*armandas.balcytis@rmit.edu.au*

摘要：

合成维度提供了一种强大的工具，可以利用相对简单的结构探索高维拓扑物理，其中，在晶格边界处出现的边缘态具有重要意义。然而，合成维度中晶格边界的演示仍处于相对初期阶段。在本研究中，我们在薄膜铌酸锂光子平台上实现了一个集成耦合环系统，可用于模拟具有清晰边界的一维频率晶体晶格，并通过单个辅助腔实现对两个耦合项的抑制。通过获取 $N = 7$ 格点晶格的离散能带结构，验证了这些耦合项对紧束缚晶格动力学的影响。创建稳健的频率空间边界，是实现利用体边对应的拓扑系统以及在光子芯片上进行光学信息处理的关键一步。

I. 引言

合成维度概念已吸引大量研究工作，用于探索难以用实空间系统探测的复杂拓扑物理现象[1]。它允许利用低维器件，通过借助额外的自由度[2, 3, 4,5] 作为空间维度的补充，来模拟高维物理现象。在光子学中，光的性质，如频率[6, 7], 、时间 bin[8],、偏振[9], 、自旋态[10], 、轨道角动量[11] 和波导模式[12] ，已被用于构建独立的光子态连接路径。

一种广泛使用的、用于在光子频率空间中演示晶格动力学的方法，是采用结合电光调制的环形谐振器[10, 13, 14, 15, 16]。通过对谐振腔进行动态调制，可以构建具有灵活耦合范围与强度以及可调规范势的可重构频率晶体晶格，从而实现对复杂结构的模拟[17, 18, 19, 20, 21]。需要指出的是，在此类器件中，合成晶格可以不受约束地向升高或降低的环形模式频率方向延伸。然而，在拓扑学中，边界对于获得体边对应至关重要[5]。存在于边界处的边缘态和边缘效应也具有实际意义[22], ，其潜在应用包括拓扑激光、光子延迟线[23] 和光隔离[7, 24]。然而，利用调制环形腔建立合成频率维度的这一普遍方法，并不能像实空间多环对应器件那样固有地呈现边界[25]。

光子频率维度中的合成边界可通过设计谐振腔的模式结构来实现，从而在模式间隔与驱动射频频率之间产生选择性失配。该概念在集成光子平台上的重要演示包括环形谐振腔，其中等距模式间隔因简并横磁模和横电模之间的耦合[26], 或由光子晶体段引起的顺时针波和逆时针波之间的耦合所导致的分裂而被破坏[27]。其缺点在于所得边界对制造缺陷敏感，且几乎没有控制和可重构选项。另一种有前景的方法利用耦合环，其早期实现采用光纤谐振腔[28] 或集成光子平台[26]。光纤实现方案提供了实验灵活性，但由于宏观尺度腔长通常延伸至数十米，易因环境干扰而发生相干性损失。在将整个

合成频率维度器件 集成于电光光子波导平台（如绝缘体上薄膜铌酸锂（LNOI））上，使其能够充分利用该平台的全部特性——包括宽波长谱、超低波导传播损耗、强非线性响应和高功率处理能力——从而使其成为要求苛刻的电光应用的默认选择 [29]。

我们报道了一种集成于 LNOI 芯片上的器件，该器件由两个耦合非对称环形腔组成，并用它展示了稳健的频率维度边界，可界定有限的谐振腔模式阶梯区段。通过向耦合环形器件的集成相位调制器部分施加频率为 9.2 GHz 的正弦调制信号（与主环的频率间隔相匹配），我们观察到频率维度中形成了有界的一维合成紧束缚晶格，且最近邻和次近邻模式耦合均可实现。为此，我们结合利用环形模式分裂引起局域模式位移，以及耦合诱导色散使腔共振产生整体偏移。通过测量在不同晶格位点泵浦时的稳态光谱响应，并检测动态调制下随时间变化的环形透射率以获得相应的能带结构，证实了频率空间边界的有效性。

II. 器件概念与设计

配备集成相位调制器部分的环形谐振腔具有一组离散模式，其光谱间隔均匀；这些模式可重新解释为频率维度中的紧束缚模型晶格位点，与实空间坐标形成光子学类比 [13, 17, 19]。通过施加某种时间扰动，例如施加与环形谐振腔自由光谱范围（FSR）的整数倍相匹配的射频（RF）调制信号，可诱导光子在晶格相邻位点之间跃迁。在连续驱动下，光子会沿两个方向对称地在环形腔模式之间移动，模拟粒子随机游走，如图1(a)所示。频率空间中的光子传播主要受器件缺陷限制——光子因光波导中的散射或吸收损耗而衰减，以及固定调制频率与频率相关的环形腔 FSR 色散之间的失谐导致耦合效率下降 [26]。然而，这两种效应都不够突变，无法构成晶格边界。

有效的合成频率维度边界要求环形谐振腔模式结构中存在明显的不连续性，以打破其沿光子能量轴的平移对称性。这可以通过引入

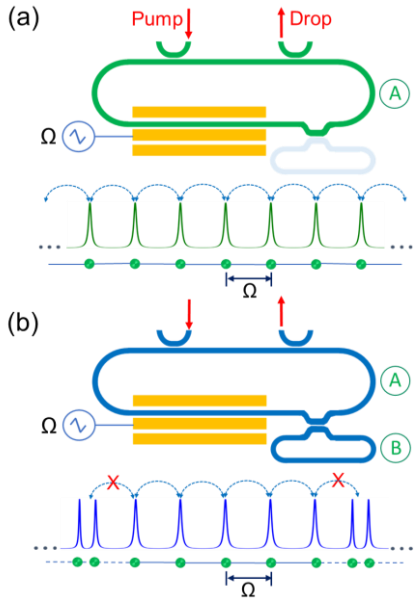


图*1* 示意调制环形腔中的频率空间晶格及其边界，并展示其透射光谱。*(a)* 无界情形：单个电光调制环产生一维紧束缚晶格，各格点之间的耦合强度均匀。*(b)* 非对称耦合环形腔中，模式分裂周期性地打破模式频率间距的连续性，从而形成一段有界晶格。

局域晶格缺陷来抑制射频介导的模式间耦合，并阻止光子频移进一步发生。集成环形器件可利用多种色散控制机制，例如模式分裂现象[26, 28]。如图1(b)所示，当主环 A 中的一个模式与辅助环 B 中频率匹配的模式耦合并发生杂化时，就可能产生这种现象。这会形成一对对称性不同的模式，其频率相对于初始值发生方向相反的偏移，偏移量随两环之间的耦合强度而变化。环形谐振腔模式结构将在局部偏离连续射频介导光子跃迁所需的均匀间隔；若预期的自由光谱范围增量处不存在谐振模式，则从相邻模式到缺陷位点的光子跃迁速率将远低于晶格其余部分。由于从分裂模式缺陷沿相反方向的位点间跃迁不受阻碍，因此可以预期频率空间中会出现类似边界反射的现象。

图2(a)展示了在X切薄膜铌酸锂绝缘体波导平台上实现频率晶格边界概念的方案。该器件由两个周长不同的微型谐振腔组成。集成式辅助环-主环腔系统的总长度约为l = 15.9 mm。与开创性的光纤环路实现方案（长度为38.6 m [28]）相比，其光程缩短了三个数量级。集成电路的制造采用条带加载复合波导方案[30, 31]。该工艺所用的材料堆叠如图2(b)所示：如图2(c)右图所示，在厚度为300 nm的$LiNbO_3$ 层上，通过光刻定义出一条厚度为300 nm、宽度为1 μm的氮化硅脊，以实现光学模式局域。条带加载具有制造工艺相对简单、波导侧壁垂直等优点，有利于获得性能可重复的定向耦合器；但由于$LiNbO_3$ 层中的模式局域较弱，与刻蚀式$LiNbO_3$ 波导结构相比，其电光调制效率略低。

主环 A 本身具有一组间隔为 FSR_A = 9.5 GHz 的等间距频率模式，构成合成频率晶格。为实现位点间跃迁，主环包含一个宽带相位调制器，该调制器覆盖跑道型谐振腔的一段直线部分。相位调制器沿 $LiNbO_3$ 晶体的 Y 轴布置，采用长度约为 6.5 mm 的接地-信号-接地共面传输线。电极通过光刻图案化一层厚度为 300 nm 的金层制成。电极间距为 7-μm，如图2(c)最左侧面板所示；该间隙的设计旨在尽量降低金属吸收引起的波导传播损耗，同时保持较低的调制器开关电压。

通过将主环 A 与 FSR_B = 76 GHz 较大的辅助环 B 耦合，对其模式结构进行了设计。该数值是主环的 8 倍，因此会周期性地产生模式分裂作用，进而形成频域边界，重复周期为 $FSR_B = 8\times FSR_A$ 。因此，主环的谐振光谱被划分为由七个晶格位点组成的晶格段，每段两端均以边界为终点。该 FSR_A 与 FSR_B 之比

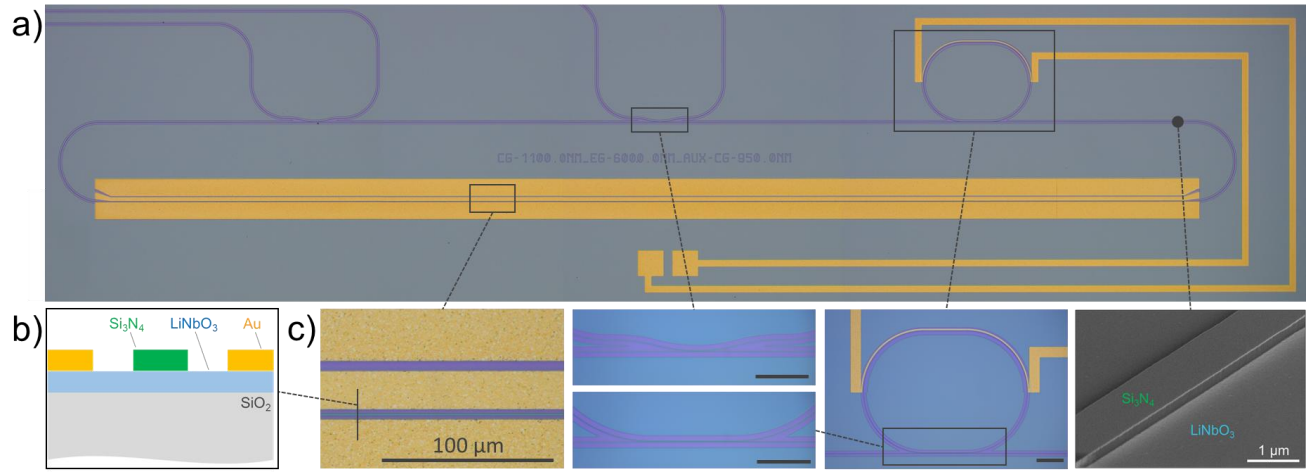


图*2* 实现频率维度晶格边界的集成式 ***LNOI*** 环形谐振器器件。 *(a)* 带有行波射频电极的耦合非对称腔环形谐振器器件的显微图像。*(b)* 氮化硅加载*LNOI*波导调制器部分的示意图，展示其材料堆叠。*(c)* 放大图展示了标出的部分（从左至右）：相位调制器电极、连接总线波导与主环-辅助环的定向耦合器、带有热调谐加热器的辅助环，以及氮化硅条带加载*LNOI*波导的扫描电子显微镜图像。

的选择 是为了确保能够进行第四节所述的时间分辨紧束缚晶格能带结构采集；由于探测器带宽限制，较长的晶格段会导致采集结果失真。主环与辅助环之间的耦合强度直接决定模式分裂幅度。为形成有效边界，该幅度应远大于典型主腔模式的半高全宽。此外，强耦合引起的色散会使边界外的模式频率略有偏移，因此驱动射频频率与有界区段外的模式间隔不再成整数倍关系。两个环之间的功率耦合系数由定向耦合器的间隙和相互作用长度控制，本例中设为 $\kappa = 0.6$。使用热加热器调谐辅助环的谐振，使其与主环中的谐振匹配，如图2(c)所示。

III. 实验表征。

通过探测环形腔器件的光学透射率，可以揭示其模式结构，并据此构建合成频率空间晶格。针对图1所示的单环和耦合环器件，我们通过腔下降端口测量了电信C波段区域内的透射率，结果绘于图3(a)。总体而言，该腔的消光比约为 20 dB，加载品质因数约为$Q = 3.1 \cdot 10^5$, ，对应的光子衰减率为 $2\gamma = 0.7$ GHz。

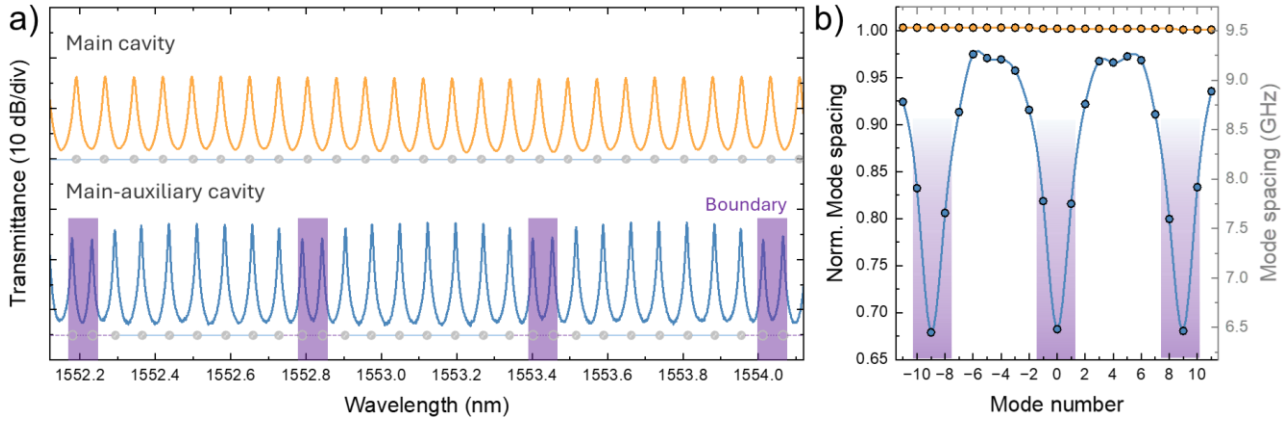


图 ***3*** 环形腔光学表征。（*a*）*1550 nm*波长范围内单环和复合环器件的下载端口光透射率对比。突出显示的光谱区段展示了辅助环耦合引起的模式分裂。（*b*）辅助环耦合引起的色散导致环模式间距发生变化。单环模式间距用作归一化参考。

对比图3(a)所示单环腔与带有耦合辅助环的复合结构的透射率可以发现，单环在所探测的光谱区域内具有一组排列均匀的谐振。该光谱体现了典型的一维紧束缚频率晶格排列，其中单一的自由光谱范围匹配耦合机制即可连接全部模式。示意的晶格链展示了这种均匀连接状态。相反，在复合腔中，主环与辅助环的腔共振每隔 $8\times FSR_A$ 对齐一次，由此产生杂化诱导的周期性分裂模式，打断连续谐振间距，并将晶格链分隔为七站点段。环间耦合强度估计为 $\mu = 3.4$ GHz。

如图3(b)中跨越$20\times FSR_A$ 范围的模式频率间距值所示，局域模式杂化会对主腔光谱产生三种相关影响。首先，受影响的模式会直接分裂，使相邻模式间距降至最低值0.67（以标称9.5 GHz FSR_A归一化）。这些模式间隔较小的局域区域会导致与射频信号之间出现突变失谐。此外，即使不存在直接杂化，主腔模式结构也会受到影响，模式间距出现小幅偏差，数值为0.92至0.97，其中最靠近边界的模式受影响最大。这可归因于辅助环耦合相关相移，其影响范围可能比谐振频率或群速度的变化更广[33]。相比之下，单环中的模式间隔仅因波导群速度色散较小而逐渐累积变化，因此能够维持近乎恒定的FSR_A 。

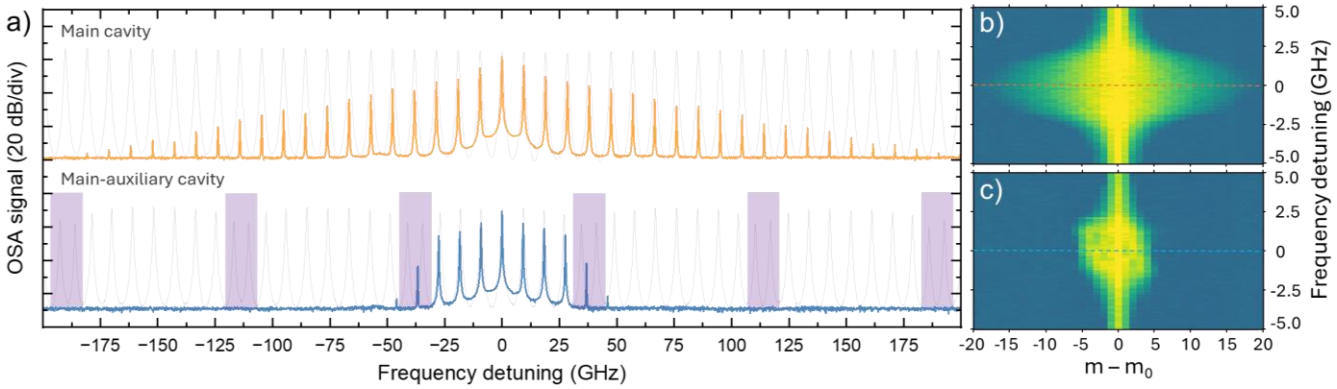


图 ***4*** 调制环形腔的电光响应。 *(a)* 共振激光泵浦下，受驱动环形器件的光谱输出对比。橙色曲线表示单个未扰动环形腔，蓝色曲线表示主辅复合腔的输出。背景中标出了相应器件的透射率及边界位置，供视觉参考；图中未按比例绘制。频率维度晶格点振幅图展示了不同环形腔模式的强度及其随泵浦激光失谐的变化：*(b)* 单主调制腔；*(c)* 主辅耦合腔。

具有终止边界的频率空间紧束缚晶格，可通过用形式为的正弦信号对腔进行相位调制来实现$V(t) = V\cos(\Omega t)$ [17, 19]。此处频率设为$\Omega \approx 9.2$ GHz，以匹配经辅助环耦合改变的谐振器模式间隔。该共振条件支持相邻频率模式之间高效的光子跃迁，从而有效模拟光子合成频率维度中的紧束缚最近邻耦合。

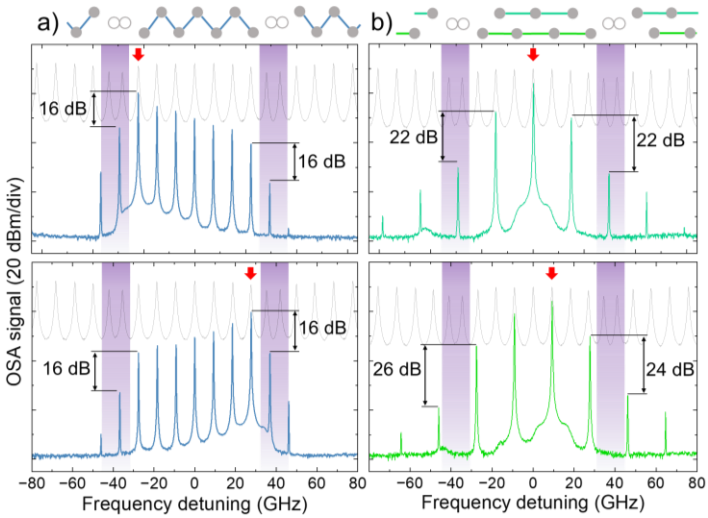
在中等的11 dBm光泵浦功率下，并以20 dBm射频功率的自由光谱范围匹配的调制信号进行驱动时，利用光谱分析仪测量了耦合主环-辅助环以及作为参考的单环的稳态电光响应光谱。图4(a)显示了耦合主环-辅助环（蓝色）和单个主环（橙色）的所得光谱。单环呈现出多达40个边带，这些边带符合从泵浦位置向外的连续随机游走跳跃跃迁，且不受边界约束。整个光谱中边带功率每条谱线下降2.3 dB，主要是由波导传播损耗引起的，而不是群速度色散引起的失谐[34]。

相比之下，主环-辅助环耦合腔呈现出受限光谱，边带数量有限，为$N = 7$ 个。在有界光谱内，相邻边带之间的强度差为2.3 dB，与单环情况相同。然而，在边界之外，射频驱动信号频率与共振模式间隔的局部和全局失配抑制了频率转换。梳齿功率的突然下降验证了突变频率晶格边界的形成，消光比约为16 dB。

通过二维图可以直观呈现终止频率维度晶格的完整图景：图中展示了光谱分析仪测得的稳态模式峰值强度，以及泵浦激光器在单个 FSR 范围内扫描时这些强度的方差。对于图 4(b) 中的单环情形，在没有辅助环诱导的模式调控时，输出中存在大量被占据的模式。其振幅往往从泵浦频率向外呈指数衰减，具体取决于射频模式间耦合强度 J 与传播损耗率 γ 之比。相反，沿纵向光泵浦失谐轴的模式强度变化，则由谐振环滤波导致的注入腔内光功率差异决定。

图 4(c) 所示的主环-辅助环耦合器件的光学外差光谱图表明，频率随机游走被限制在一个 $N = 7$ 光子晶格区域内，且基本不受泵浦激光器频率变化的影响。此外，模式强度中还呈现出干涉条纹，这些条纹源于在边界处反射的光子之间的相互作用。

如图5(a)所示，通过测量光泵浦对准边界邻近模式时耦合环系统的稳态光谱，可以验证频率维度边界鲁棒性。当光子向晶格体区跃迁时，沿每条线呈2.3 dB的指数衰减；而向边界进行频率转换时，边带强度同样降低了约16 dB，与在



不同泵浦条件下调制双环形腔的电光响应。在片上射频功率为*20 dBm*、共振光泵浦功率为*10 dBm*时，环形系统在不同模式下的输出。*(a)* 最近位点*1*×*FSR*驱动情形，此时晶格由相对端点处泵浦。*(b)* 输入泵浦分别调谐至两个子晶格时的次近邻位点*2*×*FSR*调制。顶部示意图展示了晶格划分方案。灰线表示定性的透射光谱。红色箭头表示泵浦模式。

光泵浦中心晶格站点时观察到的情况相同。 利用频率镜表征模型 [26], 估算出器件中边界的反射率为 $R = 0.9988$。在对其他晶格站点模式进行光泵浦时测得的稳态光谱列于补充图2-3中。

值得注意的是，辅助腔诱导边界对次近邻晶格站点耦合有效，该耦合通过 $2\Omega \approx 18.4$ GHz 的驱动实现。如图 5(b) 所示，2×FSR 调制将 $N = 7$ 晶格分裂为两个长度分别为 $N' = 3$ 和 $N'' = 4$ 的子晶格。每个子晶格都可以单独泵浦，并呈现相应数量的光谱峰；无论泵浦的是哪个具体模式，在有界区域之外都能观察到明显的光谱强度下降。相反，双环腔器件无法有效抑制 3×FSR 耦合，因为 $3\Omega \approx 27.6$ GHz 与边界的光谱跨度重合。我们预计，可以通过提高腔精细度并调整腔耦合强度来避免这种匹配，从而确保模式分裂产生的边界跨度与相关的 n×FSR 调制信号不相称。

IV. 合成空间能带结构光谱学

平移对称晶格中允许的能态范围表示为映射到布洛赫准动量 k 倒空间中的一个或多个能带。对于调制环形腔合成频率维度器件，该波数直接映射到时间变量 [13]。一维紧束缚晶格的哈密顿量由一般表达式 [28] 给出：

$$H = \sum_{N}^{\mathrm{p}} \varepsilon \hat{b}_m^\dagger \hat{b}_m - \sum_{N} J_\eta \left(\hat{b}_m^\dagger \hat{b}_{m+\eta} + \hat{b}_{m+\eta}^\dagger \hat{b}_m \right), \tag{1}$$

其中，b_{m} 是位点m处粒子产生算符， ε是现场势， 而J_{η} 是频率间隔为η×FSR的晶格位点之间的耦合速率。晶格位点总数用N表示，因此可对无限$N \to \infty$ 和有界情况进行建模。本文的实验实现采用最近邻J_1 耦合和次近邻J_2 耦合，有界一维晶格的长度为$N = 7$。

通过测量调制环形腔系统 [13] 的时间分辨透射率，进行了合成维度能带结构光谱测量。具体而言，在逐步扫描泵浦激光波长的同时，使用带宽为 75 GHz 的快速光电探测器反复测量透射强度。测量装置的详细信息见补充图1。图6展示了在 *1*×FSR 和 *2*×FSR 耦合范围内，准无限与有界 $N = 7$ 晶格所得合成能带结构图的示例

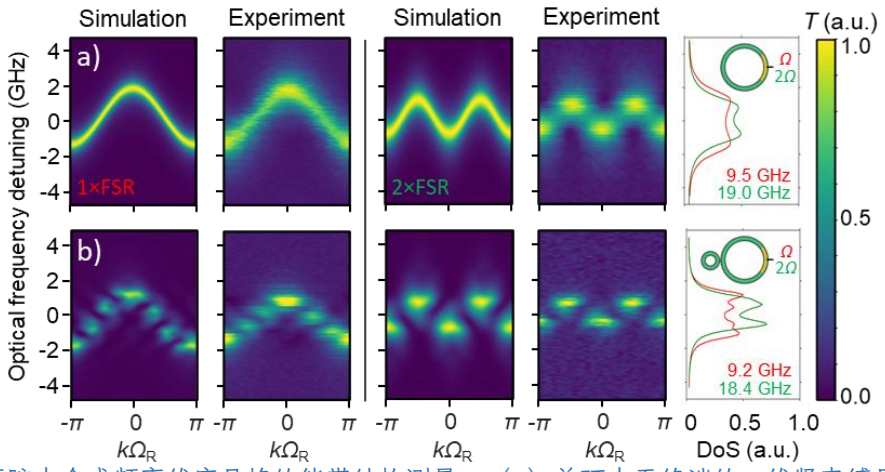


图*6 LNOI*环形谐振腔中合成频率维度晶格的能带结构测量。（*a*）单环中无终端的一维紧束缚晶格。（*b*）由辅助环耦合形成频率空间边界的有限*N*= *7* 格点一维晶格。各面板从左至右分别给出*1*×*FSR*与*2*×*FSR*耦合情形的模拟和测量能带结构，以及各器件相应的态密度（见插图示意）。

情形，并将其与预测结果进行比较，这些预测结果由稳态矩阵方法模拟得出 [35]。倒易空间中的布里渊区定义为时间分辨透射率中的一个光学往返周期。在此，主辅环复合器件由功率为 25 dBm、频率为 9.2 GHz 的射频信号和功率为 18 dBm、频率为 18.4 GHz 的射频信号驱动，分别建立了 $J_1 \approx 0.6$ GHz 和 $J_2 \approx 0.4$ GHz 的频域耦合强度。

图6(a)展示了单个调制环在没有任何辅助腔耦合引起的模式分裂效应时的参考情形。可以观察到连续的紧束缚晶格能带结构[19], ，各个本征态之间没有清晰区分。相比之下，图6(b)给出了$N = 7$ 有限晶格的能带结构，其中一组离散能态位于正弦形紧束缚晶格色散曲线包络上。这些能态的数目（对应各自耦合范围分别为七个和三个）与有界晶格中被占据格点的数目一致。图6右侧的曲线展示了两种环形器件的态密度表示，通过对调制环进行时间平均透射率测量获得。在此，有界晶格呈现出单环器件所没有的精细结构，进一步表明存在离散能态。

然而，这些离散能态沿准动量轴表现出一定程度的色散。这可归因于主辅环系统在频域边界附近的模式间距变化，如图3(b)所示。由于局部自由光谱范围与射频驱动频率失配，能带结构测量呈现动态特性[36] ，这是因为在较短的$N = 7$ 晶格中，受影响的边缘模式具有较强的相对贡献。如补充图4所示的更宽时间分辨透射率扫描所揭示的，能带结构中能态的排布取决于被探测模式与晶格边界的接近程度。此外，其动态振荡速率随相应的自由光谱范围失谐而增大。所有实验观测结果与计入这些效应的模拟能带结构高度一致。

如图7所示，在频率维度器件中，可通过调节射频驱动信号功率来改变紧束缚晶格最近邻耦合强度 J。图7(a)中各能带结构对应的光学频率梳谱见补充图3。调制信号关闭时的平带会随着射频功率增加，逐渐呈现出正弦形的紧束缚模型色散曲线。当射频驱动信号为 >10 dBm 时，频率晶格光子跃迁速率 $J \approx 0.2$ GHz 已足以克服传播损耗并到达晶格边界。与此同时，可观测到离散态的出现；随着射频功率进一步增大，这些离散态会变得更加清晰。主环与辅助环之间的强耦合会产生较大的模式分裂，确保即使在可达到的最大驱动功率下，$J < \mu$ 。因此，尚未观察到有界区域内的局域丧失。

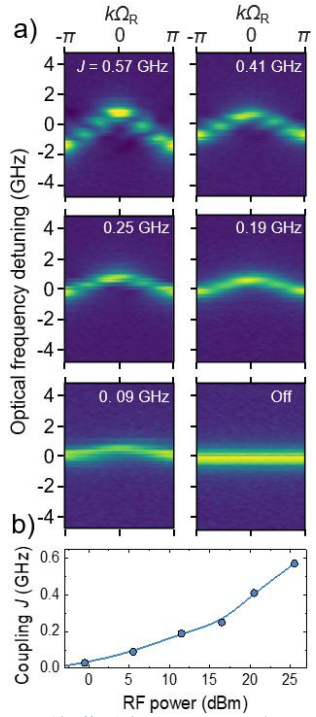


图*7* 有限频率维度晶格在不同驱动射频功率下的能带结构。*(a)* 对应于一系列模式耦合强度的实验能带结构。*(b)* 驱动片上射频信号功率与耦合强度 J 通过紧束缚模型拟合估计所得之间的关系。

VI. 讨论

我们在集成铌酸锂薄膜平台上设计并制造了耦合非对称微环谐振腔系统，并利用该系统通过实验演示了合成一维紧束缚模型晶格中频率空间边界的模拟。此类基于 LNOI 平台的调制环形谐振器器件，有望成为更复杂集成电路的基础组件，既可用于拓扑和量子系统的基础建模，也可用于电光频率梳光谱工程、光隔离 [7] 以及光子计算，例如任意线性变换 [37], 卷积处理 [38], 和受控量子行走。

利用辅助环诱导的模式分裂形成频域边界，其优势之一在于灵活性。例如，辅助环的 $\mathrm{FSR_B}$ 可以选择为与主环的 $\mathrm{FSR_A}$ 不成整数比，从而仅形成一个缺陷模频率镜。反之，也可以采用匹配的 $\mathrm{FSR_B} = n\times\mathrm{FSR_A}$ 组合，来形成有界晶格或设计交替的模式间距[39]。此外，片上电光或热调谐可调控环的 FSR 和耦合强度，从而实现可调或可切换的频率镜。此外，我们的器件实现使边界能够同时作用于最近邻 J_1 和次近邻 J_2 耦合项。本研究表明，使用单个辅助腔就有可能有效抑制较长程的耦合项。通过精确的模式工程，结合模式分裂、波导群速度以及模式耦合诱导的色散效应，可以实现整体上更宽的边界，而无需像单纯采用多个环进行模式分裂那样增加复杂度。

片上合成频率维度边界的后续发展方向包括更好地控制模式耦合诱导的色散，尤其是其对边界附近晶格位点的影响。自由光谱范围值的这种变化主要随辅助环耦合强度而变化，因此可通过优化腔相互作用将其降至最低。此外，利用集成平台中丰富的色散工程方案以及强光学限制，可以实现光谱局域的模式分裂和色散。实现对更大$n\times$FSR 耦合范围仍然有效的频率边界，是展示高维拓扑模型和实现更高效光学处理能力的重要一步。

参考文献

[1] D. Yu 等，“合成维度发展综述”，Photonics Insights，第 4 卷，第 2 期，页码 R06--R06，2025 年。[2] T. Ozawa 和 H. M. Price，“合成维度中的拓扑量子物质”，Nat. Rev. Phys.，第 1 卷，第 349–357 页，2019 年。[3] O. Boada、A. Celi、J. I. Latorre 和 M. Lewenstein，“额外维度的量子模拟”，Phys. Rev. Lett.，第 108 卷，第 13 期，页码 133001，2012 年。[4] A. Celi 等，“合成维度中的合成规范场”，Phys. Rev. Lett.，第 112 卷，第 4 期，页码 043001，2014 年。[5] Y. Pan、B. Zhang、D. Podolsky，“利用超快自由电子实现合成维度”，ACS Photonics，第 11 卷，第 9 期，页码 3563，2024 年。[6] L. Yuan、Q. Lin、M. Xiao 和 S. Fan，“光子学中的合成维度”，Optica，第 5 卷，第 11 期，页码 1396，2018 年。[7] T. Ozawa、H. M. Price、N. Goldman、O. Zilberberg 和 I. Carusotto，“集成光子学中的合成维度：从光隔离到四维量子霍尔物理”，Phys. Rev. A，第 93 卷，第 4 期，页码 043827，2016 年。[8] C. Leefmans 等，“时间复用光子谐振器网络中的拓扑耗散”，Nat. Phys.，第 18 卷，页码 442，2022 年。[9] M. Ehrhardt、R. Keil、L. J. Maczewsky、C. Dittel、M. Heinrich 和 A. Szameit，“利用关联光子的三维量子行走探索复杂图”，Sci. Adv.，第 7 卷，页码 eabc5266，2021 年。[10] A. Dutt、Q. Lin、L. Yuan、M. Minkov、M. Xiao 和 S. Fan，“具有两个独立物理合成维度的单光子腔”，Science，第 367 卷，第 6473 期，页码 59，2020 年。[11] X. W. Luo、X. Zhou、J. S. Xu、C. F. Li、G. C. Guo、C. Zhang、Z. W. Zhou，“基于光的轨道角动量的合成晶格全光器件”，Nat. Commun.，第 8 卷，页码 16097，2017 年。[12] E. Lustig、S. Weimann、Y. Plotnik、Y. Lumer、M. A. Bandres、A. Szameit 和 M. Segev，“合成维度中的光子拓扑绝缘体”，Nature，第 567 卷，页码 356，2019 年。[13] A. Dutt、M. Minkov、Q. Lin、L. Yuan、D. A. B. Miller 和 S. Fan，“沿合成维度的实验能带结构光谱学”，Nat. Commun.，第 10 卷，页码 3122，2019 年。[14] L. Yuan、A. Dutt 和 S. Fan，“动态调制环形谐振器中的合成频率维度”，APL Photonics，第 6 卷，页码 071102，2021 年。[15] A. Senanian、L. G. Wright、P. F. Wade、H. K. Doyle 和 P. L. McMahon，“光学合成频率晶格中玻色子输运的可编程大规模模拟”，Nat. Phys.，第 19 卷，页码 1333，2023 年。[16] U. A. Javid、R. Lopez-Rios、J. Ling、A. Graf、J. Staffa 和 Q. Lin，“量子关联合成空间中的芯片级模拟”，Nat. Photonics，第 17 卷，页码 883，2023 年。[17] A. Balčytis、T. Ozawa、Y. Ota、S. Iwamoto、J. Maeda 和 T. Baba，“硅 CMOS 光子平台上的合成维度能带结构”，Sci. Adv.，第 8 卷，页码 eabk0468，2022 年。[18] Y. Hu、C. Reimer、A. Shams-Ansari、M. Zhang 和 M. Loncar，“电光微梳中高维频率晶体的实现”，Optica，第 7 卷，第 9 期，页码 1189，2020 年。[19] H. X. Dinh、A. Balčytis、T. Ozawa、Y. Ota、G. Ren、T. Baba、S. Iwamoto、A. Mitchell 和 T. G. Nguyen，“集成铌酸锂环形腔中的可重构合成维度频率晶格”，Commun. Phys.，第 7 卷，页码 185，2024 年。[20] Z.-A. Wang 等，“片上光子能带结构模拟，实现任意范围耦合频率晶格”，Phys. Rev. Lett.，第 133 卷，页码 233805，2024 年。[21] R. Ye 等，“在薄膜铌酸锂芯片上构建多种时变哈密顿量”，Phys. Rev. Lett.，第 134 卷，页码 163802，2025 年。[22] A. Dutt、M. Minkov、I. A. D. Williamson 和 S. Fan，“合成维度中的高阶拓扑绝缘体”，Light Sci. Appl.，第 9 卷，页码 131，2020 年。[23] S. Kim、S. A. Mann、X. Ni、A. Alù，“合成维度中的拓扑路由实现慢光”，ACS Photonics，第 13 卷，第 1 期，页码 274，2026 年。[24] H. Huang、A. Balčytis、A. Dubey、A. Boes、T. G. Nguyen、G. Ren、M. Tan、A. Mitchell，“绝缘体上铌酸锂中的时空隔离器”，Opto-Electronic Science，第 2 卷，第 3 期，页码 220022，2023 年。

[25] M. Hafezi, S. Mittal, J. Fan, A. Migdall 和 J. M. Taylor，“硅光子学中的拓扑边缘态成像”，*Nat. Photonics*，第 7 卷，第 1001 页，2013 年。[26] Y. Hu, M. Yu, N. Sinclair, D. Zhu, R. Cheng, C. Wang 和 M Lončar，“频域中的镜致反射”，*Nat. Commun.*，第 13 卷，第 6293 页，2022 年。[27] K. Zhang, Y. Chen, W. Sun, Z. Chen, H. Feng 和 Cheng Wang，“各向异性铌酸锂晶体中光学微谐振器的光谱工程”，《先进材料》，第 36 卷，第 17 期，2024 年。[28] A. Dutt, L. Yuan, K. Y. Yang, K. Wang, S. Buddhiraju, J. Vučković 和 S. Fan，“沿合成频率维度创建边界”，*Nat. Commun.*，第 13 卷，第 3377 页，2022 年。[29] D. Zhu 等，“薄膜铌酸锂上的集成光子学”，《先进光学与光子学》，第 13 卷，第 242 页，2021 年。[30] A. Boes 等，“铌酸锂光子学：拓展电磁波谱”，*Science*，第 379 卷，4396，2023 年，第 eabj 页。[31] H. Huang 等，“非谐振循环式光相位调制器”，*APL Photonics*，第 7 卷，第 106102 页，2022 年。[32] X. Han 等，“用于氮化硅加载绝缘体上铌酸锂平台的单步刻蚀光栅耦合器”，*APL Photonics*，第 6 卷，第 8 期，第 086108 页，2021 年。[33] Q. Li, T. Wang, Y. Su, M. Yan 和 M. Qiu，“耦合腔系统中模式分裂的耦合模理论分析”，《光学快报》，第 18 卷，第 8367–8382 页，2010 年。[34] M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams-Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn 和 M. Lončar，“铌酸锂微环谐振器中的宽带电光频率梳产生”，*Nature*，第 568 卷，第 377 页，2019 年，第 373 页。[35] B. Buscaino, M. Zhang, M. Loncar 和 J. M. Kahn，“谐振器增强型电光频率梳发生器的高效设计”，《光波技术杂志》，第 38 卷，第 6 期，2020 年。[36] G. Li, Y. Zheng, A. Dutt, D. Yu, Q. Shan, S. Liu, L. Yuan, S. Fan 和 X. Chen，“合成空间中的动态能带结构测量”，*Sci. Adv.*，第 7 卷，第 2 期，第 eabe4335 页，2021 年。[37] S. Buddhiraju, A. Dutt, M. Minkov, I. A. D. Williamson 和 S. Fan，“合成频率维度中光子的任意线性变换”，*Nat. Commun*，第 12 卷，第 2401 页，2021 年。[38] L. Fan, K. Wang, H. Wang, A. Dutt 和 S. Fan，“光子合成频率维度中的卷积处理实验实现”，《科学进展》，第 9 卷，第 eadi4956 页，2023 年。[39] G. Li, L. Wang, R. Ye, Y. Zheng, D. W. Wang, X. J. Liu, A. Dutt, L. Yuan 和 X. Chen，“利用合成维度直接提取拓扑Zak相位”，《光：科学与应用》，第 12 卷，第 81 页，2023 年。

致谢

本研究部分工作在澳大利亚国家制造设施（ANFF）维多利亚节点的墨尔本纳米制造中心（MCN）完成。本研究部分由澳大利亚研究理事会突破性科学光学微梳卓越中心（项目编号 CE230100006）开展，并获澳大利亚政府资助。作者谨此感谢 Tomoki Ozawa 教授、Satoshi Iwamoto 教授、Yasutomo Ota 副教授和 Toshihiko Baba 教授所提供的宝贵讨论。

其他信息： 本文的补充信息见 xxx。

利益冲突： 作者声明不存在利益冲突。

数据可用性： 支持本研究发现的数据可根据合理请求从通讯作者处获取。