arXiv:2301.02376v1 [physics.optics] 6 Jan 2023

超高 Q C_6 对称 H1 六极光子晶体纳米腔的改进设计与实验演示

KENTA TAKATA1,2,4，EIICHI KURAMOCHI1,2，AKIHIKO SHINYA[1,2]和 MASAYA NOTOMI[1,2,3,5]

[1]*NTT* 公司纳米光子学中心，日本神奈川县厚木市森之里若宫 *3-1*，邮编 *243-0198*[2]*NTT* 基础研究实验室，*NTT* 公司，日本神奈川县厚木市森之里若宫 *3-1*，邮编 *243-0198*[3]东京工业大学物理系，日本东京目黑区大冈山 *2-12-1*，邮编 *152-8551*[4]*kenta.takata.ke@hco.ntt.co.jp*[5]*masaya.notomi.mn@hco.ntt.co.jp*

摘要： H1 光子晶体纳米腔基于单点缺陷，具有多种对称特征的本征模。因此，它是光子紧束缚晶格系统中很有前景的构成单元，可用于凝聚态物质、非厄米物理和拓扑物理研究。然而，提高其辐射品质（Q）因子一直被认为颇具挑战。在此，我们报告了一种 H1 纳米腔六极模的设计，其 Q 因子超过 10^8。得益于该模式的 C_6 对称性，我们仅通过设计四个结构调制参数便实现了如此超高-Q 条件；相比之下，许多其他纳米腔需要更复杂的优化。制备出的硅光子晶体纳米腔，其共振波长会随着空气孔空间位移以 1 纳米为单位发生系统性变化。在这类 26 个样品中，我们发现有八个腔的已加载 Q 因子超过一百万（最高达 1.2×10^6）。我们通过仿真带有输入和输出波导、且空气孔半径随机分布的系统，考察了理论性能与实验性能之间的差异。采用相同设计参数进行自动优化后，理论 Q 因子进一步提高了最高 4.5×10^8，比以往研究高出两个数量级。本研究将 H1 纳米腔的性能提升至超高-Q 水平，并为构建具备非常规功能的大规模阵列铺平了道路。

© 2023年 Optica 出版集团

1. 引言

介质薄板中的光子晶体纳米腔（PCN）是一类特殊的光学谐振器，具有强光限制和小模体积的特点 [1–12]。这些特性能够增强光与物质相互作用，使光子晶体纳米腔在超低功耗光子学 [13–15], 、片上非线性光学 [16–18] 和量子光学 [19–21]领域极具应用价值。光子晶体纳米腔的集成也为实现功能性纳米光子器件开辟了途径，例如慢光波导 [22–24], 、全光开关 [25–27], 、存储器 [28–30], 和晶体管 [31],，这些器件有望用于信息处理。

H1 光子晶体纳米腔由一个晶格元件的空位 [32–35] 构成。这种点缺陷结构继承了其宿主系统的空间对称性。因此，H1 纳米腔的麦克斯韦方程本征模也对应于光子晶体（PhC）整个点群中的对称操作 [36]。由此，它们在对称性质方面类似于原子轨道，因此，耦合 H1 光子晶体纳米腔可作为分子和紧束缚晶格（包括基函数）的良好光子模拟器 [22, 37]。

由于可通过结构调制控制其倏逝耦合、谐振频率和辐射损耗，光子晶体纳米腔还可与非厄米物理和拓扑物理中涌现的非常规功能相结合 [38–47]。特别是，H1 光子晶体纳米腔阵列或可为大规模二维晶体系统铺平道路 [48–53]。这与大多数基于线性缺陷的其他光子晶体纳米腔形成鲜明对比；后者对称性较低，因此其耦合分布受到限制。

然而，较小的光子晶体纳米腔通常更难实现超高 Q 因子。实空间中更窄的场分布会导致倒易空间中的场分布更宽。这类模式的部分场往往位于光锥（LC）内，因而转化为辐射场，即损耗 [3]。二十年前，我们指出，三角晶格光子晶体薄板中 H1 纳米腔的六极模，其理论 Q 因子可高达 3×10^6，而其他本征模则无法达到 [32,33]。然而，即使经过算法优化 [54]，这一纪录仍未被打破。此外，实验对应结果还低了一个数量级，即 3×10^5 [34]。遗憾的是，这些数值与缺陷区域更大的光子晶体纳米腔所取得的数值相比并不占优 [55–59]。光限制不够紧致似乎是使用大规模 H1 纳米腔阵列的一大障碍，例如，难以通过具有体积效应的耦合模增强光与物质相互作用，也难以构建具有拓扑边缘态的稳健光学电路。

本文基于我们用于研究非厄米物理的最新原型 [44]，设计、分析并通过实验考察了 H1 光子晶体纳米腔的六极模，其理论 Q 因子（Q_{th}）超过 10^8, 。设计中的结构调制保持了光子晶体纳米腔的 C_{6v} 对称性，六极模也遵循这一对称性。因此，我们发现仅通过四个优化参数，就能大幅提高 Q 因子。通过仿真详细研究Q_{th} 对三个主要参数的依赖关系，我们阐明，这种极高Q 条件在参数空间中形成了具有一定宽度的区域。在此，我们获得了一个六极模，其$Q_{\mathrm{th}} = 1。4\times10^8$，模体积（$V$）为 0。72（$\lambda/n$）^{3}。我们还在实空间和倒易空间中，将其场分布与基于先前研究的另一种 H1 光子晶体纳米腔的场分布进行了比较。

我们通过实验研究了一系列空气孔具有不同空间位移的硅（Si）H1 光子晶体纳米腔。这些样品的共振波长呈现系统性变化，表明空气孔位置的不理想变化受到了限制。在 26 个此类光子晶体纳米腔中，我们发现有 8 个的已加载 Q 因子（Q_{exp}）超过一百万，该因子包含输入和输出波导的影响。最佳样品的 $Q_{\mathrm{exp}} = 1。2\times10^6$，而腔的本征$Q$ 因子（Q_{i}）估计为 $Q_{\mathrm{i}} = 1。5\times10^6$。我们还仿真了空气孔半径随机变化的系统，以弥合 Q_{th} 与 Q_{exp}之间的差距。

最后，我们进行了自动优化，以进一步改进 Q_{th}。在此，我们将背景光子晶体的孔半径作为一个参数，并发现了 $Q_{\mathrm{th}} = 4。5\times10^8$，比先前设计中的数值高出一百多倍。结果表明，只需进行成本低廉的优化，高对称性六极模便能同时实现极高的 Q_{th} 和极小的 V。这使 H1 光子晶体纳米腔能够实现超高 Q_{exp} ($> 10^6$)，并将为其开辟多种应用。

本文其余部分安排如下。第 2 节介绍 H1 光子晶体纳米腔的设计和模态特性。第 3 节展示实验结果，并对结果进行数值分析和讨论。第 4 节总结自动优化及其对六极模的影响。第 5 节讨论纳米腔（包括我们的纳米腔）的 Q 因子的基本限制。第 6 节总结本研究。

2. 腔体设计

2.1. 结构与方案

图 1(a) 展示了我们设计的光子晶体纳米腔。该系统基于折射率为 $n_{\mathrm{Si}} = 3。47$、厚度为 t 的硅薄膜。此处的光子晶体是由半径为 R_0 的圆形空气孔构成的三角晶格，晶格常数为 a。三角晶格光子晶体薄板在实验中得到了广泛应用

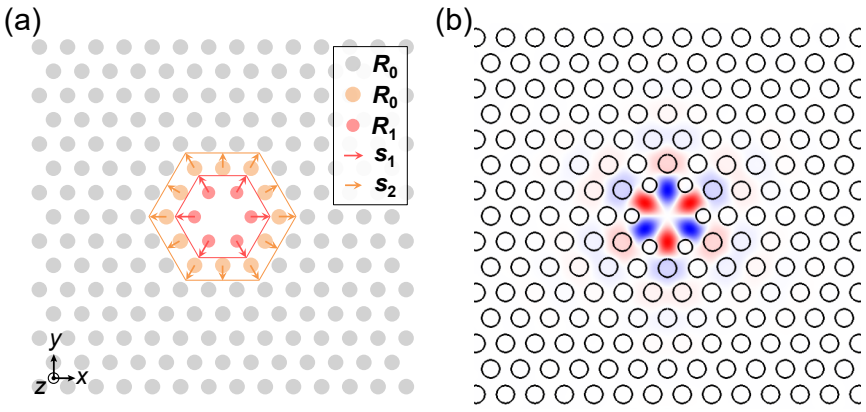


图 1. (a) 基于最内侧和第二内侧空气孔层的结构调制设计 H1 光子晶体纳米腔，并以单点缺陷为参照（分别以红色和橙色标示）。 R_0 是背景光子晶体和第二层孔洞的半径， R_1 是最内侧孔洞的半径。 s_1 是最内侧层相对于晶格点向外的径向位移， s_2 是第二内侧层的径向位移，同时保持其规则六边形排列。(b) 六极模的 H_z 场分布。

因为它们对类TE模式具有较大的光子带隙。缺失一个孔会形成点缺陷，进而构成 H1 纳米腔；这是最简单的一种光子晶体纳米腔结构，其继承了光子晶体的 C_{6v} 对称性。距离缺陷最近的六个孔在图中以红色标出，其半径 R_1 小于背景光子晶体的孔半径（$R_1 < R_0$）。这层最内层孔还沿径向偏离晶格点，偏移距离为 s_1。次内层孔由位于最内层孔外一层的十二个孔组成，在图中以橙色标出。这些孔也沿径向平移，以保持规则的六边形排列，并使其半对角线增加 s_2。此外，这些孔的半径 R_0 与光子晶体中的孔相同。

我们使用商用求解器（COMSOL Multiphysics [60]）通过有限元法计算了不同情况下六极子本征模的复本征频率 f。以缺陷中心为坐标原点，该系统在 $\pm x$和 $\pm y$ 方向上分别包含 11 层和 14 层孔洞。在薄板两侧各放置了一个高度为 3 μm 的矩形空气区域。计算域的每个边界均采用平面波散射边界条件。为降低计算成本， x-y 平面和 y-z 平面分别设为理想磁导体和理想电导体。下文将注明对这些仿真条件的任何更改。理论品质因子 Q 由 $Q_{\mathrm{th}} = \mathrm{Re}\, f/(2\mathrm{Im}\, f)$给出。

图1(b)显示了沿x-y 平面的六极模磁场（H_z）的 z 分量。该模式为类TE模式，因此以 H_z为特征。它也是C_6旋转算子的本征模，本征值为 -1。对称二维多极子的这种奇宇称会在沿 z 方向、对应Γ 点 [5, 61]处产生相消干涉，从而有助于抑制辐射。由于横向电场分量（E_x， E_y）与麦克斯韦方程所描述的 H_z 相关，因此这一特性能够抑制辐射损耗。因此，保持晶格匹配旋转对称性的结构调制对于实现六极模的超高 Q 因子至关重要。该腔的另一种C_6对称本征模是单极模（未显示）。在C_6 算子下，其本征值为 +1 ，在我们的仿真中，其$Q_{\mathrm{th}} < 3000$ 则低得多。

如图1(a)所示，我们的设计仅使用四个参数（R_0， R_1， s_1， s_2）来提高

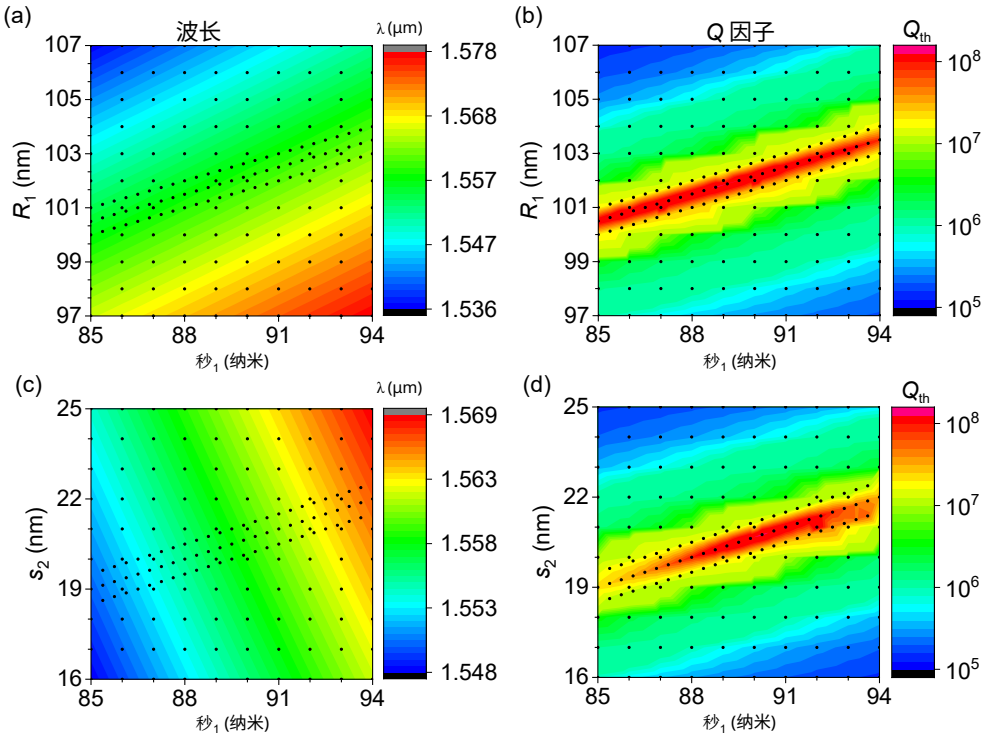


图 2. 六极模的 (a) 共振波长（λ）和 (b) 理论 Q 因子（Q_{th}）对 $s_2 = 20.5$ 纳米时的 s_1 和 R_1 的依赖关系。(c) λ 和 (d) Q_{th} 对 $R_1 = 102$ 纳米时的 s_1 和 s_2 的依赖关系。黑点表示仿真中的采样点。点间数据采用线性插值。$Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 存在一段参数条件范围。 $R_0 = 131$ 纳米、 $a = 426$ 纳米和 $t = 250$ 纳米。

因子，不同于近期基于对多个变量进行高成本优化的设计 [62–65]。R_0 决定光子晶体的填充因子，这与其光子带隙相关，进而影响面内模态限制。 R_1、 s_1 和 s_2 影响局部模态特性。通过改变晶格常数 a，可以将模拟模式的共振波长调整至约 1.55 μm 的电信通信波段。

2.2. 共振特性与孔位移的关系

首先，我们研究在 $R_0 = 131$ 纳米、 $a = 426$ 纳米和 $t = 250$ 纳米保持恒定时该模式的共振特性。图 2(a) 和 (b) 是孤立（未加载）H1 光子晶体纳米腔的共振波长 $\lambda = c/\mathrm{Re}f$ 和 Q_{th} 随 s_1 和 R_1 变化的二维彩图。这里， c 是真空中的光速，且 $s_2 = 20.5$ 纳米。 λ 的图表明，较小的 s_1 和较大的 R_1 会挤压图 1(b) 中的磁极，从而产生较短的 λ；而较大的 s_1 和较小的 R_1 会使磁极变宽，从而增大 λ。值得注意的是， Q_{th} 图显示了一系列最优点，其中 $Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 形成一条线性带。这样的峰值分布表明，每个 λ 都存在一个最优极宽，可抑制局域散射诱导辐射损耗。从每个最优点出发， R_1 方向上约有 ±1.5 纳米的余量，而 s_1 方向上的余量更大，仍可获得 $Q_{\mathrm{th}} > 10^7$。这里最大的 Q 因子为 $Q_{\mathrm{th}} = 1.43 \times 10^8$，对应于（$s_1$， R_1） =（88.75 纳米，101.75 纳米）。以参数步长 0.5 纳米计，得到（s_1， R_1） =（89.5 纳米，102 纳米）时的 $Q_{\mathrm{th}} = 1.41 \times 10^8$。

图 2(c) 和 (d) 展示了当 $R_1 = 102$ 纳米时， λ 和 Q_{th} 随 s_1 和 s_2 变化的关系。其中

图 2(a) 和 (c) 中等波长等值线的方向存在显著差异。这是因为 R_1 与 s_2 的影响呈负相关；较大的 s_2 会导致更长的 λ，这是由于腔区的有效折射率较高。相比之下，图 2(b) 和 (d) 的性质大致相似。随着模式波长随 s_1 增大，最优的 s_2 也会增大。s_2 可显著提升 Q_{th}，因为它在光子晶体 [7,66] 的有效势垒中引入了渐变。然而，图 2(d) 中极高 Q 值的轨迹几乎垂直于图 2(c) 中的等值线，这意味着对于每个 λ，能大幅提升 Q_{th} 的条件都十分有限。当 s_1 过大或过小时，Q_{th} 的峰值会降低，这是因为 R_1 固定不变。总体而言，对 (R_1，s_1，s_2) 进行全局优化，可以在参数空间中找到 $Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 的连续条件。此处最佳的 Q_{th} 为 $1。46 \times 10^8$，对应于 (s_1，s_2) = (90。25 纳米，20。75 纳米)。

2.3. 模态特性

接下来，我们比较该设计与$Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 以及先前研究中的模态在实空间和倒易空间中的形状。图 3(a) 和 (b) 分别展示了六极模沿 $z = 0$ 的空间磁场强度分布，采用相同的对数刻度 $\log_{10}(|\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2)$，对应 $Q_{\mathrm{th}} = 2.0 \times 10^6$ 和 1.4×10^8。图 (a) 中的光子晶体纳米腔基于参考文献 [33]，其设计未包含 s_2，参数为 $R_0 = 109$ 纳米、$R_1 = 100$ 纳米、$s_1 = 78$ 纳米、$a = 435$ 纳米和 $t = 220$ 纳米。图 (b) 中的另一个光子晶体纳米腔对应图 2(a) 和 (b) 中的 (s_1, R_1) = (89.5 纳米,102 纳米)。图 (a) 中相当大一部分区域存在倏逝场，其相对强度约为 10^{-4}；强度超过 10^{-8} 的可见分量则延伸至整个结构的边界。相比之下，图 (b) 所示的最优模式从中心开始明显衰减得更快。这意味着当前设计能够提供更强的面内光限制。

图3(c)和(d)以对数刻度展示了图3(a)和(b)中六极模的电场 x 分量沿 $z = 0$ 的傅里叶变换（$\log_{10}(|\mathrm{F}(E_x(\mathbf{r}))|)$）。位于光锥内的横向电场分量可衡量辐射损耗的大小，因为它们能够直接耦合到辐射平面波 [3,67]。如图3(c)所示，先前设计的模式在由黑色虚线圆圈界定的光锥内，傅里叶振幅约为 $10^{-2.5}$。相比之下，图3(d)所示的优化模式在整个光锥内的辐射场振幅均受到抑制。其最大值约比图3(c)低一个数量级，证实辐射通量的降低改善了 Q 因子。E_y的情况也呈现类似趋势。这些模态特性也支持图2(b)和(d)中的讨论。

PCN 的标准 Purcell 模体积 V 定义为 [2]

$$V = \frac{\int \epsilon(\mathbf{r})|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}}{\max\{\epsilon(\mathbf{r})|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2\}}. \tag{1}$$

该定义可准确估算高-Q 腔的 Purcell 效应，并已用于文献中的比较。有趣的是，具有 $Q_{\mathrm{th}} = 1。4 \times 10^8$ 的模式的有效体积 $V_{\mathrm{opt}} = 0。72(\lambda/n)^3$ 比此前研究的模式$V_{\mathrm{p}} = 0。66(\lambda/n)^3$大 9%。六极模的电能量密度往往主要集中在最内侧空气孔的两侧。然而，由于s_2产生的势调制，优化后的模式在点缺陷周围分布了比基于参考文献 [33]的模式更多的电能。因此，其最大能量密度（即公式 (1) 中的分母）有所降低。

这一结果表明，在不牺牲六极模较小的 V的前提下，我们可以大幅提升其Q_{th}。此处的 V_{opt} 与未采用孔半径调制的优化 L3 光子晶体纳米腔相当 [64,67],，而六极模具有更大的Q_{th}。因此，我们的 H1 光子晶体纳米腔有望达到同样高的Q_{exp} 值。此外，我们的最优 $Q_{\mathrm{th}}/V_{\mathrm{opt}} = 1。9 \times 10^8(n/\lambda)^3$ 略优于另一种采用粒子群算法 [65]设计的 L3 纳米腔，其 $Q_{\mathrm{th}}/V = 1。7 \times 10^8(n/\lambda)^3$ ($Q_{\mathrm{th}} = 1。9 \times 10^8$ 和$V = 1。1(\lambda/n)^3$)。

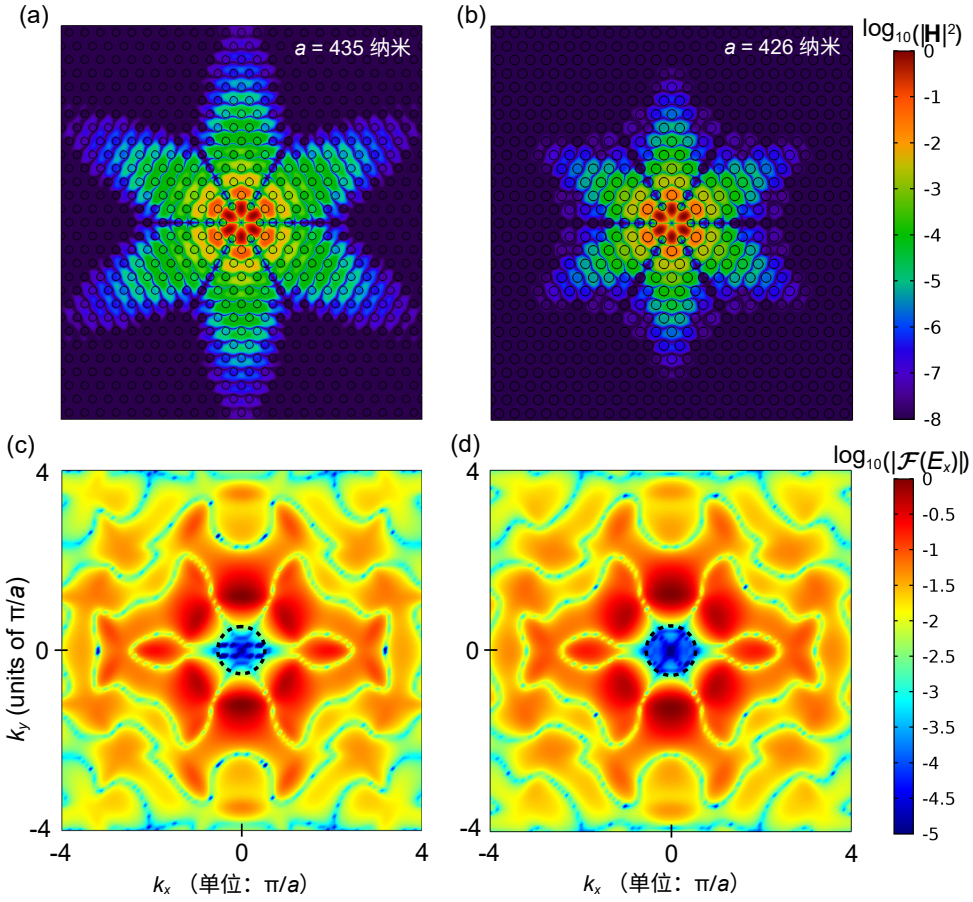


图3. (a) 基于先前研究 [33] 的六极纳米腔的磁场强度分布，采用对数刻度表示（$\log_{10}(|\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2)$），其中 a = 435 纳米，$Q_{\text{th}} = 2.0\times10^6$。(b) 同(a)，但对应于本研究设计的六极模式，其中 a = 435 纳米、s_1 = 89.5 纳米、R_1 = 102 纳米，且 $Q_{\text{th}} = 1.4\times10^8$；与(a)相比，其面内倏逝场的局域性更强。(c)、(d) 分别为与(a)、(b)对应的本征模电场 x 分量的傅里叶空间分布绝对值，采用对数刻度表示（$\log_{10}(|\mathcal{F}(E_x(\mathbf{r}))|)$）。(d) 中光线内的辐射分量显著减少，光线以黑色虚线标示。

总之，我们展示了通过手动搜索或蛮力搜索设计 H1 光子晶体纳米腔，以获得极高 Q 的六极模。通过聚焦于 R_0恒定的情形，得益于该模式的 C_6 对称性，我们找到了仅需三个主要优化参数（R_1、s_1、s_2）即可实现 $Q_{\text{th}} > 10^8$ 的一系列条件。引入具有 s_2 的光学势调制后，优化模式在面内和面外方向上的光限制均得到改善。第 4 节将对此进行定量考察。

3. 实验结果与数值分析

3.1. 样品制备与测量

我们制备了按设计构建的硅 H1 光子晶体纳米腔，用于实验演示。样品结构通过电子束（EB）光刻，制作在涂覆于绝缘体上硅（SOI）晶圆的正性电子束抗蚀剂上。随后通过电感耦合等离子体刻蚀，将掩模图形转移到硅薄膜上，其

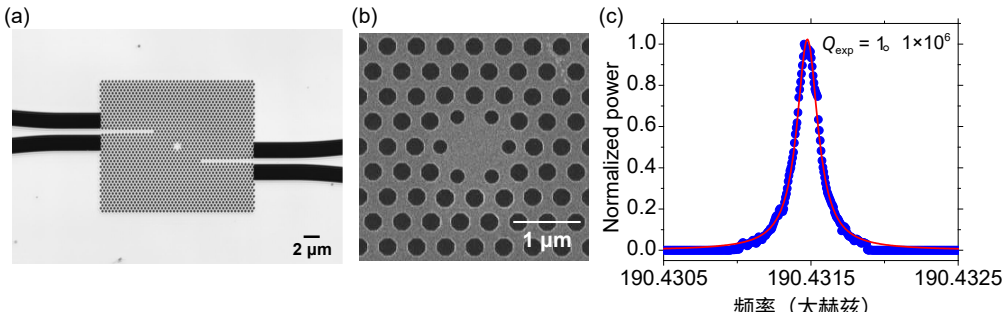


图 4. (a) 带有 $d = 5\sqrt{3}a$ 的样品的激光显微镜图像。输入和输出硅波导在样品芯片两侧加宽并延伸，并与透镜光纤耦合。(b) 带有 $a = 434$ 纳米的 H1 光子晶体纳米腔的扫描电子显微镜图像特写。小空气孔和大空气孔的典型半径估计分别为 $R_{1,\ s} \approx 106$。8 纳米和 $R_{0,\ s} \approx 133$。1 纳米。(c) 带有 $a = 434$ 纳米和 $s_1 = 99$。5 纳米的样品的透射光谱。红色的洛伦兹曲线与以蓝点表示的实验数据吻合，并表明该腔的已加载 Q_{exp} 为 1。1×10^6。

标称厚度为 250 纳米。通过使用缓冲氢氟酸进行湿法刻蚀，去除光子晶体下方的埋氧层，从而获得空气桥样品。完成上述器件工艺后，将晶圆切割，使每个样品芯片的尺寸为 5 mm × 15 mm。

图 4(a) 是光子晶体纳米腔样品的激光显微镜图像。H1 腔通过端面对接方式与两条 W1 光子晶体波导耦合（已加载），每条波导的宽度为 $W_0 = \sqrt{3}a$，其结构通过去除一排空气孔形成。腔与波导之间的空间间距 d 因样品而异，其中具有 $d = 5\sqrt{3}a$ 的样品表现出超高-Q 共振。每条 W1 波导在光子晶体两端各加宽 100 纳米，方法是将侧边的五对空气孔向外移动，每次递增 20 纳米。因此，它们与宽度为 W_0的空气悬置线波导实现了高效耦合。这些光通道进一步延伸，并连接到宽 8 μm、由 BOX 层支撑且通向芯片边缘的平板波导。

图 4(b) 展示了 H1 纳米腔的扫描电子显微镜近景图像。光刻胶掩模中最内层孔和次内层孔的典型半径估计分别为 $R_{1,\ m} \approx 102$。8 纳米和 $R_{0,\ m} \approx 130$。4 纳米，与图 2 中发现的 $Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 条件接近。不过，制备样品的孔半径在刻蚀工艺中略有增大，分别变为 $R_{1,\ s} \approx 106$。8 纳米和 $R_{0,\ s} \approx 133$。1 纳米。我们制备了晶格常数分别为 $a = 418$，422、426、430、434 纳米的五种不同光子晶体纳米腔芯片。评估时，我们重点研究了晶格常数为 $a = 434$ 纳米的芯片，因为它最能补偿设计与制备过程中孔半径的差异。

我们对每个样品芯片进行了透射测量：将芯片放置在金属载台上，并通过珀尔帖元件和 PID控制器将载台温度维持在 25°C。我们使用配有光纤夹持台的三轴纳米定位器，仔细对准锥形光纤，使其与芯片两端的平板波导耦合，从而形成测量通道。每个此类接口的典型耦合损耗约为 10 dB。我们将可调谐激光器发出的相干横电（TE）偏振光注入每个样品。输出信号由功率计检测，功率计与激光器的波长扫描同步。输入和输出信号中的横磁（TM）场分量由光纤偏振器滤除。整个系统均采用保偏光纤。

我们为每个 s_1 制备并测量了一对结构名义上相同的 H1 纳米腔样品；具体而言，最内侧孔洞的位移以 1 nm 为步长，从 89.5 nm 变化到 101.5 nm

。所有这 26 个样品均具有 $s_2 = 20.5$ nm 和 $d = 5\sqrt{3}a$。图4(c)绘出了一个 $s_1 = 99.5$ nm 的 H1 纳米腔的透射光谱。蓝色数据点表示的实验数据与通过最小二乘拟合得到的洛伦兹曲线（红色）相吻合。峰值频率（波长）为 190.4315 THz（1575.370 nm），最佳拟合曲线的线宽为 173.8 MHz。由此得到实验测得的已加载 Q 因子为 $Q_{\mathrm{exp}} = 1.1 \times 10^6$。在此，我们排除了使用离散数据点确定测得共振的 Q_{exp} 时可能存在的任意性。我们对输入功率进行了衰减，以避免热致线宽展宽和非线性。然而，在这种情况下，共振尾部附近的探测功率往往会略有降低，如 190.4319 THz 附近可见的功率下降所示。这是因为功率计的动态范围有限，最小可探测功率为 -80 分贝毫瓦。

我们完全可以确定该共振属于六极模，因为在我们的仿真中，其他腔模通常具有 $Q_{\mathrm{th}} < 20000$，且它们与超高-Q 峰之间的波长间隔为 30 纳米或更大。

3.2. H1 光子晶体纳米腔的测量波长和品质因数

图5(a)展示了六极模的测量共振波长 λ 与 s_1之间的关系。为展示 λ 与 Q_{exp}数据之间的对应关系，我们根据样品的位置将其分为两组，使集合 1 中的每个样品都比集合 2 中具有相同 s_1的对应样品更靠近芯片前缘。可以清楚地看出，λ 与 s_1呈正相关，这与图 2(a) 和 (c) 中的预测一致。对于每个 s_1，成对样品之间的 λ 变化很小，因此对全部数据进行线性回归所得的趋势与其平均趋势一致，结果如红线所示。回归线的斜率为 1.55 ± 0.032 纳米（λ）/纳米（s_1），决定系数为 $R^2 = 0.990$。

在此，我们将集合 1 和集合 2 之间共振波长的差定义为 $\Delta\lambda(s_1) = \lambda_1(s_1) - \lambda_2(s_1)$，其中 $\lambda_1(s_1)$ 和 $\lambda_2(s_1)$ 分别表示集合 1 和集合 2 中具有 s_1 的样品的波长。计算图5(a)中所有 s_1 对应的 $\Delta\lambda$，其标准差为 $\sigma_{\Delta\lambda} = 0.848$ 纳米。由于 $\lambda_1(s_1)$ 和 $\lambda_2(s_1)$ 理想情况下应具有相同的值，且其变化应源于制备过程中的众多独立随机过程，因此我们假设它们之间不存在协方差。因此，我们可以估算 λ 的偏差为 $\sigma_\lambda = [\sigma_{\Delta\lambda}^2/2]^{1/2} = 0.600$ 纳米。

这一结果表明，我们的纳米腔具有极高精度的孔位置。尽管所得的 σ_λ 对应于仅 s_1 发生 0.39 纳米的变化，但实际上还有其他主要因素会影响 σ_λ，例如孔半径、局部硅薄板厚度和表面粗糙度。此外，用于对光刻胶掩模进行图案化的电子束，其定位精度可达 0.05 纳米。因此，在实际样品中，孔位置的不理想变化（包括 s_1 和 s_2 中的变化）影响较小。

两组样品测得的已加载 Q 因子随s_1变化的曲线绘于图5(b)中。曲线在 $s_1 = 94.5$ 或 95.5 纳米附近呈现一个平缓的峰值；对于这些 s_1取值，Q_{exp} 明显大于 $s_1 = 89.5$ 和 101.5 纳米时的值。这里表现最佳的样品属于集合 2，其 $s_1 = 96.5$ 纳米，且 $Q_{\mathrm{exp}} = 1.2 \times 10^6$，估计线宽为 160.4 兆赫。其透射光谱显示在图5(b)的插图中。尽管共振的形状略微不对称，但仍可用洛伦兹函数拟合。

26 个样品中有 8 个具有 $Q_{\mathrm{exp}} > 10^6$。值得注意的是，其中包括 $s_1 = 90.5$ nm 和 99.5 nm 的样品，也就是说，它们偏离了峰值中心。这一趋势表明，从理论上看，这些光子晶体纳米腔的 Q 因子要大得多，但因制备缺陷而有所降低。集合 1 中那个 $Q_{\mathrm{exp}} = 3.0 \times 10^5$ 较低且为 $s_1 = 96.5$ nm 的离群样品，也反映了无序的影响。

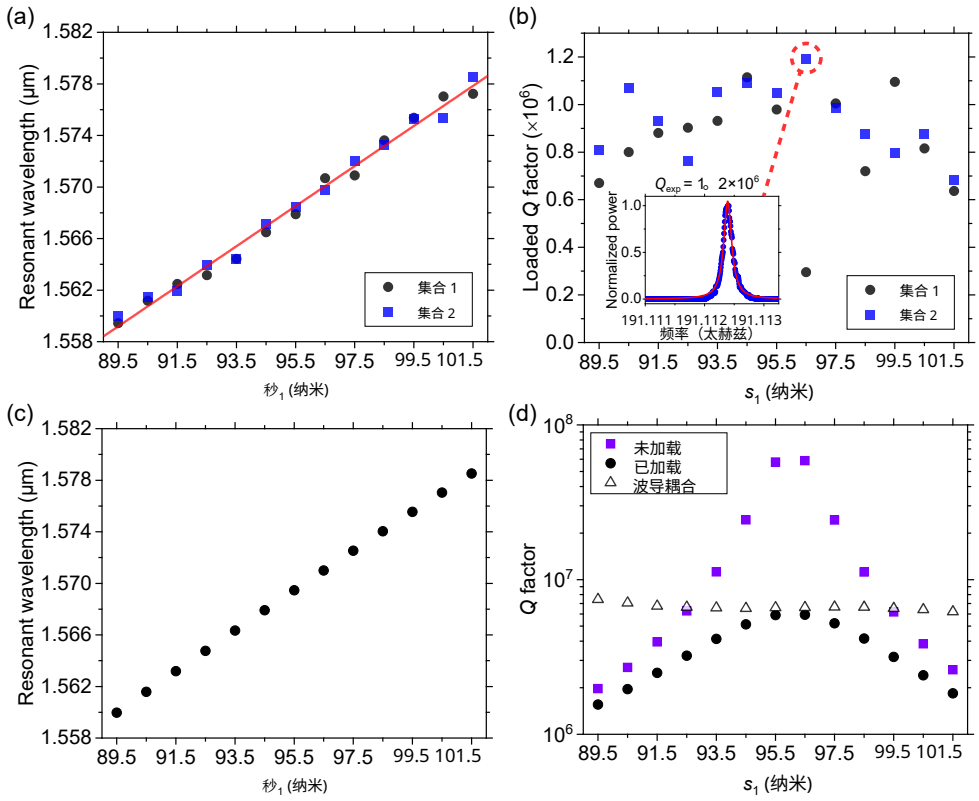


图5. (a) 两组名义上相同的 H1 光子晶体纳米腔样品中，测得的 λ 随 s_1 的变化；样品的 a = 434 纳米、 s_2 = 20.5 纳米和 $d = 5\sqrt{3}a$。样品分组依据其相对于芯片前缘的位置（集合 1 中的样品更靠近边缘）。红线为实验数据的线性回归。(b) 两组样品的已加载 Q 因子（Q_{exp}）随 s_1 的变化。插图为性能最佳样品的透射光谱，该样品的$Q_{\mathrm{exp}} = 1.2 \times 10^6$ 且 s_1 = 96.5 纳米。(c) 模拟的 λ（s_1），对应的参数为 a = 434 纳米、 t = 241 纳米、 R_1 = 106 纳米、 R_0 = 134 纳米和 s_2 = 20.5 纳米，与实验数据吻合良好。(d) 相同参数下模拟的 Q 因子，采用半对数刻度。方块表示未加载样品（Q_{th}）的结果，圆点表示已加载样品（$Q_{\mathrm{th,\ L}}$）的结果，其中包括两条使光辐射出去的 $d = 5\sqrt{3}a$ W1光子晶体波导。三角形表示由波导损耗导致的 Q 因子Q_{WG}。

3.3 实测样品的模拟

我们通过改变光子晶体薄板结构参数的取值进行仿真，这些取值围绕着根据扫描电子显微镜图像估算出的参数。图 5(c) 展示了当 a = 434 为 nm、 t = 241为 nm、 R_1 = 106 为 nm、 R_0 = 134 为 nm、 s_2 = 20.5 nm 时，理论 λ 随 s_1 的变化。理论值与实验数据吻合良好。尽管仿真结果略微向上凸起，但其平均斜率（1.55 nm（λ）/nm（s_1））与实验结果的斜率一致。需要强调的是，此处的 R_1和 R_0 与测得的$R_{1,\mathrm{s}}$ 和$R_{0,\mathrm{s}}$ 相符，误差在几纳米以内，这符合当前测量的预期。 t 的值小于硅薄膜的标称厚度 250 nm，这表明光子晶体薄板因刻蚀工艺而变薄，和/或仿真中 n_{Si} 的值略小于实际材料中的值。

此外，如图5(d)所示，相应的理论 Q 因子遵循实验中观察到的趋势

。该图比较了 Q_{th}，展示了带有和不带有两条 W1光子晶体波导的 H1光子晶体纳米腔；波导的 $d = 5\sqrt{3}a$ 延伸至仿真域的左右两侧，场会从那里散射出去。图中采用半对数刻度，横轴表示以 1 纳米为步长的变化。已加载的 Q 因子$Q_{\mathrm{th,\ L}}$以黑点表示，未加载的 Q_{th}以紫色方块表示。两条曲线都在 $s_1 = 96$。5处达到峰值，此时$Q_{\mathrm{th,\ L}} = 5$。9×10^6 且 $Q_{\mathrm{th}} = 5$。9×10^7。在此条件下，已加载六极模的理论模体积为 $V = 0$。$74(\lambda/n)^3$。因此，预计我们最佳的实验样品具有 $Q_{\mathrm{exp}}/V = 1$。$6\times10^6(n/\lambda)^3$。

$Q_{\mathrm{th,\ L}}$ 和 Q_{th} 之间的差异源于通过波导与环境的耦合。这种耦合的影响 Q_{WG}可由关系式 $1/Q_{\mathrm{th,\ L}} = 1/Q_{\mathrm{th}} + 1/Q_{\mathrm{WG}}$推导得出。所得数值以三角形标记绘于图5(d)中。它们随 s_1 呈现适度变化，这可能是由于波导的群速度色散所致；在 Q_{th}峰值附近约为 $Q_{\mathrm{WG}} = 6$。6×10^6。因此，最佳样品的本征（未加载） Q因子估计为 $Q_{\mathrm{i}} = [1/Q_{\mathrm{exp}} - 1/Q_{\mathrm{WG}}]^{-1} = 1$。$5\times10^6$。相应的 Q/V 为 $Q_{\mathrm{i}}/V = 2$。0×10^6（n/λ）^{3},，与表面硅未用氢钝化的光子晶体纳米腔 [28,56,57,68]相当。

3.4. 孔半径变化的影响

我们可以看到，Q_{exp} 仍低于$Q_{\mathrm{th,\ L}}$ 因此预计它还会受到 Q_{WG}之外其他减损因素的影响。一个简单但符合实际的额外损耗来源是空气孔 [55, 69]的半径和位置随机变化所引起的辐射散射。由于制备过程中的随机性，例如电子束曝光、光刻胶显影以及干法和湿法刻蚀，孔半径可能发生原子尺度量级的变化。另一方面，在我们的光刻工艺中，电子束曝光的束斑位置对准精确。因此，孔中心的位置主要受微小且具有随机性的刻蚀各向异性或孔形状畸变影响，其中一部分也会影响孔半径。

在此，我们仅对空气孔半径变化的样品进行仿真，以统计评估制备缺陷对 Q 因子的影响。结果估算出无序引起的散射损耗中占主导部分的损耗，记为 $1/Q_{\mathrm{scat}}$。我们采用能够再现测量样品 λ 的参数，并将 $s_1 = 96.5$ 纳米设为 $Q_{\mathrm{th}} = 5.9\times10^7$，且不考虑结构缺陷或光子晶体波导。移除了 y-z 平面的 PEC 边界条件，以便仿真明确包含所有空气孔。假设小孔和大孔的半径分别从均值为 R_1 和 R_0、标准差（SD）相同且为 σ_r的高斯分布中随机抽取。每次运行所得的 Q 因子记为$Q_{\mathrm{th,\ F}}$，并满足 $1/Q_{\mathrm{th,\ F}} = 1/Q_{\mathrm{th}} + 1/Q_{\mathrm{scat}}$。

图6(a)和(b)显示了 λ 和 $Q_{\mathrm{th,\ F}}$，对应于 $\sigma_r = 1$。0 纳米时的100种随机图案。两幅图中的数据点看起来都是随机散布的。共振波长的均值和标准差分别为（μ_λ，σ_λ）=(1.57084 μm, 1.052 nm)，而 Q 因子的均值和标准差分别为（μ_Q，σ_Q）=(2。3×10^6，1。07×10^6)。波长倾向于以 μ_λ为中心对称分布，而 Q 因子在某些样本点上特别高，表明它们具有不同的统计特性。

我们针对不同的 σ_r重复进行了随机模拟。（μ_λ，σ_λ) 对 σ_r 的依赖关系，以及（μ_Q，σ_Q）的依赖关系，分别绘于图6(c)和(d)中。每个σ_r 对应的平均波长大多收敛于 $\lambda = 1$。5710 μm，该值是在无无序情况下得到的。λ 的偏差随 σ_r成比例增大。半径 σ_r^2的方差通过空气孔的填充率与光子晶体薄板有效介电常数的方差直接相关。因此，σ_r 会影响有效折射率的偏差，并且与 σ_λ近似呈线性关系。其斜率估计为 $\sigma_\lambda/\sigma_r = 1$。11。

相比之下，μ_Q 和 σ_Q 均倾向于与 σ_r^2成反比。如参考文献 [70],所述，介电常数的局部变化会影响额外的散射率，进而影响损耗。通过

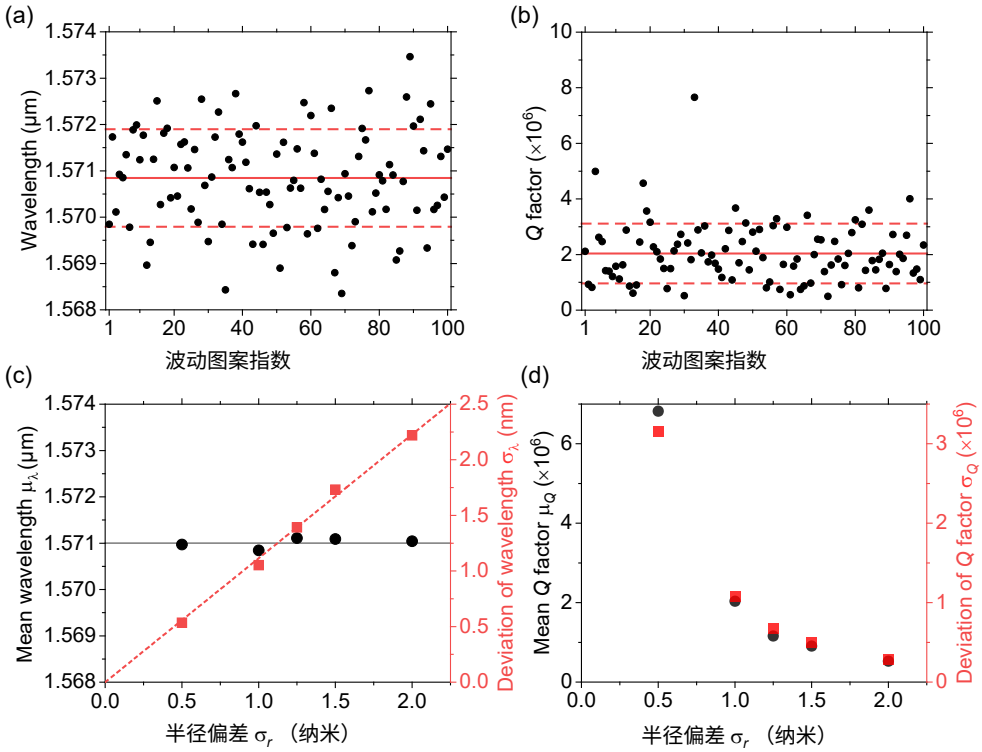


图6. (a) 对于 $\sigma_r = 1.0$ 纳米，具有 100 种不同孔半径随机图案的 H1 光子晶体纳米腔的模拟共振波长，以及 (b) 未加载 Q 因子。(c) 不同 σ_r下随机仿真的共振波长均值和标准差（μ_λ，σ_λ），以及 (d) Q 因子的均值和标准差（μ_Q，σ_Q）。$\mu_\lambda(\sigma_r)$ 收敛至黑线所示的无无序情况下的结果，而 $\sigma_\lambda(\sigma_r)$ 则线性增长，如红色回归线所示。μ_Q 和σ_Q 均与 σ_r^2成反比。散射损耗的近似统计特性由公式（2）和（3）给出。 R_0 和 R_1 的均值分别为 134 纳米和 106 纳米。其他参数与图5中所用参数相同。

从数据中用 $1/Q_{\text{th}}$减去 $1/Q_{\text{th}}$，F，可得 $1/Q_{\text{scat}}$ 的近似均值和标准差

$$\mu[1/Q_{\text{scat}}] = 6.3 \times 10^{-7}\sigma_r^2, \tag{2}$$

$$\sigma[1/Q_{\text{scat}}] = 3.3 \times 10^{-7}\sigma_r^2, \tag{3}$$

其中， σ_r 以纳米为单位测量。类似特性已在 mu lti-孔位置和空气孔半径存在变化的异质结构纳米腔 [55,69] .

如图5(a)的讨论中所述，实验数据表明 $\sigma_\lambda = 0。600$ 纳米。根据 σ_λ 与 σ_r之间的比例关系，该值对应于 $\sigma_r = 0。54$ 纳米。将 σ_r 的值代入公式（2）和（3），得到 $\mu[1/Q_{\text{scat}}] = 1。8 \times 10^{-7}$ 和$\sigma[1/Q_{\text{scat}}] = 9。6 \times 10^{-8}$，作为对测量样品散射损耗统计特性的估计。所得平均 Q_{scat} 为 $5。4 \times 10^6$。需要强调的是，我们并未因忽略孔位置的不准确性而低估 Q_{scat}。实验中的波长变化完全归因于 σ_r，因此在求得 Q_{scat}时已将其全部影响纳入考量。

由于平均 Q_{exp} 在 $\mu[Q_{\text{exp}}] \approx 10^6$ 最佳条件附近，因此该结果表明实验中存在额外损耗，平均 Q 因子为（$\mu[1/Q_{\text{exp}}] - \mu[1/Q_{\text{scat}}] -$

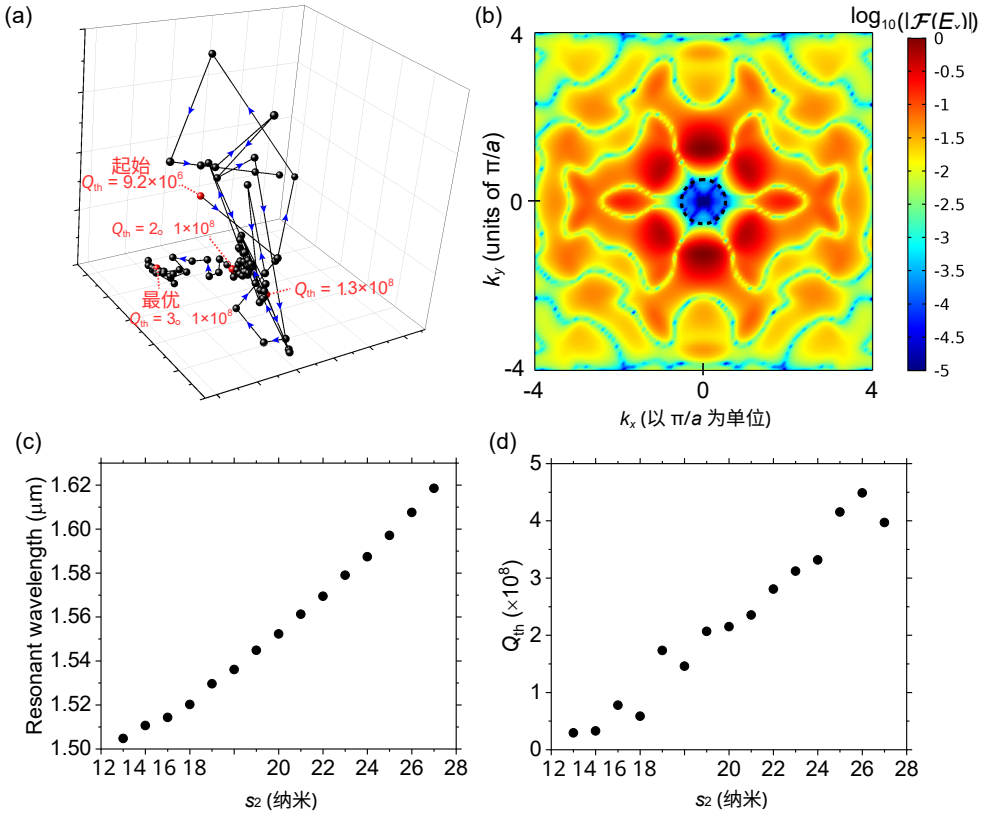


图7. (a) 在 Q_{th} 针对 $s_2 = 23$ 纳米进行的 Nelder-Mead 优化中，(R_0, R_1, s_1) 的演变。蓝色箭头表示参数变化方向。(b) 针对 $s_2 = 23$ 纳米优化后的六极模的 $\log_{10}(|\mathbf{F}(E_x(\mathbf{r}))|)$。与图3相比，位于光锥内的辐射分量有所减小。黑色虚线圆表示光线。(c) 不同 s_2 下优化后的 H1 光子晶体纳米腔的 λ 和 (d) Q_{th}。二者均倾向于与 s_2 正相关。对于 $s_2 = 26$ 纳米，我们为优化变量 (R_0, R_1, s_1) 获得了 $Q_{\text{th}} = 4.5 \times 10^8$，其取值为 (115.92 纳米, 90.258 纳米, 85.773 纳米)。其他固定参数为 $a = 426$ 纳米和 $t = 250$ 纳米。

$1/Q_{\text{WG}})^{-1} \approx 1。5 \times 10^6$。我们认为，部分损耗是由样品上残留的少量电子束抗蚀剂造成的。考虑到激光显微镜在扫描表面时会两次聚焦，预计芯片上会形成一层极薄的薄膜。这会在面外方向造成结构不对称性，进而引发额外的辐射损耗，牺牲层上制备的样品也存在类似情况。例如，图 4(b) 右上方可见抗蚀剂的不均匀性，这也可能是散射源。我们没有尝试去除芯片上的抗蚀剂层，因为这一过程不可避免地会使硅层变薄，从而改变共振特性对 s_1的依赖关系。未来的研究将进一步提升样品质量。

4. 自动优化

近期研究采用了各种自动优化算法，以获得光子晶体纳米腔中的高理论Q 因子 [54, 56, 62–65]。我们使用 COMSOL Multiphysics 的内置优化模块，发现 H1 光子晶体纳米腔的性能仍可进一步提升。这里，我们选择了 Nelder-Mead 方法 [71], , 该方法在参数空间中构建一个单纯形，并反复进行

更新，依据待优化函数 F 的取值进行反射、膨胀、收缩或缩减过程。该方案不使用任何梯度，也不假设函数具有任何近似形式。因此，无论 F的实际景观如何，该方法预计都能发挥作用。我们固定 s_2，并在每次优化运行中通过改变 R_0、 R_1 和 s_1 来获得最大 Q_{th}，即 $F = Q_{\mathrm{th}}$（R_0， R_1， s_1）。

图7(a)展示了 $s_2 = 23$ 纳米、 $a = 426$纳米和 $t = 250$ 纳米条件下优化过程中参数的演变。这里，初始点设为（R_0、 R_1、 s_1） =（128.3 纳米、99.5 纳米、89.4 纳米），其中 $Q_{\mathrm{th}} = 9。2 \times 10^6$。在操作的早期阶段，各变量在若干步中发生了显著变化。该状态经过一个满足 $Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 的条件，随后被限制在具有 $Q_{\mathrm{th}} < 2 \times 10^8$的次优点区域内。然而，一段时间后，算法找到了一个方向，使 Q_{th} 得到改善并超过 2×10^8。最终，它稳定在（R_0、 R_1、 s_1） ≈（125.18 纳米、97.421 纳米、89.024 纳米），呈现出最优目标函数值 $Q_{\mathrm{th}} = 3。1 \times 10^8$。该最优模式下 E_x 的归一化绝对傅里叶振幅以对数刻度显示于图7(b)中。与图3(d)相比，光锥中相对振幅低于 10^{-5}的区域沿 k_x 方向扩展了两倍。这一特征证实，该H1 光子晶体纳米腔的光限制强于第2节所示的手动设计结构。

我们针对不同的 s_2重复了优化程序；这是图3(a)和(c)所考察的先前设计中没有包含的额外因子。为了定量了解 s_2的影响，我们在图7(c)和(d)中绘出了优化后光子晶体纳米腔的 λ 和 Q_{th} 的依赖关系。随着 s_2 增大，共振波长单调红移。因此，较大的 s_2 会带来更高的最佳 Q 因子。我们发现，对于 $s_2 = 26$ 纳米， $Q_{\mathrm{th}} = 4。5 \times 10^8$，这一数值是先前报道 [33, 54]的百倍以上。值得注意的是，优化后的模式体积也很小，仅为 $V_{\mathrm{opt}} = 0。71(\lambda/n)^3$, ，因此其 Q/V 高达 $Q_{\mathrm{th}}/V_{\mathrm{opt}} = 6。3 \times 10^8(n/\lambda)^3$。这一结果证实了如第2节所述，由 s_2 引入的光学势渐变对 Q_{th}有着显著贡献。

最优结构参数会随 s_2而有很大变化。对于 s_2 = 13纳米和 26 纳米，我们分别得到（R_0、 R_1、 s_1） ≈（144.23 纳米，111.61 纳米，86.020 纳米）和（115.92 纳米，90.258 纳米，85.773 纳米）。 R_0 和 R_1 往往与 s_2 和 λ呈负相关，而 s_1则随 s_2变化，在 82 纳米到 92 纳米之间轻微振荡。采用更多参数（如（R_0、 R_1、 s_1、 s_2、 a））进行优化，可能会得到更好的 Q_{th}。然而，这样一来，参数空间会更大，且包含更多 Q_{th}的局部极小值。因此，无论从收敛性还是找到良好解的概率来看，计算都会困难得多。我们不在本研究的讨论范围内考虑这一问题。

5. 讨论

光子晶体纳米腔的实验 Q 因素通常会受到多种缺陷的限制。讨论这些缺陷的影响，有助于我们预测实际光子晶体纳米腔器件中 Q_{exp} 能够达到多高。

导致 Q 因子降低的一个主要原因是结构缺陷。在我们的结果中， λ 和 $1/Q_{\mathrm{th,F}}$ 的变化被归因于孔半径的变化，所得结果为 $\sigma_r = 0.54$ nm 和$\mu[1/Q_{\mathrm{scat}}] = 1.8 \times 10^{-7}$。Asano 等人关于多异质结构光子晶体纳米腔的开创性报告 [72], ，其中包括一个具有 $Q_{\mathrm{exp}} = 1.1 \times 10^7$的样品，认为空气孔的位置和半径存在相同的偏差。他们估算其 σ_{hole} 为 0.25 nm，对应的 $\mu[1/Q_{\mathrm{scat}}]$ 为 4.7×10^{-8}，适用于其光子晶体纳米腔样品。硅单原子层厚约 0.135 nm，而空气孔在径向上有两个侧壁。因此， $\sigma_{\mathrm{hole}} = 0.25$ nm 似乎表明，刻蚀工艺造成的不确定性仅相当于每个硅表面上是否去除一个原子层，其中也包括由此产生的孔位移。方程（2）以及参考文献 [72] 中 $\mu[1/Q_{\mathrm{scat}}]$ 对 σ_{hole} 的依赖关系均为二次方程，且系数相近。即使这两种光子晶体纳米腔的 σ_r 和 σ_{hole} 都能降至单原子层的水平（= 0.135 nm），仍会存在约 $\mu[1/Q_{\mathrm{scat}}] \approx 10^{-8}$ 的无量纲损耗。这表明，光子晶体纳米腔难以实现 $\mu[Q_{\mathrm{scat}}] > 10^8$。

另一个限制因素是硅表面氧化层的形成。每个 Si/SiO$_x$界面都存在几种表面态，其态的谱密度位于硅的带隙内 [73]。这些表面态在电信波长处（≈ 0.8 eV）会产生光吸收 [74]，并且已知会显著增加硅光子器件中的损耗。这种不利影响可通过氢氟酸刻蚀，以氢钝化硅表面来避免 [75, 76]。然而，硅氢终止并不稳定，因此表面会在环境条件下发生自然氧化。因此，为实现 $Q_{\mathrm{exp}} > 10^7$ [72]，似乎需要结合这一工艺，并随后在惰性气体吹扫腔室中测量样品。对于带有氧化层的异质结构光子晶体纳米腔 [77], ，根据吸收估算得到的吸收损耗倒数（$1/Q_{\mathrm{abs}}$）约为 $1/(7 \times 10^6) = 1.43 \times 10^{-7}$，其中很大一部分似乎源自表面态。尽管附着在样品表面的水分子也会导致吸收损耗，但其影响似乎小一个数量级。反复形成和去除 SiO$_x$ 层也能降低表面粗糙度，从而抑制额外的散射损耗 [78, 79]。对硅底面进行此类处理，也可能有助于去除掺杂剂污染；这些污染物可能聚集在硅与埋氧层之间的界面附近 [72, 80]。

总的来说，空气中的实际光子晶体纳米腔所能达到的 Q_{exp} 似乎低于 10^7；采用氢钝化后， Q_{exp} 可能达到 10^7量级。由于光子晶体纳米腔的 Q/V 系数可能很高，因此还应指出，它们也会受到热噪声引起的折射率波动影响，进而导致线宽展宽 [81]。尽管环境温度对光子晶体纳米腔的影响不大，但当它们吸收注入光时，热噪声可能会成为问题。我们的实验显示，当测得的透射功率超过 1 nW 时，出现了线宽展宽的迹象。由于这一现象是基于热光非线性的双稳态透射的前兆，因此可将其归因于热。此前的一篇报告中也观察到了类似结果 [34]。 Q_{exp} 高于我们的光子晶体纳米腔可能需要更低的探测光功率来避免这一现象。在这种情况下，采用脉冲激发进行时间分辨（“衰荡”）测量可能会有所帮助 [82]。

6. 结论

我们六极子 H1 光子晶体纳米腔的理论和实验 Q 因子分别为 $Q_{\mathrm{th}} > 10^8$ 和$Q_{\mathrm{exp}} > 10^6$。得益于六极模的 C_6 对称性，我们的设计只需优化四个结构调制参数。在（s_1, R_1）和（s_1, s_2）参数空间中，均找到了 $Q_{\mathrm{th}} \gtrsim 10^8$ 的有效条件范围。此类模式的场分布表明，与未采用 s_2的先前设计相比，其面内和面外方向的光限制都更强。在实验验证中，硅 H1 光子晶体纳米腔样品随着最内侧孔洞的径向位移 s_1 以 1 纳米为步长变化，其共振波长呈现系统性变化。其最大已加载 Q 因子为 $Q_{\mathrm{exp}} = 1.2 \times 10^6$，相应腔的本征 Q 因子为 $Q_{\mathrm{i}} = 1.5 \times 10^6$。针对第二内侧孔洞的不同径向位移 s_2 ，采用（R_0, R_1, s_1）重复进行自动优化，最终得到 $Q_{\mathrm{th}} = 4.5 \times 10^8$，较先前研究提升了百倍以上。我们还讨论了现实中导致 Q_{exp} 退化的若干主要因素，并估算了实际可获得的 Q_{exp}量级。本研究凸显了模式对称性在提升纳米腔性能方面的作用，也展现了 H1 光子晶体纳米腔在多种应用中的潜力，例如功能光子器件、量子信息处理，以及用于研究非厄米与拓扑光子学及其他新兴课题的大规模一维和二维谐振器晶格。

资助。日本学术振兴会科学研究费助成事业资助编号 JP20H05641。

致谢。 感谢 Toshiaki Tamamura、Junichi Asaoka、Osamu Moriwaki、Toshifumi Watanabe 和 Mizuki Ikeya 对样品制备的支持。我们也感谢 Hideaki Taniyama 对互补有限差分时域仿真的支持，以及 Shota Kita 富有成效的讨论。

利益披露。 作者声明不存在任何利益冲突。

数据可用性。本文所呈现结果的相关数据目前尚未公开，但 is 可在提出合理请求后向作者索取。

参考文献

1. J. D. Joannopoulos、S. G. Johnson、J. N. Winn 和 R. D. Meade，《光子晶体：塑造光的流动》（普林斯顿大学出版社，普林斯顿，2008），第2版。2. O. Painter、R. K. Lee、A. Scherer、A. Yariv、J. D. O’Brien、P. D. Dapkus 和 I. Kim，“二维光子带隙缺陷模激光器”，《科学》**284**，1819–1821（1999）。3. K. Srinivasan 和 O. Painter，“高 Q 光子晶体光学腔的动量空间设计”，《光学快报》**10**，670 684 2002–（）。4. Y. Akahane、T. Asano、B.-S. Song 和 S. Noda，“二维光子晶体中的高 Q 光子纳米腔”，《自然》**425**，944–947（2003）。5. M. Notomi、A. Shinya、S. Mitsugi、E. Kuramochi 和 H.-Y. Ryu，“光子晶体薄板中的波导、谐振器及其耦合元件”，《光学快报》**12**，1551–1561（2004）。6. T. Yoshie、A. Scherer、J. Hendrickson、G. Khitrova、H. M. Gibbs、G. Rupper、C. Ell、O. B. Shchekin 和 D. G. Deppe，“光子晶体纳米腔中单个量子点的真空拉比分裂”，《自然》**432**，200–203（2004）。7. B.-S. Song、S. Noda、T. Asano 和 Y. Akahane，“超高 Q 光子双异质结构纳米腔”，《自然·材料》**4**，207–210（2005）。8. D. Englund、I. Fushman 和 J. Vuckovic，“光子晶体腔设计通用方案”，《光学快报》**13**，5961 5975 2005–（）。9. E. Kuramochi、M. Notomi、S. Mitsugi、A. Shinya、T. Tanabe 和 T. Watanabe，“通过线缺陷局部宽度调制实现的超高 Q 光子晶体纳米腔”，《应用物理快报》**88**，041112（2006）。10. Y. Takahashi、H. Hagino、Y. Tanaka、B.-S. Song、T. Asano 和 S. Noda，“光子寿命为 2 ns 的高 Q 纳米腔”，《光学快报》**15**，17206–17213（2007）。11. E. Kuramochi、H. Taniyama、T. Tanabe、A. Shinya 和 M. Notomi，“极薄势垒中的超高 Q 二维光子晶体薄板纳米腔”，《应用物理快报》**93**，111112（2008）。12. M. Notomi、E. Kuramochi 和 H. Taniyama，“具有 1**16**、11095 11102 2008 D 光子带隙的超高 Q 纳米腔”，《光学快报》–（）。13. S. Matsuo、A. Shinya、T. Kakitsuka、K. Nozaki、T. Segawa、T. Sato、Y. Kawaguchi 和 M. Notomi，“高速超紧凑埋入式异质结构光子晶体激光器：每比特传输能耗为 13 fJ”，《自然·光子学》**4**，648–654（2010）。14. K. Takeda、T. Sato、A. Shinya、K. Nozaki、W. Kobayashi、H. Taniyama、M. Notomi、K. Hasebe、T. Kakitsuka 和 S. Matsuo，“采用直接调制波长尺度嵌入式有源区光子晶体激光器实现每比特数飞焦耳的数据传输”，《自然·光子学》**7**，569–575（2013）。15. A. Shakoor、K. Nozaki、E. Kuramochi、K. Nishiguchi、A. Shinya 和 M. Notomi，“低开关电压和低能耗工作的紧凑型一维硅光子晶体电光调制器”，《光学快报》**22**，28623–28634（2014）。16. M. Notomi、A. Shinya、S. Mitsugi、G. Kira、E. Kuramochi 和 T. Tanabe，“硅高品质因子光子晶体纳米腔的光学双稳态开关作用”，《光学快报》**13**，2678–2687（2005）。17. N. Matsuda、T. Kato、K. ichi Harada、H. Takesue、E. Kuramochi、H. Taniyama 和 M. Notomi，“硅光子晶体耦合谐振腔光波导中慢光增强的光学非线性”，《光学快报》**19**，19861–19874（2011）。18. Y. Takahashi、Y. Inui、M. Chihara、T. Asano、R. Tera waki 和 S. Noda，“阈值为微瓦级的微米尺度拉曼硅激光器”，《自然》**498**，470–474（2013）。19. D. Englund、D. Fattal、E. Waks、G. Solomon、B. Zhang、T. Nakaoka、Y. Arakawa、Y. Yamamoto 和 J. Vučković，“调控二维光子晶体中单个量子点的自发辐射率”，《物理评论快报》**95**，013904（2005）。20. M. Nomura、N. Kumagai、S. Iwamoto、Y. Ota 和 Y. Arakawa，“强耦合单量子点-纳米腔系统中的激光振荡”，《自然·物理》**6**，279–283（2010）。21. F. Liu、A. J. Brash、J. O’Hara、L. M. P. P. Martins、C. L. Phillips、R. J. Coles、B. Royall、E. Clarke、C. Bentham、N. Prtljaga、I. E. Itskevich、L. R. Wilson、M. S. Skolnick 和 A. M. Fox，“基于高珀塞尔因子产生片上不可区分单光子”，《自然·纳米技术》**13**，835–840（2018）。22. A. Yariv、Y. Xu、R. K. Lee 和 A. Scherer，“耦合谐振腔光波导：方案与分析”，《光学快报》**24**，711–713（1999）。23. M. Notomi、E. Kuramochi 和 T. Tanabe，“超高 Q 耦合纳米腔的大规模阵列”，《自然·光子学》**2**，741–747（2008）。24. E. Kuramochi、N. Matsuda、K. Nozaki、A. H. K. Park、H. Takesue 和 M. Notomi，“在一千个倾斜耦合 L3 光子晶体纳米腔中实现宽带慢速短脉冲传播”，《光学快报》**26**，9552–9564（2018）。25. T. Tanabe、M. Notomi、S. Mitsugi、A. Shinya 和 E. Kuramochi，“利用光子晶体纳米腔在硅芯片上实现全光开关”，《应用物理快报》**87**，151112（2005）。

26. K. Nozaki、T. Tanabe、A. Shinya、S. Matsuo、T. Sato、H. Taniyama 和 M. Notomi，“利用光子晶体纳米腔实现亚飞焦耳全光开关”，《自然·光子学》**4**，477–483（2010）。27. K. Nozaki、A. Shinya、S. Matsuo、T. Sato、E. Kuramochi 和 M. Notomi，“基于耦合光子晶体纳米腔中法诺共振的超低能耗、高对比度全光开关”，《光学快报》**21**，11877 11888 2013–（）。28. T. Tanabe、M. Notomi、E. Kuramochi、A. Shinya 和 H. Taniyama，“在超小型高 Q 光子晶体纳米腔中俘获并延迟光子一纳秒”，《自然·光子学》**1**，49–52（2006）。29. K. Nozaki、A. Shinya、S. Matsuo、Y. Suzaki、T. Segawa、T. Sato、Y. Kawaguchi、R. Takahashi 和 M. Notomi，“基于纳米腔的超低功耗全光随机存取存储器”，《自然·光子学》**6**，248–252（2012）。30. E. Kuramochi、K. Nozaki、A. Shinya、K. Takeda、T. Sato、S. Matsuo、H. Taniyama、H. Sumikura 和 M. Notomi，“在光子晶体芯片上大规模集成波长寻址全光存储器”，《自然·光子学》**8**，474–481（2014）。31. K. Nozaki、S. Matsuo、T. Fujii、K. Takeda、A. Shinya、E. Kuramochi 和 M. Notomi，“飞法级光电集成实现节能信号转换和非线性功能”，《自然·光子学》**13**，454–459（2019）。32. H.-Y. Ryu、M. Notomi 和 Y.-H. Lee，“光子晶体薄板纳米腔中的高品质因数、小模体积六极模”，《应用物理快报》**83**，4294–4296（2003）。33. G.-H. Kim、Y.-H. Lee、A. Shinya 和 M. Notomi，“小型低损耗六极模与光子晶体薄板波导模的耦合”，《光学快报》**12**，6624–6631（2004）。34. T. Tanabe、A. Shinya、E. Kuramochi、S. Kondo、H. Taniyama 和 M. Notomi，“利用六极模实现超高品质因数的单点缺陷光子晶体纳米腔”，《应用物理快报》**91**，021110（2007）。35. H. Takagi、Y. Ota、N. Kumagai、S. Ishida、S. Iwamoto 和 Y. Arakawa，“高效垂直发射的高 Q H1光子晶体纳米腔”，《光学快报》**20**，28292–28300（2012）。36. K. Sakoda，《光子晶体的光学性质》，施普林格光学科学丛书（Springer-Verlag，柏林、海德堡，2005），第2版。37. H. Altug 和 J. Vučković，“二维耦合光子晶体谐振器阵列”，《应用物理快报》**84**，161 163 2004–（）。38. K. Takata 和 M. Notomi，“基于埋入式异质结构纳米腔的 PT对称耦合谐振器波导”，《物理评论应用》**7**，054023（2017）。39. K. Takata 和 M. Notomi，“完全由增益与损耗诱导的光子拓扑绝缘相”，《物理评论快报》**121**，213902（2018）。40. C. Han、M. Lee、S. Callard、C. Seassal 和 H. Jeon，“光子晶体 L3 纳米腔二聚体阵列中的拓扑边缘态激光”，《光：科学与应用》**8**，40（2019）。41. R. Duggan、S. A. Mann 和 A. Alù，“由均匀光泵浦驱动的非互易光子拓扑序”，《物理评论B辑》**102**，100303（2020）。42. K. Takata、K. Nozaki、E. Kuramochi、S. Matsuo、K. Takeda、T. Fujii、S. Kita、A. Shinya 和 M. Notomi，“在电泵浦光子晶体耦合纳米腔激光器中观测辐射的例外点简并”，《光学》**8**，184–192（2021）。43. C. F. Fong、Y. Ota、Y. Arakawa、S. Iwamoto 和 Y. K. Kato，“对称性破缺 H1光子晶体腔中例外点附近的手性模”，《物理评论研究》**3**，043096（2021）。44. K. Takata、N. Roberts、A. Shinya 和 M. Notomi，“非厄米耦合模理论中的虚耦合：对光学谐振器例外点的影响”，《物理评论A辑》**105**，013523（2022）。45. F. Hentinger、M. Hedir、B. Garbin、M. Marconi、L. Ge、F. Raineri、J. A. Levenson 和 A. M. Yacomotti，“直接观测非厄米光学纳米腔阵列中的零模”，《光子学研究》**10**，574–586（2022）。46. Ş. K. Özdemir、S. Rotter、F. Nori 和 L. Yang，“光子学中的宇称-时间对称性与例外点”，《自然·材料》**18**，783–798（2019）。47. Y. Ota、K. Takata、T. Ozawa、A. Amo、Z. Jia、B. Kante、M. Notomi、Y. Arakawa 和 S. Iwamoto，“主动拓扑光子学”，《纳米光子学》**9**，547–567（2020）。48. A. Szameit、M. C. Rechtsman、O. Bahat-Treidel 和 M. Segev，“蜂窝光子晶格中的 P T 对称性”，《物理评论A辑》**84**，021806（2011）。49. M. Kremer、T. Biesenthal、L. J. Maczewsky、M. Heinrich、R. Thomale 和 A. Szameit，“二维 P T 对称晶体的演示”，《自然·通讯》**10**，435（2019）。50. L.-H. Wu 和 X. Hu，“利用介电材料实现拓扑光子晶体的方案”，《物理评论快报》**114**，223901（2015）。51. J. Noh、W. A. Benalcazar、S. Huang、M. J. Collins、K. P. Chen、T. L. Hughes 和 M. C. Rechtsman，“光子中隙缺陷模的拓扑保护”，《自然·光子学》**12**，408–415（2018）。52. M. Li、D. Zhirihin、M. Gorlach、X. Ni、D. Filonov、A. Slobozhanyuk、A. Alù 和 A. B. Khanikaev，“具有长程相互作用的光子学 kagome 晶体中的高阶拓扑态”，《自然·光子学》**14**，89–94（2020）。53. A. B. Khanikaev 和 G. Shvets，“二维拓扑光子学”，《自然·光子学》**11**，763–773（2017）。54. M. Minkov 和 V. Savona，“光子晶体薄板腔的自动优化”，《科学报告》**4**，5124（2014）。55. Y. Taguchi、Y. Takahashi、Y. Sato、T. Asano 和 S. Noda，“平均 Q 因子达三百万的光子异质结构纳米腔统计研究”，《光学快报》**19**，11916–11921（2011）。56. Y. Lai、S. Pirotta、G. Urbinati、D. Gerace、M. Minkov、V. Savona、A. Badolato 和 M. Galli，“基因设计的

测得品质因数超过一百万的 L3光子晶体纳米腔”，《应用物理快报》104, 241101 (2014). 57. A. Simbula, M. Schatzl, L. Zagaglia, F. Alpeggiani, L. C. Andreani, F. Schäffler, T. Fromherz, M.Galli, and D.Gerace, “通过有效的 Aubry-André-Harper双色势实现高 Q/V 光子晶体腔”，APL Photonics 2, 056102 (2017). 58. R. Benevides, F. G. S. Santos, G. O. Luiz, G. S. Wiederhecker, and T. P. M. Alegre, “在 CMOS 代工厂制备的超高 Q 光力晶体腔 ”，《科学报告》 7, 2491 (2017). 59. K. Ashida, M. Okano, T. Yasuda, M. Ohtsuka, M. Seki, N. Yokoyama, K. Koshino, K. Yamada, and Y. Takahashi, “采用兼容 CMOS工艺在 300 毫米宽的绝缘体上硅晶圆上制备的平均 Q因子为 190 万的光子晶体纳米腔”，J. Light. Technol. 36, 4774–4782 (2018). 60. “COMSOL Multiphysics®”，https://www.comsol.com/。61. S. G. Johnson, S. Fan, A. Mekis, and J. D. Joannopoulos, “在不存在完整光子带隙时实现高 Q 腔的多极抵消机制”，《应用物理快报》78, 3388–3390 (2001). 62. M. Minkov, V. Savona, and D. Gerace, “同时针对超高 Q/V 和垂直辐射耦合进行优化的光子晶体板腔”，《应用物理快报》111, 131104 (2017). 63. T. Asano and S. Noda, “基于深度学习的光子晶体纳米腔优化”，《光学快报》26, 32704 32717 2018– ( )。64. T. Shibata, T. Asano, and S. Noda, “采用迭代机器学习方法设计的 L3 纳米腔的制备与表征”，APL Photonics 6, 036113 (2021). 65. J. P. Vasco and V. Savona, “具有 4300 万品质因数的封装式 Si/SiO_2 L3 腔的全局优化”，《科学报告》11, 10121 (2021). 66. Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, “Q 因子为 $\sim 10^9$ 的光子晶体纳米腔设计”，J. Light. Technol. 26, 1532–1539 (2008). 67. T. Nakamura, Y. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, “通过可视化泄漏分量提高光子晶体纳米腔的品质因数”，《光学快报》24, 9541–9549 (2016). 68. U. P. Dharanipathy, M. Minkov, M. Tonin, V. Savona, and R. Houdré, “用于增强光学非线性的高 q 硅光子晶体腔”，《应用物理快报》105, 101101 (2014). 69. H. Hagino, Y. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, “空气孔半径和位置的波动对光子晶体异质结构纳米腔光学特性的影响”，《物理评论 B》79, 085112 (2009). 70. S. Hughes, L. Ramunno, J. F. Young, and J. E. Sipe, “光子晶体波导中的外在光散射损耗：制造无序和光子群速度的作用”，《物理评论快报》94, 033903 (2005). 71. J. A. Nelder and R. Mead, “函数最小化的单纯形法”，The Comput. J. 7, 308–313 (1965). 72. T. Asano, Y. Ochi, Y. Takahashi, K. Kishimoto, and S. Noda, “Q因子超过一千一百万的光子晶体纳米腔”，《光学快报》25, 1769–1777 (2017). 73. Y. Yamashita, K. Namba, Y. Nakato, Y. Nishioka, and H. Kobayashi, “超薄氧化硅界面态的光谱观测”，J. Appl. Phys. 79, 7051–7057 (1996). 74. M. Borselli, T. J. Johnson, and O. Painter, “测量表面化学在硅微光子学中的作用”，《应用物理快报》88, 131114 (2006). 75. E. Yablonovitch, D. L. Allara, C. C. Chang, T. Gmitter, and T. B. Bright, “硅和锗表面异常低的表面复合速度”，《物理评论快报》57, 249–252 (1986). 76. T. Takahagi, I. Nagai, A. Ishitani, H. Kuroda, and Y. Nagasawa, “采用紫外清洗和氢氟酸刻蚀形成氢钝化硅单晶表面”，J. Appl. Phys. 64, 3516–3521 (1988). 77. H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, and S. Noda, “Q因子为 900 万的光子晶体纳米腔”，《光学快报》22, 916–924 (2014). 78. K. K. Lee, D. R. Lim, L. C. Kimerling, J. Shin, and F. Cerrina, “通过降低粗糙度制备超低损耗 Si/SiO_2 波导”，《光学快报》26, 1888–1890 (2001). 79. D. K. Sparacin, S. J. Spector, and L. C. Kimerling, “通过湿法化学氧化平滑硅波导侧壁”，J. Light. Technol. 23, 2455 (2005). 80. L. Ling, Z. J. Radzimski, T. Abe, and F. Shimura, “键合界面对键合绝缘体上硅晶圆电学性质的影响”，J. Appl. Phys. 72, 3610–3616 (1992). 81. C. Panuski, D. Englund, and R. Hamerly, “光学微腔的基本热噪声极限”，Phys. Rev. X 10, 041046 (2020). 82. T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, and H. Taniyama, “利用超高 Q 光子晶体纳米腔实现长脉冲延迟和低群速度”，《光学快报》15, 7826–7839 (2007).