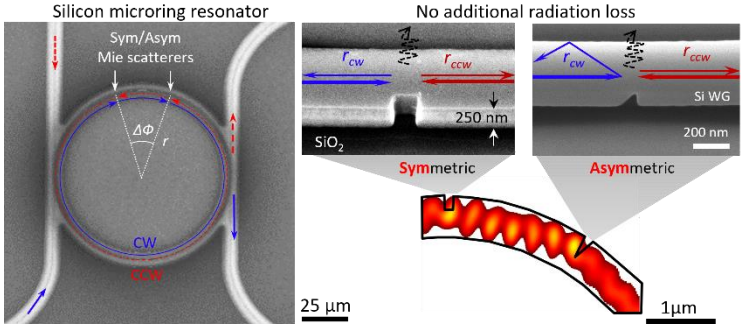
低损耗米氏散射体硅微环中的手性例外点与相干抑制背向散射

Hwaseob Lee[1], Ali Kecebas[2], Feifan Wang[1], Lorry Chang[1], Sahin K. Özdemir[2], [3*], Tingyi Gu[1*1] 特拉华大学电气与计算机工程系，美国特拉华州纽瓦克市，19716[2] 宾夕法尼亚州立大学工程科学与力学系，美国宾夕法尼亚州大学公园市，PA 16802[3] 宾夕法尼亚州立大学材料研究所，美国宾夕法尼亚州大学公园市，PA 16802* 电子邮箱：tingyigu@udel.edu，sko9@psu.edu

摘要：具有谱简并（即例外点（EP））的非厄米系统已被用于激光发射、光传输控制和传感器响应增强。通过调控频率简并的顺时针和逆时针传播模式之间的耦合，可使环形谐振器达到例外点。通常，这需要在谐振器的模式体积内引入两个或更多纳米尖端。虽然这种方法为研究例外点物理提供了途径，但人们尚未充分理解纳米尖端的形状和尺寸对称性如何影响系统的非厄米性，而且还会产生额外的面内和面外散射损耗。谐振稳定性有限，这给利用例外点效应实现开关或调制器带来了挑战，因为这类应用需要稳定的腔体谐振和固定的激光器与腔体失谐。在此，我们采用光刻定义的非对称和对称米氏散射体，实现亚波长尺度的波传输和反射控制，且不会将光偏转至额外的辐射通道。我们展示了这些预先定义的米氏散射体无需后调谐即可使系统达到例外点，并能在谐振器内实现手性光传输。与直觉相反，米氏散射体通过相干抑制波导表面粗糙度引起的背向散射，提高了在透射端口测得的品质因数。所提出的器件平台能够实现预先定义的手性光传播和无背向散射谐振，这些特性是实现……所必需的

适用于频率梳、孤子、传感，以及光子阻塞和再生振荡器等其他非线性光学过程。



关键词：非厄米性、例外点、米氏散射体、微环谐振器、硅光子学。

引言

过去十年间，非厄米性所带来的丰富物理内涵与工具箱，尤其是被称为例外点（EP）的非厄米谱简并现象的出现，为新颖功能与过程的发展带来了令人振奋的进展 [1-6]。在例外点处，系统的特征值及其对应的特征向量会合并；这与厄米系统中的简并截然不同。厄米系统中的简并通常称为狄拉克点（DP），即使特征值合并，特征向量仍彼此正交。例外点普遍存在于所有开放物理系统（即非厄米系统）中，并会显著影响其行为，从而产生许多违反直觉的现象，例如损耗诱导的激光抑制与复现 [7-8], 、单模激光[9], 、定向与模式选择性激光 [10-11], 、增强的对扰动的响应 [11-14],、单向隐身 [15], 、拓扑调控 [16-17], 以及手性完美吸收 [18], ， 仅举数例。

通过精心设计物理系统中损耗和/或增益的空间与光谱分布，以及系统各组成部分之间的耦合，可以使物理系统达到例外点。非厄米性及其相关物理涵盖所有彼此之间或与环境交换能量、信息和质量的物理系统。在耦合光波导和谐振器中，有两种常用方法可使光学系统达到例外点：调节具有平衡光学增益和损耗的耦合单元之间的耦合强度（即宇称-时间对称系统）[6] ，以及调节耦合强度固定的耦合单元之间的损耗不平衡[7-8] 。另一种近来备受关注的方法，是控制物理系统各模式之间的耦合，例如微环谐振器（MRR）或环形激光器中的频率简并顺时针（CW）和逆时针（CCW）模式[19]。这可以通过纳米尖端扰动[11, 15, 19], 、太极谐振器（即带有 S 形凹槽的谐振器）[20], 或片外光纤环镜[21]来实现。本文采用光刻定义的亚波长介电结构，类似于超材料中的单个超原子[22-23],，并与微环谐振器和光栅耦合器在同一道工序中刻蚀（见图 1a、b）。这种集成光子学方法使我们能够精确控制米氏散射体的位置、尺寸和几何形状，从而控制其透射和反射的振幅、相位与方向。嵌入波导中的米氏散射体是深亚波长结构，专为实现较小反射而设计。

（对称形状）或以小角度偏转（非对称形状）。导模中的能量流得以保持，与纳米尖端扰动法和太极谐振器相比，品质因数（Q）的退化微不足道 [20]。本文展示了，在微环谐振器中，由一个对称米氏散射体和一个非对称米氏散射体组成的米氏散射体对，足以实现例外点或选定的手性。米氏散射体的空间对称性对应于顺时针模式和逆时针模式不同的反射系数。设置米氏散射体后，我们不仅实现了例外点，还能相干抑制由制造导致的瑞利散射所引起的环形谐振器中的背向散射。

结果

本研究考察的非厄米系统是一个微环谐振器，其中包含两个通过光刻定义的米氏散射体，其反射系数 $r_{1cw(ccw)}$ 和 $r_{2cw(ccw)}$ 在模式 [之间产生模式耦合。例如，由于第一个米氏散射体，顺时针（逆时针）模式中的光会以 r_{1cw} （r_{1ccw}）反射到逆时针（顺时针）模式]。三维数值模拟直接揭示了反射系数 $r_{1cw(ccw)}$ 与米氏散射体几何形状之间的关系（图 S1）。当深度较小（D = 100 nm）时，反射系数的相位r_{1cw} （r_{1ccw}）与凹口宽度 (W) 成正比 [22] （D 和 W 标示于 **图 1a-b**）。这里，我们精心选择参数 D，使其能够为例外点物理研究提供足够的反射，同时又不会过大而降低传输品质因数。米氏散射体之间的距离 L 会产生相对相位延迟：$\Delta\varphi = 2\pi n_{eff}L/\lambda$ ，其中 λ 表示激光波长，n_{eff} 对应于单模波导的有效折射率。矩形米氏散射体（图 1a）的散射具有对称性，即顺时针到逆时针和逆时针到顺时针的反射系数相同（即 $r_{cw} = r_{ccw}$）。另一方面，直角三角形米氏散射体（图 1b）则具有非对称性，其顺时针到逆时针的散射与逆时针到顺时针的散射不同（即 $r_{cw} \neq r_{ccw}$）。此外，基于文献中的实际参数进行的数值研究表明，纳米加工导致的单模波导表面粗糙度会造成非对称反射（图 S2）。

我们的理论分析表明，两个嵌入式米氏散射体具有足够的灵活性，可调节系统趋近或远离其谱简并。仅需一个对称米氏散射体，就足以抵消制造过程中瑞利散射所导致的背向散射。此类系统的一般哈密顿量可写为（补充材料第 2 节）：

$$H_2 = \begin{pmatrix} \Omega_0 + \epsilon_{111} + \epsilon_{211} & \epsilon_{112} + \epsilon_{212}e^{-j\Delta\varphi} \\ \epsilon_{121} + \epsilon_{221}e^{j\Delta\varphi} & \Omega_0 + \epsilon_{122} + \epsilon_{222} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Omega_0 + \chi_1 & \chi_{12} \\ \chi_{21} & \Omega_0 + \chi_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

其复数元素 ϵ_{ikm} 描述第 i 个缺口引起的散射耦合到同一（$k = m$）模式或反向传播（$k \neq m$）模式的耦合强度。对角复数元素 ϵ_{i11} 和 ϵ_{i22} 分别决定米氏散射体对顺时针和逆时针模式引起的频移及额外耗散。非对角元 ϵ_{i12} 和 ϵ_{i21} 决定米氏散射体引起的顺时针与逆时针模式之间的耦合。因此，在不失一般性的前提下，ϵ_{1km} 可视为实数 $\epsilon_{1km} = \epsilon_{1kmr} + i\epsilon_{1kmi}$，其中 $|\epsilon_{1kmi}| \ll |\epsilon_{1kmr}|$）[22]。$H_2$ 的特征值为 $\omega_\pm = \Omega_0 +$（$\chi_{21} + \chi_{21}$）$/2 \pm \xi/2$，其中 $\xi =\sqrt{}$（$\chi_{12} - \chi_{21}$）$^2 + 4\chi_{12}\chi_{21}$，相应的特征向量为 $\psi_\pm = [$（$\chi_{12} - \chi_{21} \mp \xi$）$/2\ \chi_{21}\quad 1]^T$。当 $\xi = 0$ 时，该系统存在谱简并；满足条件 $4\chi_{12}\chi_{21} =-$（$\chi_{12} - \chi_{21}$）^{2} 时即可实现这一点。与这些简并特征值对应的特征向量也发生简并，其形式为 ~~$\psi_\pm = [$（$\chi_{12} - \chi_{21}$）$/2\ \chi_{21}\quad 1]^T$~~。因此，H_2 在 ξ =0 时的谱简并确实是例外点。随后可根据 $\xi = 0$ 求得导致例外点的米氏散射体的散射特性。由于 $\chi_{12}\chi_{21}$ 是复数 $\chi_{12}\chi_{21} = \epsilon_{121}\epsilon_{112} + \epsilon_{212}\epsilon_{221} +$（$\epsilon_{121}\epsilon_{212} +\epsilon_{112}\epsilon_{221}$）$\cos\ \Delta\varphi + j$（$\epsilon_{112}\epsilon_{221} - \epsilon_{121}\epsilon_{212}$）$\sin\ \Delta\varphi$，而（$\chi_{12} - \chi_{21}$）^{2} 是正实数，因此需设 Im（$\chi_{12}\chi_{21}$）$= 0$ 且 Re（$\chi_{12}\chi_{21}$）$= -$（$\chi_{12} - \chi_{21}$）$^2/4$。前者在以下情形下成立：i）$\Delta\varphi = n\pi$，由此得到（$\epsilon_{121}\epsilon_{112} + \epsilon_{212}\epsilon_{221}$）$-$（$\epsilon_{121}\epsilon_{212} + \epsilon_{112}\epsilon_{221}$）$= -_2$（$\chi_{12} - \chi_{21}$）$^2/4$；以及 ii）$\epsilon_{112}\epsilon_{221} = \epsilon_{121}\epsilon_{212} = \epsilon'$，此时 $\cos\ \Delta\varphi = -\frac{1}{2}$（$^{(\chi_{12}-\chi_{21})}{}_{4\epsilon}{}'' + \frac{\epsilon_{112}+\epsilon_{212}}{\epsilon_{112}\epsilon_{212}}$）。根据米氏散射体的几何对称性，我们将其组合分为四组（补充材料第 2 节）。与我们的分析一致，其依赖于 $\Delta\varphi$ 的示例性特征值表现出典型的简并点和例外点行为。对称米氏散射体的组合或相同的非对称米氏散射体仅会在微环谐振器中产生简并点（图 1d–e）；而一个对称米氏散射体与一个非对称米氏散射体的组合，或两个彼此不同的非对称米氏散射体，则会产生例外点，前提是适当调节散射体之间的距离（图 1f–g）（补充材料第 2 节）。

根据理论分析，我们在绝缘体上硅（SOI）衬底上制备了一组嵌入对称和非对称米氏散射体的微环谐振器（图1a-b）。采用加-下载设计表征微环谐振器增强的方向性，其中对称端口支持顺时针和逆时针激励（图1c）。从端口1（端口2）输入光会激发顺时针（逆时针）模式，反射光功率则由端口4（端口3）收集。

顺时针和逆时针激励产生的反射之间的高对比度表明系统工作在例外点附近（图1h）。利用下载端口处的透射光谱，我们估算出所制备微环谐振器的品质因数为~15,000（图1i）。

图 2 展示了基于米氏散射体的例外点系统的设计原理。当腔内场呈现手性时（即一个方向上的场为零，而另一方向上的场达到最大值，从而实现最大手性），我们便认为设计成功。为实现这一点，我们采用了基于史密斯圆图的“光学阻抗匹配”方法：通过调整米氏散射体的尺寸及其间距，构建其反射系数的轨迹；这些轨迹的交点即为例外点所在位置，因此也对应最大手性。在每个交点处，向后或向前方向上的等效反射相互抵消。对于由一个对称米氏散射体和一个非对称米氏散射体组成的组合，反射系数轨迹（即光学史密斯圆图）会随对称米氏散射体的宽度 W 以及两个米氏散射体之间的距离 L 而变化（图 2a）。图 2b 展示了两个非对称米氏散射体的情形。图 2c-d 展示了满足图 2a-b 中阻抗匹配条件的 W 值下，模式分裂 $\xi = \Delta\omega$ 随 $\Delta\varphi$ 的相对相位变化的情况。可以清楚地看到例外点的出现，其特征为 $\xi = |\Delta\omega| = 0$ ，以及反射$\Delta\omega$的实部和虚部同时合并。

制造高品质因数谐振器系统面临的挑战之一，是波导刻蚀过程中形成的分布式纳米尺度散射体所诱发的模间耦合，从而导致模式分裂。模式分裂的出现意味着谐振器中形成了驻波，而抑制这种模间耦合有助于提高 Q。为验证我们的方法能否克服这一挑战，我们研究了一种谐振器系统，其中包含随机分布的散射中心（类似于可能由制造缺陷等原因造成的侧壁粗糙度）和一个对称米氏散射体。侧壁粗糙度通过随机分布的瑞利散射体进行模拟，其深度σ 在 5–50 nm 范围内变化，相关长度（L_c）取大于 50 nm[24] （图 S2）。我们发现，当调节米氏散射体的宽度 W 和深度 D，使设计的米氏散射体与瑞利散射体产生的反射达到阻抗匹配时，便会出现例外点（EP），从而实现从驻波到行波的转变（图 2c 和图 2f ）。这一发现为抑制模间散射提供了一种途径，即在环形谐振器中嵌入经过精心设计的缺口几何结构。需要指出的是，当然也可以采用回流技术，尽管并非所有

材料都能通过加热和熔融进行回流，以减小散射中心的平均尺寸；但即使散射体很小，仍会存在模间散射，并导致高 Q 谐振器发生模式分裂[25]。此外，对于含有掺杂和金属接触的有源硅器件，禁止采用超过300°C 的高温工艺，因为这会导致器件失效。

为了通过实验验证这一设计理念，我们制作了一组表面粗糙度水平相同的微环谐振器，每个谐振器都带有一个宽度 W 各不相同的对称米氏散射体，W 选取范围为 0–420 nm。米氏散射体的深度 D 设为 100 nm，使其反射率（图 S1）与表面粗糙度的反射率（图 S2）相匹配。图 3a 和 3b 展示了这组微环谐振器在下载端口和上传端口测得的透射光谱及对应的反射光谱。通过将耦合模理论（耦合模理论）模型拟合至测得的光谱（图 3a 中的实线），提取与几何形状相关的参数。可以清楚地看到，宽度 W 不同的米氏散射体所对应的反射光谱和透射光谱发生了变化。当凹口宽度偏离例外点条件时，透射光谱中没有可观测到的分裂模态，而反射率非零，这表明系统中存在由表面粗糙度引起的模间耦合。此外，观察到共振偏离洛伦兹线型并呈现展宽形态，也表明存在模间耦合。当米氏散射体的 W 为 = 200 nm 时，这种情况被完全消除：透射光谱呈现洛伦兹线型，而反射光谱没有共振且为零。这对应于最大整流，即透射光谱与反射光谱之间的差异，表明该米氏散射体完全补偿了表面粗糙度引起的模间散射，正如我们的理论分析所预期的那样。

通过红外摄像机拍摄微环谐振器端口4（反射端口）的反射光，证实了背向散射受到抑制（图3c）。图像清晰显示：不含超原子的微环谐振器端口4处有一个亮点，而嵌入超原子的微环谐振器端口4处则是暗点（图3d）。含有和不含有超原子、宽度为 W = 200 nm 的微环谐振器，其透射光谱（图3e）和反射光谱（图3f）表明，两者的透射特性相似，但反射光谱差异显著。测得的品质因数 Q_t 从 16,300（W= 0 nm）提高到 21,300（W = 200 nm）。不含超原子的微环谐振器存在反射，表明散射体引起的模式耦合使谐振腔内同时存在顺时针和逆时针光，尽管这并未在透射光谱中表现为模式分裂。含有米氏散射体的微环谐振器没有反射，这表明该系统

处于例外点，米氏散射体产生的散射与侧壁散射体引起的背向散射发生相消干涉，从而消除了逆时针传播模式。我们发现，宽度为 W = 200 nm 的米氏散射体产生的背反射最小，这表明实验结果与我们趋近例外点简并的设计策略吻合良好。通过与仅有表面粗糙度的微环谐振器进行比较，我们根据实验数据估算出米氏散射体的反射参数为 $r_{sc} = 19.6754e^{j(-1.1381)}$GHz 和 $r_{bf} = 17.5753e^{-j2.5381}$ GHz。采用耦合模理论进行模型拟合，得到辐射损耗为 $\gamma_0 = 15.521$ GHz（即品质因数 $Q_m = 78{,}306$），顺时针和逆时针模式的耦合损[illegible] 39.96 GHz（补充章节 4）。

从测得的透射光谱中，我们提取了多个相邻共振的共振波长，这些共振之间相隔~ 2 nm的自由光谱范围。三种模式中，共振频移随米氏散射体几何形状的变化几乎相同（图4a）。它们偏离趋势（虚线）的部分归因于制造偏差。共振频移与方程（1）中依赖于 W 的对角元ϵ_{211} 成正比，而该变化伴随着非对角元的调谐。我们还从反射光谱中提取了非对角元（$\epsilon_{212}e^{-j\Delta\varphi(W)}$）。在零失谐处，反射与透射之比定义为$|\chi_{12}| = \frac{\gamma_t}{2}\sqrt{\frac{R_{1\to4}}{T_{1\to3}}}$，其中$\gamma_t$是微环谐振器的总损耗率；图4b给出了这些模式下的该比值。我们看到，对于这些模式，所获得的$|\chi_{12}|$ 彼此非常相似，并且与理论预测的其对 W 的依赖关系吻合良好（补充材料第3节）。这些结果表明，该系统对色散不敏感。最后，我们从透射中实验获得了总品质因数（Q_t），并发现对于上述三种模式，总品质因数随从测得的反射光谱中提取的χ_{12} 呈线性下降。图4c展示了共振频率处透射与反射之间的相关性随宽度 W 的变化。透射光谱中 Q_t 的增强（对于给定的瑞利散射，图3e中为1.3倍；图4c中最大值与最小值之间为3倍）难以在以往使用纳米尖端实现例外点的研究中被捕捉到，但在我们的集成光子微环谐振器中可以进行系统研究。我们注意到，这种由集成光子平台实现的稳健性对于例外点研究[26-27]具有重要意义。

讨论

总之，我们证明，可以通过设计并以光刻图案化的方式将米氏散射体嵌入谐振器，从而调控光学谐振器中的非厄米性。其振幅和

米氏散射体的反射率相位可分别通过其 D 和 W 确定性地控制 [22]。嵌入微环谐振器中的米氏散射体提供了一种独特的低损耗方案，因为受扰动的传播矢量仍满足谐振器中导模的全内反射条件。这不仅使我们能够将系统调至例外点，还使我们能够超越由制造引起瑞利散射的集成光子学高Q值微环谐振器和微盘谐振器 [32-33]。补充材料第 5 节总结了这一预定义例外点方案与文献中相关方案的详细性能矩阵对比。

非厄米性在集成光子谐振器中无处不在，但其手性却尚未得到充分阐释 [28-36]。在所有器件中，随机的波导侧壁粗糙度会在哈密顿量中引入不同的非对角元（图 S2），并导致微环谐振器中出现意外的模式分裂 [28-29, 34-35]。反直觉的是，我们在此展示，米氏散射体的额外“缺陷”能够通过抑制相干后向散射进一步提高品质因数 Q（~10^5）。这一无需后续调谐的手性集成光子系统为实现例外点增强型传感器、光机械相互作用、参量非线性相互作用 [36-37], 以及激光发射开辟了诸多机会。它还有助于构建具有非对称反射剖面和无背向散射谐振器的光子结构，以应用于频率梳、孤子、传感以及其他非线性光学过程（如光子阻塞和再生振荡器）等多个领域。光刻定义的平台能够实现对光传播的确定性控制，从而推动探索与硅微环谐振器中的参量动力学和自由载流子动力学相耦合的例外点物理。

除了为手性硅光子学开辟新的方向外，本研究提出的理论分析与实验结果相结合，也拓展了对例外点 [38] 的认识。首先，研究揭示了纳米尖端和米氏散射体的空间非对称性在推动系统趋近例外点方面的关键作用。其次，详细展示了由散射体几何结构控制的、推动非厄米系统趋近或远离例外点的途径。第三，该系统具有机械稳定性，因此能够可靠地比较受扰动微谐振器的透射光谱与反射光谱，并揭示纳米尖端/散射体对对角项的贡献。第四，研究首次展示了从透射光谱中提取的实验品质因数的提升。

材料与方法

样品制造。微环谐振器在 Soitec 提供的 SOI衬底上制造，该衬底具有 250 nm 厚的硅层和 3 μm 厚的埋氧层。衬底首先在有机溶剂中进行预清洗，随后使用 Nanostrip 在 80°C 下处理，以去除

表面的颗粒或污染物。采用 Vistec EBPG5200 电子束光刻系统，以 100 kV 加速电压，在 AR-P-CSAR 6200.09 正性电子束抗蚀剂（厚度：~275 nm）上对结构进行图形化。为尽量减小场拼接误差，多重曝光时将基础剂量调节为 ~120 $\mu c^2/cm^2$ ，随后进行适当的邻近效应校正。在电子束光刻过程中，环形波导被分解为多边形路径，因此沿路径实际曝光点的数量各不相同。使用 AR-600-546 显影液对图形进行显影。随后，使用电感耦合等离子体（ICP）刻蚀设备对芯片进行刻蚀，采用氟基化学方法，其中主要使用六氟化硫（SF_6）气体刻蚀硅，同时根据 SF_6 气体的用量仔细调节八氟环丁烷（C_4F_8）气体，以在刻蚀过程中实现钝化，防止薄层电子束抗蚀剂被侵蚀（C_4F_8:SF_6=1:1）。间歇进行等离子体灰化，以去除残留抗蚀剂。使用硅烷（SiH_4）和一氧化二氮（N_2O）作为前驱气体，在 300°C 、 1.4 Torr 压力下，通过等离子体增强化学气相沉积（ PECVD ）沉积一层厚度为 0.3 μm 的二氧化硅。

光学测量。可调谐激光器在电信 C 波段发出 TE 偏振光，经偏振控制器传输至芯片上的光栅耦合器。输出功率由 Newport InGaAs 光电二极管（818-IG-L-FC/DB）和光功率计（1830-R-GPIB）监测。

数值模拟。 采用三维时域有限差分（3D FDTD）方法模拟光场分布、透射和反射系数。FDTD 模拟采用共形网格，其空间分辨率小于局部特征尺寸的 1/10。数据和材料的可用性：本研究中使用和/或分析的数据集可向通讯作者合理索取。

利益冲突：所有其他作者均声明不存在利益冲突。

经费支持：本研究得到国防高级研究计划局（N660012114034）和空军科学研究办公室（AFOSR）多校研究计划（FA9550-21-1-0202）的支持。SKÖ 感谢 AFOSR（FA9550-18-1-0235）的资助。器件制造部分由 AFOSR（FA9550-18-1-0300）提供支持。

作者贡献：

H. L. 和 T. G. 提出了这一构想。H. L.、S. K. O. 和 T. G. 制定了实验方案。H. L. 设计并制造了器件。H. L. 和 F. W. 对器件进行了表征。H. L. 和 A. K. 在 S. K. 的指导下进行了详细建模和结果分析。H. L. 和

T. G. 在其他合著者的意见和建议下撰写了论文。

致谢

这些器件是在Kevin Lister博士的协助下，于特拉华大学纳米制造设施制造的。

参考文献

[1] 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）。[2] M.-A. Miri 和 A. Alù，《光学与光子学中的例外点》。《科学》363，eaar7709（2019）。[3] R. El-Ganainy、K. G. Makris、M. Khajavikhan、Z. H. Musslimani、S. Rotter 和 D. N. Chris- todoulides，《非厄米物理与 PT 对称性》。《自然·物理》14，11-19（2018）。[4] L. Feng、R. El-Ganainy 和 L. Ge，《基于宇称-时间对称性的非厄米光子学》。《自然·光子学》11，752-762（2017）。[5] R. El-Ganainy、M. Khajavikhan、D. N. Christodoulides 和 S. K. Ozdemir，《非厄米光学的黎明》。《通信物理》2，1-5页（2019）。[6] B Peng、ŞK Özdemir、F. Lei、F. Monifi、M. Gianfreda、G. L. Long、S. Fan、F. Nori、C. M. Bender、L. Yang，《宇称-时间对称回音壁微腔》。《自然·物理》10，第5期，394-3

[7] M.-A. Miri、P. LiKamWa 和 D. N. Christodoulides，《大面积单模宇称-时间对称激光放大器》。《光学快报》37，764–766（2012）。[10] L. Chang、X. Jiang、S. Hua、C. Yang、J. Wen、L. Jiang、G. Li、G. Wang 和 M. Xiao，《有源-无源耦合微谐振器中的宇称-时间对称性与可变光隔离》。《自然·光子学》8，524-529（2014）。[11] E. Lafalce、Q. Zeng、C. H. Lin、M. J. Smith、S. T. Malak、J. Jung、Y. J. Yoon、Z. Lin、V. V. Tsukruk 和 Z. V.

H. Park、A. Ndao、W. Cai、L. Hsu、A. Kodigala、T.

576，65-69（

[14] H. Hodaei、A. U. Hassan、S. Wittek、H. Garcia-Gracia、R. El-Ganainy、
37-191（2017）。[15] A. Ø. Svela、J. M. Silver、L. D. Bino、S.
arris，《具有例外点的光机械系统中的拓扑能量传输》。《自然》537，80-3（2016）。[17] J. Doppler、A. A. Mailybaev、J. Böhm、U. Kuhl、A. Girschik、F. Libisch、T. J. Milburn、P. Rabl、N. Moiseyev 和 S. Rotter，《动态环绕例外点实现非对称模式切换》。《自然》537，76-79（2016）。[18] M.S. Ergoktas、S. Soleymani、N. Kakenov、K. Wang、T. B. Smith、G. Bakan、S. Balci、A. Principi、K. S. Novoselov、S. K. Ozdemir 和 C. Kocabas，《利用电调谐例外点奇异性实现太赫兹光的拓扑工程》。《科学》376，184-188（2022）。[19] B. Peng、Ş. K. Özdemir、M. Liertzer、W. Chen、J. Kramer、H. Yılmaz、J. Wiersig、S. Rotter 和 L. Yang，《例外点处的手性模式与定向激光发射》。《美国国家科学院院刊》113，6845-6850（2016）。[20] W. E. Hayenga、M. Parto、J. Ren、E. O. Wu、M. P. Hokmabadi、
l 点的微环激光器中直接产生可调谐轨道角动量光束》。《ACS 光子学》6，1895-1901（2019）。[21] S. Soleymani、Q. Zhong、M. Mokim、S. Rotter、R. El-Ganainy 和 Ş. K. Özdemir，《exceptional 面上的手性与简并完美吸收》。《自然通讯》13，1-8（2022）。[22] Z. Wang、T. Li、A. Soman、D. Mao、T. Kananen 和 T. Gu，《利用介电超表面实现片上波前整形》。《自然·通讯》10，3547（2019）。[23] Q. Zeng、E. Lafalce、C. H. Lin、M. J. Smith、J. Jung、Y. Yoon、Z. Lin、V. V. Tsukruk 和 Z. V. Vardeny，《利用工程化缺口控制胶体量子点微盘激光器中的回音壁模式与 PT 对称性破缺》。《纳米快报》19，6049-6057（2019）。[24] T. Wang、Z. Zhang、F. Liu、Y. Tong、J. Wang、Y. Tian、M. Qiu 和 Y. Su，《SOI 微环 add-drop 滤波器中准光栅侧壁波纹的建模》。《光学通信》282，3464-3467（2009）。[25] C. Bellegarde、E. Pargon、C. Sciancalepore、C. Petit-Etienne、V. Hughes、J.-M. Hartmann 和 P. Lyan，《改善亚微米绝缘体上硅波导的侧壁粗糙度，以实现低损耗片上互连》。载于《硅光子学 XII》，10108，1010816（2017）。

[26] A. Hashemi、S.M. Rezaei、S.K. Özdemir 和 R. El-Ganainy，《手性例外点的新视 [illegible] Zhong、 [illegible] [28] X. Zhang、Q. T. Cao、Z. Wang、Y. X. Liu、C. W. Qiu、 [illegible] illo-Villegas、X. Xue、C. Bao、Y. Xuan、D. E. Leaird、A. M. Weiner 和 M. [illegible]《薄氮化硅同心微谐振器中的色散工程与频率梳产生》。Nat. Commun. 8，372（2017）。[30] D. Dai、Y. Tang 和 J. E. Bowers，《锥形亚微米硅脊形光波导中的模式转换》。Opt. Express 20，13425–13439（2012）。[31] H. Lee、T. Kananen、A. Soman 和 T. Gu，《表面粗糙度对基于微环的移相器的影响》。IEEE Photonics Technology Letters 31，813–816（2019）。[32] M. Borselli、T.J. Johnson 和 O. Painter，《超越高Q硅微盘中的瑞利散射极限：理论与实验》。Opt. Express，第13卷 [illegible] san，《光子晶体微环中的高Q慢光及其局域化》。Nature Photonics 16，66–71（2022）。[34] M.L. Gorodetsky、A.D. Pryamikov 和 V.S. Ilchenko，《高Q微球中的瑞利散射》。JOSA B 17，1051–1057（2000）。[35] B. E. Little、J.-P. Laine 和 S. T. Chu，《环形和盘形谐振器中的表面粗糙度诱导反向耦合》。Optics Letters 22，4–6（1997）[36] R. Huang、Ş. K. Özdemir、J.-Q. Liao、F. Minganti、L.-M. Kuang、F. Nori 和 H. Jing，《例外光子阻塞：利用手性例外点调控光子阻塞》。Laser & Photonics Reviews 16，2100430（2022）。[37] Y. Zuo、R. Huang、L.-M. Kuang、X.-W. Xu 和 H. Jing，《损耗诱导的光子阻塞抑制、复兴与切换》。Physical Review A 106，043715（2022）。[38] K. Ding、C. Fang 和 G. Ma，《非厄米拓扑与例外点几何》。Nature Reviews [illegible]

图

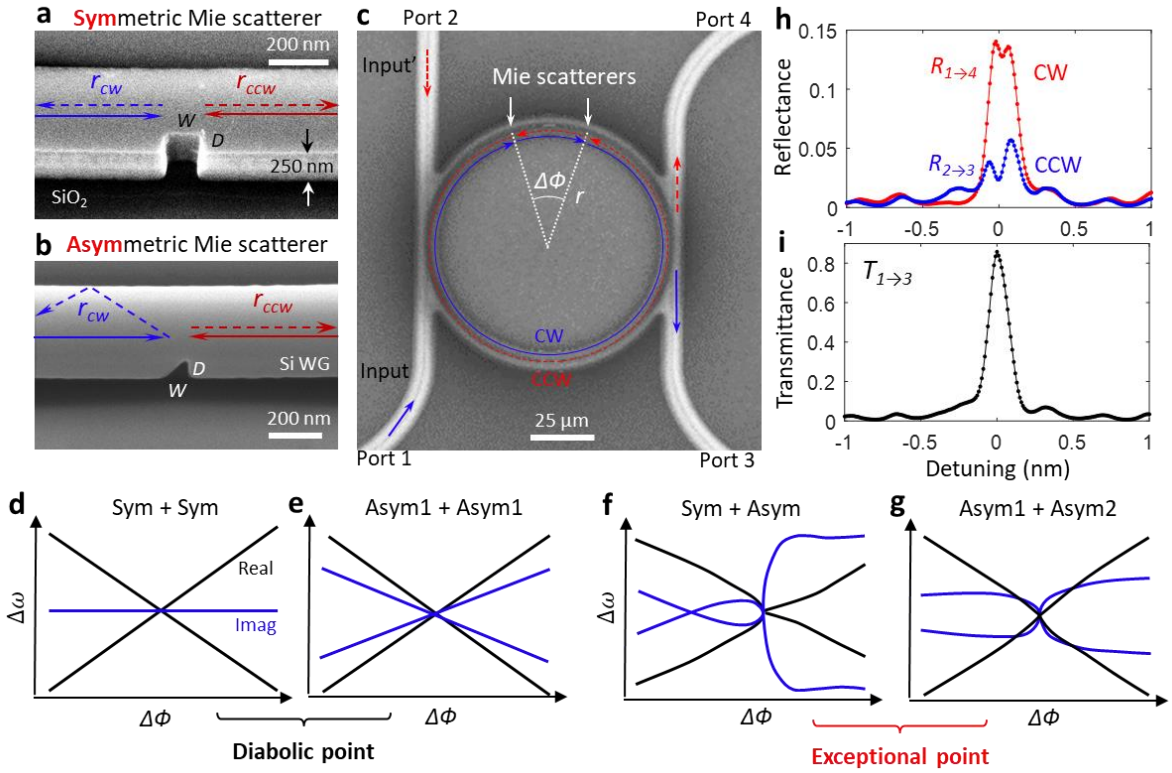


图 1 | 通道波导和谐振器中嵌入一对米氏散射体所实现的例外点。(a) 通道波导（WG）的扫描电子显微镜（SEM）图像，波导位于绝缘体上硅（SOI）衬底上，并带有光刻定义的矩形对称米氏散射体。(b) 典型直角三角形非对称米氏散射体的SEM图像。(c) 带有米氏散射体的微环谐振器（MRR）型加-下载滤波器。定义在环周边上的米氏散射体（a、b）控制MRR态的非厄米性和谱简并。首先选择深度（*D*）和宽度（*W*），使两个米氏散射体具有相同的反射率（图 S1）。随后调节米氏散射体对之间的光程差 *ΔΦ*，使系统达到例外点（EP）或二合点（DP）。(d、e) 一对相同的对称或非对称米氏散射体组成的系统只会产生二合点（DP）谱简并。(f、g) 一个非对称米氏散射体与一个对称米氏散射体的组合，或两个不同的非对称米氏散射体，可通过调节形成例外点。黑色和蓝色分别表示本征模式的实部和虚部。(h) 经优化几何参数以形成例外点的加-下载滤波器的非对称反射光谱（端口1至4和端口2至3）；(i) 透射光谱（端口1至3）。(h)中顺时针（CW）和逆时针（CCW）输入的反射光谱不对称，表明系统处于例外点。

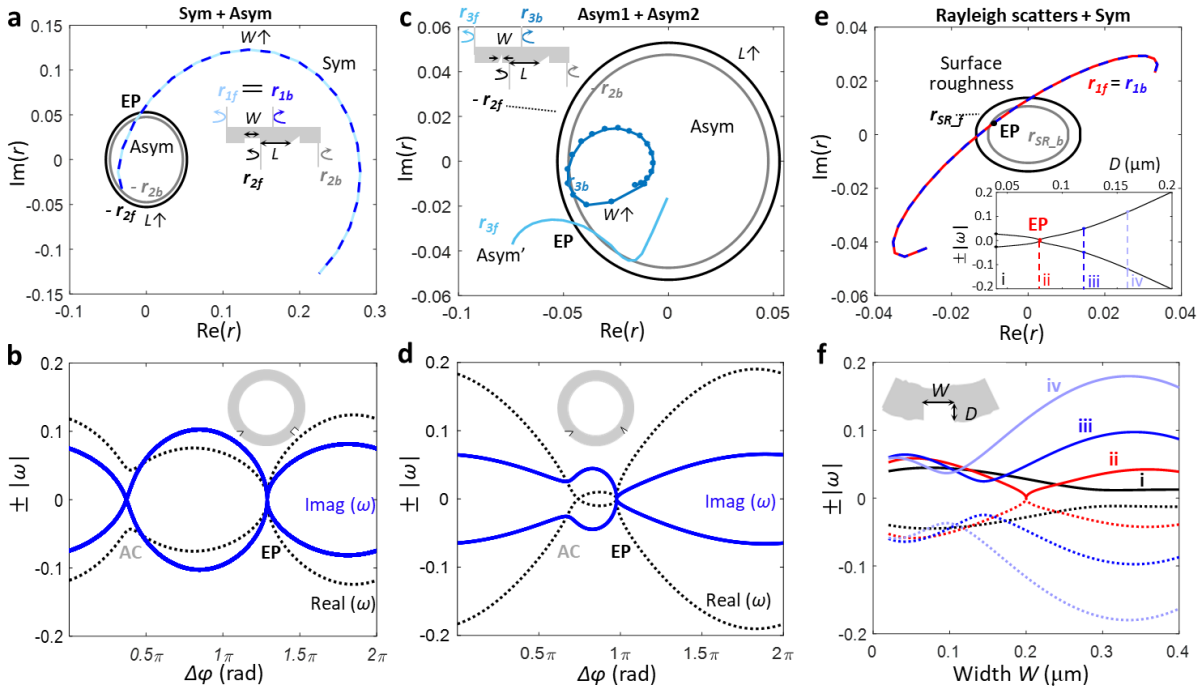


图 2 | 朝向例外点的光学阻抗匹配。 (a) 嵌入米氏散射体的通道波导在前向（r_f）和后向（r_b）激励下的复反射率。尺寸为 D = 200 nm、W = 20 ~ 400 nm 的对称矩形米氏散射体具有相同的r_f（浅蓝色实线）和r_b （蓝色虚线）。尺寸为 D = 200 nm、W = 140 nm 的非对称（直角三角形）米氏散射体具有不同的r_f （黑色曲线）和r_b （灰色曲线）。米氏散射体之间的距离L在L = 0 ~ λ范围内变化。(b) 含有两个非对称（即直角三角形）米氏散射体的通道波导的非对称反射率。蓝色曲线：$D_{Asym'}$=160 nm，$W_{Asym'}$ = 20 至 400 nm。黑色和灰色曲线：D_{Asym} = 200 nm，W_{Asym} = 140 nm。输入点与散射体之间的光程从 0 变化至 λ。(c,d) 特征值的实部（黑色虚线）和虚部（蓝色圆点）随光程 $\Delta\Phi$ 的变化：(c) 对称米氏散射体与非对称米氏散射体之间；(d) 两个非同一非对称米氏散射体之间。(c) 中对称米氏散射体的W取 80 nm，(d) 中非对称米氏散射体的W取 240 nm。(c) 和 (d) 中使用的米氏散射体尺寸选自 (a) 和 (b) 中反射率图的交点。EP：例外点；AC：避免交叉。(e) 嵌入对称米氏散射体的通道波导的复反射率（红色：前向散射；蓝色：后向散射），以及具有表面粗糙度的通道波导的复反射率（黑色：前向散射；灰色：后向散射）。米氏散射体的深度D固定为 80 nm，其宽度W在 20 nm 至 400 nm 之间变化。

米氏散射体的反射率轨迹与具有侧壁表面粗糙度（L_c = 100 nm，$\sigma = 10\,nm$）的通道波导的反射率在W=180 nm 时重合。插图：周长上定义的、W=180 nm 的微环谐振器中米氏散射体的复频率分裂 $\pm|\omega|$ 的幅值随D的变化。当D取使 $\pm|\omega| = 0$ 成立的值时，会出现例外点。(f) D分别等于 30 nm（黑色）、80 nm（红色）、120 nm（蓝色）和 160 nm（浅蓝色）时，米氏散射体的 $\pm|\omega|$ 随 W 的变化。

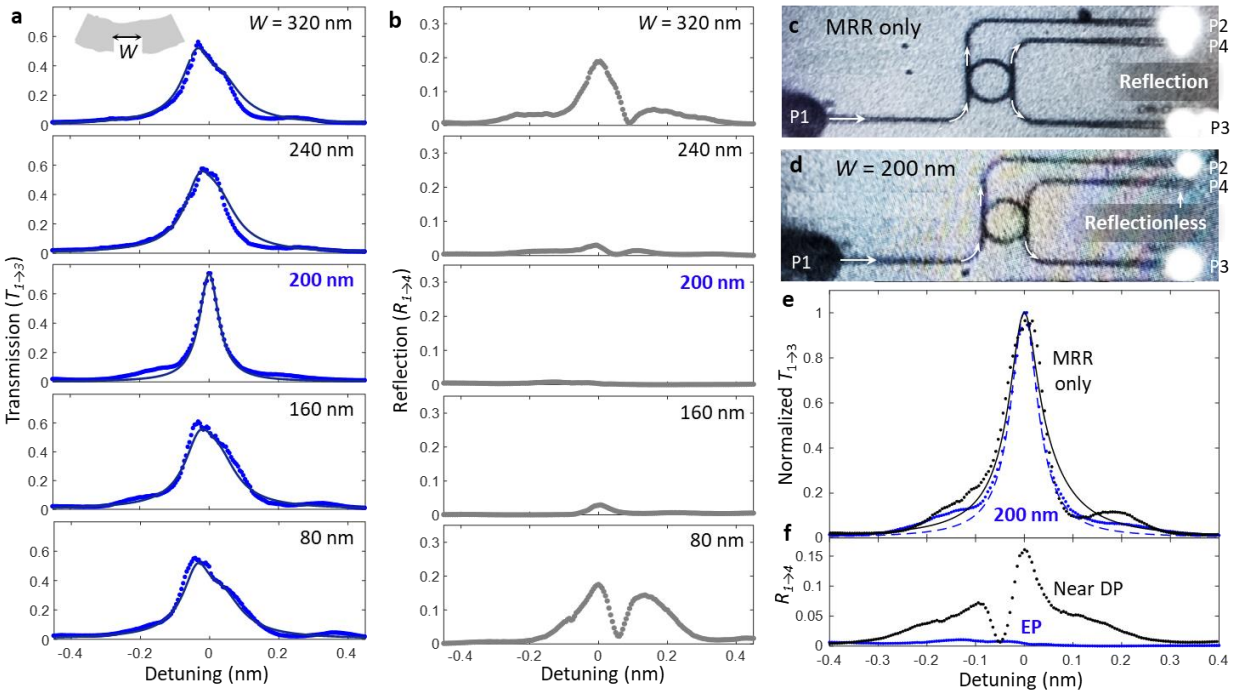


图 3 | 通过优化米氏散射体的几何形状，在微环谐振器中实现反射抑制并提高品质因数的实验演示。 (a) 图1所示加下载配置中，米氏散射体的D = 100 nm、W = 80 nm、160 nm、200 nm、240 nm和320 nm（从上到下）时，微环谐振器的透射（$T_{1\to3}$）和(b)反射光谱（$R_{1\to4}$）。具有不同W 的器件在同一批次中制造，以确保它们在制造过程中受到相同的影响（例如，类似的制造缺陷和侧壁粗糙度）。在W = 200 nm时，$R_{1\to4}$ 变为零，表明出现例外点，与图2中的设计过程吻合良好。(c)无米氏散射体和(d)带有米氏散射体（W = 200nm，D = 100nm）的环形谐振器顶视图，由红外摄像机拍摄。单模光纤通过连接到端口1的光栅耦合器输入光。无米氏散射体的环形谐振器因侧壁粗糙度而发生模间散射，导致端口4（反射端口）出现强反射信号；在(d)中该信号受到抑制。(e) 图(c)（黑色）和(d)（蓝色）所示微环谐振器的$T_{1\to3}$ 和(f)$R_{1\to4}$ 。点：实验数据。曲线：耦合模理论拟合。

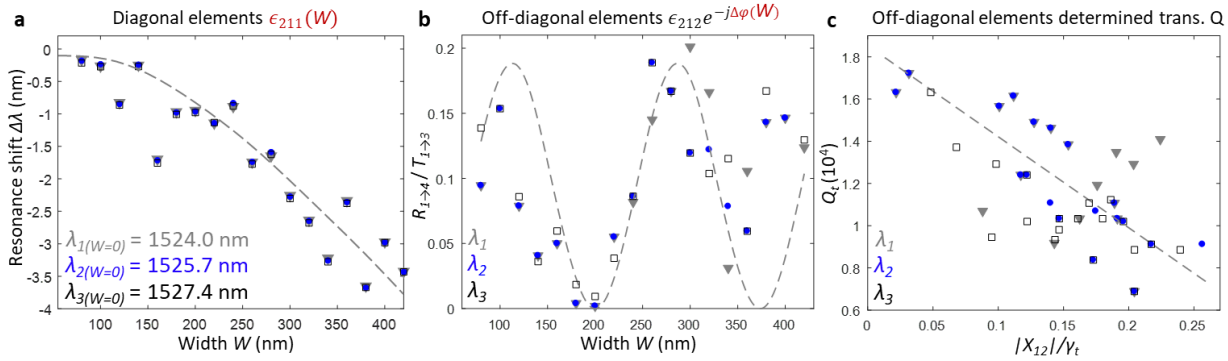


图 4 | 非厄米哈密顿量（方程 1）中的对角元和非对角元随米氏散射体宽度变化的测量结果。(a) 三个相邻模式（标记为 $\lambda_{1\text{-}3}$）的共振波长失谐与凹口宽度 W 的关系，增量步长为 ΔW =20 nm。模式的共振波长位于 1520–1530 nm 之间。(b) 测量值与模型预测值（虚线曲线）的共振透射和反射随设计的米氏散射体宽度 W 变化的对比。灰色曲线为耦合模理论模式预测。(c) 从透射光谱（$T_{1\to3}$）中提取的总品质因数与归一化前向散射系数 $|X_{12}|/\gamma_t$（从归一化反射 $R_{1\to4}/T_{1\to3}$ 中提取）的关系。灰色三角形、蓝色圆点和黑色方块分别表示三个相邻模式的实验数据，这些模式之间的自由光谱范围为 2 nm。(a) 和 (c) 中的灰色虚线曲线和直线用于引导视线。(b) 中的灰色曲线由耦合模理论模型预测。

补充材料

低损耗米氏散射体硅微环中的手性例外点与相干抑制背向散射

Hwaseob Lee、Ali Kecebas、Feifan Wang、Lorry Chang、Sahin K. Özdemir*、Tingyi Gu*

*通讯作者。电子邮件：tingyigu@udel.edu、sko9@psu.edu

补充文本 第1节：嵌入缺口的单模波导中的方向反射系数 第2节：米氏散射体定义的微环谐振器中的非厄米性 第3节：提取实验反射参数的经验模型 第4节：实验数据的解释 第5节：性能比较 图S1至S5 参考文献（S1至S13）表S1

补充章节 1. 嵌入缺口的单模波导中的方向反射系数

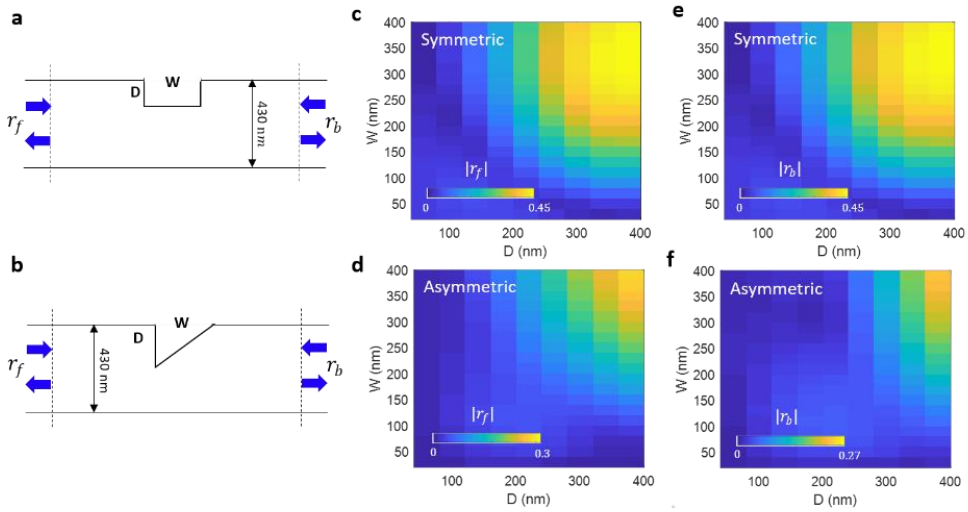


图 S1. 对称和非对称米氏散射体的宽度 (W) 和深度 (D) 所决定的反射率。(a) 矩形缺口反射器（典型的对称米氏散射体）示意图，以及 (b) 直角三角形非对称反射器示意图。前向激发和后向激发对应的反射系数分别标记为 r_f 和 r_b。(c) 对称缺口和 (d) 非对称缺口的正向反射率振幅 (r_f) 随凹口深度 D 的变化。(e) 对称反射器和 (f) 非对称缺口的反向反射率振幅 (r_b)。

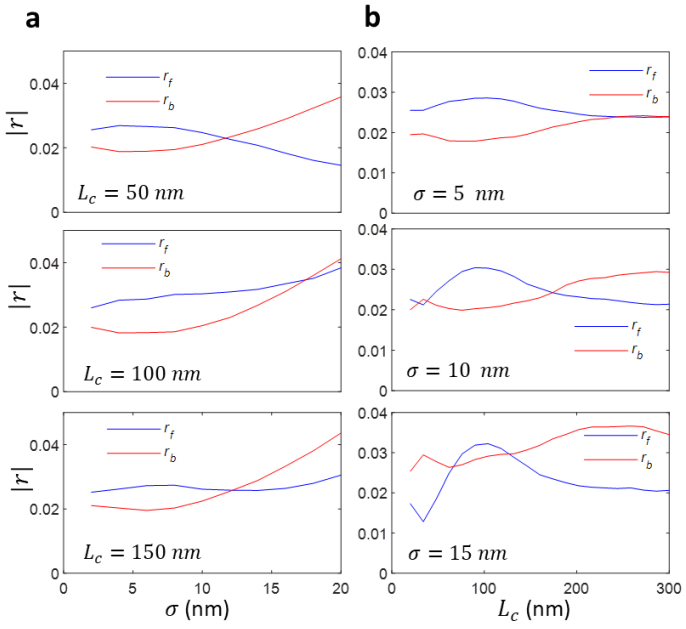


图 S2. 分布式瑞利散射体引起的非对称反射。(a) 固定粗糙度 ($\sigma = 10\ nm$) 时，相关长度 (L_c) 依赖的非对称反射率振幅。(b) 固定相关长度 ($L_c = 100\ nm$) 时，粗糙度大小 (σ) 依赖的非对称背向散射。

通过三维全场仿真，图 S1 展示了嵌入式米氏散射体的几何形状，分别定义了对称反射率（图 S1a、c、e）和非对称反射率（图 S1b、d、f）。在三维有限差分时域仿真中，[S1]，采用共形网格，其空间分辨率（在 x 和 y 方向）小于米氏散射体尺寸的 1/10。对于垂直方向（$\hat{z}$），网格的空间分辨率固定为仿真中硅波导厚度的 1/5。仿真波导结构完全延伸至 PML 区域，以获得稳定且准确的结果。入射光的波长位于电信 C 波段（1531 nm）。在厚度为 250 nm 的绝缘体上硅衬底上定义了宽度为 430 nm 的通道波导。

采用相同的方法，我们仿真了具有制造相关侧壁粗糙度（电子束光刻 + F-ICP 刻蚀）的波导的定向反射率。如图 S2 [S2]所示，粗糙度分布沿平行于传播方向的方向呈非对称分布，沿垂直方向呈对称分布。我们仿真了具有相关函数的随机几何形状（σ：粗糙度幅度，L_c：相关长度）[S3]。图 S2 证实，随机侧壁粗糙度主要产生非对称反射率 [$r_f \neq r_b$]。

注意 $r_{f/b}$ 已存在。表示嵌入微环谐振器（MRR）中的米氏散射体的 $r_{CW/CCW}$.

补充章节 2：米氏散射体定义的 MRR 中的非厄米性 **s**

不含米氏散射体的微环谐振器由哈密顿量 $H_o = \begin{pmatrix} \Omega_0 & 0 \\ 0 & \Omega_0 \end{pmatrix}$ 描述，其中对角元 $\Omega_0 = \omega_o - j\gamma_t/2$ 表示简并顺时针和逆时针模式的复能量，γ_t 表示所有损耗，包括固有损耗（γ_0，包括材料损耗、弯曲损耗、与环几何形状相关的损耗）以及谐振器-波导耦合损耗率（γ_c）。该系统支持一个 DP，其简并特征频率为 $\omega_{1,2} = \omega_o - j\gamma_t/2$，并具有分别对应顺时针和逆时针模式的正交特征向量 $\psi_1 = [1 \quad 0]^T$ 和 $\psi_2 = [0 \quad 1]^T$ 。

2.1 带有单个米氏散射体的微环谐振器

引入谐振器模式体积中的第一个超原子，不仅会通过模间散射耦合顺时针模式和逆时针模式，还会引起复频移。因此，描述嵌入第一个超原子的谐振器的哈密顿量为

$$H_1 = \begin{pmatrix} \Omega_0 + \epsilon_{111} & \epsilon_{112} \\ \epsilon_{121} & \Omega_0 + \epsilon_{122} \end{pmatrix} \tag{S-1}$$

其复数元素 ϵ_{1km} 描述了粒子诱导的散射耦合到同向（$k = m$）或反向传播（$k \neq m$）模式的耦合强度。对角元ϵ_{111} 和 ϵ_{122} 决定了米氏散射体对顺时针和逆时针模式引起的频移及额外耗散，而非对角元 ϵ_{112} 和 ϵ_{121} 决定了它们之间的耦合。该系统的特征频率为 $\omega_\pm = \Omega_0 + (\epsilon_{111} + \epsilon_{122} \quad 2 \pm \xi \quad \epsilon_{111} - \epsilon_{122} \quad \omega_+ -)/2$, $\omega_- = \xi$ 其中 $\xi = \sqrt{(\,)^2 + 4\epsilon_{112}\epsilon_{121}}$ 意味着发生了分裂。嵌入微环谐振器中的米氏散射体具有一个优良特性：它们引起的损耗可以忽略不计，因为反射光在波导侧壁处仍满足全内反射，并耦合进入谐振器中的导模。在不失一般性的情况下，ϵ_{1km} 可视为实数（$\epsilon_{1km} = \epsilon_{1kmr} + i\epsilon_{1kmi}$ 其中 $|\epsilon_{1kmi}| \ll |\epsilon_{1kmr}|$）[22]。

2.1.1 非对称米氏散射体

不难看出，当 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon$ 和 $\epsilon_{112}\epsilon_{121}=0$时，$\omega_{\pm}=\Omega_0+\epsilon$ 存在谱简并。在这些条件下，描述该系统的哈密顿量变为 $H_{1a}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\epsilon & \epsilon_{112}\\ 0 & \Omega_0+\epsilon\end{pmatrix}$ 或 $H_{1b}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\epsilon & 0\\ \epsilon_{112} & \Omega_0+\epsilon\end{pmatrix}$，分别描述了这样的情况：尽管存在相干后向散射进入逆时针（或顺时针）模式，却没有背向散射进入顺时针（或逆时针）模式。这些哈密顿量描述的特征向量也简并，表示为 $\psi_{\pm}\propto[1\quad 0]^T$。因此，这种谱简并是一个例外点。

2.1.2 对称米氏散射体

另一方面，对于对称米氏散射体（例如图 1a 中的矩形刻槽），我们有 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_1$ $\epsilon_{112}=\epsilon_{121}=\epsilon_1'$ $\omega_{\pm}=\Omega_0+\epsilon_1\pm\epsilon_1'$，由此得到具有相应正交特征向量 $\psi_{\pm}=[1\quad\pm1]^T$ 的。因此，复特征频率相差 $2\epsilon_1'$，这表现为谐振器耦合波导系统反射光谱中的两个光谱不同的共振峰。这种分裂已成为基于模式分裂的粒子检测系统的基础[1]。因此，对于单个对称散射体，系统不存在例外点。即使在 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_{112}=\epsilon_{121}$ 的情况下也是如此。

2.2 带有米氏散射体对的微环谐振器

2.2.1 两个米氏散射体的一般情形（Asym1 + Asym2）

具有两个嵌入式米氏散射体的微环谐振器（MRR）将提供额外的自由度，以调节系统趋近或远离其谱简并状态，并有助于抵消制造缺陷。对于这样的系统，可以将其一般哈密顿量写为

$$H_2=\begin{pmatrix}\Omega_0+\epsilon_{111}+\epsilon_{211} & \epsilon_{112}+\epsilon_{212}e^{-j\Delta\varphi}\\ \epsilon_{121}+\epsilon_{221}e^{j\Delta\varphi} & \Omega_0+\epsilon_{122}+\epsilon_{222}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\chi_1 & \chi_{12}\\ \chi_{21} & \Omega_0+\chi_2\end{pmatrix}\tag{S-2}$$

H_2 的特征值为 $\omega_{\pm}=\Omega_0+(\chi_1+\chi_2)/2\pm\xi/2$，其中 $\xi=\sqrt{(\chi_1-\chi_2)^2+4\chi_{12}\chi_{21}}$，相应的特征向量表示为 $\psi_{\pm}=[(\chi_1-\chi_2\mp\xi)/2\,\chi_{21}\quad 1]^T$。当 $\xi=0$ 时，该系统存在谱简并，这一条件在 $4\chi_{12}\chi_{21}=-(\chi_1-\chi_2)^2$ 时得到满足。与这些简并特征值相关联的特征向量也存在简并，其表示为 $\psi_{\pm}=[\,\chi_1-\chi_2\quad 2\,\chi_{21}\quad 1]^T$ $\xi=0$ ( )/。因此，H的谱简并确实对应于例外点（EP）。随后，可以通过 $\xi=0$ 获得导致例外点的米氏散射体的散射特性。由于 $\chi_{12}\chi_{21}=\epsilon_{111}\epsilon_{112}+\epsilon_{212}\epsilon_{221}+\epsilon_{121}\epsilon_{212}+\chi_{12}\chi_{21}$ 是一个复数，$\epsilon_{112}\epsilon_{221}$ $\Delta\varphi+j\,\epsilon_{112}\epsilon_{221}-\epsilon_{121}\epsilon_{212}$ $\Delta\varphi$ $\chi_1-\chi_2$ ( ) cos ( ) sin，且 ( ) 为正实数，因此我们需要设定 Im($\chi_{12}\chi_{21}$ $\chi_{12}\chi_{21}=-\chi_1-\chi_2$ 4 $\Delta\varphi=$) = 0 和 Re( ) ( )²/。前 $n\pi$ 一个条件在 i) 情况下得到满足，此时有 $=-$ $(\epsilon_{121}\epsilon_{112}+\epsilon_{212}\epsilon_{221})$ $(\epsilon_{121}\epsilon_{212}+\epsilon_{112}\epsilon_{221})$ $(\chi_1-\chi_2)$ /；而在 ii) 情况下，$\epsilon_{112}\epsilon_{221}=\epsilon_{121}\epsilon_{212}=\epsilon'$ 导致 $\cos\Delta\varphi=-\frac{1}{2}\left(\frac{(\chi_1-\chi_2)}{4\epsilon}+\frac{\epsilon_{112}+\epsilon_{212}}{\epsilon_{112}\epsilon_{212}}\right)$。显然，调节米氏散射体之间光学相位延迟（即相位 $\Delta\varphi$）的实验调节能力，可能有助于使系统更接近或远离谱简并状态。

2.2.2 一个对称米氏散射体和一个非对称米氏散射体（对称 + 非对称）

上述分析表明，同时具有一个对称米氏散射体和一个非对称米氏散射体，将为推动系统趋近或远离例外点（EP）并研究相关过程提供必要的灵活性。对于具有一个对称米氏散射体的此类系统，其哈密顿量

（例如，第一个米氏散射体具有 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_1$ 和 $\epsilon_{112}=\epsilon_{121}=\epsilon_1'$）以及一个非对称米氏散射体，其散射特性在不失一般性的情况下定义为

$\epsilon_{211}=\epsilon_{222}=\epsilon_2$ 、，并变为

$\epsilon_{212}=\epsilon_2'$ $\epsilon_{221}=\epsilon_2''$

$$H_{2h}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2 & \epsilon_1'+\epsilon_2'e^{-j\Delta\varphi}\\ \epsilon_1'+\epsilon_2''e^{j\Delta\varphi} & \Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\chi_1' & \chi_{12}'\\ \chi_{21}' & \Omega_0+\chi_2'\end{pmatrix} \tag{S-3}$$

其特征值为 $\omega_\pm=\Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2\pm\xi$ where$\sqrt{\epsilon_1'^2+\epsilon_2'\epsilon_2''+(\{v3)\cos\ \Delta\varphi-j(\epsilon_2'-\epsilon_2'')\xi=\sin\ \Delta\varphi}$。当 $\xi=0$ 时，该系统出现谱简并，对应的特征向量为 $\psi_\pm=[0\quad 1]^T$，这就是一个例外点。要使该例外点出现，米氏散射体的散射特性应满足 $\epsilon_2'-\epsilon_2''=0$ 或 $\sin\ \Delta\varphi=0$。对于前者，实部变为 $\epsilon_1'^2+\epsilon_2'^2+2\epsilon_2'\cos\ \Delta\varphi$，可通过调节米氏散射体的特性和相位，使其满足 $\cos\ \Delta\varphi=-(\epsilon_1^2+\epsilon_2'^2)/2\epsilon_2'$，从而令实部为零。对于后者，我们有 $\sin\ \Delta\varphi=0$，因此 $\epsilon_1'^2=\epsilon_2'+\epsilon_2''-\epsilon_2'\epsilon_2''$。

2.2.3 不同的对称米氏散射体（Sym**1** + Sym2）

容易看出，对于具有 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_1$ $\epsilon_{211}=\epsilon_{222}=\epsilon_2$ 、和）的两个对称米氏散射体，哈密顿量变为 $\epsilon_{112}=\epsilon_{121}=\epsilon_1'$ $\epsilon_{212}=\epsilon_{221}=\epsilon_2'$

$$H_{2s}=\begin{pmatrix}\Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2 & \epsilon_1'+\epsilon_2'e^{-j\Delta\varphi}\\ \epsilon_1'+\epsilon_2'e^{j\Delta\varphi} & \Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2\end{pmatrix} \tag{S-4}$$

其特征值为 $\omega_{+/-}=\Omega_0+\epsilon_1+\epsilon_2\pm\xi$，其中 $\xi=\sqrt{\epsilon_1'^2+\epsilon_2'^2+2\epsilon_1'\epsilon_2'\cos\ \Delta\varphi}$。当 $\xi=0$ 时会观察到简并，这意味着 $\cos\ \Delta\varphi=-(\epsilon_1'^2+\epsilon_2'^2)/2\epsilon_1'\epsilon_2'$。与该简并相关的特征向量为 $\psi_\pm\propto[0\quad 1]^T$，这也说明该简并是例外点简并。相位的符号相反，因此可以令一个非对角项为零，同时使另一个非对角项保持非零。如果对称米氏散射体完全相同（即 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_{211}=\epsilon_{222}=\epsilon_1$ 和 $\epsilon_{112}=\epsilon_{212}=\epsilon_{121}=\epsilon_{221}=\epsilon_1'$），则容易证明特征值为 $\omega_\pm=\Omega_0+2\epsilon_1\pm2\epsilon_1'\cos\ \Delta\varphi$，相应的特征向量为 $\psi_\pm\propto[1\quad\pm1]^T$，且与 $\Delta\varphi$ 无关。因此，尽管当 $\Delta\varphi=(2n+1)\pi/2$ 时特征值变为简并，特征向量仍保持正交。由此可得，含有两个完全相同的对称米氏散射体的系统只会呈现 DP（图 1f）。请注意，通过调节角度 $\Delta\varphi$，可以使分裂量在零与最大值 $4\epsilon_1'$ 之间变化。因此，要获得例外点，需要将米氏散射体设计得足够不同，从而使非对角项具有不对称性。

2.2.4 相同的对称米氏散射体（Asym**1** + Asym1）

自然会有人问，如果两个相同的非对称米氏散射体具有 $\epsilon_{111}=\epsilon_{122}=\epsilon_{211}=\epsilon_{222}=\epsilon$ $\epsilon_{112}=\epsilon_{212}=\epsilon'$ $\epsilon_{121}=\epsilon_{221}=\epsilon''$ 、和，会发生什么？此时的哈密顿量变为:

$$H_{2s}=\begin{pmatrix}\Omega_0+2\epsilon & \epsilon'\left(1+e^{-j\Delta\varphi}\right)\\ \epsilon''\left(1+e^{j\Delta\varphi}\right) & \Omega_0+2\epsilon\end{pmatrix} \tag{S-5}$$

其特征值为 $\omega_\pm=\Omega_0+2\epsilon\pm\xi$，其中 $\xi=\sqrt{2\epsilon'\epsilon''(1+\cos\ \Delta\varphi)}$。当 $\xi=0$ 时将观察到简并，这意味着 $\epsilon'\epsilon''=0$ 或 $\cos\ \Delta\varphi=(n+1)\pi$。当 $\epsilon'=\epsilon''=0$ 或 $\cos\ \Delta\varphi=(n+1)\pi$ 时，该简并为 DP（即两个非对角元均为零）；而当任一

ϵ' 或 ϵ'' 为零时，该简并为 EP（即 CW 与 CCW 模式之间存在单向耦合），但正如上文所述，制造此类米氏散射体颇具挑战性。因此，仅将相位 $\Delta\varphi$ 作为可调参数，无法在米氏散射体相同且具有非对称性的情况下产生 EP。将上述分析扩展到两个非相同的非对称米氏散射体的情形并不困难；可以证明，此时谱简并为 EP，并且可以通过调节相位 $\Delta\varphi$ 到达该 EP。

2.2.5 由散射体间相位定义的异常点总结

第 2.2.1–2.2.4 节所讨论的四种情况的典型结果，即特征值随 $\Delta\varphi$ 变化的情况，绘于图 S3 中。

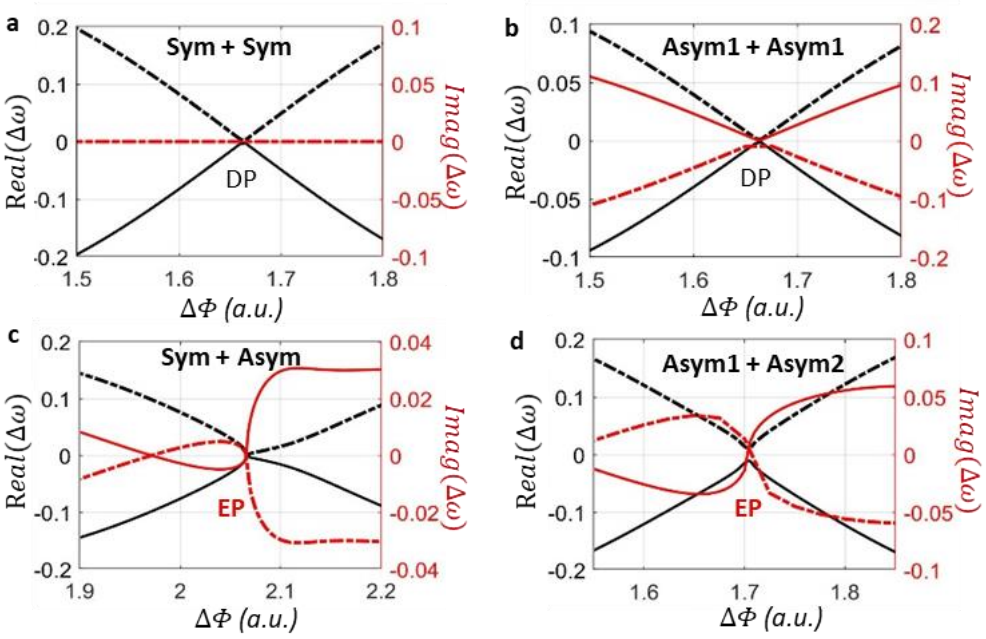


图 S3。米氏散射体组合及其产生的非厄米态。随着米氏散射体间距离的变化，本征频率实部和虚部的分裂情况，其中（a）为两个对称散射体，（b）为相同的非对称散射体，（c）为一个对称散射体和一个非对称散射体，（d）为不同的非对称散射体。

2.2.6 关于由散射体几何结构定义的异常点的补充说明 特征值相对于

在一个散射体中引入不对称性的情况如图 S4 所示。当散射体相同且对称时，系统的特征值会合并，并在 $\Delta\varphi = \pi/2$ 时出现简并点简并。当其中一个散射体具有不对称性，且 $\epsilon_2'' = \epsilon_2' + \Delta\varepsilon$ 时，在同时满足 $\Delta\varphi = \pi$ 和 $\epsilon_1'^2 = \epsilon_2' + \epsilon_2'' - \epsilon_2'\epsilon_2''$ 条件时，会出现例外点简并。

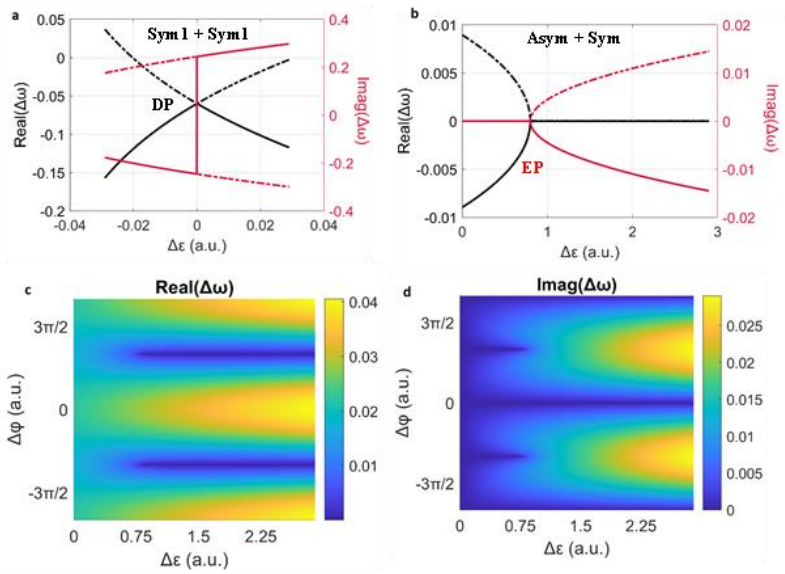


图 S4. 米氏散射体几何形状定义的非厄米态。(a) 两个相同的散射体；(b) 两个不同的散射体。

补充 ary 第 3 节：用于提取实验参数的经验模型 s

在缓慢变化近似和双模近似下，微环谐振器中的顺时针（CW）和逆时针（CCW）传播模式的场振幅（$a_{cw/ccw}$）（图 S5）可用耦合谐振子模型 [S4-S7] 描述：

$$\frac{da_{cw}}{dt} = i\Delta\omega a_{cw} - \frac{\gamma_{t\_cw}}{2}a_{cw} - i\chi_{12}a_{ccw} + \sqrt{\gamma_{c1}}s_1 \qquad \text{(S-6-1)}$$

$$\frac{da_{ccw}}{dt} = i\Delta\omega a_{ccw} - \frac{\gamma_{t\_ccw}}{2}a_{ccw} - i\chi_{21}a_{cw} + \sqrt{\gamma_{c1}}s_2 \qquad \text{(S-6-2)}$$

其中 是激光器频率 () 相对于腔体 谐振（ ）的失谐量。 $X_{1(2)}$ 是从顺时针模式到逆时针模式 (从逆时针模式到顺时针模式）的复数后向散射系数 [7],由缺口几何结构和散射体间距控制。如果每个缺口散射体均具有对称性，

然后 $|X_1| = |X_2|$。随机表面粗糙度或倾斜的三角形缺口会导致非对称后向散射：

| 1| ≠ | 2| $\gamma_t = \gamma_0$ X X 。谐 + γ_{c1}+ γ_{c2} γ_0

振器的总损耗率（ ）等于谐振器本征损耗率（由弯曲、散射或硅中带隙缺陷态引起的线性吸收所致）与耦合至总线（下载）波导的损耗之和（$\gamma_{c1(2)}$）。由于非对称散射体会导致顺时针和逆时针模式产生不同的损耗，$\gamma_{0\_CW(CCW)}$ 和 $\gamma_{t\_CW(CCW)}$ 分别表示顺时针（逆时针）模式的本征损耗率和总损耗率[S6-S7]。需要指出的是，对于对称缺口散射体，$\gamma_{0\_CW} = \gamma_{0\_CCW}$ 和 $\gamma_{t\_CW} = \gamma_{t\_CCW}$。$s_{1(2)}$ 是从端口1（2）注入的激励场振幅。在端口1和2上采集的反射场振幅可表示为

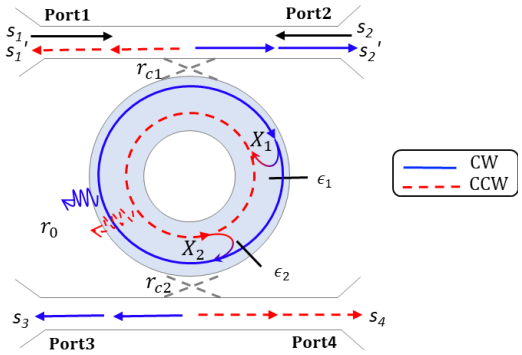


图 S5. 耦合谐振子模型示意图。顺时针（CW）：顺时针传播模式；逆时针（CCW）：逆时针传播模式。

为 和 。端口3和4上的透射场振幅分别为 和 。

通过在稳态条件下求解方程（S-1），并代入$\frac{da_{cw(ccw)}}{dt}=0$，即可推导出透射率和反射率光谱。对于端口1激励（$s_2=0$），可推导出直通端口2和3上的归一化透射光谱（T），以及端口4上的反射光谱（R）：

$$T_{1\to3}=\left|\frac{s_3}{s_1}\right|^2=\left|\frac{\sqrt{\gamma_{c1}\gamma_{c2}}}{\frac{X_{12}X_{21}}{i\Delta\omega-\gamma_{t\_ccw}/2}+i\Delta\omega-\gamma_{t\_cw}/2}\right|^2 \quad \text{(S-7-1)}$$

$$R_{1\to4}=\left|\frac{s_4}{s_1}\right|^2=\left|\frac{-i\sqrt{\gamma_{c1}\gamma_{c2}}X_{12}}{X_{12}X_{21}+(i\Delta\omega-\gamma_{t\_cw}/2)(i\Delta\omega-\gamma_{t\_ccw}/2)}\right|^2 \quad \text{(S-7-2)}$$

在端口2激励（$s_1=0$）下，透射和反射光谱可推导为：

$$T_{2\to4}=\left|\frac{s_4}{s_2}\right|^2=\left|\frac{\sqrt{\gamma_{c1}\gamma_{c2}}}{\frac{X_{12}X_{21}}{i\Delta\omega-\gamma_{t\_cw}/2}+i\Delta\omega-\gamma_{t\_ccw}/2}\right|^2 \quad \text{(S-8-1)}$$

$$R_{2\to3}=\left|\frac{s_3}{s_2}\right|^2=\left|\frac{-i\sqrt{\gamma_{c1}\gamma_{c2}}X_{21}}{X_{12}X_{21}+(i\Delta\omega-\gamma_{t\_cw}/2)(i\Delta\omega-\gamma_{t\_ccw}/2)}\right|^2 \quad \text{(S-8-2)}$$

假设谐振器中的 γ_{t_CW} 接近 γ_{t_CCW}，透射光谱呈对称分布（$T_{1\to3}=T_{2\to4}$），且可通过拟合透射光谱估算 γ_t。

为尽量减少光栅耦合器损耗估算造成的不确定性，我们比较输出端口之间的强度比，以获得 χ_1 和 χ_2的最佳估算值：

$$\frac{R_{1\to4}}{T_{1\to3}}=\left|\frac{i\chi_{12}}{i\Delta\omega-\gamma_{t\_ccw}/2}\right|^2 \quad \text{(S-9-1)}$$

$$\frac{R_{1\to4}}{R_{2\to3}}=\left|\frac{\chi_{12}}{\chi_{21}}\right|^2 \quad \text{(S-9-2)}$$

根据方程 S-9-1，可估算失谐量 $\Delta\omega=0$ 下的 χ_1 值：

$$|\chi_{12}|=\frac{\gamma_t}{2}\sqrt{\frac{R_{1\to4}}{T_{1\to3}}} \quad \text{(S-10)}$$

我们验证了χ_1 相位对测得的透射和反射的影响（图 S6）。我们选取了$<\chi_{12}=0^\circ$、 $\pm28^\circ$和 $\pm56^\circ$三个示例，并根据方程 S-7（黑色）和 S-8（图 S6a-c 中的灰色），绘制相应的透射（实线）和反射（虚线）光谱。图 S6d 绘出了从模拟光谱（图 S6a-c）中提取的数据，并将其与方程 S-10 中的估算值进行了比较。相位较小时，经验品质因数随测得的反射率与透射率之比增大而降低；然而，在较大角度下，这一趋势可能会反转。从图 S6c 可以看出，其中一个分裂模式的强度远高于另一个，因此半高全宽仅涵盖其中一个分裂模式。图 S6f 绘出了与后向散射系数相关的透射峰和反射峰。值得注意的是，图 4 中的透射光谱高度对称，因此$<X_1$ 估计为$\pm10^\circ$在这些制造的器件中。

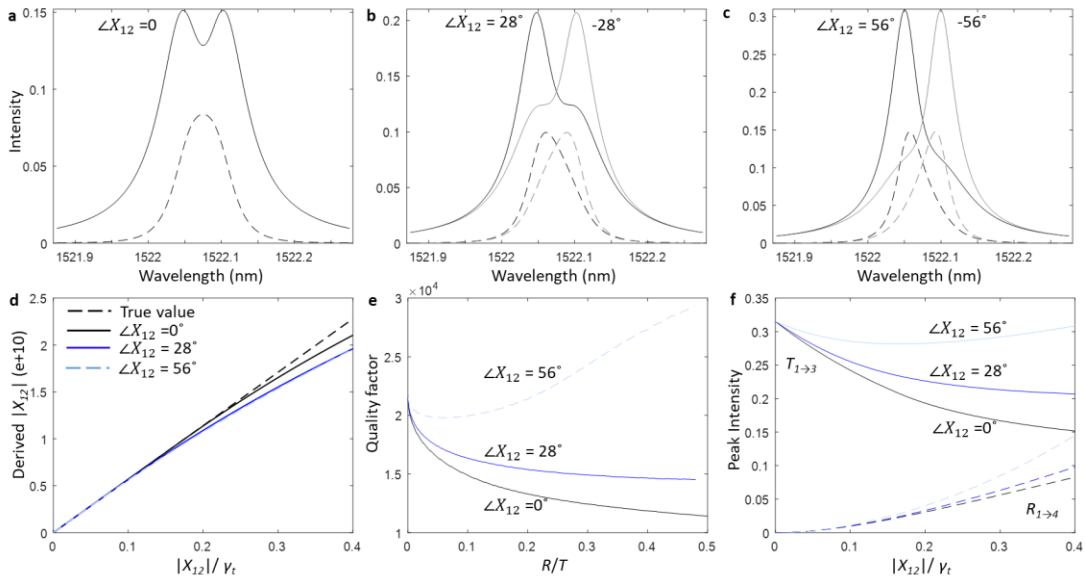


图 S6. $\boldsymbol{\chi_{12}}$ 相位依赖光谱。(a-c) 随χ_1 相位变化的透射（实线）和反射（虚线）；(a) $< \chi_{12} = 0°$，(b) $< \chi_{12} = 28°$，(c) $< \chi_{12} = 56°$。(d) 不同χ_1相位下，导出的χ_{12} 随χ_1 幅值的变化，其中χ_1 根据方程（S- 10）导出。(e) 随着χ_1. 幅值增大，品质因数（= $^{\lambda_o}$）与反射光谱和透射光谱之比的关系，如$FWHM$所示。(f) 峰值强度随χ_{12}.幅值的变化

补充章节 4：实验数据的解读

为使本文内容完整，我们展示了一组半径和凹口深度相同、但凹口宽度（W）不同的微环谐振器的透射和反射光谱（图 S7）。我们提取了同一批次制造的一组微环谐振器中四个相邻模式的共振波长（图 S7a）。请注意，器件之间的共振波长变化源于大学洁净室纳米加工过程中的变化和缺陷。与制造相关的共振变化体现在全部四个模式中，如图 S7a 所示（例如，W = 100 nm）。在测得的光谱范围内，我们观察到对全部四个模式的共振波长（哈密顿量中的对角项）进行确定性调控。我们选取了第一组共振，并分析了凹口宽度相关的半高全宽和经验品质因数（图 S7b-c）。完整的透射光谱及其对应的反射光谱见图 S7d-e。

微环谐振器中的实验损耗率：当模式分裂完全消失时，根据器件线宽（W = 200 nm）估算经

米氏散射体宽度相关的后向散射系数：对于仅具有表面粗糙度的微环谐振器，我们通过对选定模式进行 拟出 $r_{1b} = 19.6754e^{j(-1.1381)}$ 和 $r_{1f} = 17.5753e^{-j2.5381}$ GHz。通过分析采用不同米氏散射体设计的微环谐振器光谱，我们提取出米氏散射体宽度每增加 ΔW = 40 nm 时，$\Delta\varphi$ (~ -0.265337弧度)保持恒定

。该结果与我们先前的研究 [S8] 一致。图 4a 中的耦合模理论模型反映了由几何形状控制的复数后向散射系数。

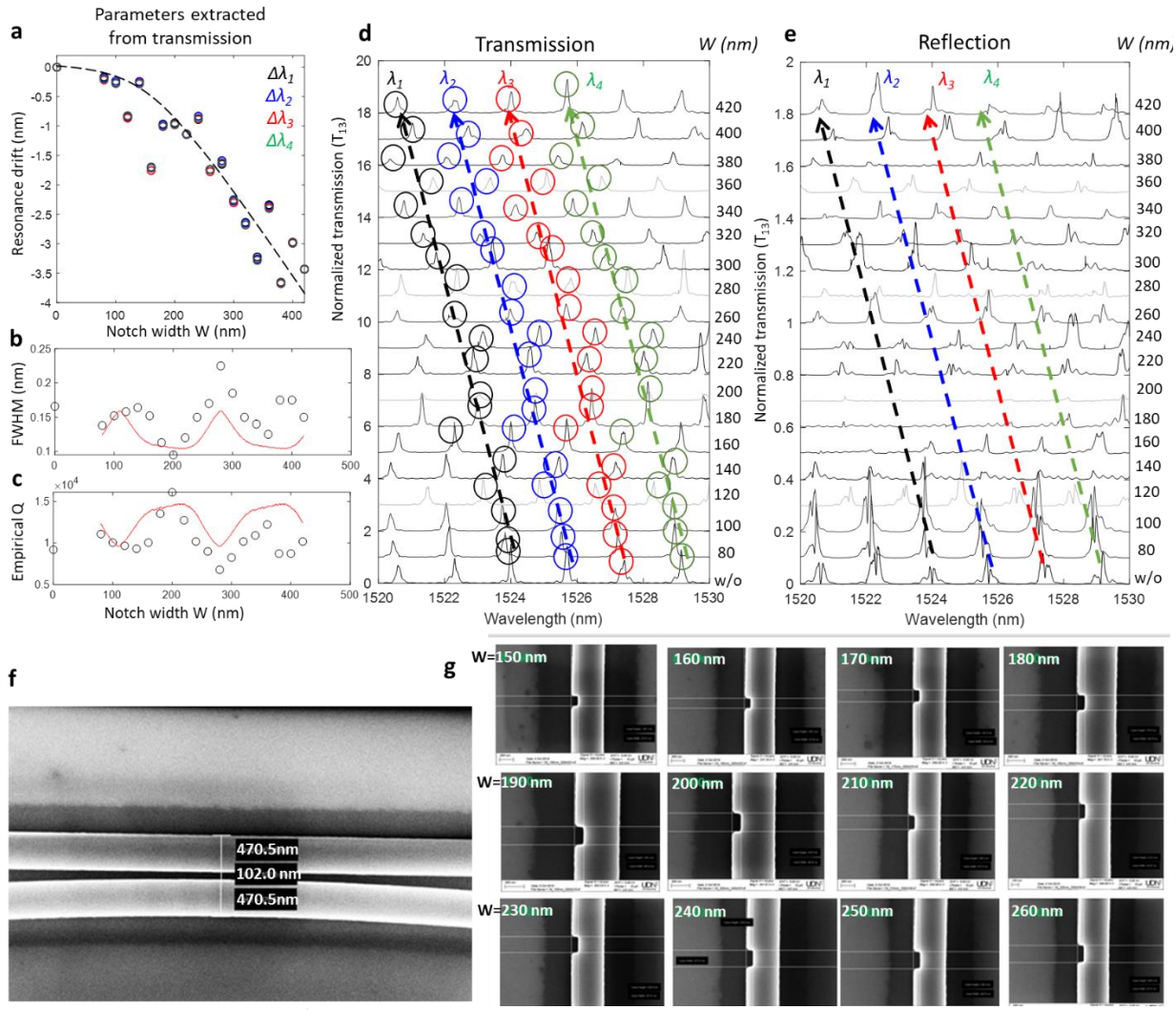


图 S7. 具有不同凹口宽度的一组微环谐振器的测量结果。所有微环谐振器均在同一芯片上制备。凹口深度固定为 100 nm，凹口宽度则在 80–400 nm 范围内变化，增量为 ΔW = 20 nm。(a) 根据 (d) 中的透射光谱提取的四个相邻模式的凹口宽度相关共振波长失谐。(b) 提取的半高全宽以及 (c) 根据第一模式的透射光谱得到的微环谐振器经验品质因数。(d) 该组微环谐振器的透射光谱和 (e) 反射光谱。为清晰起见，透射光谱偏移 1. 反射光谱偏移 0.1。(f) 环形波导区域的扫描电子显微镜图像（所有微环谐振器均采

的结果。

补充部分 5：与其他研究的比较

表 S1 对比了我们的器件与其他已报道的背向散射抑制方案。已有研究在回音壁模式谐振器（WGMR） [S9-S11] 和拓扑光子边缘态中实现了背向散射抑制 [S12-S15]。拓扑边缘态依靠设计的拓扑结构实现定向传输，并借助

外加磁场。在 WGMR 中，抑制背向散射的方法包括将扫描纳米尖端引入谐振器的模式体积[S9, S10]，或利用布里渊散射相互作用破坏时间反演对称性[S11]。文献 [S9] 采用片上二氧化硅微环面谐振器，文献 [S10] 和 [S11] 分别采用二氧化硅棒和二氧化硅微球（这些都不是片上结构）。光通过锥形光纤耦入和耦出谐振器，并通过将谐振器或锥形光纤放置在压电平台上来控制耦合强度。因此，这些系统并不适合用于构建实用器件。相关概念需要转化为完全片上、可动态控制的结构。本文展示的器件解决了这一问题。我们的器件是在加下载配置中制备的硅微环谐振器，配有两条侧耦合波导（即以带有光栅的片上硅波导取代锥形光纤耦合）。我们没有将扫描纳米尖端引入谐振器的模式体积[S9, S10],，而是通过光刻定义对称和/或非对称米氏散射体，以抑制背向散射并使系统到达例外点。

表 S1：用于抑制后向反射的纳米/微纳光子结构。器件结构 抑制机制 抑制

		比	注释	占地面积	*Q*
二氧化硅微环形谐振腔 [S9]	调节二氧化硅纳米尖端 通过压电位移台调整位置	~20 分贝*	机械上 易损 / 不 可扩展/需要 后调谐	10^{-8} 米^2	$>10^7$
二氧化硅棒 [S10]	调节钨纳米尖端 通过压电台控制位置	34 分贝		10^{-6} 米^2 （体材料）	$>10^8$
二氧化硅微球 [秒11]	调节布里渊 散射	NA		10^{-8} 米^2 (体材料)	$>10^7$
光子晶体 边缘态 [S12-S15]	光刻预制 定义的拓扑 光子界面	< 10 dB* [S15]	稳定 / 可扩展 / 预定义	10^{-10} m^2	10^2 [S14]
带有单个 米氏散射体 [这项工作]	通过光刻预先 设计的亚波长 缺陷几何形状	21.41 分贝	稳定 / 可扩展 / 预定义	10^{-10} m^2	10^5

* 根据给定的前向和反向激励光谱估算的值。

参考文献:

[S1] Lumerical 公司 https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360034902433-Using-and-understanding-Mode-Expansion-Monitors（访问日期：3rd/2021年7月）。[S2]

282.17：3404-3407（2009）。[S3] Lumerical 公司 https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360042382374-Tips-for-adding-surface-roughness-to-structures（访问日期：2nd/2021年7月）。[S4]

. 等。行波谐振器中的模式耦合。《光学快报》27，第19期，

. 等。基于异常点的传感器：一般理论。《物理评论 A》93，033809（2016）

[S7] Chen, W. 等。例外点增强光学微腔中的传感。《自然》548，第7666期，192-196（2017）。[S8] Wang, Z. 等。利用介电超表面实现片上波前整形。《自然·通讯》10，第[illegible]。[S9] Peng, B. 等。例外点处的宇性模式与定向激光发射。《美国国家科学院院刊》113，6845-6850（2016）。[S10] Svela, A.Ø. 等。光学微谐振器中相干抑制背向散射。《Light: Science & Applications》9(1)，第1-8页。[S11] Kim, S., Taylor, J. M. 和 Bahl, G. 介电谐振器中瑞利背向散射的动态抑制。《Optica》6，1016–1022（2019）。[S12] Shalaev, M.I., Walasik, W., Tsukernik, A. 和 Xu, Y., Litchinitser, N. M. 电信波长下光子晶体中稳健的拓扑保护输运。《自然·纳米技术》14，31-34（2019）。[S13] He, X.T. 等。用于拓扑谷输运的绝缘体上硅薄板。《自然·通讯》10，872（2019）。[S14] Qi, Z. 等。用于电信波段片上光通信的电调谐拓扑谷光子晶体。《Nanophotonics》11，4273-4285（2022）。[S15] Barik, S. 等。拓扑量子光学接口。《科学》359，666-668（2018）。