arXiv:2601.00174v1 [physics.optics] 1 Jan 2026

薄膜铌酸锂平台上各向异性热光响应的广义模型

沈俊燮,[1,2,†] 金成勋,[2,†] 卢盛元,[1] 杨佳宇,[1] 全成镇,[2] 金尚贤,[2] 马克·隆卡尔,[1,3,*]和孙永益[2,4,*]

[1]哈佛大学约翰·A·保尔森工程与应用科学学院，美国马萨诸塞州剑桥市 *02138*[2]韩国科学技术院（*KAIST*）电气工程学院，韩国大田儒城区大学路 *291* 号，邮编 *34141*

[†]这些作者贡献相同。[3]*loncar@g.harvard.edu*，[4] *youngik.sohn@kaist.ac.kr*

摘要： 热光（TO）控制对于薄膜铌酸锂（TFLN）光子集成电路（PICs）至关重要，它提供了一种简单实用的低频和直流调谐方法，同时兼容高频电光（EO）调制。在x切薄膜铌酸锂中，热光响应具有固有的各向异性，其变化取决于波导传播角和偏振，这是因为电场与晶体寻常折射率轴和非寻常折射率轴之间的模式特定重叠不同。尽管这一特性十分重要，对其各向异性的系统定量分析仍鲜有报道。本文提出首个广义解析模型，用于描述热光响应随偏振和任意波导取向的变化，并通过数值模拟和实验对其进行严格验证。本研究为各向异性热调谐提供了基础性认识，并为下一代薄膜铌酸锂光子集成电路中高能效、可扩展的光子设计开辟了新机遇。

1. 引言

薄膜铌酸锂（TFLN）凭借其强电光（EO）效应和非线性系数、宽透明窗口以及与异质集成的兼容性，已成为高性能光子集成电路（PICs）的领先平台之一 [1]。这些优势推动了高速调制器 [2–7], 、高效频率转换器 [8–11], 、频率梳发生器 [12–14], 以及量子光子器件 [15–17]在紧凑型芯片级平台上的实现，满足了通信、传感和计算领域日益增长的需求。尽管 TFLN 中的电光效应非常适合高速调制，但许多应用，例如可调滤波器 [18], 、波长微调 [19], 、干涉开关 [20],、同相/正交（IQ）调制器 [21], 以及可编程光子处理器 [22] ，都需要低频或静态调谐。在这些工作模式下，热光（TO）相移器提供了一种有效的替代方案，能够实现更简单且更紧凑的解决方案。尤其是在低频或直流偏置下，TFLN 中的电光工作状态通常颇具挑战性，因为电光响应会发生漂移和弛豫 [23,24]。尽管在低温下可以部分恢复直流稳定性 [25],，但对于大多数应用而言，这类方法并不理想。因此，热光调谐已成为 TFLN PICs 中低频和静态相位控制的一种广泛采用且有效的方法 [26]。

与硅或氮化硅等各向同性材料不同，铌酸锂中的热光响应因其单轴双折射而具有内禀各向异性。在块体铌酸锂中，众所周知，非寻常折射率的热光系数大于寻常折射率的热光系数（$dn_e/dT > dn_o/dT$） [27]。然而，在集成波导中，有效热光响应会变得更加复杂，因为它不仅取决于材料本身的各向异性，还取决于电场与寻常轴和非寻常轴之间的模式特定重叠。因此，热光调谐引起的有效折射率变化会随

偏振态和波导传播角而显著变化。尽管薄膜铌酸锂光子集成电路已得到广泛应用，且热光调谐已广泛用于实际器件中（ [16–20, 22, 27, 28],），但针对x切薄膜铌酸锂波导中各向异性热光调制的系统性定量研究仍然缺乏。具体而言，热光响应对任意波导取向、偏振态和器件几何结构的依赖关系尚未得到充分研究，这限制了可扩展薄膜铌酸锂光子集成电路的系统化设计。

在本研究中，我们提出了一种广义解析模型，可描述 x 切薄膜铌酸锂波导中依赖于偏振和取向的热光效应。该模型定量阐明了偏振态以及波导传播角相对于晶轴的方向如何影响热光响应，并为优化热光移相器性能提供了实用指南。我们通过电信波段的有限元仿真和实验测量验证了该模型，从而为理解和设计薄膜铌酸锂光子集成电路中的各向异性热光响应奠定基础。此外，我们将该解析框架应用于圆形波导弯曲段和欧拉波导弯曲段，展示了一种设计简化示例：将复杂结构抽象为单个有效参数。本研究为热光移相器提供了定量设计规则，有助于实现马赫-曾德尔干涉仪、可调谐谐振器和混合电光/热光电路等优化架构。

2. 解析模型与仿真

为描述 x 切薄膜铌酸锂波导中的各向异性热光响应，我们建立了一种广义解析模型，该模型同时考虑偏振、波导相对于晶轴的取向，并纳入埋氧层（BOX）的影响。图 1(a) 展示了本研究所考虑的坐标系和波导几何结构。晶体 x轴和 y轴对应寻常折射率 n_{o}，而 z轴对应非寻常折射率 n_{e}。相对于 y轴以 θ 角取向的波导支持基横电（TE）模或横磁（TM）模，其电场分量在寻常轴和非寻常轴上的投影各不相同。脊形波导几何结构由宽度W_{wg}、高度 H_{wg}和平板厚度 H_{slab}定义。

图 1(b) 展示了沿 y 轴（$\theta = 0°$）和 z 轴（$\theta = 90°$）传播的典型情况。对于 TE 模，主要的横向场分量（$E_{\parallel}$）在 $\theta = 0°$ 处主要沿非寻常轴排列，而在 $\theta = 90°$ 处则主要投影到寻常轴上。对于 TM 模，$E_{\parallel}$ 主要沿寻常轴排列。这些投影是决定 x切薄膜铌酸锂波导中各向异性热光响应的主要因素。然而，在 TM 模分析中，还需考虑不可忽略的纵向场分量（$E_{\perp}$）的贡献；这些分量会增加与非寻常轴的重叠，从而产生较弱但明显的角度依赖性。图 1(b) 所示情况的模拟模式分布见补充材料1中的图 S1。

x切薄膜铌酸锂波导中的有效热光响应可表示为材料贡献的加权和：

$$\frac{dn_{\mathrm{eff}}}{dT} = \Gamma_{\mathrm{o}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{o}}}{dT} + \Gamma_{\mathrm{e}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{e}}}{dT} + \Gamma_{\mathrm{BOX}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{SiO_2}}}{dT}, \tag{1a}$$

$$\frac{dn_{\mathrm{eff}}}{dP} = \Gamma_{\mathrm{o}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{o}}}{dP} + \Gamma_{\mathrm{e}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{e}}}{dP} + \Gamma_{\mathrm{BOX}}(\theta)\frac{dn_{\mathrm{SiO_2}}}{dP}, \tag{1b}$$

其中，n_{eff} 是导模的有效折射率，$n_{\mathrm{SiO_2}}$ 是埋氧层（SiO_2）的折射率。系数 $\Gamma_{\mathrm{o}}(\theta)$，$\Gamma_{\mathrm{e}}(\theta)$，和 $\Gamma_{\mathrm{BOX}}(\theta)$分别表示普通光、非普通光和氧化物区域的限制因子，其定义为各区域内重叠的光场强度与单位导波功率 [29]之比。尽管此处假设器件为空气包层器件，但由于空气的模场重叠和热光系数均可忽略不计，因此忽略了空气的贡献 [30]。模型未纳入色散；因此，所有

后续测量均在足够窄的光谱范围内进行，以尽量减小其影响。假设温度变化（ΔT）与施加的加热功率（P）成线性正比，则可将式（1a）改写为关于 dn_i/dP ($i \in$ {e，o，SiO_2}) 的表达式，从而得到式（1b)。

从方程（1a）和（1b）可以明显看出，系数 dn_i/dT 和 dn_i/dP 是材料本征属性。因此，描述各向异性热光响应的关键在于对角度相关的限制因子 $\Gamma_i(\theta)$ 进行建模。为了对这些因子进行解析建模，我们从麦克斯韦方程的变分定理出发，研究模式场分布 [31], ，其寻常光贡献和非寻常光贡献可明确表示如下（完整推导见补充材料1第1节）：

$$\Gamma_{\mathrm{e}} = \frac{\partial n_{\mathrm{eff}}}{\partial n_{\mathrm{e}}} = 2cn_{\mathrm{e}}\varepsilon_0 \frac{\int_{A_{\mathrm{LN}}} |E_z|^2 \, dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\, dA}, \tag{2a}$$

$$\Gamma_{\mathrm{o}} = \frac{\partial n_{\mathrm{eff}}}{\partial n_{\mathrm{o}}} = 2cn_{\mathrm{o}}\varepsilon_0 \frac{\int_{A_{\mathrm{LN}}} \left(|E_x|^2 + |E_y|^2\right) dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\, dA}, \tag{2b}$$

其中，分子积分在铌酸锂横截面（A_{LN}）上计算，分母积分则在整个横截面（A_∞）上计算。

为了描述电场投影到晶轴上的分量随传播角变化的情况，我们在图1(a)中引入局部波导坐标系（p，q，r）。r轴与传播方向对齐，而 q 轴平行于 x切薄膜铌酸锂晶圆的晶体 x 轴。因此，模式在材料的 y-z 平面内传播，该平面对应于局部坐标系的 p-r 平面。随后，我们对局部坐标系和材料坐标系进行坐标变换（见补充材料1第1节），得到以下简化的解析表达式，分别用于表示 Γ_{e} 和 Γ_{o}:

$$\Gamma_{\mathrm{e}} = \frac{\partial n_{\mathrm{eff}}}{\partial n_{\mathrm{e}}} = n_{\mathrm{e}}\left(\Lambda_p \cos^2\theta + \Lambda_r \sin^2\theta\right), \tag{3a}$$

$$\Gamma_{\mathrm{o}} = \frac{\partial n_{\mathrm{eff}}}{\partial n_{\mathrm{o}}} = n_{\mathrm{o}}\left(\Lambda_p \sin^2\theta + \Lambda_q + \Lambda_r \cos^2\theta\right), \tag{3b}$$

其中，重叠因子 Λ_k 定义如下:

$$\Lambda_k = 2c\varepsilon_0 \frac{\int_{A_{\mathrm{LN}}} |E_k|^2 \, dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\, dA}, \quad k \in \{p, q, r\}. \tag{4}$$

在此，假设 Λ_k 与角度无关，这意味着无论波导角度 θ如何变化，局部场分量（E_p、E_q、E_r）均保持不变。稍后将通过评估完整模型的准确性来验证这一假设。因此，限制因子的角度依赖性完全源于波导的几何旋转。 consequently， Γ_{e} 和 Γ_{o} 的角度依赖性可直接由公式（3）中的简单三角关系得到。在此，埋氧层的限制因子（Γ_{BOX}）取为常数。

我们采用两种方法评估了公式（3）中表示的 $\Gamma_i(\theta)$：(1) 使用有限差分本征模（FDE）求解器（Lumerical）进行直接数值模拟，以及 (2) 解析模型。两种方法采用的脊形波导几何结构如图1(a)所示，其中 W_{wg} = 1 μm、 H_{wg} =600 nm、 H_{slab} = 200 nm，且侧壁角对称，大小为 60°。在数值方法中，我们对每种材料的折射率施加微小扰动 Δn_i，并计算相应的 Δn_{eff}变化，从而得到 $\Gamma_i \approx \Delta n_{\mathrm{eff}}/\Delta n_i$。对于横电和横磁模式的多个传播角，均重复了这一过程（见补充材料1第2-2节）。在解析方法中，使用重叠因子 Λ_k，根据公式（3）计算$\Gamma_i(\theta)$；这些重叠因子是通过数值计算的场分布，在 θ = 0°处一次性获得的

得出。公式（4）中的分子仅在铌酸锂横截面范围内计算，而分母积分则在整个横截面范围内计算。图1(c)对比了两种方法的结果，显示二者吻合极佳。细微差异归因于忽略了Λ_k较弱的角度依赖性（更多信息见补充材料1第2-3节）。这证实了解析模型的有效性，并支持以下假设：对于x切薄膜铌酸锂波导，局部场分布与角度无关。

3. 器件制造与表征

为通过实验验证我们的解析模型，我们在5%氧化镁（MgO）掺杂的x切薄膜铌酸锂绝缘体晶圆上设计了可调谐跑道形谐振器，该晶圆由600 nm厚的顶部铌酸锂层、2 μm厚的SiO_2埋氧层和525 μm厚的硅衬底组成。详细的制造流程汇总于附录A-1。本文聚焦于5%氧化镁掺杂铌酸锂，这是一种广泛采用的材料，能够显著提高光折变损伤阈值，确保器件在高光强下稳定工作，同时保留铌酸锂的电光和非线性系数 [1]。由于市面上可以买到氧化镁掺杂薄膜铌酸锂晶圆，我们的研究结果可直接用于薄膜铌酸锂光子集成电路中热光器件的实际设计。

图2(a)展示了跑道型谐振器的概念，其中集成金属加热器沿 y轴和 z轴（$\theta = 0°$ 和 $90°$）布置，以研究x切薄膜铌酸锂中的各向异性热光响应。沿 $\theta = 0°$ 和 $90°$ 传播时对应的横截面几何结构如图2(b)所示。根据波导的传播角，光学模式在晶体的普通折射率轴和非普通折射率轴上的投影有所不同，因而产生不同的热光调制效率。

图2(c)展示了制备完成的方形跑道型谐振器的光学显微镜图像（器件 A），其中的加热器沿 $\theta = 0°$ 和 $90°$方向排列。金属加热器的尺寸相同，宽度为 $W_h = 3$ μm，长度为 $L_h = 750$ μm，高度为 $H_h = 100$ nm，加热器-波导间隙为 $G_h = 2$ μm。选择间隙 G_h 是为了减小金属诱导吸收带来的额外传播损耗（见补充材料1第3节）。选用镍铬（NiCr）作为加热器材料，是因为其电阻率高且电阻温度系数低，有助于实现稳定可靠的热光调谐 [32]。电接触焊盘（钛/金）作为独立层沉积，以确保电流仅流经镍铬加热器。测得的电流-电压（I-V）特性证实其具有欧姆行为（见补充材料1第4节）。为了将研究扩展到两种方向之外，我们还制备了八边形跑道型谐振器（器件 B），如图2(d)所示，其集成了沿多个传播角（$\theta = 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°$）排列的加热器。该结构使我们能够在更广泛的晶轴范围内，系统研究热光响应对方向的依赖性。跑道型谐振器的详细设计流程见补充材料1第5节。

最后，图2(e)和图2(f)分别展示了 $\theta = 0°$（A点）和$\theta = 90°$（B点）处的横截面扫描电子显微镜图像。这些图像证实，制备出的加热器-波导几何结构（包括加热器-波导间距和波导刻蚀厚度）符合设计参数。器件 A 和B 共同实现了对 x切薄膜铌酸锂波导中各向异性热光响应的全面表征。

为直接观察器件在电偏置下的温度分布，我们采用了热反射显微术（TRM），该技术能够以高空间分辨率对电子和光子器件进行热分布成像 [33–38]。在本研究中，我们使用 TRM 定量分析了所制备的跑道型谐振器在沿 y 轴和 z 轴取向的镍铬加热器施加偏置时的热行为。TRM 装置和详细测量结果见补充材料1中的第6节。

4. 测量与结果

完成对所制备器件的表征后，我们接着研究了跑道型谐振器在电偏置下的热光响应。我们将可调谐激光器产生的基模横电模或横磁模耦合至波导，并测量光学透射光谱，追踪共振峰偏移随所施加加热器功率的变化。详细测量装置见附录 A-2。我们使用八边形跑道型谐振器（器件 B），系统地探究了热光调谐对波导取向和偏振的依赖性。

为尽量减小色散的影响，所有测量均在 1550-1560 nm 的窄波长范围内进行。图 3(a) 展示了在 $\theta = 0°$ 下，随着加热器电压逐步升高而获得的 TE 模代表性透射光谱。如图 3(b) 所示，通过跟踪随偏置增加而发生的共振峰，提取谐振波长偏移（$\Delta\lambda$）。$\Delta\lambda$ 与有效折射率变化（Δn_{eff}）之间的关系表示为

$$\Delta\phi = 2\pi\frac{\Delta\lambda}{\mathrm{FSR}} = \frac{2\pi\Delta n_{\mathrm{eff}}}{\lambda}L_h, \tag{5}$$

其中，$\Delta\phi$ 为感应产生的相移，FSR 为谐振器的自由光谱范围，L_h 为加热器长度。由于计算 Δn_{eff} 需要波长相关的自由光谱范围值，我们从测量结果中提取该值，并将其用于获得 n_{eff}的值。有关 FSR 提取的详细信息，请参见补充材料1中的第 8 节。通过上述步骤，Δn_{eff} 可表示为加热器功耗（P）的函数，如图 3(c) 和 3(d) 所示。这里，这些曲线的斜率（$\Delta n_{\mathrm{eff}}/\Delta P$）直接对应于热光调谐效率。在 1550-1560 nm 范围内，对不同 P 条件下的所有谐振峰偏移分别进行了分析，并对所得斜率值取平均。图 3(c) 和 3(d) 展示了平均值及其 $\pm1\sigma$偏差。需要注意的是，这些偏差主要源于谐振拟合和跟踪过程中的不确定性，而不是色散导致的基本 FSR 变化。基于这些斜率，我们进一步计算了产生 $\pi/4$ 相移所需的功率（$P_{\pi/4}$），为器件性能提供了一个实用基准。所有取向-偏振组合的完整测量数据汇总于补充材料1中的第 9 节。

由斜率（$\Delta n_{\mathrm{eff}}/\Delta P$）得到的热光调谐效率，等同于公式（1b）的左侧，前提是 Δn_{eff} 与所施加功率 P 呈线性关系。如公式（1b）所述，角度依赖性由限制因子 $\Gamma_i(\theta)$（$i \in \{\mathrm{e}, \mathrm{o}, \text{埋氧层}\}$）决定，这些因子是利用我们根据公式（3）推导出的解析模型计算得到的。将这些 $\Gamma_i(\theta)$ 值与 14 个实验数据点（$\theta = 0°$、$15°$、$30°$、$45°$、$60°$、$75°$、$90°$，对应横电和横磁模式）以及公式（1b）中的三个未知拟合参数（$\frac{dn_{\mathrm{o}}}{dP}$、$\frac{dn_{\mathrm{e}}}{dP}$ 和 $\frac{dn_{\mathrm{SiO_2}}}{dP}$）结合后，得到的线性方程组是超定的。因此，我们采用最小二乘拟合方法，定量评估模型与测量结果之间的一致性。

图3(e)展示了归一化热光调谐效率及其对应的拟合结果。实验数据与最小二乘拟合结果高度吻合（$R^2 = 0.9826$），验证了我们分析的有效性和预测能力。这里可以观察到明显的各向异性趋势：TE模式对传播角度具有很强的依赖性，在接近 $\theta = 0°$（与非寻常轴对齐）时，调谐效率达到最大；在接近 $\theta = 90°$（与寻常轴对齐）时则达到最小。相比之下，TM模式主要沿寻常轴排列，因此其角度依赖性弱得多。尽管如此，TM模式仍表现出轻微的方向依赖性，这是由于不可忽略的纵向场分量（$E_\perp$）与非寻常轴存在部分重叠，而这种重叠取决于传播角度 θ。这一观察结果与图1(c)所示解析模型的预测一致，并凸显了模式场投影在决定各向异性热光响应方面的根本作用。总体而言，这些结果首次全面、定量地揭示了x切薄膜铌酸锂波导中的各向异性热光响应，并将偏振和传播方向依赖性与其背后的晶体各向异性联系起来。

5. 讨论与展望

本研究提出了一种用于描述x切薄膜铌酸锂波导中各向异性热光响应的广义解析模型，并通过实验研究对其进行了验证。除了建立各向异性热光模型之外，还可以在此基础上获得更多见解。其中一个重要方面是波导几何结构的影响。波导宽度和平板厚度的变化可能改变模式限制，从而影响热光效率的绝对值。补充材料1第10节中的仿真证实，这类几何结构变化不会显著影响每种偏振和传播方向下的热光调谐效率，进一步印证了本研究的普适性。

此外，许多实际光子电路都包含弯曲波导，例如圆弧弯曲或欧拉弯曲 [39]。为解决这一问题，我们进一步将解析模型扩展到具有任意弯曲参数的弯曲几何结构。放置在非直波导上的相移器的平均热光系数定义为沿路径长度对局部热光系数的积分：

$$\left(\frac{dn_{\text{eff}}}{dT}\right)_{\text{ave}} = \frac{1}{L_h}\int \frac{dn_{\text{eff}}}{dT}dl, \tag{6}$$

其中，积分沿波导路径 l进行， L_h 是总加热长度。我们的目标是为弯曲波导定义一个等效传播角 θ_{eq}，使得取向为 θ_{eq} 的直波导在长度 L_h上呈现出相同的平均热光响应，如图4(a)所示。完整推导见补充材料1第11节。图4(e)给出了三种具有代表性的几何结构的等效传播角：图4(b)所示的 $\pi/2$弯曲（$\alpha = 90°$）、图4(c)所示从 0° 开始的 π弯曲（$\alpha = 180°$，对称面沿 y轴），以及图4(d)所示从 90° 开始的 π弯曲（$\alpha = 180°$，对称面沿 z 轴）。其中， α 表示总弯曲角， p 表示部分欧拉比例。对于关于 y轴对称的 π弯曲， θ_{eq} 会随着 p的增大而减小；而对于关于 z轴对称的 π弯曲， θ_{eq} 会随着 p 的增大而增大。这是因为更大的欧拉分数 p会使波导在其更大部分长度上保持接近初始和最终切线方向。该扩展模型能够对具有定制热光响应的弯曲波导进行预测性设计，从而可以基于对其热光行为的定量理解来选择或设计弯曲几何结构。

包层环境是另一个关键考量因素。在本研究中，我们的分析和测量聚焦于空气包层器件，而 SiO_2 顶层包层也得到了广泛应用。加入 SiO_2会改变导引场与各材料层之间的光学模式重叠，从而改变有效热光响应。为量化这一影响，我们仿真了 SiO_2包层波导的各向异性热光调谐效率（见补充材料1第 12 节）。结果表明，尽管绝对效率略有变化，尤其是对于 TM模式，本研究揭示的偏振和取向依赖趋势仍保持一致。

尽管我们的模型将折射率变化主要归因于热光效应，但制造缺陷（例如，对准误差）、热致光弹效应以及热释电诱导的电光贡献 [1, 40, 41] 等其他机制也可能发挥次要作用，从而使观察到的趋势略微偏离图 3(e)。然而，我们的模型与测量结果高度吻合，这表明在我们的工作条件下，这些效应影响很小，观察到的响应主要由热光效应主导。

本研究的影响还延伸至非线性光子学和量子光子学领域。在薄膜周期性极化铌酸锂（TF-PPLN）器件中，热光（TO）控制发挥着关键作用，这些器件需要进行波长调谐 [19], 、失真准相位匹配（QPM）光谱的恢复 [42],以及级联周期性极化铌酸锂器件之间的主动相位调谐 [17] 。因此，我们的各向异性感知模型不仅适用于调制器和可调滤波器等经典器件，也适用于非线性光子电路和量子光子电路。

虽然我们主要关注热光相位调谐各向异性行为的分析

而非最大化绝对效率，但我们的模型可为设计先进的加热器架构提供基准信息，例如包层嵌入式加热器、热隔离沟槽 [19], 或折叠波导布局 [32], ，以进一步提升性能。我们提出的兼顾偏振与取向的模型可轻松应用于此类配置，并加速大规模光子集成电路的集成。展望未来，本文开发的解析模型并不局限于氧化镁掺杂薄膜铌酸锂，也可直接应用于同成分薄膜铌酸锂平台。更广泛而言，该模型还可轻松扩展至其他各向异性材料平台，例如薄膜钽酸锂（TFLT） [24, 43–46] 和钛酸钡（BTO） [47, 48], ，并适用于包括可见光和中红外在内的不同光谱区域。

值得注意的是，一种直接提升 TM模式热光调谐效率的方法，是利用 x切薄膜铌酸锂中沿 y 轴的锥形波导实现模式转换，从而弥补其热光调谐效率本来就低于 TE模式的不足。在这一方案中，基模 TM_0 mode 转换为一阶 TE_1 mode；后者与非寻常轴的重叠更强，因此热光效率更高。经过热调谐后，可使用反向锥形结构将光从 TE_1 转换回 TM_0 。补充材料1 第 13 节给出的仿真结果证实了该方案的可行性，表明模式转换为克服 TM模式固有的较弱热光响应、拓展各向异性光子集成电路的设计空间提供了一种实用策略。

总之，本研究提出了首个针对 x 切（掺氧化镁）薄膜铌酸锂波导中各向异性热光控制的系统性定量模型。通过建立并经仿真和实验验证的解析模型，我们展示了热光响应如何受偏振、传播方向和器件几何结构支配。基于这一经过验证的模型，我们进一步将其扩展至预测弯曲波导的热光响应。除验证各向异性热光响应的物理机制外，本研究还提供了一种实用设计工具，可直接用于基于各向异性材料平台的光子电路设计，确保运行可预测且能效高。综上，这些结果提供了明确的设计指南和各向异性感知热控制的一般原理，为基于 x 切薄膜铌酸锂平台构建能效高、可扩展且多功能的光子架构开辟了新机遇，适用于经典和量子应用。

附录A：方法

A-1. 器件制备

制造过程始于商用5%氧化镁掺杂x切薄膜铌酸锂绝缘体晶圆（NANOLN），该晶圆由600 nm厚的顶部铌酸锂层、2 μm厚的SiO_2 埋氧层和525 μm厚的硅衬底组成。首先，采用负性光刻胶（ma-N 2405）进行电子束光刻，以定义无源结构，包括脊形波导和跑道型谐振器。随后，采用基于Ar^+的反应离子刻蚀，实现400 nm的刻蚀深度；之后使用热SC-1清洗液和食人鱼溶液进行湿法清洗，以去除再沉积物和残留光刻胶。接着，我们进行了第二步电子束光刻，以图案化金属加热器，然后通过电子束蒸发沉积100 nm厚的镍铬（NiCr），并进行剥离。最后，结合光刻、电子束蒸发和剥离工艺，制备了Ti/Au（15/200 nm）接触电极。

A-2. 测量详情

在进行光学测量时，采用可调谐连续波（CW）激光器（Santec TSL-570）作为输入光源。利用光纤偏振控制器和偏振分束（PBS）立方体仔细调节偏振态，从而选择横电（TE）或横磁（TM）偏振。偏振光通过透镜光纤耦合至制备的样品的波导端面

并通过透镜光纤收集来自相对端面的输出光，再由光接收器（Newport 1811-FC）进行检测。为操作金属加热器，使用连接至台式直流电源（Keithley 2200-72-1）的电探针施加偏置电压。

参考文献。

1 D. Zhu, L. Shao, M. Yu, et al., “薄膜铌酸锂上的集成光子学”，Adv. Opt. Photonics 13, 242 (2021). 2. Y. Hu, Y. Song, X. Zhu, et al., “基于高效高速电光转换的集成铌酸锂光子计算电路”，Nat. Commun. 16, 8178 (2025). 3. D. Renaud, D. R. Assumpcao, G. Joe, et al., “低于1伏且具有高带宽的可见光至近红外电光调制器”，Nat. Commun. 14, 1496 (2023). 4. C. Wang, M. Zhang, X. Chen, et al., “工作电压兼容CMOS的集成铌酸锂电光调制器”，Nature 562, 101–104 (2018). 5. M. Zhang, C. Wang, P. Kharel, et al., “集成铌酸锂电光调制器：性能与可扩展性兼得”，Optica 8, 652 (2021). 6. Y. Hu, D. Zhu, S. Lu, et al., “薄膜铌酸锂上的集成电光学”，Nat. Rev. Phys. 7, 237–254 (2025). 7. Y. Song, Y. Hu, X. Zhu, et al., “用于高效计算和任意波形生成的集成电光数模链路”，Nat. Photonics pp. 1–9 (2025). 8. P.-K. Chen, I. Briggs, C. Cui, et al., “通过改良极化突破纳米光子铌酸锂波导中的非线性效率极限”，Nat. Nanotechnol. 19, 44–50 (2024). 9. M. Jankowski, C. Langrock, B. Desiatov, et al., “纳米光子周期极化铌酸锂波导中的超宽带非线性光学”，Optica 7, 40 (2020). 10. C. Wang, C. Langrock, A. Marandi, et al., “纳米光子周期极化铌酸锂波导中的超高效波长转换”，Optica 5, 1438 (2018). 11. C. J. Xin, S. Lu, J. Yang, et al., “薄膜铌酸锂非线性频率混频器的波长精确、晶圆级工艺”，Commun. Phys. 8, 136 (2025). 12. Y. Song, Y. Hu, M. Lončar, and K. Yang, “薄膜铌酸锂上的混合克尔-电光频率梳”，Light. Sci. & Appl. 14, 270 (2025). 13. Z. Gong, M. Shen, J. Lu, et al., “单片克尔与电光混合微梳”，Optica 9, 1060–1065 (2022). 14. Y. Hu, M. Yu, B. Buscaino, et al., “高效宽带片上电光频率梳发生器”，Nat. photonics 16, 679–685 (2022). 15. H. K. Warner, J. Holzgrafe, B. Yankelevich, et al., “利用光对超导量子比特进行相干控制”，Nat. Phys. 21, 831–838 (2025). 16. R. J. Chapman, T. Kuttner, J. Kellner, et al., “绝缘体上铌酸锂光子对源之间的片上量子干涉”，Phys. Rev. Lett. 134, 223602 (2025). 17. S. Kim, Y. Kim, Y.-D. Yoon, et al., “集成非线性量子光学仿真：从非线性干涉仪到时间走离补偿器”，Phys. Rev. Appl. 22, 064092 (2024). 18. Y. Ding, S. Tao, X. Wang, et al., “薄膜铌酸锂平台上具有GHz 带宽和平顶通带的热光可调谐光学滤波器”，Opt. Express 30, 22135 (2022). 19. X. Liu, C. Zhang, Y. Pan, et al., “集成微加热器实现薄膜铌酸锂上的热调谐高效二次谐波产生”，Opt. Lett. 47, 4921 (2022). 20. L. Song, W. Liu, Z. Guo, et al., “用于偏振处理与复用的绝缘体上铌酸锂各向异性热光马赫-曾德尔干涉仪”，Laser & Photonics Rev. 17 (2023). 21. M. Xu, M. He, H. Zhang, et al., “基于薄膜铌酸锂平台的高性能相干光调制器”，Nat. Commun. 11, 3911 (2020). 22. C. Wei, H. Feng, K. Ye, et al., “薄膜铌酸锂上的可编程多功能集成微波光子电路”，Nat. Commun. 16, 2281 (2025). 23. J. Holzgrafe, E. Puma, R. Cheng, et al., “薄膜铌酸锂调制器中电光响应的弛豫”，Opt. Express 32, 3619–3631 (2024). 24. K. Powell, X. Li, D. Assumpcao, et al., “采用薄膜钽酸锂的直流稳定电光调制器”，Opt. Express 32, 44115 (2024). 25. H. K. Warner, Y. Zhao, Y. Zhang, et al., “液氮温度下的直流稳定薄膜铌酸锂调制器”，Opt. Lett. 50, 5398–5401 (2025). 26. M. Zhang, C. Wang, P. Kharel, et al., “集成铌酸锂电光调制器：性能与可扩展性兼得”，Optica 8, 652–667 (2021). 27. O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie, “掺氧化镁的同成分和化学计量比LiNbO3的温度与波长相关折射率方程”，Appl. Phys. B 91, 343–348 (2008). 28. A. Maeder, F. Kaufmann, D. Pohl, et al., “用于绝缘体上铌酸锂光子集成电路的高带宽热光相移器”，Opt. Lett. 47, 4375 (2022).

29. J. T. Robinson, K. Preston, O. Painter, and M. Lipson, “高折射率对比度波导中增益的第一性原理推导”, Opt. Express **16**, 16659 (2008). 30. R. Bauld, D.-Y. W. Choi, P. Bazylewski, 等, “石墨烯-聚合物复合材料的热光表征与热学特性：综述”, J. Mater. Chem. C **6**, 2901–2914 (2017). 31. H. Kogelnik and H. P. Weber, “介质波导中的光线、储能与功率流*”, J. Opt. Soc. Am. **64**, 174 1974( ). 32. H. Ji, L. He, F. Yue, 等, “基于薄膜铌酸锂平台的高效热光相移器”, J. Light. Technol. **43**, 6833–6838 (2025). 33. W. J. Baek, J. Park, J. Shim, 等, “用于实现电气高效和降低自热效应的超低电流驱动InGaN蓝光微型发光二极管”, Nat. Commun. **14**, 1386 (2023). 34. J. Lim, J. Shim, I. Kim, 等, “基于绝缘体上锗的热调谐微环谐振器，用于中红外光谱仪”, APL Photonics **9**, 106109 (2024). 35. H. s. Kim, J. Park, W. J. Baek, 等, “通过兼容CMOS的氧化物键合实现异质集成和单片三维集成全彩微型发光二极管，适用于μLEDoS”, Laser & Photonics Rev. **19** (2025). 36. J. Jeong, S. K. Kim, Y.-J. Suh, 等, “三维堆叠InGaAs高电子迁移率晶体管的热研究及通过埋置金属插入缓解自热效应的策略”, IEEE Trans. on Electron Devices **71**, 4517–4523 (2024). 37. J. Shim, J. Lim, D.-M. Geum, 等, “基于自由载流子吸收的高灵敏度波导集成式测辐射热计，用于硅光子传感器”, Opt. Express **30**, 42663 (2022). 38. J. Shim, J. Lim, D.-M. Geum, 等, “基于TiOx/Ti/TiOx三层薄膜的波导测辐射热探测器，用于片上硅光子传感器”, IEEE Trans. on Electron Devices **69**, 2151–2158 (2022). 39. F. Vogelbacher, S. Nevlacsil, M. Sagmeister, 等, “氮化硅部分欧拉波导弯曲段分析”, Opt. express **27**, 31394–31406 (2019). 40. B. Pan, H. Liu, Y. Huang, 等, “利用电光和声光效应的绝缘体上铌酸锂光子学展望”, ACS Photonics **10**, 2078–2090 (2023). 41. X. Ren, C.-H. Lee, K. Xue, 等, “薄膜铌酸锂微谐振器中的光折变与热释电光子存储及长期稳定性”, npj Nanophotonics **2**, 1 (2025). 42. X. Li, H. Li, Z. Wang, 等, “利用分段式可调微加热器推进大规模薄膜周期极化铌酸锂非线性光子学”, Photonics Res. **12**, 1703 (2024). 43. C. Wang, Z. Li, J. Riemensberger, 等, “面向大规模制造的钽酸锂光子集成电路”, Nature **629**, 784–790 (2024). 44. S. U. Hulyal, J. Hu, C. Wang, 等, “钽酸锂集成光子学中的阵列波导光栅”, Optica **12**, 978 (2025). 45. K. Powell, D. Renaud, X. Li, 等, “亚伏级近红外钽酸锂电光调制器”, APL Photonics**10**, 091303 2025( ). 46. A. Shelton, C. J. Xin, K. Powell, 等, “薄膜周期极化钽酸锂上的稳健极化与频率转换”, APL Photonics **10**, 091302 (2025). 47. Y. Wen, H. Chen, Z. Wu, 等, “硅集成铌酸锂和钛酸钡铁电薄膜的制造与光子学应用”, APL Mater. **12**, 020601 (2024). 48. G. I. Kim, J. Yim, and G. Bahl, “具有本征品质因数 >1 百万的低损耗单片绝缘体上钛酸钡集成光子学”, arXiv (2025).

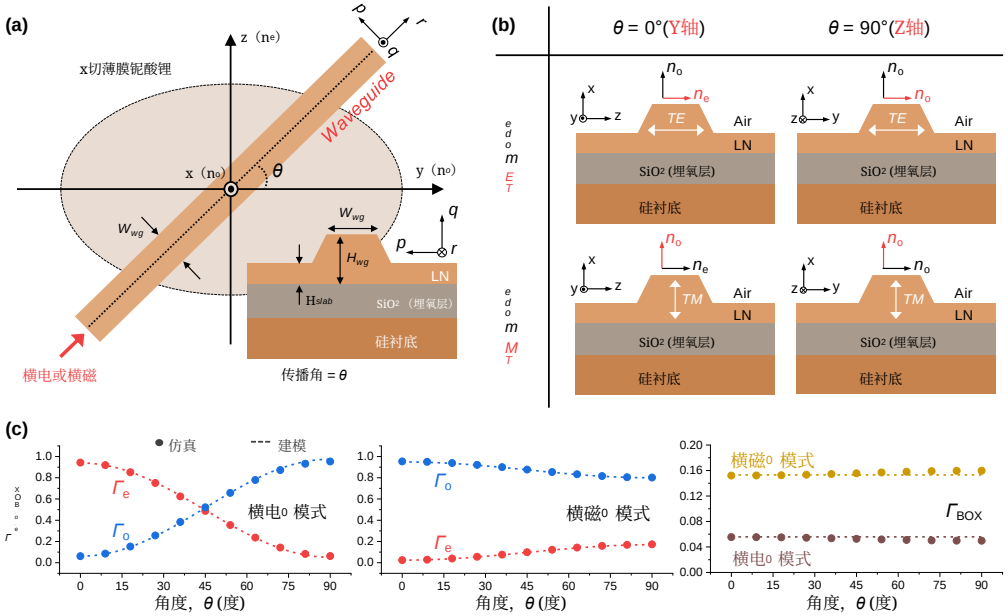

图 1. (a) x切薄膜铌酸锂波导的示意图。图中说明了波导传播角 θ 相对于晶轴的定义，以及脊形波导的横截面几何结构。局部波导坐标系定义为 (p， q， r)。(b) 展示了沿 y轴 ($\theta = 0°$) 和 z轴 ($\theta = 90°$) 传播的典型 TE 和 TM 模式，说明模式电场分量（横向模式， $E_{\parallel}$）如何投影到寻常轴和非寻常轴上。(c) 对比角度相关的限制因子 $\Gamma_i(\theta)$ ($i \in$ {e，o，埋氧层})，展示解析模型与数值仿真结果。

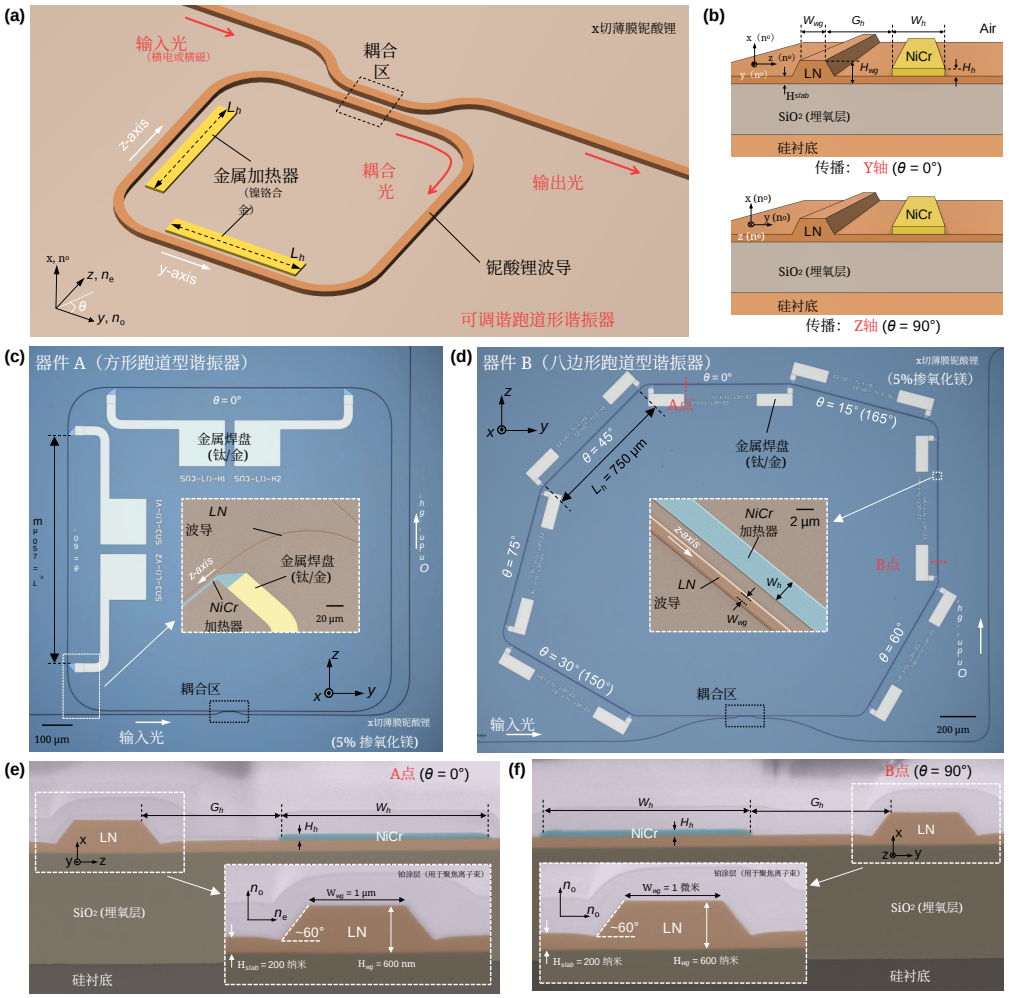

图2. 器件结构。(a) 集成金属（镍铬合金）加热器的 x切薄膜铌酸锂跑道型谐振器示意图，加热器沿 y 轴和 z 轴排列。(b) 沿 y 轴（$\theta = 0°$）和 z 轴（$\theta = 90°$）传播时加热器-波导几何结构的横截面图。设计参数： $W_{wg} = 1$ μm、 $H_{wg} = 600$ nm、 H_{slab} 200 nm、 W_h = 3 $L_h = 750$ $H_h = 100$ $G_h = 2$ μm、 μm、nm 和 μm。(c) 制成的方形跑道型谐振器（器件 A）的光学显微镜图像，加热器沿 $\theta = 0°$ 和 90° 排列。(d) 集成了多个方向波导（$\theta = 0°$， 15°， 30°， 45°， 60°， 75°， 90°）的八边形跑道型谐振器（器件 B）的光学显微镜图像。(c) 和 (d) 中的插图为加热器-波导区域放大视图的伪彩色扫描电子显微镜图像。(e, f) (d) 中A 点 （$\theta = 0°$）和B （$\theta = 90°$）处的横截面扫描电子显微镜图像，展示了加热器-波导间距和层结构（镍铬加热器、铌酸锂波导、SiO_2 埋氧层和硅衬底）。

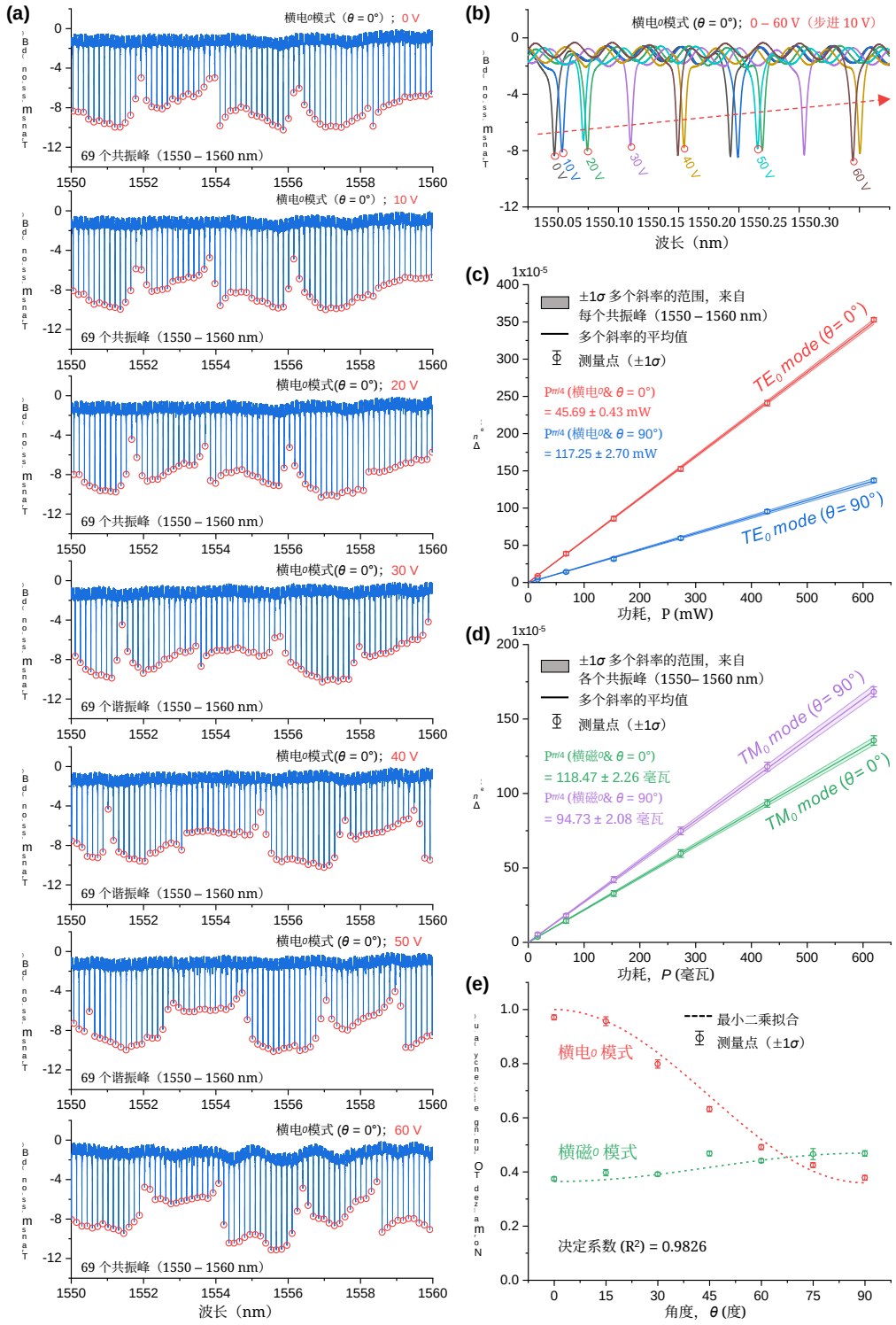

图 3. 八边形跑道型谐振器（器件 *B*）的热光调谐实验结果。(a) 在加热器电压从 0 至 60 V、步进为 10 V（加热器位于 $\theta = 0°$）的条件下，TE偏振光（1550-1560 nm）的透射光谱。追踪谐振峰偏移，以提取有效折射率的变化（Δn_{eff}）。(b) 偏置条件下代表性共振峰偏移的放大图。(c, d) 提取的 Δn_{eff} 随功耗变化（P）的曲线，分别对应 (c) TE 模和 (d) TM 模。斜率给出热光调谐效率，并标出了实现相移 $\Delta\phi = \pi/4$ 所需的功耗（$P_{\pi/4}$）。(e) 归一化热光调谐效率随偏振和传播角变化的关系。采用解析模型中的限制因子，通过最小二乘法拟合实验数据，结果高度吻合（$R^2 = 0。9826$）。

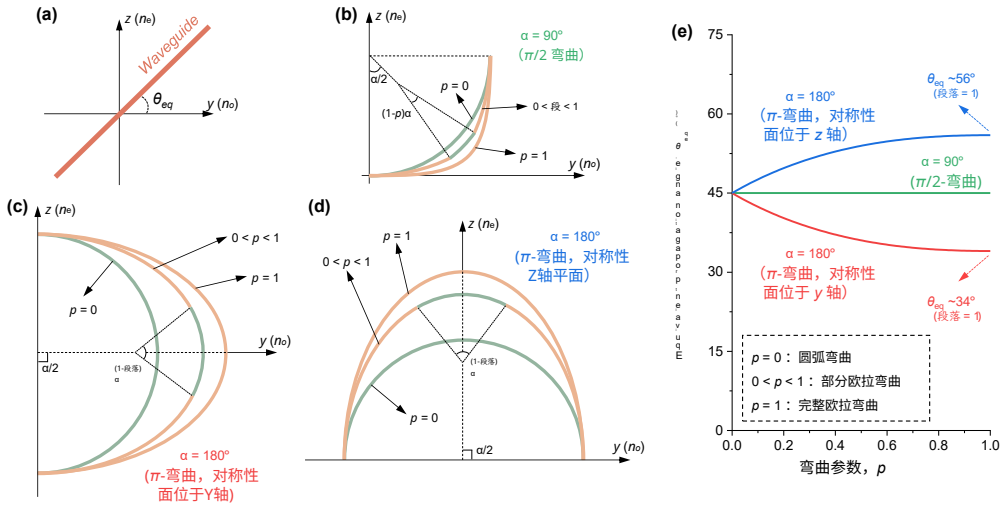

图 4. 弯曲波导中用于 TO 分析的等效传播角。(a) 等效传播角 θ_{eq} 的概念示意图。(b-d) 所分析的三种典型部分欧拉弯曲几何结构示意图：(b) $\pi/2$ 弯曲；(c) 以 0° 的切线角起始的 π 弯曲；(d) 以 90° 的切线角起始的 π 弯曲。(e) 三种典型几何结构的计算等效传播角 θ_{eq} 随部分欧拉比例参数 p 的变化。

薄膜铌酸锂平台上各向异性热光响应的广义模型：补充文档

1. 解析建模的推导细节

我们从麦克斯韦方程的变分定理 [1],出发，该定理将传播常数的扰动（β）与频率扰动（ω）和介电常数扰动（ε）联系起来：

$$\delta\beta = \frac{\int (\mathbf{E}\cdot\delta(\omega\epsilon)\mathbf{E}^* + \mathbf{H}\cdot\delta(\omega\mu)\mathbf{H}^*)\,dA}{\int (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\,dA}, \tag{S1}$$

其中，积分是在波导横截面（dA）上进行的，$\mathbf{r}$ 是沿传播方向的单位矢量。矢量$\mathbf{E}$ 和$\mathbf{H}$ 分别是波导电场和磁场模式场的复振幅。此处假设材料为非磁性材料，且频率恒定：

$$\delta\mu = 0, \quad \delta\omega = 0. \tag{S2}$$

假设介电常数张量为对角张量，

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}, \tag{S3}$$

相对于 ε_i 的扰动， β 的变化为

$$\frac{\partial\beta}{\partial\varepsilon_i} = \omega\frac{\int_{A_\varepsilon} |E_i|^2\,dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\,dA}, \quad i\in\{x,y,z\}, \tag{S4}$$

其中，分子是在折射率发生扰动的区域（$A\varepsilon$）上的积分，分母则是在整个截面（A_∞）上的积分。

利用关系 $\beta = 2\pi n\text{eff}/\lambda$ 以及 $\varepsilon = \varepsilon_0 n_i^2$，其中 $n\text{eff}$ 为有效折射率， λ 为真空波长，而 n_i 为沿晶轴（$i\in\{x$、y和 $z\}$）方向的材料折射率，式（S4）可改写为：

$$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_i} = 2cn_i\varepsilon_0\frac{\int_{A_\varepsilon} |E_i|^2\,dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\,dA}. \tag{S5}$$

这里需要指出，式（S5）右侧对应于限制因子的定义， Γ_i [2]。对于铌酸锂等单轴晶体，这些因子可明确表示为非寻常光贡献和寻常光贡献：

$$\Gamma_e = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{e}}} = 2cn_{\text{e}}\varepsilon_0\frac{\int_{A_\varepsilon} |E_z|^2\,dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\,dA}, \tag{S6a}$$

$$\Gamma_o = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{o}}} = 2cn_{\text{o}}\varepsilon_0\frac{\int_{A_\varepsilon} \left(|E_x|^2 + |E_y|^2\right)dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H})\cdot\hat{r}\,dA}, \tag{S6b}$$

其中，$n\text{e}$ 和$n\text{o}$ 分别为非寻常光和寻常光的材料折射率。

为推导主文中的公式（3），我们引入局部波导坐标系(p,q,r)（定义见主文图 1(a)），并在局部坐标系与

晶体坐标系(x, y, z)之间进行旋转。两个坐标系之间的变换可用传播角 θ 表示：

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \\ \cos\theta & 0 & \sin\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_p \\ E_q \\ E_r \end{bmatrix}. \tag{S7}$$

将公式（S7）代入公式（S6），可得到用于主文公式（3）的 Γ_e 和 Γ_o 的简化表达式。

类似地，对应于埋氧层（BOX）区域的限制因子为

$$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{SiO}_2}} = 2cn_{\text{SiO}_2}\varepsilon_0 \frac{\int_{A_{\text{SiO}_2}} |\mathbf{E}|^2 \, dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) \cdot \hat{r} \, dA}, \tag{S8}$$

其中，分子在材料 SiO_2 所在区域内积分。

2. 解析建模的仿真结果

2-1. 代表性几何结构的模式分布

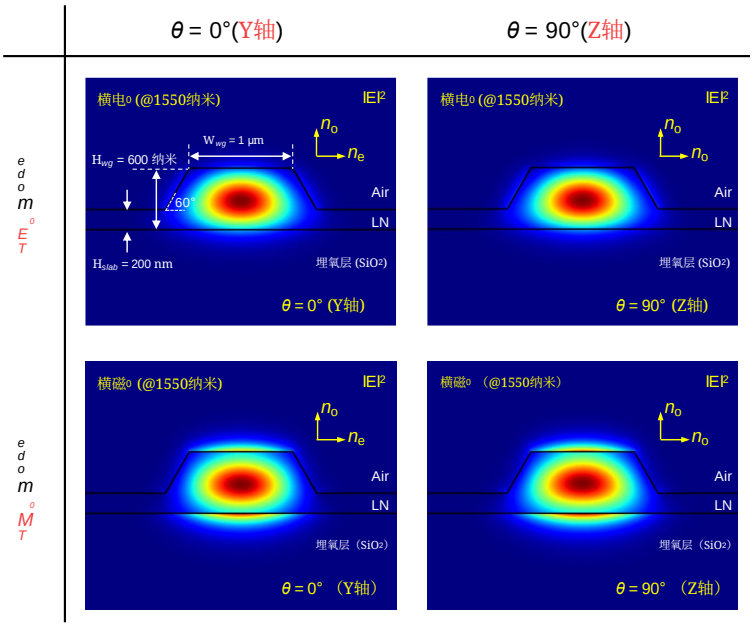

图 S1. 波长为 1550纳米时基模横电 $|\mathbf{E}|^2$ 和横磁$_0$ 模式的仿真电场分布。使用有限差分本征模求解器（Lumerical）计算沿晶体y轴（$\theta = 0°$）和z轴（$\theta = 90°$）传播的波导模式。黑色轮廓标示波导几何结构。

图 S1 展示了代表性传播方向 $_0$ 和 $_0$ 下横电 $\theta = 0°$ 和 $\theta = 90°$横磁模式的仿真场强分布。这些模式分布构成了评估解析模型中限制因子的基础，并凸显了 x 切薄膜铌酸锂平台中寻常轴和非寻常轴对应的不同电场分布。

2-2. 通过折射率扰动计算限制因子

本节介绍如何使用有限差分本征模（FDE）求解器计算限制因子（$\Gamma_i, i \in \{e,o,SiO_2\}$）的数值计算流程，所得结果随后用于验证解析模型。

限制因子定义为 $\Gamma_i = \partial n_{\text{eff}}/\partial n_i \approx \Delta n_{\text{eff}}/\Delta n_i$，通过计算材料折射率发生微小扰动时有效折射率的变化（Δn_{eff}）来确定

Δn_i。为评估这一数值，针对 Δn_i的 11 个扰动值计算了 Δneff，扰动范围为 0 到 5×10^{-4}，步长为 5×10^{-5}，其中 $\Delta n_i = 0$ 对应未受扰动的波导。

针对横电$_0$ 和横磁$_0$ 模式，在从 0° 到90° 、以 9° 为增量的 11 个传播角下，重复了这一过程。所得 Δneff 与 Δn_i 之间的线性关系如图 S2 所示。采用最小二乘线性拟合提取斜率，由此得到限制因子 Γ_i。所有线性回归的决定系数（R^2）均超过 0.9999，确保折射率扰动始终处于线性区间内。提取的每个斜率对应于特定模式和传播角的一个限制因子，这些数值来自主文图1(c)中绘制的数据点。

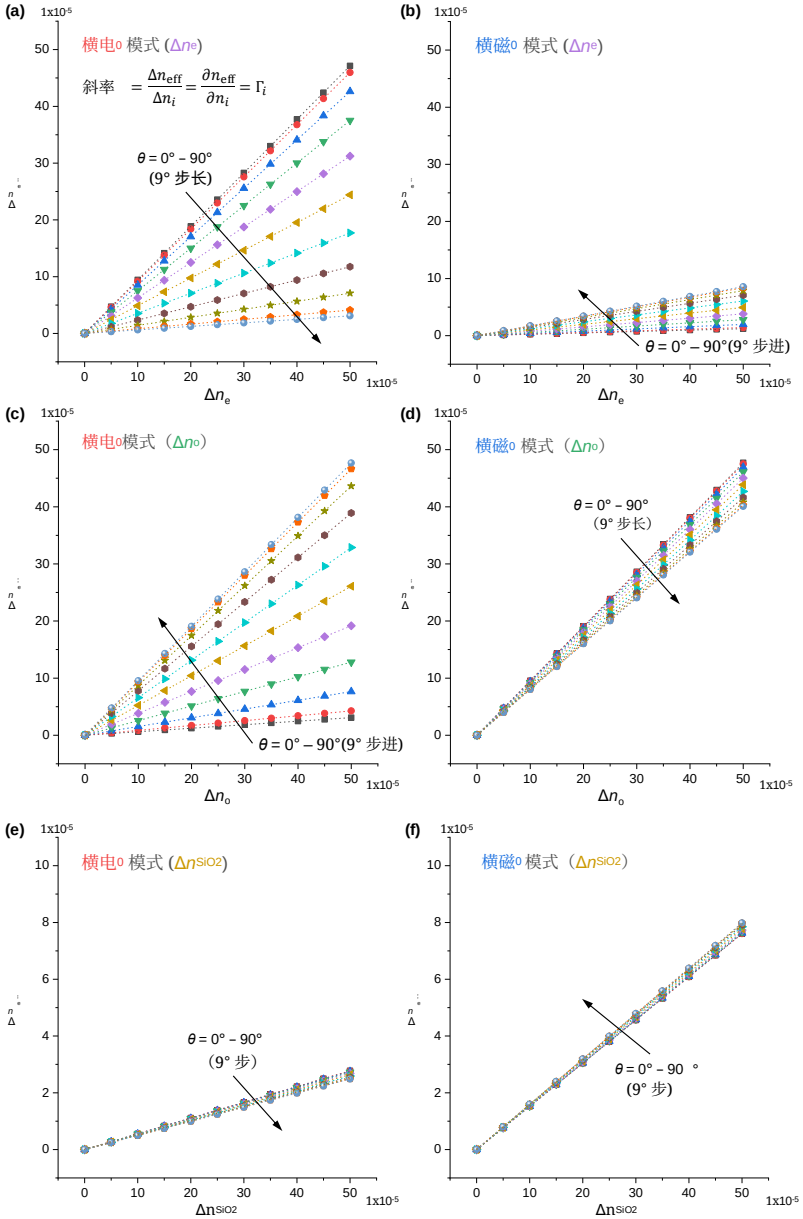

图 S2. 有效值折射率变化(Δ$n$eff)与横电$_0$ 和横磁$_0$ 模式的材料折射率扰动之间呈线性关系。每个子图对应施加于不同折射率的扰动： Δne、 Δno和 ΔnSiO$_2$。

2-3. 模型与仿真效率预测的比较

如主文图1(c)所示，我们的解析模型预测的限制因子与数值仿真得到的结果之间存在微小差异。在此，我们评估这些差异是否会对预测的热光（TO）响应产生显著影响。

为进行比较，我们使用两组限制因子（解析值和仿真值），并采用模型的同一组实验拟合参数来计算 TO 调谐效率。图 S3（a）绘出了所得的效率曲线，对于横电$_0$ 和横磁$_0$ 模，两者几乎无法区分。预测结果之间的百分比差异绘于图S3（b）中，结果显示，在所有传播角范围内，横电$_0$ 模的最大偏差低于 1.5%，横磁$_0$模的最大偏差低于 2%。

这些结果表明，我们解析模型中采用的简化假设（例如，模态重叠因子与角度无关）在预测 TO 响应时仅引入了可忽略的误差。因此，与完整的数值模拟相比，该解析模型在保持高精度的同时，还显著降低了计算复杂度。

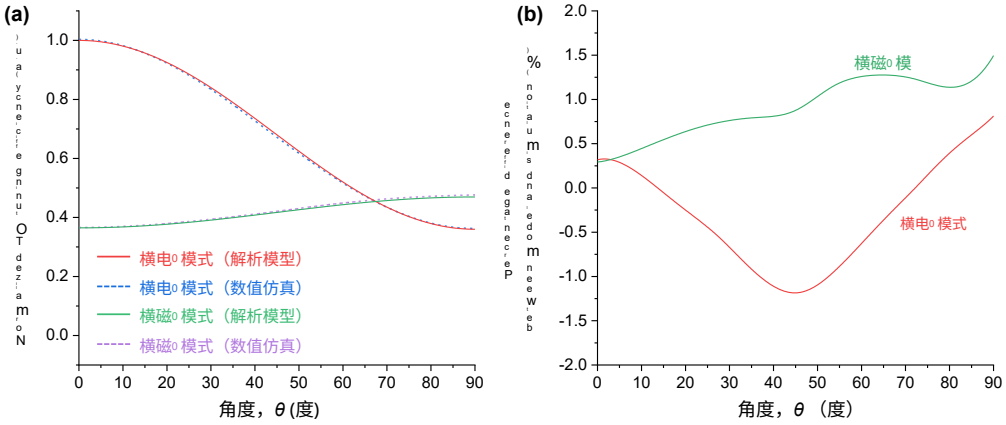

图 S3。 使用解析模型和数值仿真的限制因子比较预测的 TO 调谐效率。（a）横电$_0$ 和横磁$_0$ 模的预测效率随传播角的变化。（b）两种预测结果之间的百分比差异；对于横电$_0$ 和横磁$_0$ 模，最大偏差分别低于 1.5% 和 2%。

3. 金属诱导吸收损耗

加热器与波导间隙 G_h （如主文图2(b)所示）经过选择，以确保金属加热器引起的额外传播损耗相较于波导的本征损耗可以忽略不计。为确定合适的数值，我们使用本征模求解器模拟了额外损耗随 G_h 的变化。结果见图 S4。

基于此分析，我们选取了G_h = 2 μm的间隙。在此距离下，基模 TE 和 TM 的模拟额外损耗分别约为 0.10 dB/m 和 0.25 dB/m。这些数值远小于估算的波导本征传播损耗，证实加热器按预期仅引入极小的光吸收。

4. 金属加热器的电流-电压（*I-V*）特性

为了对镍铬加热器进行直流电流-电压（*I-V*）特性表征，使用了图 S5(a) 所示的探针台和配备源测量单元（SMU）的半导体参数分析仪（Agilent 4156C），进行从 -60 V 到 +60 V 的电压扫描，步进为 200 mV，同时以高分辨率和高精度测量电流。如图 S5(b) 所示，加热器呈现近似线性的 *I-V* 响应，表明镍铬金属条与电极焊盘（钛/金）之间具有欧姆行为。这证实了其电气性能稳定，可为后续热光测量提供可靠的电流注入。

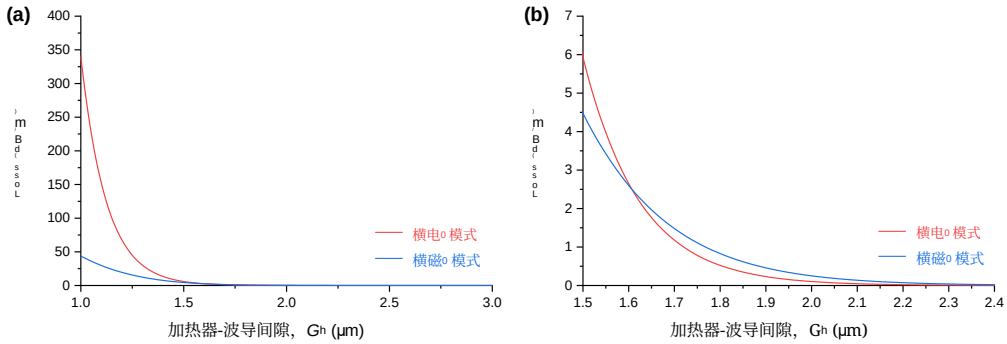

图 S4. 金属加热器引起的额外传播损耗随加热器与波导间隙（G_h）的变化。(a) 计算间隙范围为 1.0 μm 至 3.0 μm 时基模 TE 和 TM 的损耗。(b) 对 1.5 μm 至 2.4 μm 临界区域的放大视图。

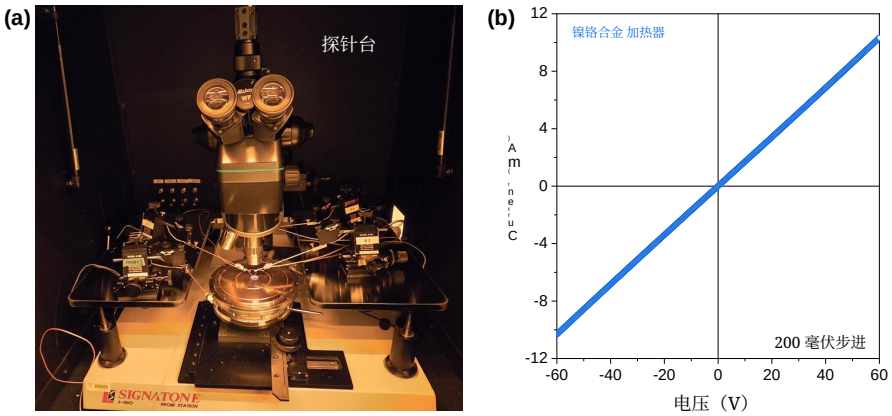

图 S5. (a) 用于*I-V* 表征的探针台照片。(b) 镍铬加热器从 -60 V 到 +60V、步进为 200 毫伏时测得的*I-V*曲线。

5. 跑道型谐振器的设计流程

5-1. 耦合器设计

跑道型谐振器中的定向耦合器设计为在临界耦合条件附近工作。在此工作状态下，总线波导耦合的功率与谐振器的总往返损耗相匹配，消光比达到最大，从而产生更明显的谐振特征，并降低提取热光调谐参数时的不确定性。

目标耦合值根据采用相同工艺制备的波导的实测传播损耗确定：横电$_0$ 模式为 0.59 分贝/厘米，横磁$_0$ 模式为 0.94 分贝/厘米。八边形跑道型谐振器的往返长度为 7.1 毫米，因此相应的往返功率损耗（即目标耦合值）在横电$_0$ 模式下为 9.1%，在横磁$_0$模式下为 14.2%。

耦合器由一段直线耦合段构成，位于输入和输出贝塞尔 S 形弯曲段之间，如图 S6所示。耦合器间隙 G_c 固定为 800 纳米，S 形弯曲段由横向位移 $\Delta y = 10$ 微米以及纵向距离 $\Delta x = 50$ 微米定义。采用混合仿真策略对耦合器进行建模。使用三维时域有限差分法仿真 S 形弯曲段过渡区的 S 参数，并通过有限差分本征模求解器获得直线耦合区内偶、奇超模的传播常数。随后在 Lumerical INTERCONNECT 中组合这些部分，计算总功率耦合随耦合长度 L_c的变化。所得耦合曲线如图 S7所示。根据这些分析，确定实现临界耦合所需的最佳耦合长度：横电模式为 41.5 微米，横磁模式为 61.8 微米$_0$。

由于需要采用同一种几何结构来表征两种偏振，因此选择了一个折中的长度

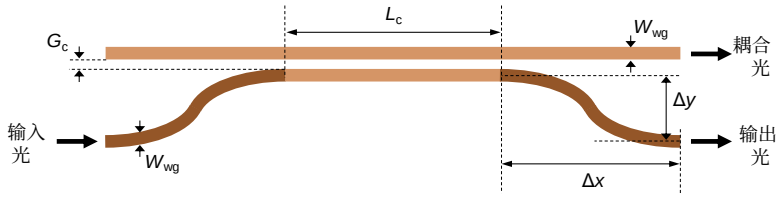

图 S6. 定向耦合器几何结构示意图。该器件由一段长度为 L_c 、间隙为 G_c 的直耦合区组成，该区域位于两个对称的贝塞尔 S 形弯曲段之间。S 形弯曲段由横向位移 Δy 和纵向距离 Δx定义。最终设计中的固定参数为 G_c = 800 纳米、 Δy = 10微米和 Δx = 50微米。

51.6 μm进行制造。在此几何结构下，模拟得到的耦合值分别为：横电$_0$ 为 12.39%（略微过耦合），横磁$_0$ 为 10.89%（略微欠耦合）。

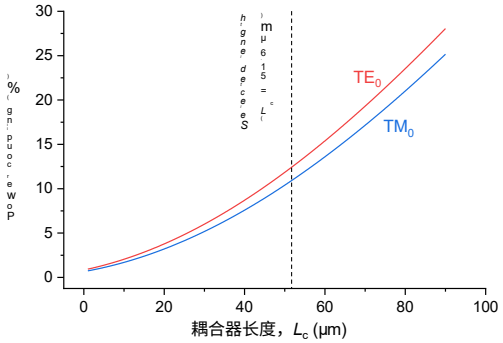

图 S7. 横电$_0$ 和横磁$_0$模式的模拟功率耦合随直耦合长度（L_c）的变化。竖直虚线标示选定的折中长度 51.6 微米。在该长度下，模拟耦合率分别为横电$_0$ 的 12.4%（过耦合）和横磁$_0$ 的 10.9%（欠耦合）。

5-2. 模式杂化

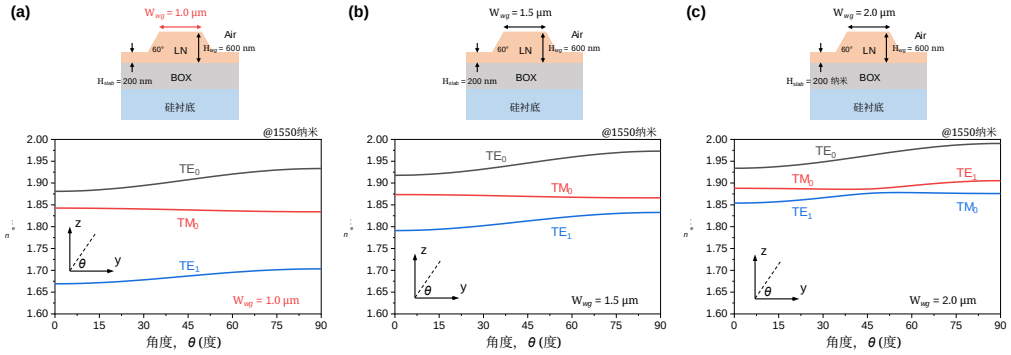

图 S8。 三种不同波导宽度下，前三个本征模式的有效折射率随传播角（θ）的变化关系：(a) W_{wg} = 1.0 μm、(b) W_{wg} = 1.5 μm，以及 (c)W_{wg} = 2.0 μm。在 (c) 中，可以观察到 TM$_0$ 模式与 TE$_1$模式之间明显的模式反交叉现象。

波导宽度是确保跑道型谐振器获得清晰、明确光谱的关键设计参数。要准确提取热光调谐特性，必须抑制基模与高阶模之间的意外耦合。

在各向异性波导中，基模和高阶模的有效折射率会随传播角变化。在某些角度下，两个模式可能接近简并，从而发生模式杂化（反交叉）。如果谐振器的弯曲段迫使光在这些与角度相关的模式杂化区域中传播，就可能产生不必要的模间耦合，导致额外损耗、谐振展宽或光谱特征失真。

为避免这一问题，我们模拟了不同波导宽度下导模有效折射率随传播角变化的关系。如图 S8 所示，波导宽度为 2.0 μm 时，横磁$_0$ 与横电$_1$ 模之间出现了明显的反交叉。相比之下，宽度为 1.0 μm 时，在整个角度范围内，基模与高阶模之间都保持了足够的间隔。

基于此分析，制造时选择了 1.0 μm 的波导宽度。这确保了整个谐振器路径上的稳定单模运行，避免杂化诱导耦合，并为热光调谐表征提供稳定、高质量的共振光谱。

6. 热反射显微术（TRM）表征

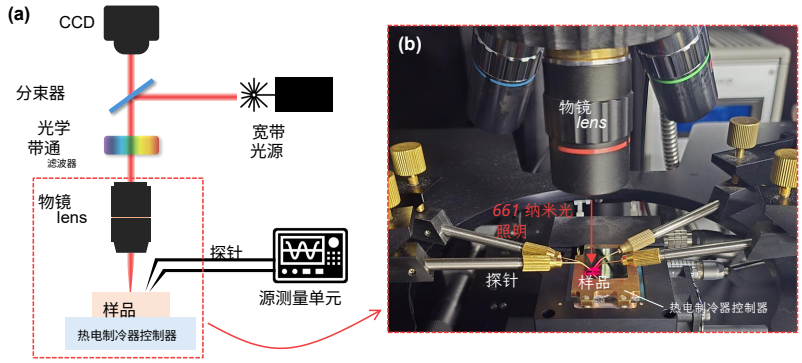

图 S9。热反射显微术（TRM）的实验装置。（a）TRM 测量系统示意图。（b）安装在载物台上的光子集成电路样品的 TRM 装置照片。

热反射显微术（TRM）是一种非接触、无损的光学技术，可检测局部温度变化引起的表面反射率微小变化。如图 S9所示，采用 TRM 系统（Nanoscope Systems，TRM250）对电偏置下制造的跑道型谐振器的温度分布进行了表征。为将反射率变化转换为绝对温度，在成像前对热反射系数（κ）进行了校准。校准过程中，使用以 30 fps 运行的电荷耦合器件（CCD）相机，在宽带光源与带通滤光片组合产生的 661 nm 照明下采集 60 秒。期间，使用热电制冷器（TEC）扫描背景温度，从而测量薄膜铌酸锂波导芯区的反射率变化。由此得到的热反射系数为 $\kappa = 1.952 \times 10^{-4}\,\mathrm{K}^{-1}$。完成校准后，向镍铬加热器施加 1 Hz 方波电压信号，以产生周期性加热。最后，通过傅里叶域滤波法从电荷耦合器件相机中提取 TRM 图像。

图 S10展示了方形跑道型谐振器（器件 A）在镍铬加热器上施加 60 V 偏置时的热反射显微表面温度图（~619.6 mW 电功率）。镍铬加热器的取向分别为 $\theta = 0°$和 $\theta = 90°$。两种情况下，邻近波导周围均出现明显的温升，波导最高温度（$T_{\max}$）达到 ~160°C，证实了电热转换效率较高。值得注意的是，两种加热器取向下的整体温升和空间分布几乎相同。这一结果支持我们的解析模型中的假设：热光响应各向异性主要源于光学模式与各向异性铌酸锂折射率的重叠，而非取向依赖的加热效率。因此，这些表征证实，在光学实验期间，沿 y 轴和 z 轴取向的加热器以及任意取向的加热器，都能提供相近的热环境。

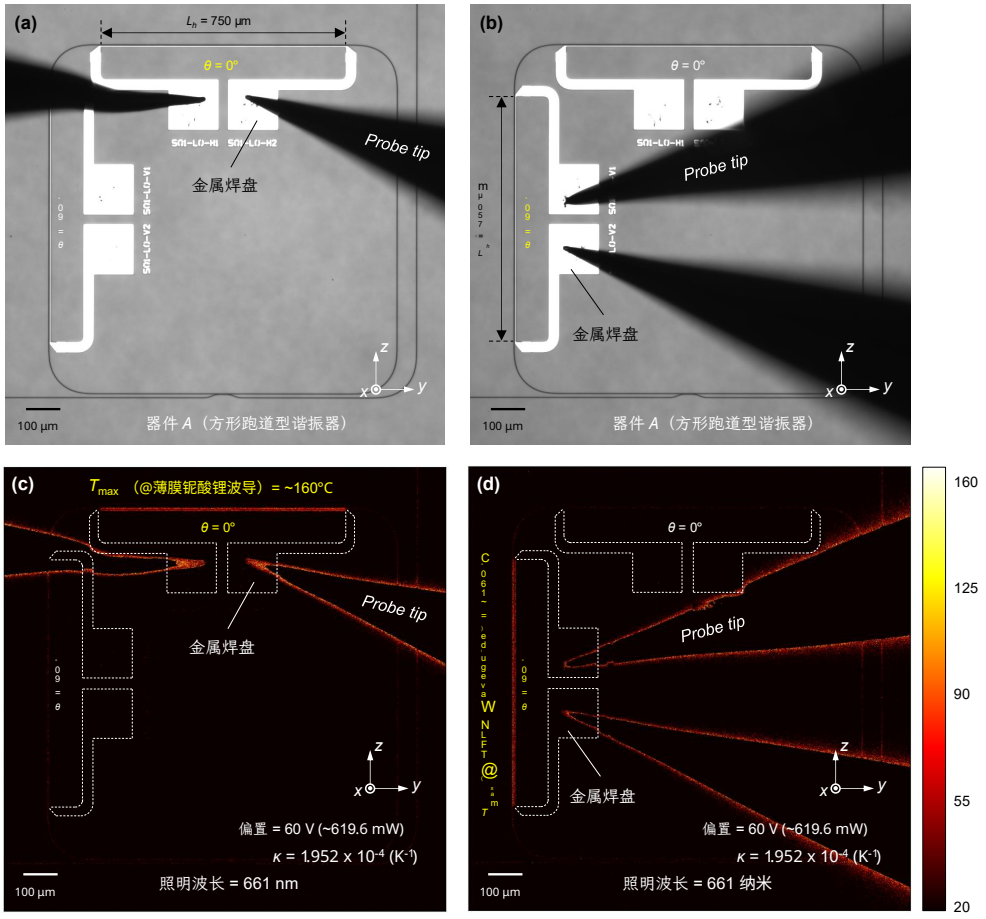

图 S10. 通过热反射显微术（TRM）对方形跑道型谐振器（器件 *A*）进行热特性表征。(a, b) 加热器工作时的 CCD 图像，分别对应 (a) $\theta = 0°$ 和 (b)$\theta = 90°$。(c, d) 对应的热反射显微表面温度图，分别对应 (c) $\theta = 0°$ 和 (d) $\theta = 90°$。热反射系数（$\kappa = 1.952 \times 10^{-4}\,\mathrm{K}^{-1}$）是在 661 nm 照明下于薄膜铌酸锂波导区域内校准的，因此色标仅在波导范围内有效。施加 60 V 偏压（~619.6 mW 电功率）时，两种加热器方向下的波导最高温度（T_{max}）均达到 ~160°C。环境背景温度保持在 20°C。

7. 光学 Q 因子分析

为评估制备的跑道型谐振器的光学性能，我们从测得的透射光谱中提取了加载 Q 因子。我们选取了横电$_0$ 和横磁$_0$ 模式中消光比较高的代表性谐振峰，如图 S11所示。

对于横电$_0$ 模式，使用洛伦兹线型对位于 $\lambda = 1597.02$ nm 的谐振进行拟合，得到加载 Q 因子（Q_L）为 2.29×10^5，消光比（ER）为 13.38 分贝。类似地，横磁$_0$模式在 $\lambda = 1591.92$ nm 处表现出谐振，其加载 Q 因子为 2.17×10^5，消光比为 11.06 分贝。

较高的消光比表明，在这些波长附近，耦合条件接近临界耦合，此时耦合损耗与本征往返损耗相当。在此工作区间内，由内部传播损耗主导的本征 Q 因子（Q_i）可近似表示为 $Q_i \approx 2Q_L$。根据这一关系，估算得到横电模式的本征 Q 因子约为 4.58×10^5，横磁模式的约为 4.34×10^5。

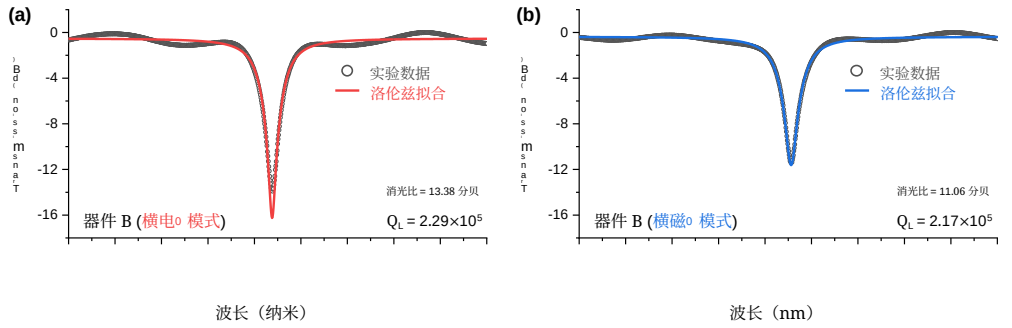

图 S11。跑道型谐振器的代表性透射光谱及洛伦兹拟合。（a）横电$_0$ 模式在 1597.02 纳米处的谐振，其加载 Q 因子（Q_L）为 2.29×10^5，消光比（消光比）为 13.38 分贝。（b）横磁$_0$ 模式在 1591.92 纳米处的谐振，其Q_L 为 2.17×10^5，消光比为 11.06 分贝。

8. 自由光谱范围（自由光谱范围）提取

为了根据测得的谐振波长偏移（$\Delta\lambda$）提取加热器诱导的相移（$\Delta\phi$），需要准确估算特定谐振波长处的自由光谱范围（自由光谱范围）。为此，利用各器件配置（即各偏振和传播角度）下的零偏置透射光谱，对波长相关的自由光谱范围进行了表征。

通过对每个共振峰与最近两个相邻峰之间的波长间隔取平均，得到波长相关的自由光谱范围值。图 S12展示了八边形跑道型谐振器的横电$_0$ 和横磁$_0$ 模式在 $\theta = 0°$处的自由光谱范围示例值。随后使用线性模型对这些离散的自由光谱范围值进行拟合，FSR(λ):

$$\mathrm{FSR}(\lambda) = a + b\lambda, \tag{S9}$$

得到的参数 (a, b) 对横电$_0$ 为 (-0.164, 1.99×10^{-4})，对横磁$_0$为 (-0.187, 2.08×10^{-4})。由于共振光谱是在较窄的 10 nm 波长范围内测量的，这种线性近似足够准确。确定波长相关的自由光谱范围后，即可根据测得的共振漂移，获得电加热引起的相移。零偏置时初始位于 λ_0 的谐振在施加电压后会漂移$\Delta\lambda$ 。随后使用主文中的公式 (5)计算相应的相移:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta\lambda}{\mathrm{FSR}(\lambda_0)}. \tag{S10}$$

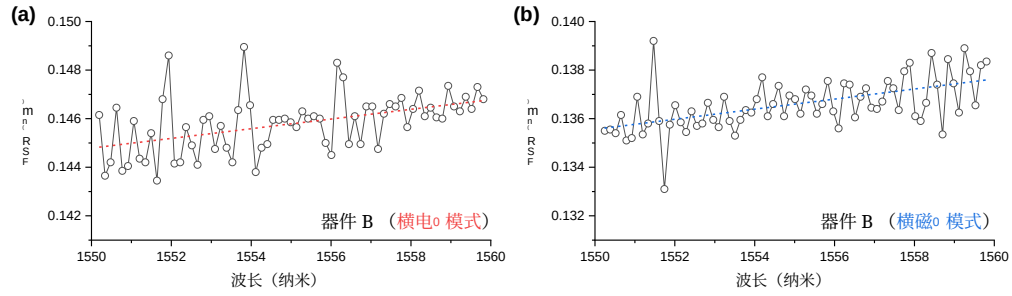

图 S12. （a）横电$_0$ 和（b）横磁$_0$ 模式的自由光谱范围拟合结果示例。离散数据点对应于通过对波长间隔取平均值而提取的局部自由光谱范围，波长间隔为与相邻谐振峰最近的间隔。虚线表示使用公式（S9）进行的线性拟合。

9. 所有条件下的测量结果

本节提供了所有偏振（横电$_0$ 和横磁$_0$）与

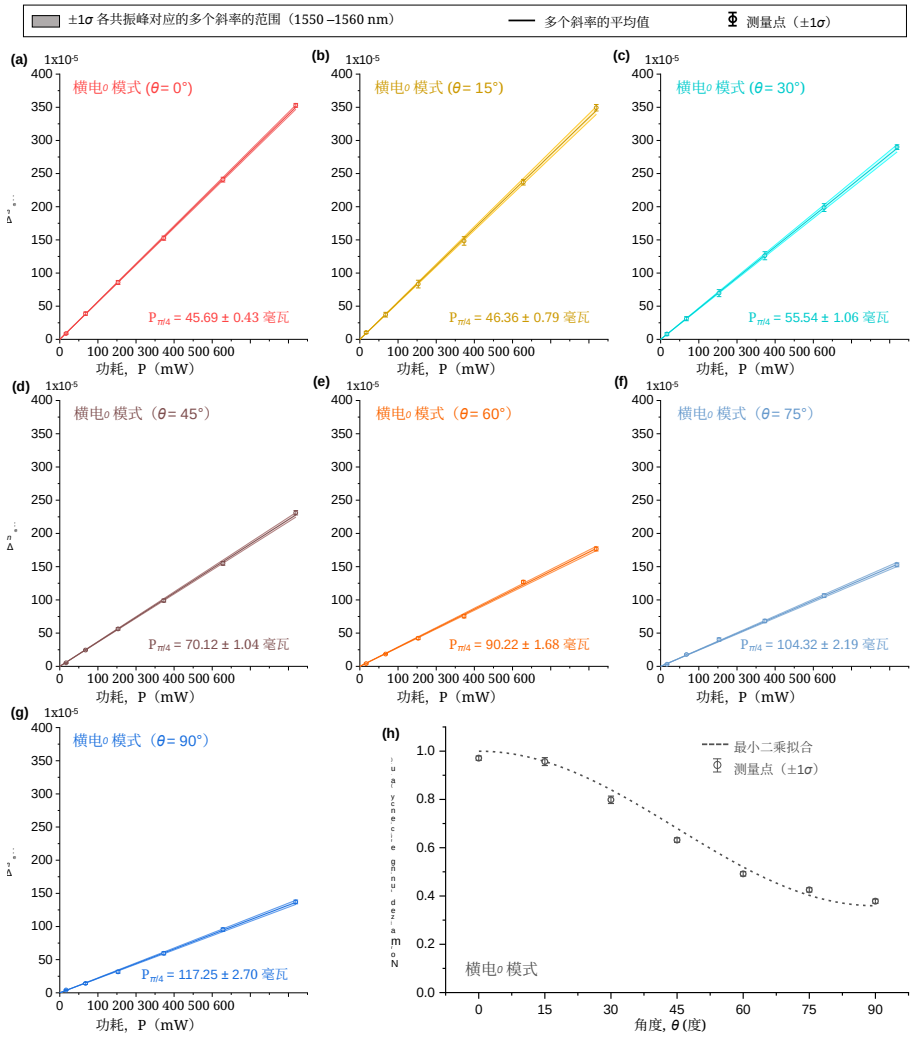

图 S13。 横电$_0$ 模式的完整实验数据。(a-g) 从 $\theta = 0°$ 到 90°、间隔为 15° 的传播角下，测得的有效折射率变化（Δn_{eff}）随加热功率（P）的变化。每条线性拟合的平均值对应热光效率dn_{eff}/dP。(h) 归一化热光调谐效率随传播角的变化，总结了横电$_0$ 模式的结果。

传播角（$\theta = 0°$–90°）下，有效折射率变化（n）随所施加加热功率变化的完整实验数据集。这些结果见图S13 和S14，包含了主文图 4(c) 和 4(d) 所示代表性示例背后的全部原始数据。每个子图均展示了用于提取热光调谐效率（dn_{eff}/dP）的单独共振跟踪结果和线性拟合；最后的子图（横电：图S13(h)；横磁：图S14(h)）则总结了每种偏振下归一化调谐效率对角度的依赖关系。

10. 热光响应的波导几何依赖性

为确认热光响应的强各向异性是 x 切薄膜铌酸锂平台的固有属性，而非特定波导几何结构造成的假象，我们评估了不同横截面设计下热光效率的变化情况。

我们模拟了基模 TE 和 TM 沿y轴（$\theta = 0°$）和z轴（$\theta = 90°$）传播时的热光效率，并改变波导宽度（W_{wg}）和平板厚度（H_{slab}）。对于每种几何结构，我们都使用解析模型计算热光效率，并纳入主文中的拟合材料参数（图4(e)）以及各几何结构对应的模拟模式重叠因子（Λ_k）。为便于比较，所有效率均以标称几何结构（$W_{\text{wg}} = 1\mu\text{m}$，$H_{\text{slab}} = 200\text{nm}$）在 $\theta = 0°$ 处的 TE$_0$ 效率为基准进行归一化。

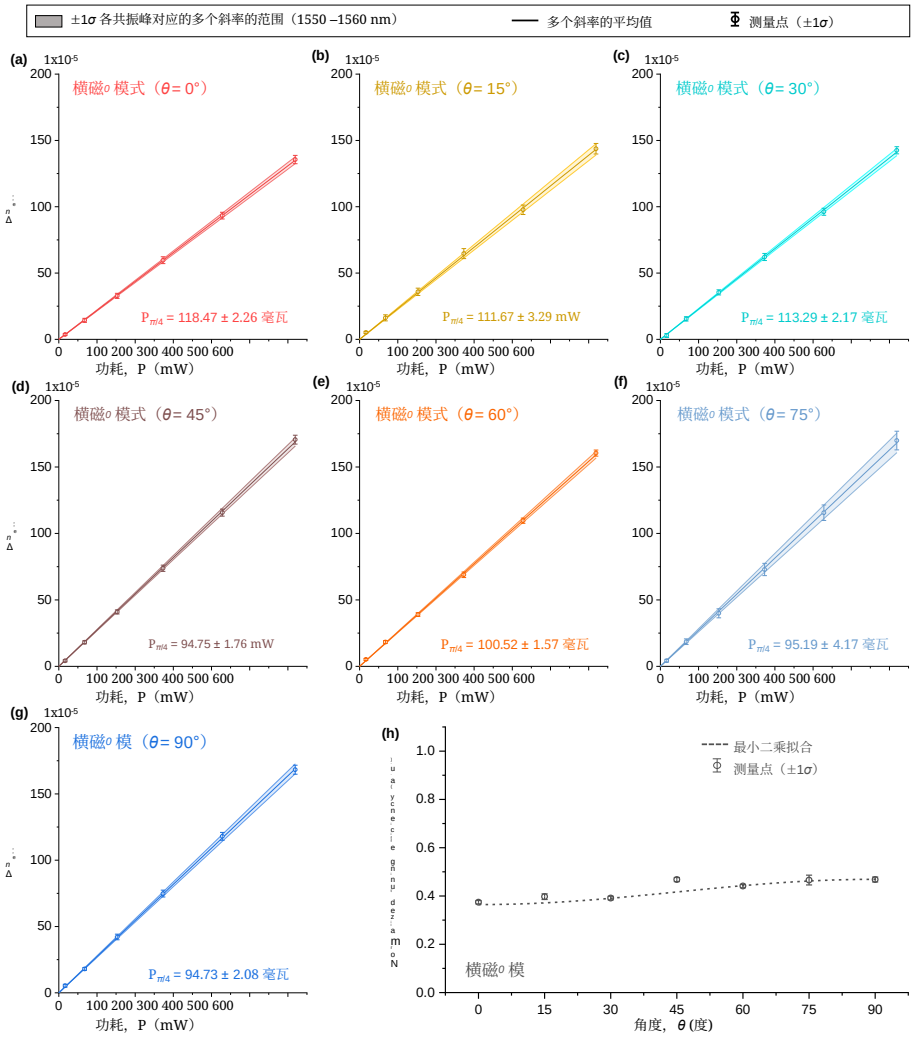

图 S14. 横磁$_0$ 模式的完整实验数据。(a-g) 传播角从 $\theta = 0°$ 到 90°、间隔为 15° 时，实测有效折射率变化（Δn_{eff}）随加热功率（P）的变化。各线性拟合的平均值对应热光效率 dn_{eff}/dP。(h) 归一化热光调谐效率随传播角的变化，总结了横磁$_0$ 模式的结果。

如图S15所示，在所有模拟几何结构中，热光响应的各向异性行为始终存在。尽管热光效率的绝对值随波导宽度和平板厚度略有变化，但与偏振和传播方向之间的固有差异相比，这些几何因素的影响较小。这证实了本研究所报告的各向异性热光行为具有稳健性，并适用于广泛的实际器件几何结构。

11. 弯曲波导中的热光响应

我们从主文中的公式（6）开始：

$$\left(\frac{dn_{\text{eff}}}{dT}\right)_{\text{ave}} = \frac{1}{L_h}\int \frac{dn_{\text{eff}}}{dT}\,dl, \tag{S11}$$

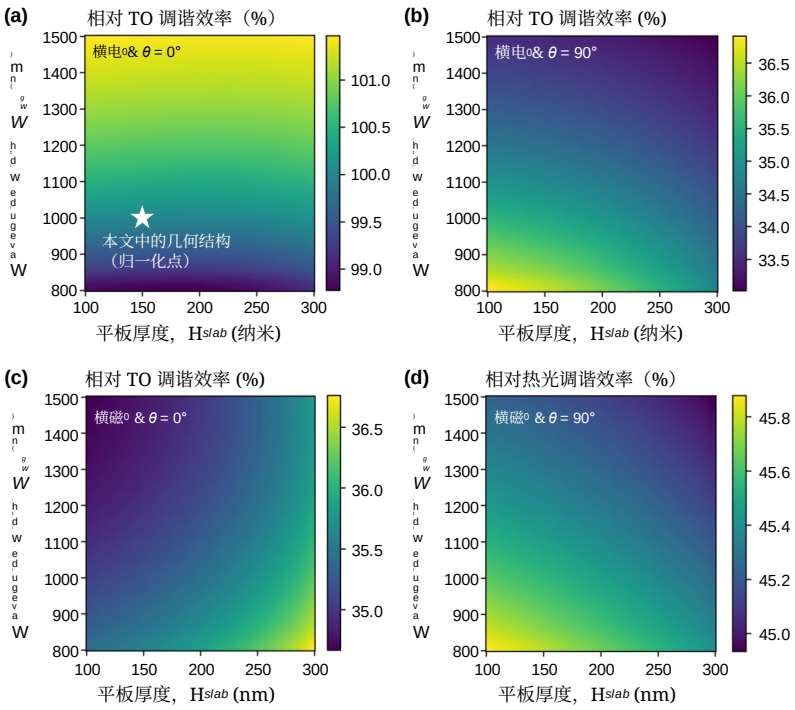

图 S15。 相对热光效率的波导几何依赖性。效率绘制为波导宽度（W_{wg}）和平板厚度（H_{slab}）的函数，并以标称几何结构（$W_{\mathrm{wg}} = 1\,\mu\mathrm{m}$，$H_{\mathrm{slab}} = 200\,\mathrm{nm}$）下的横电$_0$值归一化。分析包括沿晶体$y$轴（$\theta = 0°$）和$z$轴（$\theta = 90°$）传播的基模（a、b）横电$_0$ 和（c、d）横磁$_0$ 模式。

其中，积分沿波导路径 l进行，且 L_h 为总加热长度。将解析模型（主文中的公式（1）和（3））代入公式（S11) 可得：

$$\left(\frac{dn_{\mathrm{eff}}}{dT}\right)_{\mathrm{ave}} = n_{\mathrm{o}}\frac{dn_{\mathrm{o}}}{dT}\left(\Lambda_p\Theta_s + \Lambda_q + \Lambda_r\Theta_c\right) + n_{\mathrm{e}}\frac{dn_{\mathrm{e}}}{dT}\left(\Lambda_p\Theta_c + \Lambda_r\Theta_s\right) + \Gamma_{\mathrm{BOX}}\frac{dn_{\mathrm{SiO_2}}}{dT}, \tag{S12}$$

其中， Θ_s 和 Θ_c 为长度平均三角因子：

$$\Theta_s = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h}\sin^2\theta(l)\,dl, \tag{S13a}$$

$$\Theta_c = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h}\cos^2\theta(l)\,dl. \tag{S13b}$$

根据定义， $\Theta_s + \Theta_c = 1$。因此，我们定义等效传播角 θ_{eq}:

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eq}} \equiv \Theta_s, \quad \cos^2\theta_{\mathrm{eq}} \equiv \Theta_c. \tag{S14}$$

我们对部分欧拉弯曲显式求解方程 S13 和 S14 。该弯曲由两个欧拉过渡段和一个中心圆弧组成。从 $\theta(0)$ 开始的弯曲，其传播角 $\theta(l) = 0$ 表示为 [3]:

$$\theta(l) = \begin{cases} \dfrac{\alpha p}{2L_e^2}l^2 & 0 \le l \le L_e \\ \dfrac{\alpha p}{2} + \dfrac{\alpha p}{L_e}(l - L_e) & L_e \le l \le L_e + L_c \\ \alpha - \dfrac{\alpha p}{2L_e^2}(w - L_e)^2 & L_e + L_c \le l \le L_h \end{cases} \tag{S15}$$

其中， α 为总弯曲角，p 为部分欧拉比例。欧拉段长度（L_e）和圆弧段长度（L_c）定义如下：

$$L_e = \frac{pL_h}{1+p}, \quad L_c = \frac{(1-p)}{1+p}L_h, \quad w = z - (L_e + L_c). \tag{S16}$$

计算该路径的方程（S13）并代入方程（S14）可得：

$$\theta_{\text{eq}} = \frac{1}{2}\arccos(X), \tag{S17}$$

with

$$X = \frac{p}{1+p}\frac{C(\sqrt{\alpha p}) + \cos(2\alpha)C(\sqrt{\alpha p}) + \sin(2\alpha)S(\sqrt{\alpha p})}{\sqrt{\alpha p}} + \frac{1}{2\alpha(1+p)}\left[\sin(2\alpha - \alpha p) - \sin(\alpha p)\right]. \tag{S18}$$

其中，C（x）和S（x）是菲涅耳积分：

$$C(x) = \int_0^x \cos(t^2)\,dt, \tag{S19a}$$

$$S(x) = \int_0^x \sin(t^2)\,dt. \tag{S19b}$$

θ_{eq} 的一般表达式可针对几种特定情况进行简化。对于纯圆弧弯曲（$p = 0$），等效传播角可写成闭式形式：

$$\theta_{\text{eq}} = \frac{1}{2}\arccos\left(\frac{\sin(2\alpha)}{2\alpha}\right). \tag{S20}$$

对于$p = 1$的完整欧拉弯曲，其变为：

$$\theta_{\text{eq}} = \frac{1}{2}\arccos\left(\frac{C(\sqrt{\alpha}) + \cos(2\alpha)C(\sqrt{\alpha}) + \sin(2\alpha)S(\sqrt{\alpha})}{2\sqrt{\alpha}}\right). \tag{S21}$$

对于任何满足 $\alpha = 90°$的部分欧拉弯曲，等效角变为 $\theta_{\text{eq}} = 45°$，与p无关。对于满足 $\alpha = 180°$的弯曲，等效角变为：

$$\theta_{\text{eq}} = \frac{1}{2}\arccos\left[\frac{2p}{1+p}\frac{C(\sqrt{\pi p})}{\sqrt{\pi p}} - \frac{1}{1+p}\frac{\sin(\pi p)}{\pi}\right], \tag{S22}$$

其取值范围为：

$$\theta_{\text{eq}} = \begin{cases} \pi/4, & p = 0, \\ C(\sqrt{\pi})/\sqrt{\pi} \approx 34°, & p = 1. \end{cases} \tag{S23}$$

对于从 $90°$ 开始的弯曲，存在一种有用的对称性。考虑一个从切线角 $90°$ 开始、总角度为 α 的部分欧拉弯曲，其路径由 $\theta'(l) = \pi/2 + \theta(l)$ 描述，其中 $\theta(l)$ 是从 $0°$ 开始的相应弯曲的传播角函数。对于该平移路径，其等效传播角 $\theta_{\text{eq,90}}$ 与原始等效角 $\theta_{\text{eq,0}}$ 的关系为

$$\theta_{\text{eq,90}} = 45° - \theta_{\text{eq,0}}. \tag{S24}$$

该关系通过在公式（S13）的定义积分中，将路径函数 $\theta(l)$ 替换为新的路径 $\theta'(l) = 90° + \theta(l)$ 而推导得到。将公式（S13）中的 $\theta(l)$ 代入 $90° + \theta(l)$，即可推导出该关系。

12. SiO2 包层器件中的热光响应

本文展示的实验结果采用空气包层器件获得。为验证所观察到的各向异性热光行为并非空气包层结构所特有，我们还评估了采用 SiO_2包层的波导。通过考察模式约束的变化，可以理解用 SiO_2 替代空气包层所产生的影响。由于铌酸锂芯层与 SiO_2 包层之间的折射率差小于铌酸锂与空气之间的折射率差，光学模式会进一步扩展到周围的氧化物区域中。这种重新分布会产生两个耦合效应：(1) 铌酸锂芯层中的限制减弱，使 Γ_e 和 Γ_o均降低；(2) 与氧化物的重叠增加，使整体 SiO_2（此时同时表示埋氧层和顶部包层）增加。图S16（a）和（b）的仿真结果证实了这些趋势，其中比较了空气包层结构和 SiO_2包层结构在所有传播角度下的限制因子。数值采用我们的解析模型（主文中的公式（3））获得，其中重叠因子 Λ_k 由 $\theta = 0°$处的模式分布推导得到。

为量化这些经修改的限制因子如何影响热光效率，我们使用相同的实验拟合参数（主文中的图4(e)）重新计算了 SiO_2 包层情形下的效率。两种包层条件下的预测效率绘制于图S16(c)中，并以空气包层横电$_0$ 有效值在 $\theta = 0°$ 处的效率归一化。

尽管绝对效率值会发生轻微变化，但基本的各向异性行为（对偏振和传播角的依赖性）基本保持不变。图S16（d）进一步支持了这一点，其中发现两种情况下的百分比差异对于横电$_0$ 模低于 1%，对于横磁$_0$ 模低于 5%。这些微小偏差证实了本研究所确定的各向异性TO趋势具有稳健性，并且同样适用于空气包覆和 SiO_2包覆的器件架构。

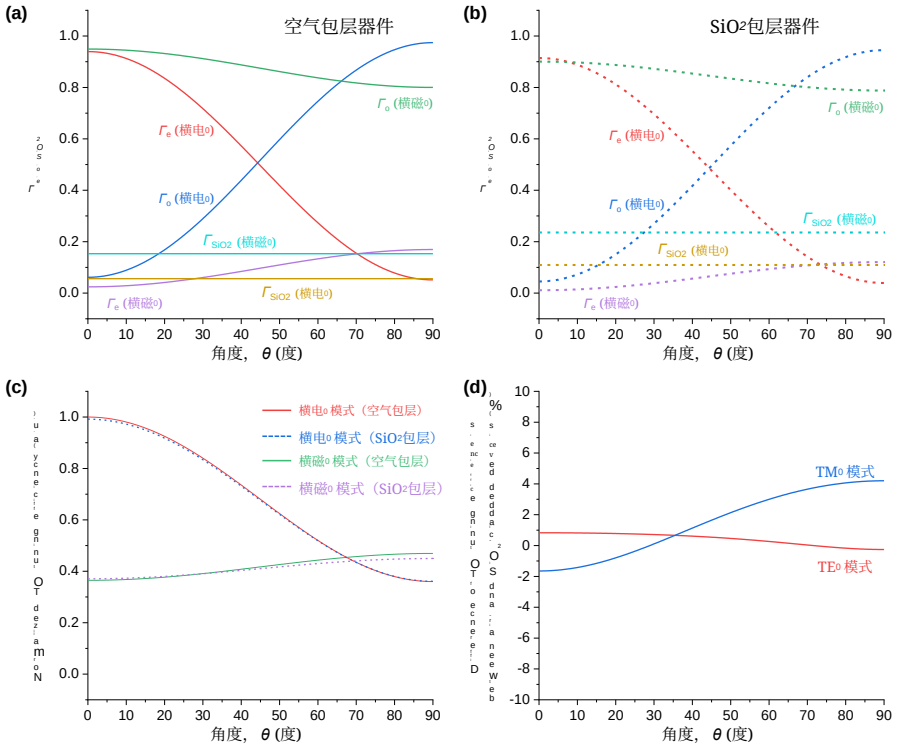

图 S16。 添加 SiO_2 顶部包层的影响。（a、b）分别为横电$_0$ 和横磁$_0$ 模式的限制因子，对比空气包层和 SiO_2包层结构。（c）两种情形下的预测热光调谐效率，以空气包层横电$_0$ 有效值在 $\theta = 0°$ 处的效率归一化。（d）两种包层情形之间的百分比差异，显示横电$_0$ 存在 $< 1\%$ 的偏差，横磁$_0$存在 $< 5\%$ 的偏差。

13. TM_0-TE_1 模式转换以提升热光效率

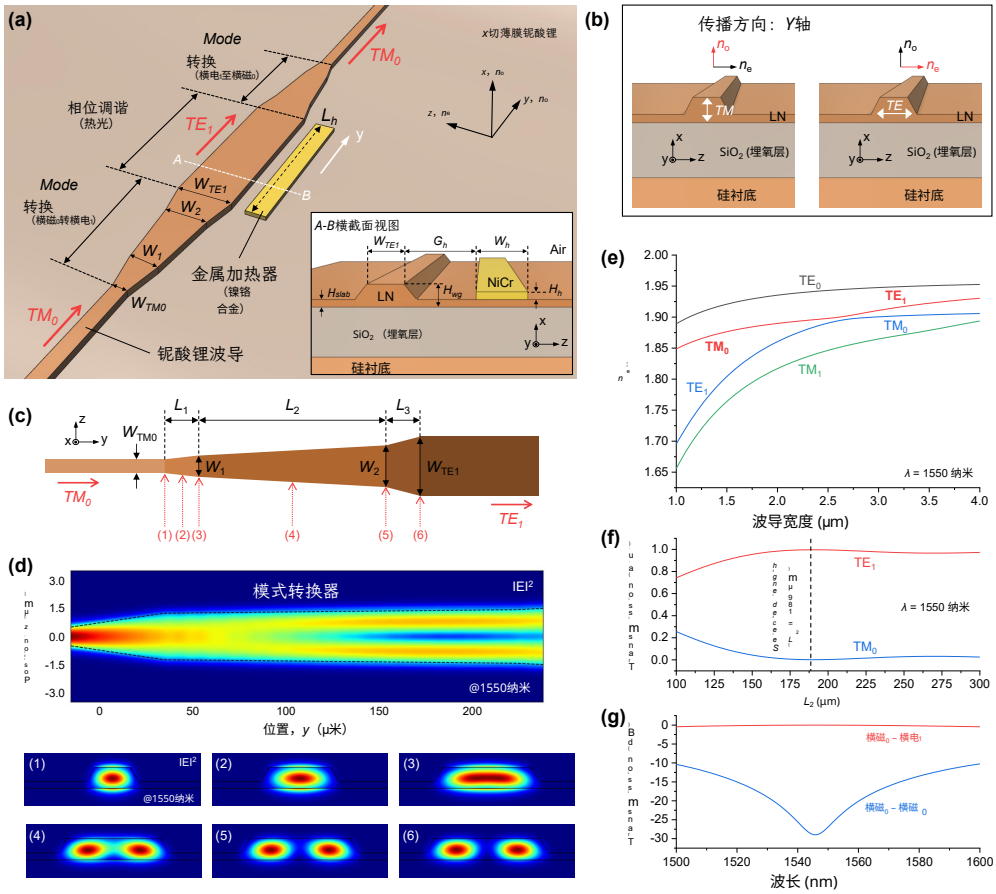

图 S17。 TM_0到TE_1 绝热模式转换器的设计与性能。(a) 所提出的移相器架构概念，其中输入 TM_0 模式被转换为 TE_1, 模式，经热调谐后再转换回 TM_0。(b) 沿y轴传播的 TE 和 TM 模式，展示横向场分量如何投影到寻常轴和非寻常轴上。(c) 三段式绝热锥形结构的几何结构及其关键长度（L_1,L_2, L_3）和宽度（W_{TM_0}、W_1,W_2, W_{TE_1}）。(d) 转换器沿线的模拟电场分布 $|\mathbf{E}|^2$。使用有限差分本征模求解器（Lumerical）获得的每个横截面模式分布，根据 (c) 中所示的位置展示。(e) 三个最低阶本征模式的有效折射率随波导宽度的变化，显示出模式杂化。(f) 中心锥形段长度（L_2）的优化。(g) 优化后模式转换器的模拟光谱响应，在 1550纳米处实现 99.6% 的转换效率，且 95% 效率带宽为 67 纳米。

通过本工作的系统性研究，我们发现，沿晶体y轴传播的 TE 模具有显著高于 TM 模的热光调谐效率。为缓解 TM 模固有的较弱响应，我们提出了一种模式转换辅助架构，可将输入 TM_0 模暂时转换为高阶 TE_1 模。后者具有强得多的非常轴场重叠，因此具备更高的热光效率。如图 S17（a）和S17（b）所示，光首先由 TM_0 转换为 TE_1, ，经历热光相位调谐后，再在输出端重新转换回 TM_0 。该策略使 TM 偏振系统能够利用类 TE 模式优越的热光特性，同时保持端口处的 TM 兼容性。

下文将详细介绍 TM_0-到 TE_1 转换器的设计与优化，随后进行限制因子分析，以展示其性能优势。

13-1. 模式转换器设计流程

该转换器利用了 TM_0 与 TE_1之间自然发生的模式杂化。为确定所需的几何结构，我们首先计算了最低阶本征模式的有效折射率随波导宽度的变化关系（图 S17(e)）。在波导宽度约为 2.65 μm 时，会发生强烈的模式杂化。

利用这一杂化区域，我们设计了一种三段式绝热锥形结构，其长度分别为L_1,L_2 和L_3 （图 S17（c））。第一段（L_1）使横磁$_0$ 输入波导逐渐扩展至杂化区域。第二段（L_2）实现横磁$_0$-横电$_1$ 模式的绝热转换。最后一段（L_3）将波导过渡至所需的输出宽度，以稳定支持横电$_1$ 模式。

定义锥形轮廓的关键宽度为$W_{TM_0} = 1.0$ μm、$W_1 = 2.48$ μm、$W_2 = 2.85$ μm，以及$W_{TE_1} = 3.0$ μm。外侧两段的长度固定为$L_1 = 50$ μm 和$L_3 = 15$ μm。为最大限度提高转换效率，我们使用本征模态展开法（EME）求解器（Lumerical）优化了中心锥形段长度L_2。如图S17（f）所示，最优长度为$L_2 = 189$μm。

优化后转换器的光谱响应如图 S17(g) 所示。在 1550纳米处，转换器的模拟转换效率达到 99.6%。工作带宽定义为效率超过 95% 的光谱范围，其带宽为 67 纳米。

13-2. 由 TM$_1$ 转换得到的横电$_0$模式的相对 TO 效率

沿晶体y轴传播时，TM_0 模式的热光调谐效率不到 TE_0 的一半（正文，图4(e)），这严重限制了 TM 偏振器件的实用性。为量化所提出转换方案的优势，我们计算了加宽相移器波导（$W_{TE_1} = 3.0$ μm）中 TE_1 模式的限制因子，并与其标称几何结构（$W_{TM_0} = 1.0$ μm）中的 TM_0 模式的限制因子进行了比较。

结果汇总于表S1。TE_1 模式与非寻常折射率区域的重叠显著更强（$\Gamma_e = 0.924$），相应地，与寻常折射率区域的重叠则更弱（$\Gamma_o = 0.052$）。这种分布与高效率的 TE_0 模式非常相似，与 TM_0 模式形成鲜明对比，后者主要表现为寻常轴重叠。

将这些限制因子代入主文的式（1）可知，TE_1模式的归一化热光调谐效率约为TE_0 模式的 99%。这表明，所提出的模式转换架构在保持光子电路中与TM_0 输入/输出兼容的同时，能够有效实现接近TE_0级别的性能。

限制因子	横磁$_0$ ($W_{TM_0} = 1.0$ μm)	横电$_1$ ($W_{TE_1} = 3.0$ μm)
Γ_e	0.024	0.924
Γ_o	0.945	0.052
Γ_{BOX}	0.150	0.089

表 S1. TM_0 和TE_1 模式的光限制因子计算值。这些因子对应于薄膜铌酸锂芯层中具有非寻常（Γ_e）和寻常（Γ_o）折射率的区域，以及埋氧层（Γ_{BOX}）。

参考文献

1. H. Kogelnik 和 H.P. Weber，“介质波导中的光线、储能与功率流*”，J. Opt. Soc. Am.**64**, 174 (1974). 2. J. T. Robinson、K. Preston、O. Painter 和 M. Lipson，“高折射率对比度波导中增益的第一性原理推导”，Opt. Express**16**, 16659 (2008). 3. F. Vogelbacher、S. Nevlacsil、M. Sagmeister，等，“氮化硅部分欧拉波导弯曲段分析”，Opt. Express**27**, 31394 (2019).