arXiv:2601.01873v1 [physics.optics] 5 Jan 2026

液晶集成双模等离激元纳米激光器中的电压控制光束转向

MD. RASEL PARVEZ[1] 和 MUHAMMAD ANISUZZAMAN TALUKDER[1,*]

[1]孟加拉国工程技术大学电气与电子工程系，孟加拉国[*]anis@eee.buet.ac.bd

摘要： 动态控制激光发射方向对于开发紧凑、可重构的纳米光子器件至关重要。本研究通过数值模拟提出了一种集成电压控制液晶层的等离激元纳米激光器（PNL），以实现主动光束转向。我们对施加偏压下液晶分子的取向进行建模，并将其纳入电磁仿真，以评估光学响应。对于单模PNL，我们观察到其在870纳米发射波长处产生激光振荡，远场发射方向随电压离散偏转，最大偏转角达 ±67°，同时光束发散角保持在1°以内。液晶层的电光特性显著影响转向特性，其优化厚度为 3 μ米。结构周期性决定了可实现的角间隔和发射稳定性。此外，我们将这一概念拓展至基于合并纳米孔阵列（NHA）的双模纳米激光器，该器件支持873纳米和880纳米两个激光振荡波长。两种激光模式均可在不改变腔体几何结构的情况下，实现随电压变化的同步角度调谐。这些结果凸显了液晶集成式偏振不敏感透镜作为电压控制、可重构光源的潜力，可应用于光互连、光束路由、自适应成像和复用通信。

1. 引言

在纳米尺度上，按需控制光的传播方向对于纳米光子平台至关重要，包括自适应光子电路、片上光互连、可重构传感器和纳米尺度成像系统 [1–7]。机械镜、微机电系统（MEMS）和相控阵在较大尺度上都很有效；然而，它们在占用空间、速度、与纳米尺度发射器的集成以及整个系统的额外开销方面存在局限。这一差距推动了紧凑、快速且可电调控的转向方法的发展。这类方法能够与等离激元纳米激光器（PNLs）自然结合，而后者具有亚波长限制和强场局域特性。

等离激元纳米激光器（PNLs）是实现纳米尺度相干发射的有力候选者，因为它们通过激发表面等离激元模式，将光学能量压缩到衍射极限以下 [8–16]。这种架构能够在极小的占用空间内实现光与物质之间的强相互作用，带来显著的珀塞尔增强和较小的模体积 [9], ，并有望实现超快运行 [10]。尽管如此，大多数传统等离激元纳米激光器（PNLs）的发射角由腔体几何结构决定，而对远场进行实时控制仍然十分困难。多模设计对于多目标传感、干涉测量和复用链路颇具吸引力，但由于对称性破缺或模式之间的竞争，它们往往会引入非垂直发射、更宽的角分布以及更高的阈值 [17–22]。

我们研究组开发的PNL架构经过逐步改进，已有多项研究为本研究奠定了基础。2018年，Ahmed和Talukder [19]展示了一种高效且高度定向的单模PNL，其工作原理基于光学Tamm态与分布式布拉格反射器及金属NHA之间的耦合。该结构构成了一个紧凑的腔体，具有较强的垂直限制和较小的光束发散角，为后续设计奠定了基础。在此概念上，Zumrat和Talukder [17] 提出了

一种合并的NHA配置，打破了晶格的面内对称性，使单个器件能够在不同波长下实现双模激光。近期，Ahamed等人 [21] 提出了一种能够实现波长选择性光束转向的超表面集成双模PNL，其中介电相位梯度超表面将两种激光模式在空间上分离。Zumrat和Talukder的合并晶格双模PNL [17]在单个腔体中产生了两种激光模式。然而，光束方向由晶格几何结构决定，无法动态控制。类似地，Ahamed等人的超表面集成双模PNL [21] 实现了波长选择性光束分离，但转向角受静态相位梯度超表面限制。在这两种情况下，发射方向基本上在设计阶段就已确定，器件制造完成后便无法更改。

液晶（LC）为动态控制等离激元平台中的光传播提供了一种实用途径 [23]。由于指向矢角会随施加电压变化，局部折射率也会连续改变，从而使光束无需机械移动即可转向[24–29]。液晶层已用于调控光子晶体、衍射光栅和超表面。然而，将液晶与 PNL 结合以实现动态光束转向，尤其是在双模工作下，仍是一个尚未探索的领域。将电压控制的液晶取向与 PNL 相结合，有望提供一种紧凑、低功耗且可重构的方法，以实时设定发射方向和光谱成分。

本研究设计并分析了利用集成液晶层实现 PNL 发射动态转向的方法。在液晶单元两端施加偏压会使指向矢旋转；由此形成的折射率分布图决定了激光的发射角。我们使用 COMSOL Multiphysics 计算多个电压下的液晶分布，然后将其导入 Lumerical FDTD，以模拟单模和双模纳米激光器布局 [30, 31]。分析涵盖电压依赖的取向、发射光谱、远场强度分布图，以及液晶厚度和周期性对偏转范围与稳定性的影响。据我们所知，这是首次通过数值模拟展示等离激元纳米激光器中的电压控制动态光束转向，也是首个双模 PNL，其中两种激光模式均可通过电控转向，而无需改变腔体或超表面的几何结构。

加入液晶层后，发射方向可在纳米尺度上主动调控，为静态超表面或固定腔体几何结构提供了一种电调谐替代方案。在我们的实现中，870纳米处的单模PNL可在 ±67°角度范围内转向，同时光束发散角保持为 < 1°。转向响应取决于液晶参数。3-μ米的厚度在输出强度和角度稳定性之间实现了最佳平衡。将这一方法推广到合并晶格NHA后，可得到两个分别位于873纳米和880纳米的激光模式，其发射角随施加电压变化，同时光谱位置保持不变。不同于以往基于超表面或合并晶格、在制造时便固定发射方向的设计，本研究实现了制造后的电压可编程角度调谐，可在单个腔体内调控两种激光模式，提供了此前尚未实现的可重构功能。这些结果为紧凑型、电压可编程纳米光子发射器提供了一条切实可行的途径，使其能够在单一平台上支持光束转向、自适应耦合和片上光链路。

2. 器件配置与仿真方法

2.1. 器件架构与结构设计

本文所研究的PNL基于Ahmed等人此前报道的一种设计 [19]，该设计集成了薄金膜上的金属纳米孔阵列、染料掺杂聚氨酯（PU）增益层以及一维光子晶体反射器。穿孔金膜提供激光发射所需的等离激元反馈。PU中载有IR-140染料，为系统提供光学增益。在增益介质下方，交替排列的TiO_2和MgF_2层构成分布式布拉格反射器，从而增强激光发射模式的垂直限制。由于能够兼顾强限制与相干光的高效出耦合，这种混合方案已在PNL研究中得到广泛研究

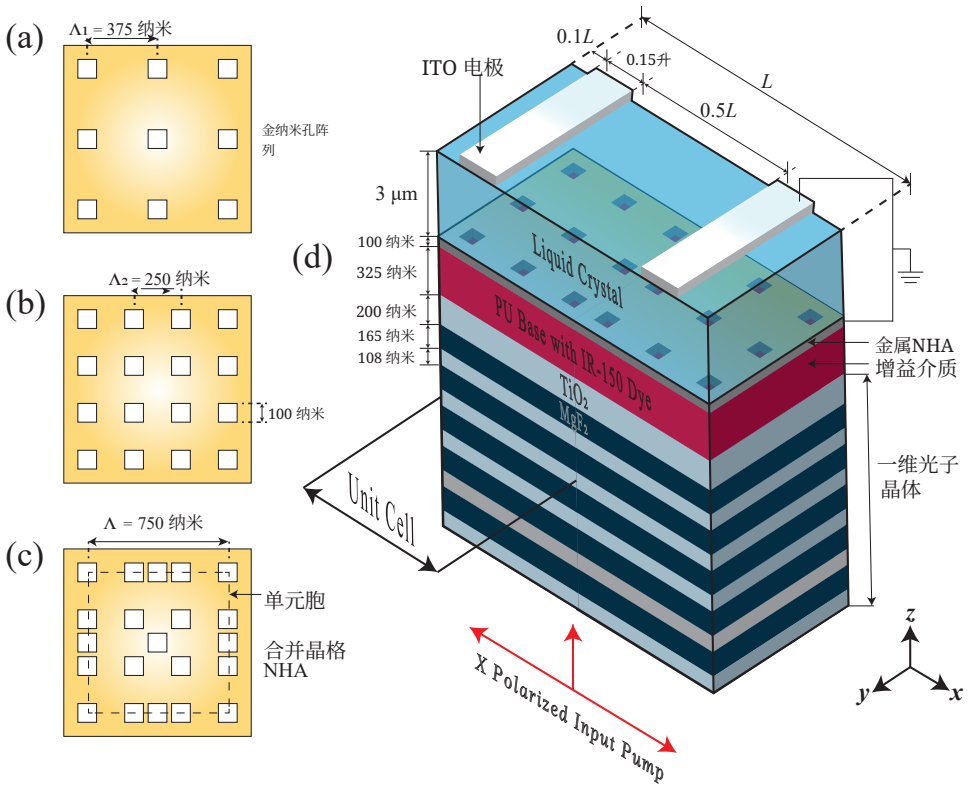

图 1。（a）单模等离激元纳米激光器中所用周期为 $\Lambda_1 = 375$纳米的纳米孔阵列顶视图；（b）周期为 $\Lambda_2 = 250$纳米的纳米孔阵列顶视图；（c）双模等离激元纳米激光器中采用的周期为 $\Lambda = 750$ 纳米的合并晶格顶视图；（d）完整器件的三维示意图，显示了集成于金属纳米孔阵列、增益介质和 TiO_2/MgF_2 光子晶体堆叠层上方的液晶层和图案化ITO电极。在电极两端施加电压可重新定向液晶分子，从而实现对发射激光的动态光束转向。结构尺寸和各层厚度未按比例绘制，仅以示意方式呈现以便清晰说明。

发射 [17, 18, 20]。

在单模配置中，该结构由周期为 $\Lambda_1 = 375$ 纳米的方形纳米孔阵列组成，如图1（a）所示，并按照早期设计加工在厚度为100纳米的金膜上 [19]。这种几何结构支持单一等离激元模式，并能高效耦合至约870纳米处的染料发射。增益介质由厚度为325纳米、掺杂了浓度为 2×10^{18} 厘米$^{-3}$的IR-140的PU层构成，在约800纳米处呈现吸收峰，并在870纳米处呈现发射峰，因此适用于近红外激光应用。

为实现双模工作，采用了合并式纳米孔阵列设计，如图1(c)所示，其中将周期分别为 $\Lambda_1 = 375$ 纳米（图1a）和 $\Lambda_2 = 250$纳米（图1b）的两种晶格叠加在一起。该合并晶格在同一腔体内支持两种不同的等离激元模式，从而实现同步双波长激光发射，此现象此前已在多模等离激元纳米激光器的研究中报道 [17]。因此，这种双模结构为通过液晶集成探索电压依赖的光束转向提供了有效平台。这种集成设计包含单模和双模两种变体，构成了本研究所报告的液晶赋能光束转向研究的基础平台

工作。

为实现动态光束转向，在 PNL 上方集成了一个向列相液晶单元。器件布局如图 1(d) 所示。厚度为 3 μm 的液晶层位于金属纳米孔阵列上方，后者同时用作光学反馈层和接地电极。在液晶单元的顶面沉积透明氧化铟锡（ITO）电极。所有横向尺寸均相对于 L表示，即液晶单元的有效长度，其定义见式（1）。每个电极的宽度为 $0.15L$，两个电极之间由宽度为 $0.5L$的中央间隙隔开，该间隙定义了主动调制区域。这种电极几何结构确保外加电场主要局限于激光孔径上方的液晶层内，从而最大限度地减小边缘处的边缘场效应。液晶单元的有效长度为

$$L = (2N + 1)\Lambda_1. \tag{1}$$

这里， Λ_1 是图 1(a) 所示的 NHA 周期，而 N 是单个液晶区域所覆盖的晶胞数。因此， L 既可解释为液晶单元的物理长度，也可解释为液晶结构的周期性。由于光学仿真中沿 x 轴和 y 轴施加了周期性边界条件， L 也定义了整个器件的单元周期长度。例如，在图 1(d) 中， $N = 2$，因此 $L = 5\Lambda_1$。在我们的方案中，如图 1(d) 所示，两个顶部 ITO 电极中的一个接通驱动电压，而另一个顶部电极及液晶下方的金属纳米孔阵列接地。由于介电各向异性，液晶分子沿电场方向重新取向。这种重新取向会改变纳米激光器上方的有效折射率，从而改变发射光的相位分布，实现对发射角的动态控制。

采用向列相化合物 4-氰基-4′-戊基联苯（5CB）作为有源液晶材料，因为它具有较高的双折射率（$n_0 = 1.544$， $n_e = 1.736$）、较强的介电各向异性和稳定的电光响应 [32]。弹性常数（$K_1 = 6.2$ pN、 $K_2 = 3.9$ pN、 $K_3 = 8.2$ pN）确保所选几何结构下分子重新取向所需的阈值电压较低，从而能在适度偏压下实现高效偏转。

2.2. 液晶取向建模

使用 COMSOL Multiphysics 对施加偏压下向列相液晶（5CB）的重新取向进行建模。在液晶上表面制作了两个 ITO 电极。工作时，一个电极焊盘接入驱动，另一个焊盘和底部的金属NHA接地，如图 1(d) 所示。该布局使液晶中形成以面内电场为主的电场，并在驱动端氧化铟锡电极边缘及朝向接地金属NHA的区域产生较弱的垂直边缘场，从而驱动有源区域内的分子重新取向。

空间指向矢场 $\mathbf{n}(x, y, z)$ 是通过在弹性和电相互作用的共同作用下，将向列相的总自由能最小化而得到的。在向列相中，分子长轴沿着局部单位矢量 $\mathbf{n}$ 排列，且 $|\mathbf{n}| = 1$。施加电场后，两种力矩相互竞争：弹性贡献会抵抗$\mathbf{n}$的形变，而介电贡献则倾向于使$\mathbf{n}$与$\mathbf{E}$对齐。平衡态对应于总自由能密度最小的构型。

向列相液晶的总自由能密度 f遵循 Frank-Oseen形式，其中包括扇形展曲、扭曲和弯曲形变，以及外加电场 [33]产生的介电项。

$$f = \frac{1}{2}\left[K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22}\left(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n}\right)^2 + K_{33}\left(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n}\right)^2\right] - \frac{1}{2}\epsilon_0 \Delta\epsilon \left(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}\right)^2. \tag{2}$$

此处 K_{11}、 K_{22}和 K_{33} 分别为扇形展曲、扭曲和弯曲弹性常数，用于量化各类形变所需的能量。式（2）右侧的前三项惩罚$\mathbf{n}$的空间变化，最后一项则表示介电耦合，其中 $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ 为介电各向异性。对于正的 $\Delta\epsilon$（如 5CB），当$\mathbf{n} \parallel \mathbf{E}$时，介电能量最低。当施加电压超过 Freedericksz 阈值时， $V_c \simeq 0$。8 伏特，介电力矩超过弹性

转矩。因此，指向矢向电场倾斜，导致液晶层内的有效折射率分布图相应变化。随后，将根据施加电压计算得出的取向分布导入 PNL 的光学模型中。

在 COMSOL Multiphysics 中，使用弱形式偏微分方程接口实现了式（2）给出的能量泛函。通过数值计算，使总自由能 $F = \int f\, dV$ 相对于两个角变量 $\theta(x, y, z)$ 和 $\phi(x, y, z)$最小化，这两个变量用于参数化单位矢量$\mathbf{n} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$。结合静电势求解相应的欧拉–拉格朗日方程，得到各施加电压下的稳态指向矢构型。这种自洽方法捕捉了随电压变化的分子重新取向，随后将其用作 PNL 光学仿真的输入。

在液晶单元的顶面和底面施加强锚定条件，并将其实现为指向矢场的狄利克雷边界约束，以确保无偏压时呈平面排列。沿 x 轴和 y 轴设置周期性边界条件，以体现纳米孔阵列的周期性。电极几何结构由两条宽度为$0.15L$ 的 ITO 条带构成，两条带之间的中央间隙为 $0.5L$，其中 $L = (2N + 1)\Lambda_1$ 表示一个液晶仿真单元的长度，而 Λ_1 表示 NHA 单元的周期。仿真中使用的 5CB 材料参数汇总于表1。

表 1. 向列相液晶 5CB 的材料参数 [32]。

参数	数值
各向异性磁化率， χ_a	1。46×10^{-6}
展曲弹性常数， K_{11}	6.2 pN
扭曲弹性常数， K_{22}	3.9 pN
弯曲弹性常数， K_{33}	8.2 pN
普通折射率， n_0	1.544
非普通折射率， n_e	1.736

2.3. 光学仿真方法

采用 Lumerical FDTD Solutions 中实现的时域有限差分法，研究了液晶集成光子纳米激光器的光学响应 [30]。为捕捉激光动态，求解了与增益介质速率方程耦合的三维全场矢量麦克斯韦方程组 [34]。仿真区域由 PNL 结构、集成液晶单元和顶部 ITO 电极构成。沿 x 轴和 y 轴施加周期性边界条件，以表征无限阵列；沿 z 轴则采用完美匹配层边界来吸收出射辐射。采用非均匀共形网格划分方案，在纳米孔阵列附近将最小网格尺寸设为 0.25 纳米，以准确解析等离激元特征。

增益介质建模为嵌入 PU 主体介质中的 IR-140 染料分子，并采用四能级双电子原子系统 [35,36]。在这个四能级双电子系统中，800 nm 光泵浦将载流子从能级 0 激发至能级 3。快速非辐射弛豫使粒子数从能级 3 转移至能级 2，并建立粒子数反转。在 ~870nm 处发生从能级 2 到能级 1 的跃迁受激发射。能级 1 到能级 0 的快速衰减使系统回到基态。该模型通过耦合速率方程捕捉基本的粒子数动态，而不显式追踪每一次跃迁。PU 主体的折射率为 1.51

且掺杂了浓度为 $2 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$ 的 IR-140 染料。染料分子在 870纳米 附近通过受激发射提供光学增益，吸收峰位于 800 nm。增益介质模型所用的关键参数总结于表 2。

表 2. 四能级双电子增益介质模型的参数值

参数	数值
发射波长， λ_a	870纳米
发射线宽 , $\Delta\lambda_a$	100 纳米
吸收波长， λ_b	800 纳米
吸收线宽， $\Delta\lambda_b$	100 纳米
增益介质基底材料折射率	1.51
染料浓度	2×10^{18} 厘米$^{-3}$
偏振衰减率， $\gamma_a = \gamma_b$	3.9×10^{13} 秒$^{-1}$
辐射衰减率， γ_{rad}	7.2×10^{7} 秒$^{-1}$
跃迁寿命:	
$\tau_{30} = \tau_{21}$	1 ns
$\tau_{32} = \tau_{10}$	10 飞秒

该器件采用平面波源进行光学泵浦，中心波长为 800 纳米，脉冲宽度为 40 飞秒，电场沿 x方向偏振。泵浦光从 $-z$ 侧注入，沿 $+z$ 方向穿过分布式布拉格反射器，进入增益介质。激光发射沿 $+z$ 方向经金属纳米孔阵列射出。

我们使用腔体内的近场监测器和液晶单元上方的远场投影监测器，分析激光光谱和发射轮廓。研究了单模（~ 870 纳米）和双模（~ 873 纳米和 ~ 880 纳米）激光发射情况。通过扫描液晶单元上的施加电压，将 COMSOL 得到的各向异性介电常数分布纳入时域有限差分模型，从而直接评估集成纳米激光器的光束转向特性。

2.4. 研究参数

为表征液晶集成 PNL 中的光束转向，我们研究了三个控制参数：施加于顶部 ITO 电极片的驱动电压、液晶厚度以及液晶单元的有效周期性。对于每个电压，我们从 COMSOL 导出液晶指向矢分布图，以及从 Lumerical FDTD Solutions 导出的远场发射分布。将这两组数据结合起来可以发现，液晶的电压驱动重新取向会使纳米激光器的远场发射角发生系统性偏移。

改变液晶厚度揭示了相位延迟与输出功率之间的权衡。较薄的液层产生的折射率调制较小，因此偏转效果较弱。较厚的液层虽然能增大相位延迟，但由于吸收和散射增强，发射强度会降低。通过比较不同厚度下的远场特性和光谱响应，确定了最佳配置。

通过改变单个液晶段所覆盖的纳米激光器单元数量，考察了周期性的作用。一个液晶单元的有效长度表示为 $L = (2N + 1)\Lambda_1$，其中 Λ_1 为 NHA 周期。扫描 N 会改变可实现的转向角集合及其间距。

3. 结果与讨论

3.1. 外加电场下的液晶取向剖面

在我们的仿真中，液晶层位于顶部的两个图案化ITO焊盘与底部的金纳米孔阵列之间，其中 NHA 同时充当光学界面和公共电极。NHA 接地，顶部的 ITO 焊盘充当控制电极。在左焊盘上施加电压，而右焊盘保持接地，从而在液晶区域内建立面内电场，并在加偏压侧与接地侧之间形成显著的横向边缘电场。

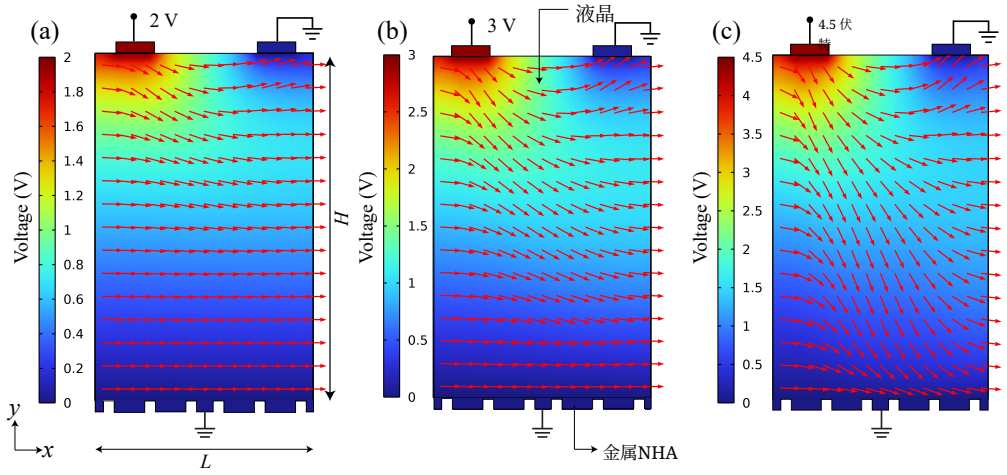

图 2. 外加电场下的液晶取向分布。色彩图表示向列相液晶单元内部的电势分布，箭头表示局部指向矢取向**n**，对应于在 ITO 电极两端施加 (a) $V = 2$ 伏特、(b) $V = 3$ 伏特和 (c) $V = 4$。5 伏特。

在液晶层顶部和底部的界面处施加强锚定，使指向矢在边界处保持固定；同时，在横向方向应用周期性边界条件，以表示延伸阵列。在低偏压下，指向矢场仍接近初始的均匀排列，仅在驱动电极附近出现轻微畸变。随着施加电压增加，重新取向不再局限于驱动电极的紧邻区域。偏压 ITO 焊盘附近的液晶分子沿局部电场线排列并发生更明显的倾斜，而靠近接地侧的液晶分子响应较弱。

这种非均匀指向矢场会在发射孔径范围内引入平滑的光学相位变化。在较高偏压下，液晶器件两侧之间的相位差增大，液晶层实际上成为出射光束的可控相位元件。图 2 中的剖面展示了这一趋势：在 $V = 2$ 伏特时，畸变局限于偏压焊盘附近；在$V = 3$ 伏特时，畸变进一步延伸至主体区域；在 $V = 4$。5 伏特时，液晶器件的大部分区域发生倾斜，足以使远场发射角产生明显偏转。

3.2. 单模纳米激光器：光束转向特性

通过在腔体顶部集成液晶单元，并向图案化ITO电极施加非对称电压，研究了单模PNL的偏转行为。金纳米孔阵列既充当底部电极，又提供维持激光发射所必需的等离激元反馈；偏压则施加于左侧或右侧顶部电极。在此研究的配置中，液晶覆盖纳米孔阵列的 $N = 2$ 个晶胞，器件沿

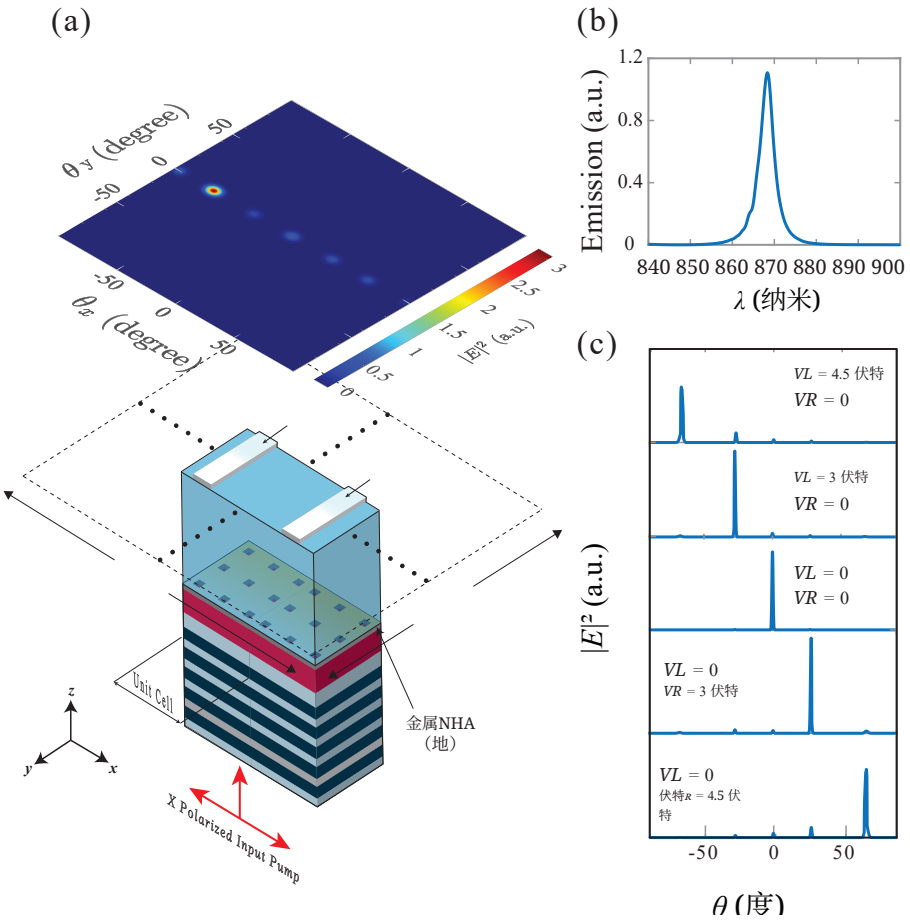

图3. 单模等离激元纳米激光器的光束转向。（a）集成器件结构：液晶单元置于PNL顶部，并配有两个图案化ITO电极，用于施加非对称偏压。（b）发射光谱显示，在870纳米处出现线宽为2纳米的窄激光峰。（c）不同施加电压下的远场强度分布，显示主导发射从0–2伏特时的零级光束，转变为 –27° (3伏特)时的一级模式，最终转变为 –67° (4.5伏特)时的二级模式。

两个方向 *x*-和 *y*-方向均呈周期性。仿真区域的有效尺寸为37。5 μ米 ×37。5 μ米，结构由波长为800纳米、强度为 *x*的-偏振平面波泵浦， 2×10^8 伏特/米，如图3(a)所示。

如图3(b)所示，该器件在870纳米附近呈现出线宽为2纳米的窄激光线，证实了液晶集成纳米激光器的稳定单模运行。随着偏压变化，光谱基本保持不变，因此，观察到的光束转向源于液晶驱动的相位调制，而非多模竞争或光谱展宽。随着施加电压增加，转向角处的发射强度增强，这与更强的液晶折射率梯度相一致；该梯度将更大比例的功率导入相应的辐射级次，同时激射波长保持不变。

远场会随偏压变化，在不同衍射级次间发生电压依赖的重新分布，如图 3(c) 所示。在 0 伏时，发射以沿着

表面法线方向的零级光束为主，这种状态可稳定保持至 2 伏。然而，超过 2 伏后，-27° 处的一级模式开始稳步增强；到 3 伏时，它成为主导模式，使主光束偏离法线方向。随着电压升高，高阶模式进一步增强。在 4.5 伏时，-67° 处的二级模式占据主导。中间电压下会出现多个角峰，这与液晶部分重取向以及孔径上的相位梯度不均匀相一致。在整个扫描过程中，每个角瓣的半高全宽均保持为 $\sim 1^\circ$，表明光束质量得以维持。偏转方向取决于驱动电极：对左焊盘施加偏压会产生 $\theta < 0^\circ$，而驱动右焊盘则会产生 $\theta > 0^\circ$。

总而言之，液晶层充当电压控制相位元件，使得远场发射中占主导地位的衍射级次可被选择。单模器件的一个关键特性，就是能通过电压调谐，在离散角度通道之间进行切换。具体而言，非对称面内偏置会在液晶指向矢场中产生横向梯度，因此使发射的 x 偏振场具有空间变化的有效折射率。光在液晶厚度 t_{LC} 中传播后累积的相位为

$$\phi(x, V) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{t_{\mathrm{LC}}} n_{\mathrm{eff}}(x, z; V)\, dz,$$

其中，$n_{\mathrm{eff}}(x,\ z;\ V)$为局部且随电压变化的有效折射率，$\lambda$为激射波长。非零的横向导数 $\partial\phi/\partial x \neq 0$表示电压诱导的相位斜坡横跨发射孔径。

根据傅里叶光学原理，远场中的角强度分布由发射表面上振幅和相位的空间变化共同决定。当液晶层在低偏压（$V < 2$伏特）下呈现近乎均匀的相位分布时，出射光束仍集中在零级衍射级次。随着施加电压升高，液晶越来越像一个电压可调的相位光栅。纳米孔阵列相邻晶胞之间的相位增量记为 $\Delta\phi(V)$，其随 V 增大，并决定光功率如何在离散衍射级次之间重新分配。当该相位增量接近 2π时，相长干涉会增强一级衍射（约在 $V \simeq 3$ 伏特时）；而当 $\Delta\phi(V) \simeq 4\pi$时，二级衍射将占主导地位（约在 $V \simeq 4$。5 伏特时）。反转施加偏压的极性会改变横向相位梯度的符号，从而翻转光束偏转角。简言之，施加电压会重新调整液晶分子的取向，调制局部有效折射率 $n_{\mathrm{eff}}(x,\ z;\ V)$，并在孔径上形成可调的相位分布 $\phi(x,\ V)$。这种由液晶产生的相位光栅控制光功率在各衍射级次之间的分布：某些偏压值会使特定衍射级次达到最大，而中间电压则可能使多个级次均具有相近的强度。

在周期性NHA中，允许的发射方向受到光栅条件 $\sin\theta_m = m\lambda/\Lambda_{\mathrm{NHA}}$的约束，其中 Λ_{NHA} 为光栅周期，m 为衍射级次。在该器件中，观测到的 $\pm 27^\circ$ 和 $\pm 67^\circ$ 离轴角，实际上分别对应于NHA光栅在 $\lambda \approx 870$ 纳米处的一级和二级衍射。因此，最大偏转范围由光栅周期和波长决定。液晶双折射只会改变这些衍射级次的强度以及它们开始占主导地位时的电压；不会改变其角位置。因此，液晶主要改变相位分布。由此，腔体共振和线宽基本保持不变。激光的光谱纯度和光束发散角也得以保持。

由于每种液晶取向对应一个不同的发射角，光束重构速度受液晶响应时间支配。对于厚度为 3-μm 的 5CB层，其特征指向矢重取向时间与 $\tau \sim \gamma_1 d^2/(\pi^2 K_{11})$ [37, 38]，成正比，其中 γ_1 是 5CB 的旋转黏度，d 是液晶层厚度，而 K_{11} 是展曲弹性常数（表 1）。旋转黏度 γ_1 取决于温度、材料组成和向列序参数。本文采用文献报道的 5CB 在室温下的典型值 $\gamma_1 \sim 0$。1 Pa · s 。

。 [39]使用这些材料参数计算得出，我们所用几何结构的响应时间约为 10 ms 。相比之下，Geis 等人 报道，在强过驱动电场作用下，垂直驱动单元的响应时间为 30–80 ns [40], ，这表明在较强外加电场下，液晶动力学可以快得多。这些考量表明，目前限制转向速度的是液晶动力学，而非纳米激光器腔体；未来设计采用更薄的单元或更强的电场配置，可显著缩短响应时间。

3.3. 液晶厚度和周期性的影响

液晶集成光子纳米激光器的转向响应高度依赖于两个结构参数：器件的周期性和液晶层的厚度。这两个因素共同决定了可用发射通道的数量以及角度控制的质量。为研究周期性的影响，我们改变了放置单个液晶段的晶胞数量（N）。液晶区域的有效长度遵循 $L = (2N + 1)\Lambda_1$，其中 Λ_1 表示原始晶格常数，因此 N 的增加会扩大集成器件的整体结构周期。

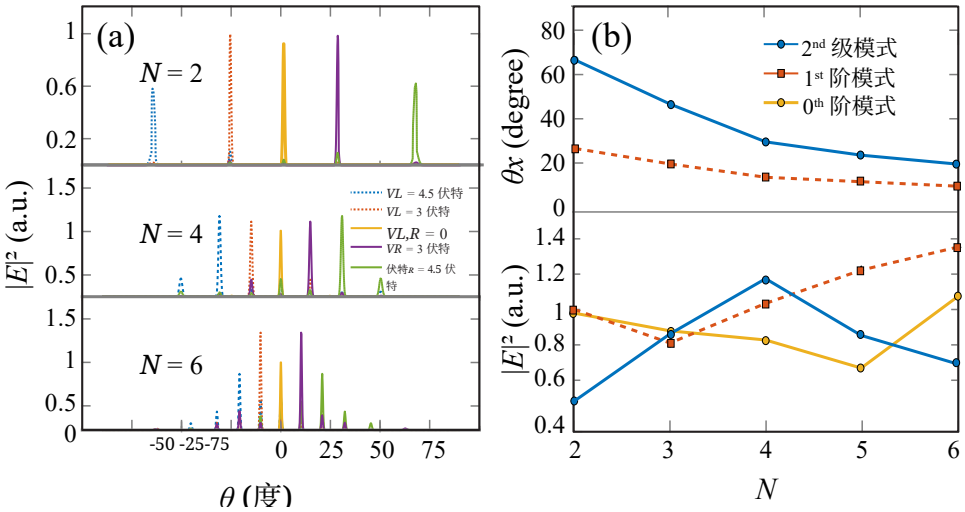

图4. 周期性对光束转向的影响。(a) N = 4、5和6对应的远场强度分布，显示出随着 N 增加，额外衍射级次的出现。(b) 0th、 1^{st}和 2nd 级衍射模式的角位置及相应远场强度随 N的变化。

如图4（a）所示，远场轮廓表明，随着 N 的增加，会出现额外的发射峰，表明更高阶衍射模式的形成，同时相邻峰之间的角间距变小。图4（b）展示了 0th、 1^{st}和 2nd 阶模式的角位置及其对应远场强度随 N的变化。各阶的角位置遵循预期趋势：高阶模式出现在更大的角度处，并随着周期性的增加而逐渐减小。

相比之下，强度变化并不遵循固定的单调规律。不同衍射级次之间的能量重新分配，源于近场干涉与液晶层内电压诱导相位调制的共同作用。这些效应有时会增强或抑制某些级次，尤其是在 N 的中间值附近。结果还表明，通过调节施加电压，可以调整各级次的相对贡献；不过，二阶以上的高阶分量仍然较弱，因为

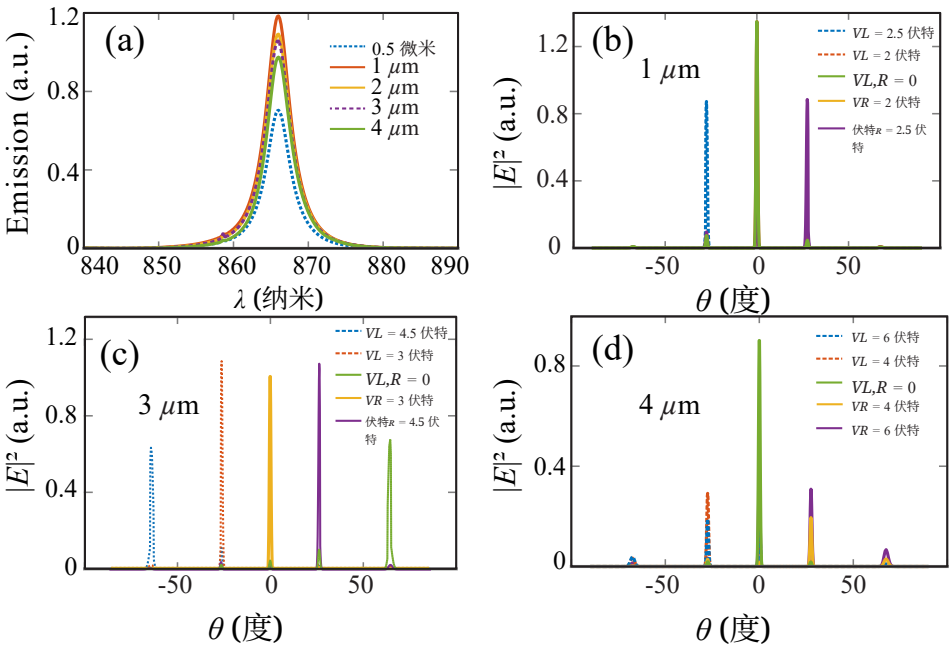

图5. 液晶厚度对发射和光束转向的影响。(a) 两个电极均接地时，液晶厚度为 0.5–4 μm 的发射光谱（$V_{L,\ R} = 0$）。(b–d) 厚度分别为 1 μm、 3 μm 和 4 μm 时的远场强度分布。每种情况下，一个电极施加电压，另一个电极接地（$V_L \neq 0$、
$V_R = 0$ $V_R \neq 0$ $V_L = 0$ 0 或，），金属NHA保持在 V。厚度为 3 μm 时性能最佳，此时发射强度和角度选择性均达到最大值。

液晶取向在整个器件范围内并非完全均匀。不同施加电压对应的发射角汇总于表 3中。图 4(a) 和 (b) 所示的所有结果均对应器件尺寸为 37。5 μ米 × 37。5 μ米、泵浦场强度为1。8×10^8 伏特/米的器件。总体而言，增大 N 可提高角分辨率并增加偏转状态的数量；当液晶厚度保持为3 μ米时，仍能维持稳定的光束方向性。该厚度被确定为实现高效偏转的最佳配置。

针对 $N = 2$ 的情况，分别研究了液晶厚度的影响。图 5(a) 显示，在所考察的所有厚度下，均能稳定观察到激光发射，其波长为 ~870 纳米，证实了腔反馈的稳健性。发射强度和偏转范围均受液晶厚度控制。在 $H = 1$ μm 时，器件的强度最高，但光束转向受限。如图 5(b) 所示，光束仅覆盖三个角度通道。较小的厚度导致相位积累不足，从而限制了可调谐性。将厚度增至 $H = 3$ μm 后，可访问的方向扩展至五个彼此分离良好的方向，且光束宽度较窄，同时保持较高的发射强度，如图 5(c) 所示。对于更厚的液晶盒，例如 $H = 4$ μm，光束转向效率会降低，如图 5(d) 所示。尽管更高的电压可以重新定向液晶分子，但高阶模式的强度仍低于中央主瓣，表明液晶体中的相位延迟过大。

这些结果表明，液晶厚度为 3 μm 时，发射强度与角度可调性之间的折衷最佳，能够以极小的光束质量损失，实现向多个衍射级次的稳健转向。另一方面，周期性决定了可用发射状态的角间隔和密度。综合来看，这些发现证实，要实现高效的电压控制光束转向，必须对这两个参数进行协同优化

表3. 不同周期性（N）在各种施加电压下测得的远场发射角（单位：度）。左电极（V_L）上的正电压会产生负偏转角，而右电极（V_R）上的正电压会产生正偏转角。所有测量过程中，金属NHA均保持在0 伏，且所有数据均对应液晶厚度为3微米的情况。所有角度均四舍五入至最接近的整数。

周期性（N）	V_L = 4.5伏特 V_R = 0伏特	V_L = 3伏特 V_R = 0伏特	V_L = 0伏特 V_R = 0伏特	V_L = 0伏特 V_R = 3伏特	V_L = 0伏特 V_R = 4.5伏特
2	−67°	−27°	0°	27°	67°
3	−47°	−20°	0°	20°	47°
4	−31°	−15°	0°	15°	31°
5	−25°	−12°	0°	12°	25°
6	−21°	−10°	0°	10°	21°

3.4. 双模纳米激光器：光束转向

为将转向能力扩展到多个波长，我们将标准纳米孔阵列替换为合并晶格，如图 1(c) 所示，同时保持其余堆叠结构不变。合并阵列在同一腔体内支持两种不同的共振模式，从而实现双模激光发射。此处分析的配置对应于 $N = 3$，其中单个液晶段沿 x 方向跨越三个晶胞。器件在 x 和 y方向上均具有周期性，并由沿 $+z$ 方向入射、波长为 $\lambda = 800$纳米的 x偏振平面波进行泵浦。对于这种几何结构，泵浦振幅只需达到 7×10^7 伏特/米即可实现激光发射，这与合并纳米孔阵列的阈值通常低于简单方晶格的情况相符 [41]。器件面积为 45 μ米 × 45 μ米时，计算了其远场响应。

图 6 (a) 中的发射光谱显示两个窄峰，分别位于 873纳米和 880纳米，线宽低于 3 纳米。该光谱表明存在双模激光，液晶层造成的任何展宽似乎都很小。合并晶格支持间隔很近的等离激元共振，因此两个模式可以在同一腔体中以略有不同的波长出现。两者间隔约为 7 纳米，足以表明它们共享同一腔体，同时又足够大，因而在需要时可通过波长区分这两条谱线。

图 6 (b) 和 (c) 中的远场强度分布展示了每个模式如何随施加电压而转向。在两种情况下，发射都占据五个角度状态，分别为 −51°、 −23°、 0°、 23° 和51°。这些角度与液晶介导的相位梯度所决定的衍射级次相符。两种模式遵循几乎相同的轨迹，其远场图样在监测器的分辨率范围内重叠。这种重叠意味着单一路由路径可服务于任一条谱线，有利于集成。

在此处采用的泵浦水平下，880纳米谱线的输出高于873纳米谱线。这种差异可能反映了880纳米处相位分布与腔体之间的耦合略好。即便如此，两种模式仍保持约为 1°的窄角宽度，因此双色运行期间的光束质量似乎没有变化。在测试范围内，电压驱动调谐具有可逆性：经过数个循环后，角度和光谱均恢复到初始值。转向过程中，我们没有观察到线宽或峰值位置出现可测量的漂移，不过仍需进行更长时间的运行，才能排除缓慢变化的可能。

综合来看，数据表明，合并晶格纳米激光器支持电压控制

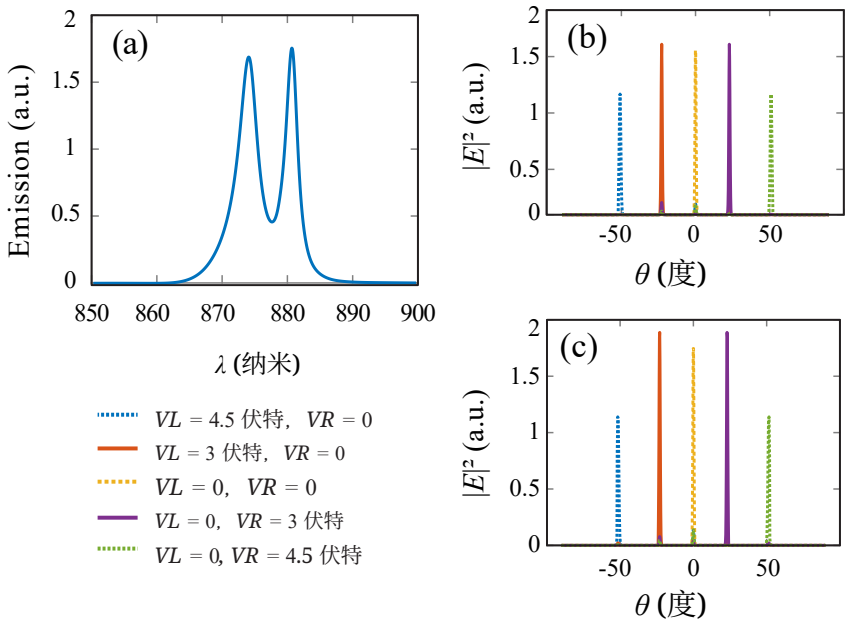

图 6. 具有合并纳米孔阵列的双模液晶集成等离激元纳米激光器，用于 $N = 3$。（a）发射光谱显示了两个窄激光峰，分别位于 873纳米和 880纳米，证实了双模工作。（b）不同施加电压下 873纳米模式的远场强度分布，展示了在 −51°、−23° 0° 23° 51° 880 、.....和.....处的离散光束转向。（c）纳米模式对应的远场图样，显示出相似的角度轨迹，但输出强度略高。所有结果均对应于液晶厚度为 3 μm 的情况。

在两个波长下进行转向，同时在我们的测量范围内保持相干性和方向性。双模式的相同转向方式有望用于双通道链路、简单的波分复用，或适用于偏好紧凑且可重构光源的场景中的多目标传感。

3.5. 对比分析与应用

前述各节的结果表明，液晶层通过电压控制的相位梯度引导 PNL 发射。在单模情况下，光束通过在离散衍射级次之间重新分配功率而发生偏移。通过选择驱动电极并设置偏压，可将输出引导至特定角度通道，同时保持角宽度接近 1°。液晶厚度接近 $H \approx 3\ \mu$m 时，可在发射功率与调谐范围之间实现实用的平衡。周期参数 N 决定了可用偏转状态的数量和间距。

采用合并晶格NHA时，器件支持两个激光发射模式，波长分别为873纳米和880纳米。在电压控制下，两个激光发射模式均可转向五个角度（−51°、 −23°、 0°、 23°、 51°），且其远场轨迹几乎重合。在相同泵浦条件下，880纳米模式的发射更强，但两个模式的角宽度均保持在约 1°的窄范围内。与单模情况相比，双模纳米激光器还具有一项额外优势：通过相同的转向机制提供两个相干通道，同时不损害光束质量。

这些结果表明，该技术具有多种应用方向。在集成光子学中，电压控制的光束偏转可取代运动部件，用于芯片上信号的路由 [42]。这种双模特性似乎适用于波分复用 [43], ，让两路数据流共享同一条

路由路径。在离散角度间进行偏转也适用于纳米级扫描、空间成像和多传感器读出等任务 [44]。相关应用还包括光束分复用、光学捕获和紧凑型片上激光雷达 [45]。

总体而言，这项对比研究凸显了液晶集成与 PNL 相结合的多功能性：单模器件可实现精准且可控的光束偏转，而双模器件则将这一能力扩展至多波长运行。这种双重功能使液晶集成 PNL 成为紧凑、可重构且多功能的纳米光子平台的理想候选方案。

4. 结论

我们证明，在 PNL 上方集成液晶层，无需改变腔体几何结构即可实现电控可编程光束转向。将液晶指向矢重取向与全矢量时域有限差分建模相结合的数值模拟表明，液晶层中由电压诱导的相位梯度会在各光栅衍射级次之间重新分配功率，使输出光束转向离散的角度状态，同时保持光束质量和光谱纯度。对于单模器件，转向角主要由光栅周期决定，而液晶电压则决定哪个衍射级次占主导。液晶厚度约为 3 μm 时，可在强度与角度可调性之间实现最佳平衡；周期参数 N 则控制可实现的转向角数量及其间隔。

将设计扩展至合并纳米孔晶格，可实现 873纳米 和 880纳米 处的双模激光。两种模式沿几乎相同的电压依赖轨迹变化，从而稳定且可逆地转向五种不同的角度状态。双模工作保持了相干性和光束发散角，表明单个腔体能够支持两个可独立使用的光学通道。总体而言，液晶集成使等离激元纳米激光器从几何结构固定的发射器转变为电压可重构光束源，使其适用于片上路由、复用通信、纳米级成像和自适应光子接口等应用。

披露事项

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

1. K. Koo 和 A. Kersey，“采用干涉式询问和波分复用的基于布拉格光栅的激光传感器系统”，《光波技术杂志》**13**，1243–1249（2002）。2. M. Momtaj 和 M. A. Talukder，“面向低噪声片上等离激元三维生物细胞成像”，《光学快报》**33**，3901–3919（2025）。3. N. Pleros、E. E. Kriezis 和 K. Vyrsokinos，“利用等离激元学和硅光子学实现光互连”，《IEEE光子学杂志》**3**，296–301（2011）。4. M. Stucchi、S. Cosemans、J. Van Campenhout、等，“面向高性能应用的片上光互连与电互连”，《微电子工程》**112**，84–91（2013）。5. K. Ohashi、K. Nishi、T. Shimizu、等，“片上光互连”，《IEEE会刊》**97**，1186–1198（2009）。6. D. Ozcelik、J. W. Parks、T. A. Wall、等，“用于单病毒检测的光流控波分复用”，《美国国家科学院院刊》**112**，12933–12937（2015）。7. R. Zia、J. A. Schuller、A. Chandran 和 M. L. Brongersma，“等离激元学：下一代芯片级技术”，《今日材料》**9**，20–27（2006）。8. D. J. Bergman 和 M. I. Stockman，“受激辐射表面等离激元放大：纳米系统中相干表面等离激元的量子产生”，《物理评论快报》**90**，027402（2003）。9. M. T. Hill、Y.-S. Oei、B. Smalbrugge、等，“金属包覆纳米腔中的激光发射”，《自然·光子学》**1**，589–594（2007）。10. R.-M. Ma、R. F. Oulton、V. J. Sorger、等，“通过全内反射实现室温亚衍射极限等离激元激光器”，《自然·材料》**10**，110–113（2011）。11. M. Noginov、G. Zhu、A. Belgrave、等，“基于表面等离激元激射器的纳米激光器演示”，《自然》**460**，1110–1112（2009）。12. Y.-J. Lu、J. Kim、H.-Y. Chen、等，“采用外延生长银膜的等离激元纳米激光器”，《科学》**337**，450–453（2012）。

13. M. Khajavikhan、A. Simic、M. Katz 等，“无阈值纳米尺度同轴激光器”，《自然》482，204–207（2012）。14. C. Deeb 和 J.-L. Pelouard，“等离激元激光器：相干纳米级光源”，Phys. Chem. Chem. Phys. 19，29731 29741 2017–（）。15. Q. Zhang、G. Li、X. Liu 等，“室温低阈值紫外等离激元纳米激光器”，《自然·通信》5，4953（2014）。16. Z. Azad、M. S. Islam 和 M. A. Talukder，“在近红外区域工作的表面与边缘同时发射的等离激元激光器”，Opt. & Laser Technol. 146，107571（2022）。17. S.-E. Zumrat、S. Shahid 和 M. A. Talukder，“双波长混合塔姆等离激元激光器”，《光学快报》30，25234 25248 2022–（）。18. Z. Azad 和 M. A. Talukder，“平面多层等离激元纳米激光器的模态分辨分析”，Opt. Commun. 482，126614（2021）。19. Z. Ahmed 和 M. A. Talukder，“光学塔姆态辅助的高效定向等离激元纳米激光器及其宽调谐范围”，J. Phys. Commun. 2，045016（2018）。20. S. Shahid 和 M. A. Talukder，“超越周期性：为多模激光定制等离激元纳米孔阵列中的塔姆共振”，New J. Phys. 27，013014（2025）。21. M. Ahamed、M. N. Afroj、S. Shahid 和 M. A. Talukder，“双模多层等离激元激光器中的波长选择性光束转向”，《光学快报》32，19895–19909（2024）。22. J. M. Winkler、M. J. Ruckriegel、H. Rojo 等，“量子点等离激元晶格激光器中的双波长激光发射”。《ACS纳米》（2020）。23. U. Mur、M. Ravnik 和 D. Seč，“基于多层液晶盒的光束可控偏移、转向与扩展”，Sci. reports 12，352（2022）。24. D.-K. Yang 和 S.-T. Wu，《液晶器件基础》（约翰·威立父子出版公司，2014）。25. B. Bahadur，“动态散射模式液晶显示器”，Liq. Cryst. Appl. Uses 1（1990）。26. R. Lu、X. Zhu、S.-T. Wu 等，“超宽视角液晶显示器”，J. Disp. Technol. 1，3（2005）。27. G. Assanto，“向列子：向列液晶中的空间光孤子”，约翰·威立父子出版公司，纽约（2012）。28. J. Sautter、I. Staude、M. Decker 等，“利用液晶主动调谐全介质超表面”，载于欧洲激光与电光学会议，（Optica Publishing Group，2015），第 CK_6_3 页。29. A. Komar，“可调谐全介质超表面：基础与应用”，博士论文，澳大利亚国立大学（澳大利亚）（2018）。30. Ansys Lumerical公司，“Lumerical FDTD Solutions”，https://www.lumerical.com/products/fdtd/。访问日期：2025-09-13。31. COMSOL AB，“COMSOL Multiphysics v. 6.2”，https://www.comsol.com（2023）。有限元和多物理场仿真软件。32. C. Cirtoaje、G. Iacobescu 和 E. Petrescu，“磁场和激光场作用下扭曲铁电向列液晶中的弗雷德里克斯转变”，《晶体》10，567（2020）。33. F. C. Frank，“I. 液晶：论液晶理论”，Discuss. Faraday Soc. 25，19–28（1958）。34. K. Yee，“涉及各向同性介质中麦克斯韦方程组的初边值问题的数值解”，IEEE Trans. on antennas propagation 14，302–307（1966）。35. M. Dridi 和 G. C. Schatz，“结合速率方程与时域有限差分方法的等离激元增强激光器描述模型”，J. Opt. Soc. Am. B 30，2791–2797（2013）。36. S.-H. Chang 和 A. Taflove，“四能级双电子原子系统中激光作用的时域有限差分模型”，Opt. express 12，3827–3833（2004）。37. Y.-H. Lee、D. Franklin、F. Gou 等，“利用双光子聚合实现的多层液晶相位调制器”，Sci. Reports 7，16260（2017）。38. S.-T. Wu，“液晶可调谐电光滤波器的设计”，Appl. optics 28，48–52（1989）。39. P.-G. De Gennes 和 J. Prost，《液晶物理学》，83（牛津大学出版社，1993）。40. M. W. Geis、T. M. Lyszczarz、R. M. Osgood 和 B. R. Kimball，“30至50纳秒液晶光开关”，《光学快报》18，18886–18893（2010）。41. S. Shahid、S.-E. Zumrat 和 M. A. Talukder，“基于合并晶格金属纳米孔阵列的超低阈值双模等离激元激光器”，Nanoscale Adv. 4，801–813（2022）。42. D. A. Miller，“硅芯片光互连的器件要求”，《IEEE会刊》97，1166–1185（2009）。43. M. T. Hill 和 M. C. Gather，“小型激光器的进展”，《自然·光子学》8，908–918（2014）。44. L. Gao、J. Liang、C. Li 和 L. V. Wang，“每秒千亿帧的单次压缩超快摄影”，《自然》516，74–77（2014）。45. C. V. Poulton、A. Yaacobi、D. B. Cole 等，“采用硅光子光学相控阵的相干固态激光雷达”，Opt. Lett. 42，4091–4094（2017）。