

液晶驱动高 Q 值准连续域束缚态动态调谐*杨斐¹⁾ 张炳林¹⁾ 盛苗苗¹⁾ 金露凡^{1)2)†} 姚建铨¹⁾²⁾

1) (浙江工贸职业技术学院, 温州市先进金属材料重点实验室, 温州 325000)

2) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 激光与光电子研究所, 天津 300072)

(2025 年 3 月 14 日收到; 2025 年 4 月 21 日收到修改稿)

与传统的光子晶体或超表面等微纳光学系统相比, 基于连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 的光学体系通常具有更高的品质因子 (quality factor, Q) 与更窄的工作线宽, 更高的 Q 值给高性能的光电元件提供了更广阔的可能性, 但是更窄的线宽往往给实际应用造成一定麻烦, 因为加工过程中的制造误差无可避免地导致实际的光学元件与理想情况存在差异, 表现为实际工作波长与理想工作波长不匹配. 为了克服该问题, 本文利用带十字结构孔的光子晶体产生的对称保护型准连续域束缚态 (quasi-bound states in the continuum, q-BIC), 探索液晶 (liquid crystal, LC) 对 q-BIC 的动态调谐效应, 以补偿加工误差导致的工作波长偏移. 相比于入射光倾斜角对 q-BIC 的调制效应, 在移动相同的波长时, LC 对系统的 Q 值影响更小, 例如使用入射光倾斜角调制 q-BIC 中心波长移动 5.32 nm 时, Q 值下降 75.84%, 而使用 LC 调制 q-BIC 中心波长移动 5.63 nm 时, Q 值上升了 14.27%, 这证明 LC 对高 Q 因子、超窄带的 q-BIC 元件具有极大的应用潜力. 最后讨论了 LC 在 q-BIC 体系中的工作机理, 可为广泛 q-BIC 的相关研究提供参考.

关键词: 准连续域束缚态, 光子晶体, 液晶, 动态调谐**PACS:** 78.67.Pt, 78.20.Bh, 61.30.-v**DOI:** 10.7498/aps.74.20250337**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250337

1 引言

连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 的相关概念可以追溯到 20 世纪初期, 数学家 John von Neumann 和 Eugene Wigner^[1] 发现在数学上存在一种特殊的解: 粒子的能量处于连续谱内, 但是粒子的能量不会向外界辐射, 表现为束缚态, 也即 BIC. BIC 体系具有奇异的特性: 理想情况下 BIC 体系被束缚的能量态是孤立的, 线宽无穷小, 品质因子 (quality factor, Q) 无穷大, 高 Q 值能给基于 BIC 的光学器件带来优异的性能或全新的应用场景, 该特性引起很多研究者的兴

趣^[2-4]. 无穷小的线宽在现实中无法被观测和利用, 且理想的 BIC 体系往往要求无限大小的完美周期条件, 而实际应用中制造的元件大小是有限的, 加工误差也会破坏完美的周期性, 当元件与理想 BIC 的结构存在差异时, BIC 可转化为准连续域束缚态 (quasi-bound states in the continuum, q-BIC), 对应有有限线宽. q-BIC 仍然具有较高的 Q 值, 于是研究者们退而求其次, 使用 q-BIC 开发新功能或形态的元件, q-BIC 因其超高的 Q 值在增强光与物质相互作用的领域具有显著的优势^[5-7].

对于光学领域, 目前在实验中观测 q-BIC 现象, 或开发基于 q-BIC 的元器件, 主要是依托光子晶体^[8,9] 和超表面^[10,11] 这两个技术路线. 光子晶体

* 浙江省高校国内访问学者教师专业发展项目 (批准号: FX2024188) 和浙江工贸职业技术学院教师科技创新活动计划项目 (批准号: Z20240027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jlfking@zjtc.edu.cn

和超表面是光学元件向微观领域发展的两大重要方向, 他们都具有对光的损耗低、较小的特征尺寸, 以及能对光的相位、偏振等状态进行灵活调控等卓越优点. 得益于先进的仿真技术和微加工技术, 研究者们开展了大量对 q-BIC 的研究探索, 取得很多显著成果, 例如基于 q-BIC 的生物传感器 [12,13]、微型激光器 [14,15]、非线性元件等 [16,17].

超高的 Q 值通常能给基于 q-BIC 技术的元件带来明显的性能优势, 但它们实际的应用和制造上往往也面临着严峻挑战. 一方面, 不管是光子晶体还是超表面, 都具有较小的特征尺寸, 而制造的误差总是存在, 制造误差可导致数十纳米的工作波长偏移 [18-20], 所以在实际的加工中很难制造恰巧工作在理想波长位置的元件. 另一方面, 基于 q-BIC 的高 Q 值意味着该器件的工作线宽很窄, 制造误差引发的工作波长偏移可能远大于理想工作线宽, 造成器件不合格的恶劣结果. 该问题有两个显而易见的解决思路, 一个是使用高度精密的加工技术, 将加工误差控制在极小的范围内, 该方案的弊端是对制造技术要求极高, 需要尖端的设备与优秀技术人员, 导致生产成本大幅提高, 不利于 q-BIC 元件的大规模、低成本制备. 另一个思路是使用普通精度的微加工技术, 针对封装和使用过程进行设计优化, 对误差造成的工作波长漂移进行动态补偿, 该方案意味着 q-BIC 元件需要具备工作波长可调谐的功能.

现有的光子晶体和超表面大多使用介质或介质加少量金属材料构建而成, 加工制造出来后结构定型, 基本无法进行动态调谐. 在实际应用中, 对可调谐的光学元件的需求也是巨大且迫切的 [21,22], 可调谐光学元件不仅使用更快捷方便, 而且在很多应用领域都能有效地降低综合成本, 例如使用一个可调谐的元件替代几个不同工作波长的元件.

为了赋予基于 q-BIC 的元件动态调谐的功能, 本文将液晶 (liquid crystal, LC) 引入具有 q-BIC 的光子晶体板中, 探究 LC 对 q-BIC 共振波长的调制能力. 现有的使用 LC 对 q-BIC 进行动态调控的工作 [23,24], 主要关注器件的核心功能与性能, 缺少 LC 调控与入射光倾斜角调控关于 Q 因子差异的对比, 本工作填补了这部分空缺. 仿真结果显示, LC 的排列状态能显著地引导 q-BIC 共振峰产生定向移动, 并将 q-BIC 系统的 Q 因子维持在较高的水平, 从而对器件的加工误差进行补偿, 或使器件可

工作在多个波长位置, 极大地提高器件的使用效益. 该研究虽然基于光子晶体板, 但是对超表面等其他 q-BIC 系统同样具有参考意义.

2 结构设计

根据 BIC 产生的物理原理可将 BIC 分为两个类型, 一个是对称保护型 BIC, 另一个称为偶然 BIC. 二者皆可使用多极子辐射理论进行分析, 对称保护型 BIC 的任一极子都可以分成两个对称的辐射波, 且两部分辐射波恰好干涉相消, 而对偶然 BIC 而言, 任一极子内部的辐射波可能是不完全相消的, 但是所有参与共振的多极子在叠加后呈现整体干涉相消. 因为对称保护型 BIC 任一极子都自发地对称相消, 所以典型对称保护型 BIC 的单元结构具有 C_2 旋转对称性, 对于设计 BIC 系统的单元结构具有指导意义, 简单地说, 有对称性的单元结构不一定产生对称保护型 BIC, 但是对称保护型 BIC 一定源自有对称性的单元结构.

基于上述讨论, 将本次研究对象定为二维周期性的光子晶体板, 光子晶体的元胞结构如图 1(a) 所示, 光子晶体的主体是硅 (Si) 的二维薄板, 折射率取 3.5, 上方是空气环境, 折射率取 1, 下方是二氧化硅 (SiO_2) 基底, 折射率取 1.45, 光子晶体板的厚度用字母 h 标记, 元胞在 x 方向和 y 方向的周期长度都使用字母 p 标记, 元胞的中心区域挖空成“十”字的形状, 也可以看成是两个相同的矩形空间, 一个沿着 x 方向排列, 一个沿着 y 方向排列, 两个矩形在元胞中间区域正交, 矩形的长记为 l , 宽记为 w , 很多研究中都使用了十字结构 [25,26], 该结构是光子晶体与超表面体系中的典型结构之一. 设定沿 x 方向排列的矩形始终处于元胞的中心,

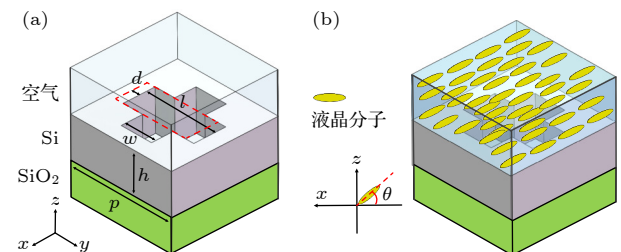


图 1 (a) 光子晶体薄板的元胞结构, 处于空气环境; (b) 填充 LC 的光子晶体, 初始状态 LC 分子沿着 x 方向排列

Fig. 1. (a) Unit cell of the photonic crystal slab, placed in an air environment; (b) unit cell filled with LC, with the LC molecules initially aligned along the x -direction.

沿 y 方向排列的矩形可沿着 y 方向偏离元胞的中心, 字母 d 表示该矩形偏离元胞中心的距离, 当 $d = 0$, 该矩形处于元胞的中心. 显然当 d 为 0 时, 元胞具有镜面对称性和旋转对称性, 当 d 不为 0 时, 元胞的旋转对称性被破坏, 此时光子晶体板支持的 BIC 将转变为 q-BIC.

为了赋予 q-BIC 元件动态调谐能力, 克服 q-BIC 器件的窄线宽与加工误差导致工作波长偏移之间的矛盾, 本研究中引入了 LC. LC 对外界的电场变化非常敏感, 是可调谐的各向异性光学介质, LC 层覆盖在光子晶体板的孔洞和上方, 通过动态调控 LC 的排序状态, 实现改变光子晶体孔洞与上表面的折射率, 最终实现动态调节 q-BIC 共振位置的效果. 图 1(b) 展示了 LC 分子在光子晶体中的排列情况与工作原理. LC 分子通常被描述为长长的椭棒状结构, 图中用黄色椭圆表示, 具有双折射性质, 其有效折射率 n_{eff} 取决于非寻常折射率 n_e 、寻常折射率 n_o 与 LC 分子在空间内排列的方位角 θ (LC 分子与 x 方向的夹角), 如 (1) 式所示:

$$\frac{1}{n_{\text{eff}}^2} = \frac{\cos^2\theta}{n_e^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_o^2}. \quad (1)$$

本文取 n_e 为 1.7, 取 n_o 为 1.5, θ 为可变量, LC 分子对外界电场具有敏锐的响应, 正向 LC 倾向于平行电场方向排列, 通过施加电压可以灵活调整 LC 的有效折射率. 当光子晶体板孔洞与上表面的折射率变化, q-BIC 共振中心的位置将同步发生红移或蓝移^[27], 实现动态调谐的目的. 对 LC 进行精确调控的典型方案是结合取向层与电压控制^[24], 在 LC 层的表面增加取向层, 使 LC 分子产生沿着 x 方向水平排列的初始状态, 之后沿着 z 方向对 LC 层施加电压, 引导 LC 分子产生特定的方位角.

本文主要在理论上探讨 LC 对 q-BIC 的影响, 暂不深入讨论实验上如何封装与施加电场.

3 结果与讨论

BIC 和 q-BIC 之间转变的过程如图 2(a) 所示, 仿真中设置 $p = 550 \text{ nm}$, $h = 250 \text{ nm}$, $w = 160 \text{ nm}$, $l = 340 \text{ nm}$, LC 层厚度取 $2 \mu\text{m}$, 在 x 和 y 方向使用周期性边界条件, 并对元胞施加一个 x 偏振的入射光, 入射光沿着 z 方向传播. 逐步修改矩形偏离元胞中心的距离 d 可以发现, 当 $d = 30 \text{ nm}$ 的时候, 光子晶体板在 1458.9 nm 波长位置存在一个强烈的 q-BIC 共振峰, 半高宽为 0.35 nm , 对应的 Q 因子为 4168.7 , 当 d 从 30 nm 逐渐减小, 共振峰呈现红移的趋势, 同时半高宽也同步减小, 当 $d = 0 \text{ nm}$ 时, 共振在透射谱中消失, 表明该共振从 q-BIC 转变为理想 BIC, Q 值无穷大, 而线宽无穷小, 共振模式与辐射通道解耦, 模式不再向外界泄露能量. 反之, 如果 d 从 30 nm 持续增大, 则共振峰呈现蓝移趋势, 共振峰的线宽同步增大, 意味着该共振模式向外界的泄露加剧, Q 值大幅下降, 当 $d = 60 \text{ nm}$ 时, 共振中心波长为 1452.4 nm , 半高宽为 1.2 nm , 此时 Q 值为 1210.1 , 相比 $d = 30 \text{ nm}$ 时下降了 71% . 显然, 系统的 Q 因子随着 d 增大快速下降, 这是因为对称保护型 BIC 系统的 Q 值与系统不对称参数的平方成反比, 对于本文中的结构可将 $\gamma = d/p$ 定义为结构的不对称参数, 则系统的 Q 值与 $1/\gamma^2$ 成正比, 如图 2(b) 所示.

LC 的引入会直接改变光子晶体孔洞和上表面环境的折射率, 导致共振峰发生偏移, 光子晶体引入 LC 后的透射谱如图 2(c) 所示, 设置 $d = 60 \text{ nm}$,

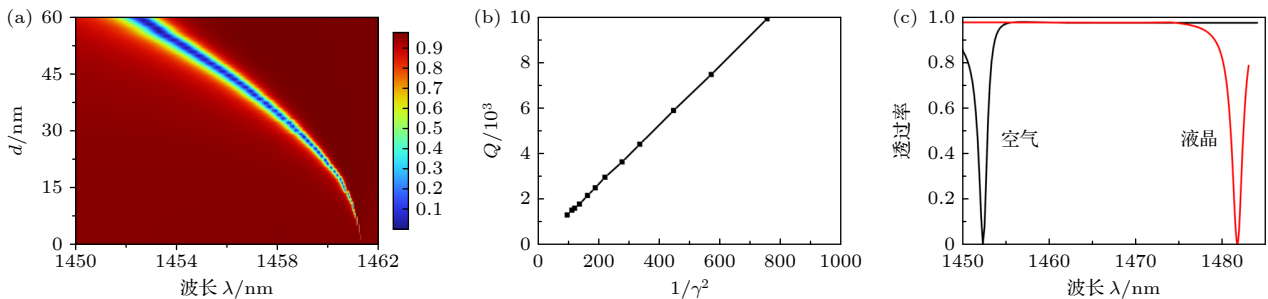


图 2 (a) 逐步改变 d 时光子晶体的透射谱; (b) Q 因子与不对称参数 γ 的关系; (c) $d = 60 \text{ nm}$, 光子晶体在空气环境与 LC 环境中的 q-BIC

Fig. 2. (a) Transmission spectrum of the photonic crystal slab as the parameter d is gradually varied; (b) the relationship between Q factor and asymmetric parameter γ ; (c) the q-BIC in air and LC environments when $d = 60 \text{ nm}$.

将空气环境修改为取向沿着 x 方向排列的 LC, q-BIC 的共振位置从 1452.4 nm 红移到 1481.7 nm, 这里的红移效应可用有效折射率理论进行简要分析, LC 的折射率大于空气的折射率, LC 浸没光子晶体的孔洞和上表面后, 导致光子晶体与周围环境整体的有效折射率增大, 对于同一模式, 有效折射率越大, 共振的波长越长. 通常匹配层可适当减小共振峰的半高宽^[28], 而此处共振峰的半高宽从 1.2 nm 增大到 1.5 nm, 证明 LC 并非以匹配层的作用为主导. 半高宽的增大与系统的不对称参数相关, 虽然 LC 不影响光子晶体的几何结构, 但是空气向 LC 的转变导致不对称参数需要适当修正, 这部分内容在 (2) 式进一步讨论.

为了直观地体现 LC 对 q-BIC 共振波长的调控能力, 本文对 LC 分子处于不同倾斜角 θ 时光子晶体的光学响应情况进行模拟, 结果如图 3(a) 所示 ($d = 60$ nm), 当 LC 分子的倾斜角 θ 从 0° 向 90° 转变, 共振的中心波长呈现蓝移的趋势, 共振的中心波长从 1481.7 nm 蓝移到 1475.55 nm, 移动距离为 6.15 nm. 整个 LC 对 q-BIC 的调制过程可以分为 3 个阶段: θ 为 0° — 10° 时, 共振位置变化速度很慢; θ 为 10° — 80° 时, 共振位置变化速度较快; θ 为 80° — 90° 时, 共振位置变化速度再次减缓. 本过程与 LC 的折射率变化基本一致, LC 的折射率见 (1) 式, 当 θ 为 0° — 10° 以及 80° — 90° 时, 有效折射率 n_{eff} 的变化速度较慢, 当 θ 为 10° — 80° 时, n_{eff} 的变化速度较快.

讨论 LC 对 q-BIC 的调制是否具有广泛的应用潜力, 难免需要讨论入射光角度对 q-BIC 的影响, 在很多研究中入射光的倾斜角度也被当成调控 q-BIC 的重要方法之一. 当入射光垂直入射, 对应第一布里渊区中心的 Γ 点, 系统的对称性最高,

随着入射光逐渐倾斜, 远离 Γ 点, 系统的对称性下降. 在本文中, 入射光角度对 q-BIC 的影响如图 3(b) 所示, 当 $d = 60$ nm, LC 倾斜角 θ 为 0° 时, 将入射光的倾斜角设置为可变量, 从图中可见, 当入射光的倾斜角度为 0° 时, 表示入射光垂直于光子晶体板, 共振峰的宽度最小, 随着入射光倾斜角度从 0° 逐渐增大, 表示入射光越发倾斜偏离竖直状态, 共振峰呈现红移的趋势, 同时共振峰的宽度越来越大, 当入射光的倾斜角为 3.6° 时, 共振峰的中心波长为 1489.5 nm, 半高宽为 3.2 nm, 对应的 Q 值仅为 465.5. 显然, q-BIC 系统的 Q 因子同时受到结构不对称参数和入射光倾斜角的双重影响, 虽然有文献描述特定的几何结构能尽量避免入射光倾斜角对 Q 因子的影响^[29], 但是对于大多数 q-BIC 系统, 入射光倾斜角增大都会因远离布里渊区 Γ 点而导致 Q 因子快速下降.

基于 q-BIC 开发的元件通常会利用到 q-BIC 高 Q 值的特点, 因此当光正入射时其共振最强, 元件的性能最好, 如果光偏离了正入射, 则共振峰不仅在位置上会发生显著偏移, 更糟糕的是共振的强度快速下降, 共振峰迅速增宽, 根据法诺共振的 Q 值公式 $Q = \lambda_0/\Delta\lambda$ 可知, Q 值与 q-BIC 的线宽成反比, 共振峰增宽将导致器件的 Q 因子快速减小, 器件的性能同步下降. 因此, 虽然理论上可以通过调节入射光进入 q-BIC 体系的角度来动态调整共振峰的位置, 但是这种调节方法可能导致元件性能的极端恶化, 另外在应用中灵活又精密地控制入射光角度也存在一定困难, 这些问题极大限制了可调谐 q-BIC 器件的研发与应用.

图 3(c) 对比了 LC 与入射光倾斜角对 q-BIC 共振波长进行调制时导致的 Q 值变化, 横坐标表示调制效果导致的波长移动距离, 纵坐标表示某一

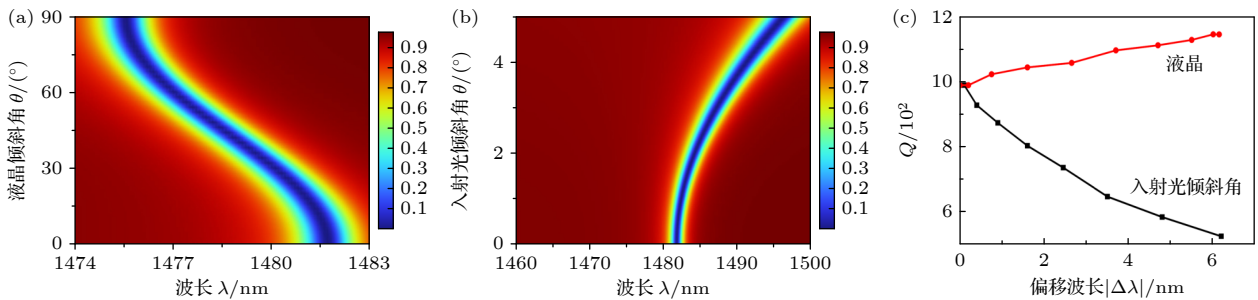


图 3 $d = 60$ nm 时 (a) LC 分子倾斜角 θ 对 q-BIC 的影响; (b) 入射光倾斜角对 q-BIC 的影响; (c) 分别使用 LC 与入射光倾斜角调制 q-BIC 移动中心波长 λ_0 时对应的 Q 值变化

Fig. 3. $d = 60$ nm: (a) The influence of the tilt angle θ of LC molecules on q-BIC; (b) the influence of the incident angle on q-BIC; (c) changes in the Q factor when modulating the λ_0 of q-BIC using LC or incident angle.

波长移动距离下系统的 Q 值, 初始状态为 LC 倾斜角 θ 为 0° 且入射光垂直入射, Q 值为 987.8. 若只改变入射光倾斜角, 调制效应将导致 Q 值大幅下降, 当移动距离达到 6.2 nm 时, 对应的 Q 值为 523.9, 比初始状态的 Q 因子下降了 47%. 而 LC 的调制效应非但没有导致 Q 值下降, 反而让 Q 值小幅上升, 当移动距离达到 6.15 nm 时, 对应的 Q 值为 1143.8, 比初始状态的 Q 值上升 15.8%.

本文也修改光子晶体的结构参数进行了验证, 设置 d 为 30 nm, 模拟的结果如图 4 所示. 此时相比 d 为 60 nm, 系统的不对称参数 γ 减小, 因此 q-BIC 共振峰的半高宽减小, 图 4(a) 展示了 LC 对 q-BIC 共振位置进行调制的过程, 随着 LC 倾斜角 θ 从 0° 向 90° 转变, q-BIC 共振的中心波长从 1485.53 nm 逐渐蓝移至 1479.9 nm, 移动距离为 5.63 nm, 半高宽的变化较小. 图 4(b) 展示了入射光倾斜角对 q-BIC 共振的调制效应, 随着倾斜角的增大, 共振峰的中心波长呈现红移趋势, 同时共振峰的半高宽快速增大. 图 4(c) 对比了 LC 与入射光倾斜角调制对系统 Q 因子的影响, 初始状态 LC 倾斜角 θ 为 0° 且入射光垂直入射, Q 值为 3809.05. 若只增大 LC 的倾斜角 θ , Q 值小幅上升, 当 θ 增大到 90° 时, 中心波长的移动距离达到 5.63 nm, 对应的 Q 值为 4352.65, 比初始状态的 Q 值上升 14.27%. 作为对比, 如果只增大入射光倾斜角, 当入射角为 3° 时, 移动距离达到 5.32 nm, 对应的 Q 值为 920.28, 比初始状态的 Q 值下降 75.84%, 比图 3(c) 中的降幅更大, 显然, q-BIC 共振的线宽越小, Q 值越大, 入射光倾斜角导致的 Q 值衰减越快, 因此 LC 对 q-BIC 的调制功能对于高 Q 值的器件具有更高的应用价值.

最后想讨论本文中出现的两个有趣的现象, 第 1 个是对于 q-BIC 共振移动相同的距离, 为什么 LC 调制比入射光调制能保持更高的 Q 值? 因为通过入射光倾斜角进行调制的物理机制是直接大幅加剧系统的对称性破缺, 而 LC 的调制过程能在最大程度上避免系统对称性破缺的扩大. 注意 LC 在本文中的设置, 初始状态 LC 分子沿着 x 轴排列, 调制过程保持 LC 分子始终位于 xz 平面内运动, 从几何结构上分析, LC 调制过程中系统的不对称参数 γ 保持不变. 图 5(a)–(c) 依次展示了系统在空气环境、LC 倾斜角 θ 为 0° 以及 θ 为 90° 时的电场分布, 注意到 3 个电场分布的形态未发生明显变化, 也验证了 LC 的存在对系统对称性的影响较小.

第 2 个现象是 LC 倾斜角 θ 从 0° 向 90° 转变这一过程, 为什么能驱动 q-BIC 共振波长移动以及系统 Q 值为何呈现上升趋势? 一方面是 LC 微观排列的状态变化导致光子晶体孔洞与表面的折射率改变, 引起 q-BIC 共振的移动. 另一方面是 LC 倾斜角从 0° 向 90° 的变化过程减小了系统的对称性破缺, 这是导致系统 Q 值增大的主要原因. 虽然系统的几何结构未发生变化, 但是 LC 取代了光子晶体十字结构中的空气, 这种折射率变化导致 γ 需要进行修正, 修正后的不对称参数记为 γ_{LC} , 表示为:

$$\gamma_{\text{LC}} = n_{\text{eff}} \times \gamma. \quad (2)$$

图 5(d) 展示了 LC 调制过程中 Q 值与修正后的不对称参数 γ_{LC} 的关系, 基本符合系统的 Q 值与不对称参数的平方成反比的规律, 少量偏差可能是调制过程受到折射率与不对称性的交叉影响.

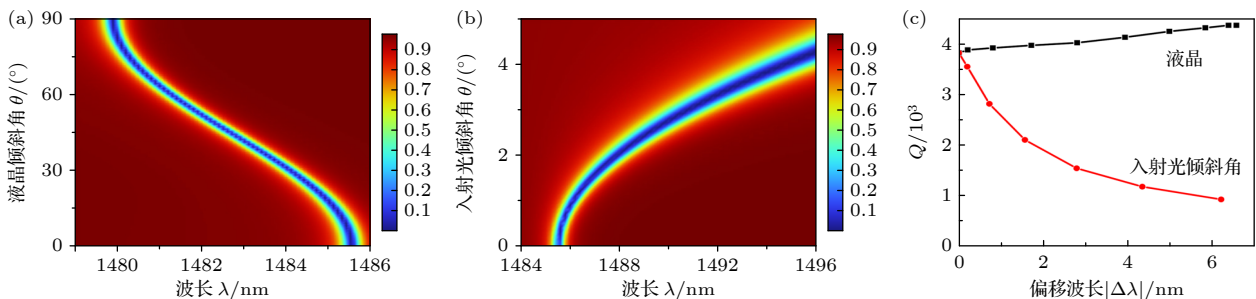


图 4 $d = 30$ nm (a) LC 分子倾斜角 θ 对 q-BIC 的影响; (b) 入射光倾斜角对 q-BIC 的影响; (c) 分别使用 LC 与入射光倾斜角调制 q-BIC 移动中心波长 λ_0 时对应的 Q 值变化

Fig. 4. $d = 30$ nm: (a) Influence of the tilt angle θ of LC molecules on q-BIC; (b) influence of the incident angle on q-BIC; (c) changes in the Q factor when modulating the λ_0 of q-BIC using LC or incident angle.

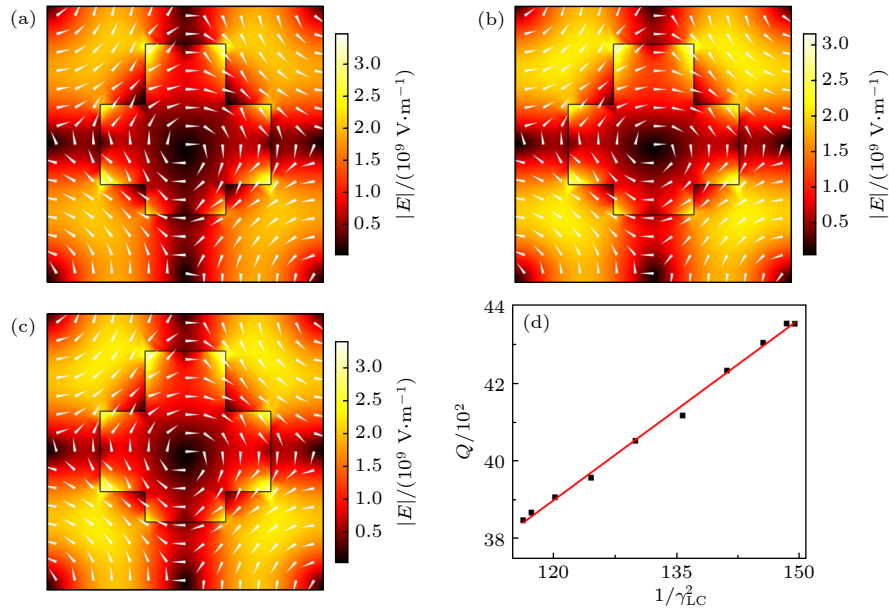


图 5 $d = 30 \text{ nm}$ (a) 光子晶体在空气中的电场分布, 箭头为 xy 平面内的电场方向; (b) 光子晶体在倾斜角 $\theta = 0^\circ$ 的 LC 中的电场分布; (c) 光子晶体在倾斜角 $\theta = 90^\circ$ 的 LC 中的电场分布; (d) LC 调制过程中, 系统的 Q 值与修正后不对称参数 γ_{LC} 的关系
 Fig. 5. (a)–(c) Electric field distribution when $d = 30 \text{ nm}$, with arrows indicating the direction of the electric field in the xy plane; (a) in an air environment; (b) in LC with $\theta = 0^\circ$; (c) in LC with $\theta = 90^\circ$; (d) the relationship between the Q of the q-BIC and the modified asymmetry parameter γ_{LC} .

4 结 论

为了克服 q-BIC 体系动态调谐困难的问题, 本文基于对称保护型 BIC 的形成机理, 提出了 LC 与光子晶体结合的 q-BIC 体系, 光子晶体的结构为典型带十字形孔洞的结构, LC 填充于十字形的孔洞并覆盖光子晶体的上表面. 通过有限元仿真, 本文验证了 LC 对 q-BIC 体系进行调制的可行性, 讨论了 LC 在该体系中的工作机制. 该体系具有两个重要特点: 一个是 LC 的折射率变化产生了动态调谐 q-BIC 中心波长的能力, 另一个是在调谐 q-BIC 中心波长的过程中, LC 对系统对称性破缺的影响较小, 能维持系统较高的 Q 值. 本文仅讨论了十字结构的光子晶体, 但是 LC 影响 q-BIC 的方式具有普适性, 对广泛关于 q-BIC 的研究工作具有一定启发价值, 包括对元器件的加工误差导致的波长偏移进行动态补偿, 或者是利用动态调谐技术创造可复用的多功能元件. 本工作也存在部分不足, 例如调谐的范围较小, 未来将继续深度探索 LC 与 q-BIC 的耦合机制, 优化 q-BIC 体系的几何结构, 增强 LC 对 q-BIC 的调谐能力.

感谢国科温州研究院李涛博士和余彬彬博士对本工作的讨论与支持.

参考文献

- [1] Von Neumann J, Wigner E P 1929 *Phys. Z.* **30** 467
- [2] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [3] Kang M, Liu T, Chan C T, Xiao M 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 659
- [4] Diao J Y, Han B X, Yin J, Li X J, Hong Z 2019 *IEEE Photonics J.* **11** 4601110
- [5] Huo Y Y, Zhang Y Q, Liu X Y, Ning T Y, Ren Y Y 2025 *Opt. Commun.* **574** 131255
- [6] Franceschini P, Tognazzi A, Chernyak A M, et al. 2024 *Nanophotonics* **13** 1
- [7] He W C, Wang Y S 2024 *Opt. Express* **32** 39415
- [8] Ovcharenko A I, Blanchard C, Hugonin J P, Sauvan C 2020 *Phys. Rev. B* **101** 155303
- [9] Krasikov S D, Bogdanov A A, Iorsh I V 2018 *Phys. Rev. B* **97** 224309
- [10] Liang Y, Koshelev K, Zhang F C, Lin H, Lin S R, Wu J Y, Jia B H, Kivshar Y 2020 *Nano Lett.* **20** 6351
- [11] Gorkunov M V, Antonov A A, Kivshar Y S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 093903
- [12] Romano S, Zito G, Yépez SN L, Cabrini S, Penzo E, Coppola G, Rendina I, Mocellaark V 2019 *Opt. Express* **27** 18776
- [13] Romano S, Zito G, Torino S, Calafiore G, Penzo E, Coppola G, Cabrini S, Rendina I, Mocella V 2018 *Photon. Res.* **6** 726
- [14] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, Bahari B, Fainman Y, Kanté B 2017 *Nature* **541** 196
- [15] Ha S T, Domínguez R P, Kuznetsov A I 2022 *Adv. Opt. Mater.* **10** 2200753
- [16] Carletti L, Koshelev K, Angelis C D, Kivshar Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 033903
- [17] Kang L, Wu Y H, Ma X Z, Lan S F, Werner D H 2021 *Adv. Opt. Mater.* **10** 2101497

- [18] Kühne J, Wang J, Weber T, Kühner L, Maier S A, Tittl A 2021 *Nanophotonics* **10** 4305
- [19] Li S Q, Xu X, Veetil R M, Valuckas V, Domínguez R P, Kuznetsov A I 2019 *Science* **364** 1087
- [20] Zheng Z, Komar A, Kamali K Z, et al. 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 053105
- [21] Cui T, Bai B F, Sun H B 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1806692
- [22] Badloe T, Lee J, Seong J, Rho J 2021 *Adv. Photonics Res.* **2** 2000205
- [23] Xu S T, Fan J, Xue Z, Sun T, Li G, Li J, Lu D, Cong L 2024 *Photonics Res.* **12** 2207
- [24] Yu B B, Yang F, Zeng M D, Meng X Y, Qian Z H, Tai Y H, Li T 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2413098
- [25] Jain A, Moitra P, Koschny T, Valentine J, Soukoulis C M 2015 *Adv. Opt. Mater.* **3** 1431
- [26] Dharmavarapu R, Izumi K, Katayama I, et al. 2019 *Nanophotonics* **8** 1263
- [27] Komar A, Domínguez R P, Miroshnichenko A, et al. 2018 *ACS Photonics* **5** 1742
- [28] Azzam S I, Chaudhuri K, Lagutchev A, et al. 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2000411
- [29] Zhang X, Zhao Z, Liu P, Ako RT, Sriram S, Zhao X, Liu H, Bu H 2024 *Opt. Lett.* **49** 7016

Dynamic tuning of high- Q quasi-bound states in continuum driven by liquid crystal*

YANG Fei¹⁾ ZHANG Binglin¹⁾ SHENG Miaomiao¹⁾
 JIN Lufan^{1)2)†} YAO Jianquan¹⁾²⁾

¹⁾ (Wenzhou Key Laboratory of Advanced Metallic Materials, Zhejiang Industry & Trade Vocational College, Wenzhou 325000, China)

²⁾ (Institute of Laser & Opto-electronics, School of Precision Instrument and Opt-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 14 March 2025; revised manuscript received 21 April 2025)

Abstract

Optical systems based on bound states in the continuum (BIC) generally possess higher quality factor (Q) values and narrower operational linewidths than traditional photonic crystals or metasurfaces. The higher Q values offer extensive possibilities for high-performance optoelectronic devices. However, the narrower linewidths often pose challenges in practical applications, as fabrication errors during production inevitably lead to discrepancies between real optical devices and their ideal designs, which results in mismatches between actual and ideal operating wavelengths. To solve this problem, we explore the dynamic tuning effect of liquid crystal (LC) on quasi-bound states in the continuum (q-BIC) so as to compensate for wavelength shifts caused by fabrication errors. A photonic crystal slab with cross-shaped holes serves as the platform for generating q-BIC. Compared with the modulation induced by the tilt angles of incident light on q-BIC, LC has a less influence on the system's Q factor when the same operational wavelength is shifted. For instance, shifting the central wavelength λ_0 of q-BIC by 5.32 nm by using a tilted incident angle results in the Q factor decreasing to 24.16% (from 3809.05 to 920.28). Whereas shifting the central wavelength λ_0 by 5.63 nm through the tilt angle θ of LC leads Q factor to increase 14.27% (from 3809.05 to 4352.65). This demonstrates the significant potential of LC dynamic tuning in high- Q and ultra-narrowband q-BIC devices. Finally, the mechanism of LC within the q-BIC system is discussed. The smaller influence of LC on the Q factor is attributed to its minimal disruption of the q-BIC system's symmetry. Although LC also affects system symmetry within the cross-shaped holes, after adjusting the asymmetry parameters of the system, the Q factor and the LC tuning process can be well matched. The results of our research provides valuable references for carrying on extensive research on q-BIC.

Keywords: quasi-bound states in the continuum, photonic crystal, liquid crystal, dynamic tuning

PACS: 78.67.Pt, 78.20.Bh, 61.30.-v

DOI: 10.7498/aps.74.20250337

CSTR: 32037.14.aps.74.20250337

* Project supported by the Teacher Professional Development Program for Domestic Visiting Scholars from the Education Commission of Zhejiang Province, China (Grant No. FX2024188) and the Science and Technology Innovation Project for Teachers at Zhejiang Industry and Trade Vocational College, China (Grant No. Z20240027).

† Corresponding author. E-mail: jlfking@zjitc.edu.cn

液晶驱动高 Q 值准连续域束缚态动态调谐

杨斐 张炳林 盛苗苗 金露凡 姚建铨

Dynamic tuning of high- Q quasi-bound states in continuum driven by liquid crystal

YANG Fei ZHANG Binglin SHENG Miaomiao JIN Lufan YAO Jianquan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 147801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250337

CSTR: 32037.14.aps.74.20250337

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250337>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于准连续域束缚态的全介质超构表面双参数传感器

All-dielectric metasurface two-parameter sensor based on quasi-bound states in continuum

物理学报. 2024, 73(4): 047802 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231514>

探究四聚体超表面中多极准连续域束缚态的调控机制

Exploring the tuning mechanism of multipolar quasi-continuous domain bound states in tetramer metasurface

物理学报. 2024, 73(10): 107801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240272>

硅纳米颗粒阵列中准连续域束缚态诱导三次谐波增强效应

Enhancing third-harmonic generation by quasi bound states in continuum in silicon nanoparticle arrays

物理学报. 2021, 70(15): 154206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210332>

基于准连续体束缚态的近红外高 Q 全介质超表面生物传感器

Near-infrared high- Q all-dielectric metasurface biosensor based on quasi-bound state in continuum

物理学报. 2025, 74(10): 107801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241752>

基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究

Numerical study of the low-threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures

物理学报. 2023, 72(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894>

基于准连续域束缚态的强圆二色性超表面

Strong circular dichroism chiral metasurfaces generated by quasi bound state in continuum domain

物理学报. 2024, 73(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240834>