

太赫兹超表面中的连续域束缚态

史金辉^{1,3*}, 李伟妍¹, 万顺¹, 王亦渊¹, 秦春花¹, 李增霖², 朱正¹, 李玉祥¹, 关春颖¹¹哈尔滨工程大学物理与光电工程学院纤维集成光学教育部重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001;²上海精密计量测试研究所, 上海 201109;³哈尔滨工程大学水声技术全国重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001

摘要 连续域束缚态(BIC)是发生在辐射连续域频率范围内且被完全局域的共振,具有无限大的 Q 值,光与物质之间产生强相互作用,该现象对新型功能器件的发展至关重要。在太赫兹超表面中引入BIC机制,为定制高 Q 值共振提供了新的思路。从BIC的分类、形成机制、基本性质等方面对BIC进行了简要描述,重点介绍了BIC在THz超表面中的新应用,如高灵敏度传感、手性增强、光谱编码、近场成像。此外,BIC携带拓扑电荷,由偏振矢量缠绕圈数定义,这样的电荷只能通过改变系统参数来产生或湮灭。BIC的拓扑性质也为拓扑光子学新现象的发现提供了新的可能,BIC现象的研究可以为光学和光子学领域带来更多的进展。

关键词 太赫兹; 超表面; 连续域束缚态; 高 Q 值

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/LOP231867

Bound States in Continuum in Terahertz Metasurface

Shi Jinhui^{1,3*}, Li Weiyan¹, Wan Shun¹, Wang Yiyuan¹, Qin Chunhua¹, Li Zenglin²,
Zhu Zheng¹, Li Yuxiang¹, Guan Chunying¹¹Key Laboratory of In-Fiber Integrated Optics of Ministry of Education, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;²Shanghai Institute of Measurement and Testing Technology, Shanghai 201109, China;³National Key Laboratory of Underwater Acoustic Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China

Abstract Bound states in the continuum (BIC) is a completely bound resonance with its frequency within the continuum spectrum. It has an infinite Q factor, and strong light-matter interaction. The BIC phenomenon is critical for developing functional devices. The introduction of BIC mechanism in terahertz metasurface provides a new way to customize high Q resonance. In this review, the classification, formation mechanism, and main properties of BIC are briefly introduced, and the emerging applications of BIC in terahertz metasurfaces, such as high sensitivity sensing, chiral enhancement, spectral coding, and near-field imaging, are emphasized. In addition, BIC carries topological charges that are defined by the winding number of the polarization vector, such charges can only be created or annihilated by drastically changing the system parameters. The topological properties of BIC also provide new possibilities for the discovery of new phenomena in topological photonics. In the future, BIC can bring more developments in the field of optics and photonics.

Key words terahertz; metasurface; bound states in the continuum; high Q factor

1 引言

太赫兹(THz)波是介于微波和红外波段之间的电

磁波,频率在0.1~10 THz范围内^[1-2]。与传统电磁波相比,太赫兹波具有高安全性、指纹谱性、高穿透性和宽带性等独特的性质,在生物医学检测、半导体材料表

收稿日期: 2023-08-07; 修回日期: 2023-08-12; 录用日期: 2023-08-22; 网络首发日期: 2023-09-02

基金项目: 国家自然科学基金(62275061, 62175049)、黑龙江省自然科学基金(ZD2020F002)、中央高校基本科研业务费(3072022TS2509)

通信作者: *shijinhui@hrbeu.edu.cn

征、通信、安全与检验技术等诸多领域有着巨大的应用潜力。近年来,太赫兹量子级联激光器^[3]和太赫兹时域光谱^[4]等技术的完善,极大地促进了太赫兹光子器件的发展,对太赫兹波传输特性的调控渐渐地引起了广大研究人员的兴趣。

超表面(metasurface)是由周期性排列的亚波长单元构成的人工结构^[5-6],由于其新颖的特性而引起了人们的广泛关注。超表面的电磁特性主要由单元结构的形状、尺寸以及空间排列方式决定。因此,可以通过理论分析和结构设计来实现特定的电磁响应。利用超表面,可以实现太赫兹波的特性调控,如完美吸收^[7]、场增强^[8]和共振耦合^[9],所以利用超表面调控太赫兹波响应是研究工作者的一个重要研究方向。在应用中,具有高品质因数(Q值)的太赫兹功能器件至关重要,如高灵敏度传感器、窄线宽滤波器等。高Q值意味着器件具有更好的单频特性、更低的损耗以及更强的太赫兹波与物质相互作用,连续域束缚态(BIC)的出现为实现

高Q值太赫兹功能器件提供了新的途径^[10]。

BIC是连续域束缚态,也被称为连续谱中的无辐射局域态^[11],普遍存在于各种物理体系中。束缚态通常是指电子能量由于小于势阱的壁垒,其被约束在势阱中而形成的一种离散态。当电子拥有足够大的逃逸能量时,其能量就会向外辐射。BIC是一种特殊情况,1929年 von Neumann 和 Wigner^[12]两位物理学家给出了其量子力学解释,他们设计了一种势阱,可以支持孤立的离散束缚态模式,这些模式处在连续谱的能级范围之内而不辐射。综上所述,BIC是一种被完全局域在连续域内的本征模式,不发生辐射。随后,人们开始认识到BIC是一种普遍的物理现象,不仅存在于量子力学体系内,还在其他系统中得到证实,如机械波^[13]、电子波^[14]、水波^[15]和光波^[16-17]等。本文主要介绍光学BIC现象及其研究进展,如图1所示。还将对BIC的分类、形成机制、基本性质以及BIC在THz超表面中的发展与应用进行简要介绍。

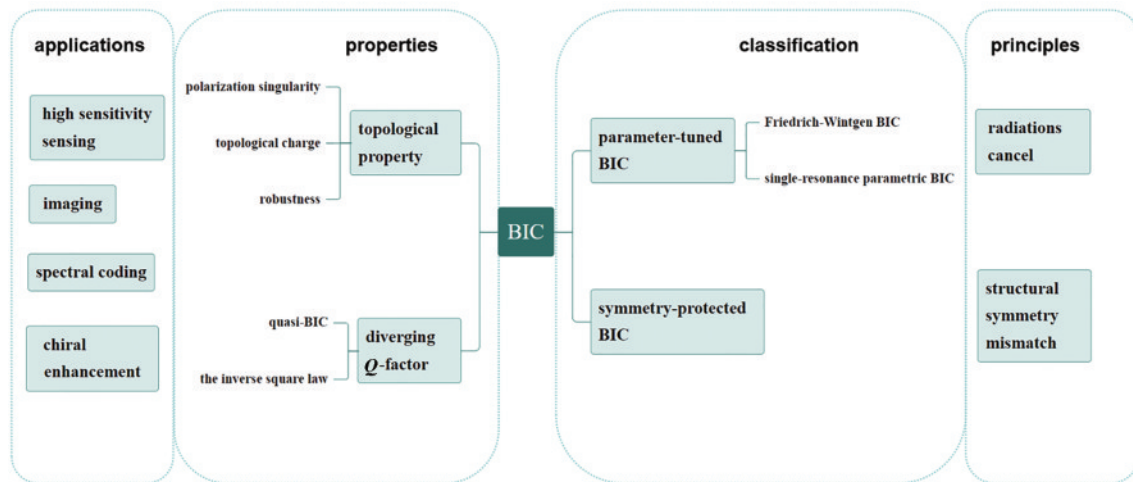


图1 光学BIC现象及其研究进展

Fig. 1 Optical BIC phenomenon and its research progress

2 BIC的种类及原理

在光子学中,光锥下方是常规束缚态,由于缺少辐射通道,因此不辐射。光锥上方是辐射连续域,其中的模式可以与自由空间耦合,从而发生辐射^[10]。然而,BIC背离了这一原则,BIC是频率位于辐射连续域内但又被完全束缚、无任何能量泄漏的特殊共振模。BIC的实现方法主要有两种:1)建立对称保护型BIC,将具有给定对称性的模嵌入不同对称性的连续体中,并与辐射波解耦,从而使其形成束缚态;2)创建参数调谐BIC,通过调谐目标系统的参数以实现连续谱内模式的相消干涉,从而实现BIC。

2.1 对称保护BIC

布里渊区的中心(Γ 点)位于辐射连续域内,但有些模式却有无穷大的Q值,即它们没有任何泄漏。这些模式的对称性与辐射态对称性不一致,从而导致二

者之间的耦合为0,这些模式也就是所谓的对称保护BIC,只要保持结构的旋转对称性,就能禁止它们的泄漏。对称保护BIC常存在于光子结构中,例如在光子晶体平板中,光锥下方的导模具有无限的Q值,引入几何扰动形成周期结构,可以补偿导模与入射平面波之间的动量失配,在辐射连续域中形成漏模,它们的本征频率可以用 $\omega = \omega_0 - i\gamma$ 表示,其中, ω_0 为共振频率, γ 为泄漏率,Q值可以用 $Q = \omega_0/2\gamma$ 表征^[18-19]。然而,由于其模式分布与外部传播模式之间的对称性不匹配,在能带结构光锥以上的 Γ 点可能存在某些束缚态,其本征频率虚部为0,泄漏率为0,Q值趋于无穷。在 Γ 点,当工作频率低于衍射极限时,C2对称性下仅有的辐射态为沿Z方向的平面波,此时在 Γ 点与辐射态对称性相反的任何模式都是BIC,因为二者是正交的,它们在远场不发生耦合。对称保护BIC可以利用光学超表面实现,如果合理地设计具有面内不对称结构超表

面,则在其光谱中可以观察到异常窄的共振。图 2(a) 为典型的金属分裂环结构^[18],改变分裂环的对称性可以使对称保护 BIC 转变为泄漏模共振,在电磁波谱上表现出超高 Q 值共振,如图 2(b)所示,该谐振归因于

非对称模式的激发,其电磁场分布与对称模式略有偏离。泄漏模共振的 Q 值取决于结构不对称程度和入射光的角度,图 2(c)给出了角度对 Q 值的影响。这一概念随后发展到全介质超表面领域。

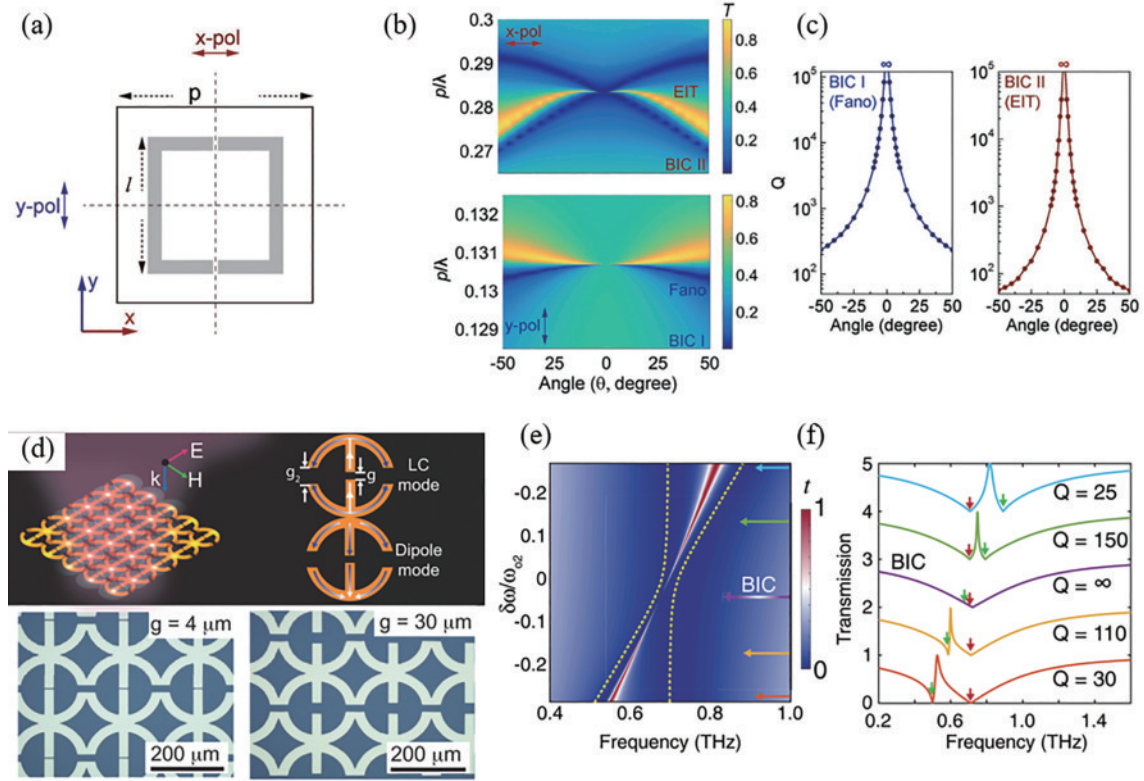


图 2 THz 超表面中的 BIC。(a) 对称保护 BIC 的结构;(b) 对称保护 BIC 的透射光谱;(c) 对称保护 BIC Q 值的角度依赖性^[18];
(d) F-W BIC 的结构;(e) F-W BIC 谐振与失谐频率之间的依赖关系;(f) F-W BIC 附近的透射谱^[20]
Fig. 2 BIC in THz metasurface. (a) Structure of symmetric protection BIC; (b) transmission spectrum of symmetric protection BIC;
(c) angular dependence of Q factor of symmetric protection BIC^[18]; (d) structure of F-W BIC; (e) dependence of F-W BIC
resonance on the detuning frequency; (f) transmission spectra near F-W BIC^[20]

2.2 参数调谐 BIC

在 Γ 点形成的 BIC 是对称性保护的,当远离 Γ 点时,BIC 会转变为有限 Q 值的状态,即准 BIC。实际上,通过合理的结构参数调整,在 Γ 点以外依然可以出现 BIC,通常情况下这种 BIC 的形成可以理解为多个模式辐射分量之间的干涉相消,因而远场辐射消失。当系统的辐射通道的数量相对较少时,调整结构参数则有可能抑制该模式与所有辐射通道的耦合,如果辐射通道的数量为 N ,则至少需要调节系统的 N 个参数来实现 BIC。F-W BIC 是通过参数调整获得的一种 BIC。这种类型的 BIC 最早由 Friedrich 和 Wintgen^[14]理论推导得到,他们指出如果把两个不同通道的共振作为连续变化的函数相互作用,那么在某一条件下干涉会使在共振位置的能级避免交叉现象,这与模式之间强耦合导致的拉比分裂(Rabi splitting)有关,其中一个模式的共振宽度恰好消失,从而成为具有无限 Q 值的 BIC。基于时域耦合模理论,可以采用多谐振系统中的耦合模式来获得高 Q 值谐振和

BIC。在两个端口模型中,时域耦合模理论可以描述两个模式的耦合系统,此时耦合谐振腔的 Hamiltonian 矩阵^[20]定义为

$$H = j\Omega - \Gamma = \begin{bmatrix} \omega_1 - j\gamma_1 & k - j\gamma_{12} \\ k - j\gamma_{21} & \omega_2 - j\gamma_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

此处,考虑两种共振可以有不同的共振频率 $\omega_{1,2}$ 和不同的阻尼率 $\gamma_{1,2}$ 的情况。其中, k 表示两个模式之间的直接耦合率, $\gamma_{1,2}$ ($= \gamma_{21}$) 是共振的阻尼率, ω_1 与 ω_2 分别为两个模式的共振频率。Hamiltonian 量的两个本征值由 $(j\omega_- - \gamma_-)$ 和 $(j\omega_+ - \gamma_+)$ 给出。复本征值的虚部是复合本征模的共振频率,而实部是复合本征模的阻尼率。第一本征模对应于传输系数的最大值,品质因数可以用 $Q_- = \omega_- / (2\gamma_-)$ 表征。第二本征模由于高阻尼率 $[\omega_+ / (2\gamma_+) < 1]$ 而衰减。

Fano 谐振可以随着谐振模式之间的频率失谐而移动,如图 2(e)、(f)^[20]所示。当调整系统参数,使其满足 Friedrich-Wintgen 条件,即 $(\delta\omega = \omega_1 - \omega_2)$ 时, Hamiltonian 矩阵的频率本征值^[20]为

$$\omega_{\pm} = \frac{(\omega_1 + \omega_2) - i(\gamma_1 + \gamma_2) \pm \sqrt{[(\omega_1 - \omega_2) - i(\gamma_1 - \gamma_2)]^2 + 4(k - i\sqrt{\gamma_1\gamma_2})^2}}{2}, \quad (2)$$

此时,一个本征模的本征值变为纯虚数,表明辐射损耗为0,即模式成为BIC。直观地说,由于两种模式的干涉相消,形成了一个BIC。此外,偶然BIC作为另一种参数调谐BIC也被广泛研究,与需要多个共振耦合的F-W BIC不同,偶然BIC是通过单一共振形成的,可以理解为单一共振本身是由两组(或更多)波产生的,来自不同通道的传输波相互干扰,在适当的波矢 k 点,它们相互抵消。

相对而言,支持对称保护BIC结构的设计和实现较为简单。通过对称性的选择和微结构尺度的设计,超表面即可在任意频率实现BIC,而参数调谐BIC的存在无法根据对称性来确保,需要在参数空间进行大量计算和分析,来探寻BIC是否存在。

3 BIC的性质

3.1 高 Q 值与平方反比定律

理论上,BIC是具有无限辐射寿命的暗态,一般要求结构至少有一个维度延伸到无穷大^[11]。在有限范围的局域系统中,当介电常数趋近于0时,也可以

得到类似的条件^[21-22]。然而,实际中由于结构有限、材料吸收和其他外部因素,都会带来不同程度的扰动,BIC坍塌为具有有限 Q 值的共振,被称为准BIC模式。准BIC是接近BIC状态的谐振模式,可以与自由空间发生耦合作用,便于在实际系统中得到应用^[23-24]。从根本上说,在光学系统中观测到的光学束缚模式容易受到扰动,即使入射角的微小改变也将导致对称保护和参数调谐的BIC转变为准BIC状态,其 Q 值均明显下降^[25]。最近也有研究表明,打破结构对称性,如平移对称性、旋转对称性、反射对称性,都可以为BIC器件的设计提供额外的自由度^[24-28]。此外,破坏结构对称性也可以为光子晶体和超表面中高 Q 值模式的共振激发机理提供深入的见解^[29]。2018年,Nguyen等^[30]提出打破结构垂直方向的镜面对称性后,系统的色散曲线可以是狄拉克锥、平带或抛物线。Koshelev等^[27]对超表面和光子晶体平板的面内对称性进行了破坏,给出了平方反比定律,其中模式线宽由结构不对称参数单调控制,随着结构不对称性参数的逐渐增加, Q 值逐渐减小。

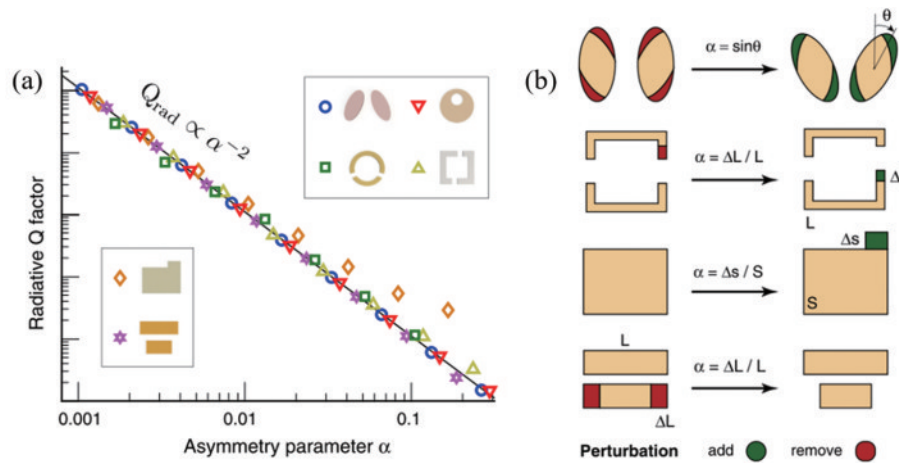


图3 面内结构不对称参数对准BIC模式 Q 值的影响^[27]。(a) Q 值对结构不对称参数 α 的依赖关系;(b)不同超表面的不对称参数 α 的定义

Fig. 3 Influence of in-plane asymmetric alignment BIC radiation Q factor^[27]. (a) Dependence of Q factor on asymmetric parameter α ; (b) definition of the asymmetric parameter α for different metasurfaces

近些年,基于金属、介质和低维材料(如石墨烯)的各种BIC太赫兹超表面的 Q 值如表1所示。全介质超表面具有低损耗特性,可以实现较高 Q 值的BIC模式, Q 值可以达到 10^4 数量级^[31-34],而金属由于损耗较大,BIC模式的 Q 值被限制在 10^2 数量级^[35-40],石墨烯结构则可以实现接近 10^3 数量级^[41-42]。而BIC与自由空间完全解耦,它们可以看作是共振离散态与辐射连续域完全正交的条件,即特征模式的 Q 值趋于无穷,因此这些模式正常情况下不能被外部激励激发。当BIC模式转变成为准BIC时,它们可以和自由空间耦合,尽管相

互之间的耦合作用很弱但仍可探知。因此,从无辐射BIC到准BIC转变的实现方法,是构建BIC功能器件的重要环节^[43-45]。

3.2 BIC的拓扑性质

BIC是远场辐射偏振方向的涡旋中心。BIC具有鲁棒性,主要是由于量子化拓扑电荷的存在且拓扑电荷守恒,电荷数量由偏振矢量绕涡旋中心旋转的圈数定义。BIC只能根据严格的规则来产生或湮灭^[46],如破坏单元结构的对称性使BIC转变为准BIC,或者较大结构参数的变化将其移至光锥以下而消失,又或者

表 1 各种 BIC 太赫兹超表面的 Q 值
Table 1 Q-factor of various BIC terahertz metasurfaces

Reference year	Structure	Material	Q-factor	Reference
2019	Two asymmetric split rings	Si	75.7	[31]
2021	Rectangle grooves	Si	39587	[32]
2021	Nanodisks	Si	120	[33]
2022	Perforated air hole tetramers	Si	1049	[34]
2021	Double-slit array	Cu	60.9	[35]
2021	Double split ring	Au	41.96	[36]
2014	Square configuration	Nb	54	[37]
2012	Asymmetric split ring	Al	227	[38]
2016	Double split ring	Al	49	[39]
2016	Two asymmetric split rings	Al	42.5	[40]
2022	Double-layer graphene	Graphene	968	[41]
2023	Monolayer graphene	Graphene	340	[42]

携带相反拓扑电荷的 BIC 相遇而湮灭。

超表面可以支持一系列具有不同频率 f 和波矢量 \mathbf{k} 的共振模式, 进而形成光子带。对于光锥上方的谐振会向外辐射能量, 取第一布里渊区中的一点 $\mathbf{k}(k_x, k_y)$, 如图 4(a) 所示, 将其辐射场分解^[46]。图中与 z 轴的夹角 θ 表示辐射方向, 辐射光的远场有偏振方向, 取偏振方向的长轴 E , 然后把 E 投影到 x - y 平面得到偏振矢量 $\mathbf{c}(\mathbf{k}) = c_x(\mathbf{k})\hat{x} + c_y(\mathbf{k})\hat{y}$, 其中 $c_x(\mathbf{k}) = \hat{x} \cdot \langle \mathbf{u}_k \rangle$, $c_y(\mathbf{k}) = \hat{y} \cdot \langle \mathbf{u}_k \rangle$, 括号表示超表面以外任意水平面内一个单元格内的空间平均运算。 $\mathbf{c}(\mathbf{k})$ 指向远场共振的偏振方向, 因此被称为偏振矢量^[46-47], 定义为

$$\mathbf{c}(\mathbf{k}) = (c_x, c_y, c_z) = \frac{1}{\iint_{\text{cell}} dx dy} \iint_{\text{cell}} \exp(-ik_x x - ik_y y) \mathbf{E}^*(x, y, z) dx dy. \quad (3)$$

为了描述远场分量的偏振状态, 将其投影到平面内, 在该平面内横电 (TE) 和横磁 (TM) 偏振平面波具

有相同的面内波矢量 \mathbf{k} 。投影振幅定义为

$$b^{\text{TE}}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_{\text{TE}}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{c}(\mathbf{k}), \mathbf{e}_{\text{TE}}(\mathbf{k}) = \frac{\hat{z} \times \mathbf{k}}{|\hat{z} \times \mathbf{k}|} = \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} (-k_x \hat{x} + k_y \hat{y}), \quad (4)$$

$$b^{\text{TM}}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_{\text{TM}}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{c}(\mathbf{k}), \mathbf{e}_{\text{TM}}(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{e}_{\text{TE}}(\mathbf{k})}{|\mathbf{k} \times \mathbf{e}_{\text{TE}}(\mathbf{k})|} = \frac{|\mathbf{k}|^{-1}}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} [-k_x k_z \hat{x} - k_y k_z \hat{y} + (k_x^2 + k_y^2) \hat{z}]. \quad (5)$$

利用这两个投影振幅可以得到描述面内波矢 \mathbf{k} 远场偏振态的 Stokes 参数 $[S_0, S_1, S_2, S_3]$, 表达式为

$$\begin{cases} S_0 = |b^{\text{TE}}(\mathbf{k})|^2 + |b^{\text{TM}}(\mathbf{k})|^2 \\ S_1 = |b^{\text{TE}}(\mathbf{k})|^2 - |b^{\text{TM}}(\mathbf{k})|^2 \\ S_2 = 2\text{Re}[b^{\text{TE}*}(\mathbf{k})b^{\text{TM}}(\mathbf{k})] \\ S_3 = 2\text{Im}[b^{\text{TE}*}(\mathbf{k})b^{\text{TM}}(\mathbf{k})] \end{cases}, \quad (6)$$

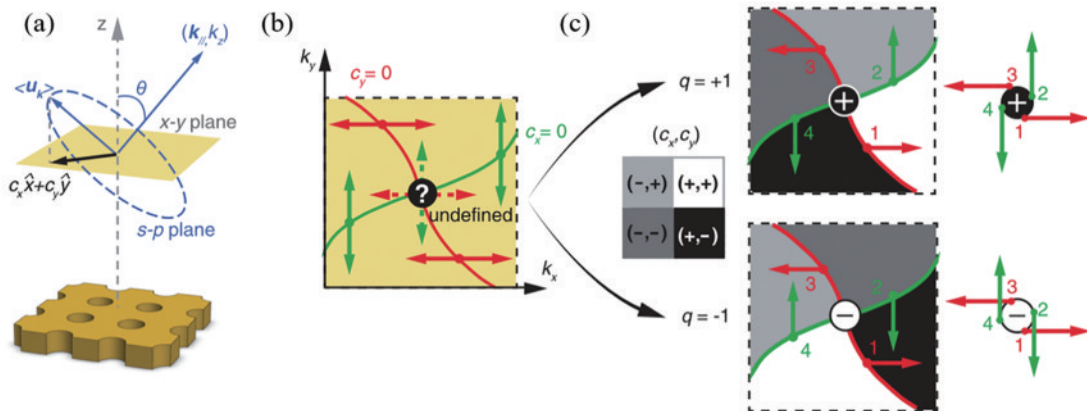


图 4 BIC 的拓扑性质^[46]。(a) 超表面共振辐射场分解示意图; (b) BIC 附近 k 空间区域中 c_x 和 c_y 的节点线示意图; (c) BIC 附近偏振场的两种可能构型

Fig. 4 Topological properties of BIC^[46]. (a) Schematic diagram of metasurface resonance radiation field decomposition; (b) node line diagram of c_x and c_y in k -space region near BIC; (c) two possible configurations of polarization field near BIC

对于方位角为 ψ 、椭圆度角为 χ 的偏振态,其在 Poincaré 球面上对应的经纬度分别等于 2ψ 和 2χ ,即

$$S_0 = 1, S_1 = \cos 2\chi \cos 2\psi, S_2 = \cos 2\chi \sin 2\psi, S_3 = \sin 2\chi, \quad (7)$$

由此,可以得到类似于图 4(b)所示效果,当 $c_x=c_y=0$,即辐射为 0 的 BIC 位置处,无法定义它的偏振方向,此时是一个偏振奇异点(V点),其周围是偏振涡旋,在绕该 BIC 的一个闭合回路上计算偏振矢量偏转角度的积分与 2π 的比值,可以得到该 BIC 所携带的拓扑电荷^[47-49]为

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint_C d\mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \phi(\mathbf{k}), q \in \mathbb{Z}, \quad (8)$$

式中: $\phi(\mathbf{k}) = \arg[c_x(\mathbf{k}) + ic_y(\mathbf{k})]$ 是偏振矢量的角度; C 是 k 空间中沿逆时针方向围绕 BIC 的闭合路径。此外,通过判断 Nodal line $c_x=0$ 和 $c_y=0$ 相交的次数也可以得到拓扑荷的大小。由于偏振矢量必须在经过闭合回路后回到初始状态,因此总角度变化必须是 2π 的整数倍,而拓扑荷 q 必须是整数。值得注意的是,该定义只是针对非简并模式而言,当在能带简并点处形成 BIC 时,该 BIC 的拓扑荷将出现半整数的情况^[47]。图 4(c) 分别给出了拓扑电荷为 $q = \pm 1$ 的 BIC,如果闭合回路沿逆时针方向旋转角度变化 2π ,则为 +1,反之为 -1。

BIC 的拓扑性质使其对粗糙度、损耗和结构缺陷具有很强的鲁棒性,不会被系统参数的轻微变化影响^[50-52]。更重要的是,拓扑电荷必须遵循电荷守恒规则,因此 BIC 演化、产生和湮灭的过程中必须保持总电荷不变。由于 BIC 的远场辐射为零,无法定义其偏振态,是远场辐射偏振奇点(V点)^[52],研究表明:打破结构的面内旋转对称性,光子带上的对称保护 BIC 即 V 点会消失,导致在 Γ 点附近产生一对旋向相反的圆偏振态(C点),如图 5(a)所示。拓扑特性证实了在保持系统对称性不变的情况下,BIC 可以随着结构参数的改变在倒格空间中连续调谐。因此,将多个 BIC 调整到相同的波矢量可以实现合并 BIC,如图 5(b)所示,同时周围模式的辐射损耗值显著减小,如图 5(c)所示。因此,该机制提供了进一步弥补制造缺陷造成的散射损失的方法^[50-51],将光学谐振腔束缚光的能力提升到了新的等级。C 点只与对应旋向的圆偏振入射光耦合,通过该方式获得的手性共振有望在手性光源和探测器、手性传感、谷电子学和不对称光催化等领域得到广泛应用。C 点的出现也表明通过合理的结构参数调整,准 BIC 偏振态可以实现 Poincaré 球体的全覆盖。这证明了 BIC 在偏振调控方面的巨大潜力,为周期系统调制电磁波的偏振特性提供了一个新的自由度。

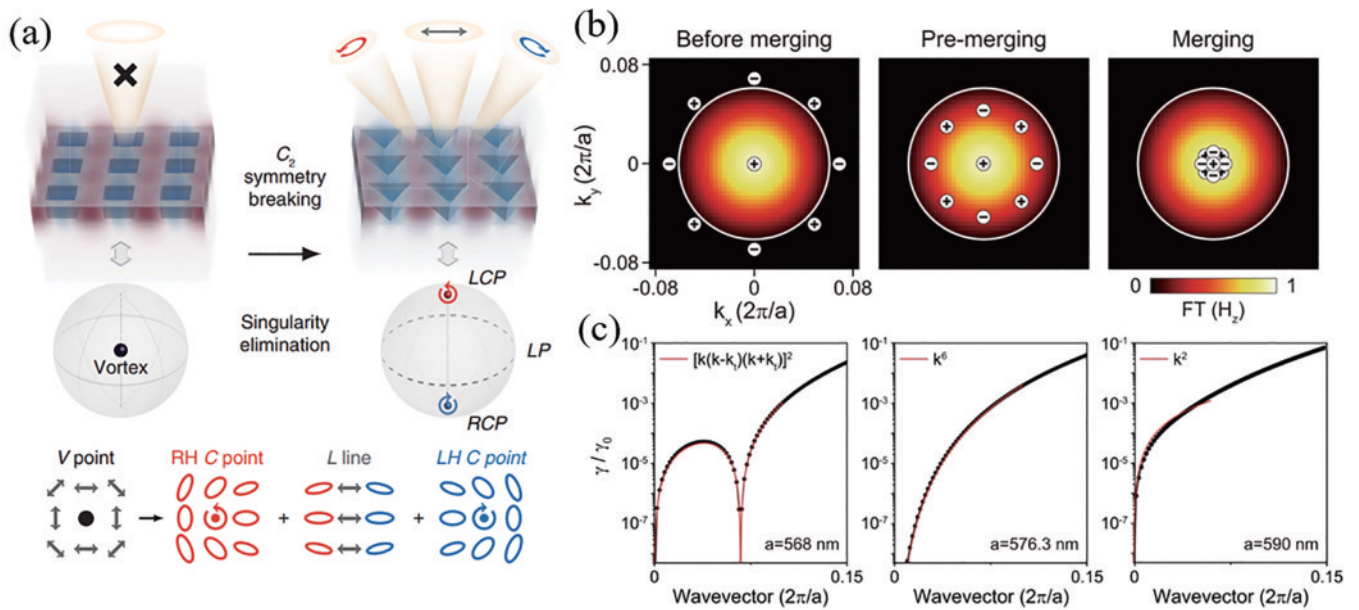


图 5 C 点及合并 BIC 的产生过程。(a) BIC 产生 c 点的示意图^[52]; (b) BIC 合并过程; (c) 合并过程中 BIC 的辐射损耗 γ 的变化^[51]
 Fig. 5 Point C and the process of merging BIC. (a) Schematic diagram of point c generated from BIC^[52]; (b) merging process of BIC; (c) change of radiation loss γ of BIC during the merging process^[51]

4 BIC 的应用

4.1 高灵敏度传感

DNA、蛋白质、真菌、炸药等多种材料在太赫兹电磁频谱范围内均表现出丰富的分子内和分子间振动模式,这表明太赫兹传感技术是一种非常有效的分析工

具^[53-55]。然而,当分析物厚度降低至几纳米时,太赫兹波与物质相互作用强度降低,共振频率的偏移量小,太赫兹传感技术遇到瓶颈问题。为了解决以上问题,2019年,Srivastava等^[53]在太赫兹波段设计了一个基于准 BIC 金属超表面,如图 6(a)所示,该超表面传感器在介质薄膜检测时表现出高灵敏度。高灵敏度的产生

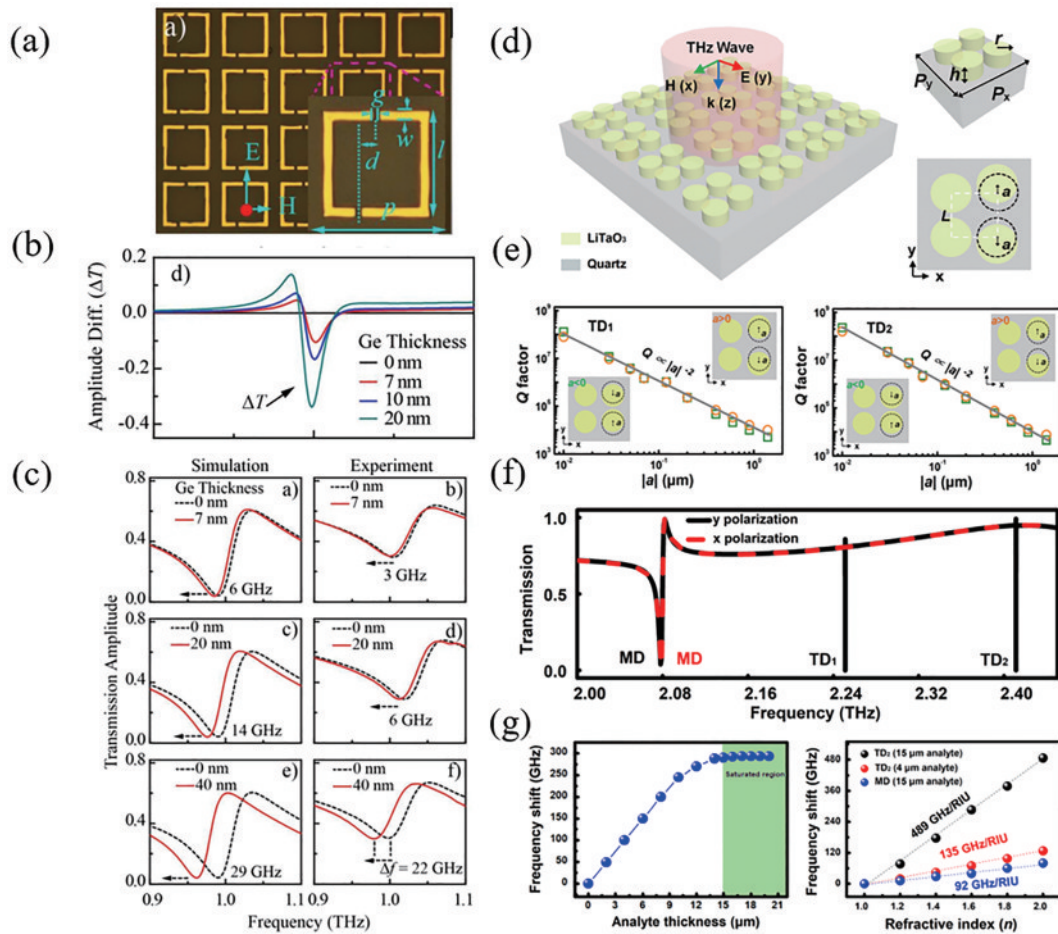


图6 准BIC共振传感。(a)~(c) 基于金属结构的准BIC高灵敏传感器^[53]；(d)~(g) 基于全介质结构的准BIC高灵敏传感器^[56]
 Fig. 6 Quasi-BIC resonant sensing. (a)~(c) Quasi-BIC highly sensitive sensor based on metal structure^[53]; (d)~(g) quasi-BIC highly sensitive sensor based on all-dielectric structure^[56]

主要由于高 Q 值准BIC对电磁场的强约束作用,增强了光与物质相互作用。准BIC尖锐的共振特征适用于测量超薄物质,共振也足够强,适用于低信噪比的检测环境。利用这种设计,研究者实现了厚度仅7 nm薄膜的传感应用,该厚度仅为超表面谐振波长的 $1/43000$,实验结果如图6(b)、(c)所示。

全介质超表面同样可以设计太赫兹传感器,由于全介质超表面具有很低的固有损耗、较高的 Q 值,因而全介质超表面太赫兹传感器具有更高的灵敏度。作为金属超表面以外重要的超表面类型,全介质超表面能够支持Mie共振,为高效太赫兹器件的实现提供了良好的条件。2021年,Wang等^[56]研究了一组高折射率四聚体簇组成的全介电超表面,准BIC导致了太赫兹超高 Q 值环偶极子共振,结构如图6(d)所示,共振 Q 值与不对称参数 a 呈平方反比关系,如图6(e)所示。当不对称参数 a 相对较小时,电场被强烈地限制在圆盘之间的间隙中,表明太赫兹波与被分析物之间存在强烈的相互作用,在透射谱中表现为尖锐的谐振峰,如图6(f)所示。图6(g)显示了太赫兹传感器的传感性能,厚度10 nm以下时全介质超表面传感器具有很好的线性度,对薄层分析物厚度的传感效果良

好,适用于痕量分析物的检测。折射率传感表明,该结构的灵敏度可达489 GHz/RIU,相应的品质因数(FOM)值为25352。

4.2 手性增强

手性通常用来描述物体的几何性质,手性物体通常指通过旋转或平移不能与其镜像相重合。手性物体广泛存在,例如手掌、DNA、贝壳等^[57]。在光学领域,手性物体对左、右圆偏振波表现出不同的响应,该响应可以用圆二色性(CD)和旋光性(OA)表征。无论是光波段还是太赫兹波段,超表面一直为实现强的手性响应而被不断探索。传统太赫兹超表面手性响应的 Q 值较低,表明圆偏振光与太赫兹超表面之间的相互作用较弱,实现强的手性响应依然是一项棘手的任务。最近,研究者发现利用BIC现象可以实现强的手性响应,为太赫兹手性光子学的发展提供了可行的解决方案。许多工作报道准BIC结构在正入射时支持固有手性(intrinsic chirality),在斜入射时支持外致手性(extrinsic chirality),该内容已经在理论、仿真、实验方面均被证实^[58-64]。准BIC极高的 Q 值为超窄线宽手性的实现提供了可行性。例如,Shen等^[63]通过在支持BIC的超表面中引入面外镜面对称破缺,从

理论上提出了一个简洁而通用的设计原则,其结构如图 7(a)所示,该内容也得到了实验验证。通过任意的表面等离激元谐振腔轻松地设计出一个平面外对称破缺的手性超表面,进而匹配其临界耦合区域的辐

射损耗和耗散损耗,从而使该手性超表面具有最大的手性响应,对称结构以及平面外对称破缺的对映体 A、B 的反射谱分别如图 7(b)~(d)所示,CD 值接近 0.9。

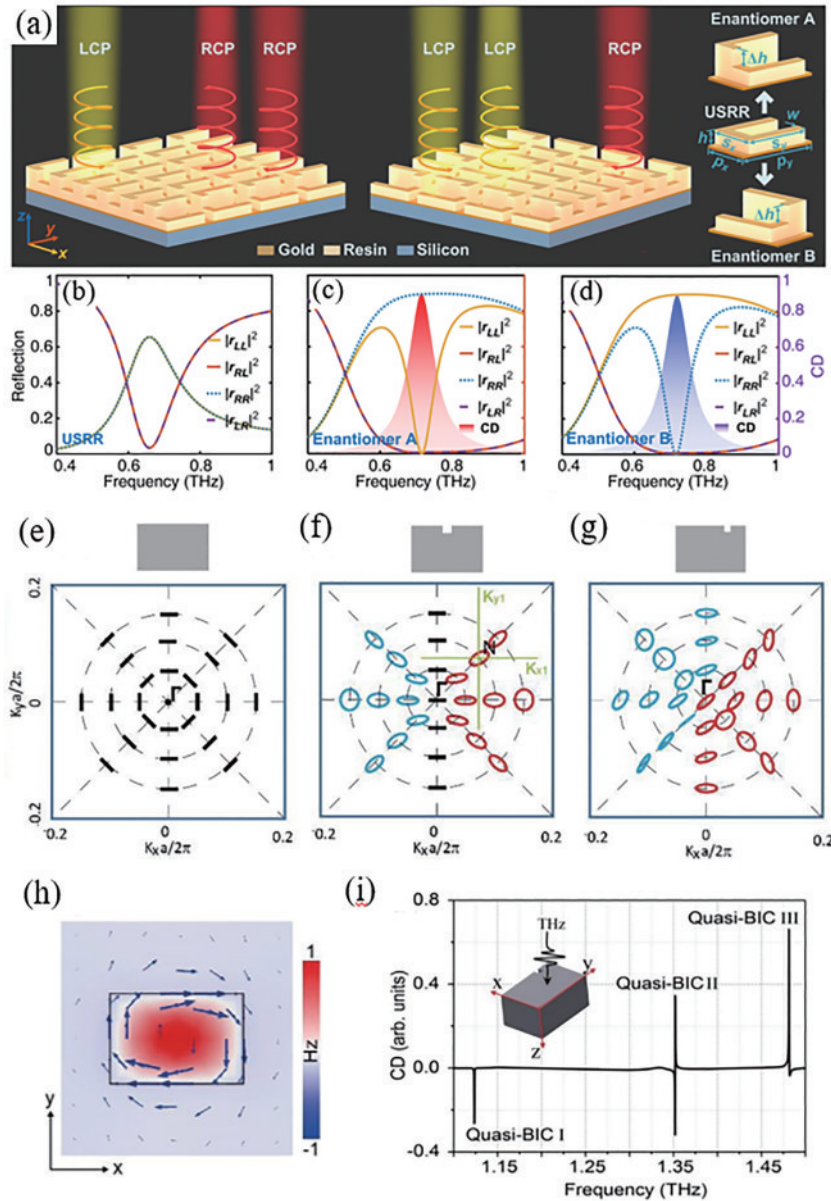


图 7 手性准 BIC。表面等离激元共振支持的手性准 BIC^[63], (a) 结构示意图, (b)~(d) 不同结构类型下系统的反射谱; 全介质超表面支持的手性准 BIC^[64], (e)~(g) 不同对称破缺条件下模式的远场偏振, (h) 模式的 z 方向磁场分量, (i) CD 谱

Fig. 7 Chiral quasi-BIC. Chiral quasi-BIC supported by plasmonic resonators^[63], (a) geometry of chiral quasi-BIC, (b)~(d) reflection spectra of chiral quasi-BIC supported by different geometries; chiral quasi-BIC supported by dielectric metasurface^[64], (e)~(g) far-field polarization patterns of chiral quasi-BIC metasurface under different symmetry-breaking conditions, (h) magnetic field component along the z -direction, (i) CD spectrum

然而,由于金属表面等离激元结构的固有阻尼损耗和欧姆损失,该类超表面手性共振的 Q 值往往被限制在数十量级^[65],这不可避免地阻碍了它们在高灵敏度传感、非线性、光与物质强相互作用等领域的应用,例如手性激光^[66]和量子纠缠^[67-68]。此外,当破坏了系统的面外镜面对称性时,用传统刻蚀方法制作这类结构变得相当困难。全介质超表面有望提供手性响应的

Q 值。2023 年, Li 等^[64]提出了一种支持手性准 BIC 的全硅太赫兹超表面,结构单元是一个带有方形槽的硅矩形块,方形槽位置的变化可以破坏结构的对称性,不同对称破缺条件下模式的远场偏振分别如图 7(e)~(g)所示。图 7(h)给出了准 BIC 模式的 z 方向磁场分量。该结构的面内对称性被打破,但面外对称性被保留,该设计更有利于器件制备。值得注意的是,不同于

以往报道中光学结构只支持对称保护的 BIC, 该结构还支持单谐振类型的参数调谐 BIC。作者基于时域耦合模理论给出了手性准 BIC 响应散射矩阵的解析表达式, 该表达式与图 7(i) 的仿真趋势一致。该超表面成功实现了超窄带太赫兹手性响应, 线宽低于 0.06 GHz, Q 值达到 10^4 级, 为手性准 BIC 的研究提供了一个新的视角。

4.3 指纹谱检测

Tittl 等^[69-70]报道了基于准 BIC 超表面的宽带中红外指纹传感器, 他们构建了一个多像素阵列, 其中每个像素都对应一个特定的工作频率, 并指出通过合理设计结构参数, 可以将准 BIC 的共振频率调整到与生物分子的振动频率相一致。将生物分子涂覆在超表面上, 当生物分子的振动频率与超表面的 BIC 工作频率匹配时, 反射频谱中的信号显著增强。通过识别这些特定光谱, 可以区分不同的生物样本, 该设计为太赫兹波段超表面生物分子识别提供了重要的途径。通常来说, 太赫兹超表面(厚度通常在 $5\sim 50\ \mu\text{m}$ 范围内)比中红外超表面(厚度通常 $<1\ \mu\text{m}$)具有更大的样品表面

起伏度^[71-73], 超薄微量待测物 ($1\ \text{nm}\sim 1\ \mu\text{m}$) 样品置于太赫兹超表面时需要精细地处理界面, 尽量保证待测样品薄膜与超表面共形, 且待测物通常具有多种物理状态或形态, 如粉末、黏性液体、随机分布的生物分子、二维材料等, 不同形态将导致电场强度分布不均匀, 整个样品表面指纹吸收也不均匀, 这会削弱光与物质相互作用, 降低了传感效率。为了解决以上问题, 2022 年 Liu 等^[74]提出了一种基于宽带可重构准 BIC 的高性能传感器, 该传感器的结构及原理如图 8(a) 所示, 将各种痕量分析物涂覆到平面传感表面, 实现了太赫兹分子指纹检测。裸露超表面、待测痕量分析物三种不同的包覆情况及角度复用情况下的反射谱如图 8(b)~(f) 所示。在该设计中, 准 BIC 模式在空气与平面界面处都诱导了一个倏逝场, 该区域微量样品的太赫兹吸收显著增强。通过调整入射角和波导层厚度, 证实了该宽带检测技术的复用机制。该工作大大拓宽了痕量分析物的太赫兹分子指纹检测范围, 可用于检测各种物理状态或形态的超薄痕量样品。准 BIC 机制的引入为痕量太赫兹分子指纹的高灵敏度检测提供了一个方

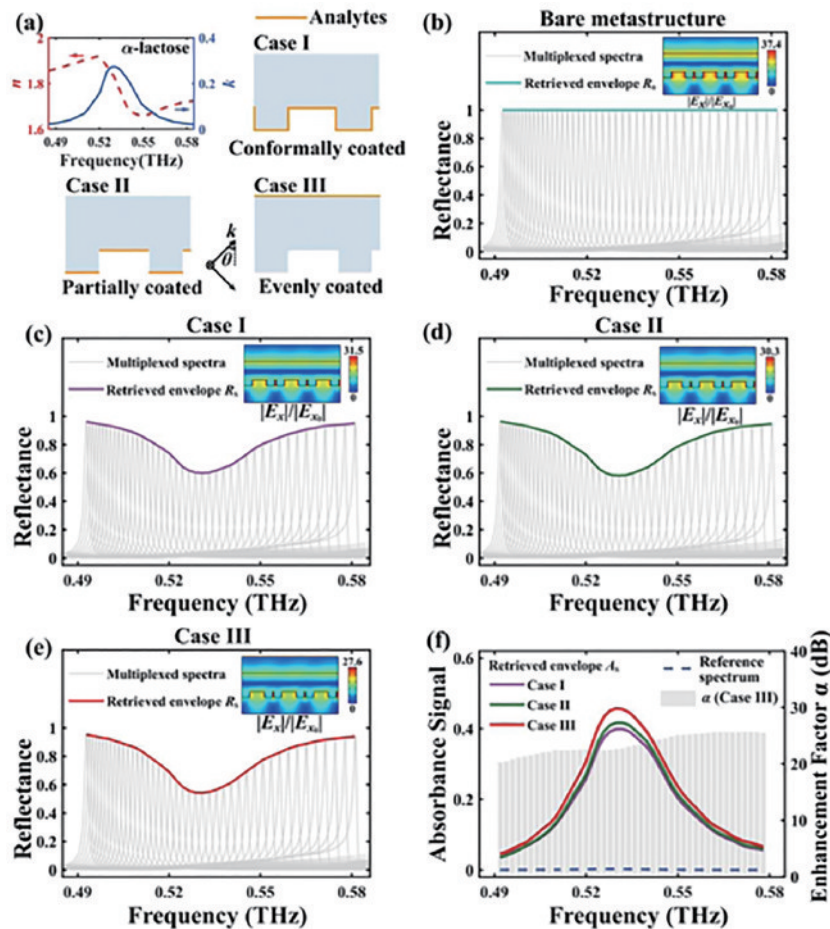


图 8 准 BIC 超表面指纹谱检测^[74]。(a)样品的复折率及其三种不同包覆情况;(b)~(e)裸露超表面以及三种不同包覆情况的角度复用反射光谱;(f)三种情况的吸收包络线

Fig. 8 Fingerprint detection of quasi-BIC metasurface^[74]. (a) Complex refractive index and three surface coating cases for equal volumes of trace samples; (b)–(e) angle-multiplexed reflectance spectra and their envelopes are provided for a bare metasurface; (f) absorbance envelopes of three cases

便通用的平台,也将为纳米级分析物的太赫兹传感应用提供了有益参考。

4.4 近场成像

太赫兹 BIC 超表面可以带来一系列图像方面的应用,根据成像距离的不同可分为远场图像应用和近场图像应用。已报道的基于 BIC 的图像应用主要包括生物分子信息的指纹编码成像^[69-70]和边缘成像^[75]。两种应用都是利用周期结构单元实现准 BIC 现象,考虑其远场物理特性,可以归类为远场图像应用。光学 BIC 的近场图像应用也十分重要。对于非周期的超表面,例如单元结构存在不同程度的微扰,准 BIC 远场物理特性不再有效,但准 BIC 的近场辐射特性仍然存在,其变化趋势与周期结构中准 BIC 的远场辐射变化趋势有关。这种效应可应用于近场成像和显示,其

中像素的数量与单元结构的数量一一对应。2023 年,天津大学课题组^[76-77]设计了一种准 BIC 的全硅太赫兹超表面,像素分布如图 9(a)所示。图 9(b)给出了超表面的单元结构,双椭圆结构间的夹角存在微扰,超表面的一个单元结构对应一个显示像素。每个单元结构经过周期性扩展后支持不同远场辐射强度的准 BIC。单个单元结构虽然失去了远场特性,但近场特性依然存在。作者观测了超表面的近场电场分布,图 9(c)、(d)为准 BIC 频率和非准 BIC 频率下的近场显示,发现近场显示结果与周期单元远场辐射强度的变化趋势相对应,表明近场显示功能确实是由准 BIC 效应诱导的,实验证明了光学 BIC 近场成像应用的可行性。基于 BIC 近场图像可用于信息加密、隐藏物检测、物质分析等。

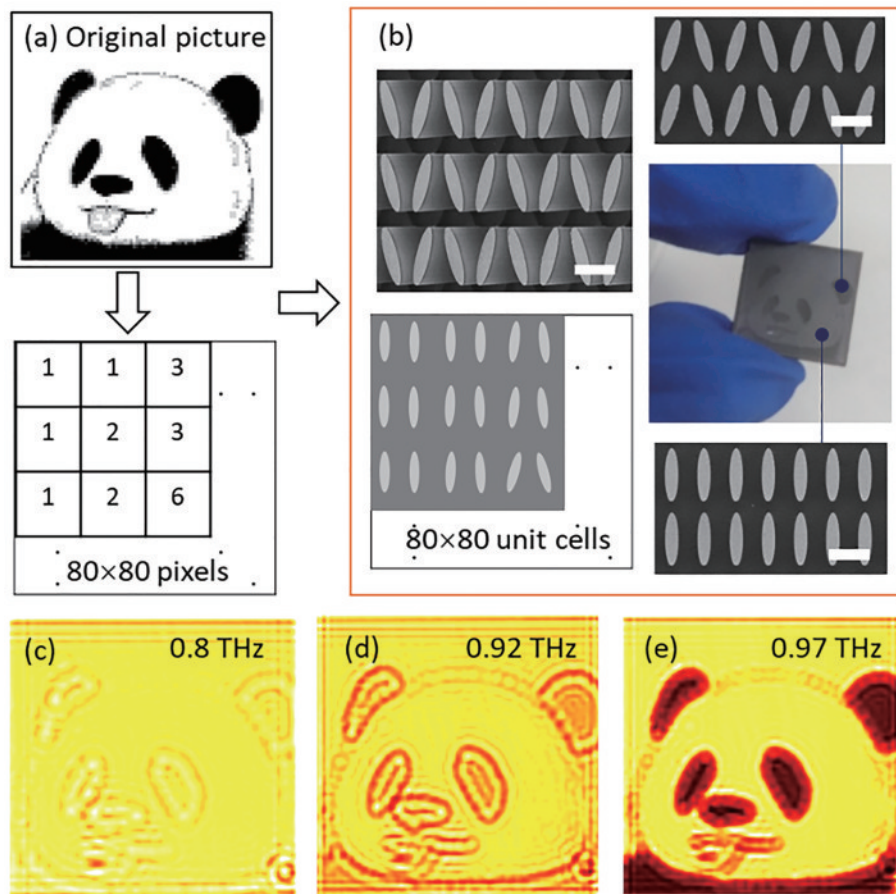


图 9 准 BIC 近场成像^[76-77]。(a)目标图像素的提取与超表面重建过程;(b)样品的侧视图和俯视图实物照片和扫描电镜图像;(c)~(e)不同频率下太赫兹近场显示实验结果

Fig. 9 Near-field imaging with quasi BIC^[76-77]. (a) Extraction of target image pixels and reconstruction process based on metasurfaces; (b) side view and top view photographs and scanning electron microscope images of the sample; (c)-(e) experimental results of terahertz near-field display at different frequencies

5 结束语

BIC 是谐振频率在辐射连续域内的束缚本征态,趋于无穷的 Q 值能够极大地增强光与物质的相互作用,因此太赫兹超表面 BIC 的研究引起了广泛的关注。

本文简要介绍了太赫兹超表面 BIC 的种类和形成原理,分别为对称保护 BIC 和参数调谐 BIC。介绍了 BIC 高 Q 值的平方反比性质和拓扑性质。重点介绍了 BIC 在太赫兹超表面中的实际应用,即高灵敏度传感、手性增强、指纹谱检测以及近场成像。最近,BIC 在波

真空空间的偏振特性操控成为人们的研究热点。作为远场偏振奇点的 BIC, 以及由其产生的 C 点将在辐射调制、拓扑光子学新现象和新物理等方面发挥重要作用。

虽然该领域具有广阔的应用前景, 但也存在一些挑战和问题。理论上太赫兹超表面中 BIC 的 Q 值可以趋于无穷, 但实际设计和制造中由于结构尺寸有限、材料的损耗以及制造缺陷等问题将其限制在 10^4 以内。即使合并 BIC 机制可以一定程度地克服制造缺陷造成的散射损耗, 其仍需精确地控制结构参数和考虑材料的损耗特性。但可以预见的是, 随着加工工艺的不断完善, BIC 的各种应用将走出实验室阶段, 为未来下一代器件的应用铺平道路。尤其是可调谐及动态可控制的 BIC 太赫兹超表面将是未来发展的重要方向之一^[78-79], 利用 BIC 的高 Q 值和低辐射损耗等优点, 超表面将为新一代通信器件的关键需求, 如低触发阈值、高调制深度和快响应速度提供新的解决方案, 扩展其在太赫兹通信领域的应用。

参 考 文 献

- [1] Chen H T, Taylor A J, Yu N F. A review of metasurfaces: physics and applications[J]. Reports on Progress in Physics, 2016, 79(7): 076401.
- [2] Zang X F, Yao B S, Chen L, et al. Metasurfaces for manipulating terahertz waves[J]. Light: Advanced Manufacturing, 2021, 2(2): 148-172.
- [3] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser[J]. Nature, 2002, 417(6885): 156-159.
- [4] Nuss M C, Orenstein J. Terahertz time-domain spectroscopy[M]//Grüner G. Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids. Topics in applied physics. Heidelberg: Springer, 2007, 74: 7-50.
- [5] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4): 509-514.
- [6] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. Science, 2013, 339(6125): 1232009.
- [7] Grant J, McCrindle I J H, Li C, et al. Multispectral metamaterial absorber[J]. Optics Letters, 2014, 39(5): 1227-1230.
- [8] Cao J H, Quan B G, Chen K L, et al. Towards ultra-strong terahertz field enhancement in nanogap split ring resonators[C]//The 9th International Symposium on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves, Changsha, Hunan, China. Washington, D. C.: Optica Publishing Group, 2018: WI12.
- [9] Wallauer J, Grumber C, Walther M. Mapping the coupling between a photo-induced local dipole and the eigenmodes of a terahertz metamaterial[J]. Optics Letters, 2014, 39(21): 6138-6141.
- [10] 姚建铨, 李继涛, 张雅婷, 等. 周期光学系统中的连续域束缚态[J]. 中国光学, 2023, 16(1): 1-23.
- [11] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, et al. Bound states in the continuum[J]. Nature Reviews Materials, 2016, 1: 16048.
- [12] von Neumann J, Wigner E P. Über merkwürdige diskrete eigenwerte. über das verhalten von eigenwerten bei adiabatischen prozessen[J]. Zhurnal Physik, 1929, 30: 467-470.
- [13] Every A G. Guided elastic waves at a periodic array of thin coplanar cavities in a solid[J]. Physical Review B, 2008, 78(17): 174104.
- [14] Friedrich H, Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum[J]. Physical Review A, 1985, 32(6): 3231-3242.
- [15] Linton C M, McIver P. Embedded trapped modes in water waves and acoustics[J]. Wave Motion, 2007, 45(1/2): 16-29.
- [16] Marinica D C, Borisov A G, Shabanov S V. Bound states in the continuum in photonics[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(18): 183902.
- [17] Yang Y, Peng C, Liang Y, et al. Analytical perspective for bound states in the continuum in photonic crystal slabs[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(3): 037401.
- [18] Cong L Q, Singh R. Symmetry-protected dual bound states in the continuum in metamaterials[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(13): 1900383.
- [19] Xiao S Y, Qin M B, Duan J Y, et al. Polarization-controlled dynamically switchable high-harmonic generation from all-dielectric metasurfaces governed by dual bound states in the continuum[J]. Physical Review B, 2022, 105(19): 195440.
- [20] Zhao X G, Chen C X, Kaj K, et al. Terahertz investigation of bound states in the continuum of metallic metasurfaces[J]. Optica, 2020, 7(11): 1548-1554.
- [21] Monticone F, Alù A. Embedded photonic eigenvalues in 3D nanostructures[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(21): 213903.
- [22] Silveirinha M G. Trapping light in open plasmonic nanostructures[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 023813.
- [23] Sadrieva Z F, Sinev I S, Koshelev K L, et al. Transition from optical bound states in the continuum to leaky resonances: role of substrate and roughness[J]. ACS Photonics, 2017, 4(4): 723-727.
- [24] Liu Z J, Xu Y, Lin Y, et al. High- Q quasibound states in the continuum for nonlinear metasurfaces[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(25): 253901.
- [25] Hsu C W, Zhen B, Lee J, et al. Observation of trapped light within the radiation continuum[J]. Nature, 2013, 499(7457): 188-191.
- [26] Hsiao H H, Hsu Y C, Liu A Y, et al. Ultrasensitive refractive index sensing based on the quasi-bound states in the continuum of all-dielectric metasurfaces[J]. Advanced Optical Materials, 2022, 10(19): 2200812.
- [27] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, et al. Asymmetric metasurfaces with high- Q resonances governed by bound

- states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 193903.
- [28] Han S, Pitchappa P, Wang W H, et al. Extended bound states in the continuum with symmetry-broken terahertz dielectric metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(7): 2002001.
- [29] Yesilkoy F, Arvelo E R, Jahani Y, et al. Ultrasensitive hyperspectral imaging and biodetection enabled by dielectric metasurfaces[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(6): 390-396.
- [30] Nguyen H, Dubois F, Deschamps T, et al. Symmetry breaking in photonic crystals: on-demand dispersion from flatband to Dirac cones[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(6): 066102.
- [31] Ma T, Huang Q P, He H C, et al. All-dielectric metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency and its sensing application in terahertz range [J]. *Optics Express*, 2019, 27(12): 16624-16634.
- [32] Zhong Y J, Du L H, Liu Q, et al. All-silicon terahertz metasurface with sharp Fano resonance and its sensing applications[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2021, 13(2): 4600210.
- [33] Wang J, Kühne J, Karamanos T, et al. All-dielectric crescent metasurface sensor driven by bound states in the continuum[J]. *Advanced Functional Materials*, 2021, 31(46): 2104652.
- [34] Wang P F, He F Y, Liu J J, et al. Ultra-high-Q resonances in terahertz all-silicon metasurfaces based on bound states in the continuum[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(12): 2743-2750.
- [35] Liu D, Yu X, Wu F, et al. Terahertz high-Q quasi-bound states in the continuum in laser-fabricated metallic double-slit arrays[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 24779-24791.
- [36] Niu J, Zhai Y, Han Q, et al. Resonance-trapped bound states in the continuum in metallic THz metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(2): 162-165.
- [37] Scalari G, Maissen C, Cibella S, et al. High quality factor, fully switchable terahertz superconducting metasurface[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(26): 261104.
- [38] Cao W, Singh R, Al-Naib I A I, et al. Low-loss ultra-high-Q dark mode plasmonic Fano metamaterials[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(16): 3366-3368.
- [39] Srivastava Y K, Manjappa M, Cong L Q, et al. Ultrahigh-Q Fano resonances in terahertz metasurfaces: strong influence of metallic conductivity at extremely low asymmetry[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(3): 457-463.
- [40] Gupta M, Savinov V, Xu N N, et al. Sharp toroidal resonances in planar terahertz metasurfaces[J]. *Advanced Materials*, 2016, 28(37): 8206-8211.
- [41] Kim M, Kee C S, Kim S. Graphene-based fine tuning of Fano resonance transmission of quasi-bound states in the continuum[J]. *Optics Express*, 2022, 30(17): 30666-30671.
- [42] Gao E D, Jin R, Fu Z C, et al. Ultrawide dynamic modulation of perfect absorption with a Friedrich-Wintgen BIC[J]. *Photonics Research*, 2023, 11(3): 456-462.
- [43] Fan S H, Joannopoulos J D. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs[J]. *Physical Review B*, 2002, 65(23): 235112.
- [44] Lee J, Zhen B, Chua S L, et al. Observation and differentiation of unique high-Q optical resonances near zero wave vector in macroscopic photonic crystal slabs[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(6): 067401.
- [45] Zhang Y W, Chen A, Liu W Z, et al. Observation of polarization vortices in momentum space[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(18): 186103.
- [46] Zhen B, Hsu C W, Lu L, et al. Topological nature of optical bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(25): 257401.
- [47] Ye W M, Gao Y, Liu J L. Singular points of polarizations in the momentum space of photonic crystal slabs[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(15): 153904.
- [48] Kang M, Mao L, Zhang S P, et al. Merging bound states in the continuum by harnessing higher-order topological charges[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11: 228.
- [49] Jin J C, Yin X F, Ni L F, et al. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering[J]. *Nature*, 2019, 574(7779): 501-504.
- [50] Kang M, Zhang S P, Xiao M, et al. Merging bound states in the continuum at off-high symmetry points[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(11): 117402.
- [51] Hwang M S, Lee H C, Kim K H, et al. Ultralow-threshold laser using super-bound states in the continuum [J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 4135.
- [52] Liu W Z, Wang B, Zhang Y W, et al. Circularly polarized states spawning from bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(11): 116104.
- [53] Srivastava Y K, Ako R T, Gupta M, et al. Terahertz sensing of 7 nm dielectric film with bound states in the continuum metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(15): 151105.
- [54] Chen X, Fan W H, Yan H. Toroidal dipole bound states in the continuum metasurfaces for terahertz nanofilm sensing[J]. *Optics Express*, 2020, 28(11): 17102-17112.
- [55] Chen X, Fan W H, Jiang X Q, et al. High-Q toroidal dipole metasurfaces driven by bound states in the continuum for ultrasensitive terahertz sensing[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2022, 40(7): 2181-2190.
- [56] Wang Y L, Han Z H, Du Y, et al. Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q toroidal dipole resonance governed by bound states in the continuum in all-dielectric metasurface[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(4): 1295-1307.
- [57] Hentschel M, Schäferling M, Duan X Y, et al. Chiral plasmonics[J]. *Science Advances*, 2017, 3(5): e1602735.
- [58] Chen Y, Deng H C, Sha X B, et al. Observation of intrinsic chiral bound states in the continuum[J]. *Nature*, 2023, 613(7944): 474-478.

- [59] Gorkunov M V, Antonov A A, Kivshar Y S. Metasurfaces with maximum chirality empowered by bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(9): 093903.
- [60] Gorkunov M V, Antonov A A, Tuz V R, et al. Bound states in the continuum underpin near-lossless maximum chirality in dielectric metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(19): 2100797.
- [61] Overvig A, Yu N F, Alù A. Chiral quasi-bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(7): 073001.
- [62] Shi T, Deng Z L, Geng G Z, et al. Planar chiral metasurfaces with maximal and tunable chiroptical response driven by bound states in the continuum[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 4111.
- [63] Shen Z L, Fan S T, Yin W, et al. Chiral metasurfaces with maximum circular dichroism enabled by out-of-plane plasmonic system[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(12): 2200370.
- [64] Li J T, Yue Z, Li J, et al. Ultra-narrowband terahertz circular dichroism driven by planar metasurface supporting chiral quasi bound states in continuum[J]. *Optics & Laser Technology*, 2023, 161: 109173.
- [65] Tang Y H, Liang Y, Yao J, et al. Chiral bound states in the continuum in plasmonic metasurfaces[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(4): 2200597.
- [66] Dixon J, Lawrence M, Barton D R, et al. Self-isolated Raman lasing with a chiral dielectric metasurface[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(12): 123201.
- [67] Solntsev A S, Agarwal G S, Kivshar Y S. Metasurfaces for quantum photonics[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5): 327-336.
- [68] Fan Y B, Liang H, Li J, et al. Emerging trend in unconventional metasurfaces: from nonlinear, non-Hermitian to nonclassical metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2022, 9(9): 2872-2890.
- [69] Tittl A, Leitis A, Liu M K, et al. Imaging-based molecular barcoding with pixelated dielectric metasurfaces [J]. *Science*, 2018, 360(6393): 1105-1109.
- [70] Leitis A, Tittl A, Liu M K, et al. Angle-multiplexed all-dielectric metasurfaces for broadband molecular fingerprint retrieval[J]. *Science Advances*, 2019, 5(5): eaaw2871.
- [71] Xie Y N, Ma Y J, Liu X Y, et al. Dual-degree-of-freedom multiplexed metasensor based on quasi-BICs for boosting broadband trace isomer detection by THz molecular fingerprint[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2023, 29(5: Terahertz Photonics): 8600110.
- [72] Sun M, Han Z H. Highly sensitive terahertz fingerprint sensing based on the quasi-guided modes in a distorted photonic lattice[J]. *Optics Express*, 2023, 31(6): 10947-10954.
- [73] Sun L, Xu L, Wang J Y, et al. A pixelated frequency-agile metasurface for broadband terahertz molecular fingerprint sensing[J]. *Nanoscale*, 2022, 14(27): 9681-9685.
- [74] Liu X Y, Chen W, Ma Y J, et al. Enhancing THz fingerprint detection on the planar surface of an inverted dielectric metagrating[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(12): 2836-2845.
- [75] Zhou Y, Zheng H Y, Kravchenko I I, et al. Flat optics for image differentiation[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(5): 316-323.
- [76] Li J T, Li J E, Zheng C L, et al. Spectral amplitude modulation and dynamic near-field displaying of all-silicon terahertz metasurfaces supporting bound states in the continuum[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(24): 241105.
- [77] Cai H C, Li J T, Mao L H. Experimental implementation for near-field displaying application of bound states in continuum supported by terahertz metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2023, 31(2): 2654-2664.
- [78] Fan K B, Shadrivov I V, Padilla W J. Dynamic bound states in the continuum[J]. *Optica*, 2019, 6(2): 169-173.
- [79] Han S, Cong L Q, Srivastava Y K, et al. All-dielectric active terahertz photonics driven by bound states in the continuum[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(37): 1901921.