

# 基于准连续域束缚态的全介质超构表面 双参数传感器\*

刘会刚<sup>1)2)†</sup> 张翔宇<sup>1)2)</sup> 南雪莹<sup>1)2)</sup> 赵二刚<sup>3)‡</sup> 刘海涛<sup>4)5)††</sup>

1) (南开大学, 薄膜光电子技术教育部工程研究中心, 天津 300350)

2) (南开大学电子信息与光学工程学院, 微电子工程系, 天津 300350)

3) (南开大学电子信息与光学工程学院, 电子信息实验教学中心, 天津 300350)

4) (南开大学电子信息与光学工程学院, 现代光学研究所, 天津 300350)

5) (天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津 300350)

(2023 年 9 月 17 日收到; 2023 年 11 月 5 日收到修改稿)

本文设计了由不对称半圆柱对阵列组成的全介质超构表面, 获得了两个高品质因子的准连续域束缚态模式 (quasi-bound states in the continuum, QBIC). 通过选择不同形式的对称破缺, 在近红外频段均可产生两个稳健的 QBIC, 并且二者的谐振波长、品质因子、偏振依赖等表现出不同的特性. 模拟计算表明, 通过测量两个 QBIC 的谐振波长, 能够实现折射率和温度的双参数传感; 通过调节不对称参数, 利用 QBIC 的品质因子依赖于不对称参数的二次方反比关系, 理论上能够提高品质因子到任意的数值, 从而实现传感性能的提升和调节. 该超构表面的折射率传感灵敏度、品质因子和优值分别达到 194.7 nm/RIU, 45829 和 8197, 其温度传感灵敏度达到 24 pm/°C.

**关键词:** 超构表面, 准连续域束缚态, 对称破缺, 折射率传感, 温度传感

**PACS:** 78.67.Pt, 07.07.Df, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231514

## 1 引言

基于超构表面的高灵敏传感技术是目前光学传感领域的一个研究热点. 现有超构表面的损耗包括辐射损耗和材料损耗. 目前, 材料损耗可以通过全介质材料替代金属材料的方式大幅度减弱, 于是辐射损耗成为限制光与物质相互作用强度的主要因素. 近期研究表明, 通过改进微纳加工技术以及调整辐射场分布可以抑制辐射损耗, 其中连续域束缚态 (bound states in the continuum, BICs) 是减弱全介质超构表面的辐射损耗以获取高品质因子共振的有效手段<sup>[1]</sup>.

BICs 的概念起源于量子力学, 1929 年由冯·诺依曼和威格纳<sup>[2]</sup>以薛定谔方程为基础引入, 目前已经在波动物理学领域得到深入研究. BIC 定义为共振频率位于辐射模式的连续频率范围内, 但是具有无限寿命的、场完全局域的束缚模式. BIC 模式本征频率的虚部  $\gamma = 0$  (本征频率为复数  $\omega = \omega_0 - i\gamma$ , 定义为波动方程的本征值, 其中实部  $\omega_0$  是谐振频率, 虚部  $\gamma$  表示衰减速率), 品质因子  $Q = \omega_0/(2\gamma)$  趋于无穷大, 被认为是具有零泄漏和零线宽的理想共振模式, 有时被称为“陷阱模式”或“暗模式”<sup>[3]</sup>. 2008 年, BIC 的概念首次在光学领域被讨论<sup>[4]</sup>; 2011 年, Plotnik 等<sup>[5]</sup>通过实验证明了二维波导阵列结构中光学 BIC 模式的存在, 成为 BIC 概念提

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62075104) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuhg@nankai.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: egang@nankai.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: liuht@nankai.edu.cn

出后的第一个实验证明. 此后, 光子晶体纳米薄片<sup>[6,7]</sup>、光波导阵列<sup>[8,9]</sup>、超构表面<sup>[10-12]</sup>等各种光学结构相继通过 BIC 实现了高  $Q$  因子共振. BIC 模式是理想化的状态, 这种非辐射的暗模式只有与外部辐射相互耦合转换为具有超窄线宽的泄漏模式, 即准 BIC (quasi-BIC, QBIC) 模式, 对于增强光与物质相互作用才具有现实意义<sup>[13]</sup>. 具有较高品质因子的 QBIC 模式在高灵敏传感<sup>[14]</sup>、量子光学<sup>[15]</sup>、非线性增强<sup>[16]</sup>、低损耗激光器<sup>[17]</sup>等方面具有重要应用.

光学 BIC 模式产生的基本机制是谐振模式与周围空间中所有辐射模式之间的解耦合, 可以根据解耦合的物理起源分为两类<sup>[1,18]</sup>. 一类是由于参数的连续调节导致意外解耦合的束缚模式, 可以称为“偶然型 BIC”. 一个或多个系统参数的连续调节, 使得暗模式与辐射模式的耦合意外消失, 形成具有无限  $Q$  因子的偶然型 BIC, 这种 BIC 模式在调节参数时会保证系统的对称性<sup>[13]</sup>. 另一类是由于空间对称 (镜像或旋转对称) 导致离散模式和连续辐射模式解耦合的束缚模式, 称为“对称保护型 BIC”. 此类 BIC 很不稳定, 会在不对称参数的调控下转变为具有极高  $Q$  因子的 QBIC 共振模式, 其优点是可控性较高. 2016 年, Liu 等<sup>[19]</sup>设计了不对称双圆孔阵列结构, 该结构产生的 Fano 共振的线宽会随着双圆孔半径差值的减小逐渐变窄, 半径差值为 1 nm 时对应的  $Q$  因子高达  $2.4 \times 10^6$ , 但是结构完全对称时共振消失. 2017 年, Sun 等<sup>[20]</sup>利用不对称翻转双硅条阵列, 也发现了类似的高品质因子共振, 两个开缝的硅条长度差值为 0.1 nm 时, 对应的  $Q$  因子约为  $10^8$ . 2018 年, Koshele 等<sup>[13]</sup>针对具有不同面内反转对称元胞的全介质超构表面, 借助对称保护型 BIC 理论, 对产生的高品质因子法诺共振现象进行了统一的解释, 严格证明了 QBIC 与法诺共振之间的联系, 并借助并矢格林函数推导出了 QBIC 的  $Q$  因子反比于不对称参数的二次方. 2019 年, Mikheeva 等<sup>[21]</sup>使用光敏硫族化合物  $\text{As}_2\text{S}_3$  制成由两个矩形棒阵列组成的超构表面传感器, 通过控制两个矩形棒的“长度差”打破面内对称性, 并由不对称参数  $\alpha$  表征不对称程度, 模拟了透射率对波长和  $\alpha$  的依赖关系, 当  $\alpha$  从零逐渐增大时, 具有无限大  $Q$  因子的对称保护型 BIC 演变为具有有限大  $Q$  因子的 QBIC. 同年, Wang 等<sup>[22]</sup>设计了周期性不对称纳米棒二聚体组成的全介质

超构表面折射率传感器, 成对的硅纳米棒阵列被放置在二氧化硅衬底上, 可以通过控制二聚体的“厚度差”实现多个具有较窄线宽和较大调制深度的 Fano 共振, 其中最大的  $Q$  因子超过 9700, 最大的优值 FOM 达到 5045. 2020 年, Chen 和 Fan<sup>[10]</sup>提出一种由单层石墨烯、 $\text{LiTaO}_3$  裂隙双矩形条阵列、铁电相变材料钛酸锶薄膜构成的太赫兹超构表面, 通过改变矩形条长度的差值  $\Delta L = L_1 - L_2$  打破面内对称, 可以激发尖锐的 QBIC 法诺共振.

由于对称保护型 BIC 的易调谐性, 其对称破缺产生的具有高  $Q$  因子的 QBIC 吸引了众多学者的关注. 然而, 现有研究大多基于单个 BIC 和单一对称破缺形式, 对于多个 BIC 以及多种对称破缺形式的研究较少, 且鲜有研究者研究其用于折射率和温度的双参数传感. 如果能形成多个 BIC, 并采用多种对称破缺形式获得相应的 QBIC, 则有望拓展器件性能调控的参数空间, 以及获得更丰富和优异的传感性能. 本文针对基于 BIC 的折射率和温度双参数传感器开展了研究, 设计了可以支持双 QBIC 共振的不对称半圆柱对全介质超构表面, 突破了常规的单个 QBIC 共振的局限. 本文设计的超构表面通过破坏结构的对称性, 在透射率光谱中得到了两种由对称保护型 BIC 产生的 QBIC 共振; 通过控制不对称参数的数值, 能够灵活地控制 QBIC 模式的谱线宽度, 理论上能够提高品质因子到任意的数值, 从而实现传感性能的提升和调节. 本征模式分析表明, 面内和面外对称破缺产生的共振模式的  $Q$  因子均反比于不对称参数的二次方, 从而证实了这些共振模式属于 QBIC<sup>[13]</sup>; 分析了不同对称破缺形式对 QBIC 模式的影响. 模拟计算表明, 通过测量两个 QBIC 的谐振波长, 能够实现折射率和温度的双参数传感, 其折射率传感灵敏度  $S$  达到 194.7 nm/RIU, 品质因子  $Q$  达到 45829, 优值 FOM 达到 8197, 其温度传感灵敏度达到 24 pm/°C.

## 2 对称全介质超构表面透射率谱与谐振特性分析

### 2.1 超构表面结构参数

本文设计的对称破缺全介质超构表面双参数传感器, 结构示意图如图 1 所示. 该超构表面由平

铺在玻璃基底上的成对的硅半圆柱阵列组成, 半圆的圆心如图 1(b) 单元晶胞中的黑色圆点所示, 圆点连线平行于  $x$  轴, 并且连线中点为单元晶胞的中心. 定义坐标原点  $O$  位于玻璃基底表面和单元晶胞的中心. 沿  $x, y$  方向阵列周期  $p_x = p_y = 600$  nm, 两个半圆柱的半径和厚度分别为  $r_1 = 225$  nm,  $d_1 = 50$  nm 和  $r_2, d_2$ , 半圆柱上、下部分的缝宽分别为  $s_2$  和  $s_1 = 30$  nm. 设置三种不对称参数  $\alpha = s_2 - s_1$ ,  $\beta = r_1 - r_2$ ,  $\gamma = d_2 - d_1$ , 其中缝宽差  $\alpha$  使得结构关于  $y = 0$  不对称, 半径差  $\beta$  或厚度差  $\gamma$  使得结构关于  $x = 0$  不对称,  $\alpha, \beta$  描述了面内 (即  $x-y$  平面内) 的对称破缺程度, 厚度差  $\gamma$  描述了面外 (即沿  $z$  轴方向) 的对称破缺程度. 玻璃基底的折射率为 1.5, 硅的折射率为 3.5, 该阵列浸入折射率  $n = 1.312$  的水溶液中, 平面波沿负  $z$  轴方向入射.

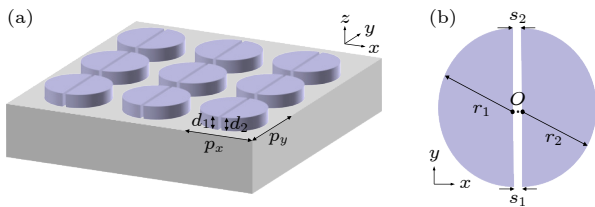


图 1 (a) 半圆柱对全介质超构表面示意图; (b) 单元晶胞俯视图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the all-dielectric metasurface composed of semicircular cylinder pairs; (b) top view of a unit cell.

## 2.2 对称超构表面透射率谱与谐振特性

首先针对上述超构表面的对称结构进行数值分析, 即令  $\alpha = \beta = \gamma = 0$ . 使用商用多物理场软件 COMSOL Multiphysics 的 RF 模块进行模拟仿真, 得到对称结构的透射率谱线如图 2 所示. 可见  $x$  向偏振光入射时, 透射率谱在 907.53 nm 处出现谐振极小值, 该谐振模式记为  $M_x$ ;  $y$  向偏振光入射时, 透射率谱在 919.88 nm 处出现谐振极小值, 该谐振模式记为  $M_y$ .

谐振模式 (或本征模式) 可以严格定义为准正规模式 (quasinormal mode, QNM)<sup>[20]</sup>, QNM 为谐振结构无源 Maxwell 方程组的本征解, 其电磁场在无穷远处满足外行波边界条件, 对应一个复数本征频率  $\omega_m = \omega'_m + i\omega''_m$ . 由于谐振结构存在散射损耗或吸收损耗, 使得复数本征频率的虚部  $\omega''_m < 0$  (对应时间因子  $\exp(-i\omega t)$ ). QNM 的品质因子定义

为  $Q = \omega'_m / (-2\omega''_m)$ . 使用 COMSOL 软件 RF 模块中的本征模式求解器, 可以求解得到 QNM 的复数本征频率和电磁场分布. 在透射率谱中,  $Q = \lambda_0 / \text{FWHM}$ , 其中  $\lambda_0$  为共振波长, FWHM 为透射率谱谐振峰的半高全宽. 因此,  $Q$  因子越高 (即  $\omega''_m$  越接近 0), 则 FWHM 越小, 谐振峰越尖锐.

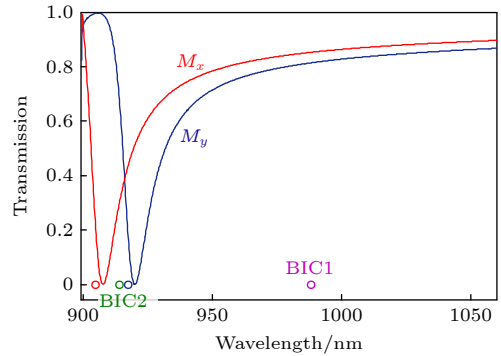


图 2 对称超构表面的透射率谱, 红色实线对应  $x$  向偏振光入射, 蓝色实线对应  $y$  向偏振光入射. 图中 4 个圆圈表示 4 个 QNM 本征模式复数本征波长的实部, 红色、绿色、蓝色和紫色圆圈对应的 QNM 分别记为  $M_x$ , BIC2,  $M_y$ , BIC1

Fig. 2. Transmission spectrum of the symmetric metasurface. Red solid line corresponds to the incidence of  $x$ -polarized light, the blue solid line corresponds to the incidence of  $y$ -polarized light. Circles in the figure represent the real part of the complex eigenwavelengths of the four QNM eigenmodes, and the QNMs corresponding to the red, green, blue and purple circles are denoted as  $M_x$ , BIC2,  $M_y$  and BIC1, respectively.

对于上述对称超构表面, 可以在考虑的频带内求解得到 4 个 QNM, 对应的复数本征频率分别是  $\omega_m / (2\pi) = 3.0341 \times 10^{14}$  Hz,  $(3.2678 \times 10^{14} - 2.0285 \times 10^{12}i)$  Hz,  $3.2795 \times 10^{14}$  Hz,  $(3.3139 \times 10^{14} - 2.1464 \times 10^{12}i)$  Hz (设依次对应  $m = 1, 2, 3, 4$ ). 需要注意, COMSOL 软件 RF 模块中的本征模式求解器选取的时间因子为  $\exp(i\omega t)$ , 相应地, 求解得到的  $\omega_m$  满足  $\omega''_m > 0$ . 因此, 对应本文时间因子  $\exp(-i\omega t)$ , COMSOL 软件求解得到的  $\omega_m$  应取复数共轭, 使得满足  $\omega''_m < 0$ .  $\omega_m$  对应的复数本征波长 (即  $\lambda_m = 2\pi c / \omega_m$ ,  $c$  为真空中光速) 的实部  $\text{Re}(\lambda_m)$  用圆圈标记在图 2 中. 在红色圆圈和蓝色圆圈对应的波长处, COMSOL 本征模式求解器得到的 2 个 QNM 的电磁场分布与 RF 模块得到的实数频率下的电磁场分布类似, 因此, 前文提到的  $M_x$  和  $M_y$  模式即可严格定义为这 2 个 QNM. 另外, 在图 2 紫色圆圈和绿色圆圈对应的波长处, 还存在 2 个  $\omega''_m = 0$



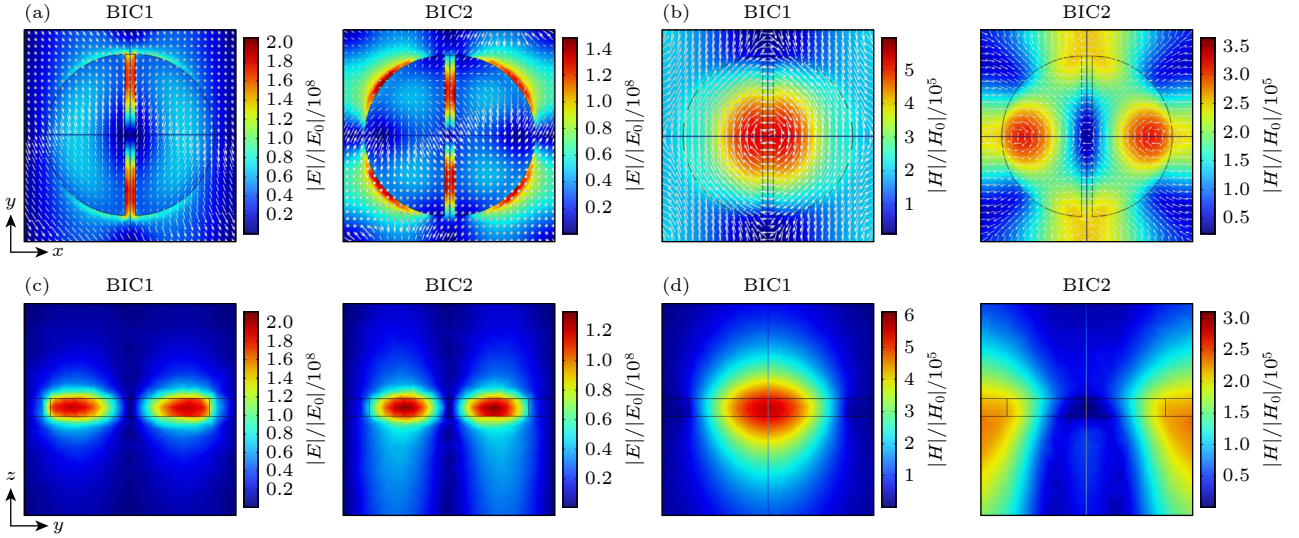


图3 (a) 两种 BIC 模式在  $x-y$  平面 ( $z = d_1$ ,  $z < d_1$  一侧) 的电场分布图, 白色箭头表示电场矢量方向; (b) 两种 BIC 模式在  $x-y$  平面 ( $z = d_1$ ) 的磁场分布图, 白色箭头表示磁场矢量方向; (c) 两种 BIC 模式在  $y-z$  平面 ( $x = 0$ ) 的电场分布图; (d) 两种 BIC 模式在  $y-z$  平面 ( $x = 0$ ) 的磁场分布图. 图中叠加的黑色实线显示了对称超构表面的边界,  $E_0$ ,  $H_0$  分别表示入射平面波的电场、磁场矢量

Fig. 3. (a) Electric-field distributions of the two BIC modes in the  $x-y$  plane ( $z = d_1$ , on the side of  $z < d_1$ ), with the white arrows indicating the direction of the electric field vector; (b) magnetic-field distributions of the two BIC modes in the  $x-y$  plane ( $z = d_1$ ), with the white arrows indicating the direction of the magnetic field vector; (c) electric-field distributions of the two BIC modes in the  $y-z$  plane ( $x = 0$ ); (d) magnetic-field distributions of the two BIC modes in the  $y-z$  plane ( $x = 0$ ). The superimposed black solid lines show the boundary of the symmetric metasurface. The  $E_0$  and  $H_0$  represent the electric-field and magnetic-field vectors of the incident plane wave, respectively.

的 QNM, 其品质因子  $Q$  为无穷大, 此即 BIC 模式, 分别记为 BIC1 和 BIC2.

为了深入了解对称超构表面的谐振特性, BIC1 和 BIC2 的电磁场分布图如图 3(a)–(d) 所示. 由  $x-y$  水平截面图可知, BIC1 的电场主要分布在缝隙中, 磁场主要集中在半圆柱圆心附近. BIC2 的电场主要分布在缝隙中以及半圆柱的周围, 磁场则主要集中在半圆柱边缘. 由  $y-z$  垂直截面图可知, 两个 BIC 模式的电场和磁场均被束缚在超构表面附近, 只有较少的能量分布在衬底和水溶液中. 可见, BIC1 和 BIC2 的电磁场分布存在明显差异, 反映出二者形成的物理机制不同. 为了研究对称破缺对透射率谱的影响, 下文将通过引入三种不同形式的对称破缺进行分析, 通过引入不对称参数  $\alpha$  和  $\beta$  打破超构表面的面内对称性, 通过引入不对称参数  $\gamma$  打破超构表面的面外对称性.

### 3 对称破缺全介质超构表面透射率谱分析与双参数传感应用

#### 3.1 面内对称破缺超构表面透射率谱

图 4(a) 是通过引入对称半圆柱上下部分的缝

宽差异 (不对称参数  $\alpha$ ) 实现面内对称破缺的结构示意图, 此时固定不对称参数  $\beta = \gamma = 0$ .  $\alpha$  取值不同时, 仿真得到超构表面的透射率谱线如图 4(b) 所示.  $\alpha = s_2 - s_1 \neq 0$  时,  $x$  向偏振光入射时,  $M_x$  模式的右侧出现了 2 个尖锐的不对称谱型的 Fano 共振峰, 随着不对称参数  $\alpha$  的逐渐减小, 这两个 Fano 共振的峰值波长红移并且线宽逐渐变窄. 例如,  $\alpha = 5$  nm 时,  $x$  向偏振光入射对应的透射光谱中,  $M_x$  右侧的两个尖锐 Fano 共振谷值分别位于 913.36 nm 和 986.34 nm. 这 2 个 Fano 共振模式和前文 BIC 模式的电磁场分布相似, 由此推断, 这 2 个 Fano 共振模式为 QBIC 模式, 记为 QBIC1 和 QBIC2 (分别对应前文 BIC1 和 BIC2). 当  $\alpha = 0$  时, 两个 Fano 共振同时消失, 即有限  $Q$  因子的 QBIC1 和 QBIC2 转变为无穷大  $Q$  因子的 BIC1 和 BIC2<sup>[13]</sup>. 当  $\alpha \neq 0$  时,  $y$  向偏振光入射对应的透射率谱与对称结构 ( $\alpha = 0$ ) 类似, 无 QBIC 模式出现,  $M_y$  的谐振波长与对称结构相比存在蓝移现象.

图 4(c) 展示了不对称参数  $\alpha$  取值不同时, 透射光谱中四个谐振模式  $M_x$ ,  $M_y$ , QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子的变化曲线. 由图 4(c) 可知,  $M_x$  和  $M_y$  的  $Q$  因子受不对称参数  $\alpha$  的影响较小, 而 QBIC1

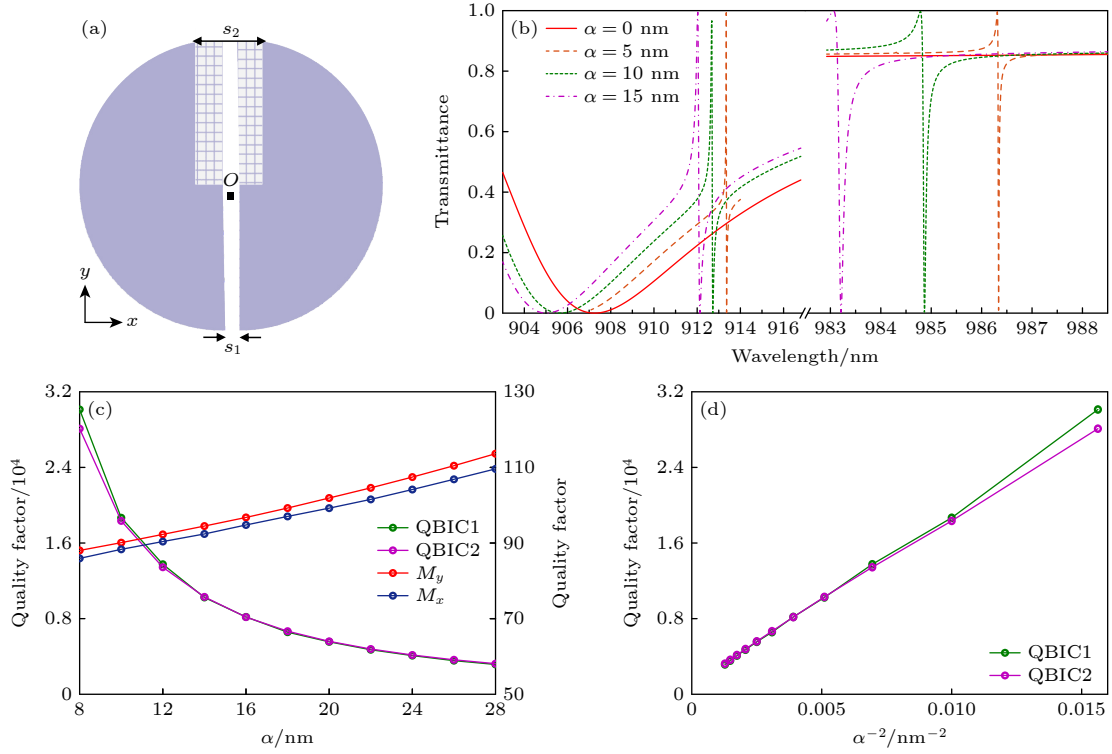


图 4 (a) 面内不对称参数  $\alpha = s_2 - s_1 \neq 0$  时全介质超构表面示意图; (b) 不对称参数  $\alpha$  不同时,  $x$  向偏振光入射对应的透射率谱线; (c) 不对称参数  $\alpha$  不同时, 四个本征模式的  $Q$  因子变化曲线; (d) QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子随  $1/\alpha^2$  的变化曲线

Fig. 4. (a) Schematic diagram of the all-dielectric metasurface when the in-plane asymmetric parameter  $\alpha = s_2 - s_1 \neq 0$ ; (b) transmittance spectra for  $x$ -polarized incident light and different asymmetric parameters  $\alpha$ ; (c)  $Q$ -factors of the four eigenmodes plotted as functions of the asymmetric parameter  $\alpha$ ; (d)  $Q$ -factors of QBIC1 and QBIC2 plotted as functions of  $1/\alpha^2$ .

和 QBIC2 的  $Q$  因子随着不对称参数  $\alpha$  的减小迅速增大. 如图 4(d) 所示, 对于较小的不对称参数  $\alpha$ , QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子对  $\alpha$  的依赖关系遵循二次方反比关系, 从而证实了 QBIC1 和 QBIC2 均属于 QBIC 模式<sup>[13]</sup>. 例如当  $\alpha = 8$  nm 时, QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子分别达到 30125 和 28097. 因此, 可以通过控制不对称参数  $\alpha$ , 调控 QBIC1 和 QBIC2 的品质因子. 当不对称参数  $\alpha$  取不同数值时, BIC1, BIC2 ( $\alpha = 0$  nm) 或 QBIC1, QBIC2 ( $\alpha = 20, 40$  nm) 的磁场振幅分布如图 5 所示, 可以观察到随着不对称参数  $\alpha$  的减小, 电磁场越来越局域, 这也是品质因子增大的一个表现.

除了上述引入缝宽差异打破超构表面的面内对称性之外, 还可以通过引入两个半圆柱半径的差异 (即不对称参数  $\beta = r_1 - r_2 \neq 0$ ) 实现面内对称破缺的效果, 如图 6(a) 所示, 此时固定不对称参数  $\alpha = \gamma = 0$ . 半径差值  $\beta$  变化时超构表面的透射率谱如图 6(b) 所示. 在  $\beta$  减小至 0 的过程中,  $x$  偏振光入射时透射率谱的谐振模式与对称结构 ( $\beta = 0$ ) 类似, 无 QBIC 模式出现, 并且  $M_x$  模式的谐振波

长与对称结构相比存在红移现象. 当  $y$  偏振光入射时, 透射率谱出现了两个 QBIC 模式 (对应两个尖锐的透过率谷); 与前述  $\alpha \neq 0$  不同的是,  $\beta \neq 0$  时, 这两个 QBIC 模式位于  $M_y$  模式的两侧. 图 6(c) 展示了透射光谱中四个本征模式的  $Q$  因子随不对称参数  $\beta$  的演变. 可以看出, 在不对称参数  $\beta$  减小的过程中,  $M_x$  和  $M_y$  的  $Q$  因子变化缓慢, 而 QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子迅速增大. 如图 6(d) 所示, 当  $\beta$  较小时, QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子对  $\beta$  的依赖关系同样遵循二次方反比关系, 从而证实了 QBIC1 和 QBIC2 均属于 QBIC 模式<sup>[13]</sup>. 例如当  $\beta = 6$  nm 时, QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子分别为 45829 和 6639.

### 3.2 面外对称破缺超构表面透射率谱

除了上述 2 种面内对称破缺的调控方法之外, 该超构表面也可在面外对称破缺的调控下产生高  $Q$  因子的 QBIC 共振, 面外对称性的打破可以通过两个半圆柱厚度的差异实现 (即不对称参数  $\gamma = d_2 - d_1 \neq 0$ ), 此时固定不对称参数  $\alpha = \beta = 0$ , 不对称结构如图 7(a) 所示. 图 7(b) 是  $\gamma$  取值不同时

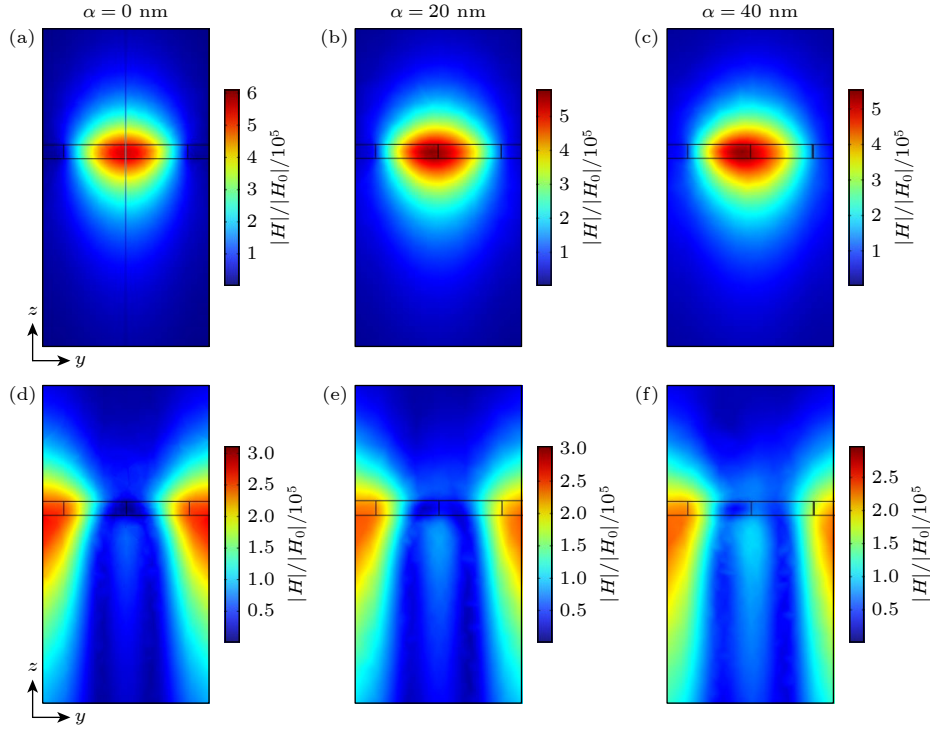


图 5 (a)  $\alpha = 0$  nm, (b)  $\alpha = 20$  nm, (c)  $\alpha = 40$  nm 时 BIC1(或 QBIC1) 在平面  $x = 0$  内的磁场振幅分布; (d)  $\alpha = 0$  nm, (e)  $\alpha = 20$  nm, (f)  $\alpha = 40$  nm 时 BIC2 (或 QBIC2) 在平面  $x = 0$  内的磁场振幅分布. 图中叠加的黑色实线显示了结构的边界,  $H_0$  表示入射平面波的磁场矢量

Fig. 5. Distributions of magnetic-field amplitude for BIC1 (or QBIC1) in plane  $x = 0$  when (a)  $\alpha = 0$  nm, (b)  $\alpha = 20$  nm, (c)  $\alpha = 40$  nm, and distributions of magnetic-field amplitude for BIC2 (or QBIC2) in plane  $x = 0$  when (d)  $\alpha = 0$  nm, (e)  $\alpha = 20$  nm, (f)  $\alpha = 40$  nm. The superimposed black solid lines show the boundary of the structure. The  $H_0$  represents the magnetic-field vector of the incident plane wave.

对应的透射率谱,  $\gamma \neq 0$  时透射光谱的变化和引入不对称参数  $\beta$  导致的透射光谱变化类似:  $x$  偏振光入射时, 透射光谱中无 QBIC 模式出现;  $y$  向偏振光入射时, 两个 QBIC 模式的谐振波长位于  $M_y$  模式谐振波长的两侧. 随着不对称参数  $\gamma$  逐渐减小至 0, 四个模式的谐振波长存在蓝移现象. 图 7(c) 中四个模式的  $Q$  因子随不对称参数  $\gamma$  的演化曲线表明, 面外不对称性同样能够调节 QBIC 模式的  $Q$  因子. 如图 7(d) 所示, 与面内对称破缺类似, QBIC1, QBIC2 模式的  $Q$  因子与不对称参数  $\gamma$  的依赖关系也遵循二次方反比关系, 从而证实了 QBIC1, QBIC2 均属于 QBIC 模式<sup>[13]</sup>. 例如当  $\gamma = 2$  nm 时, QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子分别达到 41417 和 7572.

需要说明的是, 由于两个 BIC 的电磁场分布不同 (图 3), 不同的对称破缺形式产生的 QBIC 也有不同. 引入缝宽差不对称参数  $\alpha$  时, 对两个 QBIC 模式的影响类似, 由图 4(d) 可以看出, 两个 QBIC 模式的  $Q$  因子比较接近, 这是由于两个 BIC 模式在狭缝中均有较强的电场分布 (图 3). 但是当引入半径差不对称参数  $\beta$  或厚度差不对称参数  $\gamma$  时, 由

图 6(d) 和图 7(d) 可以看出, 两个 QBIC 模式的  $Q$  因子差异较大, 这是由于在圆柱边缘, BIC1 电场较弱, 而 BIC2 电场较强 (图 3).

3.1 节和 3.2 节的分析表明, 通过引入面内 (不对称参数  $\alpha \neq 0$  或  $\beta \neq 0$ ) 或面外 ( $\gamma \neq 0$ ) 对称破缺, 当特定偏振光入射时 ( $\alpha \neq 0$  时  $x$  偏振光入射,  $\beta \neq 0$  或  $\gamma \neq 0$  时  $y$  偏振光入射), 透射率谱会出现两个 QBIC 模式导致的尖锐谐振峰, 有利于传感等相关应用 (见 3.3 节). 这些 QBIC 模式的  $Q$  因子随不对称参数的变化遵循二次方反比的关系, 于是可以通过调节不对称参数, 任意地控制这些 QBIC 模式的  $Q$  因子, 提高传感等相关应用的性能. 但是在传感器的实际加工中, 由于加工误差, 会限制不对称参数能取的最小的数值, 从而会限制品质因子能达到的最高数值.

### 3.3 对称破缺超构表面折射率和温度双参数传感应用

由 BIC 引入对称破缺得到的 QBIC 会形成极窄线宽的共振峰, 有利于提高传感等相关应用的性



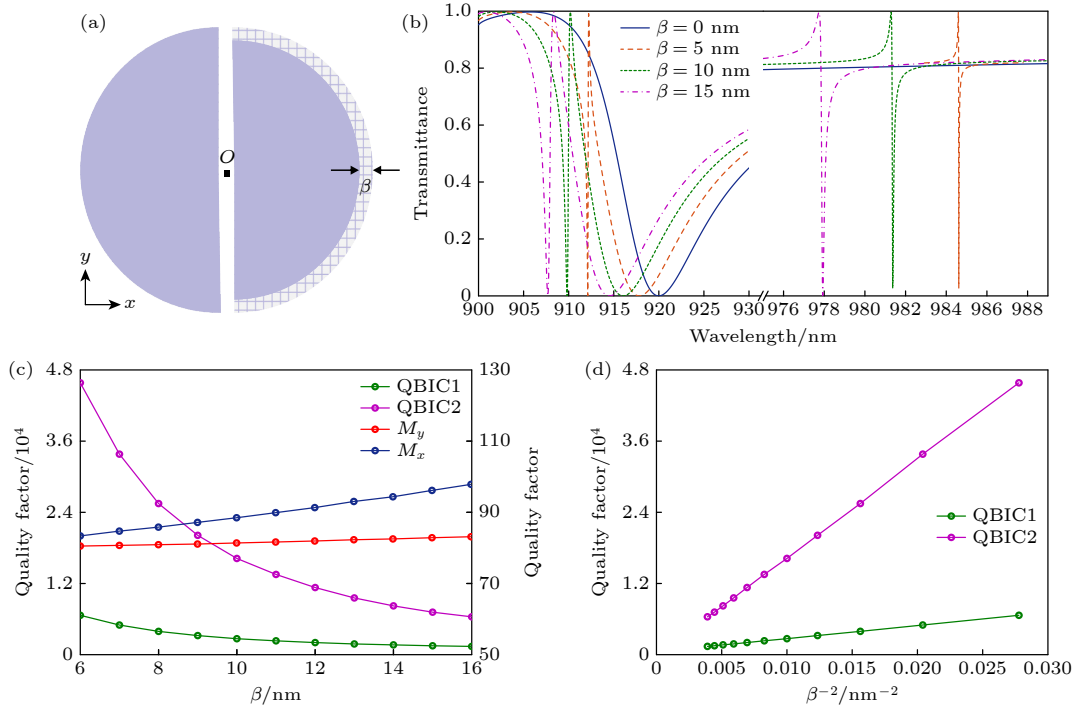


图 6 (a) 面内不对称参数  $\beta = r_1 - r_2 \neq 0$  时全介质超构表面示意图; (b) 不对称参数  $\beta$  不同时,  $y$  向偏振光入射对应的透射率谱; (c) 不对称参数  $\beta$  不同时, 四个本征模式的  $Q$  因子变化曲线; (d) QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子随  $1/\beta^2$  的变化曲线  
Fig. 6. (a) Schematic diagram of the all-dielectric metasurface when the in-plane asymmetric parameter  $\beta = r_1 - r_2 \neq 0$ ; (b) transmittance spectra for  $y$ -polarized incident light and different asymmetric parameters  $\beta$ ; (c)  $Q$ -factors of the four eigenmodes plotted as functions of the asymmetric parameter  $\beta$ ; (d)  $Q$ -factors of QBIC1 and QBIC2 plotted as functions of  $1/\beta^2$ .

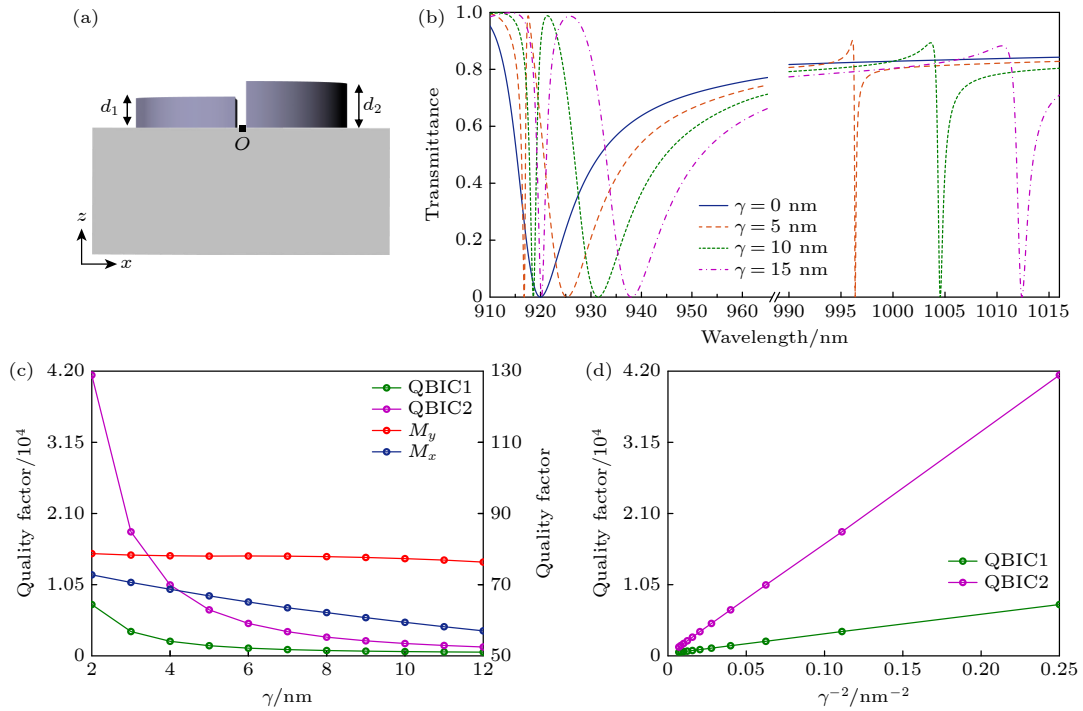


图 7 (a) 面外不对称参数  $\gamma = d_2 - d_1 \neq 0$  时全介质超构表面示意图; (b) 不对称参数  $\gamma$  不同时,  $y$  向偏振光入射对应的透射率谱; (c) 不对称参数  $\gamma$  不同时, 四个本征模式的  $Q$  因子变化曲线; (d) QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子随  $1/\gamma^2$  的变化曲线  
Fig. 7. (a) Schematic diagram of the all-dielectric metasurface when the out-of-plane asymmetric parameter  $\gamma = d_2 - d_1 \neq 0$ ; (b) transmittance spectra for  $y$ -polarized incident light and different asymmetric parameters  $\gamma$ ; (c)  $Q$ -factors of the four eigenmodes plotted as functions of the asymmetric parameter  $\gamma$ ; (d)  $Q$ -factors of QBIC1 and QBIC2 plotted as functions of  $1/\gamma^2$ .

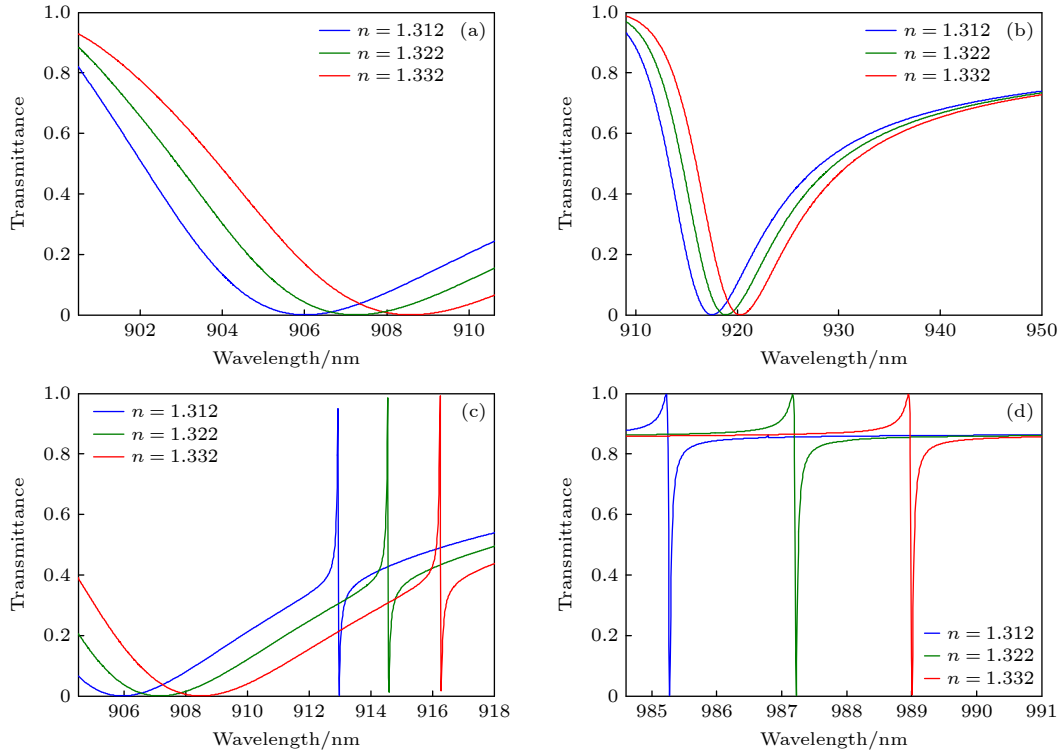


图 8 待测液体折射率  $n$  变化时, 不同模式谐振波长附近的透射率谱. 设仅引入不对称参数  $\alpha = 8 \text{ nm}$  ( $\beta = \gamma = 0$ ),  $x$  偏振光入射 (a)  $M_x$ ; (b)  $M_y$ ; (c) QBIC2; (d) QBIC1

Fig. 8. When the refractive index  $n$  of the tested liquid changes, the transmittance spectra of different modes. Only the asymmetric parameter  $\alpha = 8 \text{ nm}$  ( $\beta = \gamma = 0$ ) is introduced, and the incident light is  $x$ -polarized: (a)  $M_x$ ; (b)  $M_y$ ; (c) QBIC2; (d) QBIC1.

能. 本文提出的超构表面引入对称破缺后, 可以产生两个具有高品质因子和高光谱对比度的 QBIC 模式, 下面研究其作为折射率和温度传感器时的性能. 灵敏度  $S$  和优值 FOM 是衡量传感特性的两个重要指标. 对于折射率传感, 灵敏度定义为<sup>[23]</sup>

$$S = (\lambda'_0 - \lambda_0)/(n' - n), \quad (1)$$

其中  $\lambda'_0$  和  $\lambda_0$  分别是折射率取  $n'$  和  $n$  时的共振波长. 优值定义为<sup>[23]</sup>  $\text{FOM} = S/\text{FWHM}$ . 光谱对比度定义为<sup>[23]</sup>

$$V = \frac{T_p - T_d}{T_p + T_d} \times 100\%, \quad (2)$$

其中,  $T_p$  和  $T_d$  分别为谐振峰附近透过率的最大值、最小值. 对于温度传感, 灵敏度定义为<sup>[24]</sup>

$$S_T = (\lambda'_0 - \lambda_0)/(T' - T), \quad (3)$$

其中,  $\lambda'_0$  和  $\lambda_0$  分别是环境温度取  $T'$  和  $T$  时的共振波长.

首先, 分析对称破缺超构表面的折射率传感性能. 设超构表面浸没在折射率  $n$  由 1.312 到 1.332 变化的待测水溶液中, 环境温度  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ . 后文方程 (4) 表明, 即使环境温度  $T \neq 25 \text{ }^\circ\text{C}$  (即方程 (4)

中  $\Delta T = T - 25 \text{ }^\circ\text{C} \neq 0$ ), 折射率传感灵敏度 (对应方程 (6) 右端矩阵第一列) 仍可取为  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$  对应的折射率传感灵敏度.

仅引入不对称参数  $\alpha = 8 \text{ nm}$  时 ( $\beta = \gamma = 0$ ), 设  $x$  偏振光入射, 待测液体折射率  $n$  不同时对应的透射率谱如图 8 所示, 折射率的增大导致四个模式  $M_x$ ,  $M_y$ , QBIC1 和 QBIC2 的谐振波长均发生红移. 表 1 给出了不同的不对称参数下四个模式的共振波长、折射率传感灵敏度、 $Q$  因子和 FOM 的计算结果, 初始的待测液体折射率均为 1.312, 其中  $\beta = 6 \text{ nm}$  ( $\alpha = \gamma = 0$ ) 和  $\gamma = 2 \text{ nm}$  时 ( $\alpha = \beta = 0$ ), 均为  $y$  偏振光入射.

表 1 的数据表明, 对于折射率传感, 与通常的共振模式  $M_x$ ,  $M_y$  相比, BIC 引入对称破缺形成的谐振模式 QBIC1 和 QBIC2 具有更高的传感灵敏度  $S$ , 以及异常优越的  $Q$  因子和 FOM 值. 此外, QBIC1 和 QBIC2 均具有较高的光谱对比度  $V$ , 例如,  $\alpha = 8 \text{ nm}$  时 ( $\beta = \gamma = 0$ ), QBIC1 和 QBIC2 的  $V$  分别达到 98.64%, 100%.

当考虑硅材料存在本征损耗时, 设硅的折射率  $n_{\text{Si}} = 3.5 + ik$ , 在可见光到近红外波段,  $k$  随着入



表 1 不同的不对称参数下四个模式折射率传感的计算结果

Table 1. Calculation results of the four modes for refractive-index sensing with different asymmetric parameters.

不对称参数	模式	共振波长/nm	折射率传感灵敏度/(nm·RIU <sup>-1</sup> )	Q	FOM
$\alpha = 8 \text{ nm}$ ( $\beta = \gamma = 0$ )	$M_x$	906.01	123	86	11.7
	$M_y$	917.51	139.2	88	13.4
	QBIC1	985.28	194.7	30125	5953
	QBIC2	912.97	161.5	28097	4970
$\beta = 6 \text{ nm}$ ( $\alpha = \gamma = 0$ )	$M_x$	906.08	128	83.4	11.8
	$M_y$	917.45	141	80.5	12.4
	QBIC1	984.01	174	45829	8197
	QBIC2	911.69	160.3	6639	1143
$\gamma = 2 \text{ nm}$ ( $\alpha = \beta = 0$ )	$M_x$	908.63	134	72.8	10.7
	$M_y$	922.01	138	78.7	11.8
	QBIC1	991.35	172	41417	7186
	QBIC2	915.35	170	7572	1406

射波长的增大而减小 [25]. 根据麦克斯韦方程组的缩放定理, 当结构尺寸与波长等比例放大时, 如果折射率不变, 则电磁场分布及其决定的电磁响应 (例如透射率) 保持不变. 因此, 如果把超表面结构尺寸与波长同时放大为  $\eta$  倍 ( $\eta \geq 1$ , 称为缩放因子), 并且  $k$  相应地减小, 则透射率的变化完全来自  $k$  的变化. 下面以  $\alpha = 8 \text{ nm}$  ( $\beta = \gamma = 0$ ) 的情形为例. 当  $\eta = 1$  时, 在 QBIC1 和 QBIC2 谐振波长附近, 取硅的折射率虚部为  $k = 2.26 \times 10^{-3}$  [25], 与  $k = 0$  相比 (见表 1), QBIC1 和 QBIC2 的共振波长不变, 但是  $Q$  值分别降为 1679 和 4347. 当  $\eta$  为 1.7 时, 取  $k = 1.5 \times 10^{-6}$  [25], 则 QBIC1 和 QBIC2 的共振波长放大为  $\eta = 1$  时的 1.7 倍,  $Q$  值分别为 16755 和 31041, 其数量级接近  $k = 0$  时的数值. 当  $\eta = 3$  时, 取  $k = 2.5 \times 10^{-9}$  [25], 则 QBIC1 和 QBIC2 的共振波长放大为  $\eta = 1$  时的 3 倍,  $Q$  值分别为 29567 和 29451, 接近  $k = 0$  时的数值. 上述计算中, 取待测液体折射率  $n = 1.312$ , 相应的透射率谱如图 9(a) 所示. 上述结果表明, 随着结构尺寸与入射波长等比例增大和  $k$  相应地减小, 谐振波长会等比例增大, 同时  $Q$  值逐渐增大, 由此, 可根据工作波长和传感器的性能要求来合理设计传感器.

此外, 考虑加工误差对传感器性能的影响, 例如, 考虑  $\alpha = 8 \text{ nm}$  ( $\beta = \gamma = 0$ ),  $k = 0$  的情形, 假设由于加工误差, 两个半圆柱的半径偏离设计值  $r_1 = r_2 = 225 \text{ nm}$ . 取  $r_1 = r_2 = 223 \text{ nm}$ , 则 QBIC1 和 QBIC2 的共振波长分别为 983.045 和 911.3 nm,  $Q$  值分别为 28085 和 22782. 取  $r_1 = r_2 = 227 \text{ nm}$ ,

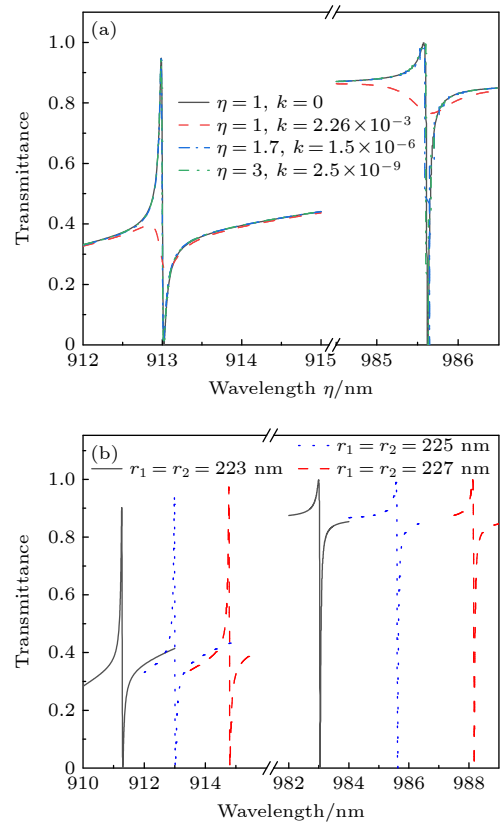


图 9 (a) 考虑硅材料损耗, 取波长和结构尺寸缩放因子  $\eta = 1, 1.7$  和 3 时, 传感器的透射率谱; (b) 当两个半圆柱的半径  $r_1 = r_2 = 223, 225$  和  $227 \text{ nm}$  时, 传感器的透射率谱. 上述计算中, 取待测液体折射率  $n = 1.312$

Fig. 9. (a) Transmittance spectra of the sensor with the wavelength and all geometrical sizes scaled by a factor of  $\eta = 1, 1.7$  and 3, and with the material loss of silicon being considered; (b) transmittance spectra of the sensor when the two semicircular cylinders' radii are  $r_1 = r_2 = 223, 225$  and  $227 \text{ nm}$ . In the calculation, the refractive index of the measured liquid is  $n = 1.312$ .

则 QBIC1 和 QBIC2 的共振波长分别为 988.176 和 914.803 nm,  $Q$  值分别为 24704 和 30492. 上述计算中, 取待测液体折射率  $n = 1.312$ , 相应的透射率谱如图 9(b) 所示. 上述结果表明, 当加工误差导致传感器尺寸略微偏离设计值时, 除了共振波长发生少量偏移, 传感器的  $Q$  值变化不大, 这表明传感器性能具有较好的鲁棒性.

接下来, 分析对称破缺超构表面的温度传感性能. 设环境温度变化范围为  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ — $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 超构表面上方水环境折射率  $n = 1.312$ . 后文方程 (4) 表明, 即使  $n \neq 1.312$  (即方程 (4) 中  $\Delta n = n - 1.312 \neq 0$ ), 温度传感灵敏度 (对应方程 (6) 右端矩阵第二列) 仍可取为  $n = 1.312$  对应的温度传感灵敏度.

当仅引入不对称参数  $\beta = 6\text{ nm}$  时 ( $\alpha = \gamma = 0$ ), 设  $y$  向偏振光入射, 超构表面的透射率谱如图 10 所示. 由于结构尺寸小, 热膨胀系数可以忽略不计. 利用 Si 的热光学系数进行仿真, 热光学

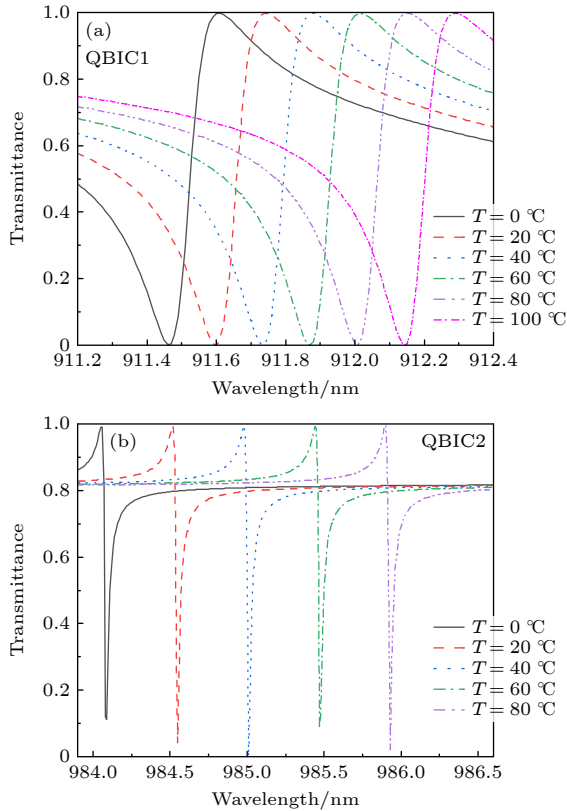


图 10 不对称参数  $\beta = 6\text{ nm}$  时 ( $\alpha = \gamma = 0$ ), 不同温度  $T$  下的透射率谱曲线. 水溶液折射率  $n$  设置为 1.312,  $y$  向偏振光入射

Fig. 10. Spectral curves of transmittance for different temperatures  $T$  and the asymmetric parameter  $\beta = 6\text{ nm}$  ( $\alpha = \gamma = 0$ ). The refractive index  $n$  of the aqueous solution is set to 1.312, and the incident light is  $y$ -polarized.

系数  $\kappa$  定义为光学材料的折射率  $n$  随温度  $T$  的变化率, 即  $\kappa = (n - n_0)/(T - T_0)$ , 其中  $n_0$  为参考温度  $T_0$  对应的折射率. 对于 Si, 取  $\kappa = 1.84 \times 10^{-4}/\text{K}$ <sup>[26]</sup>,  $T_0 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $n_0 = 3.5$ . 玻璃的热光学系数远小于 Si, 可近似取为 0<sup>[9]</sup>.

图 11 显示了 QBIC1 和 QBIC2 的温度传感灵敏度, 分别为  $6.81\text{ pm}/^{\circ}\text{C}$  和  $23.19\text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ , 可以看到, 谐振波长对温度的依赖关系具有良好的线性特性. 同时, 也对仅引入  $\alpha = 8\text{ nm}$  或  $\gamma = 2\text{ nm}$  时 QBIC1 和 QBIC2 的温度传感灵敏度进行了计算.  $\alpha = 8\text{ nm}$ ,  $x$  向偏振光入射时, QBIC1 和 QBIC2 的温度传感灵敏度分别为  $7.27$  和  $23.19\text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ ;  $\gamma = 2\text{ nm}$ ,  $y$  向偏振光入射时 QBIC1 和 QBIC2 的温度传感灵敏度分别为  $7.77$  和  $24\text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ .

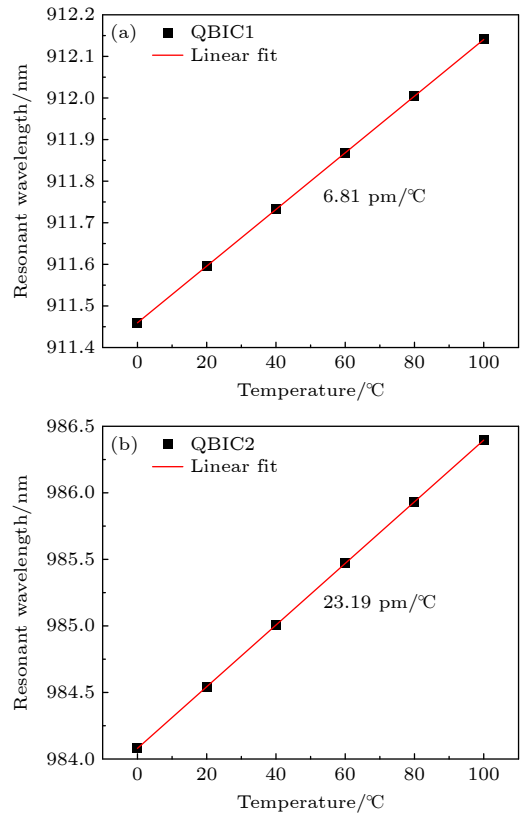


图 11 不对称参数  $\beta = 6\text{ nm}$  时 ( $\alpha = \gamma = 0$ ), 对于不同的温度, QBIC1 和 QBIC2 的共振波长及其线性拟合. 水溶液折射率  $n = 1.312$ ,  $y$  向偏振光入射

Fig. 11. Resonance wavelengths of QBIC1 and QBIC2 at different temperatures and their linear fit when the asymmetric parameter  $\beta = 6\text{ nm}$  ( $\alpha = \gamma = 0$ ). The refractive index of the aqueous solution is  $n = 1.312$ , and the incident light is  $y$ -polarized.

经过计算分析可知, 如表 2 所列, 当仅引入不对称参数  $\alpha$  或  $\beta$  产生的两个 QBIC 模式应用于温

度传感时, 随着  $\alpha$  或  $\beta$  不断减小, 温度传感灵敏度缓慢提高; 在仅引入不对称参数  $\gamma$  时, 随着  $\gamma$  不断减小, 温度传感灵敏度缓慢降低.

表 2 不同的不对称参数对应的温度传感灵敏度的计算结果

Table 2. Calculated temperature-sensing sensitivities for different asymmetric parameters.

不对称参数	QBIC1温度传感灵敏度/( $\text{pm} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )	QBIC2温度传感灵敏度/( $\text{pm} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )
$\beta = 2 \text{ nm}$	13.19	23.5
$\beta = 4 \text{ nm}$	12.51	23.3
$\beta = 6 \text{ nm}$	6.81	23.19
$\alpha = 3 \text{ nm}$	7.43	23.39
$\alpha = 5 \text{ nm}$	7.43	23.31
$\alpha = 8 \text{ nm}$	7.27	23.19
$\gamma = 2 \text{ nm}$	7.77	24.0
$\gamma = 3 \text{ nm}$	8.0	24.31
$\gamma = 5 \text{ nm}$	8.27	24.69

当超构表面上方被测水溶液的折射率和环境温度同时发生变化时, 通过测量两个 QBIC 模式的共振波长, 利用共振波长对折射率和温度的线性依赖关系, 可以实现对折射率和温度的双参数传感, 从而有效避免折射率和温度之间的串扰.

对于折射率和温度双参数传感器, 共振波长的变化量表达为

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix} = \mathbf{A} \begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta T \end{bmatrix}, \quad (4)$$

表 3 对于折射率和温度双参数传感, 矩阵理论预测的结果 ( $\Delta n_{\text{cal}}$  和  $\Delta T_{\text{cal}}$ ) 和设定值 ( $\Delta n_{\text{set}}$  和  $\Delta T_{\text{set}}$ ) 之间的对比

Table 3. Comparison between the matrix-theory predictions ( $\Delta n_{\text{cal}}$  and  $\Delta T_{\text{cal}}$ ) and the preset values ( $\Delta n_{\text{set}}$  and  $\Delta T_{\text{set}}$ ) for the refractive index and temperature dual-parameter sensing.

不对称参数	$\Delta n_{\text{set}}$	$\Delta T_{\text{set}} / ^\circ\text{C}$	$\Delta\lambda_1 / \text{nm}$	$\Delta\lambda_2 / \text{nm}$	$\Delta n_{\text{cal}}$	$\Delta T_{\text{cal}} / ^\circ\text{C}$	$\delta_n$	$\delta_T$
$\beta = 6 \text{ nm}$	0.015	20	2.52	3.06	0.0149	20.57	-0.67%	2.85%
	0.02	20	3.35	3.945	0.0202	19.56	1%	-2.2%
	0.01	40	1.84	2.66	0.0097	41.99	-3%	4.975%
	0.02	40	3.50	4.41	0.0202	38.70	1%	-3.25%
	0.01	60	1.99	3.12	0.00984	60.82	-1%	1.37%
$\alpha = 8 \text{ nm}$	0.015	20	2.615	3.085	0.0148	20.758	-1.33%	3.79%
	0.02	20	3.475	3.97	0.0201	19.23	0.5%	-3.85%
	0.01	40	1.92	2.67	0.0098	41.35	-2%	3.375%
	0.02	40	3.63	4.43	0.0202	38.33	1%	-4.175%
	0.01	60	2.07	3.13	0.00981	60.79	-1.9%	1.317%
$\gamma = 2 \text{ nm}$	0.015	20	2.72	3.08	0.01482	20.90	-1.2%	4.5%
	0.02	20	3.61	3.96	0.020	19.84	0%	-0.8%
	0.01	40	2.01	2.69	0.0098	41.05	-2%	2.625%
	0.02	40	3.78	4.44	0.0201	38.93	1%	-2.675%
	0.01	60	2.17	3.17	0.00984	60.76	-1.6%	1.27%

其中,  $\Delta\lambda_1$  和  $\Delta\lambda_2$  分别代表 QBIC1 和 QBIC2 的共振波长变化量;  $\Delta n$  和  $\Delta T$  分别代表折射率和温度的变化量.  $\mathbf{A}$  为传感灵敏度矩阵, 定义为

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_{I1} & A_{T1} \\ A_{I2} & A_{T2} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中, 元素  $A_{I1}$ ,  $A_{T1}$  分别代表 QBIC1 对应的折射率传感灵敏度和温度传感灵敏度;  $A_{I2}$ ,  $A_{T2}$  分别代表 QBIC2 对应的折射率传感灵敏度和温度传感灵敏度, 以  $\beta = 6 \text{ nm}$  为例, 其数值已经由前文计算得到:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 174.0 \text{ nm/RIU} & 6.81 \text{ pm}/^\circ\text{C} \\ 160.3 \text{ nm/RIU} & 23.19 \text{ pm}/^\circ\text{C} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

根据方程 (4), 折射率和温度的变化量能够表达为

$$\begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta T \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{-1} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

利用方程 (7), 即可在测量得到  $\Delta\lambda_1$  和  $\Delta\lambda_2$  后, 计算得到  $\Delta n$  和  $\Delta T$ , 从而实现折射率和温度的双参数传感. 需要注意, 应用方程 (7) 的前提是要求矩阵  $\mathbf{A}$  为可逆矩阵, 这等价于要求矩阵  $\mathbf{A}$  的第 1 行、第 2 行线性无关, 其反映的是共振波长对折射率和温度的依赖关系对于 QBIC1 和 QBIC2 呈现不同的规律.

接下来, 验证对称破缺超构表面能够同时测量环境的折射率和温度. 本文分别展示了三种对称破



缺下, 15 组随机数据的计算结果, 如表 3 所列. 其中  $\Delta n_{\text{set}}$  和  $\Delta T_{\text{mat}}$  为预先设定的环境折射率和温度的变化量,  $\Delta \lambda_1$  和  $\Delta \lambda_2$  为环境折射率和温度变化引起的 QBIC1 和 QBIC2 谐振波长的变化量,  $\Delta n_{\text{cal}}$  和  $\Delta T_a$  为矩阵理论方程 (7) 预测得到的环境折射率和温度的变化量,  $\delta_n$  和  $\delta_T$  分别为环境折射率和温度传感的相对误差, 定义为  $\delta_n = (\Delta n_{\text{cal}} - \Delta n_{\text{set}}) / \Delta n_{\text{set}}$ ,  $\delta_T = (\Delta T_{\text{cal}} - \Delta T_{\text{set}}) / \Delta T_{\text{set}}$ . 表 3 表明, 矩阵理论预测的结果相对于设定值的误差较小,  $\delta_n$  和  $\delta_T$  均不超过  $\pm 5\%$ .

## 4 结 论

本文提出了由不对称半圆柱对阵列组成的全介质超构表面双参数传感器, 通过分别引入三种不同形式的对称破缺, 该超构表面均可以同时产生两个具有极高  $Q$  因子 (导致透过率谱中极窄的线宽) 和较高光谱对比度的 QBIC 模式 (记为 QBIC1 和 QBIC2). QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子与不对称参数均呈二次方反比关系, 从而证实了这些模式均属于 QBIC 模式, 并且通过调节不对称参数, 能够任意调节这些 QBIC 模式的  $Q$  因子. 对于不同形式的对称破缺, QBIC1 和 QBIC2 的共振波长可能位于通常的谐振模式 (记为  $M_x$  和  $M_y$ ) 的共振波长的同一侧或两侧; QBIC1 和 QBIC2 的  $Q$  因子既有可能接近, 也有可能差异较大; 并且对于不同形式的对称破缺, 产生 QBIC 对入射光偏振方向的要求可能不同.

采用该对称破缺超构表面, 通过测量透过率谱中两个 QBIC 的谐振波长, 能够实现折射率和温度的双参数传感, 从而有效解决了环境中折射率和温度传感的串扰问题. 对于折射率传感, QBIC1 模式的灵敏度达到 194.7 nm/RIU, 最大 FOM 达到 8197 (对应  $Q$  因子 45829); QBIC2 模式的灵敏度达到 170 nm/RIU, 最大 FOM 达到 4970 (对应  $Q$  因子 28097). 对于温度传感, QBIC1 模式的灵敏度达到 7.77 pm/°C, QBIC2 模式的灵敏度达到 24 pm/°C. 如果设置不对称参数进一步接近零, 则可以进一步提高  $Q$  因子, 从而进一步提升传感性能. 此外, 如果结构中同时引入多种对称破缺形式

(即不对称参数  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  中有两个或三个均不为 0), 则有可能对 QBIC 模式实现更大自由度的调节, 从而获得更丰富和优异的传感性能.

## 参考文献

- [1] Koshelev K, Favraud G, Bogdanov A, Kivshar Y, Fratalocchi A 2019 *Nanophotonics* **8** 725
- [2] Neumann J V, Wigner E P 1929 *Phys. Z* **30** 465
- [3] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljacic M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [4] Bulgakov E N, Sadreev A F 2008 *Phys. Rev. B* **78** 075105
- [5] Plotnik Y, Peleg O, Dreisow F, Heinrich M, Nolte S, Szameit A, Segev M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 183901
- [6] Li Z J, Zhu Q, Wang Y N, Xie S X 2019 *Opt. Commun.* **436** 151
- [7] Romano S, Zito G, Lara Yépez S N, Cabrini S, Penzo E, Coppola G, Rendina I, Mocellaark V 2019 *Opt. Express* **27** 18776
- [8] Maksimov D N, Bogdanov A A, Bulgakov E N 2020 *Phys. Rev. A* **102** 033511
- [9] Kikkawa R, Nishida M, Kadoya Y 2020 *New J. Phys.* **22** 073029
- [10] Chen X, Fan W H 2020 *Nanomaterials (Basel)* **10** 623
- [11] Srivastava Y K, Ako R T, Gupta M, Bhaskaran M, Sriram S, Singh R 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 151105
- [12] Ndao A, Hsu L, Cai W, Ha J, Park J, Contractor R, Lo Y, Kanté B 2020 *Nanophotonics* **9** 1081
- [13] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, Bogdanov A, Kivshar Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 193903
- [14] Yin W, Shen Z L, Li S N, Cui Y Q, Gao F, Hao H B, Zhang L Y, Chen X F 2022 *Opt. Express* **30** 32162
- [15] Garmon S, Nakamura H, Hatano N, Petrosky T 2009 *Phys. Rev. B* **80** 115318
- [16] Jiang H, Han Z H 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 385106
- [17] Han Z H, Cai Y J 2021 *Opt. Lett.* **46** 524
- [18] Koshelev K, Bogdanov A, Kivshar Y 2019 *Sci. Bull.* **64** 836
- [19] Liu Y H, Luo Y, Jin X Y, Zhou X, Song K, Zhao X P 2016 *Plasmonics* **12** 1431
- [20] Sun G H, Yuan L R, Zhang Y, Zhang X J, Zhu Y Y 2017 *Sci. Rep.* **7** 8128
- [21] Mikheeva E, Koshelev K, Choi D Y, Kruk S, Lumeau J, Abdeddaim R, Voznyuk I, Enoch S, Kivshar Y 2019 *Opt. Express* **27** 33847
- [22] Wang W D, Zheng L, Qi J G 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 075002
- [23] Modi K S, Kaur J, Sigh S P, Tiwari U, Sinha R K 2020 *Opt. Commun.* **462** 125327
- [24] Ahmed A M, Elsayed H A, Mehaney A 2021 *Plasmonics* **16** 547
- [25] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids, Part I* (San Diego: Academic Press) pp565–566
- [26] Zhao L, Wang J Y, Li H Y, Zhang C, Kang G G 2021 *IEEE 16th International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems (NEMS)* Xiamen, China, 2021 p1441

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

Liu Hui-Gang<sup>1)2)†</sup> Zhang Xiang-Yu<sup>1)2)</sup> Nan Xue-Ying<sup>1)2)</sup>

Zhao Er-Gang<sup>3)‡</sup> Liu Hai-Tao<sup>4)5)††</sup>

1) (*Engineering Research Center of Thin Film Optoelectronics Technology, Ministry of Education, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

2) (*Department of Microelectronic Engineering, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

3) (*Electronic Information Laboratorial Teaching Center, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

4) (*Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

5) (*Tianjin Key Laboratory of Micro-scale Optical Information Science and Technology, Tianjin 300350, China*)

( Received 17 September 2023; revised manuscript received 5 November 2023 )

## Abstract

Refractive index sensors based on metal metasurfaces are commonly limited by their low quality factors due to significant Ohmic losses in the metal material. In contrast, sensors based on all-dielectric metasurfaces can overcome this disadvantage. Currently, all-dielectric metasurface sensors based on symmetry-protected bound states in the continuum (BIC) have aroused intense research interest due to their ability to achieve ultrahigh quality factors. Such a metasurface sensor is mainly based on single BIC and single form of symmetry breaking. There are few studies on metasurface sensors of multiple BICs and multiple forms of symmetry breaking. In addition, the refractive-index sensors commonly neglect the influence of temperature fluctuation and thus suffer the crosstalk between the refractive index and temperature of the environment.

In this work, an all-dielectric metasurface composed of a periodic array of asymmetric semicircular-cylinder pairs is designed and two quasi-bound states in the continuum (QBIC) with high quality factors are obtained. By choosing three different forms of symmetry breaking (two in-plane and one out-of-plane), two robust QBIC modes can be generated in the selected near-infrared frequency band, and their resonance wavelengths, quality factors and polarization dependences exhibit different characteristics. Full-wave simulation results show that by measuring the resonance wavelengths of the two QBICs (denoted by QBIC1 and QBIC2), two-parameter sensing of refractive index and temperature can be achieved, which then solves the problem of crosstalk between the refractive index and temperature of the environment in refractive-index sensing. The dependence of quality factor on asymmetric parameters follows an inverse quadratic relation for the two QBICs. By adjusting the asymmetric parameters, the quality factor can be theoretically increased to any value, so that the sensing performance can be improved and adjusted. For refractive-index sensing, the QBIC1 can achieve a sensitivity of 194.7 nm/RIU and a highest figure of merit (FOM) of 8197 (corresponding to a quality factor of 45829); the QBIC2 can achieve a sensitivity of 170 nm/RIU, and a highest FOM of 4970 (corresponding to a quality factor of 28097). For temperature sensing, the QBIC1 can achieve a sensitivity of 7.77 pm/°C, and the QBIC2 can achieve a sensitivity of 24 pm/°C.

**Keywords:** metasurface, quasi-bound states in the continuum, symmetry breaking, refractive index sensing, temperature sensing

**PACS:** 78.67.Pt, 07.07.Df, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231514

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62075104).

† Corresponding author. E-mail: [liuhg@nankai.edu.cn](mailto:liuhg@nankai.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [egang@nankai.edu.cn](mailto:egang@nankai.edu.cn)

†† Corresponding author. E-mail: [liuht@nankai.edu.cn](mailto:liuht@nankai.edu.cn)

## 基于准连续域束缚态的全介质超构表面双参数传感器

刘会刚 张翔宇 南雪莹 赵二刚 刘海涛

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

Liu Hui-Gang Zhang Xiang-Yu Nan Xue-Ying Zhao Er-Gang Liu Hai-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 047802 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231514

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231514>

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

#### 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>

#### 具有内参考热补偿功能的三层膜结构微球腔折射率传感器

Triple-layer-coated microspheres for refractive index sensor with internally referenced self-compensated thermal effect

物理学报. 2020, 69(1): 014203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191265>

#### 基于金刚石氮-空位色心的温度传感

Temperature sensing with nitrogen vacancy center in diamond

物理学报. 2022, 71(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211822>

#### D型光纤与微管耦合的微流控折射率传感器

Microfluidic refractive index sensor with D-shape fiber and microtube coupling

物理学报. 2022, 71(21): 210701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221137>

#### 硅超构表面上强烈增强的三次谐波

Enhanced third-harmonic generation in silicon metasurface

物理学报. 2019, 68(21): 214207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190789>

#### 太赫兹波段电磁超材料吸波器折射率传感特性

Refractive index sensing characteristics of electromagnetic metamaterial absorber in terahertz band

物理学报. 2021, 70(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201054>