



金属-介质-金属多层结构可调谐Fabry-Perot共振及高灵敏折射率传感

张翔宇 刘会刚 康明 刘波 刘海涛

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing

Zhang Xiang-Yu Liu Hui-Gang Kang Ming Liu Bo Liu Hai-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 140702 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202058

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202058>

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

含双挡板金属-电介质-金属波导耦合方形腔的独立调谐双重Fano共振特性

Resonance characteristics of independently tuned dual Fano of metal-dielectric-metal waveguide coupling square cavity with double baffles

物理学报. 2019, 68(10): 107302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181985>

Fabry-Perot腔与光学参量放大复合系统中实现可调谐的非常规光子阻塞

Tunable unconventional phonon blockade in Fabry-Perot cavity and optical parametric amplifier composite system

物理学报. 2019, 68(12): 124203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190154>

腔光子-自旋波量子耦合系统中各向异性奇异点的实验研究

Observation of the anisotropic exceptional point in cavity magnonics system

物理学报. 2020, 69(4): 047103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191632>

基于乙醇密封共振腔金属-介质-金属波导的高性能温度和折射率两用传感器

High performance temperature and refractive index dual-purpose sensor based on the ethanol-sealed metal-dielectric-metal waveguide

物理学报. 2020, 69(16): 167301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200405>

基于十字连通形环形谐振腔金属-介质-金属波导的折射率传感器和滤波器

Refractive index sensor and filter of metal-insulator-metal waveguide based on ring resonator embedded by cross structure

物理学报. 2018, 67(19): 197301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180758>

芯内双微孔复合腔结构的光纤法布里-珀罗传感器研究

Dual micro-holes-based in-fiber Fabry-Perot interferometer sensor

物理学报. 2018, 67(20): 204203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180528>

金属-介质-金属多层结构可调谐 Fabry-Perot 共振及高灵敏折射率传感*

张翔宇¹⁾²⁾³⁾ 刘会刚^{1)2)3)†} 康明⁴⁾ 刘波⁵⁾⁶⁾ 刘海涛^{5)6)‡}

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) (天津市光电传感器与传感网络技术重点实验室, 天津 300350)

3) (南开大学电子信息与光学工程学院, 天津 300350)

4) (天津师范大学物理与材料科学学院, 天津 300387)

5) (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)

6) (天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津 300350)

(2020年12月4日收到; 2021年2月2日收到修改稿)

顶层透光、底层不透光的金属-介质-金属多层结构可以产生窄带完美吸收共振, 用于测量介质层待测液体的折射率变化. 本文通过构建 Fabry-Perot 共振解析模型, 准确复现了该结构的响应光谱, 给出了其共振波长、品质因子、半高全宽和灵敏度的解析表达式, 并分析了介质层厚度对光谱的谐振波长和线宽的调谐机制, 明确了其物理机理. 基于 8 阶 Fabry-Perot 共振的金属-介质-金属多层结构, 用于折射率传感时的品质因子及优值分别达到 2162.8 和 1648.1 RIU^{-1} . 针对极小的折射率扰动, 通过在奇异点状态叠加 Fabry-Perot 共振的调谐机制, 提出了通过测量奇异点波长处反射系数的增加量或散射矩阵本征值的分裂量, 实现对待测液体折射率的可调谐式传感的方案. Fabry-Perot 模型解析结果显示, 当待测液体的折射率变化为 10^{-4} RIU 时, 基于 8 阶 Fabry-Perot 共振的金属-介质-金属多层结构的前向反射系数增加量和本征值分裂量分别达到 0.319 和 1.1279.

关键词: 金属-介质-金属谐振器, Fabry-Perot 共振模型, 可调谐式传感, 奇异点

PACS: 07.07.Df, 81.07.-b, 78.20.Bh, 78.20.-e

DOI: 10.7498/aps.70.20202058

1 引言

金属-介质-金属 (metal-dielectric-metal, MDM) 谐振器是等离激元共振传感的典型结构, 主要包括平面分层结构、精心设计的超构材料或超构表面^[1]. 基于等离激元的超构材料或超构表面谐振器通常需要复杂且昂贵的微纳米加工工艺, 而基于 Fabry-Perot 共振的平面分层结构仅需要成本相对低廉的薄膜工艺, 是吸收器^[1-3]、彩色滤光片^[4-6]、

传感器^[7-10]等光学器件的首选. 由于金属材料具有显著的欧姆损耗, 等离激元共振谐振器的响应线宽通常为几十或几百纳米, 严重阻碍了其在窄线宽高灵敏传感检测方面的应用. 为降低欧姆损耗的影响, 可采用增益补偿或金属-介质混合纳米结构等方法^[11-13]. 2019年, Qin等^[9]报道了一种分布式布拉格反射器-隔离层-金层集成的平层结构折射率传感器, 其中的 Tamm 等离激元共振 (tamm plasmon resonance, TPR) 可使电磁场严格限制在待测液体腔内, 吸收谱线的半高全宽 (full width

* 国家自然科学基金 (批准号: 62075104, 61775105, 11674244) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuhg@nankai.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: liuht@nankai.edu.cn

at half maxima, FWHM) 为 2.2 nm, 传感灵敏度 (sensitivity, S) 为 860 nm/RIU, 优值 (figure of merit, FOM) 达到 391 RIU⁻¹. 2020 年, Liao 等^[13] 设计了介质阵列和金属平面相结合的完美吸收结构, 结合了介质材料的低损耗和金属材料的高灵敏特性, 反射谱线的 FWHM 为 0.38 nm, S 和 FOM 分别是 1052 nm/RIU 和 2768 RIU⁻¹. 然而, 上述降低欧姆损耗的方法通常伴随着较为复杂的材料配置和工艺流程. 本文设计了 MDM 多层窄带完美吸收结构, 在不改变平面分层结构简单工艺的前提下, 提出了通过调节介质层厚度产生窄带高阶 Fabry-Perot 共振, 进而实现高灵敏折射率传感的方法.

通常折射率传感以扫描波长方式进行实验测量, 通过灵敏度 S 、品质因子 (quality factor, Q) 和优值 FOM ($FOM = S/FWHM$) 进行性能评估, S 是单位折射率变化的谐振波长偏移量, FWHM 是响应光谱的半高全宽, Q 是谐振波长和 FWHM 的比值^[12]. 2007 年, Chen 等^[14,15] 提出通过增加导波层厚度, 可以在入射光入射角较小时激发 MDM 结构的高阶导模, 进而实现高 Q 共振, 促进传感灵敏度的提升. 之后, Liao 和 Zhao^[16] 以及 Li 等^[17] 提出入射光垂直入射到 MDM 结构时, 增加介质层厚度激发的高阶 Fabry-Perot 共振在高灵敏传感设计中具有潜在价值. 高阶 Fabry-Perot 窄带共振可以提供更大的 Q 因子和 FOM 值, 但实验中由于人眼或光谱仪的分辨率有限, 可以检测的最小折射率微扰量通常较大. 针对较小折射率扰动的传感, 可选择更易被测量的固定波长下的反射率或透射率的变化量作为观测量, 本文基于此传感测量方式, 借助散射矩阵奇异点理论对 MDM 多层结构的折射率传感进行了分析. “奇异点” (exceptional point, EP) 是指非厄米系统中至少两个本征值和相应本征向量相等的简并点^[18,19]. 与厄米系统中本征值相等、本征向量正交的“狄拉克点” (diabolic point, DP) 不同, 奇异点处本征向量形成的希尔伯特空间不再完备, 导致非厄米简并系统对外部微扰异常敏感, 为弱微扰超灵敏传感提供了新的途径^[20,21]. 由于存在欧姆损耗, MDM 谐振器属于非厄米系统. 根据散射矩阵理论^[7,8,22] 可知, 当前向反射系数或后向反射系数中的一个为 0 时, 系统处于奇异点简并态. 本文研究表明, 将波长固定在奇异点波长处, 折射率发生微弱变化时, 前向反射系数

变化量和本征值分裂量会随着 Fabry-Perot 共振阶次的增加而增加, 通过对介质层厚度优化取值, 可以设计符合不同灵敏度要求的传感器.

基于上述原理, 本文设计了一种顶部金属层透光、底部金属层不透光的 MDM 窄带吸收结构, 通过构建 Fabry-Perot 共振解析模型, 可以精确复现多层结构的响应光谱, 并在理论上阐明了介质层厚度对谐振波长和反射光谱半高全宽实现调谐的物理机理. 当该结构以谐振波长作为观测量进行折射率传感时, 其灵敏度 S 为 789 nm/RIU, 8 阶 Fabry-Perot 共振的 Q 因子和 FOM 值分别是 2162.8 和 1648.1 RIU⁻¹. 当该结构的探测波长固定在奇异点波长处, 以反射率作为观测量进行折射率传感时, 灵敏度会随着 Fabry-Perot 共振阶次的增加而增加. 此时, 若折射率发生 10^{-4} RIU 的微弱变化, 在 8 阶 Fabry-Perot 共振奇异点波长处, 前向反射系数增加量和本征值分裂量分别达到 0.319 和 1.1279.

2 MDM 多层结构的扫描波长式传感

2.1 数值仿真

MDM 多层结构的示意图如 1(a) 所示, x 方向和 y 方向是无限延伸的金属-介质-金属三层结构, 上、下金属层均沉积在折射率为 1.5 的玻璃衬底上, 上、下金属层之间是待测液体空腔, 可以通过控制上下金属层的距离改变待测液体空腔的厚度, 入射平面波垂直于各层界面入射 (沿 z 轴负方向传播). 金属层银采用 Drude 模型, 折射率 $n_{\text{silver}} = \sqrt{\varepsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega + i\gamma\omega)}$, 其中 $\varepsilon_{\infty} = 1$, 等离子体频率 $\omega_p = 1.366 \times 10^{16}$ rad/s, 阻尼常数 $\gamma = 3.07 \times 10^{13}$ s⁻¹^[23], 上下银层厚度分别为 $d_1 = 41.54$ nm 和 $d_2 = 150$ nm. 待测液体的初始折射率 n 设为水的折射率 1.312, 厚度 $d = 350$ nm.

采用严格耦合波分析 (rigorous coupled wave analysis, RCWA)^[24] 方法进行数值仿真, 由于结构沿 x, y 方向无变化, RCWA 中只需选取 0 级谐波. 图 1(b) 是该 MDM 结构的反射率、透射率及吸收率光谱, 共振波长是 1035.967 nm, 此时的反射率 $R = 1.32 \times 10^{-8}$, 透射率 $T = 5.31 \times 10^{-5}$, 吸收率 $A = 1 - R - T$, 表现出近乎完美的窄带吸收特性. 考虑到实际结构的玻璃层厚度有限, 将上下玻璃层

设置成相同的有限厚度 d_{Glass} (图 1(c) 插图), 平面波从顶部的空气区域入射. d_{Glass} 取值不同时仿真的反射率谱如图 1(c) 所示, 可以看到有限玻璃厚度与无限玻璃厚度对应的反射率曲线有很大的差别, 即玻璃厚度对结构特性存在较大影响. 针对该问题, 实际应用中可以通过在玻璃表面镀宽带增透膜 [25,26], 使空气中选定波长范围的入射平面波全部透射到玻璃层, 实现与玻璃衬底厚度无限时 (此时平面波从玻璃中入射) 相同的效果. 为了证明上述方法具有可行性, 图 1(d) 插图设计了针对空气-玻璃界面的双层增透膜, 紧挨玻璃的介质层折射率为 $n_1 = 1.7$, 紧挨空气的介质层折射率为 $n_2 = 1.38$, 两层介质的光学厚度 (即折射率与几何厚

度的乘积) 均为谐振波长的 $1/4$ (谐振波长取值 1035.967 nm). 根据菲涅耳公式可知, 光垂直入射到空气-玻璃界面的反射率为 0.04 , 加入双层增透膜后得到的反射率谱如图 1(d) 所示, 在所选波长范围内反射率被极大地降低. 将图 1(c) 对应结构的上下玻璃表面均镀上双层增透膜, 如图 1(e) 插图所示. 此时 d_{Glass} 取值不同时仿真的反射率谱如图 1(e) 所示, 可见加入增透膜后, 玻璃厚度变化时的反射率曲线与玻璃厚度无限时的反射率曲线符合很好. 因此, 通过在有限厚度的玻璃上镀增透膜, 能够实现与玻璃衬底厚度无限大时相同的效果. 为了便于分析, 下文的数值仿真和模型计算均基于玻璃衬底厚度无限的假设.

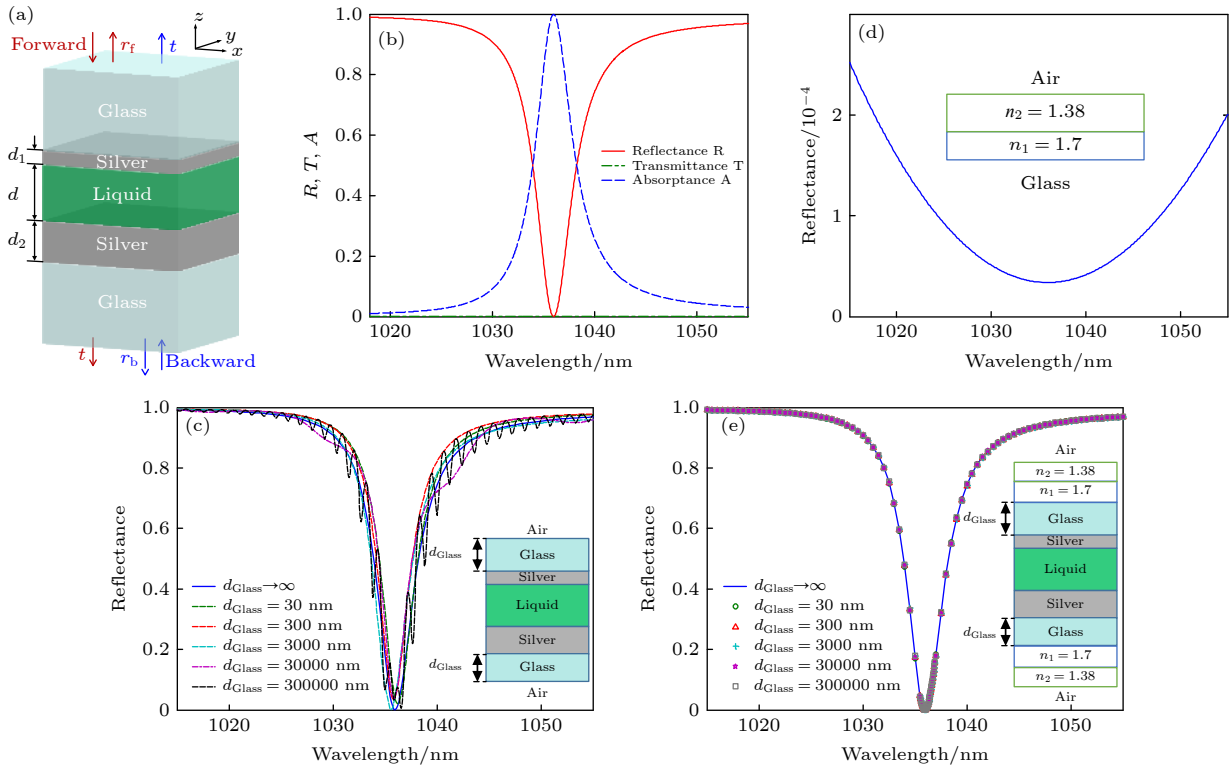


图 1 (a) MDM 多层结构示意图, 箭头表示均匀平面波的传播方向, 红色、蓝色箭头对应前向、后向入射均匀平面波; (b) 前向反射率 R 、透射率 T 和吸收率 A 的光谱; (c) 不同玻璃层厚度 d_{Glass} 对应的反射率谱, 蓝色实线表示玻璃厚度无限大时的反射率谱 (即图 (b) 中的红色实线), 插图为上下玻璃层均为有限厚度时的结构示意图; (d) 双层增透膜结构的反射率谱, 插图表示位于空气、玻璃之间的双层增透膜结构; (e) 不同玻璃层厚度 d_{Glass} 对应的反射率谱, 蓝色实线表示玻璃厚度无限大时的反射率谱, 插图为上下玻璃层均为有限厚度且玻璃表面镀双层增透膜的结构示意图

Fig. 1. (a) Schematic of MDM multilayer structure. The solid arrows indicate the propagation directions of plane waves. The red and blue arrows correspond to forward and backward travelling incident plane waves, respectively. (b) Spectra of forward reflectance R , transmittance T and absorptance A of the proposed structure. (c) Reflectance spectra for different thicknesses d_{Glass} of the glass layer, where the blue solid curve corresponds to infinite glass thickness [i.e. the red solid curve in Fig. (b)]. The inset shows the structure diagram with upper and lower glass layers set to have a finite thickness. (d) Reflectance spectra of the double-layer antireflection coating. The inset shows the structure of the double-layer antireflection coating between the air and glass regions. (e) Reflectance spectra for different thicknesses d_{Glass} of the glass layer, where the blue solid curve corresponds to infinite glass thickness. The inset shows the structure diagram where the upper and lower glass layers are both set to have a finite thickness and both glass surfaces are coated with the double-layer antireflection coating.

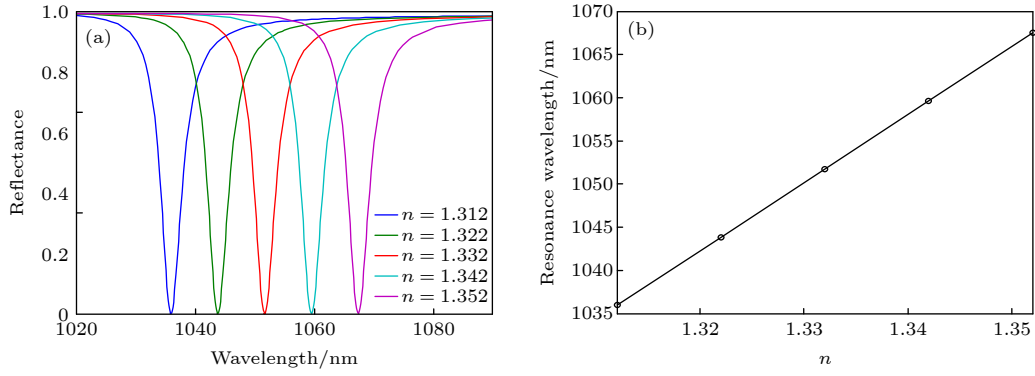

 图 2 (a) 不同折射率 n 对应的反射率谱线; (b) 谐振波长随被测液体折射率 n 变化的曲线

 Fig. 2. (a) Reflectance spectra for different refractive indices n ; (b) resonance wavelength plotted as a function of the refractive index n of the measured liquid.

为了计算此传感器的灵敏度, 将中间层空腔中待测液体的折射率从 1.312 逐渐增加到 1.352, 递增间隔为 0.01. 图 2(a) 是 5 种不同折射率液体的反射率谱曲线, 随着被测液体折射率的增大, 共振峰发生红移. 图 2(b) 是共振波长随折射率 n 的变化曲线, 通过线性拟合可得灵敏度 $S = 789 \text{ nm}/\text{RIU}$.

2.2 Fabry-Perot 模型

此结构的窄带吸收特性来自 Fabry-Perot 共振, 上、下不对称银层是形成 Fabry-Perot 共振腔的两个反射面, 共振时入射光能量被限制在待测液体空腔内. 下面通过建立 Fabry-Perot 共振解析模型, 解释谐振的形成机制并分析谐振的可调特性. 图 3(a1)—(a4) 是针对 MDM 结构构建的 Fabry-Perot 模型的参数定义, 对于本文的平面多层结构, a , b 分别表示介质层中的下行和上行平面波模式系数, r_{FP} , t_{FP} 分别表示平面波的反射和透射系数, 满足下列模式耦合方程:

$$a = t_1 + bur_3, \quad (1a)$$

$$b = aur_2, \quad (1b)$$

$$r_{\text{FP}} = r_1 + but_3, \quad (1c)$$

$$t_{\text{FP}} = aut_2, \quad (1d)$$

其中 $u = \exp(iknd)$ 是介质薄膜中平面波沿 z 方向的相移因子, 波数 $k = 2\pi/\lambda$, λ 表示波长, t_1 和 r_1 表示入射平面波激励介质层中平面波的透射和反射系数, t_2 和 r_2 表示介质层中平面波在介质层底端的透射和反射系数, t_3 和 r_3 表示介质层中平面波在介质层顶端的透射和反射系数. 求解方程 (1a) 和

(1b) 可确定 a , b , 然后代入方程 (1c), 可得

$$r_{\text{FP}} = r_1 + t_3 \frac{r_2 t_1 u^2}{1 - r_2 r_3 u^2}, \quad (2)$$

于是得到平面波的反射率 $R_{\text{FP}} = |r_{\text{FP}}|^2$.

平面波在不同介质分界面的反射和透射系数可以根据菲涅耳反射和透射公式计算. 当入射光从介质 1 垂直入射到介质 2 时, 单一界面上平面波的反射和透射系数分别为 $r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$, $t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$, n_1 和 n_2 分别表示介质 1 和介质 2 的折射率. 图 3(a2)—(a4) 中定义的反射和透射系数涉及 2 个金属界面, 本文针对 2 个金属界面结构进一步建立 Fabry-Perot 模型, 具体的参数定义如图 3(b1)—(b4)、图 3(c1)—(c4)、图 3(d1)—(d4) 所示, 可以借助菲涅耳公式给出 r_1 , t_1 , r_2 , t_2 , r_3 , t_3 的解析表达式. 这里以 r_1 , t_1 为例, 借助和 (1) 式类似的模式耦合方程可以得到:

$$r_1 = r'_1 + t'_3 \frac{r'_2 t'_1 u'^2}{1 - r'_2 r'_3 u'^2}, \quad (3a)$$

$$t_1 = \frac{t'_1 t'_2 u'}{1 - r'_2 r'_3 u'^2}, \quad (3b)$$

其中 $u' = \exp(ikn_{\text{silver}}d_1)$ 是上层金属中平面波沿 z 方向的相移因子, r'_1 , t'_1 , r'_2 , t'_2 , r'_3 , t'_3 是单一界面的反射和透射系数, 解析表达式由菲涅耳公式给出 (如前文所述). 同理可以得到 r_2 , t_2 , r_3 , t_3 的解析表达式. 至此, 平面波入射 MDM 结构的反射和透射系数 r_{FP} , t_{FP} 被完全解析化, 这里不再给出具体的表达式. 值得注意的是, r_1 , t_1 和 r_3 , t_3 仅与分界面折射率及 d_1 有关, r_2 , t_2 仅与分界面折射率及 d_2 有关.

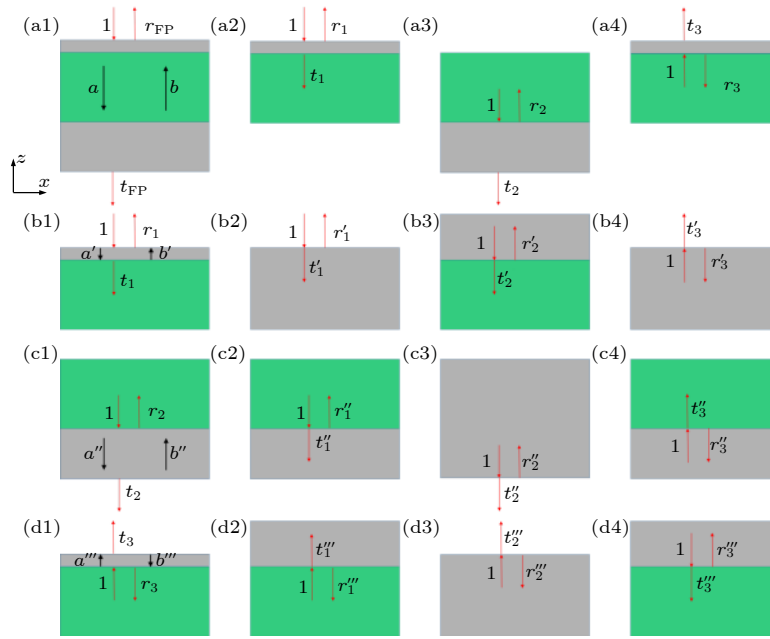


图3 Fabry-Perot 模型 (a1) MDM 结构中待求解的反射系数 r_{FP} , 透射系数 t_{FP} , 介质层中模式系数 a, b 的定义; (a2)—(a4) Fabry-Perot 模型中双金属界面散射系数 $r_1, t_1, r_2, t_2, r_3, t_3$ 的定义; (b1)—(b4) 对于 r_1, t_1 的 Fabry-Perot 模型, 中间金属层模式系数 a', b' 的定义, 以及单界面散射系数定义; (c1)—(c4) 对于 r_2, t_2 的 Fabry-Perot 模型, 相应的金属层模式系数和单界面散射系数定义; (d1)—(d4) 对于 r_3, t_3 的 Fabry-Perot 模型, 相应的金属层模式系数和单界面散射系数定义

Fig. 3. Fabry-Perot model: (a1) Definitions of reflection coefficient r_{FP} , transmission coefficient t_{FP} to be solved in MDM structure, and mode coefficients a, b in dielectric layer; (a2)—(a4) definitions of bimetal interface scattering coefficients $r_1, t_1, r_2, t_2, r_3, t_3$ in Fabry-Perot model; (b1)—(b4) Fabry-Perot model of r_1 and t_1 , definitions of mode coefficients a', b' in intermediate metal layer, and single interface scattering coefficients; (c1)—(c4) Fabry-Perot model of r_2 and t_2 , the corresponding metal layer mode coefficients and single interface scattering coefficients are defined; (d1)—(d4) Fabry-Perot model of r_3 and t_3 , the corresponding metal layer mode coefficients and single interface scattering coefficients are defined.

基于上述 Fabry-Perot 模型, 改变介质层厚度能够调节谐振波长和光谱线宽, 下面具体分析. 首先分析谐振波长 λ_0 的调节机制. 发生 Fabry-Perot 共振时, 方程 (2) 的分母取极小值, 由此得到, $\arg(r_2) + \arg(r_3) + 2nd/\lambda_0 \times 2\pi = 2m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), 其中 m 为共振阶次. 从而可确定谐振波长:

$$\lambda_0 = \frac{4\pi nd}{2m\pi - \arg(r_2) - \arg(r_3)}. \quad (4)$$

考虑到银层折射率与近红外波长的缓变关系, 仅改变 d 时, 可近似认为 r_2, r_3 是常数, 根据 (4) 式可知 λ_0 与 d 呈线性关系. 图 4(a) 是不同介质层厚度的反射率谱曲线, d 增大时 λ_0 红移. 谐振波长与介质层厚度的关系曲线如图 4(b) 所示, 可见由反射率谱极小值点得到的谐振波长与方程 (4) 计算的结果一致.

下面考虑光谱线宽 FWHM 的调谐机制. 由于 MDM 多层结构是与外界有能量交换的开放光学谐振腔, 其本征模式 (即无源麦克斯韦方程组的解) 为准简正模式 (quasi-normal mode, QNM)^[27],

具有有限光子寿命和复数谐振频率 $\omega_m = \omega'_m + i\omega''_m$, 相应的复数谐振波长为 $\lambda_m = 2\pi c/\omega_m = \lambda'_m + i\lambda''_m$ (c 为真空中光速), λ'_m 接近 (4) 式中的 λ_0 . 根据 QNM 展开定理, 当平面波激励频率趋于复数谐振频率, 即 $\omega = \omega_m$ 时, 平面波激发的电磁场趋于无穷大, 于是, 根据方程 (2), 可得 ω_m 满足^[28] $1 - r_2 r_3 u^2 = 0$, 由此可得, $\omega_m/c = [i \ln|r_2 r_3| - \arg(r_2) - \arg(r_3) + 2m\pi]/2nd$. 进而, 得到 QNM 的品质因子^[27] $Q = \frac{\omega'_m}{-2\omega''_m} = \frac{2m\pi - \arg(r_2) - \arg(r_3)}{-2 \ln|r_2 r_3|} \approx \frac{2\pi nd}{-\lambda_0 \ln|r_2 r_3|}$, 其中利用了方程 (4). 故而, Fabry-Perot 共振谱线的线宽可近似表示为

$$\text{FWHM} = \frac{\lambda'_m}{Q} = -\frac{\lambda_0^2 \ln|r_2 r_3|}{2\pi nd}. \quad (5)$$

由 (5) 式可知, FWHM 反比于 d , 因此通过改变介质层厚度 d 可以调节响应光谱的线宽. 为了验证上述线宽调谐机制, 图 4(c) 给出了 m 取值不同时, RCWA 数值仿真和 Fabry-Perot 模型计算得到的反射率谱线. 为了便于比较, 各个谱线的谐振波长

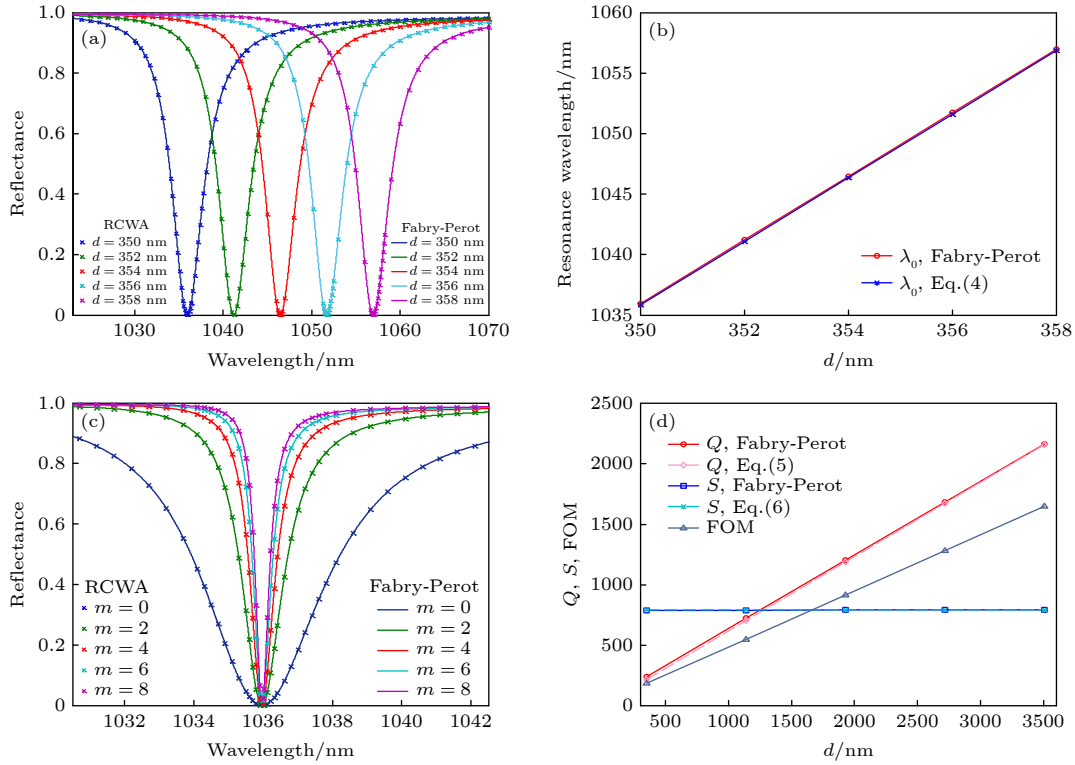


图 4 (a) 不同介质层厚度 d 对应的反射率谱曲线, 点表示 RCWA 数值仿真结果, 实线表示 Fabry-Perot 模型计算结果; (b) 谐振波长随介质层厚度 d 的变化, 红色和蓝色实线表示 Fabry-Perot 模型和方程 (4) 的计算结果; (c) 不同谐振阶次 m 对应同一谐振波长 1035.967 nm 时 (m 越大则 d 越大), RCWA 计算 (点)、Fabry-Perot 模型 (实线) 给出的反射率谱曲线; (d) Q , FOM, S 随 d 的变化, 红色、蓝色和灰色实线代表由 Fabry-Perot 模型计算的反射率谱得到的 Q , S , FOM, 粉色和青色虚线代表方程 (5) 和 (6) 计算的 Q , S

Fig. 4. (a) Reflectance as a function of wavelength for variable dielectric layer thicknesses d , dots represent RCWA numerical simulation results, solid lines represent Fabry-Perot analytical model calculation results; (b) resonance wavelength as a function of dielectric layer thickness d , red and blue solid lines represent the calculation results of Fabry-Perot model and Eq. (4); (c) reflectance spectrums given by RCWA calculation (dots) and Fabry-Perot model (solid lines), and different resonance orders m correspond to the same resonance wavelength 1035.967 nm (larger m is, larger d is); (d) Q , FOM, S as a function of d , red, blue and gray solid lines represent Q , S , FOM obtained from reflectance spectrum calculated by Fabry-Perot model, pink and cyan dotted lines represent Q , S calculated by Eqs. (5) and (6).

统一调至 1035.967 nm. 此时, 方程 (4) 中 $m = 0, 2, 4, 6, 8$ 对应的介质层厚度分别为 350, 1139.609, 1929.218, 2718.827, 3508.436 nm. 由图 4(c) 可知, Fabry-Perot 模型能精确复现 RCWA 数值仿真的结果, 所有谱线在共振波长处的反射率都接近 0, 且 m 越大 (则介质层厚度 d 越大), FWHM 越小, 与方程 (5) 一致. 图 4(d) 给出了反射率谱线的 Q 随 d 变化的曲线, RCWA 数值仿真中 (红色实线), Q 值定义为谐振波长和反射率光谱半高全宽的比值, Fabry-Perot 解析模型中 (粉色虚线), Q 值定义为谐振波长和 (5) 式计算得到的半高全宽的比值. 结果表明, 二者一致, 并且都正比于 d . 当 $d = 3508.436$ nm ($m = 8$) 时, 对应的 FWHM 和 Q 值分别是 0.479 nm 和 2162.8, 约是 $d = 350$ nm ($m = 0$) 时的 0.111 倍和 9 倍.

下面根据上述解析模型, 分析 MDM 结构传感器的 S 和 FOM 随介质层厚度的变化. 考虑到反射系数 r_2, r_3 与待测液体折射率 n 的缓变关系, 可近似认为二者是常数. 将 (4) 式对折射率求偏导得到灵敏度的表达式为

$$S = \frac{\partial \lambda_0}{\partial n} = \frac{4\pi d}{2m\pi - \arg(r_2) - \arg(r_3)} = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (6)$$

其中最后一个等号利用了方程 (4). 对于不同阶次 Fabry-Perot 共振, 其用于折射率传感时 S 的变化曲线如图 4(d) 中蓝色实线和青色虚线所示. 可见随着 Fabry-Perot 共振的阶次 m 增大 (同时介质层厚度 d 增大), 由模型计算的反射率谱得到的灵敏度与 (6) 式计算结果一致, S 均近似保持不变 (取值为 λ_0/n). 考虑到共振阶次增加时, FWHM 线性下降而 S 近似保持不变, 所以 FOM 呈线性增

加(如图 4(d) 中灰色实线所示). 其中, 8 阶 Fabry-Perot 共振的 FOM 值是 1648.1 RIU^{-1} , 是目前折射率传感器中的较大数值^[29–34].

3 奇异点处固定波长时的折射率传感

对于微小的折射率变化, 谐振波长的极小偏移量会受到光谱仪分辨率的限制, 导致传感检测失效, 此时可选择更易被观测的固定波长处反射率变化量作为观测量, 这里借助散射矩阵的奇异点理论对此类折射率传感进行分析. 可采用散射矩阵构造 MDM 平面分层结构的非厄米等效哈密顿量, 通过求解散射矩阵 $M = \begin{pmatrix} t & r_b \\ r_f & t \end{pmatrix}$ 的本征方程 $M\mathbf{x} = v\mathbf{x}$ (设散射矩阵的本征值为 v , 对应于本征值 v 的本征向量为 \mathbf{x}), 可得到本征值为 $v_{1,2} = t \pm \sqrt{r_b r_f}$, 本征向量为 $\mathbf{x}_{1,2} = (\sqrt{r_b}, \pm\sqrt{r_f})$. r_f, r_b, t 分别为前向、后向反射系数、透射系数, 如图 1(a) 所示. 值得注意的是, 由于互易定理^[35], 前向和后向透射系数相等, 因此都用 t 表示. 当 r_b, r_f 中的一个为 0 时 (即单向零反射), 散射矩阵成为类 Jordan 块

矩阵形式, 此时发生 EP 简并^[7,20,36,37]. 由于完美吸收为单向零反射的特例 (即 $r_f = t = 0$), 因此图 1 中 MDM 多层结构在谐振波长处形成了 EP. 为了显示该 MDM 结构的 EP 简并特性, 图 5 给出了该结构的 M 矩阵的元素及其本征值随波长的变化曲线. 图 5(a) 表明, 在谐振波长处 (即 EP 处), r_f 几乎为 0, $|r_b|$ 则接近 1. 图 5(b) 表明, t 接近 0. 图 5(c) 和图 5(d) 显示, 两个本征值的实部和虚部在谐振波长处同时相等, 在谐振波长附近又分别表现出交叉和排斥的现象^[8], 这是奇异点简并的典型特征.

基于上述分析, 下面将观测波长固定为奇异点波长 1035.967 nm , 以反射率作为观测量, 实现 EP 处折射率传感. 在 EP 波长处, 前向反射系数为 0, 且散射矩阵的本征值发生简并, 加入折射率微扰后, 系统远离 EP 简并点, 前向反射系数及本征值分裂量发生显著增大, 增大数值远高于 DP 简并的情形, 从而有利于提高传感灵敏度^[7,8]. 此时传感灵敏度定义为微弱折射率变化导致的前向反射系数增加量, 或者本征值分裂量. 为了直观显示上述传感机制, 这里以图 6(a) 中 $d = 3508.436 \text{ nm}$

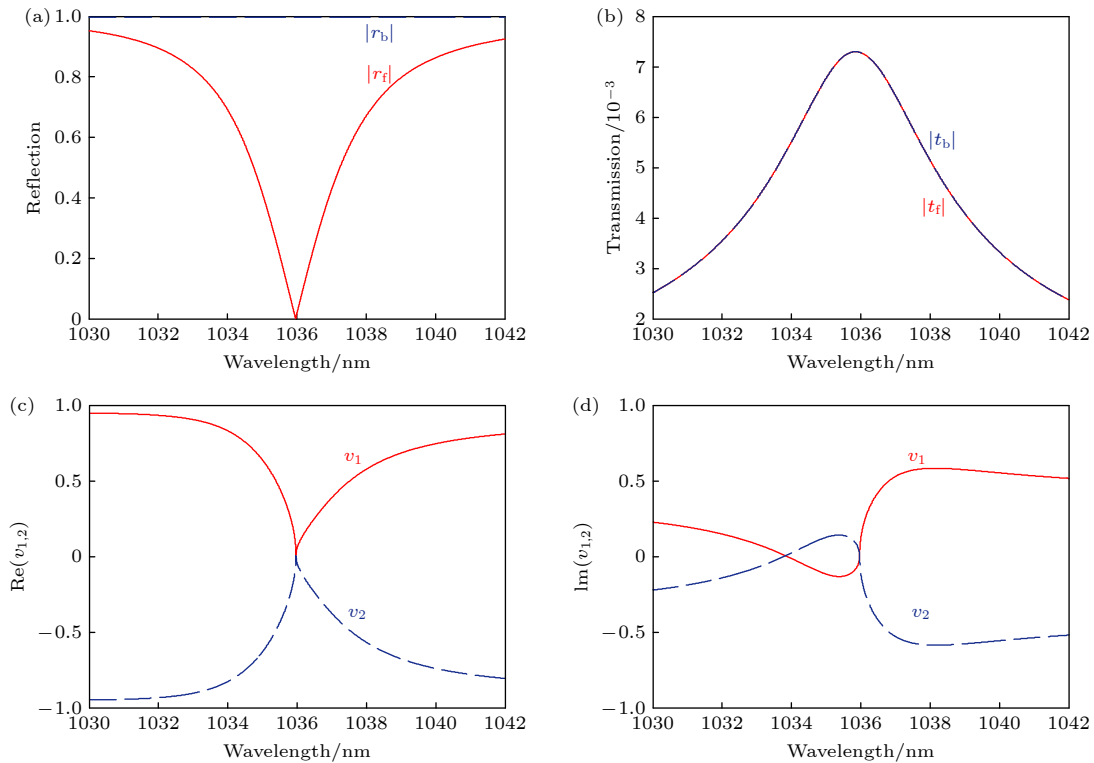


图 5 奇异点简并 (a) 前向 (红色实线) 和后向 (蓝色虚线) 反射系数光谱; (b) 前向 (红色实线) 和后向 (蓝色虚线) 透射系数光谱; (c), (d) 散射矩阵本征值 ν_1 (红色实线)、 ν_2 (蓝色虚线) 的实部和虚部随波长变化的曲线

Fig. 5. Exceptional point degeneracy: (a) Spectra of forward (red solid line) and backward (blue dashed line) reflection; (b) spectra of forward (red solid line) and backward (blue dashed line) transmission; (c), (d) real and imaginary parts of eigenvalue ν_1 (red solid line), ν_2 (blue dashed line) of the scattering matrix vary with wavelength.

($m = 8$) 的奇异点结构为例进行说明, 图 6(b) 给出了其在不同折射率微扰下的前向反射系数光谱曲线. 可见随着折射率的增大, 共振波长红移, 观测波长处的前向反射系数逐渐增大. 当折射率从 1.312 增加至 1.3121 时, 谐振波长偏移量为 0.079 nm, 前向反射系数增加量 $\Delta|r_f| = 0.319$, 本征值分裂量 $|\Delta v| = 1.1279$.

为了验证 EP 简并系统具有更高的传感灵敏度, 可以设计 DP 简并系统和对称银层系统进行对比. DP 简并系统 (图 6(c)) 由厚度为 3553.241 nm 的待测液体层组成, 观测波长处其前向反射系数和后向反射系数均为 0. 对称银层系统 (图 6(d)) 由厚度为 41.54 nm 的对称银层和厚度为 3507.505 nm 的待测液体层组成, 观测波长处其前向反射系数和后向反射系数相等但不等于 0, 既不处于 DP 简并状态又不处于 EP 简并状态. 图 6(e) 中紫色三角、紫色方形以及紫色圆圈实线分别是观测波长处的 DP 简并系统、对称银层系统以及介质层厚度相差

不多的 EP 简并系统的前向反射系数随折射率微扰的变化曲线. 当折射率从 1.312 增加至 1.3121 时, DP 简并系统、对称银层系统、以及 EP 简并系统的前向反射系数增加量分别为 2.893×10^{-4} , 0.0517, 0.319. 比较可知, 针对弱微扰传感时 EP 简并系统具有更高的灵敏度.

考虑到 Fabry-Perot 共振的可调谐性, Fabry-Perot 共振的阶次 m 增加时 (同时介质层厚度 d 增大, 以维持谐振波长 λ_0 不变), 由于灵敏度 S 近似保持不变 (基于方程 (6)), 因此相同的折射率微扰导致的谐振波长偏移量相同, 而反射率谱曲线的线宽减小 (基于方程 (5)), 这导致在固定的观测波长处, 高阶 Fabry-Perot 共振结构的反射系数增加量较大. 故而, 可以采用上述 EP 结构, 通过增大共振阶次 m 以获得更高的灵敏度. 基于不同共振阶次 m 的 EP 结构前向反射系数随折射率变化的曲线如图 6(e) 所示, 随着中间层厚度 d 的增大, Fabry-Perot 共振的阶次 m 逐渐增大, 相同折射率变化导

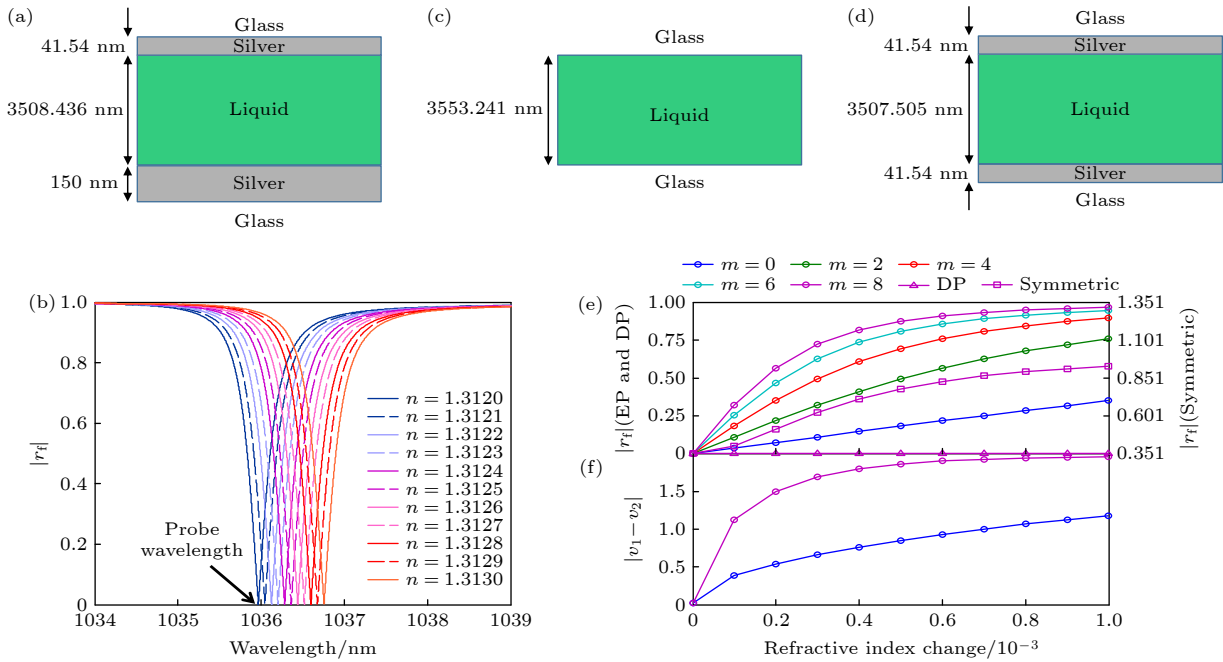


图 6 (a) 基于 8 阶 Fabry-Perot 共振的 EP 简并系统; (b) EP 简并系统的前向反射系数光谱随折射率 n 的变化, 竖直黑色实线表示观测波长; (c) DP 简并系统; (d) 对称银层系统; (e) 前向反射系数随折射率微扰的变化曲线, 圆圈实线对应基于 Fabry-Perot 共振 (取不同阶次 m) 的 EP 简并系统, 三角和方形实线分别对应 DP 简并系统和对称银层系统; (f) $m = 0$ 和 $m = 8$ 时本征值分裂量随折射率微扰的变化曲线

Fig. 6. (a) EP degenerate system based on 8 th order Fabry-Perot resonance; (b) forward reflection coefficient spectra of the EP degenerate system versus refractive index n , where the vertical black solid line represents the observation wavelength; (c) DP degenerate system; (d) symmetrical silver layer system; (e) forward reflection coefficient as a function of refractive index perturbation, where circle solid lines correspond to the EP systems based on Fabry-Perot resonance (taking different orders m), and triangular and square solid lines correspond to the DP degenerate system and the symmetrical silver layer system, respectively; (f) eigenvalue splitting amount as a function of the refractive index perturbation for $m = 0$ and $m = 8$.

致的前向反射系数增加量越大. 图 6(f) 给出了 $m = 0$ 和 $m = 8$ 时观测波长处本征值分裂量 $|\Delta v| = |v_1 - v_2|$ 随折射率微扰的变化曲线. 折射率增加 10^{-4} RIU 时, $m = 8$ 对应的前向反射系数增加量 ($\Delta|r_f| = 0.319$) 和本征值分裂量 ($|\Delta v| = 1.1279$) 分别是 $m = 0$ 对应的前向反射系数增加量 ($\Delta|r_f| = 0.0366$) 和本征值分裂量 ($|\Delta v| = 0.3826$) 的 8.72 倍和 2.95 倍. 由此证实了通过提高 Fabry-Perot 共振阶次 m , 能够提高 EP 处折射率传感的灵敏度.

4 结 论

本文设计并数值仿真了 MDM 多层奇异点结构形成的窄带完美吸收器, 该结构可用于超灵敏传感器的可调谐式传感. 通过构建 Fabry-Perot 解析模型准确复现了其响应光谱, 给出了共振波长、 Q 因子、FWHM 和 S 的解析表达式, 揭示了共振波长与介质层厚度成正比, FWHM 与介质层厚度成反比的谱线调谐机制. 当该结构的 8 阶 Fabry-Perot 共振用作折射率传感时, Q 因子和 FOM 值分别达到 2162.8 和 1648.1 RIU $^{-1}$.

基于 MDM 多层结构在谐振波长处于奇异点简并状态, 当折射率变化较小时, 可通过固定波长测量反射率的方式进行传感测量. 通过测量奇异点波长处反射系数的增加量或者散射矩阵本征值的分裂量, 再叠加不同阶次 Fabry-Perot 共振的调谐机制, 可实现高灵敏度可调谐式折射率传感. 当该结构的 8 阶 Fabry-Perot 共振用作折射率传感时, 被测液体的折射率发生 10^{-4} RIU 的微弱变化导致的前向反射系数增加量是 0.319, 本征值分裂量是 1.1279. 若继续增大谐振阶次 m , 该 MDM 结构的前向反射系数增加量和本征值分裂量将取更大的数值.

参考文献

[1] Kocer H, Butun S, Palacios E, Liu Z, Tongay S, Fu D, Wang K, Wu J, Aydin K 2015 *Sci. Rep.* **5** 13384
 [2] Kocer H, Butun S, Li Z, Aydin K 2015 *Sci. Rep.* **5** 8157
 [3] Gomes de Souza I L, Rodriguez-Esquerre V F 2019 *Sci. Rep.* **9** 7045

[4] Meng Y L, Tan J, Xu K, Chen J, Jin G J, Sun Y, Wang L L, Zuo Z, Qin H Y, Zhao Y, Guo J 2019 *Appl. Opt.* **58** 6700
 [5] Williams C, Rughoobur G, Flewitt A J, Wilkinson T D 2016 *Appl. Opt.* **55** 9237
 [6] Gomes de Souza I L, Rodriguez-Esquerre V F, Rêgo D F 2018 *Appl. Opt.* **57** 6755
 [7] Zhao H, Chen Z, Zhao R, Feng L 2018 *Nat. Commun.* **9** 1764
 [8] Yim J, Zhao H, Midya B, Feng L 2019 *Opt. Lett.* **44** 1626
 [9] Qin L, Wu S, Zhang C, Li X 2019 *IEEE Sens. J.* **19** 2924
 [10] Katyal J, Soni R K 2014 *Plasmonics* **9** 1171
 [11] Wang W H, Zhang N 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 247302 (in Chinese) [王文慧, 张舜 2018 物理学报 **67** 247302]
 [12] Lu X, Zhang T, Wan R, Xu Y, Zhao C, Guo S 2018 *Opt. Express* **26** 10179
 [13] Liao Y L, Zhao Y 2020 *Sci. Rep.* **10** 1480
 [14] Chen L, Cao Z, Shen Q, Deng X, Ou F, Feng Y 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 539
 [15] Chen L, Cao Z, Ou F, Li H, Shen Q, Qiao H 2007 *Opt. Lett.* **32** 1432
 [16] Liao Y L, Zhao Y 2015 *Plasmonics* **10** 1219
 [17] Li Q, Li Z, Xiang X, Wang T, Yang H, Wang X, Gong Y, Gao J 2019 *Coatings* **9** 393
 [18] Midya B, Zhao H, Feng L 2018 *Nat. Commun.* **9** 2674
 [19] Miri M A, Alù A 2019 *Science* **363** eaar7709
 [20] Zhang X Y, Kang M, Liu H G, Liu H T 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0300001 (in Chinese) [张翔宇, 康明, 刘会刚, 刘海涛 2020 中国激光 **47** 0300001]
 [21] Wiersig J 2020 *Photonics Res.* **8** 1457
 [22] Huang Y, Shen Y, Min C, Fan S, Veronis G 2017 *Nanophotonics* **6** 977
 [23] Bai R, Zhang C, Gu X, Jin X R, Zhang Y Q, Lee Y 2017 *Sci. Rep.* **7** 10742
 [24] Pommet D A, Grann E B, Moharam M G, Gaylord T K 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1068
 [25] Wang N F, Kuo T W, Tsai Y Z, Lin S X, Hung P K, Lin C L, Houng M P 2012 *Opt. Express* **20** 7445
 [26] Do T T, Gubanov L A, Putilin E S, Khoa P V 2014 *J. Opt. Technol.* **81** 612
 [27] Lalanne P, Yan W, Vynck K, Sauvan C, Hugonin J P 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1700113
 [28] Wan J, Zhu J, Zhong Y, Liu H 2018 *J. Opt. Soc. Am. A* **35** 880
 [29] Meng Z, Cao H, Liu R, Wu X 2020 *Sensors* **20** 2301
 [30] Ren X, Ren K, Ming C 2018 *Sensors* **18** 1376
 [31] Qi Y P, Zhang T, Guo J, Zhang B H, Wang X X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 167301 (in Chinese) [祁云平, 张婷, 郭嘉, 张宝和, 王向贤 2020 物理学报 **69** 167301]
 [32] Lan G, Jin Z, Nong J, Luo P, Guo C, Sang Z, Dong L, Wei W 2020 *Appl. Sci.* **10** 2295
 [33] Liu H, Zheng L, Ma P, Zhong Y, Liu B, Chen X, Liu H 2019 *Opt. Express* **27** 13252
 [34] Chen J, Nie H, Tang C, Cui Y, Yan B, Zhang Z, Kong Y, Xu Z, Cai P 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 052015
 [35] Vassallo C 1991 *Optical Waveguide Concepts* (Netherlands: Elsevier) pp18–24
 [36] Demange G, Graefe E M 2011 *J. Phys. A: Math. Theor.* **45** 25303
 [37] Wiersig J 2016 *Phys. Rev. A* **93** 033809

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing*

Zhang Xiang-Yu¹⁾²⁾³⁾ Liu Hui-Gang^{1)2)3)†} Kang Ming⁴⁾

Liu Bo⁵⁾⁶⁾ Liu Hai-Tao^{5)6)‡}

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

2) (*Tianjin Key Laboratory of Optoelectronic Sensor and Sensing Network Technology, Tianjin 300350, China*)

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

4) (*College of Physics and Materials Science, Tianjin Normal University, Tianjin 300387, China*)

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

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

(Received 4 December 2020; revised manuscript received 2 February 2021)

Abstract

The metal-dielectric-metal multilayer structure sensor with a transparent top layer and an opaque bottom layer is proposed, which can provide a perfect narrow-band absorption resonance and is suitable for sensing refractive index change of the liquid to be measured in dielectric layer. The Fabry-Perot resonance analytical model that can accurately reproduce response spectrum and theoretically analyze the mechanism of the dielectric layer thickness to tune resonance wavelength and linewidth of response spectrum is constructed. Theoretical analysis shows that the resonance wavelength is directly proportional to the thickness of dielectric layer, and the full width at half maximum is inversely proportional to the thickness of dielectric layer. The analytical expressions for its resonance wavelength, quality factor, full width at half maximum and sensitivity are also given. When used for the refractive index sensing, the quality factor and figure of merit of the proposed multilayer structure based on the 8th order Fabry-Perot resonance are 2162.8 and 1648.1 RIU⁻¹, respectively. However, due to the influence of the minimum resolution of the spectrometer, the conventional method of measuring resonance wavelength shift to achieve refractive index sensing has a high measurement limit. For the sensing of weaker refractive index perturbation, with the help of superposition of exceptional point degenerate state and tuning mechanism of Fabry-Perot resonance, in this paper proposed is a method of tunably sensing the liquid refractive index by measuring the increase of reflection coefficient or splitting of eigenvalue at a specific wavelength. Here, we take for example the metal-dielectric-metal multilayer structure sensor based on the 8th order Fabry-Perot resonance. According to the calculation results of Fabry-Perot model, when the change in refractive index of liquid to be measured is 10⁻⁴ RIU, the increase of forward reflection coefficient and the splitting of two eigenvalues of the scattering matrix are 0.319 and 1.1279, respectively.

Keywords: metal-dielectric-metal resonator, Fabry-Perot resonance model, tunable sensing, exceptional point

PACS: 07.07.Df, 81.07.-b, 78.20.Bh, 78.20.-e

DOI: 10.7498/aps.70.20202058

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075104, 61775105, 11674244).

† Corresponding author. E-mail: liuhg@nankai.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: liuht@nankai.edu.cn