

文章编号: 1004-4353(2022)01-0048-07

表面等离子波导系统中基于远场耦合的 可控单向无反射

何志伟, 金星日

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 设计了一个由两个共振器与一个表面等离子波导边耦合的系统, 并通过施加外部电压研究了该系统的单向无反射现象. 研究表明: 当外部电压 $U=2.75\text{ V}$ (9.47 V) 时, 正向反射率接近 0 (0.58), 反向反射率接近 0.71 (0); 该系统可以在较宽的电压范围、共振器的间距范围、共振器 A 与表面等离子波导的间隙范围和共振器 B 的长度范围内实现单向无反射现象. 该研究结果可为研发光二极管、电光开关、滤波器、传感器等元件提供理论参考.

关键词: 单向无反射; 表面等离子激元; 表面等离子波导; 异常点

中图分类号: O431

文献标识码: A

Controllable unidirectional reflectionlessness in a surface plasmonic waveguide system based on far-field coupling

HE Zhiwei, JIN Xingri

(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: By using the system composed of two resonators side-coupled to a surface plasmonic waveguide, we studied the controllable unidirectional reflectionlessness by applying external voltage. The results show that the reflections for forward and backward directions are close to 0 (0.58) and 0.71 (0), respectively, when the external voltage is $U=2.75\text{ V}$ (9.47 V). Furthermore, the unidirectional reflectionlessness in our system can be realized in the wider range of the external voltage, the distance between two resonators, the gap between the plasmonic waveguide and resonator A, and the length of resonator B. The research results can provide theoretical supports for the development of photodiode, electro-optic switch, filter, sensor and other components.

Keywords: unidirectional reflectionlessness; surface plasmon; plasmonic waveguide; exceptional point

0 引言

1998 年, Bender 等^[1]研究表明满足宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的非厄米哈密顿也可以具有实数本征值. 近年来随着研究的深入, 学者们在非厄米光学系统中又发现了许多奇特的现象, 如非互易光传输^[2-3]、电磁诱导透明^[4-5]、相干完美吸收^[6-7]和单向无反射^[8-17]等. 2011 年, Lin 等^[8]在非厄米光学系统中首次发现了单向无反射现象, 即在由均匀电介质材料包裹的光学增益和损耗材料组成的 PT 对

收稿日期: 2021-11-07

基金项目: 国家自然科学基金(11864043, 12064045)

第一作者: 何志伟(1986—), 硕士研究生, 研究方向为微纳光学和光子学.

通信作者: 金星日(1978—), 男, 教授, 研究方向为微纳光学与光子学、量子信息学.

称结构中发现,当电磁波入射到该结构时,电磁波在异常点处出现了单向无反射现象. 2013 年, Feng 等^[10]利用由二氧化硅包裹的硅和锗/铬双层结构镶嵌的硅波导所组成的 PT 对称结构实现了单向无反射现象. 基于上述研究,近年来一些学者利用表面等离子波导系统研究了单向无反射现象. 例如: 2015 年, Huang 等^[11]在非 PT 对称表面等离子波导-腔耦合系统中基于数值模拟研究了单频带单向无反射现象; 2016 年, Huang 等^[12]利用具有非平衡增益损耗的表面等离子波导-腔耦合系统实现了宽带单向无反射; 2017 年, Zhang 等基于近场耦合^[13]和远场耦合^[14],利用两个柱形共振器边耦合于金属-绝缘体-金属(MIM)表面等离子波导系统实现了单频带单向无反射现象. 随后, Zhang 等^[15]又利用电磁诱导类透明效应的 3 个共振器耦合 MIM 表面等离子波导系统实现了双频带单向无反射; 2019 年, Zhao 等^[16]利用两个纳米孔共振器端耦合 MIM 表面等离子波导系统实现了双频带单向无反射; 2020 年, Yu 等^[17]将两个矩形电光材料共振器近场耦合于表面等离子波导系统,并通过施加外部电压实现了可控单频带单向无反射. 基于上述研究,本文设计了一个由两个电光材料共振器边耦合于表面等离子波导的系统,并基于远场耦合研究了该系统的单向无反射现象.

1 模型与计算

本文基于法布里-珀罗共振原理设计了一个由两个电光材料共振器边耦合于表面等离子波导的系统,如图 1 所示. 图中:共振器 A 和 B 的长度分别为 $l=280\text{ nm}$ 和 $h=138\text{ nm}$,两个共振器的间距 d 为 218 nm ,共振器 A 与表面等离子波导的间隙 n 为 13 nm ,共振器 A、B 及表面等离子波导的宽度 w 均为 50 nm . 图中灰色区域为金属银,白色区域(矩形共振器和表面等离子波导部分)是由电光材料(4-(4-二甲氨基苯乙烯基)甲基吡啶对甲苯磺酸盐(DAST))填充的. 外部电压施加在结构上下的两个银板上,用以改变上下银板间的电势差,进而改变共振器 B 和表面等离子波导中的电光材料的折射率. 由于共振器 A 处于恒定电势下,因此其折射率保持不变. 电光材料折射率 n_{DAST} 随电压的变化关系^[18]为:

$$n_{\text{DAST}} = n_0 + \frac{U}{w} \times \frac{dn}{dE}, \quad (1)$$

其中 n_0 是未施加电压时的电光材料折射率, U 为外部电压, $\frac{dn}{dE}$ ($\frac{dn}{dE}=3.41\text{ nm/V}$) 为电光系数. 在数值模拟过程中,结构的厚度设为 30 nm ,银的介电常数 $\epsilon(\omega)=1-\omega_p^2/[\omega(\omega+i\omega_c)]$ 由 Drude 模型给出^[19],其中等离子频率 $\omega_p=1.366 \times 10^{16}\text{ rad/s}$,碰撞频率 $\omega_c=3.07 \times 10^{13}\text{ rad/s}$. 本文利用有限差分域软件包(CST Microwave Studio)对结构进行数值模拟,以此分析结构的散射特性. 在数值模拟时结构的边界条件设定为:在 y -方向上设置电边界条件,即 $E_t=0$;在 x -和 z -方向上设置磁边界条件,即 $H_t=0$.

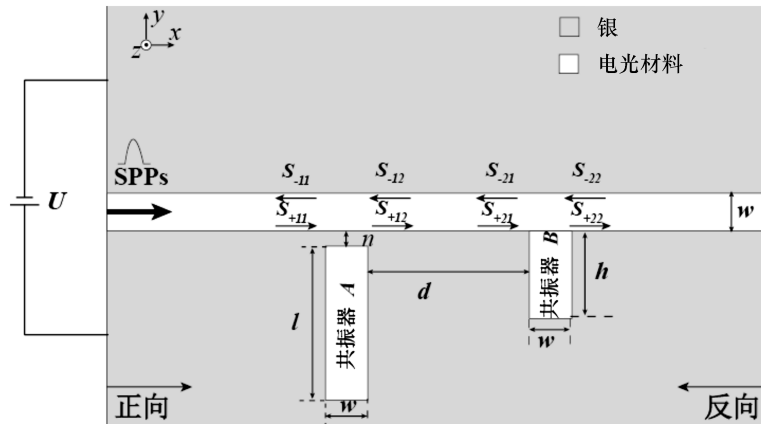


图 1 共振器与表面等离子波导耦合系统的结构

下面利用传输矩阵来进一步分析系统的散射特性. 基于非厄米系统(图 1) 的传输矩阵 \mathbf{M} 为:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_s^1 \times \mathbf{M}_p \times \mathbf{M}_s^2 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_s^{1(2)} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{i\gamma_{1(2)}}{\omega - \omega_{1(2)} + i\Gamma_{1(2)}/2} & \frac{i\gamma_{1(2)}}{\omega - \omega_{1(2)} + i\Gamma_{1(2)}/2} \\ -\frac{i\gamma_{1(2)}}{\omega - \omega_{1(2)} + i\Gamma_{1(2)}/2} & 1 + \frac{i\gamma_{1(2)}}{\omega - \omega_{1(2)} + i\Gamma_{1(2)}/2} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathbf{M}_p = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{M}_s^{1(2)}$ 为共振器 A(B) 的传输矩阵, \mathbf{M}_p 为表面等离子波从共振器 A 传输到共振器 B 的传输矩阵, $\gamma_{1(2)}$ 为共振器 A(B) 与入射电磁波的共振宽度, $\Gamma_{1(2)}$ 和 $\omega_{1(2)}$ 分别为共振器 A(B) 的损耗率和共振频率, ϕ 为表面等离子波从共振器 A 传输到共振器 B 所累积的相移, ω 为表面等离子波的传输频率. 根据矩阵 \mathbf{M} 计算可得系统正向和反向的反射系数和透射系数, 分别为:

$$r_f = -\frac{M_{21}}{M_{22}}, \quad r_b = \frac{M_{12}}{M_{22}}, \quad t = t_f = t_b = \frac{1}{M_{22}}, \quad (5)$$

其中 $r_f(r_b)$ 和 $t_f(t_b)$ 分别为表面等离子波正向(反向) 的反射系数和透射系数.

2 结果与讨论

利用 CST 数值模拟和传输矩阵分析所得的结果绘制不同电压下反射率随频率的变化关系图, 如图 2 所示. 图 2 中, 实线和点线分别表示数值模拟获得的正向和反向反射光谱, 三角线和圆线分别表示分析计算获得的正向和反向反射光谱. 由图 2 可见, 除高反射区域存在差异外(由不可避免的误差导致), 数值模拟和传输矩阵分析所得结果基本保持一致性. 在图 2(a) 中, 分析计算所采用的参数分别为 $\omega_{a1} = 151.9$ THz, $\omega_{a2} = 158.9$ THz, $\Gamma_{a1} = 2.39$ THz, $\Gamma_{a2} = 2.12$ THz, $\gamma_{a1} = 8.5$ THz, $\gamma_{a2} = 11.9$ THz, $\phi_a = 0.909\pi$. 在图 2(b) 中, 分析计算所采用的参数分别为 $\omega_{b1} = 151.9$ THz, $\omega_{b2} = 147.9$ THz, $\Gamma_{b1} = 2.11$ THz, $\Gamma_{b2} = 2.86$ THz, $\gamma_{b1} = 13.12$ THz, $\gamma_{b2} = 11.69$ THz, $\phi_b = 0.845\pi$. 由图 2(a) 可以看出, 当电压为 2.75 V 时, 157.36 THz 处的正向反射率接近 0, 反向反射率接近 0.71, 且此时出现了单向无反射现象. 由图 2(b) 可以看出, 当电压为 9.47 V 时, 156.48 THz 处的反向反射率接近于 0, 正向反射率接近 0.58, 且此时出现了单向无反射. 由此可知, 通过调节外部电压可以控制单向无反射现象的出现.

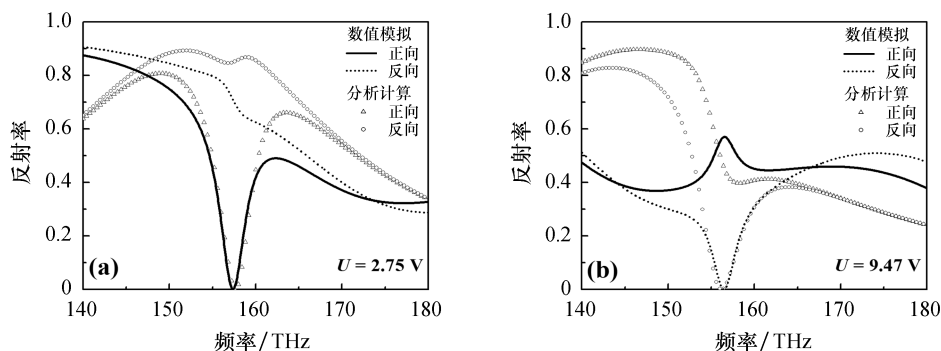


图 2 不同电压下反射率随频率的变化关系

为了进一步分析单向无反射出现的机制, 利用数值模拟的方法绘制系统在频率为 157.36 THz 和 156.48 THz 处的 z -分量磁场分布, 如图 3 所示. 由图 3 可以看出, 在电磁波为正向和反向入射时, 两个共振器的 z -分量磁场分布都出现了强激发和弱激发效应. 基于法布里-珀罗共振原理可知: 在频率

157.36 THz 处正向入射时(外部电压 $U = 2.75$ V) 两个共振器诱导的磁场方向是相同的,这表明两个共振器间的相位差接近 2π ; 而当反向入射时两个共振器的诱导磁场方向是相反的,这表明两个共振器的相位差接近 π . 由此可知图 3(a) 和图 3(b) 分别对应于低反射和高反射,该结果与图 2(a) 所示的结果一致. 在频率 156.48 THz 处正向和反向入射时(外部电压 $U = 9.47$ V),两个共振器的诱导磁场方向分别是相反和相同的,这表明两个共振器间的相位差分别接近 π 和 2π , 因此导致了高反射(图 3(c)) 和低反射(图 3(d)) 的出现,该结果与图 2(b) 所示的结果一致. 综上可知,当调整电压至 2.75 V 和 9.47 V 时,在频率 157.36 THz 和 156.48 THz 处可实现可控的单向无反射.

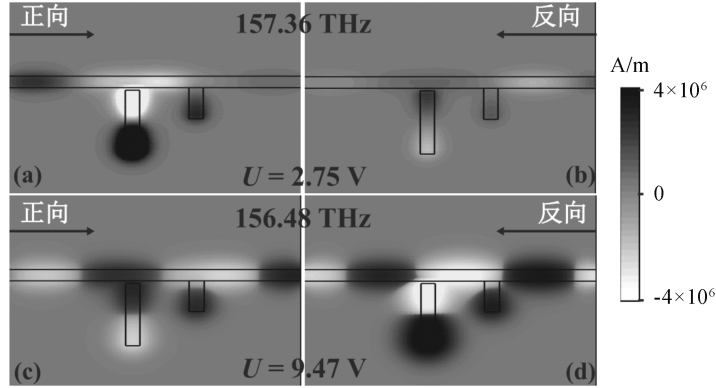


图 3 不同电压下的 z -分量磁场分布

下面利用系统的散射矩阵 \mathbf{S} ($\mathbf{S} = \begin{pmatrix} t & r_b \\ r_f & t \end{pmatrix}$) 进一步证明系统可以发生单向无反射现象. 散射矩阵本征值的计算公式为 $s_{\pm} = t \pm \sqrt{r_f r_b}$. 由该公式可知,当 $\sqrt{r_f r_b}$ 为零时,两个本征值可简并,即 $s_+ = s_- = t$, 由此可知此时在异常点处可出现单向无反射.

利用公式(5) 和本征值公式画出的不同电压时本征值的实部和虚部随频率变化的关系如图 4 所示. 由图 4 可知,当外部电压分别为 2.75 V 和 9.47 V 时,本征值的实部在频率 157.36 THz 和 156.48 THz 处合并,且虚部交叉于一点,本征值 s_+ 和 s_- 相同,这表明此时有异常点出现. 此时,透射系数 t 为复数, $\sqrt{r_f r_b}$ 为零. 上述表明,外部电压为 2.75 V 和 9.47 V 时可实现可控的单向无反射.

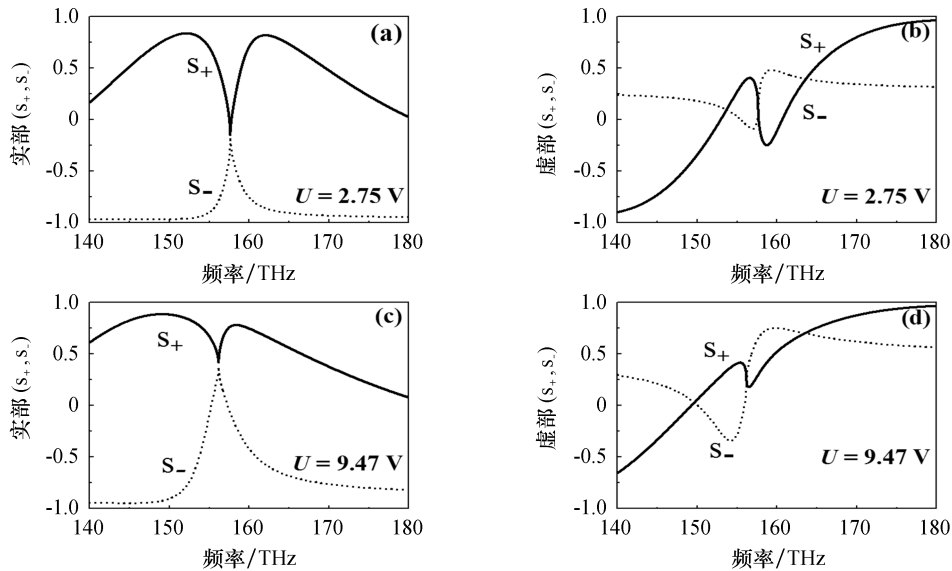


图 4 不同电压下的本征值的实部和虚部曲线

图 5 为正向和反向的反射光谱随外部电压的变化关系. 由图 5(a)可知, 正向低反射峰(黑色区域)出现在 $0 \sim 5 \text{ V}$ 的电压范围内, 且在电压由 0 V 增加到 5 V 时未发生明显变化. 由图 5(b)可知, 当电压从 $\sim 5 \text{ V}$ 增大到 $\sim 16 \text{ V}$ 时, 反向低反射峰发生轻微红移. 这是由于共振器 B 的折射率会随电压的增加而发生改变, 进而导致共振频率发生红移. 此外, 正向的低反射区域(黑色)对应于反向的高反射区域(白色), 反之亦然. 以上结果表明, 可以在较宽的电压范围内实现单向无反射.

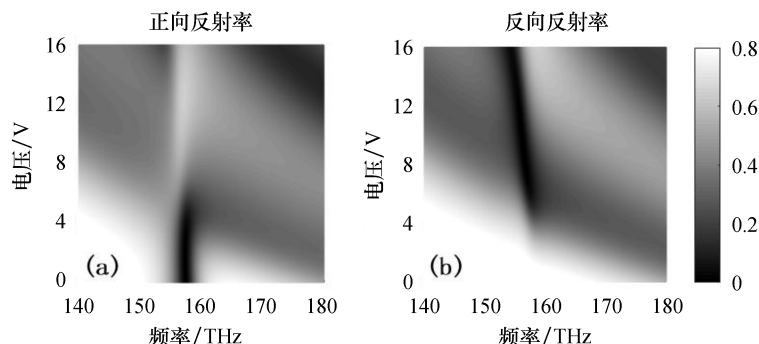


图 5 反射光谱随外部电压和频率的变化关系

图 6 为当外部电压 U 为 2.75 V 和 9.47 V 时, 正向和反向反射随两个共振器间距 d 的变化关系. 由图 6(a)可知, 当距离从 $\sim 100 \text{ nm}$ 增大到 $\sim 250 \text{ nm}$ 时正向低反射峰(黑色区域)没有发生明显变化, 这表明反射光谱对两个共振器间距的变化并不敏感. 由图 6(d)可知, 随着间距 d 的增加, 反向低反射峰(黑色区域)出现轻微的红移现象. 对比图 6(a)和图 6(b)以及图 6(c)和图 6(d)可以发现, 在频率 $\sim 157 \text{ THz}$ 附近, 图 6(a)和图 6(d)中的黑色低反射区域分别对应于图 6(b)和图 6(c)中的白色高反射区域. 上述结果表明, 单向无反射可以出现在较宽的间距范围内.

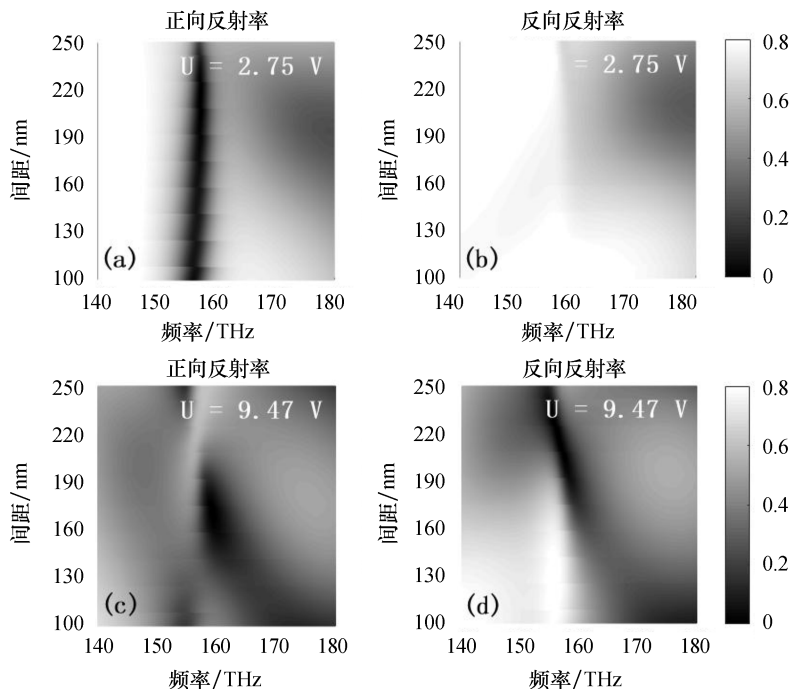


图 6 不同电压下反射光谱随共振器间距 d 的变化

图 7 为反射光谱随共振器 A 与表面等离子波导的间隙 n 的变化关系. 由图 7 可以看出: 图 7(a)和图 7(d)中的低反射峰(黑色区域)出现在 $\sim 5 \text{ nm}$ 到 $\sim 25 \text{ nm}$ 的范围内, 且随着间隙的增大发生明显的蓝移; 图 7(a)和图 7(d)中的黑色低反射区域分别对应于图 7(b)和图 7(c)中的白色高反射区域, 反之亦然.

然.由此表明,单向无反射可以出现在较宽的间隙范围内.

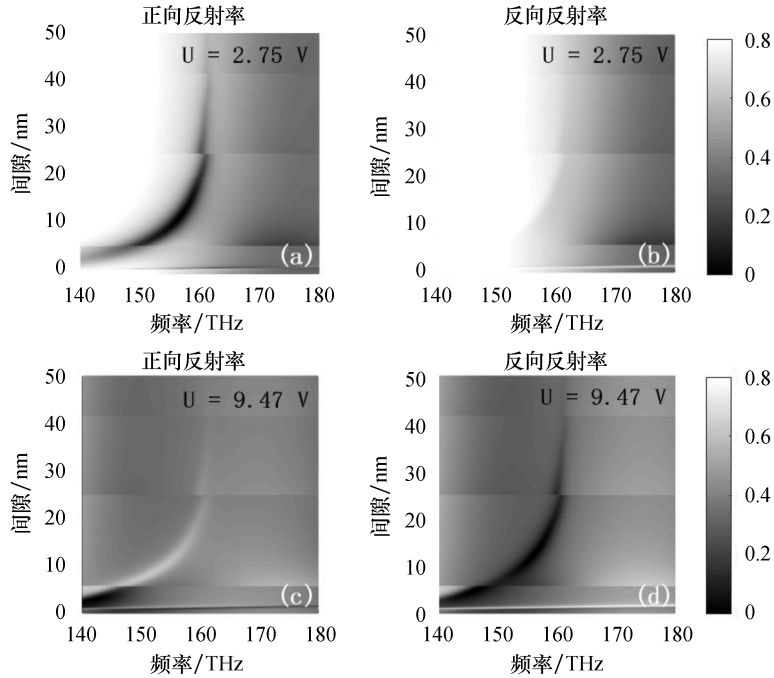


图 7 不同电压下反射光谱随间隙 n 的变化

图 8 为反射光谱随共振器 B 的长度 h 的变化关系. 由图 8(a)可以看出,正向低反射峰(黑色区域)并未随着长度 h 的增加而发生明显变化;由图 8(b)可以看出,当长度 h 超过 ~ 115 nm 时,反向高反射峰(白色区域)出现轻微的红移现象,这是由于增大长度而导致共振频率减小引起的. 图 8(a)(电压为 2.75 V)中的低反射峰出现在较宽的 length 范围内(~ 80 nm 到 ~ 150 nm),图 8(d)(电压为 9.47 V)中的低反射峰出现在较窄的 length 范围内(~ 115 nm 到 ~ 150 nm). 图 8(a)和图 8(d)中的黑色低反射区域对应于图 8(b)和图 8(c)中的白色高反射区域,反之亦然. 以上结果表明,共振器 B 在较宽的 length 范围内可以实现单向无反射.

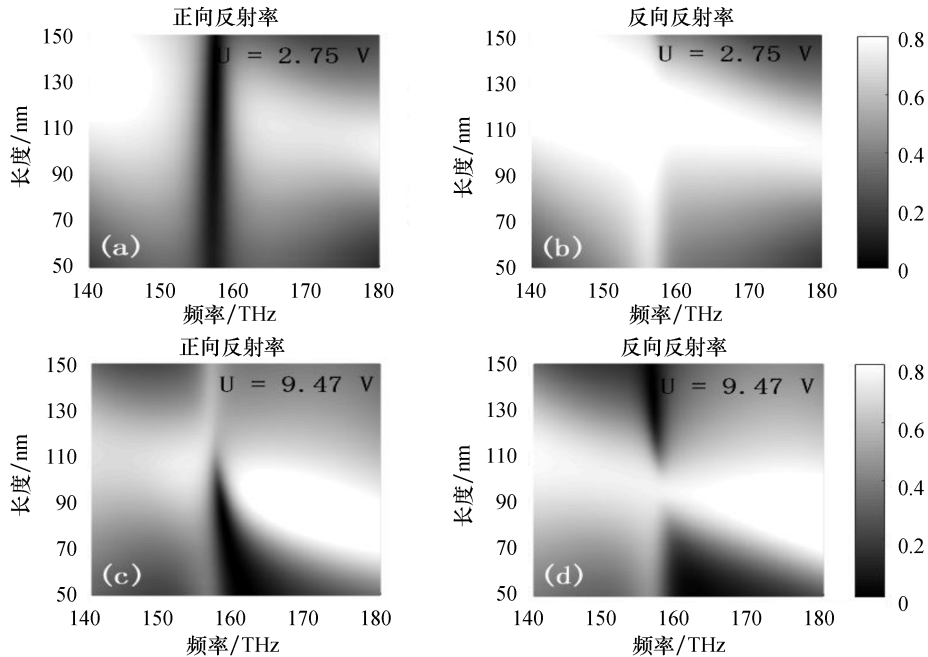


图 8 不同电压下反射光谱随长度 h 的变化关系

3 结论

通过对本文设计的一个由两个共振器边耦合于表面等离子波导组成的系统进行研究表明,当外部电压 $U=2.75\text{ V}(9.47\text{ V})$ 时,正向反射率接近 0(0.58),反向反射率接近 0.71(0),由此可知通过调节外部电压可以实现可控的单向无反射.此外研究还显示,单向无反射现象可以在较宽的电压范围、共振器间距范围、共振器 A 与表面等离子波导的间隙范围及共振器 B 的长度范围内实现.本文研究结果可为研发光二极管、电光开关、滤波器、传感器等元件提供理论参考.

参考文献:

- [1] BENDER C M, BOETTCHER S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry[J]. Physical Review A, 1998, 80(24): 5243-5246.
- [2] FENG L, AYACHE M, HUANG J, et al. Nonreciprocal light propagation in a silicon photonic circuit[J]. Science, 2011, 333(6043): 729-733.
- [3] KITTLAUS E A, OTTERSTEOM N T, KHAREL P, et al. Non-reciprocal interband Brillouin modulation[J]. Nature Photonics, 2018, 12(17): 613-619.
- [4] KEKATPURE R D, BARNARD E S, CAI W, et al. Phase-coupled plasmon-induced transparency[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(24): 243902(4).
- [5] ZHANG S, GENOV D A, WANG Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(4): 047401(4).
- [6] CHONG Y D, GE L, CAO H, et al. Coherent perfect absorbers: time-reversed lasers[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(5): 053901(4).
- [7] RASOUL A, YASWANT V, ROBERT W B. Dynamic coherent perfect absorption in nonlinear metasurfaces[J]. Optics Letters, 2020, 45(23): 6414-6417.
- [8] LIN Z, RAMEZANI H, EICHELKRAUT T, et al. Unidirectional invisibility inducing by PT-symmetric periodic structures[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(21): 213901(4).
- [9] YANG G, DING J, WANG Y. Dual-frequency unidirectional reflectionless propagation in a non-Hermitian graphene plasmonic waveguide-cavity coupling system[J]. Applied Optics, 2021, 60(19): 5610-5614.
- [10] FENG L, XU Y L, FEGADOLLI W S, et al. Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies[J]. Nature Materials, 2013, 12(2): 108-113.
- [11] HUANG Y, VERONIS G, MIN C. Unidirectional reflectionless propagation in plasmonic waveguide-cavity systems at exceptional points[J]. Optics Express, 2015, 23(23): 29882-29895.
- [12] HUANG Y, MIN C, VERONIS G. Broadband near total light absorption in non-PT symmetric waveguide-cavity systems[J]. Optics Express, 2016, 24(19): 22219-22231.
- [13] ZHANG C, BAI R, GU X, et al. Unidirectional reflectionless phenomenon in ultracompact non-Hermitian plasmonic waveguide system based on phase coupling[J]. Journal of Optics, 2017, 19(12): 125005(7).
- [14] ZHANG C, BAI R, GU X, et al. Unidirectional reflectionless propagation in plasmonic waveguide system based on phase coupling between two stub resonators[J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(6): 4801409(10).
- [15] ZHANG C, BAI R, GU X, et al. Dual-band unidirectional reflectionless phenomena in an ultracompact non-Hermitian plasmonic waveguide system based on near-field coupling[J]. Optics Express, 2017, 25(20): 24281-24289.
- [16] ZHAO F, DAI T, ZHANG C, et al. Dual-band unidirectional reflectionlessness at exceptional points in a plasmonic waveguide system based on near-field coupling between two resonators[J]. Nanotechnology, 2019, 30(4): 045205(11).
- [17] YU L, YANG H, LIU Y M, et al. Theoretical investigation of a controlled unidirectional reflectionlessness by applying external voltage in an electro-optical plasmonic waveguide system[J]. Optics Express, 2020, 28(16): 24069-24078.
- [18] LI J, ZHOU W, TAN Q, et al. Ultra-compact electro-optical switches based on long-range air-hole assisted subwavelength waveguides[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(8): 1699-1704.
- [19] JIN X R, ZHANG Y Q, ZHANG S, et al. Polarization-independent electromagnetically induced transparency-like effects in stacked metamaterials based on Fabry-Pérot resonance[J]. Journal of Optics, 2013, 15(12): 125104(6).