

文章编号: 1004-4353(2021)03-0222-06

量子点与金属纳米线耦合系统中 表面等离子激元的散射特性

李刚, 张英俏*

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 利用由 1 根金属纳米线与 2 个相互耦合的量子点构成的系统研究了金属纳米线中单个表面等离子激元的传输特性. 研究表明, 通过适当地调节 2 个量子点的损耗率、量子点与金属纳米线之间的耦合强度、2 个量子点之间的相位和耦合强度能在异常点处获得单向无反射. 该方案可为类二极管等非互易器件的研发提供理论参考.

关键词: 单向无反射; 表面等离子激元; 量子点; 异常点

中图分类号: O431

文献标识码: A

Scattering properties of a surface plasmon in the coupled system of a metal nanowire and quantum dots

LI Gang, ZHANG Yingqiao*

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

Abstract: Transport properties of a single surface plasmon in a metal nanowire are studied based on a system consisting of a metal nanowire with two mutually coupled quantum dots. It is shown that unidirectional reflectionlessness can be obtained at exceptional point by properly adjusting the loss rates of two quantum dots, coupling strength between two quantum dots and metal nanowire, phase and coupling strength between two quantum dots. The scheme will provide some theoretical references for research on the non-reciprocal devices such as diode-like.

Keywords: unidirectional reflectionlessness; surface plasmon; quantum dots; exceptional point

0 引言

表面等离子激元(surface plasmon, SP)^[1]是由金属表面区域的一种自由电子和光子相互作用形成的电磁振荡,它能够突破衍射极限和增强局域场^[2],因此可用以实现纳米尺度的光信息传输. 近年来,一些学者对表面等离子激元的传输特性进行了诸多研究,并取得了许多成果. 例如: 2007 年, Chang 等^[3]设计了一种由纳米线与 1 个二能级发射器组成的系统,并研究了纳米线上的单个 SP 耦合发射器的传输特性. 2011 年, Chen 等^[4]设计了一种金属纳米线与 2 个量子点(quantum dots, QD)耦合的系统,并研究发现耗散损失和超辐射效应都会对系统的散射特性产生一定的影响. 2013 年, Jin 等^[5]研究了折射率接近于零的 SiO₂/Ag 表面等离子体波导中 2 个 QD 之间的量子纠缠和散射特性,发现当 2 个 QD 与

收稿日期: 2021-05-13

基金项目: 国家自然科学基金(12064045, 11864043)

* 通信作者: 张英俏(1978—),女,博士,副教授,研究方向为量子信息学.

等离子体波导相互作用时可以产生较高的共生纠缠度. 2018年, Wu等^[6]利用等离子体波导分别耦合了2个和3个无相互作用的QD, 并通过研究SP在2个方向上的传输特性获得了单带和双带的单向无反射. 2020年, Yang等^[7]研究了等离子体波导与2个 Δ -型三能级QD耦合时的SP传输特性, 并发现通过控制经典驱动场可得到效果极好的双带单向无反射. 目前为止, 关于量子点间耦合对系统散射特性影响的报道较少, 为此本文构建了一个由2个相互耦合的非全同QD与金属纳米线相互作用的模型, 并研究了QD间的相位和耦合强度等因素对SP散射特性的影响.

1 模型与计算

系统模型由2个相互作用的非全同胶状QD与1根金属纳米线边耦合构成, 如图1所示. 图中2个QD分别标记为QD-1和QD-2(分别放置在 $x=0$ 和 $x=d$ 处), 其相应的能量用 $\hbar\omega_1$ 和 $\hbar\omega_2$ 表示.

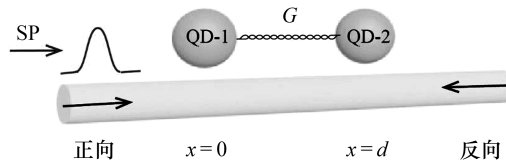


图1 2个QD与金属纳米线耦合组成的非厄米系统

上述系统的哈密顿为:

$$H = \hbar \int dx \left\{ -i v_g c_R^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_R(x) + i v_g c_L^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_L(x) + \right. \\ \left. \hbar g \sum_{j=1,2} \delta[x - (j-1)d] [c_R^\dagger(x) \sigma_-^{(j)} + c_R(x) \sigma_+^{(j)} + c_L^\dagger(x) \sigma_-^{(j)} + c_L(x) \sigma_+^{(j)}] \right\} + \\ \sum_{j=1,2} \hbar (\omega_j - i \frac{\Gamma}{2}) \times \sigma_{ej, ej} + G \hbar (\sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(2)} + \sigma_-^{(1)} \sigma_+^{(2)}), \quad (1)$$

其中 $\sigma_{ej, ej}$ ($\sigma_{ej, ej} = |e_j\rangle\langle e_j|$) 和 $\sigma_+^{(j)}$ ($\sigma_+^{(j)} = |e_j\rangle\langle g_j|$)、 $\sigma_-^{(j)}$ ($\sigma_-^{(j)} = |g_j\rangle\langle e_j|$) 分别为第 j 个QD的对角元算符和非对角元算符, Γ 为量子点的损耗率, g 为QD与金属纳米线的耦合强度, G 为2个QD间的耦合强度. 设入射的SP能量为 E_k ($E_k = v_g k$, v_g 和 k 分别是SP的群速度和波矢量), 向右传播的方向为正向, 正向传播和反向传播的SP在 x 处的产生算符分别用 $c_R^\dagger(x)$ 和 $c_L^\dagger(x)$ 表示. 由于2个QD存在损耗, 因此该系统为非厄米系统.

为简化上述系统, 设2个QD在初始时都处于基态, 金属纳米线中没有SP, 则系统的本征态可写为:

$$|E_k\rangle = \int dx [\phi_{k,R}^\dagger(x) c_R^\dagger(x) + \phi_{k,L}^\dagger(x) c_L^\dagger(x)] |g_1, g_2\rangle |0\rangle_{\text{SP}} + \sum_{j=1,2} \xi_{kj} \sigma_+^j |g_1, g_2\rangle |0\rangle_{\text{SP}}, \quad (2)$$

其中 $\phi_{k,R}^\dagger(x)$ 和 $\phi_{k,L}^\dagger(x)$ 分别为正向和反向入射的SP在 x 处的波函数, $|g_1, g_2\rangle |0\rangle_{\text{SP}}$ 表示金属线中没有SP且2个QD都处于基态, ξ_{kj} 为第 j 个QD吸收1个SP并跃迁到激发态的概率振幅. 对于一个正向或反向传输的SP, 其散射振幅 $\phi_{k,R}^\dagger(x)$ 和 $\phi_{k,L}^\dagger(x)$ 可以表示为:

$$\begin{cases} \phi_{k,R}^\dagger(x) \equiv \exp(ikx) [\theta(-x) + a\theta(x)\theta(d-x) + t\theta(x-d)], \\ \phi_{k,L}^\dagger(x) \equiv \exp(-ikx) [r\theta(-x) + b\theta(x)\theta(d-x)]. \end{cases} \quad (3)$$

其中: $\theta(x)$ 是单位阶梯函数, 当 $x \geq 0$ 时其值等于1, 当 $x < 0$ 时其值等于0; t 和 r 分别为透射系数和反射系数; $\exp(ikx) [a\theta(x)\theta(d-x)]$ 和 $\exp(-ikx) [b\theta(x)\theta(d-x)]$ 分别为正向入射和反向入射的SP在2个QD之间的波函数. 求解本征方程 $H|E_k\rangle = E_k|E_k\rangle$ 可得如下的透射系数(t_f, t_b)和反射系数(r_f, r_b):

$$\begin{aligned}
t_b = t_f &= \frac{8i\eta G e^{-i\theta}(-1 + e^{2i\theta}) - 4G^2 - (\Gamma - 2i\Delta_1)(\Gamma - 2i\Delta_2)}{16\eta^2(-1 + e^{2i\theta}) - 4G^2 - (\Gamma - 2i\Delta_1)(\Gamma - 2i\Delta_2) + 8i\eta(2Ge^{i\theta} + i\Gamma + \Delta_1 + \Delta_2)}, \\
r_b &= -\frac{16\eta^2(-1 + e^{2i\theta}) - 4\eta[-4iGe^{i\theta} + \Gamma - 2i\Delta_1 + e^{2i\theta}(\Gamma - 2i\Delta_2)]}{16\eta^2(-1 + e^{2i\theta}) - 4G^2 - (\Gamma - 2i\Delta_1)(\Gamma - 2i\Delta_2) + 8i\eta(2Ge^{i\theta} + i\Gamma + \Delta_1 + \Delta_2)}, \\
r_f &= -\frac{16\eta^2(-1 + e^{2i\theta}) - 4\eta[-4iGe^{i\theta} + \Gamma + e^{2i\theta}(\Gamma - 2i\Delta_1) - 2i\Delta_2]}{16\eta^2(-1 + e^{2i\theta}) - 4G^2 - (\Gamma - 2i\Delta_1)(\Gamma - 2i\Delta_2) + 8i\eta(2Ge^{i\theta} + i\Gamma + \Delta_1 + \Delta_2)}, \quad (4)
\end{aligned}$$

其中 $\theta = kd$ 是 2 个 QD 之间的相位. 设 $\eta = g^2/v_g$, Δ_1 和 Δ_2 分别是 QD-1、QD-2 与表面等离子激元的失谐, 由此通过式(4) 可计算得到系统的透射率 T ($T = |t|^2$)、正向反射率 R_f ($R_f = |r_f|^2$) 和反向反射率 R_b ($R_b = |r_b|^2$).

2 分析与讨论

图 2 为正反 2 个方向的反射率随 SP 入射波长变化的光谱图. 图中的参数设置为: $\eta = 5.5 \times 10^{13}$ rad/s, $\Gamma = 0.1\eta$, QD-1 的共振波长为 1540 nm, QD-2 的共振波长为 1585 nm. 由图 2(a) 可以看出, 当 2 个 QD 之间的相位 $\theta = 1.04997\pi$ 时, 1585 nm 波长处的正向反射率为 0, 反向反射率为 0.96. 由图 2(b) 可以看出, 当 2 个 QD 之间的相位 $\theta = 0.95003\pi$ 时, 1540 nm 波长处的正向反射率为 0.96, 反向反射率为 0. 这表明, 当 2 个 QD 之间的相位 θ 分别为 1.04997π 和 0.95003π 时, 入射该系统的 SP 在 1585 nm 和 1540 nm 波长处出现了单向无反射现象.

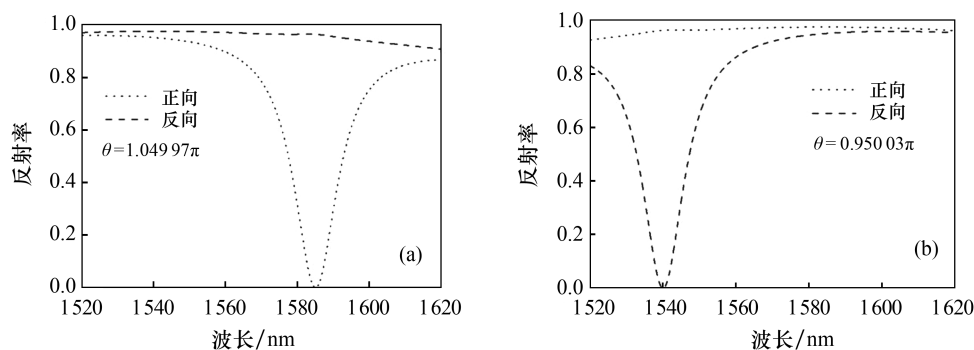


图 2 正向反射和反向反射随入射波长变化的光谱图

为进一步分析方程(1) 所示的非厄米系统的散射特性, 本文引入散射矩阵 \mathbf{S} ($\mathbf{S} = \begin{pmatrix} t & r_f \\ r_b & t \end{pmatrix}$). 求解该散射矩阵得其本征值为 $s_{\pm} = t \pm \sqrt{r_f r_b}$. 由此可知, 当 $r_f r_b = 0$ 时, 本征值 $s_+ = s_-$, 即 2 个本征值合并为 1 个点(异常点), 由此表明系统存在单向无反射现象.

散射矩阵 \mathbf{S} 的本征值的实部和虚部随入射波长变化的关系如图 3 所示. 由图 3(a) 和图 3(b) 可以看出, 当相位 $\theta = 1.04997\pi$ 时, 1585 nm 波长处的本征值实部合并, 虚部交叉. 由图 3(c) 和图 3(d) 可以看出, 当相位 $\theta = 0.95003\pi$ 时, 1540 nm 波长处的本征值实部合并, 虚部交叉. 该结果表明, 当相位 θ 分别为 1.04997π 和 0.95003π 时, 在波长 1585 nm 和 1540 nm 处出现了单向无反射. 由此可见, 本文提出的方案是可行的.

下面利用控制变量法分别探究 Γ (损耗率)、 η (QD-纳米线耦合强度)、 θ (QD 间相位) 和 G (耦合强度) 这 4 个变量对反射光谱的影响. 图 4 为 Γ 对正向反射光谱和反向反射光谱的影响, 图中的参数设置为: $\eta = 5.5 \times 10^{13}$ rad/s, $G = 1 \times 10^{13}$ rad/s, $\theta = 1.04997\pi$. 对比图 4(a) 和图 4(b) 可知, 当 Γ 处于 $0.09\eta \sim 0.2\eta$ 的范围内时, 正向接近于 0 的低反射区域对应的是反向的高反射区域. 这说明, 将损耗率控制在 $0.09\eta \sim 0.2\eta$ 范围内时可以实现单向无反射.

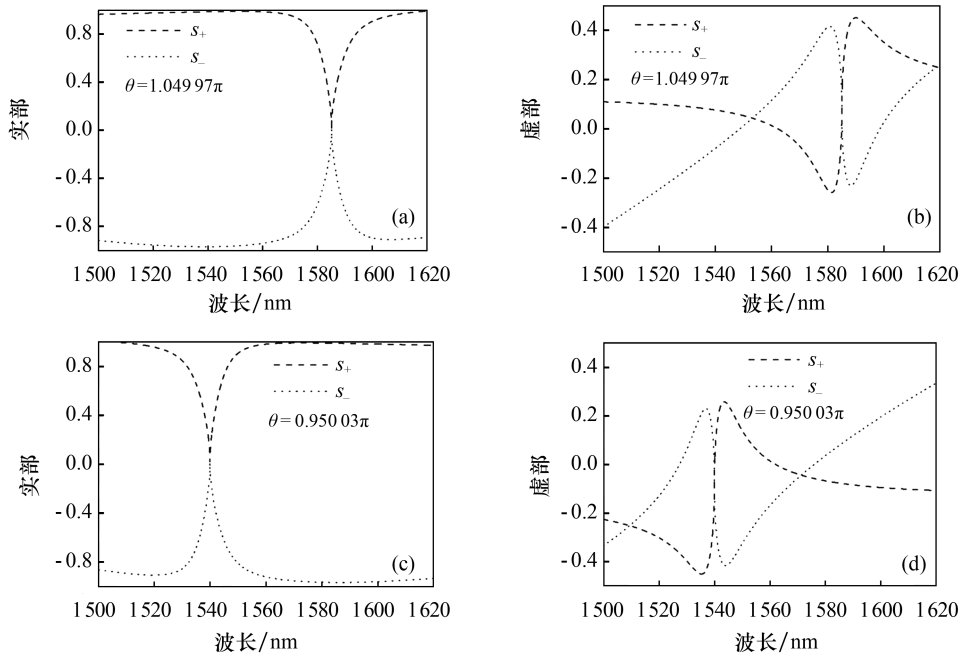


图3 相位为 1.04997π 和 0.95003π 时本征值 s_{\pm} 的实部和虚部随波长的变化

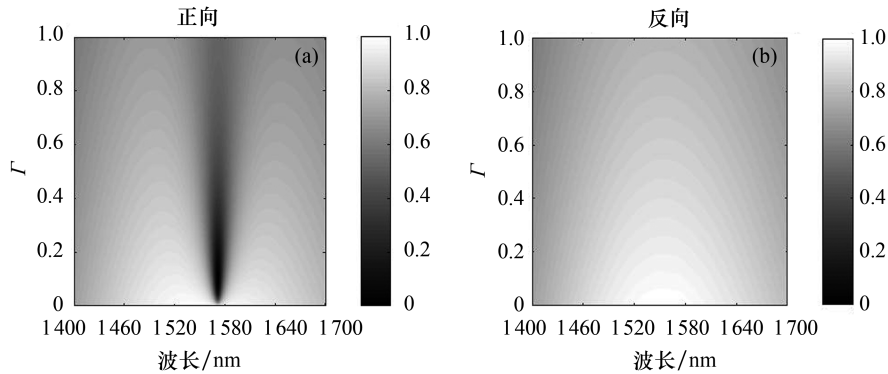


图4 正向反射和反向反射光谱随 QD 损耗率和波长的变化

图5为 η 对正向反射光谱和反向反射光谱的影响,图中的参数设置为: $G = 1 \times 10^{13}$ rad/s, $\theta = 1.04997\pi$, $\Gamma = 0.1\eta$.对比图5(a)和图5(b)可知,当 η 处于 $4.8 \times 10^{13} \sim 6 \times 10^{13}$ rad/s 范围内时,图5(a)中接近于0的区域对应于图5(b)中接近于1的区域.这表明,在较宽的耦合强度范围内可以获得单向无反射.

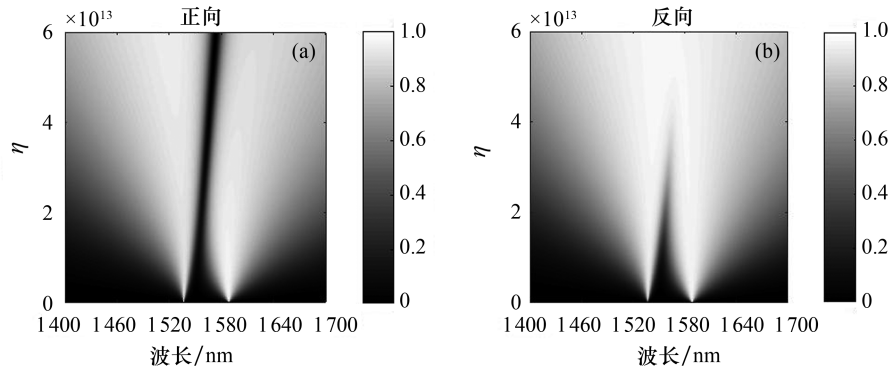


图5 正向反射和反向反射光谱随 QD 与纳米线间耦合强度和波长的变化

图 6 为相位 θ 对正向反射光谱和反向反射光谱的影响. 对比图 6(a) 和图 6(b) 可知: 当相位 θ 处于 $0.913\pi \sim 0.975\pi$ 区间时(对应的波长 λ 为 $1520 \sim 1540$ nm), 图 6(a) 中的高反射区域对应于图 6(b) 中接近于 0 的低反射区域, 图 6(b) 中的高反射区域对应于图 6(a) 中的低反射区域; 当相位 θ 处于 $1.01\pi \sim 1.05\pi$ 区间内时(对应的波长 λ 为 $1560 \sim 1580$ nm), 图 6(a) 中接近于 0 的低反射区域对应于图 6(b) 中的高反射区域. 这表明, 可以在较宽的相位范围内实现单向无反射.

图 7 为 G 对正向反射光谱和反向反射光谱的影响. 由图 7 可以看出: 图 7(a) 中的低反射峰值十分接近于 0, 且其位置与图 7(b) 中的高反射峰的位置相对应; 随着 G 的增大, 图 7 中的低反射峰和高反射峰的位置同时发生了明显的蓝移. 这表明, 可以通过调节量子点间的耦合强度改变单向无反射出现的区域. 目前, 纳米尺度下的单量子点与光子晶体耦合结构^[8]以及多个量子点与金属纳米线耦合结构^[9]的设计已在实验上成功实现, 这为本文系统在实验上的实现提供了良好参考. 但由于单向无反射对于量子点之间的相位变化十分敏感, 且相位的精确调控仍较为困难, 因此在实验上仍需对如何对相位进行精确调控做进一步探讨.

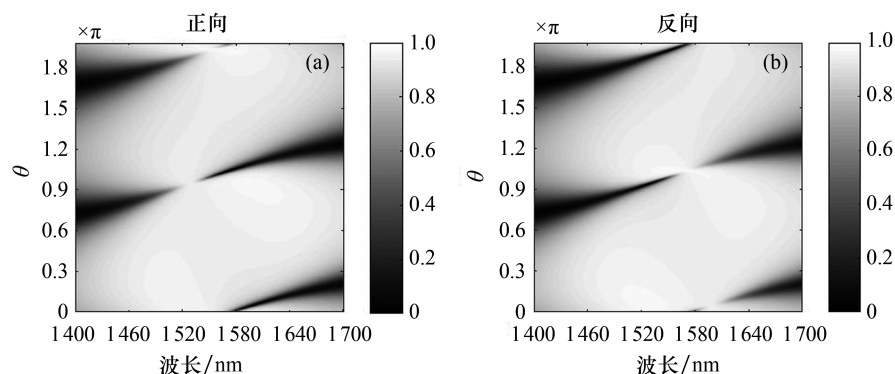


图 6 正向反射和反向反射光谱随 QD 间相位和波长的变化

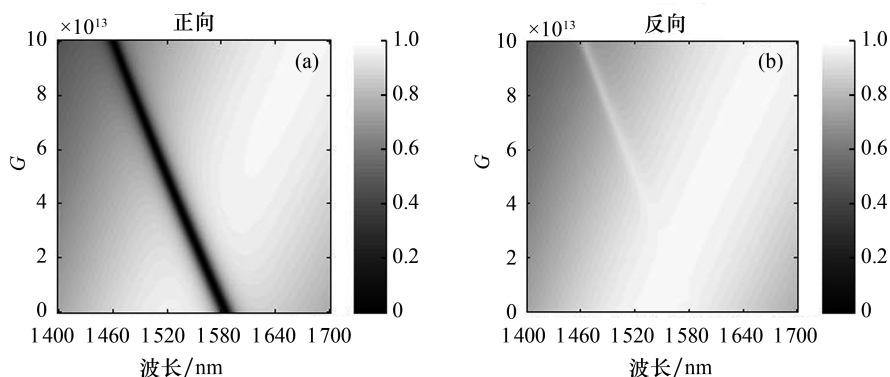


图 7 正向反射和反向反射光谱随 QD 间耦合强度和波长的变化

3 结论

本文研究了金属纳米线中的单个表面等离子激元与 2 个耦合的量子点相互作用的系统的散射特性, 并分析了量子点损耗率、量子点与纳米线的耦合强度、2 个量子点间的相位和耦合强度对反射光谱的影响. 研究发现, 系统在波长 1540 nm 和 1585 nm 处存在单向无反射, 且当量子点间耦合强度增加时, 单向无反射的区域发生蓝移. 根据此前文献报道, 若改变单向无反射出现的区域, 需要改变 2 个量子点之间的相位^[10]或者方位角^[11]才能实现, 而本文方案只需要调节 2 个量子点间的耦合强度就可以实现, 因此本文方案可为类二极管等非互易器件的研发提供良好的参考.

参考文献:

- [1] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424(6950):824-830.
- [2] GRAMOTNEV D K, BOZHEVOLNYI S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2):83-91.
- [3] CHANG D E, SORENSEN A S, DEMLER E A, et al. A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons[J]. *Nature Phys*, 2007, 3(11):807-812.
- [4] CHEN G Y, LAMBERT N, CHOU C H, et al. Surface plasmons in a metal nanowire coupled to colloidal quantum dots: scattering properties and quantum entanglement[J]. *Phys Rev B*, 2011, 84(4):045310(7).
- [5] JIN X R, SUN L, YANG X D, et al. Quantum entanglement in plasmonic waveguides with near-zero mode indices[J]. *Opt Lett*, 2013, 38(20):4078-4081.
- [6] WU N, ZHANG C, JIN X R, et al. Unidirectional reflectionless phenomena in a non-Hermitian quantum system of quantum dots coupled to a plasmonic waveguide[J]. *Opt Express*, 2018, 26(4):3839-3849.
- [7] YANG H, QIU D X, ZOU X Y, et al. Active controlled dual-band unidirectional reflectionlessness by classical driving field in non-Hermitian quantum system[J]. *Quantum Sci Technol*, 2020, 5(4):045018(8).
- [8] LUND-HANSEN T, STOBBE S, JULSGAARD B, et al. Experimental realization of highly efficient broadband coupling of single quantum dots to a photonic crystal waveguide[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(11):113903(4).
- [9] LI Q, WEI H, XU H. Resolving single plasmons generated by multiquantum-emitters on a silver nanowire[J]. *Nano Lett*, 2014, 14(6):3358-3363.
- [10] QIU D X, BAI R, ZHANG C, et al. Unidirectional reflectionlessness in a non-Hermitian quantum system of surface plasmon coupled to two plasmonic cavities[J]. *Quantum Inf Process*, 2019, 18(1):28(12).
- [11] HUANG J S, ZHANG J H, WANG Y, et al. Transport properties of surface plasmons in a nonlinear nanowire coupled to quantum dots with azimuthal angle differences[J]. *Opt Commun*, 2018, 419:25-29.

~~~~~  
(上接第 211 页)

- [4] DU Z J, ZHAN B B. Asymptotic solutions for a second-order differential equation with three-point boundary conditions[J]. *Appl Math Comput*, 2007, 186(1):469-473.
- [5] MO J Q. Singularly perturbed solution of boundary value problem for nonlinear equations of fourth order with two parameters[J]. *Adv Math*, 2010, 39(6):736-740.
- [6] 吴有萍,姚静荪. 一类具非线性边值条件的双参数奇摄动问题[J]. *高校应用数学学报*, 2011, 26(3):288-294.
- [7] 史娟荣,汪维刚,吴钦宽,等. 两参数非线性奇摄动燃烧问题的渐近解[J]. *兰州大学学报(自然科学版)*, 2016, 52(1):107-111.
- [8] DU Z J, KONG L J. Asymptotic solutions of singularly perturbed second-order differential equations and application to multi-point boundary value problems[J]. *Appl Math Lett*, 2010, 23(9):980-983.
- [9] DU Z J, GE W G, ZHOU M R. Singular perturbations for third-order nonlinear multi-point boundary value problem[J]. *J Diff Equa*, 2005, 218(1):69-90.
- [10] LIN X J. Singular perturbations of third-order nonlinear differential equations with full nonlinear boundary conditions[J]. *Appl Math Comput*, 2013, 224:88-95.
- [11] LIN X J, DU Z J, LIU W B. Uniqueness and existence results for a third-order nonlinear multi-point boundary value problem[J]. *Appl Math Comput*, 2008, 205:187-196.