

量子点-金属纳米环杂化系统中量子动力学特性

蔡国庆,刘汉成,程木田

(安徽工业大学 电气与信息工程学院,安徽 马鞍山 243032)

摘要:量子点-金属纳米杂化结构在量子器件和量子信息处理等方面有广泛应用。通过求解量子点-金属纳米环体系中的薛定谔方程,分析体系的量子动力学特性,推导出量子点及金属表面等离子元在不同初始条件下粒子数的解析表达式,研究体系的衰减对产生纠缠态和量子态转移的影响。结果表明:当其中1个量子点处于激发态且表面等离子元没有被激发时,通过合理设计量子点和金属纳米环的耦合系数可实现2个量子点间的最大纠缠态,量子态之间的转移也可实现;当系统中存在1个表面等离子元模式而量子点处于真空态时,可实现表面等离子元模式的最大纠缠,但不能实现量子点间的最大纠缠;衰减系数增加至耦合系数的0.2倍时,最大纠缠度和量子态转移的可信度仍可保持在0.92以上。

关键词:表面等离子元;量子点;纠缠;量子态转移

中图分类号:O 431 文献标志码:A doi:10.3969/j.issn.1671-7872.2022.04.016

Quantum Dynamics Behaviors in Quantum Dot-Metal Nanoring Hybrid System

CAI Guoqing, LIU Hancheng, CHENG Mutian

(School of Electrical & Information Engineering, Anhui University of Technology, Maanshan 243032, China)

Abstract: The hybrid structure composed of quantum dot and metal nanoring was widely used in quantum devices and quantum information processing. The quantum dynamics of the quantum dots-metal nanoring system was investigated by solving the Schrodinger equation. The analytical expressions of the populations of the quantum dots and the metal surface plasmons under different initial conditions were deduced, and the influences of decay on the generation of entangled states and quantum state transfer were investigated. The results show that when one of the quantum dots is excited, the maximum entangled state between the two quantum dots can be realized by reasonably designing the coupling coefficient between the quantum dots and nanoring, and the surface plasmon is not excited, and the transfer between the quantum states can also be realized. When one of the modes of surface plasmon is excited but the quantum dots stay in vacuum states, the maximum entangled state of the surface plasmon mode can be achieved, but the maximum entangled state between quantum dots can not be achieved. When the decay coefficient increases to 0.2 times of the coupling coefficient, the reliability of the maximum entanglement and quantum state transfer can still remain above 0.92.

Key words: surface plasmon; quantum dot; entangled state; quantum state transfer

收稿日期:2022-03-02

基金项目:国家自然科学基金项目(11975023);安徽省高校优秀人才支持计划重点项目(gxyqZD2020014);国家级大学生创新创业训练计划项目(202010360070)

作者简介:蔡国庆(1998—),男,安徽六安人,硕士生,研究方向为量子控制。

通信作者:程木田(1981—),男,安徽南陵人,博士,教授,主要研究方向为量子光学和量子控制。

引文格式:蔡国庆,刘汉成,程木田.量子点-金属纳米环杂化系统中量子动力学特性[J].安徽工业大学学报(自然科学版),2022,39(4):456-462.

金属表面等离子激元可局域在亚波长尺寸内,进而可突破衍射极限,因而基于金属表面等离子激元的纳光子器件引起广泛关注^[1-3]。另一方面,量子点具有可集成性等优势,被看成是实现量子计算和量子信息以及量子器件的优良载体^[4-5]。因此,金属表面等离子激元和量子点之间的相互作用也受到广泛关注,研究者们讨论了采用不同金属纳米结构操控量子点光发射特性^[6-7],发展了局域表面等离子激元-量子点复合体系中量子干涉理论^[8],进一步拓宽了微纳尺度的腔量子电动力学^[9-10]。

金属环形腔具有超高的珀塞尔因子^[11]及较长的表面等离子激元传输距离^[12],可支持以驻波模式存在的表面等离子激元。基于金属纳米环-量子点耦合系统,学者们对其表面等离子激元与激子间的相干相互作用进行了深入研究。Yang等^[13]研究了量子点耦合金属纳米环表面等离子激元受激辐射而放大;Lin等^[14]提出了基于金属纳米环的量子总线且展示了如何实现受控相位门;Chen等^[15]针对金属纳米环-量子点耦合系统,讨论当不对称耦合时实现2个量子点的纠缠;Qurban等^[16]针对多个量子点与圆环耦合体系,讨论了量子点之间产生最大纠缠的条件,进一步讨论了多个纳米环辅助的手性量子态传输。但前人仅限于讨论等离子体腔被激发的情况,对量子点和表面等离子激元的动力学讨论较少。鉴于此,给出不同初始条件下量子点、微腔粒子数解析表达式,分析不同初始条件下2个量子点-金属纳米环耦合系统的量子动力学特性,探讨量子点间纠缠、表面等离子激元模式间的纠缠以及量子态转移等,以期量子点-金属纳米结构复合体系在量子信息处理中的进一步应用提供参考。

1 模型和系统哈密顿量

文中考虑的量子点-金属纳米环杂化系统结构如图1,图中 QD_1 和 QD_2 表示2个量子点,2个量子点放置在金属纳米环附近^[14-16]。对于金属纳米环考虑近似 $|kR| \ll 1$, k 为金属纳米环表面等离子激元的波矢, R 为金属纳米环截面的半径。在此条件下,金属纳米环中金属表面等离子激元仅存在基本模式。文中假设入射的金属表面等离子激元为通过倏逝耦合激发金属纳米环中顺时针的表面等离子激元模式。环中逆时针的表面等离子激元模式通过被量子点散射等方式也可存在,这个逆时针模式在很多讨论中被忽略^[13]。对于量子点,文中采用二能级系统近似,其激发态和基态分别用 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 表示 $|e\rangle$ 。因此,上述概括的模型可近似为2个二能级系统与入射的 k 模式和反射的 $-k$ 模式的金属表面等离子激元相互作用^[17],在相互作用表象中,系统的哈密顿量 H_I 可写为

$$H_I = \sum_{\tilde{k}=k,-k} [(G_1|e\rangle_1\langle g|a_{\tilde{k}}e^{i\Delta t} + G_2e^{i\Delta t}|e\rangle_2\langle g|a_{\tilde{k}}e^{i\Delta t}) + A] \quad (1)$$

其中: $G_j(j=1,2)$ 为第 j 个量子点与金属表面等离子激元之间的耦合强度; $|e\rangle_j\langle g|$ 是第 j 个量子点的偶极跃迁算符; $a_{\tilde{k}}$ 为 \tilde{k} 模式表面等离子激元的湮灭算符; d 为2个量子点之间沿着环的距离; $\Delta = \omega_e - \omega_{\tilde{k}}$ 为量子点和金属表面等离子激元之间的失谐量; i 为虚数单位; t 为时间; A 为厄米共轭矩阵。为了简化,这里假设 $\Delta = 0$ 。

2 纠缠态产生和量子信息转移

文中仅限于讨论只有一个元激发情况,因此系统的波函数 $|\Psi(t)\rangle$ 为

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)|\varphi_1\rangle + c_2(t)|\varphi_2\rangle + c_3(t)|\varphi_3\rangle + c_4(t)|\varphi_4\rangle \quad (2)$$

其中:4个基矢分别为 $|\varphi_1\rangle = |e_1, g_2\rangle|0_k\rangle|0_{-k}\rangle$, $|\varphi_2\rangle = |g_1, e_2\rangle|0_k\rangle|0_{-k}\rangle$, $|\varphi_3\rangle = |g_1, g_2\rangle|1_k\rangle|0_{-k}\rangle$ 和 $|\varphi_4\rangle = |g_1, g_2\rangle|0_k\rangle|1_{-k}\rangle$; $c_j(t)$ 为相应态的几率振幅。由薛定谔方程 $i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = H_I|\Psi(t)\rangle$ 可得到系统的动力学特性。文中主要考虑在2种初始条件下产生纠缠和实现量子态转移:一个量子点处于激发态,系统中没有表面等离子激元;量子点处于真空态而金属环中存在一个表面等离子激元。

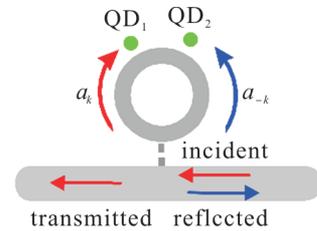


图1 2个量子点与金属纳米环耦合示意图

Fig. 1 Schematic diagram of coupling between two quantum dots and metal nanorings

2.1 第一种情况, $c_1(0) = 1$

当量子点处于激发态时,通过薛定谔方程可得到4个几率振幅的解析表达式。但由于干涉效应,解析表达式非常复杂。因此,只考虑 $kd = m\pi$ 和 $kd = (m + 1/2)\pi$ (m 是整数) 2种特殊情况。 $kd = m\pi$ 时,4个几率振幅的解析表达式为:

$$c_1(t) = \frac{G_1^2 \cos(\sqrt{2} Gt) + G_2^2}{G^2} \tag{3a}$$

$$c_2(t) = \frac{(-1)^{m+1} G_1 G_2 (\cos(\sqrt{2} Gt) - 1)}{G^2} \tag{3b}$$

$$c_3(t) = c_4(t) = \frac{-i G_1 \sin(\sqrt{2} Gt)}{\sqrt{2} G} \tag{3c}$$

其中 $G^2 = G_1^2 + G_2^2$ 。由式(3)可看出,4个态的粒子数均在做周期性振荡,其振荡周期可通过 G_1 和 G_2 调节。

1) $s \equiv G_1/G_2 = \sqrt{2} + 1$, 相应地取 $m = 2a + 1$ (a 为正整数) 时,在 $Gt = (2n + 1)\pi/\sqrt{2}$ 处,系统处于 $|\Psi(t)\rangle = |\Phi_e\rangle|0_k\rangle|0_{-k}\rangle = \frac{-1}{\sqrt{2}} (|e_1 g_2\rangle + |g_1 e_2\rangle)|0_k\rangle|0_{-k}\rangle$ 。

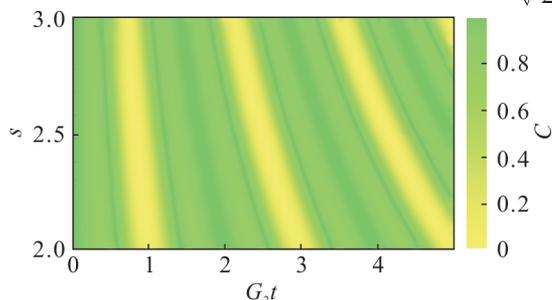
2) $s = \sqrt{2} - 1$, 相应地取 $m = 2a$ 时,在 $Gt = (2n + 1)\pi/\sqrt{2}$ 处,系统处于 $|\Psi(t)\rangle = |\Phi_e\rangle|0_k\rangle|0_{-k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1 g_2\rangle + |g_1 e_2\rangle)|0_k\rangle|0_{-k}\rangle$ 。

意味着在这2个条件下2个量子点都处于最大纠缠态。为进一步研究2个量子点的纠缠动力学,通过对表面等离激元模式取迹,得到关于量子点的约化密度矩阵 ρ 。利用 ρ 可求出2个量子点的纠缠度 $C = C(\rho) = 2\max\{0, \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4\}^{[18]}$ 。其中: λ_n ($i = 1, 2, 3, 4$) 为矩阵 $\rho\tilde{\rho}$ 的4个以降序排列的非负本征值; $\tilde{\rho} = (\sigma_y \otimes \sigma_y)\rho^*(\sigma_y \otimes \sigma_y)$, 这里, ρ^* 为 ρ 的复共轭, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -n \\ n & 0 \end{pmatrix}$ 。在进行简单计算后,可得到

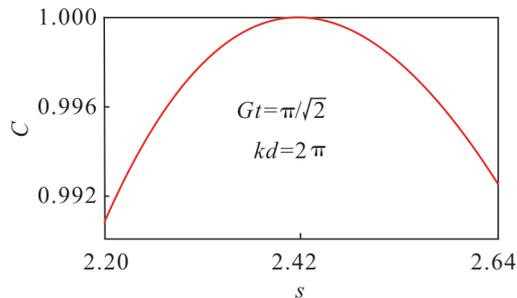
$$C = \frac{2|c_1 c_2^*|}{|c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 + |c_4|^2} \tag{4}$$

以 $s = \sqrt{2} + 1$ 为例讨论2个量子点的纠缠特性。图2(a)为 $kd = 2\pi$ 时 C 随 $G_2 t$ 和 s 的变化曲线。由图2(a)可看出: C 周期性地达到最大值;亮的区域较大,表明即使参量 s 背离理想值 $s = \sqrt{2} + 1$, C 仍可达到较高的值。为清晰地展示这一特性,画出 $G_2 t = \pi/(2\sqrt{2} + \sqrt{2})$ 即 $Gt = \pi/\sqrt{2}$ 时 C 随 s 的变化曲线,如图2(b)。由图2(b)可看出,当 s 从 2.20 变化到 2.64 时, C 仍大于 0.99, 精确地控制2个量子点间的距离同样是比较困难的。图2(c)为 $Gt = \pi/\sqrt{2}$, $s = \sqrt{2} + 1$ 时 C 随 kd 的变化曲线。由图2(c)可看出,当 kd 由 1.9π 变到 2.1π 时, C 仍大于 0.98。因此,本系统中即使理想的参量值不能满足,2个量子点仍可得到较高的纠缠度。

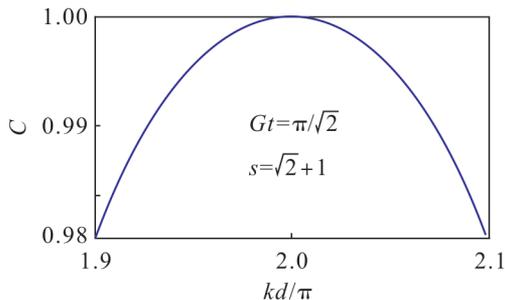
接下来考虑量子态的转移。假设量子点1处于



(a) $kd=2\pi$ 时, C 随 $G_2 t$ 和 s 的变化



(b) C 随 s 的变化



(c) C 随 kd 的变化

图2 纠缠度 C 的变化曲线

Fig. 2 Variation curves of entanglement C

任意叠加态 $\cos \alpha |e_1\rangle + \sin \alpha |g_1\rangle$, 量子点2处于基态 $|g_2\rangle$, 纳米环中没有表面等离激元, 则系统的初态可写为 $|\Psi(0)\rangle = (\cos \alpha |e_1\rangle + \sin \alpha |g_1\rangle) |g_2\rangle |0_k\rangle |0_{-k}\rangle$ 。当系统的波函数演化为 $|\Psi(t)\rangle = |g_1\rangle (\cos \alpha |e_2\rangle + \sin \alpha |g_2\rangle) |0_k\rangle |0_{-k}\rangle$, 量子态转移得以实现。当初始条件为 $|\Psi(0)\rangle$ 时, 在 $kd = (2m + 1)\pi$ 条件下, 通过求解薛定谔方程可得到:

$$c_1(t) = \cos \alpha \frac{G_1^2 \cos(\sqrt{2} Gt) + G_2^2}{G^2} \tag{5a}$$

$$c_2(t) = \cos \alpha \frac{G_1 G_2 (1 - \cos(\sqrt{2} Gt))}{G^2} \tag{5b}$$

$$c_3(t) = c_4(t) = \frac{-i G_1 \cos \alpha \sin(\sqrt{2} Gt)}{\sqrt{2} G} \tag{5c}$$

容易看出, 当 $s = 1, Gt = (2m + 1)\pi/\sqrt{2}$ 时, $c_1(t) = 0, c_2(t) = \cos \alpha, c_3(t) = c_4(t) = 0$, 意味着实现了量子态的转移。这里用 $P_s \equiv |c_2(t)|^{2[19]}$ 描述实现量子态转移的可信度。以 $\alpha = 0$ 为例, 图3(a)为 P_s 随 s 和 $G_2 t$ 的变化曲线。由图3(a)可看出, 在较大的一片区域内, $P_s \approx 1$, 这意味着, 在较大参数允许范围内, 实现量子态转移的可信度较高。图3(b)为在 $Gt = \pi/2$ 处 P_s 随 s 的变化曲线。由图3(b)可看出, 当 s 由 0.9 变化到 1.1 时, P_s 始终大于 0.97。图3(c)为 P_s 随 kd 的变化。由图3(c)可看出, 相对于纠缠度, P_s 对 kd 的变化更敏感。当 $kd = (2m + 1)\pi/2$ 时, 可求得4个态的复几率振幅分别为:

$$c_1(t) = \cos(\sqrt{2} G_1 t) \tag{6a}$$

$$c_2(t) = 0 \tag{6b}$$

$$c_3(t) = c_4(t) = -\frac{i \sin(\sqrt{2} G_1 t)}{\sqrt{2}} \tag{6c}$$

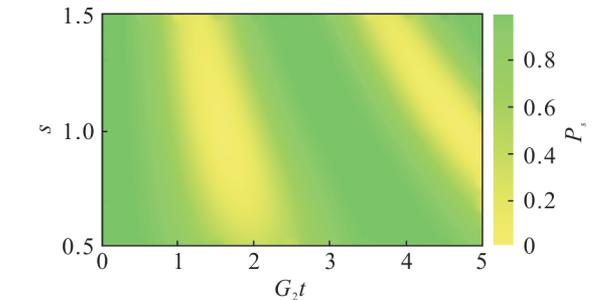
由式(6a)~(6c)可看出: 由于量子干涉效应, 量子点2与系统解耦合; 粒子数仅在量子点2和表面等离激元之间振荡; 表面等离激元2个模式始终具有相同的粒子数。当 $G_1 t = (2n + 1)\pi/(2\sqrt{2})$ 时, 有 $c_1(t) = c_2(t) = 0, c_3(t) = c_4(t) = \pm i/\sqrt{2}, |\Psi(t)\rangle = \pm |g_1\rangle |g_2\rangle [\frac{1}{\sqrt{2}} (|1_k\rangle |0_{-k}\rangle + |0_k\rangle |1_{-k}\rangle)]$, 表面等离激元2个模式处于最大纠缠态。

2.2 第二种情况, $c_3(0) = 1$

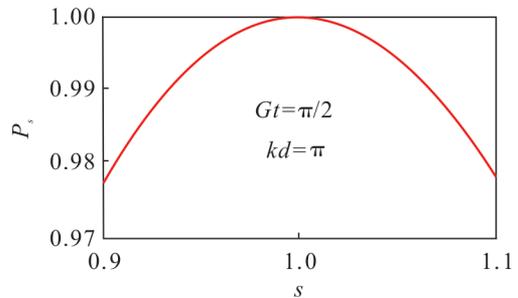
当环中初始时刻有一个 k 模式的表面等离激元时(该表面等离激元可通过金属纳米环与表面等离激元波导耦合作用得到), 通过薛定谔方程, 同样可得到4个态的复几率振幅表达式, 当 $kd = m\pi$ 时, 4个态的复几率振幅分别为:

$$c_1(t) = -\frac{i G_1 \sin(\sqrt{2} Gt)}{\sqrt{2} G} \tag{7a}$$

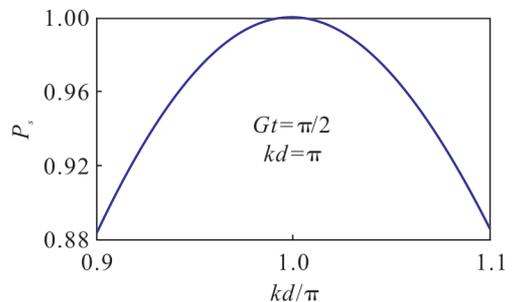
$$c_2(t) = -\frac{i(-1)^{m+1} G_2 \sin(\sqrt{2} Gt)}{\sqrt{2} G} \tag{7b}$$



(a) $kd=2\pi$ 时, P_s 随 $G_2 t$ 和 s 的变化



(b) P_s 随 s 的变化



(c) P_s 随 kd 的变化

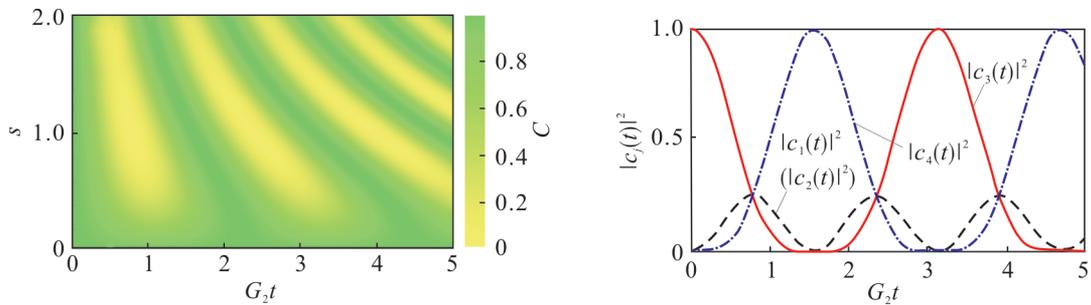
图3 可信度 P_s 随 $G_2 t$ 和 s 的变化曲线

Fig. 3 Variation curves of fidelity P_s with $G_2 t$ and s

$$c_3(t) = \frac{1 + \cos(\sqrt{2} Gt)}{2} \quad (7c)$$

$$c_4(t) = \frac{1 - \cos(\sqrt{2} Gt)}{2} \quad (7d)$$

分析式(7)可发现,在这样的条件下是不可能实现量子点的最大纠缠态的。当 $G_1 = G_2, Gt = (2n + 1)\pi/(2\sqrt{2})$ 时,2个量子点纠缠度达到最大值,为0.5,如图4(a)。同理,表面等离激元的2个模式也不能处于最大纠缠态。但当 $Gt = (2n + 1)\pi/(2\sqrt{2})$ 时,可实现粒子数在表面等离激元2个模式之间的转移。图4(b)为4个态的粒子数动力学,均展现出了振荡特性。



(a) $kd=2\pi$ 时, C 随 G_2t 和 s 的变化

(b) 4个态的粒子数动力学

图4 2个量子点的纠缠度及粒子数动力学

Fig. 4 Entanglement of two QDs and populations dynamics

当 $kd = (2m + 1)\pi/2$ 时,4个态的复几率振幅分别为:

$$c_1(t) = -\frac{iG_1 \sin(\sqrt{2} G_1 t)}{\sqrt{2} G} \quad (8a)$$

$$c_2(t) = \frac{(-1)^{m+1} \sin(\sqrt{2} G_2 t)}{\sqrt{2}} \quad (8b)$$

$$c_3(t) = \frac{\cos(\sqrt{2} G_1 t) + \cos(\sqrt{2} G_2 t)}{2} \quad (8c)$$

$$c_4(t) = \frac{\cos(\sqrt{2} G_1 t) - \cos(\sqrt{2} G_2 t)}{2} \quad (8d)$$

分析式(8)可得出,当满足 $G_1 t = (2p + 1)\pi/(2\sqrt{2}), G_2 t = (2q + 1)\pi/(2\sqrt{2})$ (p, q 是整数),2个量子点处于最大纠缠态。再进一步分析可看出,当 $G_1 t = 2p\pi/\sqrt{2}, G_2 t = (2q + 1)\pi/\sqrt{2}$ 或 $G_1 t = (2p + 1)\pi/\sqrt{2}, G_2 t = 2q\pi/\sqrt{2}$ 时,可实现粒子数在表面等离激元2个模式之间的转移。

3 耗散对量子点纠缠转移和量子态的影响

上文讨论中,忽略了表面等离激元和量子点的耗散,这些耗散在实际中是不能避免的。为此,在原哈密顿量中加入式(9)来描述耗散的影响^[19]。

$$H_D = -i \sum_{j=1,2} \frac{\gamma_j}{2} |e\rangle_j \langle e| - i \sum_{\bar{k}=k,-k} \frac{\kappa_{\bar{k}}}{2} a_{\bar{k}}^{\dagger} a_{\bar{k}} \quad (9)$$

其中: γ_j 为量子点由 $|e\rangle_j$ 到 $|g\rangle_j$ 的衰减速率; $\kappa_{\bar{k}}$ 为 \bar{k} 模式表面等离激元的衰减速率。这样,系统总的哈密顿量 H 为

$$H = H_1 + H_D \quad (10)$$

通过数值求解薛定谔方程,可得到当系统存在耗散时的动力特性。这里,以 $c_1(0) = 1$ 为例分析耗散对实现2个量子点最大纠缠以及量子态转移的影响。图5(a),(b)分别为 $Gt = \pi/2, s = 1 + \sqrt{2}$ 时 C 随 γ 及 κ 的变化。为了简化,在计算中取 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ 以及 $\kappa_k = \kappa_{-k} = \kappa$ 。由图5(a),(b)可看出,当 γ 和 κ 即使增加到 $0.2G_2, C$ 仍大

于0.92。图5(c),(d)分别为 $Gt = \pi/\sqrt{2}$, $G_1 = G_2$ 时 P_s 随 γ 及 κ 的变化。由图5(c),(d)可看出: γ 的增加导致 P_s 急剧减小;但 κ 即使增至 $0.2G_2$, P_s 仍大于0.92。表明量子点的耗散比表面等离激元的耗散对实现量子态的转移影响更大。

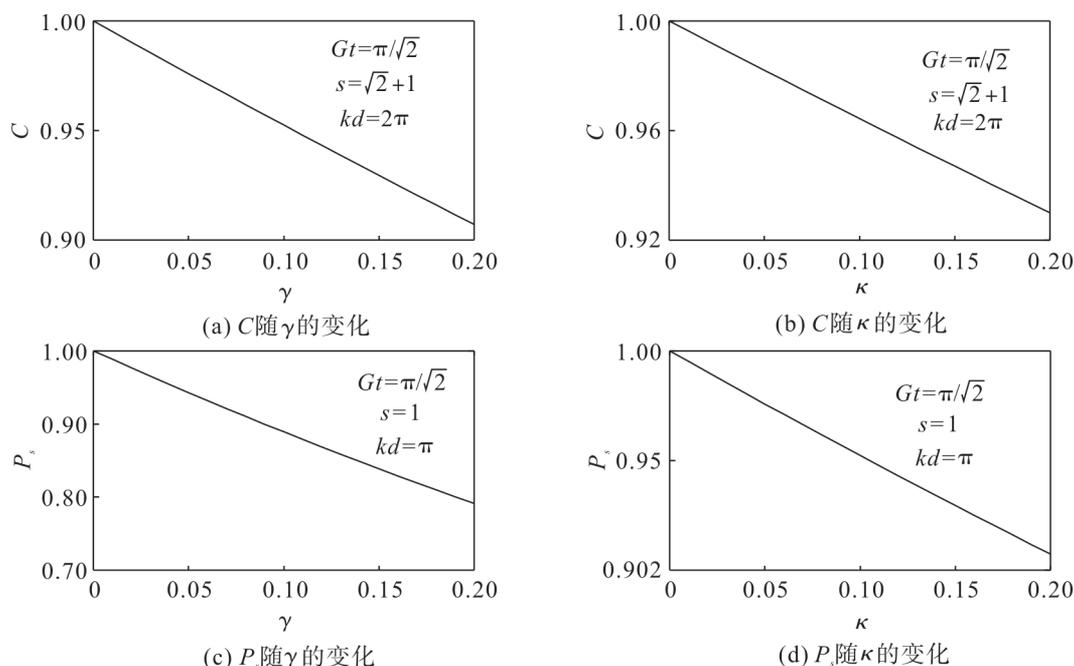


图5 纠缠度 C 与可信度 P_s 随 γ 和 κ 的变化曲线

Fig. 5 Variation curves of entanglement C and fidelity P_s with γ and κ

4 结 论

研究2个量子点和金属纳米环耦合系统的量子动力学特性,推导出不同初始条件下量子点和表面等离激元模式的几率振幅解析表达式,得出系统中实现量子点和金属表面等离激元纠缠以及量子态转移的条件。进一步研究表明,即使参量背离理想值,仍可得到较高纠缠度和可信度的量子态转移,这有助于实验中实现量子效应。本文的结果在量子信息及基于表面等离激元的量子器件等方面有一定的应用价值。

参考文献:

- [1] NOVOTNY L, HECHT B. Principles of nano-optics[J]. Cambridge: Cambridge University, 2012:369-413.
- [2] TAME M S, MCENERY K R, OZDEMIR S K, et al. Quantum plasmonics[J]. Nature Physics, 2013, 9:329-340.
- [3] HUANG B, MIAO L, LI J, et al. Identification of plasmon-driven nanoparticle-coalescence-dominated growth of gold nanoplates through nanopore sensing[J]. Nature Communications, 2022, 13(1):1-9.
- [4] 张鑫,李海鸥,王珂,等. 基于半导体量子点的量子计算[J]. 中国科学:信息科学, 2017, 47(10):1255-1276.
- [5] JIX T, LI X, LIU R. Generation of polarization-entangled photons from self-assembled quantum dots in a hybrid quantum photonic chip[J]. Nano Letters, 2022, 22(2):586-593.
- [6] 袁洪瑞,钟莹,刘海涛. 金纳米球-银纳米线耦合结构量子点荧光自发辐射增强及表面等离激元传导[J]. 中国激光, 2020, 47(10):306-322.
- [7] 郭晓君,陈环,郭蕾,等. 等离激元纳米光腔增强光与物质的相互作用[J]. 陕西师范大学学报(自然科学版), 2022, 50(1):21-31.
- [8] 赵东星,陈弘毅,古英,等. 局域表面等离激元-量子复合体系中量子干涉的理论研究[J]. 中国科学:物理学、力学、天文学, 2017, 47(2):7-24.
- [9] 段雪珂,古英,龚旗煌. 微纳尺度腔量子电动力学[J]. 物理, 2019, 48(6):367-375.
- [10] 闫晓宏,牛亦杰,徐红星,等. 单个等离激元纳米颗粒和纳米间隙结构与量子发光体的强耦合[J]. 物理学报, 2022, 71(6):144-156.
- [11] YANG J K. Extremely high Purcell factor of plasmonic modes in thin nano-metallic cylinders[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2011, 50(6R):060205.

- [12] DINIZ L O, MAREGA J R E, NUNES F D, et al. A long-range surface plasmon-polariton waveguide ring resonator as a platform for (bio) sensor applications[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(11):115001.
- [13] YANG Z J, KIM N C, LI J, et al. Surface plasmons amplifications in single Ag nanoring[J]. *Optics Express*, 2010, 18(5):4006–4011.
- [14] LIN Z, GUO G, TU T, et al. Quantum bus of metal nanoring with surface plasmon polaritons[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(24): 241401.
- [15] CHEN G, LI C, CHEN Y. Generating maximum entanglement under asymmetric couplings to surface plasmons[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(8):1337–1339.
- [16] QURBAN M, IKRAN M, GE G Q, et al. Entanglement generation among quantum dots and surface plasmons of a metallic nanoring[J]. *Journal of Physics B: Atomic Molecular & Optical Physics An Institute of Physics Journal*, 2018, 51:155502.
- [17] MALEKI Y, ZHOU C, ZUBAIRY M S. Time-reversal-symmetry breaking and chiral quantum state manipulation in plasmonic nanorings[J]. *Physical Review A*, 2022, 105:042422.
- [18] ORSZAG M, HERNANDEZ M. Coherence and entanglement in a two-qubit system[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2010, 2(2):229–286.
- [19] YANG W L, YIN Z Q, XU Z Y. Quantum dynamics and quantum state transfer between separated nitrogen-vacancy centers embedded in photonic crystal cavities[J]. *Physical Review A*, 2011, 84:043849.

责任编辑:何莉

(上接第455页)

- [7] 桑楠,魏民祥,白玉. 汽车主动前轮转向的自抗扰控制器设计[J]. *机械科学与技术*, 2017, 36(5):767–772.
- [8] 侯利民,任一夫,刘恒飞,等. 基于无速度传感器的永磁同步电机滑模自抗扰控制[J]. *系统仿真学报*, 2019, 31(5):963–970.
- [9] 周涛,陈菲. 四旋翼飞行器速度自抗扰控制[J]. *电光与控制*, 2022, 29(2):87–92.
- [10] 叶金杰,刘庆运,张义方,等. 神经网络扩张观测器估计活塞运动和检测未知动态[J]. *机械科学与技术*, 2020, 39(1):109–116.
- [11] CHEN S, CHEN Z, YAO B, et al. Adaptive robust cascade force control of 1-DOF hydraulic exoskeleton for human performance augmentation[J]. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 2016, 22(2):589–600.
- [12] 王立新,赵丁选,刘福才,等. 电液比例位置同步线性自抗扰控制[J]. *控制理论与应用*, 2018, 35(11):1618–1625.
- [13] 王立新,赵丁选,刘福才,等. 基于死区补偿的电液位置伺服系统自抗扰控制[J]. *中国机械工程*, 2021, 32(12):1432–1442.
- [14] 司国雷,神英淇,王嘉磊,等. 电液位置伺服系统自抗扰控制研究[J]. *液压与气动*, 2020, 44(12):14–21.
- [15] 李建坡,高英杰,黄茹楠,等. 基于自抗扰控制器的电液力伺服加载系统[J]. *液压与气动*, 2017, 41(9):24–27.
- [16] 张鑫葵,李艳军,曹愈远,等. 基于键合图的民机前轮转弯液压回路的研究[J]. *航空计算技术*, 2021, 51(4):118–122.
- [17] 杨海东,印四华,李洪丞,等. 基于功率键合图的挤压机液压系统能耗特性建模及优化分析[J]. *机床与液压*, 2018, 46(11): 155–162.
- [18] 高立龙,李涛,孟岩斌,等. 基于功率键合图的负载敏感液压系统仿真研究[J]. *液压气动与密封*, 2016, 36(2):16–18,15.

责任编辑:何莉