

相干驱动原子-腔量子电动力学系统中光子的关联特性研究

周英¹, 朱成杰^{2*}

¹同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092;

²苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006

摘要 研究了相干驱动原子与单模腔强耦合时的光子关联特性, 以及非对称耦合时集体效应对平均光子数和光子关联性质的影响。分析发现: 在弱驱动情况下, 驱动原子可以实现单光子阻塞现象, 腔内溢出光子遵从亚泊松统计分布, 呈现反聚束状态。同时, 两原子之间的距离影响缀饰能级, 当两原子的耦合相位差大于 90° 时, 非对称耦合导致在中心频率处出现很强的光子激发。由于共振效应, 腔内光子呈现出很强的聚束性。随着驱动场强度的增加, 两侧边峰处的光子数逐渐增加, 双光子激发占主导, 从而可以实现双光子阻塞现象, 即光子成对出现。本系统为研究集体效应导致的量子光学现象提供良好平台。

关键词 物理光学; 光子阻塞; 亚泊松分布; 反聚束态; 关联函数

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126008

Correlation Properties of Photons in Coherently Driven Atom-Cavity Quantum Electrodynamics System

Zhou Ying¹, Zhu Chengjie^{2*}

¹School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;

²School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China

Abstract The photon correlation properties of coherently driven atoms strongly coupled with a single-mode cavity and the influence of collective effect on the mean photon number and photon correlation properties in asymmetric coupling are studied in this paper. Under weak pump field excitation, the driven atom can realize the single photon blockade effect, and the overflow photons from the cavity follow the sub-Poisson statistics, showing the anti-bunching state. Additionally, the distance between two atoms affects the dressed energy level. When the coupling phase difference of two atoms is greater than 90° , the asymmetric coupling results in strong photon excitation at the central frequency. Due to the resonance effect, the intra-cavity photons exhibit strong bunching behavior. As the intensity of the driving field increases, the number of photons at both sides of the edge gradually rises and the two-photon excitation becomes dominant, which can realize the two-photon blockade, namely that photons appear in pairs. The present system provides a good platform for studying quantum optical phenomena due to collective effects.

Key words physical optics; photon blockade; sub-Poisson distribution; anti-bunching state; correlation function

1 引言

腔量子电动力学(腔 QED)用于研究腔内光子与原子、分子及量子点等量子辐射源之间的相互作用过程。当光子和量子辐射源之间存在强相互作用时, 腔内受限光子的量子特征变得十分显著^[1-9]。近年来, 人

们已经证实基于腔 QED 的量子光学现象在物理上有很多重要的应用, 包括量子网络的构建^[10-13]、量子计算的实现^[14-17]以及量子力学的初步验证^[18]等。

光子阻塞现象是腔 QED 系统中十分重要的现象之一, 其本质是第一个入射光子的吸收阻碍了第二个光子的吸收, 从而导致输出光子具有非经典统计分布。

收稿日期: 2022-05-20; 修回日期: 2022-06-22; 录用日期: 2022-07-04

基金项目: 国家自然科学基金(61975154)

通信作者: *cjzhu@suda.edu.cn

在非线性光学腔中,人们可以通过电磁诱导透明(EIT)现象获得由强色散相互作用引起的有序光子流^[19],也能在里德伯原子中实现单光子水平的光学掌控。2005年,Birnbaum等^[20]利用单原子腔 QED 系统的非谐性,最早从实验上证实了光子阻塞效应。随后,Koch等^[21]研究强驱动单原子-腔系统的关联函数,发现数值计算结果与实验结果符合得很好。迄今为止,光子阻塞现象已在很多系统中实现,其中包括利用 EIT 的单原子腔 QED 系统^[22-24]、利用库仑阻塞效应的单光子自旋系统^[25]、基于隧穿效应的局域表面等离子元系统^[26]、二能级单原子腔 QED 系统^[27-28]、二能级多原子腔系统^[29]和多能级原子双模腔 QED 系统^[30]。此外,如何增强光子阻塞效应是该领域的另一个重要研究方向,研究表明采用光机械^[31]、量子相干^[32]、参量放大^[33]等方法可以增强光子阻塞现象。

最近,相干驱动的两原子^[34-40]或离子^[41]在光学腔中的集体行为研究引起人们的广泛关注。当原子与腔的耦合相互作用从弱耦合变为强耦合时,原子的集体辐射效应可以从超辐射转变成亚辐射^[42],其集体行为的特征取决于量子辐射源的位置^[43]。研究主要集中在同相位^[37]和反相位^[35]情况。以上研究表明腔内光子和原子的耦合相位可以改变原子的集体辐射行为,从而开启了腔 QED 系统中集体辐射效应的研究。在此基础上,本文研究了不同驱动场强度和耦合相位下原子的集体辐射效应对腔内光子激发谱和光子统计性质的影响。特别是平均光子数和二阶、三阶关联函数对驱动场强度和耦合相位的依赖关系。研究结果表明本系统可实现单光子阻塞现象。当两个原子的耦合相位差

大于 90°时,集体辐射效应将改变光子激发谱和腔内光子的统计性质,从而实现双光子阻塞现象。同时,还发现驱动场的强度也是实现双光子阻塞的重要因素。

2 单原子腔 QED 系统中的光子关联特性

首先考虑单模腔内囚禁一个二能级原子的情况,该原子由共振频率为 ω_L 的相干泵浦场驱动,如图 1(a) 所示。原子基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间的跃迁频率为 ω_A ,单模腔的共振频率为 ω_C 。系统的动力学行为可以通过 Jaynes Cummings(JC)模型来描述,系统密度矩阵满足主方程:

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H_0 + H_I + H_L, \rho] + \mathcal{L}_\gamma\rho + \mathcal{L}_\kappa\rho, \quad (1)$$

式中: ρ 为原子-腔耦合系统的密度矩阵算符; $H_0 = \hbar\Delta_A S_z + \hbar\Delta_C(a^\dagger a)$ 为系统自由能, $\Delta_A = \omega_A - \omega_L$, $\Delta_C = \omega_C - \omega_L$, a^\dagger (a)为腔模的产生(湮灭)算符, \hbar 为约化普朗克常数, $S_z = |e\rangle\langle e|$ 为原子自旋算符; $H_I = \hbar g_0(a^\dagger S_- + a S_+)$ 为光和原子相互作用的哈密顿量, g_0 为二能级原子与腔模之间的耦合强度, $S_- = |g\rangle\langle e|$ 和 $S_+ = |e\rangle\langle g|$ 为原子自旋算符; $H_L = \hbar\eta(S_- + S_+)$ 为相干泵浦激光对原子的驱动, η 为泵浦场的半 Rabi 频率。腔模和原子激发态 $|e\rangle$ 的衰减可以通过 Liouvillian 算符表示,即 $\mathcal{L}_\kappa\rho = \kappa(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a)$, $\mathcal{L}_\gamma\rho = \gamma(2S_- \rho S_+ - S_+ S_- \rho - \rho S_+ S_-)$,其中, γ 和 κ 分别为原子自发辐射衰减率和腔模衰减率。

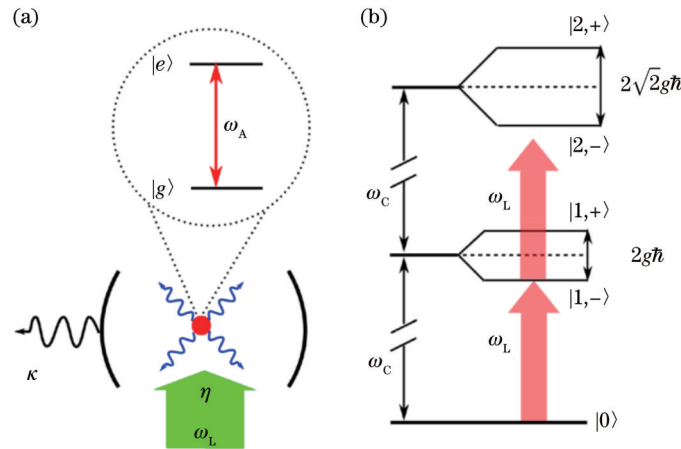


图 1 物理模型与能级结构示意图。(a)单模腔与二能级原子耦合模型图;(b)实现光子阻塞效应的系统能级结构示意图

Fig. 1 Schematic diagrams of physical model and energy level structure. (a) Schematic diagram of single mode cavity coupled with two-level atom; (b) system level structure used for implementation of photon blockade effect

先简单回顾单模腔原子系统中的光子阻塞效应^[24]。在弱激发情况下,只需要考虑系统能级最低的三个态,即 $|1\rangle = |g, 0\rangle$, $|2\rangle = |g, 1\rangle$ 和 $|3\rangle = |e, 0\rangle$ 。此时,式(1)可以转化为

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = i\eta(\rho_{13} - \rho_{31}) + 2\kappa\rho_{22} + 2\gamma\rho_{33}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = ig(\rho_{23} - \rho_{32}) - 2\kappa\rho_{22}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = i\eta(\rho_{31} - \rho_{13}) + ig(\rho_{32} - \rho_{23}) - 2\gamma\rho_{33}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = (i\Delta_C - \kappa)\rho_{12} + ig\rho_{13} - i\eta\rho_{32}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} = (i\Delta_A - \gamma)\rho_{13} + ig\rho_{12} + i\eta(\rho_{11} - \rho_{33}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = [i(\Delta_A - \Delta_C) - \kappa - \gamma]\rho_{23} + ig(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\eta\rho_{21}, \quad (7)$$

式中： $\rho_{ij} = \langle i | \rho | j \rangle$ 为密度矩阵元， $i, j = 1, 2, 3$ ； g 为原子与腔的耦合系数。稳态近似下，式(2)~(7)可以通过解析求解，从而得到光子数的期望值：

$$N_{\text{photon}} = \text{tr}(\rho a^\dagger a) \approx \left| \frac{\eta g \rho_{11} (i\Delta_C - i\Delta_A - \kappa - \gamma)}{D_0} \right|^2, \quad (8)$$

式中： $D_0 = (i\Delta_C - \kappa)(i\Delta_A - \gamma)(i\Delta_C - i\Delta_A - \kappa - \gamma) + \eta^2(i\Delta_A - \gamma) + g^2(i\Delta_C - i\Delta_A - \kappa - \gamma)$ ； $\text{tr}(\rho a^\dagger a)$ 为光子数的期望值，可以通过求解该矩阵的迹得到。

式(8)展示了许多有趣的现象，包括真空 Rabi 劈裂^[44-45]和光子阻塞效应^[19]。假设 $\omega_C = \omega_A$ (即

$\Delta_A = \Delta_C = \Delta$)，图 2(a) 给出了平均光子数 $\langle a^\dagger a \rangle$ 随归一化失谐量 Δ/κ 和原子-腔耦合强度 g/κ 的变化关系。系统参数选取如下： $\eta/\kappa = 0.1, \gamma = \kappa$ 和 $\rho_{11} = 1$ 。由图 2(a) 可知：当耦合强度较小(如 $g/\kappa = 0.1$) 时，腔内光子的激发谱只有一个峰，位于 $\Delta = 0$ (即泵浦场与腔模共振) 处；但是，当耦合强度增大时，激发谱在 $\Delta = \pm g$ 处出现两个峰，对应两个缀饰能级 $|1, \pm\rangle$ ，这就是著名的真空 Rabi 劈裂现象。在这两个峰的位置，泵浦场与单光子激发态共振，即 $|0\rangle \leftrightarrow |1, \pm\rangle$ 共振跃迁，但却与双光子激发态非共振，即 $|1, \pm\rangle \leftrightarrow |2, \pm\rangle$ 跃迁处于非共振状态 [详见图 1(b) 的能级跃迁图]。此时，系统只能吸收一个光子，而无法吸收第二个光子，即发生光子阻塞现象，腔内光子的统计分布满足亚泊松统计分布。该特征可以通过计算光子的二阶关联函数来表征。如图 2 (b) 所示，二阶关联函数 $g^{(2)}(0) = \langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle / \langle a^\dagger a \rangle^2 < 1$ ，即光子是反聚束的。

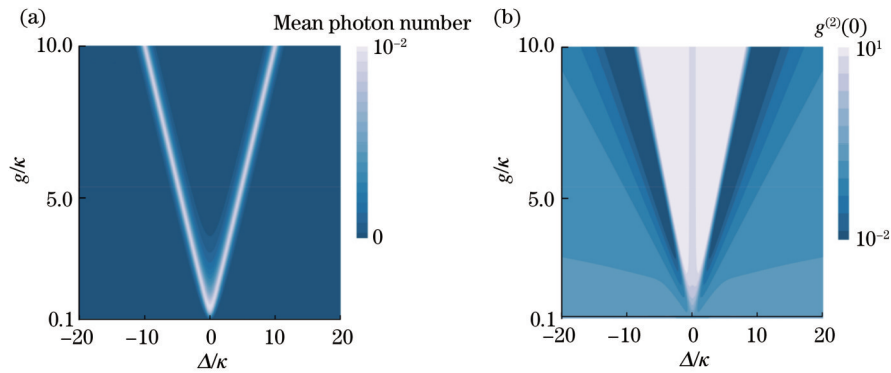


图 2 平均光子数和光子关联函数随归一化失谐量 Δ/κ 和原子-腔耦合强度 g/κ 的变化。(a) 平均光子数；(b) 二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$
Fig. 2 Mean photon number and photon correlation function varying with normalized detuning Δ/κ and coupling strength g/κ between atom and cavity. (a) Mean photon number; (b) two-photon correlation function $g^{(2)}(0)$

接下来考虑强耦合的情况。此时，双光子过程和多光子过程无法被忽略，因此只能对式(1)进行数值求解，无法对光子数空间进行截断。如图 3 所示，选取耦合强度 $g = 10\kappa$ ，数值计算过程中光子态的数目选取 $N = 40$ ，图 3 给出了平均光子数(虚线)、双光子二阶

关联函数 $g^{(2)}(0)$ (实线) 随归一化失谐量 Δ/κ 的变化关系，其他参数与图 2 一致。采用不同强度的泵浦场进行研究。对于弱泵浦场(如 $\eta = 0.1\kappa$)，分析发现腔内光子激发谱在 $\Delta = \pm g$ 处有两个峰 [图 3(a)]，同时可以观测到光子阻塞现象 [$g^{(2)}(0) < 1$]。增大泵浦光的

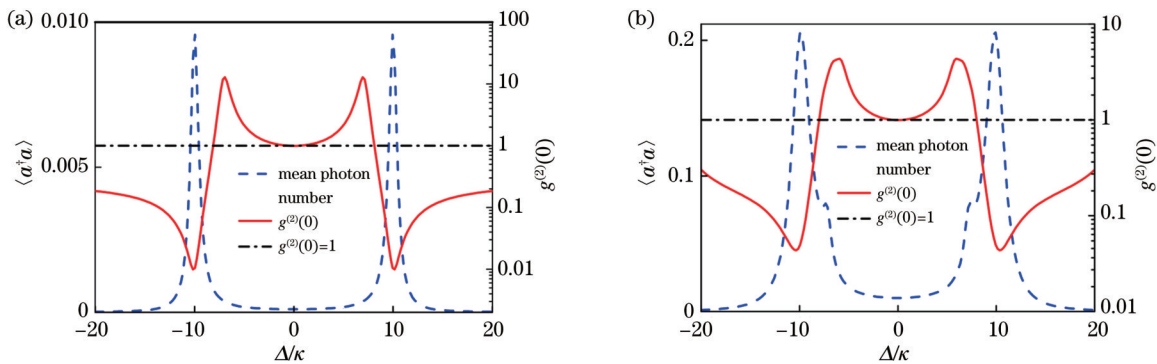


图 3 二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 和平均光子数与归一化失谐量 Δ/κ 的关系。(a) $\eta/\kappa = 0.1$ ；(b) $\eta/\kappa = 1.0$

Fig. 3 Two-photon correlation function $g^{(2)}(0)$ and mean photon number as functions of normalized detuning Δ/κ . (a) $\eta/\kappa = 0.1$ ；(b) $\eta/\kappa = 1.0$

强度,如 $\eta/\kappa = 1.0$,发现腔内光子激发谱存在 4 个峰,分别对应于 $\Delta = \pm g$ 和 $\Delta = \pm g/\sqrt{2}$ [图 3(b)]。类似地,在频率 $\Delta = \pm g$ 处,单光子吸收占主导,呈现光子阻塞现象,对应的二阶关联函数小于 1。然而,在 $\Delta = \pm g/\sqrt{2}$ 处,泵浦光的频率满足双光子共振跃迁,即 $|0\rangle \leftrightarrow |2, \pm\rangle$ 跃迁占主导,光子阻塞现象消失,二阶关联函数大于 1,光子呈聚束状态。

3 两原子腔 QED 系统中的光子关联特性

接下来讨论两原子腔 QED 系统中的光子关联特性,系统模型如图 4(a) 所示。在旋转波近似下,原子和腔内光子的自由哈密顿量可以表示为 $H_0 = \hbar\Delta_\lambda[S_z^{(1)} + S_z^{(2)}] + \hbar\Delta_c(a^\dagger a)$ 。原子和腔内光子的相互作用哈密顿量可以表示为 $H_1 = \hbar \sum_{i=1,2} g_i [a^\dagger S_-^{(i)} + a S_+^{(i)}]$,其中, $g_i = g_0 \cos(2\pi z_i/\lambda_c)$ 为与位置有关的耦合强度, λ_c 为单模腔的波长。泵浦光对原子的驱动可

以写成 $H_L = \eta \sum_{i=1,2} [S_-^{(i)} + S_+^{(i)}]$ 。腔和原子的衰减可以用 Liouvillian 算符表示,即 $\mathcal{L}_\gamma \rho = \gamma \sum_{i=1,2} [2S_-^{(i)} \rho S_+^{(i)} - S_-^{(i)} S_+^{(i)} \rho - \rho S_-^{(i)} S_+^{(i)}]$ 。为了更好地揭示其物理机制,采用集合态 $|gg\rangle, |ee\rangle$ 和 $|\pm\rangle = (|eg\rangle \pm |ge\rangle)/\sqrt{2}$ 作为基矢和集体算符 $D_\pm^\dagger = [S_-^{(1)} \pm S_-^{(2)}]/\sqrt{2}$ 重写系统的哈密顿量,即 $H_L = \sqrt{2} \hbar \eta (D_+^\dagger + D_+)$ 和 $H_1 = H_+ + H_-$,其中, $H_\pm = \hbar g_\pm (a D_\pm^\dagger + a^\dagger D_\pm)/\sqrt{2}$, $g_\pm = g_0(1 \pm \cos\phi_z)$, $\phi_z = 2\pi\Delta z/\lambda_c$, Δz 为两原子之间的间距。首先考虑弱泵浦场作用的情况,取 $\eta/\kappa = 0.1$ 。假设两个原子具有相同的耦合强度,即 $g_1 = g_2 = g_0$,此时,反对称态 $|- \rangle$ 与系统解耦合。在集合态表象下,单光子缀饰态 $|1, \pm\rangle$ 对应的本征值为 $\hbar\omega_c \pm \sqrt{2} g_0 \hbar$,双光子缀饰态 $|2, \pm\rangle$ 对应的本征值为 $2\hbar\omega_c \pm \sqrt{6} g_0 \hbar$ [图 4(b)]。

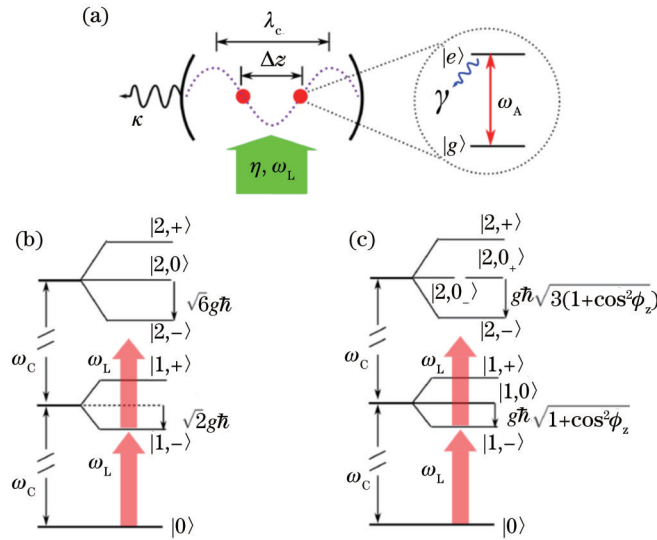


图 4 物理模型与能级结构示意图。(a)单模腔与两个二能级原子耦合模型图;(b)(c)两个原子与腔耦合强度相同与不同情况下的能级结构图

Fig. 4 Schematic diagrams of physical model and energy level structures. (a) Schematic diagram of single mode cavity coupled with two two-level atom; (b)(c) system energy level structures for same coupling strength and different coupling strength between two atoms and cavity, respectively

假设 $\omega_c = \omega_A$,数值求解主方程,给出腔内平均光子数 [图 5(a)]、二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ [图 5(b)] 和三阶关联函数 $g^{(3)}(0) = \langle a^\dagger a^\dagger a^\dagger a a a \rangle / \langle a^\dagger a \rangle^3$ [图 5(c)] 随归一化失谐量 Δ/κ 的变化关系。分析发现 $\Delta = \pm\sqrt{2} g$ 处有两个峰,对应 $|0\rangle \leftrightarrow |1, \pm\rangle$ 之间的单光子共振跃迁。由于此时双光子跃迁非共振,因此二阶关联函数 $g^{(2)}(0) < 1$,三阶关联函数 $g^{(3)}(0) < 1$ [图 5(b)、(c)],即光子阻塞现象仍然可以实现。选取 $\eta/\kappa = 0.1, g/\kappa = 10$,数值计算过程中光子态的数目选取 $N = 40$ 。系统的其他参数与图 3 一致。

当两个原子的耦合强度不同(即 $g_1 \neq g_2$)时,集体效应对光子激发谱和光子阻塞现象具有重要影响,相关的物理机制可以通过与位置有关的缀饰能级来解释。如图 4(c) 所示,单光子空间中三个缀饰态 $|1,0\rangle$ 和 $|1, \pm\rangle$ 的本征能量分别为 $\hbar\omega_c$ 和 $\hbar\omega_c \pm \hbar g_0 \sqrt{1 + \cos^2\phi_z}$ 。在双光子空间,本征态 $|2,0_\pm\rangle$ 和 $|2, \pm\rangle$ 对应的本征能量为 $2\hbar\omega_c$ 和 $2\hbar\omega_c \pm \hbar g_0 \sqrt{3(1 + \cos^2\phi_z)}$ 。显然,这些缀饰态的能量随着两原子之间距离的变化而改变,从而导致光子关联函数的变化。在弱泵浦光($\eta/\kappa = 0.1$)作用下,双光子激发

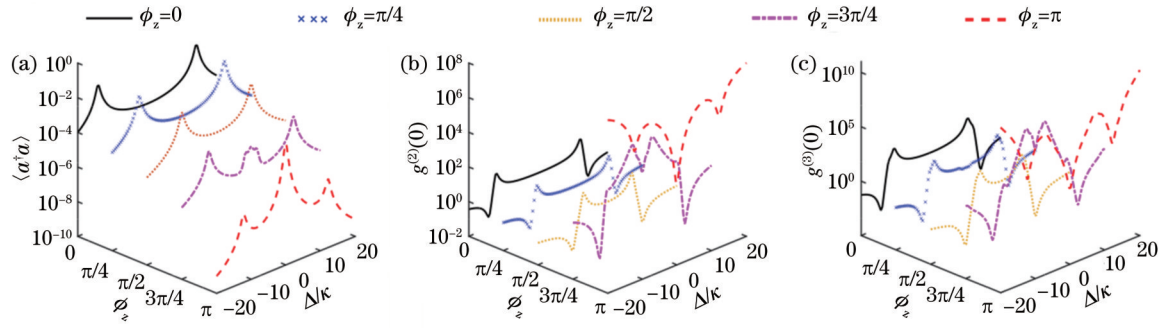


图 5 平均光子数和光子关联函数随归一化失谐量 Δ/κ 和相位差 ϕ_z 的变化。(a) 平均光子数 $\langle a^\dagger a \rangle$; (b) 二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$; (c) 三阶关联函数 $g^{(3)}(0)$

Fig. 5 Mean photon number and photon correlation function varying with normalized detuning Δ/κ and phase difference ϕ_z . (a) Mean photon number $\langle a^\dagger a \rangle$; (b) two-photon correlation function $g^{(2)}(0)$; (c) three-photon correlation function $g^{(3)}(0)$

强度远小于单光子激发强度,单光子激发占主导。当 $0 < \phi_z < \frac{\pi}{2}$ 时,腔内光子激发谱两侧的边峰(单光子激发导致)逐渐向中间靠拢;当 $\frac{\pi}{2} < \phi_z < \pi$ 时,共振位置处的跃迁随相位差的增大逐渐占主导作用,激发谱出现三个峰;当 $\phi_z = \pi$ 时,两侧边峰的高度远低于中间的共振峰。如图 5(b)、(c) 所示,当两原子的耦合相位差满足 $\frac{\pi}{2} < \phi_z < \pi$ 时,中心频率处的二阶关联函数和三阶关联函数均大于 1,呈现出很强的聚束效应。同时,两侧边峰处的二阶关联函数和三阶关联函数也急剧增

大,破坏了单光子阻塞效应。

然后考虑泵浦光强度对系统的影响。为了使计算简单且不失一般性,假设 $\phi_z = \pi, g/\kappa = 10$, 数值计算过程中光子态的数目取 $N = 40$ 。系统的其他参数与图 3 一致。如图 6(a) 所示,系统的集体效应使系统内的平均光子数随泵浦光强度的增大而增加。同时,当驱动强度较弱时,中间共振峰($\Delta = 0$)的平均光子数远大于两侧边峰的光子数。而随着驱动强度的增加,两侧边峰($\Delta = \pm\sqrt{6} g/2$)的平均光子数迅速增多。特别是在 $\eta/\kappa = 2.0$ 时,其数值接近于中间共振峰的平均光子数,说明此时双光子激发占主导作用。

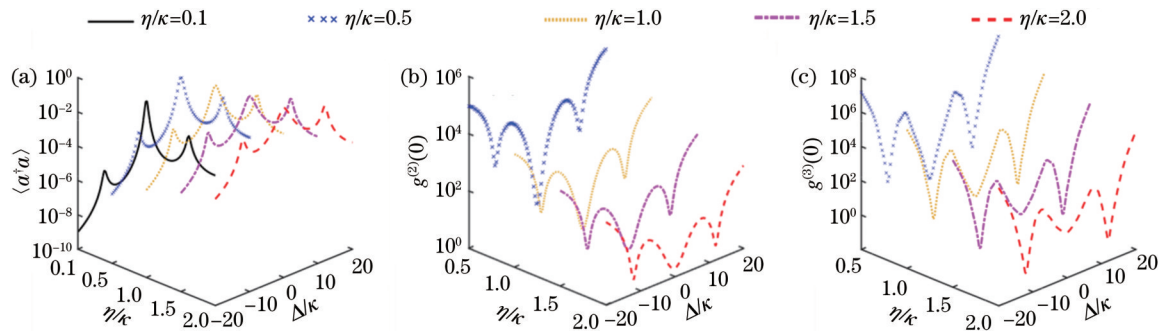


图 6 平均光子数与关联函数随归一化失谐量 Δ/κ 和驱动场强度 η/κ 的变化。(a) 平均光子数 $\langle a^\dagger a \rangle$; (b) 二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$; (c) 三阶关联函数 $g^{(3)}(0)$

Fig. 6 Mean photon number and correlation function varying with normalized detuning Δ/κ and driving field strength η/κ . (a) Mean photon number $\langle a^\dagger a \rangle$; (b) two-photon correlation function $g^{(2)}(0)$; (c) three-photon correlation function $g^{(3)}(0)$

图 6(b) 中给出了腔内光场的二阶关联函数随失谐量 Δ/κ 和驱动场强度 η/κ 的变化关系。随着驱动场强度 η 的增大,二阶关联函数逐渐减小并趋向于 1,但始终大于 1,说明当两个原子处于反相耦合时,腔内光子呈聚束状态。类似地,腔内光子的三阶关联函数随驱动场强度 η/κ 的增大也呈逐渐减小的趋势,如图 6(c) 所示。在共振峰位置,即 $\Delta = 0$,三阶关联函数趋向于 1,但始终大于 1,说明此时系统的光场为相干光场。而在两侧边峰处,随着驱动场强度 η/κ 的增大,三阶关

联函数从大于 1 变化到小于 1 (二阶关联函数始终大于 1),实现了双光子阻塞现象,即光子成对出现。

4 结 论

研究泵浦场驱动原子-单模腔 QED 系统中的光子关联特性,发现在原子-腔强耦合作用下,弱泵浦场驱动原子也可以实现光子阻塞现象,腔内溢出光子遵从亚泊松统计分布,呈现反聚束状态。当两个原子与腔模非对称耦合时,缀饰态的能量随原子之间间距的变

化而改变。特别是当两原子之间的相位差大于 90° 时, 集体效应导致中心频率处出现光子激发峰, 二阶和三阶关联函数均大于 1, 呈现出很强的聚束效应, 破坏单光子阻塞。但是, 随着驱动场强度的增加, 两侧边峰处的光子数逐渐增加, 双光子激发占主导, 从而可以实现双光子阻塞现象, 即光子成对出现。鉴于目前的实验技术, 该模型有望在 circuit-QED、原子 QED 系统^[34,46]中实现。

参 考 文 献

- [1] Boca A, Miller R, Birnbaum K M, et al. Observation of the vacuum Rabi spectrum for one trapped atom[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(23): 233603.
- [2] Maunz P, Puppe T, Schuster I, et al. Normal-mode spectroscopy of a single-bound-atom-cavity system[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(3): 033002.
- [3] Deng W W, Li G X, Qin H. Enhancement of the two-photon blockade in a strong-coupling qubit-cavity system[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 043831.
- [4] Hamsen C, Tolazzi K N, Wilk T, et al. Two-photon blockade in an atom-driven cavity QED system[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(13): 133604.
- [5] Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, et al. Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity[J]. *Nature*, 2010, 465(7299): 755-758.
- [6] Ourjoumtsev A, Kubanek A, Koch M, et al. Observation of squeezed light from one atom excited with two photons[J]. *Nature*, 2011, 474(7353): 623-626.
- [7] Ajiki H, Ishihara H, Edamatsu K. Cavity-assisted generation of entangled photons from a V-type three-level system[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(3): 033033.
- [8] Hou K, Bao D Q, Zhu C J, et al. W-state preparation and entanglement dynamics in Rydberg atomic system based on the collective excitation enhancement[J]. *Laser Physics*, 2019, 29(1): 015201.
- [9] 严冬, 王彬彬, 白文杰, 等. 基于偶极阻塞效应的单光子水平电磁感应透明[J]. *光学学报*, 2019, 39(4): 0427002.
Yan D, Wang B B, Bai W J, et al. Single-photon level electromagnetically induced transparency based on dipole blockade effect[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(4): 0427002.
- [10] Kimble H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [11] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, et al. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities[J]. *Nature*, 2012, 484(7393): 195-200.
- [12] Reiserer A, Rempe G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(4): 1379-1418.
- [13] 翟淑琴, 袁楠. 基于损耗和高斯噪声的连续变量多组分 EPR 导引操控[J]. *中国激光*, 2021, 48(20): 2012001.
Zhai S Q, Yuan N. Manipulated multipartite continuous-variable EPR steering with loss and Gaussian noise[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(20): 2012001.
- [14] Volz J, Gehr R, Dubois G, et al. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange[J]. *Nature*, 2011, 475(7355): 210-213.
- [15] 翟淑琴, 袁楠, 刘奎. 基于纠缠交换的 EPR 量子导引开关[J]. *光学学报*, 2021, 41(16): 1627002.
Zhai S Q, Yuan N, Liu K. EPR quantum steering switch based on entanglement swapping[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(16): 1627002.
- [16] 黄汛, 倪明, 季阳, 等. 光子非全同和光子损失的玻色采样模拟研究[J]. *光学学报*, 2021, 41(12): 1227001.
Huang X, Ni M, Ji Y, et al. Simulation on boson sampling with photon partial distinguishability and photon losses[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(12): 1227001.
- [17] 刘沛宁, 刘军浩, 於亚飞, 等. 在光学系统中利用弱值放大模拟搜索算法[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327020.
Liu W N, Liu J H, Yu Y F, et al. Simulating search algorithm via weak value amplification in optical system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327020.
- [18] Brune M, Schmidt-Kaler F, Maali A, et al. Quantum Rabi oscillation: a direct test of field quantization in a cavity[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(11): 1800-1803.
- [19] Imamoğlu A, Schmidt H, Woods G, et al. Strongly interacting photons in a nonlinear cavity[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(8): 1467-1470.
- [20] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, et al. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. *Nature*, 2005, 436(7047): 87-90.
- [21] Koch M, Sames C, Balbach M, et al. Three-photon correlations in a strongly driven atom-cavity system[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(2): 023601.
- [22] Werner M J, Imamoğlu A. Photon-photon interactions in cavity electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 1999, 61: 011801.
- [23] 闫树斌, 耿涛, 张天才, 等. 用于腔量子电动力学研究的铯原子双磁光阱[J]. *中国激光*, 2006, 33(2): 190-194.
Yan S B, Geng T, Zhang T C, et al. Cesium double magneto-optical trap for cavity-quantum electrodynamics[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, 33(2): 190-194.
- [24] Rebić S, Parkins A S, Tan S M. Photon statistics of a single-atom intracavity system involving electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(6): 063804.
- [25] Kim J, Benson O, Kan H, et al. A single-photon turnstile device[J]. *Nature*, 1999, 397(6719): 500-503.
- [26] Smolyaninov I I, Zayats A V, Gungor A, et al. Single-photon tunneling via localized surface plasmons[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(18): 187402.
- [27] Brecha R J, Rice P R, Xiao M. N two-level atoms in a driven optical cavity: quantum dynamics of forward photon scattering for weak incident fields[J]. *Physical Review A*, 1999, 59(3): 2392-2417.
- [28] Guo Y T, Zou F, Huang J F, et al. Retrieval of photon blockade effect in the dispersive Jaynes-Cummings model[J]. *Physical Review A*, 2022, 105: 013705.
- [29] Trivedi R, Radulaski M, Fischer K A, et al. Photon blockade in weakly driven cavity quantum electrodynamics systems with many emitters[J]. *Physical*

- Review Letters, 2019, 122(24): 243602.
- [30] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, et al. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. Nature, 2005, 436(7047): 87-90.
- [31] Feng L J, Gong S Q. Two-photon blockade generated and enhanced by mechanical squeezing[J]. Physical Review A, 2021, 103(4): 043509.
- [32] Zou F, Lai D G, Liao J Q. Enhancement of photon blockade effect via quantum interference[J]. Optics Express, 2020, 28(11): 16175-16190.
- [33] Wang D Y, Bai C H, Han X, et al. Enhanced photon blockade in an optomechanical system with parametric amplification[J]. Optics Letters, 2020, 45(9): 2604-2607.
- [34] Reimann R, Alt W, Kampschulte T, et al. Cavity-modified collective Rayleigh scattering of two atoms[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(2): 023601.
- [35] Lin J Z, Hou K, Zhu C J, et al. Manipulation and improvement of multiphoton blockade in a cavity-QED system with two cascade three-level atoms[J]. Physical Review A, 2019, 99: 053850.
- [36] Han Y F, Zhu C J, Huang X S, et al. Dynamic properties of atomic collective decay in cavity quantum electrodynamics[J]. Chinese Physics B, 2018, 27(12): 124206.
- [37] Han Y F, Li X, Huang X S. Improvement of three-photon blockade using cavity electromagnetically induced transparency[J]. International Journal of Theoretical Physics, 2020, 59(6): 1679-1687.
- [38] Zhu C J, Yang Y P, Agarwal G S. Collective multi-photon blockade in cavity quantum electrodynamics[J]. Physical Review A, 2017, 95(6): 063842.
- [39] Hou K, Zhu C J, Yang Y P, et al. Interfering pathways for photon blockade in cavity QED with one and two qubits[J]. Physical Review A, 2019, 100(6): 063817.
- [40] Li W, Zhu C J, Yang Y P. Electromagnetic field induced strong two photon blockade with hyperradiant behavior [J]. Optics Express, 2021, 29(25): 42176-42183.
- [41] Casabone B, Friebe K, Brandstätter B, et al. Enhanced quantum interface with collective ion-cavity coupling[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(2): 023602.
- [42] Wiegner R, von Zanthier J, Agarwal G S. Quantum-interference-initiated superradiant and subradiant emission from entangled atoms[J]. Physical Review A, 2011, 84(2): 023805.
- [43] Oliver P M, Joachim V Z, Agarwal G S. Hyperradiance from collective behavior of coherently driven atoms[J]. Optica, 2017, 4(7): 779-785.
- [44] Sanchez-Mondragon J J, Narozhny N B, Eberly J H. Theory of spontaneous emission line shape in an ideal cavity[J]. Physical Review Letters, 1983, 51(20): 1925.
- [45] Berman P R. Cavity quantum electrodynamics[M]. Boston: Academic Press, 1994.
- [46] Neuzner A, Körber M, Morin O, et al. Interference and dynamics of light from a distance-controlled atom pair in an optical cavity[J]. Nature Photonics, 2016, 10(5): 303-306.