

封面文章

人工巨原子三腔耦合系统的光子阻塞效应*

骆俊豪 马康杰 梁焱 盛治郡 孙一丁 谭磊†

(兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000)

(2025年7月25日收到; 2025年8月20日收到修改稿)

研究了人工巨原子与三个微腔耦合系统中的光子阻塞效应. 首先讨论了弱驱动腔模的情况, 分析了单光子和双光子激发时系统的能级结构和跃迁路径, 研究了系统中光子的统计特性. 其次, 考虑同时驱动人工巨原子和腔模, 探讨了利用量子干涉效应进一步增强光子阻塞. 研究表明, 系统的两个腔中出现了弱驱动具有鲁棒性的光子阻塞效应, 等时二阶关联函数的值为 $g^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$. 另外, 在同时驱动人工巨原子和腔模的情况下, 本研究实现了最佳光子阻塞, 等时二阶关联函数可以达到 $g^{(2)}(0) \approx 10^{-6.5}$. 该研究结果可为单光子源的实验实现提供新的可行方案.

关键词: 光子阻塞, 人工巨原子, 量子干涉效应

PACS: 42.50.-p, 42.50.Pq, 42.50.Ct

CSTR: 32037.14.aps.74.20251000

DOI: 10.7498/aps.74.20251000

1 引言

近年来, 单光子源作为产生确定性和高质量单光子的核心组件, 广泛应用于量子光学与量子科技研究中^[1-8]. 光子阻塞 (photon blockade) 效应是实现单光子源的重要物理机制之一. 根据实现机制的不同, 光子阻塞主要分为常规光子阻塞 (conventional photon blockade, CPB) 和非常规光子阻塞 (unconventional photon blockade, UPB). 常规光子阻塞源于本征能级失谐诱导的非简谐性, 从而抑制了高阶光子占据^[9-17]. 而非常规光子阻塞的核心机制是量子干涉效应^[18-28], 其关键思想是通过调控光子的多路径跃迁的量子干涉, 使得双光子态相干叠加发生量子干涉相消. 相较于常规光子阻塞效应, 路径干涉驱动的非常规光子阻塞效应降低了对系统参数的苛刻要求, 这为基于弱非线性体系设计单光子源开辟了新的可能性.

近年来, 人们提出了在多量子发射器系统^[29]、

双音驱动单模非线性腔系统^[30]、手性腔量子电动力学系统^[31]和二阶非线性腔系统^[16,32,33]中实现常规光子阻塞的方案, 同时提出了在 Fabry-Perot 腔与光学参量放大复合系统^[34]、旋转微波腔磁力复合系统^[35]、三波混合系统^[36]、非互易腔磁复合系统^[37]等系统中实现非常规光子阻塞效应的方案. 例如 Majumdar 和 Gerace^[16]利用二阶非线性纳米腔系统, 证明当纳米腔在基频 ω_a 和二次谐波频率 $2\omega_a$ 处均有共振模式时, 可以通过使激光器频率与腔模共振的方式来产生常规光子阻塞效应, 但当驱动强度 $\Omega_0/\kappa_a \leq 0.1$ 时, 系统光子阻塞效应逐渐减弱. 姚治海等^[32]在二阶非线性复合双腔系统中观察到由 Kerr 非线性增强的常规光子阻塞效应. 将具有 Kerr 非线性的低频腔通过强二阶非线性与高频腔耦合. 在高频腔激发的情况下, 研究者发现当系统同时满足弱驱动条件以及二阶非线性相互作用系数远大于耗散率的条件下, 系统中出现由 Kerr 非线性增强的常规光子阻塞效应. 束传存等^[38]利用双光子 Jaynes-Cummings 系统, 证明了在二能级

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874190, 12174461) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn

原子的跃迁频率与腔频率处于非共振情况下, 可以通过操纵原子驱动和腔驱动强度满足特定关系, 从而实现非常规光子阻塞效应. 杨垂平等^[39] 同样利用双光子 Jaynes-Cummings 系统, 证明在强非线性 ($g > \kappa$) 条件以及弱非线性 ($g < \kappa$) 条件下都存在普适光子阻塞效应. 并且在广泛的非线性参数范围内, 以强光子反聚束为特征的普适光子阻塞效应优于常规光子阻塞效应和非常规光子阻塞效应. 在满足驱动条件时, 二阶关联函数可以达到 $g^{(2)}(0) \approx 10^{-6}$.

实验系统和驱动方式的不同已为光子阻塞的具体实现提供多种可能性, 不同驱动路径之间的量子干涉相消是体系产生非常规光子阻塞效应的原理, 而增强光子阻塞以及提高其稳定性是实验中的关键问题之一, 因此进一步探究驱动方式的影响对阻塞效应在量子通信和量子计算中的应用具有重要的意义. 基于此, 本文提出了一种人工巨原子与三个微腔耦合的系统. 理论研究结果表明, 该系统不仅可以实现强的光子阻塞效应, 而且阻塞效应对弱驱动具有鲁棒性, 我们希望该研究结果对单光源的实验制备有一定的参考价值.

2 人工巨原子三腔耦合系统的哈密顿量

本文研究了人工巨原子同时耦合三个微腔的系统 (图 1). 图 1 中深橙色圆形代表人工巨原子, 淡蓝色中空矩形代表微腔, 蓝色单向箭头指代巨原子与各微腔之间的耦合. 在驱动频率为 ω_d 的旋转框架下 ($U = \exp[-i\omega_d t(a^\dagger a + b^\dagger b + c^\dagger c + \sigma^+ \sigma^-)]$),

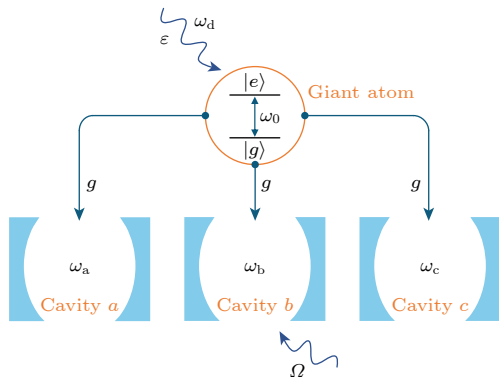


图 1 人工巨原子三腔耦合系统示意图, 其中人工巨原子与 b 腔被单色光驱动

Fig. 1. Schematic of a three-cavity system coupled to a giant atom, with both the atom and the b mode driven by monochromatic light.

哈密顿量可以写为 ($\hbar = 1$)

$$H = \Delta_a a^\dagger a + \Delta_b b^\dagger b + \Delta_c c^\dagger c + \Delta_0 \sigma^+ \sigma^- + g(a^\dagger \sigma^- + b^\dagger \sigma^- + c^\dagger \sigma^- + \text{H.c.}) + H_d, \quad (1)$$

其中 $a(a^\dagger)$, $b(b^\dagger)$, $c(c^\dagger)$ 分别对应 a, b, c 腔中频率为 $\omega_a, \omega_b, \omega_c$ 的腔场的湮灭 (产生) 算符; $\Delta_j = \omega_j - \omega_d$ ($j = a, b, c$), $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_d$ 分别对应三个腔模式和二能级原子的失谐; σ^+ (σ^-) 为频率为 ω_0 的原子的升 (降) 算符; g 为原子与腔模之间的耦合强度; H_d 为驱动项, 对于原子 (腔模) 驱动的情况, $H_d = \varepsilon(\sigma^- + \sigma^+)$ ($H_d = \Omega(b + b^\dagger)$), 驱动强度为 ε (Ω).

3 驱动腔模情况下的光子阻塞效应

3.1 常规光子阻塞效应

首先考虑驱动 b 腔的情况, 系统的状态可以用各基矢 $|g(e), m, n, k\rangle$ 线性表示出来, 其中 $|m\rangle$, $|n\rangle$, $|k\rangle$ 分别代表着 a, b, c 腔的光子数态, 而 $|g\rangle$ ($|e\rangle$) 代表着二能级巨原子的基态 (激发态). 在弱驱动情况 ($\Omega \ll \kappa$) 下, 腔内激发的光子数非常少, 主要集中在低激发光子数态, 因此可对系统的希尔伯特空间截断在低激发子空间, 下文将分别考虑总激发数为 1 和 2 的两种情形. 单激发子空间中, 系统状态可以利用基矢 $[|e, 0, 0, 0\rangle, |g, 1, 0, 0\rangle, |g, 0, 1, 0\rangle, |g, 0, 0, 1\rangle]$ 进行展开, 系统哈密顿量 H 的矩阵形式为

$$\mathbf{H}^1 = \begin{bmatrix} \omega_0 & g & g & g \\ g & \omega_a & 0 & 0 \\ g & 0 & \omega_b & 0 \\ g & 0 & 0 & \omega_c \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中弱驱动项已被忽略. 为计算简便起见, 可令 $\omega_a = \omega_b = \omega_c = \omega_0$, 系统哈密顿量 (2) 式的四个本征频率可以通过对上述矩阵进行对角化获得:

$$\omega_{2,3}^1 = \omega_0, \quad \omega_{1,4}^1 = \omega_0 \pm \sqrt{3}g, \quad (3)$$

其中上标 1 表示单光子激发的情况. 当使用 (3) 式中给出的频率作为驱动频率, 系统可以吸收第一个光子从而到达它的本征态, 此时腔场-驱动光频率失谐满足

$$\Delta_0 = 0, \pm\sqrt{3}g. \quad (4)$$

通常情况下, 如果满足 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$, 系统将占据一个本征态, 从而导致系统出现常规光子阻塞效应.

同理在双激发子空间中, 系统状态可以由基矢
 $[|e, 1, 0, 0\rangle, |e, 0, 1, 0\rangle, |e, 0, 0, 1\rangle, |g, 1, 1, 0\rangle, |g, 2, 0, 0\rangle,$

$|g, 1, 0, 1\rangle, |g, 0, 1, 1\rangle, |g, 0, 2, 0\rangle, |g, 0, 0, 2\rangle]$ 展开, 哈密顿量 H 的矩阵形式为

$$H^2 = \begin{bmatrix} \omega_0 + \omega_a & 0 & 0 & g & g & 0 & \sqrt{2}g & 0 & 0 \\ 0 & \omega_0 + \omega_b & 0 & g & 0 & g & 0 & \sqrt{2}g & 0 \\ 0 & 0 & \omega_0 + \omega_c & 0 & g & g & 0 & 0 & \sqrt{2}g \\ g & g & 0 & \omega_a + \omega_b & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ g & 0 & g & 0 & \omega_a + \omega_c & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g & g & 0 & 0 & \omega_b + \omega_c & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\omega_a & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{2}g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\omega_b & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2}g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\omega_c \end{bmatrix}. \quad (5)$$

系统哈密顿量 (5) 式的九个本征频率可以通过对 (5) 式的矩阵进行对角化获得:

$$\begin{aligned} \omega_{1,9}^2 &= 2\omega_0 \mp \sqrt{6}g, \quad \omega_{2,3}^2 = 2\omega_0 - \sqrt{3}g, \\ \omega_{7,8}^2 &= 2\omega_0 + \sqrt{3}g, \quad \omega_{4,5,6}^2 = 2\omega_0, \end{aligned} \quad (6)$$

其中上标 2 表示双光子激发的情况.

系统的能级图如图 2 所示, 其中 ω_j^1 ($j = 1, 2, 3, 4$) 与 ω_k^2 ($k = 1, 2, \dots, 9$) 分别对应总激发数为 1 和 2 时系统的各个能级 (黑色实线). 当驱动光满足共振条件 $\Delta_0 = 0$ 时, 系统会发生从 $0 \rightarrow \omega_{2,3}^2 \rightarrow \omega_{4,5,6}^2$ 的双光子吸收共振. 这种共振促进了第二个光子在第一个光子之后的继续吸收, 从而导致了光子聚束效应的出现 (绿色双向箭头) [40,41]. 当驱动光的频率

与 $0 \rightarrow \omega_{1,4}^2$ 的跃迁频率共振, 即 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$ 时, 系统可以吸收一个光子到达 $\omega_{1,4}^2$, 但由于本征能级失谐诱导的非简谐性 ($\omega_k^2 \neq 2\omega_{1,4}^2$), $\omega_{1,4}^2 \rightarrow \omega_k^2$ 的跃迁会被显著抑制, 此时系统便出现了常规光子阻塞效应 (橙色双向箭头).

3.2 基于概率幅方法求解二阶关联函数

基于系统微腔对称性分析, 可以发现 a 腔与 c 腔等价, 因此本文只展示 a 腔结果. 唯象地引入耗散后, 系统哈密顿量为

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= H - i\frac{\kappa_a}{2}a^\dagger a - i\frac{\kappa_b}{2}b^\dagger b - i\frac{\kappa_c}{2}c^\dagger c - i\frac{\gamma}{2}\sigma^+\sigma \\ &= \Delta'_a a^\dagger a + \Delta'_b b^\dagger b + \Delta'_c c^\dagger c + \Delta'_0 \sigma^+\sigma^- \\ &\quad + g(a^\dagger \sigma^- + b^\dagger \sigma^- + c^\dagger \sigma^- + \text{H.c.}) + H_d, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 H 由 (1) 式给出, $H_d = \Omega(b + b^\dagger)$, 且 $\Delta'_a = \Delta_a - i\kappa_a/2$, $\Delta'_b = \Delta_b - i\kappa_b/2$, $\Delta'_c = \Delta_c - i\kappa_c/2$, $\Delta'_0 = \Delta_0 - i\gamma/2$; κ_j ($j = a, b, c$) 分别表示三个腔场的耗散率; γ 表示巨原子的耗散率. 系统状态 $|\psi\rangle$ 可以由各基矢 $|g(e), m, n, k\rangle$ 展开:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= C_{g,0,0,0}|g, 0, 0, 0\rangle + C_{e,0,0,0}|e, 0, 0, 0\rangle \\ &\quad + C_{g,1,0,0}|g, 1, 0, 0\rangle + C_{g,0,1,0}|g, 0, 1, 0\rangle \\ &\quad + C_{g,0,0,1}|g, 0, 0, 1\rangle + C_{e,1,0,0}|e, 1, 0, 0\rangle \\ &\quad + C_{e,0,1,0}|e, 0, 1, 0\rangle + C_{e,0,0,1}|e, 0, 0, 1\rangle \\ &\quad + C_{g,1,1,0}|g, 1, 1, 0\rangle + C_{g,1,0,1}|g, 1, 0, 1\rangle \\ &\quad + C_{g,0,1,1}|g, 0, 1, 1\rangle + C_{g,2,0,0}|g, 2, 0, 0\rangle \\ &\quad + C_{g,0,2,0}|g, 0, 2, 0\rangle + C_{g,0,0,2}|g, 0, 0, 2\rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

求解含时薛定谔方程 $i\partial_t|\psi\rangle = \tilde{H}|\psi\rangle$ 得到概率幅满足的运动方程如下:

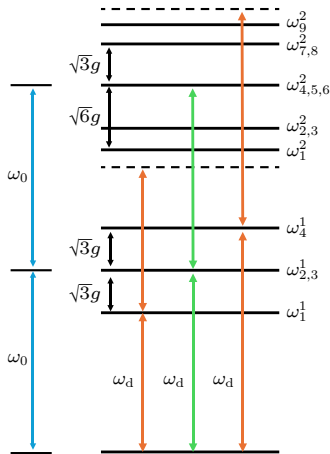


图 2 单光子阻塞产生的能级示意图. 当驱动场的频率 $\omega_d = \omega_0 \pm \sqrt{3}g$, 一个光子被系统共振吸收, 而第二个光子被阻塞

Fig. 2. Energy-level diagram for single-photon blockade. When the driving field frequency $\omega_d = \omega_0 \pm \sqrt{3}g$, one photon is resonantly absorbed by the system, while the second photon is blocked.

$$\begin{aligned}
 i\dot{C}_{g,0,0,0} &\approx \Omega C_{g,0,1,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,0,0} &\approx \Delta'_0 C_{e,0,0,0} + gC_{g,1,0,0} + gC_{g,0,1,0} + gC_{g,0,0,1} + \Omega C_{e,0,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,1,0,0} &\approx gC_{e,0,0,0} + \Delta'_a C_{g,1,0,0} + \Omega C_{g,1,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,1,0} &\approx \Omega C_{g,0,0,0} + gC_{e,0,0,0} + \Delta'_b C_{g,0,1,0} + \sqrt{2}\Omega C_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,0,1} &\approx gC_{e,0,0,0} + \Delta'_c C_{g,0,0,1} + \Omega C_{g,0,1,1}, \\
 i\dot{C}_{e,1,0,0} &\approx \Delta'_0 C_{e,1,0,0} + \Delta'_a C_{e,1,0,0} + gC_{g,1,1,0} + gC_{g,1,0,1} + \sqrt{2}gC_{g,2,0,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,1,0} &\approx \Omega C_{e,0,0,0} + \Delta'_0 C_{e,0,1,0} + \Delta'_b C_{e,0,1,0} + gC_{g,1,1,0} + gC_{g,0,1,1} + \sqrt{2}gC_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,0,1} &\approx \Delta'_0 C_{e,0,0,1} + \Delta'_c C_{e,0,0,1} + gC_{g,1,0,1} + gC_{g,0,1,1} + \sqrt{2}gC_{g,0,0,2}, \\
 i\dot{C}_{g,1,1,0} &\approx \Omega C_{g,1,0,0} + gC_{e,1,0,0} + gC_{e,0,1,0} + \Delta'_a C_{g,1,1,0} + \Delta'_b C_{g,1,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,1,0,1} &\approx gC_{e,1,0,0} + gC_{e,0,0,1} + \Delta'_a C_{g,1,0,1} + \Delta'_c C_{g,1,0,1}, \\
 i\dot{C}_{g,0,1,1} &\approx \Omega C_{g,0,0,1} + gC_{e,0,1,0} + gC_{e,0,0,1} + \Delta'_b C_{g,0,1,1} + \Delta'_c C_{g,0,1,1}, \\
 i\dot{C}_{g,2,0,0} &\approx \sqrt{2}gC_{e,1,0,0} + 2\Delta'_a C_{g,2,0,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,2,0} &\approx \sqrt{2}\Omega C_{g,0,1,0} + \sqrt{2}gC_{e,0,1,0} + 2\Delta'_b C_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,0,2} &\approx \sqrt{2}gC_{e,0,0,1} + 2\Delta'_c C_{g,0,0,2}, \tag{9}
 \end{aligned}$$

其中 $C_{g(e),m,n,k}$ 为各基矢 $|g(e), m, n, k\rangle$ 对应的概率幅. 为了定量地表征光子阻塞效应, 我们关注光子的统计特性, 可以通过稳态下的等时二阶关联函数来量化. 在弱驱动情况下, 各腔光子数以及等时二阶关联函数为

$$\begin{aligned}
 N_j &= \langle a_j^\dagger a_j \rangle_{ss} = \sum_{n,m} C_{nj}^* C_{mj} \langle n | a_j^\dagger a_j | m \rangle \\
 &= (P_{1j} + 2P_{2j}), \tag{10}
 \end{aligned}$$

$$g_j^{(2)}(0) = \frac{\langle a_j^\dagger a_j^\dagger a_j a_j \rangle_{ss}}{\langle a_j^\dagger a_j \rangle_{ss}^2} = \frac{2P_{2j}}{(P_{1j} + 2P_{2j})^2} \approx \frac{2P_{2j}}{P_{1j}^2}, \tag{11}$$

其中 $a_j(a_j^\dagger)$ 为各腔场的湮灭(产生)算符, $\langle o \rangle_{ss}$ 为算符 o 的稳态平均值, P_{1j}, P_{2j} ($j = a, b, c$) 分别对

应各腔场中单光子和双光子占据的概率. (10) 式中, 将系统状态用光子数态进行展开, 并且限制其至多存在两个光子. 等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0) < 1$ ($g^{(2)}(0) > 1$) 对应亚泊松(超泊松)光子统计, $g^{(2)}(0) = 1$ 对应泊松光子统计^[42]. 当产生光子阻塞效应时, 光子的等时二阶关联函数应满足 $g^{(2)}(0) \ll 1$ ^[9,43].

在弱驱动情况下, 概率幅满足 $\{C_{g,0,0,0}\} \gg \{C_{e,0,0,0}, C_{g,1,0,0}, C_{g,0,1,0}, C_{g,0,0,1}\} \gg \{C_{e,1,0,0}, C_{e,0,1,0}, C_{e,0,0,1}, C_{g,1,1,0}, C_{g,1,0,1}, C_{g,0,1,1}, C_{g,2,0,0}, C_{g,0,2,0}, C_{g,0,0,2}\}$. 假设 $C_{g,0,0,0} \approx 1$, 并利用微扰法(在低阶变量的运动方程中丢掉高阶项)近似求解概率幅满足的运动方程. 最终得到概率幅与等时二阶关联函数的稳态解如下(其中 $\kappa_a = \kappa_b = \kappa_c = \kappa$):

$$\begin{aligned}
 C_{g,1,0,0} = C_{g,0,0,1} &= \frac{g^2 \Omega}{\Delta'_b (3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b)}, \quad C_{g,2,0,0} = C_{g,0,0,2} = \frac{g^4 \Omega^2}{\sqrt{2} (\Delta'_b)^2 (3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b) [3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b - (\Delta'_b)^2]}, \\
 C_{g,0,1,0} &= \frac{\Omega (-2g^2 + \Delta'_0 \Delta'_b)}{\Delta'_b (-3g^2 + \Delta'_0 \Delta'_b)}, \quad C_{g,0,2,0} = \frac{\Omega^2 [4g^4 - 4g^2 \Delta'_0 \Delta'_b - g^2 (\Delta'_b)^2 + (\Delta'_0)^2 (\Delta'_b)^2 + \Delta'_0 (\Delta'_b)^3]}{\sqrt{2} (\Delta'_b)^2 (3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b) [3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b - (\Delta'_b)^2]}, \tag{12}
 \end{aligned}$$

$$g_a^{(2)}(0) = g_c^{(2)}(0) \approx \frac{2P_{2a}}{P_{1a}^2} \approx \frac{2|C_{g,2,0,0}|^2}{|C_{g,1,0,0}|^4} = \frac{(3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b)^2}{[3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b - (\Delta'_b)^2]^2},$$

$$g_b^{(2)}(0) \approx \frac{2P_{2b}}{P_{1b}^2} \approx \frac{2|C_{g,0,2,0}|^2}{|C_{g,0,1,0}|^4} = \frac{(3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b)^2 [4g^4 - 4g^2 \Delta'_0 \Delta'_b - g^2 (\Delta'_b)^2 + (\Delta'_0)^2 (\Delta'_b)^2 + \Delta'_0 (\Delta'_b)^3]^2}{(2g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b)^4 [3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b - (\Delta'_b)^2]^2}. \tag{13}$$

如 (12) 式所示, 各腔的单光子以及双光子占据概率皆与驱动强度 Ω 直接相关. 但等时二阶关联函数的稳态解与驱动强度 Ω 无关. 计算发现该现象源于弱驱动情况下低阶变量运动方程对高阶项的舍弃, 在保留高阶项的情况下, 驱动强度对等时二阶关联函数存在影响, 但影响极小, 可以近似忽略.

在 $g_j^{(2)}(0)$ ($j = a, b, c$) 中, 分子的第一项 $3g^2 - \Delta'_0 \Delta'_b = 0$ 对应于单光子共振激发的情况, 这与求解本征频率得到的结果是一致的. 在弱驱动和强耦合近似 ($g \gg \{\kappa, \gamma\}$) 下, 可得到最佳常规阻塞条件 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$.

图 3 展示了等时二阶关联函数 $g_j^{(2)}(0)$ 关于驱动失谐 Δ_0/κ 的变化, 以及单光子占据概率 P_1 与双光子占据概率 P_2 随驱动失谐 Δ_0/κ 的变化. 为增强本方案的实验可行性, 参数的选择参考了理论文献 [28] 和实验文献 [18,23,44]. 图 3(a) 和图 3(b) 中, $\Delta_0/\kappa \approx \pm 25$ 时, 三个腔同时出现显著的光子阻塞现象, 二阶关联函数的值分别是 $g_a^{(2)}(0) = g_c^{(2)}(0) \approx$

$10^{-3.4}$, $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-1.68}$. 此时 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$, 系统发生了常规光子阻塞, 第一个光子的吸收阻碍了第二个光子的吸收. 如图 3(c) 和图 3(d) 所示, $\Delta_0/\kappa \approx \pm 25$ 时, 三个腔的单光子占据数较高. 图 3(a) 和图 3(b) 中, $\Delta_0/\kappa \approx \pm 17.5$ 时, $g_a^{(2)}(0) \approx 10^{2.2}$, $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{3.4}$. 此时 $\Delta_0 = \pm\frac{\sqrt{6}}{2}g$, 三个腔同时出现了光子聚束现象, 系统直接吸收两个光子到达它的本征能级 ω_1^2 和 ω_2^2 . 如图 3(c) 和图 3(d) 所示, $\Delta_0/\kappa \approx \pm 17.5$ 时, 三个腔的单光子占据数较小, 而双光子占据数较高. 另外当 $\Delta_0/\kappa \approx \pm 20.4$ 时, b 腔单光子占据出现两个谷, 等时二阶关联函数为 $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{5.7}$, 即出现了更显著的光子聚束现象, 其源于不同路径之间的量子干涉效应, 调控巨原子与 b 腔的耦合强度可抑制和增强该量子干涉效应 [19].

图 4 展示了等时二阶关联函数 $g_j^{(2)}(0)$ 关于驱动强度 Ω/κ 的变化. 显然, 当系统满足最佳常规阻塞条件 ($\Delta_0 = \sqrt{3}g$) 时, 系统出现了对弱驱动具有鲁棒性的光子阻塞效应. 在图示参数条件下, 等时二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$, $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-1.68}$.

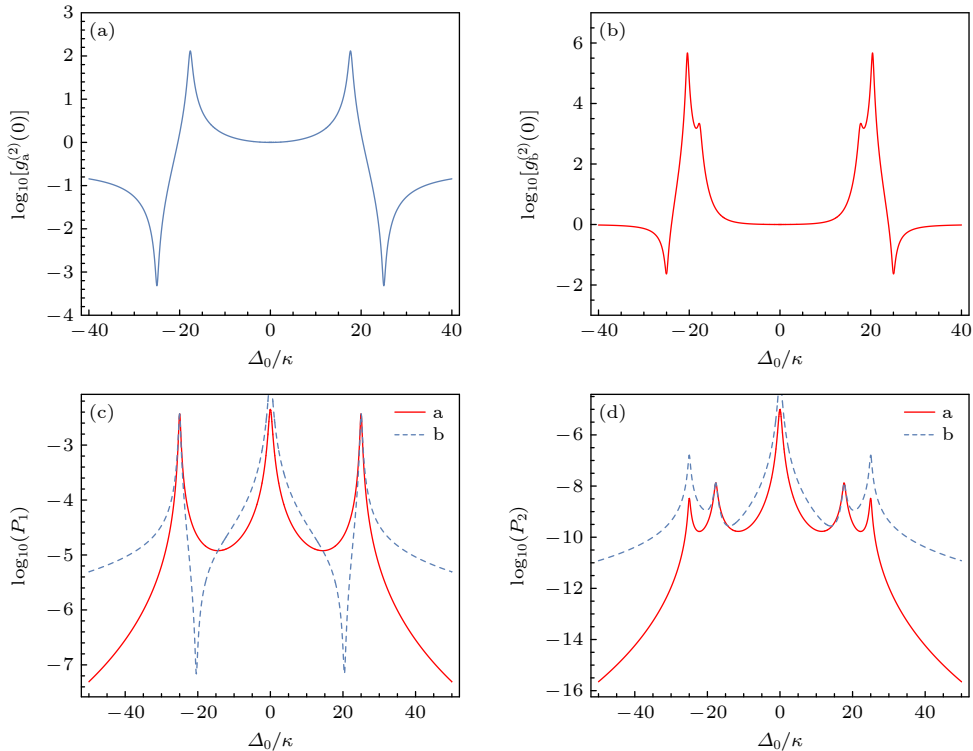


图 3 (a), (b) 分别为 a, b 腔等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随驱动失谐 Δ_0/κ 的变化图; (c), (d) 分别为 a, b 腔单光子占据概率 P_1 以及双光子占据概率 P_2 随驱动失谐 Δ_0/κ 的变化图. 红色实线与蓝色虚线分别对应 a 腔与 b 腔, 共享参数为 $\Omega/\kappa = 0.1$, $\gamma/\kappa = 0.1$, $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$

Fig. 3. (a), (b) Logarithmic plots of the equal-time second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ versus detuning Δ_0/κ for a, b mode; (c), (d) logarithmic plots of the single-photon P_1 and two-photon P_2 occupation probabilities versus detuning Δ_0/κ for a, b mode. Red solid and blue dashed curves represent a and b modes, respectively. Parameters: $\Omega/\kappa = 0.1$, $\gamma/\kappa = 0.1$, $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$.

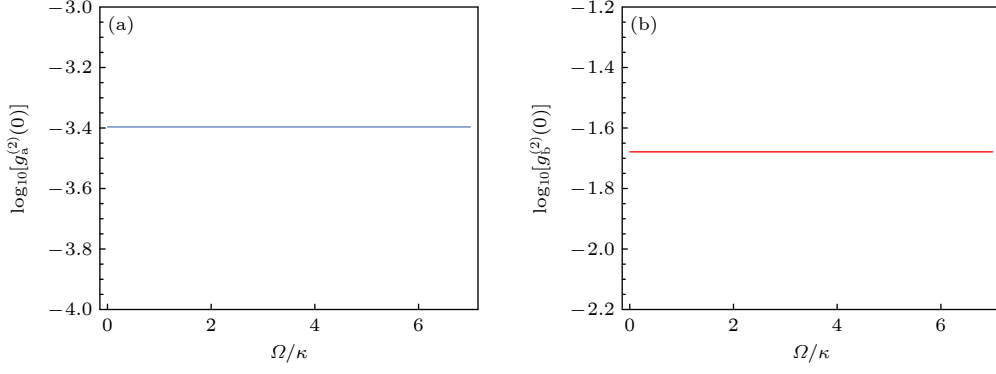


图 4 (a), (b) 分别为 a, b 腔等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随驱动强度 Ω/κ 的变化图. 共享参数为 $\Delta_0 = \sqrt{3}g$, $\gamma/\kappa = 0.1$, $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$

Fig. 4. (a), (b) Logarithmic plots of the equal-time second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ versus Ω/κ for a, b mode. Parameters: $\Delta_0 = \sqrt{3}g$, $\gamma/\kappa = 0.1$ and $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$.

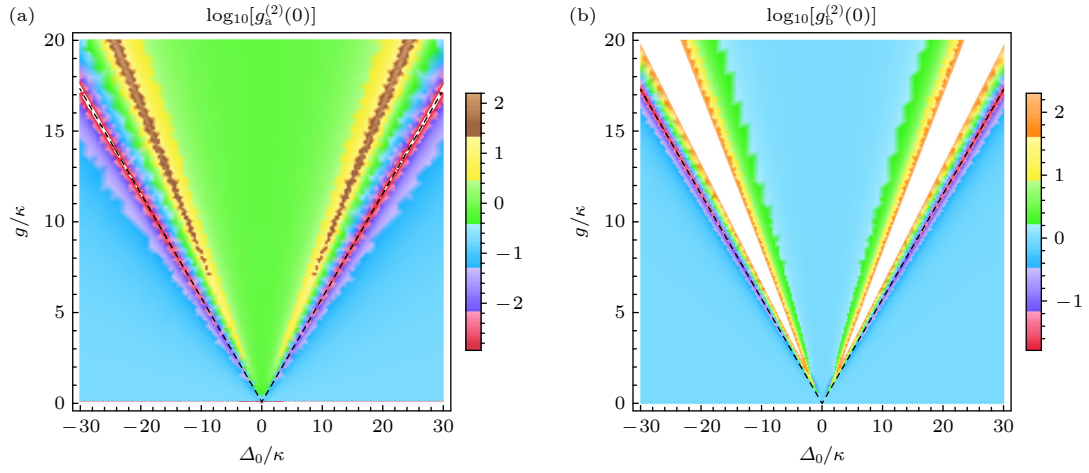


图 5 (a), (b) 分别为 a, b 腔等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随驱动失谐 Δ_0/κ 和耦合强度 g/κ 的变化图. 共享参数为 $\Omega/\kappa = 0.1$, $\gamma/\kappa = 0.1$. 在上述图像中, 黑色虚线表示最佳常规阻塞条件 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$

Fig. 5. (a), (b) Logarithmic plots of the equal-time second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ versus Δ_0/κ and g/κ for a, b mode. Parameters: $\Omega/\kappa = 0.1$ and $\gamma/\kappa = 0.1$. Black dashed lines indicate optimal conditions $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$.

图 5(a) 和图 5(b) 进一步展示了等时二阶关联函数 $g_j^{(2)}(0)$ 关于驱动失谐 Δ_0/κ 与耦合强度 g/κ 的密度图 (以 10 为底). 其中黑色虚线对应最佳常规阻塞条件 $\Delta_0 = \pm\sqrt{3}g$. 可以清晰地发现, 当满足最佳常规阻塞条件时, 三个腔中都出现了显著的光子阻塞现象.

4 同时驱动腔模和巨原子情况下的光子阻塞效应

接下来考虑同时驱动 b 腔与巨原子的情况, 并探讨利用不同跃迁路径之间的量子干涉效应增强光子阻塞效应. 求解薛定谔方程得到概率幅满足的运动方程如下:

$$\begin{aligned}
 i\dot{C}_{g,0,0,0} &\approx \varepsilon C_{e,0,0,0} + \Omega C_{g,0,1,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,0,0} &\approx \varepsilon C_{g,0,0,0} + \Delta'_0 C_{e,0,0,0} + g C_{g,1,0,0} + g C_{g,0,1,0} + g C_{g,0,0,1} + \Omega C_{e,0,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,1,0,0} &\approx g C_{e,0,0,0} + \Delta'_a C_{g,1,0,0} + \varepsilon C_{e,1,0,0} + \Omega C_{g,1,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,1,0} &\approx \Omega C_{g,0,0,0} + g C_{e,0,0,0} + \Delta'_b C_{g,0,1,0} + \varepsilon C_{e,0,1,0} + \sqrt{2}\Omega C_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,0,1} &\approx g C_{e,0,0,0} + \Delta'_c C_{g,0,0,1} + \varepsilon C_{e,0,0,1} + \Omega C_{g,0,1,1},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\dot{C}_{e,1,0,0} &\approx \varepsilon C_{g,1,0,0} + (\Delta'_0 + \Delta'_a)C_{e,1,0,0} + gC_{g,1,1,0} + gC_{g,1,0,1} + \sqrt{2}gC_{g,2,0,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,1,0} &\approx \Omega C_{e,0,0,0} + \varepsilon C_{g,0,1,0} + (\Delta'_0 + \Delta'_b)C_{e,0,1,0} + gC_{g,1,1,0} + gC_{g,0,1,1} + \sqrt{2}gC_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{e,0,0,1} &\approx \varepsilon C_{g,0,0,1} + (\Delta'_0 + \Delta'_c)C_{e,0,0,1} + gC_{g,1,0,1} + gC_{g,0,1,1} + \sqrt{2}gC_{g,0,0,2}, \\
 i\dot{C}_{g,1,1,0} &\approx \Omega C_{g,1,0,0} + gC_{e,1,0,0} + gC_{e,0,1,0} + \Delta'_a C_{g,1,1,0} + \Delta'_b C_{g,1,1,0}, \\
 i\dot{C}_{g,1,0,1} &\approx gC_{e,1,0,0} + gC_{e,0,0,1} + \Delta'_a C_{g,1,0,1} + \Delta'_c C_{g,1,0,1}, \\
 i\dot{C}_{g,0,1,1} &\approx \Omega C_{g,0,0,1} + gC_{e,0,1,0} + gC_{e,0,0,1} + \Delta'_b C_{g,0,1,1} + \Delta'_c C_{g,0,1,1}, \\
 i\dot{C}_{g,2,0,0} &\approx \sqrt{2}gC_{e,1,0,0} + 2\Delta'_a C_{g,2,0,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,2,0} &\approx \sqrt{2}\Omega C_{g,0,1,0} + \sqrt{2}gC_{e,0,1,0} + 2\Delta'_b C_{g,0,2,0}, \\
 i\dot{C}_{g,0,0,2} &\approx \sqrt{2}gC_{e,0,0,1} + 2\Delta'_c C_{g,0,0,2}.
 \end{aligned} \tag{14}$$

可以得到弱驱动情况下概率幅与二阶关联函数的稳态解如下:

$$\begin{aligned}
 C_{g,1,0,0} = C_{g,0,0,1} &= \frac{g(g\Omega - \varepsilon\Delta'_b)}{\Delta'_b [3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b]}, \quad C_{g,0,1,0} = \frac{2g^2\Omega + g\varepsilon\Delta'_b - \Omega\Delta'_0\Delta'_b}{\Delta'_b (-3g^2 + \Delta'_0\Delta'_b)}, \\
 C_{g,2,0,0} = C_{g,0,0,2} &= \frac{g^2(g\Omega - \varepsilon\Delta'_b)^2}{\sqrt{2}(\Delta'_b)^2(3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b)[3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b - (\Delta'_b)^2]}, \\
 C_{g,0,2,0} &= \frac{-M}{\sqrt{2}(\Delta'_b)^2(3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b)[3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b - (\Delta'_b)^2]}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}
 g_a^{(2)}(0) = g_c^{(2)}(0) &\approx \frac{(3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b)^2}{[3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b - (\Delta'_b)^2]^2}, \\
 g_b^{(2)}(0) &\approx \frac{(3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b)^2 M^2}{(2g^2\Omega + g\varepsilon\Delta'_b - \Omega\Delta'_0\Delta'_b)^4 [3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b - (\Delta'_b)^2]^2}, \\
 M &= 4g^4\Omega^2 + 4g^3\varepsilon\Omega\Delta'_b - 4g^2\Omega^2\Delta'_0\Delta'_b + g^2\varepsilon^2(\Delta'_b)^2 - g^2\Omega^2(\Delta'_b)^2 \\
 &\quad - 2g\varepsilon\Omega\Delta'_0(\Delta'_b)^2 + \Omega^2(\Delta'_0)^2(\Delta'_b)^2 - 2g\varepsilon\Omega(\Delta'_b)^3 + \Omega^2\Delta'_0(\Delta'_b)^3.
 \end{aligned} \tag{16}$$

如(16)式所示, $g_a^{(2)}(0)$ 和 $g_c^{(2)}(0)$ 中不含驱动强度 ε 和 Ω .该结果与只驱动腔模的情况相同,同样源于弱驱动情况下低阶变量运动方程对高阶项的舍弃.不同的是,在同时驱动腔模和巨原子的情况下 $g_b^{(2)}(0)$ 与驱动强度直接相关,这是因为b腔光子的不同跃迁路径之间发生量子干涉相消,使得b腔中出现了与驱动强度相关的非常规光子阻塞效应.因此在(16)式中, $g_a^{(2)}(0)$ 与 $g_c^{(2)}(0)$ 表征的光子阻塞效应仅包含常规光子阻塞效应.而 $g_b^{(2)}(0)$ 表征的光子阻塞效应包含了常规光子阻塞效应和非常规光子阻塞效应.在 $g_j^{(2)}(0)$ 中,分子第一项 $3g^2 - \Delta'_0\Delta'_b = 0$ 对应最佳常规光子阻塞,这与求解本征频率得到的结果是一致的.在 $g_b^{(2)}(0)$ 中,分子第二项 $M = 0$ 时,b腔的双光子概率幅等于零,代

表了最佳的非常规光子阻塞条件.为了使系统同时产生常规光子阻塞与非常规光子阻塞,可以利用强耦合近似($g \gg \{\kappa, \gamma\}$)以及最佳常规阻塞条件($\Delta_0 = \sqrt{3}g$)得到最佳的非常规阻塞条件:

$$\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{3}}{3}\Omega, \quad \varepsilon_2 = \frac{7\sqrt{3}}{3}\Omega. \tag{17}$$

图6展示了当系统满足最佳常规阻塞条件($\Delta_0 = \sqrt{3}g$)时,等时二阶关联函数 $g_j^{(2)}(0)$ 关于驱动强度比 ε/Ω 的变化,以及b腔单光子占据概率与双光子占据概率关于驱动强度比 ε/Ω 的变化.如图6(a)所示,a腔等时二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0)$ 不随驱动强度比 ε/Ω 变化,即产生了对弱驱动具有鲁棒性的光子阻塞效应,等时二阶关联函数值为 $g_a^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$.如图6(b)所示, $\varepsilon/\Omega \approx 4.04$ 时,b腔中出现

最佳光子阻塞, 等时二阶关联函数 $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-6.5}$, 比文献 [45] 中的最佳光子阻塞 ($g^{(2)}(0) \approx 10^{-5.97}$) 更为显著.

该现象可以通过光子跃迁路径来解释. 图 7 展示了同时驱动腔模和巨原子情况下所有可能的光子跃迁路径. 显然, 从 $|g, 0, 0, 0\rangle$ 跃迁到 $|g, 0, 2, 0\rangle$ 一

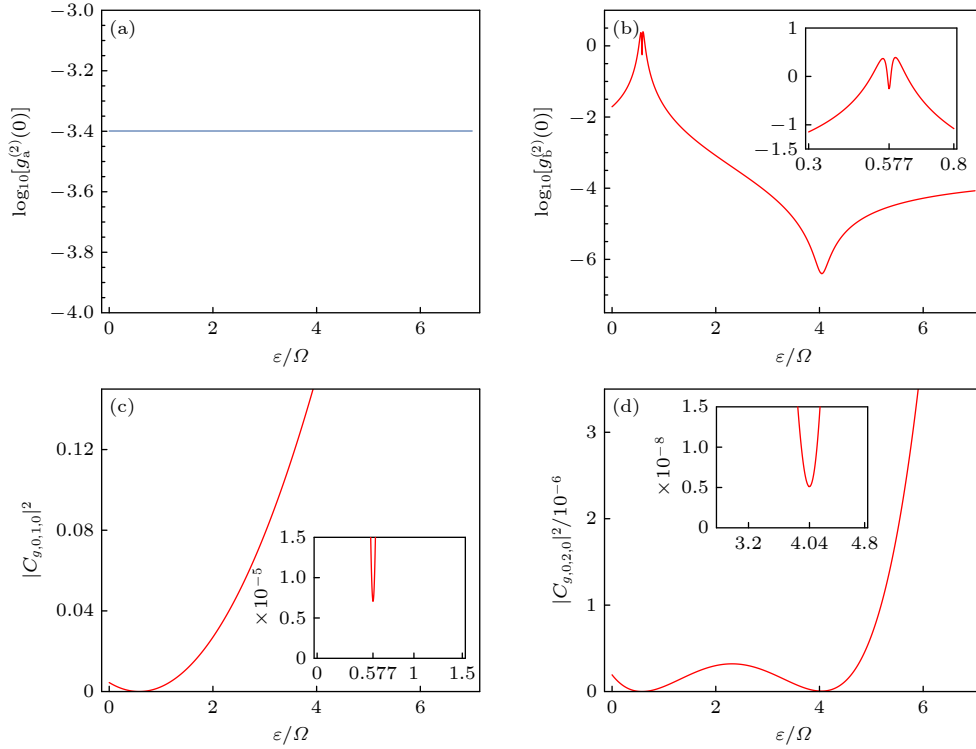


图 6 (a), (b) a, b 腔等时二阶关联函数随原子驱动强度 ε 与腔驱动强度 Ω 之比 ε/Ω 的变化图; (c) b 腔单光子占据概率 $|C_{g,0,1,0}|^2$ 随 ε/Ω 的变化; (d) b 腔双光子占据概率 $|C_{g,0,2,0}|^2$ 随 ε/Ω 的变化. 其中 $\Delta_0 = \sqrt{3}g$, 其他参数与图 3 相同
Fig. 6. (a), (b) Logarithmic plots of equal-time second-order correlation $g^{(2)}(0)$ versus driving ratio ε/Ω for a, b mode; (c) single-photon occupation probabilities $|C_{g,0,1,0}|^2$ versus driving ratio ε/Ω for b mode; (d) two-photon occupation probabilities $|C_{g,0,2,0}|^2$ versus driving ratio ε/Ω for b mode. Parameters: $\Delta_0 = \sqrt{3}g$ and other parameters are the same as Fig. 3.

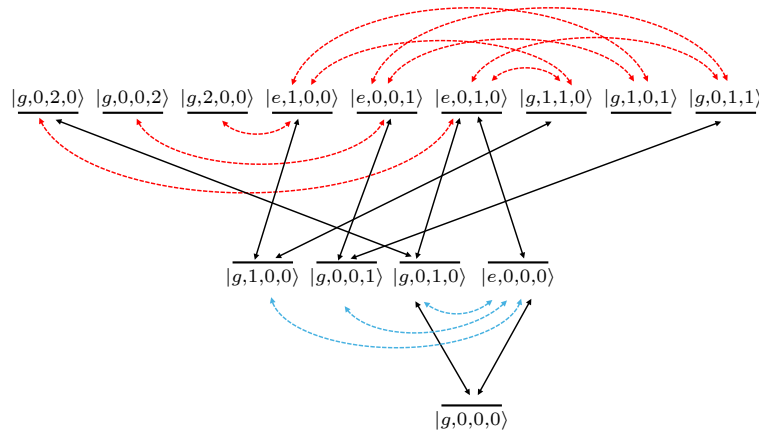


图 7 系统从态 $|g, 0, 0, 0\rangle$ 到达态 $|g, 0, 2, 0\rangle$ 有多条路径, 这些路径之间的量子干涉相消可以产生非常规光子阻塞效应. 图中黑色实线代表系统的所有可能量子态; 黑色双向箭头实线表示在外部驱动下系统吸收光子的过程; 蓝色双向箭头虚线表示当系统中有单个光子时, 不同状态之间的跃迁路径; 红色双向箭头虚线表示当系统中有两个光子时, 不同状态之间的跃迁路径
Fig. 7. Quantum destructive interference between multiple transition pathways from state $|g, 0, 0, 0\rangle$ to state $|g, 0, 2, 0\rangle$ generates unconventional photon blockade effect. In the diagram, the solid black line represents all possible quantum states of the system. The black solid double-headed arrow denotes the photon absorption process under external driving. The blue double-headed arrows dotted line indicate transition pathways between different states when the system contains a single photon. The red double-headed arrows dotted line represent transition pathways between different states when the system contains two photons.

共有四条主要路径: 1) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 1, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 2, 0\rangle$; 2) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 1, 0\rangle \rightarrow |e, 0, 1, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 2, 0\rangle$; 3) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |e, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |e, 0, 1, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 2, 0\rangle$; 4) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |e, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 1, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 2, 0\rangle$. 当系统满足最佳常规阻塞条件 ($\Delta_0 = \sqrt{3}g$) 以及最佳非常规阻塞条件 ($\varepsilon = \frac{7\sqrt{3}}{3}\Omega$) 时, 不同路径之间将发生量子干涉相消, 从而抑制了 b 腔中的双光子占据, 最终产生了显著的非常规光子阻塞.

另外如图 6(b) 和图 6(c) 所示, $\varepsilon/\Omega \approx 0.577$ 时, b 腔单光子占据概率较小且光子阻塞现象不显著, 值分别为 $|C_{g,0,1,0}|^2 \approx 7 \times 10^{-6}$, $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-0.3}$. 这是因为从 $|g, 0, 0, 0\rangle$ 跃迁到态 $|g, 0, 1, 0\rangle$ 一共有两条路径: 1) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 1, 0\rangle$; 2) $|g, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |e, 0, 0, 0\rangle \rightarrow |g, 0, 1, 0\rangle$. 当系统满足最佳非常规阻塞条件 ($\varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{3}\Omega$) 时, 两条跃迁路径之间发生量子干涉相消, 抑制了 b 腔的单光子占据以及该处的光子阻塞效应.

图 8 展示了 a 腔等时二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0)$ 随驱动强度比 ε/Ω 以及耦合强度 g/κ 的变化, 其显示了耦合强度对 a 腔中光子阻塞效应的影响. 显然, 随着耦合强度的增大, a 腔中光子阻塞现象更加显著且对弱驱动仍具有鲁棒性.

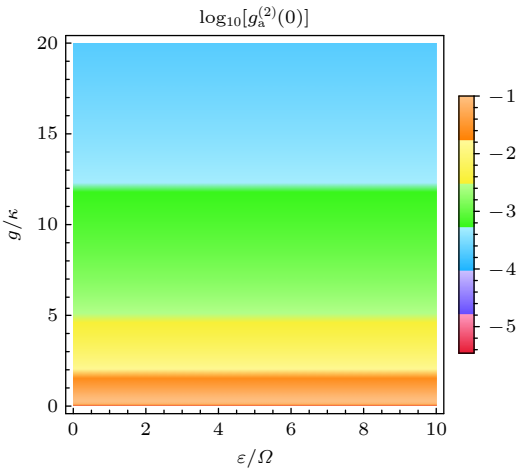


图 8 a 腔等时二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0)$ 随耦合强度 g/κ 和驱动强度比 ε/Ω 的变化图, 其中 $\Delta_0 = \sqrt{3}g$ 且其余参数与图 5 相同

Fig. 8. Logarithmic plot of the equal-time second-order correlation function $g_a^{(2)}(0)$ versus the coupling strength ratio ε/Ω and coupling strength g/κ for mode a, with $\Delta_0 = \sqrt{3}g$ and other parameters are the same as in Fig. 5.

图 9(a) 和图 9(b) 展示了 $\varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{3}\Omega \approx 0.577\Omega$ 时, 等时二阶关联函数 $g_j^{(2)}(0)$ 随驱动失谐 Δ_0/κ 的变化. 当 $\Delta_0 = -\sqrt{3}g$ 时, a, b 腔二阶关联函数都出现了谷, 验证了同时驱动腔模和巨原子的情况下常规光子阻塞效应仍然存在. 最佳二阶关联函数值为 $g_a^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$, $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-2.3}$.

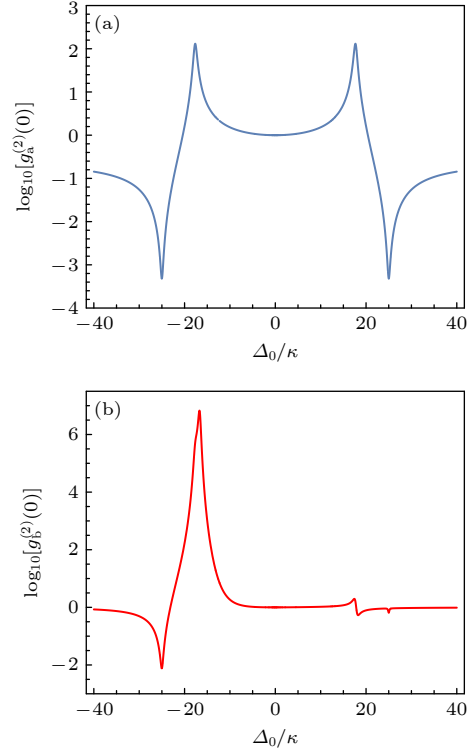


图 9 (a), (b) 分别为 a, b 腔的等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随驱动失谐 Δ_0/κ 的变化图, 其中 $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$, $\varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{3}\Omega$, 其余参数与图 5 相同

Fig. 9. (a), (b) Logarithmic plots of the equal-time second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ versus detuning Δ_0/κ for a, b mode, respectively. Parameters: $g/\kappa = 25/\sqrt{3}$, $\varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{3}\Omega$ and other parameters are the same as in Fig. 5.

5 结 论

本文研究了人工巨原子与三腔耦合系统中的光子阻塞效应. 通过微扰法求解概率振幅的运动方程, 首先推导出了等时二阶关联函数与光子占据概率的解析表达式, 探究了光子的统计特性, 发现 a, c 腔中产生了对弱驱动具有鲁棒性的光子阻塞效应, 等时二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$. 此外, 本文还提供了一种通过驱动巨原子来增强光子阻塞的方法. 在同时驱动腔模和巨原子的情况下, 系统满足最佳常规阻塞条件和最佳非常规阻塞条件时,

b腔中出现了最佳光子阻塞, 等时二阶关联函数 $g_b^{(2)}(0) \approx 10^{-6.5}$. 需要指出的是, 最佳光子阻塞效应产生的条件仅与参数间比值相关, 而与参数绝对值无关. 因此在满足弱驱动近似和强耦合近似的情况下, 本研究的参数选择具有一定的普适性. 实验上, 该方案可以在满足以下两个条件的不同实验平台上实现: 1) 可以实现人工巨原子的多点耦合效应; 2) 能够在保持人工巨原子与腔体相互作用的同时生成具有相同内在参数的三个腔体. 研究结果表明, 以上问题可在光学晶格^[46,47]耦合的冷原子^[48], 以及与超导材料^[49]耦合的超导量子比特^[50]等平台上解决. 但该方案在实验实现上仍面临许多挑战: 1) 尽管本研究所取的弱驱动近似在实验合理范围内^[18,23,44], 但弱驱动条件下系统平均光子数极低, 此时热噪声与背景噪声变得不可忽略且可能出现测量信噪比恶化的现象; 2) 实验上需精确控制超导量子比特或量子点等人工巨原子与多个微腔的耦合强度的一致性, 避免因制备误差导致耦合不对称; 3) 需要通过超导腔^[24]实现三个腔体的频率简并且保持长期稳定性, 避免温度漂移或机械振动导致的失谐.

参考文献

- [1] Couteau C, Barz S, Durt T, Gerrits T, Huwer J, Prevedel R, Rarity J, Shields A, Weihs G 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 326
- [2] Couteau C, Barz S, Durt T, Gerrits T, Huwer J, Prevedel R, Rarity J, Shields A, Weihs G 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 354
- [3] Tomm N, Javadi A, Antoniadis N O, et al. 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 399
- [4] Senellart P, Solomon G, White A 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 1026
- [5] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46
- [6] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [7] Sangouard N, Simon C, De Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [8] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, Dušek M, Lütkenhaus N, Peev M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1301
- [9] Imamoglu A, Schmidt H, Woods G, Deutsch M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1467
- [10] Werner M J, Imamoglu A 1999 *Phys. Rev. A* **61** 011801
- [11] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
- [12] Zhou Y H, Shen H Z, Zhang X Y, Yi X X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 043819
- [13] Brecha R J, Rice P R, Xiao M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2392
- [14] Zhou Y H, Zhang X Y, Wu Q C, Ye B L, Zhang Z Q, Zou D D, Shen H Z, Yang C P 2020 *Phys. Rev. A* **102** 033713
- [15] Shen H Z, Zhou Y H, Yi X X 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023849
- [16] Majumdar A, Gerace D 2013 *Phys. Rev. B* **87** 235319
- [17] Sun J Y, Shen H Z 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043715
- [18] Liew T C H, Savona V 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 183601
- [19] Bamba M, Imamoglu A, Carusotto I, Ciuti C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 021802
- [20] Sarma B, Sarma A K 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053827
- [21] Shen H Z, Shang C, Zhou Y H, Yi X X 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023856
- [22] Lemonde M A, Didier N, Clerk A A 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063824
- [23] Snijders H J, Frey J A, Norman J, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 043601
- [24] Vaneph C, Morvan A, Aiello G, Féchant M, Aprili M, Gabelli J, Estève J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 043602
- [25] Carusotto I, Ciuti C 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 299
- [26] Shen H Z, Zhou Y H, Yi X X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063808
- [27] Zhou Y H, Shen H Z, Shao X Q, Yi X X 2016 *Opt. Express* **24** 17332
- [28] Zheng C M, Zhang W, Wang D Y, Han X, Wang H F 2023 *New J. Phys.* **25** 043030
- [29] Chen M Y, Tang J S, Tang L, Wu H D, Xia K Y 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 033083
- [30] Li M, Zhang Y L, Wu S H, Dong C H, Zou X B, Guo G C, Zou C L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 043601
- [31] Lu Y W, Liu J F, Li R H, Wu Y X, Tan H S, Li Y Y 2022 *New J. Phys.* **24** 053029
- [32] Lin H Y, Wang X Q, Yao Z H, Zou D D 2020 *Opt. Express* **28** 17643
- [33] Zhang Z Q 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 164205 (in Chinese) [张志强 2025 物理学报 **74** 164205]
- [34] Li H, Zhang S Q, Guo M, Li M X, Song L J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 124203 (in Chinese) [李宏, 张斯淇, 郭明, 李美萱, 宋立军 2019 物理学报 **68** 124203]
- [35] Hou R, Zhang W, Han X, Wang H F, Zhang S 2025 *Sci. Rep.* **15** 5145
- [36] Qiao X F, Yao Z H, Yang H 2024 *Phys. Rev. A* **110** 053702
- [37] Fan X H, Zhang Y N, Yu J P, Liu M Y, He W D, Li H C, Xiong W 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400043
- [38] Li H J, Fan L B, Ma S, Liao J Q, Shu C C 2024 *Phys. Rev. A* **110** 043707
- [39] Zhou Y H, Liu T, Su Q P, et al. 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 183601
- [40] Hamsen C, Tolazzi K N, Wilk T, Rempe G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 133604
- [41] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 153601
- [42] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p134
- [43] Rabl P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 063601
- [44] Redchenko E S, Zens M, Žemlička M, et al. 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 063601
- [45] Ma K J, Liu J, Cai Y, Tan L 2025 *Phys. Scr.* **100** 025109
- [46] Stewart M, Kwon J, Lanuza A, Schneble D 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043307
- [47] Krinner L, Stewart M, Pazmiño A, Kwon J, Schneble D 2018 *Nature* **559** 589
- [48] Hood J D, Goban A, Asenjo-Garcia A, Lu M, Yu S P, Chang D E, Kimble H 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **113** 10507
- [49] Scigliuzzo M, Calajò G, Ciccarello F, et al. 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031036
- [50] Ferreira V S, Banker J, Sipahigil A, et al. 2021 *Phys. Rev. X* **11** 041043

COVER ARTICLE

Photon blockade effect in giant atom-coupled triple-cavity system^{*}

LUO Junhao MA Kangjie LIANG Yan SHENG Zhijun
SUN Yiding TAN Lei[†]

(School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 25 July 2025; revised manuscript received 20 August 2025)

Abstract

The photon blockade effects in a system consisting of an artificial giant atom coupled with three cavities are investigated. By solving the Schrödinger equation, we obtain the steady-state probability amplitudes of the system and derive the analytical expressions for the equal-time second-order correlation function. Based on these analytical expressions, the optimal conditions for achieving the photon blockade under different driving conditions are derived in detail.

We first examine the energy spectra and transition pathways for the single-photon and two-photon excitations in weakly driven cavity mode, and then investigate the statistical properties of photons. It is demonstrated that the optimal conventional photon blockade can be achieved by selecting appropriate driving detuning as characterized by the equal-time second-order correlation function of $g^{(2)}(0) \approx 10^{-3.4}$. Remarkably, we observe that both cavities of the system exhibit robust photon blockade effects against the weak driving. It is also found that with the increase of the coupling strength between the artificial giant atom and cavities, the photon blockade phenomenon becomes more pronounced while maintaining its robustness to the weak driving. Furthermore, we consider the case of simultaneously driving both the artificial giant atom and cavity modes. The unique multi-point coupling characteristics of the artificial giant atom provide additional transition pathways for photons, thereby allowing us to use the resulting quantum interference to further enhance photon blockade. When the system satisfies the optimal parametric conditions for both the conventional and unconventional photon blockade effects, one cavity exhibits exceptional photon blockade with $g^{(2)}(0) \approx 10^{-6.5}$.

This research greatly relaxes the stringent parameter requirements for the experimental realization of single-photon sources and provides a theoretical support for improving their quality, which is crucial for achieving high-performance single-photon sources.

Keywords: photon blockade, artificial giant atoms, destructive quantum interference

PACS: 42.50.-p, 42.50.Pq, 42.50.Ct

DOI: [10.7498/aps.74.20251000](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251000)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251000](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251000)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874190, 12174461).

[†] Corresponding author. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn

人工巨原子三腔耦合系统的光子阻塞效应

骆俊豪 马康杰 梁焱 盛治郡 孙一丁 谭磊

Photon blockade effect in giant atom-coupled triple-cavity system

LUO Junhao MA Kangjie LIANG Yan SHENG Zhijun SUN Yiding TAN Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 214202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251000

CSTR: 32037.14.aps.74.20251000

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251000>

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

克尔介质单模腔中光学参量放大与驱动力协同的光子阻塞效应

Photon blockade effect from synergistic optical parametric amplification and driving force in Kerr-medium single-mode cavity

物理学报. 2025, 74(16): 164205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250712>

完备Buck-Sukumar模型的光子阻塞效应

The photon blockade effect of a complete Buck-Sukumar model

物理学报. 2022, 71(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220238>

巨腔系统中的光子屏蔽

Photonic shielding in giant resonator system

物理学报. 2023, 72(9): 094202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230049>

基于局域耦合相位调控的二能级巨原子-双波导系统中的单光子散射

Single-photon scattering in a two-level giant atom-dual waveguide coupled system based on local coupling phase regulation

物理学报. 2025, 74(15): 153202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250505>

单分子器件电输运中基于量子干涉效应的调控策略

Regulation strategies based on quantum interference in electrical transport of single-molecule devices

物理学报. 2022, 71(6): 067303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211819>

含多个相干耦合人工原子的单模腔的输入输出特性

Input-output characteristics of single-mode cavity with multiple coherently coupled artificial atoms

物理学报. 2022, 71(24): 244204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221456>