

# 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\*

张志强†

(郑州商学院智能建造学院, 大学物理教研室, 郑州 451200)

(2025年6月3日收到; 2025年6月10日收到修改稿)

通过解析求解与数值模拟相结合的方法, 研究了由克尔介质单模腔与光学参量放大器组成的混合量子系统中光子阻塞效应的调控机制. 建立了包含腔场衰减的有效哈密顿量主方程, 采用 Fock 态基矢展开至双光子截断近似, 解析求解稳态薛定谔方程获得了光子阻塞最佳条件. 通过对比数值模拟结果与解析结果, 解析结果与等时二阶关联函数的数值模拟高度一致, 验证了理论的正确性. 研究表明, 在参数适当的条件下, 系统中可以存在光子阻塞. 系统处于共振时, 平均光子数显著增加, 这对实现高亮度的单光子源十分必要. 进一步的驱动相位变化可导致最佳阻塞区域在驱动力强度与光学参量放大器非线性系数  $F-G$  参数二维平面发生位移甚至最佳光子阻塞区域形成的抛物线开口方向发生反转, 数值结果和理论结果均证实了驱动力相位对光子阻塞效应的调控作用. 值得一提的是, 在克尔非线性强度在宽参数范围内, 系统始终存在显著的光子阻塞效应, 展现出典型的普适光子阻塞特征. 物理机制分析表明, 光子阻塞源于系统两条光子跃迁路径在特定参数下的量子干涉相消, 有效地抑制了双光子激发. 克尔非线性虽调制系统能级但不影响量子干涉路径, 使光子阻塞效应在宽参数范围内保持稳定.

**关键词:** 光子阻塞, 单模腔, 光学参量放大, 克尔非线性**PACS:** 42.50.-p, 42.50.Pq**DOI:** 10.7498/aps.74.20250712**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250712

## 1 引言

当前, 量子信息技术方兴未艾, 单光子光源作为量子信息技术的核心器件, 其性能直接决定了量子计算、量子通信和量子精密测量等前沿应用的可行性. 在众多单光子产生机制中, 基于光子阻塞 (photon blockade) 效应<sup>[1,2]</sup>的单光子光源因其高纯度、高重复率和可集成性等显著优势, 成为当前研究的热点. 2005年, Birnbaum等<sup>[3]</sup>利用单原子强耦合光腔系统, 首次在实验上实现光子阻塞效应, 为单光子源研制奠定了基础. 2018年, Snijders等<sup>[4]</sup>通过构建双模光学腔, 利用正交偏振模式与量

子点的非对称耦合, 首次在实验上观测到非常规光子阻塞效应, 单光子发射速率较传统方案提升一个数量级. 同一时期, Vaneph等<sup>[5]</sup>设计了一种双耦合超导腔结构, 通过调控腔模非线性, 实现微波波段的光子阻塞效应. 2025年, Ding等<sup>[6]</sup>开发了一种基于量子点嵌入可调谐微腔的单光子源, 通过优化光学微腔的设计和脉冲整形技术, 实现了单光子源的整体系统效率达到 71.2%, 光子不可区分性高达 98.56%, 多光子错误率低至 2.05%, 表现出极高的单光子纯度.

光子阻塞是量子光学中的一种非经典效应, 是指在特定条件下, 单个光子的存在会抑制后续光子的传输或产生, 导致输出光场呈现亚泊松统

\* 河南省科技攻关项目 (批准号: 242102231052) 资助的课题.

† E-mail: zhangzhiqiang08@gmail.com

计 (sub-Poissonian statistics) 和反聚束 (antibunching) 特性, 该效应可通过二阶关联函数定量表征, 当二阶关联函数的值小于 1 时, 即可确认系统中存在光子阻塞现象. 光子阻塞效应依据其物理机制可分为两类: 传统光子阻塞 (conventional photon blockade, CPB)<sup>[7-10]</sup> 和非传统光子阻塞 (unconventional photon blockade, UPB)<sup>[4,11-13]</sup>. CPB 源于强非线性相互作用导致的能级非谐分裂, 这使得单光子跃迁共振激发与多光子跃迁频率失配, 从而实现单光子选择性激发. UPB 是一种基于多光子跃迁路径量子干涉相消的非线性量子光学效应, 其物理本质是系统内不同量子路径在特定参数条件下满足干涉相消, 选择性地抑制双光子态布居, 同时保持单光子发射. 与 CPB 不同, UPB 在弱非线性条件下即可实现.

近年来, 非线性光学腔系统为实现可控的光子阻塞效应提供了理想的研究平台, 众多学者对单模光学腔、双模光学腔、多个光学腔、光学腔与原子之间的相互作用以及非互易光学系统中光子阻塞进行了广泛的研究, 在光子阻塞领域取得了众多进展. 针对单模光学腔系统, 引入 Kerr 非线性<sup>[14,15]</sup> 或光学参量放大<sup>[16]</sup> 等物理机制, 在单模腔体系中可产生光子阻塞效应. 此外, 通过引入光子的频率自由度作为新的调控维度, 研究者提出了一种基于非线性光学腔频率响应特性的光子阻塞新机制: 利用腔体对不同频率驱动场的非均匀量子响应实现了高效光子阻塞效应<sup>[17]</sup>. 双模腔系统中的光子阻塞效应研究主要集中在两个腔模之间的相互作用以及如何通过这种相互作用实现光子阻塞<sup>[18-20]</sup>. 例如, 在双模腔光机械系统中, 通过调节两个腔模之间的耦合强度和驱动条件<sup>[20]</sup>, 可以实现强光子反聚束效应. 此外, 研究还发现, 双模腔系统可以通过不同路径之间的量子干涉来实现非传统光子阻塞, 这种机制突破了传统光子阻塞对大非线性强度的限制<sup>[21,22]</sup>. 多个光学腔之间的相互作用为实现复杂的光子阻塞效应提供了更多可能性. 通过将多个腔耦合在一起, 可以形成具有特定能级结构的系统, 从而实现光子阻塞<sup>[23,24]</sup>. 在腔-原子耦合系统中, 原子与腔模之间的耦合可以产生非线性效应, 从而实现光子阻塞. 通过调节原子与腔模之间的耦合强度<sup>[25,26]</sup> 和原子的能级结构<sup>[27]</sup>, 可以有效地增强光子阻塞效应. 此外研究还表明, 通过在单原子

腔系统中引入相位可控的驱动场, 可以实现可调谐的非常规光子阻塞<sup>[28,29]</sup>. 最新理论研究进一步拓展至非互易系统<sup>[30-38]</sup>, 其通过多路径量子系统中引入可控的非互易性, 实现光子传输的单向阻塞与量子态选择性操控. 研究结果理论上预言了非厄米腔中可观测到显著的非互易光子阻塞现象<sup>[39]</sup>, 并论证了基于拓扑保护机制实现鲁棒性光子阻塞的可能性<sup>[40,41]</sup>. 当前, 对光子阻塞的理论研究前沿正朝着多物理场协同调控、非厄米量子光学效应和非互易量子光学等方向深入发展, 拓展了光子阻塞的理论研究范围与应用边界.

本文考虑由克尔介质单模腔与光学参量放大器构成的量子系统中, 利用数值解析求解与数值模拟相结合的方法, 研究了光学参量放大器非线性系数、驱动力强度、驱动力相位及克尔非线性强度等对光子阻塞效应的调控机制. 研究表明, 解析结果与数值结果均证实, 在参数适当的条件下, 系统中可以存在光子阻塞, 且系统处于共振时, 平均光子数显著增加, 驱动力相位对系统中的光子阻塞效应存在显著的调控作用. 进一步地, 在克尔非线性强度在宽参数范围内, 系统始终存在显著的光子阻塞效应, 展现出典型的普适光子阻塞特征. 最后, 通过系统分析能级结构与光子跃迁路径, 揭示了系统产生光子阻塞现象的物理起源机制.

## 2 物理模型

系统由单模腔及光学参量放大器 (optical parametric amplifier, OPA) 组成, 腔中存在克尔介质, 由于系统存在克尔非线性效应和光学参量放大器非线性效应, 则系统的哈密顿量为<sup>[16,42,43]</sup>

$$\hat{H}_G = \omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + U \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} + iG (\hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger - \hat{a} \hat{a}), \quad (1)$$

其中  $\omega_a$  是单模腔的本征频率;  $\hat{a}^\dagger$  和  $\hat{a}$  分别是单模腔的光子产生算符和湮灭算符,  $U$  是克尔非线性强度;  $G$  是光学参量放大器非线性系数. 外界对腔的驱动力形式为

$$\hat{H}_d = F (\hat{a}^\dagger e^{i\phi} e^{-i\omega_d t} + \hat{a} e^{-i\phi} e^{i\omega_d t}), \quad (2)$$

其中,  $F$  为驱动力的强度,  $\phi$  为驱动力的相位,  $\omega_d$  为驱动力的频率.

为了研究系统的演化, 采用相对于控制场频率的旋转框架. 定义一个旋转算符  $\hat{R} = \exp(i\omega_d t \hat{a}^\dagger \hat{a})$ ,

则总哈密顿量  $\hat{H} = \hat{H}_G + \hat{H}_d$  的有效形式可表示为

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{eff}} = & \Delta \hat{a}^\dagger \hat{a} + U \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} + iG (\hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger - \hat{a} \hat{a}) \\ & + F (\hat{a}^\dagger e^{i\phi} + \hat{a} e^{-i\phi}), \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\Delta = \omega_a - \omega_d$  是单模腔的本征频率与驱动力频率的失谐量.

为研究单模腔中的光子阻塞, 考虑单模腔存在光子衰减的情形下, 可利用光子阻塞主方程来描述系统的动力学过程, 主方程的形式为

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = i [\hat{H}_{\text{eff}}, \hat{\rho}] + \frac{\kappa}{2} (2\hat{a}^\dagger \hat{\rho} \hat{a} - \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{a}^\dagger \hat{a}), \quad (4)$$

其中,  $\hat{\rho}$  为量子态,  $\kappa$  为单模腔的衰减率.

在理论研究中, 研究者通常用等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  来描述系统中光子的稳态统计特性, 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的定义如下:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} = \frac{\text{Tr}(\rho_s \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a})}{[\text{Tr}(\rho_s \hat{a}^\dagger \hat{a})]^2}, \quad (5)$$

其中,  $\text{Tr}$  表示取矩阵的迹,  $\rho_s$  是系统的稳态. 当系统的等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0) < 1$  时, 系统的光子数分布处于亚泊松态, 即可以判断系统中产生光子阻塞现象.

在单光子光源的研究中, 亮度是一个关键性能指标, 其定义为系统的平均光子数:

$$N = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \text{Tr}(\rho_s \hat{a}^\dagger \hat{a}). \quad (6)$$

平均光子数直接反映了单光子源在单位时间内发射可用单光子的效率, 是衡量单光子光源实用性的重要参数.

对于已知哈密顿量的系统, 可以由主方程通过数值计算或者理论推导的方式, 得到等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  和平均光子数  $N$ , 进而研究不同的参量对系统的光子阻塞现象的影响.

### 3 解析结果

利用 Fork 基态将系统的波函数展开, 截断至最多两个光子态, 则系统的波函数  $|\psi\rangle$  可表示为

$$|\psi\rangle = C_0 |0\rangle + C_1 |1\rangle + C_2 |2\rangle, \quad (7)$$

其中,  $|\psi\rangle$  为光子的量子态;  $C_0$ ,  $C_1$  和  $C_2$  分别为量子态  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  的概率幅.

考虑到系统的耗散与衰减情况, 系统的非厄米哈密顿量  $\hat{H}_{\text{non}}$  可表示为

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{non}} = & \Delta \hat{a}^\dagger \hat{a} + U \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} + iG (\hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger - \hat{a} \hat{a}) \\ & + F (\hat{a}^\dagger e^{i\phi} + \hat{a} e^{-i\phi}) - i \frac{\kappa}{2} \hat{a}^\dagger \hat{a}. \end{aligned} \quad (8)$$

将系统的波函数  $|\psi\rangle$  和系统的非厄米哈密顿量  $\hat{H}_{\text{non}}$  代入薛定谔方程  $i \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \hat{H}_{\text{non}} |\psi\rangle$  中, 由相同量子态的系数相等, 可得:

$$\begin{cases} i \frac{\partial C_0}{\partial t} = F e^{-i\phi} C_1 - i\sqrt{2} G C_2, \\ i \frac{\partial C_1}{\partial t} = F e^{i\phi} C_0 + \left(\Delta - i \frac{\kappa}{2}\right) C_1 + \sqrt{2} F e^{-i\phi} C_2, \\ i \frac{\partial C_2}{\partial t} = i\sqrt{2} G C_0 + \sqrt{2} F e^{i\phi} C_1 + (2\Delta - i\kappa + 2U) C_2. \end{cases} \quad (9)$$

对于稳态, 量子态的概率幅对时间的偏导数为 0, 可得:

$$\begin{cases} 0 = F e^{-i\phi} C_1 - i\sqrt{2} G C_2, \\ 0 = F e^{i\phi} C_0 + \left(\Delta - i \frac{\kappa}{2}\right) C_1 + \sqrt{2} F e^{-i\phi} C_2, \\ 0 = i\sqrt{2} G C_0 + \sqrt{2} F e^{i\phi} C_1 + (2\Delta - i\kappa + 2U) C_2. \end{cases} \quad (10)$$

根据光子分布特性, 其量子态的概率幅满足  $C_0 \gg C_1 \gg C_2$ , 再考虑到外界驱动为弱驱动的条件, 则在方程组 (9) 中的第一个式子可以看成是近似成立的. 为方便计算, 令  $C_0$  为常数, 亦可假定  $C_0 \approx 1$ , 则有

$$\begin{cases} C_1 = \frac{2C_0 F [(2\Delta - i\kappa + 2U) e^{i\phi} - 2i e^{-i\phi} G]}{4F^2 - (2\Delta - i\kappa)(2\Delta - i\kappa + 2U)}, \\ C_2 = -\frac{\sqrt{2} C_0 (2F^2 e^{2i\phi} - G\kappa - 2i\Delta G)}{4F^2 - (2\Delta - i\kappa)(2\Delta - i\kappa + 2U)}. \end{cases} \quad (11)$$

对于单模腔的光子阻塞, 则有  $C_2 = 0$ , 即

$$2F^2 e^{2i\phi} - G\kappa - 2i\Delta G = 0.$$

利用欧拉公式  $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$ , 将其改写为

$$2F^2 (\cos 2\phi + i \sin 2\phi) - G\kappa - 2i\Delta G = 0,$$

要使这个式子等于零, 则实部与虚部均为零, 即

$$\begin{cases} 2F^2 \cos 2\phi - G\kappa = 0, \\ 2F^2 \sin 2\phi - 2\Delta G = 0. \end{cases} \quad (12)$$

这样, 系统光子阻塞的最佳条件为

$$G = \frac{2F^2 (\cos 2\phi + \sin 2\phi)}{\kappa + 2\Delta},$$

或者,

$$G = \frac{2F^2 (-\cos 2\phi + \sin 2\phi)}{-\kappa + 2\Delta}. \quad (13)$$

## 4 数值结果与解析结果对比及讨论

为探讨系统的光子阻塞, 采用数值模拟方法研究系统中的等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的数值结果. 数值计算的方法是, 由 (3) 式给出的有效哈密顿量, 利用数值方法求解主方程 (4) 式的稳态解, 进而由 (5) 式可计算出等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的值, 由 (6) 式可计算出平均光子数  $N$  的值, 这里采用开源的数值计算工具 Quantum Optics Toolbox for MATLAB<sup>[44,45]</sup>. 为计算方便, 统一采用腔的衰减率  $\kappa$  为参考单位, 归一化其他物理量.

### 4.1 等时二阶关联函数的数值结果与光子阻塞最佳条件解析结果对比

等时二阶关联函数的数值结果及光子阻塞最佳条件解析结果对比如图 1 所示. 图 1(a) 给出了等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值随驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化, 数值计算中用到的其他参数的设置为  $\phi = \pi/12$  和  $U/\kappa = 0.5$ . 通过对图 1(a) 的分析, 可观察到在特定参数区间内存在  $g^{(2)}(0) < 1$  (即  $\lg[g^{(2)}(0)] < 0$ ) 的区域, 这明确表明体系处于光子阻塞状态<sup>[46]</sup>.

图 1(a) 中的白色虚线基于方程 (12) 绘制, 表征了光子阻塞最佳条件的理论解析解, 通过对比可以看到白色虚线与数值计算对应颜色映射最深色区域的分布一致, 这说明光子阻塞最佳条件理论解析解与数值计算结果中最小值分布呈现高度一致性. 图 1(b) 展示了等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  和驱动力相位  $\phi$  的变化, 数值计算中用到的其他参数的设置为  $F/\kappa = 0.1$  和  $U/\kappa = 0.5$ . 从图 1(b) 中可以观测到一个显著的左右振荡的深色条带区域, 其对应的是等时二阶关联函数满足  $g^{(2)}(0) < 1$  的区域, 这一非经典特征明确表明体系处于光子阻塞状态. 这里的白色虚线也是由方程 (13) 给出, 同样看到白色虚线与深色区域分布一致, 这表明光子阻塞最佳条件理论值与数值结果符合得非常好.

### 4.2 光子阻塞系统中的平均光子数的数值计算结果

平均光子数作为表征单光子源性能的核心参数, 其数值直接决定了光源在单位时间内可提供的有效单光子通量, 是评估单光子源实用性的关键指标. 为了探讨本系统中影响单光子源亮度的物理因素, 我们采用数值模拟方法系统研究了不同物理参

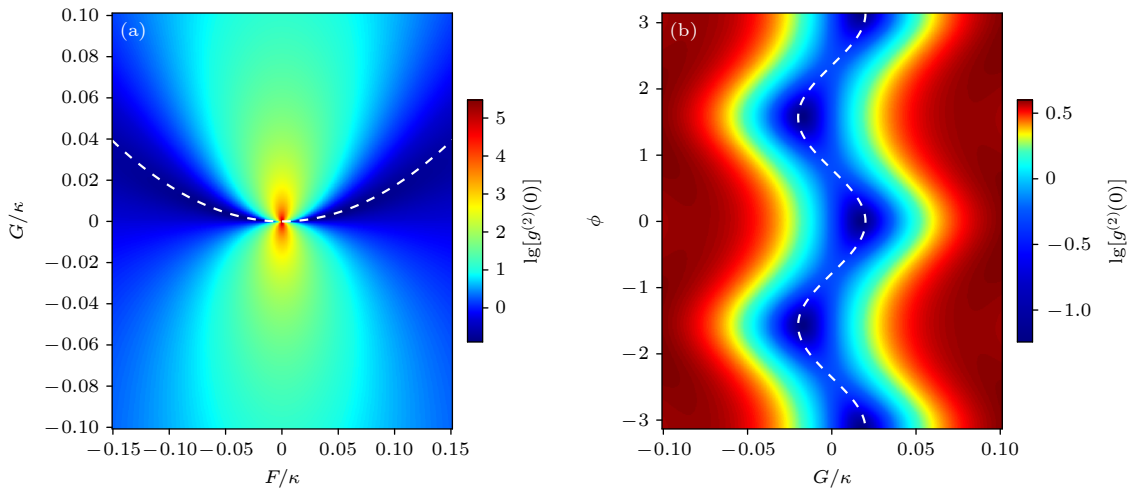


图 1 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数随不同物理量之间的变化图像 (a) 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值随驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化, 其他参数设置为  $\phi = \pi/12$  和  $U/\kappa = 0.5$ ; (b)  $g^{(2)}(0)$  的对数值光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  和驱动力相位  $\phi$  的变化关系图像, 其他参数设置为  $F/\kappa = 0.1$  和  $U/\kappa = 0.5$ . 两幅图中的白色虚线, 由方程 (13) 给出, 表示光子阻塞最佳条件的解析结果

Fig. 1. Logarithmic value of the equal-time second-order correlation function  $g^{(2)}(0)$  versus different physical parameters are presented: (a) Logarithmic value of  $g^{(2)}(0)$  as a function of the driving strength  $F/\kappa$  and the nonlinear coefficient  $G/\kappa$  of the optical parametric amplifier, where  $\phi = \pi/12$  and  $U/\kappa = 0.5$ ; (b) logarithmic value of  $g^{(2)}(0)$  as a function of the nonlinear coefficient  $G/\kappa$  and the driving phase  $\phi$ , where  $F/\kappa = 0.1$  and  $U/\kappa = 0.5$ . In both figures, the white dashed lines, derived from Eq. (13), indicate the analytical solutions corresponding to the optimal conditions for photon blockade.

数对系统平均光子数的调控规律. 具体而言, 分析了包括系统失谐量  $\Delta$ 、驱动力强度  $F$  和相位  $\phi$ 、光学参量放大器非线性系数  $G$  以及克尔非线性强度  $U$  等因素对平均光子数的协同影响.

图 2 展示了系统的平均光子数的对数  $\lg(N)$  随不同参数的变化关系. 其中, 图 2(a) 呈现了不同驱动力强度  $F/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随失谐量  $\Delta/\kappa$  的变化曲线图像. 结果表明, 所有驱动强度下, 平均光子数在失谐量为 0 即  $\Delta/\kappa = 0$  处呈现显著峰值特征, 且峰值强度随驱动力强度  $F/\kappa$  的增大而单调递增. 这一结果揭示了当驱动力频率与系统本征频率匹配时, 即系统处于共振情况下, 系统可实现最优的光子产生效率. 图 2(b) 给出了不同光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随驱动力相位  $\phi$  的变化关系图像. 可以发现, 平均光子数随着驱动力相位周期性调制, 最大值出现在  $\phi = \pm\pi/2$  处, 调制周期为  $\pi$ . 平均光子数峰值强度与光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  正相关, 且调制幅度随  $G/\kappa$  值增大而增强. 在固定光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$

的条件下, 系统平均光子数的波动范围相对有限, 这一特征表明驱动力相位对光子数分布的调控存在一定的饱和效应. 图 2(c) 研究了不同光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随失谐量  $\Delta/\kappa$  的变化关系. 从图 2(c) 中可以得出, 平均光子数曲线呈现单峰值的特征, 其峰值位置表现出明显的非线性依赖关系: 在参量放大器非线性系数较小如  $G/\kappa = 0.05$  时, 峰值位置对应失谐量  $\Delta/\kappa = 0$  处, 而随着光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的增加, 峰值位置向负失谐方向发生偏移. 图 2(d) 研究了克尔非线性强度  $U/\kappa$  对系统平均光子数特性的影响, 结果显示, 平均光子数的峰值始终稳定在  $\Delta/\kappa = 0$  处, 还可以发现, 在不同克尔非线性强度  $U/\kappa$  的情况下, 4 条曲线几乎重合. 这一结果表明克尔非线性效应对系统的平均光子数的影响相对较小, 也证实了系统在共振时, 平均光子数具有良好的稳定性. 以上数值研究结果可为单光子源性能优化提供一定的理论参考, 同时相关参数分析对实验条件的选取可能具有参考价值.

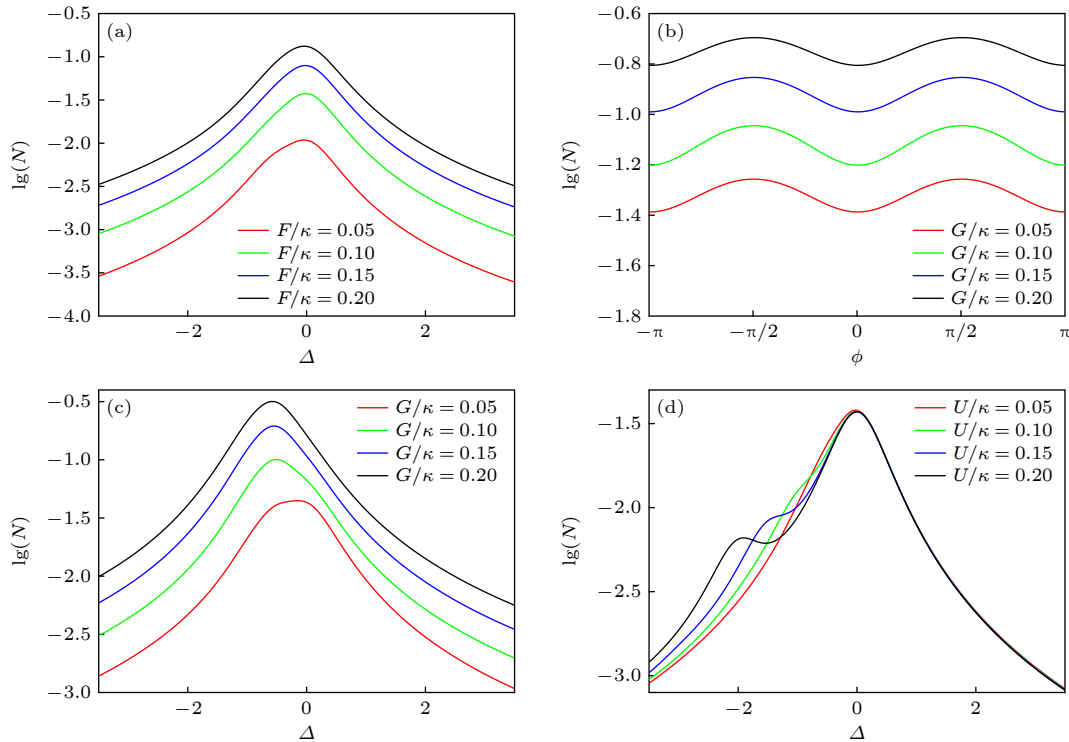


图 2 系统的平均光子数的对数  $\lg(N)$  随不同参数的变化 (a) 不同驱动力强度  $F/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随失谐量  $\Delta/\kappa$  的变化; (b) 不同光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随驱动力相位  $\phi$  的变化; (c) 不同光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随失谐量  $\Delta/\kappa$  的变化; (d) 不同克尔非线性强度  $U/\kappa$  下,  $\lg(N)$  随失谐量  $\Delta/\kappa$  的变化

Fig. 2. Logarithmic value of the average photon number  $N$  versus different parameters: (a)  $\lg(N)$  as a function of detuning  $\Delta/\kappa$  at different driving strengths  $F/\kappa$ ; (b) phase dependence of  $\lg(N)$  under varying of the optical parametric amplifier nonlinear coefficients  $G/\kappa$ ; (c) detuning dependence of  $\lg(N)$  for different optical parametric amplifier nonlinear coefficients  $G/\kappa$ ; (d)  $\lg(N)$  versus detuning  $\Delta/\kappa$  at distinct Kerr nonlinearity strengths  $U/\kappa$ .

### 4.3 驱动力相位对系统光子阻塞的影响

本节研究系统在共振条件即  $\Delta/\kappa = 0$  下, 通过调控驱动力相位  $\phi$ , 探究其对光子阻塞效应的调制机制. 图 3 展示了等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值随驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化等高线图, 其中不同子图对应不同的驱动力相位设置, 所有的图中, 克尔非线性强度均设置为  $U/\kappa = 0.5$ . 从图 3 中可以看出, 每一种情况下系统中均可以存在光子阻塞, 而且光子阻塞的最佳条件理论值与数值结果符合的非常好.

值得注意的是, 驱动力相位的改变会显著影响光子阻塞效应出现的参数空间范围. 图 3(a)—(f) 分别展示了驱动力相位  $\phi = \pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3,$

$5\pi/12$  和  $\pi/2$  时, 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值随驱动力强度  $F_a/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化等高线图. 由图 3 可以看出, 驱动力相位从  $\phi = \pi/12$  变化到  $\phi = \pi/4$ , 对应的图像就是从图 3(a)—(c), 最佳光子阻塞区域在  $F$ - $G$  参数平面中发生明显位移, 从开口向上的抛物线区域, 演化为水平对称的带状分布. 随着驱动力相位的增加至  $\phi = \pi/3$ , 如图 3(d) 所示, 抛物线开口方向反转, 最佳光子阻塞区域变化成开口向下的抛物线区域. 更进一步的, 当驱动力相位增加到  $\phi = 5\pi/12$  和  $\pi/2$  时, 最佳光子阻塞区域仍旧开口朝下, 二者不同点在于光子阻塞区域的范围有所减少, 如图 3(e) 和图 3(f) 所示. 光子阻塞最佳条件 (13) 式由图中的白色虚线给出, 可见光子阻塞最佳条件式理论值

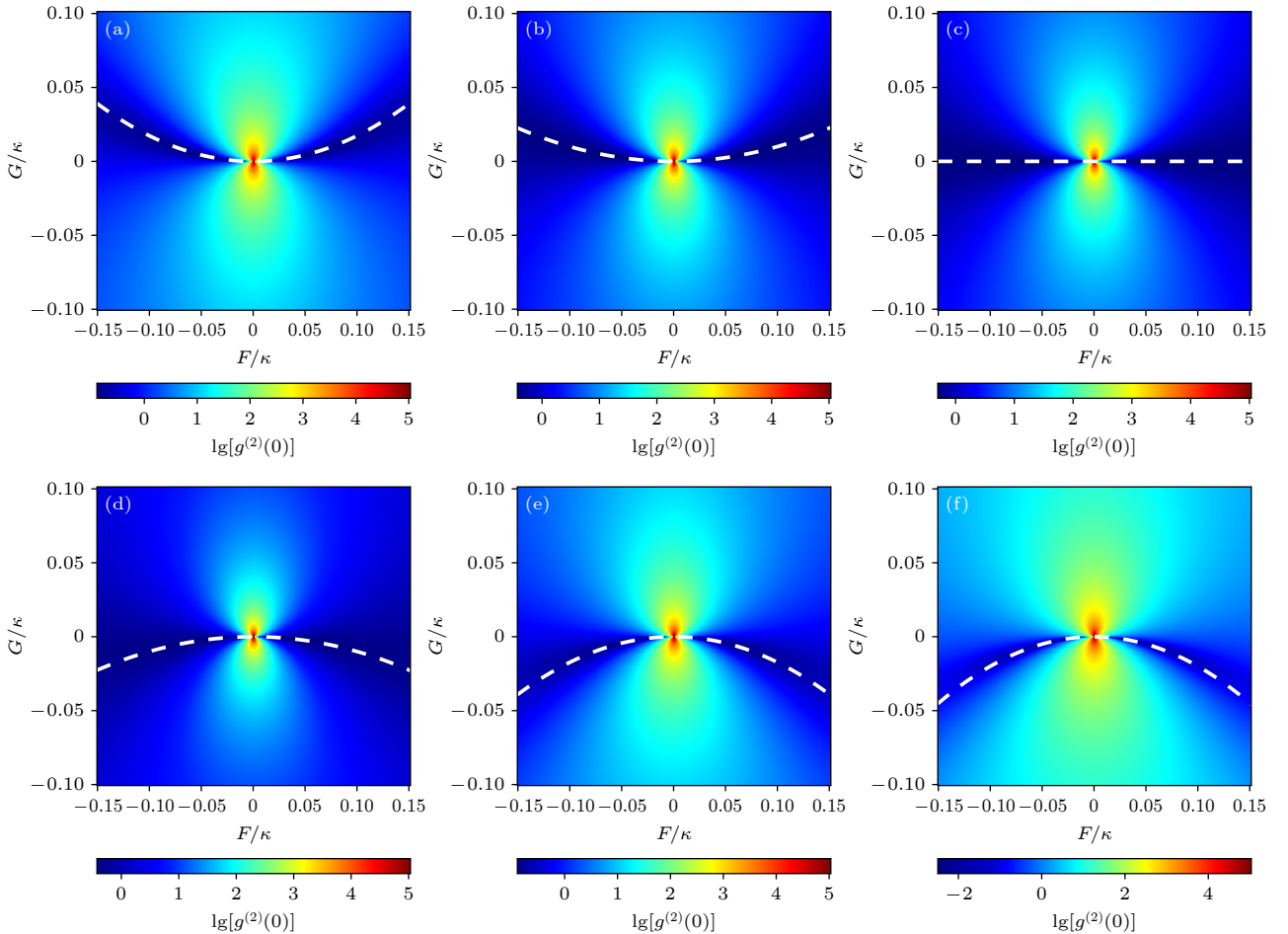


图 3 不同驱动力相位  $\phi$  情况下, 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值随驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化等高线图. (a)  $\phi = \pi/12$ ; (b)  $\phi = \pi/6$ ; (c)  $\phi = \pi/4$ ; (d)  $\phi = \pi/3$ ; (e)  $\phi = 5\pi/12$ ; (f)  $\phi = \pi/2$ . 图中的白色虚线由方程 (13) 给出, 表示光子阻塞最佳条件的解析结果. 克尔非线性强度均设置为  $U/\kappa = 0.5$

Fig. 3. Logarithmic value of  $g^{(2)}(0)$  as a function of the driving strength  $F/\kappa$  and the nonlinear coefficient  $G/\kappa$  of the optical parametric amplifier under different driving phases  $\phi$ : (a)  $\phi = \pi/12$ ; (b)  $\phi = \pi/6$ ; (c)  $\phi = \pi/4$ ; (d)  $\phi = \pi/3$ ; (e)  $\phi = 5\pi/12$ ; (f)  $\phi = \pi/2$ . In all panels, the white dashed lines, derived from Eq. (13), represent the analytical solutions for the optimal photon blockade conditions. The Kerr nonlinearity strength was consistently set to  $U/\kappa = 0.5$  in the numerical simulations.

与数值模拟的结果相符得很好. 这些结果, 从数值模拟和理论解析两个方面均证实了驱动力相位对光子阻塞效应的调控作用. 这种驱动力相位相关的光子阻塞调控机制为可编程量子器件, 如动态单光子源等提供了新的操控维度, 其通过相位调节实现参数空间拓扑重构的特性, 可显著提升量子信息处理的灵活性和集成度<sup>[24,47,48]</sup>.

#### 4.4 克尔非线性对系统光子阻塞的影响

为探讨克尔非线性对系统光子阻塞的影响, 通过数值模拟计算了不同克尔非线性强度时等时二阶关联函数的分布特性. 图 4(a)–(d) 分别展示了  $U/\kappa$  分别取 0.1, 1.0, 2.0 和 5.0 时, 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数值  $\lg[g^{(2)}(0)]$  在驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  构成的参数空间中的分布特征, 其中等高线颜色深度表征  $\lg[g^{(2)}(0)]$  的数值大小. 通过对比图 4(a)–(d) 的数值模拟结果可以发现, 在克尔非线性强度  $U/\kappa$  在 0.1–5.0 的宽参数范围内, 系统始终存在显著的光子阻塞效应. 值得注意的是, 最佳光子阻塞区域

的位置和形状表现出良好的稳定性. 这一数值结果与理论推导的光子阻塞最佳条件解析结果 (13) 式高度吻合.

值得一提的是, 最近 Zhou 等<sup>[49]</sup> 提出的普适光子阻塞 (universal photon blockade) 突破了传统光子阻塞的分类限制, 实现了与非线性强度无关的光子阻塞效应. 通过上述理论分析和数值模拟可以发现, 在本研究设计的系统中, 克尔非线性对系统最佳光子阻塞区域的影响微乎其微. 这一特性使得该系统能够在较宽的非线性参数范围内实现高效的光子阻塞, 从而展现出典型的普适光子阻塞特征.

### 5 系统光子阻塞物理机制

本节探讨单模腔及光学参量放大器组成系统中光子阻塞产生的物理机制. 不考虑外界驱动时, 系统的本征哈密顿量为  $\hat{H}_0 = \omega_a a^\dagger a + U a^\dagger a^\dagger a a$ , 则系统的能级可表示为  $E_n = n\omega_a + n(n-1)U$ . 图 5 给出了系统能级和光子在不同能级间跃迁路径的示意图. 其中, 图 5(a) 显示了系统的能级示意图.

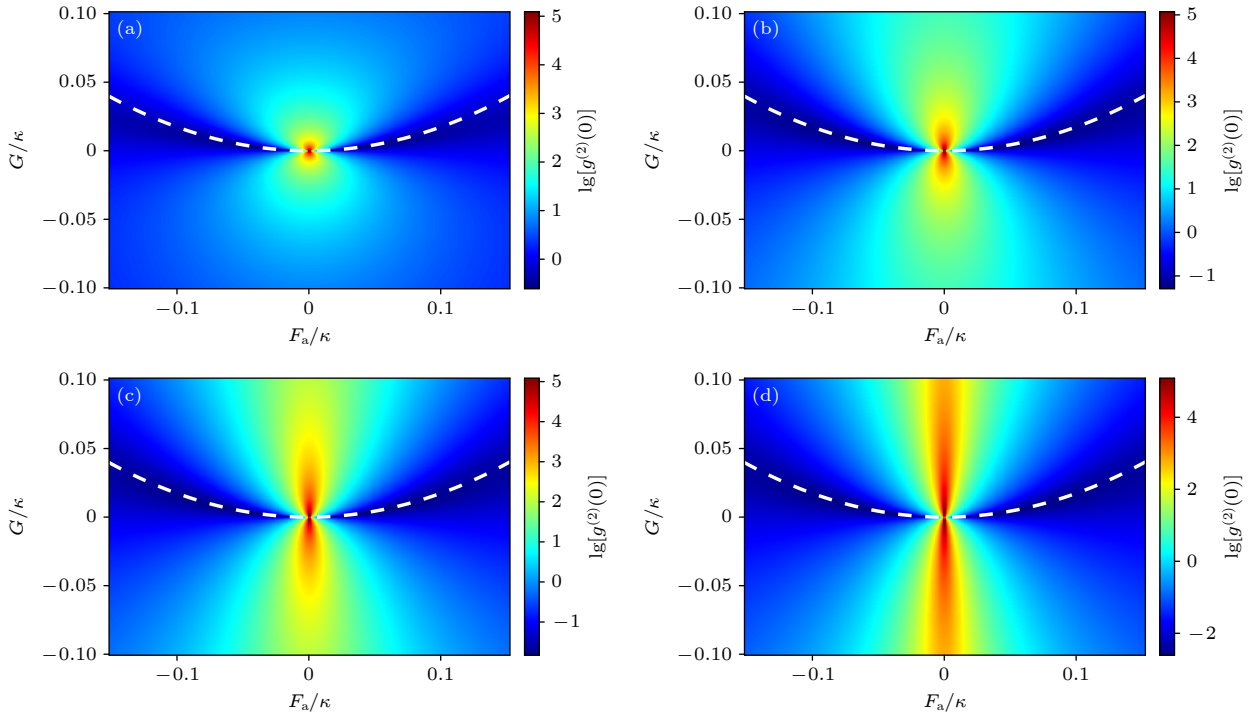


图 4 不同克尔非线性强度  $U/\kappa$  情况下, 等时二阶关联函数  $g^{(2)}(0)$  的对数随驱动力强度  $F/\kappa$  和光学参量放大器非线性系数  $G/\kappa$  的变化图像 (a)  $U/\kappa = 0.1$ ; (b)  $U/\kappa = 1.0$ ; (c)  $U/\kappa = 2.0$ ; (d)  $U/\kappa = 5.0$ . 图中的虚线由方程 (13) 给出, 表示光子阻塞最佳条件的解析结果

Fig. 4. Logarithmic value of  $g^{(2)}(0)$  as a function of the driving strength  $F/\kappa$  and the nonlinear coefficient  $G/\kappa$  of the optical parametric amplifier under different Kerr nonlinearity strength  $U/\kappa$ : (a)  $U/\kappa = 0.1$ ; (b)  $U/\kappa = 1.0$ ; (c)  $U/\kappa = 2.0$ ; (d)  $U/\kappa = 5.0$ . In all panels, the white dashed lines, derived from Eq. (13), represent the analytical solutions for the optimal photon blockade conditions.

图 5(b) 展示了系统光子态可能的跃迁路径示意图. 从图 5(b) 中可以发现, 系统到达双光子态, 有两条路径. 1) 直接路径: 在光学参量放大器作用下, 从基态直接跃迁至双光子态, 路径为  $|0\rangle \xrightarrow{G} |2\rangle$ . 2) 间接路径: 在外界驱动力作用下, 首先从基态跃迁至单光子态, 接着继续在外界驱动力作用下, 由单光子态跃迁至双光子态, 路径为  $|0\rangle \xrightarrow{F e^{i\phi}} |1\rangle \xrightarrow{F e^{i\phi}} |2\rangle$ . 当系统中的参数满足方程 (13) 给出的光子阻塞最佳条件时, 两条不同的跃迁路径的光子将产生完全相消的干涉效应, 使得双光子激发概率显著降低, 从而在实验上表现为极强的光子反聚束特性, 实现高效的光子阻塞. 虽然克尔非线性会显著改变系统的能级结构, 导致能级间隔呈现非线性展宽的特征, 但其对光子跃迁路径的干涉特性并不产生直接影响. 这一重要特性使得系统在较宽的克尔非线性强度范围内都能保持稳定的光子阻塞效应.

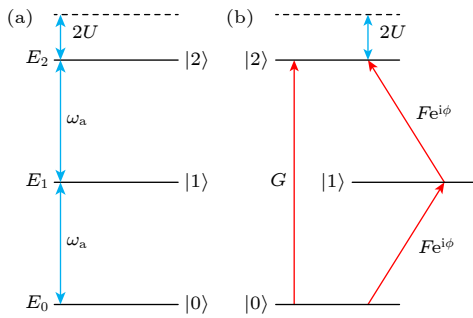


图 5 系统能级及不同光子态间跃迁路径的示意图 (a) 系统能级示意图; (b) 系统光子态跃迁路径示意图  
 Fig. 5. Schematic diagram of the system energy-level and the transition paths between different photon states: (a) Energy level diagram; (b) photon state transition pathways.

综上所述, 系统中光子阻塞效应的物理机制是光学参量放大器的非线性相互作用与外部驱动力通过干涉效应协同作用, 有效地抑制了双光子激发态  $|2\rangle$  的布居数, 从而实现了显著的光子反聚束效应, 即产生了光子阻塞现象. 这一光子阻塞现象的本质, 源于系统参数优化条件下量子路径间的相消干涉对多光子跃迁过程的选择性抑制.

## 6 结 论

通过解析求解与数值模拟相结合的方法, 研究了由克尔介质单模腔与光学参量放大器构成的混合量子系统中, 光学参量放大器非线性系数、驱动力强度、驱动力相位及克尔非线性强度等物理参数

对光子阻塞效应的调控机制.

为研究系统的光子阻塞, 在考虑单模腔衰减的情况下, 基于系统的有效哈密顿量建立了描述系统的动力学过程的主方程. 为获得光子阻塞最佳条件的解析解, 将系统的量子态用 Fork 基态展开至双光子态, 通过求解系统的薛定谔方程, 推导出了稳态下的系统量子态概率幅的解析表达式, 进而获得了光子阻塞最佳条件的解析结果. 通过数值模拟的方法, 计算了系统中的等时二阶关联函数的数值结果, 并将其与光子阻塞最佳条件的解析结果进行了比较. 结果表明, 在参数适当的条件下, 系统中可以存在光子阻塞, 光子阻塞最佳条件的解析结果与数值结果之间展现出高度一致性, 这不仅验证了解析结果的正确性, 同时证实了光子阻塞条件在系统中的有效性. 数值模拟结果显示, 在共振条件下可观察到平均光子数的明显提升, 这为优化单光子源亮度参数提供了潜在的理论支撑. 接着, 研究驱动力相位对系统中光子阻塞的调制作用, 结果发现, 驱动力相位的改变会显著影响光子阻塞效应出现的参数空间范围, 最佳光子阻塞区域在驱动力强度与光学参量放大器非线性系数  $F-G$  参数平面中发生明显位移, 甚至最佳光子阻塞区域形成的抛物线开口方向发生反转: 从初始的开口向上抛物线, 经水平带状过渡态, 最终演化为开口向下的抛物线结构. 这些结果与光子阻塞最佳条件的解析结果相符, 数值结果和理论结果均证实了驱动力相位对光子阻塞效应的调控作用. 进一步探讨克尔非线性对系统光子阻塞的影响, 结果表明克尔非线性强度在宽参数范围内, 系统始终存在显著的光子阻塞效应, 展现出典型的普适光子阻塞特征.

最后, 探讨了系统中光子阻塞现象产生的物理机制, 由系统的能级和相关的相互作用, 可知系统中存在两条到达双光子态的光子跃迁路径, 在参数适当的条件下, 系统中两条不同的跃迁路径的光子产生完全相消的量子干涉效应, 这就导致了双光子态产生的概率接近于零, 有效地抑制了双光子激发, 即产生了光子阻塞现象. 克尔非线性的存在只会改变系统的能级结构, 不会对光子跃迁路径产生直接影响, 这就使得系统在较宽的克尔非线性强度范围内都能存在光子阻塞现象.

感谢上饶师范学院量子信息交叉研究中心周彦辉博士的有益讨论和悉心指导.

## 参考文献

- [1] Zubizarreta Casalengua E, López Carreño J C, Laussy F P, Valle E D 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 1900279
- [2] Lu Z G, Wu Y, Lü X Y 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 013602
- [3] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
- [4] Snijders H J, Frey J A, Norman J, Flayac H, Savona V, Gossard A C, Bowers J E, Van Exter M P, Bouwmeester D, Löffler W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 043601
- [5] Vaneph C, Morvan A, Aiello G, Féchant M, Aprili M, Gabelli J, Estève J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 043602
- [6] Ding X, Guo Y P, Xu M C, Liu R Z, Zou G Y, Zhao J Y, Ge Z X, Zhang Q H, Liu H L, Wang L J, Chen M C, Wang H, He Y M, Huo Y H, Lu C Y, Pan J W 2025 *Nat. Photonics* **19** 387
- [7] 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
- [8] Wang Z X, Yang H, Wang X Q, Lin H Y, Yao Z H 2023 *Phys. Scr.* **98** 035108
- [9] Lin H Y, Wang X Q, Yao Z H, Zou D D 2020 *Opt. Express* **28** 17643
- [10] Bamba M, Imamoğlu A, Carusotto I, Ciuti C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 021802
- [11] Flayac H, Savona V 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053810
- [12] Shen H Z, Yang J F, Yi X X 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043714
- [13] Sun J Y, Shen H Z 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043715
- [14] Liew T C H, Savona V 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 183601
- [15] Imamoğlu A, Schmidt H, Woods G, Deutsch M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1467
- [16] 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]
- [17] 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
- [18] Ridolfo A, Leib M, Savasta S, Hartmann M J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 193602
- [19] Zhou Y H, Shen H Z, Zhang X Y, Yi X X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 043819
- [20] Zhu H Y, Li X M, Li Z G, Wang F, Zhong X L 2023 *Opt. Express* **31** 22030
- [21] Shen H Z, Zhou Y H, Yi X X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063808
- [22] Zhou Y H, Shen H Z, Yi X X 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023838
- [23] Zhou Y H, Liu T, Zhang X Y, Wu Q C, Chen D X, Shi Z C, Yang C P 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400089
- [24] Chakram S, He K, Dixit A V, Oriani A E, Naik R K, Leung N, Kwon H, Ma W L, Jiang L, Schuster D I 2022 *Nat. Phys.* **18** 879
- [25] Zhang W, Liu S T, Zhang S, Wang H F 2023 *Adv. Quantum Technol.* **6** 2300187
- [26] Li H J, Fan L B, Ma S, Liao J Q, Shu C C 2024 *Phys. Rev. A* **110** 043707
- [27] Ding Z, Zhang Y 2022 *Chin. Phys. B* **31** 070304
- [28] Li H, Liu M, Yang F, Zhang S, Ruan S 2023 *Micromachines* **14** 2123
- [29] Luo Y, Zhang X Q, Xiao Y, Xu J P, Li H Z, Yang Y P, Xia X W 2025 *Chin. Phys. B* **34** 14203
- [30] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 153601
- [31] Shen H Z, Wang Q, Wang J, Yi X X 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013826
- [32] Jing Y W, Shi H Q, Xu X W 2021 *Phys. Rev. A* **104** 033707
- [33] Zhang X Q, Xia X W, Xu J P, Li H Z, Fu Z Y, Yang Y P 2022 *Chin. Phys. B* **31** 074204
- [34] Luan T Z, Yang J X, Wang J, Shen H Z, Zhou Y H, Yi X X 2023 *Int. J. Quantum Inf.* **21** 2350021
- [35] Shen H Z, Luan T Z, Zhou Y H, Shi Z C, Yi X X 2023 *Int. J. Quantum Inf.* **21** 2350029
- [36] Liu M Y, Gong Y, Chen J J, Wang Y W, Wei X 2025 *Chin. Phys. B* **34** 57202
- [37] Wu S X, Gao X C, Cheng H H, Bai C H 2025 *Phys. Rev. A* **111** 043714
- [38] Xue W S, Shen H Z, Yi X X 2020 *Opt. Lett.* **45** 4424
- [39] Wang D Y, Bai C H, Liu S T, Zhang S, Wang H F 2019 *Phys. Rev. A* **99** 043818
- [40] 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
- [41] Chen J J, Fan X G, Xiong W, Wang D, Ye L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043512
- [42] Su X, Tang J S, Xia K Y 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063707
- [43] Xie H, He L W, Shang X, Lin X M 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400065
- [44] Tan S M 1999 *J. Opt. B* **1** 424
- [45] Tan S M *Quantum Optics Toolbox for MATLAB* <https://github.com/jevonlongdell/qtoolbox> [2012-12-21]
- [46] Zhang Z Q 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 0719001 (in Chinese) [张志强 2025 *激光与光电子学进展* **62** 0719001]
- [47] Zhang W, Hou R, Wang T, Liu S T, Zhang S, Wang H F 2024 *Phys. Rev. A* **110** 023723
- [48] Wang Y, Verstraelen W, Zhang B L, Liew T C H, Chong Y D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 240402
- [49] Zhou Y H, Liu T, Su Q P, Zhang X Y, Wu Q C, Chen D X, Shi Z C, Shen H Z, Yang C P 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 183601

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

ZHANG Zhiqiang<sup>†</sup>

(Department of College Physics, School of Intelligent Construction, Zhengzhou Business University, Zhengzhou 451200, China)

( Received 3 June 2025; revised manuscript received 10 June 2025 )

## Abstract

By combining analytical solutions and numerical simulations, we investigate the control mechanism of photon blockade effects in a hybrid quantum system consisting of a Kerr-medium single-mode cavity coupled with an optical parametric amplifier (OPA).

To study photon blockade in the system, the dynamics are described by a master equation derived from the effective Hamiltonian, which considers single-mode cavity decay. In order to obtain analytical solutions under optimal photon blockade conditions, the quantum state of the system is expanded to the two-photon level based on the Fock state, and the steady-state probability amplitudes are derived by solving the Schrödinger equation, thereby yielding analytical expressions for the optimal photon blockade regime. The results demonstrate that photon blockade can be achieved in the system at appropriate parameters. Comparative analysis shows excellent agreement between the analytical results and numerical simulations of the equal-time second-order correlation function, validating both the correctness of the analytical solutions and the effectiveness of photon blockade in the system.

The numerical results show that the average photon number significantly increases under resonant conditions, providing theoretical support for optimizing single-photon source brightness, which is essential for achieving high-brightness single-photon sources.

Furthermore, variations in the driving phase can cause the optimal photon blockade region to shift in the two-dimensional parameter space of driving strength and OPA nonlinear coefficient, and even reverse the opening direction of the parabolic-shaped optimal blockade region. Both numerical and theoretical results confirm the regulatory effect of the driving phase on photon blockade.

Additionally, the influence of Kerr nonlinearity is examined. The results show that photon blockade persists robustly over a broad range of Kerr nonlinear strengths, exhibiting universal characteristics.

Physical mechanism analysis indicates that the photon blockade effect originates from destructive quantum interference between two photon transition pathways in the system under specific parameters, effectively suppressing two-photon excitation. Although Kerr nonlinearity modulates the energy levels of the system, it does not affect the quantum interference pathways, thus keeping the photon blocking effect stable over a wide parameter range.

**Keywords:** photon blockade, single-mode cavity, optical parametric amplifier, Kerr nonlinearity

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

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250712](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250712)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250712](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250712)

\* Project supported by the Science and Technology Research Project of Henan Province, China (Grant No. 242102231052).

<sup>†</sup> E-mail: [zhangzhiqiang08@gmail.com](mailto:zhangzhiqiang08@gmail.com)

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

张志强

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

ZHANG Zhiqiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 164205 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250712

CSTR: 32037.14.aps.74.20250712

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250712>

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

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>

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>

基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

参量驱动腔中的辐射特性

Research of radiation characteristics in a parametrically driven cavity

物理学报. 2025, 74(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250223>

高阶色散下双耦合微腔中克尔光频梳的稳定性和非线性动力学分析

Stability and non-linear dynamic analysis of Kerr optical frequencycombs in dual-coupled microcavities with high-order dispersion

物理学报. 2022, 71(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220691>

相敏操控对制备低频双模正交压缩真空态光场的影响

Effect of phase-sensitive manipulations on generation of low-frequency two-mode orthogonal squeezed vacuum states

物理学报. 2024, 73(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231765>