

# 三模腔-原子闭环系统中可控的量子干涉和光子传输\*

戴雨菲<sup>1)</sup> 陈垚彤<sup>1)</sup> 王岚<sup>1)</sup> 银恺<sup>2)</sup> 张岩<sup>1)†</sup>

1) (东北师范大学物理学院, 量子科学中心, 长春 130024)

2) (中南大学物理与电子学院, 超微结构与超快过程湖南省重点实验室, 湖南 410083)

(2020年2月6日收到; 2020年3月29日收到修改稿)

通过构造一个由相互垂直的两腔和一个二能级原子组成的光学腔-原子系统, 研究可控的量子干涉引起的非传统光子传输现象. 该系统中, 两个正交腔之间通过光纤直接耦合和通过放在两腔交叉处的二能级原子间接耦合. 该三模系统支持两个相互垂直的传播方向, 即两探测场相互垂直. 在考虑原子弛豫速率的情况下, 该闭环系统中的光场、腔模与原子跃迁间相互作用所产生的可控量子干涉能导致一些新的对称或非对称的光子输运行为, 如相干完美合成、相干完美透明. 此外, 输运的群速度也可调节, 即产生快慢光效应. 这些过程能够通过调节探测场间相对相位、两腔之间的隧穿耦合强度进行动态调控. 该机制有望用于开发高效的量子信息处理和全光网络的功能元器件 (如光开关和路由器等).

**关键词:** 腔-原子系统, 量子干涉, 可控光子传输**PACS:** 37.30.+i, 42.50.Nn, 42.50.Pq, 74.25.Gz**DOI:** 10.7498/aps.69.20200184

## 1 引言

光学微腔作为研究光与物质相互作用最具优势的平台之一, 成为经典光学和量子光学的重要组成部分<sup>[1,2]</sup>. 目前已经提出了许多包含微腔的光学器件方案, 如光子路由器<sup>[3-5]</sup>、单光子晶体管<sup>[6]</sup>、可控放大器<sup>[7-9]</sup>、完美光子吸收器<sup>[10-12]</sup>等. 另外, 由于具有高鲁棒性的光子被认为是量子信息的理想载体<sup>[5,13,14]</sup>, 所以在有限几何条件下实现相干光子控制的微腔成为了量子计算和通信的重要组成部分<sup>[15,16]</sup>. 特别是基于微腔的光子传输和全光开关, 引起了人们的极大兴趣且具有广阔的应用前景<sup>[17-21]</sup>. 全光开关是一个很有前景的可用于控制各种经典和量子光学现象的平台<sup>[22-25]</sup>, 也是光学科学和量

子信息处理研究的重点之一<sup>[15,26-28]</sup>. 光子开关可以作为量子电路和量子网络的核心节点, 因而是实现量子路由器、量子晶体管的关键<sup>[29]</sup>.

近年来, 随着光机械系统 (由一个可移动的腔镜和固定的腔镜构成的法布里-珀罗腔) 的发展<sup>[30]</sup>, 人们实现了谐振器的基态冷却<sup>[31,32]</sup>、超低阈值混沌<sup>[33]</sup>、量子同步<sup>[34]</sup>和非互惠的光子传输<sup>[35,36]</sup>. 基于量子干涉效应, 通过控制耦合场之间的相对相位以及其他机械驱动和腔体耦合参数, 可以实现光学系统的非互易性<sup>[35,37-39]</sup>. 另外, 基于光力学, 通过调节光力系统中的控制场强度等参数, 还可以实现快慢光效应和可调谐光放大<sup>[30,38]</sup>. 近年来, 人们不仅在理论上提出了一些新的光机械系统<sup>[40]</sup>, 并且在实验上也得到了验证<sup>[41,42]</sup>.

然而, 量子信息和量子网络的发展需要更多的

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11704064)、吉林省科技发展计划 (批准号: 20180520205JH)、吉林省教育厅“十三五”科学技术项目 (批准号: JJKH20180010KJ) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2412019FZ045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangy345@nenu.edu.cn

多功能光量子器件, 包括全光可控的非互易或非对称的非传统光子输运. 为此, 本文提出了一种由两个具有正交结构的腔组成的光学腔-原子系统. 置于两微腔垂直相交点的二能级原子分别受到两个腔的作用. 利用光纤将两个腔连接, 以获得更多可控的参数. 基于这种结构中的量子干涉, 通过适当选择两个腔之间的隧穿强度、输入场之间的相对相位, 可以产生相干完美吸收和相干完美合成<sup>[19]</sup>. 由于这种量子干涉的可调性, 这种正交结构的两个端口中的任意一个都可以检测到输出场的可调光开关, 可以通过相干完美吸收、合成和透明之间的转换来实现. 除了光传播的两个可切换的垂直方向外, 还可以动态地控制光的群速度.

## 2 模型和方程

如图 1(a) 所示, 考虑了一个腔-原子闭环的三模系统, 双腔的模分别为  $a$  和  $b$ , 双腔分别与二能级原子耦合, 二能级原子的基态 (激发) 态为  $|g\rangle$  ( $|e\rangle$ ). 如图 1(b) 所示, 将两个法布里-珀罗微腔相互垂直, 将原子放置于十字相交处, 并且考虑两腔完全相同的理想情况, 即腔本征频率、衰减率以及腔原子耦合系数相同<sup>[19,43]</sup>, 从而构造对称的系统结构. 类似的结构已用于研究 PT-对称非线性光学<sup>[44]</sup>. 此外, 通过微波电路将腔与原子耦合机制<sup>[45,46]</sup>, 也可实现

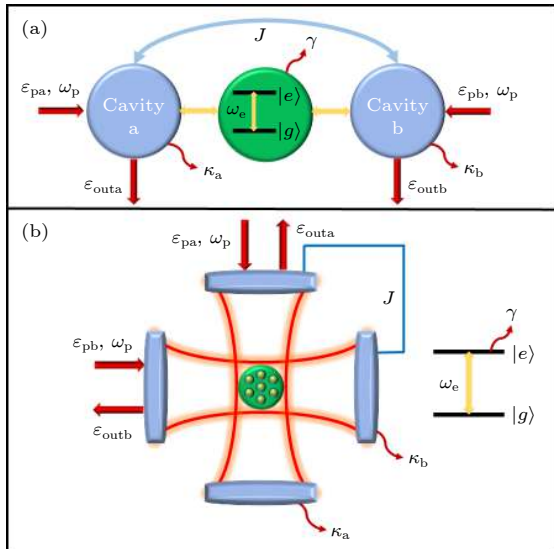


图 1 (a) 由两个光学腔模和原子组成的闭环三模系统图; (b) 正交腔结构的装置图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of an optical system composed of two optical cavities and the atomic ensemble; (b) realistic setup of that optical system with the double-cavity orthogonal structure.

两腔同频率、同衰减率. 之所以使用垂直结构, 是由于对于光腔中大部分沿轴向运动的光子来说, 两腔垂直放置可以减少两腔中光子之间的相互作用, 从而避免两腔在与原子耦合时同时出现额外的不可控相互作用. 而系统在两个光腔通过外部的光纤进行可控的耦合, 从而实现可控的量子干涉现象.

在本系统中通过增加连接两个微腔的光纤从而引入了强度为  $J$  的光子隧穿作用. 两腔的频率为  $\omega_0$ , 衰减率为  $\kappa_a$  ( $\kappa_b$ ), 两腔通过玻色子湮灭算符  $a$  ( $b$ ) 和产生算符  $a^\dagger$  ( $b^\dagger$ ) 来表示. 中间二能级原子的基态  $|g\rangle$  与激发态  $|e\rangle$  之间的跃迁频率 (自发衰减率) 表示为  $\omega_e$  ( $\gamma$ ). 频率为  $\omega_p$  的弱输入探测场的振幅为  $\varepsilon_{pa}$  ( $\varepsilon_{pb}$ ), 从腔  $a$  ( $b$ ) 的一端腔镜 (作为一个输入/输出端) 探测到另一端全反射腔镜.

关于频率  $\omega_p$  的旋转变换下, 这个三模系统的哈密顿量写为如下形式:

$$\begin{aligned}
 H = & \hbar\Delta (a^\dagger a + b^\dagger b) + \hbar(\Delta + \delta) \sigma_z \\
 & + g_0 \hbar (a^\dagger \sigma_- + a \sigma_+) + g_0 \hbar (b^\dagger \sigma_- + b \sigma_+) \\
 & + J (a^\dagger b + b^\dagger a) + i\hbar (\varepsilon_{pa} a^\dagger - \varepsilon_{pa}^* a) \\
 & + i\hbar (\varepsilon_{pb} b^\dagger - \varepsilon_{pb}^* b), \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中  $g_0 = g_a = g_b$  为腔与单个原子之间的耦合系数,  $g_{a,b} = \mu_{eg} \sqrt{\frac{\omega_0}{2\hbar\varepsilon_0 V_{a,b}}}$ ,  $\mu_{eg}$  为原子跃迁偶极矩,  $V_{a,b}$  为腔体积.  $\Delta = \omega_0 - \omega_p$  和  $\delta = \omega_e - \omega_0$  是对应的频率失谐. 两腔的输入探测场振幅为  $\varepsilon_{pa} = \varepsilon_p e^{i\theta}$ ,  $\varepsilon_{pb} = \varepsilon_p$ , 其中  $\theta$  为两探测场的相对相位. 原子跃迁是由泡利下降算符  $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$  和上升算符  $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$  来描述的. 而  $\sigma_z = (\langle\sigma_+\sigma_-\rangle - \langle\sigma_-\sigma_+\rangle)$  为在  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  之间的布局数差.

根据半经典的海森伯-朗之万运动方程, 假设  $q = \langle q \rangle$  ( $q = a, b, \sigma_-$ ), 并且在弱激发条件和半经典近似  $\sigma_z = -1$  下, 稳态解的展开形式可以写成如下形式<sup>[20,47]</sup>:

$$\begin{aligned}
 \sigma_- = & \frac{-ig_0 (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{pa})}{M [iJ + (i\Delta + \kappa)] + 2g_0^2}, \\
 a = & \frac{(\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{pa})}{2 [iJ + (i\Delta + \kappa) + \frac{2g_0^2}{M}]} + \frac{(\varepsilon_{pb} - \varepsilon_{pa})}{2 [iJ - (i\Delta + \kappa)]}, \\
 b = & \frac{(\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{pa})}{2 [iJ + (i\Delta + \kappa) + \frac{2g_0^2}{M}]} - \frac{(\varepsilon_{pb} - \varepsilon_{pa})}{2 [iJ - (i\Delta + \kappa)]}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

其中  $M = 2i(\Delta + \delta) + \gamma$ ,  $\kappa_a = \kappa_b = \kappa$ .

根据输入-输出关系<sup>[48,49]</sup>, 结合上述稳态解, 两个腔的输出场可以表示为:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{outa}} &= 2\kappa a - \varepsilon_{\text{pa}}, \\ \varepsilon_{\text{outb}} &= 2\kappa b - \varepsilon_{\text{pb}}.\end{aligned}\quad (3)$$

则相应的输出探测场系数为:

$$\begin{aligned}i_a &= \frac{\varepsilon_{\text{outa}}}{\varepsilon_p} = \frac{2\kappa a}{\varepsilon_p} - e^{i\theta}, \\ i_b &= \frac{\varepsilon_{\text{outb}}}{\varepsilon_p} = \frac{2\kappa b}{\varepsilon_p} - 1.\end{aligned}\quad (4)$$

归一化输出场强度  $I_a = |i_a|^2$  和  $I_b = |i_b|^2$  可以用来测量两个腔的稳态光子输运行为.

### 3 结果和讨论

由于这种闭环模式系统对输入探测场之间的相对相位  $\theta$  敏感, 所以本文将研究在不同相位情况下系统输出的变化与腔间隧穿耦合强度之间的关系, 从而研究不对称效应. 此前研究中<sup>[50]</sup> 展示了当原子的衰减率趋近为零且两垂直腔之间不存在光子隧穿时, 系统会呈现较完美的且对称的相干完美

合成等量子干涉现象. 而在本研究中, 考虑了天然原子实际衰减率并不小的情况下, 通过在双腔之间引入光子隧穿, 从而实现可调谐的量子干涉现象.

首先, 输入探测场为  $\varepsilon_{\text{pa}} = \varepsilon_p e^{i\theta}$ ,  $\varepsilon_{\text{pb}} = \varepsilon_p$  时,  $I_a$  ( $I_b$ ) 是可观测的. 通过调节参数, 可以满足不同的输出要求. 图 2 显示的是当两腔的输入探测场相对相位分别为  $\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  且隧穿强度为  $J = 0, 3\kappa, 6\kappa$  时, 输出场强  $I_a$  ( $I_b$ ) 随着不同失谐  $\Delta$  变化的情况.

图 2(a) 显示在两腔输入探测场之间不存在相对相位, 即  $\theta = 0$ , 两个归一化输出场强度  $I_a$  和  $I_b$  相同, 无非互惠现象; 可见, 在近共振区域形成了两个谷 (吸收峰) 夹一透射峰. 中间的场强并不高; 同时, 与  $J = 0$  (红色实线) 情况相比,  $J \neq 0$  时共振两侧吸收峰未达到 0, 即并未形成很好的相干完美吸收. 而随着隧穿强度  $J$  增加, 在共振附近的输出场强逐渐增大, 且透射峰逐渐稍微远离  $\Delta = 0$ , 整体输出场强度提高. 这说明由于光子通过光纤在两腔模之间的隧穿破坏了相干完美吸收而相干透射被提高了. 当  $J$  增加到足够大的时候, 即光子隧穿非

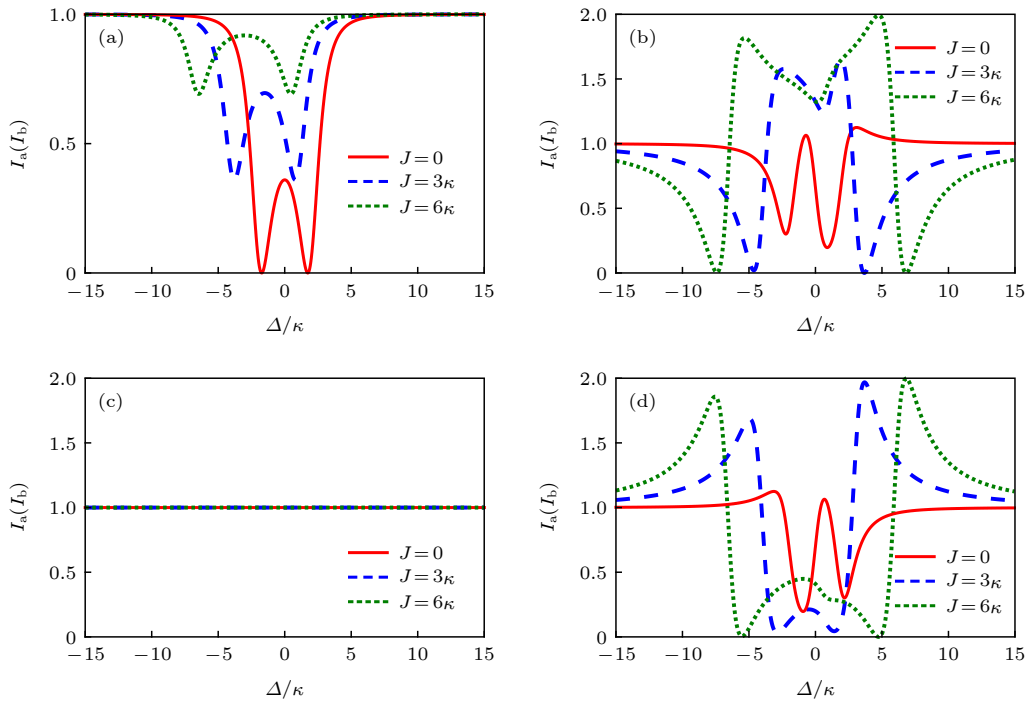


图 2 当隧穿强度  $J = 0, 3\kappa, 6\kappa$ , 归一化输出场强度  $I_a$  ( $I_b$ ) 随输入场失谐  $\Delta/\kappa$  的变化情况 (a)  $\theta = 0$ ; (b)  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (a 腔),  $\theta = \frac{3\pi}{2}$  (b 腔); (c)  $\theta = \pi$ ; (d)  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (b 腔),  $\theta = \frac{3\pi}{2}$  (a 腔). 其他参数分别为  $g_0 = 2\kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$

Fig. 2. Normalized output field intensities  $I_a$  vs. normalized input field detuning  $\Delta/\kappa$  with tunneling strength  $J = 0, 3\kappa, 6\kappa$ : (a)  $\theta = 0$ ; (b)  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (cavity-a),  $\theta = \frac{3\pi}{2}$  (cavity-b); (c)  $\theta = \pi$ ; (d)  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (cavity-b),  $\theta = \frac{3\pi}{2}$  (cavity-a). Other parameters are  $g_0 = 2\kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$ .

常明显时,  $I_a$  ( $I_b$ ) 可以在近共振频率范围内增加到接近 1, 从而引发了表现为探测场输出无任何能量损耗的量子干涉现象——相干完美透明. 这种明显的吸收抑制现象来自于腔、场和原子模式之间的相消量子干涉. 图 2(c) 显示了当相位  $\theta = \pi$  时, 在整个频率范围内,  $I_a$  和  $I_b$  始终等于 1. 这种对称透射的量子干涉现象被称为与频率无关的相干完美透明, 也可以看作两个任意频率的场同时发生完全反射 [20,40]. 在引入腔间耦合 ( $J \neq 0$ ) 时, 仍能维持互惠的相干完美透明现象.

图 2(b) 和图 2(d) 显示了当两腔的输入场相对相位  $\theta = \pi/2$  和  $\theta = 3\pi/2$  时, 两腔的输出场不再相同, 因此实现了两腔的非对称传输行为. 图 2(b) 显示的是在两输入场相对相位  $\theta = \pi/2$  ( $\theta = 3\pi/2$ ) 条件下, a(b) 腔的输出场强度; 图 2(d) 显示的是在  $\theta = 3\pi/2$  ( $\theta = \pi/2$ ) 条件下, a(b) 腔的归一化输出场强度. 首先观察当输入场相对相位  $\theta = \pi/2$  时 a 腔和 b 腔的输出情况, 即图 2(b) 和图 2(d). 若忽略原子耗散 (或设原子耗散极小), 在适当区域可出现探测场单向传输 [49] (单方向无透射), 且归一化输出场强度为 200%, 即相干完美合成. 此现象是由系统多模间的相长量子干涉诱导生成的 [20,40]. 在本系统中, 由于两腔的对称性和考虑原子实际弛豫耗散,  $I_a$  和  $I_b$  在  $[0, 2]$  范围内变化, 且满足  $I_a + I_b \leq 2$ . 与忽略原子耗散 (或设原子耗散极小) 的情况不同, 当无腔间耦合 ( $J = 0$ ) 时, 在任何频率区域归一化输出场强度都不会达到 2, 即未实现相干完美合成, 其光场损耗部分是由原子耗散引起的. 然而, 当引入腔间耦合  $J$ , 单向传输的输出场强度会随  $J$  的增长逐渐增大, 从而出现  $I_a = 2$  和  $I_b = 0$  ( $I_a = 0$  和  $I_b = 2$ ), 即实现相干完美合成. 其物理原因是, 如图 1(a) 所示, 本系统引入腔间耦合构造了闭合环形结构, 因而两腔模间、两腔与原子间会诱发量子干涉, 所以当取适当参数时, 在不忽略原子弛豫耗散时仍能实现相干完美合成.

如图 3 所示, 取  $\Delta = 4.88\kappa$ , 研究两归一化输出场强度  $I_a$  和  $I_b$  随两探测场间相对相位  $\theta$  的变化情况. 可见, 输出场强显示出以  $\theta = 2\pi$  为周期发生变化, 并始终满足  $I_a + I_b = 2$ . 当  $\theta = n\pi/2$  ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ) 时, 两个不同方向的输出场会交替出现相干完美合成, 也就是说会交替出现单向 (非互惠) 光传输. 通过调节相位, 可以实现不同方向的单向光传输、对称光传输等机制之间的切换. 因此, 可以通过相位

调制来实现系统输出在对称和非对称光传输行为之间的开关控制.

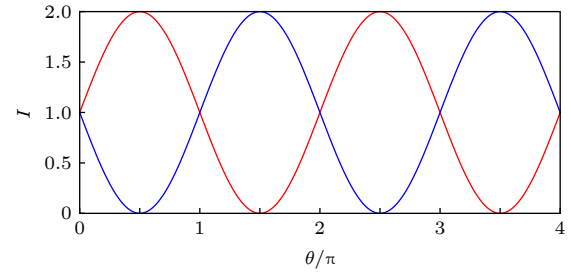


图 3 归一化输出场强度  $I_a$  (红色线) 和  $I_b$  (蓝色线) 随相对相位  $\theta$  变化情况. 其他参数为  $\Delta = 4.88\kappa$ ,  $J = 6\kappa$ ,  $g_0 = \kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$

Fig. 3. Normalized output field intensities  $I_a$  (red-line) and  $I_b$  (blue-line) vs. the relative phase  $\theta$  with  $\Delta = 4.88\kappa$ . Other parameters are  $J = 6\kappa$ ,  $g_0 = \kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$ .

该可调谐的闭环三模系统不仅可以控制光子传输的方向, 还可以控制探测场的群速度, 如快、慢光效应. 基于此, 我们将关注可调谐的快、慢光和控制快慢光转换的方法. a(b) 腔的输出场的群延迟定义为

$$\tau_{a,b} = \frac{d\Theta_{a,b}}{d\omega_p}, \quad (5)$$

其中  $\Theta_{a,b} = \arg [i_{a,b}(\omega_p)]$  为频率为  $\omega_p$  的相应输出场的辐角相位.

图 4 为输入探测场存在  $\varepsilon_{pa} = \varepsilon_{pb} = \varepsilon_p$ , 即  $\theta = 0$  时, 来检测两探测场  $\varepsilon_{pa}$  和  $\varepsilon_{pb}$  的群速度. 在图 4(a) 中, 两腔隧穿强度  $J = 0$ , 输出群延迟  $\tau_a = \tau_b > 0$ , 这意味着在近共振范围系统完全呈现慢光效应. 随着  $J$  的增加, 如图 4(b) 所示, 当  $J = \kappa$  时, 在共振点附近, 群延迟出现低谷  $\tau_a = \tau_b < 0$ , 这对应着快光效应. 其中群延迟最小值约为  $-1.0/\kappa$ , 出现在  $\Delta \simeq 1.0\kappa$ . 如图 4(c)(图 4(d)) 显示, 当  $J = 2\kappa$  ( $J = 3\kappa$ ) 时群延迟最小值约是  $-0.22/\kappa$  ( $-0.06/\kappa$ ), 此时的失谐为  $\Delta \simeq 0.6\kappa$  ( $\Delta \simeq 0.3\kappa$ ). 显然, 当两个腔之间存在光子隧穿时, 会出现快光. 但是, 随着  $J$  的增大, 快光效应非单调变化, 出现快光的频率范围也会发生偏移. 图 4(e) 显示了在输入场失谐固定为  $\Delta = 1.0\kappa$  时, 群延迟与两腔耦合强度  $J$  的关系图像.  $J$  从 0 增加, 慢光会在  $J \approx 0.63\kappa$  变换为快光, 且快光效应在  $J \approx 1.5\kappa$  最为明显. 这表明, 对于固定频率的输入场, 通过调节两腔间的耦合强度可以实现快、慢光之间的转换.



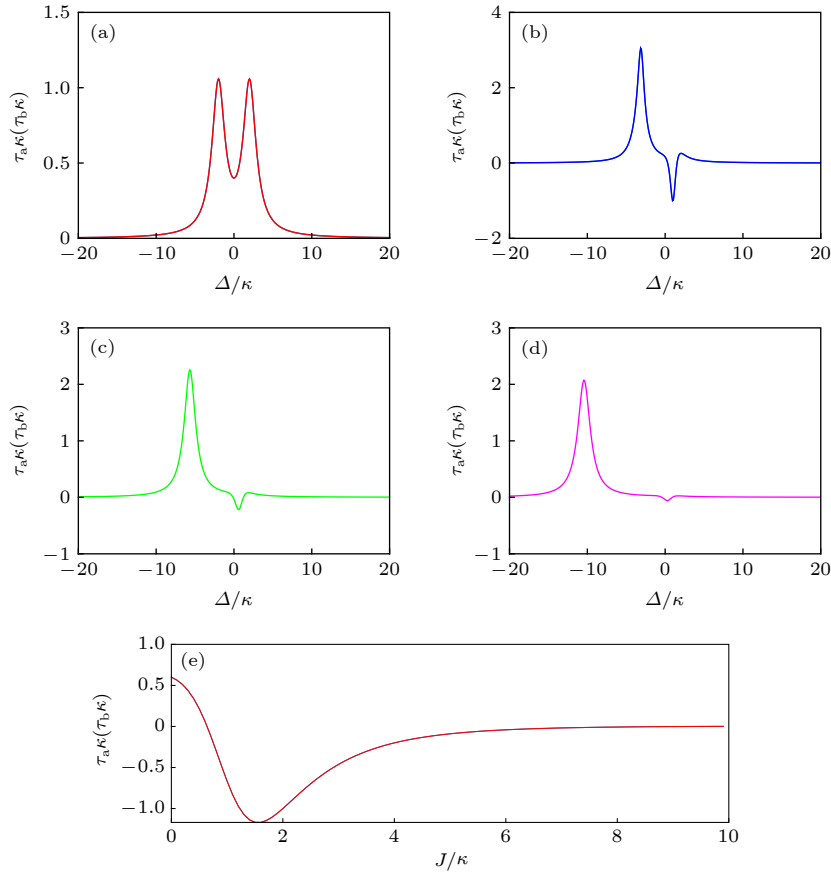


图 4 输出群延迟  $\tau_{a\kappa}(\tau_{b\kappa})$  随输入场失谐  $\Delta/\kappa$  变化情况, 其中隧穿强度为 (a)  $J = 0$ , (b)  $J = \kappa$ , (c)  $J = 2\kappa$ , (d)  $J = 3\kappa$ ; (e) 输出群延迟  $\tau_{a\kappa}(\tau_{b\kappa})$  与隧穿强度  $J/\kappa$  在  $\Delta/\kappa = 1$  时的关系图. 其他参数为  $g_0 = 2\kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$

Fig. 4. Normalized output group delay  $\tau_{a\kappa}(\tau_{b\kappa})$  vs. normalized input field detuning  $\Delta/\kappa$  with tunneling strength of (a)  $J = 0$ , (b)  $J = \kappa$ , (c)  $J = 2\kappa$ , (d)  $J = 3\kappa$ ; (e) output group delay  $\tau_{a\kappa}(\tau_{b\kappa})$  vs. normalized tunneling strength  $J/\kappa$  for  $\Delta/\kappa = 1$ . Other parameters are  $g_0 = 2\kappa$ ,  $\gamma = 2\kappa$ ,  $\kappa = 1$ .

## 4 结 论

本文提出了一个正交双腔结构的闭环三模系统, 用于研究由可调谐的量子干涉而导致的涉及传播方向和群速度的非传统光子传输行为. 双腔通过二能级原子间接耦合, 且通过光子隧穿直接耦合. 在这种闭环模结构下, 两个腔与原子间的复杂的相干相互作用导致了一些有趣的量子干涉现象, 如相干完美透明和相干完美合成. 这些输运行为可以通过调节两个腔之间的隧穿强度以及两个输入探测场之间的相对相位来控制. 基于这些动态过程, 可以控制两个相互正交的输出端口之间的探测场的传播方向. 具体来讲, 相干完美透明对应着探测场完全反射而无损耗; 相干完美合成是指两个相互垂直的探测场分别从两个端口输入, 可以合成从某一端口完全输出而无损耗. 因此, 这是一个具有可控

的对称或不对称传播方向的可调开关方案. 同时, 在此研究方案中可以控制探测场的群速度, 通过调整隧穿耦合强度可实现快、慢光的转换. 该系统所具有的可调谐量子干涉特性, 可为量子信息处理和网络提供高效的光开关和路由方案.

## 参考文献

- [1] Mabuchi H, Doherty A C 2002 *Science* **298** 1372
- [2] Vahala K J 2003 *Nature (London)* **424** 839
- [3] Aoki T, Parkins A S, Alton D J, Regal C A, Dayan B, Ostby E, Vahala K J, Kimble H J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 083601
- [4] Zhou L, Yang L P, Li Y, Sun C P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 103604
- [5] Lu J, Zhou L, Kuang L M, Nori F 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013805
- [6] Hong F Y, Xiong S J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013812
- [7] Li J, Zhang S, Yu R, Zhang D, Wu Y 2014 *Phys. Rev. A* **90** 053832
- [8] Li J, Yu R, Ma J, Wu Y 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063834
- [9] Li J, Li J, Xiao Q, Wu Y 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063814
- [10] Agarwal G S, Zhu Y 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023824

- [11] Agarwal G S, Di K, Wang L, Zhu Y 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063805
- [12] Wang L, Di K, Zhu Y, Agarwal G S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013841
- [13] Lu J, Wang Z H, Zhou L 2015 *Opt. Express* **23** 022955
- [14] Yan W B, Huang J F, Fan H 2015 *Sci. Rep.* **3** 3555
- [15] Kimble H J 2008 *Nature (London)* **453** 1023
- [16] Stannigel K, Komar P, Habraken S J M, Bennett S D, Lukin M D, Zoller P, Rabl P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 013603
- [17] Giunter G, Anappara A A, Hees J, Sell A, Biasiol G, Sorba L, De Liberato S, Ciuti C, Tredicucci A, Leitenstorfer A, Huber R 2009 *Nature (London)* **458** 178
- [18] Nozaki K, Tanabe T, Shinya A, Matsuo S, Sato T, Taniyama H, Notomi M 2010 *Nat. Photonics* **4** 477
- [19] Yan X B, Cui C L, Gu K H, Tian X D, Fu C B, Wu J H 2014 *Opt. Express* **22** 004886
- [20] Liu Y L, Wu R, Zhang J, Ozdemir S K, Yang L, Nori F, Liu Y X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013843
- [21] Zhang X Y, Guo Y Q, Pei P, Yi X X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063825
- [22] Bajcsy M, Hofferberth S, Balic V, Peyronel T, Hafezi M, Zibrov A S, Vuletic V, Lukin M D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 203902
- [23] Tanabe T, Notomi M, Mitsugi S, Shinya A, Kuramochi E 2005 *Opt. Lett.* **30** 002575
- [24] Volz T, Reinhard A, Winger M, Badolato A, Hennessy K J, Hu E L 2012 *Nat. Photonics* **6** 605
- [25] Tiecke T G, Thompson J D, de Leon N P, Liu L R, Vuletic V, Lukin M D 2014 *Nature (London)* **508** 241
- [26] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J, Mabuchi H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3221
- [27] Dawes A M C, Illing L, Clark S M, Gauthier D J 2005 *Science* **308** 5722
- [28] Duan L M, Monroe C 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1209
- [29] Bouwmeester D, Ekert A K, Zeilinger A 2000 *The Physics of Quantum Information* (New York: Springer) pp133–135
- [30] Weis S, Riviere R, Deleglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520
- [31] Chan J, Alegre T P M, Safavi-Naeini A H, Hill J T, Krause A, Groblacher S, Aspelmeyer M, Painter O 2011 *Nature (London)* **478** 89
- [32] Verhagen E, Deleglise S, Weis S A, Kippenberg T J 2012 *Nature (London)* **482** 63
- [33] Liu X Y, Jing H, Ma J Y, Wu Y 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 253601
- [34] Du L, Fan C H, Zhang H X, Wu J H 2017 *Sci. Rep.* **7** 15834
- [35] Manipatruni S, Robinson J T, Lipson M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 213903
- [36] Agarwal G S, Huang S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [37] Xu X W, Li Y, Chen A X, Liu Y X 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023827
- [38] Du L, Liu Y M, Jiang B, Zhang Y 2018 *EPL* **122** 24001
- [39] Jiang C, Song L N, Li Y 2019 *Phys. Rev. A* **99** 023823
- [40] Malz D, Toth L D, Bernier N R, Feofanov A K, Kippenberg T J, Nunnenkamp A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 023601
- [41] Safavi-Naeini A H, Mayer A T P, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature (London)* **472** 69
- [42] Asano M, Ozdemir S K, Chen W, Ikuta R, Yang L, Imoto N, Yamamoto T 2016 *Phys. Rev. Lett.* **108** 181105
- [43] Li J H, Zhan X G, Ding C L, Zhang D, Wu Y 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043830
- [44] Du L, Zhang Y, Fan C H, Liu Y M, Gao F, Wu J H 2018 *Sci. Rep.* **8** 2933
- [45] Colombel Y, Steinmetzl T, Duboisl G, Linke1 F, Hunger D, Reichel1 J 2007 *Nature (London)* **450** 272
- [46] Hattermann1 H, Bothner1 D, Ley1 L Y, Ferdinand1 B, Wiedmaier1 D, Sarkany1 L, Kleiner1 R, Koelle1 D, Fortagh1 J 2017 *Nat. Commun.* **8** 2254
- [47] Farace A, Giovannetti V 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013820
- [48] Walls D F, Milburn G J 1994 *Quantum Optics* (Berlin: Springer Verlag) pp127–141
- [49] Gardiner C W, Zoller P 2004 *Quantum Noise* (Berlin: Springer) pp158–170
- [50] Cao C, Chen X, Duan Y W 2018 *Optik* **161** 293

# Controllable quantum interference and photon transport in three-mode closed-loop cavity-atom system\*

Dai Yu-Fei<sup>1)</sup>   Chen Yao-Tong<sup>1)</sup>   Wang Lan<sup>1)</sup>   Yin Kai<sup>2)</sup>   Zhang Yan<sup>1)†</sup>

1) (*Center for Quantum Sciences, School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China*)

2) (*Hunan Key Laboratory of Super Microstructure and Ultrafast Process, School of Physics and Electronics, Central South University, Changsha 410083, China*)

( Received 6 February 2020; revised manuscript received 29 March 2020 )

## Abstract

In recent years, it has been a hot research topic to study the interaction between atomic ensemble and cavities, and many researches have been done in this regard. In such a system, some atoms are trapped in the cavity, which can be used to study their dynamic characteristics, e.g., the evolution of photon numbers and photon transition. The Jaynes-Cummings model is an important model for studying the dynamic characteristics of the cavity-atom system, which is based on the interaction between a single two-level atom and the cavity field. Recently, coherent photon control in cavity under specific conditions has become an important part of quantum computing and communication. It is worth noting that the tunable photon transmission and all-optical switches based on the cavity have already aroused much interest and have been used in many areas. The quantum information and networks are mostly rooted in complex optical devices, which may show nonreciprocal or asymmetric photon transport. In this paper, we demonstrate that by using an optical closed-loop system the unconventional photon transport can be realized with two mutually perpendicular cavities coupled through external fiber and a two-level atom placed on the intersection. This three-mode system supports two orthogonal propagation directions, that is to say, and the interactions among probe fields are mutually perpendicular. Without ignoring the spontaneous decay of the natural atom, the complex and controllable quantum interference induced by the efficient hybrid interaction of the light, cavity modes, and the atom in such a closed-loop structure can result in a few interesting symmetric and asymmetric photon transport behaviors, i.e. coherent perfect synthesis and coherent perfect reflection. Aside from these compelling properties, the group velocity can also be modulated, i.e., fast and slow light effect. All of these processes can be dynamically controlled by using the probe field phase difference, the tunneling coupling between two cavities and the coupling between the cavity and the atom. Importantly, due to so many advantages, such a tunable scheme can be readily extended to some optical devices, e.g., the switch and the router that is challenging to conventional optical devices.

**Keywords:** cavity-atom system, quantum interference, controllable photon transport

**PACS:** 37.30.+i, 42.50.Nn, 42.50.Pq, 74.25.Gz

**DOI:** [10.7498/aps.69.20200184](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200184)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11704064), the Scientific and Technological Development Program of Jilin Province, China (Grant No. 20180520205JH), the Science Foundation of the Education Department of Jilin Province During the 13th Five-Year Plan Period, China (Grant No. JJKH20180010KJ), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 2412019FZ045).

† Corresponding author. E-mail: [zhangy345@nenu.edu.cn](mailto:zhangy345@nenu.edu.cn)