

文章编号: 1004-4353 (2024) 02-0023-08

三能级原子-光力腔耦合非互易传输研究

刘伟龙, 张英俏

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 文章利用三能级原子与光力腔耦合系统中的光力相互作用, 以及光与原子的相互作用, 提出一种可实现非互易传输的方案, 同时分析了有效光力耦合强度和原子-腔模耦合强度对非互易传输和隔离度的影响. 结果表明: 通过适当调节有效光力耦合强度和原子-腔模耦合强度, 可以调控光学光子的传输特性, 且隔离度的峰值和线宽随着 2 种耦合强度的增加而增加. 研究结果可为光学环形器、隔离器等非互易器件的研发提供参考.

关键词: 光力耦合; 非互易传输; 回音壁谐振器; 隔离度; 输入-输出关系

中图分类号: O431 **文献标志码:** A

Nonreciprocal transmission in a three-level atom-optomechanical cavity coupled system

LIU Weilong, ZHANG Yingqiao

(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: A scheme for practical and nonreciprocal transmission is proposed using optomechanical and light-atom interaction in the coupling system of a three-level atom-optomechanical cavity, as well as the effects of the effective optomechanical coupling strength and atom-cavity-mode coupling strength on nonreciprocal transmission and isolation are analyzed. The results demonstrate that the transmission properties of optical photon can be modulated by properly adjusting the effective optomechanical coupling strength and atom-cavity-mode coupling strength. Moreover, the peak and line width of the isolation both increase with the increasing of the two coupling strengths. This scheme can provide useful references for the developments of nonreciprocal devices, such as, optical circulator, isolators, .

Keywords: optomechanical coupling; nonreciprocal transmission; whispering-gallery-mode resonator; isolation; input-output relations

0 引言

非互易传输作为一种重要的现代光子技术, 目前被广泛地应用于光隔离器^[1]、环形器^[2]、非互易相移器^[3]等领域. 传统的非互易器件主要依赖磁光晶体法拉第旋光效应来实现^[4], 但由于磁光晶体材料的磁光系数一般较小^[5], 需要外加强磁场, 因此难以对其进行小型化和集成化^[6]. 为此, 一些学者提出了多种无磁方案. 例如, 折射率的时空调制^[7]、光学非线性^[8]、手性量子光学^[9]、热原子碰撞^[10]、量子压缩^[11]和光机械相互作用^[12]等. 近年来, 学者们研究发现, 利用辐射压力耦合光场与机械振子的腔光力学系统可以实现多

收稿日期: 2024-02-29

基金项目: 国家自然科学基金(12064045)

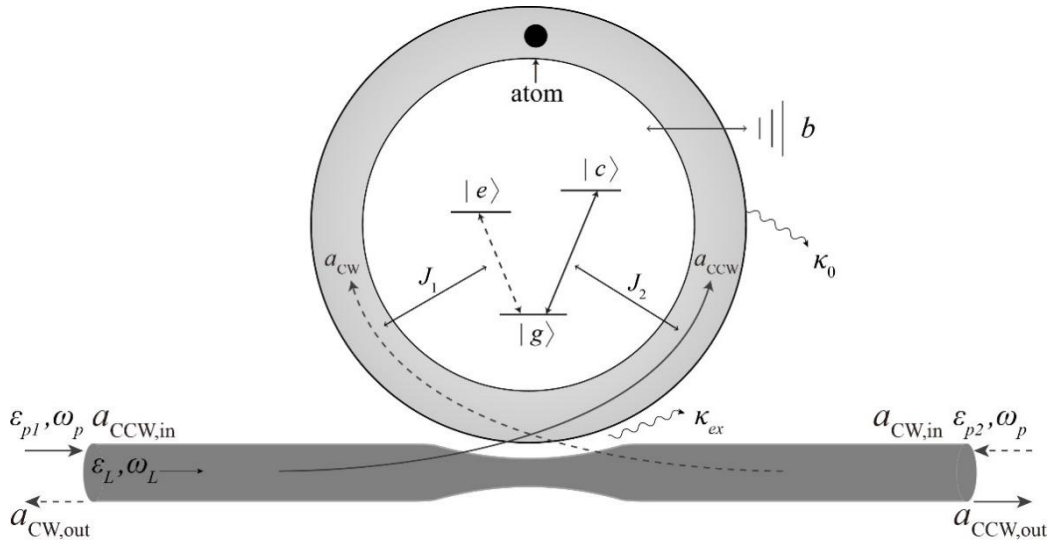
第一作者: 刘伟龙(1997—), 男, 硕士研究生, 研究方向为量子光学.

通信作者: 张英俏(1978—), 女, 副教授, 研究方向为量子信息学.

种量子效应,如机械振子的基态冷却^[13]、光力诱导透明^[14]、量子纠缠^[15]、光力诱导吸收和放大^[16]、快慢光效应^[17]等.此外,随着微纳技术的不断发展,一些学者研究还发现:在回音壁共振器系统中,可以实现非互易传输,这为非互易器件的小型化研发提供了可能.例如,Hafezi等^[18]提出了一个单向光泵浦微环谐振器的方案.研究显示通过单向的光泵浦可使光力相互作用仅在泵浦方向得到增强,可实现非互易响应.Shen等^[19]利用回音壁谐振器与锥型光纤耦合的光力系统实验证明了光学非互易性,且其研究不仅观察到了光力诱导的非互易透明和放大,而且实现了高达 40° 的非互易相移.Yan等^[20]提出了一个利用原子和散射体同时耦合回音壁谐振腔的系统,并实现了在非理想手性光子-原子相互作用下的单光子的单向传输.基于上述研究,本文提出了一种在光力腔系统中(由1个三能级原子耦合回音壁谐振器构成)实现非互易传输的方案,并利用量子朗之万方程与输入输出关系分析了该方案的有效光力耦合强度与原子-腔模耦合强度对光的非互易特性的影响.

1 模型与计算

图1为原子耦合回音壁谐振器的系统模型.该模型由1个V型三能级原子和1个具有顺时针模式 a_{CW} 和逆时针模式 a_{CCW} 的回音壁谐振器构成.其中,模式 a_{CCW} 同时由频率为 ω_L 、振幅为 ε_L 的强泵浦场和频率为 ω_p 、振幅为 ε_{p1} 的弱探测场同时驱动,模式 a_{CW} 由频率为 ω_p 、振幅为 ε_{p2} 的弱探测场驱动,且这1个模式同时与1个频率为 ω_m 的机械模通过辐射压力耦合,其耦合强度为 g .



注: a_{CW} (a_{CCW}) 为顺(逆)时针光模; b 为机械模; $|g\rangle$ 为基态能级; $|e\rangle$ 和 $|c\rangle$ 为激发态能级; J_1 (J_2) 为原子-腔模耦合强度; κ_0 和 κ_{ex} 分别为固有和外部耦合损耗率.

图1 原子耦合回音壁谐振器的系统模型

在图1所示的原子能级结构中,能级 $|g\rangle$ 为基态,能级 $|e\rangle$ 和 $|c\rangle$ 为激发态,且能级 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$ ($|c\rangle$) 之间的跃迁仅与顺(逆)时针模式耦合.回音壁谐振腔通过倏逝场与锥形光纤耦合,此时的系统的哈密顿量可表示为 ($\hbar=1$):

$$H = \omega_0 (a_{\text{CCW}}^\dagger a_{\text{CCW}} + a_{\text{CW}}^\dagger a_{\text{CW}}) + \omega_m b^\dagger b + \omega_{ge} \sigma_{ee} + \omega_{gc} \sigma_{cc} - g(b^\dagger + b)(a_{\text{CCW}}^\dagger a_{\text{CCW}} + a_{\text{CW}}^\dagger a_{\text{CW}}) + J_1(a_{\text{CW}}^\dagger \sigma_{ge} + a_{\text{CW}} \sigma_{eg}) + J_2(a_{\text{CCW}}^\dagger \sigma_{gc} + a_{\text{CCW}} \sigma_{cg}) + i(\varepsilon_L a_{\text{CCW}}^\dagger e^{-i\omega_L t} + \varepsilon_{p1} a_{\text{CCW}}^\dagger e^{-i\omega_p t} + \varepsilon_{p2} a_{\text{CW}}^\dagger e^{-i\omega_p t} - \text{H.c.}). \quad (1)$$

其中: a_{CW} (a_{CCW}) 和 a_{CW}^\dagger (a_{CCW}^\dagger) 分别表示顺时针和逆时针模式的湮灭(产生)算符; ω_0 为顺时针和逆时针腔模的频率; b (b^\dagger) 为共振频率为 ω_m 的机械振子的湮灭(产生)算符; $\sigma_{ii'} = |i\rangle\langle i'|$, ($i, i' = g, e, c$)

为原子的能级 $|i\rangle$ 与 $|i'\rangle$ 之间的跃迁算符; ω_{ge} (ω_{gc}) 为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ ($|g\rangle \rightarrow |c\rangle$) 间跃迁的共振频率, 且 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ ($|g\rangle \rightarrow |c\rangle$) 跃迁与顺 (逆) 时针模式耦合, 其强度为 J_1 (J_2). 系统哈密顿量在频率为 ω_L 的旋转坐标系中可表示为:

$$\begin{aligned} H = & \Delta_0 (a_{\text{CCW}}^\dagger a_{\text{CCW}} + a_{\text{CW}}^\dagger a_{\text{CW}}) + \omega_m b^\dagger b + \Delta_e \sigma_{ee} + \Delta_c \sigma_{cc} - \\ & g(b^\dagger + b)(a_{\text{CCW}}^\dagger a_{\text{CCW}} + a_{\text{CW}}^\dagger a_{\text{CW}}) + J_1(a_{\text{CW}}^\dagger \sigma_{ge} + a_{\text{CW}} \sigma_{eg}) + \\ & J_2(a_{\text{CCW}}^\dagger \sigma_{gc} + a_{\text{CCW}} \sigma_{cg}) + i(\varepsilon_L a_{\text{CCW}}^\dagger + \varepsilon_{p1} a_{\text{CCW}}^\dagger e^{-i\Delta_p t} + \varepsilon_{p2} a_{\text{CW}}^\dagger e^{-i\Delta_p t} - \text{H.c.}). \end{aligned} \quad (2)$$

其中: $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_L$ 是顺时针和逆时针腔模与泵浦场之间的频率失谐; $\Delta_{e,c} = \omega_{ge,gc} - \omega_L$ 为激发能级与泵浦场之间的频率失谐; $\Delta_p = \omega_p - \omega_L$ 是探测场与泵浦场之间的频率失谐.

系统的动力学演化过程用量子朗之万方程可表示为:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a_{\text{CCW}} = & -\left(i\Delta_0 + \frac{\kappa}{2}\right) a_{\text{CCW}} + i g(b^\dagger + b) a_{\text{CCW}} - i J_2 \sigma_{gc} + \varepsilon_L + \varepsilon_{p1} e^{-i\Delta_p t} + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_{\text{CCW}}^{\text{in}}, \\ \frac{d}{dt} a_{\text{CW}} = & -\left(i\Delta_0 + \frac{\kappa}{2}\right) a_{\text{CW}} + i g(b^\dagger + b) a_{\text{CW}} - i J_1 \sigma_{ge} + \varepsilon_{p2} e^{-i\Delta_p t} + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_{\text{CW}}^{\text{in}}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{ge} = & -\left(i\Delta_e + \frac{\gamma_e}{2}\right) \sigma_{ge} - i J_1 a_{\text{CW}} + \sqrt{\gamma_e} \sigma_{ge}^{\text{in}}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{gc} = & -\left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \sigma_{gc} - i J_2 a_{\text{CCW}} + \sqrt{\gamma_c} \sigma_{gc}^{\text{in}}, \\ \frac{d}{dt} b = & -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right) b + i g(a_{\text{CCW}}^\dagger a_{\text{CCW}} + a_{\text{CW}}^\dagger a_{\text{CW}}) + \sqrt{\gamma_m} b^{\text{in}}. \end{aligned} \quad (3)$$

其中: $\kappa = \kappa_0 + \kappa_{\text{ex}}$ 是总损耗; κ_0 和 κ_{ex} 分别是固有和外部耦合损耗率; γ_m 是机械模的衰减率; $\gamma_e(\gamma_c)$ 是能级 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$ ($|c\rangle$) 间的跃迁衰减率; $a_{\text{CCW}}^{\text{in}}$ 和 $a_{\text{CW}}^{\text{in}}$ 是输入噪声算符; b^{in} 、 σ_{ge}^{in} 和 σ_{gc}^{in} 分别是机械振子和原子的噪声算符^[21], 满足 $\langle a_{\text{CCW}}^{\text{in}} \rangle = \langle a_{\text{CW}}^{\text{in}} \rangle = \langle b^{\text{in}} \rangle = \langle \sigma_{ge}^{\text{in}} \rangle = \langle \sigma_{gc}^{\text{in}} \rangle = 0$, 其中 “ $\langle \rangle$ ” 表示算符的平均值. 本文基于算符因式分解假设 $\langle a^\dagger a \rangle = \langle a^\dagger \rangle \langle a \rangle$, $\langle ab \rangle = \langle a \rangle \langle b \rangle$, 于是再利用式 (3) 可即获得系统的平均量子朗之万方程, 为:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle a_{\text{CCW}} \rangle = & -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right) \langle a_{\text{CCW}} \rangle - i J_2 \langle \sigma_{gc} \rangle + \varepsilon_L, \\ \frac{d}{dt} \langle a_{\text{CW}} \rangle = & -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right) \langle a_{\text{CW}} \rangle - i J_1 \langle \sigma_{ge} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle \sigma_{ge} \rangle = & -\left(i\Delta_e + \frac{\gamma_e}{2}\right) \langle \sigma_{ge} \rangle - i J_1 \langle a_{\text{CW}} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle \sigma_{gc} \rangle = & -\left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \langle \sigma_{gc} \rangle - i J_2 \langle a_{\text{CCW}} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle b \rangle = & -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right) \langle b \rangle + i g(|a_{\text{CW}}|^2 + |a_{\text{CCW}}|^2). \end{aligned} \quad (4)$$

其中: $\Delta = \Delta_0 - g(\langle b^* \rangle + \langle b \rangle)$ 是顺时针和逆时针腔模与泵浦场之间的有效频率失谐. 根据式 (4) 可得到系统算符的稳态平均值:

$$\begin{aligned} \langle a_{\text{CCW}} \rangle = & \frac{\left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \varepsilon_L}{2J_2^2 + \left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right)}, \quad \langle a_{\text{CW}} \rangle = \langle \sigma_{ge} \rangle = 0, \\ \langle \sigma_{gc} \rangle = & \frac{2iJ_2 \varepsilon_L}{2J_2^2 + \left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right)}, \quad \langle b \rangle = \frac{ig(|a_{\text{CW}}|^2 + |a_{\text{CCW}}|^2)}{i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

为求解式(3), 本文将式中每个算符都写成了平均值加上微小涨落算符的形式, 即:

$$A = \langle A \rangle + \delta A. \quad (6)$$

其中: A 为 $a_{\text{CCW}}, a_{\text{CW}}, \sigma_{ge}, \sigma_{gc}$ 和 b . 于是将式(6)代入式(3)并忽略其中 2 个小量的乘积, 可以得到量子朗之万方程的涨落形式:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \delta a_{\text{CCW}} &= -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right) \delta a_{\text{CCW}} + iG\delta b - iJ_2 \delta \sigma_{gc} + \varepsilon_{p1} e^{-i\Delta_p t}, \\ \frac{d}{dt} \delta a_{\text{CW}} &= -\left(i\Delta + \frac{\kappa}{2}\right) \delta a_{\text{CW}} - iJ_1 \delta \sigma_{ge} + \varepsilon_{p2} e^{-i\Delta_p t}, \\ \frac{d}{dt} \delta \sigma_{ge} &= -\left(i\Delta_e + \frac{\gamma_e}{2}\right) \delta \sigma_{ge} - iJ_1 \delta a_{\text{CW}}, \\ \frac{d}{dt} \delta \sigma_{gc} &= -\left(i\Delta_c + \frac{\gamma_c}{2}\right) \delta \sigma_{gc} - iJ_2 \delta a_{\text{CCW}}, \\ \frac{d}{dt} \delta b &= -\left(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}\right) \delta b + iG\delta a_{\text{CCW}}. \end{aligned} \quad (7)$$

其中: $G = g \langle a_{\text{CCW}} \rangle$ 为逆时针腔模与机械振子之间的有效光力耦合强度. 为求解(7)式, 假设算符 s 可写成如下形式^[22]:

$$\delta s = \delta s_+ e^{-i\Delta_p t} + \delta s_- e^{i\Delta_p t}, \quad (8)$$

其中: s 取 $a_{\text{CCW}}, a_{\text{CW}}, \sigma_{ge}, \sigma_{gc}$ 和 b , 并将假设代入(7)式中可得:

$$\begin{aligned} \delta a_{\text{CW}+} &= \frac{\gamma_{ep} (G^2 \gamma_{cp} + J_2^2 \gamma_{mp} + \gamma_{mp} \gamma_{cp} \kappa_p) \varepsilon_{p2}}{G^2 \gamma_{cp} (J_1^2 + \gamma_{ep} \kappa_p) + (J_2^2 + \gamma_{cp} \kappa_p) (J_1^2 \gamma_{mp} + \gamma_{mp} \gamma_{ep} \kappa_p)}, \\ \delta a_{\text{CCW}+} &= \frac{\gamma_{cp} (J_1^2 \gamma_{mp} + \gamma_{mp} \gamma_{ep} \kappa_p) \varepsilon_{p1}}{G^2 \gamma_{cp} (J_1^2 + \gamma_{ep} \kappa_p) + (J_2^2 + \gamma_{cp} \kappa_p) (J_1^2 \gamma_{mp} + \gamma_{mp} \gamma_{ep} \kappa_p)}. \end{aligned} \quad (9)$$

其中: $\kappa_p = \kappa/2 + i\Delta - i\Delta_p$, $\gamma_{cp} = \gamma_c/2 + i\Delta_c - i\Delta_p$, $\gamma_{ep} = \gamma_e/2 + i\Delta_e - i\Delta_p$, $\delta s_- = 0$ 和 $\gamma_{mp} = \gamma_m/2 + i\omega_m - i\Delta_p$. 利用标准的输入—输出关系^[23]可得系统的输出场算符为:

$$\begin{aligned} a_{\text{CW}}^{\text{out}} &= a_{\text{CW}}^{\text{in}} - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \delta a_{\text{CW}+}, \\ a_{\text{CCW}}^{\text{out}} &= a_{\text{CCW}}^{\text{in}} - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \delta a_{\text{CCW}+}. \end{aligned} \quad (10)$$

其中: $a_{\text{CW}}^{\text{in}} = \varepsilon_{p2}/\sqrt{\kappa_{\text{ex}}}$, $a_{\text{CCW}}^{\text{in}} = \varepsilon_{p1}/\sqrt{\kappa_{\text{ex}}}$. 于是根据式(8)——(10)可得顺时针和逆时针传输方向透射率的表达式, 为:

$$T_{\text{CW}} = \left| \frac{a_{\text{CW}}^{\text{out}}}{a_{\text{CW}}^{\text{in}}} \right|^2 = \left| 1 - \frac{\kappa_{\text{ex}}}{\varepsilon_{p1}} \delta a_{\text{CW}+} \right|^2, \quad T_{\text{CCW}} = \left| \frac{a_{\text{CCW}}^{\text{out}}}{a_{\text{CCW}}^{\text{in}}} \right|^2 = \left| 1 - \frac{\kappa_{\text{ex}}}{\varepsilon_{p2}} \delta a_{\text{CCW}+} \right|^2. \quad (11)$$

参考文献[24]给出的相关参数, 本方案中取: $\omega_0 = 193.5 \text{ THz}$, $\kappa = 1.29 \text{ MHz}$, $\omega_m = 200 \text{ MHz}$, $\Delta_e - \Delta_c = 9.6\kappa$, $\gamma_e = \gamma_c = 0.03 \text{ MHz}$, $\gamma_m = 0.2 \text{ MHz}$, 并假设系统工作在临界耦合条件 $\kappa_{\text{ex}} = \kappa/2$ 下.

2 分析与讨论

图 2 为不同有效光力耦合强度 G 时顺时针和逆时针传输方向的透射率随频率失谐 Δ_p/κ 的变化关系. 由图 2(a) 可以看出: 在 $\Delta_p = 0$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.05 (0.61); 在 $\Delta_p = -0.8\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.54 (0.01); 在 $\Delta_p = 0.7\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.17 (0.03).

由图2(b)可以看出: 在 $\Delta_p = 0$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.04 (0.74); 在 $\Delta_p = -1\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.65 (0.01); 而在 $\Delta_p = 0.9\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.33 (0.03)。

由图2(c)可以看出: 在 $\Delta_p = 0$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.04 (0.92); 在 $\Delta_p = -2.1\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.85 (0.02); 而在 $\Delta_p = 1.8\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.73 (0.02)。在图2(d)中, $\Delta_p = 0$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.04 (0.96); 在 $\Delta_p = -3\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.93 (0.01); 而在 $\Delta_p = 2.8\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.87 (0.02)。

比较图2(a)–(d)可知: 在 $\Delta_p = 0$ 附近, 逆时针方向透射率 T_{CCW} 的峰值随着有效光力耦合强度 G 的增加而增加, 而顺时针方向的透射率 T_{CW} 始终约为0。在失谐 $\Delta_p/\kappa < (>) 0$ 的范围内, 随着有效光力耦合强度 G 的增加, 较低的逆时针方向的透射率 T_{CCW} 区域发生了红(蓝)移, 即系统出现了非互易传输现象。除此, 随着有效光力耦合强度 G 的增加, 在失谐 $\Delta_p = -5\kappa$ 附近处, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 始终约为0.13 (0.94), 而在失谐 $\Delta_p = 5\kappa$ 附近处, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 始终约为0.96 (0.09)。上述表明, 在 $\Delta_p = \pm 5\kappa$ 附近处, 有效光力耦合强度 G 对透射率的影响较小。

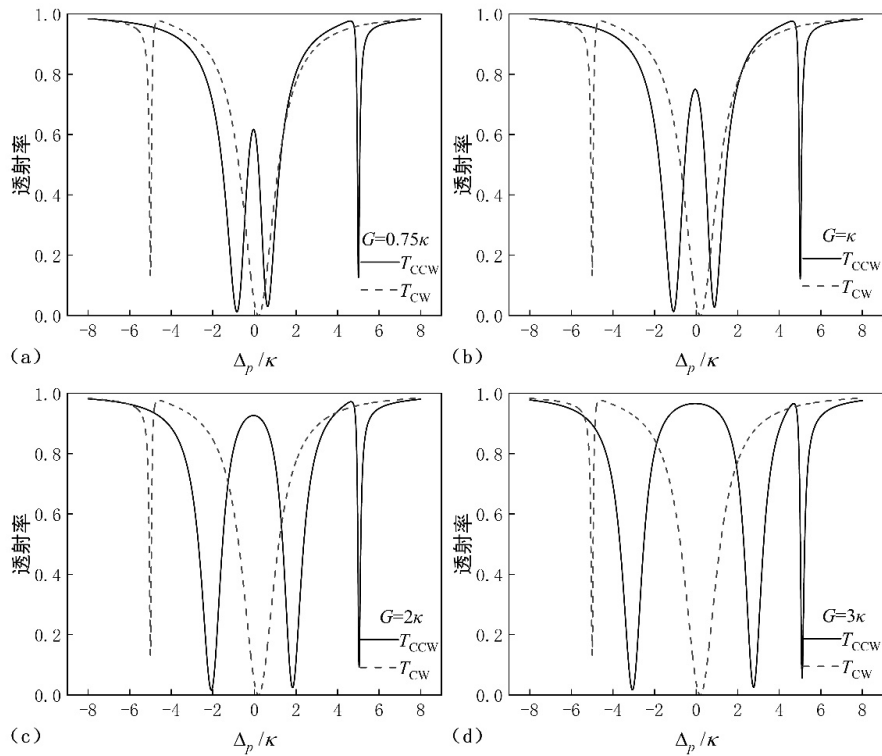


图2 不同有效光力耦合强度 G 透射率随失谐 Δ_p/κ 的变化关系(图中原子-腔模耦合强度设置为 $J_1 = J_2 = \kappa$)

图3为原子-腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 取不同值时顺时针和逆时针方向的透射率随频率失谐 Δ_p/κ 的变化关系。由图3(a)可以看出: 在 $\Delta_p = -4.9\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.46 (0.93); 在 $\Delta_p = 4.9\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.95 (0.35); 在 $\Delta_p = \pm 2\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.8 (0.01)。

由图3(b)可以看出: 在 $\Delta_p = -5.2\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.04 (0.94); 在 $\Delta_p = 5.3\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.96 (0.04); 在 $\Delta_p = -2.2\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为0.9 (0.01); 在 $\Delta_p = 1.7\kappa$ 附近, 顺时针(逆时针)方向的

透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.63 (0.03). 比较图 3 (a) 和图 3 (b) 可知, 在 $\Delta_p = \pm 5.1\kappa$ 附近, 光的非互易传输现象随原子-腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 的增加而增强.

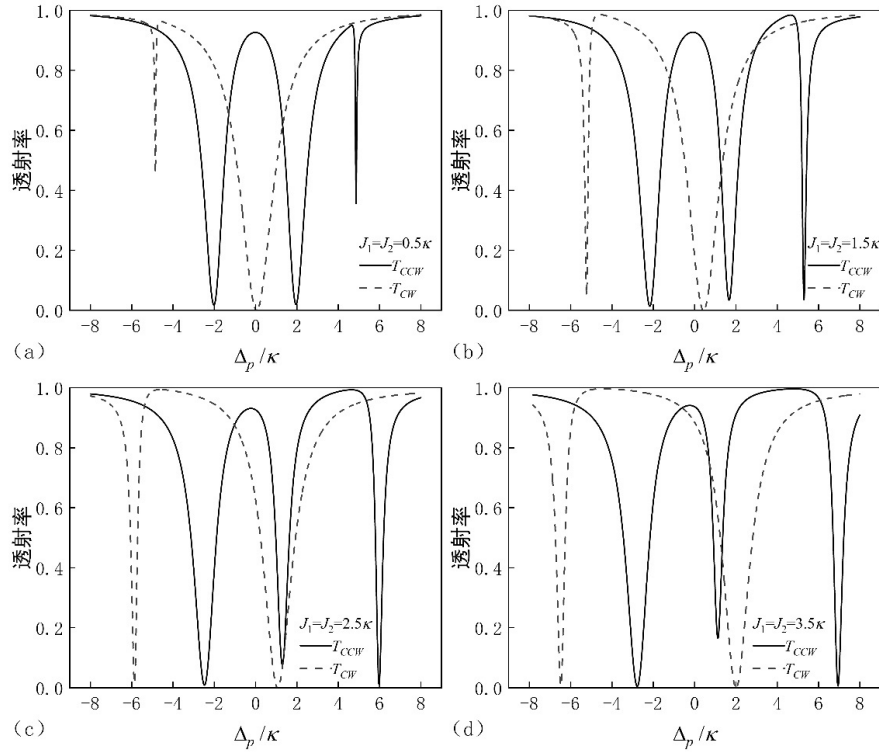


图 3 不同原子-腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 时透射率随失谐 Δ_p/κ 变化的关系 (图中有效光力耦合强度 G 为 2κ)

由图 3 (c) 可以看出: 在 $\Delta_p = -5.9\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.01 (0.95); 在 $\Delta_p = 6\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.96 (0.01); 在 $\Delta_p = -2.4\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.96 (0.01); 在 $\Delta_p = 1.3\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.06 (0.07).

由图 3 (d) 可以看出: 在 $\Delta_p = -6.6\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.01 (0.96); 在 $\Delta_p = 6.8\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.96 (0.01); 在 $\Delta_p = -2.9\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.98 (0.01); 在 $\Delta_p = 0.96\kappa$ 附近, 顺时针 (逆时针) 方向的透射率 T_{CW} (T_{CCW}) 约为 0.57 (0.16).

比较图 3 (a) — 图 3 (d) 可知, 当原子-腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 从 0.5κ 逐步增加到 3.5κ 时: 在失谐 Δ_p 为 $-7 \sim -5\kappa$ 的范围, 内顺时针方向的透射率 T_{CW} 发生了红移; 在失谐 Δ_p 为 $-3 \sim 2\kappa$ 的范围内, 逆时针方向的透射率 T_{CCW} 发生了红移; 在 Δ_p 为 $5 \sim 7\kappa$ 的范围内, 逆时针方向的透射率 T_{CCW} 区域发生了蓝移; 在 Δ_p 为 $0 \sim 2\kappa$ 的范围内, 顺时针方向的透射率 T_{CW} 发生了蓝移.

图 4 为有效光力耦合强度和原子-腔模耦合强度取不同值时探测隔离度随失谐的变化关系. 隔离度 I [25] 的定义为 $I = |T_{CW} - T_{CCW}|$. 由图 4 (a) 可以看出, 隔离度超过 0.4 的 4 个峰位分别位于 $\Delta_p = \pm 4.85\kappa$ 、 -0.9κ 和 0.01κ 附近, 其对应的隔离度分别约为 0.5、0.42 和 0.61. 由图 4 (b) 可以看出, 隔离度超过 0.7 的 3 个峰位分别为 $\Delta_p = -2.1\kappa$ 、 -0.04κ 和 2κ 附近, 其对应的隔离度约为 0.8、0.92 和 0.77. 对比图 4 (a) 和图 4 (b) 可知, 在原子-腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 不变的情况下, 当有效光力耦合强度 G 从 0.75κ 增大到 2κ 时, 隔离度的峰值和线宽会随之增大. 在图 4 (c) 中, 在 $\Delta_p = 0$ 附近, 隔离度约为 0.43; 而隔离度超过 0.6 的 3 个

峰位分别为 $\Delta_p = \pm 5.2\kappa$ 和 -1κ 附近, 对应的隔离度约为 0.91 和 0.7. 而在图 4 (d) 中, $\Delta_p = 0$ 附近, 隔离度约为 0.16; 隔离度超过 0.9 的 4 个峰位分别为 $\Delta_p = \pm 6.7\kappa$ 、 -2κ 和 1.9κ 附近, 隔离率为 0.96、0.97 和 0.96.

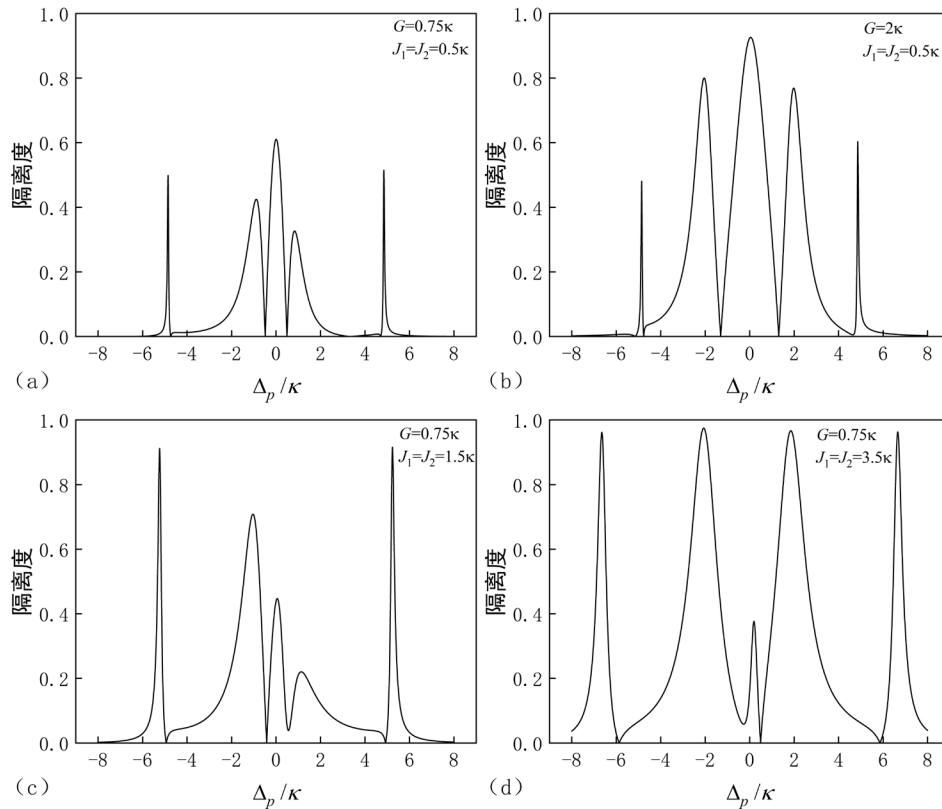


图 4 不同有效光力 (原子—腔模) 耦合强度 $G (J_{1,2})$ 时, 隔离度 I 随失谐 Δ_p/κ 的变化关系

对比图 4 (a) —图 4 (d) 可知: 当有效光力耦合强度为 $G = 0.75\kappa$, 原子—腔模耦合强度 $J_{1,2}$ 从 0.5κ 增加到 3.5κ 时, 隔离度的峰值和线宽会随之逐步增大. 在 Δ_p 为 $-7 \sim 0\kappa$ 范围内, 隔离度的峰能够发生红移; 在 Δ_p 为 $0 \sim 7\kappa$ 范围内, 隔离度的峰能够发生蓝移. 当 $G = 0.75\kappa$, $J_1 = J_2 = 3.5\kappa$ 时, 在 $\Delta_p = \pm 2\kappa$ 附近处隔离度能够出现超过 0.95 的较高峰值和较大线宽. 由此可见, 通过调节有效光力耦合强度和原子—腔模耦合强度可以获得近乎完美的非互易透射.

3 结语

本文对耦合 V 型三能级原子的光力腔系统中光的非互易传输特性进行了研究, 结果表明: 当适当选取有效光力耦合和原子—腔模耦合强度值时, 可以获得近乎完美的非互易透射; 透射隔离度的峰值和线宽会随着有效光力耦合强度与原子—腔模耦合强度的增加而增大. 此研究结果可为构建光学环形器、隔离器等非互易光学器件提供参考.

参考文献:

- [1] XIA C C, YAN X B, TIAN X D, et al. Ideal optical isolator with a two-cavity optomechanical system[J]. Optics Communications, 2019, 451: 197-201.
- [2] JING Y W. Quantum spinning photonic circulator[J]. Scientific Reports, 2022, 12(1): 5844.
- [3] FLEURY R, SOUNAS D L, SIECK C F, et al. Sound isolation and giant linear nonreciprocity in a compact acoustic circulator [J]. Science, 2014, 343(6170): 516-519.

- [4] APLET L J, CARSON J W. A Faraday effect optical isolator[J]. *Applied Optics*, 1964, 3(4): 544-545.
- [5] HOGAN C L. The ferromagnetic faraday effect at microwave frequencies and its applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1953, 25(1): 253.
- [6] JALAS D, PETROV A, EICH M, et al. What is—and what is not—an optical isolator[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 579-582.
- [7] VAHALA K J. Optical microcavities[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 839-846.
- [8] FUJITA J, LEVY M, OSGOOD JR R M, et al. Waveguide optical isolator based on Mach-Zehnder interferometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 76(16): 2158-2160.
- [9] WU J H, ARTONI M, LA ROCCA G C. Non-Hermitian degeneracies and unidirectional reflectionless atomic lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(12): 123004.
- [10] LIANG C, LIU B, XU A N, et al. Collision-induced broadband optical nonreciprocity[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(12): 123901.
- [11] TANG L, TANG J, CHEN M, et al. Quantum squeezing induced optical nonreciprocity[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(8): 083604.
- [12] ESTEP N A, SOUNA D L, SORIC J, et al. Magnetic-free non-reciprocity and isolation based on parametrically modulated coupled-resonator loops [J]. *Nature Physics*, 2014, 10(12): 923-927.
- [13] HE B, YANG L, LIN Q, et al. Radiation pressure cooling as a quantum dynamical process[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(23): 233604.
- [14] XIONG H, WU Y. Fundamentals and applications of optomechanically induced transparency[J]. *Applied Physics Reviews*, 2018, 5(3): 031305.
- [15] SUN F X, MAO D, DAI Y T, et al. Phase control of entanglement and quantum steering in a three-mode optomechanical system[J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(12): 123039.
- [16] AGARWAL G S, HUANG S. Nanomechanical inverse electromagnetically induced transparency and confinement of light in normal modes[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(3): 033023.
- [17] SINGH S K, PARVE M, ABBAS T, et al. Tunable optical response and fast (slow) light in optomechanical system with phonon pump[J]. *Physics Letters A*, 2022, 442: 128181.
- [18] HAFEZI M, RABL P. Optomechanically induced non-reciprocity in microring resonators[J]. *Optics Express*, 2012, 20(7): 7672-7684.
- [19] SHEN Z, ZHANG Y L, CHEN Y, et al. Experimental realization of optomechanically induced non-reciprocity[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(10): 657-661.
- [20] YAN C H, LI M, XU X B, et al. Unidirectional propagation of single photons realized by a scatterer coupled to whispering-gallery-mode microresonators[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(3): 033713.
- [21] GENSE C, VITALI D, TOMBESI P. Emergence of atom-light-mirror entanglement inside an optical cavity [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(5): 050307.
- [22] YAN Q, HOU B P, LAI D G. Local modulation of double optomechanically induced transparency and amplification[J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 9697-9711.
- [23] MAYKIN G B. The Sagnac effect: correct and incorrect explanations[J]. *Physics Uspekhi*, 2000, 43(12): 1229.
- [24] MAO X, YANG H, LONG D, et al. Experimental demonstration of mode-matching and Sagnac effect in a millimeter-scale wedged resonator gyroscope [J]. *Photonics Research*, 2022, 10(9): 2115-2121.
- [25] ZHANG H, HUANG R, ZHANG S D, et al. Breaking anti-PT symmetry by spinning a resonator[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(10): 7594-7599.