

文章编号: 1004-4353 (2024) 02-0039-08

# 回音壁共振器与三能级原子耦合系统的非互易透射

叶孝万, 张英俏

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

**摘要:** 基于回音壁共振器与三能级原子的耦合系统, 实现了一种可控的非互易透射. 研究表明: 光力耦合能够诱导光子的非互易透射; 通过改变光模与机械模的有效光力耦合强度  $G_2$ 、光模与三能级原子的耦合强度  $g$  及 Rabi 频率  $\Omega_R$ , 可以实现对非互易透射带的位置与数量的控制; 调整耦合强度  $g$  和 Rabi 频率  $\Omega_R$  可以显著地改变隔离比  $I_n$  的大小. 研究结果可为回音壁共振器在非互易光学器件上的应用提供理论借鉴.

**关键词:** 回音壁共振器; 光力耦合; 非互易透射; 隔离比; 光学

中图分类号: O431 文献标志码: A

## Nonreciprocal transmission in system of the whispering-gallery-mode resonator coupled to a three-level atom

YE Xiaowan, ZHANG Yingqiao

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

**Abstract:** A controllable nonreciprocal transmission is achieved based on the system of a whispering-gallery-mode resonator coupled to a three-level atom. The nonreciprocal transmission of photon is induced by the optomechanical coupling. By changing the effective optomechanical coupling strength  $G_2$  between the optical mode and the mechanical mode, the coupling strength  $g$  between the optical modes and the three-level atom as well as the Rabi frequency  $\Omega_R$ , the position and number of nonreciprocal transmission bands can both be controlled. The coupling strength  $g$  and Rabi frequency  $\Omega_R$  can both significantly change the isolation ratio ( $I_n$ ). These research results can provide the theoretical reference for the study of nonreciprocal optical devices related to whispering-gallery-mode resonators.

**Keywords:** whispering-gallery-mode resonator; optomechanical coupling; nonreciprocal transmission; isolation ratio; optics

### 0 引言

回音壁模式共振器<sup>[1]</sup>是一种特殊的微型光学元件, 具有较高的品质因子、易于集成和体积小等优点, 因此, 目前被广泛应用于传感<sup>[2]</sup>、光学通信<sup>[3]</sup>和激光器<sup>[4]</sup>等领域. 此外, 回音壁模式共振器还被用于光学非互易性的研究中<sup>[5-8]</sup>. 近年来学者通过研究还发现, 在回音壁共振器系统中加入原子或量子发射器, 可以控制非互易透射. 例如, 2022 年, Zhou 等<sup>[9]</sup>利用 1 个旋转谐振器与 1 个原子系综的相互作用, 研究了非互易透射及光子的完美吸收, 并发现共振器与原子系综的耦合对光子的完美吸收至关重要. Burns 等<sup>[10]</sup>研

收稿日期: 2024-02-20

基金项目: 国家自然科学基金 (12064045)

第一作者: 叶孝万 (1999—), 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.

究了 1 个旋转光力环形共振器与 1 个二能级量子发射器耦合系统的光谱性质, 发现在萨格纳克效应和量子比特的共同作用下, 耦合系统中光力诱导透明的峰值和透明窗口的宽度都得到了增加. 目前, 对基于回音壁共振器的多带非互易透射的研究相对较少, 相关研究仅讨论了不同参数对单非互易透射带的影响<sup>[11]</sup>. 为此, 下文构建了 1 个嵌入三能级原子的回音壁共振器与 1 个锥形光纤的耦合模型, 并研究了光的非互易透射现象及不同参数对多带非互易透射的影响.

## 1 模型与计算

图 1 为回音壁共振器与 1 个三能级原子的耦合系统. 其中, 回音壁共振器能同时支持顺时针光模  $c$ 、逆时针光模  $a$  及机械模  $b$ , 且此回音壁共振器通过倏逝场与 1 根锥形光纤耦合 (锥形光纤的左端同时入射 1 个频率为  $\omega_c$  的强控制场和 1 个频率为  $\omega_p$  的探测场). 为实现对信号传输的有效控制, 在回音壁共振器中嵌入了 1 个  $\Lambda$ -型三能级原子, 该原子的能级结构如图 1 所示. 由图 1 可见,  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  能级的跃迁与  $c$  模和  $a$  模均能发生耦合,  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  能级的跃迁由频率为  $\omega_c$  的强外部经典场驱动.

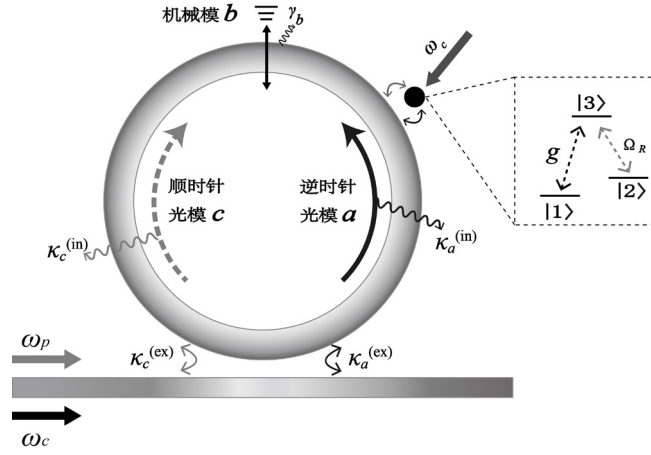


图 1 回音壁共振器与一个三能级原子的耦合系统

耦合系统的总哈密顿量为:

$$H = \omega_0 a^\dagger a + \omega_0 c^\dagger c + \omega_m b^\dagger b + \omega_{21} \sigma_{22} + \omega_{31} \sigma_{33} + g_0 (a^\dagger a + c^\dagger c) (b^\dagger + b) + g_1 (a^\dagger \sigma_{13} + a \sigma_{31}) + g_2 (c^\dagger \sigma_{13} + c \sigma_{31}) + \Omega_R (e^{-i\omega_c t} \sigma_{32} + e^{i\omega_c t} \sigma_{23}) + i\epsilon_c (a^\dagger e^{-i\omega_c t} - a e^{i\omega_c t}) + i\epsilon_p (a^\dagger e^{-i\omega_p t} - a e^{i\omega_p t}), \quad (1)$$

其中:  $a$  ( $a^\dagger$ ) 和  $c$  ( $c^\dagger$ ) 分别为具有相同共振频率  $\omega_0$  的逆时针和顺时针光模的湮灭 (产生) 算符;  $b$  ( $b^\dagger$ ) 表示机械模的湮灭 (产生) 算符, 其共振频率为  $\omega_m$ ;  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) 是原子的投影 ( $i = j$ ) 和跃迁算符 ( $i \neq j$ );  $\omega_{21}$  ( $\omega_{31}$ ) 为原子能级  $|2\rangle$  和  $|1\rangle$  ( $|3\rangle$  和  $|1\rangle$ ) 之间的跃迁频率 (这里设基态  $|1\rangle$  为能量参考点, 故基态能量为 0);  $g_0$  是 2 个光模与机械模的耦合强度;  $g_1$  和  $g_2$  分别表示光模  $a$ 、 $c$  与原子能级跃迁  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  之间的耦合强度;  $\Omega_R$  为 Rabi 频率, 表示原子与经典场的耦合强度;  $\epsilon_c$  和  $\epsilon_p$  分别表示探测场和控制场的振幅. 在频率为  $\omega_c$  的旋转坐标系中, 耦合系统的哈密顿量可表示为:

$$H = \Delta_0 a^\dagger a + \Delta_0 c^\dagger c + \omega_m b^\dagger b + \omega_{21} \sigma_{22} + \Delta_1 \sigma_{33} + g_0 (a^\dagger a + c^\dagger c) (b^\dagger + b) + g_1 (a^\dagger \sigma_{13} + a \sigma_{31}) + g_2 (c^\dagger \sigma_{13} + c \sigma_{31}) + \Omega_R (\sigma_{32} + \sigma_{23}) + i\epsilon_c (a^\dagger - a) + i\epsilon_p (a^\dagger e^{-i\Delta_p t} - a e^{i\Delta_p t}). \quad (2)$$

其中:  $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_c$ ,  $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_c$  和  $\Delta_p = \omega_p - \omega_c$  是失谐量. 假设原子最初处于基态  $|1\rangle$ , 则有  $\sigma_{11} = 1$ ,  $\sigma_{22} = 0$ ,

$\sigma_{33} = 0$ ,  $\sigma_{23} = 0$ , 且满足下列对易关系:

$$\begin{aligned} [\sigma_{13}, \sigma_{31}] &= \sigma_{11} - \sigma_{33} = 1, \\ [\sigma_{12}, \sigma_{21}] &= \sigma_{11} - \sigma_{22} = 1, \\ [\sigma_{13}, \sigma_{21}] &= \sigma_{23} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

根据式(2)和(3)可获得系统的量子朗之万方程, 为:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\left(i\Delta_0 + \left(\kappa_a^{(\text{in})} + \kappa_a^{(\text{ex})}\right)/2\right)a - ig_0a(b^\dagger + b) - ig_1\sigma_{13} + \varepsilon_c + \varepsilon_p e^{-i\Delta_p t} + \sqrt{\kappa_a^{(\text{ex})}}a_{\text{in}}, \\ \frac{dc}{dt} &= -\left(i\Delta_0 + \left(\kappa_c^{(\text{in})} + \kappa_c^{(\text{ex})}\right)/2\right)c - ig_0c(b^\dagger + b) - ig_2\sigma_{13} + \sqrt{\kappa_c^{(\text{ex})}}c_{\text{in}}, \\ \frac{db}{dt} &= -(i\omega_m + \gamma_b)b - ig_0(a^\dagger a + c^\dagger c) + \sqrt{\gamma_b}b_{\text{in}}, \\ \frac{d\sigma_{13}}{dt} &= -(i\Delta_1 + \gamma_{13})\sigma_{13} - ig_1a - ig_2c - i\Omega_R\sigma_{12} + \sqrt{\gamma_{13}}\sigma_{13, \text{in}}, \\ \frac{d\sigma_{12}}{dt} &= -(i\omega_{21} + \gamma_{12})\sigma_{12} - i\Omega_R\sigma_{13} + \sqrt{\gamma_{12}}\sigma_{12, \text{in}}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中:  $\kappa_{a,c}^{(\text{ex})}$  和  $\kappa_{a,c}^{(\text{in})}$  分别表示光模  $a$  和  $c$  的输入耦合损耗率和固有损耗率;  $\gamma_b$  表示机械模的耗散率;  $\gamma_{12}(\gamma_{13})$  表示原子能级  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  ( $|1\rangle$  和  $|3\rangle$ ) 之间的跃迁损耗率. 此外,  $a_{\text{in}}$ ,  $b_{\text{in}}$ ,  $c_{\text{in}}$ ,  $\sigma_{13, \text{in}}$  和  $\sigma_{12, \text{in}}$  是输入噪声算符<sup>[12]</sup>, 且满足  $\langle a_{\text{in}} \rangle = \langle b_{\text{in}} \rangle = \langle c_{\text{in}} \rangle = \langle \sigma_{13, \text{in}} \rangle = \langle \sigma_{12, \text{in}} \rangle = 0$ . 基于平均场假设  $\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$ ,  $\langle A^\dagger A \rangle = \langle A^\dagger \rangle \langle A \rangle$ , 平均值朗之万方程可表示为:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a \rangle}{dt} &= -(i\Delta' + \kappa)\langle a \rangle - ig\langle \sigma_{13} \rangle + \varepsilon_c, \\ \frac{d\langle c \rangle}{dt} &= -(i\Delta' + \kappa)\langle c \rangle - ig\langle \sigma_{13} \rangle, \\ \frac{d\langle b \rangle}{dt} &= -(i\omega_m + \gamma_b)\langle b \rangle - ig_0\left(\langle |a|^2 \rangle + \langle |c|^2 \rangle\right), \\ \frac{d\langle \sigma_{13} \rangle}{dt} &= -(i\Delta_1 + \gamma)\langle \sigma_{13} \rangle - ig\langle a \rangle - ig\langle c \rangle - i\Omega_R\langle \sigma_{12} \rangle, \\ \frac{d\langle \sigma_{12} \rangle}{dt} &= -(i\omega_{21} + \gamma)\langle \sigma_{12} \rangle - i\Omega_R\langle \sigma_{13} \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

其中:  $\Delta' = \Delta_0 + g_0(\langle b \rangle + \langle b^* \rangle)$ . 为便于计算, 假设  $\kappa_{a,c}^{(\text{ex})} = \kappa_{a,c}^{(\text{in})} = \kappa$ ,  $g_1 = g_2 = g$ ,  $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma$ . 此外, 在存在探测场的情况下, 公式(4)中的每个算符都能够写成其平均值与小涨落之和, 即,  $a = \langle a \rangle + \delta a$ ,  $c = \langle c \rangle + \delta c$ ,  $b = \langle b \rangle + \delta b$ ,  $\sigma_{13} = \langle \sigma_{13} \rangle + \delta \sigma_{13}$ ,  $\sigma_{12} = \langle \sigma_{12} \rangle + \delta \sigma_{12}$ . 设  $\Delta' = \Delta_1 = \omega_{21} = 10\kappa$ , 同时保留涨落算符的线性项, 则在相互作用绘景下有  $\delta a \rightarrow \delta a e^{-i\Delta' t}$ ,  $\delta c \rightarrow \delta c e^{-i\Delta' t}$ ,  $\delta b \rightarrow \delta b e^{-i\omega_m t}$ ,  $\delta \sigma_{13} \rightarrow \delta \sigma_{13} e^{-i\Delta' t}$ ,  $\delta \sigma_{12} \rightarrow \delta \sigma_{12} e^{-i\Delta' t}$ , 由此可得量子朗之万方程的涨落形式:

$$\begin{aligned} \frac{d\delta a}{dt} &= -\kappa\delta a - iG_1\left(\delta b e^{i(\Delta' - \omega_m)t} + \delta b^\dagger e^{i(\Delta' + \omega_m)t}\right) - ig\delta \sigma_{13} + \varepsilon_p e^{-i\Delta' t}, \\ \frac{d\delta c}{dt} &= -\kappa\delta c - iG_2\left(\delta b e^{i(\Delta' - \omega_m)t} + \delta b^\dagger e^{i(\Delta' + \omega_m)t}\right) - ig\delta \sigma_{13}, \\ \frac{d\delta b}{dt} &= -\gamma_b\delta b - iG_1\left(\delta a^\dagger e^{i(\Delta' + \omega_m)t} + \delta a e^{i(\omega_m - \Delta')t}\right) + iG_2\left(\delta c^\dagger e^{i(\Delta' + \omega_m)t} + \delta c e^{i(\omega_m - \Delta')t}\right), \\ \frac{d\delta \sigma_{13}}{dt} &= -\gamma\delta \sigma_{13} - ig\delta a - ig\delta c - i\Omega_R\delta \sigma_{12}, \\ \frac{d\delta \sigma_{12}}{dt} &= -\gamma\delta \sigma_{12} - i\Omega_R\delta \sigma_{13}. \end{aligned} \quad (6)$$

其中:  $\Delta = \Delta_p - \Delta'$ ,  $G_1 = g_0 |\langle a \rangle|$  和  $G_2 = g_0 |\langle c \rangle|$  为有效光力耦合强度. 基于式 (5) 可得  $G_1$ ,  $G_2$  的表达式为:

$$G_1 = \left| \frac{G_2 (i\Delta' + \kappa) [\Omega_R^2 + (i\Delta' + \gamma)^2]}{g^2 (i\Delta' + \gamma)} + G_2 \right|, \quad (7)$$

$$G_2 = g_0 \left| \frac{g^2 \varepsilon (i\Delta' + \gamma)}{(i\Delta' + \kappa) [g^2 (-2i\Delta' - 2\gamma) + (i\Delta' + \kappa) (\Delta'^2 - \Omega_R^2 - 2i\Delta' \gamma - \gamma^2)]} \right|.$$

为获得式 (6) 中各涨落项的解析解, 设  $\delta X = \delta X_+ e^{-i\Delta t} + \delta X_- e^{i\Delta t}$  ( $X = a, b, c, \sigma_{13}, \sigma_{12}$ ) [13], 并令系统工作在红失谐区 ( $\Delta' = \omega_m$ ), 于是再利用旋转波近似便可将式 (6) 简化为:

$$\begin{aligned} -i\Delta \delta a_+ &= -\kappa \delta a_+ - iG_1 \delta b_+ - ig \delta \sigma_{13,+} + \varepsilon_p, \\ -i\Delta \delta c_+ &= -\kappa \delta c_+ - iG_2 \delta b_+ - ig \delta \sigma_{13,+}, \\ -i\Delta \delta b_+ &= -\gamma_b \delta b_+ - iG_1 \delta a_+ - iG_2 \delta c_+, \\ -i\Delta \delta \sigma_{13,+} &= -\gamma \delta \sigma_{13,+} - ig \delta a_+ - ig \delta c_+ - i\Omega_R \delta \sigma_{12,+}, \\ -i\Delta \delta \sigma_{12,+} &= -\gamma \delta \sigma_{12,+} - i\Omega_R \delta \sigma_{13,+}. \end{aligned} \quad (8)$$

式 (8) 中的计算结果对应的是探测场从光纤左侧输入的情况. 若探测场从光纤的右侧输入, 则式 (8) 可改写为:

$$\begin{aligned} -i\Delta \delta a_+ &= -\kappa \delta a_+ - iG_1 \delta b_+ - ig \delta \sigma_{13,+}, \\ -i\Delta \delta c_+ &= -\kappa \delta c_+ - iG_2 \delta b_+ - ig \delta \sigma_{13,+} + \varepsilon_p, \\ -i\Delta \delta b_+ &= -\gamma_b \delta b_+ - iG_1 \delta a_+ - iG_2 \delta c_+, \\ -i\Delta \delta \sigma_{13,+} &= -\gamma \delta \sigma_{13,+} - ig \delta a_+ - ig \delta c_+ - i\Omega_R \delta \sigma_{12,+}, \\ -i\Delta \delta \sigma_{12,+} &= -\gamma \delta \sigma_{12,+} - i\Omega_R \delta \sigma_{13,+}. \end{aligned} \quad (9)$$

左右两侧的输出场算符可通过式 (10) 所示的输入输出关系 [14] 获得, 计算公式:

$$a_{out} = \sqrt{\kappa} \delta a_+ - a_{in}, \quad c_{out} = \sqrt{\kappa} \delta c_+ - c_{in}, \quad (10)$$

其中:  $a_{in} = c_{in} = \varepsilon_p / \sqrt{\kappa}$ . 由此, 输出场的透射系数可以表示为:

$$T_R = \frac{\langle a_{out}^\dagger a_{out} \rangle}{\langle a_{in}^\dagger a_{in} \rangle} = \left| 1 - \frac{\kappa}{\varepsilon_p} \delta a_+ \right|^2, \quad T_L = \frac{\langle c_{out}^\dagger c_{out} \rangle}{\langle c_{in}^\dagger c_{in} \rangle} = \left| 1 - \frac{\kappa}{\varepsilon_p} \delta c_+ \right|^2. \quad (11)$$

求解式 (8) 和式 (9) 可分别获得探测场从光纤左右两侧入射时涨落算符  $\delta a_+$  和  $\delta c_+$  的解析解, 将解代入 (11) 式可得:

$$T_R = \left| 1 - \frac{\kappa G_2 [g(G_2^2 + M_1)M_2 + g^3 M_3]}{g N_1 (g^2 M_3 + G_1 G_2 M_2) - ig(G_2^2 - G_1 G_2 + M_1) [g^2 N_2 + i(\kappa - i\Delta) G_2 M_2]} \right|^2, \quad (12)$$

$$T_L = \left| 1 - \frac{\kappa G_1 [g(G_1^2 + M_1)M_2 + g^3 M_3]}{g N_1 (g^2 M_3 + G_1 G_2 M_2) + ig(G_1^2 - G_1 G_2 + M_1) [g^2 N_2 - i(\kappa - i\Delta) G_1 M_2]} \right|^2.$$

其中:  $M_1 = (\kappa - i\Delta)(-i\Delta + \gamma_b)$ ,  $M_2 = \Delta^2 - \Omega_R^2 + 2i\Delta\gamma - \gamma^2$ ,  $M_3 = (\Delta + i\gamma_b)(\Delta + i\gamma)$ ,  
 $N_1 = (G_1 + G_2)(\kappa - i\Delta)$ ,  $N_2 = (G_1 - G_2)(\Delta + i\gamma)$ .

为获得非互易透射, 在左右 2 个方向的信号要以不同的振幅进行透射. 其中, 非互易透射的效率可以

通过隔离比  $I_n = 10 \log_{10} \frac{T_R}{T_L}$  来获得 [15].

## 2 分析与讨论

图2为不同有效光力耦合强度 ( $G_2 = 0, 1, 3, 7\kappa$ ) 时透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系. 其相应参数为  $\gamma_b = 0.5\kappa$ ,  $\gamma = 0.05\kappa$ ,  $g = 5\kappa$ ,  $\Omega_R = 5\kappa$ . 由图2(a)可以看出, 此时左右2个方向的透射光谱完全重合, 没有出现非互易透射现象. 由图2(b)可以看出, 此时左右2个方向的透射光谱在点  $\Delta/\kappa = -1.394, 0, 1.393$  附近的3个透射带均出现了非对称透射现象, 且处于最外侧的2个带依然保持重合. 由图2(c)可以看出, 在点  $\Delta/\kappa = -10.384, -3.575, 0, 3.573$  及  $10.386$  附近的透射带, 均出现了非对称透射现象. 由图2(d)可以看出, 非对称透射在点  $\Delta/\kappa = -17.275, 0, 17.288$  等3个透射带附近出现了非对称透射现象. 由以上结果可知: 当  $G_2 \neq 0$  时, 可出现非互易现象. 原因是光力耦合诱导了光的非互易性. 随着  $G_2$  不断加大, 最多可出现5个非互易透射带, 且非互易透射带的位置随  $G_2$  的大小而不同.

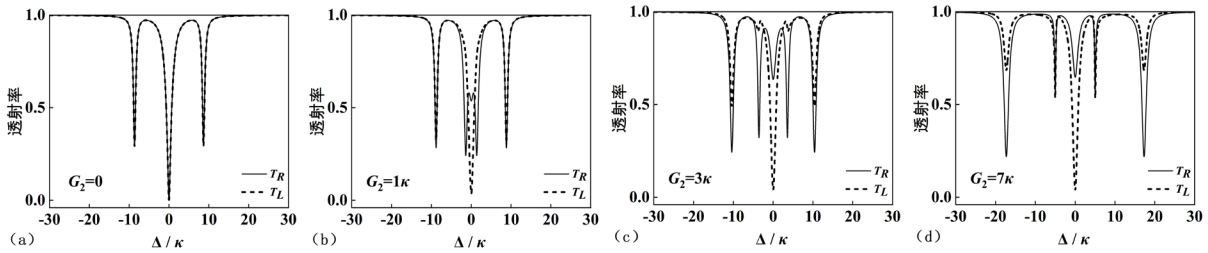


图2 不同有效光力耦合强度  $G_2$  时透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

图3为不同有效光力耦合强度 ( $G_2 = 1, 3, 7\kappa$ ) 时隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系, 其他参数为  $\gamma_b = 0.5\kappa$ ,  $\gamma = 0.05\kappa$ ,  $g = 5\kappa$ ,  $\Omega_R = 5\kappa$ . 由图3中的子图可以看出: 当  $G_2 = 1\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 (11.76 dB), 且其左右两侧还有2个峰, 峰值均为 4.99 dB. 当  $G_2 = 3\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处, 也出现了最大值 (11.90 dB), 但在其左右两侧出现了2对峰. 其中, 离  $\Delta/\kappa = 0$  点较近的1对峰值均为 4.53 dB, 而较远的1对峰值为 3.08 dB. 当  $G_2 = 7\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处的峰值仍最大 (为 11.91 dB), 而离  $\Delta/\kappa = 0$  点较远处的1对峰的峰值为 4.95 dB. 基于上述结果可知, 随着  $G_2$  值的增大, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处的峰值变化不大, 但在该点左右两侧的峰值则相对变化较大.

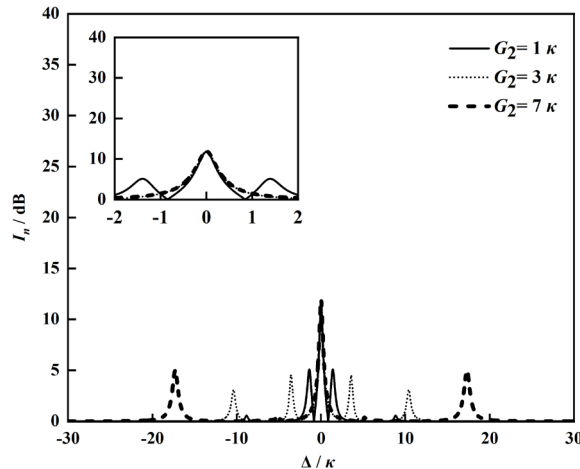


图3 不同有效光力耦合强度  $G_2$  时隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

图4为光模与原子间不同耦合强度 ( $g = 2, 3, 4, 5\kappa$ ) 时透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系, 其相应参数为  $\gamma_b = 0.5\kappa$ ,  $\gamma = 0.05\kappa$ ,  $G_2 = 0.5\kappa$ ,  $\Omega_R = 5\kappa$ . 由图4(a)可以看出, 在点  $\Delta/\kappa = -9.297, 0, 9.298$  附近处的3个透射带, 出现了明显的非对称透射现象. 此外, 在点  $\Delta/\kappa = -5.148, 5.148$  附近处的2个狭窄透射带, 也出现非对称透射现象. 由图4(b)可以看出, 在点  $\Delta/\kappa = -3.019, 0, 3.018$  附近处的3个透射带,

均出现了明显的非对称透射现象;在点  $\Delta/\kappa = -6.899$ 、 $6.899$  附近处的 2 个狭窄透射带,也出现了非对称透射现象.由图 4 (c) 可以看出,在点  $\Delta/\kappa = -1.484$ 、 $0$  和  $1.484$  附近处的 3 个透射带,出现了明显的非对称现象.由图 4 (d) 可以看出,在点  $\Delta/\kappa = 0$  附近处的透射带,出现了并不显著的非对称透射现象.其原因是有效光力耦合弱于腔模和原子的耦合强度,因此使得光力诱导的非互易透射现象并不明显.以上表明:随着  $g$  值的不断增大,透射光谱最外侧的 2 个非互易透射带会逐渐消失;靠近点  $\Delta/\kappa = 0$  处的 2 个非互易透射带逐渐向中间靠近,并最终与中间的谷几乎重合;在点  $\Delta/\kappa = 0$  附近处的非互易透射现象会持续减弱.

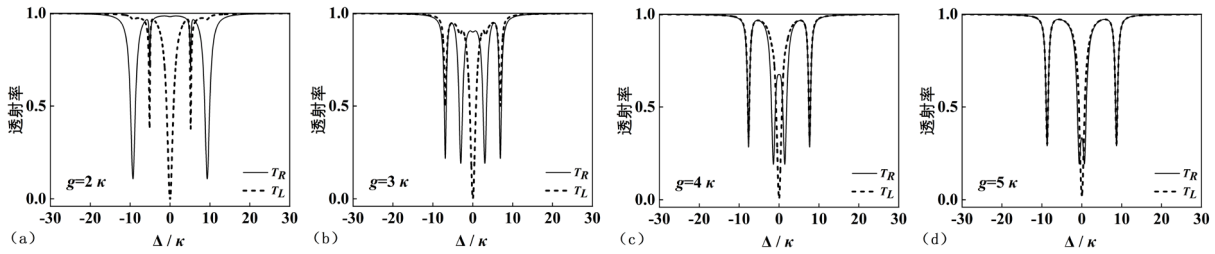


图 4 光模与原子间不同耦合强度  $g$  时透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

图 5 为光模与原子间不同耦合强度 ( $g = 2, 3, 4, 5 \kappa$ ) 时其隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系,其他参数分别为  $\gamma_b = 0.5 \kappa$ ,  $\gamma = 0.05 \kappa$ ,  $G_2 = 0.5 \kappa$ ,  $\Omega_R = 5 \kappa$ . 由图 5 可以看出:当  $g = 2 \kappa$  时,隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 ( $39.79 \text{ dB}$ ),且在该点左右两侧同时存在 2 对峰,其峰值分别为  $2.85 \text{ dB}$  和  $9.52 \text{ dB}$ . 当  $g = 3 \kappa$  时,隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 ( $29.89 \text{ dB}$ ),且在该点左右两侧同时也存在 2 对峰,其峰值分别为  $6.63 \text{ dB}$  和  $3.64 \text{ dB}$ . 当  $g = 4 \kappa$  时,隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 ( $20.72 \text{ dB}$ ),且该点附近的 2 个峰的峰值均为  $6.05 \text{ dB}$  (见图 5 中的子图).此外,在离点  $\Delta/\kappa = 0$  较远的位置还存在 2 个不明显的峰,其峰值为  $0.75 \text{ dB}$ . 当  $g = 5 \kappa$  时,隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 ( $11.33 \text{ dB}$ ),且在该点附近处还同时存在 2 个相同峰值的峰 ( $3.81 \text{ dB}$ ). 由以上可知,随着  $g$  值的增大,隔离比  $I_n$  的最大值会快速减小,同时离点  $\Delta/\kappa = 0$  较远峰的峰值逐渐减小,直至消失,而点离  $\Delta/\kappa = 0$  较近的峰则出现先增大后减小的变化.这表明,光模与原子的耦合强度  $g$  是影响光子非互易透射的一个重要因素.

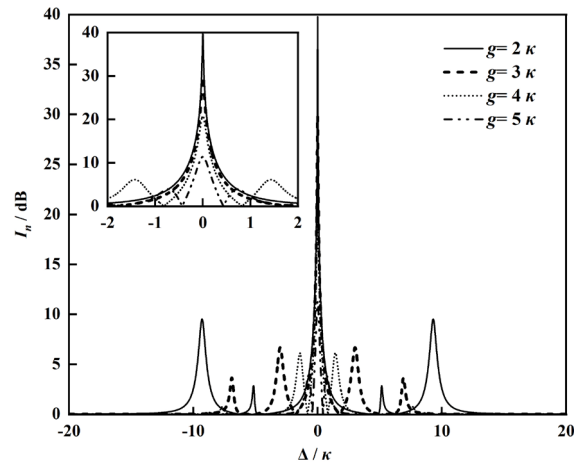


图 5 光模与原子间不同耦合强度  $g$  时隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

图 6 为外部经典场的 Rabi 频率不同 ( $\Omega_R = 0, 1, 5, 15 \kappa$ ) 时系统的透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系,相应参数分别为  $\gamma_b = 0.5 \kappa$ ,  $\gamma = 0.05 \kappa$ ,  $G_2 = 2 \kappa$ ,  $g = 5 \kappa$ . 由图 6 (a) 可以看出,当不存在外部经典场时 ( $\Omega_R = 0 \kappa$ ),在点  $\Delta/\kappa = -9.258$ 、 $-2.187$ 、 $2.185$ 、 $9.255$  附近的 4 个透射带中均出现了显著的非对称透射现象.由图 6 (b) 可以看出,在  $\Delta/\kappa = -9.241$ 、 $-2.281$ 、 $2.285$ 、 $9.241$  附近的 4 个透射带,均出现了明显的非对称透射现象.此外,在点  $\Delta/\kappa = 0$  处还存在 1 个非常狭窄的非对称透射带.由图 6 (c) 可以看出,



在  $\Delta/\kappa = -2.632$ 、 $0$ 、 $2.631$  附近的 3 个透射带中均出现了非对称透射现象. 另外, 在点  $\Delta/\kappa = -9.395$ 、 $9.393$  附近处还存在 2 个微弱的非对称透射带. 由图 6 (d) 可以看出, 当 Rabi 频率  $\Omega_R$  的值增大到  $15\kappa$  时, 系统的非对称透射现象分别出现在  $\Delta/\kappa = -17.501$ 、 $-10.848$ 、 $0$ 、 $10.843$  和  $17.502$  附近的 5 个透射带中. 由上述结果可知: 引入 1 个外部经典场会带来 1 个新的非互易透射带, 并且随着经典场的 Rabi 频率  $\Omega_R$  值的增大, 其对透射带的位置可产生明显影响.

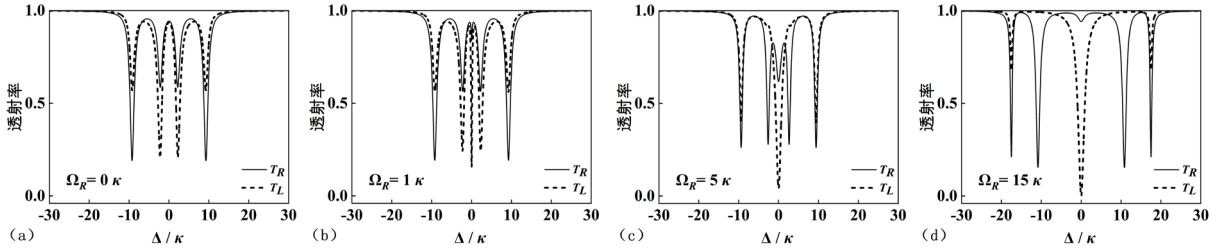


图 6 Rabi 频率  $\Omega_R$  不同时系统的透射率  $T_R$  和  $T_L$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

图 7 为外部经典场的 Rabi 频率不同 ( $\Omega_R = 0$ 、 $1$ 、 $5$ 、 $15\kappa$ ) 时隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系, 其他参数分别为  $\gamma_b = 0.5\kappa$ ,  $\gamma = 0.05\kappa$ ,  $G_2 = 2\kappa$ ,  $g = 5\kappa$ . 由图 7 可以看出, 当  $\Omega_R = 0\kappa$  时, 在  $\Delta/\kappa = 0$  两侧有 2 对峰 (较近的 1 对峰值为  $4.48$  dB, 较远的 1 对峰值为  $4.77$  dB), 且在点  $\Delta/\kappa = 0$  处的隔离比  $I_n$  为  $0$  (见图 7 中子图). 当  $\Omega_R = 1\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处出现了最大值 ( $7.25$  dB), 且在该点左右两侧还有 2 对峰, 其峰值分别为  $3.66$  dB 和  $4.66$  dB 的峰. 当  $\Omega_R = 5\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处达到最大值 ( $11.88$  dB), 且在  $\Delta/\kappa = 0$  两侧仍有 2 对峰, 其峰值分别为  $1.83$  dB 和  $5.19$  dB. 当  $\Omega_R = 15\kappa$  时, 隔离比  $I_n$  在点  $\Delta/\kappa = 0$  处仍有最大值 (为  $30.08$  dB), 且在该点左右两侧仍有 2 对峰, 其峰值分别为  $8.09$  dB 和  $5.07$  dB. 由以上可知, 外部经典场的 Rabi 频率  $\Omega_R$  不同时其对点  $\Delta/\kappa = 0$  处的隔离比  $I_n$  具有显著影响, 且 Rabi 频率  $\Omega_R$  越大, 隔离比的值越大. 另外, 不同的 Rabi 频率  $\Omega_R$  对其他峰的峰值也有一定的影响. 由此进一步说明, 外部经典场的 Rabi 频率也是控制光子非互易透射的一个重要参数.

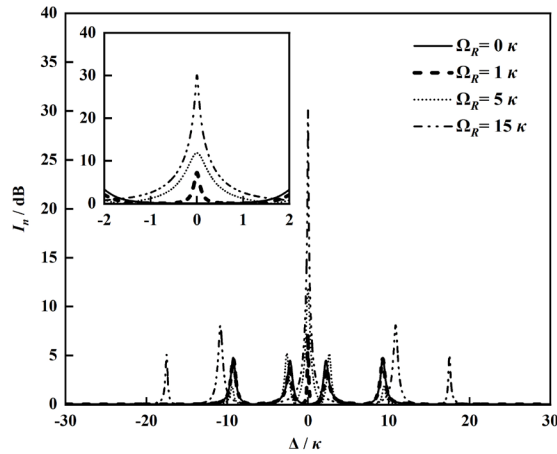


图 7 Rabi 频率  $\Omega_R$  不同时隔离比  $I_n$  随  $\Delta/\kappa$  的变化关系

## 5 结论

本文对回音壁共振器和 1 个三能级原子耦合够成的系统中的光学光子的非互易透射进行研究, 结果表明: 光力耦合能够诱导光子的非互易透射; 通过调节有效光力耦合强度、光模与原子的耦合强度及 Rabi 频率可以控制非互易透射带的数量和位置. 另外, 在一定的参数范围内, 有效光力耦合强度对隔离比的峰值影响较小, 而光模与原子的耦合强度及 Rabi 频率对非互易透射隔离比具有显著影响, 同时也对其他峰值有

一定的影响. 研究结果可为基于回音壁共振器的光学非互易器件的研发提供理论借鉴与参考. 但在本文研究中, 未能考虑系统耗散对非互易透射的影响. 因此, 在后续研究中, 将考虑耗散对系统相互作用机制的影响, 以进一步验证构建回音壁非互易光学器件的可行性与适用性.

#### 参考文献:

- [1] MAAYANI S, DAHAN R, KLIGERMAN Y, et al. Flying couplers above spinning resonators generate irreversible refraction[J]. *Nature*, 2018, 558(7711): 569-572.
- [2] YU D, HUMAR M, MESERVE K, et al. Whispering-gallery-mode sensors for biological and physical sensing[J]. *Nature reviews methods primers*, 2021, 1(1): 83-101.
- [3] PÖLLINGER M, O'SHEA D, WARKEN F, et al. Ultrahigh-Q tunable whispering-gallery-mode microresonator[J]. *Physical review letters*, 2009, 103(5): 053901.
- [4] FANG Z, CHORMAIC S N, WANG S, et al. Bismuth-doped glass microsphere lasers[J]. *Photonics Research*, , 2017, 5(6): 740-744.
- [5] WANG Z, SHI L, LIU Y, et al. Optical nonreciprocity in asymmetric optomechanical couplers[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5(1): 8657-8663.
- [6] SHEN Z, ZHANG Y L, CHEN Y, et al. Experimental realization of optomechanically induced non-reciprocity[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(10): 657-661.
- [7] LIU J H, YU Y F, ZHANG Z M. Nonreciprocal transmission and fast-slow light effects in a cavity optomechanical system[J]. *Optics Express*, 2019, 27(11): 15382-15390.
- [8] LI W A, HUANG G Y, CHEN J P, et al. Nonreciprocal enhancement of optomechanical second-order sidebands in a spinning resonator[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033526.
- [9] ZHOU N, ZHANG L Q, YU C S. Mechanically controllable nonreciprocal transmission and perfect absorption of photons[J]. *Optics Express*, 2022, 30(14): 24431-24442.
- [10] BURNS J, ROOT O, JING H, et al. Engineering optomechanically induced transparency by coupling a qubit to a spinning resonator[J]. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physic*, 2023, 40(5): 958-965.
- [11] HU N, TANG Z X, XU X W. Broadband optical nonreciprocity via nonreciprocal band structure[J]. *Physical Review A*, 2023, 108(6): 063516.
- [12] JIA W Z, WEI L F, LI Y, et al. Phase-dependent optical response properties in an optomechanical system by coherently driving the mechanical resonator[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 043843.
- [13] JING H, ÖZDEMİR Ş K, GENG Z, et al. Optomechanically-induced transparency in parity-time-symmetric microresonators[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5(1): 9663-9669.
- [14] GARDINER C W, COLLETT M J. Input and output in damped quantum systems: uantum stochastic differential equations and the master equation[J]. *Physical Review A*, 1985, 31(6): 3761.
- [15] KONG C, BAO X M, LIU J B, et al. Magnon-mediated nonreciprocal microwave transmission based on quantum interference[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25477-25487.