

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*

朱中华^{1)2)†} 陈可可¹⁾²⁾ 张玉青^{1)2)‡} 付响云¹⁾²⁾ 彭朝晖¹⁾²⁾
陆振烟¹⁾²⁾ 柴一峰¹⁾²⁾ 熊祖周³⁾ 谭磊⁴⁾

1) (湖南科技大学物理与电子科学学院, 湘潭 411201)

2) (智能传感器与新型传感材料湖南省重点实验室, 湘潭 411201)

3) (赣南师范大学物理与电子信息学院, 赣州 341000)

4) (兰州大学理论物理研究所, 兰州 730000)

(2025 年 4 月 18 日收到; 2025 年 5 月 23 日收到修改稿)

研究了两个巨原子耦合两个一维无限长波导体系中单光子的散射问题. 基于实空间方法推导了各散射振幅的解析表达式, 并据此给出了光子定向路由的一般条件. 研究发现, 通过调节原子间的偶极相互作用、累积相位和局域耦合相位差等参数, 可实现定向路由光子频率的连续可调. 并进一步揭示了光子输运的非互易特性与手性散射机制. 理论分析表明, 非互易性由累积相位、局域耦合相位差、光子-原子频率失谐及原子耦合强度共同调控, 据此建立了完美非互易散射的判据, 并展示了两种典型的完美非互易现象; 与之不同的是, 手性散射仅受累积相位和局域耦合相位差调控, 与频率失谐无关, 由此导出两种完美手性散射的条件, 并对其展示. 值得注意的是, 在特定参数条件下, 系统可同时实现完美手性散射与定向散射的协同效应, 展现了该体系在量子信息处理中的潜在应用价值.

关键词: 巨原子, 定向路由, 非互易性, 手性散射

PACS: 32.80.Qk, 03.67.-a, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.74.20250505

CSTR: 32037.14.aps.74.20250505

1 引言

近年来, 波导量子电动力学 (QED) 引起了大量研究者的广泛关注, 因为它为研究光与物质相互作用及观测量子光学现象提供了一个优秀的平台. 随着纳米制造技术的飞速发展, 基于巨原子的新型波导 QED 结构因具有独特性质引发了研究热潮. 巨原子体系的新颖性在于其与波导的多点耦合机

制, 这种特殊构型诱导出全新的量子干涉效应, 进而产生一系列有趣的物理现象, 包括频率相关的原子衰减率和兰姆位移的产生^[1-3]、无退相干相互作用^[4-7]、原子自发辐射的非指数衰减^[8]、非传统的束缚态^[9-12]、手性相互作用^[13-21]、非互易频率转换^[22]、非马尔可夫延迟效应^[8,23,24]、纠缠的产生及退纠缠^[25-31]等.

在通常情况下, 自然原子的尺寸远小于与之相互作用的电磁场的波长^[32], 因此原子的尺寸可被完全忽略, 此时将原子抽象为点粒子进行处理是合

* 湖南省教育厅资助科研项目 (批准号: 19B206) 和国家自然科学基金 (批准号: 12375045, 11704115) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhzh@hnust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lanzhougx@163.com

理的. 这一理论假设被称为电偶极近似 (electric dipole approximation). 然而, 随着量子光学实验平台的不断丰富, 原子体系已经拓展到里德伯原子及人工原子领域 (如量子点和超导量子比特). 值得注意的是, 这些处于高激发态的自然/人工原子体系的物理尺寸可与光波长达到相同量级, 这使得传统偶极近似的适用性需重新审视. 2014 年, Gustafsson 等 [33] 通过开创性实验, 首次实现了超导量子比特与表面声学波 (surface acoustic wave, SAW) 的强耦合. 该系统中人工原子的特征尺寸与声波波长相当, 导致传统偶极近似失效, 必须考虑原子与波导间的多次耦合——这标志着“巨原子”在实验上首次被实现. 此后, 多种巨原子系统的理论模型与实验实现方案相继被提出, 主要包括: 基于小原子与蜿蜒波导多次耦合结构 [5,34]、超导量子比特与微波传输线耦合系统 [35–37]、冷原子-光学晶格耦合体系 [38] 以及合成频率维度 [39,40] 等创新方案. 值得关注的是, 巨原子体系近期已拓展至谐振子系统——尤建强教授团队 [41] 通过铁磁自旋系综与蜿蜒波导的双点耦合, 首次实现了耦合强度可连续调制的“巨自旋系综” (giant spin ensemble, GSE). 通过磁振子模式频率的动态调节, 该系统实现了波导耦合强度从完全退耦到强耦合态的连续切换, 并在嵌套双 GSE 结构中观测到传统系统无法实现的集体动力学行为. 该工作不仅验证了巨原子自干涉效应的普适性, 更以宽频可调谐、器件易集成等优势, 为发展新型量子调控平台提供了实验范式.

巨原子的出现为相干调控 QED 中光子的散射和路由问题提供了新的平台, 大量相关研究工作陆续被报道. 王治海教授团队 [11] 研究了巨原子耦合一维谐振腔波导中的单光子散射问题. 在该研究中, 通过改变巨原子的尺寸, 观测到了由单光子在多个耦合点间量子干涉导致的可调的 Breit-Wigner 和 Fano 共振谱线. 随后, 在对二能级和三能级巨原子分别耦合一维线性连续波导体系的研究中 [42], 他们发现巨原子尺寸的调节可实现光子输运性质的周期性调制, 且在三能级巨原子体系中还观测到单光子谱线的 Autler-Townes 劈裂现象. 李勇教授团队 [43] 在 Λ 型三能级巨原子耦合一维波导模型中, 通过设计原子-波导的手性耦合实现了光子的非互易散射和光子频率的转换, 同时揭示巨原子引发的量子干涉对光子散射具有显著的调控作用. 廖洁桥教授小组 [17] 将单个巨原子耦合波导拓展到两个偶极相互作用的巨原子耦合双一维波导体系,

研究表明手性耦合波导可实现光子的非互易传输和手性散射, 特别是理想的巨原子-波导手性耦合有助于实现单光子的定向路由. 值得注意的是, 王信教授团队 [15] 近期提出了基于原子-波导耦合点局域相位调控的手性耦合方案, 该方案不同于传统的依赖光子传输方向调控耦合强度的方案 [44], 前者在实验上更容易实现, 这为设计非互易散射器件和单光子定向路由器/循环器提供了灵活高效的平台. 同样, Chen 等 [16] 通过引入局域耦合相位实现了巨原子-波导的手性耦合, 在此基础上观察到了单光子的非互易输运和手性散射现象, 并阐述了局域耦合相位和累积相位对光子散射的调控机制.

受以上研究工作的启发, 本文研究两个二能级巨原子耦合双一维波导体系中的单光子散射问题, 其中两个巨原子通过偶极相互作用耦合, 并分别与对应波导相连接. 不同于通常的手性耦合方案, 这里通过构建巨原子-波导耦合点的局域相位来实现等效手性耦合, 从而引入新型量子干涉机制来调控光子散射行为. 研究表明: 通过调节局域耦合相位差可有效提升光子路由效率, 实现单光子在各端口的定向散射; 同时在入射波导中观测到光子的非互易传输特性, 以及波导间的手性散射现象. 这些研究结果可为量子计算和量子信息处理中光子的相干操控提供新的理论依据.

2 系统模型与哈密顿量

本文的研究对象为两个二能级巨原子耦合两个一维无限长波导构成的单光子路由器, 如图 1 所示. 其中, 巨原子间具有偶极相互作用, 它们分别通过间距为 l 的两个连接点耦合到相应的波导. 在旋波近似下 [45,46], 系统的总哈密顿量可以表示为

$$H = H_w + H_{ab} + H_I, \quad (1)$$

其中, H_w 为两波导的哈密顿量, 描述了波导中左右传播光子的动力学过程; H_{ab} 表示两个偶极耦合巨原子的哈密顿量, 包含两原子的本征能级及相互作用能量, 决定原子间的集体激发行为; H_I 为巨原子与波导的相互作用哈密顿量. 这三项哈密顿量的耦合机制将主导后续单光子散射过程中的量子干涉效应. 值得注意的是, 本文采用实空间方法, 在线性色散条件下, 即光子能量 $\omega \approx v_g k$ [46]. 它们的具体表达式如下 ($\hbar = 1$):

$$H_W = \sum_{s=m,n} \int dx \left[c_{Rs}^\dagger(x) \left(-iv_g \frac{\partial}{\partial x} \right) c_{Rs}(x) + c_{Ls}^\dagger(x) \left(iv_g \frac{\partial}{\partial x} \right) c_{Ls}(x) \right], \quad (2)$$

$$H_{ab} = \omega_a \sigma_a^\dagger \sigma_a^- + \omega_b \sigma_b^\dagger \sigma_b^- + \lambda (\sigma_a^\dagger \sigma_b^- + \sigma_b^\dagger \sigma_a^-), \quad (3)$$

$$H_I = \int dx \delta(x) \left\{ g_a e^{i\theta_1} [c_{Rm}^\dagger(x) + c_{Lm}^\dagger(x)] \sigma_a^- + g_b e^{i\theta_3} [c_{Rn}^\dagger(x) + c_{Ln}^\dagger(x)] \sigma_b^- \right\} + \int dx \delta(x-l) \left\{ g_a e^{i\theta_2} [c_{Rm}^\dagger(x) + c_{Lm}^\dagger(x)] \sigma_a^- + g_b e^{i\theta_4} [c_{Rn}^\dagger(x) + c_{Ln}^\dagger(x)] \sigma_b^- \right\} + \text{H.c.}, \quad (4)$$

式中, $c_{Rs}^\dagger(x)$ ($c_{Rs}(x)$) 和 $c_{Ls}^\dagger(x)$ ($c_{Ls}(x)$) ($s = m, n$) 分别表示在波导 s 中 x 处产生一个向右、向左传播的光子的产生(湮灭)算符; v_g 为光子的群速度; ω_a 和 ω_b 分别为原子 a 和 b 的跃迁频率; $\sigma_a^\dagger$ ($\sigma_b^\dagger$) 和 σ_a^- (σ_b^-) 分别为原子 $a(b)$ 的上升和下降算符; λ 表示两原子的偶极-偶极相互作用强度; $g_a e^{i\theta_{1,2}}$ ($g_b e^{i\theta_{3,4}}$) 表示原子 $a(b)$ 和波导 $m(n)$ 的耦合系数, 其中 g_a 和 g_b 为耦合强度, $\theta_{1,2}$ 和 $\theta_{3,4}$ 是局域耦合相位; $\delta(x)$ 和 $\delta(x-l)$ 为狄拉克 δ 函数, 它们表示巨原子与波导仅在 $x_{s1} = 0$ 和 $x_{s2} = l$ ($s = m, n$) 处存在耦合; H.c. 表示厄米共轭项。

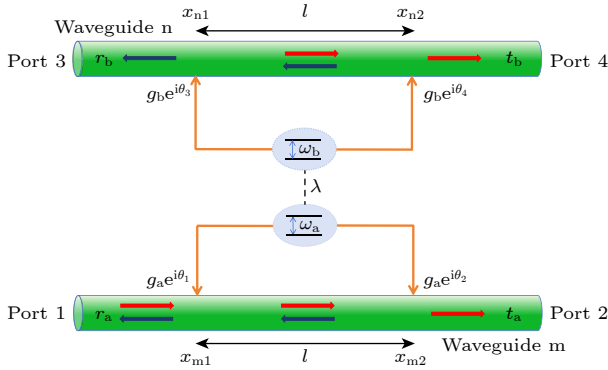


图1 两二能级巨原子耦合两个一维波导构成的量子路由示意图. 二能级巨原子 a (b) 与波导 m (n) 存在两次耦合, 位置坐标分别为 $x_{m1} = 0$ ($x_{n1} = 0$) 和 $x_{m2} = l$ ($x_{n2} = l$), 耦合强度均为 g_a (g_b), 局域耦合相位分别为 θ_1 (θ_3), θ_2 (θ_4). λ 表示巨原子之间的偶极-偶极相互作用强度

Fig. 1. Schematic configuration of routing single photons in two channels made of two one-dimensional waveguides. The giant two-level atom a (b) interacts with waveguide m (n) at $x_{m1} = 0$ ($x_{n1} = 0$) and $x_{m2} = l$ ($x_{n2} = l$), characterized by coupling strengths g_a (g_b) and local coupling phases θ_1 (θ_3), θ_2 (θ_4). The dipole-dipole interaction strength between the two giant atoms is denoted by λ .

初始时刻, 若一频率为 ω 的单光子从波导 m 最左侧端口 1 入射. 由于系统无耗散, 其哈密顿量的厄米性保证了总激发数守恒, 因此在单光子入射条件下, 系统的本征态可表示为

$$|\psi\rangle = \sum_{s=m,n} \int dx [\phi_{Rs}(x) c_{Rs}^\dagger(x) + \phi_{Ls}(x) c_{Ls}^\dagger(x)] |\emptyset\rangle + u_a \sigma_a^\dagger |\emptyset\rangle + u_b \sigma_b^\dagger |\emptyset\rangle, \quad (5)$$

式中, $|\emptyset\rangle$ 表示系统处于基态, 即两波导中均无光子, 同时两巨原子也处于基态; u_a 和 u_b 分别表示原子 a 和 b 处于激发态的概率幅; $\phi_{Rs}(x)$ 和 $\phi_{Ls}(x)$ ($s = m, n$) 分别表示在波导 s 中向右和向左传输的光子的波函数. 通过求解薛定谔方程 $H|\psi\rangle = \omega|\psi\rangle$, 可得

$$\begin{aligned} & -iv_g \frac{\partial}{\partial x} \phi_{Rm}(x) + g_a u_a [\delta(x) e^{i\theta_1} + \delta(x-l) e^{i\theta_2}] \\ & = \omega \phi_{Rm}(x), \\ & iv_g \frac{\partial}{\partial x} \phi_{Lm}(x) + g_a u_a [\delta(x) e^{i\theta_1} + \delta(x-l) e^{i\theta_2}] \\ & = \omega \phi_{Lm}(x), \\ & -iv_g \frac{\partial}{\partial x} \phi_{Rn}(x) + g_b u_b [\delta(x) e^{i\theta_3} + \delta(x-l) e^{i\theta_4}] \\ & = \omega \phi_{Rn}(x), \\ & iv_g \frac{\partial}{\partial x} \phi_{Ln}(x) + g_b u_b [\delta(x) e^{i\theta_3} + \delta(x-l) e^{i\theta_4}] \\ & = \omega \phi_{Ln}(x), \\ & \lambda u_b + g_a e^{-i\theta_1} [\phi_{Rm}(0) + \phi_{Lm}(0)] \\ & + g_a e^{-i\theta_2} [\phi_{Rm}(l) + \phi_{Lm}(l)] = \Delta_a u_a, \\ & \lambda u_a + g_b e^{-i\theta_3} [\phi_{Rn}(0) + \phi_{Ln}(0)] \\ & + g_b e^{-i\theta_4} [\phi_{Rn}(l) + \phi_{Ln}(l)] = \Delta_b u_b. \end{aligned} \quad (6)$$

这组微分方程揭示了光-物质相互作用的双尺度特征. 其中, $\Delta_j = \omega - \omega_j$ ($j = a, b$) 表示入射光子与原子 j 的频率失谐. 这组耦合方程同时揭示了系统动力学的层级结构: 前四式描述波导中光场被原子激发的散射过程, 其中 δ 函数项对应巨原子与波导在两个空间分离耦合点的局域作用; 后两式则反映了原子激发态受波导与偶极相互作用的联合调控情况. 特别值得注意的是, 相位因子 $e^{i\theta_j}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) 基于波函数在耦合点的连续性条件融入方程, 这将导致后续散射解中出现相位敏感的干涉项. 考虑到光子从波导 m 的端口 1 入射, 本文采用分段

连续波函数法进行解析求解, 在波导中光子的波函数 $\phi_{Rs}(x)$ 和 $\phi_{Ls}(x)$ ($s = m, n$) 可以表示为

$$\begin{aligned}\phi_{Rm}(x) &= e^{ikx}[\theta(-x) + A_1\theta(x)\theta(l-x) + t_a\theta(x-l)], \\ \phi_{Lm}(x) &= e^{-ikx}[r_a\theta(-x) + B_1\theta(x)\theta(l-x)], \\ \phi_{Rn}(x) &= e^{ikx}[A_2\theta(x)\theta(l-x) + t_b\theta(x-l)], \\ \phi_{Ln}(x) &= e^{-ikx}[r_b\theta(-x) + B_2\theta(x)\theta(l-x)].\end{aligned}\quad (7)$$

该方法通过 Heaviside 阶跃函数 $\theta(x)$ 将波导划分为三个区域 ($x < 0$, $0 < x < l$, $x > l$), 从而将入射、反射与透射分量进行分离. 其中, $\theta(x)$ 的取值情况为: 当 $x > 0$ 时, $\theta(x) = 1$; 当 $x < 0$ 时, $\theta(x) = 0$; 而当 $x = 0$ 时, $\theta(x) = 1/2$. 这里, k 为波数. r_a (r_b), t_a (t_b) 分别表示在波导 $m(n)$ 中, $x_{m1} = 0$ ($x_{n1} = 0$) 和 $x_{m2} = l$ ($x_{n2} = l$) 处的反射和透射概率幅. A_1 (A_2), B_1 (B_2) 为在波导 $m(n)$ 中, 两个耦合点

之间 $0 < x < l$ 的向右和向左光场的概率幅. 光子由波导 m 的端口 2 入射时, 光子的波函数则改写为

$$\begin{aligned}\phi'_{Rm}(x) &= e^{ikx}[B'_1\theta(x)\theta(l-x) + r'_a\theta(x-l)], \\ \phi'_{Lm}(x) &= e^{-ikx}[t'_a\theta(-x) + A'_1\theta(x)\theta(l-x) + \theta(x-l)], \\ \phi'_{Rn}(x) &= e^{ikx}[B'_2\theta(x)\theta(l-x) + r'_b\theta(x-l)], \\ \phi'_{Ln}(x) &= e^{-ikx}[t'_b\theta(-x) + A'_2\theta(x)\theta(l-x)].\end{aligned}\quad (8)$$

此时, 式中 r'_a (r'_b), t'_a (t'_b) 分别表示在波导 $m(n)$ 中 $x_{m1} = l$ ($x_{n1} = l$) 和 $x_{m2} = 0$ ($x_{n2} = 0$) 处的反射和透射概率幅; A'_1 (A'_2), B'_1 (B'_2) 为在波导 $m(n)$ 两个耦合点之间 $0 < x < l$ 的向左和向右光场的概率幅. 为了得到散射振幅, 联合方程组 (6) 和 (7), 并考虑边界条件 $\phi_{R/L}(0^+) = \phi_{R/L}(0^-)$ 和 $\phi_{R/L}(l^+) = \phi_{R/L}(l^-)$, 可得四个端口的散射振幅的表达式为 (详细的推导过程可以参考文献 [46–48])

$$r_a = \frac{2\Gamma_a(\cos\phi + \cos\theta_{21})e^{i\phi}[i\Delta_b - 2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43})]}{\lambda^2 + [2\Gamma_a(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta_a][2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta_b]},\quad (9a)$$

$$t_a = \frac{\lambda^2 + [i\Delta_b - 2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43})](i\Delta_a - 2i\Gamma_a\sin\phi e^{i\theta_{21}})}{\lambda^2 + [2\Gamma_a(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta_a][2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta_b]},\quad (9b)$$

$$r_b = \frac{i\lambda\sqrt{\Gamma_a\Gamma_b}e^{i\theta_{31}}[1 + e^{i(\phi-\theta_{21})}][1 + e^{i(\phi+\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma_a(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta_a][2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta_b]},\quad (9c)$$

$$t_b = \frac{i\lambda\sqrt{\Gamma_a\Gamma_b}e^{i\theta_{42}}[1 + e^{i(\theta_{21}-\phi)}][1 + e^{i(\phi-\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma_a(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta_a][2\Gamma_b(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta_b]},\quad (9d)$$

这些解析式具有深刻的物理内涵. 式中, $\theta_{ij} = \theta_i - \theta_j$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 表示各耦合点间的局域相位差, $\phi = kl$ 为光子经过波导中两相邻耦合点的累积相位, $\Gamma_s = g_s^2/v_g$ ($s = a, b$) 表示原子 s 向波导 m 或 n 中发射光子的衰减率. 这些解析式呈现出了清晰的物理图像: 分母中包含了 λ^2 项, 这反映了原子间偶极相互作用对散射过程的调制; 分子中的相位组合项 (如 $e^{i\phi}\cos\theta_{21}$) 来源于巨原子多耦合点引发的路径干涉. 特别地, 当相位满足一定关系时, 不同耦合点的散射路径将产生相长干涉, 导致原子-波导的有效耦合强度出现周期性增强. 基于散射振幅的表达式, 透射率和反射率可通过下面的定义求出:

$$T_j = |t_j|^2, \quad R_j = |r_j|^2 \quad (j = a, b). \quad (10)$$

显然, 在无耗散情形下, 各散射率满足守恒关系: $T_a + T_b + R_a + R_b = 1$. 值得注意的是, 本文建立的模型具有可扩展性——考虑原子的耗散效应,

可将实频率失谐替换为复频率失谐 $\Delta_{a/b} \rightarrow \Delta_{a/b} + i\gamma_{a/b}$ 来实现. 在此情形下, 总散射概率 $T_a + T_b + R_a + R_b$ 将小于 1. 为清晰揭示巨原子多路径干涉的物理机制, 下文主要聚焦于无耗散理想情形, 这为后续耗散系统的研究提供参考. 基于以上理论结果, 接下来系统讨论巨原子对单光子的散射及路由的调控作用, 重点关注累积相位 ϕ 和局域相位 θ_{1-4} 的协同调控机理.

3 偶极相互作用的巨原子对单光子散射的调控

首先, 研究巨原子-波导耦合体系在局域耦合相位 ($\theta_i \neq 0$, $i = 1, 2, 3, 4$) 调制下的单光子路由特性. 为简单起见, 设定各耦合点的耦合强度相等 ($\Gamma_a = \Gamma_b = \Gamma$), 且两巨原子频率相同 ($\omega_a = \omega_b$), 则 $\Delta_a = \Delta_b = \Delta$, 此时方程组 (9a)–(9d) 可简化为

$$r_a = \frac{2\Gamma(\cos\phi + \cos\theta_{21})e^{i\phi}[i\Delta - 2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43})]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (11a)$$

$$t_a = \frac{\lambda^2 + [i\Delta - 2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43})](i\Delta - 2i\Gamma\sin\phi e^{i\theta_{21}})}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (11b)$$

$$r_b = \frac{i\lambda\Gamma e^{i\theta_{31}}[1 + e^{i(\phi-\theta_{21})}][1 + e^{i(\phi+\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (11c)$$

$$t_b = \frac{i\lambda\Gamma e^{i\theta_{42}}[1 + e^{i(\theta_{21}-\phi)}][1 + e^{i(\phi-\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi}\cos\theta_{43}) - i\Delta]}. \quad (11d)$$

然后, 根据 (10) 式可得各端口光子的散射概率. 基于上述理论推导, 首先探讨如何实现单光子向各端口的定向路由. 图 2(a)–(c) 展示了光子在不同端口的散射特性. 其中, 图 2(a) 呈现了单光子定向传输至端口 2 的情形, 对应的参数取值为 $\phi = \pi$, $\theta_{21} = \pi/4$, $\theta_{43} = 0$, $\lambda/\Gamma = 4$. 可以看出, 始终有 $R_b = T_b = 0$, 这样 $R_a + T_a = 1$, 且 R_a 和 T_a 谱线呈现严格互补关系. 这意味着光子完全局域在入射波导 m 的两个端口内, 未转移至波导 n 中. 值得注意的是, 当 $\Delta = 0$ (光子与原子共振) 时, $T_a = 1$ 且 $R_a = 0$, 即共振入射光子完全传输至端口 2; 当 $\Delta = \pm\lambda$ 时, 反射谱 R_a 在共振峰位置达到 1, 而透射谱 T_a 呈现对应为零的谷值, 此时光子被完全反射回入射端口 1.

以上现象可通过分析散射振幅的表达式来解释. 为实现光子向端口 2 的定向传输, 首先要完全抑制光子向波导 n 的转移, 即要求 $R_b = T_b = 0$. 根据 (11c) 式和 (11d) 式, 容易得到 r_b 和 t_b 为零的条件分别为 $[1 + e^{i(\phi-\theta_{21})}][1 + e^{i(\phi+\theta_{43})}] = 0$ 和 $[1 + e^{i(\theta_{21}-\phi)}][1 + e^{i(\phi-\theta_{43})}] = 0$. 满足上述条件存在以下两类情形: 1) 当 $\phi - \theta_{21} = \pm(2j+1)\pi$ ($j = 0, 1, 2, \dots$) 时, 不仅 $R_b = T_b = 0$, 而且 $R_a = 0$, 这是因为此时 r_a 表达式中因子 $\cos\phi + \cos\theta_{21} = 0$. 在此参数条件下, 光子在波导 m 中传输的两条可能路径上发生相消干涉, 导致巨原子 a 与波导 m 退耦合^[20], 使得入射光子以 100% 的概率 ($T_a = 1$) 透射至端口 2. 这揭示了累积相位 ϕ 和局域耦合相位差 θ_{21} 对量子干涉效应的协同调控作用. 2) 当 $\phi + \theta_{43} = \pm(2j+1)\pi$, 且 $\phi - \theta_{43} = \pm(2j'+1)\pi$ ($j, j' = 0, 1, 2, \dots$) 时, 也总有 $R_b = T_b = 0$, 即光子不会转移至波导 n 中去, 仅在入射波导 m 中反射或透射. 与情形 1) 不同, 此时巨原子 b 与波导 n 发生了退耦合, 而巨原子 a 仍与波导 m 保持耦合. 这样, 整个系统约化为

两个偶极相互作用的巨原子与单波导耦合. 很显然, 图 2(a) 正是基于该参数条件下来取值的, 观察到的谱线特征与理论分析是一致的. 其物理本质来源于双耦合点的路径干涉——系统的散射行为随光子-原子失谐 Δ 呈现双模态特性: 当入射光子与原子共振 ($\Delta = 0$) 时, 右行波路径相位差 $\phi + \theta_{21} = 5\pi/4$, 导致原子-波导有效耦合相消, 抑制光子再吸收, 实现完美透射. 而当光子-原子失谐 $\Delta = \pm\lambda$ 时, 左行波路径相位差 $-\phi - \theta_{21} = -5\pi/4$ 引发相长干涉, 增强原子-波导能量交换, 光子被完全反射. 对比以上两类情形, 虽然两者均能实现光子向端口 2 的定向传输, 但物理机制存在本质差别: 前者通过调控入射波导与巨原子的耦合特性实现定向传输, 而后者则通过改变辅助波导的耦合状态来调控系统拓扑结构^[49].

接下来, 系统研究单光子从波导 m 到波导 n 的定向散射特性, 如图 2(b) 和图 2(c) 所示. 图 2(b) 展示了光子定向传输至端口 4 ($T_b = 1$) 的情形, 参数取值为 $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$. 此时传输谱线呈现出双峰和双谷特征: T_b 谱在 $\Delta/\Gamma = \pm 2\sqrt{3}$ 处出现峰值 1, 与之对应的 T_a 谱为谷值 0. 通过对 (11(a))–(11(d)) 式进行分析, 该现象的产生是由于累积相位和局域耦合相位差同时满足 $\phi + \theta_{21} = \pm(2j+1)\pi$ 和 $\phi + \theta_{43} = \pm(2j'+1)\pi$ ($j, j' = 0, 1, 2, \dots$), 有 $r_a = r_b = 0$, 从而 $T_a + T_b = 1$. 进一步地, 在失谐 $\Delta = -\Gamma\sin 2\phi \pm \sqrt{\lambda^2 - 4\Gamma^2\sin^4\phi}$ 处, $T_b = 1$. 当调整局域耦合相位差为 $\theta_{43} = 3\pi/2$ (图 2(c)) 时, T_b 与 R_b 谱线发生交换, 光子完全转移至端口 3. 这是由于波导 n 两端口是完全对称的, 对应的局域耦合相 θ_3 和 θ_4 交换导致的. 进一步地, 图 2(d) 揭示了双端口联合散射模式: 当 $\phi + \theta_{21} = \pm(2j+1)\pi$ ($j = 0, 1, 2, \dots$) 且 $\lambda = 2|\tan\phi|\sqrt{1 + \cos\phi\cos\theta_{43}}$ 时, 在 $\Delta/\Gamma = -2\tan\phi$ 处实现 $T_b + R_b = 1$, 此时光子完全转

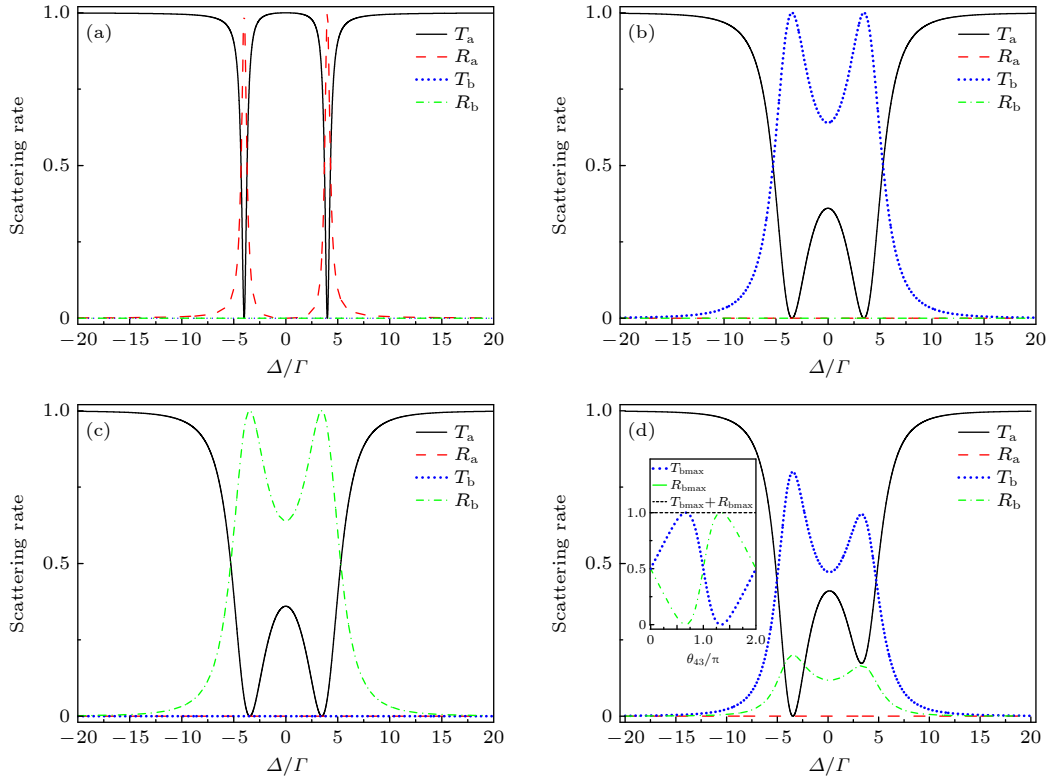


图2 散射率 T_a (黑色实线)、 R_a (红色虚线)、 T_b (蓝色点线) 和 R_b (绿色点划线) 在不同的累积相位 ϕ 、局域耦合相位差 θ_{21} 和 θ_{43} 以及偶极相互作用强度 λ 下随失谐 Δ 的演化行为 (a) $\phi = \pi$, $\theta_{21} = \pi/4$, $\theta_{43} = 0$, $\lambda/\Gamma = 4$; (b) $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$; (c) $\phi = \theta_{21} = \pi/2$, $\theta_{43} = 3\pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$; (d) $\phi = \pi/3$, $\theta_{21} = 2\pi/3$, $\theta_{43} = \pi/3$, $\lambda/\Gamma = \sqrt{15}$. 其中图 (d) 插图为 T_b 和 R_b 的最大散射率及两者之和随 θ_{43} 的调控情况

Fig. 2. Scattering rates T_a (solid black line), R_a (dashed red line), T_b (dotted blue line), and R_b (dash-dotted green line) versus the detuning Δ with different accumulated phases ϕ , local coupling phase differences θ_{21} , θ_{43} , and dipole interaction strengths λ : (a) $\phi = \pi$, $\theta_{21} = \pi/4$, $\theta_{43} = 0$, $\lambda/\Gamma = 4$; (b) $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$; (c) $\phi = \theta_{21} = \pi/2$, $\theta_{43} = 3\pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$; (d) $\phi = \pi/3$, $\theta_{21} = 2\pi/3$, $\theta_{43} = \pi/3$, $\lambda/\Gamma = \sqrt{15}$. The inset in panel (d) shows the maximum scattering rates of T_b and R_b and their sum as functions of θ_{43} .

移至波导 n , 但不同于图 2(b) 和图 2(c) 中单光子完全散射至波导 n 的某一端口, 而另一端口散射率为零的情形, 此时两端口均有散射. 值得注意的是, 虽然该模式下 θ_{43} 的取值不影响总散射概率, 但通过调节其值可精确控制端口 3 与 4 的散射概率比 R_b/T_b , 这种相位调控机制在图 2(d) 的插图中得到了进一步确认. 这些结果表明, 通过协同调节累积相位 ϕ 、局域耦合相位差 θ_{ij} 及原子失谐 Δ/Γ , 可实现光子向各端口的定向路由.

图 3 展示了原子间耦合强度 λ 对单光子散射的影响, 这里以 T_a 和 T_b 为例. 图 3(a) 和图 3(b) 分别给出了 T_a 和 T_b 随 λ 和光子-原子失谐 Δ 的变化情况. 图 3(a) 中累积相位 ϕ 、两局域耦合相位差 θ_{21} 和 θ_{43} 的取值与图 2(a) 一致, 在该情形下, 光子在波导 n 中的散射率为零. T_a 的谱线在深红色背景下呈现出了深紫色的 V 字结构, 显示了 T_a 最小

值的分布情况. 具体来看, 当 $\lambda = 0$ 时, $\Delta = 0$ 处为 V 字交点, 表明该处仅有一个 $T_a = 0$ 的极小值点. 当 $\lambda \neq 0$ 时, 则存在两个关于共振点 ($\Delta = 0$) 对称的极小值点, 分别位于 V 字两侧的深紫色条带上, 显然, 随着 λ 值的增大, 两极值点逐渐远离, 这种现象在其对应的曲线图 (图 3(c)) 中展现得更加清晰. 该图给出了几个有代表性的 λ 取值下的散射谱线, 可以看到所有谱线关于 $\Delta = 0$ 对称. 黑色实线为 $\lambda = 0$ 的情形, 唯一的极小值点 ($T_a = 0$) 出现在共振点. 然而, 当 $\lambda/\Gamma = 0.5$ 时 (红色点线), 原来在共振点的最低谷转变成最强峰, 即由 $T_a = 0$ 转变为 $T_a = 1$, 同时在其两边出现了两个对称的透射最低点, 由 (11b) 式可以确定其位置为 $\Delta = \pm\lambda$. 随着 λ/Γ 值逐渐增加到 1, 两波谷位置逐渐远离共振点; λ/Γ 值进一步增大到 3, 8 时, 这种现象更加明显, 这与图 3(a) 的结果是一致的. 图 3(b) 展示了 λ 对

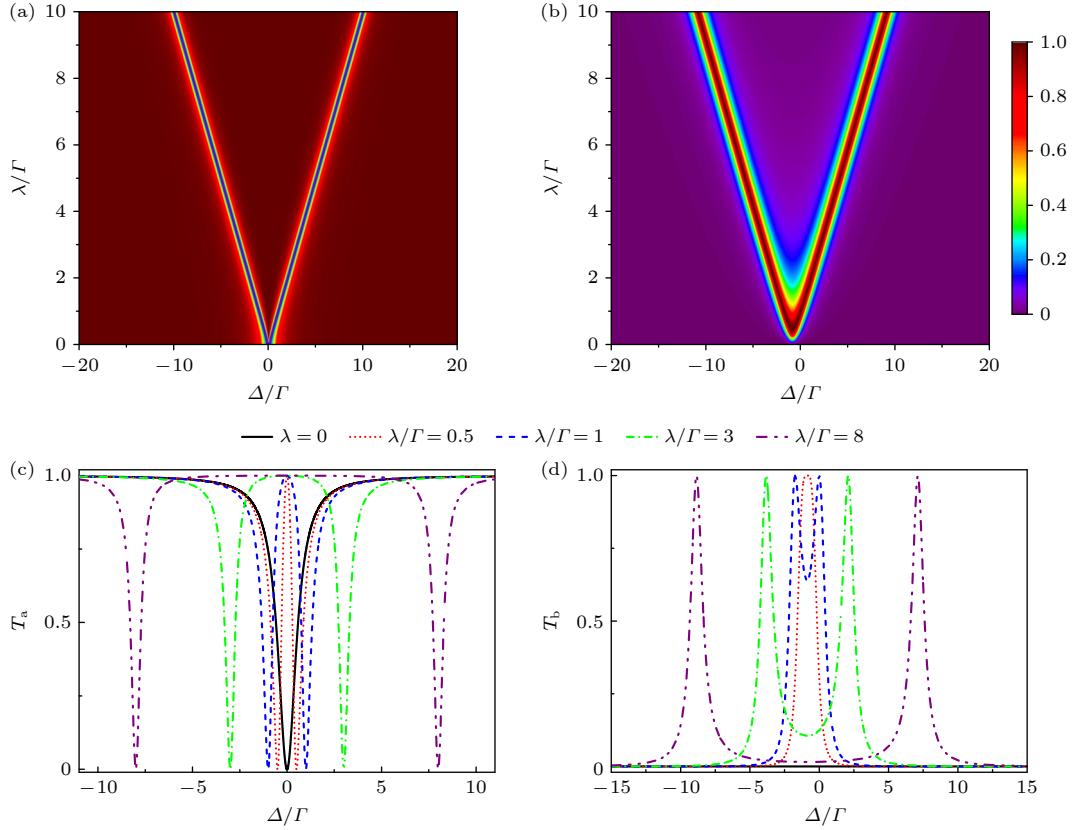


图 3 散射率 (a) T_a 和 (b) T_b 随失谐 Δ 和原子偶极相互作用强度 λ 的变化. (c) 和 (d) 分别为在给定的几个 λ 的取值下与图 (a) 和图 (b) 对应的曲线图. 参数取值为 (a), (c) $\phi = \pi$, $\theta_{21} = \pi/4$, $\theta_{43} = 0$; (b), (d) $\phi = \pi/6$, $\theta_{21} = \theta_{43} = 5\pi/6$

Fig. 3. Scattering rates (a) T_a and (b) T_b as functions of the detuning Δ and the dipole interaction strength λ . (c) and (d) show the corresponding curves for several values of λ in panels (a) and (b), respectively. The parameter values are: (a), (c) $\phi = \pi$, $\theta_{21} = \pi/4$, $\theta_{43} = 0$; (b), (d) $\phi = \pi/6$, $\theta_{21} = \theta_{43} = 5\pi/6$.

光子在端口 4 的散射率 T_b 的影响, 与图 3(a) 类似, 散射谱线也呈现出了 V 字结构; 但与其不同的是, 这里深红色的 V 字处为散射概率的极大值, 而且并不关于共振点对称, 这是由于两图参数取值不同导致的. 同样地, 图 3(d) 给出了对应的曲线图. 当 $\lambda = 0$ (黑色实线) 时, 即两巨原子不存在相互作用时, 始终有 $T_b = 0$, 这是容易理解的, 该情形下两波导间的传输通道断开, 因此从波导 m 入射的光子自然不会经由原子 b 传输至波导 n 中. 而当两原子存在相互作用时 (即 $\lambda \neq 0$), 两波导间传输通道建立, 在合适的参数取值下, 光子传输至波导 n 中端口 4 的概率最大为 1. 可以看到, λ/Γ 值较小为 0.5 时, 散射谱线出现了单个最强峰, 而当 λ/Γ 取值为 1, 3, 8 时, 均观测到了两个散射峰, 而且随着 λ 值的增大, 两峰间距增大, 这与图 3(c) 的情况是类似的.

这些现象从理论上可以很好地解释, 利用前面理论推导的结果, $T_b = 1$ 的失谐条件为 $\Delta = -\Gamma \sin 2\phi \pm$

$\sqrt{\lambda^2 - 4\Gamma^2 \sin^4 \phi}$. 将图 3(d) 中参数取值代入该表达式有: 当 $\lambda/\Gamma > 0.5$ 时, 有两个失谐值, 分别对应两个峰位; 而当 $\lambda/\Gamma = 0.5$ 时, $\Delta/\Gamma = -\sqrt{3}/2$, 只有一个失谐值, 对应单个峰位. 值得注意的是这里没有展示的另一情形: 当 $0 < \lambda/\Gamma < 0.5$ 时, 得到的失谐值为虚数, 因此该情形下不存在 $T_b = 1$ 的最强峰. 据此还可以得到双峰之间的距离为 $2\sqrt{\lambda^2 - 4\Gamma^2 \sin^4 \phi}$, 这可以解释图中观察到的两峰间距随 λ 的增大而增大的现象. 这些结果表明, 通过调节原子间的偶极相互作用强度可以调控散射峰或谷的位置, 这意味着定向散射的光子频率并不是固定不变的, 可以根据实际应用的需要来调控.

上述讨论表明, 定向路由的光子频率可以通过原子间偶极相互作用来调控, 前面的理论分析还揭示了定向路由的光子频率也强烈依赖于累积相位和局域耦合相位差等参数. 为深入揭示相位参数对定向路由光子频率的影响, 下面以光子向端口 4 的定向传输为研究对象, 系统研究累积相位 ϕ 、局

域耦合相差 θ_{21} 和 θ_{43} 的协同调控作用. 图 4(a) 考虑了光子定向传输至端口 4 的参数条件, 取 $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi - \phi$, 并令 $\lambda/\Gamma = 4$, 图中展示了 T_b 随累积相位 ϕ 和光子-原子失谐 Δ 的变化情况. 可以看出 T_b 随 ϕ 呈周期性变化, 周期为 π , 其中深红色区域为 $T_b = 1$ 处. 图 4(b) 进一步给出了不同相位参数下的散射谱线, 所有曲线均表现出双峰结构且峰值始终为 $T_b = 1$, 但峰位与线宽存在显著差异. 需特别指出的是, 虽然这里耦合强度 λ 保持不变, 但通过调整 ϕ , θ_{21} , θ_{43} 等相位参数, 仍能实现对散射峰位及线宽的精确操控, 这意味着光子定向路由的频率选择性和线宽可被独立调控. 为定量表征频率调控范围, 图 4(c) 展示了固定 λ 取值下谱线峰位 $\Delta_{\pm} = -\sin 2\phi \pm \sqrt{\lambda^2 - 4\sin^4 \phi}$ 对累积相位

ϕ 的依赖关系. 该图实际上为图 4(a) 中 $T_b = 1$ 的轮廓线, 清晰地展示出了两峰位随失谐的变化. 此外, 图 4(d) 还给出了双峰间距 $d = 2\sqrt{\lambda^2 - 4\sin^4 \phi}$ 随 ϕ 的变化情况, 表现出了周期振荡的特性. 上述结果表明, 通过优化累积相位与局域耦合相位差等参数, 可实现对定向路由光子频率及散射特性的灵活调控.

4 局域耦合相位调控的单光子非互易输运与手性散射

本节讨论由于时间反演对称性破缺引起的光子的非对称性散射行为, 包括非互易传输和手性散射^[50]. 为了定量探究光子的非对称散射行为, 进一步考虑单光子从波导 m 右侧端口入射的情形, 类似地, 可得各端口散射振幅为

$$r'_a = \frac{2\Gamma(\cos \phi + \cos \theta_{21})e^{-i\phi}[i\Delta - 2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43})]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (12a)$$

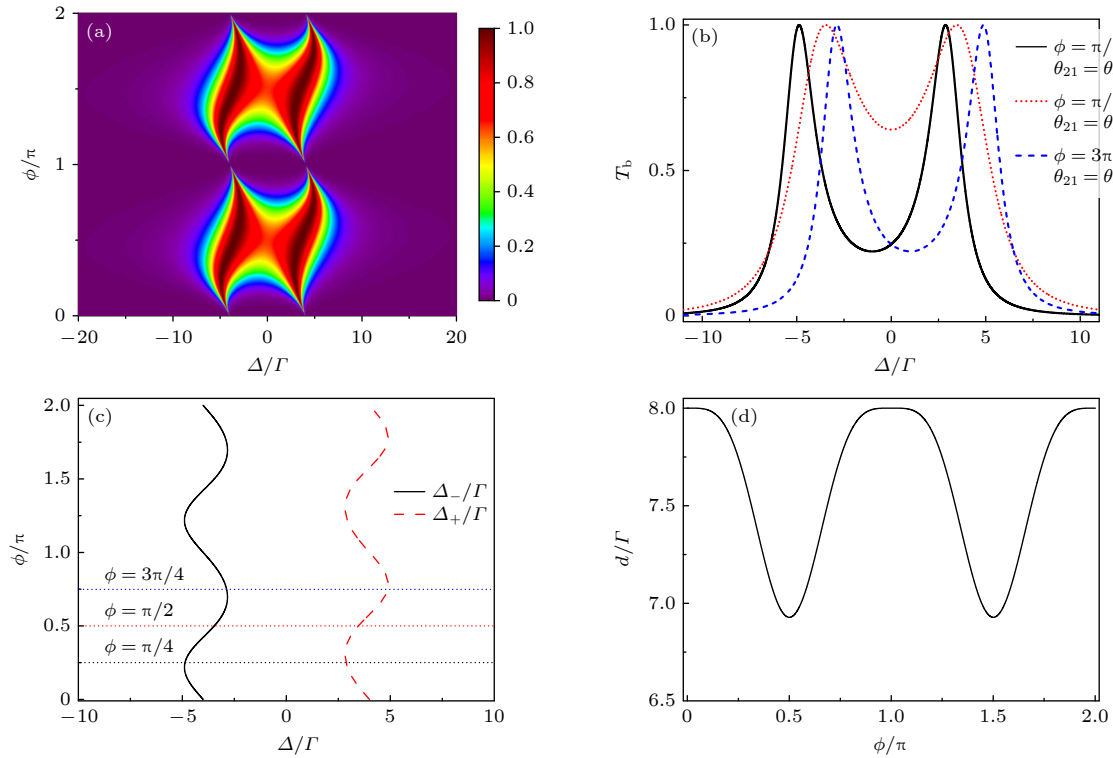


图 4 (a) 在局域耦合相位差 $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi - \phi$ 条件下 T_b 随失谐 Δ 和累积相位 ϕ 的变化; (b) 几个典型的累积相位 ϕ 取值下与图 (a) 对应的单光子散射曲线图, 参数取值为: 黑色实线 $\phi = \pi/4$, $\theta_{21} = \theta_{43} = 3\pi/4$, 红色点线 $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, 蓝色虚线 $\phi = 3\pi/4$, $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi/4$; (c) 为图 (a) 中散射率最大值 $T_b = 1$ 的轮廓图, 即单光子谱线中双峰的峰位 $\Delta_{\pm}$ 随 ϕ 的变化; (d) 双峰间距 d 随 ϕ 的变化. 其他参数为: $\lambda/\Gamma = 4$

Fig. 4. (a) Scattering rate T_b as a function of the detuning Δ and the accumulated phase ϕ with $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi - \phi$. (b) The curves corresponding to panel (a) with some typical values of the accumulated phase ϕ . The parameter values are: solid black line $\phi = \pi/4$, $\theta_{21} = \theta_{43} = 3\pi/4$; dotted red line $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$; dashed blue line $\phi = 3\pi/4$, $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi/4$. (c) Contour plot of the maximum scattering rate $T_b = 1$ in panel (a), showing the detunings of the double peaks $\Delta_{\pm}$ as a function of ϕ . (d) The separation d of the double peaks versus ϕ . Other parameters are: $\lambda/\Gamma = 4$.

$$t'_a = \frac{\lambda^2 + [i\Delta - 2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43})](i\Delta - 2i\Gamma \sin \phi e^{-i\theta_{21}})}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (12b)$$

$$r'_b = \frac{i\lambda\Gamma e^{i(\theta_{42}-2\phi)}[1 + e^{i(\phi+\theta_{21})}][1 + e^{i(\phi-\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43}) - i\Delta]}, \quad (12c)$$

$$t'_b = \frac{i\lambda\Gamma e^{i\theta_{31}}[1 + e^{-i(\phi+\theta_{21})}][1 + e^{i(\phi+\theta_{43})}]}{\lambda^2 + [2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{21}) - i\Delta][2\Gamma(1 + e^{i\phi} \cos \theta_{43}) - i\Delta]}. \quad (12d)$$

这里讨论光子在波导 m 中的非互易传输行为. 具体而言, 当单光子分别由波导 m 的左端 (端口 1) 和右端 (端口 2) 入射时, 两种传输方向完全相反 (端口 $1 \rightarrow$ 端口 2 与端口 $2 \rightarrow$ 端口 1) 的光子在输出端表现出不对称的散射行为. 为了定量描述这种非互易性, 定义非互易度 $I_a = \frac{T_a - T'_a}{T_a + T'_a}$, 其中 $T_a = |t_a|^2$, $T'_a = |t'_a|^2$. 将 (11b) 式和 (12b) 式代入可得

$$I_a = \frac{-8\lambda^2\Gamma^2\alpha\beta}{(\Delta_1\Delta_2 - \lambda^2)^2 + 4\Gamma^2[\alpha^2(\Delta_1^2 + 2\Gamma^2\beta^2) + \beta^2(\Delta_2^2 + 2\Gamma^2\alpha^2)]}, \quad (13)$$

式中新引入的参量 $\Delta_1 = \Delta - 2\Gamma \sin \phi \cos \theta_{21}$, $\Delta_2 = \Delta - 2\Gamma \sin \phi \cos \theta_{43}$, $\alpha = 1 + \cos \phi \cos \theta_{43}$, $\beta = \sin \phi \times \sin \theta_{21}$. 由 (13) 式可以看出非互易度 I_a 与原子间耦合强度、累积相位、局域耦合相位差、光子-原子失谐等参量有关. 根据定义, 当 $I_a = 0$ (即 $T_a = T'_a$) 意味着单光子从端口 1 和端口 2 输入时两透射率是完全相同的, 即光子在波导中的传输是互易的. 当 $I_a \neq 0$ (即 $T_a \neq T'_a$), 则说明对于两个完全相反方向输入波导的光子而言, 其传输是非互易的. 特殊情形下, 当 $I_a = 1$ 或 $I_a = -1$ 时, 非互易度取极值, 将其称之为完美的非互易传输. 具体来说即 $T'_a = 0$ 且 $T_a \neq 0$ 或 $T_a = 0$ 且 $T'_a \neq 0$, 显然, 完美的非互易意味着光子只被允许沿某一方向传输, 而与之相反方向的传输则被禁止. 通过分析 (13) 式不难得到完美非互易的条件: 当 $\lambda^2 + 4\alpha\beta - \Delta_1\Delta_2 = 0$, 且 $\alpha\Delta_1 + \beta\Delta_2 = 0$ 时有 $I_a = 1$; 当 $\lambda^2 - 4\alpha\beta - \Delta_1\Delta_2 = 0$, 且 $\alpha\Delta_1 - \beta\Delta_2 = 0$ 时有 $I_a = -1$.

下面研究非互易传输与累积相位的依赖关系, 如图 5 所示. 基于以上理论分析, 图 5(a) 给出了参数 $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$ 时 I_a 随光子-原子失谐 Δ 和累积相位 ϕ 的变化, 图中存在两个对称的红色、紫色区域, 表明该区域内 $I_a \neq 0$, 而且颜色越深, 非互易度越大, 揭示了累积相位 ϕ 和失谐 Δ 对非互易度的影响. 为了更清晰地展示非互易现象, 图 5(b) 和图 5(c) 分别给出了 $\phi = 3\pi/2$ 和 $\phi = \pi/2$ 时两透射率 T_a 和 T'_a 随光子-原子失谐 Δ 的变化情

况. 从图 5(b) 可以观察到, T_a (黑色实线) 始终等于 1, 而 T'_a (红色虚线) 存在两个关于 $\Delta = 0$ 对称的 $T'_a = 0$ 的最小值点, 在此处, 光子由端口 $1 \rightarrow$ 端口 2 方向上可以实现完全的输运, 而对于反方向 (端口 $2 \rightarrow$ 端口 1) 的光子传输被完全抑制, 显然在该处的非互易度 $I_a = 1$, 为完美的非互易传输. 在图中其他位置处, 虽然不存在光子阻挡的情况, 但两透射率并不相等, 也展现出了一般的非互易行为. 图 5(c) 则展示了与之完全相反的情形, 该情形下 $I_a = -1$, 即 $T_a = 0$ 且 $T'_a = 1$, 此时非互易程度同样达到最大, 但是光子的输运行为是相反的, 即此时光子由端口 $1 \rightarrow$ 端口 2 方向上的传输被禁止, 而反方向 (端口 $2 \rightarrow$ 端口 1) 可以完全传输. 同样, 在其他失谐处, 也展现出了一般的非互易现象. 另外, 为了展示原子耦合强度对非互易输运的影响, 图 5(b) 和图 5(c) 还给出了 $\lambda/\Gamma = 6$ 时的透射谱线, 结果与 $\lambda/\Gamma = 4$ 情况形成很明显的对比, 随着 λ 增大, 两个对称的透射率为零的最低点远离共振点. 这意味着通过调节 λ 的值可以调控完美非互易输运的入射光子频率.

最后, 讨论另一种非对称散射——手性散射情况, 同样为了定量描述的需要, 这里将端口 $1 \rightarrow$ 端口 4 和端口 $2 \rightarrow$ 端口 3 这两个传输方向上光子的散射行为做比较, 引入手性度 $C = \frac{T_b - T'_b}{T_b + T'_b}$, 其中 $T_b = |t_b|^2$, $T'_b = |t'_b|^2$, 分别表示以上两个传输方向的散射率. 将 (11d) 式和 (12d) 式代入得到

$$C = \frac{2 \sin \phi (\sin \theta_{21} + \sin \theta_{43}) + \sin 2\phi \sin(\theta_{21} + \theta_{43})}{2 + 2 \cos \phi (\cos \theta_{21} + \cos \theta_{43}) + \cos 2\phi \cos(\theta_{21} + \theta_{43}) + \cos(\theta_{21} - \theta_{43})}. \quad (14)$$

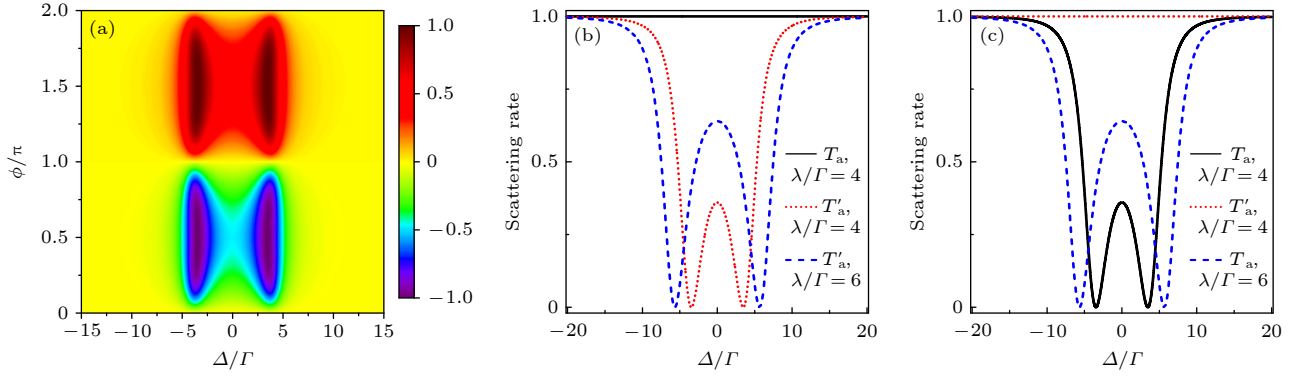


图 5 累积相位和原子耦合强度对光子非互易性的影响 (a) 非互易度 I_a 随累积相位 ϕ 和失谐 Δ 的演化情况; (b), (c) 分别给出了 $\phi = 3\pi/2$ 和 $\pi/2$ 下的两散射率 T_a (黑色实线) 和 T'_a (红色点线) 随 Δ 的变化曲线, 为了对比的需要, 两图还分别给出了 $\lambda/\Gamma = 6$ 时的 T'_a 和 T_a 的散射曲线 (蓝色虚线). 其他参数为 $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$

Fig. 5. Influence of accumulated phase and atomic coupling strength on photon non-reciprocity: (a) Evolution of non-reciprocity degree I_a with accumulated phase ϕ and detuning Δ ; (b) and (c) show the scattering rates T_a (solid black line) and T'_a (dotted red line) as functions of Δ for $\phi = 3\pi/2$ and $\phi = \pi/2$, respectively. For comparison, the scattering curves of T'_a and T_a for $\lambda/\Gamma = 6$ (dashed blue line) are also shown in both panels. Other parameters are: $\theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$, $\lambda/\Gamma = 4$.

(14) 式表明手性度 C 依赖于累积相位 ϕ 和两局域耦合相位差 θ_{21} , θ_{43} 等相位参数, 而与光子-原子失谐 Δ 、原子偶极相互作用强度 λ 等参数无关. 根据手性度的定义, 当 $C = 0$ 时, 也就是 $T_b = T'_b$, 表明对应的两个散射通道是完全等价的, 光子在这两个通道的散射情况相同; 而当 $C \neq 0$ 时, 即 $T_b \neq T'_b$, 意味着光子在对应的两个散射通道中散射率存在差异, 这种现象被称为手性散射. 特别地, 当 $C = \pm 1$ 时, 手性度达到极值, 此时有 $T'_b = 0$ 而 $T_b \neq 0$ ($C = 1$) 或 $T_b = 0$ 而 $T'_b \neq 0$ ($C = -1$), 此时光子的散射在其中一个通道被完全抑制, 而另一个通道则被允许, 这被称为完美的手性散射.

接下来, 主要研究两局域耦合相位差 θ_{21} 和 θ_{43} 对手性散射的调控机制. 图 6(a) 给出了 $\phi = \pi/2$ 时手性度 C 与两相位差 θ_{21} , θ_{43} 的依赖关系. 显然, 手性度是 θ_{21} 和 θ_{43} 的周期函数, 其周期为 2π . 由于 (14) 式中两相位参数具有对称性, 因此它们对手性散射的调控作用是类似的. 图中紫色和红色分别对应两种不同的手性模式, 颜色越深表示手性程度越大. 为了更加直观地观测手性度与局域耦合相位差之间的关系, 图 6(b) 绘制了与图 6(a) 对应的曲线图, 给出了在几个典型的 θ_{21} 值下, 手性度随 θ_{43} 的变化情况. 可以看到, 当 $\theta_{21} = 0$ (黑色实线) 或 $\pi/4$ (红色点线) 时, 手性度 C 随 θ_{43} 呈现出三角函数的演化规律. 特别地, 在 $\theta_{43} = \pi/2$, $3\pi/2$ 处, 手性度 C 分别取极值 1 和 -1, 对应完美手性散射. 值得注意的是, 当 $\theta_{21} = \pi/2$ (蓝色虚线) 或

$3\pi/2$ (品红色点划线) 时, 手性度 C 始终为 1 或 -1, 而不随 θ_{43} 变化, 始终展现出完美的手性散射. 这些结果表明, 只要两相位参数 θ_{21} 和 θ_{43} 其中一个取值为 $\pi/2$ 或 $3\pi/2$, 就会出现完美的手性散射.

为了得到完美手性散射的一般性条件, 对 (14) 式分析, 发现: 当 $\phi + \theta_{21} = \pm(2j+1)\pi$ 或 $\phi + \theta_{43} = \pm(2j'+1)\pi$ ($j, j' = 0, 1, 2, \dots$), 手性度 $C = 1$; 当 $\phi - \theta_{21} = \pm(2j+1)\pi$ 或 $\phi - \theta_{43} = \pm(2j'+1)\pi$ ($j, j' = 0, 1, 2, \dots$), 手性度 $C = -1$. 注意以上条件中 $\phi \neq j\pi$. 图 6(c) 和图 6(d) 进一步确认了以上条件: 当 $\theta_{21} = \pi/2$ (图 6(c)) 时, $T'_b = 0$ 而 $T_b \neq 0$, $C = 1$; 当 $\theta_{21} = 3\pi/2$ (图 6(d)) 时, 刚好与之相反, 手性度 $C = -1$. 值得注意的是, 此时非零通道的散射率最大为 0.5, 这是由于 $\theta_{43} = 0$, 从而导致波导 n 的 3 和 4 端口等概率散射. 那么有没有可能在完美手性散射情况下, 同时实现光子 100% 的定向传输呢? 图 6(e) 和图 6(f) 展示了该现象, 此时在保持参数 ϕ 和 θ_{21} 取值不变的情况下, 调整 θ_{43} 以满足定向传输的条件即可. 结果显示双峰散射率提升至 1, 表明手性散射可增强端口散射的不对称性, 进而促进定向传输. 此外, 图 6(g) 和图 6(h) 展示了通过调控累积相位 ϕ 和两相位差 θ_{21} , θ_{43} 等参数可使散射峰宽显著变窄. 当光子-原子失谐 Δ 稍微偏离共振时, 散射率急剧衰减, 此时系统对光子频率具有很强的选择性, 预计其在光子滤波领域具有潜在的应用价值.

最后, 简要探讨本理论模型的实验实现方案.

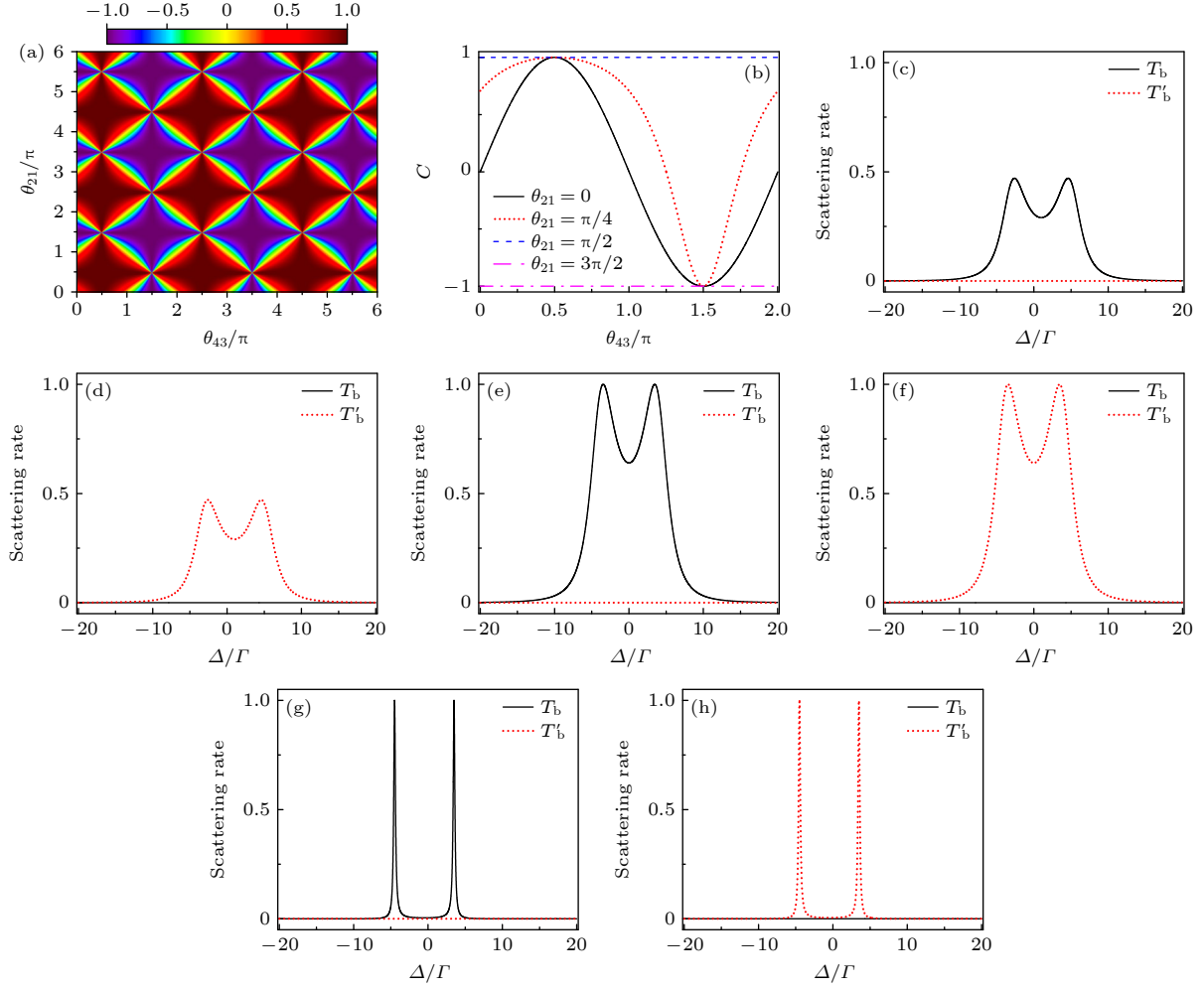


图6 单光子手性散射受累积相位 ϕ 和局域耦合相位差 θ_{21} , θ_{43} 的影响 (a) 累积相位 $\phi = \pi/2$ 取值下手性度 C 随 θ_{43} 和 θ_{21} 的演化; (b) 在给定的几个典型的 θ_{21} 取值下手性度 C 与 θ_{43} 之间的关系; (c)–(h) 完美手性散射下的 T_b 和 T'_b 散射曲线图, 参数取值为 (c) $\phi = \theta_{21} = \pi/2, \theta_{43} = 0$; (d) $\phi = \pi/2, \theta_{21} = 3\pi/2, \theta_{43} = 0$; (e) $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$; (f) $\phi = \pi/2, \theta_{21} = \theta_{43} = 3\pi/2$; (g) $\phi = \pi/12, \theta_{21} = \theta_{43} = 11\pi/12$; (h) $\phi = \pi/12, \theta_{21} = \theta_{43} = 13\pi/12$

Fig. 6. Influences of accumulated phase ϕ and local coupling phase differences θ_{21} , θ_{43} on single-photon chiral scattering. (a) Evolution of chirality C with θ_{43} and θ_{21} for $\phi = \pi/2$; (b) dependence of chirality C on θ_{43} for several typical values of θ_{21} ; (c)–(h) scattering curves of T_b and T'_b under perfect chiral scattering conditions. The parameter values are: (c) $\phi = \theta_{21} = \pi/2, \theta_{43} = 0$; (d) $\phi = \pi/2, \theta_{21} = 3\pi/2, \theta_{43} = 0$; (e) $\phi = \theta_{21} = \theta_{43} = \pi/2$; (f) $\phi = \pi/2, \theta_{21} = \theta_{43} = 3\pi/2$; (g) $\phi = \pi/12, \theta_{21} = \theta_{43} = 11\pi/12$; (h) $\phi = \pi/12, \theta_{21} = \theta_{43} = 13\pi/12$.

近期, Joshi 等^[18] 在超导量子电路中实现了巨原子-波导相互作用的多点局域相位调控. 他们通过超导量子比特与蜿蜒波导进行多点耦合, 利用磁通调控实现了局域相位 $\varphi_{l/r}$ 的动态调制, 并观测到手性辐射现象. 该实验的关键参数 (如 $d = \lambda/4$, $\varphi_c \approx \pi/2$) 与本文理论模型高度匹配, 表明通过类似技术可实现本文提出的相位调控的双巨原子方案. 具体实现路径为: 两个磁通可调的 Xmon 量子比特充当两巨原子, 它们通过可调电感耦合构成分子系统, 并分别与独立蜿蜒波导在两点耦合; 通过每个耦合点集成超导量子干涉仪 (SQUID) 阵列来实现局域耦合相位的独立可调. 该方案不仅可复现

单原子手性辐射现象, 还能进一步通过双原子干涉实现四端口非互易散射与协同手性效应, 为可编程量子路由器件开发提供新思路.

5 结 论

本文研究了两二能级巨原子耦合两个一维无限长波导体系中单光子的散射特性. 首先基于实空间方法, 推导了各端口的散射振幅的理论表达式, 揭示了单光子散射的调控机制. 研究表明: 通过调节巨原子与波导耦合点间的传输累积相位、局域耦合相位差以及光子-原子频率失谐等参数, 可

实现入射光子向任意指定端口的完全定向路由. 值得注意的是, 虽然目标波导耦合点的局域耦合相位差并不影响总路由效率, 但可调控光子在两端口间的散射概率的分配.

在光子频率调控方面, 研究发现定向散射的共振峰位置强烈依赖于巨原子间耦合强度的大小, 通过调控耦合强度可实现光子频率的连续可调. 此外, 累积相位和局域耦合相位差等相位参数也被证实对定向路由频率具有协同调控作用, 这为系统参数的联合优化提供了理论依据.

与文献 [16] 中基于三能级巨原子的四端口系统相比, 本文方案在以下三方面具有显著差异: 1) 在原子结构层面, 文献 [16] 依赖单个三能级原子的内部跃迁路径干涉, 其非互易性受限于能级间距与光子频率的严格匹配; 而本文通过两个二能级巨原子的偶极耦合构建等效三能级系统, 其非互易条件仅依赖于几何相位调控, 显著降低了对原子本征频率的依赖. 2) 在相位自由度方面, 文献 [16] 中体系的耦合相位受跃迁选择定则约束, 而本文通过 θ_{21} 与 θ_{43} 的独立调控, 实现了四维参数空间下的多通道路由. 3) 在局域相位完备性方面, 文献 [16] 为简化计算将原子-波导的部分局域相位置零 (如 $\theta_3 = \theta_4 = 0$); 本文则考虑了所有耦合点的局域相位自由度, 通过联合调控 θ_{1-4} 与累积相位 ϕ , 观测到了完美手性散射与定向路由的协同效应 (见图 6(e)–(h)), 突破了传统方案因相位简化导致的对称性限制.

本工作还深入探讨了时间反演对称性破缺引起的光子的非对称性散射现象. 通过建立非互易散射的普适性条件, 发现了两种完美非互易散射模式, 并系统分析了累积相位、局域耦合相位差、频率失谐和原子间耦合强度等参数的影响. 在光子的手性散射问题的研究中, 通过推导手性度表达式, 揭示了两局域耦合相位差对手性散射的影响是等同的: 当任一局域耦合相位差满足特定条件时即可实现完美手性散射. 特别有意思的是, 通过参数协同优化可同时实现完美手性散射与定向传输. 特别是对累积相位的合理设置可显著提升系统对光子频率的选择性, 这一特性为设计高灵敏度光子频率筛选器提供了新途径.

非马尔可夫效应拓展讨论: 当考虑光子在耦合点间的传播时间 $\tau = l/v_g$ 与原子弛豫时间 $1/\Gamma$ 可比拟时 ($\Gamma\tau \sim 1$), 系统将呈现非马尔可夫特性. 现

有理论研究 [8,23,24,51] 表明, 这可能导致: 1) 延迟反馈诱导的透射率周期性振荡; 2) 原子激发态的非指数衰减动力学; 3) 频率依赖的有效耦合修正. 近期超导量子比特实验 [18] 已观测到类似效应, 验证了时域量子干涉机制的可行性. 尽管本文聚焦马尔可夫近似下的散射特性, 但上述效应为未来研究巨原子系统中的时域量子干涉提供了重要方向.

参考文献

- [1] Kockum A F, Delsing P, Johansson G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013837
- [2] Qiu Q Y, Wu Y, Lü X Y 2023 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **66** 224212
- [3] Wen P Y, Lin K T, Kockum A F, Suri B, Ian H, Chen J C, Mao S Y, Chiu C C, Delsing P, Nori F, Lin G D, Hoi I C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 233602
- [4] Kockum A F, Johansson G, Nori F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 140404
- [5] Kannan B, Ruckriegel M J, Campbell D L, Kockum A F, Braumüller J, Kim D K, Kjaergaard M, Krantz P, Melville A, Niedzielski B M, Vepsäläinen A, Winik R, Yoder J L, Nori F, Orlando T P, Gustavsson S, Oliver W D 2020 *Nature* **583** 775
- [6] Carollo A, Cilluffo D, Ciccarello F 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043184
- [7] Du L, Guo L, Li Y 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023705
- [8] Andersson G, Suri B, Guo L, Aref T, Delsing P 2019 *Nat. Phys.* **15** 1123
- [9] Guo L, Kockum A F, Marquardt F, Johansson G 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043014
- [10] Guo S, Wang Y, Purdy T, Taylor J 2020 *Phys. Rev. A* **102** 033706
- [11] Zhao W, Wang Z H 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053855
- [12] Wang X, Liu T, Kockum A F, Li H R, Nori F 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 043602
- [13] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [14] Soro A, Kockum A F 2022 *Phys. Rev. A* **105** 023712
- [15] Wang X, Li H R 2022 *Quantum Sci. Technol.* **7** 035007
- [16] Chen Y T, Du L, Guo L, Wang Z, Zhang Y, Li Y, Wu J H 2022 *Commun. Phys.* **5** 215
- [17] Zhou J, Yin X L, Liao J Q 2023 *Phys. Rev. A* **107** 063703
- [18] Joshi C, Yang F, Mirhosseini M 2023 *Phys. Rev. X* **13** 021039
- [19] Li J, Lu J, Gong Z R, Zhou L 2024 *New J. Phys.* **26** 033025
- [20] Chen Y T, Du L, Wang Z H, Artoni M, La Rocca G C, Wu J H 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063710
- [21] Zheng J C, Dong X L, Chen J Q, Hei X L, Pan X F, Yao X Y, Ren Y M, Qiao Y F, Li P B 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063709
- [22] Du L, Chen Y T, Li Y 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 043226
- [23] Guo L, Grimsmo A L, Kockum A F, Pletyukhov M, Johansson G 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053821
- [24] Zhu Y T, Xue S, Wu R B, Li W L, Peng Z H, Jiang M 2022 *Phys. Rev. A* **106** 043710
- [25] Yu H, Wang Z, Wu J H 2021 *Phys. Rev. A* **104** 013720
- [26] Yin X L, Luo W B, Liao J Q 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063703
- [27] Santos A C, Bachelard R 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 053601
- [28] Yin X L, Liao J Q 2023 *Phys. Rev. A* **108** 023728
- [29] Cai G, Ma X S, Huang X, Cheng M T 2024 *Opt. Express* **32** 969

- [30] Ma X S, Quan J H, Lu Y N, Cheng M T 2024 *Quantum Inf. Process* **23** 3
- [31] Huang J S, Huang H W, Li Y L, Xu Z H 2024 *Chin. Phys. B* **33** 050506
- [32] Zhu M J, Zhao W, Wang Z H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 094202 (in Chinese) [朱明杰, 赵微, 王治海 2023 物理学报 **72** 094202]
- [33] Gustafsson M V, Aref T, Kockum A F, Ekström M K, Johansson G, Delsing P 2014 *Science* **346** 207
- [34] Du L, Cai M R, Wu J H, Wang Z H, Li Y 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053701
- [35] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, Liu Y X, Nori F 2017 *Phys. Rep.* **718–719** 1
- [36] Vadiraj A M, Ask A, McConkey T G, Nsanzineza I, Chang C S, Kockum A F, Wilson CM 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023710
- [37] Blais A, Grimsco A L, Girvin S M, Wallraff A 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025005
- [38] González-Tudela A, Muñoz C S, Cirac J I 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 203603
- [39] Du L, Zhang Y, Wu J H, Kockum A F, Li Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 223602
- [40] Chen Y T, Du L, Zhang Y, Guo L, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 043135
- [41] Wang Z Q, Wang Y P, Yao J G, Shen R C, Wu W J, Qian J, Li J, Zhu S Y, You J Q 2022 *Nat. Commun.* **13** 7580
- [42] Zhao W, Zhang Y, Wang Z H 2022 *Front. Phys.* **17** 42506
- [43] Du L, Li Y 2021 *Phys. Rev. A* **104** 023712
- [44] Shi C, Cheng M T, Ma X S, Wang D, Huang X S, Wang B, Zhang J Y 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 054202
- [45] Peng J S, Li G X 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4212
- [46] Shen J T, Fan S H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023837
- [47] Poudyal B, Mirza I M 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043048
- [48] Roy D, Wilson C M, Firstenberg O 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 021001
- [49] Wang R T, Wang X D, Mei F, Xiao L T, Jia S T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 084205 (in Chinese) [汪润婷, 王旭东, 梅锋, 肖连团, 贾锁堂 2025 物理学报 **74** 084205]
- [50] Wang Z Y, Chen F J, Xi X, Gao Z, Yang Y H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 064201 (in Chinese) [王子尧, 陈福家, 郝翔, 高振, 杨怡豪 2024 物理学报 **73** 064201]
- [51] Sun X J, Liu W X, Chen H, Li H R 2023 *Commun. Theor. Phys.* **75** 035103

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

ZHU Zhonghua^{1)2)†} CHEN Keke¹⁾²⁾ ZHANG Yuqing^{1)2)‡} FU Xiangyun¹⁾²⁾
 PENG Zhaohui¹⁾²⁾ LU Zhenyan¹⁾²⁾ CHAI Yifeng¹⁾²⁾
 XIONG Zuzhou³⁾ TAN Lei⁴⁾

1) (*School of Physics and Electronics Science, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China*)

2) (*Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Sensors and Advanced Sensor Materials, Xiangtan 411201, China*)

3) (*School of Physics and Electronics, Gannan Normal University, Ganzhou 341000, China*)

4) (*Institute of Theoretical Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 18 April 2025; revised manuscript received 23 May 2025)

Abstract

This work is to investigate the single-photon scattering in a waveguide quantum electrodynamics system consisting of two dipole-coupled giant atoms, each interacting with a separate one-dimensional infinite waveguide at two distinct coupling points. Our primary objective is to establish a theoretical framework for manipulating photon propagation paths via quantum interference induced by multiple coupling points and local phase engineering. Unlike traditional chiral coupling schemes, an innovative method, in which the coupling phases are designed locally at each atom-waveguide interface, is used to achieve effective chiral coupling, thereby introducing novel quantum interference mechanisms. Using a real-space approach, we derive analytical expressions for four-port scattering amplitudes. We establish the conditions for achieving perfect directional routing to any output port and demonstrate the coherent control mechanisms implemented by geometric and local coupled phases. Continuous frequency tunability is primarily achieved through dipole-dipole interaction, and finely tuned through the accumulated phase and local coupling phases. Local phase differences precisely regulate port-specific probability distributions within the waveguides while preserving total routing efficiency. Furthermore, we elucidate the mechanisms of nonreciprocal transport and chiral scattering. The analysis reveals different governing principles: perfect nonreciprocity arises from the interplay of the accumulated phase, local coupling phases, photon-atom detuning, and dipole-dipole interaction. In contrast, perfect chiral scattering depends entirely on the accumulated phase and local coupling phases, and is independent of detuning. Notably, under the phase-matching conditions, the system achieves both perfect chiral and directional routing, and realizes frequency-selective path-asymmetric photon control. These findings provide a comprehensive framework for manipulating quantum interference in multi-atom waveguide systems, highlighting applications in quantum information processing, including tunable single-photon routers, isolators, and chiral quantum nodes. By implementing superconducting circuits, the local phase can be dynamically adjusted, thus proving the feasibility of the experiment.

Keywords: giant atom, directional routing, nonreciprocity, chiral scattering

PACS: 32.80.Qk, 03.67.-a, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.74.20250505

CSTR: 32037.14.aps.74.20250505

* Project supported by the Scientific Research Fund of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 19B206) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375045, 11704115).

† Corresponding author. E-mail: zhzh@hnust.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lanzhongx@163.com



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

朱中华 陈可可 张玉青 付响云 彭朝晖 陆振烟 柴一峰 熊祖周 谭磊

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

ZHU Zhonghua CHEN Keke ZHANG Yuqing FU Xiangyun PENG Zhaohui LU Zhenyan CHAI Yifeng XIONG Zuzhou TAN Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 153202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250505

CSTR: 32037.14.aps.74.20250505

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250505>

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

基于变换流体动力学的文丘里效应旋聚器的设计与非互易特性研究

Venturi-effect rotating concentrators and nonreciprocity characteristics based on transformation hydrodynamics

物理学报. 2022, 71(10): 104701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212361>

光诱导磁子态调控的宽频带非互易传输

Broadband nonreciprocal transmission tuned by pump-induced magnon modes

物理学报. 2025, 74(8): 087501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241666>

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>

实验观测非厄米系统奇异点的手性翻转现象

Experimental observation of chiral inversion at exceptional points of non-Hermitian systems

物理学报. 2022, 71(13): 131101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220842>

不同抗磁行为量子点发光在波导中的手性传输

Chiral optical transport of quantum dots with different diamagnetic behaviors in a waveguide

物理学报. 2022, 71(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211858>

人造霍尔管中的基态手性流

Ground-state chiral currents in the synthetic Hall tube

物理学报. 2022, 71(16): 160303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220293>