

拓扑巨原子-波导耦合系统中单光子散射的调控与反射非互易性*

朱炎凤¹⁾²⁾ 张玉青¹⁾²⁾ 彭朝晖¹⁾²⁾ 全海燕¹⁾²⁾ 纪贝贝¹⁾²⁾
付响云¹⁾²⁾ 朱中华^{1)2)†} 谭磊³⁾

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) (兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000)

(2026 年 4 月 16 日收到; 2026 年 6 月 11 日收到修改稿)

本文研究了由 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 链构成的拓扑巨原子与一维无限长波导耦合系统中的单光子散射. 采用实空间方法推导了各散射振幅的解析表达式, 并系统分析了 SSH 链的拓扑性质、累积相位、原子个数等因素对单光子散射行为的影响. 研究发现, 通过调控 SSH 链的拓扑相, 可实现共振入射光子反射率的连续可调, 该现象与拓扑链边界态的存在有关; 非共振点处的反射峰则与拓扑链的体态结构有关. 累积相位不仅可调节完全反射光子的频率, 还能周期性地调控光子的整体散射行为; SSH 链的原子个数对散射特性的影响尤为显著, 随着原子个数的增加, 拓扑体态数目相应增多, 反射峰的数量也随之增加. 进一步考虑无序效应后发现, 共振区域附近由边界态相关通道诱导的宽反射结构对耦合强度无序、原子频率无序和累积相位无序均具有一定鲁棒性, 而非共振区域中体态相关的窄反射峰对无序更为敏感. 值得注意的是, 该系统呈现出显著的反射非互易性, 而透射却始终保持互易性. 在特定累积相位下, 通过协同调控 SSH 链的拓扑性质与原子耗散率, 能够实现共振入射光子的完美非互易反射, 且该非互易效应受到累积相位的周期性调控. 这些结果为设计可调谐的非互易量子器件提供了新思路, 有望在量子网络中实现定向光子操控.

关键词: 波导量子电动力学, 拓扑巨原子, 单光子散射, 非互易性

DOI: 10.7498/aps.75.20260530

CSTR: 32037.14.aps.75.20260530

1 引言

波导量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 系统是研究光与物质相互作用的重要平台, 近年来受到了广泛关注^[1-3]. 在该系统中, 原子与一维波导的受限光场耦合, 可实现对原子自发辐射的调控, 从而在单光子水平上操纵光与物质的相互作用. 波导的一维特性不仅显著提升了光子传输效率, 也放大了多种量子干涉效应, 如 Fano 共

振、电磁诱导透明与吸收等^[4-7]. 随着纳米制造技术的快速发展, 波导 QED 系统已在单光子开关^[1,8,9]、量子路由器^[5,10,11]、单光子晶体管^[12,13]、隔离器^[14]以及量子门^[15]等关键量子器件中展现出重要应用潜力, 为量子信息科学与量子计算提供了有力支撑.

近年来, 一种基于“巨原子”的新型波导 QED 结构引发了研究热潮. 该结构已在多种物理实验平台上成功实现, 包括超导量子比特耦合微波传输线^[16-19]、冷原子-光学晶格耦合系统^[20]、小原子与蜿蜒波导多点耦合^[19,21]、巨自旋系综^[22,23]以及人工

* 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, 11405052) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhzh@hnust.edu.cn

合成维度^[24,25]等. 与传统小原子不同, 巨原子的物理尺寸可与光波波长相比拟, 其与波导的多点非局域耦合会导致光子在不同耦合点间传播产生累积相位, 进而引发原子的自干涉效应^[26]. 这些特性使其展现出一系列新颖的量子光学现象, 如无退相干相互作用^[27-30]、频率依赖的兰姆位移^[31-33]、非指数衰变^[18,34]、非马尔可夫延迟效应^[35-39]、非常规束缚态^[40-48]等. 基于这些特性, 巨原子系统为实现高效的单光子路由与非互易传输提供了新的可能^[49-62].

值得注意的是, 在手性耦合体系中, 系统往往展现出光的非互易传输特征. 程木田教授团队^[60]发现, 在二能级巨原子与波导耦合体系中, 通过协同调节累积相位和巨原子耗散率, 可实现单光子的完美非互易透射; 针对三能级巨原子, 研究者通过将其与一维波导耦合, 实现了频率可调的单光子非互易散射装置^[63]. 此外, 相关研究表明, 调节巨原子尺寸可灵活调控退耦合点与完全反射点的数量, 为单光子路由操控指明了新方向^[64]. 然而, 上述工作多局限于稳态调控体系, 难以实现动态可调. 为突破这一局限, 李浩珍等^[62]创新性地提出二能级巨原子经光学微腔介导与波导耦合的方案, 利用周期性调制重构量子干涉路径, 并结合量子 Floquet 理论实现了光子散射的动态调控. 在多体层面, Legón 团队^[65]将研究从单个巨原子拓展至类巨原子阵列, 利用阵列的协同作用与非局域干涉效应, 成功构建了高效且方向可控的单光子路由器.

与此同时, 拓扑物理的概念被引入量子光学领域, 为光子调控开辟了新途径. 早在 2008 年, Haldane 和 Raghu^[66,67]便提出了基于拓扑绝缘体思想的光子体系. 其中, Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型作为典型的一维拓扑晶格, 被广泛应用于拓扑光子学的研究^[68,69]. 其拓扑保护的边界态可用于构建具有单向传输特性的波导^[70-72].

基于 SSH 模型的拓扑光子学和非互易输运研究持续深入. St-Jean 等^[73]在半导体微腔极化激元体系中构造了轨道 SSH 晶格, 首次从实验上实现了拓扑边界态的激光发射. 刘玉玺团队^[74]系统探究了耗散耦合 SSH 链中边界态的振荡行为, 揭示了非厄米性与拓扑保护的协同作用. 刘泉等^[75]则从 Zak 相位角度出发, 在热原子蒸气中实现了 SSH 型超辐射晶格, 通过拓扑相位诱导的非对称多普勒效应获得了高达 20 dB 的光学非互易隔离. 这些工作表明, SSH 拓扑结构不仅可用于实现拓扑激光

和非互易隔离, 也为探索拓扑边界态与光场干涉效应的结合提供了基础.

融合拓扑光子学与巨原子量子光学, 将 SSH 链的拓扑特性与巨原子的干涉效应相结合, 为波导 QED 环境下单光子态的精准操纵提供了关键手段. 王治海团队^[76]在可调边界条件下, 构建了 SSH 链与谐振腔波导的非局域耦合体系, 揭示了单光子散射可由拓扑巨原子的拓扑相直接调控, 且束缚态由边界条件控制; 刘玉玺团队^[77]在开放边界条件下, 研究了拓扑原子阵列均匀耦合一维波导体系, 发现在特定原子间距下, 边界态通道受拓扑保护并呈现显著的反射各向异性; 周玲教授团队^[78]进一步研究了单个巨原子非局域耦合 SSH 链的系统, 发现拓扑效应可强烈调控巨原子-光子束缚态的空间分布, 并诱导拓扑依赖的偶极-偶极相互作用; 此外, 该团队还通过将单个巨原子非局域耦合到两个有限长 SSH 链, 成功构建了绝热拓扑通道, 实现了非局域原子激发态转移的精准调控^[79]. 最近, 游建强和王逸璞团队^[23]在巨自旋镜像阵列实验中实现了单向无反射奇异点, 展示了通过巨原子多点耦合产生非互易反射的新途径, 但该工作未涉及拓扑效应对非互易性的调控.

受上述研究启发, 本文重点探究 SSH 链耦合一维无限长波导体系统中的单光子散射行为与反射非互易性. 该体系中, 有限长的 SSH 链由二能级原子构成, 其首尾原子同时与波导耦合, 形成拓扑巨原子结构. 首先, 系统探究 SSH 链的拓扑性质、累积相位和原子个数对单光子散射行为的影响, 揭示拓扑相、累积相位、原子数与反射特性的内在关联; 其次, 在考虑原子耗散的条件下, 深入研究散射的非互易现象, 阐明拓扑相、原子耗散率、累积相位对非互易性的协同调控机制, 并验证在特定累积相位下, 通过调控 SSH 链的拓扑性质与原子耗散率, 可实现共振入射光子的完美非互易反射. 与已有关于 SSH 拓扑原子阵列或巨原子链与波导耦合^[77,80]、SSH 链与耦合谐振腔波导耦合^[76]、巨原子耦合拓扑波导^[78,81,82], 以及 SSH 光子晶格和超辐射晶格中拓扑边界态与非互易响应的研究^[73-75]不同, 本文考虑的是有限 SSH 原子链作为一个整体形成拓扑巨原子, 并仅通过首尾两个原子与一维连续波导发生非局域耦合. 在上述相关工作中, 拓扑结构分别体现在拓扑波导、光子晶格、拓扑原子阵列或动量空间超辐射晶格中. 而在本文模型中, 拓扑结构

位于巨原子内部, 波导本身为连续传播通道. 因此, 该体系同时包含 SSH 链的拓扑本征态和两耦合点之间的累积相位 $\theta = kL$. 在本文中, 这一累积相位作为巨原子非局域耦合引入的重要调控自由度, 可与 SSH 链的拓扑参数协同调节单光子散射谱和反射非互易性. 本工作将巨原子的非局域干涉特性与拓扑结构的独特调控能力相结合, 为拓扑巨原子体系下可控单光子输运与非互易量子器件的设计提供了理论指导.

2 系统模型与哈密顿量

本文考虑一个由 N 个位点构成的 SSH 原子链与一维无限长波导耦合体系, 如图 1 所示. 其中, SSH 原子链的首尾原子通过波导上 $x = 0$ 和 $x = L$ 两个分离的位置实现非局域耦合, 形成拓扑巨原子结构. 在旋转波近似下^[83], 系统的总哈密顿量可表示为

$$H = H_w + H_{\text{SSH}} + H_1, \quad (1)$$

其中, H_w 为波导的自由哈密顿量; H_{SSH} 表示拓扑巨原子的哈密顿量; H_1 为拓扑巨原子与波导的相互作用哈密顿量. 在实空间中, 它们的具体形式表示如下 ($\hbar = 1$)^[84]:

$$H_w = i v_g \int dx \left[-c_R^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_R(x) + c_L^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} c_L(x) \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} H_{\text{SSH}} = & J_1 \sum_{l=1}^{N/2} \left(\sigma_{A,l}^\dagger \sigma_{B,l} + \text{H.c.} \right) \\ & + J_2 \sum_{l=1}^{(N-2)/2} \left(\sigma_{A,l+1}^\dagger \sigma_{B,l} + \text{H.c.} \right) \\ & + \sum_{l=1}^{N/2} (\omega_a - i\gamma) \left(\sigma_{A,l}^\dagger \sigma_{A,l} + \sigma_{B,l}^\dagger \sigma_{B,l} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_1 = & g_1 \int dx \delta(x) \left[c_R^\dagger(x) \sigma_{A,1} + c_L^\dagger(x) \sigma_{A,1} + \text{H.c.} \right] \\ & + g_2 \int dx \delta(x - L) \left[c_R^\dagger(x) \sigma_{B,N/2} \right. \\ & \left. + c_L^\dagger(x) \sigma_{B,N/2} + \text{H.c.} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

其中, N 表示构成 SSH 链的原子个数, 这里考虑 N 为偶数情形; $c_R^\dagger(x)$ ($c_R(x)$), $c_L^\dagger(x)$ ($c_L(x)$) 分别表示在波导 x 处产生 (湮灭) 一个向右和向左传播

的光子; v_g 为光子的群速度; J_1 和 J_2 分别为 SSH 链中胞内和胞间耦合强度; $\sigma_{s,l}^\dagger$ ($\sigma_{s,l}$) ($s = A, B$) 表示第 l 个元胞 s 子晶格处的产生 (湮灭) 算符; ω_a 是原子 A, B 的跃迁频率, 这里假设两原子频率相同; γ 表示原子的耗散率; $\delta(x)$ 和 $\delta(x - L)$ 为狄拉克 δ 函数, 分别表示巨原子与波导仅在 $x = 0$ 和 $x = L$ 处存在耦合, 耦合强度分别为 g_1 和 g_2 ; H.c. 表示厄米共轭项.

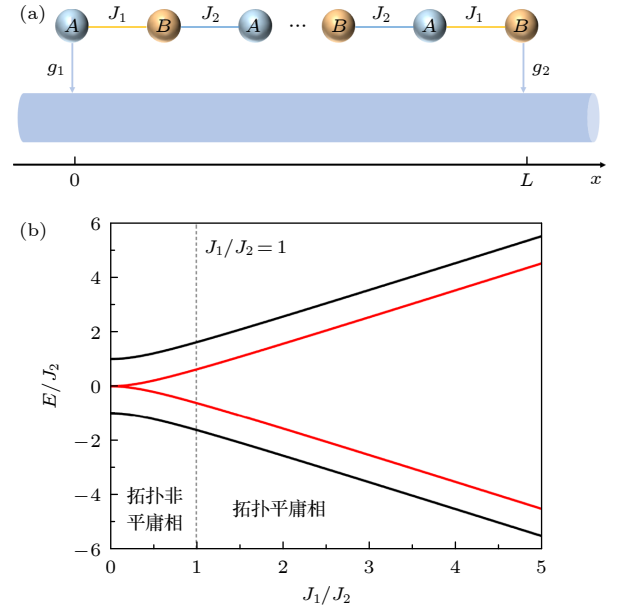


图 1 (a) 拓扑巨原子与一维无限长波导耦合示意图. 其中, 拓扑巨原子由二能级原子构成的有限 SSH 链组成, 其胞内与胞间耦合强度分别为 J_1 和 J_2 ; SSH 链通过首尾原子在 $x = 0$ 和 $x = L$ 处与波导耦合, 耦合强度分别为 g_1 和 g_2 . (b) 原子数 $N = 4$ 的有限 SSH 链的能谱随 J_1/J_2 的变化关系. 虚线表示拓扑相变点 $J_1/J_2 = 1$. 红色曲线表示近零能分支, 在 $J_1/J_2 < 1$ 的拓扑非平庸相中对应边界态模式; 黑色曲线表示体态分支

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the coupling of a topological giant atom to a one-dimensional infinite waveguide. The topological giant atom consists of a finite SSH chain formed by two-level atoms, with intra- and intercell coupling strengths J_1 and J_2 , respectively. The SSH chain is coupled to the waveguide through the first and last atoms at $x = 0$ and $x = L$, with coupling strengths g_1 and g_2 . (b) Energy spectrum of the finite SSH chain with $N = 4$ atoms as a function of J_1/J_2 . The dashed line denotes the topological transition point $J_1/J_2 = 1$. The red curves represent the near-zero-energy branches, which correspond to edge states in the topologically nontrivial phase with $J_1/J_2 < 1$; the black curves represent the bulk states.

需要说明的是, 有限 SSH 链中的原子数既可取偶数, 也可取奇数, 两者对应不同的有限链边界结构. 当 N 为偶数时, SSH 链由 $N/2$ 个完整元胞

构成, A, B 两子晶格上的原子数相等, 这也是有限 SSH 模型中常用的设置^[85]. 在该情形下, 拓扑平庸相中的边界态通常成对出现在链的两端, 且首尾原子分属不同子晶格, 本文关注的正属于这一类构型. 若 N 为奇数, 两子晶格上的原子数不再相等, 子晶格不平衡会引入一个与手征对称性相关的零能模^[86]; 同时, 首尾原子属于同一子晶格, 其端点耦合方式与偶数链情形有所不同. 因此, 奇数情形下的散射问题需单独建模, 不能由本文结果直接得到.

初始时刻, 一个能量为 kv_g 的光子从波导左端入射进入波导. 在单激发子空间, 系统的本征态可表示为^[51,76,87]

$$|E\rangle = \int dx \left[\psi_R(x) c_R^\dagger(x) + \psi_L(x) c_L^\dagger(x) \right] |\emptyset\rangle + \sum_{l=1}^{N/2} u_l \sigma_{A,l}^\dagger |\emptyset\rangle + \sum_{l=1}^{N/2} v_l \sigma_{B,l}^\dagger |\emptyset\rangle, \quad (5)$$

式中, $\psi_R(x)$ ($\psi_L(x)$) 表示波导中向右 (左) 传播的单光子波函数; $|\emptyset\rangle$ 表示真空态, 即波导中无光子, 且 SSH 链中所有原子均处于基态; u_l (v_l) 表示第 l 个元胞中 A (B) 原子的激发振幅. 由本征方程 $H|E\rangle = E|E\rangle$ 可得:

$$-iv_g \frac{\partial}{\partial x} \psi_R(x) + g_1 u_1 \delta(x) + g_2 v_{N/2} \delta(x-L) = E \psi_R(x), \quad (6a)$$

$$iv_g \frac{\partial}{\partial x} \psi_L(x) + g_1 u_1 \delta(x) + g_2 v_{N/2} \delta(x-L) = E \psi_L(x), \quad (6b)$$

$$(\omega_a - E - i\gamma) u_l + J_1 v_l + J_2 v_{l-1} + g_1 \delta_{l,1} [\psi_R(0) + \psi_L(0)] = 0, \quad (6c)$$

$$(\omega_a - E - i\gamma) v_l + J_1 u_l + J_2 u_{l+1} + g_2 \delta_{l,N/2} [\psi_R(L) + \psi_L(L)] = 0, \quad (6d)$$

式中, $l = 1, 2, \dots, N/2$, 并取 $v_0 = 0$, $u_{N/2+1} = 0$; $\delta_{l,m}$ 为克罗内克符号. 光子波函数 $\psi_R(x)$ 和 $\psi_L(x)$ 可表示为

$$\psi_R(x) = e^{ikx} [\theta(-x) + a\theta(x)\theta(L-x) + t\theta(x-L)], \quad (7)$$

$$\psi_L(x) = e^{-ikx} [r\theta(-x) + b\theta(x)\theta(L-x)], \quad (8)$$

其中, r 和 t 分别表示光子的反射和透射振幅; a 和 b 分别为在两个耦合点之间 $0 < x < L$ 的向右、向左光场的概率幅; $\theta(x)$ 为阶跃函数, 其中 $\theta(0) = 1/2$. 当 $N = 4$ 时, 联立 (6)–(8) 式, 并由 (6a) 式和 (6b) 式在两个耦合点附近积分得到相应的跃变条件, 可求得散射振幅的表达式如下:

$$r = \frac{i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2 e^{2i\theta}) - Q_2 e^{i\theta} - Q_3 (e^{2i\theta} - 1)}{-i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2) + Q_2 e^{i\theta} + Q_3 (e^{2i\theta} - 1) + (\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2}, \quad (9)$$

$$t = \frac{(\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2 + iQ_2 \sin \theta}{-i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2) + Q_2 e^{i\theta} + Q_3 (e^{2i\theta} - 1) + (\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2}, \quad (10)$$

其中, 引入的参量 $Q_1 = \Delta'^2 - J_1^2 - J_2^2$, $Q_2 = 2i J_1^2 J_2 \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}$, $Q_3 = (\Delta'^2 - J_2^2) \Gamma_1 \Gamma_2$; $\Delta' = \Delta - i\gamma$ 为考虑原子耗散时的复失谐, 其中 $\Delta = \omega_a - E$ 表示原子与入射光子之间的失谐量; $\theta = kL$ 表示光子在波导中传输经过两耦合点的累积相位; $\Gamma_s = g_s^2/v_g$ ($s = 1, 2$) 表示原子向波导 $x = 0$ 或 $x = L$ 处发射光子的衰减率.

为了研究光子散射的非互易现象, 这里考虑光子从波导右端入射时的情形, 则波导中光子的波函

数 $\tilde{\psi}_R(x)$ 和 $\tilde{\psi}_L(x)$ 可表示为

$$\tilde{\psi}_R(x) = e^{ikx} [\tilde{a}\theta(x)\theta(L-x) + \tilde{r}\theta(x-L)], \quad (11)$$

$$\tilde{\psi}_L(x) = e^{-ikx} [\tilde{t}\theta(-x) + \tilde{b}\theta(x)\theta(L-x) + \theta(x-L)]. \quad (12)$$

此时, $\tilde{r}$ 和 $\tilde{t}$ 分别为光子的反射和透射振幅; $\tilde{a}$ 和 $\tilde{b}$ 分别表示在波导两个耦合点之间 $0 < x < L$ 的向右和向左光场的概率幅. 类似地, 可求得反射和透射振幅的表达式为

$$\tilde{r} = \frac{i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2 e^{-2i\theta}) - Q_2 e^{-i\theta} + Q_3 (e^{-2i\theta} - 1)}{-i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2) + Q_2 e^{i\theta} + Q_3 (e^{2i\theta} - 1) + (\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2}, \quad (13)$$

$$\tilde{t} = \frac{(\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2 + iQ_2 \sin \theta}{-i\Delta' Q_1 (\Gamma_1 + \Gamma_2) + Q_2 e^{i\theta} + Q_3 (e^{2i\theta} - 1) + (\Delta'^2 - J_1^2)^2 - \Delta'^2 J_2^2}. \quad (14)$$

散射振幅的表达式 (9)、(10)、(13)、(14) 表明: 从不同端口入射时, 透射振幅和反射振幅均依赖于光子-原子失谐、拓扑巨原子-波导耦合强度、累积相位以及 SSH 链的胞内、胞间耦合强度等参量. 基于上述表达式, 单光子的透射率和反射率可以通过以下定义求出: $T = |t|^2$, $R = |r|^2$, $\tilde{T} = |\tilde{t}|^2$, $\tilde{R} = |\tilde{r}|^2$. 接下来, 基于以上理论结果, 通过数值模拟来讨论这些参量对单光子散射行为的影响.

3 单光子散射特性的调控

首先考虑系统处于无耗散 ($\gamma = 0$) 的理想情形, 此时光子的几率守恒, 即 $R + T = 1$, 该情形下, 仅关注反射率 R . 为了简化计算, 令拓扑巨原子与波导的两耦合强度相等 ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$), 此时 (9) 式可简化为

$$r = \frac{i\Gamma\Delta(\Delta^2 - J_1^2 - J_2^2)(1 + e^{2i\theta}) - 2iJ_1^2J_2\Gamma e^{i\theta} - (\Delta^2 - J_2^2)\Gamma^2(e^{2i\theta} - 1)}{-2i\Gamma\Delta(\Delta^2 - J_1^2 - J_2^2) + 2iJ_1^2J_2\Gamma e^{i\theta} + (\Delta^2 - J_2^2)\Gamma^2(e^{2i\theta} - 1) + (\Delta^2 - J_1^2)^2 - \Delta^2J_2^2}. \quad (15)$$

由 (15) 可知, 单光子反射率依赖于光子-原子失谐量、拓扑巨原子-波导耦合强度、累积相位以及 SSH 链的胞内、胞间耦合强度等参数. 接下来讨论这些参数对单光子反射率的影响. 由于 SSH 链的拓扑性质依赖于胞内与胞间耦合强度之比 J_1/J_2 [85], 因此, 可以通过调控 J_1/J_2 来研究 SSH 链处于不同拓扑相时单光子的反射行为. 图 2(a) 展示了反射率 R 随 J_1/J_2 和失谐 Δ 的变化规律. 可以发现, 反射谱关于共振点 ($\Delta = 0$) 对称, 但在 $J_1/J_2 < 1$ 和 $J_1/J_2 > 1$ 两个参数区域存在显著差异, 这意味着处在不同拓扑相下的 SSH 链对光子散射的调控作用存在明显差异.

为了更清晰地揭示拓扑结构的影响, 绘制了图 1(b) 所示的 SSH 链的能谱. 在拓扑非平庸相 $J_1/J_2 < 1$ 区域, 存在两条靠近零能的边界态分支和两条体态分支. 拓扑巨原子通过首尾原子与波导耦合, 其边界态在两个端点处具有较大的波函数分量, 从而显著参与共振附近的光子散射, 使 $\Delta = 0$ 附近呈现出宽的反射结构; 而非共振区域的尖锐反射峰则主要源于远离零能的体态模式. 需要注意的是, 散射谱并非孤立 SSH 链能谱的简单复制. 对于 $N = 4$ 的短链, 左右边界态存在有限尺寸杂化, 其能量并不严格为零 [85]; 此外, 当有限 SSH 链与波导耦合后, 连续波导自由度可被消去, 体系的散射响应可用有效非厄米哈密顿量来理解 [3]: $H_{\text{eff}} = H_{\text{SSH}}^{(0)} + \Sigma_{\text{WG}} - i\gamma \sum_{s,l} \sigma_{s,l}^\dagger \sigma_{s,l}$. 其中, 求和指标中 l 遍及所有元胞, $s = A, B$ 标记每个元胞内的两个子晶格. $H_{\text{SSH}}^{(0)}$ 表示不含原子耗散项的孤立 SSH 链哈密顿量, Σ_{WG} 表示波导诱导的自能项. 对于本文模型, 自能项主要源于首尾原子与波导耦合产生的辐

射损耗, 以及两耦合点之间由累积相位调制的非局域耦合. 因此, 散射峰的位置与有限 SSH 链的有效本征能量有关, 而峰的强度和线宽还取决于相应本征模在首尾耦合点处的波函数分量、波导诱导线宽以及巨原子两点耦合产生的相干干涉 [3,76,77]. 这也说明, 图 2 中观测到的共振附近宽反射结构是近零能边界态模式与波导诱导线宽共同作用的结果, 而不是两个完全分离的窄峰; 当参数满足相消干涉条件时, 即使在拓扑非平庸相中, 共振点处也可能出现反射谷.

在此基础上, 图 2(b) 和图 2(c) 分别展示了系统处于两种不同拓扑相下的单光子反射谱. 图 2(b) 给出了 $J_1/J_2 = 0.1$, $\sqrt{2}/2$, 0.9 三种情形下的反射谱线. 从图中可以看到, 当 $J_1/J_2 = 0.1$ 时, 反射谱线呈现三峰结构, 共振点处的峰较宽, 两侧非共振峰则较为尖锐. 当 $J_1/J_2 = \sqrt{2}/2$ 时, 共振点处的反射峰演化为反射谷 ($R = 0$), 表明光子实现完全透射, 这正是上述相消干涉效应的体现. 进一步将 J_1/J_2 增大至 0.9 , 共振点处再次出现反射峰, 但 $R < 1$. 在该种情形下, 系统处于拓扑非平庸相, 共振点处的宽反射结构与边界态相关模式直接对应, 而非共振点处的尖锐反射峰则与体态相关. 图 2(b) 中的插图给出了共振点处反射率 R 随 J_1/J_2 的完整演化规律, 可以观察到, 在 $J_1/J_2 \in [0, 1]$ 的范围内, 随着 J_1/J_2 值的增大, R 呈现先减小后增大的非单调行为. 值得注意的是, 极小值点 $R = 0$ 出现在 $J_1/J_2 = \sqrt{2}/2$ 处, 这与图中的黑色实线相对应. 为了解释共振点处的单光子反射行为, 将 $\Delta = 0$ 代入 (15) 式, 可得:

$$R = \frac{4J_2^2\Gamma^2(J_1^2 - J_2\Gamma\sin\theta)^2}{(J_1^4 + J_2^2\Gamma^2)(J_1^2 - 2J_2\Gamma\sin\theta)^2 + J_1^2J_2^2\Gamma^2(3J_1^2 - 4J_2\Gamma\sin\theta)}. \quad (16)$$

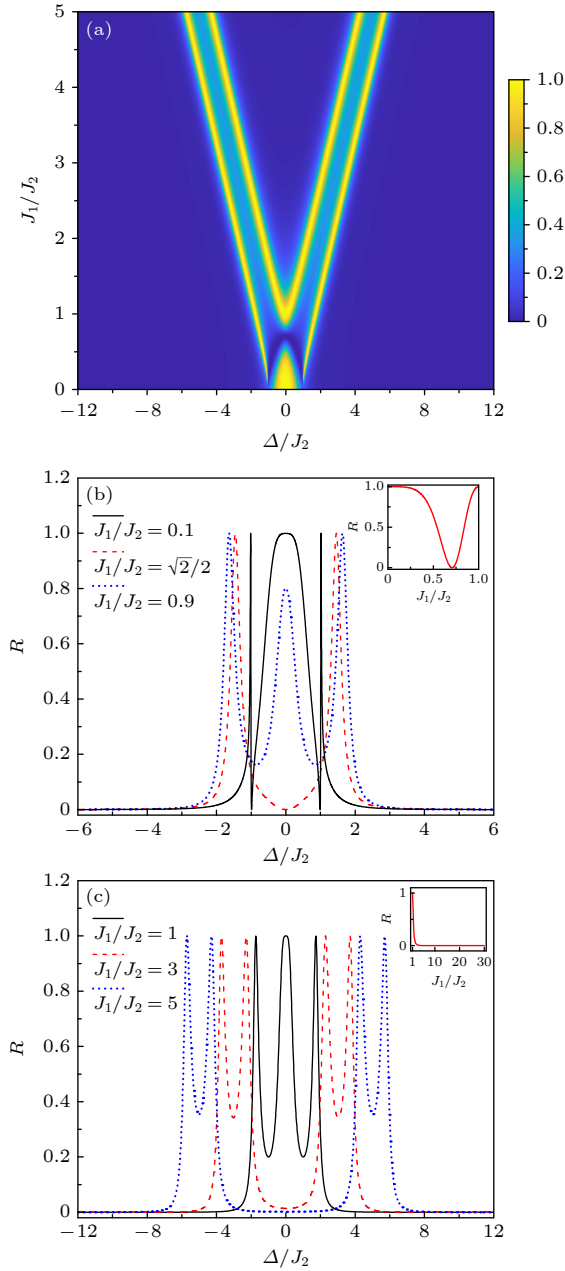


图 2 (a) 反射率 R 随失谐量 Δ 和胞内与胞间耦合强度比 J_1/J_2 的变化关系; (b), (c) 当 $J_1/J_2 < 1$ 和 $J_1/J_2 \geq 1$ 时, 不同 J_1/J_2 取值下 R 随 Δ 的变化曲线, 插图为 $\Delta = 0$ 时 R 随 J_1/J_2 的变化. 其他参数为 $\Gamma/J_2 = 0.5$, $\theta = \pi/2$

Fig. 2. (a) The reflection rate R as a function of the detuning Δ and the ratio of intra- to intercell coupling strengths J_1/J_2 ; (b), (c) the variation curves of R as a function of Δ for different values of J_1/J_2 when $J_1/J_2 < 1$ and $J_1/J_2 \geq 1$. The insets show R as a function of J_1/J_2 at $\Delta = 0$. The other parameters are set as $\Gamma/J_2 = 0.5$, $\theta = \pi/2$.

由此可得: 当 $J_1/J_2 = \sqrt{\Gamma\sin\theta/J_2}$ 时, $R = 0$, 共振入射光子无反射; 当 $J_1/J_2 = 0$ 或者 $J_1/J_2 = \sqrt{2\Gamma\sin\theta/J_2}$ 时, $R = 1$, 共振光子实现完全反射. 与共振点处的反射行为不同, 非共振点处的反射峰强度不变, 但其间距随 J_1/J_2 的增大而逐渐增大, 反映了体态能级随二聚化参数变化的移动.

在拓扑平庸相 $J_1/J_2 > 1$ 中, 有限 SSH 链不存在拓扑边界态相关通道, 散射主要由体态相关模式决定. 因此, 如图 2(c) 所示, 共振点附近的强反射结构逐渐消失, 而反射峰主要出现在远离 $\Delta = 0$ 的非共振区域, 且峰位随 J_1/J_2 的增大向大失谐方向移动. 具体而言, 当 $J_1/J_2 = 1$ 时, 反射谱呈现三个高反射峰, 其中共振点处 $R = 1$, 说明在该情形下, 入射光子被完全反射. 当 $J_1/J_2 = 3$ 时, 共振点处的高反射峰消失, 而在非共振区出现四个对称的反射峰. 当 J_1/J_2 进一步增加到 5 时, 在 $\Delta = 0$ 附近逐渐形成一个 $R \approx 0$ 的弱反射平台. 插图中展示了随着 J_1/J_2 增大, 共振入射光子的反射率 R 迅速衰减. 进一步地, 由 (16) 式的分析可知, 当 $J_1/J_2 \gg 1$ 时, R 将趋于 0. 从物理上看, $J_1 > J_2$ 对应 SSH 链的拓扑平庸相; 在 $J_1/J_2 \gg 1$ 的强二聚化极限下, 系统不存在近零能边界态通道, 因此共振光子难以通过边界态通道产生强反射. 类似的共振弱反射现象也在其他有限 SSH 拓扑巨原子散射体系中被观察到^[76].

以上现象表明, 当 SSH 原子链处于不同的拓扑相时, 共振入射光子的反射行为存在显著差异. 具体来说, 在拓扑非平庸相 ($J_1 < J_2$) 区域, 由于边界态的存在, 共振点处往往会出现较宽的反射峰; 而当系统处于平庸相 ($J_1 > J_2$) 时, 由于不存在边界态, 共振点处强反射峰消失, 反射率显著降低. 该现象表明: 通过调节 SSH 链使其处于不同的拓扑相, 可对光子散射进行调控, 这为拓扑器件和非互易量子器件提供了新的途径^[76].

接下来研究累积相位对单光子反射行为的调控作用. 图 3(a) 和图 3(f) 分别以 $J_1/J_2 = 0.1$ 和 3 为例, 展示了系统处于不同拓扑相下的反射特性. 在这两种情形下, R 均随 θ 以 2π 为周期变化, 但随 Δ 的变化关系显著不同. 当系统处于拓扑非平

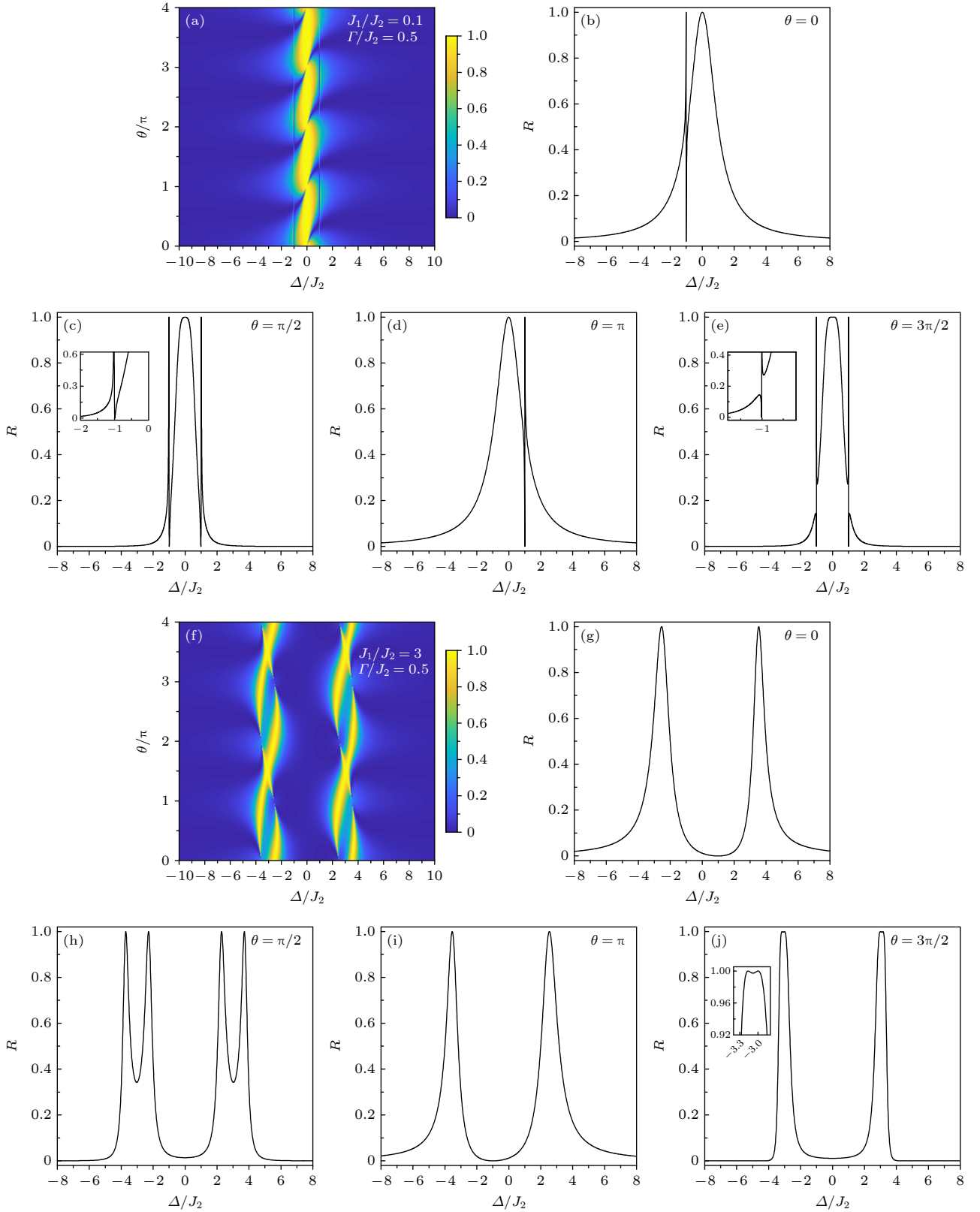


图 3 (a), (f) 分别为 $J_1/J_2 = 0.1$ 和 $J_1/J_2 = 3$ 时, 反射率 R 随失谐 Δ 与累积相位 θ 的变化关系; (b)–(e) 和 (g)–(j) 分别在几个典型的累积相位取值 ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) 下与图 (a) 和图 (f) 对应的曲线图. 其他参数为 $\Gamma/J_2 = 0.5$.

Fig. 3. (a), (f) The variation of the reflection rate R as a function of the detuning Δ and the accumulated phase θ when $J_1/J_2 = 0.1$ and $J_1/J_2 = 3$; (b)–(e) and (g)–(j) show the curves corresponding to (a) and (f) at several typical accumulated phases ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$). The other parameters are set as $\Gamma/J_2 = 0.5$.

庸相时 (图 3(a)), 光子的反射行为主要集中在 $\Delta = 0$ 附近, 远离共振区域时, 光子将主要表现为透射; 而在拓扑平庸相时 (图 3(f)), 共振点处的光子几乎完全透射, 在远离共振点的两侧则出现了几乎对称分布的完全反射峰, 这与拓扑非平庸相的行为形成了鲜明对比.

为了更清晰地阐释累积相位的影响, 图 3(b)—(e) 分别选取了 $\theta \in [0, 2\pi]$ 的四个典型值, 绘制了系统处于拓扑非平庸相时的反射曲线图. 当 $\theta = 0$ (图 3(b)) 时, 两个耦合点之间的相位差为零, 干涉效应消失, 此时巨原子的散射行为与普通原子类似, 反射谱线呈现双峰结构, 其峰位于共振点附近及负失谐区域. 当 $\theta = \pi$ (图 3(d)) 时, 反射谱线与 $\theta = 0$ 的情形关于共振点呈镜像对称, 双峰位于共振点附近及正失谐区域. 当 $\theta = \pi/2$ (图 3(c)) 和 $3\pi/2$ (图 3(e)) 时, 反射谱线均呈现三峰结构, 其中共振点处 $R \neq 1$, 而两侧的峰 $R = 1$. 在这两种相位下曲线图形高度相似, 但通过插图对比可以发现, 两者在细节上存在显著差异. 类似地, 图 3(g)—(j) 讨论了系统处于平庸相时, 累积相位对光子反射行为的影响. 当 $\theta = 0$ (图 3(g)) 时, 反射谱线出现两个近似关于 $\Delta = 0$ 对称的反射峰, 共振点处 $R \approx 0$, 与拓扑非平庸相下的行为类似, 该曲线与 $\theta = \pi$ (图 3(i)) 的情形也关于共振点呈镜像对称; 当 $\theta = \pi/2$ (图 3(h)) 时, 反射谱线出现完全反射峰, 关于 $\Delta = 0$ 两两对称; 而当 $\theta = 3\pi/2$ (图 3(j)), 主图显示仅有两个反射峰, 但插图揭示了每个主峰实际上隐藏着一对劈裂的子峰, 这种四峰结构与拓扑平庸相的体态散射特征相对应.

为了理解以上现象, 对 (15) 式进行分析. 容易发现: 当 $\theta = 2n\pi$ (n 为非负整数) 时, 可以确定反射峰位于 $\Delta = [-J_2 \pm \sqrt{J_2^2 + 4J_1^2}]/2$, 这与图 3(b) 和图 3(g) 相对应; 当 $\theta = (2n+1)\pi$ (n 为非负整数) 时, 反射谱线同样呈现双峰结构, 反射峰位于 $\Delta = [J_2 \pm \sqrt{J_2^2 + 4J_1^2}]/2$, 对应于图 3(d) 和图 3(i). 而当 $\theta = (4n+1)\pi/2$ (n 为非负整数) 时, 光子完全反射的条件为

$$\Delta^2 = [2J_1^2 + J_2^2 \pm \sqrt{4J_1^2 J_2^2 + J_2^4 + 8J_1^2 J_2 \Gamma}]/2.$$

根据不同的参数取值, 完全反射峰的个数可能为两个或四个, 这与图 3(c) 和图 3(h) 相对应. 类似地, 当 $\theta = (4n+3)\pi/2$ (n 为非负整数) 时, 光子

的完全反射条件为

$$\Delta^2 = [2J_1^2 + J_2^2 \pm \sqrt{4J_1^2 J_2^2 + J_2^4 - 8J_1^2 J_2 \Gamma}]/2.$$

此时, 完全反射峰的个数同样依赖于系统参数的选取, 这与图 3(e), (j) 相对应. 以上结果表明, 通过调控累积相位, 不仅可以对光子的反射行为进行周期性调控, 而且可以调节完全反射光子的频率.

接下来讨论 SSH 链中原子个数对光子反射行为的影响, 同样研究系统处于不同拓扑相下的情形. 图 4(a)—(c) 展示了在拓扑非平庸相 ($J_1/J_2 = 0.1$) 时, 不同原子个数下反射率 R 随失谐 Δ 的变化. 在该拓扑相下, 可以看出当原子个数 $N = 4, 6, 10$ 时, 反射谱线都关于 $\Delta = 0$ 对称, 且共振点处均呈现较宽的峰, 非共振点处的峰则较为尖锐. 不同的是, 非共振峰的个数为 $N - 2$. 以上现象解释如下: 由于系统处于拓扑非平庸相下, SSH 链存在两个受拓扑保护的简并零能边界态和 $N - 2$ 个非零体态^[85]. 零能模主要以指数衰减的形式局域在系统的边界格点处, 因此共振点附近反射率为极大值. 而非共振点处的反射峰与体态有关, 体态的能量对称分布于零能态两侧, 在非共振区域形成了 $N - 2$ 个反射峰, 并关于 $\Delta = 0$ 对称. 图 4(d)—(f) 给出了系统处于拓扑平庸相 ($J_1/J_2 = 3$) 下的情形. 可以观察到, 此时反射谱线均关于 $\Delta = 0$ 对称, 共振点处形成了 $R \approx 0$ 的弱反射平台, 且反射峰的数目直接对应于参与光-物质相互作用的原子个数 N . 这是因为系统处于拓扑平庸相时, SSH 链存在两个被有限带隙分离的能带, 不存在孤立的边界态, 只有 N 个体态^[88], 因此共振点处无反射峰, 两侧对称区域有 N 个反射峰. 这表明反射峰的个数由拓扑相和原子个数共同决定, 通过调控原子个数可实现对反射峰数目的精确控制.

需要说明的是, 这里考虑的原子数 N 较小, 可以预期, 随着 N 进一步增大, SSH 链的拓扑能谱结构在散射谱中会表现得更为清晰, 体态能级将更加密集, 非共振区域的反射峰也因此更为致密. 在拓扑非平庸相中, 左右边界态之间的有限尺寸杂化随链长增加而减弱, 近零能模式更趋近零能, 共振点附近由边界态通道引起的散射结构将更趋稳定. 当 J_1/J_2 趋近拓扑相变点时, 体态能级逐渐进入低失谐区域, 反射谱呈现更丰富的多峰结构; 进入平庸相后, 近零能边界态通道消失, 散射转由体态通道主导. 因此, 增大原子数能使边界态和体态对散射

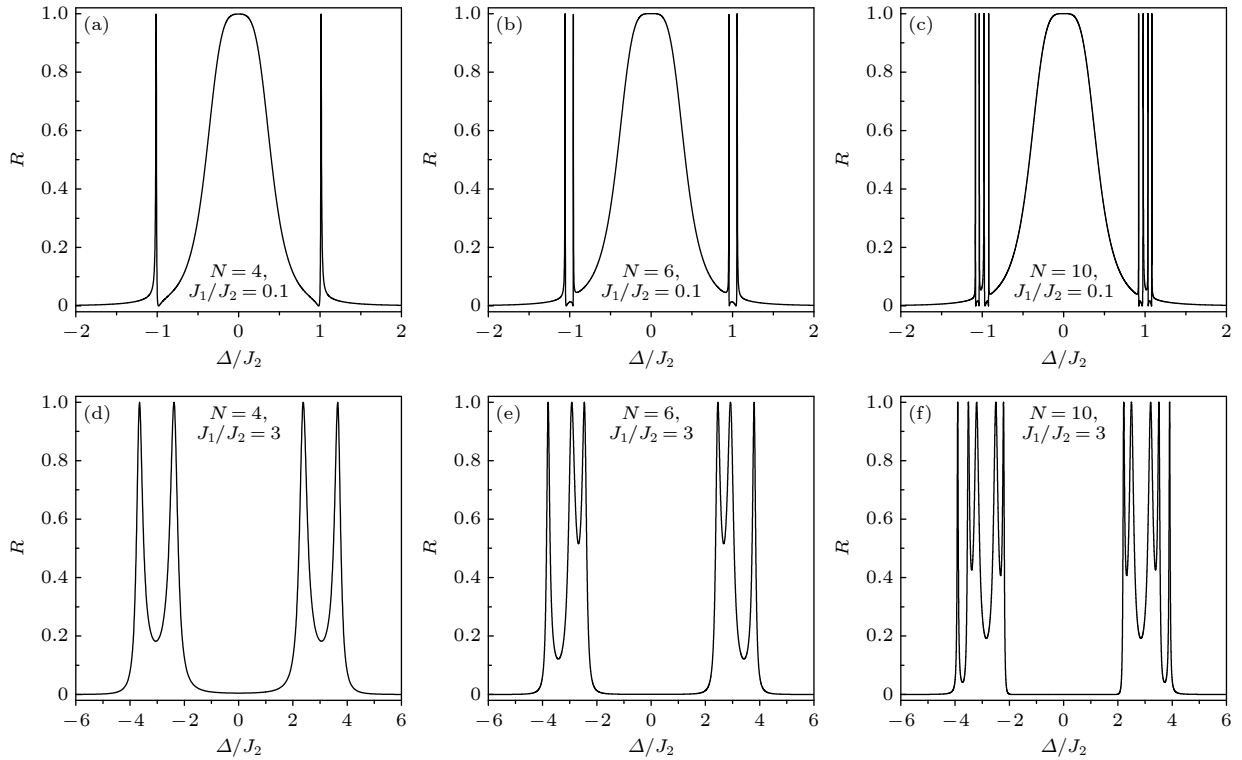


图4 SSH链原子数目对光子反射行为的影响 (a)–(c)和(d)–(f)分别对应 $J_1/J_2 = 0.1$ 和 $J_1/J_2 = 3$ 时,不同原子数目下反射率 R 随失谐 Δ 的变化. 其他参数为 $\Gamma/J_2 = 0.3$, $\theta = \pi/2$

Fig. 4. The effect of the number of atoms in SSH chain on the photon reflection behavior: (a)–(c) and (d)–(f) display the change of the reflection rate R as a function of the detuning Δ for different atomic number when $J_1/J_2 = 0.1$ and $J_1/J_2 = 3$. The other parameters are set as $\Gamma/J_2 = 0.3$, $\theta = \pi/2$.

谱的贡献更为清晰,但受限于体系的有限尺寸,相变点附近的散射变化仍表现为平滑过渡,而非突变.

上述反射峰与有效本征模的辐射性质密切相关. 消去波导自由度后,体系可由有效非厄米哈密顿量描述,其复本征值 $\varepsilon_n = \Omega_n - i\kappa_n$ 给出共振位置 Ω_n 和辐射线宽 κ_n . 有效线宽较小的模式对应弱辐射或亚辐射型通道,并在反射谱中表现为窄峰,这与波导 QED 中亚辐射态决定窄峰散射的物理图像相符^[89]. 不同的是,在本文的拓扑巨原子模型中,仅首尾原子与波导耦合,反射峰还受端点波函数投影和累积相位的调控,因此峰数目并不直接等同于亚辐射态数目,而是由 SSH 链拓扑、端点耦合与波导诱导线宽共同决定.

实际体系中不可避免会存在无序. 这里考虑三类典型的无序: SSH 链内部的耦合强度无序、原子频率无序,以及两耦合点之间的累积相位无序. 参考相关处理无序的研究工作^[77,90],我们在有序参数附近加入随机扰动. 具体处理如下: 对耦合强度无序,将有限 SSH 链中的最近邻耦合取为 $J_\mu \rightarrow J_\mu(1 + \eta_\mu)$, η_μ 在 $[-0.1, 0.1]$ 内随机取值; 对原子频

率无序,将第 j 个原子的频率取为 $\omega_a \rightarrow \omega_a + \epsilon_j$, $\epsilon_j \in [-0.05J_2, 0.05J_2]$; 对累积相位无序,取 $\theta = \pi/2$, 并令 $\theta \rightarrow \theta + \delta\theta$, $\delta\theta \in [-0.1\pi, 0.1\pi]$. 这里 J_μ 表示链中的各条最近邻键. 选取 $J_1/J_2 = 0.1$ 处于深拓扑非平庸区,上述弱至中等强度的无序不会使体系越过拓扑相变点,因此这部分讨论主要关注拓扑反射特征对参数扰动的稳定程度. 下面逐一分析这三类无序对单光子反射行为带来的影响.

图5给出了有序情形与加入无序后反射率 R 随失谐 Δ/J_2 的变化. 从图中可以看到,三类无序都没有破坏 $\Delta = 0$ 附近由近零能边界态通道产生的宽反射结构,说明这部分共振区域的反射特征对中等以下无序具有不错的鲁棒性. 相比之下,非共振区的窄反射峰和反射谷对无序更敏感,出现了峰位移动、展宽以及局部的振荡. 这源于窄峰本身来自体态通道及其与波导耦合形成的干涉,因而对能级位置和相位条件的变化响应更强烈. 比较三类无序的影响,耦合强度无序和原子频率无序主要通过改变 SSH 链的有效本征能级来移动体态峰的位置,对中心宽反射结构的扰动不大; 累积相位无序则直

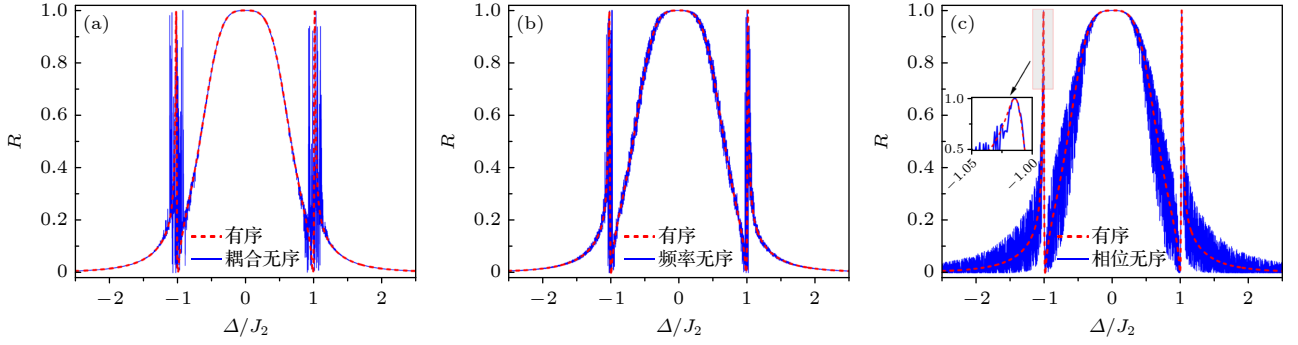


图 5 三类无序对拓扑巨原子反射谱的影响 (a) SSH 链内部耦合强度无序对反射率 R 的影响; (b) 原子频率无序对反射率 R 的影响; (c) 累积相位无序对反射率 R 的影响. 红色虚线对应有序情形, 蓝色实线对应存在相应无序时的反射谱. 其他参数取值为 $J_1/J_2 = 0.1$, $\Gamma/J_2 = 0.5$, $\theta = \pi/2$

Fig. 5. Effects of three types of disorder on the reflection spectra of the topological giant atom: (a) Effect of the hopping-strength disorder in the SSH chain on the reflection rate R ; (b) effect of the atomic-frequency disorder on the reflection rate R ; (c) effect of the accumulated-phase disorder on the reflection rate R . The red dashed curves denote the ordered case, while the blue solid curves denote the reflection spectra in the presence of the corresponding disorder. The other parameters are set as $J_1/J_2 = 0.1$, $\Gamma/J_2 = 0.5$, $\theta = \pi/2$.

接作用于两耦合点间的相干干涉条件, 在反射峰边缘和窄峰附近造成了更明显的起伏. 从这些结果看, 本文拓扑巨原子中的主要散射特征并不要求无序严格为零的理想条件, 在一定范围内仍能保留; 但体态相关的窄共振结构对无序相对敏感.

4 拓扑巨原子调控的单光子反射非互易性

本节探讨单光子散射的非互易性. 考虑 SSH

链中原子存在耗散的情形 ($\gamma \neq 0$), 且两拓扑巨原子-波导耦合强度不等 ($\Gamma_1 \neq \Gamma_2$). 根据 (9) 式、(10) 式、(13) 式、(14) 式, 容易得到 $T = \tilde{T}$, $R \neq \tilde{R}$, 这说明光子的透射是互易的, 而反射存在非互易性. 为了对其定量描述, 引入非互易度 $I = (R - \tilde{R}) / (R + \tilde{R})$, 其中, R 和 $\tilde{R}$ 分别表示单光子由波导左端和右端入射时的反射率.

接下来主要讨论共振点处光子的反射非互易度, 由 (9) 式和 (13) 式可得:

$$I = \frac{4\gamma(\Gamma_2 - \Gamma_1)(J_1^2 + J_2^2 + \gamma^2)[J_1^2 J_2 \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} - \Gamma_1 \Gamma_2 (J_2^2 + \gamma^2) \sin \theta] \sin \theta}{4[\Gamma_1 \Gamma_2 (J_2^2 + \gamma^2) \sin \theta - J_1^2 J_2 \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}]^2 + \gamma^2(\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_1 \Gamma_2 \cos 2\theta)(J_1^2 + J_2^2 + \gamma^2)^2}. \quad (17)$$

由 (17) 式可以看出, 共振光子的非互易度与拓扑巨原子-波导耦合强度、累积相位以及 SSH 链的胞内、胞间耦合强度、原子耗散等参量有关. 根据定义, 当 $I = 0$ (即 $R = \tilde{R}$), 意味着从左右端入射的共振光子反射行为完全相同, 即光子在波导中的传输是互易的. 当 $I \neq 0$ (即 $R \neq \tilde{R}$), 则说明对于两个相反方向输入波导的光子而言, 其反射是非互易的. 特别地, 当 $I = 1$ (即 $\tilde{R} = 0$, $R \neq 0$) 或 $I = -1$ (即 $R = 0$, $\tilde{R} \neq 0$) 时, 非互易度取极值, 这称为完美非互易. 通过分析 (17) 式, 不难得到光子存在非互易的条件: $\gamma \neq 0$, $\Gamma_1 \neq \Gamma_2$, $\sin \theta \neq 0$ 且 $J_1^2 J_2 \neq \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} (J_2^2 + \gamma^2) \sin \theta$. 进一步发现, 当 $\sin \theta = \pm 1$ 时, 即 $\theta = (2n + 1)\pi/2$ (n 为非负整数), 光子可以实现完美非互易.

基于上述分析, 探讨当 $\theta = \pi/2$ 时, 系统各参数对光子反射非互易的影响. 图 6(a) 给出了在共振点处, I 随原子耗散 γ 和胞内与胞间跃迁强度之比 J_1/J_2 的变化. 容易观察到, 三条线将图分为四个不同的非互易度区域, 其中, 黑色点线对应 $I = 0$, 是 $I > 0$ 和 $I < 0$ 的分界线; 其两侧的黑色虚线和白色点虚线分别表示 $I = 1$ 和 $I = -1$. 值得注意的是, 两种完美非互易对应着不同的拓扑相: $I = 1$ 处于 $J_1/J_2 > 1$ (拓扑平庸相) 的区间, $I = -1$ 则处于 $J_1/J_2 < 1$ (拓扑非平庸相) 的区间. 在图 6(b) 和图 6(c) 中展示了两种最大的非互易. 其中图 6(b) 为系统处于拓扑平庸相下的反射曲线图, 可以观察到共振点附近 $R \neq \tilde{R}$, 这意味着光子存在反射非互易, 值得注意的是, 在共振点处 $\tilde{R} = 0$, $R \neq 0$, 这

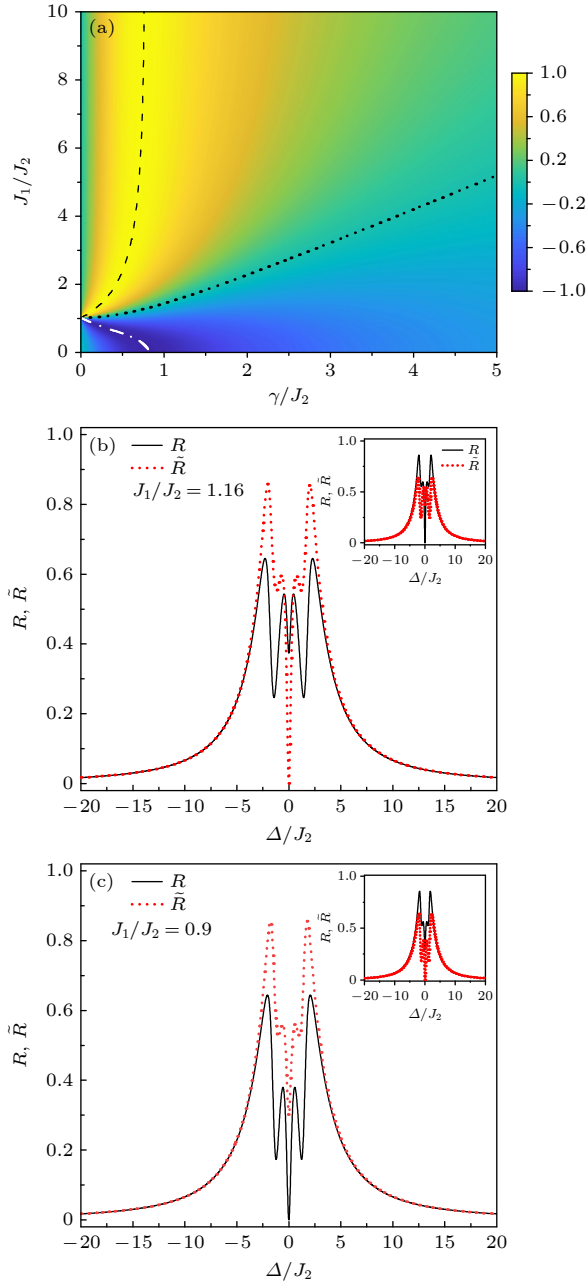


图 6 (a) 非互易度 I 随原子耗散率 γ/J_2 和胞内与胞间耦合强度之比 J_1/J_2 的变化关系; (b), (c) 当 $J_1/J_2 = 1.16$ 和 $J_1/J_2 = 0.9$ 时, 光子从波导左、右端入射的反射率 R , $\tilde{R}$ 随失谐 Δ 的变化曲线, 其中插图展示了交换两拓扑巨原子-波导耦合强度 ($\Gamma_1 \leftrightarrow \Gamma_2$) 后的情形. 其他参数为 $\Gamma_1/J_2 = 0.36$, $\Gamma_2/J_2 = 3$, $\theta = \pi/2$, $\gamma/J_2 = 0.1$.

Fig. 6. (a) The degree of nonreciprocity I as a function of the atomic dissipation rate γ/J_2 and the ratio of intra- to intercell coupling strength J_1/J_2 ; (b), (c) the reflection rate R and $\tilde{R}$ as a function of the detuning Δ for photon incident from the left and the right ports of the waveguide, when $J_1/J_2 = 1.16$ and $J_1/J_2 = 0.9$ respectively. The insets show the cases after exchanging the coupling strengths of two topological giant atoms to the waveguide ($\Gamma_1 \leftrightarrow \Gamma_2$). The other parameters are set as $\Gamma_1/J_2 = 0.36$, $\Gamma_2/J_2 = 3$, $\theta = \pi/2$, $\gamma/J_2 = 0.1$.

表明在 $\Delta = 0$ 处实现了完美非互易. 然而, 我们发现远离共振点区域, 两条曲线几乎重合, 这意味着大失谐下的光子反射是互易的. 图 6(c) 为系统处于拓扑非平庸相下的反射曲线图, 与图 6(b) 类似, 系统在共振点附近表现出非互易特性, 且在共振点处同样实现了完美非互易, 在大失谐情形下, 非互易性消失. 与图 6(b) 不同的是, 此时, 共振光子 $R = 0$, $\tilde{R} \neq 0$. 注意到, 若交换 (17) 式中的 Γ_1 和 Γ_2 , 则从波导左右端入射的共振光子的反射行为发生交换, 插图中展示了该情形, 很明显, 这两条反射曲线进行了互换. 这表明, Γ_1 和 Γ_2 的交换相当于对体系进行了镜像操作, 从而实现了光子反射行为的互换.

接下来, 图 7(a) 展示了累积相位 θ 和耗散 γ 对共振点处光子反射非互易度的影响. 可以看出, 非互易度随 θ 以 2π 为周期变化, 图中出现了四个颜色最深的区域, 这表明存在最大非互易, 根据 (17) 式可以确定这些区域的 θ 值为 $p\pi/2$ ($p = 1, 3, 5, 7$). 还可以看到, 虽然非互易源自原子向外部环境耗散引起的时间反演对称性破缺, 但非互易度并不随 γ 单调变化, 这种非单调行为源于耗散与相干干涉之间的竞争: 当 $\gamma = 0$ 时, 系统缺少不可逆损耗通道, 仅有左右耦合不对称和累积相位一般不足以产生明显的反射非互易响应 [49]; 适当耗散可与左右耦合不对称和累积相位共同作用, 增强方向依赖散射 [91,92]; 但当 γ 过大时, 光子更容易通过原子耗散通道损失到外部环境, 而非通过两耦合点间的相干路径重新辐射回波导 [49], 从而削弱巨原子干涉和耦合不对称引起的反射差异. 因此, 最大非互易度出现在较小但非零的耗散区域. 图 7(b) 对比了 $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = 3\pi/2$ 两种情形下的反射率随 γ 的变化曲线. 当 $\gamma = 0$ 时, 两种情形均有 $R = \tilde{R}$, 表明系统无耗散时光子反射具有互易性; 当 $\gamma \neq 0$ 时, 左、右两端口入射的光子反射曲线不再重合, 意味着系统呈现出非互易特性. 最大非互易出现在较小耗散处, 且相对于 $\theta = \pi/2$ 情形, 当 $\theta = 3\pi/2$ 时, 最大非互易对应的 γ 略大, 这与图 7(a) 结果是一致的. 此外, 该图还反映出反射率对 θ 的依赖在 γ 较小时更为显著; 随着 γ 的增大, 原子耗散逐渐主导系统的光学响应, 不同 θ 下的反射率趋于一致, 进一步印证了图 7(a) 中非互易度随耗散增大而减小的结论.

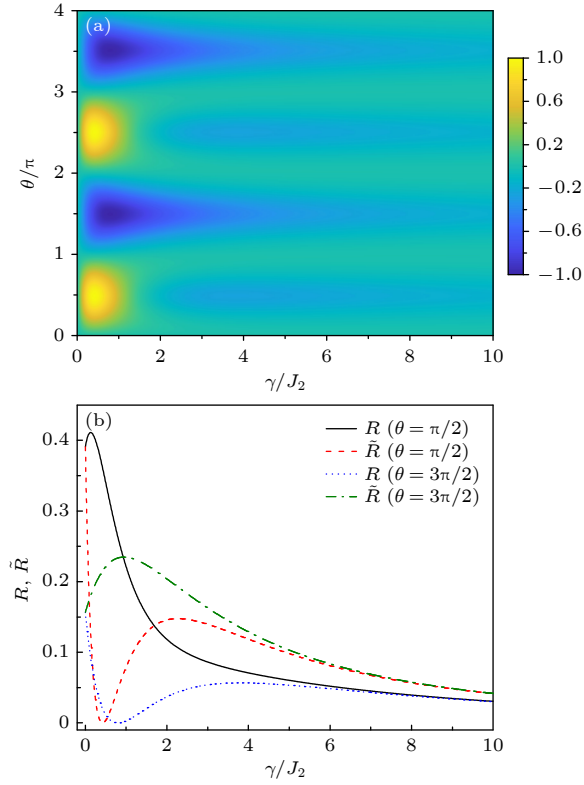


图 7 (a) 非互易度 I 关于原子耗散率 γ/J_2 和累积相位 θ/π 的依赖关系; (b) 在不同累积相位 θ 下, 从左、右两端口入射的光子反射率 $R, \tilde{R}$ 随原子耗散率 γ/J_2 的变化. 其他参数为 $\Gamma_1/J_2 = 0.36$, $\Gamma_2/J_2 = 3$, $J_1/J_2 = 2$, $\Delta = 0$

Fig. 7. (a) Dependence of the degree of nonreciprocity I on the atomic dissipation rate γ/J_2 and the accumulated phase θ/π ; (b) the reflection rate R and $\tilde{R}$ as a function of the atomic dissipation rate γ/J_2 for photon incident from the left and the right ports of the waveguide at the different accumulated phases θ . The other parameters are set as $\Gamma_1/J_2 = 0.36$, $\Gamma_2/J_2 = 3$, $J_1/J_2 = 2$, $\Delta = 0$.

最后需要指出的是, 以上关于反射峰数目与拓扑相关关系的结论适用于偶数 N 情形. 若 N 为奇数, 子晶格不平衡将引入受手征对称性保护的零能模^[86], 且首尾原子位于同一子晶格, 其端点耦合方式与偶数 N 情形不同. 此时非平庸相仅存在单个边界态, 体态数目变为 $N - 1$ 个, 共振点附近的反射结构和非共振峰数目均会相应改变, 需重新建模分析. 尽管如此, 本节揭示的反射非互易性所依赖的物理机制, 原子耗散、左右耦合不对称及非零累积相位在奇数 N 下仍然成立.

5 结 论

本文系统研究了由 SSH 链构成的巨原子耦合一维无限长波导体系中单光子的散射特性. 基于实

空间方法, 推导了散射振幅的解析表达式, 揭示了单光子散射的物理机制. 理论分析表明, 该体系的单光子散射行为由 SSH 链的拓扑性质、光子-原子失谐、拓扑巨原子-波导耦合强度、累积相位以及原子耗散等参数共同决定. 当系统处于无耗散的理想情形时, 通过调控 SSH 链的胞内与胞间跃迁强度之比, 可使系统处于不同的拓扑相. 在此基础上, 共振光子的行为可在完全反射和完全透射之间被连续调控, 这一现象与拓扑链边界态是否存在密切相关; 而非共振处的反射峰则与体态结构有关. 该特性为设计出宽频带隐身或反射型光子器件提供了新的方向. 与此同时, 累积相位不仅能周期性调控光子的散射行为, 还能改变实现完全反射的频率, 充分体现了干涉效应对光子运输的调控能力. 此外, 反射峰的个数由拓扑相和原子个数共同决定: 在拓扑非平庸相下, 非共振峰个数遵循 $N - 2$ 的规律; 而在平庸相下, 非共振峰则遵循 N 的规律. 这一差异的本质是两种拓扑相下系统体态数目不同.

此外, 讨论了耦合强度无序、原子频率无序以及累积相位无序对拓扑巨原子反射谱的影响. 研究发现, 在弱到中等无序范围内, 共振区域附近由近零能边界态通道诱导的宽反射结构能够较好地保持, 反映出该拓扑散射特征对参数扰动并不敏感. 相比之下, 非共振区域中由体态通道及其干涉效应产生的窄反射峰对无序更为敏感, 表现为峰位偏移、展宽或局部振荡. 由此可见, 本文体系中的主要共振散射无需严格有序的理想条件即可维持, 而体态相关的精细散射结构则对无序更为敏感.

当考虑系统处于耗散的一般情形时, 系统表现出反射的非互易性, 而透射保持互易. 理论分析表明, 在特定累积相位下, 通过协同 SSH 链的拓扑性质与原子耗散率, 能够实现完美的非互易反射. 值得注意的是, 非互易性仅出现在共振点附近, 在大失谐情形下, 非互易性消失. 此外, 当交换首尾原子与波导的耦合强度时, 相当于对体系进行了镜像操作, 可实现反射行为的互换; 非互易度随累积相位呈现周期性变化, 且完美非互易反射仅在特定的累积相位下才能实现.

本文的主要物理特色在于: 将有限 SSH 原子链作为一个整体构成拓扑巨原子, 并使其仅通过首尾两个原子与一维连续波导发生非局域耦合. 在这一结构中, SSH 链的拓扑本征态决定了不同拓扑

相下的边界态与体态通道, 而两个空间分离耦合点之间的累积相位则引入了巨原子特有的非局域干涉调控. 因此, 单光子散射不再仅由 SSH 链的能谱决定, 而是受拓扑本征态、累积相位、原子数与耗散共同调控. 本文结果表明, 这种协同机制能够有效调节反射谱及反射非互易性, 并在特定参数下实现共振光子的完美非互易反射.

关于实验实现, 超导量子电路提供了一条较可行的途径. 该平台中人工原子的频率、原子间耦合、与传输线的耦合及非波导耗散均可灵活设计. 已有实验在超导电路中实现了人工巨原子与波导的多点耦合, 并观测到巨原子特有的干涉效应^[19]和局域相位调控^[93], 为本文涉及的累积相位与方向依赖散射提供了技术参考. 在具体实现上, SSH 链的胞内和胞间耦合 J_1 , J_2 可通过可调耦合器或参数调制加以控制; 将首尾原子耦合到同一条蜿蜒传输线的两个分离位置, 即可实现拓扑巨原子的非局域耦合, 累积相位 θ 则通过调节耦合点间距或入射频率改变; 原子耗散率 γ 可借助 Purcell 通道或耗散工程进行调节. 实验中的主要挑战在于同时保持耦合的精确可调性、两耦合点间相位的稳定以及适当的耗散水平, 并避免强退相干对拓扑边界态和干涉效应的破坏. 因此, 本文方案在现有超导波导 QED 技术框架下具备实验可行性.

基于上述结果, 本文为利用拓扑巨原子实现可调控单光子输运提供了一种理论方案. 通过结合 SSH 链的拓扑结构与巨原子的非局域干涉效应, 可以在单光子层面灵活调节反射谱、反射方向性及非互易度. 这一机制为设计高定向性单光子路由器、反射型非互易器件以及可调量子开关提供了可能的途径.

数据可用性说明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00266> 中访问获取.

参考文献

- [1] Shomroni I, Rosenblum S, Lovsky Y, Bechler O, Guendelman G, Dayan B 2014 *Science* **345** 903
- [2] Roy D, Wilson C M, Firstenberg O 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 021001
- [3] Sheremet A S, Petrov M I, Iorsh I V, Poshakinskiy A V,

- Poddubny A N 2023 *Rev. Mod. Phys.* **95** 015002
- [4] Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S 2017 *Nat. Photonics* **11** 543
- [5] Hoi I C, Wilson C M, Johansson G, Palomaki T, Peropadre B, Delsing P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 073601
- [6] Ian H, Liu Y X, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063823
- [7] Lu H, Liu X, Mao D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053803
- [8] Kim N C, Li J B, Yang Z J, Hao Z H, Wang Q Q 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 061110
- [9] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 100501
- [10] Cheng M T, Ma X S, Zhang J Y, Wang B 2016 *Opt. Express* **24** 19988
- [11] Lu J, Zhou L, Kuang L M, Nori F 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013805
- [12] Neumeier L, Leib M, Hartmann M J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063601
- [13] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, Lukin M D 2007 *Nat. Phys.* **3** 807
- [14] Xia K, Lu G, Lin G, Cheng Y, Niu Y, Gong S, Twamley J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043802
- [15] Zheng H, Gauthier D J, Baranger H U 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 090502
- [16] Gustafsson M V, Aref T, Kockum A F, Ekström M K, Johansson G, Delsing P 2014 *Science* **346** 207
- [17] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, Liu Y X, Nori F 2017 *Phys. Rep.* **718** 1
- [18] Andersson G, Suri B, Guo L, Aref T, Delsing P 2019 *Nat. Phys.* **15** 1123
- [19] Kannan B, Ruckriegel M J, Campbell D L, Frisk Kockum A, Braumüller J, Kim D K, Oliver W D 2020 *Nature* **583** 775
- [20] González-Tudela A, Muñoz C S, Cirac J I 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 203603
- [21] Du L, Cai M R, Wu J H, Wang Z, Li Y 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053701
- [22] Wang Z Q, Wang Y P, Yao J, Shen R C, Wu W J, Qian J, You J Q 2022 *Nat. Commun.* **13** 7580
- [23] Wang Z Q, Peng Y P, Wang Y P, You J Q 2026 *Sci. Adv.* **12** eaea6000
- [24] Du L, Zhang Y, Wu J H, Kockum A F, Li Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 223602
- [25] Chai R, Cai G, Xie Q, Wu H, Li Y 2025 *Phys. Rev. A* **112** 033724
- [26] Manenti R, Kockum A F, Patterson A, Behrle T, Rahamim J, Tancredi G, Nori F, Leek P J 2017 *Nat. Commun.* **8** 975
- [27] Kockum A F, Johansson G, Nori F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 140404
- [28] Carollo A, Cilluffo D, Ciccarello F 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043184
- [29] Soro A, Kockum A F 2022 *Phys. Rev. A* **105** 023712
- [30] Du L, Guo L, Li Y 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023705
- [31] Frisk Kockum A, Delsing P, Johansson G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013837
- [32] Wen P Y, Lin K T, Kockum A F, Suri B, Ian H, Chen J C, Hoi I C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 233602
- [33] Vadiraj A M, Ask A, McConkey T G, Nsanzineza I, Chang C S, Kockum A F, Wilson C M 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023710
- [34] Du L, Chen Y T, Zhang Y, Li Y 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 023198
- [35] Guo L, Grimsmo A, Kockum A F, Pletyukhov M, Johansson G 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053821
- [36] Zhu Y T, Xue S, Wu R B, Li W L, Peng Z H, Jiang M 2022 *Phys. Rev. A* **106** 043710

- [37] Qiu Q Y, Wu Y, Lü X Y 2023 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **66** 224212
- [38] Gu W, Li T, Tian Y, Yi Z, Li G X 2024 *Phys. Rev. A* **110** 033707
- [39] Lin S, Zhao X, Xia Y 2026 *Phys. Rev. A* **113** 033705
- [40] Guo L, Kockum A F, Marquardt F, Johansson G 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043014
- [41] Zhao W, Wang Z 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053855
- [42] Wang X, Liu T, Kockum A F, Li H R, Nori F 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 043602
- [43] Xiao H, Wang L, Li Z H, Chen X, Yuan L 2022 *npj Quantum Inf.* **8** 80
- [44] Soro A, Muñoz C S, Kockum A F 2023 *Phys. Rev. A* **107** 013710
- [45] Sun G, Yang Y, Li J, Lu J, Zhou L 2025 *Phys. Rev. A* **111** 033701
- [46] Yu H, Zhang X, Wang Z, Wang J 2025 *Phys. Rev. A* **111** 053710
- [47] Gan S Q, Tian G, Li Z H, Lü X Y 2025 *Phys. Rev. A* **112** 063711
- [48] Han M, Guo L 2026 *Phys. Rev. A* **113** 013716
- [49] Chen Y T, Du L, Guo L, Wang Z, Zhang Y, Li Y, Wu J H 2022 *Commun. Phys.* **5** 215
- [50] Wang C, Ma X S, Cheng M T 2021 *Opt. Express* **29** 40116
- [51] Yin X L, Liu Y H, Huang J F, Liao J Q 2022 *Phys. Rev. A* **106** 013715
- [52] Cai Q Y, Jia W Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 033710
- [53] Feng S L, Jia W Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 063712
- [54] Zhou J, Yin X L, Liao J Q 2023 *Phys. Rev. A* **107** 063703
- [55] Zhang Y Q, Zhu Z H, Chen K K, Peng Z H, Yin W J, Yang Y, Tan L 2022 *Front. Phys.* **10** 1054299
- [56] Wang Y, Li W A, Chen Y 2025 *Phys. Rev. A* **111** 043713
- [57] Li S Y, Zhang Z Q, Du L, Li Y, Wu H 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063703
- [58] Zheng J C, Dong X L, Chen J Q, Hei X L, Pan X F, Yao X Y, Li P B 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063709
- [59] Zhu Z H, Chen K K, Zhang Y Q, Fu X Y, Peng Z H, Lu Z Y, Tan L 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 153202 (in Chinese) [朱中华, 陈可可, 张玉青, 付响云, 彭朝晖, 陆振烟, 谭磊 2025 物理学报 **74** 153202]
- [60] Song Y Y, Zang Y, Lu Y, Liu Z, Ma X S, Cheng M T 2025 *Chin. Phys. B* **34** 124206
- [61] Sun J A, Wang Y, Li W A 2025 *Phys. Rev. A* **112** 033703
- [62] Li H, Zeng R, Hu M, Zhou X, Xu M, Xu J, Yang Y 2026 *Phys. Rev. A* **113** 013731
- [63] Cai G, Lu Y, Ma X S, Cheng M T, Huang X 2023 *Opt. Express* **31** 33015
- [64] Wang Y M, Li J, Lu J, Zhou L 2026 *Phys. Rev. A* **113** 033715
- [65] Legón A R, Miranda M, Orellana P A 2026 *Phys. Rev. A* **113** 063531
- [66] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [67] Raghu S, Haldane F D M 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033834
- [68] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [69] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [70] Ganeshan S, Sun K, Sarma S D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 180403
- [71] Kane C L, Lubensky T C 2014 *Nat. Phys.* **10** 39
- [72] Cheng Q, Pan Y, Wang Q, Li T, Zhu S 2015 *Laser Photonics Rev.* **9** 392
- [73] St-Jean P, Goblot V, Galopin E, Lemaître A, Ozawa T, Le Gratiet L, Sagnes I, Bloch J, Amo A 2017 *Nat. Photonics* **11** 651
- [74] Zhang Y, Nie W, Liu Y X 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 024038
- [75] Liu X, Wang J F, Mao R S, Hu H Z, Zhu S Y, Xu X Q, Cai H, Wang D W 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 193602
- [76] Zhao W, Tian T, Wang Z 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063708
- [77] Nie W, Shi T, Nori F, Liu Y X 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 044041
- [78] Wang D W, Zhao C, Yan Y T, Yang J, Wang Z, Zhou L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 053720
- [79] Wang D W, Zhou L, Liu Y X 2026 *Phys. Rev. A* **113** 013711
- [80] Peng Y P, Jia W Z 2023 *Phys. Rev. A* **108** 043709
- [81] Cheng W J, Wang Z H, Liu Y X 2022 *Phys. Rev. A* **106** 033522
- [82] Zhu H, Yin X L, Liao J Q 2025 *Phys. Rev. A* **111** 023711
- [83] Peng J S, Li G X 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4212
- [84] Gonzalez-Ballester C, Moreno E, Garcia-Vidal F J, Gonzalez-Tudela A 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063817
- [85] Asbóth J K, Oroszlány L, Pályi A 2016 *A Short Course on Topological Insulators* (Budapest: Springer) pp1–22
- [86] Ryu S, Hatsugai Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 077002
- [87] Shen J T, Fan S H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213001
- [88] Qi X L, Wu Y S, Zhang S C 2006 *Phys. Rev. B* **74** 045125
- [89] Ke Y, Huang J, Liu W, Kivshar Y, Lee C 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 103604
- [90] Lu Y W, Liu J F, Jiang H X, Liao Z Y 2024 *Quantum Sci. Technol.* **9** 035019
- [91] Metelmann A, Clerk A A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 021025
- [92] Wang X, Qiu Q Y, Huang K W, Xiong H 2023 *Phys. Rev. A* **108** 063715
- [93] Joshi C, Yang F, Mirhosseini M 2023 *Phys. Rev. X* **13** 021039

Tunable single-photon scattering and reflection nonreciprocity in topological giant atom-waveguide coupled systems*

ZHU Yanfeng¹⁾²⁾ ZHANG Yuqing¹⁾²⁾ PENG Zhaohui¹⁾²⁾ QUAN Haiyan¹⁾²⁾
 JI Beibei¹⁾²⁾ FU Xiangyun¹⁾²⁾ ZHU Zhonghua^{1)2)†} TAN Lei³⁾

1) (*School of Physics and Electronic 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 Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 16 April 2026; revised manuscript received 11 June 2026)

Abstract

This paper investigates single-photon scattering and reflection nonreciprocity in a waveguide-QED system composed of a topological giant atom coupled to a one-dimensional infinite waveguide. The giant atom is formed by a finite Su-Schrieffer-Heeger (SSH) atomic chain, with only its first and last atoms coupled to the waveguide at two spatially separated points. In this configuration, the topological eigenmodes of the SSH chain and the accumulated propagation phase between the two coupling points jointly provide tunable degrees of freedom for manipulating single-photon transport. Using a real-space approach, we derive analytical expressions for the scattering amplitudes of a single photon incident from either the left or the right side of the waveguide. Based on these results, we systematically analyze the influence of the SSH topological phase, the accumulated phase, the number of atoms, atomic dissipation, and disorder on the scattering spectra.

The results reveal that the reflection of resonant photons can be continuously tuned by changing the ratio of the intracell to intercell coupling strengths in the SSH chain. In the topologically nontrivial phase, the broad reflection structure around resonance is predominantly associated with an edge-state-related scattering channel, whereas the sharp reflection peaks in the non-resonant region originate from bulk-state modes. Increasing the number of atoms in the SSH chain leads to more bulk-state-related reflection peaks, providing a direct means to engineer the spectral structure. The accumulated phase between the two coupling points not only shifts the frequencies of completely reflected photons but also periodically modulates the entire reflection spectrum. Furthermore, we examine the influence of three typical types of disorder: hopping-strength disorder, atomic-frequency disorder, and accumulated-phase disorder. The broad reflection structure near resonance is found to be relatively robust against these disorders, while the narrow bulk-state-related reflection peaks are more sensitive to parameter fluctuations.

When atomic dissipation and asymmetric waveguide couplings are included, the system exhibits pronounced reflection nonreciprocity, even though the transmission remains reciprocal. At specific accumulated phases, perfect nonreciprocal reflection for resonant photons can be achieved by jointly tuning the SSH topological parameter and the atomic dissipation rate. This nonreciprocal response is also periodically controlled by the accumulated phase. These findings reveal the cooperative role of topological edge modes and giant-atom interference in single-photon transport, offering a theoretical route toward designing tunable nonreciprocal quantum devices and enabling directional photon manipulation in quantum networks.

Keywords: waveguide-quantum electrodynamics, topological giant atom, single-photon scattering, nonreciprocity

DOI: [10.7498/aps.75.20260530](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260530)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260530](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260530)

* 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, 11405052).

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



拓扑巨原子-波导耦合系统中单光子散射的调控与反射非互易性

朱炎凤 张玉青 彭朝晖 全海燕 纪贝贝 付响云 朱中华 谭磊

Tunable single-photon scattering and reflection nonreciprocity in topological giant atom-waveguide coupled systems

ZHU Yanfeng ZHANG Yuqing PENG Zhaozhui QUAN Haiyan JI Beibei FU Xiangyun ZHU Zhonghua TAN Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 160301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260530

CSTR: 32037.14.aps.75.20260530

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260530>

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

Single-photon scattering in a two-level giant atom-dual waveguide coupled system based on local coupling phase regulation
物理学报. 2025, 74(15): 153202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250505>

人工规范场调控下的单光子散射

Single-photon scattering under control of artificial gauge field
物理学报. 2025, 74(8): 084205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250021>

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>

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>

非厄米双势阱中自旋-轨道耦合玻色原子的非互易Floquet隧穿动力学

Nonreciprocal Floquet tunneling dynamics of spin-orbit-coupled bosonic atoms in non-Hermitian double-well potentials
物理学报. 2026, 75(11): 104701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260222>

非互易拓扑光子学

Non-reciprocal topological photonics
物理学报. 2024, 73(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850>