

一维耦合腔晶格中磁子-光子拓扑相变 和拓扑量子态的调制*

李锦芳¹⁾ 何东山¹⁾ 王一平^{2)†}

1) (咸阳师范学院物理与电子工程学院, 咸阳 712000)

2) (西北农林科技大学理学院, 杨凌 712100)

(2023年9月18日收到; 2023年10月30日收到修改稿)

本文提出了基于耦合腔的一维晶格理论方案, 其中每个晶胞包含微波腔光子和磁子, 通过调控磁子与微波光子的耦合来研究系统中的拓扑相变和拓扑量子通道. 首先, 分析了在奇偶晶格数情况下, 系统能谱和边缘态的特征, 并发现边缘态分布可以展示反转过程, 可以实现多通道拓扑量子态传输; 其次, 考虑存在缺陷和无序的扰动, 发现它们在较小值范围内, 可以使能带产生波动和翻转现象, 但边缘状态对其是鲁棒的, 这表明边缘态受到系统的拓扑保护. 该研究结果为研究拓扑磁子-光子提供了一条新途径, 将在量子信息处理中有着广阔的应用前景.

关键词: 量子光学, 腔量子电动力学, 拓扑绝缘体, 量子态

PACS: 42.50.-p, 42.50.Pq, 03.65.Vf, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.73.20231519

1 引言

拓扑绝缘体是一种新的物质形态, 自从被发现以来就引起了研究者的极大兴趣^[1,2]. 与传统绝缘体不同, 拓扑绝缘体具有独特的性质, 比如其内部可以显示绝缘体特征, 而其表面呈现导体特性^[3,4]. 此外, 拓扑绝缘体的能带中, 价带和导带之间存在能隙, 而能隙中存在边缘态^[5,6]. 特别地, 在拓扑结构中边缘态, 才能使拓扑绝缘体呈现导体特征, 并且边缘状态受到能隙的保护, 对于无序和缺陷是鲁棒的^[7,8]. 基于上述优势, 在凝聚态物理、原子、分子和光学物理领域提出了许多理论模型和实验方案, 如石墨烯^[9]、冷原子晶格^[10-12] 和非对角双色光学晶格^[13] 等. 尤其是, 一维 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型是最简单的拓扑绝缘体结构之

一^[14,15], 它可以展现丰富的拓扑现象, 例如拓扑相变和边缘态^[16]、拓扑不变量^[17] 和非厄米体边界^[18].

微纳米制造工艺的成熟促进了光学微腔系统的不断发展, 并且展现出很小的模式体积和高的品质因子. 例如, 法布里-珀罗谐振腔 (Fabry-Pérot cavity, F-P 腔) 系统^[19,20], 一般是由两片反射率极高的镜组成. 特别地, 可以通过操控腔内电场的强度, 使单个光子被局域在非常小的空间中, 从而与单个原子的跃迁过程发生耦合, 通常把这些系统称为腔量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 系统, 可以应用在量子光学、量子信息处理和量子模拟等领域^[21-25]. 目前, 腔 QED 系统成为研究光与物质相互作用最基本的物理系统之一, 并且已经展现了许多有趣的量子效应, 比如诱导原子自发辐射反转^[26]、操控光子-原子量子纠缠^[27] 和调控光场与原子的量子态^[28] 等. 另一方面, 腔 QED

* 陕西省教育厅专项科学研究计划 (批准号: 23JK0713)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2023-JC-YB-020) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2452020019, 2452022027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ypwang2019@nwfafu.edu.cn

系统不仅对量子力学的基本原理进行了验证,而且可以构建各种微型光量子器件、量子信息处理平台.近年来,腔 QED 产生了一个新的分支,即腔磁力学系统^[29-31],基于磁子 (yttrium iron garnet, YIG) 与微波腔光子的共振耦合形成杂化态-磁光极化子 (magnon-polariton),其中磁子具有独特的优势,例如丰富的磁性非线性、低阻尼率和高自旋密度^[32].通过磁偶极与微波光子相互作用,耦合强度可达到超强耦合,为研究强耦合的物理效应提供新平台^[33,34].最近的相关文献又研究了有许多有趣的现象,如磁子暗模^[35]、高阶磁性例外点^[36]、PT-对称^[37]、双稳态^[38]、磁-光-声纠缠^[39].因此,受上述文献的启发^[29-43],我们提出使用腔 QED 和磁子来构造拓扑结构,并研究其中的拓扑相变和拓扑通道,这为构建可扩展量子网络提供了可行性蓝图.

本文提出了基于耦合腔构建的一维晶格方案,其中每个晶胞包含微波腔光子和磁子,通过调节磁子与微波光子的耦合参数,分析其中拓扑相变和拓扑量子通道.首先,在奇偶晶格数情况下,讨论了系统能谱和边缘态的特征,发现边缘状态分布发生了一个反转过程,这可以实现多通道拓扑量子态传输.其次,当无序和缺陷的扰动存在时,研究其对系统拓扑特性的影响;当无序和缺陷强度较小时,发现系统受到拓扑保护,使边缘态对其具有鲁棒性.相反,无序和缺陷强度较大时,能带分布被破坏,将会变得无序和混乱.

2 模型和哈密顿量

如图 1(a) 所示,本文提出的一维耦合腔晶格系统包含 N 个晶胞, J_n 是晶胞 a_{n-1} 和 a_n 之间的耦合参数.如图 1(b) 所示,每个晶胞由 F-P 腔和磁子组成,磁子可以看作具有大量自旋集合的磁球(如直径 250 μm 的 YIG 球体).其中,沿 z 方向施加磁场 H ,可以使磁子模式与腔场模式耦合,同时其耦合强度可以被外部磁场调控.因此,一维耦合腔晶格系统的哈密顿量表示为 ($\hbar = 1$)

$$H = H_{ma} + H_{aa}, \quad (1)$$

其中, H_{ma} 表示晶胞内部腔场模式和磁子模式的哈密顿量, H_{aa} 表示晶胞近邻腔场模式之间的耦合,两者可以分别描述为

$$H_{ma} = \sum_n \omega_a^n a_n^\dagger a_n + \omega_m^n m_n^\dagger m_n + g_n (a_n^\dagger + a_n)(m_n^\dagger + m_n), \quad (2)$$

$$H_{aa} = \sum_n^{N-1} J_n (a_n^\dagger a_{n+1} + a_n a_{n+1}^\dagger), \quad (3)$$

其中, a_n (a_n^\dagger) 和 m_n (m_n^\dagger) 分别是腔场模式和磁子模式的湮灭(产生)算符, ω_a^n 和 ω_m^n 分别是腔和磁子的谐振频率, g_n 是磁子和腔场的耦合强度.利用 $e^{-iH_0 t}$ ($H_0 = \sum_n \omega_a^n a_n^\dagger a_n + \omega_m^n m_n^\dagger m_n$, $\omega_a^n = \omega_m^n$) 作变换,使哈密顿量 H 转换到相互作用绘景中,并且考虑旋转波近似 ($g_n (a_n^\dagger + a_n)(m_n^\dagger + m_n)$ 变成 $g_n (a_n^\dagger m_n + a_n m_n^\dagger)$, $\omega_a^n, \omega_m^n \gg g_n$),那么哈密顿量可以表示为

$$H_1 = \sum_n g_n (a_n^\dagger m_n + a_n m_n^\dagger) + \sum_n^{N-1} J_n (a_n^\dagger a_{n+1} + a_n a_{n+1}^\dagger). \quad (4)$$

为了进一步研究其中的晶格拓扑物理特性,文中设置参数: $J_{n \in \text{even}} = t(1 - J \cos \phi)$, $J_{n \in \text{odd}} = t(1 + J \cos \phi)$, $g_n = t(1 + g \cos \phi)$, 相位 ϕ 在 $[0, 2\pi]$ 范围内的循环调制, $g(J)$ 是循环调制的强度.特别是,耦合参数 g_n 可以通过调整磁场的方向或磁子在腔内的位置来调控.另外,由于磁子具有极大的自旋密度,这可以增强强磁子与腔场的耦合.为了便于讨论,将 $t = 1$ 设为能量单位,系统的哈密顿量

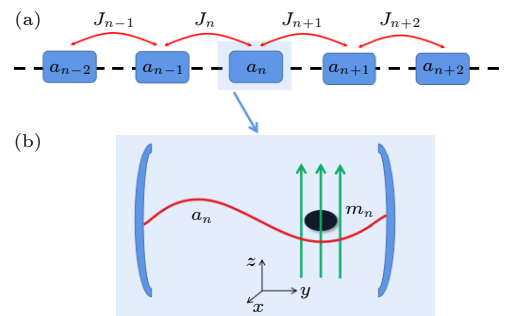


图 1 (a) 一维耦合腔晶格模型图, J_n 是晶胞 a_{n-1} 和 a_n 之间的耦合; (b) a_n 和 m_n 分别表示腔场和磁子的模式,其中沿腔 z 方向施加磁场 H ,可以使磁子模式与腔场模式耦合

Fig. 1. (a) Schematic of the one-dimensional coupled cavity lattice system, J_n is the coupling strength between cavities a_{n-1} and a_n ; (b) a_n and m_n represent the modes of the cavity field and the magnon, an uniform bias magnetic field (H along the z direction) that establishes the magnon-photon coupling.

可以改写为

$$\begin{aligned}
 H_2 = & \sum_n (1 + g \cos \phi) (a_n^\dagger m_n + a_n m_n^\dagger) \\
 & + \sum_{n \in \text{even}}^{N-1} (1 - J \cos \phi) (a_n^\dagger a_{n+1} + a_n a_{n+1}^\dagger) \\
 & + \sum_{n \in \text{odd}}^{N-1} (1 + J \cos \phi) (a_n^\dagger a_{n+1} + a_n a_{n+1}^\dagger). \quad (5)
 \end{aligned}$$

基于上述哈密顿量的分析与讨论, 研究系统中的晶格物理特征, 并且深入探究其中所具有的拓扑性质, 进一步展现其丰富的拓扑绝缘体特性.

3 结果与讨论

3.1 奇偶晶格能谱特征

目前, 研究人员在拓扑绝缘体研究领域中, 通过构建不同类型的拓扑结构, 可以展现许多新奇的拓扑特征. 也就是说, 拓扑特征与系统的结构特征密切相关, 例如, 不同的结构特征会表现出不同的拓扑相变和边缘态模式. 因此, 可以构建不同的结构系统, 来实现一些新的拓扑量子器件. 首先, 考虑奇数和偶数晶格的情况下, 分析和讨论一维耦合腔晶格中能谱特征.

在图 2 中, 当晶格数 $n = 36$ 时, 通过调整参数

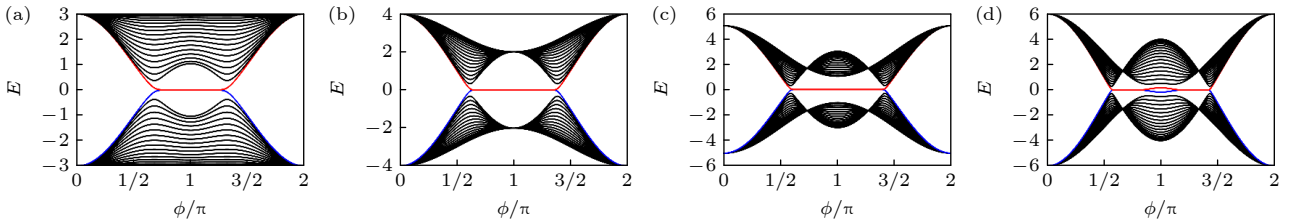


图 2 $n = 36$ 时, 系统能谱与相位 ϕ 的关系图, 其中红色和蓝色线条是系统的两个边缘态模式 (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$. 其他参数为 $J = 1$, $\phi \in [0, 2\pi]$

Fig. 2. Energy spectrum of the system via the phase ϕ , the red and blue lines are the two edge state modes of the system at $n = 36$: (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$. Other parameters are set as $J = 1$ and $\phi \in [0, 2\pi]$.

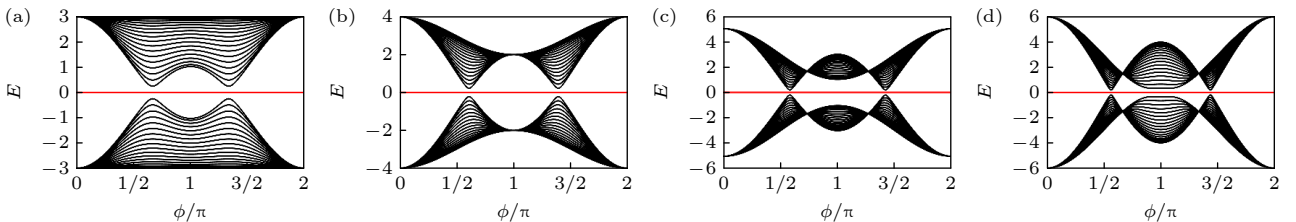


图 3 $n = 37$ 时, 系统能谱与相位 ϕ 的关系图, 其中红色线条是系统零模边缘态 (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$. 其他参数为 $J = 1$, $\phi \in [0, 2\pi]$

Fig. 3. Energy spectrum of the system via the phase ϕ , the red line is the zero mode edge state of the system, $n = 37$ sites: (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$. Other parameters are set as $J = 1$ and $\phi \in [0, 2\pi]$.

g , 绘制了系统的能谱与相位 ϕ 的物理图像, 其中蓝色和红色线条的边缘态定义为 $|\psi_{\text{blue}}\rangle$ 和 $|\psi_{\text{red}}\rangle$, 相对应的能量本征值为 E_{blue} 和 E_{red} , 即 $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$. 如图 2(a) 所示, 可以发现当参数 $g = 0$ 时, 系统的能谱呈现两个能带, 在 $\phi \in (\pi/2, 3\pi/2)$ 位置存在两个简并的零模边缘态模式, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $(3\pi/2, 2\pi)$ 位置存在能隙 $\delta E \neq 0$. 不同于图 2(a), 当参数 g 逐渐增加时, 在 $\phi = \pi$ 位置上下能带发生压缩变化, 但边缘态简并模式保持不变, 如图 2(b) 所示. 从图 2(c) 可以看出, 当参数 g 达到阈值时, 在 $\phi = \pi$ 位置上下能带凹凸起伏, 并且随着 g 的增大而增加. 此外, 当参数 g 超过阈值时, 可以清楚地看到在 $\phi = \pi$ 位置, 两个简并的边缘态存在间隙, 如图 2(d) 所示.

另外可以看到, 系统的能带具有对称性, 并且能隙中的边缘态具有时间反演对称性, 这些使系统具有一定拓扑保护. 同时也注意到, 系统能谱的极大值、翻转和周期都发现改变, 边缘态的区域有所扩展和延伸. 与晶格偶数不同, 当选择奇数 $n = 37$ 晶格时, 如图 3 所示, 发现在能谱中只有一个零模边缘态模式, 并且不会随参数 g 的调制而变化, 但能带的变化与图 2 一致.

为了进一步分析和探究系统能谱与参数 g 的关系, 在此选择相位 $\phi = \pi$, 绘制系统能谱与晶格

数的物理图像. 在图 4(a)–(d) 中, 选取晶格数 $n = 36$, 可以清楚地发现两个简并边缘态模式与上下能带的间隙, 可以通过调制参数 g 来调控. 在图 4(e)–(h) 中, 选取晶格数 $n = 37$, 边缘态与上下能带之间的间隙也可以被调制. 此外, 与图 2 和图 3 相比较, 可以看到在相位 $\phi = \pi$ 点, 系统能谱的变化相同, 并且该结论与前面的一致. 综上所述, 奇偶晶格拓扑特性的物理机制可以这么解释: 一方面源于系统的边界条件发生改变, 从而引起拓扑性质的差异; 另一方面基于调控参数 g , 可以改变晶格间的耦合, 从而诱导系统展现不同的拓扑特征, 同时系统的拓扑相变和拓扑通道可以被操纵.

3.2 调控边缘态的分布

根据上面的讨论, 接下来分析奇晶格数边缘态模式的状态分布. 图 5 绘制了边缘态模式 (第 19 模式) 的分布. 如图 5(a) 所示, 当 $\phi = 0.7\pi$ 时, 边缘态 (红色) 占据最左边腔的概率最大; 当 $\phi = 1.5\pi$ 时, 从边缘态的分布可以看出, 边缘态 (蓝色) 占据

最右边腔的概率最大. 研究结果说明, 通过调控相位 ϕ , 可以使边缘态的分布发生改变, 即占据最右边腔或者最左边腔. 也就是说, 相位 ϕ 周期性地变化时, 边缘态的分布可以展现周期性的相变, 从而实现连续从左到右或从右到左的相变.

此外, 图 5(b) 绘制了不同参数 g 情况下的边缘态分布. 当 $g = 0$ 时, 发现边缘态 (红色) 分布从右到左逐渐减小. 然而, 当 $g = 1$ 时, 边缘态 (蓝色) 分布从左到右逐渐减小. 根据以上分析, 得知边缘分布经历了一个反转过程, 边缘态模式占据最左 (右) 边腔转移到最右 (左) 边腔, 这实现了边缘态模式的交换和传递转换, 可用于量子信息处理.

另一方面, 根据前面关于参数 g 的讨论, 它可以影响系统的拓扑性质. 在该系统中, 通过控制外部磁场来调节参数 g 的大小, 从而可以操纵系统的拓扑通道和拓扑相变. 接下来, 考虑参数 g 对该系统的边缘态分布的影响. 图 6 绘制了在 $n = 37$ 晶格的情况下, 边缘态的分布与参数 g 和相位 ϕ 的关系. 如图 6(a) 所示, 当参数 $g = 0$ 时, 在参数

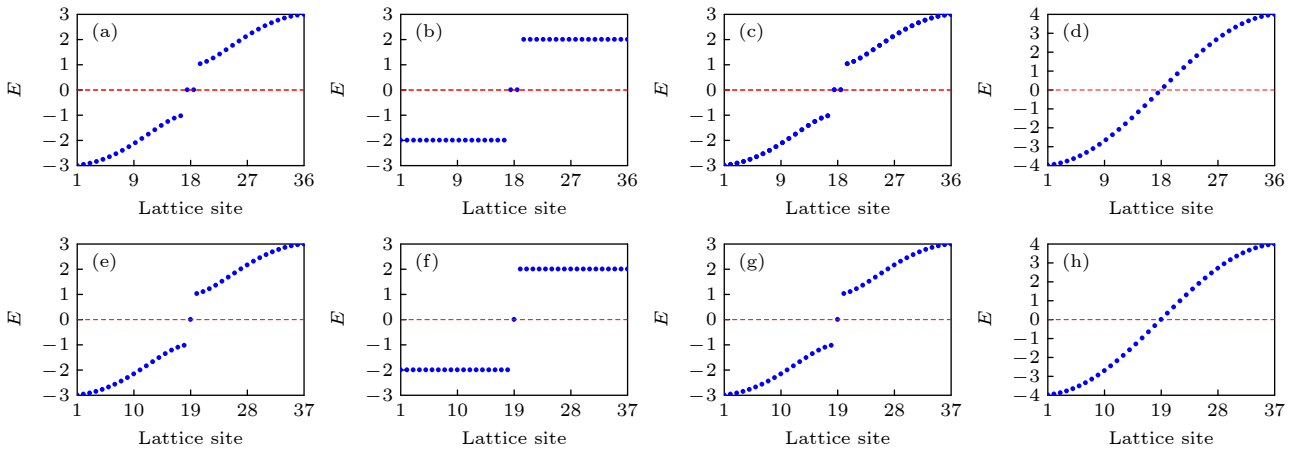


图 4 系统能谱与晶格数关系图 (a)–(d) $n = 36$, $g = 0, 1, 2, 3$; (e)–(h) $n = 37$, $g = 0, 1, 2, 3$. 其他参数为 $J = 1$, $\phi = \pi$

Fig. 4. Energy spectrum of the system via the lattice numbers: (a)–(d) $n = 36$, $g = 0, 1, 2, 3$; (e)–(h) $n = 37$, $g = 0, 1, 2, 3$. Other parameters are set as $J = 1$ and $\phi = \pi$.

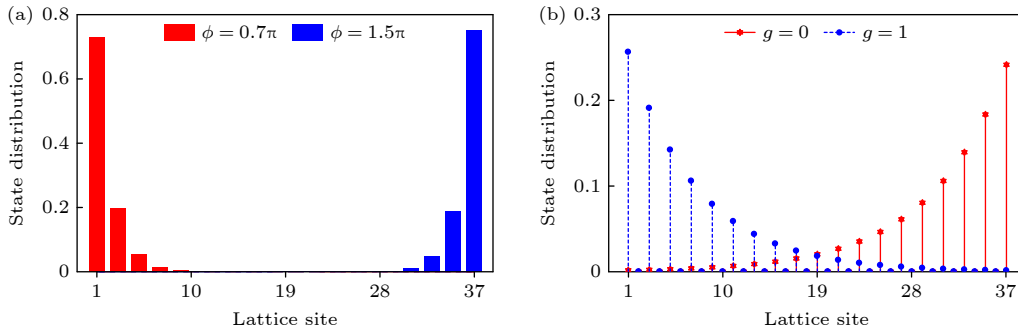


图 5 $n = 37$ 时, 边缘态 (第 19 模式) 的概率分布图 (a) $\phi = 0.7\pi, 1.5\pi$, $g = 1$, $J = 1$; (b) $\phi = 1.37\pi$, $g = 0, 1$, $J = 1$

Fig. 5. State distribution of the 19 mode is plotted at $n = 37$: (a) $\phi = 0.7\pi, 1.5\pi$, $g = 1$, $J = 1$; (b) $\phi = 1.37\pi$, $g = 0, 1$, $J = 1$.

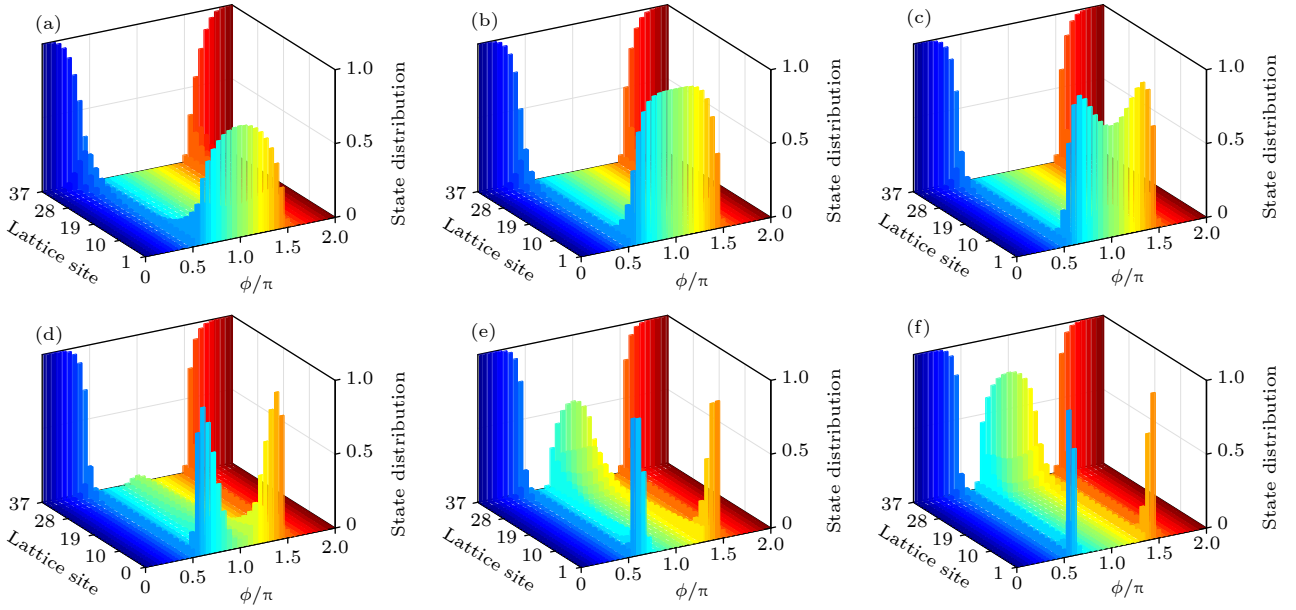


图6 边缘态概率分布与晶格数和相位 ϕ 的关系图 (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$; (e) $g = 4$; (f) $g = 5$. 其他参数为 $n = 37$, $J = 1$

Fig. 6. State distribution of edge state via the lattice numbers and the phase ϕ : (a) $g = 0$; (b) $g = 1$; (c) $g = 2$; (d) $g = 3$; (e) $g = 4$; (f) $g = 5$. Other parameters are set as $n = 37$ and $J = 1$.

$\phi \in [0, \pi/2]$ 和 $[3\pi/2, 2\pi]$ 的区域中, 可以发现边缘态位于第 37 个腔中. 此外, 在参数 $\phi \in [\pi/2, 3\pi/2]$ 的区域中, 边缘态分布在第 1 个腔中. 然而, 当参数 g 逐渐增加时, 如图 6(b)–(f) 所示, 边缘态的分布发生了变化, 可以清楚地看到 $[\pi/2, 3\pi/2]$ 区域中部分的边缘态从第 1 个腔转移到第 37 个腔中. 根据上述讨论, 发现参数 g 可以控制系统边缘态的分布, 使系统可以呈现多个拓扑量子态转移通道. 此外, 该结论可以推广到其他类似的系统, 来实现多通道量子信息传输.

3.3 缺陷和无序的扰动

实验中, 不可能消除一些固有的内在或外在因素对系统拓扑性质的影响, 比如系统的缺陷和无序可能会影响系统的拓扑特征. 因此, 有必要分析这些因素的影响. 为了讨论缺陷对系统的影响, 引入缺陷产生的电势 W , 从而进一步考虑随机缺陷 W_r 对系统的影响, 那么系统随机缺陷的哈密顿量可以表示为

$$H_r = \sum_n W_r (a_n^\dagger m_n + a_n m_n^\dagger) + \sum_n^{N-1} W_r (a_n^\dagger a_{n+1} + a_n a_{n+1}^\dagger). \quad (6)$$

接下来, 绘制系统能谱与相位 ϕ 和随机缺陷的关系图, 分析系统边缘态的变化情况. 正如如图 7 所示, 当考虑随机缺陷的存在时, 系统的能带将具有波动效应. 如果随机缺陷势较小, 则可以区分系统的能带, 并且边缘状态保持不变. 然而, 当势 W_r 超过一定范围时, 能带结构被破坏并变得混乱, 边缘态淹没在能带中. 换句话说, 当随机缺陷势较小时, 系统的边缘态对其具有鲁棒性, 但随机缺陷势较大时, 能带的波动将增强, 边缘态将淹没在能带中.

另外, 系统的无序程度源于晶格之间耦合强度的波动, 例如, 晶格 a_n 和 a_{n-1} 之间的耦合 J_n , 晶格内 a_n 和 m_n 之间的耦合 g_n . 为了计算和分析讨论, 引入无序参数 δ , 并把耦合参数重新表示为 $g_n + \delta$ 和 $J_n + \delta$, 进一步分析系统的无序作用对能谱和边缘态的影响程度. 如图 8(a) 所示, 当无序参数 $\delta = \pm 0.3$ 时, 可以发现系统的上下能带发生改变. 例如, 当 $\delta = -0.3$ 时, 能带发生反转, 边缘态区域得到扩展; 然而, 当 $\delta = 0.3$ 时, 能带宽度有所增加, 边缘态区域遭受压缩. 为了更具体分析和讨论, 在图 8(b) 和图 8(c) 中分别绘制了无序参数 δ 增加和减小情况下, 发现结果和前面讨论的一致. 此外, 从能谱可以看出, 上能带和下能带分别向上和向下移动, 但边缘态受影响非常小, 这表明边缘状态对于无序是鲁棒的, 其受到系统拓扑结构的保护.

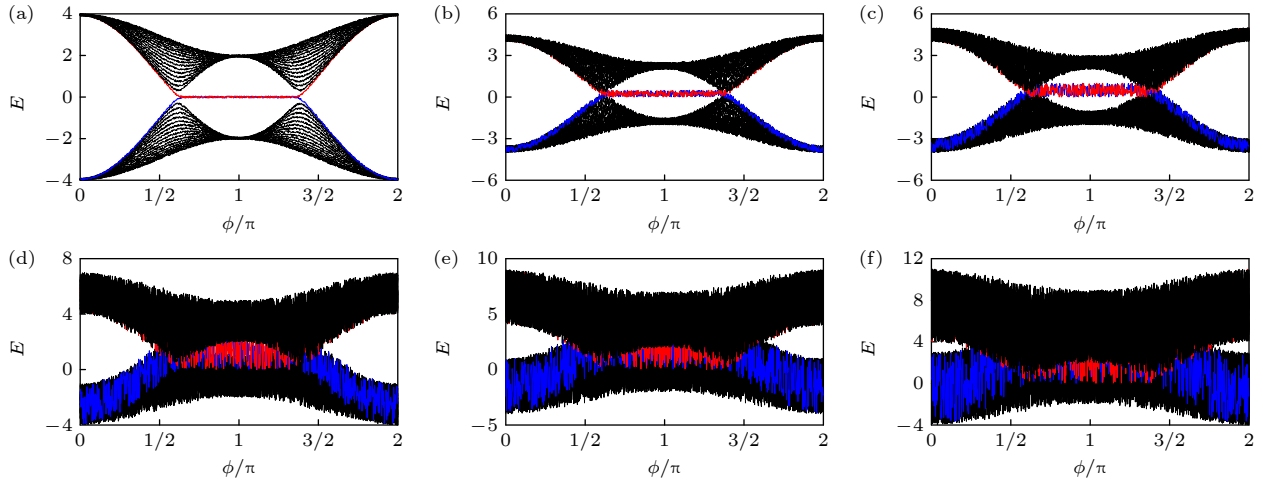


图7 系统能谱与相位 ϕ 和随机缺陷的关系图 (a) $W_r = 0.1$; (b) $W_r = 0.5$; (c) $W_r = 1$; (d) $W_r = 3$; (e) $W_r = 5$; (f) $W_r = 7$. 其他参数参考图2(b)

Fig. 7. Energy spectrum as a function of the phase ϕ for different degrees of defect: (a) $W_r = 0.1$; (b) $W_r = 0.5$; (c) $W_r = 1$; (d) $W_r = 3$; (e) $W_r = 5$; (f) $W_r = 7$. Other parameters are set as Fig. 2(b).

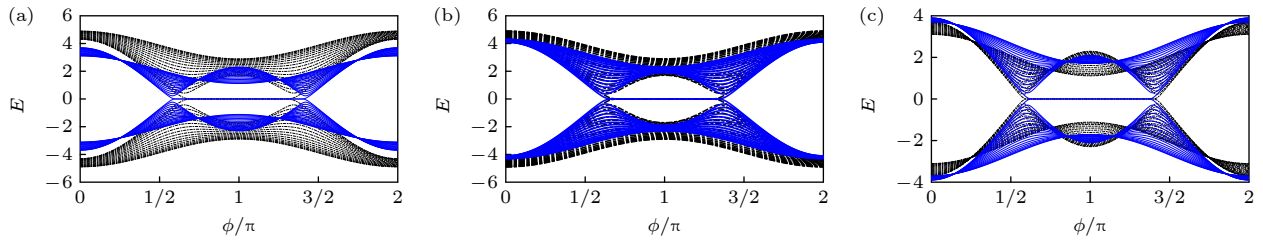


图8 系统能谱与相位 ϕ 和无序的关系图 (a) $\delta = -0.3$ (蓝色实线), $\delta = 0.3$ (黑色虚线); (b) $\delta = 0.1$ (蓝色实线), $\delta = 0.3$ (黑色虚线); (c) $\delta = -0.1$ (蓝色实线), $\delta = -0.3$ (黑色虚线). 其他参数参考图2(b)

Fig. 8. Energy spectrum as a function of the phase ϕ for different degrees of disorder and the dissipation: (a) $\delta = -0.3$ (blue line), $\delta = 0.3$ (black dotted line); (b) $\delta = 0.1$ (blue line), $\delta = 0.3$ (black dotted line); (c) $\delta = -0.1$ (blue line), $\delta = -0.3$ (black dotted line). Other parameters are set as Fig. 2(b).

4 结论

本文提出了一种基于耦合腔的一维晶格方案, 其中每个晶胞由微波腔光子和磁子组成, 通过调控磁子外部磁偏置量, 可以调整磁子-光子的耦合强度, 从而对系统中的拓扑相变和拓扑量子通道进行了分析与讨论. 研究结果发现, 奇偶晶格数的能谱具有不同的特征, 而这源于边界条件的差异; 通过调控耦合参数, 边缘态分布可以呈现一个反转过程, 这可以实现多通道拓扑量子态传输和存储的目的. 此外, 在考虑了缺陷和无序的扰动下, 发现边缘态对其具有鲁棒性, 这展现了系统对边缘状态的拓扑保护. 因此, 本文的方案为研究磁子-光子拓扑性质开辟了一条新的途径, 并对未来拓扑量子信息处理提供了蓝图.

参考文献

[1] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057

- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
 [3] Bansil A, Lin H, Das T 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021004
 [4] Chiu C K, Teo J C Y, Schnyder A P, Ryu S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035005
 [5] Xu Z, Zhang Y, Chen S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013606
 [6] Li L, Xu Z, Chen S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 085111
 [7] Li L, Chen S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 085118
 [8] Mei F, Zhu S L, Zhang Z M, Oh C H, Goldman N 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013638
 [9] Ge L, Wang L, Xiao M, Wen W, Chan C T, Han D 2015 *Opt. Express* **23** 21585
 [10] Lin Y J, Compton R L, Jiménez-García K, Porto J V, Spielman I B 2009 *Nature* **462** 628
 [11] Jiménez-García K, LeBlanc L J, Williams R A, Beeler M C, Perry A R, Spielman I B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 225303
 [12] Mei F, You J, Zhang D, Yang X C, Fazi R, Zhu S L, Kwek L C 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063638
 [13] Ganeshan S, Sun K, Das Sarma S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 180403
 [14] Wray L A, Xu V, Xia Y, Hsieh D, Fedorov A V, SanHor Y, Cava R J, Bansil A, Lin H, Hasan M Z 2011 *Nat. Phys.* **7** 32
 [15] Malki M, Uhrig G S 2017 *Phys. Rev. B* **95** 235118
 [16] Mei F, You J B, Nie W, Fazio R, Zhu S L, Kwek L C 2015 *Phys. Rev. A* **92** 041805
 [17] Mei F, Xue Z Y, Zhang D W, Tian L, Lee C, Zhu S L 2016

Quantum Sci. Technol. **1** 015006

- [18] Cao J, Yi X, Wang H F 2020 *Phys. Rev. A* **102** 032619
- [19] Stehle P 1970 *Phys. Rev. A* **2** 102
- [20] Nathan M I, Fowler A B, Burns G 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 152
- [21] Haroche S, Kleppner D 1989 *Phys. Today* **42** 24
- [22] Walther H, Varcoe B T, Englert B G, Becker T 2006 *Rep. Prog. Phys.* **69** 1325
- [23] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Chin. Phys. B* **28** 014202
- [24] Huang S M, Agarwal G S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033830
- [25] Wang Y P, Wang H 2023 *Quantum Inf. Process.* **22** 386
- [26] Sanchez-Mondragon J J, Narozhny N B, Eberly J H 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 550
- [27] McConnell R, Zhang H, Hu J, Cuk S, Vuletic V 2015 *Nature* **519** 439
- [28] Lukin M D 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 457
- [29] Zhang X F, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [30] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2015 *Science* **349** 405
- [31] Wang Z Y, Li Z X, Yuan H Y, Zhang Z Z, Cao Y S, Yan P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 057503 (in Chinese) [王振宇, 李志雄, 袁怀洋, 张知之, 曹云姗, 严鹏 2023 物理学报 **72** 057503]
- [32] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 156401
- [33] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Luo X Q, Xiong W, Wang S P, Li T F, Hu C M, You J Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224410
- [34] Ren Y L, Xie J K, Li X K, Ma S L, Li F L 2022 *Phys. Rev. B* **105** 094422
- [35] Xiao Y, Yan X H, Zhang Y, Grigoryan V L, Hu C M, Guo H, Xia K 2019 *Phys. Rev. B* **99** 094407
- [36] Yu T, Yang H, Song L, Yan P, Cao Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 144414
- [37] Cao Y, Yan P 2019 *Phys. Rev. B* **99** 214415
- [38] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
- [39] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [40] Liu L, Wang Y P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 224202 (in Chinese) [刘浪, 王一平 2022 物理学报 **71** 224202]
- [41] Zheng Z Y, Chen L J, Xiang L, Wang H, Wang Y P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 244204 (in Chinese) [郑智勇, 陈立杰, 向吕, 王鹤, 王一平 2023 物理学报 **72** 244204]
- [42] Wang W, Wang Y P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 194203 (in Chinese) [王伟, 王一平 2022 物理学报 **71** 194203]
- [43] Wang Y P, Wang W, Liu L, Zheng Z Y, Du M E 2022 *Results Phys.* **42** 105999

Modulation of topological phase transition and topological quantum state of magnon-photon in one-dimensional coupled cavity lattices*

Li Jin-Fang¹⁾ He Dong-Shan¹⁾ Wang Yi-Ping^{2)†}

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China*)

2) (*College of Science, Northwest A&F University, Yangling 712100, China*)

(Received 18 September 2023; revised manuscript received 30 October 2023)

Abstract

We propose a theoretical scheme to study the topological properties of magnon-photon in a one-dimensional coupled cavity lattice. Each unit cell is composed of the cavity microwave photon and the magnon, where the magnon is placed inside the cavity. The coupling of cavity microwave photon and magnon is controlled by an external magnetic field, and multiple cavities are coupled with each other to form a one-dimensional coupled cavity lattice system. Here, we study the topological phase transition and topological quantum channels of magnon-photon in the system by adjusting the magnon-photon coupling. Firstly, considering odd and even number lattices, we analyze and discuss the energy spectrum and the edge state in one-dimensional coupled cavity lattices. It is found that the energy band of the system is symmetric, and the edge states in the energy gap have time reversal symmetry, which makes the system topologically protected. At the same time, it is also noted that the maximum value, flipping, and period of the energy spectrum have changed, and the region of the edge state has expanded and extended. In addition, the edge state distribution can undergo the flipping process, which can achieve multi-channel topological quantum state transmission. Besides, considering the presence of defects and disorder in the system, it is found that when the random defect potential is small, the edge state of the system is robust to it, but when the random defect potential is large, the fluctuation of the energy band will be enhanced, and the edge state will be submerged in the energy band. However, when the disorder is very small, it can cause band fluctuations and flipping phenomena, and the edge state is robust to it, indicating the topological protection of the edge state. This work offers an effective way to study topological magnon-photon, which will have promising applications in quantum information processing.

Keywords: quantum optics, cavity-quantum electrodynamics, topological insulators, quantum states

PACS: 42.50.-p, 42.50.Pq, 03.65.Vf, 42.50.Dv

DOI: [10.7498/aps.73.20231519](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231519)

* Project supported by the Special Scientific Research Project of Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 23JK0713), the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2023-JC-YB-020), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant Nos. 2452020019, 2452022027).

† Corresponding author. E-mail: ypwang2019@nwafu.edu.cn

一维耦合腔晶格中磁子-光子拓扑相变和拓扑量子态的调制

李锦芳 何东山 王一平

Modulation of topological phase transition and topological quantum state of magnon-photon in one-dimensional coupled cavity lattices

Li Jin-Fang He Dong-Shan Wang Yi-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 044203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231519

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231519>

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

一维超导传输线腔晶格中的拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states in one-dimensional superconducting transmission line cavities lattice

物理学报. 2022, 71(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675>

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice

物理学报. 2022, 71(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221286>

表面单分子量子态的探测和调控研究进展

Advances in detection and regulation of surface-supported molecular quantum states

物理学报. 2022, 71(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212324>

二维有机拓扑绝缘体的研究进展

Research progress of two-dimensional organic topological insulators

物理学报. 2018, 67(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181711>

三聚化非厄密晶格中具有趋肤效应的拓扑边缘态

Topological edge states with skin effect in a trimerized non-Hermitian lattice

物理学报. 2019, 68(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190112>

Li(Na)AuS体系拓扑绝缘体材料的能带结构

Band structure of topological insulator Li(Na)AuS

物理学报. 2021, 70(2): 027101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200885>