

专题: 非厄米物理前沿

基于 Aharonov-Bohm 笼的非厄米趋肤效应抑制现象*

陈舒越¹⁾ 蒋闯²⁾ 柯少林^{2)†} 王兵^{1)‡} 陆培祥¹⁾²⁾

1) (华中科技大学物理学院, 武汉 430074)

2) (武汉工程大学, 光学信息与模式识别湖北省重点实验室, 武汉 430205)

(2022年5月17日收到; 2022年6月20日收到修改稿)

能带理论在光学领域的应用为控制光传输提供了有效手段, 非厄米趋肤效应的发现扩展了传统能带理论的范畴, 能够实现新型光局域和单向传输现象. 然而在光学体系, 如何有效地产生并调控非厄米趋肤效应仍然是重要的研究主题. 本文研究了具有规范势的准一维菱形光晶格中的非厄米趋肤效应, 通过计算本征能谱、环绕数和模式演化特性, 发现规范势能够对趋肤效应强弱进行有效调节. 当规范势大小为 π 时, 趋肤效应被完全抑制, 而由 Aharonov-Bohm 笼效应引起的平带局域占主导. 利用间接耦合微环谐振腔阵列, 可同时产生合成光子规范势和非对称耦合, 为研究 Aharonov-Bohm 笼和趋肤效应的竞争机制提供了可能的实现方案. 本研究结果为利用规范势调控趋肤效应提供理论基础, 在发展片上非磁性单向传播器件也具有潜在的应用前景.

关键词: 非厄米趋肤效应, Aharonov-Bohm 笼, 规范势, 微环谐振腔**PACS:** 42.50.Ex, 42.79.Gn, 63.20.Pw, 03.65.Vf**DOI:** 10.7498/aps.71.20220978

1 引言

光的传输和局域调控是发展下一代集成光子芯片的重要基础, 能有效应对信息处理和计算能力日益增长的需求. 随着对光子晶体^[1]、光波导阵列^[2]和合成光子晶格^[3]等光学体系的深入研究, 光子调控的手段变得更加丰富. 例如, 通过能带工程, 可以实现如衍射管理^[4]、负折射^[5]、无衍射传输^[6]、布洛赫震荡^[7]等丰富的光束控制; 也可实现不同类型的光波局域, 如动态局域^[8]、平带局域^[9,10]、摩尔晶格局域^[11]. 而能带理论和拓扑的结合发展出了拓扑光子学这一新领域, 基于量子霍尔效应^[12]、量子反常霍尔效应^[13]、谷自旋^[14]等效应的光学类比, 能

构建具有拓扑保护、抵抗扰动的单向光波输运, 有效抑制制造缺陷和无序扰动引起的背向散射问题^[15]; 此外, 利用拓扑界面态, 拓扑角态等也可实现抵抗扰动的光局域, 应用于拓扑激光等^[16,17].

近年来, 能带理论的研究推广至非厄米系统, 对具有非对称耦合的一类格点系统的研究发现, 在开放边界条件下, 系统的体态与拓扑边界态都局域于结构边缘, 这一新奇现象被命名为非厄米趋肤效应^[18]. 非厄米趋肤效应的发现给传统能带理论带来了发展, 同时也为控制光局域和单向传输提供了新途径^[19,20]. 首先, 非厄米系统的能隙扩展为点能隙和线能隙, 系统的对称性也变得更为复杂^[21]. 其次, 在这类系统中, 开放边界条件与周期边界条件下的能谱呈现完全不同的特性, 布洛赫能带图像不

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974124, 12021004) 和光学信息与模式识别湖北省重点实验室开放课题研究基金 (批准号: 202102) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: keshalin@wit.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wangbing@hust.edu.cn

能准确刻画体态性质. 更为重要的是, 拓扑能带理论中, 传统的体边对应关系受到了极大的挑战; 在开放边界条件下存在的拓扑边缘态或界面态, 其性质由系统的体态特性所决定, 这种全息关系叫作体边对应; 然而, 由于趋肤效应, 体态局域于边界, 常规的拓扑不变量无法准确描述拓扑平庸边界态的性质, 导致体边对应关系的破缺. 为解决这一问题, 人们发展了能谱拓扑、广义布里渊区和非布洛赫拓扑不变量, 成功预测了非厄米趋肤效应的产生条件和拓扑边界态的出现与消失, 重构了非厄米系统中的体边对应关系^[18]. 目前, 非厄米趋肤效应在凝聚态^[22]、冷原子^[23]、电路^[24]、声学^[25]和机械振动^[26]引起了广泛的研究兴趣.

在光学体系中, 如何产生和调控非厄米趋肤效应是重要的研究课题, 最基本的方法是产生非对称耦合. 利用光纤环路可以实现等效的时间、频率晶格^[7,27], 利用放大器构建非对称耦合进而实现合成维度的趋肤效应^[28]. 在间接耦合微环谐振腔阵列中, 在连接微环中一半周期引入增益, 另一半引入损耗, 构建传输路径依赖的等效耦合, 同样能够实现非对称耦合^[29]. 此外, 利用磁性或各向异性光子晶体, 规范势和增益损耗相互作用, 反射波干涉等手段, 不直接产生非对称耦合也可实现趋肤效应^[30]. 此外, 趋肤效应和其他局域模式和物理效应的相互作用也是重要的研究课题. 例如, 随机扰动引起的安德森局域和非厄米趋肤效应可以产生多种相变^[31]; 在二维体系中, 拓扑和非对称耦合产生杂化趋肤模, 磁场对趋肤效应会产生抑制作用^[32]; 在一维体系中, 利用时变电场产生动态局域, 也可以控制趋肤效应^[33]. 其他物理效应和趋肤效应相互作用会有哪些新现象, 特别是在集成光学体系, 其作用又会给光操控带来哪些机会?

本文拟研究准一维菱形晶格中的规范势和非厄米趋肤效应的相互作用. 通过计算本征能谱和环绕数, 发现规范势能够对趋肤效应的强弱进行有效调节. 当规范势大小为 π 时, 周期边界和开放边界条件下的能谱演变为平带并且重新重合, 趋肤效应被完全抑制, 而由 Aharonov-Bohm 笼效应 (Aharonov-Bohm cage, AB 笼) 引起的平带局域占主导, 从演化特性可以观察到从趋肤模式向平带局域模式的变化情况. 进一步提出利用间接耦合微环谐振腔阵列, 可以同时产生规范势和非对称耦合, 并利用传输矩阵法详细分析了耦合特性, 模拟仿真了光

场分布和透射谱, 为研究 AB 笼和趋肤效应的竞争机制提供了可能实验方案. 本文的研究成果为利用规范势调控趋肤效应提供了途径.

2 理论模型

2.1 紧束缚模型和本征能谱

考虑如图 1 所示的菱形晶格, 每个单元包含 A, B, C 三个格点, 只考虑最近邻耦合. 同一个晶胞中 A 和 B 格点以及 C 和相邻晶胞 A 格点的耦合为非厄米非对称耦合 (红色和绿色箭头), 同时, 每个晶胞具有大小为 φ 的规范势, 可以由 A 和 C 格点耦合系数中的非互易相位引入 (黄色虚线). 该晶格在实空间的哈密顿量为

$$H = t \sum_n \left(e^h a_n^\dagger b_n + e^{-h} b_n^\dagger a_n + e^{-h} a_{n+1}^\dagger c_n + e^h c_n^\dagger a_{n+1} \right) + t \sum_n \left(e^{i\varphi} a_n^\dagger c_n + a_{n+1}^\dagger b_n + \text{H.c.} \right), \quad (1)$$

其中, t 为耦合系数; h 为虚规范势, 导致非对称耦合, h 越大非对称度越大.

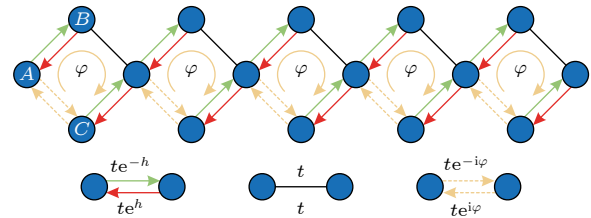


图 1 准一维非厄米菱形晶格示意图

Fig. 1. Schematic of non-Hermitian quasi-one-dimensional rhombic chain.

周期边界条件下, 系统的哈密顿量为

$$H(k) = t \begin{pmatrix} 0 & e^h + e^{-ik} & e^{i\varphi} + e^{-h} \cdot e^{-ik} \\ e^{-h} + e^{ik} & 0 & 0 \\ e^{-i\varphi} + e^h \cdot e^{ik} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中, k 为布洛赫动量. 由于存在非对称耦合, 系统会出现趋肤效应, 模式会趋向局域于结构边缘处. 局域方向由 h 的符号决定, $h > 0$ 时, 向左耦合系数大于向右的耦合, 出现左趋肤效应; 而 $h < 0$ 的情况相反. 此前对菱形晶格的研究已表明, 厄米情况下, 当规范势大小为 $\varphi = \pi$ 时, 由 A 格点耦合到

相邻 A 格点的波经过 B 和 C 两条路径发生相消干涉, 形成 AB 笼效应, 此时, 能带退化为无色散的平带, 体态变为紧凑局域态 [34,35].

因此, 为理解调节规范势对趋肤效应的影响以及其之间的相互作用, 首先考虑厄米情况, 即 $h = 0$. 图 2(a)–(c) 所示为不同规范势取值情况下的能谱, 计算中选取的总格点数 $N = 61$, 结果显示, 周期边界和开放边界条件下的能谱重合在一起, 此时系统都不支持趋肤效应. 而当 $\varphi = \pi$ 时, 发生相消干涉, 体带退化为 3 个平带, 对应复平面上 3 个点 $E = 0, \pm t$, 如图 2(c) 所示. 此外, 复平面上存在能量为 $E = \pm\sqrt{2}t$ 的点, 是开放边界条件下的拓扑边界态, 其拓扑不变量为半整数 [36].

引入非对称耦合后, 一般情况下, 系统能谱对边界条件很敏感, 周期边界条件下能谱和开放边界的不再重合, 如图 2(d) 所示, 选取的参数 $h = 0.6$, $\varphi = 0$ 和 $t = 1$. 在复平面上, 周期边界条件下的能谱为有面积的闭合曲线, 具有非厄米点能隙, 而开边能谱则退化成弧线并且被周期边能谱所包围, 此情况下, 开放边界条件下系统具有趋肤效应, 其出现条件可以根据周期边界的拓扑谱环绕数来预测, 定义为 [37,38]

$$W(E_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^{2\pi} dk \frac{d}{dk} \log \det [H(k) - E_0], \quad (3)$$

式中, k 为布洛赫动量, E_0 为任意基准点. 存在趋肤效应的充要条件为存在 $E_0 \in C$ 使得 $W(E_0) \neq 0$. 当周期边为闭合曲线时, 选取 E_0 为闭合曲线内部点, 则 $W(E_0) \neq 0$; 而无趋肤效应时, 周期边能谱塌缩成一条弧线, 不存在内部点, $W(E_0) = 0$. 进一步将规范势大小改变为 $\varphi = 0.5\pi$, 如图 2(e) 所示, 仍然能观察到周期边界条件下的能谱是闭合曲线, 周期和开放边界条件下不一致, 但周期边能谱围绕的面积显著减小. 规范势增大为 $\varphi = \pi$ 时, 如图 2(f) 所示, 周期边界能谱塌缩为平带, 不再具有内部面积, 并且和开边能谱重合, 此时系统不再具有趋肤效应. 通过对角化 $H(k)$, 求解出周期边能谱为 $E = 0, \pm 2t$, 和耦合系数非对称度大小无关, 并且和厄米情况保持一致. 因此, 当出现 AB 笼效应时, 趋肤效应被完全抑制.

2.2 趋肤效应及演化分析

以上讨论的能谱特征可用来预测趋肤效应, 而从本征模式分布可更直接观察趋肤模式. 图 3(a)–(f) 所示为不同规范势 φ 和非对称耦合系数 h 下的

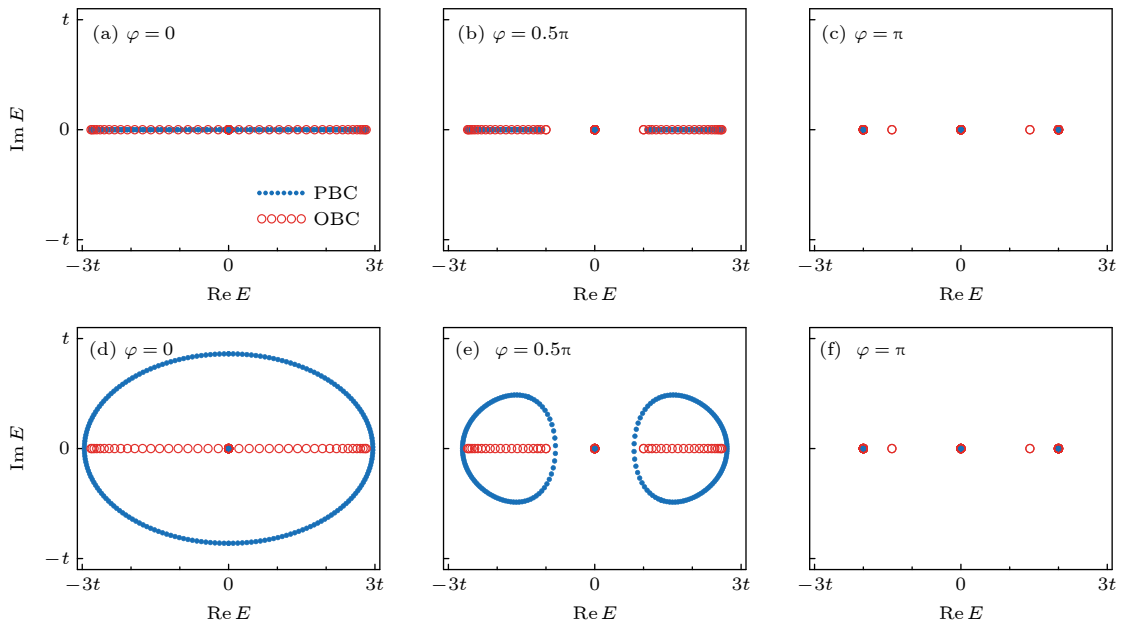


图 2 周期边界条件 (蓝色实心圆) 和开放边界条件 (红色空心圆) 下的复能谱 (a)–(c) 分别对应厄米情况下 ($h = 0$) 规范势 $\varphi = 0, 0.5\pi, \pi$ 的能谱图; (d)–(f) 分别对应非厄米情况下 ($h = 0.6$) 规范势 $\varphi = 0, 0.5\pi, \pi$ 的能谱图

Fig. 2. Complex energy spectra under periodic (blue solid circles) and open boundary conditions (red hollow circles): (a)–(c) Energy spectra for Hermitian cases ($h = 0$) with $\varphi = 0, 0.5\pi, \pi$, respectively; (d)–(f) energy spectra for non-Hermitian cases ($h = 0.6$) with $\varphi = 0, 0.5\pi, \pi$, respectively.

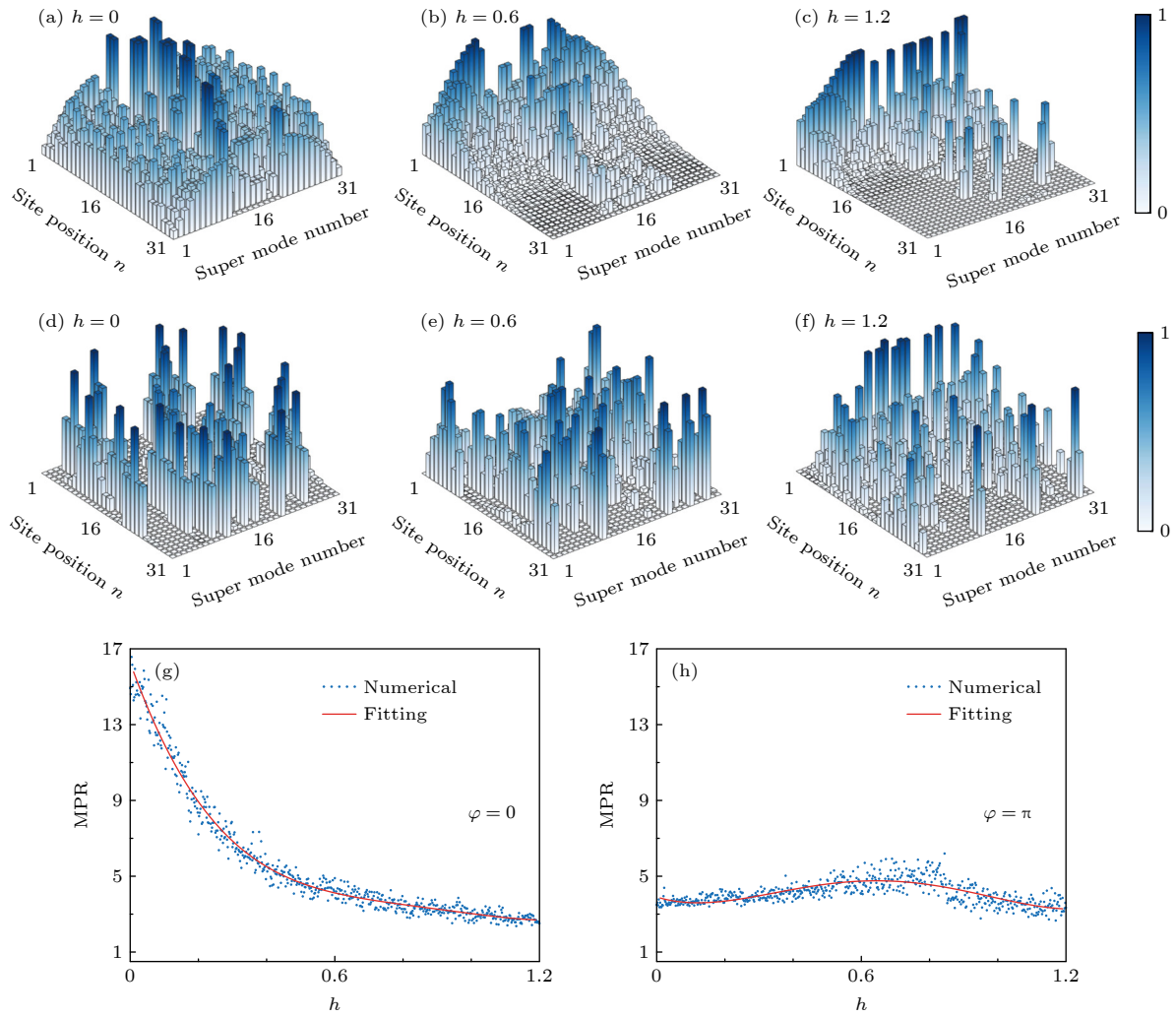


图 3 不同参数下的本征模式分布和 MPR 变化 (a)—(c) $\varphi = 0$ 时, h 取 0, 0.6, 1.2 时的本征模式分布; (d)—(f) $\varphi = \pi$ 时, h 取 0, 0.6, 1.2 时的本征模式分布; (g) 规范势 $\varphi = 0$ 时 MPR 随 h 变化情况; (h) 规范势 $\varphi = \pi$ 时 MPR 随 h 变化情况; 蓝色圆点表示数值计算的结果, 红色实线表示回归分析的结果

Fig. 3. The distribution of eigenmodes and the variation of MPR via h under different parameters: (a)—(c) the distributions of eigenmodes with $\varphi = 0$ as $h = 0, 0.6,$ and $1.2,$ respectively; (d)—(f) the distributions of eigenmodes with $\varphi = \pi$ as $h = 0, 0.6,$ and $1.2,$ respectively; (g) MPR as a function of h for $\varphi = 0$; (h) MPR as a function of h for $\varphi = \pi$. The blue dots indicate the result of numerical calculation and the red solid lines indicate the result of regression.

模式分布图, 其中, 模式编号按能量实部从小到大排列. 首先考虑规范势 $\varphi = 0$ 时的情况, 由于 $h = 0$, 无趋肤效应, 模式在整个结构的格点都有分布, 如图 3(a) 所示. 而当 h 增大时, 系统具有非厄米非对称耦合, 所有模式都局域于结构的左边界处, 而远离边界呈现指数衰减的特性, 即出现趋肤效应, 如图 3(b) 所示. 随着 h 进一步增大, 如图 3(c) 所示, 趋肤效应强度变得越来越强, 模式的局域性进一步增强. 值得一提的是, 从图 3(b), (c) 还可发现, 中等能量大小附近的模式在非对称耦合系数 h 不为 0 时, 并未表现出明显的趋肤效应, 这是由系统本身的能带结构所决定的. 可知准一维菱形链的能带

是由一条无色散的零能平带和两条色散带组成, 只有当规范势 $\varphi = \pi$ 时, 两条色散带退化为平带, 才形成了具有三条平带的能带系统^[34]; 通过图 2 也可以发现, 无论规范势 φ 和非对称耦合系数 h 取何值, 始终存在零能带 ($\text{Re}(E) = \text{Im}(E) = 0$). 即无论 φ 和 h 取何值, 都始终存在一条 $E = 0$ 的零能平带, 能量低且无色散, 使其对应模式的趋肤效应并不明显. 而对于规范势 $\varphi = \pi$ 的情况, 发生 AB 笼效应, 体态模式演化为紧凑局域模式, 如图 3(d) 所示; 在非对称耦合系数不是很大时, 随着 h 增大, 本征模式并没有向左边缘局域, 而仍然为紧凑局域模式, 如图 3(e), (f) 所示, 这充分说明

了 AB 笼效应对趋肤效应的有效抑制. 为了定量表征模式的局域性, 通过数值计算了 MPR(mean participation ratio), 其定义为^[39,40]

$$\text{MPR} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{\left(\sum_j |\psi_j^n|^2 \right)^2}{\sum_j |\psi_j^n|^4}, \quad (4)$$

其中, j 为节点编号, n 为模式编号, ψ_j^n 表示第 n 个本征模式在第 j 个节点上的分布大小. MPR 值越大, 模式越不局域; MPR 越趋于 1, 模式越局域. 图 3(g) 描述了 $\varphi = 0$ 情况下 MPR 随耦合非对称度 h 的变化关系, 蓝色点为数值计算结果, 为了更好地描述变化趋势, 也给出了基于四次多项式拟合的拟合结果, 如红色曲线所示. 在此情况下, MPR 随着非厄米耦合的非对称度增大而减小, 表明模式的局域性逐渐增强, 即趋肤效应的增强. 而当 $\varphi = \pi$, 情况不同, 首先, 由于 AB 笼的效果, 体态变为紧凑局域态, 局域于结构不同位置, 即使厄米情况, MPR 也较小, 约等于 3.5; 随着 h 增大, MPR 数值变化并不明显, 并没有发生单调减小的情况, 这是由于紧凑局域态并没有由于非对称耦合而打破. 因此, 由于 AB 笼效应, 趋肤效应被有效抑制.

从模式演化能更清楚地观察趋肤效应及 AB 笼效应. 图 4 描述了不同规范势和非对称度情况下

的模场演化结果图. 计算中选取了格点总数目为 $N = 31$, 初始态为 $\psi(16) = 1$, 其他格点为 0. 当 $\varphi = 0$, 厄米情况时, 无趋肤效应, 可以观察到呈现对称演化情况, 如图 4(a) 所示; 当 $h = 0.6$ 时, 为左趋肤效应, 模式趋于向节点编号 N 较小值演化, 到达边界后, 局域于边界处, 如图 4(b) 所示; 而当 $h = -0.6$ 时, 趋肤效应方向也相应反过来, 模式趋于向节点编号较大值演化, 如图 4(c) 所示. 而对于 $\varphi = \pi$ 情况, AB 笼效应占主导, 无论 h 取多大值, 模式呈现平带局域, 分布于入射端口相邻节点, 趋肤效应被抑制, 如图 4(d)–(f) 所示.

接着, 从模式演化的角度来定量的描述 φ 趋于 π 的过程中趋肤效应的变化情况, 计算了系统在单点激发下, 输出模式分布随规范势的变化情况, 如图 5 所示. 可以清楚地观察到, 在规范势 $\varphi < 0.8\pi$ 时模场表现出显著的趋肤效应, 到达边界后并局域在边界处. 在规范势 $0.8\pi < \varphi < 0.95\pi$ 时, 趋肤效应变得较弱, 模场未演化到边界; 并且从图 5 可以发现, 趋肤效应的强度也会随着规范势 φ 的变大而逐渐变弱. 在规范势 $\varphi > 0.95\pi$ 时, 可以看出, 此时趋肤效应已经几乎被抑制, 没有显示出向边界演化的趋势, AB 笼效应带来的局域效果占主导地位, 模场被局域在入射端口处的一个原胞内.

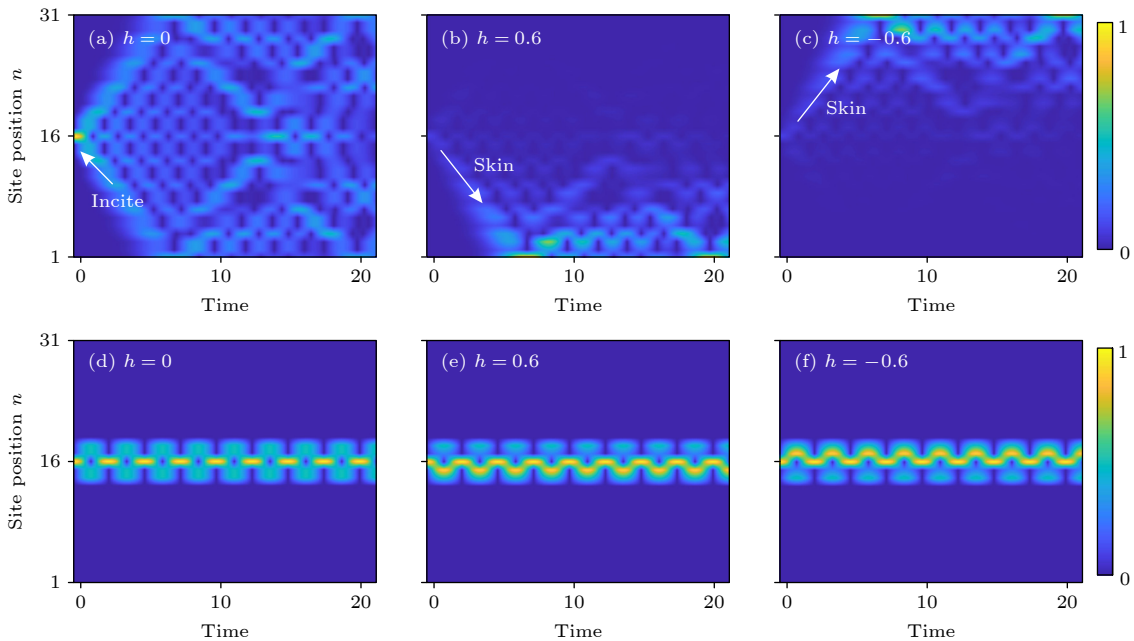


图 4 不同参数下的单点激发随时间演化特性 (a)–(c) 规范势 $\varphi = 0$ 时 h 分别取 0, 0.6, -0.6 时的演化; (d)–(f) 规范势 $\varphi = \pi$ 时 h 分别取 0, 0.6, -0.6 时的演化

Fig. 4. Time-dependent wave dynamics for single-site injection with different parameters: (a)–(c) For $\varphi = 0$ with $h = 0, 0.6, -0.6$, respectively; (d)–(f) for $\varphi = \pi$ with $h = 0, 0.6, -0.6$, respectively.

由此可以看出, 在单点激发下, 模场演化的趋肤效应会随着规范势 φ 的变大逐渐减弱, 而在 $\varphi > 0.95\pi$ 时, 趋肤效应基本被抑制, 从而便可以得到良好的趋肤效应抑制效果.

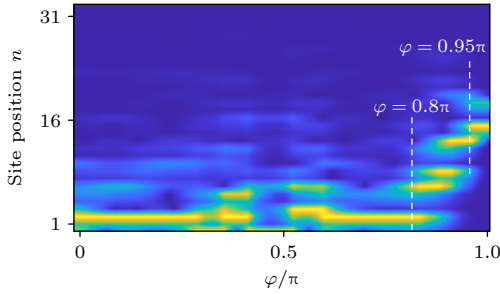


图 5 单点激发下一段时间演化后 (时间取 20) 的输出模场分布随规范势 φ 的变化情况. 格点总数 $N = 31$, 激发位置始终位于结构的正中间 A 格点 ($n = 16$), 选取固定不变的趋肤强度 $h = 0.6$, 模场强度已做归一化处理

Fig. 5. The variation of the output field distribution with the gauge potential φ after a period of evolution under single-site excitation (Time is 20). The total number of site $N = 31$. The field is incident from the middle A site of the structure ($n = 16$), the skin strength is fixed at $h = 0.6$, and the intensity of the field is normalized.

3 模拟结果

3.1 微环谐振腔耦合分析

利用间接耦合微环谐振器阵列可以实现规范势和非对称耦合, 为上述规范势和趋肤效应的相互作用提供可实现的集成光学方案^[41,42]. 通过传输矩阵法可以推导微环之间的耦合关系, 为简单起见, 考虑如图 6(a) 所示的一维晶格, 相邻主环通过连接环相耦合, 主环和连接环的长度分别记为 L 和 $L + \Delta L$. 其中, 连接环设置额外的长度 ΔL , 可以使得连接环的共振频率与主环的共振频率不同, 用

以控制主环之间的耦合. 连接环的上下半周分别引入了增益和损耗, 增益损耗系数记为 h , 同时也引入了传播相位差, 记为 φ , 分别通过红色和绿色来表示. 每个环都支持两种模式, 包括顺时针 (CW) 和逆时针 (CCW) 模式. 例如, 相邻 CCW 模式的主环是通过连接环中 CW 模式相耦合. 主环与连接环之间耦合的散射矩阵为

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_0 & i\kappa \\ i\kappa & t_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_2 \\ \varepsilon_4 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中, ε_i 表示图中标注位置的场幅值, t_0 和 κ 分别表示传输和耦合系数, 并满足 $t_0^2 + \kappa^2 = 1$. 上述散射矩阵经转换后可得到传输矩阵:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{i\kappa} \begin{pmatrix} t_0 & -1 \\ 1 & t_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

再将光在连接环中的传播考虑进去后可得到:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\beta\frac{L+\Delta L}{2}} e^{i\varphi} e^h & 0 \\ 0 & e^{-i\beta\frac{L+\Delta L}{2}} e^{i\varphi} e^h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

接着, 写出剩余需要的传输矩阵:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_7 \\ \varepsilon_8 \end{pmatrix} = \frac{1}{i\kappa} \begin{pmatrix} t_0 & -1 \\ 1 & t_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_9 \\ \varepsilon_{10} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\beta\frac{L}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\beta\frac{L}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_7 \\ \varepsilon_8 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

并将它们全部联系起来后得到

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_9 \\ \varepsilon_{10} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中 \mathbf{M} 为传输矩阵. 考虑周期条件, 结合布洛赫

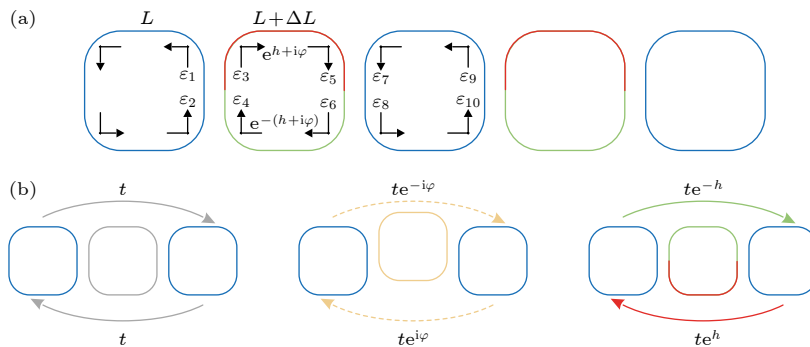


图 6 微环耦合特性示意图 (a) 一维环形谐振腔阵列演示传输矩阵法的原理示意图; (b) 利用连接环实现不同类型的耦合
Fig. 6. Schematic diagram of microring coupling characteristics: (a) Schematic diagram of the 1D array of ring resonators to demonstrate the principle of the transmission matrix method; (b) implementation of different types of coupling using link rings.

定理 $(\varepsilon_9 \ \varepsilon_{10})^T = e^{ik} M (\varepsilon_1 \ \varepsilon_2)^T$, 存在非零解的条件为

$$|M - e^{ik}| = 0, \quad (11)$$

其中, k 为布洛赫动量. 当连接环反谐振时, 其额外长度 $\Delta L = \pi + 2m\pi$, 将其代入 (11) 式并化简可得到色散关系:

$$\sin(\beta L) = \frac{\kappa^2}{2} (e^{-h} e^{-i\varphi} e^{-ik} + e^h e^{i\varphi} e^{ik}), \quad (12)$$

由于主环是共振的, 满足

$$\sin(\beta L) \approx (\omega - \omega_0) L / v_g, \quad (13)$$

其中, ω_0 和 v_g 分别表示谐振频率和群速度, 而 β 则表示传播常数. 色散关系化简为

$$\omega = \omega_0 + t(e^{-h} e^{-i\varphi} e^{-ik} + e^h e^{i\varphi} e^{ik}), \quad (14)$$

其中, 等效耦合系数 $t = v_g \kappa^2 / (2L)$. 可以看出传播相位差 φ 引入了非互易相位, 等效实规范势; 而增益损耗系数 h 引入虚规范势, 导致非厄米非对称耦合.

图 6(b) 描述了通过在主环之间设置不同类型的连接环来实现不同类型的等效耦合系数. 不引入增益损耗和相位差直接在主环之间引入强度为 t 的耦合, 其强度则可以通过环之间的间距来控制. 黄色连接环表示通过垂直移动连接环, 使得从左到右和从右到左传输的光会经历不同的路径长度, 产生的规范势大小为 $\varphi = 2\beta\eta = 2n_{\text{eff}}k_0 \cdot \eta$, 其中 η 为垂直移动位移, n_{eff} 表示环内的有效折射率, k_0 表示真空中的波矢. 红、绿色的连接环则表示分别在连接环的上下半周中引入了增益 (红色) 和损耗 (绿色), 诱导出了与方向相关的放大与耗散, 从而导致了非厄米的非对称耦合.

3.2 微环谐振腔中趋肤效应及抑制现象

利用谐振环阵列来验证准一维菱形链中的非厄米趋肤效应及其抑制现象, 并通过基于有限元方法的数值仿真软件 COMSOL 进行全波仿真, 其几何结构如图 7(a) 所示. 在该菱形链的中间和两端分别放置了端口 S1, S2 和 S3, 其中, S1 为输入端口, S2 和 S3 为输出端口. 模拟中, 芯层和包层的折射率分别为 $n_{\text{core}} = 3$ 和 $n_{\text{air}} = 1$, 且每个环芯层的宽度 w 固定为 $0.27 \ \mu\text{m}$. 这样的设计是为了在单个环的共振频率为 $f_0 = 190.694 \ \text{THz}$ 时, 波导内仅支持有效折射率 $n_{\text{eff}} = 2.465$ 的单个 TE 偏振模式. 主环的边长 $L_0 = 10 \ \mu\text{m}$, 并在其 4 个角设计了半径 $r = 3 \ \mu\text{m}$ 的圆角. 连接环相对主环具有额外的

长度 $\Delta L = \pi / (n_{\text{eff}} k_0)$, 这是为了让连接环满足反谐振条件. 微环之间的间隙 $g = 0.375 \ \mu\text{m}$, 由此来确保环与环之间的弱耦合. 增益和损耗是通过给连接环的折射率设置虚部, 其大小设置为 $\gamma = 0.007$. 从 S1 端口激发的单频光为 $f = 190.675 \ \text{THz}$, 这是因为当规范势 $\varphi = \pi$ 时形成的一维 AB 笼的能带结构为 3 条平带, 由此在利用该谐振环阵列结构进行仿真过程中, 在单个谐振环频率 $f_0 = 190.694 \ \text{THz}$ 附近还存在两处能够激发 $E = -2t, 2t$ 这两条体带的吸收峰. 经计算, 分别为 $f_1 = 190.675 \ \text{THz}$ 和 $f_2 = 190.725 \ \text{THz}$. 选取这 3 处峰值频率附近的光,

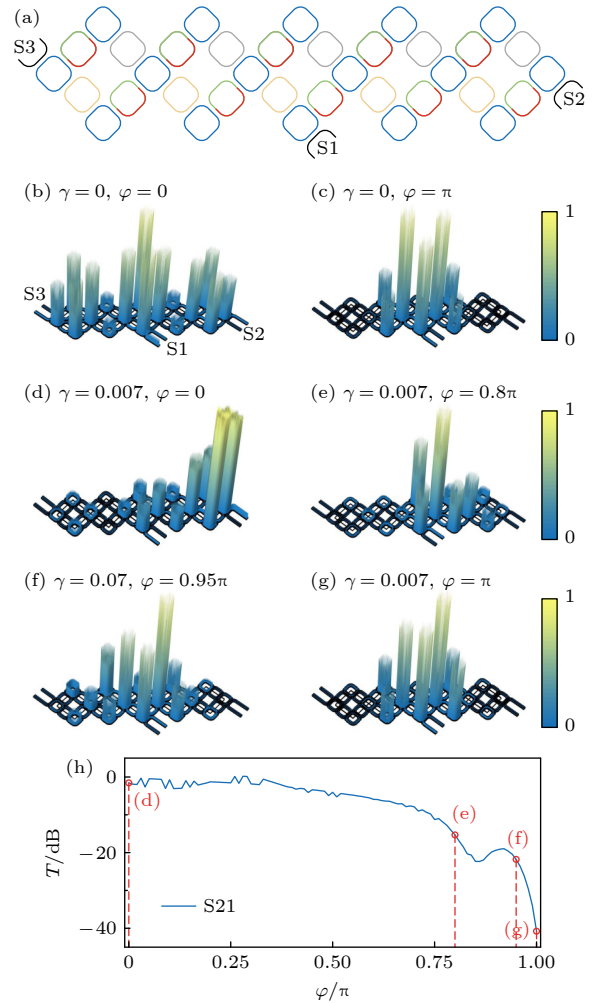


图 7 耦合微环谐振腔阵列的趋肤效应模拟结果 (a) 菱形微环谐振腔阵列示意图; (b)–(g) 分别展示了规范势 φ 和用于引入增益损耗的折射率虚部大小 γ 取不同值时的模场强度空间分布 ($|E|^2$); (h) S21 随 φ 的变化趋势

Fig. 7. Simulation results based on coupled resonator arrays: (a) Geometry of non-Hermitian quasi 1D rhombic chain with ring resonator arrays; (b)–(g) the spatial intensity ($|E|^2$) distributions of light with different values of gauge potential φ and the imaginary index γ used to introduce gain and loss; (h) the trend of S21 with φ .

可以使打入该结构中的光尽可能达到最大, 展示出的光场效果更佳. 在下文仿真中, 皆采用了第 1 个吸收峰值处的频率, $f = 190.675$ THz. 图 7(b)—(g) 分别绘制了当规范势 φ 和用于引入增益损耗的折射率虚部 γ 取不同值时光场的空间分布图, 通过 S1 端口激发. 通过图 7(b), (c) 可知, 在没有引入增益损耗时, 光场会在 $\varphi = 0$ 时扩散到整个系统中, 而在 $\varphi = \pi$ 时则会被束缚在入射端口 S1 附近. 另一方面, 在引入增益损耗 $\gamma = 0.007$ 后, 绘制出了 S2 端口处的透射率随规范势 φ 的变化趋势, 如图 7(h) 所示, 可以清楚看到 S2 端口处的透射率 T , 随着规范势 φ 的变大而逐渐减小, 说明其趋肤效应也在逐渐减弱, 直至被完全抑制. 图 7(d)—(g) 绘制了透射谱中红色圆圈处所对应的模场分布, 可以清楚看到, 在规范势 $\varphi = 0$ 时向右的趋肤效应十分明显, 模场分布在右边界处, 其对应的透射率最大, 约为 1; $\varphi = 0.8\pi$ 时, 趋肤效应较弱, 模场分布在入射端口右侧, 大约为 $T = -15$ dB; $\varphi = 0.95\pi$ 时, 几乎没有展现出趋肤效应, 主要的模场已经呈现平带局域现象, 此时的透射率 $T \approx -22$ dB; 当 $\varphi = \pi$ 时, 趋肤效应被完全抑制, 光被局域在入射端口 S1 附近, $T = -40$ dB. 由此说明, 仿真结果与上述的理论预测基本吻合, 即该结构的趋肤效应在 $\varphi = 0$ 时最强, 而后随着 φ 的增大而逐渐减弱, 并在 $\varphi = \pi$ 时因为 AB 笼效应使光被局域在入射端口附近, 完全抑制了趋肤效应; 另一方面, 可以看出, 在 $\varphi = 0.95\pi$ 时便已经可以获得良好的趋肤效应抑制现象.

4 结 论

本文研究了具有合成光子规范势的准一维菱形光晶格中的非厄米趋肤效应. 该结构中具有两种局域模式, 由非对称耦合引起的趋肤模式, 局域于结构的边缘处; 当规范势 $\varphi = \pi$ 时, 由 Aharonov-Bohm 笼效应引起的平带局域, 束缚于任意入射端口及相邻节点. 另一方面, 通过分析发现, 在规范势 φ 从 0 逐渐变化至 π 的过程中, 趋肤效应会逐渐减弱, 直至 $\varphi = \pi$ 时被完全抑制; 其中在 $\varphi > 0.95\pi$ 时, 便已经可以得到良好的趋肤效应抑制效果. 因此, 利用二者的竞争关系, 能够通过改变规范势对趋肤效应的强弱进行有效调节, 这可以从本征能谱、环绕数和模式演化特性反映出来. 利用传

输矩阵法分析了间接耦合微环谐振腔阵列的耦合特性, 指出产生规范势和非对称耦合的方法, 模拟仿真了规范势对趋肤效应的调控作用. 本文的研究局限于平带局域和趋肤效应的相互作用, 此晶格中还存在拓扑边界局域模式, 该局域和趋肤效应的作用还有待进一步探索; 微环阵列能够构建二维光晶格, 存在更多类型的局域模式, 不同模式之间的相互作用也值得深入研究. 总之, 本文的研究结果为一维晶格中利用规范势控制趋肤效应提供了理论方案, 为设计紧凑的非磁性单向传播光器件也具有实际的应用价值.

参考文献

- [1] Joannopoulos. J D, Villeneuve. P R, Fan S 1997 *Nature* **386** 143
- [2] Ke S, Zhao D, Liu J, Liu Q, Liao Q, Wang B, Lu P 2019 *Opt. Express* **27** 13858
- [3] Yuan L, Lin Q, Xiao M, Fan S 2018 *Optica* **5** 1396
- [4] Garanovich I L, Longhi S, Sukhorukov A A, Kivshar Y S 2012 *Phys. Rep.* **518** 1
- [5] Qin C, Zhou F, Peng Y, Sounas D, Zhu X, Wang B, Dong J, Zhang X, Alu A, Lu P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133901
- [6] Mukherjee S, Spracklen A, Choudhury D, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 245504
- [7] Chen H, Yang N, Qin C, et al. 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 48
- [8] Weidemann S, Kremer M, Longhi S, Szameit A 2021 *Nat. Photonics* **15** 576
- [9] Jorg C, Queralto G, Kremer M, et al. 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 150
- [10] Ke S, Zhao D, Fu J, Liao Q, Wang B, Lu P 2020 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **26** 1
- [11] Liao K, Hu X, Gan T, Liu Q, Wu Z, Fan C, Feng X, Lu C, Liu Y-c, Gong Q 2020 *Adv. Opt. Photonics* **12** 60
- [12] Leykam D, Yuan L 2020 *Nanophotonics* **9** 4473
- [13] Shang C, Chen X, Luo W, Ye F 2018 *Opt. Lett.* **43** 275
- [14] Dong J W, Chen X D, Zhu H, Wang Y, Zhang X 2017 *Nat. Mater.* **16** 298
- [15] Fang K, Yu Z, Fan S 2012 *Nat. Photonics* **6** 782
- [16] Zhou X, Lin Z K, Lu W, Lai Y, Hou B, Jiang J H 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 2000010
- [17] Mittal S, Orre V V, Zhu G, Goralach M A, Poddubny A, Hafezi M 2019 *Nat. Photonics* **13** 692
- [18] Yao S, Wang Z 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 086803
- [19] Xiao L, Deng T, Wang K, Zhu G, Wang Z, Yi W, Xue P 2020 *Nat. Phys.* **16** 761
- [20] Yang Z, Zhang K, Fang C, Hu J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 226402
- [21] Kawabata K, Shiozaki K, Ueda M, Sato M 2019 *Phys. Rev. X* **9** 0411015
- [22] Wang H, Ruan J, Zhang H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 075130
- [23] Li L, Lee C H, Gong J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 250402
- [24] Liu S, Shao R, Ma S, Zhang L, You O, Wu H, Xiang Y J, Cui T J, Zhang S 2021 *Research (Wash D C)* **2021** 5608038
- [25] Zhang L, Yang Y, Ge Y, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 6297
- [26] Gao P, Willatzen M, Christensen J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 206402

- [27] Wang S, Qin C, Wang B, Lu P 2018 *Opt. Express* **26** 19235
 [28] Song Y, Liu W, Zheng L, Zhang Y, Wang B, Lu P 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 064076
 [29] Lin Z, Ding L, Chen S, Li S, Ke S, Li X, Wang B 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063507
 [30] Song Y, Chen Y, Xiong W, Wang M 2022 *Opt. Lett.* **47** 1646
 [31] Jiang H, Lang L J, Yang C, Zhu S L, Chen S 2019 *Phys. Rev. B* **100** 054301
 [32] Lu M, Zhang X X, Franz M 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 256402
 [33] Peng Y, Jie J, Yu D, Wang Y 2022 arXiv: 2201.10318
 [34] Longhi S 2014 *Opt. Lett.* **39** 5892
 [35] Mukherjee S, Thomson R R 2015 *Opt. Lett.* **40** 5443
 [36] Kremer M, Petrides I, Meyer E, Heinrich M, Zilberberg O, Szameit A 2020 *Nat. Commun.* **11** 907
 [37] Zhang K, Yang Z, Fang C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 126402
 [38] Okuma N, Kawabata K, Shiozaki K, Sato M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 086801
 [39] Wang P, Jin L, Song Z 2019 *Phys. Rev. A* **99** 062112
 [40] Zhang Z X, Huang R, Qi L, Xing Y, Zhang Z J, Wang H F 2020 *Ann. Phys.* **533** 2000272
 [41] Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, Taylor J M 2011 *Nat. Phys.* **7** 907
 [42] Hafezi M, Mittal S, Fan J, Migdall A, Taylor J M 2013 *Nat. Photonics* **7** 1001

SPECIAL TOPIC—Frontiers in non-Hermitian physics

Suppression of non-Hermitian skin effect via Aharonov-Bohm cage*

Chen Shu-Yue¹⁾ Jiang Chuang²⁾ Ke Shao-Lin^{2)†}
 Wang Bing^{1)‡} Lu Pei-Xiang¹⁾²⁾

1) (*School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

2) (*Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430205, China*)

(Received 17 May 2022; revised manuscript received 20 June 2022)

Abstract

The application of energy band theory in optics provides an effective approach to modulating the flow of light. The recent discovery of non-Hermitian skin effect promotes the development of traditional energy band theory, which further enables an alternative way to realize light localization and unidirectional propagation. However, how to effectively generate and steer the non-Hermitian skin effect is still an important topic, especially in integrated optical systems. Here, we investigate the non-Hermitian skin effect in quasi-one-dimensional rhombic optical lattice with synthetic gauge potential. By calculating the eigenenergy spectra, spectral winding number, and wave dynamics, the gauge potential can be utilized to effectively tune the localization strength of skin modes. In particular, the skin effect is completely suppressed when the gauge potential in each plaquette is equal to π , while the flat-band localization caused by Aharonov-Bohm caging effect is dominant. By utilizing the indirectly coupled micro ring resonator array, the gauge potential and asymmetric coupling can be generated at the same time, which provides a potential experimental scheme to explore the competition between Aharonov-Bohm cage and skin effect. The present study provides an alternative way to steer the skin effect, which offers an approach to achieving the on-chip non-magnetic unidirectional optical devices.

Keywords: non-Hermitian skin effect, Aharonov-Bohm cage, synthetic gauge potential, ring resonator array

PACS: 42.50.Ex, 42.79.Gn, 63.20.Pw, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.71.20220978

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974124, 12021004) and the Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition (Grant No. 202102).

† Corresponding author. E-mail: kshaolin@wit.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wangbing@hust.edu.cn



基于Aharonov-Bohm笼的非厄米趋肤效应抑制现象

陈舒越 蒋闯 柯少林 王兵 陆培祥

Suppression of non-Hermitian skin effect via Aharonov-Bohm cage

Chen Shu-Yue Jiang Chuang Ke Shao-Lin Wang Bing Lu Pei-Xiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 174201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220978

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220978>

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

非厄米镶嵌型二聚化晶格

Non-Hermitian mosaic dimerized lattices

物理学报. 2022, 71(13): 130302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220890>

广义布里渊区与非厄米能带理论

Generalized Brillouin zone and non-Hermitian band theory

物理学报. 2021, 70(23): 230307 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211908>

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>

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>

非厄米局域拓扑指标的动力学特性

Dynamics of non-Hermitian local topological marker

物理学报. 2021, 70(23): 230309 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211576>

纳米机械谐振器耦合量子比特非厄米哈密顿量诱导的声子阻塞

Phonon blockade induced by a non-Hermitian Hamiltonian in a nanomechanical resonator coupled with a qubit

物理学报. 2019, 68(11): 114203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182263>