

无序非厄米 Su-Schrieffer-Heeger 中的趋肤效应

刘佳琳 庞婷方 杨孝森 王正岭[†]

(江苏大学物理与电子工程学院, 镇江 212013)

(2022 年 6 月 10 日收到; 2022 年 7 月 11 日收到修改稿)

近年来, 非厄米系统涌现出了大量新颖现象, 比如传统体边对应的失效、非厄米趋肤效应 (non-Hermitian skin effect) 等等. 本文通过逆参与率和平均逆参与率, 研究非厄米 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型的本征态的局域性以及非厄米趋肤效应, 并且研究了系统的体边对应率. 在此基础上, 进一步研究了同位无序对系统非厄米趋肤效应的影响. 发现, 由于受到拓扑保护, 无序不会破坏拓扑零能的波函数局域性, 但是会极大地影响体态的非厄米趋肤效应. 引入无序以后, 系统的体态将会迅速扩展到体内. 非厄米趋肤效应对同位无序表现了脆弱性. 当无序增强, 非厄米趋肤效应会受到很大的压制. 无序会减小系统的能隙和虚部能量. 我们的研究加深了人们对非厄米趋肤效应的认识.

关键词: 非厄米趋肤效应, 无序, 逆参与率**PACS:** 74.62.En, 73.43.Nq, 03.65.Vf**DOI:** 10.7498/aps.71.20221151

1 引言

量子力学中, 用厄米哈密顿量来描述封闭量子系统的幺正演化^[1-6]. 厄米性保证了系统的本征能量是实数, 系统的各种可观测物理量的期望值也都是实数. 因为时间演化的幺正性, 系统具有概率守恒. 然而, 真正的物理系统通常不是一个完全封闭的系统, 它与外界或多或少地具有一定相互作用, 产生耗散或增益, 导致系统的能量不是恒定的, 因此概率不守恒.

如今, 非厄米量子理论已经进入了一个快速发展的时代. 越来越多新奇的物理现象被发现, 非厄米理论也在不断发展^[7-10]. 例如, 非厄米趋肤效应 (non-Hermitian skin effect, NHSE)^[11-24], 广义布里渊区 (generalized Brillouin zone, GBZ)^[25-30], 非布洛赫体边对应关系^[31], 以及非布洛赫能带理论^[18-30]等等. 非厄米物理在经典物理学的各个领域也引起了相当大的关注, 这是因为量子力学的薛

定谔方程与经典系统的波动方程之间存在形式上的相似性. 因而在固体物理中发展的能带理论, 可以在具备周期性结构时直接类比到经典系统.

由于存在非厄米趋肤效应, 系统的本征态不再是分布在整个体内, 而是局域在系统的边界上, 因此传统的体边对应关系将会遭到破坏^[32-37]. 此时, 开边界系统的能谱相对周期系统的能谱发生了塌缩. 这些现象都可以用非布洛赫理论来解释, 当系统的广义布里渊区与布里渊区 (Brillouin zone, BZ)^[38]不重叠时, 系统将会存在非厄米趋肤效应^[31,39]. 另外, 人们也可以通过逆参与率 (inverse participation ratio, IPR) 来定量研究系统的非厄米趋肤效应大小. 非厄米趋肤效应不仅引起了理论物理学家的广泛关注, 而且已经被冷原子、光学、声学 and 拓扑电路等诸多领域的实验证实^[40,41]. 但是目前, 人们对非厄米系统中无序的影响研究的还很少.

本文在非厄米 SSH 模型中引入同位无序^[23,42], 并且研究无序对非厄米拓扑态和拓扑平凡态的影响. 特别是非厄米趋肤效应的影响. 首先, 构建一

[†] 通信作者. E-mail: zlwang@ujs.edu.cn

个存在同位无序的非互易跃迁非厄米 SSH 模型; 其次, 通过逆参与率和平均逆参与率 (the averaged inverse participation ratio, MIPR) 定量地分析非厄米趋肤效应, 通过体边对应率研究拓扑边界态的性质; 最后, 研究无序对此系统拓扑相和非厄米趋肤效应的影响. 发现同位无序不会破坏受拓扑保护的拓扑边界态, 但是会破坏非厄米趋肤效应. 引入无序以后, 局域在边界的本征态将会迅速扩展到体内. 非厄米趋肤效应表现出了脆弱性.

2 存在同位无序的非厄米 SSH 模型

为了探究无序对非厄米系统的趋肤效应的影响, 构造存在同位无序的非互易跃迁非厄米模型^[27], 在布洛赫理论框架下, 系统的哈密顿量可以写为如下的形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(k) &= d_x(k)\sigma_x + d_y(k)\sigma_y, \\ d_x(k) &= t_1 + d\xi + (t_2 + t_3)\cos k + i\frac{\gamma}{2}\sin k, \\ d_y(k) &= (t_2 - t_3)\sin k + i\frac{\gamma}{2}\cos k, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\sigma_{x,y}$ 是泡利矩阵; ξ 是一个在 $[-1, 1]$ 均匀分布的随机数; d 代表无序的强度. 参数 γ 表示非厄米的强度, 由此建立了非互易的跃迁 $t_3 \pm \gamma/2$. 该系统具有手征对称性^[6]: $\sigma_z^{-1}\mathbf{H}(k)\sigma_z = -\mathbf{H}(k)$. 因此, 模型对应的本征值将会以 $(E, -E)$ 的形式成对出现: $E_{\pm}(k) = \pm\sqrt{d_x^2 + d_y^2}$ ^[31].

与布洛赫理论描述的周期边界系统的能谱相比, 非厄米系统的开边界能谱会发生塌缩^[19,31,43–46]. 另外, 系统还存在非厄米趋肤效应, 系统的本征态将会局域在系统的边界上^[47–59]. 因此, 布洛赫理论不能准确刻画开边界系统的能谱和波函数等性质. 要精确描述非厄米系统的性质, 必须在借助广义布里渊区的非布洛赫能带理论框架下. 当 d 等于 0 时, 根据 $\beta = e^{ik}$ (k 为复数), 将布洛赫哈密顿量 $\mathbf{H}(k)$ 改写为非布洛赫哈密顿量 $\mathbf{H}(\beta)$:

$$\mathbf{H}(\beta) = \begin{pmatrix} 0 & R_+(\beta) \\ R_-(\beta) & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

对于具有手征对称性的非厄米系统, 非布洛赫拓扑不变量为^[60–64]:

$$w = -\frac{1}{4\pi}[\arg R_+(\beta) - \arg R_-(\beta)]\beta,$$

它是由 $R_{\pm}(\beta)$ 沿 GBZ C_{β} 所积累的相位来决定的,

当 w 为 0 时, 系统是拓扑平凡的. 开边界系统中不存在拓扑保护的拓扑零能和对应的拓扑边缘态. 当 w 是非零整数时, 系统是拓扑非平凡的. 开边界系统中存在拓扑保护的拓扑零能和对应的拓扑边缘态.

3 逆参与率和体边对应率

首先, 为了研究非厄米系统本征态的局域情况, 计算了本征态的逆参与率 (inverse participation ratio, IPR)^[21,65]. 对于一个本征态 ψ , 其逆参与率为 $IPR = \sum_n |\psi_n|^4 / \left(\sum_n |\psi_n|^2\right)^2$, n 表示格点的位置. 当此本征态为拓展态时, 波函数分布在所有的格点上, 此时每个格点上的波函数模方与系统的格点数成反比. 因此, 逆参与率与系统的尺寸成反比, 当尺寸增大, 逆参与率趋于零: $IPR \approx 1/L \approx 0$ (L 为晶格尺寸). 而当本征态是局域态时, 由于波函数局域在系统的边界上, 波函数的局域情况不会随着系统尺寸增大而扩展到更多的格点上. 因此, 局域态的逆参与率会随着尺寸的增大而趋于非零的有限值. 如果波函数完全局域在一个格点上, 那么此时波函数的逆参与率为 1. 因此, 逆参与率可以定量的描述波函数的局域性.

图 1(a)–(c) 分别给出了系统处于拓扑非平凡态, 临界和拓扑平凡态的能谱以及每个能量对应波函数的 IPR. 由图 1(a)–(c) 可见, 无论系统是否处于拓扑态还是处于临界, 本征波函数的 IPR 都趋于有限值. 图 1(d)–(f) 给出了与图 1(a)–(c) 能量对应的本征态在空间分布. 如图 1(d)–(f) 所示, 所有的本征态和拓扑边界态都局域在系统的边界上. 因此, 系统的所有本征态都是局域态, 系统存在非厄米的趋肤效应.

通过逆参与率分析了系统的每个本征态的局域情况. 为了进一步研究系统的非厄米趋肤效应, 计算平均逆参与率 (MIPR)^[65], 即把所有能量对应的逆参与率取平均值:

$$MIPR = \frac{1}{2L} \sum_{m=1}^{2L} \frac{\sum_n |\psi_n^m|^4}{\left(\sum_n |\psi_n^m|^2\right)^2}. \quad (3)$$

平均逆参与率可以定量地反映系统所有本征态整体的局域程度. 因此可以反映系统的非厄米趋肤效应强度. 图 2(a) 给出了 $\gamma = 0.4$ 时, 平均逆参与率随 t_1 变化的趋势, 我们发现 t_1 为零时, 平均逆

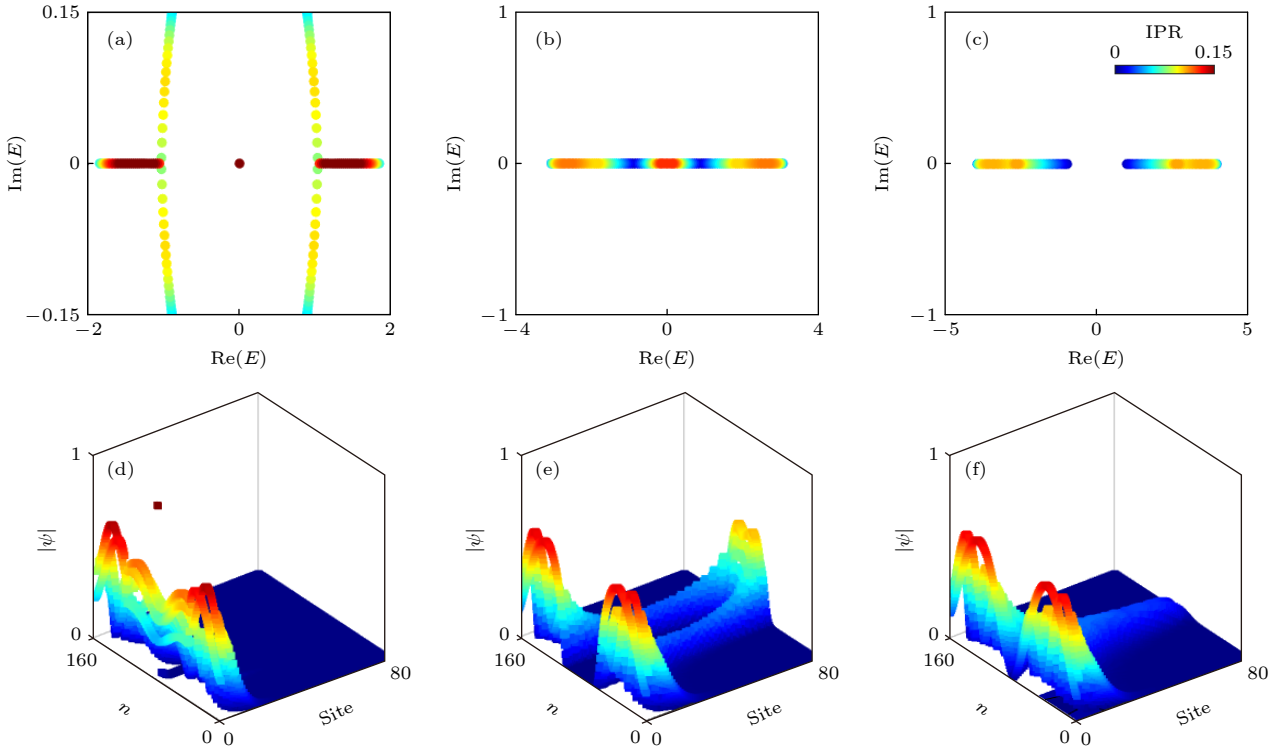


图 1 (a)–(c) 拓扑非平凡态, 临界和拓扑平凡态的能谱. 颜色表示能量对应的波函数的 IPR. 参数为 (a) $t_1 = 0.4$; (b) $t_1 = 1.58$; (c) $t_1 = 2.5$. (d)–(f) 分别对应图 (a)–(c) 中所有本征态在空间的分布. 其余的参数为: $\gamma = 0.4$, 系统的尺寸 L 为 80

Fig. 1. (a)–(c) The eigenenergies of topological nontrivial, critical and topological trivial phases with different parameters: (a) $t_1 = 0.4$; (b) $t_1 = 1.58$; (c) $t_1 = 2.5$. The color denotes the IPR of the eigenstates corresponding to the eigenenergies. (d)–(f) The corresponding eigenstates in real space for Figure (a)–(c), respectively. The remaining parameter is $\gamma = 0.4$. The length of the lattice is 80.

参与率最大; 当 t_1 增大, 平均逆参与率减小到一个有限值. 图 2(b) 给出了不同 t_1 时 MIPR 随系统尺寸变化的关系. 为了进行对比, 也给出了非厄米强度为零 (绿线) 的结果. 图 2(b) 显示平均逆参与率与系统尺寸的逆成线性关系. 非厄米系统中, 当尺寸增大时, 系统的平均逆参与率趋于一个有限值. 这表明系统的趋肤效应不会随着尺寸增大而减弱. 当非厄米强度为零时 ($\gamma = 0$), 平均逆参与率的值会因尺寸 L 趋向于无穷而趋向于 0. 也就是说, 厄米系统的波函数是扩展态, 系统没有趋肤效应.

2016 年, Lee^[66] 发现在非厄米问题中加入拓扑后可能会出现分数化的拓扑数并对应病态边缘态 (defective edge states, DESs). 后来, Yao 和 Wang^[31] 指出非布洛赫拓扑不变量可以描述非厄米拓扑系统的拓扑性质, 根据非布洛赫体边对应关系, 大家预言两个边缘态可以分别位于系统两侧或者都位于系统一侧 (左或右), 但根据数值计算, 会出现某一侧边缘态消失即左边缘态和右边缘态重合的情况, 也就是“病态” (defective) 现象, 则该边缘态被

命名为病态边缘态. DES 是一个可以局域在一维非厄米拓扑系统的左边界或右边界的零模^[67,68]. Wang 等^[67] 给出了预测边缘态是否存在以及边缘态个数是否变得“病态”的方法. 为了准确地研究病态边缘态, 可以计算体边对应率 (bulk-boundary correspondence ratio, R_{BBC}):

$$R_{\text{BBC}} = 1 - \frac{|\langle \psi_+ | \psi_- \rangle|}{2}. \quad (4)$$

$|\psi_{\pm}\rangle$ 是两个边缘态并且满足自归一化条件: $|\langle \psi_{\pm} | \psi_{\pm} \rangle| \equiv 1$. 两个边缘态的相似度由 $|\langle \psi_+ | \psi_- \rangle|$ 决定. R_{BBC} 是一个描述边缘状态数异常的量, 如果 R_{BBC} 等于 0.5, 此时存在 DES 现象, 如果 R_{BBC} 等于 1, 则不存在 DES 现象.

如图 3(a) 的相图所示, 拓扑零模态的 R_{BBC} 都等于 0.5, 这说明此时存在 DES. 为了便于比较, 给这个非厄米系统增加了一个微扰 Δ , 因此本征值的简并性被破坏, 此时 $|\langle \psi_+ | \psi_- \rangle| = 0$, 所以 R_{BBC} 会迅速增大到 1 (见图 3(b)). 因此, 此时 DES 现象在微扰下变得不稳定, 会迅速消失.

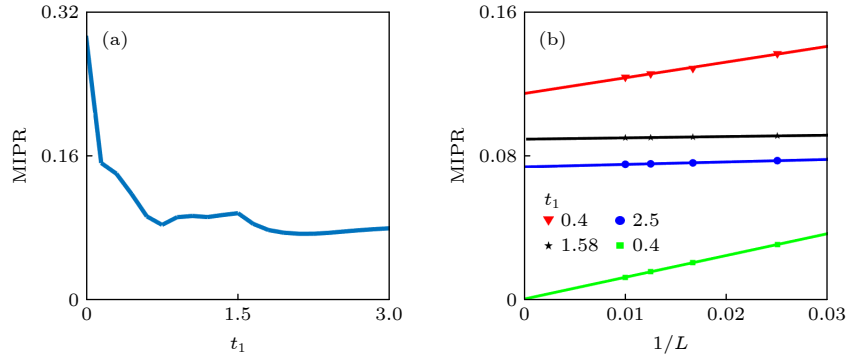


图 2 (a) 平均逆参与率 (MIPR) 随参数 t_1 变化. 参数为 $\gamma = 0.4$, $L = 80$. (b) 平均逆参与率与晶格尺寸 L 的标度. 绿色线对应 $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0$. 其他颜色的线分别对应不同的 t_1 , $\gamma = 0.4$

Fig. 2. (a) MIPR varies with t_1 , other parameters are $\gamma = 0.4$ and $L = 80$; (b) finite-size scaling of MIPR for different t_1 . The green line corresponds to $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0$, and the other lines correspond to different t_1 with $\gamma = 0.4$.

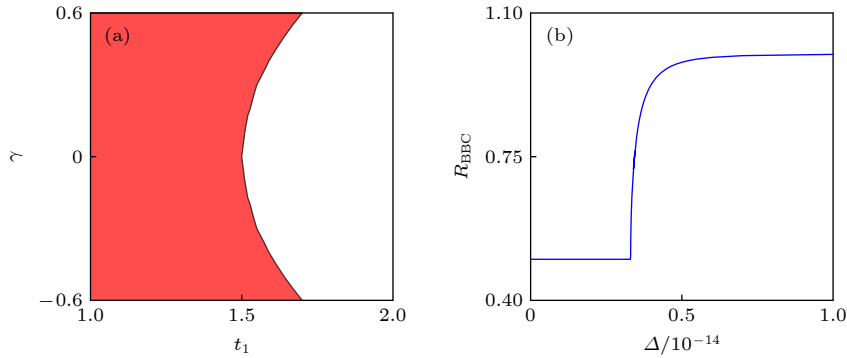


图 3 (a) t_1 - γ 平面的相图. 红色为拓扑相区域, 体边对应率是 0.5, 此时存在 DES. (b) 体边对应率随微扰大小变化. 当微扰为零时, R_{BBC} 为 0.5, 当微扰增大时, R_{BBC} 迅速增加到 1. 其余参数为 $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$ 以及 $L = 80$

Fig. 3. (a) Phase diagram in t_1 - γ plane. The phase is topological nontrivial in the red regions, where the value of BBC ratio is 0.5. And there exists DES. (b) R_{BBC} varies with the disturbance Δ . When the disturbance is zero, the value of R_{BBC} is 0.5, and when the disturbance increases, the value of R_{BBC} jumps to 1. The remaining parameters are $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$ and $L = 80$.

4 无序对非厄米趋肤效应的影响

为了研究无序对非厄米系统趋肤效应的影响^[23,42], 研究系统在开边界条件, 选取的参数: $t_2 = 1.2$, $t_3 = 0.3$. 首先, 研究了系统的复数能谱随无序强度的变化情况 (见图 4(a) 和图 4(b)). 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 无序强度为零时, 系统存在拓扑零能. 当引入无序以后, 随着无序的增大, 虽然系统的能隙将会减小, 但是拓扑零能 (红线) 依然稳定. 所以弱无序只是减小了系统的能隙, 并没有破坏拓扑零能的稳定性. 当无序增强到能隙消失时, 系统的拓扑零能将会消失. 因此, 强无序会破坏系统的拓扑, 拓扑非平凡态将会变成拓扑平凡态. 另外, 当无序强度增大时, 系统虚能量的带宽将会减小.

非厄米系统的能谱不仅会塌缩, 而且还存在非厄米趋肤效应: 开放边界系统的本征态都以指数衰

减的形式局域在系统的边界附近^[47]. 为了研究无序对非厄米趋肤效应以及拓扑边缘态的影响, 在拓扑非平凡态中引入不同强度的无序 (见图 4(c)—(e)). 选择的参数分别为: (c) $d = 0$, (d) $d = 0.5$, (e) $d = 1$. 图 4(c) 是不存在无序时候, 系统的所有体态 (黑线) 和拓扑边缘态 (红线). 非厄米系统存在非厄米趋肤效应, 系统的所有本征态 (包括拓扑边缘态) 都局域在系统的边界. 当引入无序以后 (见图 4(d)), 系统的拓扑边缘态依然局域在系统的边界上, 其局域程度不受无序的影响. 所以结合前面拓扑零能的结果, 弱无序不会破坏非厄米系统拓扑零能及其对应的拓扑边缘态的稳定性. 但是发现非厄米系统体态的局域程度被压制了. 引入无序以后, 系统的体态向体内扩展, 非厄米趋肤效应迅速受到的压制. 进一步增强无序的强度 (见图 4(e)), 拓扑边缘态不受影响, 但是体态已经扩展到整个体内. 此时, 虽然系统的拓扑性质没有被破坏, 但是

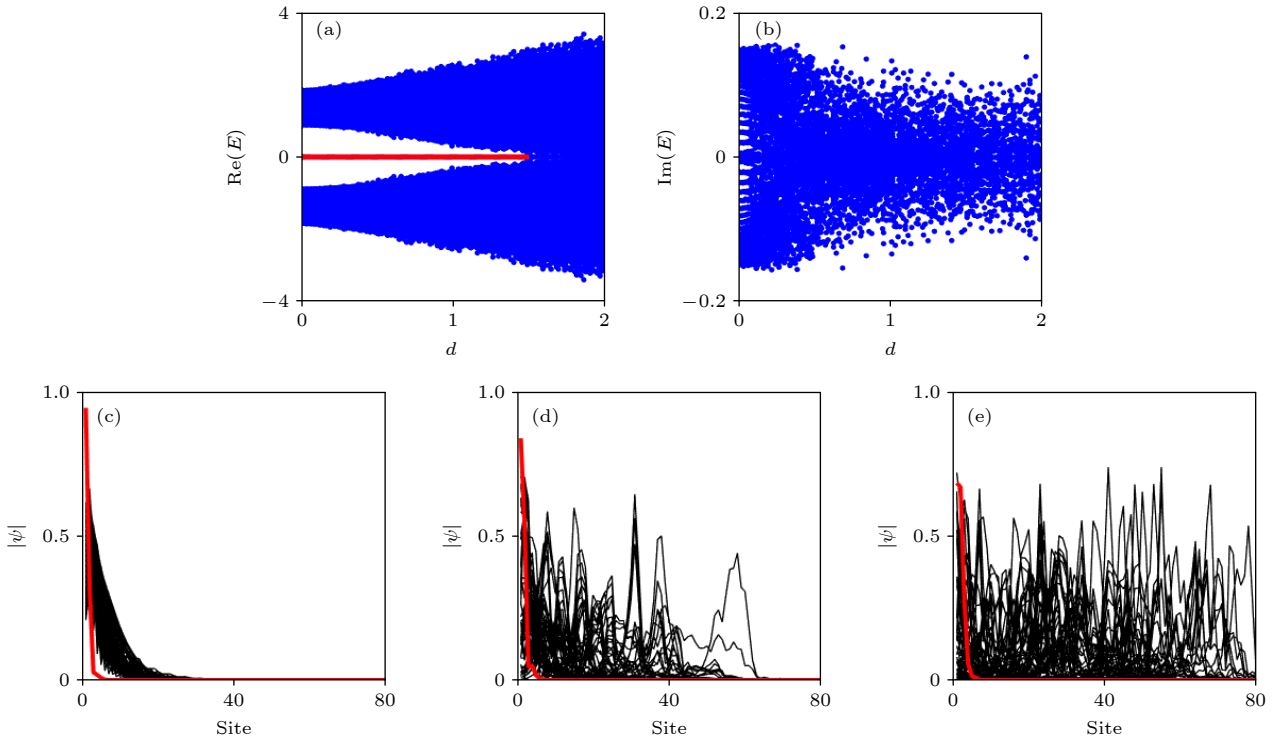


图 4 (a), (b) 开边界条件下的能谱. 红色点表示拓扑零能, 蓝色表示体态本征能量. (c)—(e) 不同无序强度 d 下的波函数. 黑色线表示体态的波函数, 红色线表示拓扑零能对应的拓扑边缘态的波函数. 无序强度分别为 (c) $d = 0$, (d) $d = 0.5$, (e) $d = 1$. 其余参数为 $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$ 以及 $L = 80$.

Fig. 4. (a), (b) Energy spectra under the open boundary condition. The red dots are topological zero-mode. (c)–(e) The eigenstate wave functions with different disorders d . The black curves are the bulk-state wave functions and the red curves are the zero-mode wave functions. The disorder strength is: (c) $d = 0$, (d) $d = 0.5$, (e) $d = 1$. The remaining parameters are $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$ and $L = 80$.

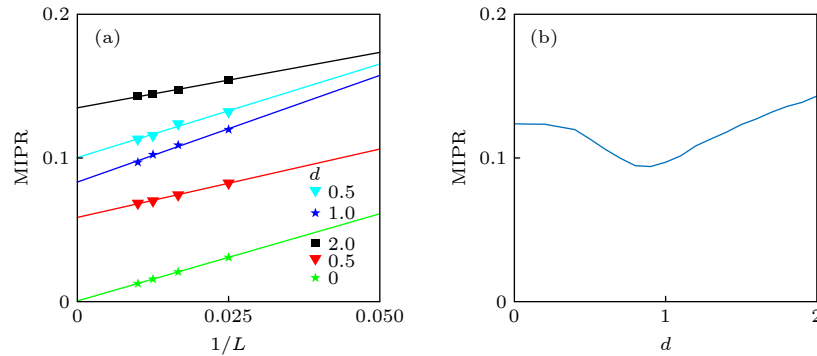


图 5 (a) 平均逆参与率与晶格尺寸 L 的标度. 所有线对应 $t_1 = 0.4$. 其中绿色线对应 $d = 0$, $\gamma = 0$. 红色线对应 $d = 0.5$, $\gamma = 0$. 其他颜色的线分别对应不同的 d , $\gamma = 0.4$. (b) 平均逆参与率 (MIPR) 随无序强度 d 变化. 参数为 $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$, $L = 100$

Fig. 5. (a) Finite-size scaling of MIPR for different d . All the lines correspond to $t_1 = 0.4$. The green line corresponds to $d = 0$, $\gamma = 0$ and the red line corresponds to $d = 0.5$, $\gamma = 0$. The other lines correspond to different d with $\gamma = 0.4$. (b) MIPR varies with d , other parameters are $t_1 = 0.4$, $\gamma = 0.4$ and $L = 100$.

系统的非厄米趋肤效应被无序完全压制了. 非厄米趋肤效应对同位无序表现出了脆弱性. 因此, 无序可以破坏非厄米系统的非厄米趋肤效应.

由于无序的存在, 晶格的周期性被破坏, 电子的波函数不再能扩展到整个晶体中, 而是在空间中按照指数形式衰减, 形成安德森局域现象^[69].

图 5(a) 给出了不同 d 时 MIPR 随系统尺寸变化的关系. 为了进行对比, 也给出了非厄米强度为零 (绿线和红线) 的结果. 没有引入无序, 则 MIPR 会因尺寸 L 趋向于无穷而趋向于 0 (绿线), 但无序的引入会让 MIPR 最后趋于有限值 (红线). 因此, 无序的引入让厄米系统表现出了安德森局域化现象.

引入无序后的非厄米系统, 当尺寸增大时, 系统的 MIPR 也会趋于一个有限值, 这表明系统的安德森局域化现象不会随着尺寸增大而减弱.

为了直观地展现引入无序后系统中非厄米趋肤效应和安德森局域现象的竞争, 图 5(b) 给出了这个系统平均逆参与率随无序强度 d 的变化情况. 如图 5(b) 所示, 在无序强度较小时, 系统的非厄米趋肤效应迅速受到压制, 系统 MIPR 减小. 进一步增强无序强度, 系统的非厄米趋肤效应被无序完全压制了, 但强无序诱导出安德森局域化现象, 所以系统 MIPR 重新变大.

5 结论与讨论

综上所述, 通过逆参与率和平均逆参与率分析了非厄米系统本征态的局域情况和非厄米趋肤效应. 发现平均逆参与率与系统尺寸的逆成线性关系, 并且在热力学极限下趋于有限值. 还通过体边对应率分析了此系统的边界态性质. 此外, 还研究了同位无序对非厄米系统的本征态局域性影响. 发现, 无序会压制系统的能隙和虚部能量. 弱无序情况下, 虽然拓扑边界态的局域性不会受到无序的影响. 但是体态的局域性会极大的受到无序的压制, 并迅速扩展到整个系统. 在强无序情况下, 系统的能隙将会被关闭, 此时系统的拓扑性质也会被破坏.

参考文献

- [1] Bansil A, Lin H, Das T 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021004
- [2] Moore J E, Balents L 2007 *Phys. Rev. B* **75** 121306
- [3] Fu L, Kane C L, Mele E J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 106803
- [4] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [5] Chen Z J, Ning X J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2683 (in Chinese) [陈增军, 宁西京 2003 物理学报 **52** 2683]
- [6] Chiu C K, Teo J C Y, Schnyder A P, Ryu S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035005
- [7] Wang H F, Xie B Y, Zhan P, Lu M H, Chen Y F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 224206 (in Chinese) [王洪飞, 解碧野, 詹鹏, 卢明辉, 陈延锋 2019 物理学报 **68** 224206]
- [8] Sun K H, Yi W 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 230309 (in Chinese) [孙孔浩, 易为 2021 物理学报 **70** 230309]
- [9] Shen R C, Zhang G Q, Wang Y P, You J Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 230305 (in Chinese) [沈瑞昌, 张国强, 王逸璞, 游建强 2019 物理学报 **68** 230305]
- [10] Wang X Y, Wang Y F, Zheng W H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 024202 (in Chinese) [王学友, 王宇飞, 郑婉华 2020 物理学报 **69** 024202]
- [11] Zhou L W, Han W Q 2021 *Chin. Phys. B* **30** 100308
- [12] Zhang S M, Jin L, Song Z 2022 *Chin. Phys. B* **31** 010312
- [13] Wang J H, Tao Y L, Xu Y 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 010301
- [14] Cheng Z, Yu Z H 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 070302
- [15] Li L, Lee C H, Mu S, Gong J 2020 *Nat. Commun.* **11** 5491
- [16] Lee C H, Li L, Thomale R, Gong J 2020 *Phys. Rev. B* **102** 085151
- [17] Liu J S, Han Y Z, Liu C S 2020 *Chin. Phys. B* **29** 010302
- [18] Okuma N, Kawabata K, Shiozaki K, Sato M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 086801
- [19] Longhi S 2019 *Phys. Rev. Res.* **1** 023013
- [20] Wang H, Ruan J, Zhang H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 075130
- [21] Jiang H, Lang L J, Yang C, Zhu S L, Chen S 2019 *Phys. Rev. B* **100** 54301
- [22] Zeng Q B, Xu Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033052
- [23] Liu T, Zhang Y R, Ai Q, Gong Z, Kawabata K, Ueda M, Nori F 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 076801
- [24] Lee C H, Longhi S 2020 *Commun. Phys.* **3** 147
- [25] Lee C H, Thomale R 2019 *Phys. Rev. B* **99** 201103
- [26] Deng T S, Yi W 2019 *Phys. Rev. B* **100** 035102
- [27] Song F, Yao S, Wang Z 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 246801
- [28] Kawabata K, Shiozaki K, Ueda M, Sato M 2019 *Phys. Rev. X* **9** 041015
- [29] Yang Z, Zhang K, Fang C, Hu J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 226402
- [30] Longhi S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 066602
- [31] Yao S, Wang Z 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 086803
- [32] Zhang K, Yang Z, Fang C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 126402
- [33] Yokomizo K, Murakami S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 066404
- [34] Yao S, Song F, Wang Z 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 136802
- [35] Ghatak A, Das T 2019 *J. Phys. Condens. Matter* **31** 263001
- [36] Jin L, Song Z 2019 *Phys. Rev. B* **99** 081103
- [37] Kawabata K, Shiozaki K, Ueda M 2018 *Phys. Rev. B* **98** 165148
- [38] Shen H, Zhen B, Fu L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 146402
- [39] Kunst F K, Edvardsson E, Budich J C, Bergholtz E J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 026808
- [40] Cao P C, Peng Y G, Li Y, Zhu X F 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 057801
- [41] Bergholtz E J, Budich J C, Kunst F K 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 015005
- [42] Araki H, Yoshida T, Hatsugai Y 2021 *J. Phys. Soc. Jpn.* **90** 053703
- [43] Luo X W, Zhang C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 073601
- [44] Yi Y, Yang Z 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 186802
- [45] Fu Y, Hu J, Wan S 2021 *Phys. Rev. B* **103** 045420
- [46] Cao Y, Li Y, Yang X 2021 *Phys. Rev. B* **103** 075126
- [47] Hu Y M, Song F, Wang Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 230307
- [48] Helbig T, Hofmann T, Imhof S, Abdelghany M, Kiessling T, Molenkamp L W, Lee C H, Szameit A, Greiter M, Thomale R 2020 *Nature Phys.* **16** 747
- [49] Weidemann S, Kremer M, Helbig T, Hofmann T, Stegmaier A, Greiter M, Thomale R, Szameit A 2020 *Science* **368** 311
- [50] Gou W, Chen T, Xie D, Xiao T, Deng T S, Gadway B, Yi W, Yan B 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 070402
- [51] Yoshida T, Mizoguchi T, Hatsugai Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 022062
- [52] Mandal S, Banerjee R, Ostrovskaya E A, Liew T C H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 123902
- [53] Gao P, Willatzen M, Christensen J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 206402
- [54] Zhu X, Wang H, Gupta S K, Zhang H, Xie B, Lu M, Chen Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013280
- [55] Hofmann T, Helbig T, Schindler F, Salgo N, Brzezińska M, Greiter M, Kiessling T, Wolf D, Vollhardt A, Kabaši A, Lee

- C H, Bilusic A, Thomale R, Neupert T 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 023265
- [56] Brandenbourger M, Locsin X, Lerner E, Coulais C 2019 *Nat. Commun.* **10** 4608
- [57] Rosa M I N, Ruzzene M 2020 *New J. Phys.* **22** 053004
- [58] Zhong J, Wang K, Park Y, Asadchy V, Wojcik C C, Dutt A, Fan S 2021 *Phys. Rev. B* **104** 125416
- [59] Zhang L, Yang Y, Ge Y, Guan Y J, Chen Q, Yan Q, Chen F, Xi R, Li Y, Jia D, Yuan S Q, Sun H X, Chen H, Zhang B 2021 *Nat. Commun.* **12** 6297
- [60] Xiao L, Deng T, Wang K, Zhu G, Wang Z, Yi W, Xue P 2020 *Nat. Phys.* **16** 761
- [61] Wu H, An J H 2020 *Phys. Rev. B* **102** 041119
- [62] Rudner M S, Lindner N H, Berg E, Levin M 2013 *Phys. Rev. X* **3** 031005
- [63] Yao S, Yan Z, Wang Z 2017 *Phys. Rev. B* **96** 195303
- [64] Li T Y, Zhang Y S, Yi W 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 030301
- [65] Zhai L J, Huang G Y, Yin S 2021 *Phys. Rev. B* **104** 014202
- [66] Lee T E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 133903
- [67] Wang X R, Guo C X, Kou S P 2020 *Phys. Rev. B* **101** 121116
- [68] Wang X R, Guo C X, Du Q, Kou S P 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 117303
- [69] Anderson P W 1958 *Phys. Rev.* **109** 1492

Skin effect in disordered non-Hermitian Su-Schrieffer-Heeger

Liu Jia-Lin Pang Ting-Fang Yang Xiao-Sen Wang Zheng-Ling[†]

(Department of Physics, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

(Received 10 June 2022; revised manuscript received 11 July 2022)

Abstract

In recent years, a large number of novel phenomena such as the breakdown of conventional bulk-boundary correspondence and non-Hermitian skin effect, have emerged in non-Hermitian systems. In this work, we investigate the localization of the eigenstates and the non-Hermitian skin effect of the disordered non-Hermitian Su-Schrieffer-Heeger (SSH) model by inverse participation rate (IPR) and average inverse participation rate (MIPR). We also investigate the bulk-boundary correspondence ratio of the system. Based on the above, we further investigate the effect of disorder on the non-Hermitian skin effect and the topological properties of the NH system. We find that the disorder does not destroy the localization of the topological edge state due to the protection from the topology of the system. But the eigenstates of bulk are greatly affected by the disorder. In the presence of disorder, the eigenstates of the bulk will rapidly extend into the bulk. Thus, the non-Hermitian skin effect is vulnerable to the disorder. When the disorder is enhanced, the non-Hermitian skin effect will be greatly suppressed. We also show that the disorder will reduce the energy gap and imaginary energy of the system. Our study contributes to the further understanding of the non-Hermitian skin effect.

Keywords: non-Hermitian skin effect, disorder, inverse participation ratio

PACS: 74.62.En, 73.43.Nq, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.71.20221151

[†] Corresponding author. E-mail: zlwang@ujs.edu.cn

无序非厄米Su-Schrieffer-Heeger中的趋肤效应

刘佳琳 庞婷方 杨孝森 王正岭

Skin effect in disordered non-Hermitian Su-Schrieffer-Heeger

Liu Jia-Lin Pang Ting-Fang Yang Xiao-Sen Wang Zheng-Ling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 227402 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221151

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221151>

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

畴壁系统中的非厄米趋肤效应

Non-Hermitian skin effect in a domain-wall system

物理学报. 2022, 71(17): 170306 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221087>

基于Aharonov-Bohm笼的非厄米趋肤效应抑制现象

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

物理学报. 2022, 71(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220978>

一维对称非厄米自旋轨道耦合Su-Schrieffer-Heeger模型的拓扑性质

Topological properties of the one-dimensional γ -symmetric non-Hermitian spin-orbit-coupled Su-Schrieffer-Heeger model

物理学报. 2022, 71(17): 177302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220796>

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>

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>

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>