

量子点-Su-Schrieffer-Heeger 原子链系统的电子输运特性*

张蓝云¹⁾²⁾ 薛海斌^{1)2)†} 陈彬²⁾ 陈建宾²⁾ 邢丽丽²⁾

1) (太原理工大学新材料界面科学与工程教育部重点实验室, 太原 030024)

2) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

(2019年12月11日收到; 2020年1月30日收到修改稿)

Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 原子链是典型的具有拓扑边缘态的一维系统, 并且已在光子和冷原子系统中实验实现. 本文在紧束缚近似下, 利用传输矩阵方法研究了量子点-SSH 原子链系统的电子输运特性, 这里, 量子点的作用是调节 SSH 原子链与电极的隧穿耦合强度. 当量子点与 SSH 原子链弱耦合时, 量子点-SSH 原子链系统的四重简并边缘态对应 SSH 原子链存在边缘态的情形, 而其二重简并边缘态对应 SSH 原子链不存在边缘态的情形; 当量子点与 SSH 原子链强耦合时, 其边缘态仅在胞内跳跃振幅大于胞间跳跃振幅情形下存在, 此时, SSH 原子链不存在边缘态. 尤其是, 当量子点-SSH 原子链系统与外加电极之间为强隧穿耦合时, 其边缘态的电子共振透射峰的个数将减少 2, 例如: 对于四重简并的边缘态, 即 SSH 原子链存在边缘态的情形, 其电子共振透射峰的个数将变为 2; 而对于二重简并的边缘态, 即 SSH 原子链不存在边缘态的情形, 其电子的共振透射峰将消失. 因而, 可以通过调节量子点与 SSH 原子链、外加电极之间的隧穿耦合强度, 观察边缘态电子共振透射峰的个数变化情况来判断 SSH 原子链是否处于非平庸拓扑态.

关键词: 边缘态, Su-Schrieffer-Heeger 原子链, 透射率

PACS: 73.23.-b, 73.20.-r, 71.23.An, 74.25.Jb

DOI: 10.7498/aps.69.20191871

1 引言

Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 原子链是具有拓扑特性的最简单系统^[1,2], 且在实验上已经利用光子^[3,4]和冷原子^[5]系统实现. 尤其是, 在 SSH 原子链系统中, 其受拓扑保护的边缘态^[6]对局部缺陷和系统的无序具有很强的鲁棒性, 因而在自旋电子器件和低功耗器件中具有潜在的应用价值^[7]. 因此, 如何从理论^[8-18]和实验上^[19-22]确定 SSH 原子链拓扑边缘态的存在成为凝聚态物理中的重要课题之一. 其中, 通过研究 SSH 原子链的电子输运特性

对其边缘态的依赖关系, 从而确定边缘态存在的电子输运特性成为一个重要研究课题. 例如, SSH 原子链的电子透射率、电流散粒噪声和电导表现出新奇的奇偶性^[23]. 在直流偏置电压下, SSH 原子链能量分辨地传输、电流和散粒噪声可以用来探测其非平庸拓扑态^[24]; 而在交流电场驱动下, 电流的散粒噪声可以用来测量其拓扑相图^[25]. 但是, SSH 原子链与电极之间的隧穿耦合强度对其边缘态电子输运特性的影响, 特别是, SSH 原子链与电极处于强隧穿耦合区域时, 边缘态与其电子输运特性的关系, 尚未被揭示.

在本文中, 利用紧束缚近似和传输矩阵方法^[26]

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504258, 11805140)、山西省应用基础研究计划项目 (批准号: 201601D011015, 201801D221021, 201801D221031) 和山西省高等学校优秀青年学术带头人支持计划 (163220120-S) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuehaibin@tyut.edu.cn

研究了量子点-SSH 原子链系统的电子输运性质, 并确定其输运性质与 SSH 原子链边缘态之间的关系. 与 SSH 原子链直接与两个电极耦合的情形相比, 将 SSH 原子链的左、右端与两个量子点耦合, 可以通过 SSH 原子链与两个量子点之间的隧穿耦合强度和两个量子点与外加电极之间的隧穿耦合强度两个参数, 调节 SSH 原子链与两个电极的隧穿耦合强度, 为研究 SSH 原子链边缘态的鲁棒性, 尤其是, 基于电子输运特性如何确定 SSH 原子链边缘态的存在提供一个可选择的方案. 在量子点-SSH 原子链系统中, 当量子点与 SSH 原子链弱耦合时, 在 SSH 原子链存在边缘态的情形下, 量子点-SSH 原子链系统的边缘态为四重简并, 而在 SSH 原子链不存在边缘态的情形下, 其边缘态为二重简并. 当量子点与 SSH 原子链强耦合时, 量子点-SSH 原子链系统的边缘态仅在胞内跳跃振幅大于胞间跳跃振幅情形下存在且为二重简并, 但是, 此时 SSH 原子链不存在边缘态. 研究表明, 量子点与 SSH 原子链、两个电极之间的隧穿耦合强度对其边缘态电子共振透射峰的个数起决定性作用, 此特性可以用来判断 SSH 原子链是否处于非平庸拓扑态.

2 物理模型与研究方法

2.1 物理模型

本文考虑的物理模型为量子点-SSH 原子链系统和两个外加电极耦合, 如图 1 所示, 整个系统的哈密顿量可以表示为

$$H = H_{\text{QD-SSH}} + H_L + H_R + H_T. \quad (1)$$

(1) 式中右边第一项为量子点-SSH 原子链的哈密

顿量

$$\begin{aligned} H_{\text{QD-SSH}} = & \tau d_L^\dagger d_{1A} + \tau d_{1A}^\dagger d_L + v \sum_n^N \left(d_{nA}^\dagger d_{nB} + d_{nB}^\dagger d_{nA} \right) \\ & + \omega \sum_n^{N-1} \left(d_{nB}^\dagger d_{n+1,A} + d_{n+1,A}^\dagger d_{nB} \right) \\ & + \tau d_{NB}^\dagger d_R + \tau d_R^\dagger d_{NB}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $d_{n\alpha}^\dagger$ ($d_{n\alpha}$) 是第 n 个原胞中 α ($\alpha = A, B$) 原子的产生 (湮灭) 算符, d_β^\dagger (d_β) 为 β ($\beta = L, R$) 量子点的产生 (湮灭) 算符, τ 为量子点与 SSH 原子链之间的隧穿耦合强度, v 为胞内跳跃振幅, ω 为胞间跳跃振幅, N 为原胞数目.

(1) 式中右边第二项和第三项分别表示左电极 (源极) 和右电极 (漏极) 的哈密顿量:

$$H_L = t_0 \sum_{j=-\infty}^{-1} \left(a_j^\dagger a_{j-1} + a_{j-1}^\dagger a_j \right), \quad (3)$$

$$H_R = t_0 \sum_{j=1}^{\infty} \left(a_j^\dagger a_{j+1} + a_{j+1}^\dagger a_j \right), \quad (4)$$

其中, a_j^\dagger (a_j) 是导线上第 j 个原子的产生 (湮灭) 算符, t_0 是导线上最近邻两个原子之间的跳跃振幅.

(1) 式中第四项表示左右电极与量子点-SSH 原子链系统之间的隧穿耦合哈密顿量:

$$H_T = t_L a_{-1}^\dagger d_L + t_L d_L^\dagger a_{-1} + t_R d_R^\dagger a_1 + t_R a_1^\dagger d_R, \quad (5)$$

其中, t_L 和 t_R 分别是左、右导线与量子点-SSH 原子链系统之间的隧穿耦合强度.

2.2 研究方法

下面采用传输矩阵方法计算电子通过量子点-SSH 原子链系统的透射率. 首先, 将整个系统的波函数 ψ 按照每个“格点”的瓦尼尔态函数展开, 可得:

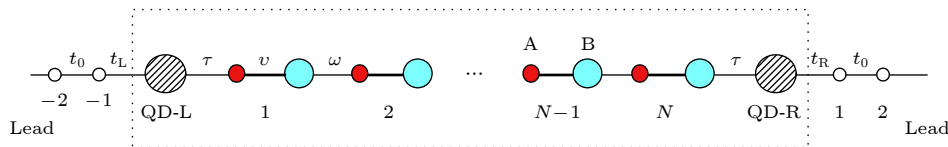


图 1 量子点-SSH 原子链系统的示意图. 其中, 空心圆为电极上的原子, 阴影圆表示量子点, 红色圆表示 A 原子, 蓝色圆表示 B 原子. t_0 是电极上最近邻两个原子之间的跳跃振幅, t_η ($\eta = L, R$) 表示导线与量子点之间的隧穿耦合强度, τ 为量子点与 SSH 原子链之间的隧穿耦合强度, v 为胞内的跳跃振幅, ω 为胞间的跳跃振幅, N 为原胞数目

Fig. 1. Schematic of the considered quantum dot-SSH chain hybrid system. The hollow circles denote atoms on the leads, the shadow circles are the quantum dots, red circles are the A atoms, the blue circles represent the B atoms. t_0 is the hopping amplitude between the two nearest-neighbor atoms on the leads. t_η ($\eta = L, R$) describes the strength of tunneling coupling between the lead- η and quantum dot- η , τ is the strength of tunneling coupling between quantum dot and SSH chain, v and ω denote the intra-cell and inter-cell hopping amplitudes, respectively. N is the number of unit cells.

$$\begin{aligned} \psi = & \sum_{j=-\infty}^{-1} a_{j,k} |j\rangle + \sum_{j=1}^{\infty} a_{j,k} |j\rangle + d_{L,k} |L\rangle \\ & + \sum_{n=1}^N (d_{n,A,k} |n, A\rangle + d_{n,B,k} |n, B\rangle) \\ & + d_{R,k} |R\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

其中: $a_{j,k}$ ($j \leq -1$)、 $d_{n,\alpha,k}$ 、 $a_{j,k}$ ($j \geq 1$) 分别是左电极、SSH 原子链、右电极原子瓦尼尔态函数的几率幅; $d_{L,k}$ 和 $d_{R,k}$ 分别是左、右两个量子点瓦尼尔态函数的几率幅. 这里, k 为入射电子的波矢, 入射电子的能量 $E = 2t_0 \cos ka$, 其中, 电极上原子的位置能 ε_0 已选取为 0, 电极上最近邻两个原子之间的跳跃振幅 t_0 选取为 1, 晶格常数 a 为 1.

为方便计算, 将左、右电极上第 j 个原子的几率幅写成如下平面波的形式:

$$a_{j,k} = e^{ikj} + r e^{-ikj}, \quad j \leq -1, \quad (7)$$

$$a_{j,k} = t e^{ikj}, \quad j \geq 1, \quad (8)$$

其中, r 和 t 分别是反射和透射的几率幅. 将系统的哈密顿量 (1) 式和波函数 (6) 式代入薛定谔方程 $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$, 令方程两边相同瓦尼尔态函数的系数相等, 可以得到下面一系列的方程组:

$$\begin{cases} t_0 a_{-2,k} + t_L d_{L,k} = E a_{-1,k}, \\ \tau d_{1,A,k} + t_L a_{-1,k} = E d_{L,k}, \\ \tau d_{L,k} + v d_{1,B,k} = E d_{1,A,k}, \\ v d_{n-1,A,k} + \omega d_{n,A,k} = E d_{n-1,B,k}, \quad n \geq 2, \\ v d_{n,B,k} + \omega d_{n-1,B,k} = E d_{n,A,k}, \quad n \geq 2, \\ v d_{N,A,k} + \tau d_{R,k} = E d_{N,B,k}, \\ \tau d_{N,B,k} + t_R a_{1,k} = E d_{R,k}, \\ t_R d_{R,k} + t_0 a_{2,k} = E a_{1,k}. \end{cases} \quad (9)$$

利用传输矩阵方法, 可将 (9) 式写成如下形式:

$$\begin{pmatrix} a_{1,k} \\ d_{R,k} \end{pmatrix} = \mathbf{P} \begin{pmatrix} d_{L,k} \\ a_{-1,k} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中,

$$\mathbf{P} = \mathbf{M}(\mathbf{R}) \mathbf{M}(\mathbf{B}) \mathbf{M}^{N-1} \mathbf{M}(\mathbf{A}) \mathbf{M}(\mathbf{L}), \quad (11)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{R}) = \begin{pmatrix} \frac{E}{t_R} & -\frac{\tau}{t_R} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \frac{E}{\tau} & -\frac{v}{\tau} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \frac{E}{v} & -\frac{\omega}{v} \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{\omega} & -\frac{v}{\omega} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{A}) = \begin{pmatrix} \frac{E}{v} & -\frac{\tau}{v} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{L}) = \begin{pmatrix} \frac{E}{\tau} & -\frac{t_L}{\tau} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

因而, (9) 式可进一步简化为如下形式:

$$\begin{cases} t_0 a_{-2,k} + t_L d_{L,k} = E a_{-1,k}, \\ a_{1,k} = P_{11} d_{L,k} + P_{12} a_{-1,k}, \\ d_{R,k} = P_{21} d_{L,k} + P_{22} a_{-1,k}, \\ t_R d_{R,k} + t_0 a_{2,k} = E a_{1,k}. \end{cases} \quad (17)$$

另外, 由 (7) 式和 (8) 式可得

$$\begin{cases} a_{-1,k} = e^{-ik} + r e^{ik}, \\ a_{-2,k} = e^{-2ik} + r e^{2ik}, \\ a_{1,k} = t e^{ik}, \\ a_{2,k} = t e^{2ik}. \end{cases} \quad (18)$$

将方程 (18) 代入方程 (17), 可求出量子点-SSH 原子链系统的透射率

$$T = |t|^2. \quad (19)$$

3 数值结果与讨论

3.1 量子点-SSH 原子链系统的能谱图

对于 SSH 原子链, 其边缘态在胞内跳跃振幅 v 小于胞间跳跃振幅 ω 情形下, 即 $v < \omega$ 情形下存在, 如图 2(a) 所示. 在量子点-SSH 原子链系统中, 其边缘态性质依赖于量子点与 SSH 原子链的隧穿耦合强度. 当量子点与 SSH 原子链处于弱隧穿耦合区域时, 例如, $\tau = 0.01$, 边缘态在不同区域具有不同的简并度, 如图 2(b) 所示. 当量子点与 SSH 原子链处于强隧穿耦合区域时, 例如, $\tau = 1.00$, 边缘态仅在 $v > \omega$ 情形下存在, 如图 2(c) 所示. 为了确定边缘态及其简并度, 图 3 给出了 SSH 原子链和量子点-SSH 原子链系统的边缘态, 即零能本征值对应的波函数在每个格点位置上的几率分布, 这里, 零能本征态记为 φ_μ , 其中 μ 为边缘态的态指标.

当量子点与 SSH 原子链弱耦合时, 即 $\tau = 0.01$, 在 $v < \omega$ 情形下, 例如, $v = 0.50$, 其零能本征态为

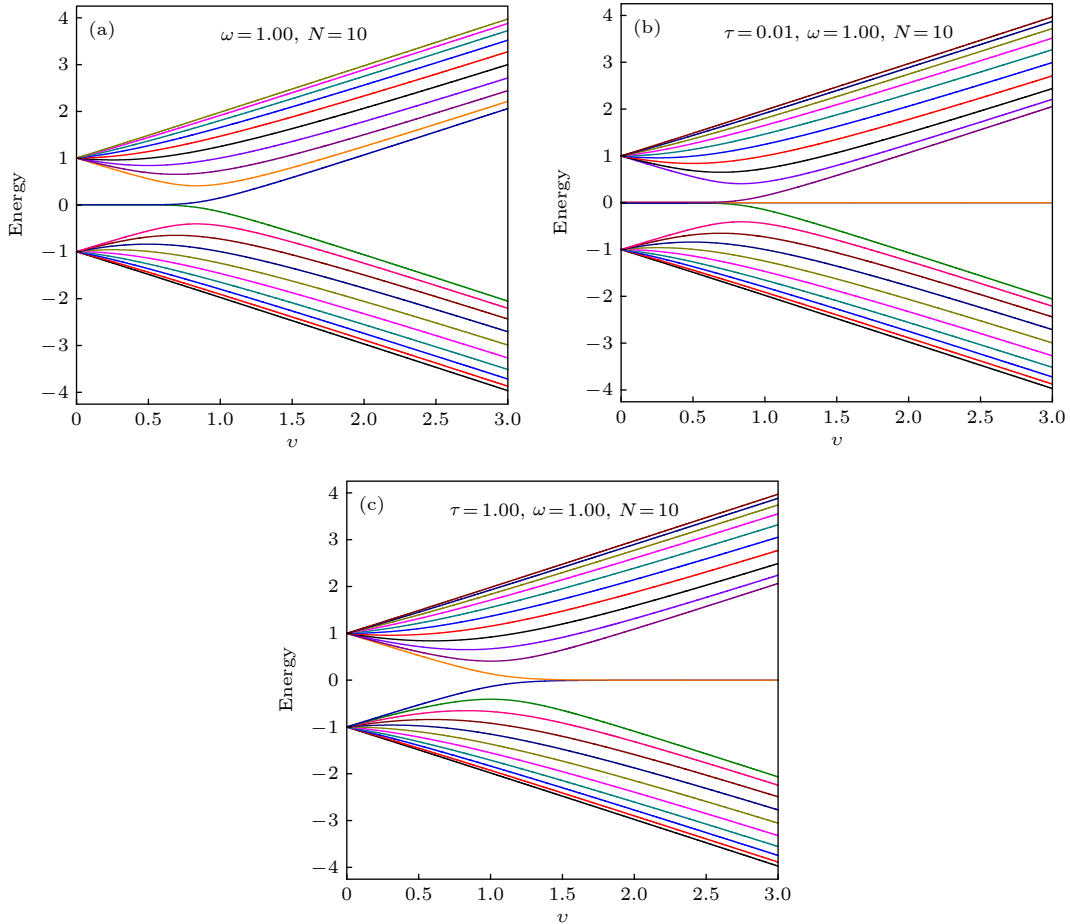


图 2 (a) SSH 原子链的能谱图; (b) 和 (c) 量子点-SSH 原子链系统的能谱图, 其中, (b) $\tau = 0.01$, (c) $\tau = 1.00$. 胞间跳跃振幅 $\omega = 1.00$, 原胞数目 $N = 10$

Fig. 2. (a) Energy spectrum of the SSH chain; (b) and (c) Energy spectrum of the quantum dot-SSH chain hybrid system, where (b) $\tau = 0.01$ and (c) $\tau = 1.00$. Here, $\omega = 1.00$ and $N = 10$.

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ 和 φ_4 , 相应地, 其边缘态的简并度为 4. 此时, 零能本征态的几率分布在与 SSH 原子链耦合的两个量子点上的占据几率最大, 在 SSH 原子链左、右两端原子上的占据几率则次之. 因此, 量子点-SSH 原子链系统的四重简并边缘态对应于 SSH 原子链存在边缘态的情形, 如图 3(a) 和图 3(b) 所示. 在 $v > \omega$ 情形下, 例如, $v = 1.50$, 其边缘态的简并度为 2, 相应地, 零能本征态为 φ_1 和 φ_2 , 虽然其几率在与 SSH 原子链耦合的两个量子点上的占据几率最大, 但是, SSH 原子链左、右两端原子的占据几率并没有明显大于其他原子, 因而, 量子点-SSH 原子链系统的二重简并边缘态对应于 SSH 原子链不存在边缘态的情形, 如图 3(a) 和图 3(c) 所示. 当量子点与 SSH 原子链强耦合时, 即 $\tau = 1.00$, 仅在 $v > \omega$ 情形下, 例如, $v = 2.00$, 存在二重简并的边缘态, 其零能本征态为 φ_1 和 φ_2 . 此时, 其几率仅在与 SSH 原子链耦合的两个量子点

上的占据几率最大, 尤其是, SSH 原子链左、右两端原子的占据几率甚至小于其他原子如图 3(d) 所示. 因此, 量子点-SSH 原子链系统二重简并的边缘态都对应于 SSH 原子链不存在边缘态的情形.

3.2 量子点-SSH 原子链系统的电子输运特性

3.2.1 量子点与 SSH 原子链弱耦合的情形

首先, 分析量子点-SSH 原子链系统四重简并边缘态的电子透射率特性, 即图 2(b) 中 v 小于 0.8 的情形. 当量子点-SSH 原子链系统与外加电极耦合时, 量子点-SSH 原子链系统与左、右电极的耦合强度 t_L 和 t_R , 将影响量子点-SSH 原子链系统的电子结构. 因而, t_L 和 t_R 的数值将影响其电子输运特性, 尤其是边缘态的电子输运特性. 为方便讨论, 这里选取 $t_L = t_R$. 当量子点-SSH 原子链系统与电

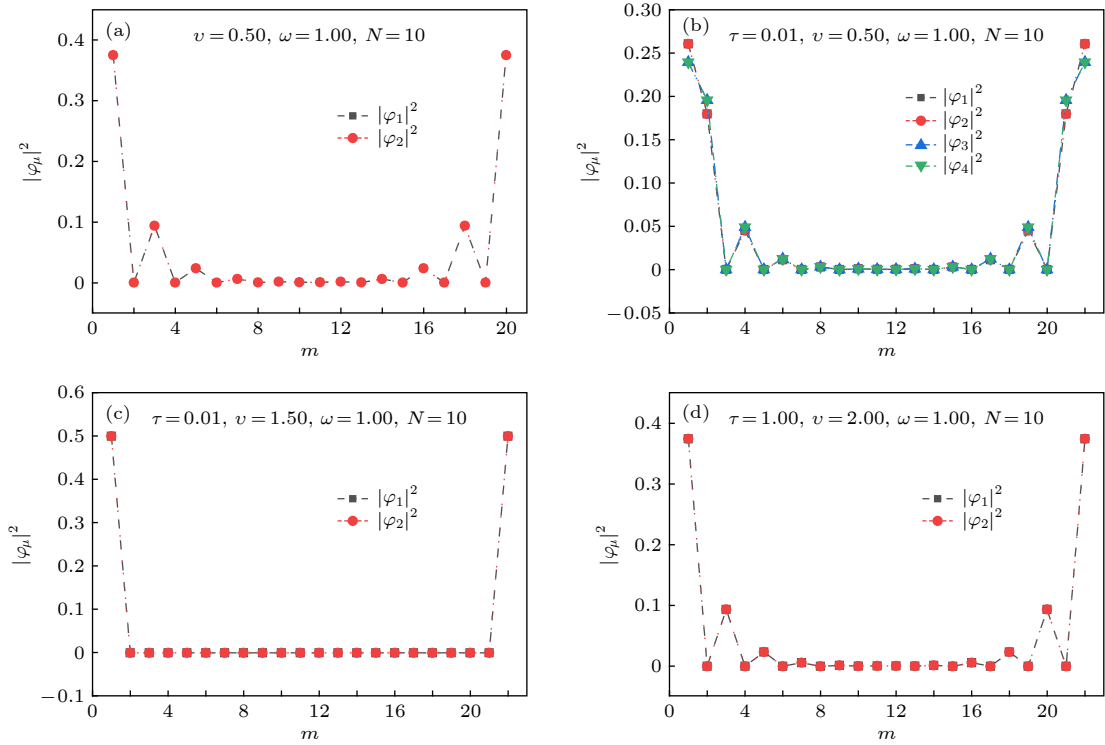


图3 (a) SSH原子链的零能模波函数在每个格点位置上的几率分布, 其中, $v = 0.50$; (b)–(d) 量子点-SSH原子链系统的零能模波函数在每个格点位置上的几率分布, 其中: (b) $\tau = 0.01$, $v = 0.50$; (c) $\tau = 0.01$, $v = 1.50$; (d) $\tau = 1.00$, $v = 2.00$

Fig. 3. (a) The probability distributions of wave functions of the zero-energy modes at each sites in the SSH chain with $v = 0.50$; (b)–(d) The probability distributions of wave functions of the zero-energy modes at each sites in the quantum dot-SSH chain hybrid system, where (b) $\tau = 0.01$, $v = 0.50$, (c) $\tau = 0.01$, $v = 1.50$, (d) $\tau = 1.00$, $v = 2.00$.

极之间处于弱耦合区域时, 外加电极对量子点-SSH原子链系统的电子结构影响很小. 对于有限长的SSH原子链, 量子点-SSH原子链系统的边缘态, 实际上是由四个能量不相等, 但其数值都接近于零的本征态组成, 如图4(a)所示. 此时, 入射电子将在 $E_{in} = 0$ 附近, 出现四个共振透射峰, 例如, 当 $v = 0.60$ 时, 在 $t_L = t_R = 0.010$ 的情形下, 入射电子能量在 $E_{in} = \pm 0.006$ 和 $E_{in} = \pm 0.010$ 附近, 出现了四个共振透射峰, 其峰值对应的入射电子能量与图4(a)的能量本征值定性一致, 如图5(a)中的实线所示.

但是, 当量子点-SSH原子链系统与电极之间处于强耦合区域时, 外加电极将对量子点-SSH原子链系统的电子结构产生决定性的影响. 相应地, t_L 和 t_R 的数值将对入射电子在 $E_{in} = 0$ 附近的电子输运特性起决定作用. 因而, 随着 t_L 和 t_R 的数值逐渐增大, 四个共振透射峰之间谷底的数值将逐渐增大, 如图5(a)所示, 并逐渐转变为两个较宽的透射峰, 如图5(b)中的虚线和点线所示. 之后, 这两个较宽的透射峰将随着 t_L 和 t_R 数值的继续增大

而形成一个更宽的透射峰, 如图5(b)中的双点划线和5(c)中的实线所示. 若继续增大 t_L 和 t_R 的数值, 这个很宽的透射峰将劈裂为两个透射峰, 最后, 在 $E_{in} = \pm 0.004$ 附近形成两个共振透射峰, 如图5(c)所示.

为了解释此现象的物理机制, 在图4(b)中, 给出了量子点-SSH原子链系统与左、右电极第-1个和第1个原子耦合的系统在零能级附近的能谱图, 这里, 选取 $t_L = t_R = 1.000$. 由图4(b)可知, 量子点-SSH原子链系统与左、右电极第-1个和第1个原子耦合系统在 $v = 0.60$ 时的能量本征值与这两个共振透射峰的位置 $E_{in} = \pm 0.004$ 定性一致. 需要说明的是, 量子点-SSH原子链系统的零能本征态 φ_1 和 φ_2 的几率在SSH原子链最左边和最右边的两个原子上占据几率最大, 如图6所示. 因此, 当量子点-SSH原子链系统与电极之间的隧穿耦合强度从弱耦合区域变化到强耦合区域时, 在 $E_{in} = 0$ 附近, 电子的共振透射峰将从四个减少为两个. 此特性可以用来判断SSH原子链是否处于非平庸拓扑态.

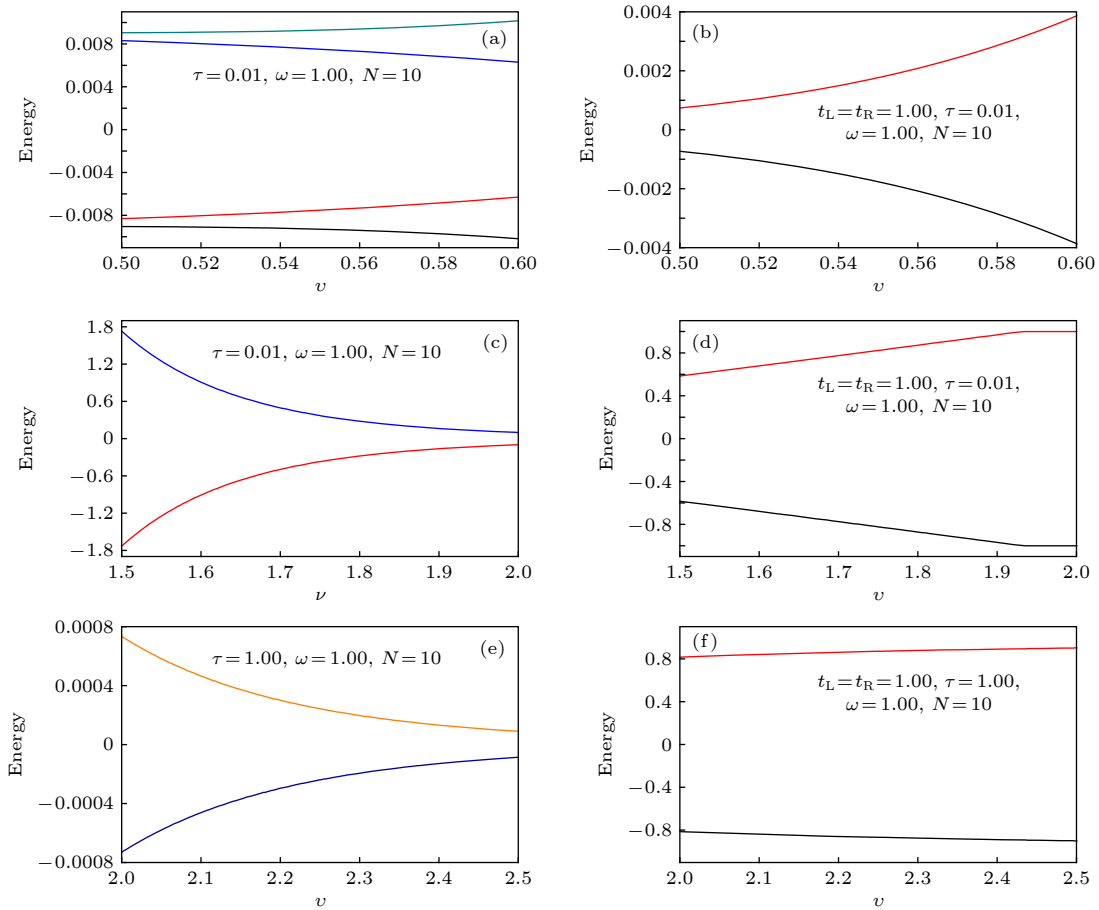


图 4 (a), (c) 和 (e) 量子点-SSH 原子链系统在零能级附近的能谱图; (b), (d) 和 (f) 量子点-SSH 原子链系统与左、右电极第-1 个和第 1 个原子耦合的系统在零能级附近的能谱图, 其中, $t_L = t_R = 1.00$

Fig. 4. (a), (c) and (e) Energy spectrum of the quantum dot-SSH chain hybrid system in the vicinity of the zero energy; (b), (d) and (f) Energy spectrum of the quantum dot-SSH chain hybrid system coupled to the first atom (-1) of the left lead and the first atom (1) of the right one in the vicinity of the zero energy at $t_L = t_R = 1.00$.

其次, 分析量子点-SSH 原子链系统的二重简并边缘态的电子透射率特性, 即图 2(b) 中 ν 大于 0.8 的情形. 当量子点-SSH 原子链系统与电极之间处于弱耦合区域时, 外加电极对量子点-SSH 原子链系统的电子结构影响很小. 对于有限长的 SSH 原子链, 量子点-SSH 原子链系统的边缘态, 实际上是由两个能量不相等, 但其数值都接近于零的本征态组成, 如图 4(c) 所示. 此时, 入射电子将在 $E_{in} = 0$ 附近, 出现两个共振透射峰, 例如, 对于 $\nu = 1.50$ 的情形, 当 $t_L = t_R = 0.0001$ 时, 入射电子能量在 $E_{in} = \pm 1.8 \times 10^{-6}$ 附近, 出现了两个共振透射峰, 其峰值对应的入射电子能量与图 4(c) 的能量本征值定性一致, 如图 7(a1) 中的实线所示.

但是, 当量子点-SSH 原子链系统与电极之间处于强耦合区域时, 外加电极将对量子点-SSH 原子链系统的电子结构产生决定性的影响. 相应地,

t_L 和 t_R 的数值将对入射电子在 $E_{in} = 0$ 附近的电子输运特性起决定作用. 例如, 随着 t_L 和 t_R 数值的增大, 在 $E_{in} = \pm 1.8 \times 10^{-6}$ 附近的两个共振透射峰, 将逐渐展宽, 并且两个共振透射峰之间谷底的数值将逐步上升, 如图 7(a1) 所示. 若继续增大 t_L 和 t_R 的数值, 两个共振透射峰将变成一个较宽的共振峰, 如图 7(a2) 中的虚线和点线所示. 当 t_L 和 t_R 大于某一数值时, 例如, 当 $t_L = t_R = 0.0029$ 时, 较宽的共振透射峰将消失, 入射电子的透射率将趋于零. 此现象同样可以用量子点-SSH 原子链系统与左、右电极第 -1 个和第 1 个原子耦合的系统在零能级附近的能谱图定性解释, 这里, 选取 $t_L = t_R = 1.000$. 由图 4(d) 可知, 当量子点-SSH 原子链系统与电极之间处于强耦合区域时, 外加电极与量子点-SSH 原子链系统之间强的隧穿耦合相互作用, 将导致量子点-SSH 原子链系统的边缘态消

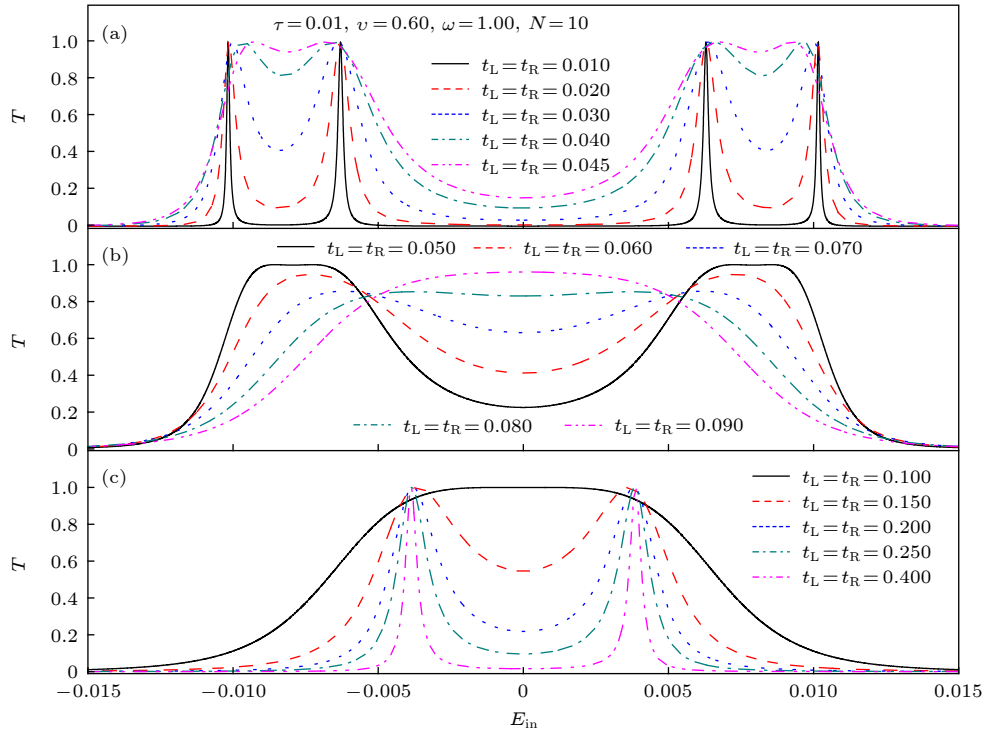


图 5 对于不同的隧穿耦合强度, 量子点-SSH 原子链系统的电子透射率随入射电子能量的变化. 其中, $\tau = 0.01$, $\nu = 0.60$, $\omega = 1.00$, $N = 10$

Fig. 5. The transmission probability versus the energy of incident electron for different strengths of tunneling coupling at $\tau = 0.01$, $\nu = 0.60$, $\omega = 1.00$ and $N = 10$.

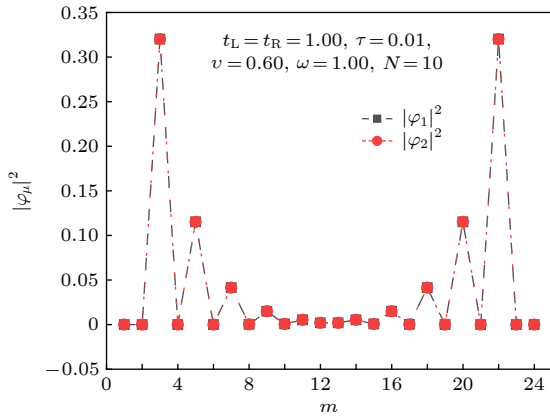


图 6 量子点-SSH 原子链系统与左、右电极第-1 个和第 1 个原子耦合系统的零能模波函数在每个格点位置上的几率分布. 其他参数与图 5 相同.

Fig. 6. The probability distributions of wave functions of the zero-energy modes at each sites in the quantum dot-SSH chain hybrid system coupled to the first atom (-1) of the left lead and the first atom (1) of the right one. The other parameters are the same as in Fig. 5.

失, 因而, 入射电子在 $E_{in} = 0$ 附近的电子透射率将趋于零.

当胞内跳跃振幅 ν 增大时, 例如, $\nu = 2.00$, 此时, 入射电子在 $E_{in} = \pm 1.0 \times 10^{-7}$ 附近出现两个共

振透射峰, 如图 7(b1) 所示. 与 $\nu = 1.50$ 的情形相比, 其峰值对应的入射电子能量变小, 但是, 随着 t_L 和 t_R 数值的逐渐增大, 其在 $E_{in} = 0$ 附近的电子输运特性与 $\nu = 1.50$ 情形相同. 这里, 需要说明的是, 对于 $\nu = 2.00$ 的情形, 当 t_L 和 t_R 在一个较小的数值时, 例如, $t_L = t_R = 0.0007$, 入射电子在两个共振透射峰位置的透射率就变为零, 如图 7(b2) 所示. 因此, 可以通过将 t_L 和 t_R 的数值从小到大逐渐变化, 然后, 观察入射电子在 $E_{in} = 0$ 附近共振透射峰的个数变化情况来判断 SSH 原子链是否处于非平庸拓扑态.

3.2.2 量子点与 SSH 原子链强耦合的情形

对于量子点与 SSH 原子链之间强耦合的情形, 即在 $\tau = 1.00$ 情形下, 当 ν 大于 1.50 时, 量子点-SSH 原子链系统具有二重简并的边缘态, 如图 3(d) 所示. 此时, 入射电子在 $E_{in} = 0$ 附近的边缘态电子输运特性与量子点-SSH 原子链弱耦合时二重简并的边缘态情形相同, 即, 当量子点-SSH 原子链系统与电极之间的隧穿耦合强度从弱耦合区域变化到强耦合区域时, 在 $E_{in} = 0$ 附近, 电子的两个共振透

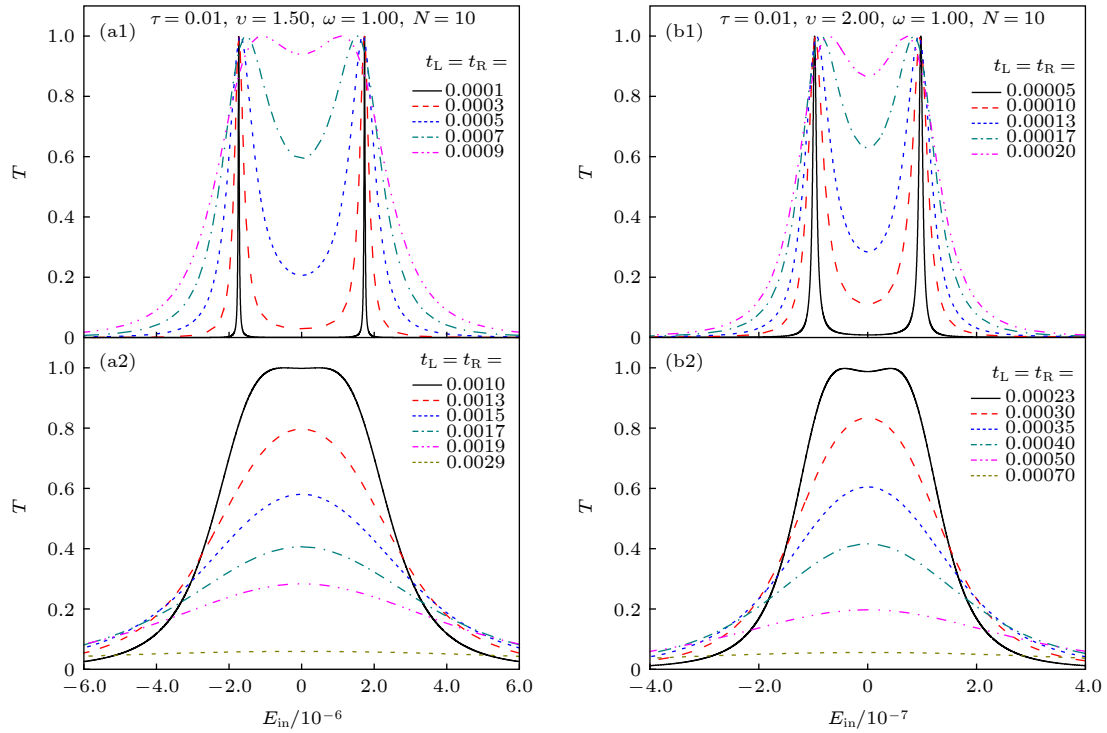


图 7 对于不同的隧穿耦合强度, 量子点-SSH 原子链系统的电子透射率随入射电子能量的变化. 其中, $\tau = 0.01$, $\omega = 1.00$, $N = 10$. (a1) 和 (a2) $v = 1.50$; (b1) 和 (b2) $v = 2.00$

Fig. 7. The transmission probability versus the energy of incident electron for different strengths of tunneling coupling at $\tau = 0.01$, $\omega = 1.00$ and $N = 10$. (a1) and (a2) $v = 1.50$; (b1) and (b2) $v = 2.00$.

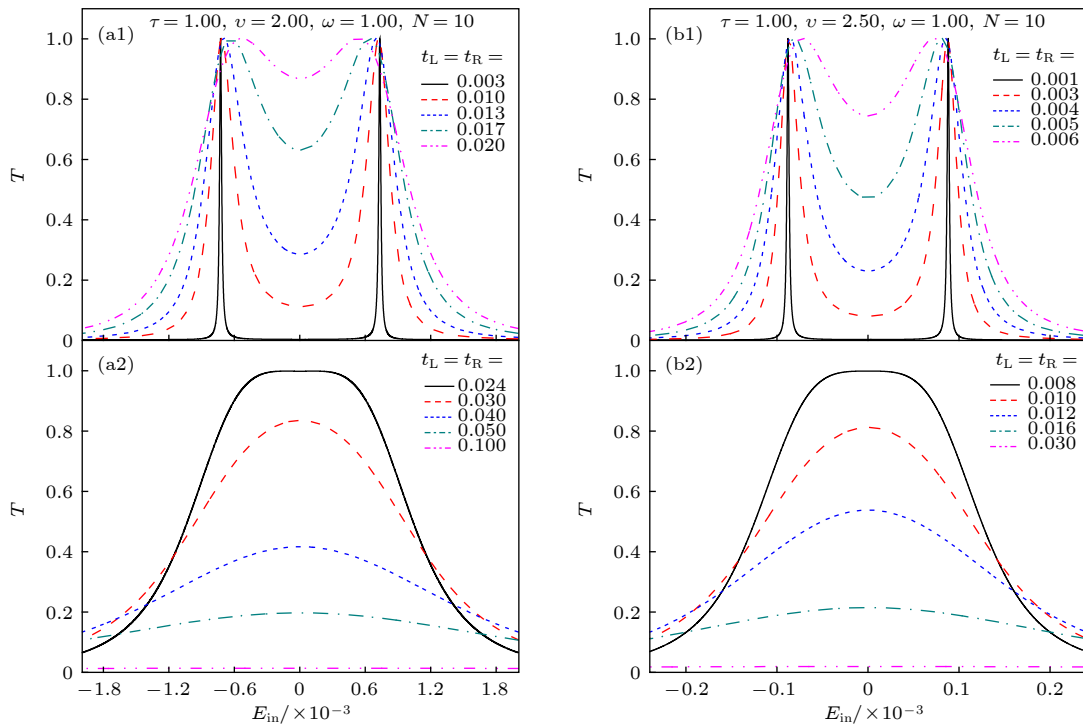


图 8 对于不同的隧穿耦合强度, 量子点-SSH 原子链系统的电子透射率随入射电子能量的变化. 其中, $\tau = 1.00$, $\omega = 1.00$, $N = 10$. (a1) 和 (a2) $v = 2.00$; (b1) 和 (b2) $v = 2.50$

Fig. 8. The transmission probability versus the energy of incident electron for different strengths of tunneling coupling at $\tau = 1.00$, $\omega = 1.00$ and $N = 10$. (a1) and (a2) $v = 2.00$; (b1) and (b2) $v = 2.50$.

射峰将逐渐消失, 如图 8 所示. 此特性同样可以用来判断 SSH 原子链系统是否处于非平庸拓扑态. 但是, 这里共振透射峰对应的电子入射能量相对大一些, 例如, 对于 $v = 2.00$ 的情形, 入射电子能量为 $E_{\text{in}} = \pm 0.0007$, 如图 8(a1) 所示, 其峰值对应的入射电子能量与图 4(e) 的能量本征值定性一致, 并且电子共振透射峰的变化过程可以用量子点-SSH 原子链系统与左、右电极第 -1 个和第 1 个原子耦合系统在零能级附近的能谱图定性解释.

当胞内跳跃振幅 v 增大时, 在 $E_{\text{in}} = 0$ 附近, 电子共振透射峰的峰值对应的入射电子能量将变小, 例如, 当 $v = 2.50$ 时, 其入射电子在 $E_{\text{in}} = \pm 0.0001$ 附近出现两个共振透射峰, 如图 8(b1) 所示; 并且当 t_L 和 t_R 取一个较小的数值时, 例如, $t_L = t_R = 0.030$, 入射电子在两个共振透射峰位置的透射率就变为零, 如图 8(b2) 所示. 因而, 同样可以通过调节 t_L 和 t_R 的数值, 观察入射电子在 $E_{\text{in}} = 0$ 附近共振透射峰的个数变化情况来判断 SSH 原子链是否处于非平庸拓扑态.

4 结 论

本文研究了量子点-SSH 原子链系统的电子输运特性, 发现量子点-SSH 原子链系统四重简并的边缘态对应于 SSH 原子链存在边缘态的情形, 而其二重简并边缘态对应于 SSH 原子链不存在边缘态的情形. 当量子点-SSH 原子链系统与外加电极耦合时, 电子在 $E_{\text{in}} = 0$ 附近共振透射峰的个数, 将随着量子点-SSH 原子链系统与左、右电极耦合强度 t_L 和 t_R 的数值从小到大, 减少两个. 例如, 对于四重简并边缘态的情形, 其共振透射峰的个数将变两个, 而对于二重简并边缘态的情形, 其共振透射峰将消失. 因此, 可以通过将量子点-SSH 原子链系

统与外加电极之间的隧穿耦合强度从弱到强, 观察电子在 $E_{\text{in}} = 0$ 附近共振透射峰的个数变化情况来判断 SSH 原子链是否处于非平庸拓扑态.

参考文献

- [1] Asbóth J K, Oroszlány L, Pályi A 2016 *A Short Course on Topological Insulators* (Budapest: Springer) pp: 1-99
- [2] Jürß C, Bauer D 2019 *Phys. Rev. B* **99** 195428
- [3] Wang Y, Lu Y H, Mei F, Gao J, Li Z M, Tang H, Zhu S L, Jia S, Jin X M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 193903
- [4] Longhi S 2013 *Opt. Lett.* **38** 003716
- [5] Atala M, Aidelsburger M, Barreiro J T, Abanin D, Kitagawa T, Demler E, Bloch I 2013 *Nat. Phys.* **9** 795
- [6] Du L, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012112
- [7] Obana D, Liu F, Wakabayashi K 2019 *Phys. Rev. B* **100** 075437
- [8] Ryu S, Hatsugai Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 077002
- [9] Lu M X, Deng W J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 120301 (in Chinese) [卢曼昕, 邓文基 2019 物理学报 **68** 120301]
- [10] Xu N, Zhang Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 104206 (in Chinese) [许楠, 张岩 2019 物理学报 **68** 104206]
- [11] Li C, Lin S, Zhang G, Song Z 2017 *Phys. Rev. B* **96** 125418
- [12] Padavić K, Hegde S S, DeGottardi W, Vishveshwara S 2018 *Phys. Rev. B* **98** 024205
- [13] Marques A M, Dias R G 2017 *Phys. Rev. B* **95** 115443
- [14] Li L, Xu Z, Chen S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 085111
- [15] Asbóth J K, Tarasinski B, Delplace P 2014 *Phys. Rev. B* **90** 125143
- [16] Ozcakmakli Turker Z, Yuce C 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022127
- [17] Yuce C 2018 *Phys. Rev. A* **98** 012111
- [18] Yuce C 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042118
- [19] Hafezi M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 210405
- [20] Bardyn C E, Huber C D, Zilberberg O 2014 *New J. Phys.* **16** 123013
- [21] Poshakinskiy A V, Poddubny A N, Hafezi M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 043830
- [22] Aidelsburger M, Lohse M, Schweizer C, Atala M, Barreiro J T, Nascimbene S, Cooper N R, Bloch I, Goldman N 2015 *Nat. Phys.* **11** 162
- [23] Dong B, Lei X L 2018 *Ann. Phys.* **396** 245
- [24] Böhlring S, Engelhardt G, Platero G, Schaller G 2018 *Phys. Rev. B* **98** 035132
- [25] Niklas M, Benito M, Kohler S, Platero G 2016 *Nanotechnology* **27** 454002
- [26] Dutta P, Maiti S K 2015 *Rev. Theor. Sci.* **3** 224

Electron transport through a quantum-dot-Su-Schrieffer-Heeger-chain system*

Zhang Lan-Yun¹⁾²⁾ Xue Hai-Bin^{1)2)†} Chen Bin²⁾
Chen Jian-Bin²⁾ Xing Li-Li²⁾

1) (*Key Laboratory of Interface Science and Engineering in Advanced Materials of Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

(Received 11 December 2019; revised manuscript received 30 January 2020)

Abstract

The Su-Schrieffer-Heeger (SSH) is a typical one-dimensional system with topological edge states, which has been experimentally realized in the photon and cold atom systems. Therefore, how to confirm the existence of the edge states from theoretical and experimental has become one of the most important topics in condensed matter physics. In this paper, using the tight-binding approximation and transfer-matrix method, we have studied the transport signatures of electron through a quantum dot-SSH chain hybrid system. Here, the two quantum dots play a role in modulating the tunneling coupling strength between the SSH chain and the two electrodes. When the quantum dots are weakly coupled to the SSH chain, the quadruple-degenerate edge states of the quantum dot-SSH chain hybrid system correspond to that the SSH chain has two degenerate zero-energy edge states; whereas the twofold-degenerate ones correspond to that the SSH chain has no edge states. While the quantum dots are strongly coupled to the SSH chain, the edge states only exist when the intra-cell hopping amplitude is larger than the inter-cell hopping amplitude. In this situation, however, there is no edge states in the SSH chain. In particular, when the quantum dot-SSH chain hybrid system is strongly coupled to the two external electrodes, the number of transmission resonance peaks of the edge states of the quantum dot-SSH chain hybrid system will be reduced by 2. For example, in the case of the quadruple-degenerate edge states, the number of transmission resonance peaks will be two; whereas in the case of twofold-degenerate ones, that will disappear. Therefore, by modulating the tunneling coupling strength between the quantum dots and the SSH chain and that between the quantum dots and the two external electrodes, we can observe the variation of the number of transmission resonance peaks of edge states to detect whether the SSH chain is in the nontrivial topological state or not.

Keywords: edge states, Su-Schrieffer-Heeger chain, transmission probability

PACS: 73.23.-b, 73.20.-r, 71.23.An, 74.25.Jb

DOI: [10.7498/aps.69.20191871](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191871)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504258, 11805140), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 201601D011015, 201801D221021, 201801D221031), and the Program for the Outstanding Innovative Teams of Higher Learning Institutions of Shanxi Province, China (Grant No. 163220120-S).

† Corresponding author. E-mail: xuehaibin@tyut.edu.cn