

# 铁磁性电极条件下 T 形双量子点结构中 马约拉纳束缚态的解耦现象\*

代雪峰<sup>†</sup> 贡同

(东北大学理学院, 沈阳 110819)

(2023 年 9 月 5 日收到; 2023 年 11 月 9 日收到修改稿)

通过将马约拉纳束缚态侧耦合到主通道中的量子点, 从理论上研究了 T 形双量子点体系的输运性质. 结果表明, 调整侧耦合量子点能级和量子点-马约拉纳束缚态耦合方式, 可以在线性输运区观察到马约拉纳束缚态与 T 形双量子点解耦的现象. 引入铁磁性电极后, 电导平台的出现或损坏明显依赖于体系中磁场与电极极化方向的差异, 而马约拉纳束缚态的解耦现象仍然稳固. 本工作有助于进一步诠释 T 形双量子点体系中马约拉纳束缚态的解耦现象, 为深入认知以及探测马约拉纳束缚态提供理论支持.

**关键词:** Andreev 反射, 马约拉纳束缚态, 量子点, 解耦

**PACS:** 73.21.-b, 74.78.Na, 73.63.-b, 03.67.Lx

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231434

## 1 引言

由于具有独特的物理性质并在量子计算方向具有潜在应用价值, 量子点一直是凝聚态物理和量子力学领域的研究重点之一<sup>[1-3]</sup>. 相较于单个量子点, 量子点分子为输运过程提供了多种路径, 其中量子干涉性质在调节输运特性方面起重要作用<sup>[4-8]</sup>. 目前为止, 研究者已经在量子点分子体系中观察到了多种有趣的现象及物理效应, 如 Fano 效应<sup>[9-11]</sup>、Fano-Kondo 效应<sup>[12,13]</sup>、Aharonov-Bohm 效应<sup>[14]</sup>、Dicke 效应<sup>[15,16]</sup> 等. 在量子点分子中, T 形双量子点是比较典型的体系. 当该量子点的能级调至体系费米能级时, 由于发生反共振, 可以观察到明显的 Fano 效应. 基于这一原因, T 形双量子点体系有助于提高电子的可控性及热电性能<sup>[17,18]</sup>. 此外, 在侧向耦合的量子点中考虑磁性机制, 能够实现高效的自旋极化<sup>[19]</sup>. 除了 Fano 效应引起的物理特性外, T 形双量子点结构也会诱导新的电子关联特性,

如二阶 Kondo 效应. 随着体系温度的降低, 电导趋于稳定, 但继续降低温度则会抑制电导幅值<sup>[20]</sup>.

近年来, 随着马约拉纳束缚态的成功制备<sup>[21-24]</sup>, 该束缚态和量子点在介观电路中的相互作用也得到了研究者的广泛关注<sup>[25-27]</sup>. 诸多结果表明, 马约拉纳束缚态通过与量子点耦合可以明显影响电导性质, 能够导致电导幅值急剧下降至原来的 1/2<sup>[28-30]</sup>. 当马约拉纳束缚态通过量子点与电极间接耦合时, 可以通过改变量子点能级来控制局域和交叉的 Andreev 反射, 这直接实现了马约拉纳束缚态可控的非局域输运过程<sup>[31-33]</sup>. 更重要的是, 通过引入新的群流不动点, 马约拉纳束缚态对 Kondo 关联也起到了重要调控作用<sup>[34,35]</sup>. 由于马约拉纳束缚态与量子点之间的相互作用能够产生典型的输运特征, 量子点系统也被广泛认为是探测马约拉纳束缚态的理想候选者.

鉴于 T 形双量子点的特殊输运性质, 可以考虑研究耦合马约拉纳束缚态的 T 形双量子点体系的量子输运性一定会得到丰富而有趣的结果, 这

\* 中央高校基本科研业务费 (批准号: N2305001, N2305014) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: xf\_dai@126.com

一方案已经得到了初步的验证<sup>[36,37]</sup>. 本文根据现有的研究进展, 研究 T 形双量子点体系中一个马约拉纳束缚态横向耦合主通道中量子点结构的输运行为. 计算结果表明, 在线性输运状态下, 无论马约拉纳束缚态存在与否, 侧耦合量子点仍然对输运性质起着重要的调制作用. 具体地说, 当侧耦合量子点的能级达到体系费米能级时, 马约拉纳束缚态将与 T 形双量子点解耦, 对电导谱没有贡献. 线性电导随马约拉纳束缚态间耦合方式的不同表现出不同的性质. 在马约拉纳零模的情况下, 当侧耦合量子点的能级离开费米能级时, 其电导值仍为  $e^2/(2h)$ . 而一旦马约拉纳束缚态之间出现耦合, 总是与无马约拉纳束缚态的情况相同, 导致马约拉纳束缚态的影响被消除. 引入铁磁性电极后, 电导平台的出现或损坏明显依赖于体系中磁场与电极极化方向的差异, 而马约拉纳束缚态的解耦现象仍然稳固. 本工作有助于进一步诠释 T 形双量子点体系中马约拉纳束缚态的解耦现象.

## 2 理论模型

本文研究的 T 形双量子点结构如图 1(a) 所示, 其中一个马约拉纳束缚态与隧穿主通道中的量子点耦合.

体系的哈密顿量写为  $H = H_C + H_{DM} + H_T$ . 其中  $H_C$  为金属电极的哈密顿量, 本文假定电极由二维电子气体组成, 则

$$H_C = \sum_{\alpha=L,R;k\sigma} \varepsilon_{\alpha k\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger c_{\alpha k\sigma}, \quad (1)$$

$H_{DM}$  表示量子点、马约拉纳束缚态及二者耦合的哈密顿量, 写为

$$\begin{aligned} H_{DM} = & \sum_{j\sigma} \varepsilon_j d_{j\sigma}^\dagger d_{j\sigma} + \sum_{\sigma} (t_0 d_{1\sigma}^\dagger d_{2\sigma} + \text{h.c.}) \\ & + \sum_j U_j n_{j\uparrow} n_{j\downarrow} + i\varepsilon_m \eta_1 \eta_2 \\ & + \sum_{\sigma} (\lambda_{\sigma} d_{1\sigma} - \lambda_{\sigma}^* d_{1\sigma}^\dagger) \eta_1, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $c_{\alpha k\sigma}^\dagger$  ( $c_{\alpha k\sigma}$ ) 是在电极  $\alpha$  中产生 (湮灭) 连续态  $|k\sigma\rangle$  电子的算符,  $d_{\sigma}^\dagger$  ( $d_{\sigma}$ ) 是量子点中电子的产生 (湮灭) 算符,  $\varepsilon_j$  是量子点  $j$  的能级,  $t_0$  是量子点间的耦合系数,  $U_j$  表示量子点内库仑相互作用强度,  $\eta_j$  是马约拉纳算符,  $\lambda$  是量子点和马约拉纳束缚态之间的耦合系数. 已知马约拉纳费米子没有质量, 且反粒子是其本身, 满足非阿贝尔统计, 同时也满足关系  $\eta_j = \eta_j^\dagger$ . 该体系中, 假设马约拉纳束缚态与主通道中的量子点耦合.  $H_T$  为描述量子点与电极相互作用的哈密顿量, 表示为

$$H_T = \sum_{\alpha k\sigma} \nu_{\alpha k\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger d_{1\sigma} + \text{h.c.}, \quad (3)$$

其中  $\nu_{\alpha k\sigma}$  是量子点和电极之间的耦合系数, 实验上可通过调整栅极电压对其进行调谐.

基于上述哈密顿量计算该体系的电流, 电极  $\alpha$  的电流值可以通过计算其中电子随时间的变化率

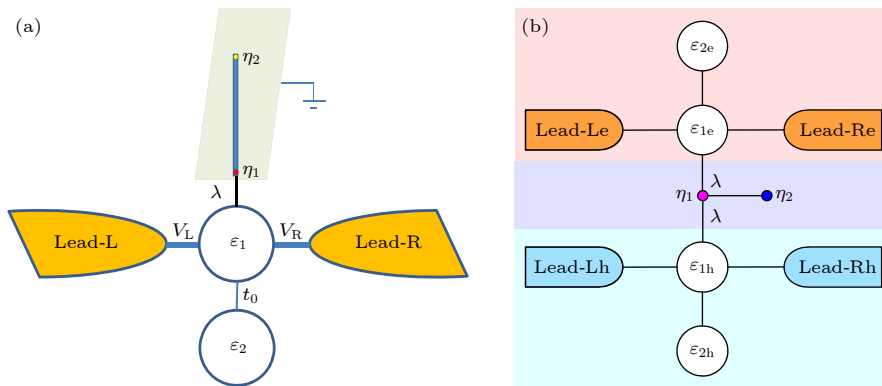


图 1 (a) T 形双量子点结构示意图. 主通道中量子点侧耦合马约拉纳束缚态 (标为  $\eta_1$ ), 马约拉纳束缚态出现在受纵向磁场和超导邻近效应影响且具有强自旋-轨道相互作用的纳米线的末端. (b) 普通电极条件下, Nambu 表象中 T 形双量子点结构自旋向上示意图. 量子点的电子、空穴以及马约拉纳束缚态部分用不同的颜色表示

Fig. 1. (a) Schematic of a T-shaped double-quantum-dot (TDQD) structure with the quantum dot (QD) in the main channel coupling to the first Majorana bound state (MBS) which is labeled as  $\eta_1$ . The MBSs are assumed to generate at the ends of the one-dimensional nanowire with strong spin-orbit interaction which suffers from longitudinal magnetic field and superconducting proximity effect. (b) Spin-up illustration of our considered TDQDs in the Nambu representation. The electron and hole parts of the QDs and the MBS part are colored differently for comparison.

求得, 即  $J_\alpha = -e\langle \dot{N}_\alpha \rangle$ , 其中  $\dot{N}_\alpha = \sum_{k\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger c_{\alpha k\sigma}$ . 利用 Heisenberg 运动方程, 电流可以改写为  $J_\alpha = -e \sum_{k\sigma} [\mathcal{V}_{\alpha k\sigma} G_{1\alpha,\sigma}^<(t,t) + \text{c.c.}]$ , 其中  $G_{1\alpha,\sigma}^<(t,t')$  为小于格林函数, 利用 Langreth 定理和 Fourier 变换, 可以得到 Fourier 空间中的电流表达式<sup>[38]</sup>:

$$J_\alpha = \frac{e}{h} \int dE \text{Tr} \{ \Gamma_\epsilon^\alpha [(G^r - G^a) f_{\alpha\epsilon}(E) + G^<] \}, \quad (4)$$

其中  $f_{\alpha\epsilon}(E)$  为电极  $\alpha$  中的电子费米分布. 除了小于格林函数外,  $G^{r,a}$  分别为 Nambu 表象的延迟和超前格林函数, 定义为  $G^r(t,t') = -i\theta(t-t') \langle \{ \Psi(t), \Psi^\dagger(t') \} \rangle$ ,  $G^a = [G^r]^\dagger$ . 场算符由  $\Psi = [d_{1\uparrow}, d_{1\downarrow}, d_{2\uparrow}, d_{2\downarrow}, \eta_1, \eta_2; d_{1\downarrow}, d_{1\uparrow}, d_{2\downarrow}, d_{2\uparrow}]^T$  给出.  $\Gamma_\epsilon^\alpha$  是金属电极的线宽矩阵函数, 描述电极与量子点之间的耦合强度. 由于电极-量子点界面近似于二维电子气体, 因此  $\Gamma_\epsilon^\alpha$  为常数, 与能量无关.

为计算电流, 必须得到延迟和小于格林函数的表达式. 延迟格林函数可以由 Dyson 方程得到. 经过简单的推导, 可以得出非相互作用情况下的延迟格林函数:

$$[G^r(E)]^{-1} = E\mathbf{I} - \mathbf{H}_{\text{DM}} + \frac{i}{2}\Gamma, \quad (5)$$

其中  $\mathbf{I}$  为单位矩阵,  $\mathbf{H}_{\text{DM}}$  是量子点和马约拉纳束缚态形成散射中心的哈密顿量矩阵, 具体形式为

$$\mathbf{H}_{\text{DM}} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\text{D}\uparrow} & 0 & \mathbf{H}_{\text{DM},\uparrow} \\ 0 & \mathbf{H}_{\text{D}\downarrow} & \mathbf{H}_{\text{DM},\downarrow} \\ \mathbf{H}_{\text{MD},\uparrow} & \mathbf{H}_{\text{MD},\downarrow} & \mathbf{H}_{\text{M}} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中

$$\mathbf{H}_{\text{D}\sigma} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & t_0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_1 & 0 & -t_0^* \\ t_0^* & 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & -t_0 & 0 & -\varepsilon_2 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H}_{\text{M}} = \begin{bmatrix} 0 & i\varepsilon_{\text{m}} \\ -i\varepsilon_{\text{m}} & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H}_{\text{DM},\sigma} = \begin{bmatrix} -\lambda_\sigma^* & 0 \\ \lambda_\sigma & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

$[\Gamma_\sigma]_{jl} = \sum_\alpha ([\Gamma_{\epsilon\sigma}^\alpha]_{jl} + [\Gamma_{\text{h}\sigma}^\alpha]_{jl})$ ,  $\Gamma_{\epsilon\sigma}^\alpha$  和  $\Gamma_{\text{h}\sigma}^\alpha$  分别定义为  $\Gamma_{\epsilon\sigma,jl}^\alpha = 2\pi\delta_{j1}\delta_{l1} \sum_k |\mathcal{V}_{\alpha k\sigma}|^2 \delta(E - \varepsilon_{k\sigma})$  和  $\Gamma_{\text{h}\sigma,jl}^\alpha = 2\pi\delta_{j2}\delta_{l2} \sum_k |\mathcal{V}_{\alpha k\sigma}|^2 \delta(E + \varepsilon_{k\sigma})$ . 在宽带近似下, 量子点和电极的耦合矩阵满足  $\Gamma_{\epsilon\sigma,11}^\alpha = \Gamma_{\text{h}\sigma,22}^\alpha$ . 本文主要考虑左右对称的情况, 即  $\Gamma_{\epsilon\sigma,11}^\alpha = \Gamma_\sigma = \Gamma_0(1 +$

$\sigma p_\alpha)$ , 其中  $p_\alpha$  是铁磁性电极的极化强度. 根据延迟格林函数的解, 利用 Keldysh 方程可以推导出小于格林函数  $G_\sigma^< = G_\sigma^r \Sigma^< G_\sigma^a$ ,

$$\Sigma_\sigma^< = \begin{bmatrix} \Sigma_{\sigma 11}^< & 0 & \cdots \\ 0 & \Sigma_{\sigma 22}^< & \\ \vdots & & \ddots \end{bmatrix}. \quad (8)$$

在 T 形几何结构中  $\Sigma_{\sigma 11}^< = i\Gamma_{\epsilon\sigma,11}^L f_{\text{Le}} + i\Gamma_{\epsilon\sigma,11}^R f_{\text{Re}}$ ,  $\Sigma_{\sigma 22}^< = i\Gamma_{\text{h}\sigma,22}^L f_{\text{Lh}} + i\Gamma_{\text{h}\sigma,22}^R f_{\text{Rh}}$ .

接下来, 当计入量子点内库仑相互作用时, 格林函数应该做近似处理. 对于库仑相互作用, 通常可以用 Hubbard-I 近似求解延迟格林函数<sup>[39]</sup>. 在该近似下, 格林函数矩阵唯一变化的是对角元,

$$[G^r(E)]^{-1} = (E\mathbf{I} - \mathbf{H}_{\text{DM}})\mathcal{R} + \frac{i}{2}\Gamma, \quad (9)$$

其中  $\mathcal{R}_{j\epsilon(h),\sigma} = \frac{E \mp \varepsilon_j \mp U_j}{E \mp \varepsilon_j \mp U_j \pm U_j \langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle}$ ,  $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle$  为量子点  $j$  中自旋  $\sigma$  电子平均布居数, 可表示为  $\langle n_{j\sigma} \rangle = -\frac{i}{2\pi} \int d\omega G_{jj,\epsilon\sigma}^<(E)$ .

通过将格林函数代入 (4) 式, 左右对称结构中的电子电流为

$$J = \frac{e}{h} \int T(E) [f_{\text{Le}} - f_{\text{Re}}] dE, \quad (10)$$

其中  $T(E) = \sum_\sigma T_\sigma(E) = -\sum_\sigma \Gamma_\sigma \text{Im} G_{\text{dd},\epsilon\sigma}^r$  为隧穿函数. 零温极限条件下, 电流可简化为  $J = \frac{e}{h} \int_{-eV_b/2}^{eV_b/2} T(E) dE$  (平衡态下费米能级为零). 因此,  $T(E)$  是描述电流性质的最关键因素. 在低偏压极限条件下, 电流可近似写作  $J = \mathcal{G} \cdot V_b$ , 其中  $\mathcal{G}$  表示线性电导, 定义为

$$\mathcal{G} = \frac{e^2}{h} \sum_\sigma T_\sigma(E=0). \quad (11)$$

本文将重点考察线性电导, 来描述该体系的输运性质.

### 3 计算结果与讨论

基于上述理论和公式, 下面具体展示 T 形双量子点体系侧耦合马约拉纳束缚态的输运特性. 同时, 为详细描述侧耦合量子点与马约拉纳束缚态的相互影响, 取  $\varepsilon_1 = 0$ . 与此同时, 马约拉纳束缚态与量子点中不同自旋态的耦合设为  $(\lambda_\downarrow, \lambda_\uparrow) = \lambda(\cos \theta/2, \sin \theta/2)$ ,  $\theta$  为超导纳米线中磁场与左电

极化方向的夹角. 首先从无相互作用的正常电极情况出发, 描述该体系的基本物理性质. 根据上述理论, 接下来首先考虑无相互作用的情况. 通过写

出  $T_\sigma(E)$  的解析表达式, 可以阐明该体系中的主要输运行为. 通过求解 (5) 式中的延迟格林函数矩阵, 可以得到隧穿函数表达式为

$$T_\uparrow(E) = \frac{\Gamma_0^2(E - \varepsilon_2)^2}{|\det[G_\uparrow^r]^{-1}|^2} \{ (E^2 - \varepsilon_m^2)^2 (E + \varepsilon_2)^2 \Gamma_0^2 + [(E^2 - \varepsilon_m^2)(E + \varepsilon_1)(E + \varepsilon_2) - (E^2 - \varepsilon_m^2)t_0^2 + E(E + \varepsilon_2)\lambda^2]^2 \},$$

$$T_\downarrow(E) = \frac{\Gamma_0^2(E - \varepsilon_2)^2}{|\det[G_\downarrow^r]^{-1}|^2} \{ [(E + \varepsilon_1)(E + \varepsilon_2) - t_0^2]^2 + (E + \varepsilon_2)^2 \Gamma_0^2 \}, \quad (12)$$

这里  $t_0$  和  $\lambda$  为实数. 对应于  $\varepsilon_1 = \varepsilon_m = 0$  的情况,

$$T_\uparrow(E) = \frac{\Gamma_0^2(E - \varepsilon_2)^2}{\mathcal{D}} [E^2 t_0^4 - 2t_0^2 E(E + \varepsilon_2)(E^2 - \lambda^2) + (E + \varepsilon_2)^2 (E^4 + 2\lambda^4 + E^2 \Gamma_0^2 - 2E^2 \lambda^2)], \quad (13)$$

其中  $\mathcal{D} = E^2 t_0^8 - 4t_0^2 (E^2 - \varepsilon_2^2) E^2 (E^2 - \lambda^2) (E^2 + \Gamma_0^2 - 2\lambda^2) - 4t_0^6 E^2 (E^2 - \lambda^2) + (E^2 - \varepsilon_2^2)^2 (E^2 + \Gamma_0^2) [(E^2 - 2\lambda^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2] + 2t_0^4 E^2 [3E^4 + 2\lambda^4 + E^2 (\Gamma_0^2 - 6\lambda^2) - \varepsilon_2^2 (E^2 - \Gamma_0^2 - 2\lambda^2)]$ . 此外, 当  $\varepsilon_2 = 0$  时,  $T_\uparrow(E) = \frac{1}{2} \left[ \frac{E^2 \Gamma_0^2}{(E^2 - t_0^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2} + \frac{E^2 \Gamma_0^2}{(E^2 - t_0^2 - 2\lambda^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2} \right]$ . 另一方面, 马约拉纳非零模 ( $\varepsilon_m \neq 0$ ) 情况下,  $\varepsilon_2 = 0$  时的隧穿函数为

$$T_\uparrow(E) = \frac{E^2 \Gamma_0^2 (\mathcal{A} + \mathcal{B})}{[(E^2 - t_0^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2] (\mathcal{A} + 2\mathcal{B})}, \quad (14)$$

其中  $\mathcal{A} = (E^2 - \varepsilon_m^2)^2 [(E^2 - t_0^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2]$ ,  $\mathcal{B} = E^2 \lambda^2 [2(E^2 - \varepsilon_m^2)(E^2 - t_0^2) + E^2 \lambda^2]$ . 另外可以看到, 当  $\varepsilon_1 = 0$  时,

$$T_\uparrow(E) = \frac{\Gamma_0^2(E - \varepsilon_2)^2}{|\det[G^r]^{-1}|^2} \{ (E^2 - \varepsilon_m^2)^2 (E + \varepsilon_2)^2 \Gamma_0^2 + [(E^2 - \varepsilon_m^2)(E^2 + E\varepsilon_2 - t_0^2) + (E^2 + E\varepsilon_2)\lambda^2]^2 \}. \quad (15)$$

这意味着在  $\varepsilon_2 = \varepsilon_m$  条件下,  $E = \pm \varepsilon_m$  位置  $T_\uparrow(E)$  等于 0, 这正好与反共振现象相对应.

由 (12) 式得到  $T_\sigma(E = 0)$  可以简化为

$$T_\uparrow(E = 0) = \frac{\Gamma_0^2 \varepsilon_2^2 [(\varepsilon_1 \varepsilon_2 - t_0^2)^2 + \Gamma_0^2 \varepsilon_2^2] \varepsilon_m^4}{|\det[G_\uparrow^r(E = 0)]^{-1}|^2},$$

$$T_\downarrow(E = 0) = \frac{\Gamma_0^2 \varepsilon_2^2 [(\varepsilon_1 \varepsilon_2 - t_0^2)^2 + \Gamma_0^2 \varepsilon_2^2]}{|\det[G_\downarrow^r(E = 0)]^{-1}|^2}. \quad (16)$$

(16) 式表明, 当量子点 2 的能级达到系统的费米能级时, 不同自旋的电子输运性质将被抑制. 此外, 当能级偏离零点时, 由 (13) 式可以得到  $T_\uparrow(E = 0) = \frac{2\Gamma_0^2 \varepsilon_2^4 \lambda^4}{4\Gamma_0^2 \varepsilon_2^4 \lambda^4} = \frac{1}{2}$ . 因此, 当一个马约拉纳束缚态单独侧向耦合到主通道的量子点时, 一旦侧耦合量子点的能级偏离零点, 上自旋电子的线性电导值将等于 1/2.

图 2 描述了该情况下的线性电导曲线, 其中相应参数设定为  $\Gamma_0 = t_0 = 0.5$ . 为了便于比较, 图 2(a) 给出了下自旋线性电导谱. 这一结果为普通 T 形量子点结构的电导, 多年来已被研究者所熟知. 从图 2(b) 中可以看到, 在马约拉纳束缚态存在的情

况下,  $\varepsilon_2 = 0$  的临界态电导值减小到零, 而在其他能量区间, 电导值都为 1/2. 改变量子点和马约拉纳束缚态的耦合方式, T 形双量子点体系中的电导谱变化不大, 这一结果可以用 (15) 式证明. 相反, 在  $\varepsilon_m$  不为 0 的情况下, 量子点 2 的能级对电导谱的影响明显, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示. 值得注意的是, 在  $\varepsilon_2 = 0$  的情况下, 电导值始终等于零. 此外, 电导结果与量子点-马约拉纳束缚态耦合及马约拉纳束缚态间耦合变化无关. 通过简单推导, 可以得到  $\varepsilon_m$  不为 0,  $E = 0$  条件下的  $T_\uparrow(E = 0)$  为

$$T_\uparrow(E = 0) = \frac{\varepsilon_2^2 \Gamma_0^2}{(t_0^2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)^2 + \varepsilon_2^2 \Gamma_0^2}. \quad (17)$$

可以看出, 该结果与  $\varepsilon_m$  和  $\lambda$  无关, 且与  $T_\downarrow(E = 0)$  相同. 因此, 对于  $\varepsilon_m$  不为 0 的情况, 在零偏压极限条件下, 马约拉纳束缚态与主通道中的量子点解耦. 所以可以了解到在 T 形双量子点体系中, 马约拉纳束缚态的作用与侧耦合量子点和马约拉纳束缚态间耦合密切相关. 对于  $\varepsilon_2 = 0$  或  $\varepsilon_m$  不为 0 的典型情况, 马约拉纳束缚态的影响被完全抑制, 否则就会产生与侧耦合量子点能级无关的电导平台,

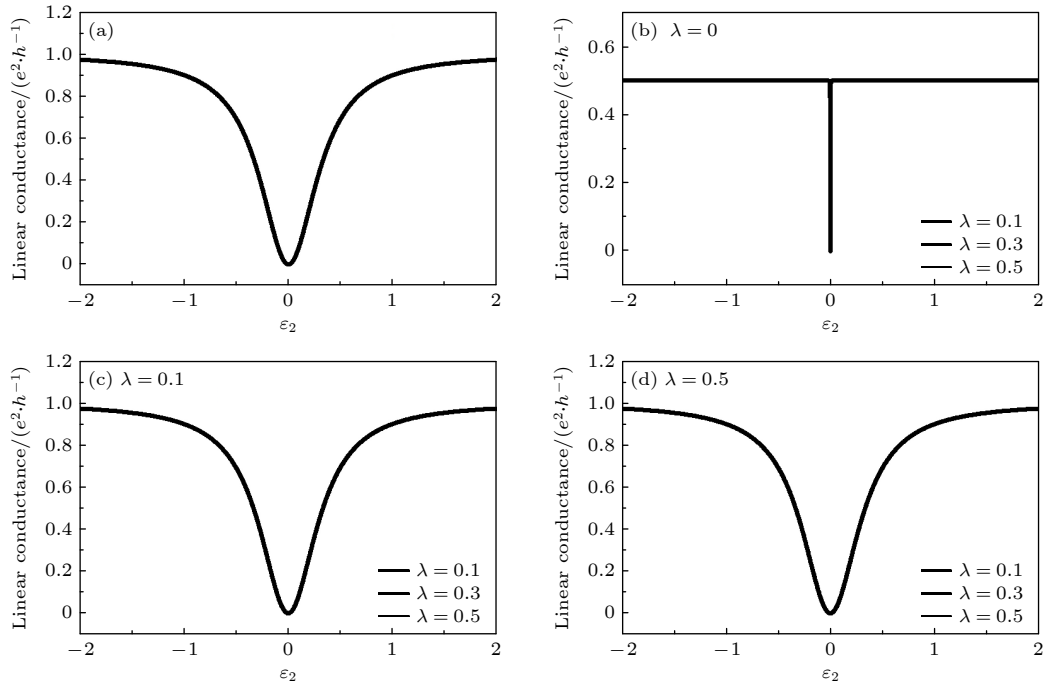


图 2 不同条件下的线性电导曲线 (a) 下自旋的电导; (b)–(d)  $\varepsilon_m = 0, 0.1, 0.5$  时上自旋的电导

Fig. 2. Linear-conductance curves in different cases: (a) Spin-down result of the linear conductance; (b)–(d) spin-up conductance in the cases of  $\varepsilon_m = 0, 0.1, 0.5$ .

因此, 可以通过调整侧耦合量子点能级或马约拉纳束缚态间耦合来消除马约拉纳束缚态的影响. 这也正是 T 形双量子点体系中量子点和马约拉纳束缚态之间特殊的相互作用方式, 这一结果有助于了解马约拉纳束缚态的输运性质.

接下来, 对由马约拉纳束缚态驱动的输运结果进行解释. 首先, 在 Nambu 表象中绘制出该体系的示意图, 如图 1(b) 所示. 不难发现, 该结构是由 3 个 T 形部分串联构成的, 分别是量子点中的电子、空穴和马约拉纳束缚态区域. 值得注意的是,

T 形介观结构的特征必然对输运行为起着调制作用. 也就是说, 侧耦合部分的能级通过诱导相消量子干涉来调节输运结果.

按照这一思路开展讨论, 首先重新写出延迟格林函数的表达式, 即

$$G_{dd,e\uparrow}^r = \left( E - \varepsilon_1 + i\Gamma_0 - \frac{t_0^2}{E - \varepsilon_2 + i0^+} - \lambda^2 G_{11}^r \right), \quad (18)$$

其中,  $G_{11}^r$  是马约拉纳束缚态的延迟格林函数, 表示为

$$G_{11}^r = \left( E + i0^+ - \frac{\varepsilon_m^2}{E + i0^+} - \frac{\lambda^2}{E + \varepsilon_1 + i\Gamma_0 - \frac{t_0^2}{E + \varepsilon_2 + i0^+}} \right)^{-1}.$$

从 (18) 式可以看出量子点 2 在结构中起到主要作用. 在  $E = \varepsilon_2$  的情况下,  $G_{dd,e\uparrow}^r$  将接近于零并且禁止隧穿, 这与是否存在马约拉纳束缚态无关. 究其原因, 应归结于侧耦合量子点引起的相消干涉. 这一结果有助于解释电导结果.  $\varepsilon_2 = 0$  时, 零偏压处电导峰值消失. 同时, 在  $E = -\varepsilon_2$  的条件下, 由于对应的格林函数  $G_{dd,h\uparrow}^r \rightarrow 0$ , 量子点 1 的空穴态将与马约拉纳束缚态解耦. 此时, 可以清楚地观察

到马约拉纳束缚态的相消干涉. 如果  $\varepsilon_m = \varepsilon_2$ ,  $G_{11}^r$  将趋于无穷. 这表明在电子输运过程中, 马约拉纳束缚态会导致相消干涉. 另一方面, 对于  $E = 0$  的结果可以看到当  $\varepsilon_m$  不为 0 时, 有  $G_{11}^r = 0$ , 表明马约拉纳束缚态的影响消失, 与量子点-马约拉纳束缚态耦合及马约拉纳束缚态间耦合无关. 在马约拉纳零模条件下,

$$G_{11}^r(E \rightarrow 0) \approx - \left[ E + \varepsilon_1 + i\Gamma_0 - \frac{t_0^2}{E + \varepsilon_2 + i0^+} \right] / \lambda^2,$$

而且

$$G_{\text{dd},e\uparrow}^r(E \rightarrow 0) \approx 1/2 \left[ i\Gamma_0 - \frac{t_0^2 E}{E^2 - \varepsilon_2^2} \right].$$

一旦量子点 2 的能级离开零点能量, 它对  $G_{\text{dd},e\uparrow}^r(E \rightarrow 0)$  的影响将完全消除. 所有这些结果都有助于理解线性电导的结果.

基于上述结果, 下面考虑铁磁性电极情况下电导谱的性质, 目的在于考察马约拉纳束缚态解耦现象的新性质. 分别计算自旋平行结构 (P 型) 和反平行结构 (AP 型) 的电导, 相应参数仍设定为  $t_0 = 0.5$ . 同时, 取  $p_\alpha = p = 0.5$ . 在此基础上, 可以进一步计算电导性质.

图 3 分别讨论了参数  $\varepsilon_m$  和  $\lambda$  对线性电导的影响. 从图中可以看到, 铁磁性电极条件下, 如果

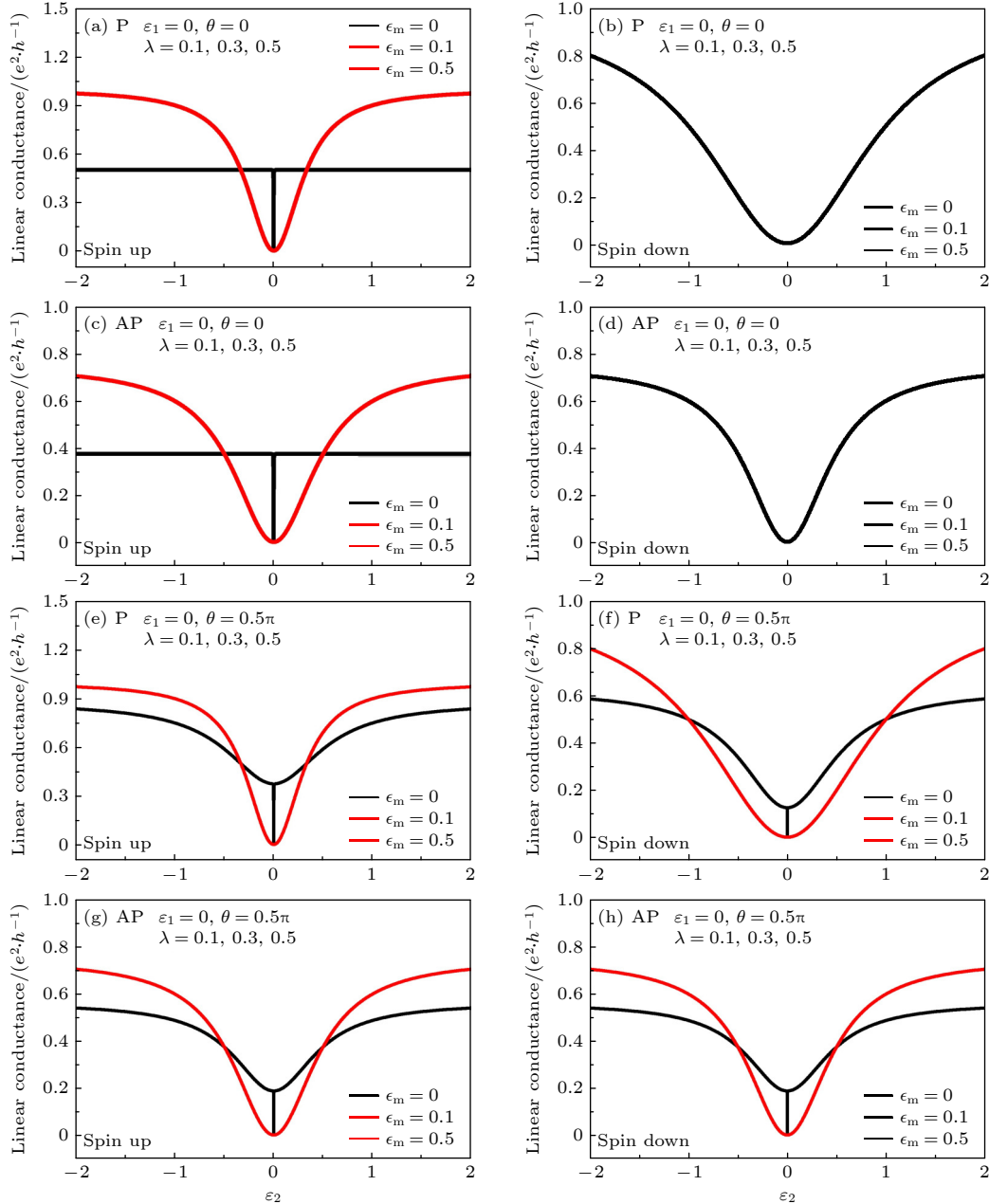


图 3  $\varepsilon_1 = 0$  时不同参数取值下的铁磁性电极体系的线性电导谱 (a), (b)  $\theta = 0$  时的自旋平行结构线性电导谱; (c), (d)  $\theta = 0$  时的自旋反平行结构线性电导谱; (e), (f)  $\theta = 0.5\pi$  时的自旋平行结构线性电导谱; (g), (h)  $\theta = 0.5\pi$  时的自旋反平行结构线性电导谱  
Fig. 3. Linear conductance spectra of the TDQD system with ferromagnetic leads when  $\varepsilon_1 = 0$ : (a), (b) Linear conductances in the P spin configuration with  $\theta = 0$ ; (c), (d) linear conductances in the AP spin configuration with  $\theta = 0$ ; (e), (f) linear conductances in the P spin configuration with  $\theta = 0.5\pi$ ; (g), (h) linear conductance in the AP spin configurations with  $\theta = 0.5\pi$ .

$\theta = 0$ , 量子点与马约拉纳束缚态的耦合变化对电导谱没有影响, 该结论与非铁磁性电极耦合所得的结论相同, 如图 3(a)—(d) 所示. 图 3(a) 和图 3(b) 为自旋平行电导谱, 图 3(c) 和图 3(d) 为自旋反平行电导谱. 从电导结果可以看到, 无论是自旋平行还是反平行情况, 线性电导与非铁磁性电极时的电导值大体一致. 上自旋电导在  $\epsilon_m = 0$  时表现为稳定值, 只在  $\epsilon_2 = 0$  处迅速降为零值, 呈现出极窄的电导谷.  $\epsilon_m$  不为 0 时, 电导值在  $\epsilon_2 = 0$  时降低至零, 随着  $|\epsilon_2|$  的增加, 电导值缓慢增加. 下自旋电导由于不受马约拉纳束缚态间影响而始终呈现出常规 T 形量子点的线性电导谱结果. 值得注意的是, 由于铁磁性电极的自旋极化, 不同自旋的电导谱表现出一定差别. 图 3(a) 中电导平台值为 0.5, 而图 3(c) 中电导平台值不到 0.4. 原因在于, 自旋反平行情况下, 量子点中的自旋态与左右电极耦合强度不相等, 从而导致电导平台值小于 0.5. 另外,  $\epsilon_m$  不为 0 情况下, 自旋平行时上自旋电导幅值要比下自旋高, 而反平行时, 不同自旋的电导值表现出相等结果. 这均源自两种自旋构型中不同自旋态与电极耦合方式的差异. 当  $\theta$  取作非零值时, 上、下自旋电导谱表现性质相似 (见图 3(e)—(h)).  $\epsilon_m = 0$  时, 电导平台消失, 电导值随着  $|\epsilon_2|$  的增加而增加, 且在  $\epsilon_2 = 0$  附近电导值快速降为零.  $\epsilon_m$  不为 0 时, 自旋平行和自旋反平行电导谱与  $\theta = 0$  时电导谱完全相同. 原因在于马约拉纳束缚态与量子点的两种自旋态同时解耦. 该结果初步显示出铁磁性电极情况下, 量子点与马约拉纳束缚态的耦合变化对电导谱存在一定影响, 然而当  $\epsilon_m$  不为 0 时, 电导值同样不随  $\epsilon_m$  的改变发生变化.

为进一步理解该 T 形结构的输运性质, 对磁电阻进行了讨论, 其定义为  $MR = (G_P - G_{AP})/G_P$ , 谱线结果如图 4 所示. 从图 4(a) 可以发现, 此时磁电阻谱线结构较为特殊.  $\theta = 0$  时, 磁电阻谱线表现为单峰双谷的结构. 当  $\epsilon_2$  离开零值时, 磁电阻幅值迅速减小, 并出现负值, 后续当  $\epsilon_2 \geq 0.5$  时, 变化方式发生反转, 而且随着  $|\epsilon_2|$  的增加单调变化. 这种变化随着  $\theta$  的增大逐渐减弱, 直到  $\theta = 0.5\pi$  的情况. 接下来,  $\theta$  的继续增加有效改变了磁电阻的变化方式.  $\theta = 0.75\pi$  时, 随着  $\epsilon_2$  离开能量零点, 磁电阻值增大, 达到峰值后, 单调递减. 此结果反映了该体系独特的磁电阻性质. 另一方面, 如果  $\epsilon_m$  不为 0, 由于马约拉纳束缚态的解耦, 磁电阻不再随  $\theta$  改变.

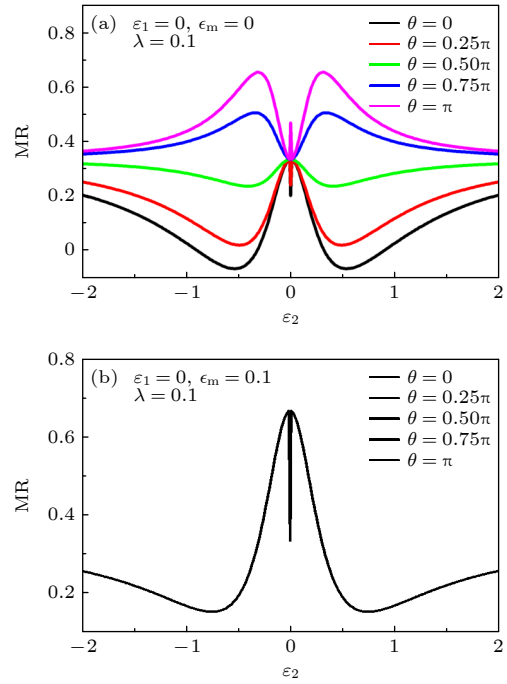


图 4  $\epsilon_1 = 0, \lambda = 0.1$  时铁磁性电极条件下 T 型双量子点体系的磁电阻 (a)  $\epsilon_m = 0$  时的磁电阻; (b)  $\epsilon_m = 0.1$  时的磁电阻

Fig. 4. Magnetoresistance (MR) of the TDQD system with ferromagnetic leads when  $\epsilon_1 = 0, \lambda = 0.1$ : (a) MR in the case of  $\epsilon_m = 0$ ; (b) MR in the case of  $\epsilon_m = 0.1$ .

与图 1(b) 类似, 图 5 给出了铁磁性电极条件下, T 形结构在 Nambu 表象中的图示. 尽管该结构相比普通电极情况更为复杂, 但是可以看出, 该图示仍然表现出 T 形结构的特点. 无论结构如何

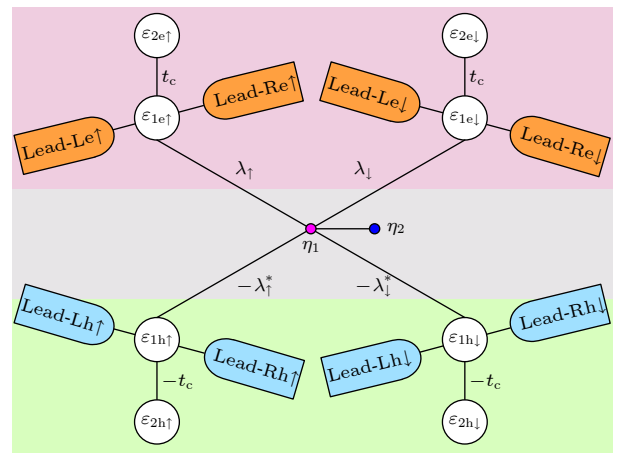


图 5 Nambu 表象中耦合铁磁性电极的 T 形双量子点结构示意图. 量子点的电子、空穴以及马约拉纳束缚态部分用不同的颜色表示

Fig. 5. Illustration of our considered TDQDs with ferromagnetic leads in the Nambu representation. The electron and hole parts of the QDs and the MBS part are colored differently for comparison.

变化, 在  $\varepsilon_m$  不为 0 情况下, 马约拉纳束缚态在零能极限将完全局域化, 从而与量子点体系解耦. 另一方面, 如果  $\varepsilon_m = 0$ , 且  $\lambda_\uparrow$  与  $\lambda_\downarrow$  均存在, 马约拉纳束缚态有机会为相反自旋的 Andreev 反射提供通道, 并使两种自旋的电子隧穿相互关联. 电子隧穿路径

的复杂必然导致电导平台的损坏, 从而呈现出如图 3 所示的结果.

图 6 所示为弱库仑相互作用情况下, 线性电导谱的表现特点, 其中参数分别取为  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_m = 0$ . 此时, 取  $U_1 = 0$ . 从图 6 可以看出, 当电子相关效

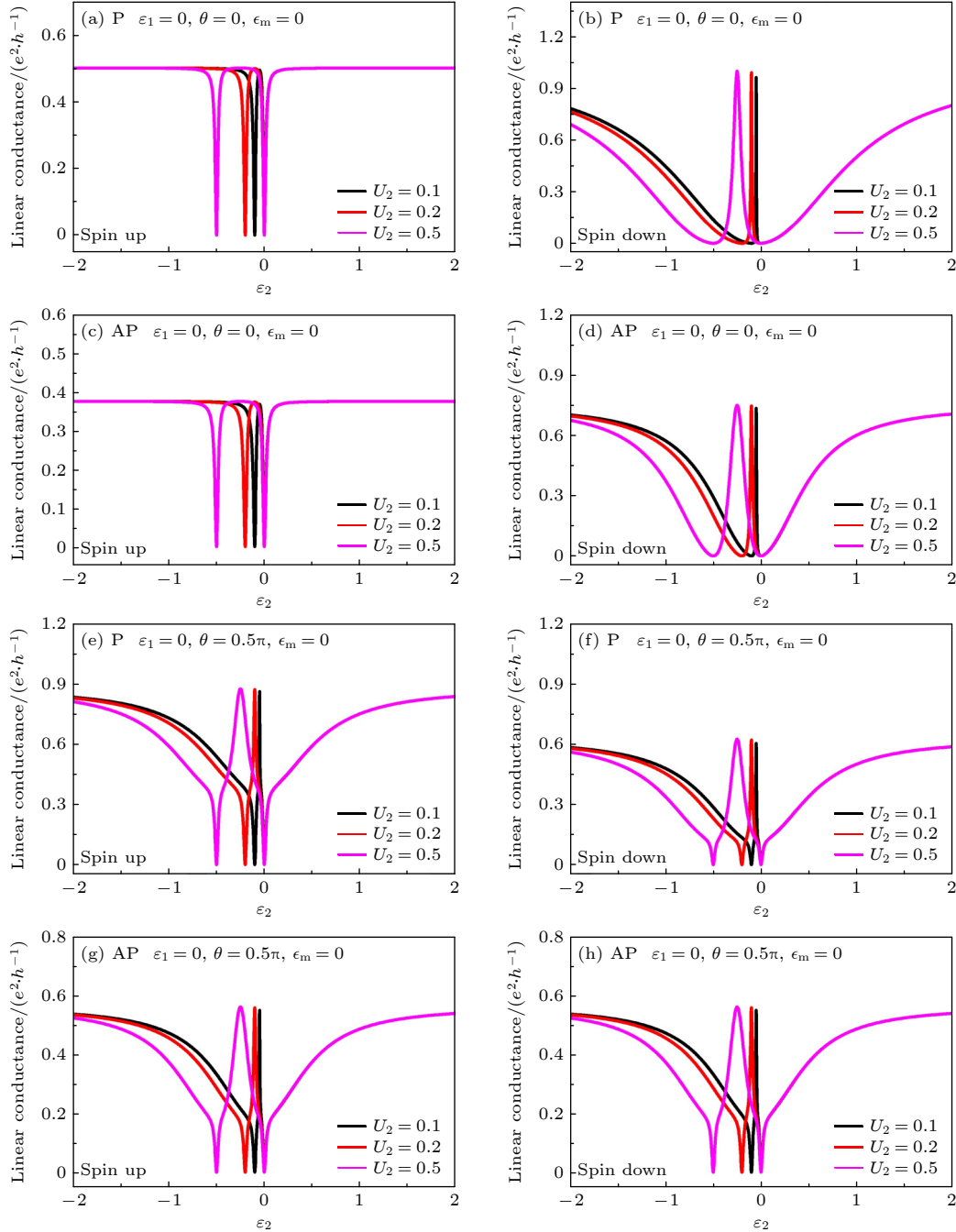


图 6  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_m = 0$ ,  $U_2 = 0.1, 0.2, 0.5$  时铁磁性电极体系中存在库仑相互作用时的线性电导谱线 (a), (b)  $\theta = 0$  时自旋平行结构线性电导谱; (c), (d)  $\theta = 0$  时自旋反平行结构线性电导谱; (e), (f)  $\theta = 0.5\pi$  时自旋平行结构线性电导谱; (g), (h)  $\theta = 0.5\pi$  时自旋反平行结构线性电导谱

Fig. 6. Linear conductance spectra of the system with ferromagnetic leads when  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_m = 0$ ,  $U_2 = 0.1, 0.2, 0.5$ : (a), (b) Linear conductances in the P spin configuration with  $\theta = 0$ ; (c), (d) linear conductances in the AP spin configuration with  $\theta = 0$ ; (e), (f) linear conductances in the P spin configuration with  $\theta = 0.5\pi$ ; (g), (h) linear conductances in the AP spin configuration with  $\theta = 0.5\pi$ .

应较弱时, 由于使用 Hubbard-I 近似处理哈密顿量中的库仑项, 量子点的能级分裂为  $\varepsilon_j$  和  $\varepsilon_j + U_j$ . 相应地, 在马约拉纳零模条件下, 电子相互作用使得  $\theta = 0$  情况下上自旋电导值在  $\varepsilon_2 = -U_2$  时电导谱出现了一个新的下降, 如图 6(a) 所示, 这是因为 Hubbard-I 近似中库仑斥力引起了能级分裂. 在其他能量区间, 电导平台仍然存在. 另一方面, 下自旋的电导呈现出相反的结果, 电导的大小随  $\varepsilon_2$  的变化而变化, 在  $\varepsilon_2 = 0$  和  $-U_2$  时发生反共振现象. 两个反共振之间出现了新的电导峰, 其宽度取决于库仑强度, 如图 6(b) 所示. 接下来在图 6(c) 和图 6(d) 中也可以看到类似结果.  $\theta = 0.5\pi$  的结果由图 6(e) 和图 6(h) 给出, 可以看出, 在弱库仑相互作用下线性电导的不同自旋分量呈现出相似变化. 在  $\varepsilon_2 = 0$  和  $-U_2$  处出现电导的突然下降并且为零. 二者之间出现新的电导峰. 值得注意的是, 电导的极值仍然与无相互作用情况一致. 因此, 弱库仑相互作用情况下, 马约拉纳束缚态仍然与 T 形双量子点解耦. 在弱库仑相互作用范围, 侧耦合量子点与马约拉纳束缚态之间的相互作用在改变电导性质方面基本与无相互作用的情况一致. 所以, 通过调整侧耦合量子点的能级, 依旧可以观察到马约拉纳束缚态的解耦现象. 值得注意的是, 与无相互作用情况相比, 电导谱在  $\varepsilon_2 = 0$  和  $-U_2$  两处下降变得显著. 原因在于, 库仑相互作用的增加, 有效强化了侧耦合量子点的作用.

当 T 形双量子点体系中的库仑斥力远大于其他参数时, 如果量子点能级低于系统的费米能级, 则会发生电子关联, 即 Kondo 效应. 这种情况下, Hubbard-I 近似不再适用, 需要选择更精确的方法. 根据前人的工作, NRG 方法是描述量子点中电子关联的理想方法<sup>[40]</sup>, 因此, 在这一部分, 将尝试使用 NRG 方法进一步研究体系的输运性质, 并取  $U_1 = 0$ . 首先, 定义另一个能量单位, 即电极的半带宽  $D$ . 进而利用全密度矩阵 NRG 方法来研究由 Kondo 效应调制的电导性质, 具体计算通过斯洛文尼亚 Zitko 编写的软件完成<sup>[41]</sup>. 使用 NRG 方法进行迭代过程中, 选取电极的对数离散参数  $\Lambda = 4$ , 在每次迭代对角化步骤中保持能量最低的 6000 个状态, 最低温度取为  $T_{\min} = 10^{-24}D$ . 此外, 为了实现 NRG 计算, 需要通过奇偶基向量变换对系统进行简化, 并采用  $z$ -平均方法消除迭代过程中的奇偶误差.

图 7 给出了侧面量子点中存在强库仑相互作用时的线性电导谱, 相关参数选取为  $t_c = \lambda = 2\Gamma_0 = 0.1D$ ,  $U_2 = D$ ,  $\delta_2 = \varepsilon_2 + U_2/2$ . 从图 7 很容易看出, 尽管电极更换为铁磁性电极, 而且极化方向也分为自旋平行和反平行两种情况, 但随着量子点 2 能级的改变, 两种自旋电导幅值基本上与无相互作用的结果相似. 对于电导谱线的结构, 与普通金属电极的情况也相对接近. 由于 Kondo 效应的出现, 电导谱关于  $\delta_2 = 0$  处对称. 首先, 对于  $\varepsilon_m = 0$  的情况, 图 7(a) 表明, 除了  $\delta_2 = 0$  处电导值有下降外, 其他位置上自旋的电导值等于  $1/2$ . 原因在于, 在临界点处, 量子点 2 的 Kondo 能级非常接近系统的费米能级, 会引起相消干涉, 从而消除马约拉纳束缚态的影响. 也可以理解为量子点 2 与主通道形成了稳定的自旋单态, 从而有效抑制了电导幅值. 当  $\delta_2 \neq 0$  时, 量子点 1 中的上自旋电子只受马约拉纳束缚态的影响而不受侧耦合量子点的影响, 因此出现了平稳的电导值. 相比之下, 下自旋电导在  $|\delta_2| \leq 0.5D$  区域出现了宽的反共振谷 (见图 7(b)), 在这一区域外, 电导值随  $|\delta_2|$  的增加而增加, 电导被抑制是由于侧耦合量子点引起了 Kondo 效应. Kondo 效应发生时, 主通道中下自旋的电子与量子点 2 中的上自旋的电子相互作用, 形成自旋单态, 不可避免地削弱了电子输运. 图 7(c) 和图 7(d) 为两电极中自旋极化相反的结果, 可以看出, 两种自旋对应的电导谱变化规律与图 7(a) 和图 7(b) 相似, 上自旋电导谱在  $\delta_2 \neq 0$  处表现为稳定的平台, 而下自旋的电导谱在  $|\delta_2| \leq 0.5D$  出现明显的反共振谷. 然而, 与自旋极化平行情况不同的是, 此时的电导幅值均有所下降. 原因在于, 两种自旋态都是处于左右非对称耦合的环境. 综上可以得出结论, 无论电极条件如何变化, 量子点中的库仑相互作用是否增强, 在马约拉纳非零模的情况下, 马约拉纳束缚态均会与量子点体系解耦. 而在马约拉纳零模情况下, 有机会观察到清晰的电导平台.

最后, 有必要预测无限  $U$  条件下 Kondo 效应对输运性质的影响. 当侧耦合量子点的库仑强度增大到无穷大时, 可以定性地描述量子点的输运结果. 根据隶玻色子平均场理论<sup>[42]</sup>, 侧耦合量子点的重整化 Kondo 能级在零偏压极限处即零点能处接近费米能级, 这可以得到零偏压输运的结果, 也就是说, 侧耦合量子点通过诱导相消干涉来调制电子输运. 无论马约拉纳零模或非零模式, 马约拉纳

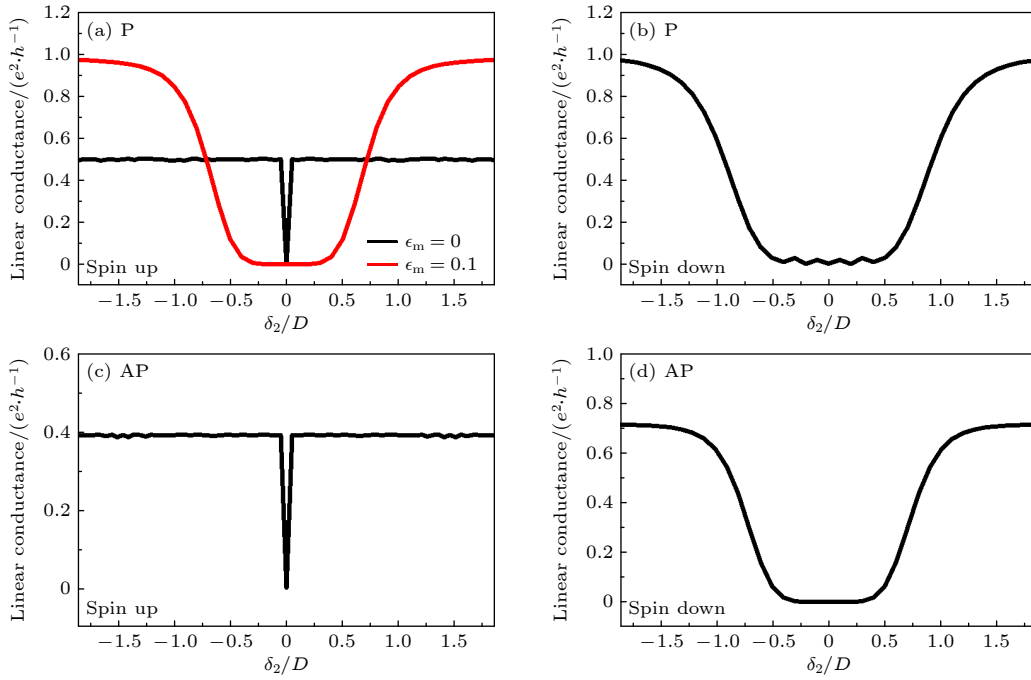


图 7  $\lambda = 0.1D$  时铁磁性电极耦合体系中 Kondo 区内量子点侧耦合马约拉纳束缚态的线性电导谱 (a), (b) 自旋平行结构线性电导谱; (c), (d) 自旋反平行结构线性电导谱

Fig. 7. When  $\lambda = 0.1D$ , linear conductances in the case of ferromagnetic leads, due to the side-coupled QD in the Kondo regime: (a), (b) Linear conductances in the P spin configuration; (c), (d) linear conductances in the AP spin configuration.

束缚态都将与 T 形双量子点解耦. 同时, 也可以确定, 铁磁性电极带来的特殊电导结果也将得以保存.

## 4 结 论

通过引入马约拉纳束缚态侧耦合到主通道的量子点中, 对 T 形双量子点体系中的输运特性进行了研究. 结果表明, 在该体系中, 侧耦合量子点在很大程度上决定了马约拉纳束缚态的影响. 这表现为当侧耦合量子点能级达到费米能级时, 马约拉纳束缚态倾向于与 T 形双量子点解耦, 马约拉纳束缚态对电导谱无贡献, 这种结果在弱库仑相互作用以及 Kondo 区间都可以观察到. 另外, 当侧耦合量子点能级远离费米能级时, 线性电导与马约拉纳束缚态间耦合方式密切相关. 首先, 存在马约拉纳零模时, 线性电导值表现为恒定值, 与侧耦合量子点能级无关. 但如果存在马约拉纳束缚态间耦合, 线性电导始终与无马约拉纳束缚态情况相同. 因此, 与其他量子点体系不同, T 形双量子点体系中, 马约拉纳束缚态对线性电导的影响可以完全调控, 这取决于侧耦合量子点能级和量子点-马约拉纳束缚态耦合方式. 如果电极换作铁磁性电极, 电导平

台的出现或损坏依赖于体系中磁场与电极极化方向的差异, 不同自旋的电导谱也将呈现明显变化, 然而解耦现象仍然稳固. 因此, 铁磁性电极更有助于深入了解 T 形双量子点结构中马约拉纳束缚态的解耦现象.

## 参考文献

- [1] Hyart T, van Heck B, Fulga I C, Burrello M, Akhmerov A R, Beenakker C W J 2013 *Phys. Rev. B* **88** 035121
- [2] Reimann S M, Manninen M 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1283
- [3] van der Wiel W G, De Franceschi S, Elzerman J M, Fujisawa T, Tarucha S, Kouwenhoven L P 2002 *Rev. Mod. Phys.* **75** 1
- [4] Meir Y, Wingreen N S, Lee P A 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2601
- [5] Zheng Y S, Lü T Q, Zhang C X, Su W H 2004 *Physica E* **24** 290
- [6] Gong W J, Zheng Y S, Liu Y, Lü T Q 2006 *Phys. Rev. B* **73** 245329
- [7] Sato M, Aikawa H, Kobayashi K, Katsumoto S, Iye Y 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 066801
- [8] Žitko R, Bonča J 2007 *Phys. Rev. B* **76** 241305
- [9] Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257
- [10] Lee W R, Kimand J U, Sim H S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 033305
- [11] Michalek G, Bulka B R 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **544** 168700
- [12] Ding G H, Kim C K, Nahm K 2005 *Phys. Rev. B* **71** 205313
- [13] Eto M, Sakano R 2020 *Phys. Rev. B* **102** 245402
- [14] Akera H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 6835

- [15] Brandes T, Kramer B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3021
- [16] Głodzik S, Wójcik K P, Weymann I, Domański T 2017 *Phys. Rev. B* **95** 125419
- [17] Monteros A L, Uppal G S, McMillan S R, Crisan M, Tifrea I 2014 *Eur. Phys. J. B* **87** 302
- [18] Piotr M, Wójcik K P, Weymann I 2022 *Phys. Rev. B* **105** 075418
- [19] Wójcik K P, Weymann I 2014 *Phys. Rev. B* **90** 115308
- [20] Wójcik K P, Weymann I 2015 *Phys. Rev. B* **91** 134422
- [21] Mourik V, Zuo Z, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [22] Wang D F, Kong L Y, Fan P, Chen H, Zhu S Y, Liu W Y, Cao L, Sun Y J, Du S X, Schneeloch J, Zhong R D, Gu G, Fu L, Ding H, Gao H J 2018 *Science* **362** 333
- [23] Stern A 2010 *Nature* **464** 187
- [24] Chiu C K, Machida T, Huang Y, Hanaguri T, Zhang F C 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay0443
- [25] Žitko R 2011 *Phys. Rev. B* **83** 195137
- [26] Smirnov S 2022 *Phys. Rev. B* **105** 205430
- [27] Máthé L, Sticlet D, Zárbo L P 2022 *Phys. Rev. B* **105** 155409
- [28] Liu D E, Baranger H U 2011 *Phys. Rev. B* **84** 201308
- [29] Gong W J, Zhang S F, Li Z C, Yi G Y, Zheng Y S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 245413
- [30] Gong W J, Zhao Y, Gao Z 2015 *Curr. Appl. Phys.* **15** 520
- [31] Liu J, Wang J, Zhang F C 2014 *Phys. Rev. B* **90** 035307
- [32] Zocher B, Rosenow B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 036802
- [33] Gong T, Zhang L L, Dai X F, Jiang C, Gong W J 2022 *Eur. Phys. J. Plus* **137** 122
- [34] Gao Z, Gong W J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 104506
- [35] Cheng M, Becker M, Bauer B, Bauer B, Lutchyn R M 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031051
- [36] Weymann I, Wójcik K P, Majek P 2020 *Phys. Rev. B* **101** 235404
- [37] Calle A M, Pacheco M, Orellana P A, Otálora J A 2020 *Ann. Phys.* **532** 1900409
- [38] Wang X Q, Zhang S F, Han Y, Gong W J 2019 *Phys. Rev. B* **100** 115405
- [39] Ramos-Andrade J P, Peña F J, González A, Ávalos-Ovando O, Orellana P A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 165413
- [40] Žitko R, Bonča J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 245112
- [41] Žitko R, 2011 *Comput. Phys. Commun.* **182** 2259
- [42] Liu Y, Zheng Y S, Gong W J, Lü T Q 2007 *Phys. Rev. B* **75** 195316

# Decoupling of Majorana bound states in T-shaped double-quantum-dot structure with ferromagnetic leads\*

Dai Xue-Feng<sup>†</sup> Gong Tong

(College of Sciences, Northeastern University, Shenyang 110819, China)

(Received 5 September 2023; revised manuscript received 9 November 2023)

## Abstract

The significant potential applications of Majorana bound state (MBS) in topological quantum computing manifest the importance and necessity of relevant in-depth research. To understand the physical properties of MBS, the most practical approach is to integrate it to a mesoscopic circuit and then investigate its quantum transport behaviors. In this work, we investigate the transport properties in the systems with MBS, and provide theoretical support for its further understanding and detection, by utilizing the nonequilibrium Green's function method and scattering matrix theory. Specifically, we investigate theoretically the transport properties in a T-shaped double-quantum dot structure, by considering MBS to be coupled to the dot in the main channel, which shows that in the linear transmission region, when the level of side-coupled dot is tuned to the Fermi energy level, the contribution of MBS to the conductance is eliminated under weak and strong Coulomb interaction. The side-coupled dot is far away from the Fermi energy level, leading to different results. When Majorana zero mode is added, the linear conductance is independent of the level of the side-coupled quantum dot, and the conductance plateau appears. However, with coupling between the MBSs, the linear conductance is the same as that without coupling between the MBSs. The decoupling phenomenon of the MBS remains strong. Therefore, the signature of the MBS can be eliminated by adjusting the level of the side-coupled quantum dot or the inter-MBS coupling. When ferromagnetic leads are introduced, the appearance or disappearance of the conductance plateau is clearly dependent on the difference between the magnetic field direction and the lead polarization direction in the system, whereas the decoupling behavior of the MBS is still existent. This work contributes to further explaining the decoupling phenomenon of MBSs in a T-shaped double-quantum-dot system, and presents a theoretical approach to more in-depth understanding and detection of the MBS.

**Keywords:** Andreev reflection, Majorana bound state, quantum dot, decoupling

**PACS:** 73.21.-b, 74.78.Na, 73.63.-b, 03.67.Lx

**DOI:** [10.7498/aps.73.20231434](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231434)

\* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities of Ministry of Education, China (Grant Nos. N2305001, N2305014).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xf\\_dai@126.com](mailto:xf_dai@126.com)

铁磁性电极条件下T形双量子点结构中马约拉纳束缚态的解耦现象

代雪峰 贡同

Decoupling of Majorana bound states in T-shaped double-quantum-dot structure with ferromagnetic leads

Dai Xue-Feng Gong Tong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 057301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231434

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231434>

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

光子驱动量子点制冷机

Quantum dot refrigerator driven by photon

物理学报. 2019, 68(22): 220501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191091>

量子点操控的光子探测和圆偏振光子发射

Single photon detection and circular polarized emission manipulated with individual quantum dot

物理学报. 2018, 67(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20182049>

拓扑超导Majorana束缚态的探索

Exploration of Majorana bound states in topological superconductors

物理学报. 2020, 69(11): 117102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190959>

单光子调制频谱用于量子点荧光寿命动力学的研究

Research on fluorescence lifetime dynamics of quantum dot by single photons modulation spectrum

物理学报. 2019, 68(1): 017803 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181797>

Majorana零模式的电导与低压振荡散粒噪声

Low-bias oscillations of shot noise as signatures of Majorana zero modes

物理学报. 2018, 67(18): 187302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172372>

晶格弛豫方法研究PbSe量子点的带内弛豫过程

Intraband relaxation process in PbSe quantum dot studied by lattice relaxation method

物理学报. 2019, 68(12): 127301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190187>