

耦合 Majorana 束缚态 T 形双量子点中的 Andreev 反射

王素新 李玉现 王宁 刘建军

Andreev reflection in a T-shaped double quantum-dot with coupled Majorana bound states

Wang Su-Xin Li Yu-Xian Wang Ning Liu Jian-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 137302 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.137302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.137302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于量子点和 MEH-PPV 的白光发光二极管的研究

White light emitting diode based on quantum dots and MEH-PPV

物理学报.2016, 65(6): 067301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.067301>

准一维半导体量子点中电偶极自旋共振的物理机理

The mechanisms of electric-dipole spin resonance in quasi-one-dimensional semiconductor quantum dot

物理学报.2015, 64(16): 167303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.167303>

热处理温度对量子点粒度分布的影响

Influence of annealing temperature on the distribution of particle sizes of quantum dots doped glass

物理学报.2015, 64(12): 127302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.127302>

电子-声子相互作用对平行双量子点体系热电效应的影响

Influences of electron-phonon interaction on the thermoelectric effect in a parallel double quantum dot system

物理学报.2015, 64(7): 077301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077301>

耦合锗量子点中空穴态对称特性研究

Asymmetry of hole states in vertically coupled Ge double quantum dot

物理学报.2014, 63(22): 227301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227301>

耦合 Majorana 束缚态 T 形双量子点中的 Andreev 反射^{*}

王素新¹⁾²⁾ 李玉现¹⁾ 王宁¹⁾ 刘建军^{1)3)†}

1) (河北师范大学物理科学与信息工程学院, 河北省新型薄膜材料实验室, 石家庄 050024)

2) (河北民族师范学院物理与电子工程学院, 承德 067000)

3) (石家庄学院物理系, 石家庄 050035)

(2016年3月9日收到; 2016年4月14日收到修改稿)

研究了连接在正常金属电极和超导电极之间的耦合 Majorana 束缚态 (MBSs) T 形双量子点结构中的 Andreev 反射. 研究发现, 对于 T 形双量子点结构, 当入射能量等于边耦合量子点能级时 Andreev 反射电导出现 Fano 振荡, 连接 MBSs 之后, 零费米能附近出现一对新的 Fano 型振荡峰. 如果忽略两个 MBSs 之间的相互作用, 零费米能点的 Andreev 反射电导为定值 $1/2G_0$ ($G_0 = 2e^2/h$), 不受量子点能级、双量子点之间耦合强度以及量子点与 MBSs 之间的耦合强度的影响. 此外, 在没有耦合 MBSs 的 T 形双量子点结构中, 调节双量子点间的耦合强度可以使零费米能附近的 Andreev 反射电导出现由共振带向反共振带的转变, 而耦合 MBSs 之后, 又可以使反共振消失转而出出现新的共振峰.

关键词: Majorana 束缚态, 双量子点, Andreev 反射, Fano 效应

PACS: 73.21.La, 74.45.+c, 73.23.Hk

DOI: 10.7498/aps.65.137302

1 引言

Majorana 费米子是自身的反粒子, 遵从非阿贝尔统计^[1,2], 在拓扑量子计算方面具有巨大应用潜力. 近年来, 在凝聚态物理中探索 Majorana 费米子已经成为研究热点^[3-7]. 凝聚态物质中的所谓 Majorana 费米子并不是真正意义上的基本粒子, 而是一种准粒子, 我们称其为 Majorana 束缚态 (MBSs). 迄今为止, 在凝聚态物体中发现了一些存在 MBSs 的证据^[8-24], 尤其值得关注的是一批借助量子点结构探索 MBSs 的研究成果^[14-24].

量子点及耦合量子点体系具有一些独特的物理性质: 量子隧穿效应、量子干涉效应、库仑阻塞效应、Fano 效应和近藤效应等, 这些效应及输运特性为研究 MBSs 提供了极好的平台. 例如, 在参考

文献^[15]中, 作者研究了正常金属/量子点/拓扑超导体/量子点/正常金属结构中的电子输运性质, 结果表明, 只需调节两个量子点的门电压以改变两个量子点能级就可以控制非局域输运过程. 当两个量子点的能级相等且等于 Majorana 费米子的耦合能时, 左侧电极中的电子可以经由 Majorana 费米子输运到右侧电极. 然而当两个量子点的能级符号相反, 大小等于 Majorana 费米子的耦合能时, 左侧电极中的电子与右侧电极中的电子形成库珀对并且借助 Majorana 费米子隧穿进入拓扑超导体, 理论结果体现了 Majorana 费米子的非局域特性, 从而验证 Majorana 费米子的存在.

除了耦合 MBSs 的串联双量子点体系, MBSs 对并联双量子点体系中的输运性质的影响也得到了学者们的关注^[16,17]. 对比串联和并联双量子点

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 61176089, 10974043)、河北省自然科学基金 (批准号: A2011205092, 2014205005) 和河北民族师范学院科学技术研究项目 (批准号: 201109) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liujj@hebtu.edu.cn

结构, T形双量子点结构显示了一些独特的性质. T形双量子点结构使得电子有了两条传输通道, 一条通过中心量子点, 另一条通过边耦合量子点, 因而出现Fano振荡等特有的相干输运现象^[18,25,26]. 在参考文献^[18]中, 作者研究了连接在正常金属电极两端的耦合MBSs的T形多量子点结构中的隧穿电导, 得到了表征MBSs的理论依据.

Fano效应^[26]是科研工作者探测MBSs的另一个有力工具. Fano效应最主要的特征是相关物理量的曲线上出现非对称线型. Andrey等人对各种物理系统中的Fano效应进行了全面总结, 这些现象有个共同的特征就是散射波在传播过程中同时经历了共振与非共振过程, 因而出现了干涉, 导致相关物理量曲线出现非对称共振峰. 目前, 已经有多个课题组发表了利用Fano效应探测MBSs的研究报告^[19,23].

迄今为止, 该领域的研究大多讨论连接在正常金属电极之间的量子点结构. 事实上, 当量子点两端分别与正常金属电极和超导电极相连时, 会出现特殊的输运性质, 其中之一就是Andreev反射^[27-30]. Andreev反射的概念首先由Andreev在研究正常金属与超导体构成的界面处的电子行为时提出, 并以他的名字命名. 准粒子在正常金属和超导界面上受到超导能隙的散射, 电荷和动量同时改变符号, 一个能量低于超导带隙的电子反射回一个空穴, 同时在超导电极一侧产生电荷为 $2e$ 的库珀对. 特别是当电子能量处于超导子带隙之内时, 隧穿电导几乎为零, 电流几乎全部来源于Andreev反射, 因而是非常理想的研究相干输运性质的载体, 更可以借助电导曲线直接探测子带隙内的状态. 例如, 在参考文献^[8]中, 作者将锑化铟纳米线分别与正常金属电极和超导电极相连, 测量了其中的隧穿电导, 发现了具有Majorana特征的子带态.

本文中, 我们在T形双量子点的末端耦合了一个MBS, 并且将正常金属电极与超导电极连接在量子点两端, 利用非平衡格林函数法计算了Andreev反射电导, 重点讨论了MBSs对Andreev反射电导的影响.

2 理论模型

图1是耦合了MBSs的T形双量子点体系连接在正常金属和超导电极两端的结构示意图. QD_1 和 QD_2 的能级可以通过改变各自的门电压来控

制^[31], QD_1 两端分别与正常金属电极N和超导电极S连接. QD_1 与 QD_2 构成T形连接, 二者之间的耦合强度用 t 表示, QD_2 的另一端与一个等价一维拓扑超导纳米线一端相连. 该拓扑超导纳米线在其两端各激发出一个MBS^[2,7], 设其中的 η_1 与 QD_2 直接相连, 其间的耦合强度为 λ , 两个MBSs之间的耦合强度为 ϵ_M . 该体系的哈密顿可以表示为

$$H = H_N + H_S + H_0 + H_T, \quad (1)$$

这里 $H_N = \sum_k (\epsilon_{Nk}^0 - eV_N) c_{Nk}^\dagger c_{Nk}$, 是正常金属电极上动量为 k 电子的哈密顿, 其中 $c^\dagger(c)$ 是电子产生(湮灭)算符, V_N 是金属电极端的电势; H_S 描述超导电极中动量为 p 的电子, 其带隙为 Δ , 根据Bardeen-Cooper-Schrieffer理论, 它的哈密顿为 $H_S = \sum_p \epsilon_{Sp}^0 c_{Sp}^\dagger c_{Sp} + \sum_p [\Delta^* c_{Sp} c_{S-p} + \Delta c_{S-p}^\dagger c_{Sp}^\dagger]$. H_0 是耦合MBSs的T形双量子点的哈密顿, 可以表示为

$$H_0 = \sum_{i=1,2} \epsilon_i d_i^\dagger d_i + t(d_1^\dagger d_2 + d_2^\dagger d_1) + i\epsilon_M \eta_1 \eta_2 + (\lambda d_2 - \lambda^* d_2^\dagger) \eta_1, \quad (2)$$

其中 ϵ_i 是可以由门电压调节的量子点能级, $d_i(d_i^\dagger)$ 是电子的湮灭(产生)算符. 方程(2)中的第三项描述的是一对MBSs的低能有效哈密顿, 它们在拓扑纳米线的两端产生, 二者之间的耦合能量为 ϵ_M . 方程(2)中的最后一项表示 QD_2 与 η_1 之间的相互作用. 方程(1)最后一项 H_T 表示 QD_1 与两边电极之间的相互作用, 且有

$$H_T = \sum_{k,i} [t_N c_{Nk}^\dagger d_{1i} + t_N^* d_{1i}^\dagger c_{Nk}] + \sum_{p,i} [t_S e^{ieV_S \tau} c_{Sp}^\dagger d_{1i} + t_S^* e^{-ieV_S \tau} d_{1i}^\dagger c_{Sp}], \quad (3)$$

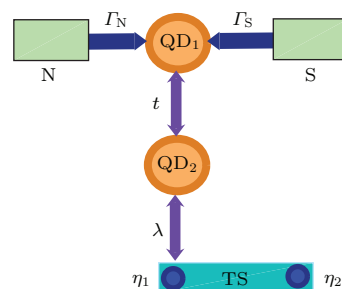


图1 连接在正常金属和超导电极两端的耦合MBSs的T形双量子点结构示意图

Fig. 1. Sketch of a T-shaped DQD system with side-coupled MBSs between N and S leads.

其中 V_S 为超导电极一端的电势, t_v ($v = N, S$) 为量子点与电极的跃迁矩阵元. 为了便于分析处理问题, 下面将 MBSs 算符写成普通费米子算符 f 和 $f^\dagger$. 这里 f 表示产生一个费米子, 它们之间有以下关系: $\eta_1 = (f^\dagger + f)/\sqrt{2}$, $\eta_2 = i(f^\dagger - f)/\sqrt{2}$ 且有 $\{f, f^\dagger\} = 1$. 于是, H_0 可以表示为

$$H_0 = \sum_i \varepsilon_i d_i^\dagger d_i + t(d_1^\dagger d_2 + d_2^\dagger d_1) + \varepsilon_M \left(f^\dagger f - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda d_2 - \lambda^* d_2^\dagger) (f^\dagger + f). \quad (4)$$

一旦在体系两端施加偏压 $V_N - V_S = eV$, 就会产生非平衡电流 $I(V)$, 通过实际测量微分电导 $dI(V)/dV$ 可以研究该结构中的输运性质、量子相干效应等. 本文中, 我们只关注低压子带隙区域 $eV < \Delta$. 在这种条件下, 电流只来源于特殊的 Andreev 反射, 也就是说, 金属电极中的电子转变成超导电极中的库珀对, 同时反射回金属电极一个空穴. 通常情况下, 根据 Landauer 公式, Andreev 反射电流可以由下式进行计算:

$$I_A(V) = \frac{2e}{h} \int d\omega T_A(\omega) [f(\omega - eV, T) - f(\omega + eV, T)], \quad (5)$$

其中 $f(\omega, T)$ 是费米分布函数, T 是温度, $T_A(\omega) = \Gamma_N^2 |G_{1,12}(\omega)|^2$ 是 Andreev 反射概率^[25,26], 这里, 推迟格林函数 G^r 利用 Dyson 方程^[30] $G^r = G_0^r + G_0^r \Sigma^r G^r$ 求出, 其中 Σ^r 是自能矩阵, 来源于 QD₁ 与电极之间的耦合. 在 Nambu 表象中, 耦合 MBSs 的 T 形双量子点结构的自由格林函数 G_0^r 为

$$[G_0^r(\omega)]^{-1} = \begin{pmatrix} \omega - \varepsilon_i & 0 & t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega + \varepsilon_i & 0 & t & 0 & 0 \\ -t^* & 0 & \omega - \varepsilon_j & 0 & \frac{\lambda}{\sqrt{2}} & \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \\ 0 & t^* & 0 & \omega + \varepsilon_j & -\frac{\lambda}{\sqrt{2}} & -\frac{\lambda}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & \frac{\lambda}{\sqrt{2}} & -\frac{\lambda^*}{\sqrt{2}} & \omega - \varepsilon_M & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\lambda}{\sqrt{2}} & -\frac{\lambda^*}{\sqrt{2}} & 0 & \omega + \varepsilon_M \end{pmatrix}. \quad (6)$$

自能矩阵 Σ^r 包含两部分, $\Sigma^r = \Sigma_N^r + \Sigma_S^r$. 其中 $\Sigma_N^r = -(i/2)\Gamma_N$ 是 QD₁ 与正常金属电极之间的耦

合能, 可以写作

$$\Sigma_N^r = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_N & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_N & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中 $\Gamma_N = 2\pi|t_N|^2 \sum_k \delta(\omega - \varepsilon_{Nk})$. Σ_S^r 是 QD₁ 与右侧超导电极之间耦合的自能, 可以写作

$$\Sigma_S^r = -\frac{i}{2} \Gamma_S \rho_s(\omega) \begin{pmatrix} 1 & -\Delta/\omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\Delta/\omega & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

这里 $\Gamma_S = 2\pi\rho_{s0}|T_{p\sigma}|^2$, 其中 ρ_{s0} 是正常超导态下的态密度, $\rho_s(\omega)$ 是修正的 BCS 态密度, 且有^[32,33]

$$\rho_s(\omega) = \frac{|\omega|\theta(|\omega| - \Delta)}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2}} + \frac{|\omega|\theta(\Delta - |\omega|)}{i\sqrt{\Delta^2 - \omega^2}}. \quad (9)$$

在零温低偏压情况下, Andreev 反射电导可以根据下式计算^[31]

$$G^A(\omega) = \frac{2e^2}{h} T_A(\omega). \quad (10)$$

3 结果与讨论

在本文中, 我们只讨论费米能和双量子点能级以及耦合能均处于超导电极的带隙 Δ 范围内的情况, 计算中设 $\Delta = 1$ 为能量单位, 选择参数 $\varepsilon_1 = 0$, $\Gamma_N = \Gamma_S = 0.15$. 我们首先研究了没有耦合 MBSs 情况下 T 形双量子点结构的 Andreev 反射电导随费米能的变化, 结果如图 2 所示. 图 2(a)–(c) 分别对应 $\varepsilon_2 = 0.05, 0.1$ 和 0.15 , 每个分图中的实线、短划线和虚线分别对应 $t = 0.02, 0.08$ 和 0.14 . 从图 2 中可以看到以下几个特点: 首先观察图 2 中每个分图中的三条曲线, 与单量子点时的共振曲线对比, 可知 QD₂ 与 QD₁ 连接后, 在费米能为 $\pm\varepsilon_2$ 处出现了 Fano 振荡^[33], t 对 Fano 线型有非常明显的影响, t 较小时, Fano 振荡峰比较尖锐, 随着 t 增大, Fano 共振峰的宽度增大; 其次, 零费米能附近两个 Fano 振荡峰之间的电导随 t 增大受到有效抑制, 甚

至在图 2(a) 中可以看到当 $t = 0.14$ 时, 零费米能附近出现了 $G^A \approx 0$ 的反共振带; 最后, 由于电子和空穴对 Andreev 反射电导均有贡献, 所以这些曲线相对零费米能点均是对称的. 以上这些现象在物理上可以归因于 T 形双量子点结构为粒子提供两种特殊的相干通道, 一条是通过中心量子点的, 另外一条是通过边耦合量子点的. 当入射粒子能量恰等于 QD_2 的能级时, 分立的能级与连续能级叠加, 从而在 Andreev 反射电导曲线上出现了不对称的线型. 随着 t 增大, 两个量子点之间的耦合导致新的量子态形成, 甚至当条件满足时, 粒子分别通过两个支路产生了相消干涉, 因此曲线上出现了反共振带.

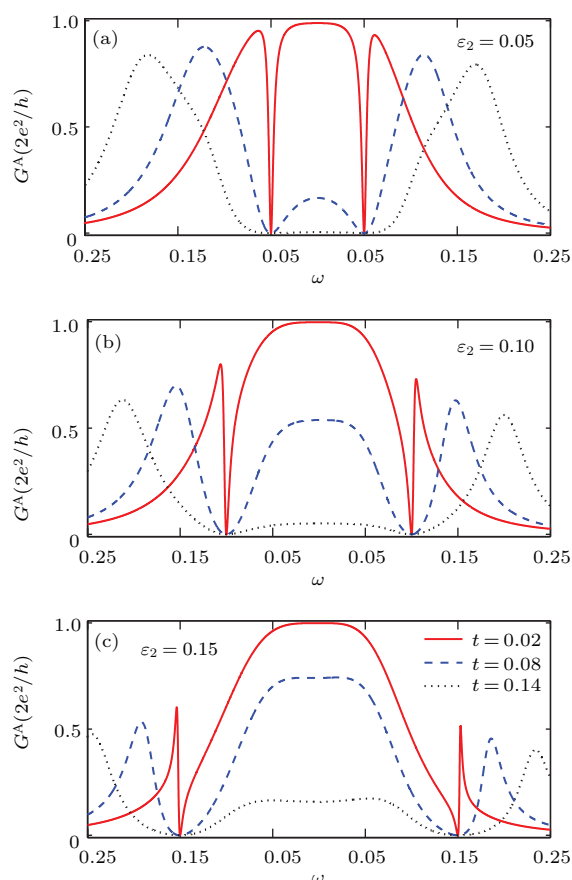


图 2 没有耦合 MBSs 的 T 形双量子点中的 Andreev 反射电导随费米能的变化 (a), (b), (c) 分别对应 $\epsilon_2 = 0.05, 0.1, 0.15$; 每个分图中的实线、短划线和虚线分别表示 $t = 0.02, 0.08, 0.14$

Fig. 2. AR conductance as a function of the Fermi energy in a T-shaped DQD without coupled MBSs: (a), (b) and (c) correspond to $\epsilon_2 = 0.05, 0.1$ and 0.15 , respectively. In each subplot, the solid, dashed and dotted curves denote $t = 0.02, 0.08$ and 0.14 , respectively.

对 T 形双量子点结构中的 Andreev 反射电导的特点及形成原因进行了简要分析之后, 下面主

要讨论 MBSs 对该体系 Andreev 反射电导的影响. 首先忽略两个 MBSs 之间的耦合能, 设 $\epsilon_M = 0$, $\lambda = 0.06$, 保持其他参数不变, 结果如图 3 所示. 图 3(a) 和图 3(b) 分别是 $t = 0.08$ 和 $t = 0.14$ 时的计算结果, 图中的实线、短划线和虚线分别对应 $\epsilon_2 = 0.05, 0.1, 0.15$. 与图 2 中 $t = 0.08$ 和 $t = 0.14$ 的曲线比较, 可以看到将 MBSs 与 QD_2 耦合之后, Andreev 反射电导发生了明显的变化.

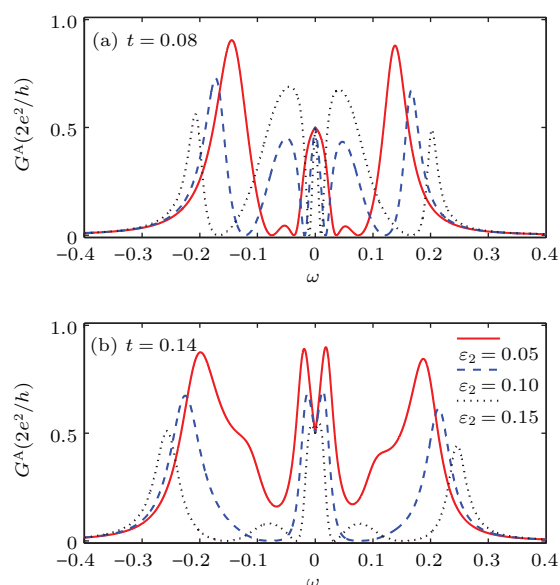


图 3 耦合 MBSs 的 T 形双量子点中的 Andreev 反射电导随费米能的变化 $\lambda = 0.06$, $\epsilon_M = 0$; 其他参数与图 2 一致

Fig. 3. AR conductance as a function of the Fermi energy in a T-shaped DQD system with $\lambda = 0.06$ and $\epsilon_M = 0$. The other parameters are the same as in Fig. 2.

首先, 一对新的共振峰对称地出现在零费米能两侧, 并且零费米能点的 Andreev 反射电导为一个固定值, $G^A = e^2/h$, 它与双量子点之间的耦合强度无关, 也与 QD_2 与 MBSs 间的耦合强度 λ 无关, 甚至也不随 ϵ_2 的变化而发生改变. 在我们的模型中, 拓扑纳米线的每一端都有一个局域的 MBS, 波函数之间彼此交叠, 它们之间的耦合能随着纳米线长度呈指数衰减^[2,7], 当纳米线无限长时, 耦合能可以视为零, 此时相当于半个费米子与 QD_2 耦合. 因而 $\epsilon_M = 0$ 时, 零费米能点总出现 $1/2G_0$ (G_0 是电导单位). 这是体系中耦合 MBSs 最重要的特征, 与 T 形双量子点结构耦合一个普通的费米子, 玻色子有本质不同^[34].

其次, 图 2(b) 和图 2(c) 中所有 Fano 振荡峰所处的位置由原来的 $\pm\epsilon_2$ 移动到了 $\pm(\epsilon_2 + \lambda)$ 附近, 并

且受到量子点间耦合强度 t 的影响. 另外, 零费米能附近的共振带发生了明显的改变, 例如, 图 2(b) 中 $\varepsilon_2 = \pm 0.1$, $t = 0.14$ 时, 零费米能附近的电导很小, 是一条接近反振荡的曲线, 在耦合 MBSs 之后, 该曲线零费米能两侧出现了共振峰, 见图 3(b) 中的短划线. 当这样的 T 形双量子点结构耦合一个 MBS 之后, 相当于增加了一个通道, 原有的量子干涉条件发生了变化, 甚至破坏了干涉相消. 因而在 Andreev 反射电导曲线上出现了由反振荡向共振峰的转变.

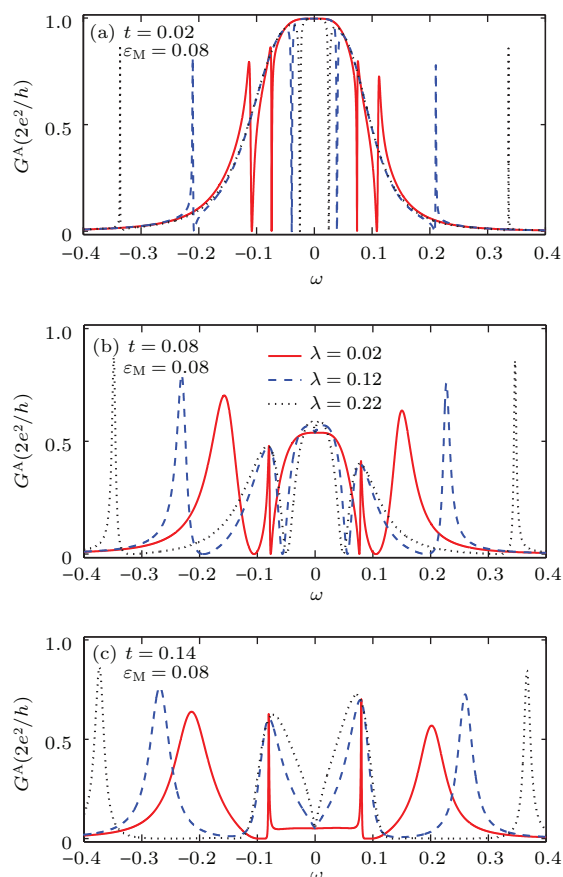


图 4 耦合 MBSs 的 T 形双量子点中的 Andreev 反射电导随费米能的变化 $\varepsilon_2 = 0.1$, $\varepsilon_M = 0.08$; 图中实线、虚线和点划线分别对应 $\lambda = 0.02, 0.12, 0.22$; 其他参数与图 2 一致

Fig. 4. AR conductance as a function of the Fermi energy in a T-shaped DQD system with $\varepsilon_2 = 0.1$, $\varepsilon_M = 0.08$. In each subplot, the solid, dashed and dotted curves denote $\lambda = 0.02, 0.12$ and 0.22 ; respectively. The other parameters are the same as in Fig. 2.

接下来讨论 $\varepsilon_M \neq 0$ 的情况, 设 $\varepsilon_2 = 0.1$, $\varepsilon_M = 0.08$, 其他参数与图 2 保持一致, 结果如图 4 所示, 图中实线、虚线和点画线分别对应 $\lambda = 0.02, 0.12$ 和 0.22 . 图 4 可以看作图 2(b) 中 $\varepsilon_2 = 0.1$ 的三条曲线在双量子点体系耦合了 MBSs 之后演化而

成. 对比这些曲线可以发现一些规律. 首先, 如上所述, 耦合 MBSs 之后, 一对新的 Fano 振荡峰对称地分布在零费米能两侧, 该振荡峰的位置出现在 $\varepsilon_M = 0.08$ 附近, 同时受到 λ 的影响. 原来的一对关于零点对称的 Fano 振荡峰, 耦合 MBSs 后均向费米能绝对值增大的方向移动, λ 越大, 两个峰之间的距离越远, 同时所有的振荡峰加宽.

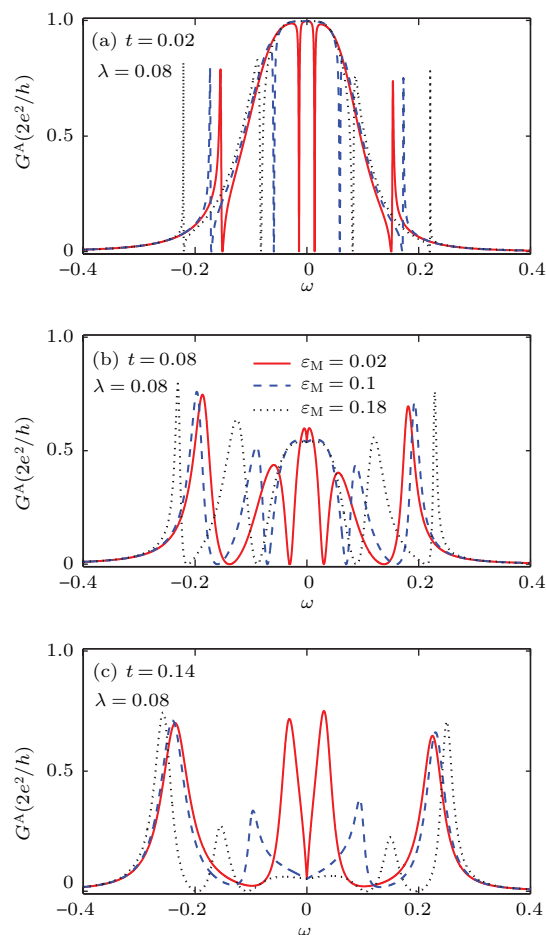


图 5 耦合 MBSs 的 T 形双量子点中的 Andreev 反射电导随费米能的变化 $\varepsilon_2 = 0.1$, $\lambda = 0.08$; 图中实线、虚线和点划线分别对应 $\varepsilon_M = 0.02, 0.1, 0.18$; 其他参数与图 2 一致

Fig. 5. AR conductance as a function of the Fermi energy in a T-shaped DQD system with $\varepsilon_2 = 0.1$, $\lambda = 0.08$, $\varepsilon_M = 0.02, 0.1$ and 0.18 , respectively. The other parameters are the same as in Fig. 2.

在图 5 中, 固定 QD_2 与 MBSs 之间的耦合强度, 计算了两个 MBSs 之间的耦合能对 Andreev 反射电导的影响. 选择参数 $\varepsilon_2 = 0.1$, $\lambda = 0.08$, 图中实线、虚线和点画线分别对应 $\varepsilon_M = 0.02, 0.1, 0.18$. 结果清晰可见, ε_M 增大, 所有振荡峰向费米能的绝对值增大方向移动. 将图 5 以及图 4 中 $\varepsilon_2 = 0.1$ 的两条曲线与图 3 中相关曲线比较, 发现与 $\varepsilon_M = 0$ 时不

同, $\varepsilon_M \neq 0$ 时, 费米能零点的 Andreev 反射电导不再等于定值 e^2/h , 该点的电导与双量子点间的耦合强度 t 密切相关.

我们认为以上这些现象源于 Majorana 费米子具有非局域特性. 一个 Majorana 费米子可以看作是半个普通费米子, 而一对非局域分布的 Majorana 费米子 η_1 和 η_2 总是成对出现在纳米线的两端, 并且通过非局域费米态产生关联, 因而当它们与 T 形量子点耦合后, 就会在原有量子相干图样上叠加新的干涉, 适当调节结构参数, 便会出现特殊的 Fano 效应等振荡曲线.

4 结 论

本文中, 我们提出了耦合 MBSs 的 T 形双量子点结构模型, 并且将正常金属电极与超导电极连接在量子点两端, 利用非平衡格林函数法研究了能量处于超导体带隙中的 Andreev 反射性质. 研究发现, 当只有一个量子点 QD_1 连接在电极两端时, 零费米能附近出现共振峰, 当另一个量子点 QD_2 与 QD_1 耦合构成 T 形结构时, 由于量子相干效应, 当入射能量等于 QD_2 能级时出现了 Fano 振荡. 将 MBSs 与 QD_2 连接之后, Andreev 反射电导曲线出现了新的特征. 首先, 在零费米能附近出现了一对新的 Fano 型振荡峰, 并且引起原来 Fano 振荡峰的位置向两侧移动. 其次, 如果忽略两个 MBSs 之间的相互作用, 零费米能点的 Andreev 反射电导为定值 $1/2G_0$ ($G_0 = 2e^2/h$), 不受量子点能级、双量子点之间耦合强度以及量子点与 MBSs 之间的耦合强度的影响. 这个结果与 T 形双量子点耦合一个普通费米子不同. 此外, 在没有耦合 MBSs 的 T 形量子点结构中, 调节双量子点间的耦合强度可以使零费米能附近的 Andreev 反射电导出现由共振带向反共振带的转变, 而耦合 MBSs 之后, 又可以使得反共振消失转而出出现新的共振峰. 本文的结果表明, 借助连接在正常金属电极和超导电极之间的耦合 MBSs 的 T 形双量子点模型, 可以更加灵活地调节 Andreev 反射, 是理想的检测 MBSs 的平台. 这些研究结果有助于理解与 MBSs 相关的 Andreev 反射现象, 并且对 MBSs 在量子计算中的应用具有一定的参考价值.

参考文献

- [1] Majorana E 1937 *Nuovo Cimento* **14** 171
- [2] Alicea J, Oreg Y, Refael G, von Oppen F, Fisher M P A 2011 *Nat. Phys.* **7** 412
- [3] Das A, Ronen Y, Most Y, Oreg Y, Heiblum M, Shtrikman H 2012 *Nat. Phys.* **8** 887
- [4] Leijnse M, Flensberg K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 210502
- [5] Zhang D P, Tian G S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 080401
- [6] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [7] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 040502
- [8] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [9] Flensberg K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 090503
- [10] Oreg Y, Refael G, von Oppen F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002
- [11] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001
- [12] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [13] Tang H Z, Zhang Y T, Liu J J 2015 *AIP Adv.* **5** 127129
- [14] Liu D E, Baranger H U 2011 *Phys. Rev. B* **84** 201308
- [15] Liu J, Wang J, Zhang F C 2014 *Phys. Rev. B* **90** 035307
- [16] Wang N, Lü S H, Li Y X 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 083706
- [17] Li Y X, Bai Z M 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 033703
- [18] Gong W J, Zhang S F, Li Z C, Yi G Y, Zheng Y S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 245413
- [19] Dessotti F A, de Souza R M, Souza F M, Seridonio A C 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 173701
- [20] Zhou Y, Guo J H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 167302 (in Chinese) [周洋, 郭健宏 2015 物理学报 **64** 167302]
- [21] Nilsson J, Akhmerov A R, Beenakker C W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 120403
- [22] Lü H F, Lu H Z, Shen S Q 2014 *Phys. Rev. B* **90** 195404
- [23] Wang S X, Li Y X, Liu J J 2016 *Chin. Phys. B* **25** 037304
- [24] Zocher B, Rosenow B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 036802
- [25] Leijnse M, Flensberg K 2011 *Phys. Rev. B* **84** 140501
- [26] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [27] Sun Q F, Wang J, Lin T H 1999 *Phys. Rev. B* **59** 3831
- [28] Sun Q F, Wang J, Lin T H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 176601
- [29] Barański J, Domański T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 017304
- [30] Fazio R, Raimondi R 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2913
- [31] Haug H, Jauho A P 1998 *Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors* (Berlin: Springer-Verlag) p181
- [32] Yeyati A L, Cuevas J C, López-Dávalos A, Martín-Rodero A 1997 *Phys. Rev. B* **55** R6137
- [33] Cuevas J C, Martín-Rodero A, Yeyati A L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 7366
- [34] Barański J, Domański T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 017304

Andreev reflection in a T-shaped double quantum-dot with coupled Majorana bound states*

Wang Su-Xin¹⁾²⁾ Li Yu-Xian¹⁾ Wang Ning¹⁾ Liu Jian-Jun^{1)3)†}

1) (College of Physics and Information Engineering and Hebei Advanced Thin Films Laboratory, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China)

2) (College of Physics and Electronic Engineering, Hebei Normal University for Nationalities, Chengde 067000, China)

3) (Department of Physics, Shijiazhuang University, Shijiazhuang 050035, China)

(Received 9 March 2016; revised manuscript received 14 April 2016)

Abstract

Owing to their potential applications in topological quantum computation and because of their fundamental interest, Majorana fermions are currently attracting increasing attention. Numerous theoretical and experimental studies exactly show that the quantum dot (QD) structure is a good candidate for the detection of Majorana bound state (MBSs). QD system has many unique transport properties and interesting quantum phenomena, such as quantum interference effect, Fano effect, etc. In addition, compared with a single QD, a coupled QD structure has many adjustable parameters, and thus has more important theoretical and practical value, which provides an excellent platform to detect MBSs. In addition, QD coupled with normal metallic conductor and with superconducting electrode structure exhibits interesting transport properties. One of these properties is the so-called Andreev reflection (AR). Especially, in the subgap regime, the current almost entirely originates from the anomalous Andreev channel; such spectroscopy can thus directly probe any in-gap state. In the present paper, we consider a T-shaped double QD structure with side-coupled to MBSs and investigate the transport properties through the system by adding a normal and a superconducting lead. We calculate the AR conductance through the system in the subgap transport. Here we focus on the effects of MBSs on AR through the system. We find that the AR conductance presents a resonant peak around zero Fermi energy when only one QD (QD₁) connects to metal and superconducting leads. As a consequence of quantum interference, when using another QD₂ side-attached to QD₁, a pair of new Fano-type resonant peaks appear and is distributed aside the zero point and the Fano antiresonant point is at the energy level of the QD₂. If an MBS is introduced to couple to QD₂, the AR conductance shows several new features. First, a pair of new Fano-type resonance curves appears and the original ones also persist except for the position shifting. In addition, the AR conductance value at the zero Fermi energy point is exactly equal to $1/2G_0$ ($G_0 = 2e^2/h$) in the presence of QD-MBS coupling and zero inter-MBS coupling, which is not dependent on the inert-dot coupling nor the energy levels of QD nor the strength of the QD-MBS coupling. This feature is different from which the T-shaped DQD structure side-coupled to a traditional fermions, showing the robust properties of the Majorana fermions. We also show that in the Andreev reflection conductance curves appear resonance zone changes into antiresonance near zero Fermi energy by adjusting the coupling strength between the double quantum dots in the system without MBSs, while the antiresonance disappears and new resonance peaks appear if an MBS is introduced to couple to QD₂. We hope that these results will be helpful for understanding the quantum interference in MBS-assisted AR and may find significant applications, especially in quantum computation.

Keywords: Majorana bound states, double quantum dots, Andreev reflection, Fano effect

PACS: 73.21.La, 74.45.+c, 73.23.Hk

DOI: 10.7498/aps.65.137302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61176089, 10974043), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2011205092, 2014205005), and the Fund for Hebei Normal University for Nationalities, China (Grant No. 201109).

† Corresponding author. E-mail: liujj@hebtu.edu.cn