

量子线/铁基超导隧道结中隧道谱的研究

赵敬龙 董正超 仲崇贵 李诚迪

Tunneling spectra for quantum wire/iron-based superconductor junction

Zhao Jing-Long Dong Zheng-Chao Zhong Chong-Gui Li Cheng-Di

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 057401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.057401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.057401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单根 In 掺杂 ZnO 纳米带场效应管的电学性质

Electrical characteristics of individual In-doped ZnO nanobelt field effect transistor

物理学报.2014, 63(19): 197302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.197302>

门电压控制的硅烯量子线中电子输运性质

Transport properties in a gate controlled silicene quantum wire

物理学报.2014, 63(18): 187304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.187304>

低温下单根 ZnO 纳米带电学性质的研究

Electrical properties of single ZnO nanobelt in low temperature

物理学报.2013, 62(18): 187302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.187302>

磁性 d 波超导/铁磁/磁性 d 波超导结中的约瑟夫森效应

Josephson effect in ferromagnetic d-wave superconductor/ferromagnet/ferromagnetic d-wave superconductor junctions

物理学报.2013, 62(4): 047401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.047401>

量子线/铁基超导隧道结中隧道谱的研究*

赵敬龙¹⁾ 董正超^{1)†} 仲崇贵¹⁾²⁾ 李诚迪¹⁾

1)(南通大学理学院, 南通 226019)

2)(苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

(2014年8月30日收到; 2014年11月17日收到修改稿)

考虑铁基超导中能带间的相互作用和界面对每一个能带的散射作用, 利用推广的Blonder-Tinkham-Klapwijk模型, 并通过求解Bogoliubov-de Gennes方程研究了具有不同类型双能隙系统的量子线/铁基超导隧道结中准粒子的输运系数和隧道谱. 研究表明: 1) 在弹道极限时, 随着带间相互作用的增大, s_{\pm} 波隧道谱中零偏压附近的平台演变成电导峰; s_{++} 波的平台演变成凹陷; p波的零偏压电导峰被压低. 2) 界面对两个能带的散射作用不为零时, 随着带间相互作用的增大, s_{\pm} 波和 s_{++} 波两能隙处的峰值将降低, 而两峰间的凹陷值将变大; p波的零偏压电导峰被压低, 非零偏压电导增大. 3) 界面对每个能带的散射, 可使其产生的电导峰变得更加尖锐, 但可压低和抹平另一个带产生的电导峰值. 这些结果对于澄清铁基超导体的能隙结构和区别不同类型铁基超导体有所帮助.

关键词: 量子线, 铁基超导体, 隧道谱, 带间相互作用

PACS: 74.50.+r, 73.63.Nm, 74.20.Rp

DOI: 10.7498/aps.64.057401

1 引言

自从2008年铁基超导体发现以来^[1,2], 人们对铁磷族超导材料^[3]的研究产生极大的兴趣. 研究发现 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ ^[4], $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ ^[5], $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ ^[6], LiFeAs ^[7]等材料可能具有 s_{\pm} 波配对对称性, 即铁基超导中两个能带上的球型能隙, 一个是正的, 一个是负的, 两个能隙间有 π 的相位差的配对. 而 $(\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x)\text{Fe}_2\text{As}_2$ ^[8,9]等材料可能具有 s_{++} 波配对对称性, 即铁基超导体两个能带上的球型能隙都是正的, 相位相同的配对. 另外, 研究还发现 LaFePO ^[10,11], KFe_2As_2 ^[12], $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ ^[13,14], LiFeP ^[15], $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3})_2$ ^[16]等材料存在能隙节点, 预测这些材料可能具有p波配对对称性.

虽然目前对铁基超导体的理论研究有很多, 诸如讨论具有 s_{\pm} 波^[17-22], s_{++} 波^[21-23], p波^[24]配对时铁基超导体的隧道谱图像^[25-32]、约瑟夫森电

流^[25,30]等, 所得到的理论结果也验证了一些实验现象, 但是到现在为止, 有关铁基超导体的配对称性^[33,34]问题仍没有完全澄清. 此外, 在以往的研究中, 虽然人们已经对具有单能隙结构的正常金属/超导隧道结^[35-37]、量子线/超导隧道结^[38-41]以及正常金属/铁基超导隧道结^[26-32,42-44]等进行了系统的研究, 然而有关量子线/铁基隧道结中隧道谱和电子输运特性的研究还很少. 本文利用推广的Blonder-Tinkham-Klapwijk^[45](BTK)模型, 并通过求解Bogoliubov-de Gennes^[46](BdG)方程研究了具有不同类型双能隙结构的量子线/铁基超导隧道结的输运性质, 重点讨论带间相互作用对隧道谱的影响.

2 准粒子输运系数的计算

考虑一个量子线/铁基超导隧道结, $x > 0$ 是铁基超导体, $x < 0$ 是宽度为 w 的正常金属. 这里

* 江苏省自然科学基金(批准号: BK2012655)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dzc@ntu.edu.cn

$k_F w / \pi = (n + l)\pi$, k_F 是正常金属中费米波矢, n 是量子数. 为了讨论方便, 本文只考虑一级谐波, 即 $n = 1$ 的情况. 在具有双能隙结构的量子线/铁基超导隧道结中, 通常用四阶波函数分别表示两个带中的电子型准粒子和空穴型准粒子态, 采用 BdG 方程来研究隧道结中准粒子的输运性质, 其方程为

$$\begin{pmatrix} H_1(r) & \Delta_1(x, \theta) & 0 & 0 \\ \Delta_1^*(x, \theta) & -H_1^*(r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H_2 & \Delta_2(x, \theta) \\ 0 & 0 & \Delta_2^*(x, \theta) & -H_2^*(r) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u_1(x, \theta) \\ v_1(x, \theta) \\ u_2(x, \theta) \\ v_2(x, \theta) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u_1(x, \theta) \\ v_1(x, \theta) \\ u_2(x, \theta) \\ v_2(x, \theta) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 $H_1(r) = -\hbar^2 \nabla_r^2 / 2m + V_1(r) - E_F$, $H_2(r) = -\hbar^2 \nabla_r^2 / 2m + V_2(r) - E_F$. $V_1(r)$, $V_2(r)$ 分别表示两个能带的散射势, θ 是准粒子运动方向与 x 轴夹角, E 是相对于费米能级 E_F 的激发能, Δ_1 和 Δ_2 分别表示两个能带的配对势, u 和 v 是相干因子. 在研究带间相互作用时考虑带间耦合作用, 为此我们引入带间单粒子跃迁项:

$$H_{\text{Hop}} = U_0 \int dr [\beta_1(r) \beta_2^+(r) + \beta_2(r) \beta_1^+(r)], \quad (2)$$

上式中 $\beta(r)$ 是实空间的费米场算符, U_0 是跃迁系数. 在界面处, 界面对两个能带的作用和能带间的相互作用可以用一个 4×4 的矩阵来描述:

$$\hat{H}_I = \begin{pmatrix} U_1 & 0 & U_0 & 0 \\ 0 & U_1 & 0 & U_0 \\ U_0 & 0 & U_2 & 0 \\ 0 & U_0 & 0 & U_2 \end{pmatrix} \delta(x) = H_0 \delta(x), \quad (3)$$

U_1 , U_2 分别表示界面对两个能带的散射势, U_0 表示两个能带之间的相互作用势.

假如电子从正常金属一侧的带 1 入射到铁基超导, 那么我们可以得到两个区域的波函数为

$$\psi_N = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_1^+ x} + a_{11} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_1^- x} \end{bmatrix}$$

$$+ b_{11} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_1^+ x} + b_{12} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_1^+ x} + a_{12} \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_1^- x} \\ \varphi_1(y) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\psi_s = \int_{-\infty}^{+\infty} ds \left[c_{11} \begin{pmatrix} u_1^+ e^{i\phi_{1+}} \\ v_1^+ \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_s x} + d_{11} \begin{pmatrix} v_1^- e^{i\phi_{1-}} \\ u_1^- \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_s x} + c_{12} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_2^+ e^{i\phi_{2+}} \\ v_2^+ \end{pmatrix} e^{ik_s x} + d_{12} \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_2^- e^{i\phi_{2-}} \\ u_2^- \end{pmatrix} e^{-ik_s x} \\ \varphi_s(y) \end{bmatrix} \right] \quad (5)$$

以上两个式中,

$$\varphi_1(y) = \sqrt{\frac{2}{w}} \sin \left[\frac{\pi}{w} \left(y + \frac{w}{2} \right) \right] \Theta \left(\frac{w}{2} - |y| \right),$$

$$\varphi_s(y) = \frac{e^{isy}}{\sqrt{2\pi}}, \quad (6)$$

$$u_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{E^2 - |\Delta_{\pm}|^2} / E \right),$$

$$v_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{E^2 - |\Delta_{\pm}|^2} / E \right), \quad (7)$$

ϕ_{\pm} 是配对势的相位, $e^{i\phi_{\pm}} = \Delta_{\pm} / |\Delta_{\pm}|$. a_{11} , a_{12} 分别表示界面对带 1 和带 2 的 Andreev 反射系数, b_{11} , b_{12} 分别表示界面对带 1 和带 2 的正常反射系数. c_{11} , c_{12} 分别表示带 1 和带 2 上电子型准粒子的输运系数, d_{11} , d_{12} 分别表示带 1 和带 2 上

空穴型准粒子的输运系数. k_1^\pm 是正常金属中电子和空穴的传播波矢, k_s 是铁基超导体中准粒子的传播波矢, s 是费米波矢在 y 轴方向的投影. $k_s = \sqrt{k_F^2 - s^2}$, $s = k_y$, $k_1^\pm = \sqrt{k_1^2 \pm 2mE/\hbar^2}$, $k_1 = \sqrt{k_F^2 - \pi^2/w^2}$.

如果电子是从正常金属一侧的带 2 入射到铁基超导, 可以得到波函数为

$$\begin{aligned} \psi_N = & \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_1^+ x} + a_{21} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_1^- x} \right. \\ & + b_{21} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_1^+ x} + b_{22} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_1^- x} \\ & \left. + a_{22} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_1^- x} \right] \varphi_1(y), \quad (8) \\ \psi_s = & \int_{-\infty}^{+\infty} ds \left[c_{21} \begin{pmatrix} u_1^+ e^{i\phi_{1+}} \\ v_1^+ \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_s x} \right. \\ & + d_{21} \begin{pmatrix} v_1^- e^{i\phi_{1-}} \\ u_1^- \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_s x} \\ & + c_{22} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_2^+ e^{i\phi_{2+}} \\ v_2^+ \end{pmatrix} e^{ik_s x} \\ & \left. + d_{22} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_2^- e^{i\phi_{2-}} \\ u_2^- \end{pmatrix} e^{-ik_s x} \right] \varphi_s(y), \quad (9) \end{aligned}$$

a_{21} , a_{22} 分别表示界面对带 1 和带 2 的 Andreev 反射系数, b_{21} , b_{22} 分别表示界面对带 1 和带 2 的正常

反射系数, c_{21} , c_{22} 分别表示带 1 和带 2 上电子型准粒子的输运系数, d_{21} , d_{22} 分别表示带 1 和带 2 上空穴型准粒子的输运系数.

将 (4), (5), (8), (9) 式分别代入边界条件:

$$\psi_N(0) = \psi_s(0), \quad (10)$$

$$\frac{d\psi_s}{dx}\Big|_{x=0} - \frac{d\psi_N}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{2mH_0}{\hbar^2} \psi_N(0), \quad (11)$$

可以求出波函数中 Andreev 反射系数 a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} 和正常反射系数 b_{11} , b_{12} , b_{21} , b_{22} 的表达式为

$$\begin{aligned} a_{11} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (v_1^+ c_{11} + u_1^- d_{11}) p(s) * p(s), \\ a_{12} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (v_2^+ c_{12} + u_2^- d_{12}) p(s) * p(s), \\ b_{11} &= -1 + \int_{-k_F}^{k_F} ds (u_1^+ e^{i\phi_{1+}} c_{11} + v_1^- e^{i\phi_{1-}} d_{11}) \\ &\quad \times p(s) * p(s), \\ b_{12} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (u_2^+ e^{i\phi_{2+}} c_{12} + v_2^- e^{i\phi_{2-}} d_{12}) \\ &\quad \times p(s) * p(s); \quad (12) \\ a_{21} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (v_1^+ c_{21} + u_1^- d_{21}) p(s) * p(s), \\ a_{22} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (v_2^+ c_{22} + u_2^- d_{22}) p(s) * p(s), \\ b_{21} &= \int_{-k_F}^{k_F} ds (u_1^+ e^{i\phi_{1+}} c_{21} + v_1^- e^{i\phi_{1-}} d_{21}) \\ &\quad \times p(s) * p(s), \\ b_{22} &= -1 + \int_{-k_F}^{k_F} ds (u_2^+ e^{i\phi_{2+}} c_{22} + v_2^- e^{i\phi_{2-}} d_{22}) \\ &\quad \times p(s) * p(s). \quad (13) \end{aligned}$$

这里可定义: $c_{11} = T_{11}/T$, $d_{11} = T_{12}/T$, $c_{12} = T_{13}/T$, $d_{12} = T_{14}/T$, $c_{21} = T_{21}/T$, $d_{21} = T_{22}/T$, $c_{22} = T_{23}/T$, $d_{22} = T_{24}/T$. 其中,

$$\begin{aligned} T &= (p_1 p_4 - 4z_3^2)(p_5 p_8 - 4z_3^2) v_1^+ v_1^- u_2^+ u_2^- \\ &\quad \times e^{i\phi_{1-}} e^{i\phi_{2+}} \\ &\quad + (p_2 p_3 - 4z_3^2)(p_6 p_7 - 4z_3^2) v_2^+ v_2^- u_1^+ u_1^- \\ &\quad \times e^{i\phi_{1+}} e^{i\phi_{2-}} \\ &\quad - (p_1 p_2 + 4z_3^2)(p_5 p_6 + 4z_3^2) v_1^+ v_1^- u_2^+ u_2^- \\ &\quad \times e^{i\phi_{1-}} e^{i\phi_{2-}} \\ &\quad - (p_3 p_4 + 4z_3^2)(p_7 p_8 + 4z_3^2) u_1^+ u_1^- u_2^+ u_2^- \\ &\quad \times e^{i\phi_{1+}} e^{i\phi_{2+}} \\ &\quad + 16z_3^2 (k_s/k_1)^2 (u_1^+ v_1^- u_2^- v_2^+ e^{i\phi_{1+}} e^{i\phi_{1-}} \end{aligned}$$

$$+ u_1^- v_1^+ u_2^+ v_2^- e^{i\phi_{2+}} e^{i\phi_{2-}}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} T_{11} = & 2p_7 u_1^- (p_2 p_6 v_2^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} - p_4 p_8 u_2^+ u_2^- e^{i\phi_{2+}}) \\ & + 8z_3^2 v_2^+ (p_8 v_1^- u_2^- e^{i\phi_{1-}} - p_2 u_1^- v_2^- e^{i\phi_{2-}}) \\ & + 8z_3^2 u_2^- (p_6 v_1^- v_2^+ e^{i\phi_{1-}} - p_4 u_1^- u_2^+ e^{i\phi_{2+}}), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} T_{12} = & 2p_5 v_1^+ (p_2 p_6 v_2^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} - p_4 p_8 u_2^+ u_2^- e^{i\phi_{2+}}) \\ & + 8z_3^2 v_2^+ (p_2 v_1^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} - p_8 u_1^+ u_2^- e^{i\phi_{1+}}) \\ & + 8z_3^2 u_2^- (p_4 v_1^+ u_2^+ e^{i\phi_{2+}} - p_6 u_1^+ v_2^+ e^{i\phi_{1+}}), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} T_{13} = & 4iz_3 p_5 v_1^+ (p_8 v_1^- u_2^- e^{i\phi_{1-}} - p_2 u_1^- v_2^- e^{i\phi_{2-}}) \\ & + 4iz_3 p_7 u_1^- (p_8 u_1^+ u_2^- e^{i\phi_{1+}} - p_2 v_1^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}}) \\ & + 16iz_3^3 u_2^- (u_1^+ u_1^- e^{i\phi_{1+}} - v_1^+ v_1^- e^{i\phi_{1-}}), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} T_{14} = & 4iz_3 p_5 v_1^+ (p_6 v_1^- v_2^+ e^{i\phi_{1-}} - p_4 u_1^- u_2^+ e^{i\phi_{2+}}) \\ & + 4iz_3 p_7 u_1^- (p_6 u_1^+ v_2^+ e^{i\phi_{1+}} - p_4 v_1^+ u_2^+ e^{i\phi_{2+}}) \\ & + 16iz_3^3 v_2^+ (v_1^+ v_1^- e^{i\phi_{1-}} - u_1^+ u_1^- e^{i\phi_{1+}}), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} T_{21} = & 4iz_3 p_7 u_1^- (p_6 v_2^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} + p_8 u_2^+ u_2^- e^{i\phi_{2+}}) \\ & - 4iz_3 v_2^+ (4z_3^2 u_1^- v_2^- e^{i\phi_{2-}} + p_1 p_8 v_1^- u_2^- e^{i\phi_{1-}}) \\ & + 4iz_3 u_2^- (4z_3^2 u_1^- u_2^+ e^{i\phi_{2+}} - p_1 p_6 v_1^- v_2^+ e^{i\phi_{1-}}), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} T_{22} = & 4iz_3 p_5 v_1^+ (p_6 v_2^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} + p_8 u_2^+ u_2^- e^{i\phi_{2+}}) \\ & + 4iz_3 v_2^+ (4z_3^2 v_1^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} - p_3 p_8 u_1^+ u_2^- e^{i\phi_{1+}}) \\ & - 4iz_3 u_2^- (4z_3^2 v_1^+ u_2^+ e^{i\phi_{2+}} + p_3 p_6 u_1^+ v_2^+ e^{i\phi_{1+}}), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} T_{23} = & 2p_5 v_1^+ (4z_3^2 u_1^- v_2^- e^{i\phi_{2-}} + p_1 p_8 v_1^- u_2^- e^{i\phi_{1-}}) \\ & + 2p_7 u_1^- (4z_3^2 v_1^+ v_2^- e^{i\phi_{2-}} - p_3 p_8 u_1^+ u_2^- e^{i\phi_{1+}}) \\ & - 8z_3^2 u_2^- (p_1 v_1^+ v_1^- e^{i\phi_{1-}} + p_3 u_1^+ u_1^- e^{i\phi_{1+}}), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} T_{24} = & -2p_5 v_1^+ (4z_3^2 u_1^- u_2^+ e^{i\phi_{2+}} - p_1 p_6 v_1^- v_2^+ e^{i\phi_{1-}}) \\ & - 2p_7 u_1^- (4z_3^2 v_1^+ u_2^+ e^{i\phi_{2+}} + p_3 p_6 u_1^+ v_2^+ e^{i\phi_{1+}}) \\ & + 8z_3^2 v_2^+ (p_1 v_1^+ v_1^- e^{i\phi_{1-}} + p_3 u_1^+ u_1^- e^{i\phi_{1+}}), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} p(s) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_s^*(y) \varphi_1(y) dy \\ = & \frac{2}{w} \sqrt{\frac{\pi}{w}} \frac{\cos(sw/2)}{\pi^2/w^2 - s^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

以上表达式中,

$$p_1 = (k_s/k_1 - 1 - 2iz_1), \quad (24)$$

$$p_2 = (k_s/k_1 - 1 - 2iz_2), \quad (25)$$

$$p_3 = (k_s/k_1 + 1 + 2iz_1), \quad (26)$$

$$p_4 = (k_s/k_1 + 1 + 2iz_2), \quad (27)$$

$$p_5 = (k_s/k_1 - 1 + 2iz_1), \quad (28)$$

$$p_6 = (k_s/k_1 - 1 + 2iz_2), \quad (29)$$

$$p_7 = (k_s/k_1 + 1 - 2iz_1), \quad (30)$$

$$p_8 = (k_s/k_1 + 1 - 2iz_2). \quad (31)$$

这里 $z_1 = mU_1/\hbar^2 k_1$, $z_2 = mU_2/\hbar^2 k_1$, $z_3 = mU_0/\hbar^2 k_1$, 它们都是无量纲的实数. z_1, z_2 分别表示界面对两个能带的势垒散射强度, z_3 表示界面处两个能带间的散射强度.

3 隧道谱图像

利用推广的BTK理论, 我们可以计算温度在 $T = 0$ K时量子线/铁基超导隧道结中的微分电导, 其电导公式为

$$G = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \bar{G} \cos \theta, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \bar{G} = & \frac{2e^2}{h} [Q(1 + A_{11} + A_{12} - B_{11} - B_{12}) \\ & + (1 - Q)(1 + A_{21} + A_{22} \\ & - B_{21} - B_{22})]. \end{aligned} \quad (33)$$

其中,

$$\begin{aligned} A_{11} = & |a_{11}|^2, \quad A_{12} = |a_{12}|^2, \\ B_{11} = & |b_{11}|^2, \quad B_{12} = |b_{12}|^2, \\ A_{21} = & |a_{21}|^2, \quad A_{22} = |a_{22}|^2, \\ B_{21} = & |b_{21}|^2, \quad B_{22} = |b_{22}|^2. \end{aligned} \quad (34)$$

Q 是电子从量子线入射到铁基超导能带1的概率, $1 - Q$ 是入射到能带2的概率, h 是普朗克常量.

对于具有双能隙结构的 s_{\pm} 波铁基超导, 设其中一个能隙 Δ_1 为正的, 另外一个 Δ_2 是为负值, 其关于带间相互作用的隧道谱图像如图1所示. 对于 s_{++} 波, Δ_1, Δ_2 都是正的, 其隧道谱图像如图2所示. 从图1(a)和图2(a)可以看出, 在 z_1, z_2 为零时, 具有双能隙结构的 s_{\pm} 波和 s_{++} 波铁基超导结的微分电导会随着 z_3 的增加而降低, 在 $z_3 = 0$ 时, 隧道谱图像有一个平台. 所不同的是, 对于 s_{\pm} 波, 在 z_3 逐渐增大时, 平台会渐渐的演变成电导峰, 而 s_{++} 波中的平台会变成一个凹陷. 此外, s_{\pm} 波时

在 $ev = \Delta_1$ 处会出现凹陷, $ev = 1.5\Delta_1$ 处出现小的峰值, 而 s_{++} 波时在两个能隙处均会出现电导峰. 这些结果可以用来区别 s_{\pm} 波和 s_{++} 波铁基超导. 而从图 2 (a) 和 (b) 可以看出, 在 z_1, z_2 均不为零即 $z_1 = z_2 = 1$ 时, 隧道谱在两个能隙处均有电导峰, 峰值随 z_3 的增大而降低, 而两个峰值之间的凹陷值会随着 z_3 的增加而升高. 另外, 我们计算还表明, 对于 s_{\pm} 和 s_{++} 波, 在 z_2, z_3 不变的情况下, 随着 z_1 的增大, 在 $ev = \Delta_1$ 处的电导峰变化更尖锐, 但是峰值不变, 而在 $ev = 1.5\Delta_1$ 处电导峰的峰值却降低. 对于在 z_1, z_3 不变的情况下, 随着 z_2 的变大, 在 $ev = \Delta_1$ 处电导峰的峰值逐渐降低, 在 $ev = 1.5\Delta_1$ 处的电导峰将变得更加尖锐, 其峰值不变. 这些研究表明界面在两能带的散射对系统的电导的影响是不同的.

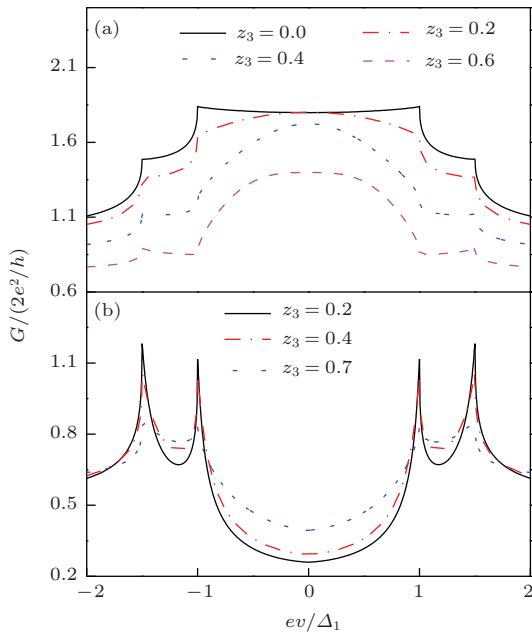


图1 s_{\pm} 波微分电导随偏压 V 的变化曲线 (取 $T = 0$ K, $k_F w/\pi = 1.7$, $Q = 0.5$, $\Delta_2/\Delta_1 = 1.5$) (a) $z_1 = z_2 = 0$; (b) $z_1 = z_2 = 1$

对于具有双能级系统的 p 波铁基超导体, 选取 Δ_1 是 p_x 波的能隙函数, Δ_2 是 p_y 波的能隙函数, $\Delta_1^{\pm} = \pm\Delta_1 \cos \theta_s$, $\Delta_2^{\pm} = \Delta_2 \sin \theta_s$, 隧道谱图像如图 3 所示. 从图中可以看出, 对于具有双能隙结构的 p 波铁基超导体, 两种情况下隧道谱图像均存在零偏压电导峰. 所不同的是, 在 z_1, z_2 取零时, 整个曲线的电导随着 z_3 的增加而降低, 而在 $z_1 = z_2 = 1$ 时, 电导随着 z_3 的增大有很小的降低, 偏压不为零区域的微分电导随着 z_3 的增加而升高.

另外, 计算也表明, 在 z_2, z_3 不变的情况下, 随着 z_1 的增大, 零偏压电导峰的峰值不变, 但峰将变得更加尖锐; 而在 z_1, z_3 不变的情况下, 随着 z_2 的增大, 整个电导值都将变小. 零偏压电导峰的峰值除了降低外, 电导峰也将被抹平, 这表明界面对 p_x 和 p_y 波能带的作用是不同的.

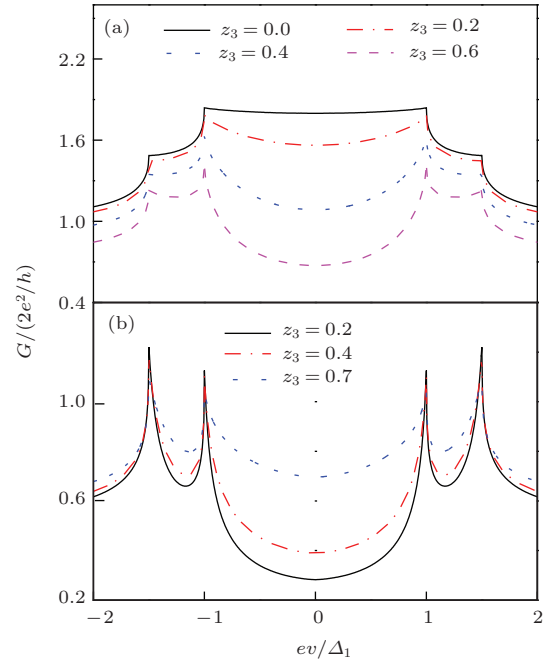


图2 s_{++} 波微分电导随偏压 V 的变化曲线 (取 $T = 0$ K, $k_F w/\pi = 1.7$, $Q = 0.5$, $\Delta_2/\Delta_1 = 1.5$) (a) $z_1 = z_2 = 0$; (b) $z_1 = z_2 = 1$

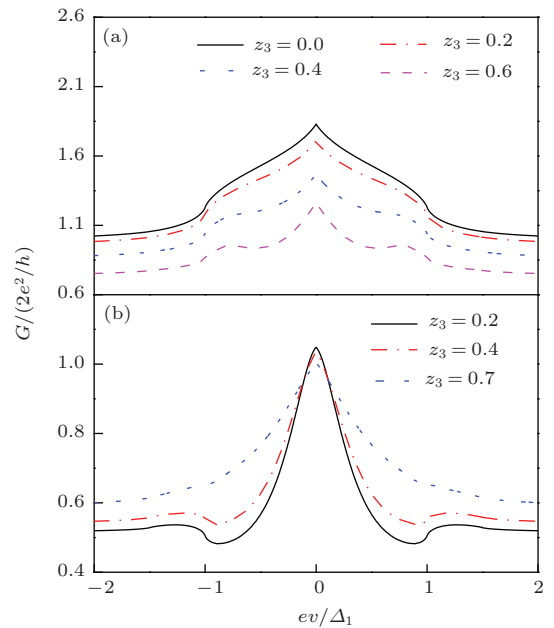


图3 p 波微分电导随偏压 V 的变化曲线 (图中取 $T = 0$ K, $k_F w/\pi = 1.7$, $\Delta_2/\Delta_1 = 1.5$, $Q = 0.5$) (a) $z_1 = z_2 = 0$; (b) $z_1 = z_2 = 1$

4 结 论

本文通过建立铁基超导中带间相互作用的理论模型, 分别讨论了双能隙结构为 s_{\pm} 波、 s_{++} 波、 p 波时铁基超导体的隧道谱随带间相互作用变化的图像. 研究表明: 界面对两个能带的相互作用为零、即 $z_1 = z_2 = 0$ 时, 若带间相互作用逐渐增大, 则不同类型铁基超导的电导都将降低; 而 s_{\pm} 波隧道谱中零偏压处的平台会演变成电导峰; s_{++} 波零偏压处的平台会演变成凹陷; p 波隧道谱存在零偏压电导峰. 界面对两个能带的相互作用不为零, 即 $z_1 = z_2 = 1$ 时, 若带间相互作用逐渐增大, 则 s_{\pm} 波和 s_{++} 波隧道谱中两个能隙处的电导峰将被压低, 而两峰间的凹陷值则会升高; 而 p 波隧道谱中存在零偏压电导峰, 但峰值将降低, 零偏压以外区域电导则会升高. 这些结果一方面有助于区别不同类型的铁基超导体, 另一方面, 相信对于区分铁基超导体的能隙结构和实验研究也有所帮助.

参考文献

- [1] Kuroki K, Onari S, Arita R, Usi H, Tanaka Y, Kontani H, Aoki H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 087004
- [2] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296
- [3] Johnston D C 2010 *Adv. Phys.* **59** 803
- [4] Ge Q Q, Ye Z R, Xu M, Zhang Y, Jiang J, Xie B P, Song Y, Jiang C L, Dai P C, Feng D L 2013 *Phys. Rev. X* **3** 011020
- [5] Miao H, Richard P, Tanaka Y 2012 *Phys. Rev. B* **85** 094506
- [6] Terashima K, Sekiba Y, Bowen J H 2009 *Proceeding of the National Academy of Sciences* **106** 7330
- [7] Umezawa K, Li Y, Miao H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 037002
- [8] Ding H 2008 *Europhysics Letters.* **83** 47001
- [9] Shimojima T, Sakaguchi F, Ishizaka K, Isida Y, Kiss T, Okawa M, Togashi T, Chen C T, Watanabe S, Arita M, Shimada K, Namatame H, Taniguchi M, Ohgushi K, Kasahara S, Terashima T, Shibauchi T, Matsuda Y, Chainani A, Shin S 2011 *Science* **332** 564
- [10] Fletcher J D, Serafin A, Malone L, Analytis J G, Chu J H, Erickson A S, Fisher I R, Carrington A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 147001
- [11] Hicks C W, Lippman T M, Huber M E, Analytis J G, Chu J H, Erickson A S, Fisher I R, Moler K A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 127003
- [12] Dong J K, Zhou S Y, Guan T Y, Zhang H, Dai Y F, Qiu X, Wang X F, He Y, Chen X H, Li S Y 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 087005
- [13] Hashimoto K, Yamashita M, Kasahara S, Senshu Y, Nakata N, Tonegawa S, Ikada K, Serafin A, Carrington A, Terashima T, Ikeda H, Shibauchi T, Matsuda Y 2010 *Phys. Rev. B* **81** 220501
- [14] Yamashita M, Senshu Y, Shibauchi T, Kasahara S, Hashimoto K, Watanabe D, Ikeda H, Shibauchi T, Vekhter I, Vorontsov A B, Matsuda Y 2011 *Phys. Rev. B* **84** 060507
- [15] Hashimoto K, Kasahara S, Katsumate R, Mizukami Y, Yamashita M, Ikeda H, Terashima T, Carrington A, Matsuda Y, Shibauchi T 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047003
- [16] Zhang Y, Ye Z R, Ge Q Q, Chen F, Jiang J, Xu M, Xie B P, Feng D L 2012 *Nature Physics* **8** 371
- [17] Seo K, Bernevig B A, Hu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 206404
- [18] Mazin I I, Singh D J, Johannes M D, Du M H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003
- [19] Wang F, Zhai H, Ran Y, Vishwanath A, Lee D H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 047005
- [20] Cvetkovic V, Tesanovic Z 2009 *Europhys. Lett.* **85** 37002
- [21] Kontani H, Onari S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 157001
- [22] Onari S, Kontani H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 177001
- [23] Saito T, Onari S, Kontani H 2010 *Phys. Rev. B* **82** 144510
- [24] Patrick A L, Wen X G 2008 *Phys. Rev. B* **78** 144517
- [25] Sperstad I B, Linder J, Sudbo A 2009 *Phys. Rev. B* **80** 144507
- [26] Nagai Y, Hayashi N 2009 *Phys. Rev. B* **79** 224508
- [27] Onari S, Tanaka Y 2009 *Phys. Rev. B* **79** 174526
- [28] Linder J, Sudbo A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 020501
- [29] Golubov A A, Brinkman A, Tanaka Y, Mazin I I, Dolgov O V 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 077003
- [30] Burmistrova A V, Devyatov I A 2012 *JETP Lett.* **95** 239
- [31] Feng X Y, Ng T K 2009 *Phys. Rev. B* **79** 184503
- [32] Tsai W F, Yao D X, Andrei Bernevig B, Hu J P 2009 *Phys. Rev. B* **80** 012511
- [33] Paglione J, Greene R L 2010 *Nat. Phys.* **6** 645
- [34] Hirschfeld P J, Korshunov M M, Mazin I I 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 124508
- [35] Keles A, Andreev A V, Spivak B Z 2014 *Phys. Rev. B* **89** 014505
- [36] Jin X, Dong Z C, Liang Z P, Zhong C G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 047401 (in Chinese) [金霞, 董正超, 梁志鹏, 仲崇贵 2013 物理学报 **62** 047401]
- [37] Dong Z C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2357 (in Chinese) [董正超 1999 物理学报 **48** 2357]
- [38] Wei J W 2009 *Chinese Physics B* **18** 1674
- [39] Li X W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6033 (in Chinese) [李晓薇 2007 物理学报 **56** 6033]
- [40] Herrera W J, Nino J V, Giraldo J J 2005 *Phys. Rev. B* **71** 094515
- [41] Takagaki Y, Ploog K H 1999 *Phys. Rev. B* **60** 9750
- [42] Ghaemi P, Wang F, Vishwanath A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 157002
- [43] Bobkov A M, Bobkova I V 2010 *JETP Lett.* **91** 415
- [44] Bobkov A M, Bobkova I V 2011 *Phys. Rev. B* **84** 134527
- [45] Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515
- [46] De Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York: Benjamin)

Tunneling spectra for quantum wire/iron-based superconductor junction*

Zhao Jing-Long¹⁾ Dong Zheng-Chao^{1)†} Zhong Chong-Gui¹⁾²⁾ Li Cheng-Di¹⁾

1) (School of Sciences, Nantong University, Nantong 226019, China)

2) (School of Physical Sciences and Technology, Suzhou University, Suzhou 215006, China)

(Received 30 August 2014; revised manuscript received 17 November 2014)

Abstract

Taking into account the interface scattering effect on each band (in-band interaction) and the interaction between the bands (inter-band interaction), within an extended Blonder-Tinkham-Klapwijk scattering formalism, we have studied the quasi-particle transport coefficients and the tunneling spectrum for quantum wire/iron-based superconductor junction of different types of two-level system by solving the Bogoliubov-de Gennes equations. It has been shown that: 1) When the junction is in ballistic limit, the platform near zero bias of the s_{\pm} -wave tunneling spectroscopy will become a conductance peak as the inter-band interaction increases, while a dip occurs in s_{++} -wave tunneling spectroscopy, and the zero-bias conductance peak will be depressed for p-wave. 2) When the interface scattering effect is not zero, the peaks in the two energy gaps of both s_{\pm} -wave and s_{++} -wave iron-based superconductor will be depressed; as the inter-band interaction increases, the dip between the two peaks will increase, moreover, the value of zero-bias conductance peaks for p-wave will be lowered and the value of nonzero-bias conductance will be increased. 3) As the in-band interaction is increased, the self-conductance peak will become sharper, while the another conductance peak is not only lowered but also smoothed. These results will be helpful for clarifying the structure of the pair-potential in iron-based superconductor and distinguishing their types.

Keywords: quantum wire, iron-based superconductors, tunneling spectroscopy, inter-band interaction

PACS: 74.50.+r, 73.63.Nm, 74.20.Rp

DOI: [10.7498/aps.64.057401](https://doi.org/10.7498/aps.64.057401)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2012655).

† Corresponding author. E-mail: dzc@ntu.edu.cn