

铁磁-绝缘层- d 波超导结中的 Andreev 反射特性 *

董正超^{1,2)} 陈贵宾²⁾ 邢定钰¹⁾ 董锦明¹⁾

(南京大学物理系 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

²⁾(淮阴师范学院物理系, 淮阴 223001)

(2000 年 5 月 10 日收到)

考虑到铁磁层中的磁交换作用和界面散射效应, 利用推广的 Blonder-Tinkham-Klapwijk 散射理论, 计算铁磁-绝缘层- d 波超导结中的准粒子输运系数与隧道谱。研究表明, 铁磁层中的交换场能抑制 Andreev 反射, 使得依赖于准粒子入射角的 Andreev 反射表现出瞬息波的行为, 呈现一些新的隧道谱特征。

关键词: Andreev 反射, d 波超导, 隧道谱

PACC: 7450, 7475, 7210

1 引 言

经过近几年的理论和实验研究, 人们已认识到很多高 T_c 氧化物超导体都具有 d 波对称结构^[1], 诸如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCuO}_2$ 等^[2-4], 在测量其隧道谱中能观测到零偏压电导峰。近期 Convingto 等人^[5]报道了在零磁场下, 观测到 Cu/YBCO 隧道结中有零偏压电导峰的劈裂现象。Fegelstrom 等人^[6]认为这一现象归因于 d 波超导表面产生的时间反演对称态的破缺效应。随后我们依据散射理论, 讨论了这一破缺效应^[7]。研究表明零偏压电导峰的劈裂程度取决于 d 波超导表面时间反演对称态破缺中 s 波分量的强度。最近的几篇关于铁磁-超导隧道结的实验报道^[8-10]更引起了人们的极大兴趣。由于铁磁层中的磁交换作用而引发的传导准粒子的自旋极化效应, 尤其是 Andreev 反射^[11]受到很大的抑制, 一些新的隧道谱现象亦随之产生。

早期曾有一篇文献^[12]阐述在零偏压极限下铁磁- s 波超导隧道结中的磁散射效应。近期又有两个研究小组^[13, 14]利用散射理论讨论了铁磁- d 波超导结中的自旋极化效应对隧道谱的影响。然而这些讨

论仍没有澄清铁磁层中的磁交换能对 Andreev 反射的抑制程度, 因而也没有涉及 Andreev 反射可表现为瞬息波的行为特征, 即随着准粒子入射角和磁交换场的增大, Andreev 反射呈现为虚的反射过程。本文将就这些问题进行讨论, 并研究其对隧道谱的影响。

2 自旋极化的准粒子输运系数的计算

在铁磁-绝缘层- d 波超导隧道结中, 其构形如图 1 所示, 其中 I 区域表示半无限大的铁磁层, II 区

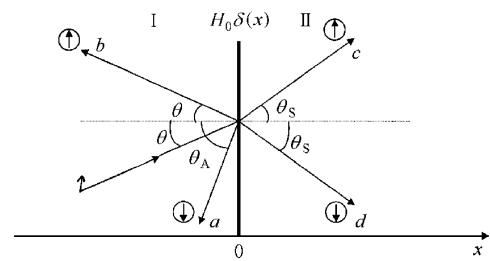


图 1 准粒子传播示意图

域表示半无限大的 d 波超导体, 绝缘界面设在 $x=0$ 处。如有一自旋向上的电子从铁磁层与 x 轴成 θ 角入射到系统的隧道结上, 结果可产生如图 1 所示

* 国家自然科学基金(批准号 19874011)及江苏省教育委员会自然科学基金(批准号 99KJB140006)资助的课题。

的一些准粒子传播机制,其中 a, b 分别表示在界面处的 Andreev 反射和电子反射, c 为穿透电子, d 为穿透空穴, 各传播线中的“ \uparrow ”表示自旋方向向上, “ \downarrow ”表示自旋方向向下. 如设铁磁层中的磁交换能为 $h(\mathbf{r}) = h_0 \Theta(-x)$, $\Theta(x)$ 为阶跃函数, 则自旋向上的电子与自旋向下的 Andreev 反射空穴的传播波矢值分别为

$$|\mathbf{q}_\uparrow| = q_+ = \sqrt{2m/\hbar^2(E_F + E + h_0)},$$

$$|\mathbf{q}_\downarrow| = q_- = \sqrt{2m/\hbar^2(E_F - E - h_0)}.$$

而穿透电子与穿透空穴的波矢值分别为

$$k_+ = \sqrt{2m/\hbar^2(E_F + \sqrt{E^2 - |\Delta_+|^2})},$$

$$k_- = \sqrt{2m/\hbar^2(E_F - \sqrt{E^2 - |\Delta_-|^2})},$$

式中 E 为准粒子相对于费密能 $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$ 的激发能, $\Delta_\pm = \Delta_0 \cos(2\theta_S \mp 2\alpha)$, α 为 $d_{x^2-y^2}$ 波超导体中 a 轴与 x 轴的夹角, Δ_0 为序参数幅值. 作为近似, 可取 $k_+ \approx k_- \approx \sqrt{2mE_F/\hbar^2} = k_F$. 考虑到沿 y 轴方向准粒子传播要满足动量守恒, 则粒子的传播要受下列条件限制:

$$q_+ \sin\theta = q_- \sin\theta_A = k_F \sin\theta_S. \quad (1)$$

图 1 中各准粒子传播的波函数($\mu_\uparrow, \nu_\downarrow$), 即自旋向上的电子与自旋向下的空穴, 通过求解 Bogoliubov-de Gennes 方程^[15] 得到

$$\begin{aligned} a_\downarrow &= \frac{-4r_1\mu_- \nu_+ e^{-i\phi_+}}{(2Zi + r_1 + 1)(2Zi - r_2 - 1)\mu_+ \mu_- - (2Zi + r_1 - 1)(2Zi - r_2 + 1)\nu_+ \nu_- e^{i(\phi_- - \phi_+)}}, \\ b_\uparrow &= \frac{(2Zi - r_1 - 1)(2Zi - r_2 + 1)\nu_+ \nu_- e^{i(\phi_- - \phi_+)} - (2Zi - r_2 - 1)(2Zi - r_1 + 1)\mu_+ \mu_-}{(2Zi + r_1 + 1)(2Zi - r_2 - 1)\mu_+ \mu_- - (2Zi + r_1 - 1)(2Zi - r_2 + 1)\nu_+ \nu_- e^{i(\phi_- - \phi_+)}}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{q_+ \cos\theta}{k_F \cos\theta_S}, \quad r_2 = \frac{q_- \cos\theta_A}{k_F \cos\theta_S}, \\ Z &= \frac{mH_0}{\hbar^2 k_F \cos\theta_S} = \frac{Z_0}{\cos\theta_S}. \end{aligned} \quad (7)$$

(6) 式中的系数是对应入射电子自旋向上的情形, 如入射电子的自旋向下, 所得系数 a_\uparrow, b_\downarrow 仅需把(6) 式中的 h_0 改为 $-h_0$ 即可.

下面简单地讨论自旋极化对准粒子输运的影响. 对于自旋向上的入射电子而言, 从(1)式可得到 $q_+ > k_F > q_-$, $\theta_A > \theta_S > \theta$, 于是可导致如下的准粒子传输情形:

(1) 当 $\theta > \sin^{-1}(k_F/q_+)$ 时, 超导区域无准粒子传播, $a_\downarrow = c_\uparrow = d_\downarrow = 0$, 电子的散射变为全反射, 即 $|b_\uparrow|^2 = 1$, 系统的隧道电流消失.

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{cc} H(\mathbf{r}) - h(\mathbf{r}) & \Delta(x, \theta) \\ \Delta^*(x, \theta) & -\{H(\mathbf{r}) + h(\mathbf{r})\} \end{array} \right] \begin{bmatrix} \mu_\uparrow(x, \theta) \\ \nu_\downarrow(x, \theta) \end{bmatrix} \\ &= E \begin{bmatrix} \mu_\uparrow(x, \theta) \\ \nu_\downarrow(x, \theta) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $H(\mathbf{r}) = -\hbar^2 \nabla_r^2 / 2m + V(\mathbf{r}) - E_F$ 为单粒子的哈密顿量, $V(\mathbf{r})$ 为通常的散射势. 系统的界面散射势可取为 $V(x) = H_0 \delta(x)$. 解(2)式得各区间的

波函数 $\psi(x) = \begin{bmatrix} \mu_\uparrow \\ \nu_\downarrow \end{bmatrix}$ 为

$$\begin{aligned} \psi_I &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq_+ x \cos\theta} + a_\downarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_- x \cos\theta_A} \\ &\quad + b_\uparrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_+ x \cos\theta}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{II} &= c_\uparrow \begin{pmatrix} \mu_+ e^{i\phi_+} \\ \nu_+ \end{pmatrix} e^{ik_F x \cos\theta_S} + d_\downarrow \begin{pmatrix} \nu_- e^{i\phi_-} \\ \mu_- \end{pmatrix} e^{-ik_F x \cos\theta_S}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中

$$\phi_\pm = \cos^{-1}\{\cos 2\theta_S \mp \alpha \mathcal{Y} + \cos 2\theta_S \mp \alpha \mathcal{Y}\},$$

$$\mu_\pm^2 = [1 + \sqrt{(E^2 - |\Delta_\pm|^2) \mathcal{Y}^2}]^2 = 1 - \nu_\pm^2. \quad (4)$$

利用边界条件

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0),$$

$$\psi'_{II}(0) - \psi'_I(0) = 2mH_0 \psi_I(0) \mathcal{Y} \hbar^2, \quad (5)$$

得到

$$-4r_1\mu_- \nu_+ e^{-i\phi_+}$$

$$= (2Zi + r_1 + 1)(2Zi - r_2 - 1)\mu_+ \mu_- - (2Zi + r_1 - 1)(2Zi - r_2 + 1)\nu_+ \nu_- e^{i(\phi_- - \phi_+)},$$

(2) 当 $\sin^{-1}(q_-/q_+) < \theta < \sin^{-1}(k_F/q_+)$ 时,

从铁磁到超导区域的准粒子能传播, 但 Andreev 反射的波因子沿 x 方向的分量却变为纯的虚部, 即

$$q_- \cos\theta_A = -i\sqrt{k_F^2 \sin^2\theta_S - q_-^2}. \quad (8)$$

这意味着 Andreev 反射的准粒子的波并不能传播, 尽管如此, 一种瞬息的 Andreev 反射过程仍然存在($|a_\downarrow|^2 > 0$) 此时系统的隧道电流并不消失.

(3) 当 $\theta < \sin^{-1}(q_-/q_+)$ 时, 系统中各准粒子传播的波矢值都将是实数, 各传播系数都不为零.

对于自旋向下的入射电子而言, 从(1)式可得 $\theta > \theta_S > \theta_A$, 所有相关的传播波因子都是实数, 并不存在瞬息的 Andreev 反射传播过程.

3 微分电导的计算

在研究正常金属-超导隧道结时, 曾利用 Blon-

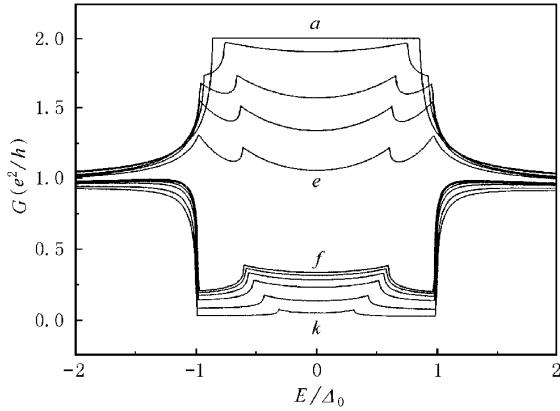
der-Tinkham-Klapwijk 理论^[16]来研究其微分电导^[17,18]。这里可把该理论推广应用到铁磁-d 波超导隧道结系统, 其微分电导可表达为

$$G = G_{\uparrow} + G_{\downarrow} = \frac{e^2}{h} \operatorname{Re} \left[\sum_{s=\uparrow, \downarrow} P_s (1 + \frac{q_s}{q_s} |a_s|^2 - |b_s|^2) \right], \quad (9)$$

式中 \bar{s} 为自旋方向与 s 相反, P_s 为自旋为 s 的入射电子的极化率, 有关系式^[12]

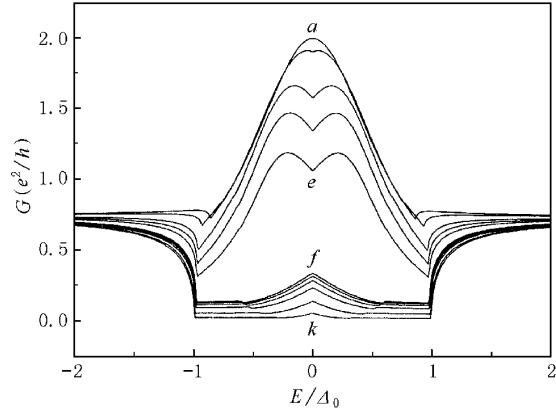
$$P_{\uparrow} = (E_F + h_0) \gamma 2E_F, \quad P_{\downarrow} = (E_F - h_0) \gamma 2E_F, \quad (10)$$

将(6)(7)(10)式代入(9)式, 并结合上一节的讨论, 可作出在不同参数选取下微分电导随偏压 V 的

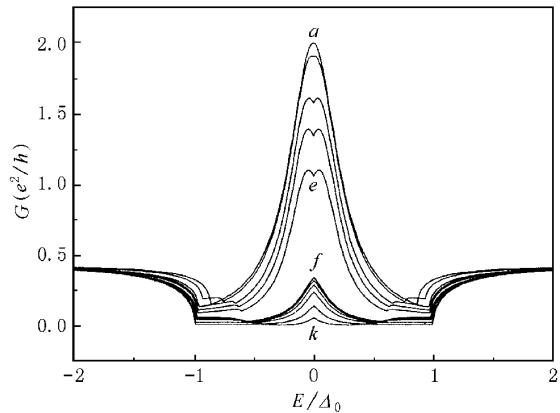


(a) 取 $\theta = \pi/6$, $\alpha = \pi/4$, $Z_0 = 0$, 曲线 a 至 e 为 $h_0/E_F = 0, 0.3, 0.5, 0.55, 0.58$; 曲线 f 至 k 为 $h_0/E_F = 0.6, 0.62, 0.65, 0.7, 0.8, 0.9$

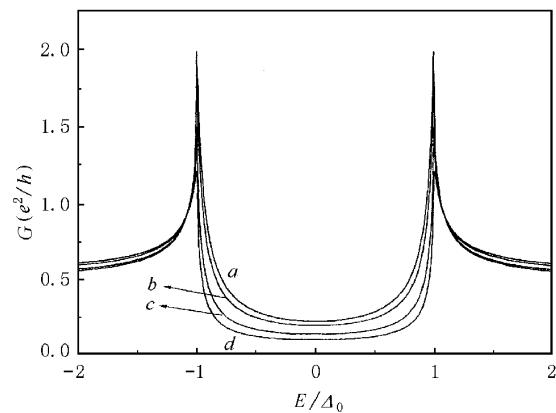
变化关系($E = eV$)如图 2 所示, 其中曲线 a 至 e 对应 Andreev 反射的 x 分量的波因子为实数情形, 曲线 f 至 k 对应为瞬息的 Andreev 反射过程, 即 Andreev 反射的 x 分量波因子为纯虚部情形。在两种不同的 Andreev 反射的分界处, 致使隧道谱的数值和形状的突然变化, 表明了 Andreev 反射明显地被抑制。从曲线 a 至 e 看出, 随着磁交换作用逐渐增强, 零偏压凹陷会渐渐地被感应出来, 这一结果能很好地解释 $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 隧道结中观察到的零偏压电导峰的凹陷现象^[10]。比较图 2(a)至(c), 还发现随着界面散射势的增大, 除了使电导峰的宽度变窄外, 零偏压凹陷也将渐渐消失。在本文



(b) 取 $Z_0 = 0.5$, 其余参数同图(a)



(c) 取 $Z_0 = 1.0$, 其余参数同图(a)



(d) $\theta = \alpha = 0$, $Z_0 = 1.0$, 曲线 a 为 $h_0/E_F = 0$; 曲线 b 为 $h_0/E_F = 0.5$; 曲线 c 为 $h_0/E_F = 0.8$; 曲线 d 为 $h_0/E_F = 0.9$

图 2 微分电导随 E/Δ_0 变化曲线

所得的解析式中,如令 $\theta = \alpha = 0$,则又可用来研究铁磁-*s* 波超导隧道谱,如图 2(d)所示。随着磁交换作用的增强,能隙处的电导峰被压低,零偏压处的凹陷也略有下移,该结果能定性地解释文献[8,9]中铁磁-*s* 波超导隧道谱的实验现象。

4 结语

本文利用散射理论计算了铁磁-*d* 波超导隧道结中的准粒子输运系数和微分电导,讨论了 Andreev 反射的波行为特征,澄清了铁磁层中的磁交换场对 Andreev 反射的抑制程度,研究了准粒子的自旋极化效应对隧道谱的影响,所得结果能定性地解释目前的一些实验现象。当然在本文的理论中,如还能进一步考虑粒子的自旋反转效应、超导表面的近邻效应等,那么所得结果将会更有意义。

- [1] D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.*, **67**(1995) 515.
- [2] J. W. Ekin, Y. Z. Xu, S. Mao *et al.*, *Phys. Rev.*, **B56** (1997), 13746.
- [3] L. Alff, A. Beck, R. Gross *et al.*, *Phys. Rev.*, **B58**(1998), 11197.
- [4] L. Ozyuzer, Z. Yusof, J. Zasadzinski *et al.*, *Phys. Rev.*, **B57** (1998), R3245.
- [5] M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu, L. H. Greene, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997) 277.
- [6] M. Fogelstrom, D. Rainer, J. A. Sanls, *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 281.
- [7] Z. C. Dong, *Acta Physica Sinica*, **49**(2000) 339 (in Chinese) [董正超 *物理学报* **A9**(2000) 339].
- [8] R. J. Soulen *et al.*, *Science*, **282**(1998) 85.
- [9] S. K. Upadhyay, A. Palanisami, R. N. Louie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998) 3247.
- [10] V. A. Vas'ko, K. R. Nikolaev, V. A. Larkin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **73**(1998) 844.
- [11] A. F. Andreev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **46**(1964) 1823.
- [12] M. J. M. de Jong, C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995), 1657.
- [13] J. H. Xu, B. Friedman, C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B59**(1999), 9558.
- [14] I. Žutic, O. T. Valls, *Phys. Rev.*, **B60**(1999) 6320.
- [15] P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys* (Benjamin, New York, 1966).
- [16] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.*, **B25**(1982) A515.
- [17] Z. C. Dong, *Acta Physica Sinica*, **48**(1999) 926 (in Chinese) [董正超 *物理学报* **A8**(1999) 926].
- [18] Z. C. Dong, D. Y. Xing, Z. D. Wang, L. Sheng, *Z. Phys.*, **B45**(1996) 329.

THE PROPERTIES OF THE ANDREEV REFLECTION IN FERROMAGNET-INSULATOR-*d* WAVE SUPERCONDUCTOR JUNCTION*

DONG ZHENG-CHAO^{1,2)} CHEN GUI-BIN²⁾ XING DING-YU¹⁾ DONG JIN-MING¹⁾

¹⁾ Department of Physics, State Key Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China

²⁾ Department of Physics, Huaiyin Normal College, Huaiyin 223001, China

(Received 10 May 2000)

ABSTRACT

Taking into account the exchange interaction in the ferromagnet and the interface scattering effect, within Blonder-Tinkham-Klapwijk scattering formalism, we have calculated the quasiparticle transport coefficients and the tunneling spectrum in the ferromagnet-insulator-*d* wave superconductor junction. It is found that the ferromagnetic exchange interaction can suppress the Andreev reflection, and consequently the Andreev reflected quasiparticle shows an evanescent-wave behavior depending on the injection angle of the quasiparticle. The tunneling spectrum exhibits some novel features.

Keywords : Andreev reflection, *d* wave superconductor; tunneling spectrum

PACC : 7450, 7475, 7210

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19874011) and the Natural Science Foundation of Education Commission of Jiangsu Province, China (Grant No. 99KJB14006).