

铁磁-超导隧道结中的散粒噪声^{*}

董正超^{1,2)} 邢定钰²⁾ 董锦明²⁾

¹⁾(淮阴师范学院物理系 淮阴 223001)

²⁾(南京大学物理系, 固体微结构物理国家重点实验室 南京 210093)

(2000 年 9 月 16 日收到 2000 年 10 月 21 日收到修改稿)

考虑到铁磁层中的自旋极化效应与粗糙界面散射效应, 利用散射理论, 讨论铁磁-超导隧道结中的散粒噪声。计算表明, 磁交换作用可以抑制隧道结系统的平均电流与散粒噪声功率, 而粗糙界面散射可以增强系统的平均电流与散粒噪声功率。

关键词: 铁磁, 超导, 隧道结, 散粒噪声

PACC: 7450, 7210, 7270

1 引言

载荷子的离散特性可导致电子的散粒噪声, 即依赖于时间的电流围绕其平均电流 I 有一涨落。测量散粒噪声能获取有关传导过程的一些重要信息, 而这些信息通常不能在测量电导率或电阻率中获得。其中一典型的应用是通过测定散粒噪声功率 P 与平均电流 I 的比值来决定分数量子霍耳效应中的载荷子的分数电荷^[1]。过去几年中, 人们集中于研究介观系统中的散粒噪声^[2]。近期有关正常金属-超导隧道结中散粒噪声的研究又引起人们的极大兴趣^[3-8]。其中文献[3-6]讨论的超导是 s 波, 文献[7, 8]涉及的是 d 波超导。研究表明, 在隧道极限下, 正常金属- s 波超导隧道结中散粒噪声功率与平均电流的比值在零偏压处为 $4e$, 当外加偏压大于 Δ_0/e (Δ_0 为超导能隙幅值), 其比值为 $2e$, 即过渡到经典的 Schottky^[9] 值; 而在正常金属- d 波超导隧道结中, 散粒噪声功率与平均电流的比值在零压处为零, 在偏压大于 Δ_0/e 时也恢复到 Schottky 结果。

最近, 有关铁磁-超导隧道结中隧道谱的研究亦成为一个很活跃的研究课题^[10-14], 在铁磁层中由于磁交换作用而引发的传导准粒子的自旋极化效应, 尤其 Andreev 反射^[15]受到很大的抑制, 使得隧道谱呈现一些新的现象。然而到目前为止, 很少有文

献讨论铁磁-超导隧道结中的散粒噪声。此外目前已建立起的正常金属-超导隧道结的散粒噪声理论^[3-8], 都没有涉及界面的粗糙散射, 文献[16, 17]的理论计算表明, 粗糙界面散射能压低零偏压电导峰和能隙电导峰。因此, 我们预测自旋极化效应与界面的粗糙散射效应对散粒噪声定会产生一定的影响, 本文将就此问题进行讨论。

2 铁磁-超导隧道结中散粒噪声的计算

为简单起见, 本文讨论 s 波超导情形。首先计算准粒子在铁磁- s 波超导隧道结中的传输系数, 该系数可通过求解 Bogoliubov-de Gennes 方程得到^[18]

$$\begin{bmatrix} H_0 - h(x) & \Delta(x) \\ \Delta^*(x) & -\{H_0^* + h(x)\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \uparrow \\ v \downarrow \end{bmatrix} + H' \begin{bmatrix} u \uparrow \\ v \downarrow \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} u \uparrow \\ v \downarrow \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中($u \uparrow, v \downarrow$)对应自旋向上的电子与自旋向下的空穴, $H_0 = -\hbar^2 \nabla_x^2 / 2m - E_F$, $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$ 为费密能, $\Delta(x)$, $h(x)$ 分别为超导能隙和铁磁层中的磁交换作用^[13, 14], 如忽略界面的边缘效应, 则 $\Delta(x) = \Delta_0 \Theta(x)$, $h(x) = h_0 \Theta(-x)$; H' 为界面散射势, 如考虑到界面的粗糙, 则其有效的界面散射势可表示为^[16, 17]

* 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。

$$\hat{H}' = (H\hat{e} - i\hat{p}\tau)\delta(x),$$

$$\hat{e} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \hat{\tau} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

按 Andreev 理论^[15] 对一自旋方向向上的电子从铁磁层中平行于 x 轴方向入射到系统的隧道结上, 可产生 4 个不同自旋方向的准粒子: 自旋方向向下的反射空穴(Andreev 反射)、自旋向上的反射电子、自旋向上的穿透电子以及自旋向下的穿透空穴。令 a_{\downarrow} 为 Andreev 发射波幅, b_{\uparrow} 为反射电子波幅, c_{\uparrow} 和 d_{\downarrow} 分别为穿透电子和穿透空穴的波幅, 通过求解方程(1), 得隧道结两边的波函数为

$$\psi_F(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq_+ x} + a_{\downarrow} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_- x} + b_{\uparrow} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_+ x},$$

$$\psi_S(x) = c_{\uparrow} \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} e^{ik_+ x} + d_{\downarrow} \begin{pmatrix} v_0 \\ u_0 \end{pmatrix} e^{-ik_- x}, \quad (3)$$

式中 $q_{\pm} = q_{\uparrow(\downarrow)} = \sqrt{2m(E_F \pm E \pm h_0)}\gamma\hbar$, $k_{\pm} = \sqrt{2m(E_F \pm \sqrt{E^2 - \Delta_0^2})}\gamma\hbar \approx k_F$, $u_0^2 = 1 - v_0^2 = (1 + \sqrt{E^2 - \Delta_0^2}/E)\gamma 2$. 利用边界条件: $\psi_F(0) = \psi_S(0)$,

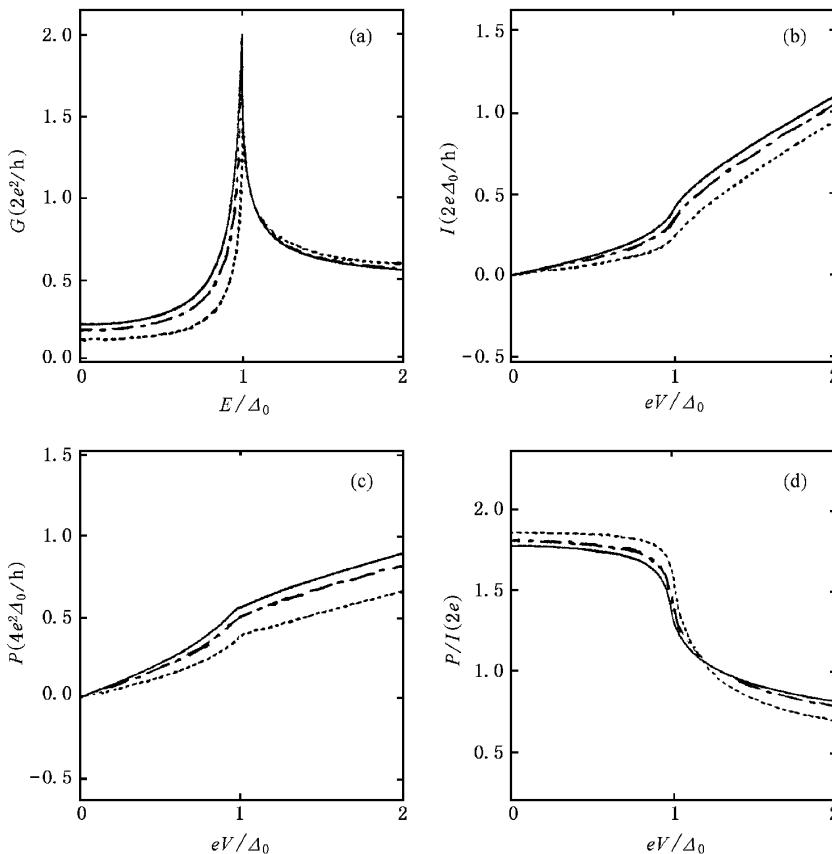


图 1 微分电导 G 、平均电流 I 、散粒噪声功率 P 以及散粒噪声功率与平均电流的比值在不同的磁交换值下随偏压 V 的变化曲线 $z_1 = 1.0$, $z_2 = 0$, $h_0/E_F = (0.5, 0.8, \dots)$

$$\psi_S'(0) - \psi_F'(0) = 2m(H\hat{e} - i\hat{p}\tau)\psi_F(0)\gamma\hbar^2, \text{ 可得}$$

$$a_{\downarrow} = -4r_1u_0v_0/\Gamma_1 - \Gamma_2,$$

$$b_{\uparrow} = (b_1 - b_2)/\Gamma_1 - \Gamma_2,$$

$$\Gamma_1 = [2(z_1i + z_2) + r_1 + 1]2(z_1i - z_2) - r_2 - 1]u_0^2,$$

$$\Gamma_2 = [2(z_1i + z_2) + r_1 - 1]2(z_1i - z_2) - r_2 + 1]v_0^2,$$

$$b_1 = [2(z_1i - z_2) - r_2 - 1]2(z_1i + z_2) - r_1 + 1]u_0^2,$$

$$b_2 = [2(z_1i - z_2) - r_2 + 1]2(z_1i + z_2) - r_1 - 1]v_0^2, \quad (4)$$

式中 $r_1 = q_+/k_F$, $r_2 = q_-/k_F$, $z_1 = mH/\hbar^2 k_F$, $z_2 = mP/\hbar^2 k_F$, z_1 为界面的势垒散射, z_2 为界面的粗糙散射, 它们都是无量纲的实数。(4)式对应的系数是入射电子自旋方向向上的情形, 如入射电子是自旋向下情形, 所得系数 a_{\uparrow} 与 b_{\downarrow} 仅需把(4)式中 h_0 改为 $-h_0$ 即可。类似于文献[6, 7]中的解析推导, 可得到铁磁-s 波超导隧道结中的散粒噪声功率

$$P = \frac{1}{e} \int_0^{eV} S(E) dE \quad (5)$$

式中 $S(E)$ 为微分散粒噪声

$$S(E) = \frac{4e^3}{h} \sum_{S=\uparrow,\downarrow} P_S [A_{\bar{S}}(1 - A_{\bar{S}}) + B_S(1 - B_S) + 2A_S B_S], \quad (6)$$

式中 \bar{S} 为自旋方向和 S 反向, $A_{\bar{S}} = q_{\bar{S}} |a_{\bar{S}}|^2 / q_S$, $B_S = |b_S|^2$, P_S 为自旋为 S 的入射电子的概率

$$P_{\uparrow} = (E_F + h_0) / 2E_F, \\ P_{\downarrow} = (E_F - h_0) / 2E_F. \quad (7)$$

另外, 从 BTK 理论^[19] 又可得到系统的平均电流

$$I = \frac{1}{e} \int_0^{eV} G(E) dE, \quad (8)$$

式中 $G(E)$ 为微分电导

$$G(E) = \frac{2e^2}{h} \sum_{S=\uparrow,\downarrow} P_S (1 + A_{\bar{S}} - B_S). \quad (9)$$

利用以上所得的解析表达式, 可作出微分电导、平均

电流、散粒噪声功率, 以及散粒噪声功率与平均电流的比值在不同参数选取下随偏压 V 的变化关系. 有关通常势垒 z_1 对散粒噪声的影响已在文献[6]中讨论过, 这里着重讨论磁交换作用与粗糙界面散射对散粒噪声的影响. 从图 1 看出, 随铁磁中磁交换作用增强, 微分电导的能隙峰(图 1(a)), 平均电流(图 1(b))和散粒噪声功率(图 1(c))均减小, 但散粒噪声功率与平均电流的比值在较小偏压处增加, 而在较大偏压处亦减弱(图 1(d)), 这一变化情形反映平均电流与散粒噪声功率在不同偏压区域随磁交换作用增加的幅度不同. 从图 2 又可看出, 随界面粗糙散射增强, 微分电导的能隙峰被压低, 而零偏压凹陷却上移(图 2(a)). 图 2(b)与(c)表明粗糙界面散射可增强隧道结系统的平均电流与散粒噪声功率, 而散粒噪声功率与平均电流的比值随 z_2 变大而变小, 如图 2(d)所示. 从本文所得的理论结果, 不难验证, 在取 $h_0 = 0$, $z_2 = 0$ 下, 就能过渡到文献[4, 6, 7]的结果.

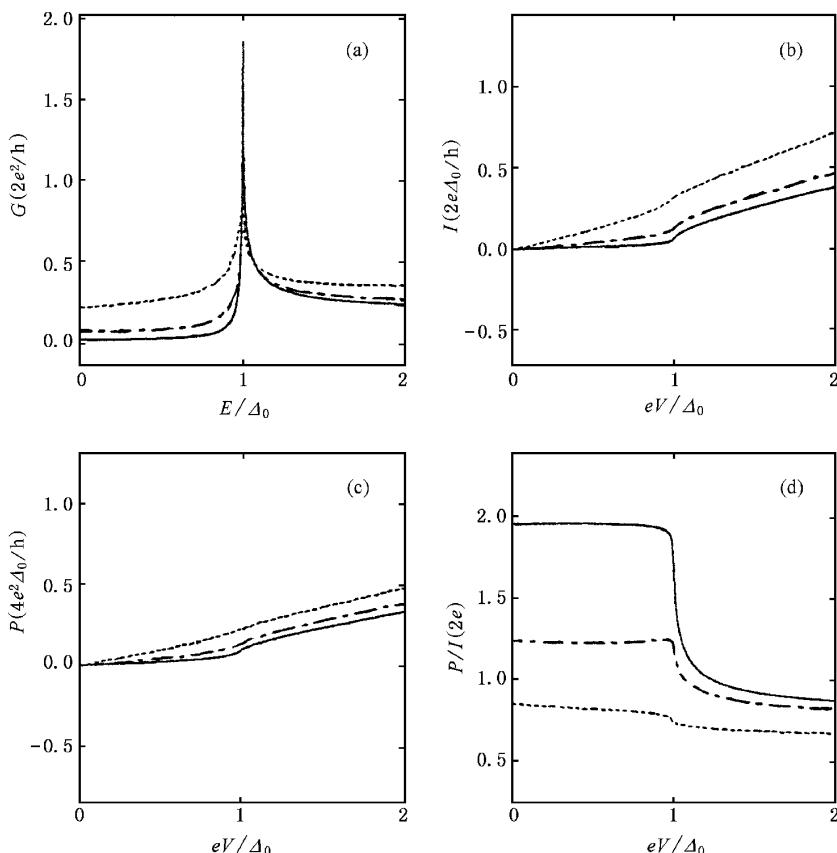


图 2 微分电导 G 、平均电流 I 、散粒噪声功率 P 以及散粒噪声功率与平均电流的比值在不同的粗糙散射值下随偏压 V 的变化曲线 $z_1 = 2.0$, $h_0/E_F = 0.5$, $z_2 = 0$ (——), 0.1 (---), 0.5 (···)

3 结语

本文利用散射理论计算了铁磁-超导隧道结中的散粒噪声,讨论了磁交换作用与粗糙界面散射对散粒噪声的影响.研究表明磁交换作用可以抑制系统的平均电流与散粒噪声功率,而粗糙界面散射可

增强系统的平均电流与散粒噪声功率.最后须指出的是,影响铁磁-超导隧道结中的散粒噪声除了本文讨论的两个因素外,其他的诸如自旋反转效应、准粒子的寿命效应、非弹性散射效应等,可能都会影响系统的散粒噪声以及传输特性.这方面的工作将另文讨论.

- [1] L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin, B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997), 2526.
- [2] M. J. M. de Jong, C. W. J. Beenakker, in *Mesoscopic Electron Transport*, edited by L. L. Sohn, L. P. Kouwenhoven, G. Schon (Kluwer Academic, Norwell, 1997).
- [3] V. A. Khlus, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **93** (1987), 2179 [*Sov. Phys. JETP*, **66** (1987), 1243].
- [4] M. J. M. de Jong, C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev.*, **B49** (1994), 16070.
- [5] B. A. Muzykantskii, D. E. Khmel'nitskii, *Phys. Rev.*, **B50** (1994), 3982.
- [6] M. P. Anantram, S. Datta, *Phys. Rev.*, **B53** (1996), 16390.
- [7] J. X. Zhu, C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B59** (1999), R14165.
- [8] Y. Tanaka, T. Asai, N. Yoshida, J. Inoue, S. Kashiwaya, *Phys. Rev.*, **B61** (2000), R11902.
- [9] G. B. Lesovic, *JETP Lett.*, **49** (1989), 592; M. Buttiker, *Phys. Rev.*, **B46** (1992), 12485.
- [10] R. J. Soulen, Jr., J. M. Byers *et al.*, *Science*, **282** (1998), 85.
- [11] S. K. Upadhyay, A. Palanisami, R. N. Louie, R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998), 3247.
- [12] V. A. Vasko, K. R. Nikolaev, V. A. Larkin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **73** (1998), 844.
- [13] J. X. Zhu, B. Friedman, C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B59** (1998), 9558.
- [14] I. Zutic, O. T. Valls, *Phys. Rev.*, **B60** (1999), 6230; **B61** (2000), 1555.
- [15] A. F. Andreev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **46** (1964), 1823.
- [16] Z. C. Dong, D. Y. Xing, Z. D. Wang, L. Sheng, Z. *Phys.*, **B100** (1996), 329.
- [17] Z. C. Dong, *Acta Physica Sinica*, **48** (1999), 926 (in Chinese) [董正超, *物理学报*, **48** (1999), 926].
- [18] P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metal and Alloys* (Benjamin, New York, 1966).
- [19] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.*, **B25** (1982), 4515.

SHOT NOISE IN FERROMAGNET-SUPERCONDUCTOR TUNNELING JUNCTION^{*}

DONG ZHENG-CHAO^{1,2)} XING DING-YU²⁾ DONG JIN-MING²⁾

¹⁾ Department of Physics, Huaiyin Normal College, Huaiyin 223001, China)

²⁾ Department of Physics, State Key Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 16 September 2000; revised manuscript received 21 October 2000)

ABSTRACT

Taking into account the spin polarized and interface roughness scattering effect, within scattering formalism, we calculate the shot noise in the ferromagnet-superconductor tunneling junction. It is found that the ferromagnetic exchange interaction gives rise to decrease of the average current and the shot-noise power, but the interface roughness can give rise to increase of the average current and the shot-noise power.

Keywords : ferromagnet, superconductor, tunneling junction, shot noise

PACC : 7450, 7210, 7270

^{*} 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. 99KJB140006).