

磁性半导体/磁性 d 波超导结中的自旋极化输运*

董正超[†]

(淮阴师范学院物理系, 淮安 223001)

(2007 年 11 月 27 日收到, 2008 年 2 月 23 日收到修改稿)

通过求解磁性 d 波超导中的能隙与磁交换能的自恰方程, 利用推广的 Blonder-Tinkham-Klapwijk 理论研究磁性半导体/磁性 d 波超导结中自旋极化准粒子输运系数与微分电导. 计算表明: 1) 磁性 d 波超导结中的磁交换能 h_0 可导致零偏压电导峰与能隙电导峰劈裂, 劈裂的宽度为 $2h_0$; 2) 磁性半导体中的磁交换能 h_{FS} 可使零偏压电导峰劈裂的峰值变低. 而由能隙电导峰劈裂的两个子峰, 当两种磁性材料的磁化方向平行时, 右边的峰值随着 h_{FS} 的变大而变高, 左边的峰值变低, 当两磁性材料的磁化方向反平行时, 随 h_{FS} 变大右边的峰值变低, 左边的峰值变高.

关键词: 磁性半导体, 磁性 d 波超导体, 自旋极化输运

PACC: 7450, 7475

1. 引 言

随着自旋电子学的发展以及新型器件产品的不断开发与利用, 近来人们对一些新型的磁性材料的研究产生极大兴趣, 其中引人关注的就是人们在大块 CeCoIn_5 ^[1-4], UGe_2 ^[5], ZrZn_2 ^[6], URhGe ^[7] 等磁性材料中观测到超导性. 研究表明: CeCoIn_5 具有自旋单态的 d 波超导特征^[8-10], 然而对于 UGe_2 , ZrZn_2 , URhGe , 有关其电子配对的对称性问题目前仍处于争议中, 虽然有些研究者认为这些材料的超导性具有 s 波配对特征^[11-13], 但是考虑磁交换能的拆对效应, 又有人认为自旋三重态配对更为合理^[14-16]. 另外引人关注一种新型磁性材料是磁性半导体, 如 GaMnAs , 它是在通常的半导体 GaAs 材料中掺进 Mn 粒子而制成, 这种材料兼有磁性和半导体的特点, 能够把信息处理和数据储存统一于一个材料中, 有着巨大的应用前景. 目前人们常采用磁性半导体材料来代替传统的铁磁材料制作磁性隧道结, 实验上已用外延的方法成功地制备了 $\text{GaMnAs}/\text{AlAs}/\text{GaMnAs}$ 隧道结^[17, 18] 来研究磁性半导体中的自旋极化准粒子输运, 获得的磁道磁阻高达 75%^[17]. 尽管目前有很多有关铁磁/超导^[19-22]、磁性半导体/超导^[23-25]、正常金属/磁性超导^[26-29] 等隧道结中自旋极化准粒子

输运性质的研究报道, 但有关磁性半导体/磁性 d 波超导隧道结中的自旋极化准粒子输运特性的研究却很少涉及.

本文将在 BSC 弱耦合理论的框架下, 针对 CeCoIn_5 和 GaMnAs 两种磁性材料, 研究磁性半导体/磁性 d 波超导结中自旋极化准粒子输运特性, 考虑到 GaMnAs 中两种不同空穴载流子(即重空穴与轻空穴)输运, d 波超导的不同晶轴趋向, 以及两磁性材料两种不同磁化趋向, 讨论 d 波磁性超导体中的磁交换能与磁性半导体中磁交换能对系统隧道谱的影响.

2. 磁性半导体/磁性 d 波超导结中的准粒子输运系数的计算

对于磁性超导体, 其能隙除了与温度有关, 还与其磁交换能有关. 在平均场近似下, 可推出磁性 d 波超导体的自恰能隙方程为^[30, 31]

$$1 = \frac{N(0)V_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\hbar\omega_0} d\varepsilon \frac{\cos^2 2\phi}{\xi} \times \left[\tanh\left(\frac{\xi + h_0}{2k_B T}\right) + \tanh\left(\frac{\xi - h_0}{2k_B T}\right) \right], \quad (1)$$

式中 $N(0)$ 是费米面附近单粒子的态密度, ω_0 是德拜频率, $\xi = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ 是激发能, ε 表示从费米面算

* 江苏省高校自然科学基金(批准号 D5KJB140008)和江苏省“333 工程”科研项目资助的课题.

[†] E-mail: zcdong2006@hotmail.com

起的自由电子能量 ϕ 是准粒子运动的方位角, h_0 是磁交换能. Δ 是超导配对势, 对 d 波超导体, 其配对势是各向异性的, 可表示为

$$\Delta = \Delta_{\pm} = \Delta_0(T, h_0) \cos(2\theta_s \mp 2\alpha), \quad (2)$$

这里 θ_s 是准粒子入射方向与 x 轴方向的夹角, α 是 d 波超导的 a 轴与 x 轴方向的夹角, Δ_+ , Δ_- 分别对应 d 波超导中的电子型和空穴型的配对势. 有关 (1) 式中能隙随温度与磁交换能的变化关系, 我们已在文献 [31] 中作了讨论, 下面我们将仅借助它来讨论磁性半导体/磁性 d 波超导结中的准粒子输运系数及其隧道谱. 对于一个两维的磁性半导体/磁性 d 波超导结, 设其界面在 $x = 0$ 处, 界面散射势取为 $U = U_0 \delta(x)$. 可采用 Bogoliubov-de Gennes (BdG) [32] 方程来研究该隧道结系统中准粒子输运系数. 在没有准粒子自旋反转情况下, 自旋依赖于四分量的 BdG 方程可分解为两个独立的二分方程: 一个方程是对应自旋向上的电子与自旋向下的空穴波函数 ($u_{\uparrow}, v_{\downarrow}$), 另一个方程用来描述自旋向下的电子与自旋向上的空穴波函数 ($u_{\downarrow}, v_{\uparrow}$), BdG 方程的形式为

$$\begin{bmatrix} H_0(\mathbf{r}) - \eta_{\sigma} h_0 & \Delta(T, h_0) \\ \Delta^*(T, h_0) & -H_0^*(\mathbf{r}) + \eta_{\sigma} h_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{\sigma} \\ v_{\sigma} \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} u_{\sigma} \\ v_{\sigma} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $H_0(\mathbf{r}) = -\hbar^2 \nabla_r^2 / 2m + V(r) - E_F$, $V(r)$ 是通常的散射势, E_F 是费米能, E 是相对于费米能的激发能. 对 $\sigma = \uparrow$ 取 $\eta_{\sigma} = 1$, 对 $\sigma = \downarrow$ 取 $\eta_{\sigma} = -1$, σ 表示自旋方向与 σ 相反. m 是超导中准粒子的有效质量.

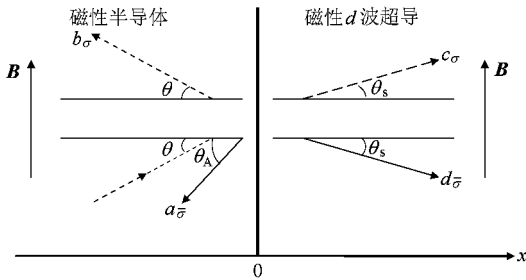


图 1 磁性半导体/磁性 d 波超导准粒子传播示意图

对于 p 型磁性半导体 GaMnAs, 其多数载流子是空穴. 如有一自旋为 σ 的空穴以角 θ 从左边磁性半导体入射到系统隧道结中, 可产生如图 1 所示的准粒子传播, 其中 b_{σ} 是正常的反射空穴, a_{σ} 是 Andreev 反射 [33], c_{σ} 和 d_{σ} 分别表示穿透到右边磁性超导体

的空穴型和电子型准粒子. 通过求解 (3) 式, 可得空间准粒子的波函数为

当 $x < 0$ 时,

$$\psi_I(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-iq_{\sigma} x \cos \theta} + a_{\sigma}^{-} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_{\sigma}^{-} x \cos \theta_A} + b_{\sigma} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_{\sigma} x \cos \theta}. \quad (4)$$

当 $x > 0$ 时,

$$\psi_{II}(x) = c_e \begin{pmatrix} v_{\sigma}^{-} e^{i\phi} \\ u_{\sigma}^{-} \end{pmatrix} e^{-ik_{\sigma} x \cos \theta_s} + d_{\sigma}^{-} \begin{pmatrix} u_{\sigma}^{+} e^{i\phi} \\ v_{\sigma}^{+} \end{pmatrix} e^{ik_{\sigma}^{-} x \cos \theta_s}, \quad (5)$$

上两式中各准粒子传播的波矢值分别为

$$q_{\sigma} = \sqrt{2m^*(E_{FS} - E + \eta_{\sigma} h_{FS})} / \hbar, \quad (6)$$

$$q_{\sigma}^{-} = \sqrt{2m^*(E_{FS} + E - \eta_{\sigma} h_{FS})} / \hbar, \quad (7)$$

$$k_{\sigma} = \sqrt{2m[E_F - \sqrt{(E + \eta_{\sigma} h_0)^2 - |\Delta_-|^2}]} / \hbar, \quad (8)$$

$$k_{\sigma}^{-} = \sqrt{2m[E_F + \sqrt{(E - \eta_{\sigma} h_0)^2 - |\Delta_+|^2}]} / \hbar, \quad (9)$$

这儿的 m^* , E_{FS} , h_{FS} 分别是磁性半导体中空穴的有效质量、费米能、磁交换能. 磁性超导中的相干因子为

$$(u_{\sigma}^{\pm})^2 = [1 + \sqrt{1 - \Delta_{\pm}^2 \kappa (E - \eta_{\sigma} h_0)^2}] / 2, \quad (10)$$

$$(v_{\sigma}^{\pm})^2 = [1 - \sqrt{1 - \Delta_{\pm}^2 \kappa (E - \eta_{\sigma} h_0)^2}] / 2, \quad (11)$$

相位因子为

$$\sigma_{\pm} = \cos^{-1}[\cos \chi (\theta_s \mp \alpha) / |\cos \chi (\theta_s \mp \alpha)|], \quad (12)$$

利用边界条件

$$\psi_{II}(0) = \psi_I(0), \quad (13)$$

$$\frac{1}{m} (d\psi_{II}/dx)_{x=0} - \frac{1}{m^*} (d\psi_I/dx)_{x=0} = 2U_0 \frac{\psi_I(0)}{\hbar^2}, \quad (14)$$

得

$$a_{\sigma}^{-} = -4r_2 u_{\sigma}^{+} v_{\sigma}^{-} e^{i\phi} / D, \quad (15)$$

$$b_{\sigma} = \left[(2iz + r_1 - 1) \chi (2iz + r_2 + 1) v_{\sigma}^{+} v_{\sigma}^{-} e^{(\phi_- - \phi_+)} - (2iz + r_1 + 1) \chi (2iz + r_2 - 1) u_{\sigma}^{+} u_{\sigma}^{-} \right] / D, \quad (16)$$

$$D = (2iz + r_1 + 1) \chi (2iz - r_2 - 1) u_{\sigma}^{+} u_{\sigma}^{-} - (2iz + r_2 - 1) \chi (2iz - r_2 + 1) v_{\sigma}^{+} v_{\sigma}^{-} e^{(\phi_- - \phi_+)}, \quad (17)$$

这儿的 $r_1 = m q_{\sigma}^{-} \cos \theta_{\Lambda} \mathcal{A} (m^* k_F \cos \theta_s)$, $r_2 = m q_{\sigma} \cos \theta / (m^* k_F \cos \theta_s)$; $z = z_0 / \cos \theta_s$, $z_0 = m U_0 \mathcal{A} (k_F \hbar^2)$ 表征界面散射势垒强度. 在以上的计算中已作近似 $k_{\sigma} \approx k_{\sigma}^{-} \approx k_F$, k_F 是费米波矢值. 另外以上是假设隧道结两边的磁性半导体与磁性 d 波超导体的磁化方向是相同的, 如两边的磁化方向相反, 只需把 (15)–(17) 式中的 u_{σ}^{-} 用 u_{σ} , v_{σ} 用 v_{σ}^{-} 代替即可.

在磁性半导体中, 由于磁交换劈裂 $2h_{FS}$, $q_{\uparrow} \neq q_{\downarrow} \neq k_F$, 然而为了使传输准粒子沿界面方向动量守恒, 必须满足

$$q_{\uparrow} \sin \theta = q_{\downarrow} \sin \theta_{\Lambda} = k_F \sin \theta_s. \quad (18)$$

由于 $k_F > q_{\uparrow} > q_{\downarrow}$, 故 $\theta_{\Lambda} > \theta > \theta_s$, 随着 θ 变大, θ_{Λ} , θ_s 也相应变大, 当

$$\theta > \sin^{-1}(q_{\downarrow} / q_{\uparrow}), \quad (19)$$

此时 Andreev 反射波因子 $\sqrt{q_{\downarrow}^2 - q_{\uparrow}^2 \sin^2 \theta}$ 将变成一个纯虚数, 因此 Andreev 反射并不能传播. 对于自旋向下的空穴入射, 所得系数 a_{\downarrow} , b_{\downarrow} 只需把以上所得 a_{\uparrow} , b_{\uparrow} 中的 h_{FS} 用 $-h_{FS}$, h_0 用 $-h_0$ 代替即可, 不需重合计算. 对于自旋向下的空穴入射, 由于 $q_{\downarrow} < q_{\uparrow}$, θ 总是大于 θ_{Λ} , 因此并没有虚的 Andreev 反射过程发生.

3. 磁性半导体/磁性 d 波超导结中的微分电导计算

Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) 理论^[34] 给出了正常金属/s 波超导结中的微分电导计算, 这儿我们将其理论推广到磁性半导体/磁性 d 波超导结中, 其微分电导可表示为

$$\begin{aligned} \alpha(\theta) = G_{\uparrow} + G_{\downarrow} = G_0 \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} P_{\sigma} \\ \times \left(1 + \frac{q_{\sigma}^{-} \cos \theta_{\Lambda}}{q_{\sigma} \cos \theta} |a_{\sigma}^{-}|^2 - |b_{\sigma}^{-}|^2 \right) \quad (20) \end{aligned}$$

上式中的 $P_{\uparrow} = (1 + h_{FS} / E_{FS}) / 2$, $P_{\downarrow} = (1 - h_{FS} / E_{FS}) / 2$ 分别表示磁性半导体中自旋向上与自旋向下空穴的极化率. $G_0 = e^2 / h$ 是一个常数, h 是普朗克常数. 实验中测量到的微分电导应是准粒子沿各方向入射的电导统计平均, 其平均电导为

$$G = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \alpha(\theta) \cos \theta d\theta. \quad (21)$$

下面我们将利用上式并结合 (1) 式式和 (15)–(17) 式数值计算系统的微分电导谱. 图 2 表示在取不同磁性 d 波超导中磁交换能 h_0 / Δ_{00} 下 (Δ_{00} 表示在 $T = h_0 = 0$ 下磁性 d 波超导的能隙幅值), 微分电导随偏压的变化关系, 其中 (a) (b) 对应着两边磁性材

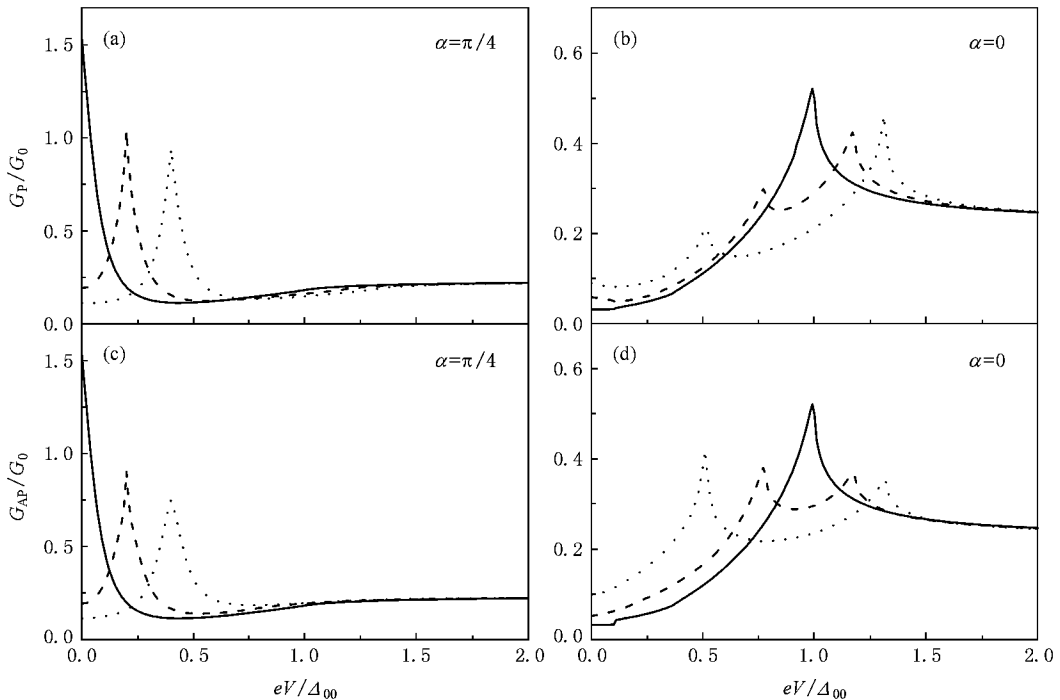


图 2 微分电导在取不同磁交换能 h_0 下随偏压 V 的变化曲线 (实线: $h_0 / \Delta_{00} = 0$, 虚线: $h_0 / \Delta_{00} = 0.2$, 点线: $h_0 / \Delta_{00} = 0.4$. 其他参数取为 $m^* / m = 0.45$, $h_{FS} / E_{FS} = 0.3$, $z_0 = 2.0$)

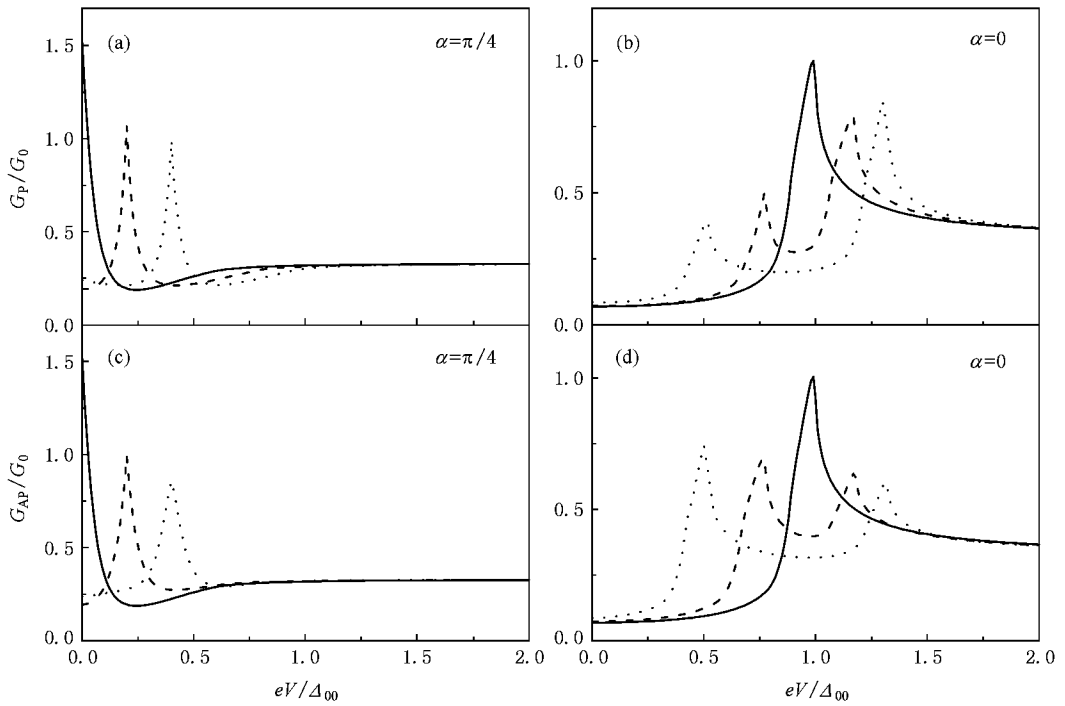


图 3 取轻空穴质量 $m^*/m = 0.08$ (其他说明同图 2)

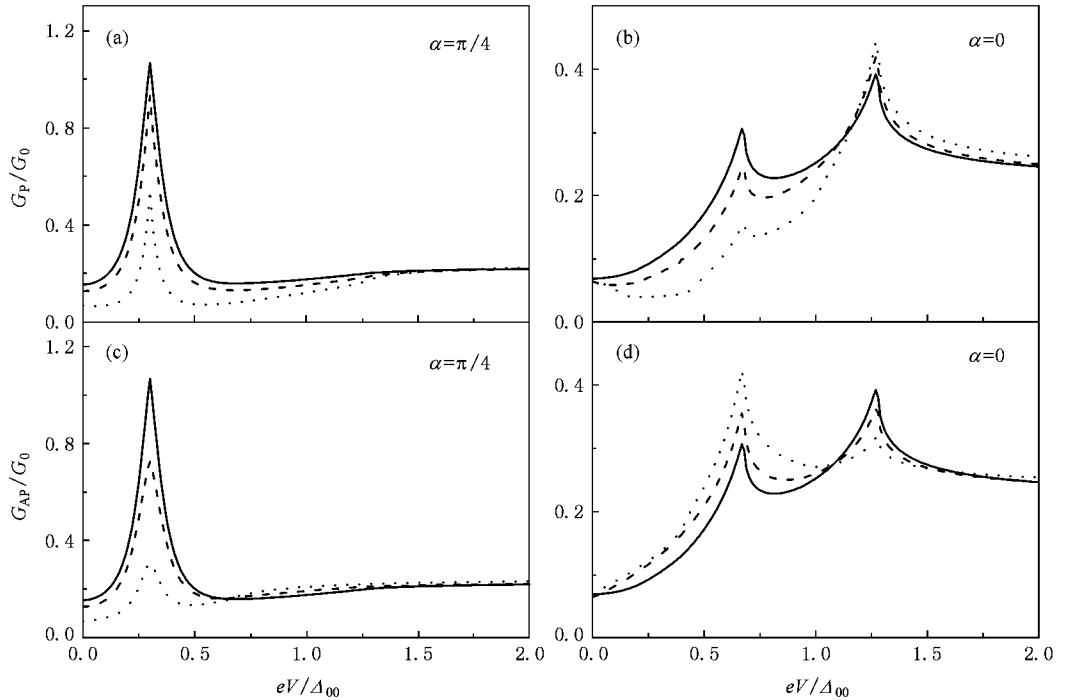


图 4 微分电导在取不同磁交换能 h_{FS} 下随偏压 V 的变化曲线 (实线: $h_{FS}/E_{FS} = 0$, 虚线: $h_{FS}/E_{FS} = 0.3$, 点线: $h_{FS}/E_{FS} = 0.7$. 其他参数取为 $m^*/m = 0.45$, $h_0/\Delta_{00} = 0.3$, $z_0 = 2.0$)

料的磁化方向相同 (c) (d) 对应两边磁化方向相反, 此外 (a) (c) 对应磁性 d 波超导的晶轴方位 $\alpha = \pi/4$ (b) (d) 对应 $\alpha = 0$, 计算结果表明, 随着 h_0 不

断增大, 零偏压电导峰 (图 2 (a) 和 (c)) 与能隙电导峰 (图 2 (b) 和 (d)) 都劈裂为两个峰, 两个子峰的宽度为 $2h_0$. 对于 $\alpha = \pi/4$, G_P 与 G_{AP} 中劈裂两个子峰

的高度是一样的且随着 h_0 变大而渐渐变低,对于 $\alpha = 0, G_P$ 与 G_{AP} 中劈裂的高度是不一样的,随着 h_0 变大,对于 G_P 右边的峰值渐渐变高,左边的峰值渐渐变低,对 G_{AP} 右边的峰值渐渐变低,左边渐渐变高. 研究表明,磁性半导体中有两种有效质量不同的空穴^[17],图 2 中取的有效质量为重空穴 $m^*/m = 0.45$,另外还有有效质量较小的轻空穴 $m^*/m = 0.08$. 图 3 对应轻空穴的计算结果,其他参数的选取如图 2,主要区别在于,轻空穴的能隙电导峰及其劈裂的两个子峰的峰值较之重空穴偏高. 图 4 与图

5 分别对应重空穴和轻空穴的微分电导在取不同磁性半导体中的磁交换能 h_{FS} 下随偏压 V 的变化关系,图 3(a)与(c)表明由零偏压电导峰劈裂的峰随着 h_{FS}/E_F 的变大,其峰值渐渐变低,而由能隙电导峰劈裂的两个子峰,对 G_P ,右边的峰值随着 h_{FS} 变大而变高,左边的峰值却变低,如图 3(b)所示;对 G_{AP} ,随着 h_{FS} 变大,左边的峰值渐渐变高,右边的峰值变低,如图 3(d)所示. 图 4 与图 5 主要区别在于轻空穴的能隙电导峰及其劈裂的两个子峰的峰值较之重空穴偏高.

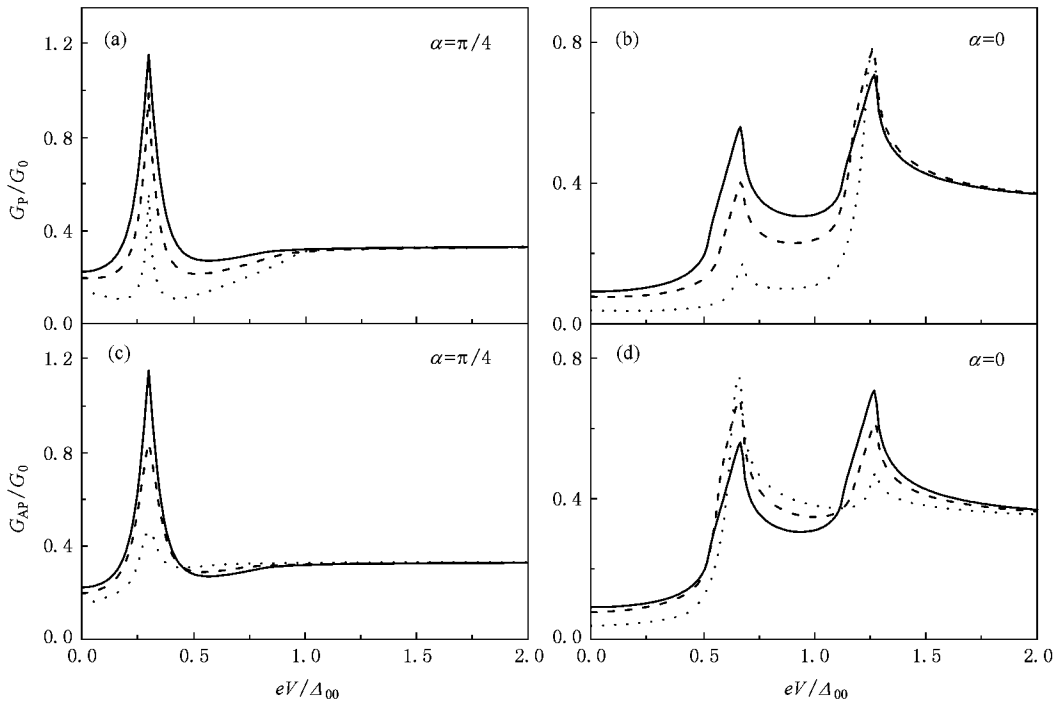


图 5 取轻空穴质量 $m^*/m = 0.08$ (其他说明同图 4)

4. 结 论

本文研究了磁性半导体/磁性 d 波超导结中的自旋极化准粒子输运系数与隧道谱,讨论两种不同磁性材料中的磁交换能对微分电导的影响. 研究表

明:对于取两种磁性材料不同磁化趋向,不同磁性 d 波超导晶轴方位下,展现出的隧道谱效应是不同的. 文中所呈现的一些物理效应对人们进一步地认识磁性半导体特性、以及 d 波超导与磁性共存会有所启示,我们也希望本文所得的定性结论能得到将来的试验所证实.

- [1] Radovan H , Fortune N A , Murphy T P , Hannahs S T , Palm E C , Tozer S W , Hall D 2003 *Nature* (London) **425** 51
- [2] Won H , Maki K , Haas S , Oeschler N , Weickert F , Gegenwart P 2004 *Phys. Rev. B* **69** 180504(R)
- [3] Kakuyanagi K , Saitoh M , Kumagai K , Takashima S , Nohara M , Takagi H , Matsuda Y 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 047602
- [4] Kumagai K , Saitoh M , Oyaizu T , Furukawa Y , Takashima S , Nohara M , Takagi H , Matsuda Y 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 227002
- [5] Saxena S S , Agarwal P , Grosche F M , Haselwimmer R K W , Steiner M J , Pugh E , Walker I R , Julian S R , Monthoux P , Lonzarich G G , Huxley A , Shelkin I , Braithwaite D , Flouquet J 2000 *Nature* (London) **406** 587
- [6] Pfleiderer C , Uhlarz M , Hayden S M , Vollmer R , Lohneysen H V , Bernhoeft N R , Lonzarich G G 2001 *Nature* (London) **412** 58
- [7] Aoki D , Huxley A , Ressouche E , Braithwaite D , Flouquet J , Brison J , Lhotel E , Paulsen C 2001 *Nature* (London) **413** 613
- [8] Rourke P M C , Tanatar M A , Turel C S , Berdeklis J , Petrovic C , Wei J Y T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 107005
- [9] Kasahara Y , Nakajima Y , Izawa K , Matsuda Y , Behnia K , Shishido H , Settai R , Onuki Y 2005 *Phys. Rev. B* **72** 214515
- [10] Wang Q , Hu C R , Ting C S 2006 *Phys. Rev. B* **74** 214501
- [11] Karchev N I , Blagoev K B , Bedell K S , Littlewood P B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 846
- [12] Singh D J , Mazin I I 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 187004
- [13] Cuoco M , Gentile P , Noce C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 197003
- [14] Santi G , Dugdale S B , Jarlborg T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 247004
- [15] Walker M B , Samokhin K V 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 207001
- [16] Shen R , Zheng Z M , Liu S , Xing D Y 2003 *Phys. Rev. B* **67** 24514
- [17] Tanaka M , Higo Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 026602
- [18] Chiba D , Akiba N , Matsukura F , Ohno Y , Ohno H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1873
- [19] Dong Z C , Xing D Y , Wang Z D , Zheng Z M , Dong J M 2001 *Phys. Rev. B* **63** 14144520
- [20] Dong Z C , Xing D Y , Dong J M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 214512
- [21] Dong Z C , Xing D Y , Dong J M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 556(in Chinese) [董正超、邢定钰、董锦明 2001 物理学报 **50** 556]
- [22] Yu H L , Dong Z C 2007 *Chin. Phys.* **16** 3072
- [23] Braden J G , Parker J S , Xiong P , Chun S H , Samarth N 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 56602
- [24] Panguluri R P , Ku K C , Wojtowicz T , Liu X , Furdyna J K , Lyanda-Geller Y B , Samarth N , Nadgorny B 2005 *Phys. Rev. B* **72** 54510
- [25] Rappoport T , Berciu M , Janko B 2006 *Phys. Rev. B* **74** 94502
- [26] Park W K , Greene L H , Sarrao J L , Thompson J D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052509
- [27] Cui Q H , Hu C R , Wei J Y T , Yang K 2006 *Phys. Rev. B* **73** 214514
- [28] Tanaka Y , Asano Y , Ichioka M , Kashiwawa S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 077001
- [29] Yokoyama T , Tanaka Y 2007 *Phys. Rev. B* **75** 132503
- [30] Yang K , Sondhi S L 1988 *Phys. Rev. B* **57** 8566
- [31] Liao Y H , Dong Z C , Yin Z F , Fu H 2008 *Chin. Phys.* **17**
- [32] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals , Alloys* (New York : The Benjamin Press)
- [33] Andreev A F 1964 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** 1823
- [34] Blonder G E , Tinkham M , Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515

Spin-polarized transport in ferromagnetic semiconductor/ferromagnetic d-wave superconductor tunnel junction ^{*}

Dong Zheng-Chao[†]

(Department of Physics , Huaiyin Teachers College , Huaian 223001 , China)

(Received 27 November 2007 ; revised manuscript received 23 February 2008)

Abstract

By solving a self-consistent equation for the d-wave superconducting gap and the magnetization , and applying an extended Blonder-Tinkham-Klapwijk approach , we study the spin-polarized quasiparticle transport coefficients and the differential conductance in ferromagnetic semiconductor/ferromagnetic d-wave superconductor junction. It is shown that (1) the exchange energy h_0 in the ferromagnetic d-wave superconductor may make the zero-bias conductance peak and energy gap peak split into two peaks , and the energy difference between the two splitting peaks is equal to $2h_0$; (2) the exchange energy h_{FS} in the ferromagnetic semiconductor can decrease the height of the two peaks resulting from splitting of the zero-bias conductance peak . For the splitting of the energy gap conductance peak , however , with h_{FS} increased the left-hand peak is lowered and the right-hand peak is raised in the parallel configuration , but the left-hand peak is raised and the right-hand peak is lowered in the antiparallel configuration .

Keywords : ferromagnetic semiconductor , ferromagnetic d-wave superconductor , spin-polarized transport

PACC : 7450 , 7475

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Education Bureau of Jiangsu Province , China (Grant No. 05KJB140008) and the " 333 " Project Funds of Jiangsu Province , China .

[†] E-mail : zcdong2006@hotmail.com