

外加磁场对含双 δ 势垒的铁磁/半导体/铁磁 异质结中自旋输运和散粒噪声的影响

杜 坚^{1,†} 李志文¹ 张 鹏²

(1 承德民族师范高等专科学校物理系, 承德 067000)
(2 河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016)

摘要: 研究了外磁场存在时, 含双 δ 势垒的铁磁/半导体/铁磁异质结中自旋相关的透射概率和散粒噪声, 讨论了量子尺寸效应和 Rashba 自旋轨道耦合效应. 研究表明: 不同自旋取向的电子隧穿异质结时, 透射概率和散粒噪声随半导体长度的变化特性是作等幅振荡; 外加磁场和 Rashba 自旋轨道耦合强度的增强都会加大透射概率和散粒噪声的振荡频率; 外加磁场角度的改变会改变散粒噪声的振荡频率; 双 δ 势垒的存在增大了自旋电子透射概率的振幅.

关键词: 势垒; 铁磁/半导体/铁磁异质结; Rashba 自旋轨道耦合效应; 透射概率; 散粒噪声

PACC: 7340S; 7170C

中图分类号: O471.1

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2008)06-1147-05

1 引言

自从 Schottky^[1] 在做理想真空管实验时发现一种来源于电荷不连续性的散粒噪声以来, 新出现的自旋电子学虽然仍有许多困难要克服^[2~10], 但已有了很大的进展, 人们对散粒噪声从实验到理论的广泛探索^[11] 中也有了許多发现. 例如, Tserkovnyak 等人^[12] 在铁磁体与金属系统中完善了半经典的低频噪声理论. Mishchenko^[13] 发现自旋阀中自旋散射作用的振荡对散粒噪声强度的影响很大. Lamacraft^[14] 研究了外磁场和磁杂质对散粒噪声的影响. Eguesyan^[15] 分析了 Rashba 自旋轨道耦合效应与散粒噪声的关系, 发现可以通过测量散粒噪声来获得 Rashba 耦合常数. 物理工作者对散粒噪声研究的目的在于可以从其中提取附加信息, 散粒噪声的研究为研制用于信息技术的量子器件开辟了新的途径. 由于散粒噪声的性质依赖于量子阱中电子的自旋状态, 而半导体异质结中的 Rashba 自旋轨道耦合效应可以有效地操纵电子的自由度^[16~18], 因此在本文中, 我们对含双 δ 势垒铁磁/半导体/铁磁异质结中自旋电子的输运特性和散粒噪声特性进行了研究. 利用传递矩阵的方法, 得出存在外磁场、 δ 势垒情况下的透射概率和散粒噪声的数据及图形. 通过改变势垒强度、Rashba 自旋轨道耦合、磁场强弱和方向以及两端铁磁电极的磁化方向来研究透射概率和散粒噪声的变化.

2 理论模型

我们研究的对象是含有双 δ 势垒的铁磁/半导体/

铁磁异质结(FM/I/SM/I/FM), 如图 1 所示. 其中, FM 代表铁磁金属, I 代表 δ 势垒, SM 代表半导体. 假定其波导限制势的宽度 w 相对长度 L 要小得多, 并在半导体的 y 轴(垂直与纸面向里)方向施加外场来产生一个非对称量子阱, 这个非对称量子阱在半导体区域将产生 Rashba 自旋轨道耦合作用, 约束势 $V(y)$ 使 y 方向电子的运动是量子化的. FM/I/SM/I/FM 异质结两端铁磁电极中磁化方向之间的夹角为 θ . 根据 Wu 和 Matsuyama^[19,20] 提出的准一维对称的 Rashba 模型, FM/I/SM/I/FM 异质结的 Hamiltonian 可写为

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{2m(x)} \hat{p}_x + \frac{1}{2} \Delta(x) \sigma_z + \frac{1}{2\hbar} \sigma_z [\hat{p}_x \alpha_R(x) + \alpha_R(x) \hat{p}_x] + \frac{g^* \mu_B}{2} \sigma_z B \sin \varphi + \delta E_c + Z\hbar \bar{\nu}_{F,I} \delta(x) + Z\hbar \bar{\nu}_{F,I} \delta(x-L) \quad (1)$$

其中 $m(x)$ 是电子的有效质量, 在铁磁区域电子有效质量用 m_i^* 表示, 在半导体区域电子有效质量用 m_s^*

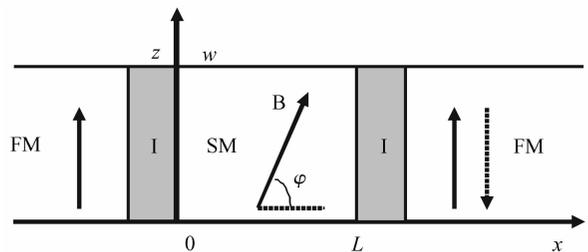


图 1 准一维波导的 FM/I/SM/I/FM 异质结示意图

Fig. 1 Quasi-one dimension wave-guide about the FM/I/SM/I/FM hetero-junction. An external magnetic field is put on the FM/I/SM/I/FM hetero-junction. The magnetic field strength B parallels to the plane xoz and form an angle φ with the axes x .

† 通信作者. Email: 808dujian@163.com

2008-02-27 收到, 2008-04-05 定稿

表示,并且有 $m_f^* = m_c$, $m_s^* = \mu m_c$, $\mu = m_s^*/m_f^* = 0.036$, m_c 是自由电子质量. σ_z 表示 Pauli 自旋矩阵; Δ 是铁磁金属中的交换劈裂能; $\alpha_R(x)$ 是自旋轨道 Rashba 常数; \hbar 是普朗克常数; δE_c 是半导体与铁磁金属的导带不匹配; $V(x) = V_0 \delta(x) = Z \hbar \bar{v}_{F,f} \delta(x)$ 是 δ 势, Z 是用来代表 δ 势垒强度的无量纲数, $\bar{v}_{F,f}$ 是铁磁金属中两自旋子能级的 Fermi 速度. 在 $x \leq 0$ 和 $x \geq L$ 的铁磁金属区域, 自旋电子的波函数可以表示为

$$\begin{aligned} \Psi_{f\sigma}^L(x) &= e^{ik_{f\sigma}^L x} + B_{\sigma}^L e^{-ik_{f\sigma}^L x} \\ \Psi_{f\sigma}^R(x) &= t_{\sigma} e^{ik_{f\sigma}^R x} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $k_{f\sigma}^{\nu}$ 代表 ν 铁磁体处于 σ 态时的 Fermi 波矢, $\nu = L$ 代表左侧铁磁区域, $\nu = R$ 代表右侧铁磁区域, $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 代表电子自旋向上或向下. 两个铁磁体之间半导体区域的波函数为

$$\Psi_{\sigma\uparrow}^s(x) = C_{\uparrow} e^{ik_{\sigma\uparrow}^s x} + D_{\uparrow} e^{-ik_{\sigma\uparrow}^s x} \quad (3)$$

$$\Psi_{\sigma\downarrow}^s(x) = C_{\downarrow} e^{ik_{\sigma\downarrow}^s x} + D_{\downarrow} e^{-ik_{\sigma\downarrow}^s x} \quad (4)$$

这里 k_{σ}^s 代表半导体处于 σ 态时的 Fermi 波矢. 没有外加电场时铁磁体和半导体的能谱分别为

$$E_f^{\sigma}(k_{f\sigma}) = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma})^2 + \frac{1}{2} \lambda_{\sigma} \Delta \quad (5)$$

$$E_s^{\sigma}(k_{\sigma}^s) = \frac{\hbar^2}{2m_s^*} (k_{\sigma}^s)^2 +$$

$$\lambda_{\sigma} \left[\left(\frac{g^* \mu_B B}{2} \right)^2 + g^* \mu_B \alpha_R k_{\sigma}^s B \sin \varphi + (\alpha_R k_{\sigma}^s)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \delta E_c \quad (6)$$

其中 $\lambda_{\sigma} = \pm 1$. 半导体两侧的分界处还应满足波函数的连续性和流密度守恒以及 δ 势垒的跃变条件:

$$\Psi_{f\sigma}^L(0^-) = \Psi_{\sigma}^L(0^+) \quad (7)$$

$$\Psi_{f\sigma}^R(L^+) = \Psi_{\sigma}^R(L^-) \quad (8)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_s^*} \left[\frac{\partial}{\partial x} \Psi_{\sigma}^s(0^+) + i \lambda_{\sigma} k_R \Psi_{\sigma}^s(0^+) \right] -$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_f^*} \times \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\sigma}^L(0^-) = Z \hbar \bar{v}_{F,f} \Psi_{f\sigma}^L(0) \quad (9)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_f^*} \times \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\sigma}^R(L^+) -$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_s^*} \left[\frac{\partial}{\partial x} \Psi_{\sigma}^s(L^-) + i \lambda_{\sigma} k_R \Psi_{\sigma}^s(L^-) \right] = Z \hbar \bar{v}_{F,f} \Psi_{f\sigma}^R(L) \quad (10)$$

其中 k_R 是 Rashba 波矢, 从能量守恒定律出发可以解出. 根据波函数在铁磁与半导体边界处的连续性和流密度守恒以及跃变条件, 我们利用传递矩阵解出隧穿 FM/I/SM/I/FM 异质结时系数 t_{σ} , 并由此得到透射概率 T_{σ} , 即

$$T_{\sigma} = \frac{k_{f\sigma}^R}{k_{f\sigma}^L} |t_{\sigma}|^2 \quad (11)$$

再根据 Landauer-Büttner 公式, 得出零温度时的散粒噪声谱

$$P^{\sigma} = 2eV_0 \frac{e^2}{h} T^{\sigma} (1 - T^{\sigma}) \quad (12)$$

其中 e 是电子电量; V_0 是施加在两端的电压. 利用以上这些公式算出的相关数据, 我们可以作出反映隧穿系

数和散粒噪声特性的函数曲线.

3 数值计算与分析

计算隧穿系数和渡越时间过程中, 我们取 $m_c = 9.109534 \times 10^{-31}$ kg, $\Delta = 3.46$ eV, $\delta E_c = 2.4$ eV, $E_F = 2.47$ eV, $k_{f\uparrow} = 1.05 \times 10^8$ cm⁻¹, $k_{f\downarrow} = 0.44 \times 10^8$ cm⁻¹.

δ 势垒实际上是一个用来代替薄绝缘体的理论模型, 因此它和绝缘体一样对试图通过的电子应该具有较强的阻碍作用. 图 2 描述 δ 势垒存在和不存在时, 自旋电子透射概率随半导体长度的变化特性. 左侧 $\theta = 0$, 为两端铁磁电极磁化方向处于平行状态. 右侧 $\theta = \pi$, 为两端铁磁电极磁化方向处于反平行状态. 显然, 在各分图中两种自旋态电子都随半导体长度的增加作周期性等幅振荡, 并且振荡频率随半导体长度的增加而增大, 这是异质结中半导体长度效应的体现. 用上面两图对比下面两图, 发现 δ 势垒的存在使两种自旋态电子透射概率的振幅增大了, 这是因为任何势垒都是自旋电子在隧穿运动过程中的一种阻碍, 势垒越高 (即越强), 自旋电子在非共振处受到的阻碍越大, 并由此导致波谷降低和振幅加大, 波谷降低还造成了共振处因波峰变窄而更加凸显. 这表明 δ 势垒确实具有和绝缘体相似的阻碍电子通过的作用. 但各分图也有不同之处: (b) 图两条曲线才完全重合, 这是由于没有势垒影响时, 磁化方向反平行的铁磁电极对两种自旋态电子贡献相同的缘故, 可见 (a) 图两条曲线不重合正是平行的铁磁电极贡献不同造成的. (c) 图中自旋向下电子比自旋向上电子透射概率振幅增大的更多, 表明 δ 势垒对自旋向下电子阻碍作用更大, 对比 (d) 图可知, 这是向下的自旋取向与铁磁电极磁化方向相反引起的; (d) 图两种自旋态电子透射概率振幅增大程度一样, 是磁化方向反平行的铁磁电极对两种自旋态电子贡献相同, 导致 δ 势垒对两种自旋电子阻碍作用相同的缘故, 但是它们波峰的相对位置发生了偏移, 对比 (b) 图可知, 这是 δ 势垒存在引起的.

磁场参数 γ 的定义式为: $\gamma = 1/2g^* \mu_B B$, 其中 g^* 是朗德因子, μ_B 是玻尔磁子, B 是磁感应强度. 由于该式中磁场参数 γ 与磁感应强度 B 成正比, 因此 γ 可以象 B 一样描述磁场的强弱程度. 图 3 是透射概率随外加磁场角度 φ 变化的情况. 左侧两图外加磁场参数 $\gamma = 0.002E_F$, E_F 为 Fermi 能. 右侧两图外加磁场参数 $\gamma = 0.004E_F$. 上方两图 Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 2$, 下方两图 Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 4$. 对比上、下方的图形可知, Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 增大时, 透射概率共振峰的数量在增加, 波峰同时变窄、变高. 这意味着 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 增大造成自旋电子所受的耦合相互作用增强, 使各自的运动轨迹受相互作用力的影响变得更复杂, 各自的反射概率也因此而增大, 被反射的次数增多, 引起透射概率的振荡频率和异质结阻碍作用增大; 再对比左、右图形可知, 外加磁场增强时, 透射概率共振峰的数量也在增加, 这是外加磁场对隧穿电子产生的洛仑兹力干

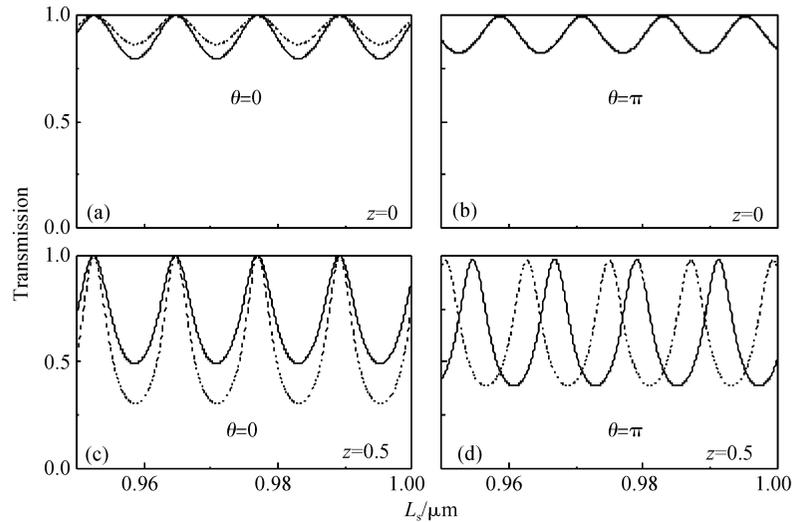


图 2 不存在外加磁场时,不同 δ 势垒强度下,透射概率随半导体长度的变化特性 实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子, z 的大小代表了 δ 势垒的强度. $k_R = 3k_0, k_0 = 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

Fig.2 Transmission coefficient versus the the length of the semiconductor with different strengths of the δ tunnel barrier and without external magnetic field Real line represents the electrons spin-up, and the dashed line represents the electrons spin-down. Rashba wave vectors are taken as $k_R = 3k_0, k_0 = 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

扰了原来量子点中的弹道输运轨道,迫使自旋电子运动轨道偏离 x 轴,从而增加了反射回来的机会,并且磁场越强,洛仑兹力影响越大,轨迹越弯曲,反射回来的机会越多,因此外加磁场增强也会导致透射概率的振荡频率和异质结阻碍作用增大.

散粒噪声随半导体长度和外加磁场角度的变化关系如图 4 所示.各个分图均表明:两种自旋态电子的散粒噪声与透射概率一样会随着半导体长度的增加作等幅振荡,这也是异质结中半导体长度效应的体现;从图 4 还可以看出:当 φ 为 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ 时,散粒噪声的振

荡频率随外加磁场的角度发生变化.在这 4 个角度中: $\varphi = \pi/2$ 时,散粒噪声的频率最大. $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pi$ 时,散粒噪声的频率次之. $\varphi = 3/2\pi$ 时,散粒噪声的频率最小.这表明:外加磁场角度的变化可以通过 FM/I/SM/I/FM 异质结改变对隧穿电子阻碍作用的强弱.由(12)式和图 3 “外加磁场增强也会导致透射概率的振荡频率和异质结阻碍作用增大”的结论可知:外加磁场对隧穿电子阻碍作用强的角度,散粒噪声的频率大.外加磁场对隧穿电子阻碍作用弱的角度,散粒噪声的频率小.

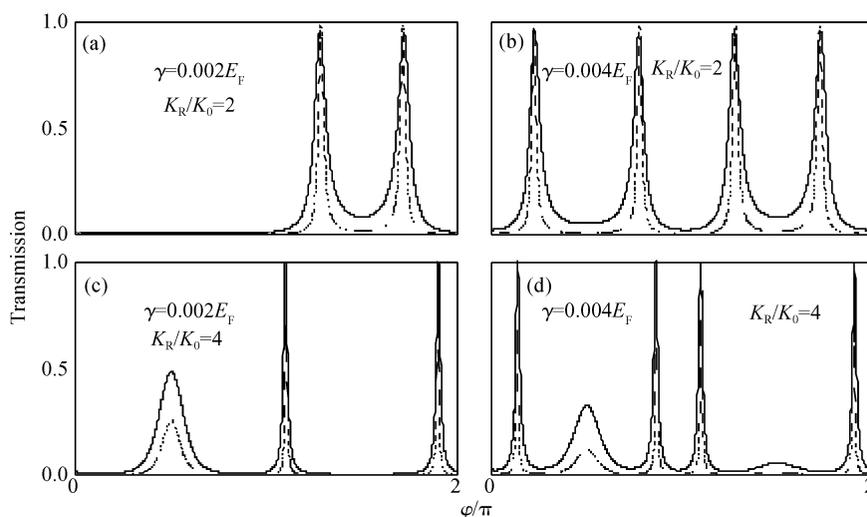


图 3 δ 势垒强度 $z = 0.5$ 和 $\theta = 0$ 时,透射概率随磁场角度 φ 和磁场强弱以及 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 变化的特性 实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子.

Fig.3 Transmission coefficient versus the magnetic field angle φ , the magnetic field strength and the Rashba spin-orbit coupling strength k_R/k_0 Real line represents the electrons spin-up and the dashed line represents the electrons spin-down.

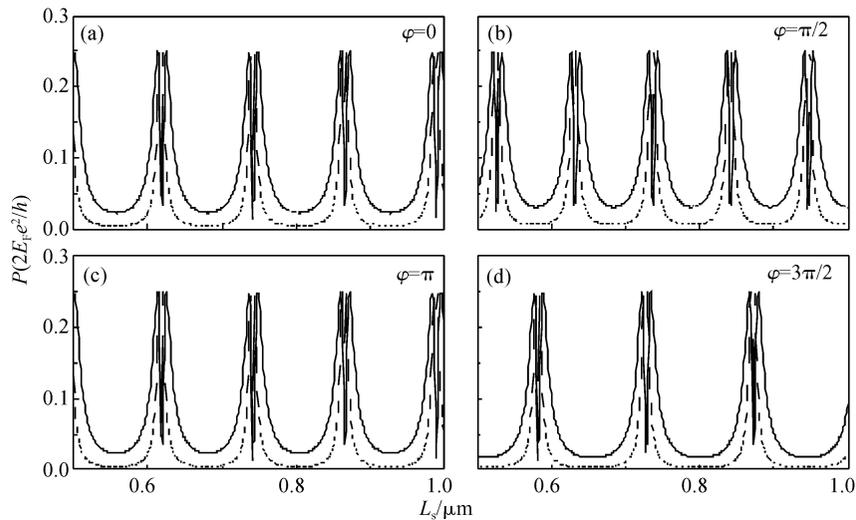


图 4 散粒噪声随半导体长度和外加磁场角度的变化特性. 实线代表自旋向上的电子, 虚线代表自旋向下的电子. Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0=3$, δ 势垒强度 $z=0.5$, 外磁场 $\gamma=0.004E_F$.

Fig. 4 Curves of the shot noise versus the length of the semiconductor and the angle of the external magnetic field. The Rashba spin-orbit represents the electrons spin-up and the dashed line represents the electrons spin-down. Strength of the Rashba spin-orbit coupling is taken as $k_R/k_0=3$, the strength of the δ tunnel barrier is taken as $z=0.5$, the external magnetic field is taken as $\gamma=0.004E_F$.

利用外加磁场角度的变化能够改变散粒噪声频率这一特性可应用于信息传递, 把要传递的信息用外加磁场角度的变化调制到 FM/I/SM/I/FM 异质结输出散粒噪声的频率上, 这与现在调频广播的调制环节有些类似. 由 (12) 式和图 3 还可以得知: 外加磁场增强或 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 增大时, 散粒噪声的振动频率都会增大. 因此也可以利用外加磁场强度和 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化来调制散粒噪声的频率用于信息传递.

4 结论

我们研究了存在外加磁场和 δ 势垒时, 量子尺寸效应和 Rashba 自旋轨道耦合效应的影响, 得出了 FM/I/SM/I/FM 异质结的透射概率和散粒噪声的特性: (1) 外加磁场强度和 Rashba 自旋轨道耦合强度的增加都会加大透射概率的振荡频率; (2) 外加磁场角度的改变会改变散粒噪声的振荡频率; (3) δ 势垒的存在会增大自旋电子透射概率的振幅. 两端铁磁电极磁化方向平行时, 自旋方向向下的电子振幅增大的更多; 两端铁磁电极磁化方向反平行时, δ 势垒的存在会改变两种自旋态电子透射概率振荡频率的位相差; (4) 自旋电子透射概率和散粒噪声随半导体长度增加的特征是做等幅振荡的振荡频率在增大.

参考文献

[1] Schottky W. Unified derivation of Johnson and shot noise expressions. *Ann Phys (Leipzig)*, 1918, 23:541
 [2] Hanbicki A T, Jonker B T, Itskos G. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semicon-

ductor. *Appl Phys Lett*, 2002, 80:1240
 [3] Loss D, Divincenzo D P. Quantum computation with quantum dots. *Phys Rev A*, 1998, 57:120
 [4] Goldhaber-Gordon D. Kondo effect in a single-electron transistor. *Nature (London)*, 1998, 391:156
 [5] Cronenwett S R. A tunable Kondo effect quantum dots. *Science*, 1998, 281:540
 [6] Tarucha S. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot. *Phys Rev Lett*, 1996, 77:3613
 [7] Alhassid Y. The statistical theory of quantum dots. *Rev Mod Phys*, 2000, 72:895
 [8] Aleiner I L, Brouwer P W, Glazman L I. Quantum effects in Coulomb blockade. *Phys Rep*, 2002, 358:309
 [9] Simmel F. Statistics of conductance oscillations of a quantum dot in the Coulomb-blockade regime. *Europhys Lett*, 1997, 38:123
 [10] Pate S R. Statistics of Coulomb blockade peak spacings. *Phys Rev Lett*, 1998, 80:4522
 [11] Raquet B, Anane S, Wirth A, et al. Noise probe of the dynamic phase separation in $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$. *Phys Rev Lett*, 2000, 84:4485
 [12] Tserkovnyak Y, Brataas A. Shot noise of in ferromagnet-normal metal systems. *Phys Rev B*, 2001, 64:214402
 [13] Mishchenko E G. Shot noise in a diffusive ferromagnetic-paramagnetic-ferromagnetic spin valve. *Phys Rev B*, 2003, 68:100409
 [14] Lamacraft A. Shot noise of spin-polarized electrons. *Phys Rev B*, 2004, 69:081301
 [15] Carlos Egues J, Burkard G, Loss D. Rashba spin-orbit interaction and shot noise for spin-polarized and entangled electrons. *Phys Rev Lett*, 2002, 89:176401
 [16] Brataas A, Bauer G E W. Semiclassical theory of perpendicular transport and giant magnetoresistance in disordered metallic multilayers. *Phys Rev B*, 1994, 49:14684
 [17] Rashba E I, Efros A L. Orbital mechanisms of electron-spin manipulation by an electric field. *Phys Rev Lett*, 2003, 91:126405
 [18] Meir Y, Gefen Y, Entin-Wohlman O. Universal effects of spin-orbit scattering in mesoscopic systems. *Phys Rev Lett*, 1989, 63:798
 [19] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, et al. Rashba spin-orbit effect on traversal time in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic

heterojunction. J Appl Phys, 2003, 93: 5316

hing of domains in multilayer devices. Science, 1999, 285: 867

[20] Myers E B, Ralph D C, Katine J A, et al. Current-induced swit-

Effect of External Magnetic Field on the Spin-Dependent Transport and Shot Noise of a Ferromagnetic/Semiconductor/Ferromagnetic Heterojunction with Double δ Tunnel Barrier

Du Jian^{1,†}, Li Zhiwen¹, and Zhang Peng²

(1 Chengde Teacher's College For Nationalities Physical Department, Chende 067000, China)

(2 Department of Physics, He Bei Normal University, Shijiazhuang 050016, China)

Abstract: The paper elaborates on the characteristics of the transmission coefficient and the shot noise of a ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction with double δ tunnel barrier in the existing external magnetic field. The effects of the quantum size and Rashba spin-orbit coupling are discussed. The results show that the transmission coefficient and the shot noise continuously oscillate as the length of the semi-conductor changes when the spin-dependent electron tunnels through the hetero-junction. The frequency of the transmission coefficient and the shot noise increase as the Rashba spin-orbit coupling and the external magnetic increase. The frequency of the shot noise will change as the angle of the external magnetic changes. The existence of the double δ tunnel barrier increases the swing of the transmission coefficient of the spin-electron.

Key words: double tunnel barrier; ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction; Rashba spin-orbit coupling; transmission coefficient; shot noise

PACC: 7340S; 7170C

Article ID: 0253-4177(2008)06-1147-05

† Corresponding author. Email: 808dujian@163.com

Received 27 February 2008, revised manuscript received 5 April 2008