

# 双势垒磁性隧道结中电子的自旋极化输运

刘 德<sup>1</sup>, 张红梅<sup>2</sup>, 翟利学<sup>3</sup>

1. 河北师范大学物理科学与信息工程学院; 河北省新型薄膜材料实验室, 石家庄 050016
2. 河北科技大学理学院, 石家庄 050018
3. 河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016

**摘要** 采用相干量子输运理论和传递矩阵方法, 数值计算了两端具有铁磁接触的双势垒异质结构(F/DB/F)中自旋相关的隧穿概率和自旋极化率。结果表明, 隧穿概率和自旋极化率随阱宽的增加发生周期性振荡, 且振荡周期不随垒厚变化; 隧穿概率和自旋极化率的振荡频率随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增加而增大; 隧穿概率和自旋极化率的振幅和峰谷比强烈依赖于两铁磁电极中磁化方向的夹角。与铁磁/半导体/铁磁(F/S/F)磁性隧道结中的结果相比, 发现随着垒厚的增加, 隧穿概率和自旋极化率的峰谷比增大, 自旋极化率的取值明显增大, 并出现自旋劈裂和自旋翻转现象。

**关键词** 自旋极化输运; 隧穿概率; 自旋极化率; Rashba 自旋轨道耦合

**中图分类号** O471.1

**文献标识码** A

**文章编号** 1000-7857(2010)14-0070-05

## Spin-polarized Transport of Electrons Tunneling Through a Double-Barrier Magnetic Tunneling Junction

LIU De<sup>1</sup>, ZHANG Hongmei<sup>2</sup>, ZHAI Lixue<sup>3</sup>

1. Hebei Advanced Thin Films Laboratory; College of Physics and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China
2. College of Sciences, Hebei University of Science and Technology, Shijiazhuang 050018, China
3. College of Physics and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China

**Abstract** The spin-dependent transmission coefficient and the spin polarization of electrons tunneling through Double Barriers (DB) sandwiched between two Ferromagnets (F) are studied by using the coherent quantum transport theory and the transfer matrix method. The results indicate that the transmission coefficient and the spin polarization oscillate periodically with the increase of the well width, and the period of the oscillation is independent of the barrier's thickness. The oscillation frequencies of the transmission coefficient and the spin polarization increase with the increase of the Rashba spin-orbit coupling strength. The amplitude and the peak-to-valley ratio of the transmission coefficient and the spin polarization are strongly dependent on the relative magnetization orientation of the two ferromagnets on the left and right. In addition, compared to the Ferromagnet/Semiconductor/Ferromagnet (F/S/F) magnetic tunneling junction, the peak-to-valley ratio of the transmission coefficient and the spin polarization increase with the increase of the barrier thickness. The large spin polarization value can be obtained, and the spin-splitting and spin-flipping properties can be observed.

**Keywords** spin-polarized transport; transmission coefficient; spin polarization; Rashba spin-orbit coupling

### 0 引言

随着自旋电子学在磁性和非磁性金属上的巨大成功, 电子的自旋极化输运在半导体电子学和量子计算机方面的潜

在应用成为自旋电子学的研究热点之一<sup>[1-6]</sup>。如何控制和调节自旋极化流是研究自旋输运方面非常重要的一步, 而具有自旋轨道耦合的系统为自旋输运的研究提供了很好的模型。人

收稿日期: 2010-02-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(10974043); 河北科技大学基金项目(XL200825); 河北师范大学博士基金项目(L2009B02)

作者简介: 刘德(中国科协所属全国学会个人会员登记号:S031011003M), 讲师, 研究方向为自旋电子学, 电子信箱: liude@mail.hebtu.edu.cn; 张红梅(通信作者), 副教授, 研究方向为自旋电子学, 电子信箱: zhhmd@hebust.edu.cn

们通常利用自旋和轨道的相互作用<sup>[7]</sup>,通过调节外部参数(如电场或电压)控制电子自旋的极化输运。其中,铁磁金属/半导体/铁磁金属(F/S/F)三明治磁性隧道结中的弹道量子输运成为近年来理论和实验研究热点<sup>[8-12]</sup>。Mireles 和 Kirczenow<sup>[8-9]</sup>提出了 F/S/F 磁性隧道结中的相干量子输运理论,并利用 Landauer 弹道输运理论研究了相干量子输运。Moroz 等<sup>[10]</sup>讨论了 Rashba 自旋轨道相互作用下量子线的电子结构和自旋极化输运性质。Schäpers 等<sup>[11]</sup>研究了 F/S/F 晶体管中的干涉效应,发现在考虑量子干涉情况下,可以将自旋信号放大。考虑自旋轨道耦合相互作用,Matsuyama 等<sup>[12]</sup>在量子弹道区域研究了铁磁体/2DEG/铁磁体双结中的弹道自旋输运。

本文在 F/S/F 磁性隧道结的基础上,在铁磁金属(F)和半导体(S)之间增加另一种半导体材料作为势垒,即将中间的半导体(S)层替换为垒层非常薄(纳米量级)的半导体双势垒异质结构(DB),并应用相干量子输运理论和传递矩阵方法,利用边界条件进行数值计算,得出两端具有铁磁接触的双势垒异质结构(F/DB/F)的隧穿概率和自旋极化率的数据和图形。通过改变垒厚、阱宽、Rashba 自旋轨道耦合强度以及两铁磁电极中磁化方向的夹角研究隧穿概率和自旋极化率的变化,并对可能的自旋电子器件的设计和应用提供物理模型和理论依据。

### 1 理论模型

两端具有铁磁接触的双势垒磁性隧道结(F/DB/F)如图 1 所示。其中,F 为铁磁金属,DB 为半导体双势垒异质结构, $b$  为垒层厚度, $d$  为阱宽。假设自旋极化电子沿  $x$  轴从左边铁磁层( $x < 0$ )隧穿半导体双势垒异质结构并渡越到右边铁磁层( $x > d+2b$ )。对于铁磁电极,类似 Stoner-Wohlfarth<sup>[13]</sup>的磁化模型,电子能级发生分裂,不同自旋指向电子的能级差用一个交换劈裂能  $\Delta$  表示,左右铁磁电极的磁矩  $m_L$  和  $m_R$  的夹角为  $\theta$ 。为方便起见,选取坐标系的  $z$  轴平行于左边铁磁电极的磁矩  $m_L$ 。

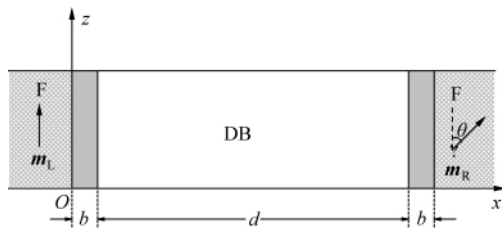


图 1 F/DB/F 磁性隧道结结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the F/DB/F magnetic tunneling junction

在半导体双势垒异质结构的  $y$  轴方向施加一个外场,产生一个非对称的量子阱。由于非对称量子阱的存在,在半导体区域将产生 Rashba 自旋轨道耦合作用。假定存在 Rashba 自旋轨道耦合作用的半导体区域具有准一维波导形状,它严格限制了自旋极化电子的横向运动,使其沿垂直于隧道结界面的  $x$  方向输运。由于  $z$  方向上的势阱很窄,故在一般实验条

件下,该方向上仅有最低子能带被占据,因此选取该子能带能量为能量零点,并忽略该方向的贡献。考虑电子与空间相关的有效质量,在单带有效质量近似下,自旋极化电子在铁磁区域和半导体多层区域的 Hamilton 量可以分别表示为<sup>[8-9,14]</sup>

$$\hat{H}_F = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_F^*} \hat{p}_x + \frac{1}{2} \Delta \sigma_z \quad (1)$$

$$\hat{H}_S = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_j^*} \hat{p}_x + \frac{1}{2\hbar} \sigma_z (\hat{p}_y \alpha_R + \alpha_{Ry} \hat{p}_x) + \delta E_c \quad (2)$$

其中, $m_F^*$  和  $m_j^*$  分别为铁磁体和半导体层  $j$  中电子的有效质量,半导体的层数  $j=1, 2, \dots, m$ ,  $\hat{p}_y$  为电子的动量算符, $\sigma_z$  为 Pauli 自旋矩阵, $\hbar$  为 Planck 常数, $\delta E_c$  为铁磁体与半导体 GaAs 之间的导带不匹配。 $\alpha(x)$  为 Rashba 自旋轨道耦合参数,可通过门电压进行调制,因此实验中可以让 Rashba 自旋轨道耦合作用强度连续地改变<sup>[15-17]</sup>。

由于式(1)和式(2)中的 Hamilton 量是自旋对角化的,可以将整个 F/DB/F 磁性隧道结中的波函数写为  $|\Psi\rangle = (\psi_\uparrow(x), 0), |\Psi\rangle = (0, \psi_\downarrow(x))$ 。于是,在铁磁区域( $x < 0$  和  $x > d+2b$ )中电子的本征波函数可以写为

$$\psi_{\sigma v}^i(x) = A_{\sigma v} e^{ik_{\sigma v} x} + B_{\sigma v} e^{-ik_{\sigma v} x} \quad (3)$$

其中, $i = \sqrt{-1}$ ,  $v=L, R$  表示左右两边的铁磁层, $\sigma = \uparrow, \downarrow$  表示分裂能带结构不同的自旋状态, $k_{\sigma v} = \sqrt{m_F^* (2E_F - \lambda_{\sigma v} \Delta) / \hbar^2}$  为  $v$  铁磁体中处于自旋态  $\sigma$  时的 Fermi 波矢,且  $\lambda_{\uparrow, \downarrow} = \pm 1$ 。半导体层  $j$  中自旋相关的波函数为

$$\psi_{\uparrow j}^i(x) = C_{\uparrow j} e^{ik_{\uparrow j} x} + D_{\uparrow j} e^{-ik_{\uparrow j} x} \quad (4)$$

$$\psi_{\downarrow j}^i(x) = C_{\downarrow j} e^{ik_{\downarrow j} x} + D_{\downarrow j} e^{-ik_{\downarrow j} x} \quad (5)$$

其中, $k_{\sigma j} = \sqrt{2m_j^* (E_F - \delta E_{\sigma j}) / \hbar^2 + k_{\sigma j}^2} - \lambda_{\sigma j} k_{\sigma j}$  为半导体层  $j$  区域内  $\sigma$  自旋态的自旋轨道劈裂带的 Fermi 波矢, $k_{\sigma j} = m_j^* \alpha(x) / \hbar^2$  为半导体层  $j$  中的 Rashba 自旋轨道波矢。

考虑边界处不同自旋方向波函数的连续性及其概率流守恒和旋量的坐标系变换关系

$$\psi_{\sigma}^L(x=0) = \psi_{\sigma j=1}^S(x=0) \quad (6)$$

$$\psi_{\sigma j}^S(x_j) = \psi_{\sigma j+1}^S(x_j) \quad j < m \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} \psi_{\uparrow j=m}^S(x=d+2b) \\ \psi_{\downarrow j=m}^S(x=d+2b) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & \sin(\theta/2) \\ -\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow}^R(x=d+2b) \\ \psi_{\downarrow}^R(x=d+2b) \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\mu_0 \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\sigma}^L(x=0) = \left( \frac{\partial}{\partial x} + i\lambda_{\sigma} k_{\sigma j=1} \right) \psi_{\sigma j=1}^S(x=0) \quad (9)$$

$$\left( \mu_j \frac{\partial}{\partial x} + i\lambda_{\sigma} k_{\sigma j+1} \right) \psi_{\sigma j}^S(x_j) = \left( \frac{\partial}{\partial x} + i\lambda_{\sigma} k_{\sigma j+1} \right) \psi_{\sigma j+1}^S(x_j) \quad j < m \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} \left( \frac{\partial}{\partial x} + i k_{\sigma j=m} \right) \psi_{\uparrow j=m}^S(x=d+2b) \\ \left( \frac{\partial}{\partial x} - i k_{\sigma j=m} \right) \psi_{\downarrow j=m}^S(x=d+2b) \\ \mu_m \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\uparrow}^R(x=d+2b) \\ \mu_m \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\downarrow}^R(x=d+2b) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & \sin(\theta/2) \\ -\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \quad (11)$$

其中, $x_j$  为第  $j$  层半导体和第  $j+1$  层半导体交界处的坐标,参

数  $\mu_0 = m_{sj=1}^* / m_i^*$ ,  $\mu_m = m_{sj=m}^* / m_i^*$ ,  $\mu_j = m_{sj+1}^* / m_{sj}^*$ ,  $j < m$ 。利用传递矩阵方法得到自旋为  $\sigma$  能量为 Fermi 能量  $E_f$  的自旋极化电子的隧穿概率<sup>[18-19]</sup>, 对于入射电子自旋为  $\uparrow$  的隧穿概率为

$$T_{\uparrow}(\theta) = \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{\uparrow}|^2 + \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |A_{\downarrow}|^2 \quad (12)$$

对于入射电子自旋为  $\downarrow$  的隧穿概率为

$$T_{\downarrow}(\theta) = \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |A_{\downarrow}|^2 + \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |A_{\uparrow}|^2 \quad (13)$$

其中,  $A_{\uparrow} = A_{R\uparrow} / A_{L\uparrow}$ ,  $A_{\downarrow} = A_{R\downarrow} / A_{L\downarrow}$ ,  $A'_{\uparrow} = A_{R\uparrow} / A_{L\downarrow}$ ,  $A'_{\downarrow} = A_{R\downarrow} / A_{L\uparrow}$ 。为定量分析 F/DB/F 磁性隧道结中电子的自旋极化效应, 引入自旋极化率的概念, 其表达式为<sup>[20]</sup>

$$P(\theta) = \frac{T_{\uparrow}(\theta) - T_{\downarrow}(\theta)}{T_{\uparrow}(\theta) + T_{\downarrow}(\theta)} \quad (14)$$

利用以上公式算出相关数据, 可以作出反映隧穿概率和自旋极化率的函数曲线。

## 2 计算结果与讨论

计算中, 半导体层由材料 GaAs 和  $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$  分别形成势阱和势垒, 其内相应电子的有效质量分别为  $m_w^* = 0.067m_c$  和  $m_b^* = 0.074m_c$  ( $m_c$  为自由电子质量)<sup>[21]</sup>;  $m_i^* = m_c$ ,  $\delta E_c = 2.38\text{eV}$ ,  $E_f = 2.47\text{eV}$ ,  $\Delta = 3.46\text{eV}$ , 同时将 GaAs 中的 Rashba 波矢记为  $k_R$ , 且  $k_R = m_w^* \alpha_R / \hbar^2$ , 这样 Rashba 自旋轨道耦合强度就可表示为  $k_R/k_0$ , 其中  $k_0 = 1.0 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$ 。

下面具体计算隧穿概率和自旋极化率随阱宽  $d$ 、Rashba 自旋轨道耦合强度  $k_R/k_0$  及两铁磁电极中磁化方向夹角  $\theta$  的变化关系。图 2 给出了势垒宽度  $b$  为 0, 1, 2, 3nm 的情况下, 隧穿概率随阱宽的变化关系。图中实线、虚线分别对应上、下自旋电子的隧穿概率。可以看出, 随着阱宽的增加, 不同指向

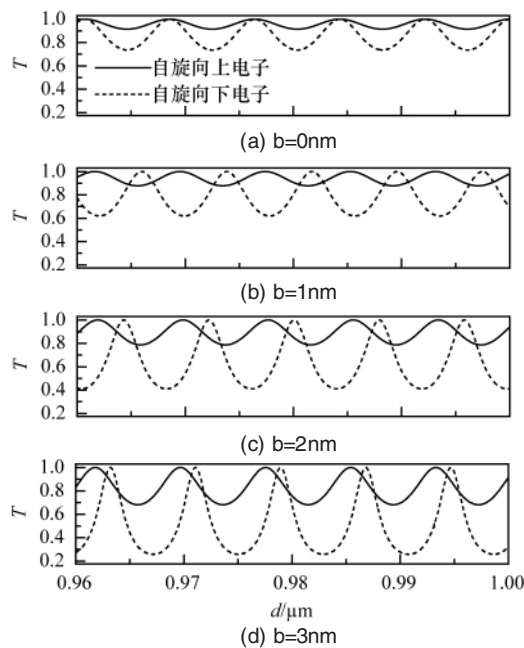


图 2 隧穿概率随势阱宽度的变化 ( $k_R = 3.0k_0$ ,  $\theta = 0$ )  
Fig. 2 Transmission coefficients as functions of well-width ( $k_R = 3k_0$ ,  $\theta = 0$ )

自旋电子的隧穿概率发生周期性振荡, 且振荡周期不随垒厚的增加而变化, 这是半导体尺度效应的体现。随着垒厚的增加, 自旋电子的隧穿概率发生了重大的自旋劈裂, 即自旋向上电子的隧穿概率向阱宽增大的方向移动, 自旋向下电子的隧穿概率向阱宽减小的方向移动, 且移动幅度较自旋向上的移动幅度要大得多, 从而不同指向自旋电子的隧穿概率产生了越来越明显的相位差。同时, 不同自旋指向电子的隧穿概率的最大值不随垒厚的变化而改变, 峰谷比随着垒厚增加而增大, 且自旋向下电子的隧穿概率峰谷比的增大程度较自旋向上电子的更加明显, 这表明垒厚对自旋向下电子隧穿概率的影响更大。由于电子通过 F/DB/F 结构发生了自旋劈裂, 可期望具有相反自旋方向的电子隧穿该结构有明显的不同。不同指向自旋电子隧穿的差别可以用所谓隧穿电子束的自旋极化率表征, 图 3 给出自旋极化率随阱宽的变化情况。从图中清晰地看到, 随着阱宽的增加, 自旋极化率发生周期性振荡, 且振荡周期不随垒厚的增加而变化, 这与图 2 展示的性质完全吻合。随着垒厚的增加, 自旋极化率的峰谷比明显增大, 最大值增加, 在垒厚  $b = 3\text{nm}$  时, 自旋极化率的最大值可达到 50.33%, 这表明势垒的存在极大地影响了自旋电子的极化运输, 大大提高了自旋极化率。同时, 自旋极化率出现了负值, 即出现了自旋翻转现象。

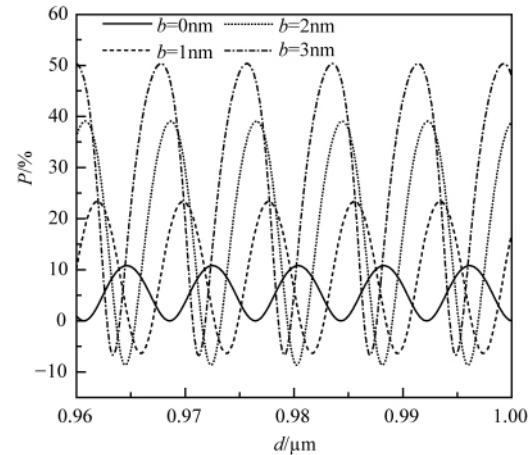


图 3 自旋极化率随势阱宽度的变化 ( $k_R = 3.0k_0$ ,  $\theta = 0$ )  
Fig. 3 Spin polarization as functions of well-width ( $k_R = 3k_0$ ,  $\theta = 0$ )

图 4 给出了势垒宽度  $b$  为 0, 1, 2, 3nm 的情况下, 隧穿概率随 Rashba 自旋轨道耦合强度  $k_R/k_0$  的变化关系。图中实线、虚线分别对应上、下自旋电子的隧穿概率。从图中可看出, 随着自旋轨道耦合强度的增加, 不同自旋指向电子的隧穿概率发生最大值不变、周期变小的准周期性振荡, 且这种振荡行为不随垒厚的增加而变化。对于自旋向上的电子, 在垒厚取较小值的情况下, 峰谷比随着自旋轨道耦合强度的增加而增大, 在垒厚取较大值的情况下, 峰谷比随着自旋轨道耦合强度的增加而减小。而对于自旋向下的电子, 峰谷比随着自旋轨道耦合强度的增加而减小, 与垒厚的取值无关。随着垒厚

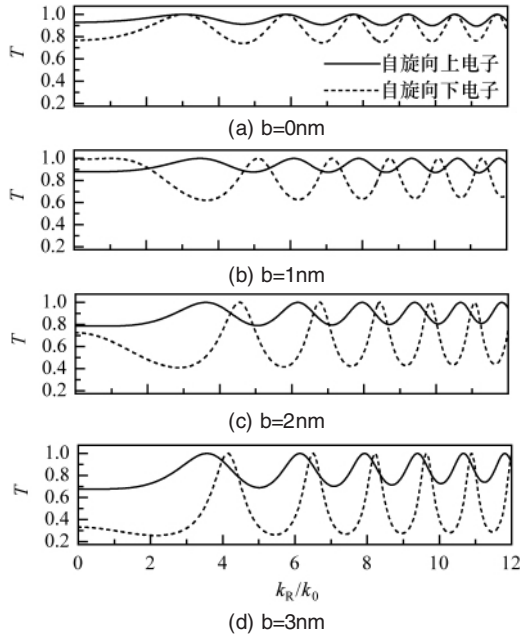


图 4 隧穿概率随 Rashba 自旋轨道耦合强度  $k_R/k_0$  的变化 ( $d=1.0\mu\text{m}, \theta=0$ )

Fig. 4 Transmission coefficients as functions of Rashba spin-orbit coupling strength  $k_R/k_0$  ( $d=1.0\mu\text{m}, \theta=0$ )

的增加,自旋电子的隧穿概率发生了重大的自旋劈裂,即自旋向上电子的隧穿概率向  $k_R/k_0$  增大的方向移动,自旋向下电子的隧穿概率向  $k_R/k_0$  减小的方向移动,且移动幅度较自旋向上的移动幅度要大得多,从而不同指向自旋电子的隧穿概率产生了越来越明显的相位差。同时,不同指向自旋电子的隧穿概率的峰谷比随着垒厚增加而增大,且自旋向下电子的隧穿概率峰谷比的增大程度较自旋向上电子的更加明显。这进一步证实了自旋向下电子的隧穿概率受垒厚的影响比自旋向上电子的要大。为了进一步清楚看出电子渡越 F/DB/F 磁性隧道结的自旋极化特征,图 5 给出了自旋极化率随 Rashba 自

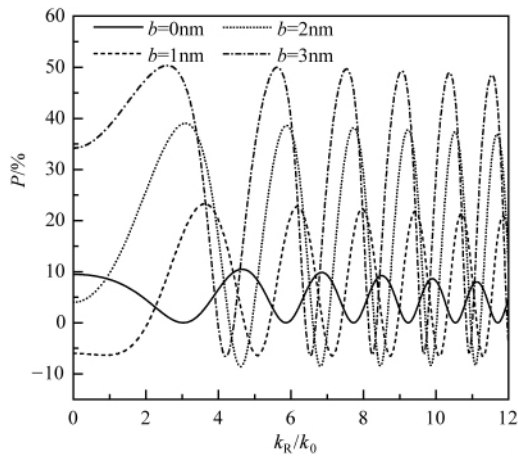


图 5 自旋极化率随 Rashba 自旋轨道耦合强度  $k_R/k_0$  的变化 ( $d=1.0\mu\text{m}, \theta=0$ )

Fig. 5 Spin polarization as functions of Rashba spin-orbit coupling strength  $k_R/k_0$  ( $d=1.0\mu\text{m}, \theta=0$ )

旋轨道耦合强度  $k_R/k_0$  的变化情况。可以看出,随着  $k_R/k_0$  的增加,自旋极化率发生周期和峰谷比同时减小、峰值降低的准周期性振荡。随着垒厚的增加,出现自旋翻转现象,自旋极化率的峰谷比明显增大,最大值增加,在垒厚  $b=3\text{nm}$  时,自旋极化率的最大值可以达到 50.36%。可见,只要选取合适的参数值就能得到较高的自旋极化率,这意味着可以从此结构获得较高的极化电流。因此,该系统可作为电子自旋过滤器。

F/DB/F 磁性隧道结中表现出的自旋过滤特性可以从相应半导体双势垒结构的有效势得到解释。此类结构的有效势由两部分组成:一部分是由于自旋轨道耦合作用引起的有效势,此部分不仅取决于自旋轨道耦合强度,而且取决于隧穿电子的自旋指向;另一部分是由结构本身关于势垒和势阱的结构参数决定的有效势。对于自旋向下的电子,自旋轨道耦合作用引起的有效势导致 F/DB/F 磁性隧道结的行为等同于一个势阱,而对自旋向上的电子来说则相当于一个势垒。随着垒厚的增加,自旋轨道耦合作用引起的势阱变得越来越深而势垒变得越来越低。具有不同自旋指向的电子渡越此类磁性隧道结就等同于电子隧穿势垒或电子渡越势阱,势必会导致电子渡越势垒或势阱的共振隧穿。由于势阱势垒对电子的散射存在显著的差异,所以不难理解具有不同自旋指向的电子渡越 F/DB/F 磁性隧道结呈现显著不同的自旋过滤效应。

为进一步揭示 F/DB/F 磁性隧道结中自旋电子的极化行为,图 6 和图 7 分别给出不同垒厚和不同自旋轨道耦合强度下电子隧穿 F/DB/F 磁性隧道结的隧穿概率和自旋极化率随角度  $\theta$  的变化关系。从图中可以清楚地发现不同指向自旋电子的隧穿概率和自旋极化率关于  $\theta$  对称。从图 6 也可以看出,随着垒厚的增加,不同指向自旋电子的隧穿概率在  $\theta=\pi$  处的取值减小,且在  $\theta=\pi$  处,自旋向上电子的隧穿概率恒取最小值,自旋向下电子的隧穿概率随着垒厚的增加由最小值变为

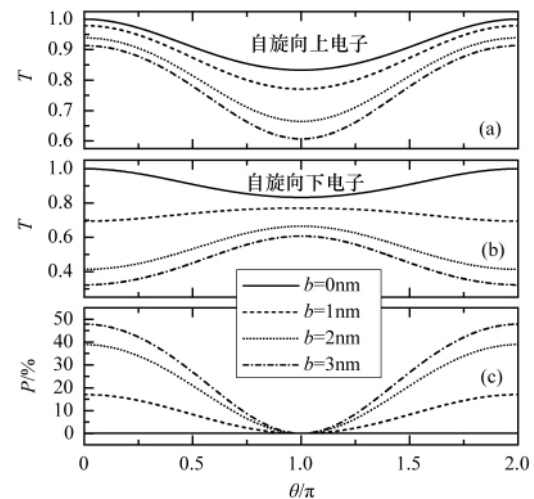


图 6 不同势垒宽度下隧穿概率和自旋极化率随角度的变化 ( $k_R=3.0k_0, d=1.0\mu\text{m}$ )

Fig. 6 Transmission coefficients and spin polarization against the angle  $\theta$  for different barrier-widths ( $k_R=3.0k_0, d=1.0\mu\text{m}$ )

最大值,这进一步说明自旋向下电子对垒厚的依赖性较自旋向上电子的更强。同时,在 $\theta \neq \pi$ 处,自旋极化率随着垒厚的增加而增大。从图7可以看出,随着 $k_R/k_0$ 的增加,不同指向自旋电子的隧穿概率在 $\theta=\pi$ 处的取值先减小后增大,且在 $\theta=\pi$ 处,自旋向上电子的隧穿概率恒取最小值,自旋向下电子的隧穿概率随着 $k_R/k_0$ 的增加由最小值变为最大值,这进一步说明自旋向下电子对 $k_R/k_0$ 的依赖性较自旋向上电子的更强。同时,在 $\theta \neq \pi$ 处,自旋极化率随着 $k_R/k_0$ 的增加而增大。这些特性的出现进一步表明,由于对称薄势垒的加入,F/DB/F磁性隧道结中自旋极化电子的输运行为与F/S/F磁性隧道结的明显不同。

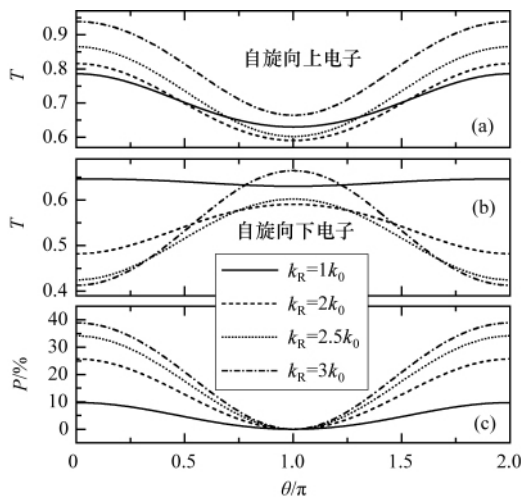


图7 不同自旋轨道耦合强度下隧穿概率和自旋极化率随角度的变化 ( $b=2\text{nm}$ ,  $d=1.0\mu\text{m}$ )

Fig. 7 Transmission coefficients and spin polarization against the angle  $\theta$  for different spin-orbit coupling strengths ( $b=2\text{nm}$ ,  $d=1.0\mu\text{m}$ )

### 3 结论

本文采用数值计算手段,考虑量子尺寸效应、Rashba自旋轨道耦合效应以及两铁磁电极中磁化方向的夹角效应,研究了F/DB/F磁性隧道结中电子的自旋极化输运特性。计算表明,随阱宽的增加,隧穿概率和自旋极化率发生周期性振荡,且振荡周期不随垒厚变化;随Rashba自旋轨道耦合强度增加,隧穿概率发生最大值不变、周期变小的准周期性振荡,且这种振荡行为不随垒厚的增加而变化。自旋极化率发生周期和峰谷比同时减小、峰值降低的准周期性振荡;隧穿概率和自旋极化率的振幅和峰谷比强烈依赖于两铁磁电极中磁化方向的夹角,自旋不同指向电子的隧穿概率和自旋极化率关于 $\theta$ 对称。与F/S/F磁性隧道结中的结果对比,发现垒厚的增加产生了自旋劈裂和自旋翻转现象,增大了隧穿概率和自旋极化率的峰谷比,且自旋向下电子的隧穿概率峰谷比的增大程度较自旋向上电子更为明显,大大提高了自旋极化率。这表明势垒的存在极大地改变了自旋极化电子,尤其是自旋向下电子的输运行为。

### 参考文献 (References)

- [1] Žutić I, Fabian J, Sarma S D. Spintronics: Fundamentals and applications [J]. *Rev Mod Phys*, 2004, 76(2): 323–410.
- [2] Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator[J]. *Appl Phys Lett*, 1990, 56(7): 665–667.
- [3] Sun Q, Xie X C. Spontaneous spin-polarized current in a nonuniform Rashba interaction system[J]. *Phys Rev B*, 2005, 71(15): 155321.
- [4] Wang X F, Vasilopoulos P, Peeters F M. Beating of oscillations in transport coefficients of a one-dimensionally periodically modulated two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit interaction[J]. *Phys Rev B*, 2005, 71(12): 125301.
- [5] Jiang K M, Zheng Z M, Wang B G, et al. Switching effect in spin field-effect transistors[J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89(1): 012105.
- [6] Sarkar A, Bhattacharyya T K. A nonmagnetic spintronic adder [J]. *J Appl Phys*, 2007, 101(3): 036108.
- [7] Rashba E I. Properties of semiconductors with an extremum loop [J]. *Sov Phys Solid State*, 1960, 2: 1109–1122.
- [8] Mireles F, Kirczenow G. Coherent spin-valve phenomena and electrical spin injection in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic junctions[J]. *Phys Rev B*, 2002, 66(21): 214415.
- [9] Mireles F, Kirczenow G. From classical to quantum spintronics: Theory of coherent spin injection and spin valve phenomena [J]. *Europhys Lett*, 2002, 59(1): 107–113.
- [10] Moroz A V, Samokhin K V, Barnes C H W. Spin-orbit coupling in interacting quasi-one-dimensional electron systems [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(18): 4164–4167.
- [11] Schäpers Th, Nitta J, Heersche H B, et al. Interference ferromagnet/semiconductor/ferromagnet spin field-effect transistor [J]. *Phys Rev B*, 2001, 64(12): 125314.
- [12] Matsuyama T, Hu C M, Grundler D, et al. Ballistic spin transport and spin interference in ferromagnet/InAs (2DES)/ferromagnet devices [J]. *Phys Rev B*, 2002, 65(15): 155322.
- [13] Johnson M. Theory of spin-dependent transport in ferromagnet-semiconductor heterostructures[J]. *Phys Rev B*, 1998, 58(22): 9635–9638.
- [14] Hu C M, Matsuyama T. Spin injection across a heterojunction: A ballistic picture[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 87(6): 066803.
- [15] Krsmanovic N, Lynn K G, Weber M H, et al. Electrical compensation in CdTe and Cd<sub>0.8</sub>Zn<sub>0.2</sub>Te by intrinsic defects[J]. *Phys Rev B*, 2000, 62(24): R16279–R16282.
- [16] Ramaglia V M, Cataudella V, de Filippis G, et al. Ballistic transport in one-dimensional loops with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling [J]. *Phys Rev B*, 2006, 73(15): 155328.
- [17] Gvozdić D M, Ekenberg U. Efficient switching of Rashba spin splitting in wide modulation-doped quantum wells [J]. *Appl Phys Lett*, 2007, 90(5): 053105.
- [18] Liu D, Kong X J. Spin-polarized electron transport in fractal semiconductor multilayers with two ferromagnetic contacts [J]. *J Appl Phys*, 2008, 104(2): 023707.
- [19] Liu D, Kong X J. Spin-dependent shot noise in fractal semiconductor multilayers with two ferromagnetic contacts [J]. *J Appl Phys*, 2009, 105(4): 043703.
- [20] Guo Y, Yu X W, Li Y X. Spin filtering and spin-polarization reversal in multilayered ferromagnetic metal/semiconductor heterostructures[J]. *J Appl Phys*, 2005, 98(5): 053902.
- [21] Qi X H, Kong X J, Liu J J. Effect of a spatially dependent effective mass on the hydrogenic impurity binding energy in a finite parabolic quantum well[J]. *Phys Rev B*, 1998, 58(16): 10578–10582.

(责任编辑 杨书卷)