

对称抛物势阱磁性隧道结中的自旋输运 及磁电阻效应*

刘 德¹⁾²⁾ 张红梅^{3)†} 贾秀敏³⁾

1)(河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016)

2)(河北省新型薄膜材料实验室, 石家庄 050016)

3)(河北科技大学理学院, 石家庄 050018)

(2009年8月1日收到; 2010年5月5日收到修改稿)

研究了两端具有铁磁接触的对称抛物势阱磁性隧道结(F/SPW/F)中自旋相关的隧穿概率和隧穿磁电阻, 讨论了量子尺寸效应和 Rashba 自旋轨道耦合作用对自旋极化输运特性的影响. 研究表明: 隧穿概率和隧穿磁电阻随抛物势阱宽度的增加发生周期性的振荡. 抛物势阱深度的增加减小了隧穿概率和隧穿磁电阻的振荡频率. Rashba 自旋轨道耦合强度的增加加大了隧穿概率和隧穿磁电阻的振荡频率. 隧穿概率和隧穿磁电阻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.

关键词: 磁性隧道结, Rashba 自旋轨道耦合, 隧穿概率, 隧穿磁电阻

PACS: 75.70.Cn, 76.50.+g, 71.70.Ej, 72.25.-b

1. 引言

自从1990年 Datta 和 Das^[1]提出了自旋场效应晶体管(Spin-FET)的概念以来, 基于半导体异质结二维电子气(2DEG)系统中自旋轨道相互作用(spin-orbit interaction)的电子自旋极化输运特性吸引了很多人的注意. 特别是铁磁/半导体/铁磁(F/S/F)三明治异质结中的弹道量子输运已经成为近年来理论和实验研究的热点^[2-12]. Moroz 等人^[7]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. Mireles 和 Kirczenow^[8,9]提出了 F/S/F 异质结构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. Schäpers 等人^[10]研究了 F/S/F 晶体管中的干涉效应, 发现在考虑量子干涉的情况下, 可以将自旋信号放大. 考虑自旋轨道耦合相互作用, Matsuyama 等人^[11]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; Moser 等人^[12]研究了 F/GaAs/F 隧道结中的自旋相关输运, 探测了不同类型

的 F/GaAs 界面的隧穿磁电阻.

隧穿磁电阻(TMR)效应是一种与自旋极化输运过程相关的现象, 其磁电阻的大小与两铁磁电极中磁化方向的夹角有关^[13]. 由于 TMR 在磁存储器、传感器和磁记录等方面有很大应用前景, 以及为了在理论上了解自旋极化电子隧穿机理和隧道效应本身, 近年来对磁性隧道结及其相关性质的研究引起了人们极大的兴趣. Zhang 等人^[14,15]在 Slonczewski 理论的基础上研究了双势垒磁性隧道结中的隧穿输运性质, 预言了在双势垒磁性隧道结中存在 TMR 随偏置电压的振荡现象, 发现隧穿电流和 TMR 随中间非磁层的厚度变化而发生周期性的振荡, 当中间非磁层的厚度为一定值时, 可以得到很大的 TMR 效应, 这种周期性的振荡和极大的 TMR 值有着潜在的应用价值. Xie 等人^[16,17]在 Slonczewski 自由电子模型的基础上, 提出了一个可用于处理具有任意形状势垒的磁性隧道结中磁电子输运的简单方法, 并利用 Mireles 和 Kirczenow^[8,9]的相干量子输运理论及传递矩阵方法研究了多层结构双自旋过滤隧道结中的电子输运特性, 讨论了 Rashba 自旋轨道耦合强度

* 国家自然科学基金(批准号:10674040 和 10974043), 河北师范大学博士基金(批准号:L2009B02) 和河北科技大学基金(批准号:XL200825) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: liude@mail.hebtu.edu.cn

和不同材料层厚度对磁性半导体双自旋过滤隧道结中 TMR 和隧穿电导的影响, 结果发现 TMR 随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增加发生振荡频率增大的非周期振荡.

近年来, 随着半导体生长技术(分子束外延、金属有机物化学汽相沉淀、电子束曝光和刻蚀等)的发展, 人们在半导体材料中可以成功地制造出对称抛物势阱结构. 抛物势阱具有不同于方形势阱的一些性质和应用^[18-20]. 为此, 本文对两端具有铁磁接触的对称抛物势阱磁性隧道结, 针对中间层形成的对称抛物势阱, 计算零偏压下的隧穿概率和隧穿磁电阻, 分析抛物势阱宽度、抛物势阱深度、Rashba 自旋轨道耦合强度和两铁磁电极中磁化方向相对取向等对隧道结自旋极化电子隧穿特性的影响.

2. 理论模型

我们研究的系统为两端具有铁磁接触的对称抛物势阱磁性隧道结(F/SPW/F), 其对称抛物势阱形状的轮廓如图 1 所示. 其中, F 代表铁磁金属, SPW 代表对称抛物势阱. 由于半导体非磁层中电子的浓度较所有金属系统更容易通过外部参数进行调制^[21], 因而本文中的 SPW 采用由半导体材料 AlAs/Al_xGa_{1-x}As/AlAs 构成的组分对称抛物势阱, 阱深 V_d 由 Al 组分 x 决定. 假设自旋极化电子沿 y 轴从左边铁磁层($y < 0$)隧穿总长度为 d 的半导体对称抛物势阱并渡越到右边铁磁层($y > d$). 对于铁磁电极, 类似 Stoner-Wohlfarth^[22] 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 Δ 表示, 左右铁磁电极的磁矩 m_L 和 m_R 的夹角为 θ . 为方便起见, 我们选取坐标系的 z 轴平行与左边铁磁电极的磁矩 m_L .

在半导体对称抛物势阱区域, 通过施加外场产生 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而使其沿垂直于隧道结界面的 y 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, 因此我们选取该子能带能量为能量零点, 并忽略该方向的贡献. 于是, 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体区域和半导体多层区域的 Hamiltonian 可以分别表示为^[8,9,23]

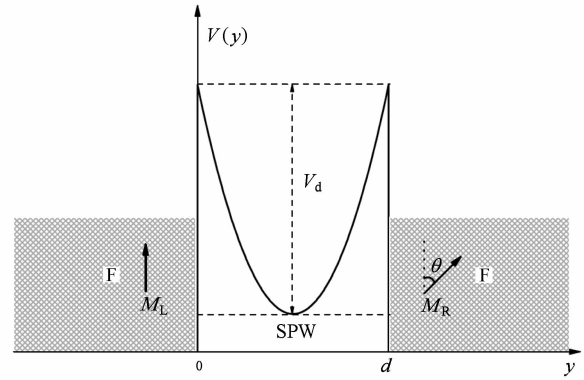


图 1 F/SPW/F 磁性隧道结抛物势阱形状示意图

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2}\hat{p}_y \frac{1}{m_f^*}\hat{p}_y + \frac{1}{2}\Delta\sigma_z, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_s = & \frac{1}{2}\hat{p}_y \frac{1}{m_s^*}\hat{p}_y + \frac{1}{2\hbar}\sigma_z(\hat{p}_y\alpha_R + \alpha_R\hat{p}_y) \\ & + \delta E_c + V(y). \end{aligned} \quad (2)$$

其中 m_f^* 为电子在铁磁体中的有效质量, \hat{p}_y 为电子的动量算符, σ_z 表示 Pauli 自旋矩阵, \hbar 为 Planck 常数, α_R 表示 Rashba 自旋轨道耦合参数, δE_c 为铁磁体与 AlAs 之间的导带不匹配.

抛物势阱结构势为

$$V(y) = \begin{cases} 4V_d y^2/d^2 - 4V_d y/d, & 0 \leq y \leq d, \\ 0, & y < 0, y > d, \end{cases} \quad (3)$$

其中 V_d 表示抛物势阱深度, d 为抛物势阱宽度, 并且 $V(y)$ 与 Al_xGa_{1-x}As 中 Al 含量 x 的关系可以由下式决定^[24,25]:

$$\begin{aligned} V(y) = & \\ & \begin{cases} 0.75(x-1) - 0.69 \times 0.55^2, & 0 \leq x \leq 0.45, \\ 0.75(x-1) + 0.69(x-1)(x+0.1), & 0.45 \leq x \leq 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

对应 $V(y)$, 半导体 Al_xGa_{1-x}As 中电子的有效质量为

$$m_s^* = (0.067 + 0.083x)m_e, \quad (5)$$

其中 m_e 为自由电子的静止质量. 由于(1)和(2)式中的 Hamiltonian 是自旋对角化的, 所以可以把整个 F/SPW/F 隧道结中的波函数写为 $|\psi_\uparrow\rangle = (\psi_\uparrow(y), 0)$, $|\psi_\downarrow\rangle = (0, \psi_\downarrow(y))$. 于是, 在铁磁区域($y < 0$ 和 $y > d$)中电子的本征波函数可以写为

$$\psi_\sigma^{fv}(y) = A_{v\sigma} e^{ik_\sigma^v y} + B_{v\sigma} e^{-ik_\sigma^v y}, \quad (6)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$, $v = L, R$ 表示左右两边的铁磁层, σ

$= \uparrow, \downarrow$ 表示分裂能带结构不同的自旋状态, k_{σ}^{σ} 为 v 铁磁体处于自旋态 σ 态时的 Fermi 波矢.

在半导体抛物势阱区域, 由于结构势是 y 的函数, 本征波函数不能写成平面波的展开形式. 在本文中我们采用如下方法: 把半导体层抛物势阱区域分割成许多相邻接的非常薄的窄层, 在每个窄层中, 结构势可以近似看成是常量 (如果分的足够窄, 这种假定是正确的), 这样在半导体的每个窄层中的波函数就可以看作是平面波. 考虑半导体中 Rashba 色散分裂, 可得电子的本征波函数为

$$\psi_{\uparrow}^s(y) = C_{\uparrow} e^{ik_s^{\uparrow}(y)y} + D_{\uparrow} e^{-ik_s^{\downarrow}(y)y}, \quad (7)$$

$$\psi_{\downarrow}^s(y) = C_{\downarrow} e^{ik_s^{\downarrow}(y)y} + D_{\downarrow} e^{-ik_s^{\uparrow}(y)y}. \quad (8)$$

其中 $k_s^{\sigma}(y)$ 表示半导体区域 y 处 σ 态的自旋轨道劈裂带的 Fermi 波矢. 经过计算, 可得波矢与能谱之间的关系为^[26-29]

$$E_{\sigma}^{fv} = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{fv}^{\sigma})^2 + \frac{1}{2} \lambda_{\sigma} \Delta \quad (9)$$

和

$$E_{\sigma}^s = \frac{\hbar^2}{2m_s^*} \{ (k_s^{\sigma})^2 + [(k_s^{\sigma})'y]^2 + 2k_s^{\sigma}(k_s^{\sigma})'y + 2i(k_s^{\sigma})' + i(k_s^{\sigma})''y \} + \lambda_{\sigma} \alpha_R \times [k_s^{\sigma} + (k_s^{\sigma})'y] + \delta E_c + V(y), \quad (10)$$

其中对于自旋向上和向下的态, $\lambda_{\sigma} = \pm 1$; $(k_s^{\sigma})'$ 和 $(k_s^{\sigma})''$ 分别表示波矢 $k_s^{\sigma}(y)$ 相对于 y 的一阶和二阶导数.

考虑边界处不同自旋方向波函数的连续性和概率流守恒以及旋量的坐标变换关系, 我们利用传递矩阵方法得到自旋为 σ 能量为 Fermi 能量 E_f 的自旋极化电子的隧穿概率为^[28, 29]

$$T_{\sigma}(\theta) = (k_{R\uparrow}^{\uparrow} | A_{R\uparrow} |^2 + k_{R\downarrow}^{\downarrow} | A_{R\downarrow} |^2) / (k_{L\uparrow}^{\sigma} | A_{L\sigma} |^2). \quad (11)$$

这样, 在温度 $T = 0$ K, 我们可以利用 Landauer-Büttiker 公式给出自旋相关的电导^[30, 31]

$$G_{\sigma}(\theta) = \frac{e^2}{h} T_{\sigma}(\theta), \quad (12)$$

于是可得 F/SPW/F 隧道结的隧穿磁电阻^[13]

$$\text{TMR}(\theta) = \frac{[G_{\uparrow}(\theta = 0) + G_{\downarrow}(\theta = 0)] - [G_{\uparrow}(\theta) + G_{\downarrow}(\theta)]}{G_{\uparrow}(\theta = 0) + G_{\downarrow}(\theta = 0)}. \quad (13)$$

3. 数值计算和分析

应用(11)和(13)式研究自旋极化电子渡越 F/

SPW/F 隧道结中的隧穿概率和隧穿磁电阻. 计算中, 我们取 $m_f^* = m_e$, $\Delta = 3.46$ eV, $\delta E_c = 2.4$ eV, $E_f = 2.47$ eV. 同时, 采用 GaAs 中的 Rashba 波矢 $k_R = m_s^* \alpha_R / \hbar^2$ 将 Rashba 自旋轨道耦合强度表示为 k_R / k_0 , 其中 $k_0 = 1.0 \times 10^5$ cm⁻¹.

图 2 和图 3 分别给出了自旋极化电子渡越 F/SPW/F 隧道结的隧穿概率 T 和隧穿磁电阻 TMR 随抛物势阱宽度 d 的变化关系. 此时 Rashba 波矢 $k_R = 5.0k_0$, 抛物势阱深度 $V_d = 0.8$ eV. 在图 2(a) 到 (e) 中, 左右两铁磁电极中磁矩的夹角 θ 分别取为 $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ 和 π , 实线、虚线分别对应上、下自旋电子的隧穿概率. 从图 2 可以明显看出, 自旋向上和自旋向下的电子隧穿概率随抛物势阱宽度的增加表现出有规律的周期等幅振荡, 这是因为半导体中自旋轨道耦合可以看作是自旋相关的作用势, 波函数所具有的 A-B 相随自旋注入的变化而改变符号. 从图 2 还可以看出, 隧穿概率峰谷比随角度的变化依赖于自旋指向, 自旋向上电子的隧穿概率的峰谷比随角度的增加而增大, 自旋向下电子的隧穿概率的峰谷比随角度的增加而减小, 但自旋向上电子的隧穿概率始终不小于自旋向下的, 并且随着角度的增加二者的差值越来越小, 直到 $\theta = \pi$ 时完全相同, 这些特性来自于 F 和 Al_xGa_{1-x}As/GaAs 所具有的能带结构^[32]和两种自旋电子对两端铁磁电极磁化方向的依赖性. 从图 3 可以看出, 在 θ 不为零的情况下, 隧穿磁电阻随抛物势阱宽度的增加发生周期恒定、振幅和峰谷比不变的周期振荡, 这种周期性振荡主要源自于电子相干隧穿时的量子干涉效应. 此外, 在抛物势阱宽度不变的情况下, 隧穿磁电阻的振幅和峰谷比随角度的增加而增大, 当角度 $\theta = \pi$ 时, 隧穿磁电阻的峰值达到 16.7%, 谷值均为 -2.2%, 而当 $\theta = 0$ 时隧穿磁电阻恒为 0. 这表明随着角度的增加, 交换劈裂能抑制了电子在隧道结中的隧穿, 增强了量子自旋阀效应. 与 F/Al_{0.3}Ga_{0.7}As/F 隧道结相比^[33], F/SPW/F 隧道结隧穿磁电阻的极大值不变, 极小值变大, 振荡频率明显加剧. 可见, 结构势的不同直接影响了隧道结隧穿磁电阻的峰谷比和振荡频率.

图 4 和图 5 分别给出了隧穿概率 T 和隧穿磁电阻 TMR 随抛物势阱深度 V_d 的变化关系. 此时 Rashba 波矢和抛物势阱宽度分别固定为 $k_R = 5.0k_0$ 和 $d = 1.0$ μm . 在图 4(a) 到 (e) 中, θ 分别取为 $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ 和 π , 实线、虚线分别对应上、下自

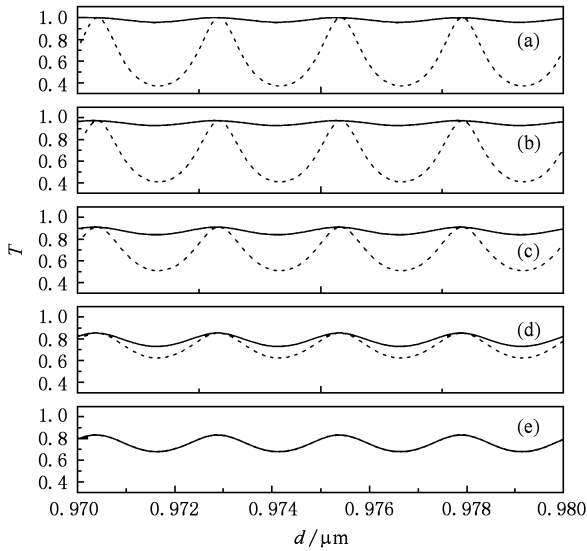


图2 隧穿概率随抛物势阱宽度 d 的变化 (a) $\theta=0$; (b) $\theta=\pi/4$; (c) $\theta=\pi/2$; (d) $\theta=3\pi/4$; (e) $\theta=\pi$

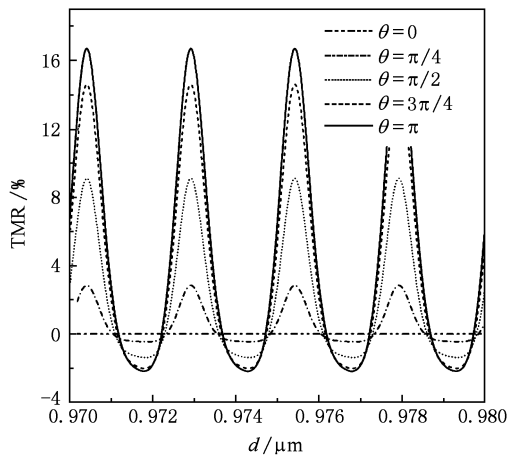


图3 两铁磁电极中磁化方向夹角 θ 不同时,隧穿磁电阻随抛物势阱宽度 d 的变化

旋电子的隧穿概率. 从图4可以明显看出,自旋向上和自旋向下电子的隧穿概率随抛物势阱深度的增加发生周期变大、峰谷比不变的准周期振荡. 这是因为当抛物势阱深度加深时,半导体内的准束缚态增多,对应共振能级减小,因此自旋向上和自旋向下电子隧穿概率随抛物势阱深度的增加发生准周期振荡. 同时,我们也发现隧穿概率随角度的变化具有与图2完全类似结果. 从图5可以看出,在 θ 不为零的情况下,隧穿磁电阻随抛物势阱深度的增加发生周期变大、峰谷比不变的准周期振荡. 与图3类似,在抛物势阱深度不变的情况下,隧穿磁电阻的振幅和峰谷比随角度的增加而明显增大,当角度 θ

$=\pi$ 时,隧穿磁电阻的峰值恒为 16.7%、谷值恒为 -2.2%,而当 $\theta=0$ 时隧穿磁电阻恒为 0. 这些现象的出现可以解释为非线性的抛物势结构对磁性隧道结的磁电阻效应的影响.

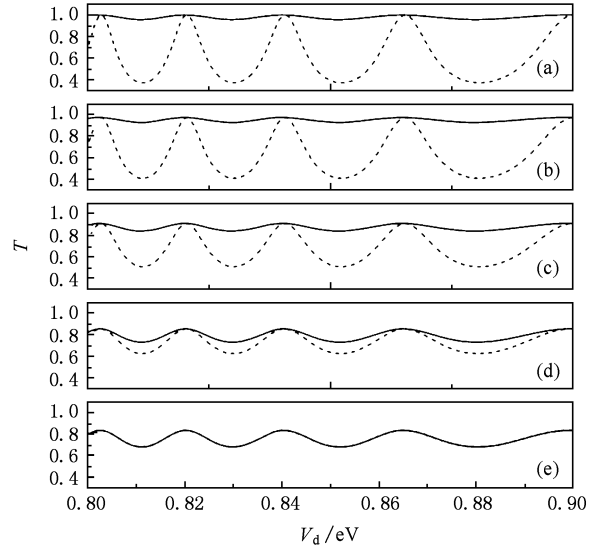


图4 隧穿概率随抛物势阱深度 V_d 的变化 (a) $\theta=0$; (b) $\theta=\pi/4$; (c) $\theta=\pi/2$; (d) $\theta=3\pi/4$; (e) $\theta=\pi$

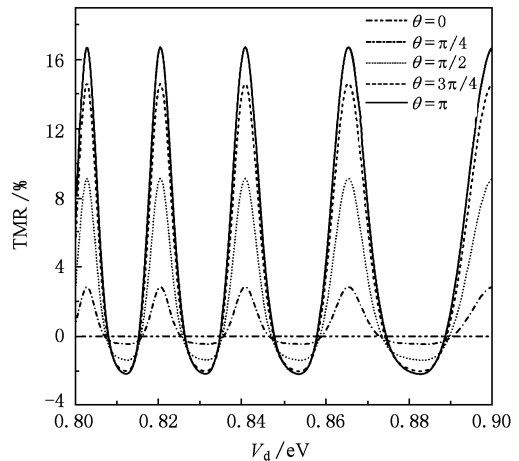


图5 两铁磁电极中磁化方向夹角 θ 不同时,隧穿磁电阻随抛物势阱深度 V_d 的变化

图6和图7分别给出了隧穿概率 T 和隧穿磁电阻 TMR 随 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化关系. 此时抛物势阱宽度、深度分别固定为 $d=1.0 \mu\text{m}$ 和 $V_d=0.8 \text{eV}$. 在图6(a)到(e)中, θ 分别取为 $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ 和 π , 实线、虚线分别对应上、下自旋电子的隧穿概率. 从图6可以看出,自旋向上和自旋向下电子的隧穿概率随自旋轨道耦合强度的增加发

生周期变小、峰值保持不变、峰谷比减小的准周期振荡,具有典型的共振隧穿的性质. 这意味着 Rashba 自旋轨道耦合强度增大时,隧穿电子在半导体体内被反射的次数增多,隧穿难度增大,振荡频率加快. 此外,图 6 中隧穿概率随角度的变化具有与图 2 完全相同的关系. 从图 7 可以看出,在 θ 不为零的情况下,隧穿磁电阻随自旋轨道耦合强度的增加发生周期减小、峰谷比变大的准周期振荡. 在自旋轨道耦合强度不变的情况下,隧穿磁电阻的振幅和峰谷比随角度的增加而增大. 当角度 $\theta = \pi$ 时, Rashba 波矢取为 $2.05k_0, 5.42k_0, 7.39k_0$ 和 $8.95k_0$ 时隧穿磁电阻的峰值均为 16.7% ,但谷值却随 Rashba 波矢的增大而减小,在自旋轨道耦合强度从 0 逐渐增大到 10 的过程中,共出现了 4 个谷值,分别是 $-1.94\%, -2.76\%, -3.58\%$ 和 -4.38% ;而当 $\theta = 0$ 时隧穿磁电阻恒为 0. 与 $F/Al_{0.3}Ga_{0.7}As/F$ 隧道结相比^[33], $F/SPW/F$ 隧道结隧穿磁电阻的极大值不变,峰谷比和振荡频率明显减小. 这些现象表明自旋轨道耦合作用和结构势对 TMR 具有很强的调制作用.

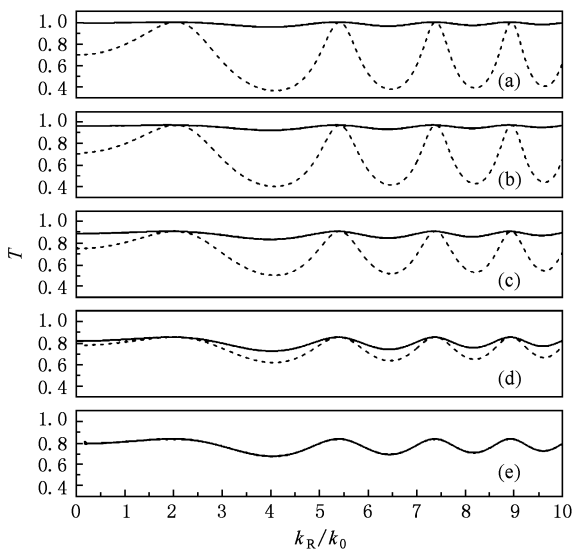


图 6 隧穿概率随 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化 (a) $\theta=0$; (b) $\theta=\pi/4$; (c) $\theta=\pi/2$; (d) $\theta=3\pi/4$; (e) $\theta=\pi$

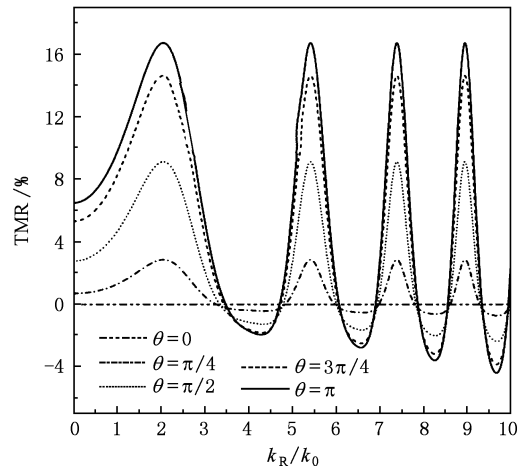


图 7 两铁磁电极中磁化方向夹角 θ 不同时,隧穿磁电阻随 Rashba 自旋轨道耦合强度 k_R/k_0 的变化

4. 结 论

本文研究了量子尺寸效应、系统的结构势和 Rashba 自旋轨道耦合作用对抛物势阱磁性隧道结中自旋极化输运特性的影响,得出了该隧道结的隧穿概率和隧穿磁电阻的特性:随抛物势阱宽度的增加发生周期恒定、振幅和峰谷比不变的周期振荡;随抛物势阱深度的增加发生周期变大、峰谷比不变的准周期振荡;随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增加发生周期变小、峰值保持不变、峰谷比变化的准周期振荡. 隧穿概率峰谷比随角度的变化依赖于自旋指向,自旋向上电子的隧穿概率的峰谷比随角度的增加而增大,自旋向下电子的隧穿概率的峰谷比随角度的增加而减小,但自旋向上电子的隧穿概率始终不小于自旋向下的,并且随着角度的增加二者的差值越来越小,直到 $\theta = \pi$ 时完全相同. 隧穿磁电阻的振幅和峰谷比随角度的增加而明显增大. 与相关实验结果^[34,35]对比发现,材料体系、结构势和 Rashba 效应等对隧穿磁电阻特性的影响是很大的,因而我们的计算结果对可能实验实现方案和新型自旋电子学器件的设计具有一定的指导意义.

[1] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
 [2] Du J, Zhang P, Liu J H, Li J L, Li Y X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7221 (in Chinese) [杜 坚、张 鹏、刘继红、李金亮、李玉现 2008 物理学报 **57** 7221]

[3] Du J, Li C G, Qin F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3448 (in Chinese) [杜 坚、李春光、秦 芳 2009 物理学报 **58** 3448]
 [4] Du J, Wang S X, Yang S M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7926 (in Chinese) [杜 坚、王素新、杨淑敏 2009 物理学报 **58** 7926]

- [5] Du J, Wang S X, Yuan A G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2760 (in Chinese) [杜 坚、王素新、袁爱国 2010 物理学报 **59** 2760]
- [6] Du J, Wang S X, Yuan A G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2767 (in Chinese) [杜 坚、王素新、袁爱国 2010 物理学报 **59** 2767]
- [7] Moroz A V, Barnes C H W 1999 *Phys. Rev. B* **60** 14272
Moroz A V, Samokhin K V, Barnes C H W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4164
- [8] Mireles F, Kirczenow G 2002 *Phys. Rev. B* **66** 214415
Mireles F, Kirczenow G 2001 *Phys. Rev. B* **64** 024426
- [9] Mireles F, Kirczenow G 2002 *Europhys Lett.* **59** 107
- [10] Schäpers Th, Nitta J, Heersche H B, Takayanagi H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 125314
- [11] Matsuyama T, Hu C M, Grundler D, Meier G, Merkt U 2002 *Phys. Rev. B* **65** 155322
- [12] Moser J, Zenger M, Gerl C, Schuh D, Meier R, Chen P, Bayreuther G, Wegscheider W, Weiss D, Lai C H, Huang R T, Kosuth M, Ebert H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 162106
- [13] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225
- [14] Zhang X D, Li B Z, Sun G, Pu F C 1997 *Phys. Rev. B* **56** 5484
- [15] Zhang X D, Li B Z, Zhang W S, Pu F C 1998 *Phys. Rev. B* **57** 1090
- [16] Xie Z W, Li B Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 399 (in Chinese) [谢征微、李伯藏 2002 物理学报 **51** 399]
- [17] Jin L, Zhu L, Li L, Xie Z W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8577 (in Chinese) [金 莲、朱 林、李 玲、谢征微 2009 物理学报 **58** 8577]
- [18] Miller R C, Gossard A C, Kleinman D A, Munteanu O 1984 *Phys. Rev. B* **29** 3740
- [19] Shayegan M, Sajoto T, Santos M, Silvestre C 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 791
- [20] Yuen W P 1993 *Phys. Rev. B* **48** 17316
- [21] Chiba D, Akiba N, Matsukura F, Ohno Y, Ohno H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1873
- [22] Johnson M 1998 *Phys. Rev. B* **58** 9635
Johnson M, Silsbee R H 1988 *Phys. Rev. B* **37** 5326
- [23] Hu C M, Matsuyama T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 066803
- [24] Herling G H, Rustgi M L 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 796
- [25] Qi X H, Kong X J, Liu J J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 10578
- [26] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5316
- [27] Li Y X, Guo Y, Li B Z 2005 *Phys. Rev. B* **71** 012406
- [28] Liu D, Kong X J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 023707
- [29] Liu D, Kong X J 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 043703
- [30] Büttiker M 1993 *J. Phys. : Condens Matter* **5** 9361
- [31] Christen T, Büttiker M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 143
- [32] Zenger M, Moser J, Wegscheider W, Weiss D, Dietl T 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 2400
- [33] Liu D, Zhang H M 2008 *Mod. Phys. Lett. B* **22** 2667
- [34] Shinobu Ohya, Pham Nam Hai, Masaaki Tanaka 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 012105
- [35] Pham Nam Hai, Masafumi Yokoyama, Shinobu Ohya, Masaaki Tanaka 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 242106

Spin-polarized electron transport and magnetoresistance effect in symmetric parabolic-well magnetic tunneling junction^{*}

Liu De^{1) 2)} Zhang Hong-Mei^{3)†} Jia Xiu-Min³⁾

1) (*College of Physics and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China*)

2) (*Hebei Advanced Thin Films Laboratory, Shijiazhuang 050016, China*)

3) (*College of Sciences, Hebei University of Science and Technology, Shijiazhuang 050018, China*)

(Received 1 August 2009; revised manuscript received 5 May 2010)

Abstract

We investigated the spin-dependent transmission coefficient and tunneling magnetoresistance in symmetric parabolic-well with two ferromagnetic contacts (F/SPW/F). The quantum size effect and Rashba spin-orbit interaction are discussed simultaneously. The results indicate that the transmission coefficient and tunneling magnetoresistance are periodic function of the parabolic-well width. The oscillation frequencies of the transmission coefficient and tunneling magnetoresistance decrease with the increasing of the parabolic-well depth. The oscillation frequencies of the transmission coefficient and tunneling magnetoresistance increase with the increasing of the Rashba spin-orbit coupling strength. The amplitude and peak-to-valley ratio of the transmission coefficient and tunneling magnetoresistance are strongly dependent on the difference in orientations of the two magnetizations in the left and right ferromagnets.

Keywords: magnetic tunneling junction, Rashba spin-orbit coupling, transmission coefficient, tunneling magnetoresistance

PACS: 75.70.Cn, 76.50.+g, 71.70.Ej, 72.25.-b

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674040 and 10974043), the Doctoral Foundation of Hebei Normal University, China (Grant No. L2009B02) and the Hebei University of Science and Technology Foundation, China (Grant No. XL200825).

[†] Corresponding author. E-mail: liude@mail.hebtu.edu.cn