

铁磁/半导体(绝缘体)/铁磁异质结中渡越时间与两铁磁层磁矩夹角变化的关系*

吕厚祥 石德政 谢征微[†]

(四川师范大学物理与电子工程学院, 微纳光电材料与结构实验室, 成都 610066)

(2013年5月11日收到; 2013年7月24日收到修改稿)

在群速度概念的基础上, 研究了自旋极化电子隧穿通过铁磁体/半导体(绝缘体)/铁磁体异质结时, 渡越时间随两端铁磁层中磁矩夹角变化的关系. 研究表明: 当中间层为半导体层时, 由于半导体层中的 Rashba 自旋轨道耦合强度的影响, 自旋向上电子和自旋向下电子的渡越时间差会在两铁磁层相对磁矩夹角为 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$ 附近出现一个极小值. 当中间层为绝缘体层时, 势垒高度的变化会导致不同取向的自旋极化电子渡越时间差的变化, 并当势垒高度超过一临界值时发生翻转.

关键词: 铁磁体/半导体(绝缘体)/铁磁体异质结, Rashba 自旋轨道耦合强度, 渡越时间, 磁矩

PACS: 85.75.-d, 72.25.-b, 74.55.+v

DOI: 10.7498/aps.62.208502

1 引言

早在 1931 年, Condon 和 Morse^[1] 提出电子的隧穿特性不仅可以由透射概率表示, 还可由粒子隧穿势垒的时间即隧穿时间来标度. 之后, Hartman 进一步研究了隧穿时间和粒子的波动性质之间的关系, 指出粒子隧穿势垒的速度比在自由空间中传播更快, 即著名的 Hartman 效应^[2]. 随着对量子领域内隧穿动力学理论和实验方面广泛和深入的讨论, 人们陆续提出了一系列关于隧穿时间的概念, 如相位时间、居留时间和拉莫尔进动时间等^[3-8]. 最近, Guo 等^[9-11] 在对自旋极化电子隧穿多层稀磁半导体结构的研究中, 又将隧穿时间的概率推广到含自旋的情况. 其研究结果显示, 不同自旋取向的电子的渡越时间具有明显的分离特性, 并且分离程度强烈地依赖于电子的入射能量和所加的外场强度. Zhang 和 Li^[12] 以及杜坚等^[13] 的研究表明, 自旋极化电子的渡越时间随半导体长度的增加会出现轻微的振荡, 同时 Rashba 自旋轨道耦合强度和隧穿势垒对自旋向上电子渡越时间的影响大于自

旋向下的电子. 自旋相关电子隧穿现象及相应器件的研究, 是近年来备受关注的的一个重要课题. 自旋相关的隧穿时间的研究不仅是衡量自旋相关器件响应的一个重要参量, 同时也为隧穿时间这个基本物理量的研究开辟了新的途径. 但在上述自旋相关的渡越时间的研究中, 并未涉及两端铁磁电极中磁矩相对夹角变化的影响. 因此, 本文在前面研究的基础上, 主要讨论了铁磁体/半导体(绝缘体)/铁磁体异质结中渡越时间随两端铁磁层中磁矩夹角的变化. 由于铁磁体/半导体(绝缘体)/铁磁体异质结在自旋电子学的应用和理论研究上具有重要的意义^[14-17], 因而希望本文的研究对自旋电子器件的设计和生以及自旋相关隧穿的理解具有一定的帮助.

2 理论模型

图 1 所示为铁磁/半导体(绝缘体)/铁磁三明治隧道结. 图 1 中, FM 是铁磁金属层, S(I) 是非磁半导体层(绝缘体层), 自旋极化电子从左边的铁磁金属层 ($x < 0$) 自旋注入隧穿到右边的铁磁金属层

* 四川省教育厅自然科学基金重点项目(批准号: 13ZA0149)和四川高校科研创新团队建设计划(批准号: 12TD008)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zzwxie@aliyun.com

($x > d$). 假定中间半导体和绝缘层的宽度 (W) 远小于长度, 这样就可以将该结构视作准一维结构. 图 1 中 θ 角为 FM/S(I)/FM 三明治隧道结两端的铁磁电极中磁矩方向的夹角. 当中间层为非磁半导体层时, 可在 y 轴 (垂直于纸面向外) 方向加一个外场将产生一个非对称量子阱, 这个非对称的量子阱在非磁半导体层区域将产生 Rashba 自旋轨道作用.

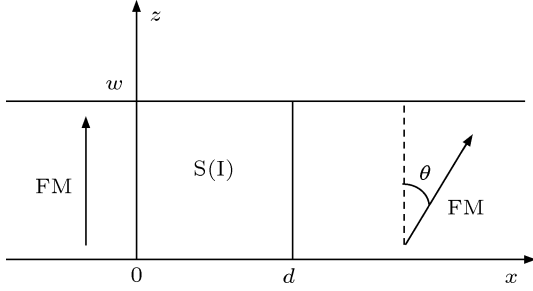


图 1 FM/S(I)/FM 三明治磁性隧道结结构示意图

根据 Hu 和 Matsuyama^[18] 提出的准一维对称 Rashba 模型^[19], FM/S/FM 磁性隧道结中铁磁体区域和半导体区域的 Hamiltonian 可分别写为^[11]

$$\hat{H}_f = -\frac{\hbar^2}{2m_f^*} \nabla^2 + \frac{1}{2} \Delta(x) \cdot \sigma_z, \quad (1)$$

$$\hat{H}_s = -\frac{\hbar^2}{2m_s^*} \nabla^2 - \frac{i\sigma_z}{2} (\nabla a_R + a_R \nabla) + \delta E_c, \quad (2)$$

其中, \hbar 是普朗克常数; m_f^* 表示铁磁区域电子的有效质量, m_s^* 表示半导体区域电子的有效质量, 我们采取 $m_f^* = m_e$, 并且假定 $m_s^* = 0.036m_e$ ^[11]; Δ 是铁磁金属中的交换劈裂能, σ_z 是泡利自旋算符, a_R 是自旋轨道 Rashba 常数, δE_c 是铁磁与半导体之间导带不匹配所导致的能量差.

根据铁磁区域 ($x > 0, x < d$) 的 Hamiltonian 可以得到该区域的自旋电子波函数为

$$\Psi_{f\sigma}^L = A_{\sigma}^{fL} e^{i\mathbf{k}_{\sigma}^{fL} x} + B_{\sigma}^{fL} e^{-i\mathbf{k}_{\sigma}^{fL} x}, \quad (3)$$

$$\Psi_{f\sigma}^R = A_{\sigma}^{fR} e^{i\mathbf{k}_{\sigma}^{fR} x} + B_{\sigma}^{fR} e^{-i\mathbf{k}_{\sigma}^{fR} x}, \quad (4)$$

这里 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 代表电子自旋向上或向下, $v = L, R$ 代表左右铁磁区域. $\mathbf{k}_{\sigma}^{fL}, \mathbf{k}_{\sigma}^{fR}$ 分别表示左侧铁磁体和右侧铁磁体处于 σ 态时的 Fermi 波矢:

$$\mathbf{k}_{\sigma}^{fv} = \sqrt{\frac{2m_f^* \left(E - \frac{1}{2} \lambda_{\sigma} \Delta \right)}{\hbar^2}}, \quad (5)$$

其中, $\lambda_{\sigma} = \pm 1, v = L, R$. 半导体区域 ($0 < x < d$) 的自旋向上电子波函数为

$$\Psi_{\uparrow}^S = C_{\uparrow} e^{i\mathbf{k}_{\uparrow}^S x} + D_{\downarrow} e^{-i\mathbf{k}_{\downarrow}^S x}, \quad (6)$$

自旋向下电子波函数为

$$\Psi_{\downarrow}^S = C_{\downarrow} e^{i\mathbf{k}_{\downarrow}^S x} + D_{\downarrow} e^{-i\mathbf{k}_{\downarrow}^S x}, \quad (7)$$

这里 \mathbf{k}_{σ}^S 表示半导体中自旋态为 σ 态时的 Fermi 波矢. 其中

$$\mathbf{k}_{\uparrow}^S = -\mathbf{k}_R + \sqrt{\mathbf{k}_R^2 + \frac{2m_s^*(E - \delta E_c)}{\hbar^2}}, \quad (8)$$

$$\mathbf{k}_{\downarrow}^S = \mathbf{k}_R + \sqrt{\mathbf{k}_R^2 + \frac{2m_s^*(E - \delta E_c)}{\hbar^2}}, \quad (9)$$

上式中 $\mathbf{k}_R = \frac{m_s^* a_R}{\hbar^2}$ 是半导体中的 Rashba 波矢.

不同自旋取向的电子波函数以及概率流密度在铁磁体与半导体界面处连续条件为^[11,20]

$$\Psi_{f\sigma}^L|_{x=0} = \Psi_{\sigma}^S|_{x=0}, \quad (10)$$

$$u \Psi_{f\sigma}^L|_{x=0}' = \Psi_{\sigma}^S|_{x=0}' + i\lambda_{\sigma} \mathbf{k}_R \Psi_{\sigma}^S|_{x=0}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \Psi_{\uparrow}^S(x=d) \\ \Psi_{\downarrow}^S(x=d) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{f\uparrow}^R(x=d) \\ \Psi_{f\downarrow}^R(x=d) \end{pmatrix}, \quad (12) \\ & \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i\mathbf{k}_R \right) \Psi_{\uparrow}^S(x=d) \\ \left(\frac{\partial}{\partial x} - i\mathbf{k}_R \right) \Psi_{\downarrow}^S(x=d) \end{pmatrix} \\ &= u \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\uparrow}^R(x=d) \\ \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{f\downarrow}^R(x=d) \end{pmatrix}, \quad (13) \end{aligned}$$

这里 $u = \frac{m_s^*}{m_f^*}$, 根据以上的式子可以解出系数 $A_{\sigma}^{fR}, C_{\sigma}, D_{\sigma}$. 在得到这些系数的基础上, 可进一步求得电子的渡越时间

$$\tau_{\sigma} = \int_0^l \frac{|\Psi_{\sigma}(x)|^2}{\text{Re} \left[\frac{\hbar}{im} \Psi_{\sigma}^*(x) \frac{d\Psi_{\sigma}(x)}{dx} \right]} dx. \quad (14)$$

如果中间层是绝缘层, 则将 (2) 式中的 Rashba 自旋轨道耦合项换为势垒高度 U_0 , 则渡越时间可按照与上面相应的步骤得到^[20].

3 计算结果与讨论

在以下计算中,对 FM/S/FM 隧道结^[11],我们取 $u = 0.036$, $\Delta = 3.46$ eV, $\delta E_c = 2.4$ eV, 在铁磁区域中的 Fermi 波矢为 $k_{\uparrow}^f = 0.44 \times 10^8$ cm⁻¹, $k_{\downarrow}^f = 1.05 \times 10^8$ cm⁻¹.

3.1 FM/S/FM 磁性半导体结构中自旋相关的电子隧穿时间随两铁磁层中磁矩方向夹角的变化

图 2 是两端铁磁电极磁矩夹角 θ 分别为 0, $\pi/3$, $\pi/2$, π 的情况下,上下自旋电子的渡越时间随 Rashba 自旋轨道耦合强度和半导体长度变化. 其中图 2(a) 和 (c) 是半导体长度为 100 nm 的情况. 从图

2(a) 和 (c) 可以看出, 对应于不同的磁矩夹角, 上下自旋的电子的渡越时间随 Rashba 自旋轨道耦合强度的变化虽然在大小上有所区别, 但变化趋势基本相同, 即随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增大, 自旋向上的电子渡越时间变长, 而自旋向下的电子渡越时间则变短. 其中, 当 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 时, 本文得出的结果与文献 [13] 是一致的. 图 2(b) 和 (d) 是 Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 1$ 时, 上下自旋电子的渡越时间在不同的磁矩夹角下随半导体层厚度的变化. 从图 2(b) 和 (d) 可以看出, 对应于不同的磁矩夹角, 随半导体长度的增加, 无论是自旋向上还是自旋向下的电子渡越时间都变长, 但并不随半导体长度的增加成线性增加, 而是具有轻微的振荡. 其中当 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 时, 本文的计算结果和 Zhang 等^[12] 的结果一致.

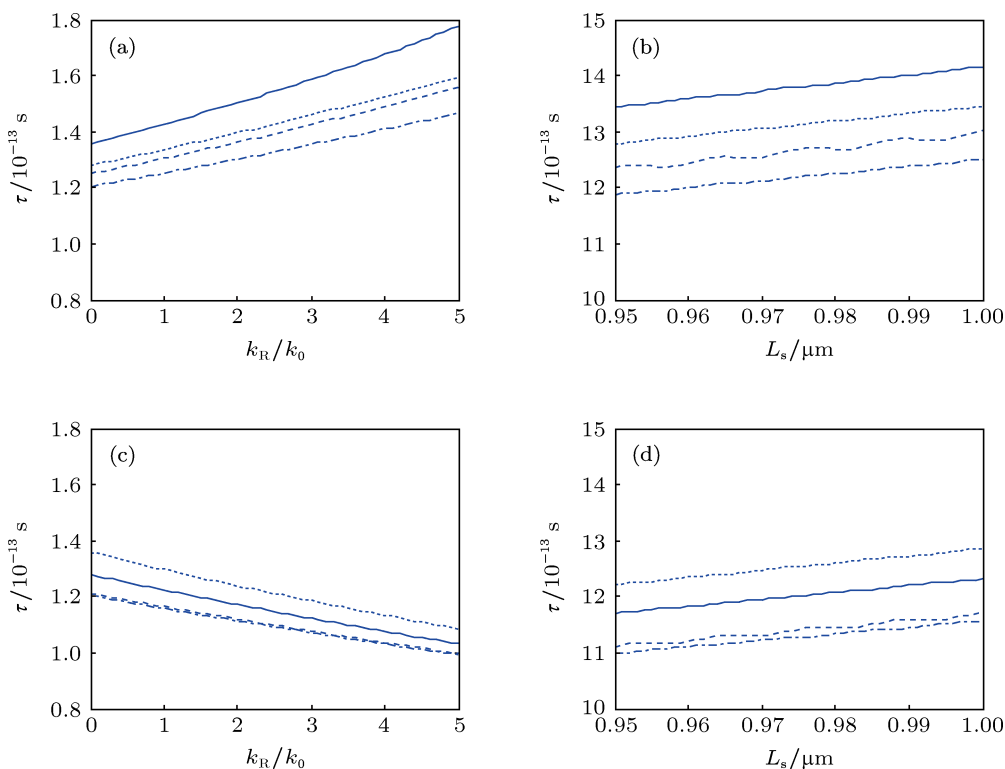


图 2 渡越时间 τ 随 Rashba 自旋轨道耦合强度和半导体长度变化的特性 (a), (b) 代表自旋向上, (c), (d) 代表自旋向下 (实线、虚线、点画线、点线分别表示两端铁磁电极磁矩夹角 $\theta = 0, \pi/3, \pi/2, \pi$ 的情况)

为了更清楚地显示两端磁矩夹角对上下自旋电子渡越时间的影响, 进一步计算了不同自旋取向的电子渡越时间差随两铁磁电极层磁矩夹角的变化, 计算结果见图 3. 从图 3 可以看出: 随两端铁磁电极磁矩夹角 θ 的增大, 不同取向电子渡越时间差曲线出现振荡, 并且关于 $\theta = \pi$ 有很好的对称性; 图 3(a) 中实线、虚线、点线分别代表 Rashba 自旋

轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 1, 3, 5$ 的情况. 从图 3(a) 可知, 渡越时间差 $\Delta\tau$ 随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增大, 不同取向的电子渡越时间差 $\Delta\tau$ 明显增大. 对应于不同的磁矩夹角, 当 $\theta = 0$ 时, 上下自旋电子的渡越时间差是最大的. 当自旋轨道耦合强度较小时, 上下自旋电子的渡越时间差在 $\theta = \pi$ 时最小. 但随着自旋轨道耦合强度的增大, 最小的时间差出现在

$\theta = \pi/2$ 和 $\theta = 3\pi/2$ 附近, 且随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增大, 最小的时间差所对应的夹角在逐渐减小. 图 3 (b) 中实线、虚线、点线分别表示在自旋轨道耦合强度相同, 但半导体长度 $d = 0.1, 0.5, 1 \mu\text{m}$ 的情况下, 上下自旋电子的渡越时间差随磁矩夹角的变化. 从图 3(b) 可以看出, 在磁矩夹角不同的情况下, 上下自旋电子的渡越时间差 $\Delta\tau$ 随半

导体长度的增加渐增大, 和图 3(a) 的情况类似, 当 $\theta = 0$ 时, 上下自旋电子的渡越时间差是最大的. 当半导体层的厚度小时, 上下自旋电子的渡越时间差最小值出现在磁矩夹角 $\theta = \pi$, 随着半导体层厚度的增加, 最小的时间差出现在 $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = 3\pi/2$ 附近. 但和图 3(a) 情况不同的是, 随半导体长度的增加, 最小时间差所对应的夹角没有发生变化.

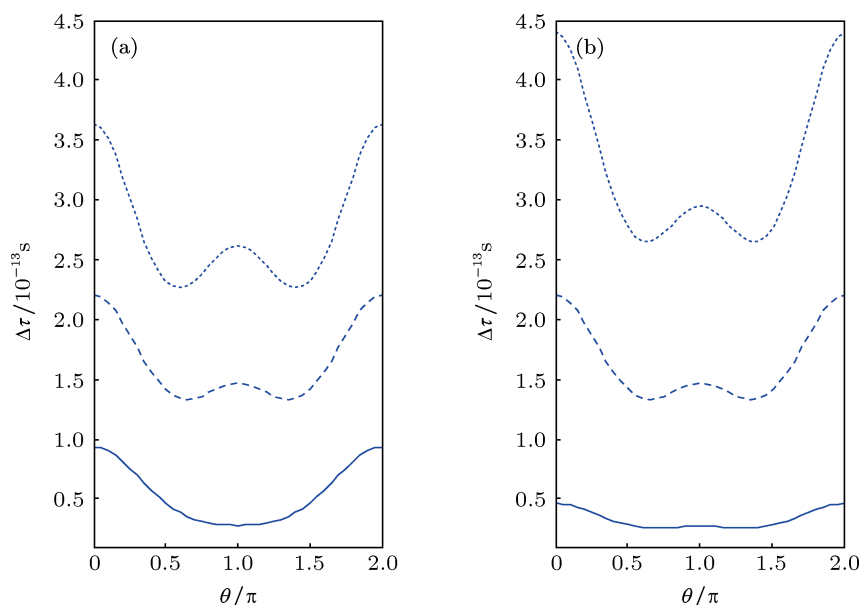


图 3 自旋向上与自旋向下电子渡越时间差 $\Delta\tau = \tau_{\uparrow} - \tau_{\downarrow}$ 随两端铁磁电极磁矩夹角 θ 的变化 (a) 半导体长度 $d = 500 \text{ nm}$ (实线、虚线、点线分别代表 Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 1, 3, 5$ 的情况); (b) Rashba 自旋轨道耦合强度 $k_R/k_0 = 3$ (实线、虚线、点线分别代表半导体长度 $d = 0.1, 0.5, 1 \mu\text{m}$ 的情况)

3.2 FM/I/FM 铁磁隧道结中自旋相关的电子隧穿时间随两铁磁层中磁矩方向夹角的变化

我们对中间层为绝缘层的 FM/I/FM 三明治磁性隧道结中上下自旋电子渡越时间随磁矩夹角的变化进行了分析. 与上面分析的中间层为半导体层情况不同的是, 绝缘层在磁性隧道结中电子的自旋隧穿中起势垒的作用.

图 4 是上下自旋电子渡越时间随绝缘体势垒高度和厚度变化的情况. 从图 4 中可以看出, 无论是自旋向上还是自旋向下的电子渡越时间都随绝缘体势垒高度和绝缘体势垒厚度的增加呈指数形式增加, 这和非磁性隧道结中电子渡越时间的计算结果是一致的. 此外, 还可以看到, 随两端铁磁电极磁矩夹角 θ 的变化, 无论是自旋向上还是自旋向下的电子渡越时间都没有很明显的分离.

图 5 是绝缘体取不同势垒高度时, 不同取向的自旋电子渡越时间差随两端铁磁电极磁矩夹角的变化特性. 图 5(a) 是势垒高度 $U_0 = 4.2 \text{ eV}$ 的情况.

从图 5(a) 中可以看出, 不同取向的自旋电子渡越时间差 $\Delta\tau$ 在两端铁磁电极磁矩夹角 $\theta = \pi$ 处取得最大值; 当 θ 从 0 到 $\pi/2$ 变化过程中, $\Delta\tau$ 值为负, 说明自旋向上的电子比自旋向下的电子隧穿通过 FM/I/FM 异质结所用的渡越时间短, 这表明自旋向上的电子运动比自旋向下的电子运动快一些. 在 $\theta = \pi/2$ 时, $\Delta\tau = 0$, 这时自旋向上和自旋向下的电子渡越时间相等. 而在 θ 从 $\pi/2$ 到 π 变化的过程中, $\Delta\tau > 0$, 这表明自旋向上的电子运动比自旋向下的电子运动慢一些. 图 5(b) 是势垒高度 $U_0 = 4.8 \text{ eV}$ 时的情况. 从图 5(b) 中可以明显看到渡越时间差曲线也具有对称性, 但和图 5(a) 的情况相比可以看出, 势垒高度 $U_0 = 4.8 \text{ eV}$ 时, 上下自旋电子的渡越时间差在 $\theta = 0$ 和 2π 处取得最大值; 在 θ 从 0 到 $\pi/2$ 变化的过程中, $\Delta\tau > 0$, 从 $\pi/2$ 到 π 变化的过程中, $\Delta\tau < 0$, 情况和图 5(a) 刚好相反. 这说明存在一个临界的势垒高度, 在此高度上, 自旋向上和自旋向下的电子渡越时间差曲线会发生翻转. 这意味着可以通过控制势垒的高度来控制不同自旋取向的电子运动的快慢.

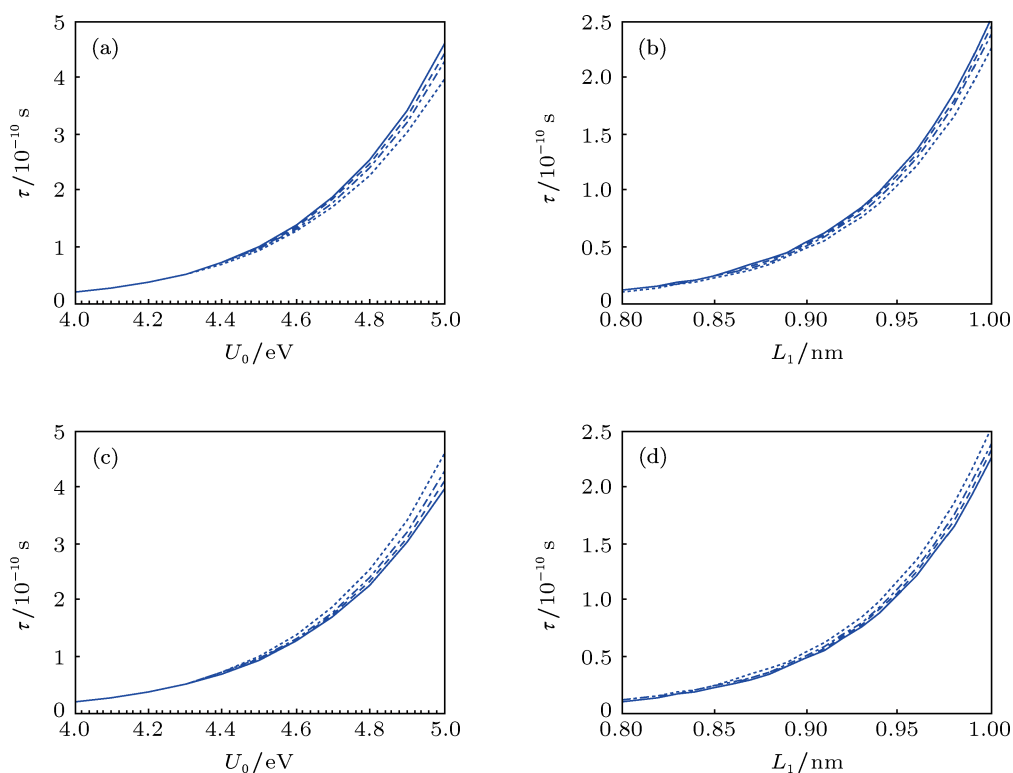


图4 渡越时间随绝缘体势垒高度和长度的变化 (a), (b) 代表自旋向上, (c), (d) 代表自旋向下 (实线、虚线、点画线、点线分别表示两端铁磁电极磁矩夹角 $\theta = 0, \pi/3, \pi/2, \pi$ 的情况)

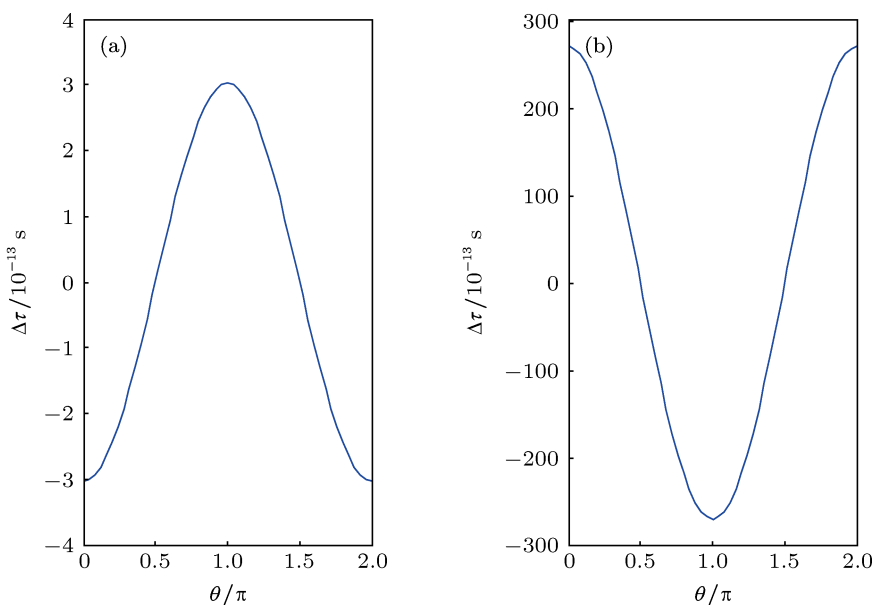


图5 不同势垒高度下, 自旋向上和自旋向下渡越时间差 $\Delta\tau = \tau_{\uparrow} - \tau_{\downarrow}$ 随两端铁磁电极磁矩夹角 θ 的变化 (a), (b) 分别表示势垒高度 $U_0 = 4.2, 4.8$ eV 的情况

4 结论

基于群速度的概念, 我们对自旋极化电子隧穿通过铁磁体/半导体 (绝缘体)/铁磁体异质结的渡越时间进行了研究. 结果表明: 上下自旋电子的隧穿

时间除了和 Rashba 自旋轨道耦合强度、中间层厚度和势垒高度有关外, 两端铁磁电极磁矩夹角变化对自旋电子的渡越时间也有重要的影响. 当中间层为半导体层时, 随 Rashba 自旋轨道耦合强度的增加, 上下自旋电子的渡越时间差随着磁矩夹角的变

化, 会在 $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = 3\pi/2$ 附近出现极小值. 而对于中间层为绝缘层的情况, 自旋向下和自旋向上的电子渡越时间差会随绝缘层势垒高度的变化发生翻转. 这些结果意味着可以通过调控两个铁磁电

极中磁化强度的相对取向来控制自旋极化电子的渡越时间. 该结果对自旋电子器件的设计与制造具有一定的参考意义.

-
- [1] Condon E U, Morse P M 1931 *Rev. Mod. Phys.* **3** 43
 - [2] Hartman T E 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 3427
 - [3] Winful H G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 260401
 - [4] Winger E P 1955 *Phys. Rev.* **98** 145
 - [5] Smith F T 1960 *Phys. Rev.* **118** 349
 - [6] Büttiker M 1983 *Phys. Rev. B* **27** 6178
 - [7] Landauer R, Martin T 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 217
 - [8] Sun J R, Shen B G, Xie Y W, Guo D F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 117306
 - [9] Guo Y, Shang C E, Chen X Y 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045356
 - [10] Wang B, Guo Y, Gu B L, 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1318
 - [11] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5316
 - [12] Zhang Y T, Li Y C 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 013907
 - [13] 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]
 - [14] Zutic I, Fabian J, Sarma D S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
 - [15] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
 - [16] Guo Y, Yu X W, Li Y X 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 053902
 - [17] Liu C Y, Li J, Wang Y, Chen J Y, Xu Q Y, Ni G, Sang H, Du Y W 2002 *Chin. Phys.* **11** 66
 - [18] Hu C M, Matsuyama T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 066803
 - [19] Rashba E I, Efros A L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **56** 665
 - [20] Slonczewski J C 1989 *Phys. Rev. B* **39** 6995

Relations between traversal time in ferromagnetic/semiconductor(insulator)/ferromagnetic heterojunction and the relative magnetic moment angle in two ferromagnetic layers*

Lü Hou-Xiang Shi De-Zheng Xie Zheng-Wei[†]

(Micro-Nano Optoelectronic Materials and Structures Laboratory, College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610066, China)

(Received 11 May 2013; revised manuscript received 24 July 2013)

Abstract

Based on the concept of group velocity, the relations between traversal time of spin-polarized electrons in ferromagnetic/semiconductor(insulator)/ferromagnetic heterojunction and relative magnetic moment angle in two ferromagnetic layers are studied. The results show that when the middle layer is semiconductor layer, influenced by the Rashba spin-orbit coupling, the minimum transverse times difference between the spin-up and down electrons can appear if the relative angle values in two ferromagnetic layers are nearly the $\pi/2$ and $3\pi/2$, respectively. When the middle layer is insulator, the transverse time difference between the different spin orientations can be varied with the potential barrier heights and flip if the height exceeds a critical value.

Keywords: ferromagnetic/semiconductor(insulator)/ferromagnetic heterojunction, Rashba spin-orbit coupling, traversal time, magnetic moment

PACS: 85.75.-d, 72.25.-b, 74.55.+v

DOI: 10.7498/aps.62.208502

* Project supported by the Key Program of the Natural Science Foundation of the Education Department of Sichuan Province, China (Grant No. 13ZA0149) and the Construction Plan for Scientific Research Innovation Team of Universities in Sichuan Province, China (Grant No. 12TD008).

[†] Corresponding author. E-mail: zzwxie@aliyun.com