

铁磁/半导体/铁磁结构的双量子环自旋输运的特性*

杜 坚[†] 李春光 秦 芳

(承德高等民族师范专科学校物理系, 承德 067000)

(2008 年 9 月 27 日收到, 2008 年 11 月 14 日收到修改稿)

研究了与铁磁/半导体/铁磁结构相关的双量子环自旋输运的规律, 研究结果表明: 总磁通为零条件下, 铁磁电极磁化方向反平行时, 双量子环与单量子环相比提高了自旋电子透射概率的平均值. 铁磁电极磁化方向平行时, 双量子环对提高自旋向下电子平均透射概率的效果更明显. 双量子环受到 Rashba 自旋轨道耦合作用影响时, 自旋电子的平均透射概率明显高于单量子环, 即使再加上外加磁场的影响, 透射概率较高这一特征依然存在. 双量子环所含的 δ 势垒具有阻碍自旋电子输运的作用, 随 δ 势垒强度 Z 的增大透射概率将会单调、非线性地减小.

关键词: 双量子环, Rashba 自旋轨道耦合, 透射概率, δ 势垒

PACC: 7340S, 7170C, 7335A

1. 引 言

Datta 和 Das 利用外电场调节的自旋轨道耦合作用^[1]提出了自旋三极管^[2]以来, 自旋极化电子从铁磁体注入到半导体就成了物理工作者感兴趣的研究课题^[3-5]. 然而, 从实验中却发现自旋极化电子从铁磁体注入到半导体的概率不到 1%^[6-8], 这成为研制新一代自旋电子器件的巨大障碍. 面对这一困难, 理论工作者做出了许多有益的探索, 并且已经找到一些提高自旋注入率的方法. 例如, 已证明利用铁磁金属/金属异质结和铁磁金属/超导金属异质结可以提高^[9,10]自旋注入率, 现在异质结理论已经发展成熟并应用于自旋极化电子注入的研究. 另外 Rashba^[11]指出, 势垒可以提供一种克服因导带不匹配引起的注入效率低的方法, 此后单势垒和双势垒半导体异质结中的自旋输运问题得到了相关的研究^[12-15]. 实验中利用不同的方法成功的发现了不同势垒接触对电子隧穿的影响, 如扫描隧道显微镜法^[16]. 在自旋电子学发展的同时, 几何相位的发现也引起了物理学家的广泛关注, Berry 发现在绝热循环的哈密顿体系中存在几何相位^[17], 环状器件哈密顿中相位的存在为研究量子结构提供了新的方法, 它可以通过改变粒子环绕磁通获得 AB 相位. Loss

等注意到 Berry 相位对电子输运的影响, 并发现 Berry 相位可以导致类似于电荷电流的自旋持续电流^[18]. Byers 和 Yang^[19]指出, 由于电子相位耦合的作用, 一个孤立介观环可以通过磁通量的改变传递持续电流. 本文研究了铁磁/半导体/铁磁结构的双量子环自旋输运的性质, 通过 δ 势垒强度、Rashba 自旋轨道耦合参数及 AB 磁通来分析、讨论双环模型的隧穿特性, 并参考了文献 [20]. 除了我们模型的结构更复杂以及自旋劈裂能引出的问题外, 与 Citro 论文^[20]不同之处还有: 本文以提高隧穿效率为研究方向, 并以 δ 势垒强度 Z 为横坐标来分析透射概率的变化规律, 更全面地显示了 δ 势垒增强带来的影响. 在研究过程中还参考了相关文献^[21-23].

2. 理论方法

提出的理论模型如图 1 所示, 这是铁磁/半导体/铁磁结构的双量子环. 图中所示的中间部分是半径相同的双半导体环, 两侧则为铁磁电极. 上环一侧中间部位镶嵌一个 δ 势垒, 下环则不含 δ 势垒. 它们彼此平行且轴线重合, 两环均为等臂环, 半个环为 A 臂, 半个环为 B 臂. 其中半导体用 S 表示, 铁磁体用 FM 表示, δ 势垒用黑色双箭头表示. 在半导体双环内沿垂直于环面且平行于 Z 轴的方向施加一个外

* 河北省教育厅自然科学研究指导项目(批准号 Z2008103)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: 808dujian@163.com

场 $V(k)$ 的限制来产生一个非对称的量子阱, 这个非对称量子阱在半导体区域会产生 Rashba 自旋轨道

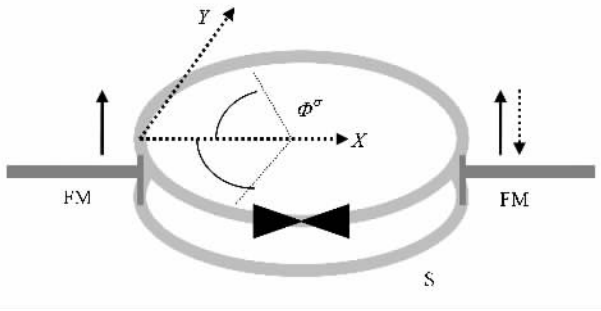


图1 含 δ 势垒双量子环的模型

耦合. 铁磁体中交换劈裂能用 $h(x)$ 表示. 为使电子波函数限制在环上, 另外对双环施加一个外场 $V_c(r) = \frac{1}{2}K(r-R)^2$, 一维 Aharonov-Bohm (AB) 环的 Hamiltonian 可参考文献 [20] 和 [24], 由此可得出存在 AB 磁通时上、下两个半导体环单独存在时的 Hamiltonian 分别为

$$\hat{H}_{su} = \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2} \sigma_r - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right)^2 + \nu \delta \left(\varphi' + \frac{\pi}{2} \right). \quad (1)$$

$$\hat{H}_{sd} = \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2} \sigma_r - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right)^2. \quad (2)$$

其中 $\beta = 2\alpha m_s^* / \hbar^2$, m_s^* 为电子的有效质量, \hbar 是普朗克常数, α 是沿 k 方向的 Rashba 自旋轨道耦合参数. 对于以 InGaAs 为衬底的二维电子气其取值为 $(0.5 - 2.0) \times 10^{-11}$ eVm, $\sigma_r = \cos \varphi_i + \sin \varphi_j$, Φ_{AB} 为外加磁场施加的 AB 磁通, $\phi_0 = hc/e$ 为量子磁通, ν 是与 δ 势垒强度相关的量. 由环左端出发沿 A 臂顺时针绕行的角度为 φ 角, 由环左端出发沿 B 臂逆时针绕行的角度为 φ' 角, 并且两角绝对值相等时有 $\varphi' = -\varphi$. 沿量子环直径水平向右建立 x 轴, 环左端与铁磁电极衔接处为坐标原点. 则 δ 势垒位于上环 B 臂中间处的坐标为 $(R, -R)$, 夹角 $\varphi' = \frac{\pi}{2}$, 上环左侧坐标为 $(0, 0)$, 上环右侧坐标为 $(2R, 0)$. 双环和两端铁磁体的 Hamiltonian 分别为

$$\hat{H}_s = \hat{H}_{su} + \hat{H}_{sd} + \hat{H}_{sud}, \quad (3)$$

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_f^*} \hat{p}_y + h(x, 0) \sigma_z. \quad (4)$$

其中 \hat{H}_{sud} 为双环 Hamiltonian 中的相互作用项, 它与上下两环之间的距离、各个环的半径、环的材料等许

多因素有关, 为了简化理论分析, 本文只研究两环之间无相互作用的理想情况, 也不考虑磁通变化可能引起的自旋交叉散射问题. 根据文献 [25] 可知上下两环的能量本征值均具有如下形式:

$$E_n^\sigma = (n - \Phi_{AC}/2\pi - \Phi_{AB}/2\pi)^\sigma, \quad (5)$$

$\Phi_{AC}^\sigma = -\pi(1 - \sigma \sqrt{\beta^2 + 1})$ 称为 Aharonov-Casher (AC) 相位, $\sigma = \pm 1$, 半导体中能量确定的情况下, 量子数和能级之间的关系为 $n_\lambda^\sigma(E) = \lambda \sqrt{E} + \Phi^\sigma/2\pi$, 其中 $\Phi^\sigma = \Phi_{AC}^\sigma + \Phi_{AB}$. 两侧铁磁体中的能谱为

$$E_{f\sigma}^\nu = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma}^\nu)^2 + \lambda_\sigma h(x, 0). \quad (6)$$

其中 m_f^* 为铁磁体中电子的有效质量, 且 $m_f^* = m_e$, $m_s^* = \mu m_e$, $\mu = \frac{m_s^*}{m_f^*} = 0.036$, m_e 是自由电子质量. $h(x, 0)$ 是相互交换劈裂能, 左侧铁磁体 $h(x, 0) = h_1$, 右侧铁磁体 $h(x, 0) = h_2$. $\lambda_\sigma = \pm 1$, $k_{f\sigma}^\nu$ 为铁磁体中自旋态为 σ 的波矢, 本文取两侧铁磁电极的 Fermi 波矢为

$$k_{f\uparrow}^L = k_{f\uparrow}^R = 1.05 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$$

和

$$k_{f\downarrow}^L = k_{f\downarrow}^R = 0.44 \times 10^{10} \text{ m}^{-1},$$

$\nu = L$ 和 $\nu = R$ 分别代表左边和右边. 铁磁体的交换劈裂能 $h(x, 0) = h_1 = h_2 = 1.73$ eV. 根据 Hamiltonian 的形式可以得到的波函数分别为

$$\Psi_\sigma^L = e^{ik_{f\sigma}^L x} + r_\sigma e^{-ik_{f\sigma}^L x}, \quad (7)$$

$$\Psi_\sigma^R = t_\sigma e^{ik_{f\sigma}^R x}, \quad (8)$$

$$\Psi_{uA}(\varphi) = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{uA, \sigma}^\lambda e^{in_\lambda^\sigma \varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (9)$$

$$\Psi_{uBl}(\varphi') = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{uB, \sigma}^{\lambda L} e^{in_\lambda^\sigma \varphi'} \chi^\sigma(\varphi'), \quad (10)$$

$$\Psi_{uBR}(\varphi') = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{uB, \sigma}^{\lambda R} e^{in_\lambda^\sigma \varphi'} \chi^\sigma(\varphi'), \quad (11)$$

$$\Psi_{dA}(\varphi) = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{dA, \sigma}^\lambda e^{-in_\lambda^\sigma \varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (12)$$

$$\Psi_{dB}(\varphi') = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow, \lambda=\pm} c_{dB, \sigma}^{\lambda} e^{-in_\lambda^\sigma \varphi'} \chi^\sigma(\varphi'), \quad (13)$$

其中 Ψ_σ^L 和 Ψ_σ^R 为左右两铁磁电极中的波函数, $\Psi_{uA}(\varphi)$ 为半导体上环 A 臂中的波函数, $\Psi_{uBl}(\varphi')$, $\Psi_{uBR}(\varphi')$ 分别为半导体上环 B 臂中 δ 势垒左侧和右侧的波函数, $\Psi_{dA}(\varphi)$ 和 $\Psi_{dB}(\varphi')$ 为半导体下环 A 臂和 B 臂中的波函数, 量子数 $n_\lambda^\sigma = \lambda kR + \Phi^\sigma/2\pi$, k_σ^L 和 k_σ^R 分别为左右铁磁电极不同自旋态的费米波矢. $\chi^\sigma(\varphi)$ 为

$$\chi^\uparrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \cos\alpha/2 \\ e^{i\varphi} \sin\alpha/2 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\chi^\downarrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \sin\alpha/2 \\ -e^{i\varphi} \cos\alpha/2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

电子沿上半环顺时针从 $\varphi = 0$ 移动到 $\varphi = \pi$ 获得的相位 $\Phi^\sigma/2$; 电子沿下半环逆时针从 $\varphi' = 0$ 到 $\varphi' = \pi$ 得到的相位为 $-\Phi^\sigma/2$. 由于环中电场的作用, 对应不同的电子自旋态存在不同的动量, 自旋向上和自旋向下电子的波矢分别为

$$k_+^\sigma = k + \Phi^\sigma/2\pi R, \quad (16)$$

$$k_-^\sigma = k - \Phi^\sigma/2\pi R. \quad (17)$$

理论模型遵循一维量子波导理论, 在模型中的接点处满足的边界条件为

1) 波函数的连续性

$$\begin{aligned} \Psi_\sigma^L(0^-, \rho) &= \Psi_{uA\sigma}^s(0^+, \rho^+) \\ &= \Psi_{uB\sigma}^s(0^+, \rho^-) \\ &= \Psi_{dA\sigma}^s(0^+, \rho^+) \\ &= \Psi_{dB\sigma}^s(0^+, \rho^-), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Psi_\sigma^R(2R^+, \rho) &= \Psi_{uA\sigma}^s(2R^-, \rho^+) \\ &= \Psi_{uB\sigma}^s(2R^-, \rho^-) \\ &= \Psi_{dA\sigma}^s(2R^-, \rho^+) \\ &= \Psi_{dB\sigma}^s(2R^-, \rho^-), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\Psi_{uBL}^\sigma(R^-, -R) = \Psi_{uBR}^\sigma(R^+, -R). \quad (20)$$

2) 流密度守恒

$$J_{uA}^\sigma + J_{uB}^\sigma + J_{dA}^\sigma + J_{dB}^\sigma = J_{(R)}^\sigma. \quad (21)$$

3) 跃变条件

如果设 $l = R\varphi'$, 上环 B 臂中 σ 势垒两侧的波函数可写成如下形式:

$$\Psi_{uBL}^\sigma = c_{uB,\sigma}^{+L} e^{ik_+^\sigma l} + c_{uB,\sigma}^{-L} e^{-ik_-^\sigma l}, \quad (22)$$

$$\Psi_{uBR}^\sigma = c_{uB,\sigma}^{+R} e^{ik_+^\sigma l} + c_{uB,\sigma}^{-R} e^{-ik_-^\sigma l}. \quad (23)$$

对这两个波函数求一阶导数得到

$$(\Psi_{uB,L}^\sigma)' = (k_+^\sigma c_{uB,\sigma}^{+L} e^{ik_+^\sigma l} - k_-^\sigma c_{uB,\sigma}^{-L} e^{-ik_-^\sigma l}), \quad (24)$$

$$(\Psi_{uB,R}^\sigma)' = (k_+^\sigma c_{uB,\sigma}^{+R} e^{ik_+^\sigma l} - k_-^\sigma c_{uB,\sigma}^{-R} e^{-ik_-^\sigma l}). \quad (25)$$

然后将 (24) 式 (25) 式 (16) 式 (17) 式全部代入跃变条件 (26) 式,

$$(\Psi_{uB,L}^\sigma)' - (\Psi_{uB,R}^\sigma)' = \frac{2m_s^* V}{\hbar^2} \Psi_{uB}^\sigma. \quad (26)$$

再取 δ 势垒强度 $V = Z\hbar v_s/2$, 其中 Z 是用来代表 δ 势垒强度的无量纲数, v_s 是半导体中两种自旋取向电子的平均 Fermi 速度. 因此上式右侧波函数前面的因子变化如下:

$$\begin{aligned} \frac{2m_s^* V}{\hbar^2} &= \frac{2m_s^*}{\hbar^2} \frac{Z\hbar}{2} v_s = \frac{Z}{\hbar} m_s^* \frac{v_s^\uparrow + v_s^\downarrow}{2} \\ &= \frac{Z}{\hbar} \frac{\hbar k_+^\sigma + \hbar k_-^\sigma}{2} = Zk. \end{aligned} \quad (27)$$

将 (27) 式也代入 (26) 式, 并考虑自旋翻转带来的影响, 于是推出 σ 势垒处应具有如下形式的方程:

$$\begin{aligned} &c_{dB,\sigma}^+ e^{(\phi-\Phi^\sigma)/4} - c_{dB,\sigma}^- e^{-i\phi/4} \\ &- c_{dB,\sigma}^+ e^{i\phi/4} + c_{dB,\sigma}^- e^{-i(\phi-\Phi^\sigma)/4} \\ &= -iZ [c_{dB,\sigma}^+ e^{i\phi/4} + c_{dB,\sigma}^- e^{-i(\phi-\Phi^\sigma)/4}]. \end{aligned} \quad (28)$$

其中 $\phi = 2\pi kR = 2kL$. 由于 $L = \pi R$ 为等臂半导体环单臂的长度, 因此 $kL = \phi/2$ 也是描述量子环臂长的物理量. 解由 (18) (19) (20) (21) 和 (28) 组成的方程组, 可以计算出量子环右端透射波函数的系数 t_σ , 并由此算出透射概率 T^σ , 即

$$T^\sigma = \frac{k_\sigma^R}{k_\sigma^L} |t_\sigma^\sigma|^2. \quad (29)$$

利用解方程组算出的相关数据, 可以作出反映透射概率特性的函数曲线. 分析过程中为更好的说明问题, 首先对上、下两环单独存在的情况进行讨论, 然后再对双环同时存在的情况对比分析.

图 2 是总磁通为零情况下, 透射概率随单半导体环增大时的变化特性. (a) (b) 描述两端铁磁电极磁化方向平行状态, 磁化方向夹角 $\theta = 0$. (c) (d) 描述反平行状态, $\theta = \pi$. 仅有下环时, 从左侧图型可以明显看出: 两种自旋态电子的透射概率都随半导体长度的增加作周期为 π 的等幅振荡, 这是量子环中半导体长度效应的体现. 对比 $\theta = 0$ 的 (a) 和 $\theta = \pi$ 的 (c) 可发现 (a) 中自旋向下电子比自旋向上电子透射概率振幅大很多, 而 (c) 中两条曲线却完全重合, 这表明 (a) 中自旋向下电子受到的阻碍作用更大, 而 (c) 中两种自旋态电子受到的阻碍作用完全相同, 这种不同是铁磁电极磁化方向与电子自旋取向的差异引起的. $\theta = 0$ 时铁磁电极对两种自旋取向电子的贡献不同, $\theta = \pi$ 时的贡献完全相同. 仅有上环时, 取 δ 势垒强度 $Z = 1$, 从右侧图型可以看出: 两种自旋态电子的透射概率也在随半导体长度的增加作周期性等幅振荡, 但波形与左侧的下环相比有了很大变化, 还出现了透射概率为零的零点位置, 周期则变为 2π , 是下环的 2 倍. 可见 δ 势垒具有改变半导体环透射概率大小、振幅、周期、频率和位相的效应. 对比透射概率曲线完全重合 (d) 和不重合的 (b) 可知 (d) 表明 δ 势垒和反平行的铁磁电对两种自旋态电子的贡献完全一样, 而 (b) 表明即使 δ 势垒存在, 铁磁电

极对两种自旋电子的贡献不同仍会引起自旋向下电子受到较大的阻碍作用。(b)(d)中两种自旋态电子

透射概率零点的位置保持重合,还表明位相差未受 δ 势垒存在和铁磁电极夹角平行与否的影响。

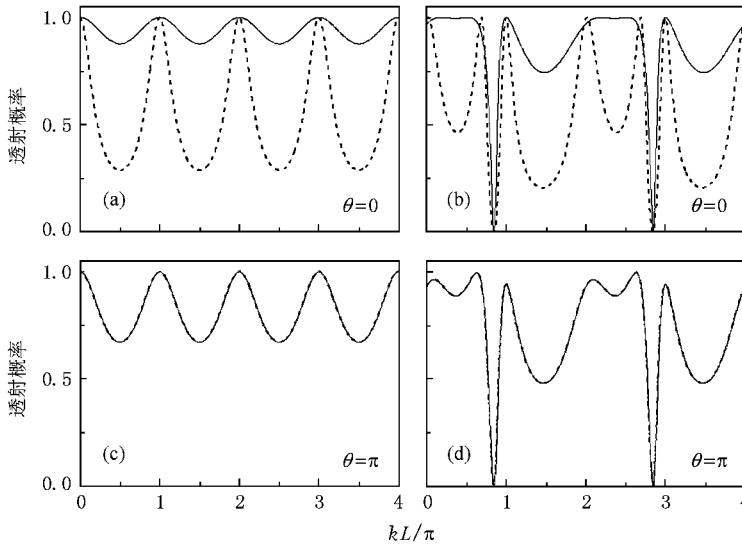


图2 总磁通为零时,透射概率随量子环长度变化的规律.左侧(a)(c)是下半环单独存在的情况,右侧(b)(d)是上半环单独存在的情况(取 $Z=1$).实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子

图3是双环同时存在时的图形.左侧的透射概率是横坐标 kL 的函数,在函数曲线形状变化较复杂情况下,平均透射概率 \bar{T}^σ 可以从整体上描述双环隧穿效率的高低.由于 $\bar{T}^\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} T^\sigma \alpha(kL)$,定积分 $\int_0^{4\pi} T^\sigma \alpha(kL)$ 是透射概率曲线下面包围的面积,被包围的面积越大,透射概率的平均值 \bar{T}^σ 就越大.因此判断两种自旋态电子平均透射概率的大小,直接比较透射概率曲线下面包围的面积大小就行了. $\theta = \pi$ 时,对比双环的图 $\chi(c)$ 和单环的图 $\chi(c)$ (d),三者的波形虽有很大不同,但两种自旋态电子的透射概率曲线均保持重合,双环还和上环一样存在零点,周期均为 2π .三者最重要的不同之处是:图 $\chi(c)$ 曲线下包围的面积比图 $\chi(c)$ 或(d)包围的都多,由此得出一个重要结论:两端铁磁电极磁化方向反平行时,当两个单环合并成平行的双环后,透射概率的平均值变大了,即双环与单环相比提高了自旋电子的隧穿效率.再对比图 $\chi(a)$ 和图 $\chi(a)$ (b),同样可以发现:两端铁磁电极磁化方向平行时,双环中自旋向下电子的平均透射概率明显大于单环中的.从图3右侧两图可以看出:在 $Z=0$ 处,隧穿系数的大小恰好与左侧 $kL=4\pi$ 位置的透射概率等值.在 $Z=0$ 至

$Z=4$ 区间,双量子环透射概率的大小随 δ 势垒强度 Z 的增大而单调减小,并且减小是非线性的.双量子环透射概率随 δ 势垒强度 Z 增加而减小的原因在于:任何势垒都是自旋电子在隧穿运动过程中的一种阻碍,势垒越强(即越高)隧穿过程中的自旋电子受到的阻碍作用就越大,并导致透射概率的减小.这种透射概率减小的现象表明了 δ 势垒具有阻碍电子隧穿的作用. δ 势垒的这种阻碍作用与非常薄的绝缘体很相似,因此在理论研究上,可以用 δ 势垒来代替非常薄的绝缘体进行研究.而在实际应用中,非常薄的绝缘体又可以代替 δ 势垒来使用;再观察 $\theta = \pi$ 的(d)图,由于铁磁电极和 δ 势垒对两种自旋态电子的贡献均相同,两条透射概率曲线始终保持重合.而在 $\theta = 0$ 的(b)图,由于铁磁电极对两种自旋态电子透射概率的贡献不同,两条透射概率曲线始终保持分离.

图4是仅有单量子环条件下,两端铁磁电极磁化方向反平行时透射概率的变化特性.左侧取 $\Phi_{AB} = 0$,以 β 为横坐标.由于 $\Phi_{AC}^e = -\pi(1 - \sigma\sqrt{\beta^2 + 1})$,因此左侧是 AC 磁通单独存在的情况.从 $\beta = 2am_s^*/\hbar^2$ 和 α 是 Rashba 自旋轨道耦合参数可知,

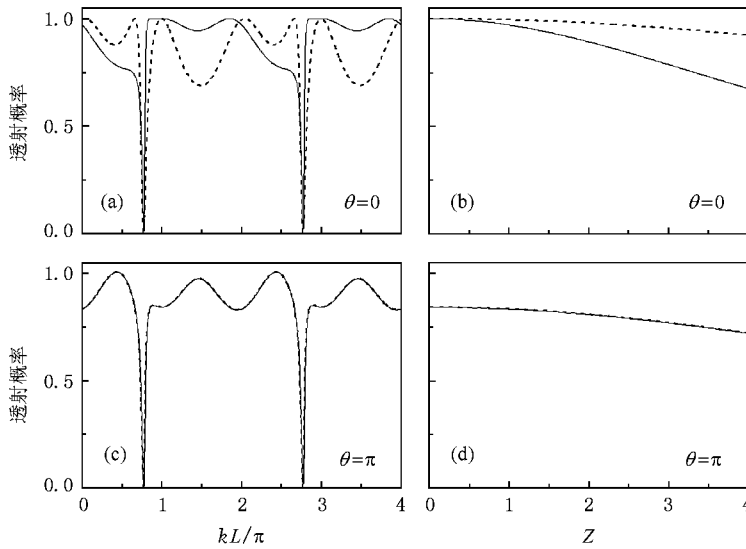


图3 总磁通为零时,双量子环透射概率的变化特性.左侧(a)(c)取 $Z = 1$, kL 为横坐标.右侧(b)(d)取 $kL = 4\pi$, Z 为横坐标.实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子

(a)(c)实际上是受 Rashba 自旋轨道耦合效应影响的图形.对比图 4(a)和图 4(c)发现:同样在铁磁电极磁化方向反平行的条件下,图 4(c) $kL = 3.5\pi$ 时自旋电子透射概率的数值不到 0.7,而图 4(a) $kL = 3.5\pi$ 时透射概率却随 β 增加发生左右非对称的等幅振荡.虽然振荡曲线的波峰与图 4(c) $kL = 3.5\pi$ 处的数值接近,但波谷却为零.这表明 Rashba 自旋轨道耦合的存在对自旋电子的隧穿过程产生了影响,导

致随 β 增加半导体环中自旋电子的输运发生变化,从而使透射概率发生周期性振荡.由于 β 较小时对自旋电子隧穿的影响较弱,因此透射概率的振荡频率也相对低一些,这是振荡曲线左右不对称的原因.但两种自旋态电子透射概率振荡曲线却始终保持着重合,这意味着: $\theta = \pi$ 时,即使存在 Rashba 自旋轨道耦合效应,两种自旋态电子透射概率的大小始终保持相等,位相差等于零保持不变.图 4(c)是 $Z = 1$

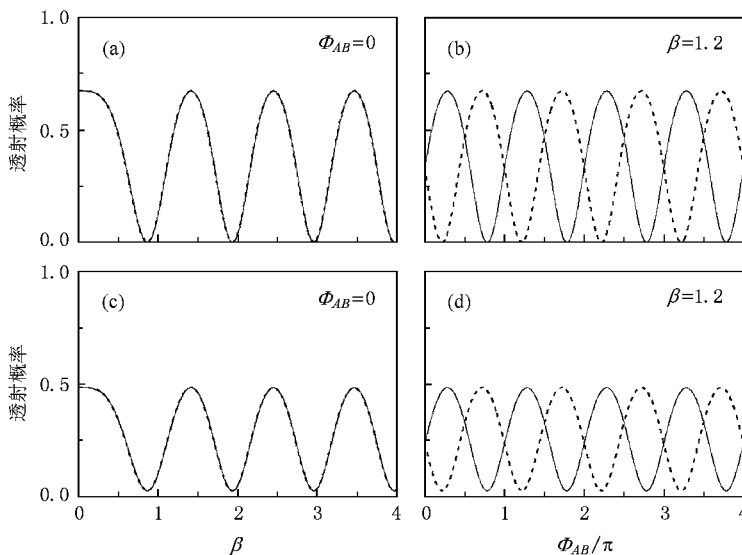


图4 $kL = 3.5\pi$ 和 $\theta = \pi$ 时,透射概率随 AC 和 AB 磁通变化的规律.上方(a)(b)是只有下半环存在的情况,下方(c)(d)是只有上半环存在的情况(取 $Z = 1$).实线代表自旋向上的电子,虚线代表自旋向下的电子

的情况.对比(a)和(c)可知: $Z = 1$ 时,虽然(c)中两条透射概率曲线仍然重合,但(c)比(a)透射概率的波峰降低,波谷上升,振幅减小了,这是 δ 势垒的阻碍作用造成的.右侧取 $\beta = 1.2$,以 Φ_{AB} 为横坐标,因此(b)和(d)是AC磁通和AB磁通均存在的情况, $\beta = 1.2$ 使得右侧与左侧的透射概率具有几乎同样大小的峰值和振幅,但由于AB磁通的影响两种自旋态电子透射概率的位相不再一致,两条振荡曲线水平错开,振荡曲线也变得左右完全对称.此外,由于 β 取值区间是0至8, Φ_{AB} 取值区间是0至 8π ,所以左右对比可以得知:右侧透射概率的振荡频率明显小于左侧的.

图5是双量子环透射概率随AC磁通和AB磁通的变化特性.与图4相似,左侧取 $\Phi_{AB} = 0$,以 β 为横坐标.右侧取 $\beta = 1.2$,以 Φ_{AB} 为横坐标.图5左、右两侧平均透射概率可分别用 $\bar{T}_L = \frac{1}{8} \int_0^8 T^r(\beta) d\beta$ 和 $\bar{T}_R = \frac{1}{8\pi} \int_0^{8\pi} T^r(\Phi_{AB}) d\Phi_{AB}$ 算出,我们仍用 \bar{T} 从整体上描述自旋电子隧穿效率的高低.比较图5(c)和图

4(a)(c)各自透射概率曲线下面包围的面积,可以看出:图5(c)透射概率曲线下面包围的面积比图4(a)或(c)包围的大出许多,即只存在Rashba自旋轨道耦合影响时,双环的平均透射概率明显大于单环的.再比较图5(d)和图4(b)(d)各自透射概率曲线下面包围的面积,仍有双环的平均透射概率明显大于单环的结果存在.这表明:当双量子环仅受Rashba自旋轨道耦合影响时,自旋电子的隧穿效率明显高于单量子环.即使再加上外加磁场的影响,双量子环比单量子环自旋电子的隧穿效率高这一特征依然存在.图5(a)(b)是 $\theta = 0$ 的情况,由于两端铁磁电极贡献得不同,自旋向下电子的平均透射概率始终低于自旋向上电子的.当仅受Rashba自旋轨道耦合影响时(a)中两种自旋电子曲线最小值的位置始终保持重合.这表明:它们的位相相同,位相差为零,但振荡曲线左右两侧不对称.(b)中两种自旋态电子振荡曲线波峰和振幅均与(a)相近,但两种波形左右错开,波形的左右不对称消失,并且振荡频率明显减小了.表明 $\beta = 1.2$ 时,AB磁通具有促使透射概率改变位相和降低振荡频率的效应.

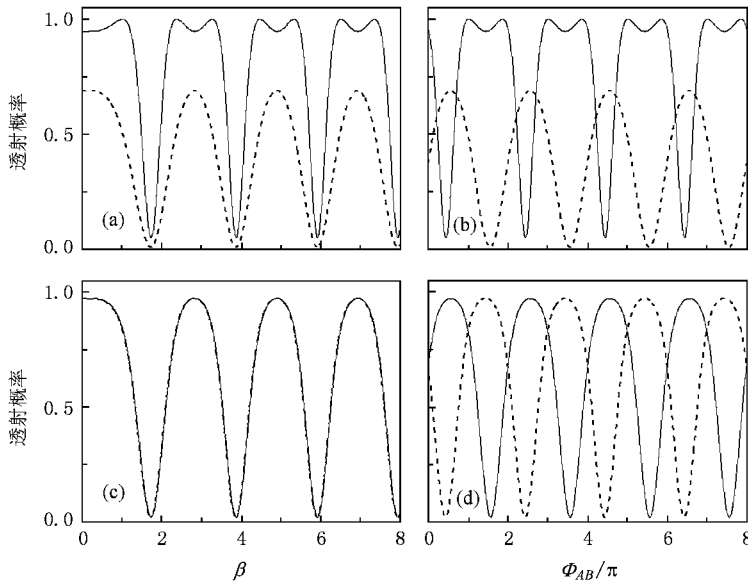


图5 $kL = 3.5\pi$ 和 $Z = 1$ 时,双量子环透射概率随 β 和AB磁通的变化特性.上方((a),(b))是 $\theta = 0$,下方((c),(d))是 $\theta = \pi$.实线、虚线分别代表自旋向上和自旋向下电子

3. 计算结果和分析

我们对与铁磁/半导体/铁磁结构相关的双量子环的研究中,发现了自旋电子透射概率的变化特性:1)透射概率与电子自旋的取向相关,以 kL 为横

坐标时,透射概率随半导体环长度的增加做等幅振荡.2) δ 势垒具有阻碍隧穿电子通过的作用,透射概率随 δ 势垒强度 Z 的增大单调减小,并且减小是非线性的.3)总磁通为零的条件下,铁磁电极磁化方向反平行时,双环与单环相比提高了自旋电子透射

概率的平均值.磁化方向平行时,自旋向下电子透射概率平均值提高的更多.4)量子环大小取固定值和磁化方向反平行时,Rashba自旋轨道耦合作用增强或外加磁场增强都会使单环的透射概率发生等幅振荡,但外加磁场增强时两条振荡曲线不再重合,两种

自旋态电子透射概率的位相不同,振荡频率显著变小.5)量子环大小取固定值时,若双环仅受Rashba自旋轨道耦合影响,自旋电子的透射概率平均值将明显高于单环,即使再加上外加磁场的影响,透射概率平均值高于单环这一特征依然存在.

- [1] Bychkov Y A , Mel'nikov V I , Rashba E I 1990 *Sov. Phys. JETP* **71** 401
- [2] Das S , Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [3] Prinz G A 1995 *Physics Today* **48** 58
- [4] Monzon F G , Johnson M , Roukes M L 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3087
- [5] Aronov A G , Pikus G E 1976 *Sov. Phys. Semicon* **10** 698
- [6] Hammar P R , Bennett B R , Yang M J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 203
- [7] Hu C M , Nitta J , Jensen A , Hansen J B , Takayanagi H 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125333
- [8] Gardelis S , Smith C G , Barnes C H W 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7764
- [9] Bauer G E W 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1676
- [10] Kirczenow G 1989 *Phys. Rev. B* **39** 10452
- [11] Rashba E I 2000 *Phys. Rev. B* **62** R16267
- [12] Voskoboynikov A , Liu S S , Lee C P 1998 *Phys. Rev. B* **58** 15397
- [13] Voskoboynikov A , Liu S S , Lee C P 1999 *Phys. Rev. B* **59** 12514
- [14] de Andrada E A , Silva E , La G C 1999 *Phys. Rev. B* **59** 15583
- [15] Oriols X , Martín F , Suné J 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2594
- [16] Alvarado S F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 513
- [17] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **392** 45
- [18] Loss D , Goldbart P M , Balatsky A V 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655
- [19] Byers N , Yang C N 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 46
- [20] Citro R , Romro F , Marinaro M 2006 *Phys. Rev. B* **74** 115329
- [21] Li Y X , Liu J J , Li B Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1366 (in Chinese)
[李玉现、刘建军、李伯臧 2005 物理学报 **54** 1366]
- [22] Li Y X , Li B Z 2005 *Chin. Phys.* **14** 1021
- [23] An X T , Li Y X , Liu J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4105 (in Chinese)
[安兴涛、李玉现、刘建军 2007 物理学报 **56** 4105]
- [24] Meijer F E , Morpurgo A F , Klapwijk T M 2002 *Phys. Rev. B* **66** 033107
- [25] Molnar B , Peeters F M , Vasilopoulos P 2004 *Phys. Rev. B* **69** 155335

Properties of spin transport of double quantum rings with structures of ferromagnet/ semiconductor/ ferromagnet^{*}

Du Jian[†] Li Chun-Guang Qin Fang

(Physics department , Chengde National Teacher 's College , Chengde 067000 , China)

(Received 27 September 2008 ; revised manuscript received 14 November 2008)

Abstract

Spin-dependent transport through ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic double quantum rings is studied in this paper. It is found that the average value of the spin-dependent electron transmission coefficient of the double quantum ring is larger than that of the single quantum ring under the condition of zero magnetic flux and antiparallel configuration of the ferromagnetic electrodes. When the magnetization directions of the ferromagnetic electrodes are parallel , the average tunneling coefficient of the spin-down electrons in double quantum rings increases distinctly. When the Rashba spin-orbit coupling is considered , the average tunneling coefficient of the spin electrons in double quantum rings is bigger than that in single quantum ring. The applied magnetic field enhances the tunneling coefficient. The δ barrier of the double quantum rings suppresses the tunneling of the electron. The tunneling coefficient decreases monotonically and nonlinearly with the δ barrier strength Z increasing.

Keywords : double quantum ring , Rashba spin orbit coupling , tunneling coefficient , δ barrier

PACC : 7340S , 7170C , 7335A

^{*} Project supported by the Natural Foundation of the Bureau of Education of Hebei Province , China (Grant No. Z2008103).

[†] Corresponding author. E-mail 308dujian@163.com