

特殊结构的多臂量子环的持续电流*

杜 坚[†] 王素新 袁爱国

(承德民族师范高等专科学校物理系, 承德 067000)

(2009 年 4 月 30 日收到; 2009 年 7 月 22 日收到修改稿)

提出了中臂弯曲的多臂量子环模型, 且是上臂最短和下臂最长的不等臂量子环. 研究发现: 总磁通为零时, 持续电流随半导体环增大发生非周期性振荡, 并与电极的磁矩方向及隧穿电子的自旋方向相关, 下臂因为最长而获得最小的平均持续电流. AB 磁通增强时, 持续电流会发生周期性振荡, 各臂之间明显出现相互制约的现象. 各臂持续电流之间的差异与臂长和磁通分布相关, Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流相位和相位差的效应. 在一定条件下, 两种波函数所对应的持续电流是可分离的.

关键词: 多臂量子环, 持续电流, Rashba 自旋轨道耦合

PACC: 7340S, 7170C, 7335A

1. 引 言

1988 年发现巨磁电阻^[1], 被认为是新兴学科自旋电子学的开端. 此后 Slonczewski^[2] 研究铁磁/金属/铁磁异质结隧穿电导时发现: 两铁磁体磁矩方向平行比反平行的隧穿电导更大, 从而揭开了研究铁磁/非铁磁异质结^[3-9] 的序幕. 现在研究已经涉及单量子环^[10-12]、双量子环^[13,14] 和连接量子环^[15], 研究对象也从单通道环拓展到多通道环, 理论研究还出现了 Hartree 和 Hartree-Fock 近似^[16]、精确对角化分析^[17]、Wigner 晶体模型^[18]、密度泛函^[19] 等方法. Berry^[20] 发现在绝热循环的 Hamilton 体系中存在几何相位, 这为研究量子结构提供了新的方法, 可以通过改变粒子环绕磁通获得 AB 相位. Loss 等^[21] 首先注意到 Berry 相位对电子输运的影响. Byers 和 Yang^[22] 指出, 由于电子相位耦合的作用, 孤立介观环可以通过磁通量的改变传递持续电流. 本文利用相位方法研究了特殊结构的多臂量子环的持续电流, 并重点参考了 Citro 等的相关文献^[23].

2. 理论方法

特殊结构的多臂量子环理论模型如图 1 所示,

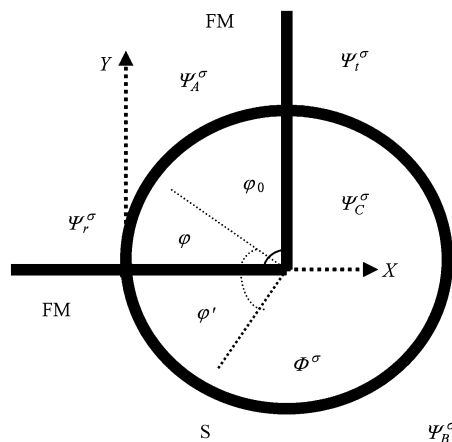


图 1 有两个铁磁电极的多臂量子环, $\varphi_0 = \pi/2$ 为中臂的折角, Z 轴垂直于环面向上

上臂最短, 中臂次之, 下臂最长. 由于中臂是一条折线, 上臂和下臂又组合成环, 因此也可以将其简称为“折臂环”. 半导体用 S 表示, 铁磁金属用 FM 表示. 为了产生 Rashba 自旋轨道耦合效应, 在半导体环内沿 Z 轴方向用外场 $V(k)$ 来产生非对称量子阱, 使半导体区域产生 Rashba 自旋轨道耦合, 再用另一个外场 $V_c(r) = \frac{1}{2}K(r - R)^2$ 将电子的波函数限制在环上. 参考相关文献^[24], 可得出存在 AB 磁通时半导体环的 Hamilton 为

* 河北省教育厅自然科学研究指导计划(批准编号: Z2008103)资助的课题.

[†] E-mail: 808dujian@163.com

$$\hat{H}_s = \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2} \sigma_r - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right)^2, \quad (1)$$

其中 $\beta = 2\alpha m_s^*/\hbar^2$, m_s^* 为半导体内电子的有效质量, \hbar 是 Dirac 常数, α 是 Rashba 自旋轨道耦合参数, Φ_{AB} 为 AB 磁通, $\phi_0 = hc/e$ 为量子磁通, 圆心角 $\varphi' = -\varphi$. 半导体环中的能量本征值为^[25]

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

$\Phi_{AC}^\sigma = -\pi(1 - \sigma\sqrt{\beta^2 + 1})$ 称为 Aharonov-Casher (AC) 相位, $\sigma = \pm 1$. 半导体中能量确定时, 量子数 $n_\lambda^\sigma(E) = \lambda\sqrt{E} + \Phi^\sigma/2\pi = \lambda kR + \Phi^\sigma/2\pi$, 电子的 Fermi 波矢的值为 $k_\pm = k \pm \Phi^\sigma/2\pi R$, $\Phi^\sigma = \Phi_{AC}^\sigma + \Phi_{AB}$ 为总磁通. 电子从 $\varphi = 0$ 沿顺时针移动 $\varphi = \pi/2$ 获得相位 $\Phi^\sigma/4$, 电子从 $\varphi' = 0$ 沿逆时针移动 $\varphi' = 3\pi/2$ 获得相位 $-3\Phi^\sigma/4$, 电子通过中臂获得相位 $-\Phi^\sigma/2$. 根据 \hat{H}_s 得到上中下三臂的波函数为

$$\Psi_{A,\sigma}^s(\varphi) = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow,\lambda=\pm 1} c_{A,\sigma}^\lambda e^{i\lambda\varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (3)$$

$$\Psi_{C,\sigma}^s(\varphi) = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow,\lambda=\pm 1} c_{C,\sigma}^\lambda e^{i\lambda\varphi} \chi^\sigma(\varphi), \quad (4)$$

$$\Psi_{B,\sigma}^s(\varphi') = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow,\lambda=\pm 1} c_{B,\sigma}^\lambda e^{-i\lambda\varphi'} \chi^\sigma(\varphi'), \quad (5)$$

其中, $\chi^\uparrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \cos\alpha/2 \\ e^{i\varphi} \sin\alpha/2 \end{pmatrix}$, $\chi^\downarrow(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} \sin\alpha/2 \\ -e^{i\varphi} \cos\alpha/2 \end{pmatrix}$. 设两铁磁电极均为理想导体,

并且不考虑节点处的自旋交叉散射, 则铁磁体的 Hamilton 和能谱分别为

$$\hat{H}_f = \frac{1}{2} \hat{p}_x \frac{1}{m_f^*} \hat{p}_y + h(x, y) \sigma_z, \quad (6)$$

$$E_{f\sigma} = \frac{\hbar^2}{2m_f^*} (k_{f\sigma})^2 + \lambda_\sigma h(x, y), \quad (7)$$

其中, $\lambda_\sigma = \pm 1$, m_f^* 为电子的有效质量, $m_f^* = m_e$, $m_s^* = \mu m_e$, $\mu = 0.036$, m_e 是自由电子质量, $h(x, y)$ 为交换劈裂能. 两铁磁电极中电子的 Fermi 波矢均为 $k_{f\uparrow} = 1.05 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}$ 和 $k_{f\downarrow} = 0.44 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}$.

根据 \hat{H}_f 得到的波函数为

$$\Psi_\sigma^L = e^{ik_{f\sigma}x} + r_\sigma e^{-ik_{f\sigma}x}, \quad (8)$$

$$\Psi_\sigma^R = t_\sigma e^{ik_{f\sigma}y}. \quad (9)$$

考虑到在铁磁体与半导体环边界处自旋翻转带来的影响, 将流密度表示为

$$J^\sigma = \text{Re} \left[(\Psi^\sigma \chi^\sigma)^* \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\beta}{2\sigma_y} - \frac{\Phi_{AB}}{\phi_0} \right) (\Psi^\sigma \chi^\sigma) \right]. \quad (10)$$

设 $\phi = 2\pi kR = 2kL$, 由于 $L = \pi R = \phi/2k$ 为半个环的长度, 因此 ϕ 和 kL 均为描述量子环大小的物理量. 根据边界处波函数的连续性和流密度守恒可得出

$$\begin{aligned} 1 + r_\sigma &= c_{A\sigma}^+ + c_{A\sigma}^- e^{-i\phi\sigma/4} \\ &= c_{C\sigma}^+ + c_{C\sigma}^- e^{i\phi\sigma/2} \\ &= c_{B\sigma}^+ + c_{B\sigma}^- e^{i3\phi\sigma/4}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/4k} &= c_{A\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi^\sigma)/4} + c_{A\sigma}^- e^{-i\phi/4} \\ &= c_{C\sigma}^+ e^{i(\phi/\pi-\Phi^\sigma/2)} + c_{C\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ &= c_{B\sigma}^+ e^{i3(\phi-\Phi^\sigma)/4} + c_{B\sigma}^- e^{-i3\phi/4}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} k(c_{A\sigma}^+ - c_{A\sigma}^- e^{-i\phi\sigma/4} + c_{C\sigma}^+ - c_{C\sigma}^- e^{i\phi\sigma/2} \\ + c_{B\sigma}^+ - c_{B\sigma}^- e^{i3\phi\sigma/4}) \\ = k_{f\sigma}(1 - r_\sigma), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} k_{f\sigma} t_\sigma e^{ik_{f\sigma}\phi/4k} &= k [c_{A\sigma}^+ e^{i(\phi+\Phi^\sigma)/4} - c_{A\sigma}^- e^{-i\phi/4} \\ &+ c_{C\sigma}^+ e^{i(\phi/\pi-\Phi^\sigma/2)} - c_{C\sigma}^- e^{-i\phi/\pi} \\ &+ c_{B\sigma}^+ e^{i3(\phi-\Phi^\sigma)/4} - c_{B\sigma}^- e^{-i3\phi/4}]. \end{aligned} \quad (14)$$

半导体环上自旋电子的定向移动会形成电流,

在一个小能量范围内总电流可以写成 $I^\sigma = \frac{e}{h} T^\sigma$, 当

电流经过双臂环时, 总电流 $I^\sigma = I_A^\sigma + I_B^\sigma$. 由于对称性破缺, 上臂的 I_A^σ 和下臂的 I_B^σ 并不相等, Büttiker 认为这种不同是环绕电流 I_p 引起的, 即上臂的 $I_A^\sigma = I^\sigma + I_p^\sigma$, 下臂的 $I_B^\sigma = -I_p^\sigma$, 这是因为 AB 效应和不等臂效应破坏了量子环的对称性, 从而导致了持续电流的产生. 三臂量子环各臂之间的流动关系要比双臂环复杂得多. 由文献[26]的简化方法, 上臂不变, 将中臂和下臂合并成与两者等效的新单臂, 这样可以忽略中臂和下臂之间的持续电流, 将三臂环简化为双臂环. 由流密度守恒可推出上中下三臂中的概率流密度分别为

$$I_A^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{A\sigma}^+|^2 - |c_{A\sigma}^-|^2), \quad (15)$$

$$I_C^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{C\sigma}^+|^2 - |c_{C\sigma}^-|^2), \quad (16)$$

$$I_B^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{B\sigma}^+|^2 - |c_{B\sigma}^-|^2). \quad (17)$$

根据等效新单臂必然与中臂、下臂相关以及节点处的流密度守恒, 可将等效新单臂中的有效概率流密度定义为

$$I_{\text{eff}}^\sigma = \frac{k}{k_{f\sigma}} (|c_{C\sigma}^+|^2 - |c_{C\sigma}^-|^2 + |c_{B\sigma}^+|^2 - |c_{B\sigma}^-|^2). \quad (18)$$

由于概率电流是与概率流密度对应的自旋电子形成的不连续电荷电流,是上臂概率电流与等效新单臂有效概率电流之和.因此上臂中的持续电流为

$$I_{AP}^\sigma = (I^\sigma - |I_A^\sigma| - |I_{\text{eff}}^\sigma|)/2. \quad (19)$$

同理,可推出中臂和下臂的持续流 I_{CP}^σ 和 I_{BP}^σ .

3. 数值计算和图形分析

电子围绕磁场运动时会产生 AB 效应,通过控制电子环绕磁通可获得 AB 位相;电子在电场中运动时,也可认为是电场相对于电子运动,而电场的运动会产生磁场,磁场又与电子的自旋磁矩相互作用,于是在电场中运动的电子因具有磁矩而在波函数上积累一个 AC 位相.从 AB 位相和 AC 位相产生的机制可知,不考虑磁场和电场时,会有 $\Phi_{AB} = 0$ 和 $\Phi_{AC}^\sigma = 0$, 因此有总磁通 $\Phi^\sigma = \Phi_{AC}^\sigma + \Phi_{AB} = 0$. 图 2 就是总磁通为零时,持续电流随量子环增大时的变化规律.图 2 显示,持续电流随半导体环增大发生非周期性振荡.这是量子环中半导体长度效应的体现.由于持续电流曲线的形状比较复杂,不容易判断和比较大小,可用持续电流的平均值 $\bar{I}^\sigma =$

$$\frac{1}{11\pi} \int_0^{11\pi} I^\sigma(kL) d(kL)$$

从整体上判断和比较,定积分

$\int_0^{11\pi} I^\sigma(kL) d(kL)$ 是持续电流曲线与横坐标轴包围的面积,面积越大,平均持续电流的绝对值就越大.两电极磁矩同方向时,隧穿电子的两种自旋方向分别与磁矩平行和反平行;而两电极磁矩反方向时,两种自旋方向均与一个磁矩平行,与另一个磁矩反平行.因此,磁矩反平行的两电极对两种自旋态电子的贡献相同,对两种持续电流的贡献也相同,导致了图 2(a), (c), (d) 中曲线的重合;而磁矩平行的两电极对两种自旋态电子的贡献不同,对两种持续电流的贡献也不同,导致了(b)中曲线的分离,并且由于自旋向下电子受到的阻碍作用更大,造成自旋向下波函数的平均持续电流小于自旋向上的.观察还发现,各小图中持续电流曲线的形状有很大不同,(d)中的平均持续电流明显小于图 2(a), (b), (c)的.由于各臂长度上的差异会产生不同的阻碍作用,下臂的长度是上臂的 3 倍,下臂对电子运输的阻碍作用必然大于其他两臂,因此也获得了最小的平均持续电流.图 2(c)和(d)纵坐标的取值范围是图 2(a)和(b)的两倍,在图 2(c)和(d)中持续电流均出现两个超过 $-1.5 e/h$ 的值.这表明总磁通为零时,中臂和下臂内存在巨持续电流现象.

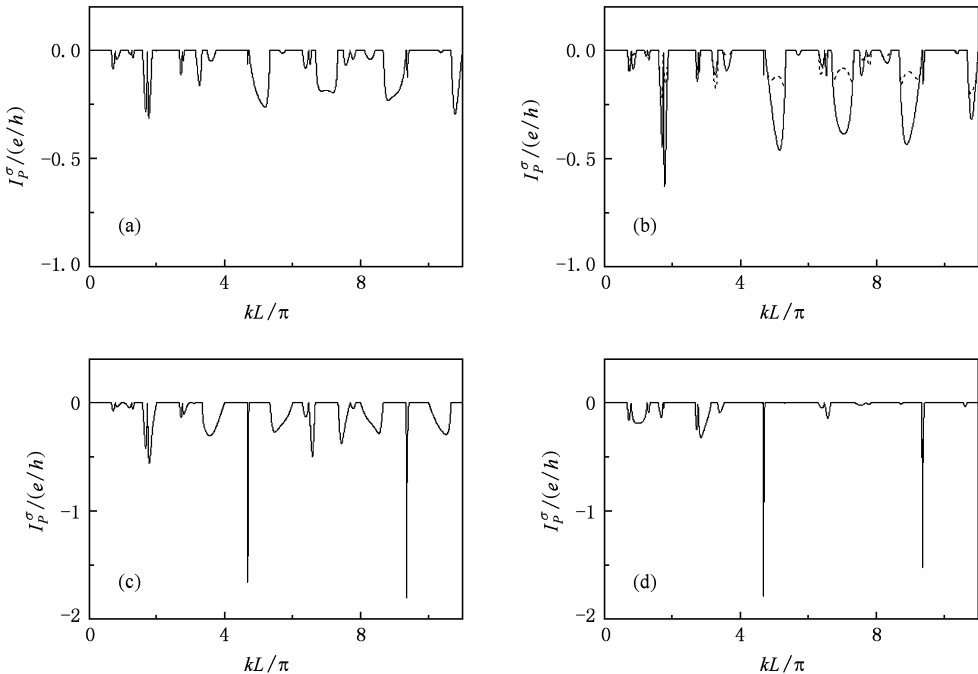


图 2 $\Phi^\sigma = 0$ 时 I_p^σ 的变化规律 实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow$ 和 \downarrow , $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 分别代表两电极磁矩方向平行和反平行. (a) $I_{AP}^\sigma, \theta = \pi$; (b) $I_{AP}^\sigma, \theta = 0$; (c) $I_{CP}^\sigma, \theta = \pi$; (d) $I_{BP}^\sigma, \theta = \pi$

图 3 是上臂中的持续电流随 AB 磁通增强时的变化规律. 由于 $\beta = 2\alpha m_s^* / \hbar^2$, α 是 Rashba 自旋轨道耦合参数. 所以左侧只受 AB 磁通影响, 而右侧则受 Rashba 自旋轨道耦合与 AB 磁通的共同影响. 观察图 3(a) 发现: AB 磁通增强时, 持续电流发生周期性振荡, 而且自旋向上波函数持续电流的共振峰 (倒过来看) 明显高于自旋向下的, 两种共振峰的位置也不重合. 两种持续电流的这种差异除了与两磁矩同向的电极相关, 还与外加磁场相关, 由于隧穿电

子的两种自旋方向与外加磁场方向的不一致, 两种持续电流还会受到 AB 磁通的不同影响. 再对比图 3(a) 和 (c) 发现, 两小图共振峰的高低分布明显不同. 这意味着: 量子环的大小对持续电流有着较大的影响. 然后对比图 3(a) 和 (b), (c) 和 (d) 可看出, 不同之处在于共振峰的位置发生了移动, 两种共振峰之间的距离也发生了变化. 这表明 Rashba 自旋轨道耦合具有改变两种持续电流相位和位相差的效应.

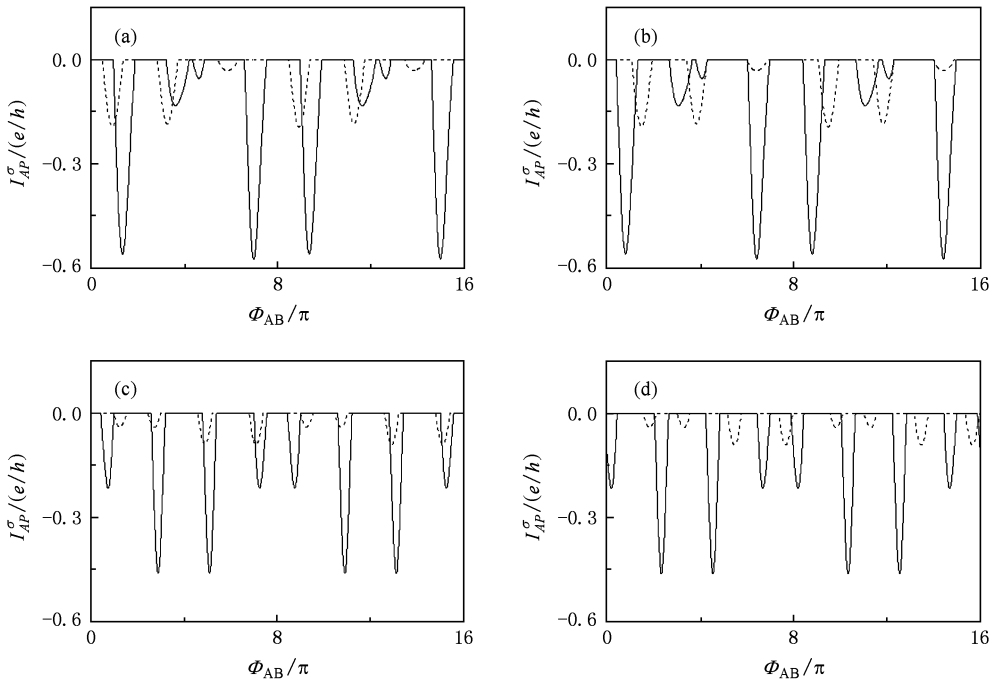


图 3 $\theta = 0$ 时 I_{AP}^{σ} 的变化规律 实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow$ 和 \downarrow . (a) $kL = 4.5\pi$, $\beta = 0$; (b) $kL = 4.5\pi$, $\beta = 1.2$; (c) $kL = 5.5\pi$, $\beta = 0$; (d) $kL = 5.5\pi$, $\beta = 1.2$

图 4 是下臂中的持续电流随 AB 磁通增强时的变化规律. 对比图 3 和图 4 发现, 图 4 也具有持续电流受电子自旋、电极磁矩、量子环尺寸和 AB 磁通以及 Rashba 自旋轨道耦合影响的特点, 并且图 4 出现高共振峰时, 图 3 出现低共振峰; 图 4 出现低共振峰时, 图 3 出现高共振峰. 这表明上臂与下臂中的持续电流之间明显存在相互对应的关系, 上臂出现较大的持续电流时, 下臂会出现较小的持续电流, 反之亦然. 因此, 两臂的持续电流彼此关联, 相互牵制. 产生这种现象的原因是, 由于利用流密度守恒建立

了满足边界条件的方程, 根据数值计算作出的图线应与流密度守恒相关, 各臂持续电流相互之间也必然会受到流密度守恒的影响, 所以上臂与下臂的持续电流之间才会出现这种此消彼长的现象. 分别再将图 3—5 中的 (c) 和 (d) 对比观察, 在图 5 (c) 和 (d) 实线共振峰所在的位置, 图 3 (c) 和 (d) 和图 4 (c) 和 (d) 中不存在共振峰. 这表明中臂的持续电流达到最大值时, 为了遵守流密度守恒, 上下两臂中的持续电流均为零.

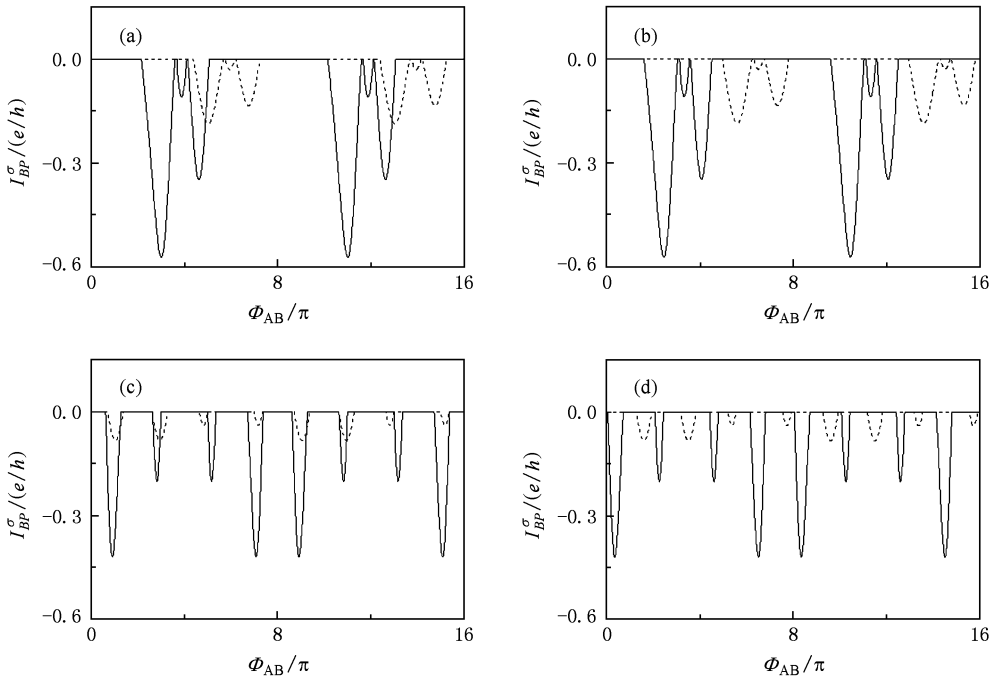


图4 $\theta = 0$ 时 I_{BP}^{σ} 的变化规律 实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow$ 和 \downarrow . (a) $kL = 4.5\pi, \beta = 0$; (b) $kL = 4.5\pi, \beta = 1.2$; (c) $kL = 5.5\pi, \beta = 0$; (d) $kL = 5.5\pi, \beta = 1.2$

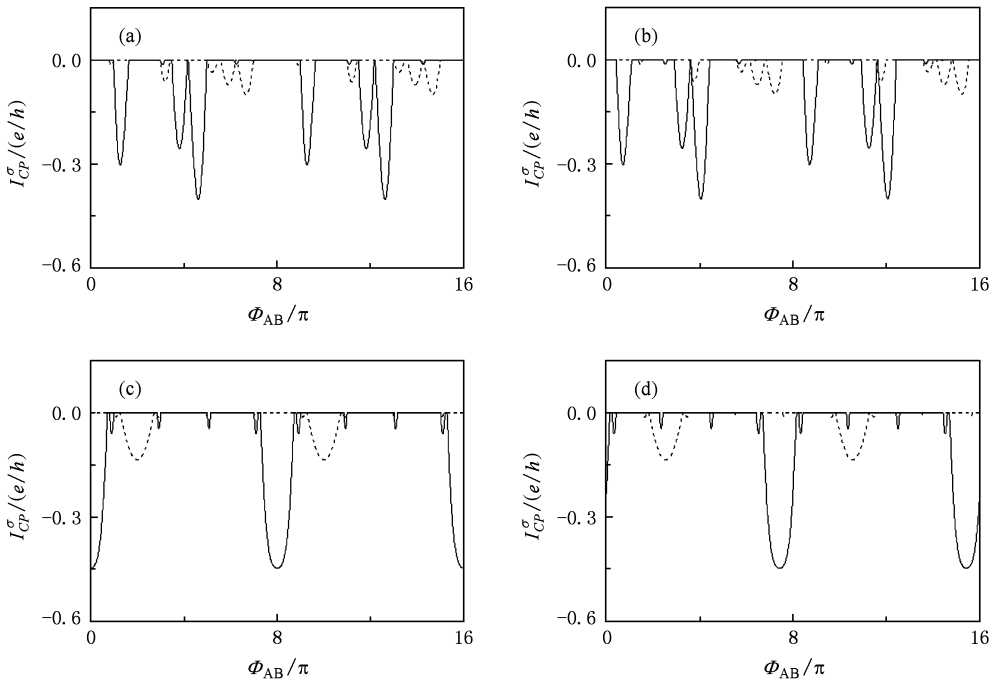


图5 $\theta = 0$ 时 I_{CP}^{σ} 的变化规律 实线和虚线分别代表 $\sigma = \uparrow$ 和 \downarrow . (a) $kL = 4.5\pi, \beta = 0$; (b) $kL = 4.5\pi, \beta = 1.2$; (c) $kL = 5.5\pi, \beta = 0$; (d) $kL = 5.5\pi, \beta = 1.2$

图5是AB磁通增强时,中臂内持续电流的变化规律.对比图5和图3以及图4发现,各图共振峰的形状明显不同,共振峰的个数也不相同.由半导体的尺寸效应可知,不同的臂长会产生不同的结

果;而且,不同的磁通分布还会使自旋电子通过各臂时产生不同的位相.可见,各臂持续电流的不同与臂长和磁通分布的不同相关.由于概率电流 $I_A^{\sigma}, I_C^{\sigma}, I_B^{\sigma}$ 和 $I_{effA}^{\sigma}, I_{effC}^{\sigma}, I_{effB}^{\sigma}$ 公式内各个系数属于不同的波

函数,而波函数又与臂长和磁通分布相关,因此各臂持续电流之间的差异也可以看做是波函数不同引起的. 观察还发现:图 5(c),(d)和图 4(b)中两种波函数持续电流的共振峰完全分开,利用这一特点,选取适当的 kL 和 AB 磁通以及 β 的数值,可分离出自旋向上波函数所对应的持续电流. 这对研制新型自旋电子器件具有重要意义.

4. 结 论

研究发现,半导体环增大时,持续电流会发生

非周期性振荡,并与电极的磁矩方向及隧穿电子的自旋方向相关,下臂因为最长而获得最小的平均持续电流,中臂和下臂内还出现了巨持续电流现象. AB 磁通增强时,持续电流会发生周期性振荡,各臂之间还明显出现了相互制约的现象,并且量子环尺寸对其有较大的影响. 各臂持续电流之间的差异除了与臂长相关,还与磁通分布相关,Rashba 自旋轨道耦合具有改变持续电流的相位和相位差的效应. 选取适当的 kL 和 AB 磁通以及 β 的数值,可分离出自旋向上波函数所对应的持续电流.

-
- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, van Dau F N, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [2] Slonczewski J C 1989 *Phys. Rev.* **B 39** 6995
- [3] Gijs M A M, Bauer G E W 1997 *Adv. Phys.* **46** 285
- [4] Viret M, Berger S, Gabureac M, Ott F, Olligs D, Petej I, Gress J F, Fermon C, Francinet G, Le Goff G 2002 *Phys. Rev.* **B 66** 220401
- [5] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnar S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [6] 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]
- [7] 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]
- [8] Yin Y Q, Li H, Ma J N, He Z L, Wang X Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4162 (in Chinese) [尹永琦、李 华、马佳宁、贺泽龙、王选章 2009 物理学报 **58** 4162]
- [9] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2009 物理学报 **58** 4175]
- [10] Jayannavar A M, Singha P 1995 *Phys. Rev.* **B 51** 10175
- [11] Chen X W, Chen B J, Shi Z G, Song K H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2720 (in Chinese) [谌雄文、谌宝菊、施振刚、宋克慧 2009 物理学报 **58** 2720]
- [12] Ma M M, Ding J W, Chen H B, Xu N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2726 (in Chinese) [马明明、丁建文、陈宏波、徐 宁 2009 物理学报 **58** 2726]
- [13] Yi J, Wei J H, Hong J, Lee S 2002 *Phys. Rev.* **B 65** 033305
- [14] Du J, Li C G, Qin F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 576 (in Chinese) [杜 坚、李春光、秦 芳 2009 物理学报 **58** 576]
- [15] Rabaud W, Saminadayar L, Maily D, Rabaud W, Samianadayar L, Maily D, Hasselbach K, Benoit A, Etienne B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3124
- [16] Bouzerar G, Poilbanc D 1995 *Phys. Rev.* **B 52** 10772
- [17] Chakraborty T, Pietilainen P 1994 *Phys. Rev.* **B 50** 8460
- [18] Krokhin A A, Krive I V 1998 *Superlattice and Microst.* **23** 485
- [19] Emperador A, Barranco M, Lipparini E, Pi M, Serra L 1999 *Phys. Rev.* **B 59** 15301
- [20] Berry M V 1984 *Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A* **392** 45
- [21] Loss D, Goldbart P M, Balatsky A V 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655
- [22] Byers N, Yang C N 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 46
- [23] Citro R, Romeo F, Marinaro M 2006 *Phys. Rev.* **B 74** 115329
- [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
- [26] Wu H C, Guo Y, Chen X Y, Gu B L 2003 *Phys. Rev.* **B 68** 125330

Persistent spin current properties in a special structure of quantum ring with multiple arms^{*}

Du Jian[†] Wang Su-Xin Yuan Ai-Guo

(*Department of Physics, Chengde Teacher's College for Nationalities Chengde 067000, China*)

(Received 30 April 2009; revised manuscript received 22 July 2009)

Abstract

A new model of quantum ring with multiple arms whose middle arm is curved was proposed in this article. This is an unequal arm quantum ring with a shortest upper arm and a longest lower arm. The results indicate that the persistent spin current shows nonperiodic vibration with the size of the semiconductor ring increasing when the total magnetic flux is zero. And it is related to the electrodes' magnetic moment direction as well as the tunneling electrons' spin orientation. The average persistent spin current in the lower arm is minimum on account of its longest length. When the AB magnetic flux strengthens, the persistent spin current in each arm generates periodic oscillation and shows mutual restriction. The difference in each arm is related to the arm length and the magnetic flux distribution. Furthermore, the Rashba spin-orbit interaction affects the phase and the phase difference of the persistent spin current. Our results also imply that the persistent spin currents which the two kind of wave functions correspond to are separated under definite conditions.

Keywords: a quantum ring with multiple arms, persistent spin current, Rashba spin-orbit interaction

PACC: 7340S, 7170C, 7335A

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei Education Department, China(Grant No. Z20081003).

[†] E-mail: 808dujian@163.com