

doi: 103969/j.issn.0490-6756.2017.03.019

# 偏压可调的铁磁-肖特基金属和 半导体纳米电子自旋过滤器

陈赛艳<sup>1,2</sup>, 杨达莉<sup>2</sup>, 卢卯旺<sup>1</sup>, 李 帅<sup>1</sup>, 韦宁燕<sup>2</sup>

(1. 桂林理工大学理学院, 桂林 541004; 2. 桂林理工大学博文管理学院, 桂林 541006)

**摘要:** 在半导体异质结上沉积一条纳米级的铁磁条带和一条肖特基金属条带可获得一个电子自旋过滤器. 采用转移矩阵法, 我们研究了偏压对该电子自旋过滤器中电子自旋过滤性质的影响. 通过数值计算, 我们发现, 该电子自旋过滤器中, 电子自旋极化的幅度和符号与偏压密切相关, 这可用于制造一个偏压可调的电子自旋过滤器.

**关键词:** 复合磁纳米结构; 偏压; 自旋极化; 自旋过滤器

**中图分类号:** O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2017)02-0335-05

## Bias-tunable electron-spin filter in hybrid ferromagnetic-Schottky and semiconductor nanostructure

CHEN Sai-Yan<sup>1,2</sup>, YANG Da-Li<sup>2</sup>, LU Mao-Wang<sup>1</sup>, LI Shuai<sup>1</sup>, WEI Ning-Yan<sup>2</sup>

(1. College of Science, Guilin University of Technology, Guilin 541004, China;

2. Bowen College of Management, Guilin University of Technology, Guilin 541006, China)

**Abstract:** An electron-spin filter was proposed by depositing a nanosized ferromagnetic metal stripe and a Schottky normal metal stripe on the top of the semiconductor hetero-structure. Based on transfer-matrix method, we investigate the effect of bias on electron-spin polarization in the spin filter. By numerical simulations, we found that not only the amplitude of the electron-spin polarization but also its sign varies with the bias, giving rise to a bias-tunable spin filter.

**Keywords:** Hybrid magnetic nanostructure; Bias; Spin polarization; Spin filter

## 1 引言

最近的一些研究表明, 采用纳米磁调节方式可以使半导体异质结中的电子发生自旋极化<sup>[1-10]</sup>. 这种磁调节纳米结构通常在半导体异质结表面上沉积磁性材料形成, 其中半导体异质结包含一个高迁移率的二维电子气(2DEG), 而磁性材料产生非均匀磁场局地地影响半导体中电子的运动. 利用现代纳米技术, 可以得到各种形状规则、精致的磁纳

米结构, 比如磁量子点、磁量子线、磁垒与磁阱、以及磁超晶格等<sup>[11]</sup>. 近来, 通过在 InAs 半导体异质结中的二维电子气上沉积一条铁磁条带和一条肖特基金属条带, Zhai 等人<sup>[12]</sup>提出了一个电子自旋过滤器. 研究发现, 该电子自旋过滤器具有相当显著的自旋极化效应. 然而, 一个可调控的自旋极化源对电子自旋的应用尤为重要<sup>[13]</sup>.

为了更有效地调控该自旋过滤器中电子的自旋过滤特性, 本文, 我们在 Zhai 等人研究的基础

收稿日期: 2016-04-19

基金项目: 2016 年度广西高校中青年教师基础能力提升项目(KY2016YB822)

作者简介: 陈赛艳(1984-), 湖南邵阳人, 硕士, 主要研究领域: 磁纳米结构中的电子自旋输运, E-mail: sychen2015@glut.edu.cn

通讯作者: 杨达莉. E-mail: 271102427@qq.com

上,对该电子自旋过滤器施加偏压,探讨了在偏压存在的情况下,该电子自旋过滤器中电子的自旋过滤性质.我们对由  $InAs$  材料构成的系统进行了研究,研究发现,电子的自旋极化率与偏压密切相关.当我们对该体系所施加的偏压发生变化时,电子的自旋极化率和符号都发生了显著的变化.因此,该自旋过滤器中的电子的自旋极化率可以通过偏压来调节.

## 2 方法和模型

我们所考虑的系统是一个在  $(x,y)$  平面内,受一条铁磁条带和一条肖特基金属条带共同调控的二维电子气,如图 1(A)所示.该装置在实验上可以利用现代纳米平板印刷技术来实现.其中,  $d_M$  和  $d_E$  分别为铁磁条和肖特基金属条的宽度,  $D$  表示铁磁条和肖特基金属条之间的距离.如果二维电子气中的电阻系数恒定,那么在该二维电子气上施加偏压将会产生一个三角形电垒  $V(x)$ .为简单起见,我们假设由铁磁条产生的磁场  $B_z(x)$  为  $\delta$  函数,肖特基金属条产生的势垒  $U(x)$  为方形势垒<sup>[14]</sup>(如图 1(B)所示);  $B_z(x)$ 、 $U(x)$  和  $V(x)$  在  $y$  轴上恒定不变,只在  $x$  轴上发生变化.因此,在该可调制的二维电子气中运动的电子的哈密顿量可以表示为

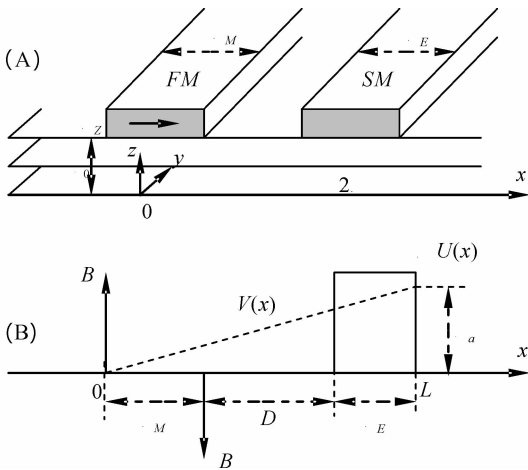


图 1 (A)结构示意图 (B)对应的磁场和电势垒剖面图  
Fig. 1 (A) Schematic illustration of the device  
(B) Simplified model exploited in this work.

$$H = \frac{[\vec{P} + e\vec{A}]^2}{2m^*} + U(x) + \frac{1}{2}g^* \mu_B \sigma_z B_z(x) - \frac{eV_a x}{L} \quad (1)$$

其中,  $m^*$  和  $\vec{P}$  分别表示电子的有效质量和电子的动量;  $e$  是电子电荷量的绝对值;  $g^*$  为二维电子气的有效朗德因子;  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  ( $m_0$  为自由电子的质量)为玻尔磁子;  $\sigma_z$  表示自旋的  $z$  分量 ( $\sigma_z = +1/$

$-1$ , 对应于自旋向上和自旋向下的电子);  $V_a$  表示偏压; 在朗德规范下, 磁矢势可以写成  $\vec{A}(x) = [0, A_y(x), 0]$ ,  $L = d_M + D + d_E$ . 为了方便起见, 我们引进两个特征参量<sup>[11]</sup>: 回旋频率  $\omega_c = eB_0/m^*$  和磁线度  $\iota_{B_0} = \sqrt{\hbar/eB_0}$ , 将所有的物理量化成无量纲的形式. 例如: 磁场  $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$ ; 磁矢势  $A(x) \rightarrow B_0 \iota_{B_0} A(x)$ ; 坐标  $x \rightarrow \iota_{B_0} x$ ; 波矢  $k \rightarrow k/\iota_{B_0}$ ; 能量  $E \rightarrow \hbar\omega_c E = E_0 E$ ; 偏压  $V_a \rightarrow V_a E_0/e$ . 在我们的数值计算中, 我们采用  $InAs$  作为二维电子气的材料 ( $g^* = 15, m_{InAs}^* = 0.024m_0$ ), 且  $B_0 = 0.1$  T,  $\iota_{B_0} = 81.3$  nm,  $E_0 = 0.48$  meV.

由于系统在  $y$  轴上具有平移不变性, 则薛定谔方程  $H\Phi(x) = E\Phi(x)$  的解可以写成  $\Phi(x, y) = e^{ik_y y} \psi(x)$  的形式, 其中,  $k_y$  为  $y$  轴上的波矢分量, 且波函数  $\psi(x)$  满足下面的一维薛定谔方程(无量纲形式)

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + 2[E - U(x, k_y, \sigma_z)] \right\} \psi(x) = 0 \quad (2)$$

其中,  $U(x, k_y, \sigma_z, V_a) = \frac{1}{2}[A_y(x) + k_y]^2 + U(x) + \frac{m^* g^* \sigma_z B_z(x)}{4m_0} - \frac{eV_a x}{L}$  为该结构的有效势, 它不仅与磁垒结构  $B_z(x)$ ; 横向波矢  $k_y$ ; 电势垒  $U(x)$ ; 电子的自旋  $\sigma_z$  有关, 而且还与偏压密切相关.

薛定谔方程(2)可以使用转移矩阵法<sup>[15]</sup>求解. 根据参考文献[15], 在该结构的左右两边, 波函数分别为:  $\psi_l(x) = \exp(ik_r x) + \gamma \exp(-ik_r x)$ ,  $x < 0$  和  $\psi_r(x) = \tau \exp(ik_r x)$ ,  $x > L$ , 其中  $k_r = \sqrt{2E - k_y^2}$ ;  $k_l = \sqrt{2(E + V_a) - k_y^2}$ ;  $\gamma/\tau$  为反射/透射波幅度. 当电子的入射能量为  $E$ , 波矢为  $k_y$ , 自旋为  $\sigma_z$  时, 根据波函数在边界处的连续性条件即可求得电子的透射系数.

$$T(E, k_y, \sigma_z, V_a) = \frac{k_r}{k_l} |\tau|^2 \quad (3)$$

计算出透射系数  $T(E, k_y, \sigma_z, V_a)$  之后, 应用我们熟悉的 Landauer-Buttiker 公式即可得到该结构的弹道电导<sup>[13]</sup>:

$$G_{\sigma_z}(E) = G_0(E) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T(E, \sqrt{2E_F} \sin\theta, \sigma_z) \cos\theta d\theta \quad (4)$$

其中,  $\theta$  为入射电子的速度与其隧穿方向  $x$  轴之间的夹角,  $E$  为电子的入射能,  $G_0(E) = e^2 m^* v_F L_y / \hbar^2$ ,  $L_y$  为复合磁垒纳米结构的纵向长度,  $v_F$  为费米速率.  $G_{\sigma_z}$  为自旋向下和自旋向上的电导, 单位均为  $G_0(E)$ . 电子的自旋极化则可根据自旋向上的电

子和自旋向下的电子在费米面处的电导的差异定义为  $P_G = (G_{\uparrow} - G_{\downarrow}) / (G_{\uparrow} + G_{\downarrow})$ , 其中,  $G_{\uparrow}$  和  $G_{\downarrow}$  分别表示自旋向上和自旋向下的电子的电导.

### 3 结果与讨论

在下面的数值计算中, 所有的物理量均为无量纲形式, 结构参数取  $B = 6.0, U = 8.0, d_E = d_M = D = 1.0$ . 首先图2给出了自旋向上(实线)和自旋向下(点线)的电子通过图1(A)所示结构时, 在三个不同的偏压( $V_a = 0.0, -2.0$  和  $2.0$ )下的透射系数. 图中实线和点线分别表示自旋向上和自旋向下的电子, 波矢  $k_y = 2.0$ . 从图形上我们可以明显地看到, 自旋向上的电子的透射系数和自旋向下的电子的透射系数存在明显的差异. 即在该器件中, 电子的输运展现出了明显的自旋劈裂现象. 这些显著的自旋劈裂现象源于塞曼耦合效应或自旋和场的相互作用(即方程(1)中的第三项); 或是归因于在我们所考虑的系统, 电子的有效势  $U(x, k_y, \sigma_z, V_a)$  强烈依赖于电子的自旋  $\sigma_z$ . 此外, 偏压对电子的透射系数影响显著, 当偏压不断增加时, 自旋向上的电子和自旋向下的电子的透射系数都发生了剧烈的变化. 当我们对图1(A)所示的装置施加正偏压( $V_a > 0$ )时, 自旋向上和自旋向下的电子的透射系数曲线均向高能区移动; 然而当我们施加负偏压( $V_a < 0$ )时, 自旋向上和自旋向下的电子的透射系数曲线则均向低能区移动. 而且, 随着偏压的增加, 自旋向下的电子和自旋向下的电子的自旋劈裂现象逐渐增强.

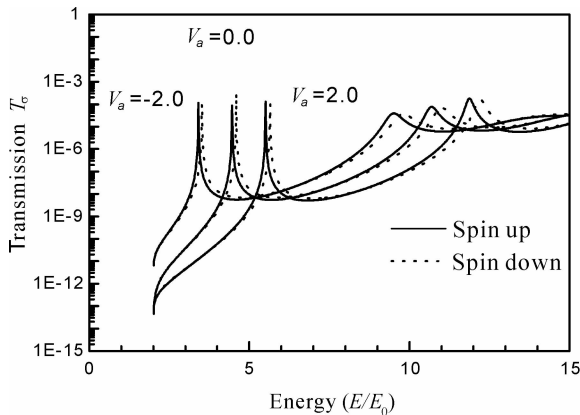


图2 自旋向上电子(实线)和自旋向下电子(点线)三个不同的偏压( $V_a = 0.0, -2.0$  和  $2.0$ )下的透射系数

Fig. 2 The transmission probabilities of spin-up and spin-down electrons for three different biases;  $V_a = 0.0, -2.0$  and  $2.0$ .

自旋向上的电子和自旋向下的电子的透射系数的差异可以通过透射束的自旋极化来表征. 根据自旋向上的电子和自旋向下的电子的透射系数之间的差异, 我们将透射束的自旋极化定义为  $P_T = (T_{\uparrow} - T_{\downarrow}) / (T_{\uparrow} + T_{\downarrow})$ . 其中  $T_{\uparrow}$  和  $T_{\downarrow}$  分别表示自旋向上和自旋向下的电子的透射系数. 图3我们给出了电子透射束的自旋极化  $P_T$  随着电子的入射能  $E$  的变化情况. 图中的实线、虚线和点线所对应的偏压分别为  $V_a = 0.0, -2.0$  和  $2.0$ . 显然, 从图形上我们可以看到该器件中存在明显的自旋极化效应. 随着电子入射能的不断增加, 电子的自旋极化展现出明显的振荡现象, 特别是在低能区, 电子的自旋极化效应更加明显. 而且, 当入射电子的能量从自旋向上的共振峰变为相应的自旋向下的共振峰变化时, 电子自旋极化的符号发生了改变. 从图形反映出来的另一个特征就是, 电子的自旋极化强烈依赖于偏压. 当我们所施加的偏压为正时, 电子的自旋极化曲线向右移动; 而当我们所施加的偏压为负时, 电子的自旋极化曲线则向左移动.

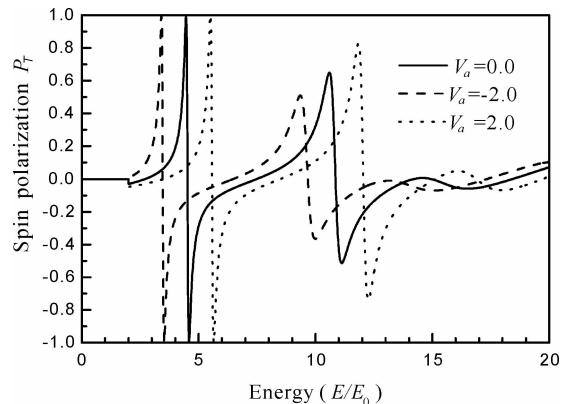


图3 透射束的自旋极化随着电子入射能的变化关系  
Fig. 3 The spin polarization of transmitted beam varies with the Fermi energy

上述电子所表现出来的依赖于自旋的输运特征应该通过可测量的量电导  $G_{\sigma_z}$  来表征. 电子的电导  $G_{\sigma_z}$  可以通过对电子的透射系数  $T(E, k_y, \sigma_z, V_a)$  求定积分得到(如方程(4)所示).

在图4中, 我们绘出了自旋向上(实线)和自旋向下(虚线)的电子的电导随着电子入射能的变化情况. 图中的(A)、(B)和(C)分别对应偏压  $V_a = -2.0, 0.0$  和  $2.0$  的情况. 尽管与自旋有关的透射系数过半费米面取了平均, 但是电子输运的主要特性仍然可以通过电导来反映. 例如, 电子通过该装置的自旋劈裂现象在电导曲线上仍然清晰可见. 从图形上我们可以清楚地看到, 电子的电导与电

子的入射能密切相关,在低能区域,电子的电导趋于 0;随着电子入射能的增加,电子的电导逐渐增加,且电子的电导曲线上出现了一个明显的共振峰.而且,偏压对电子的电导也有很大的影响,随着偏压的增加,自旋向上和自旋向下的电子的电导曲线均向高能区域移动,且它们的共振峰变得更加尖锐.从图形上,我们还可以得知,当  $V_a = 2.0$ ,  $E = 9.5$  左右时,该自旋过滤器中会出现明显的自旋极化效应.

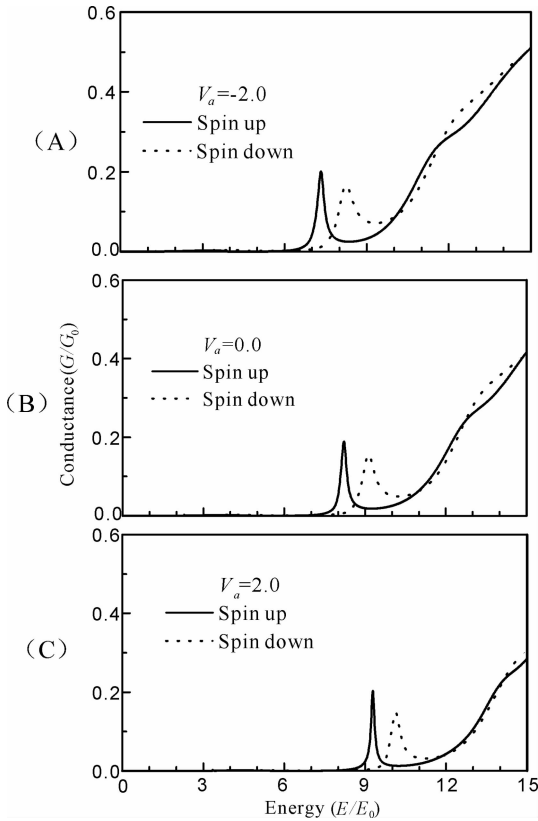


图 4 自旋向上(实线)和自旋向下(虚线)的电子的电导随电子入射能的变化情况

Fig. 4 The conductance as a function of the Fermi energy for the spin-up (dashed line) and spin-down (dotted line) electrons

电导的这些特征可以通过自旋电导极化谱更清晰地反映出来,如图 5 所示,图中的结构参数与图 4 完全相同.从这三条电导自旋极化曲线上,我们又一次看到了明显的自旋劈裂现象.该图反映出来的另一个特征是自旋极化与电子的入射能相关,随着电子入射能的不断增加,电子的自旋极化展现出强烈的振荡现象,而且当偏压  $V_a = 0.0$ ,电子的入射能为 2.3 左右时,电子的自旋极化率可达到 100%,这为自旋过滤器的设计和制作提供了一定的理论依据.此外,偏压对电子自旋极化的影响

也十分显著,随着偏压的逐渐增大,电子的自旋极化也随之发生了明显的变化,且电子的自旋极化曲线逐渐向高能区移动.

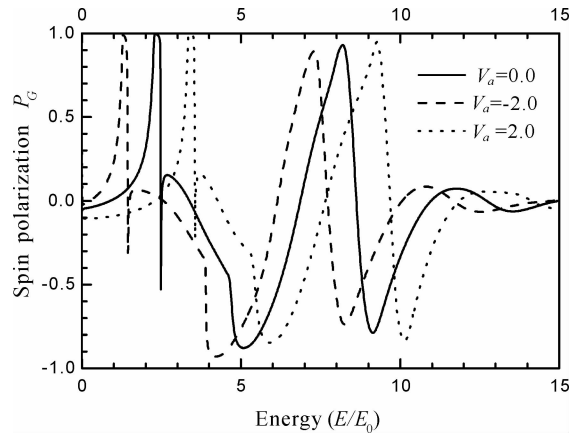


图 5 电导随电子入射能的变化情况  
Fig. 5 Spin polarization of conductance versus Fermi energy

偏压对电子的自旋极化特性的影响在图 6 中反应得更加明显.图 6 我们绘出的是电子的自旋极化随着偏压的变化关系图.图中的虚线、实线和点线对应的电子的入射能分别为  $E = 7.0, 9.0$  和  $11.0$ .显然,电子的自旋极化与偏压密切相关.当偏压较小时,电子的自旋极化率较小,随着偏压的不断增大,电子的自旋极化率急剧增加,特别是当  $E = 9.0$ ,偏压增加到 13.5 左右时,电子的自旋极化率可达到 100%.从图形上反映出来的另一个特性就是,电子的入射能对电子自旋极化的影响显著.当电子的入射能增加时,电子的自旋极化曲线向右移动.这些有趣的特性源于电子的有效势强烈依赖于偏压.因此,我们可以通过调节施加在该器件上的偏置电压来控制该自旋过滤器中电

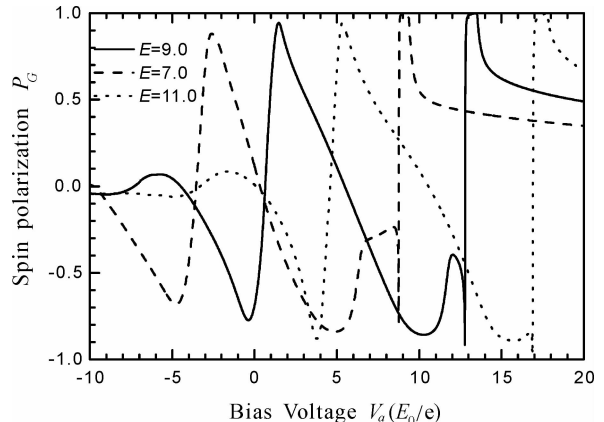


图 6 电子的自旋极化与偏压的关系  
Fig. 6 Spin polarization of conductance calculated as a function of the bias

子的自旋极化率,这对基于铁磁、肖特基金属和半导体复合纳米结构的电子自旋过滤器的设计和制作非常有益.因此,我们可以利用该装置制造一个偏压可调的电子自旋过滤器.

最后,我们对上述的研究工作做几点说明,本文我们从理论上研究了偏压可调的铁磁、肖特基金属和半导体纳米自旋过滤器中的自旋极化效应,并给出了相应的数值计算结果.为方便起见,我们的数值计算考虑的是单个磁电垒纳米结构,但由于在真实情况下,纳米结构中电子的自旋极化效应与单个磁电垒纳米结构中的相似,因此,该研究工作不会影响最后的结论.然而,该研究工作只是从理论上分析和计算了该纳米结构中的自旋极化效应,并没有与实验相结合.我们希望能将这些有趣的研究结果与实验相结合,制造出新型的自旋电子器件,例如电子自旋过滤器.

## 4 结 论

简言之,我们详细研究了偏压可调的铁磁、肖特基金属和半导体纳米自旋过滤器中的自旋极化效应.该装置可以通过在半导体异质结上沉积一个铁磁条和一个肖特基金属条来实现.通过大量的数值计算我们发现,电子的自旋极化率和符号都强烈依赖于施加在该器件上的偏置电压.因此,我们可以通过调节施加在该器件上的偏置电压来控制该自旋过滤器中电子的自旋极化率,这对基于铁磁、肖特基金属和半导体复合纳米结构的电子自旋过滤器器件的设计和制作十分有益.因此,利用该装置来制造一个偏压可调的电子自旋过滤器.

### 参考文献:

[1] Papp G, Vasilopoulos P, Peeters F M. Spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated periodically by ferromagnetic and Schottky metal stripes [J]. *Phys Rev B*, 2005, 72: 115315.

[2] Liu G X, Zhang G L, Ma W Y, Shen L H. Spin filtering in a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure [J]. *Solid State Commun*, 2016, 231-232: 6.

[3] Shen L H. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885315306740> - cor1, mailto: l\_h\_shen@126.com, Ma W Y, Liu G X, Yuan L. Spa-

tial spin splitter based on a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure [J]. *J Magn Magn Mater*, 2016, 401: 231.

[4] Li S, Lu M W, Jiang Y Q, Chen S Y. Spin-polarized transport in a  $\delta$ -doped magnetic barrier nanostructure [J]. *Phys Lett A*, 2014, 378: 3189.

[5] Lu J D, Xu B, Zheng W. Effects of a ferromagnetic metal stripe and a Schottky metal stripe on the electron transport in a nanostructure [J]. *Vacuum*, 2012, 86: 1041.

[6] 吴海强, 郭华忠. 多量子点接触中静电势对电子输运的调制 [J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2014, 51: 1224.

[7] 骆敏, 余观夏, 林杨帆, 苏峻. 三角形多势垒结构的共振投射系数的计算 [J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2015, 52: 117.

[8] Lu J D. Electron transport in a two-dimensional electron gas modulated by one ferromagnetic stripe and two Schottky metal stripes [J]. *Phys Lett A*, 2010, 375: 199.

[9] Xu H Z, Yan Q Q. Electric tunable of electron spin polarization in hybrid magnetic-electric barrier structures [J]. *Phys Lett A*, 2008, 372: 6216.

[10] Lu J D, Li Y B, Wang Y H, Heng B J. Electron-spin polarization in a nanostructure modulated by the periodic bias [J]. *Physica E*, 2009, 41: 1315.

[11] Peeters F M, Matulis A. Quantum structures created by nonhomogeneous magnetic fields [J]. *Phys Rev B*, 1993, 48: 15166; Matulis A, Peeters F M, Vasilopoulos P. Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers [J]. *Phys Rev Lett*, 72: 1518.

[12] Zhai F, Xu H Q, Guo Y. Tunable spin polarization in a two-dimensional electron gas modulated by a ferromagnetic metal stripe and a Schottky metal stripe [J]. *Phys Rev B*, 2004, 70: 085308.

[13] Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance [J]. *Phys Rev Lett*, 1986, 57: 1761.

[14] PaPp G, Peeters F M. Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure [J]. *Appl Phys Lett*, 2001, 78: 2184.

[15] Lu M W, Zhang L D, Yan X H. Spin polarization of electrons tunneling through magnetic-barrier nanostructures [J]. *Phys Rev B*, 2002, 66: 224412.