

doi: 10.3969/j.issn.0490-6756.2018.02.021

δ 掺杂磁垒纳米结构中的 GMR 效应及调控

陈赛艳^{1,2}, 杨达莉¹, 蒋亚清², 王星¹

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

摘要: 通过在半导体异质结上的上下表面沉积两条平行的铁磁条带可获得一个巨磁阻器件. 为了更好地调控其性能, 我们从理论上研究了在该器件中加入 δ 势后, 该器件的透射系数、电导和磁阻比率的变化情况. 研究发现, 加入 δ 势后, 该器件同样具有明显的巨磁阻效应, 且其磁阻比率与加入 δ 势的权重和位置密切相关. 因此, 我们可以通过改变加入 δ 势的权重和位置来调控该巨磁阻器件, 设计出磁阻比率可调的磁信息存储器.

关键词: 磁调制半导体; 异质结; δ 掺杂; 巨磁阻效应; 磁阻比率

中图分类号: O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2018)02-0339-06

Delta-doping-controllable magnetoresistance device in a magnetically modulated semiconductor nanostructure

CHEN Sai-Yan^{1,2}, YANG Da-Li¹, JIANG Ya-Qing², WANG Xing¹

(1. Bowen College of Management Guilin University of Technology, Guilin 541006, China;

2. College of Science, Guilin University of Technology, Guilin 541004, China)

Abstract: A magnetoresistance (MR) device was proposed by depositing two parallel ferromagnetic stripes on top and bottom of a semiconductor heterostructure. In order to manipulate its performance, we are studied theoretically the changes of transmission, conductance and MR ratio after dope a tunable δ -potential into the device. It is confirmed that an obvious MR effect still exists in the device even though a δ -doping is comprised. Results show that the MR ratio varies intensely with the weight and/or the position of the δ -doping. Therefore, one can manipulate structurally the MR device by altering the δ -doping, and a tunable MR device can be obtained for magnetic information storage.

Keywords: Magnetically modulated semiconductor; Heterostructure; δ -doping; MR effect; MR ratio; Tunable MR device

1 引言

最近, 磁调制半导体纳米结构^[1] (MMSN) 中的磁阻效应^[2] 引起了学术界的广泛关注^[3-15]. 它不仅具有重要的科学意义, 而且具有多方面的应用价值. 目前, 磁阻效应主要用于高密度读写磁头、随机存储器、磁传感器等方面^[16-17]. 实验方面, 可以利用非均匀磁场来调控掺杂半导体异质结^[18] 中

具有高迁移率的二维电子气的运动. 通过在半导体异质结上沉积纳米尺度的铁磁条来制作 MMSN, 如: 磁垒、磁阱、磁超晶格等. 事实上, MMSN 是磁性材料和半导体的混合物, 其中, 磁性材料提供的磁场局地地影响半导体异质结中电子的运动. 另一方面, 与普通的巨磁阻效应不同的是, 磁调制半导体纳米结构中的巨磁阻效应与自旋自由度无关^[3], 而是源自于磁结构中的电子输运性质.

收稿日期: 2017-02-21

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, 主要研究领域为磁纳米结构中的电子自旋输运. E-mail: 6615049@glut.edu.cn

而且, 利用 MMSN 制作的巨磁阻装置具有非常高的 MR 比率. 这种巨磁阻效应首先是由 Zhai 等人^[3]提出来的, 他们研究了电子隧穿通过 δ 函数型磁垒 MMSN 的磁输运特性. 他们的研究表明, 这种 MMSN 中的 MR 效应与电子的自旋自由度无关, 而是源自于电子隧穿通过平行与反平行磁结构时电子透射系数的巨大差异. 他们的研究还发现, 尽管该结构中的平均磁场为 0, 但 MR 比率仍可达到 $10^6\%$. 很快, 利用真实 MMSN 代替 δ 函数型磁垒, Lu 等人^[4,5]研究了真实 MMSN 中的磁阻效应. 显然, 他们的研究更具有普遍性, 且与实际结构更接近. 后来, Papp 等人^[6]研究了 MMSN 中温度对磁阻效应的影响, 他们的研究表明, MR 比率与温度密切相关, 且当温度上升时, MR 比率迅速降低. 学者还研究了其他 MMSN 中的 MR 效应, 见部分文献^[8-15].

最近, 基于 MMSN, Lu 等人^[19]从理论上提出了一个 MR 器件, 实验上可通过在半导体异质结的上下表面沉积两块平行的铁磁条来实现. 他们的研究发现, 该装置具有明显的 MR 效应. 从磁电子学的应用来说, 一个可调的 MR 器件是非常渴望得到的^[20]. 因此, 借助 δ -掺杂技术或原子层掺杂技术^[21-23], 如分子束外延(MBE)、金属有机化学气相沉积(MOCVD)等, 我们详细探索了基于 MMSN 的 MR 器件的调控. 例如, 我们提出了在 Lu 等人^[19]提出的 MR 器件中加入一个权重和位置均可调的 δ 势, 探讨 δ -掺杂的位置和权重对 MR 器件中 MR 比率的影响.

2 模型和公式

我们研究的 MR 器件的结构示意图如图 1(a)所示, 实验上可通过在半导体异质结的上下表面沉积两块平行的铁磁条来实现^[24]. 图 1(b)和(c)分别表示平行和反平行磁化结构的磁场分布情况. 同时, 利用原子层掺杂技术, 我们将权重和位置均可调的 δ 势 $[\delta(x-x_0)]$ 加入 MR 器件中. 我们考虑的两铁磁条在长度上是不对称的, 它们的长度相差为 L , 到 2DEG 的距离不同. 所以, 两铁磁条所激发磁场强度亦不相等. 因此, 该结构的磁场可利用 δ 函数表示为^[25,26]:

$$B_z(x) = B_1\delta(x+L/2) - \chi B_2\delta(x-L/2) \quad (1)$$

式中 B_1 和 B_2 分别表示两铁磁条的磁场强度, L 为两磁条间的距离, χ 代表磁化结构 (± 1 表示 P/AP). 因此, 在该可调节的二维电子气中运动的

电子的哈密顿量可以表示为:

$$H = \frac{P_x^2}{2m_e^*} + \frac{[P_y + (e/c)A_y(x)]^2}{2m_e^*} + \frac{eg^*\sigma_z\hbar}{2m_e^*c}B_z(x) + V(x-x_0) \quad (2)$$

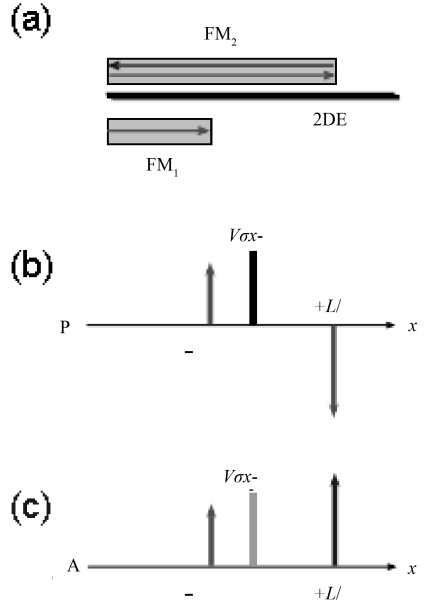


图 1 (a)巨磁阻器件结构示意图 (b)P 和 (c) AP 磁场剖面图

Fig.1 (a) Schematic illustration of the MR device, (b) P and (c) AP magnetization alignments

其中, m^* 和 m_e 分别表示电子的有效质量和自由质量, (P_x, P_y) 为电子的动量, g^* 为二维电子气的有效朗德因子, $\sigma_z = +1/-1$, 对应于自旋向上和自旋向下的电子, 在朗德规范下, 该器件的磁矢势可表示为 $\vec{A} = [0, A_y, 0]$, 由于 $B_z(x) = dA_y(x)/dx$, 则有:

$$A_y(x) = \begin{cases} 0 & x < -L/2 \\ B_1 & -L/2 < x < L/2 \\ B_1 + \chi B_2 & x > L/2 \end{cases} \quad (3)$$

为了方便起见, 我们引进两个特征参量: 回旋频率 $\omega_c = eB_0/m^*$ 和磁线度 $l_{B_0} = \sqrt{\hbar/eB_0}$, 将所有的物理量化成无量纲的形式. 例如: $B_z(x) \rightarrow B_0 B_z(x)$, $A_y(x) \rightarrow B_0 l_B A_y(x)$, $x \rightarrow l_B x$, $L \rightarrow l_B L$, $E \rightarrow \hbar\omega_c E = E_0 E$. 在我们的数值计算中, 我们采用 GaAs 作为二维电子气的材料 ($g^* = 0.44$, $m_e^* = 0.067m_0$), 且 $B_0 = 0.1$ T, $l_{B_0} = 81.3$ nm, $E_0 = 0.17$ 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)

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + 2[E - U_{\text{eff}}(x, k_y, V, x_0)] \right\} \psi(x) = 0 \quad (4)$$

其中 $U_{\text{eff}}(x, k_y, V, x_0) = \frac{1}{2} [A_y(x) + k_y]^2 + \frac{m^* g^* \sigma_z B_z(x)}{4m_e} + V\delta(x - x_0)$ 为该结构的有效势, 它不仅与磁垒结构 $B_z(x)$ 和横向波矢 k_y 有关, 而且还与 V 的权重和 δ -掺杂的位置密切相关. 由于在 GaAs 材料中, $g^* B m_e^* / 4m_e \approx 0.0369$, $B=5$, 因此, 与有效势 U_{eff} 中的其他项相比较, 与自旋相关的这一项的绝对值非常小, 所以在后面的计算中, 可以将其忽略不计.

其中

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos k(x_0 + L/2) + \frac{2V}{k} \sin k(x_0 + L/2) & -\sin k(x_0 + L/2) \\ k \sin k(x_0 + L/2) - 2V \cos k(x_0 + L/2) & \cos k(x_0 + L/2) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos k(L/2 - x_0) & \frac{-\sin k(L/2 - x_0)}{k} \\ k \sin k(L/2 - x_0) & \cos k(L/2 - x_0) \end{pmatrix} \quad (6)$$

上式中 k 既可以是实数, 也可以是虚数, 但 k_l, k_r 必须是实数. 且如果 k 是虚数, 则 $\cos(kx)$ 和 $\sin(kx)$ 就会分别转变成 $\cosh(kx)$ 和 $\sinh(kx)$. 只要计算出透射系数 T , 应用我们熟悉的 Landauer-Buttiker 公式即可得到该结构在 0°C 的弹道电导^[28]:

$$G(E_F, V, x_0) = G_0 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} T(E_F, \sqrt{2E_F} \sin\theta) \cos\theta d\theta \quad (7)$$

其中, θ 为入射电子的速度与其隧穿方向 x 轴之间的夹角, 电导以 $G_0(E) = e^2 m^* v_F L_y / h^2$ 为单位. L_y 为系统的纵向长度, v_F 为费米速率. 由电导即可计算出该 MR 器件的 MR 比率,

$$\text{MMRR} = \frac{G_P - G_{\text{AP}}}{G_P + G_{\text{AP}}} \quad (8)$$

其中 G_P 和 G_{AP} 分别表示 P 和 AP 磁化结构的电导.

3 结果和讨论

在下面的数值计算中, 所有的物理量均为无

简化后的方程(4)可以在每个区域^[27]进行精确求解, 其中波函数可以利用平面波的线性组合来表示. 在该结构的左右两边, 波函数分别为 $\psi_l(x) = \exp(ik_l x) + \gamma \exp(-ik_l x)$, $x < -L/2$ 和 $\psi_r(x) = \tau \exp(ik_r x)$, $x > L/2$. 在中间区域, 波函数可以表示为 $\psi_{m1} = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)$, $-L/2 < x < x_0$, $\psi_{m2} = C \exp(ikx) + D \exp(-ikx)$, $x_0 < x < L/2$, 其中 $k_l = \sqrt{2E - [k_y + A_{yl}(x)]^2}$, $k_r = \sqrt{2E - [k_y + A_{yr}(x)]^2}$, $k = \sqrt{2E - [k_y + B_1]^2}$, γ/τ 为反射/透射波幅度, A, B, C 和 D 分别为由边界条件确定的四个不确定常数. 因此, 电子隧穿通过 δ -掺杂的 MMSN 的透射系数为

$$T(E, k_y, V, x_0) = \frac{4kk_r}{(k_l m_{11} + k_r m_{22})^2 + (k_l k_r m_{12} - m_{21})^2} \quad (5)$$

量纲形式, 结构参数取 $B_1 = 1.0, B_2 = 1.5, L = 2.0$. 在进行了 δ -掺杂之后, 该装置是否还具有明显的 MR 效应呢? 为了回答这个问题, 在图 2 中, 我们给出了电子隧穿通过 δ -掺杂 MMSN 的透射系数 (T)、电导 (G) 和 MR 比率. 这里, δ -掺杂的权重和位置分别为 $V = 6.0, x_0 = -0.15$. 图 2(a) 和 (b) 分别表示 P 和 AP 磁化结构的透射系数随入射能 E 的变化关系, 图中的实线、虚线和点线所对应的波矢分别为 $k_y = 0.0, 1.0$ 和 -1.0 . 从这两个图形, 我们可以看出 P 型和 AP 型结构的透射系数明显不同. 与 P 型结构相比较, AP 型结构的透射系数曲线向高能区移动且被抑制, 出现该现象的原因在于这两种结构的有效势不相同.

P 和 AP 型结构中电子输运特性的不同点可通过可测量的量——电导 G (见方程(7)) 来表征. 图 3(a) 中我们给出了对应的电导 G 与费米能的变化关系曲线, 该电导 G 可通过将电子的透射系数对入射角进行积分获得. (a) 和 (b) 分别表示 P 和 AP 型磁化结构的透射系数随入射能 E 的变化关

系, 图中的电导 G_P (虚线) 和 G_{AP} (点线) 分别对应 P 和 AP 型结构. 从图形可以看出, 由于电子隧穿通过 P 型和 AP 型结构制作的器件的输运特性不同, 电导 G_P 和 G_{AP} 存在显著的差异. 因此, 在进行 δ 掺杂之后, 该装置仍然具有明显的 MR 效应, 该观点在图 3(b) 中可以得到证实, 该图给出了 MR 比率 MMRR 随费米能 E_F 的变化情况. 的确, 从图形上我们可以清楚地看到, 该器件具有相当大的巨磁阻效应, 特别是在低能区域, MR 比率还会出现负值, 但随着费米能的增加, MR 比率不断减小.

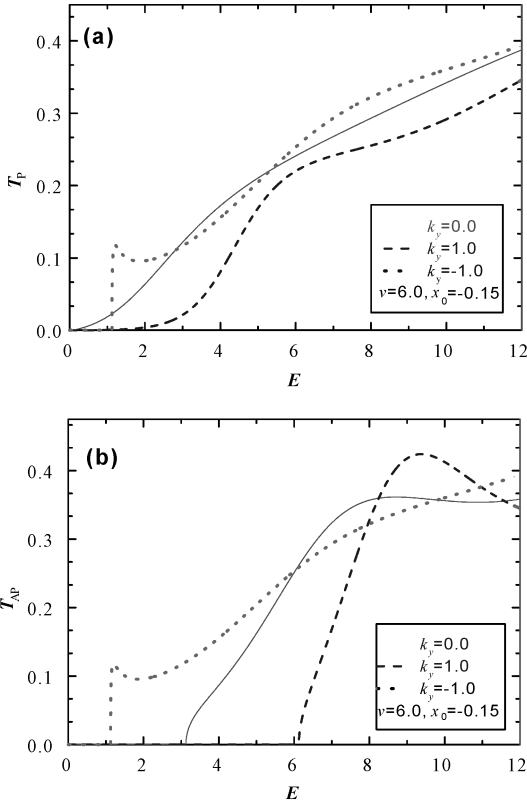


图 2 电子隧穿通过 P(a) 和 AP(b) 磁化结构的透射系数
Fig. 2 Transmission coefficients for the electron traversing (a) P and (b) AP magnetization configurations

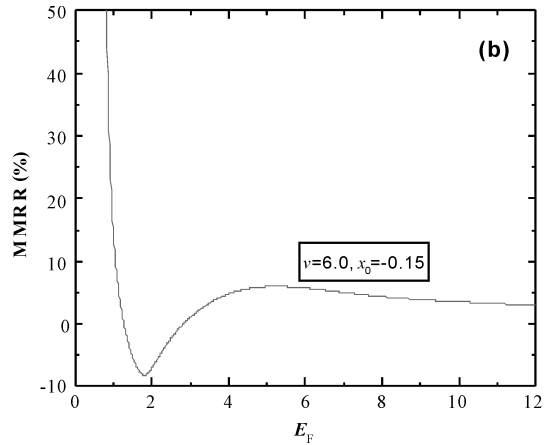
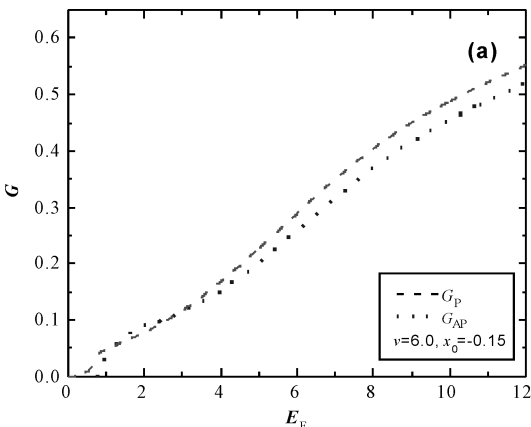


图 3 (a) P 和 AP 型磁化结构的电导 G_P (虚线) 和 G_{AP} (点线) (b) MR 比率 MMRR 随费米能 E_F 的变化关系图
Fig. 3 (a) Conductance G_P (dashed curve) and G_{AP} (dotted curve) for P and AP magnetization alignments (b) the MR ratio MMRR versus the Fermi energy E_F

从图 3 我们可以看到, 在进行 δ 掺杂之后, 该装置仍然具有明显的 MR 效应, 那么 δ 掺杂对 MR 效应的影响到底有多大呢? 下面, 我们来研究 δ 掺杂的权重 (V) 和位置 (x_0) 对 MR 比率的影响. 首先, 在图 4(a) 中, 我们给出了在相同的位置 $x_0 = -0.15$ 加入四个不同的权重: $V = 0.0$ (实线), 3.0 (虚线), 6.0 (点线), 9.0 (虚——点线) 时, MR 比率 MMRR 与费米能 E_F 的函数变化关系图. 从图 4(a) 可知, 当没对该 MMSN 器件进行 δ 掺杂时 ($V = 0.0$ (实线)), 该器件具有明显的 MR 效应(见参考文献[19]). 然而, 当对该器件进行 δ 掺杂时, MR 比率发生了明显的变化(见图中 $V \neq 0.0$ 的曲线). 为了进一步体现 δ 掺杂的权重对该器件 MR 效应的影响, 我们绘制了图 4(b), 图中, 我们给出了 MMRR 与 V 的函数变化关系曲线, 实线、虚线、点线分别对应费米能 $E_F = 2.0, 5.0$ 和 8.0 的情况. 很明显, MR 比率 MMRR 随 δ 掺杂的权重 (V) 的变化非常剧烈, 尤其是在 $V < 0$ 的区域. 同时, MR 比率随 δ 掺杂的权重 (V) 的变化情况还与费米能 E_F 密切相关. 当费米能 E_F 较大时, 随着 δ 掺杂的权重 (V) 的增加, MMRR 的幅度逐渐递减, 且仅仅是大小的变化; 但当费米能 E_F 较小时(图中实线), 随着 δ 掺杂的权重 (V) 的改变, MMRR 的大小和符号均发生了变化. 这些有趣的结果源自于系统的有效势 U_{eff} 与 δ 掺杂的权重息息相关, 因此, 人们可以通过改变 V 来调控该 MR 器件.

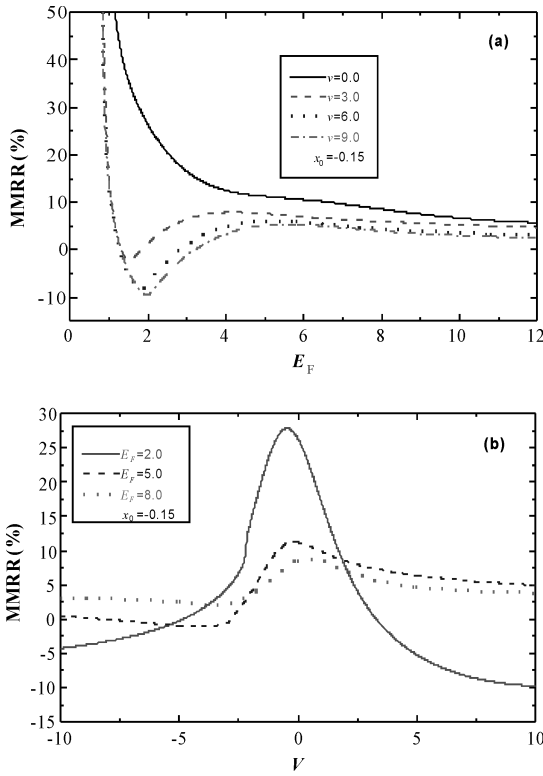


图 4 (a)MR 比率与费米能 E_F 的函数变化关系图 (b)MR 比率与 V 的函数关系曲线图
Fig. 4 The MR ratio varies with (a) the Fermi energy, and (b) the weight of the δ -doping

由于系统的有效势 U_{eff} 不仅与 δ 掺杂的权重 V 相关, 而且还与其位置 x_0 密切相关, 因此, 在图 5 中, 我们保持 δ 掺杂的权重 $V = 6.0$ 恒定不变, 分析了 δ 掺杂的位置 x_0 对 MMRR 的影响. 图 5(a) 绘制了在三个不同的位置: $x_0 = -0.25$ (实线)、 0.0 (虚线), $+0.25$ (点线) 进行 δ 掺杂时, MR 比率随费米能的变化关系曲线. 从图中可以清晰地看到, 当 δ 掺杂的位置变化时, MR 比率明显不同. 当在器件左侧 ($x_0 < 0$, 实线) 进行 δ 掺杂时, MMRR 曲线向右移动, 且其值增加; 而当在器件右侧 ($x_0 > 0$, 点线) 进行 δ 掺杂时, MMRR 的值减小. 在图 5(b) 中, MR 比率 MMRR 与 δ 掺杂的位置 x_0 的关系更加明了, 图中的实线、虚线、点线所对应的费米能分别为: $E_F = 2.0, 5.0$ 和 8.0 . 我们可以从图中清楚地看到, δ 掺杂的位置对该器件的 MR 比率的影响非常大, 且器件中 MR 比率具体的调制位置还与费米能相关. 因此, 人们同样可以通过调控 δ 掺杂的位置更加方便地调节该器件的性能.

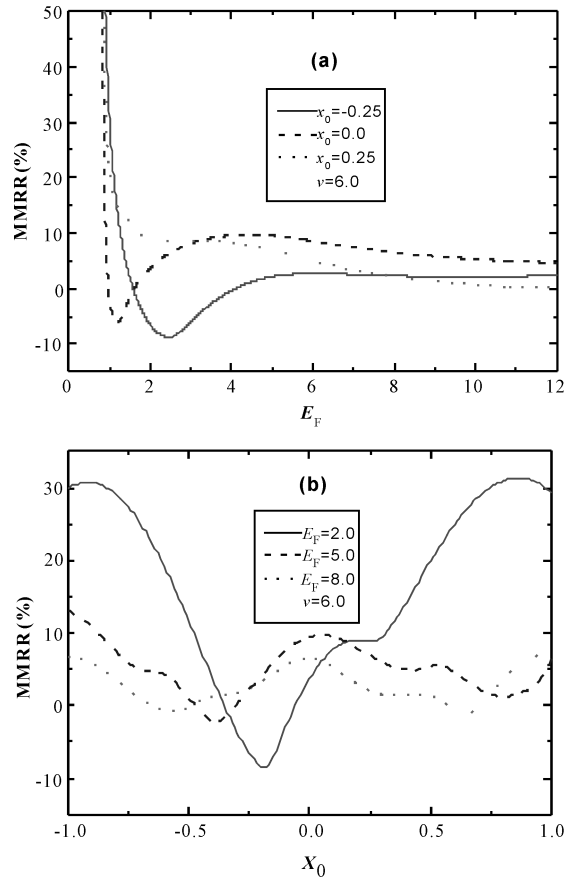


图 5 (a)MMAR 与 E_F 的函数关系图 (b)MMRR 与 x_0 的函数关系图
Fig. 5 The MR ratio MMRR versus (a) the Fermi energy and (b) the position of the δ -doping

4 结 论

综上所述, 我们从理论上研究了 δ 掺杂对基于 MMSN 的 MR 器件性能的影响, 该器件在实验上可通过在半导体异质结的上下表面沉积两块平行的铁磁条来实现. 实验上, 可借助原子层掺杂技术, 如分子束外延 (MBE)、金属有机化学气相沉积 (MOCVD) 等方式进行 δ 掺杂. 理论研究表明, 在进行 δ 掺杂之后, 该装置仍然具有明显的 MR 效应, 器件的 MR 比率与 δ 掺杂的权重和位置密切相关, 因此, 人们可以通过调节 δ 掺杂的权重和位置对 MR 器件的性能进行调控, 该结构可调的 MR 器件可广泛应用于磁信息存储.

参考文献:

[1] Matulis A, Peeters F M, Vasilopoulos P. Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers [J]. Phys Rev Lett, 1994, 72: 1518.
[2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, et al. Giant mag-

- netoresistance of (001)Fe/(001) Cr magnetic superlattices [J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 61: 2472.
- [3] Zhai F, Guo Y, Gu B L. Giant magnetoresistance effect in a magnetic-electric barrier structure [J]. *Phys Rev B*, 2002, 66: 125305.
- [4] Lu M W, Zhang L D. Large magnetoresistance tunneling through a magnetically modulated nanostructure [J]. *J Phys: Condens Matter*, 2003, 15: 1267.
- [5] 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.
- [6] Papp G, Peeters F M. Giant magnetoresistance in a two-dimensional electron gas modulated by magnetic barriers [J]. *J Phys: Condens Matter*, 2004, 16: 8275.
- [7] Matulis A, Peeters F M, Vasilopoulos P. Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers [J]. *Phys Rev Lett*, 1994, 72: 1518.
- [8] Lu J D. Spin-dependent resonant tunneling in a periodic non-magnetic heterostructure with spin-orbit effects [J]. *Appl Surf Sci*, 2009, 255: 7348.
- [9] Liu G X, Zhang G L, Ma W Y, *et al.* Spin filtering in a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure [J]. *Solid State Commun*, 2016, 231-232: 6.
- [10] Shen L H, Ma W Y, Liu G X, *et al.* Spatial spin splitter based on a hybrid ferromagnet, Schottky metal and semiconductor nanostructure [J]. *J Magn Mater*, 2016, 401: 231.
- [11] Li S, Lu M W, Jiang Y Q, *et al.* Spin-polarized transport in a δ -doped magnetic-barrier nanostructure [J]. *Phys Lett A*, 2014, 378: 3189.
- [12] 周殿凤, 庄红霞, 庄国策. C 掺杂 ZnS 纳米线电子性质和磁性质 [J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2016, 53: 1307.
- [13] 陈赛艳, 杨达莉, 卢卯旺, 等. C 复合磁电垒纳米结构中的电子自旋过滤器 [J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2017, 54: 119.
- [14] 骆敏, 余观夏, 林杨帆, 等. 三角形多势垒结构的共振透射系数的计算 [J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2015, 52: 117.
- [15] Wang H Y, Duan Z G, Liao W H, *et al.* Spin-dependent transport for a two-dimensional electron gas with magnetic barriers [J]. *Chin Phys B*, 2010, 19: 037301.
- [16] Prinz G A. Kondo effect and spin filtering in coupled quantum dots [J]. *Science*, 1998, 282: 1660.
- [17] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, *et al.* Spintronics; a spin-based electronics vision for the future [J]. *Science*, 2001, 294: 1488.
- [18] Kubrak V, Rahman F, Gallagher B L, *et al.* Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas due to a single magnetic barrier and its use for nanomagnetometry [J]. *Appl Phys Lett*, 1999, 74: 2507.
- [19] Lu M W, Yang G J. Magnetoresistance effect in a hybrid ferromagnetic/semiconductor nanostructure [J]. *Solid State Commun*, 2007, 141: 248.
- [20] Slobodskyy A, Gould C, Slobodskyy T, *et al.* Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 246601.
- [21] Boudouti E H, Djafari-Rouhani B, Akjouj A, *et al.* Linear scaling calculation for optical-absorption spectra of large hydrogenated silicon nanocrystallites [J]. *Phys Rev B*, 1997, 56: 9603.
- [22] Li S, Lu M W, Jiang Y Q, *et al.* Spin-polarized transport in a δ -doped magnetic-barrier nanostructure [J]. *Phys Lett A*, 2014, 378: 3189.
- [23] Lu M W, Wang Z Y, Liang Y L, *et al.* Structurally manipulating electron-spin polarization via δ -doping in a magnetic nanostructure [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 022410.
- [24] Nogaret A, Bending S J, Henini M. Resistance resonance effects through magnetic edge states [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 2231.
- [25] Papp G, Peeters F M. Spin filtering in a magnetic-electric barrier structure [J]. *Appl Phys Lett*, 2001, 78: 2184.
- [26] Papp G, Peeters F M. Erratum: "spin filtering in a magnetic-electric barrier structure" [Appl Phys Lett, 2001, 78, 2184] [J]. *Appl Phys Lett*, 2001, 79: 3198.
- [27] Lu M W. Electron-spin polarization in anti-parallel double δ magnetic-barrier nanostructures [J]. *Appl Surf Sci*, 2005, 252: 1747.
- [28] Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance [J]. *Phys Rev Lett*, 1986, 57: 1761.