

电学方法调控磁化翻转和磁畴壁运动的研究进展

张楠 张保 杨美音 蔡凯明 盛宇 李予才 邓永城 王开友

Progress of electrical control magnetization reversal and domain wall motion

Zhang Nan Zhang Bao Yang Mei-Yin Cai Kai-Ming Sheng Yu Li Yu-Cai Deng Yong-Cheng Wang Kai-You

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 027501 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.027501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.027501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双势垒抛物势阱磁性隧道结隧穿磁阻及自旋输运性质的研究

[Study on tunneling magnetoresistance effects in parabolic well magnetic tunneling junction with double barriers](#)

物理学报.2016, 65(15): 157301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.157301>

$\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ 量子阱中的 Rashba 自旋劈裂

[Rashba spin splitting in the \$\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}\$ quantum well](#)

物理学报.2016, 65(9): 097101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.097101>

耦合电磁场对石墨烯量子磁振荡的影响

[The coupled electromagnetic field effects on quantum magnetic oscillations of graphene](#)

物理学报.2016, 65(2): 027502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027502>

光学相位锁定激光在原子玻色-爱因斯坦凝聚中实现拉曼耦合

[Raman coupling in atomic Bose-Einstein condensed with phase-locked laser system](#)

物理学报.2015, 64(24): 243202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.243202>

基于多铁逻辑的铁磁耦合互连线磁化动态模拟

[Magnetization dynamics in ferromagnetic coupling interconnect wire using multiferroic logic scheme](#)

物理学报.2016, 65(23): 237502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.237502>

综 述

电学方法调控磁化翻转和磁畴壁运动的研究进展*

张楠¹⁾ 张保¹⁾ 杨美音¹⁾ 蔡凯明¹⁾ 盛宇¹⁾²⁾ 李予才¹⁾
 邓永城¹⁾ 王开友^{1)†}

1) (中国科学院半导体研究所, 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

2) (北京科技大学物理系, 北京 100048)

(2016年10月11日收到; 2016年11月28日收到修改稿)

电学方法调控磁性材料及器件的磁性是当前自旋电子学研究的热点之一. 本综述简要介绍利用电学方法调控磁化翻转和磁畴壁运动的研究进展. 首先简述了自旋极化电流的产生、自旋流与局域磁矩之间的作用原理以及对应的 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski 磁动力学方程; 然后分别讨论了单层磁性材料、铁磁层/重金属、铁磁层/非磁金属/铁磁层等不同结构中的电流诱导磁化翻转或驱动畴壁运动; 最后介绍了利用压电效应、磁电耦合效应和栅极电场效应三种电压方式对磁矩的调控. 在此基础上, 对电学方法调控磁化翻转和磁畴壁运动进行了总结和展望.

关键词: 自旋电子学, 自旋转移矩, 自旋轨道耦合, 电压调控

PACS: 75.78.Jp, 75.78.-n, 75.85.+t

DOI: 10.7498/aps.66.027501

1 引 言

电子的自旋具有向上和向下两个取向, 以磁矩的特性表现出来, 广泛存在于各种材料中. 磁性材料中电子自旋的取向可以作为信息存储和处理的介质. 目前已经应用的磁性硬盘是用外加磁场来操控磁性材料的磁化翻转, 达到信息写入的目的. 由于磁盘的写入过程使用机械方法来转动磁盘, 写入速度受到了一定的限制, 而且磁场的弥散特性限制了信息单元尺寸的进一步缩小. 相比于磁场, 电场具有更好的局域特性, 利用电学方法操控磁学特性, 可以更快地实现信息的写入, 极大地提升信息单元的密度. 而利用电子自旋来进行信息处理, 具有非挥发性、速度快、抗辐射及低功耗的优点. 当前集成电路主要都是基于电学方法来实现的, 因此在室温无外加磁场的条件下, 通过电学方法实现对微纳器件中自旋的调控是自旋电子学器件走向应用的关键问题之一, 并且是以自旋为基础的信息处理

和存储技术得以快速应用的基础.

用电学方法调控材料和器件中的自旋, 通常以材料中磁矩方向的调控来表征. 电学方法调控磁矩主要利用电流和电压两种方法. 电流方法主要是利用自旋流和局域磁矩发生相互作用, 从而实现局域磁矩的调控. 电流调控磁性材料的自旋主要涉及以下两个方面的研究内容: 1) 自旋极化电流的产生和自旋信息读取; 2) 自旋流对磁性材料的自旋调控. 电压方法主要利用磁电耦合效应、压电效应和栅极电场效应来调控磁矩.

2 通过电流调控铁磁材料中的自旋

电流调控铁磁性材料中自旋的重要前提是产生自旋极化电流, 通常自旋极化电流的产生根据其原理的不同可以分为三种: 1) 由于磁性材料费米面能带结构中的自旋不对称性, 导致费米面附近自旋向上和向下的电子数目不同, 因此通过磁性材料

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2014CB643903) 和国家自然科学基金 (批准号: 61225021, 11174272, 11474272) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kywang@semi.ac.cn

的导电电子就会形成自旋极化电流; 2) 电流通过薄膜材料时, 利用薄膜材料界面反演不对称性引起的 Rashba 自旋轨道耦合效应, 或者由于材料本身的晶体结构反演不对称性引起的 Dresselhaus 自旋轨道耦合效应, 产生自旋流; 3) 电流通过具有强自旋轨道耦合的非磁金属或者半导体时, 自旋向上和向下的电子由于受到自旋霍尔效应 (spin Hall effect, SHE) 从而产生自旋流.

通过自旋转移矩 (spin transfer torque, STT) 效应可以翻转铁磁磁矩及驱动磁畴壁运动. STT 的基本原理是: 自旋极化电子与局域磁矩发生相互作用, 将其角动量转移到局域磁矩. 利用自旋转移矩效应, 不仅可以实现磁性隧道结和自旋阀中自由层磁矩进动或翻转, 也可以驱动磁畴壁运动.

磁矩在磁场和自旋电流共同作用下的动力学过程可以用 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) 方程^[1]来描述:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \boldsymbol{\tau},$$

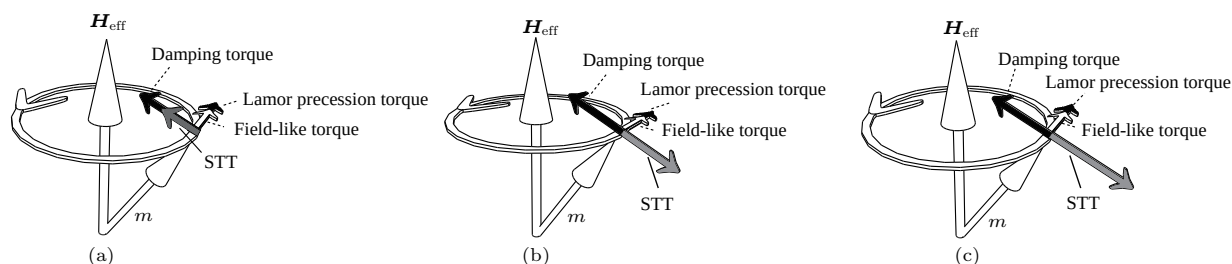


图1 不同大小和方向的STT作用的三种结果 (a) 加快阻尼过程; (b) 磁矩进动; (c) 磁矩翻转; 图中黑色箭头表示阻尼项, 灰色箭头表示STT, 白色箭头表示Field-like项, 阴影箭头表示拉莫尔进动项

Fig. 1. The three results with different magnitude and direction of STT effect: (a) Speed up the process of damping; (b) the precession of magnetization; (c) the magnetization reversal. The black arrows indicate damping term, gray arrows indicate STT term, white arrows indicate the field-like term, and shaded arrows indicate Lamor precession.

在绝热近似条件下, 自旋极化电流的角动量完全转移给局域磁矩, 此时自旋转移矩项满足 $\boldsymbol{\tau} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}$, 其中 $\mathbf{u}$ 方向为电子运动方向, 大小为 $\mathbf{u} = \mathbf{J} P g \mu_B / (2e M_s)$ ^[2]; $\mathbf{J}$ 为电流密度, P 为电流自旋极化率, g 为朗道因子, μ_B 为玻尔磁子, M_s 为饱和磁化强度. 在电流驱动磁畴壁运动的实验中, 对于宽磁畴壁, 自旋转移矩通常满足绝热近似; 但是对于窄磁畴壁, 自旋极化电流的角动量并不能完全转移给局域磁矩, 会产生一个垂直于绝热项的非绝热项 $\beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}]$ ^[3], 其中 β 为无量纲的非绝热项系数^[4]. 考虑非绝热项后, 自旋转移矩可以写成 $\boldsymbol{\tau} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}]$.

其中, $\mathbf{m}$ 是磁化方向上的单位向量, $\gamma = g \mu_B / \hbar$ 是旋磁比, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 是有效磁场强度, α 是 Gilbert 阻尼系数, $\boldsymbol{\tau}$ 是自旋转移矩项, μ_B 是玻尔磁子, g 是朗道因子. 方程右边第一项为拉莫尔自旋进动项, 表示磁矩围绕有效磁场方向旋转进动; 第二项为自旋弛豫的阻尼项 (damping torque), 即能量损耗项; 第三项为自旋电流导致的自旋转移矩项. 如图1所示, 不同大小方向的STT作用有三种结果: 当自旋转移矩项和阻尼项方向相同时, 可以加快阻尼过程; 当自旋转移矩项和阻尼项方向相反且数值相等时, 两者相互抵消, 磁矩会保持进动, 进动频率通常为 GHz 量级; 当自旋转移矩项和阻尼项方向相反且数值更大时, 磁矩会发生翻转. 因此, 利用自旋转移矩可以调控磁性材料的自旋状态. 通过求解 LLGS 方程可以理解自旋流对磁矩翻转的影响因素以及不同条件下的临界翻转电流密度, 它对自旋电子学材料和器件的设计具有重要作用.

利用自旋流可以有效调控单层磁性材料、铁磁层/重金属结构、铁磁层/非磁金属/铁磁层三明治等不同结构中磁化翻转或驱动畴壁运动的现象, 下面我们逐一对其进行讨论.

2.1 单层磁性材料中电流调控磁化翻转和驱动磁畴壁运动

2.1.1 电流驱动磁畴壁运动

磁性材料会自发形成磁畴, 磁畴内部磁化方向一致, 在没有完全磁化之前, 磁畴之间排列方向并不一致. 在两个相邻不同取向的磁畴之间, 磁化方向逐渐发生变化的过渡层称为磁畴壁. 当一个具

有垂直于窄条长度方向的磁畴在外磁场作用下, 沿着外加磁场方向的磁畴会长大, 而沿不同于外场方向的磁畴会变小, 不过磁场作用下磁畴的扩展是非定向的. 不同于磁场驱动磁畴壁运动, 利用自旋极化电流驱动磁畴壁运动, 导电电子的自旋角动量通过 STT 作用转移到局域的磁矩, 当电流密度超过临界值时, 磁畴壁就会发生定向运动. 图 2 中自上向下的三幅图表示在通入极化电流前后畴壁位置的改变, 箭头表示磁化方向. Berger 等^[5]在 1978 年就提出了电流通过 STT 诱导磁畴壁运动的设想, 1985 年, Freitas 和 Berger^[6]首次在实验中观察到了 30—40 nm 厚的 $\text{Ni}_{87}\text{Fe}_{13}$ 薄膜中电流驱动磁畴壁的运动. 不过在金属中, 电流驱动磁畴壁运动需要的临界电流密度通常都比较高, 约为 10^7 A/cm^2 量级, 这会导致很大的热效应, 这也是电流驱动磁畴壁运动走向实际应用的一大障碍.

由于临界电流密度与磁性材料的磁化强度成正比, 所以选择磁化强度小的磁性材料可以有效降低临界翻转电流密度. 例如垂直各向异性的 (Ga, Mn) As 具有小的饱和磁化强度, 其临界电流密度^[7,8] (约 10^5 A/cm^2) 比金属磁性材料中的小 2 个量级左右, 并且理论模拟结果与实验结果相符^[9]; 另外发现由缺陷引起的钉扎会影响临界电流密度, 随着钉扎能的增加, 临界电流密度也明显增大. 降低铁磁半导体的各向异性场可以显著降低其临界电流密度, 实现大温区 (25—100 K) 范围内电流驱动磁畴壁运动^[10].

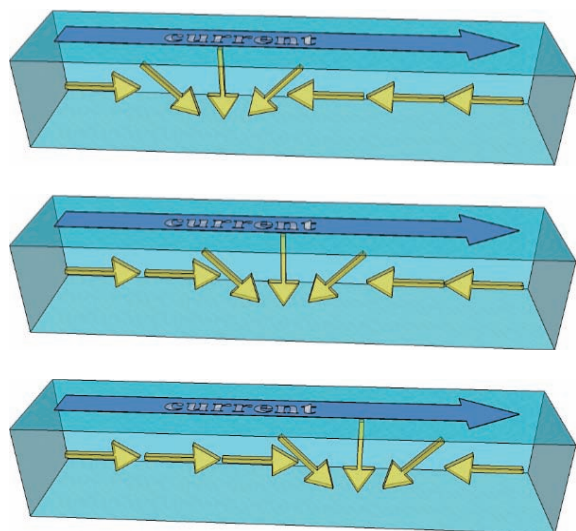


图 2 (网刊彩色) 电流驱动畴壁运动示意图, 通入极化电流前后畴壁发生运动

Fig. 2. (color online) The schematic diagrams of current induced the domain wall motion with the polarization current.

通常畴壁产生的位置是不可控的, 这对实际应用是非常不利的, 所以需要提高磁畴壁产生的位置及稳定性的控制. 实验上可以通过设计固定位置的缺陷, 由于缺陷处易形成反向核, 从而可以精确控制畴壁产生的位置; 但是, 固定缺陷会对畴壁运动产生钉扎, 导致电流驱动磁畴壁的临界电流密度提高. 一种更好的方法是用栅极电场来控制及产生磁畴壁: Bauer 等^[11]证实了通过 GdO_x 触点向铁磁材料 Co 上施加电压, 产生势阱可以有效捕捉 Co 中传播的畴壁. 此外, 高速运动的畴壁对实际应用很重要, 而畴壁结构的不稳定性 (如沃克击穿) 会限制其运动的最大速度. 沃克击穿现象是指当驱动电流大于临界值时, 布洛赫畴壁不再稳定地存在, 会导致电流驱动的效率大大降低. 可以通过引入界面反演不对称, 利用 Rashba 效应来稳定布洛赫壁, 推迟由布洛赫壁向奈尔壁的转化, 增强结构稳定性, 从而实现更高速度的畴壁运动^[12].

在沃克击穿之前, 稳定的畴壁运动速度 v 取决于非绝热项系数 β 和阻尼常数 α 的比值, $v = (\beta/\alpha)u$, 其中 $u = JPg\mu_B/(2eM_s)$; 当发生沃克击穿之后, 畴壁运动速度 $v = u$ ^[2]. 因此, 对于具有相同的电流极化率和饱和磁化强度的材料, 大的非绝热近似项的体系会产生更高的畴壁运动速度. 基于电流驱动磁畴壁运动, IBM 的 Parkin^[13]于 2004 年提出了三维的高密度赛道存储器 (race-track), 并于 2008 年成功演示了平面赛道存储器^[14], 结构如图 3 所示, 左侧是写入脉冲, 产生磁畴, 一个移位脉冲通过自旋转移矩, 使得磁畴壁移动, 再利用磁隧道结来读取数据.

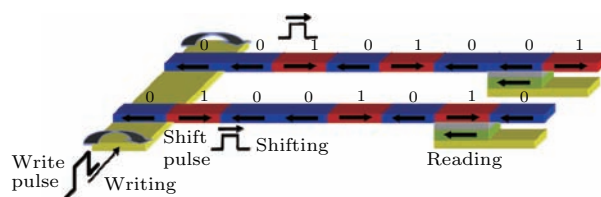


图 3 (网刊彩色) 赛道存储器结构示意图 (引自文献^[15])

Fig. 3. (color online) The schematic diagrams of the track memory (taken from Ref. ^[15]).

2.1.2 电流驱动磁矩翻转

在单层磁性材料中, 电流还可以通过自旋轨道耦合相互作用产生的有效磁场, 实现磁矩翻转. 2009 年, Chernyshov 等^[16]首次报导了在 GaMnAs 铁磁薄膜中电流通过自旋轨道耦合作用产生的有效场, 实现了较低电流密度下电流诱导磁化翻

转. 他们采用的器件结构如图 4(a) 所示, 有八个接触点的 (Ga, Mn)As 器件, 由于自旋轨道耦合的各向异性, 施加不同方向的电流, 会产生不同方向的有效场, 如图 4(c) 和图 4(d) 所示. 随后, Endo 等^[17] 在 2010 年实现了 (Ga, Mn) As 中自旋轨道耦合矩 (spin orbit torque, SOT) 诱导的磁化方向 180° 翻转. 自旋轨道耦合效应包括晶体反演不对称性导致的 Dresselhaus 和结构反演不对称性导致的 Rashba 效应, 通过对比 (Ga, Mn) As/GaAs 和 (Ga,

Mn)(As, P)/GaAs 样品发现, 材料中不同的拉伸和压缩, 导致 Dresselhaus 效应产生的有效场方向相反^[18]. 由于 Dresselhaus 和 Rashba 效应对不同电流方向产生有效场方向的异同, 从而可以定量地分析材料中这两种效应的相对大小. Li 等^[19] 通过测试沿不同晶向电流诱导磁矩翻转, 观察到电流诱导磁化翻转的效果与电流通过的晶向密切相关, 从而得到 Dresselhaus 诱导有效场的大小大约是 Rashba 诱导的三倍.

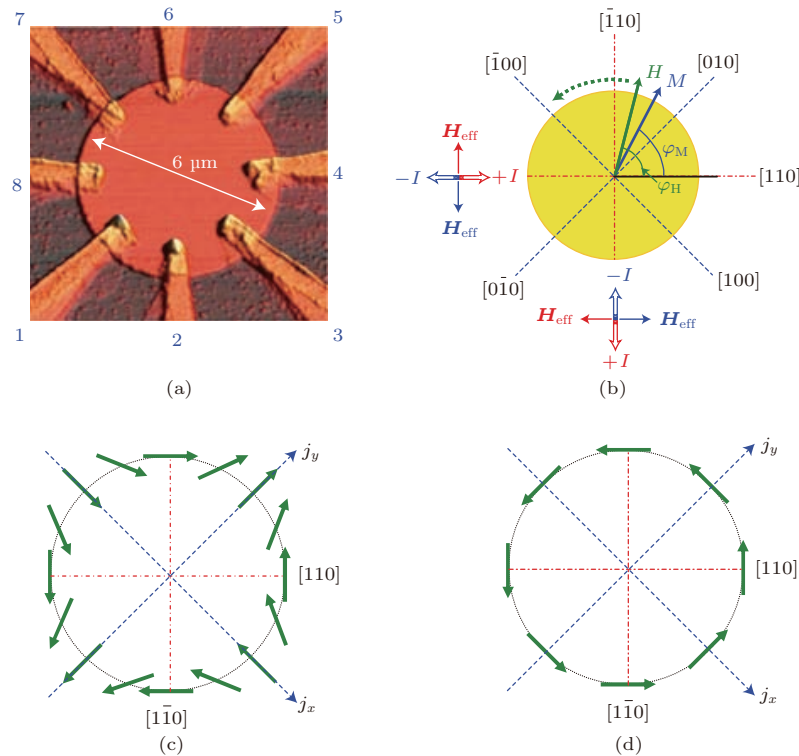


图 4 (网刊彩色) 器件的设计和自旋轨道场的对称性 (a) 具有 8 个非金属接触点的样品的原子力显微镜图像; (b) 器件示意图, 其中蓝色和红色虚线分别表示易轴和难轴方向, 图中显示了施加不同电流方向时测得的有效场 H_{eff} ; 由应变诱导 (c) 和 Rashba (d) 自旋轨道相互作用的有效磁场相对于电流的方向; 电流诱导的 Oersted 场具有与 Rashba 场相同的对称性 (引自文献^[16])

Fig. 4. (color online) Layout of the device and symmetry of the spin-orbit fields: (a) Atomic force micrograph of sample with eight non-magnetic metal contacts; (b) diagram of device orientation with respect to crystallographic axes, with easy and hard magnetization axes marked with blue dashed and red dot-dash lines, respectively, measured directions of H_{eff} field are shown for different current directions; (c), (d) orientation of effective magnetic field with respect to current direction for strain-induced (c) and Rashba (d) spin-orbit interactions. The current-induced Oersted field under the contacts has the same symmetry as the Rashba field (all panels are taken from Ref. ^[16]).

此外, 利用自旋轨道耦合的机理, 也可以在反铁磁材料单层结构中实现电流诱导磁化翻转^[20,21]. 在室温下的 FeRh/MgO 结构中利用反铁磁各向异性实现了电流诱导磁化翻转^[20]. 与铁磁材料相比, 反铁磁材料具有磁化翻转速度更快的优势^[22].

近年来, 电流驱动斯格明子 (Skyrmions) 的研究受到了自旋电子学领域的广泛关注. 斯格明子

是一种自旋构成的漩涡拓扑纳米磁结构, 其中心处自旋与无穷远处自旋方向相反, 自旋方向连续变化. 2010 年, Jonietz 等^[23] 首次在低温 (26—28 K) 下实现了 MnSi 中电流驱动斯格明子的运动. 2012 年, Yu 等^[24] 报导了接近室温条件下 FeGa 中低电流密度驱动斯格明子的运动. 近年来, 通过结构设计以及掺杂的方式成功地在室温下获得了斯格明

子^[25,26], 由于驱动斯格明子运动所需的临界电流密度很小(约 10^2 A/cm²), 所以它在低能耗、高密度磁存储方面具有很大的潜在应用价值.

2.2 重金属/铁磁层结构中的磁化翻转

基于重金属/铁磁层(或重金属/铁磁层/氧化层)结构中, 电流通过非磁重金属如Pt, Ta层利用自旋霍尔效应产生的自旋流可以控制磁性层的磁化翻转. 重金属非磁层产生的自旋流通过STT效应可以调控铁磁层的翻转. 另外, 在重金属/铁磁层/氧化层结构中, 由于铁磁层上下界面的反演不对称, 一般也具有较强的Rashba效应, 沿着界面流动的电子受到Rashba有效场的作用, 从而实现磁性层的磁化翻转.

Miron等^[27,28]在室温下实现了Pt/Co/AlO_x中电流诱导铁磁层垂直磁化翻转, 他们发现水平电流可以在平行于电流外场下控制垂直各向异性的薄Co层磁化向上或向下, 他们认为Rashba效应对Co的磁化翻转起主要作用. 对于类似结构, Liu等^[29]在Ta/CoFeB/MgO体系中观测到水平电流对CoFeB磁矩的翻转, 并在水平外磁场下实现了电流对CoFeB的定向翻转. 在Pt/Co/AlO_x结构中, 结合电流诱导磁化翻转的实验结果和宏自旋模型分析, 认为Pt中自旋霍尔效应是磁化翻转的主要机理^[30]. 电流翻转磁矩起源的争论引起了相关研究者对非磁/铁磁结构磁化翻转机理的兴趣. Fan等^[31]在非磁金属/铁磁金属界面插入不同厚度的Cu层后, 仍旧可以观察到电流诱导磁化翻转, 由于Cu中自旋流损耗非常小, 说明该效应并不依赖于重金属/铁磁金属的界面, 这验证了自旋霍尔效应而非Rashba效应起主导作用. 为了进一步验证自旋霍尔效应和Rashba效应对电流诱导磁化翻转的贡献, Yang等^[32]设计了对称的Pt/CoNiCo/Pt器件(图5), 通过二次谐波测量证明, 此种结构几乎没有Rashba效应的存在, 但与具有强Rashba效应的Pt/Co/AlO_x非对称结构器件相比^[33], 电流导致的有效场并没有显著降低, 由此说明自旋霍尔效应在磁化翻转过程中起决定性作用.

通过自旋轨道矩实现电流诱导非磁/铁磁体系中磁矩的定向翻转, 通常需要施加一个平行于电流方向的外磁场, 这是因为自旋霍尔效应和Rashba产生的有效场并没有使磁性材料中的自旋产生向上或向下的优先取向, 在没有水平外磁场的条件下, 向上或者向下的翻转是随机的^[34]. 外加水平

磁场使得磁矩向上和向下翻转所需的力矩不等, 从而实现磁矩的可控定向翻转^[35,36]. 由于外加磁场不利于器件的高速化和集成化, 因此利用纯电学方法翻转磁矩是当前研究的重要目标之一. 设计面内对称性破缺可以实现零磁场下的电流诱导磁矩定向翻转^[37-42]: 例如在Ta/CoFeB/TaO_x结构中, 制备楔形的TaO_x, 破坏了水平方向的对称性, 可产生一个等效的水平电场, 实现无外场下的定向翻转^[37]; 或者在Ta/CoFeB/MgO结构中利用Ar⁺刻蚀去掉氧化层的一部分, 实现铁磁层的一部分不被其覆盖, 使得易磁轴方向产生一个偏角^[41]. 这种调控氧化层的方法具有不可控性, 而且可能会对下面的铁磁层磁学特性产生影响. 还可以在溅射生长磁性薄膜时改变靶材和基板的相对位置, 也使得易磁轴偏离垂直膜平面的方向^[42]. 利用反铁磁层和铁磁层的交换偏置产生水平偏置场, 也可以实现无外场下电流诱导磁化定向翻转^[43,44]. 此外利用铁电基片上产生的极化电场, 也可以实现电流诱导磁矩的可控定向翻转^[45].

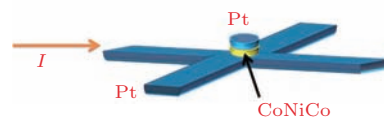


图5 (网刊彩色) 对称的Pt/CoNiCo/Pt结构器件(引自文献^[32])

Fig. 5. (color online) The structure of the symmetrical Pt/CoNiCo/Pt device (taken from Ref. ^[32]).

2.3 铁磁/非磁金属/铁磁(FM/NM/FM)三明治结构中的磁化翻转

利用电流还可以实现对铁磁/非磁金属/铁磁三明治结构中铁磁自由层的磁化翻转, 这包括自旋阀(spin valve)和磁隧道结(MTJ)中自由层磁矩的翻转. 自旋阀是利用巨磁阻效应(GMR)制备的铁磁体(钉扎层)/非磁性金属/铁磁体(自由层)结构. 磁隧道结与自旋阀惟一不同的是中间非磁性层为绝缘体, 电流是电子以隧穿的方式通过中间的绝缘层.

当电子从钉扎层流向自由层时, 它首先被钉扎层极化, 形成自旋极化电流, 电子通过自由层时, 由于STT作用, 可以实现自由层磁矩翻转到平行于钉扎层的方向. 而反过来, 当电子从自由层流向钉扎层时, 它首先被自由层极化, 当自旋极化电流中的电子穿过钉扎层时, 由于钉扎层的矫顽力大, 磁矩方向稳定, 与钉扎层磁矩方向不同的电子会被反

射回自由层,从而使自由层磁矩翻转到反平行于钉扎层的方向.

2000年, Katine等^[46]实现了赝自旋阀纳米结构中的电流诱导磁化翻转; 2004年, Huai等^[47]和 Fuchs等^[48]首次分别在MTJ中实现了电流诱导磁化翻转. 对于MTJ中磁性层的易磁化轴在面内和面外的器件,其临界翻转电流值分别为 $I_{c0} = 2e\alpha M_s V (H + H_{//k} + 2\pi M_s) / (\hbar P)$ ^[49] 和 $I_{c0} = 2e\alpha M_s V (H + H_{\perp k} - 4\pi M_s) / (\hbar P)$ ^[50], 其中 M_s 为自由层饱和磁化强度, V 为自由层体积, P 为自旋电流的极化率, H 为沿着易磁化轴方向的外加磁场, $H_{//k}$ 为薄膜的平面各向异性场, $H_{\perp k}$ 为薄膜的垂直各向异性场. 相比于面内磁化MTJ, 垂直各向异性MTJ需要的翻转电流密度更小. 所以, 近年来垂直各向异性结构的MTJ受到了人们的更多关注.

根据MTJ的临界电流公式, 我们可以通过选择饱和磁化强度及阻尼系数较小的材料, 如CoFeB^[51,52] 或者铁磁半导体作为自由层; 另外减小自由层厚度也能够降低临界电流密度^[53]; 还可以通过减小非磁性层的厚度, 或者在自旋阀的自由层和顶电极之间插入金属Ru层^[54,55] 增强电流的自旋极化率, 来实现降低临界电流密度的目的.

利用自旋电流控制MTJ自由层磁矩的翻转, 可以研制自旋转移矩磁性随机存储器(STT-MRAM)^[56]. STT-MRAM利用电流诱导的自旋转移矩写入数据, 利用隧道磁阻效应读出数据, 它有可能是下一代随机存储器的重要发展方向之一, 具有密度高、速度快、非挥发性的优点.

3 利用电压方法调控磁化翻转

电流方法调控磁矩翻转一般需要比较高的电流密度, 这会导致很严重的热效应及能耗问题, 这是人们当前关注的热点和急需解决的问题. 利用电压替代电流调控磁矩翻转, 可以极大程度地降低调控磁化翻转的能耗. 通常电压调控磁矩翻转有三种不同的机理: 压电效应、磁电耦合效应和栅极电场效应. 利用这些不同的调控机理, 都可以实现电压对磁矩的调控作用.

3.1 通过压电效应对磁矩的调控

磁性材料的自发磁化状态及磁滞回线与材料的磁晶各向异性密切相关, 压电效应通过形

变会改变磁性材料的晶格常数, 从而直接影响其磁晶各向异性, 最终实现电压调控磁性材料的磁矩. 常用的压电材料包括 $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$, BaTiO_3 和 $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ ^[57] 等. 为了实现压电效应对磁矩的调控作用, 可以制备压电/磁性异质结, 在电压的作用下, 压电材料表现出拉伸或者收缩形变, 这种形变会传递到铁磁层, 从而导致磁性薄膜的晶格常数发生变化, 达到电压调控磁矩翻转的目的.

在铁磁性薄膜材料和压电材料异质结中, 压电效应对磁矩的调控已经得到了实验证实^[58-68]. 在Fe/GaAs/PZT异质结中, 实现了无外加磁场作用下压电效应对磁晶各向异性性能的调控, 发现在不同的电压作用下, 不同晶向的磁滞回线受到了不同程度的调控^[58]. 在 $\text{Co}_2\text{FeAl}/\text{GaAs}/\text{PZT}$ 异质结构中, 设计PZT形变稍稍偏离 Co_2FeAl 易磁化轴[110]方向, 通过对PZT施加不同的电压, 通过平面霍尔电压和磁滞回线的测试, 实现了在无外磁场条件下电压调控磁矩 90° 翻转, 并基于此类器件, 成功演示了NOT和NOR的逻辑功能(如图6所示)^[59]. 在Ni/PZT异质结中, 实现了电压调控磁矩 180° 翻转^[60]. 在磁隧道结MTJ/PMN-PT结构中, 电压对磁矩有明显的调控作用, 通过对PMN-PT施加电压, MTJ中的自由层CoFeB的磁矩发生改变, 从而导致MTJ的隧穿电阻发生了变化^[61]. 在多铁异质结CoFeB/PMN-PT(001)中, 实现了电压诱导应变对CoFeB薄膜磁矩的非易失调控^[62].

3.2 磁电耦合作用对磁矩的调控

除了利用压电性可以实现调控磁矩之外, 铁电材料的铁电特性也可以实现磁矩的调控. 在对铁电材料施加外加电压时, 会诱发其产生铁电极化, 从而产生一个极化电场. 在超薄磁性薄膜/铁电性材料构成的异质结中, 铁电极化电场通过磁电耦合, 可以改变磁性材料界面处的自旋结构以及轨道杂化情况, 从而可以实现磁性的调控^[63,69-72]. 在 $\text{PbZr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}\text{O}_3/\text{LaSrMnO}_3(\text{LSMO})/\text{SrTiO}_3(001)$ 多铁异质结中, 当对 $\text{PbZr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}\text{O}_3$ 施加极化电场后, 发现LSMO的磁化强度在电场的作用下出现回滞, 证实铁电和铁磁材料之间存在磁电耦合作用^[69]; 而在多铁异质结Fe/BaTiO₃中, Duan等^[70]

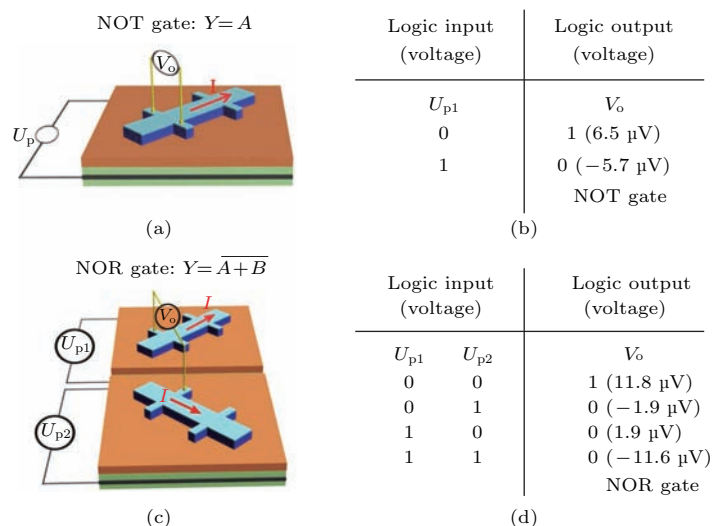


图6 (网刊彩色) (a) 压电效应调控由 [100] Co_2FeAl 器件构成的 NOT 门电路的示意图; (b) NOT 门运算的真值表; (c) 压电效应调控由 [010] 和 [100] Co_2FeAl 器件构成的 NOR 门电路示意图; (d) 输出电压随着压电电压的变化构成的 NOR 门运算的真值表 (引自文献 [59])

Fig. 6. (color online) (a) The schematic diagram of a piezo voltage controlled [100] orientated Co_2FeAl device built for NOT gate; (b) truth table summary of the operation described in NOT gate; (c) the schematic diagram of piezo voltages controlled [010] and [100] Co_2FeAl devices built for NOR gate, where the piezo voltages U_{p1} and U_{p2} for the [010] and [100] devices, respectively; (d) the output voltages of the NOR gates with varying the piezo voltages for NOR logic gates (taken from Ref. [59]).

发现界面磁性随铁电极化翻转而改变, 局域态密度计算结果表明, Fe 和 Ti 原子的 3d 轨道与 O 原子 2p 轨道的杂化在界面处发生磁电耦合, 从而实现电压调控 Fe 磁矩的变化. 在 $\text{FeRh}/\text{BaTiO}_3$ 异质结中, 发现 BaTiO_3 在电压作用下会产生应力和极化电场, 这两种效应都会对 FeRh 的磁矩有调控作用, 并且可以使得 FeRh 在反铁磁和铁磁之间转换 [71].

3.3 栅极电场效应对磁矩的调控

利用栅极电场也可以实现磁矩的调控作用, 在铁磁金属或铁磁半导体/介电绝缘材料/金属材料结构中, 通过对铁磁层施加栅压, 可以有效地调控铁磁材料中 3d 轨道电子或者稀土元素 4f 电子的态密度, 从而影响电子的自旋特性, 实现对铁磁性材料磁特性的调控作用. 利用栅压对 $\text{Fe}(001)/\text{MgO}(001)$ 结构的调控, 发现电场可以导致磁各向异性的变化, 起到调控磁性的作用 [73]. Wang 等 [74] 首次报导了在 $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ 磁隧道结中实现了电压调控磁性, 他们利用电压脉冲和很小的电流, 实现了对矫顽力和隧道磁电阻的调控. 随后在 $\text{Co}_{0.6}\text{Fe}_{0.2}\text{B}_{0.2}/\text{Oxide}$ 样品 [75] 和 $\text{Mo}/\text{CoFeB}/\text{MgO}$ 结构 [76] 中, 进一步验证了栅极电场对磁矩调控的作用. 除了对磁矩的调控作用之

外, 电场也可以有效调控磁畴壁的运动 [77–79]. 栅压调控磁特性, 还可以通过离子液体来实现电压对磁矩的调控作用, 在 $\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ni}/\text{HfO}_2$ /离子液体结构中, 利用栅极电压, 实现了正负离子向相反方向迁移, 从而产生一个电场, 调控了 Co/Ni 双层结构中的饱和磁化强度与居里温度 [80].

4 总结和展望

本文主要介绍了电学方法控制自旋翻转和磁畴壁运动的研究进展, 包括: 利用自旋极化电流, 在单层膜、重金属/铁磁层、铁磁层/非磁金属/铁磁层等结构中实现自旋极化电流的产生, 利用自旋极化电流诱导磁化翻转或驱动畴壁运动; 利用电压方法, 通过压电效应、磁电耦合效应和栅极电场效应等方式实现对磁矩的调控.

当前通过电学方法控制磁化翻转的研究重点和挑战主要有以下四个方面:

1) 对于电流驱动磁畴壁和控制磁化翻转, 仍需进一步降低临界电流密度并提高稳定性, 以满足实际应用的要求;

2) 与用电流调控方法相比, 利用电场驱动畴壁运动和实现磁化翻转可以大大降低能耗, 实现超高密度和超低能耗的电场控制自旋器件;

3) 对纯自旋流调控磁性的研究, 如果器件中只

有自旋流而没有电荷流, 利用它来操控磁畴壁和磁化翻转的能耗也会比较低, 这是很有前景的下一代自旋电子学器件, 不过纯自旋流的产生和测量是研究的难点;

4) 结合电流和电压的优势有可能是实现自旋电子学器件走向应用的重要途径, 它的难点在于如何有效利用这两种方法, 并实现高密度集成。

参考文献

- [1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [2] Thiaville A, Nakatani Y, Miltat J, Suzuki Y 2005 *Europhys. Lett.* **69** 990
- [3] Li Z, Zhang S 2004 *Phys. Rev. B* **70** 024417
- [4] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [5] Berger L 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 2156
- [6] Freitas P, Berger L 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 1266
- [7] Wang K, Irvine A, Wunderlich J, Edmonds K, Rushforth A, Campion R, Foxon C, Williams D, Gallagher B 2008 *New J. Phys.* **10** 085007
- [8] Yamanouchi M, Chiba D, Matsukura F, Ohno H 2004 *Nature* **428** 539
- [9] Wang K, Irvine A, Campion R, Foxon C, Wunderlich J, Williams D, Gallagher B 2009 *J. Magn. Magn. Mater.* **321** 971
- [10] Wang K, Edmonds K, Irvine A, Tatara G, de Ranieri E, Wunderlich J, Olejnik K, Rushforth A, Campion R, Williams D 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 262102
- [11] Bauer U, Emori S, Beach G S 2013 *Nature Nanotech.* **8** 411
- [12] Miron I M, Moore T, Szambolics H, Buda-Prejbeanu L D, Auffret S, Rodmacq B, Pizzini S, Vogel J, Bonfim M, Schuhl A 2011 *Nature Mater.* **10** 419
- [13] Parkin S S 2004 *US Patent* 6834005 [2004]
- [14] Parkin S S, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [15] Thomas L, Yang S H, Ryu K S, Hughes B, Rettner C, Wang D S, Tsai C H, Shen K H, Parkin S S P 2011 *IEDM 2011 IEEE Int.* Washington DC, USA, 2011 p24.2.1
- [16] Chernyshov A, Overby M, Liu X, Furdyna J K, Lyanda-Geller Y, Rokhinson L P 2009 *Nature Phys.* **5** 656
- [17] Endo M, Matsukura F, Ohno H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 222501
- [18] Fang D, Kurebayashi H, Wunderlich J, Výborný K, Zárbo L, Campion R, Casiraghi A, Gallagher B, Jungwirth T, Ferguson A 2011 *Nature Nanotech.* **6** 413
- [19] Li Y, Cao Y, Wei G, Li Y, Ji Y, Wang K, Edmonds K, Campion R, Rushforth A, Foxon C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 022401
- [20] Marti X, Fina I, Frontera C, Liu J, Wadley P, He Q, Paull R, Clarkson J, Kudrnovský J, Turek I 2014 *Nature Mater.* **13** 367
- [21] Jungwirth T, Marti X, Wadley P, Wunderlich J 2016 *Nature Nanotech.* **11** 231
- [22] Keffer F, Kittel C 1952 *Phys. Rev.* **85** 329
- [23] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Böni P, Duine R 2010 *Science* **330** 1648
- [24] Yu X, Kanazawa N, Zhang W, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
- [25] Wei Z Y, Liu E K, Li Y, Xu G Z, Zhang X M, Liu G D, Xi X K, Zhang H W, Wang W H, Wu G H 2015 *Adv. Electron. Mater.* **1** 1500076
- [26] Wang W, Zhang Y, Xu G, Peng L, Ding B, Wang Y, Hou Z, Zhang X, Li X, Liu E 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
- [27] Miron I M, Garello K, Gaudin G, Zermatten P J, Costache M V, Auffret S, Bandiera S, Rodmacq B, Schuhl A, Gambardella P 2011 *Nature* **476** 189
- [28] Miron I M, Gaudin G, Auffret S, Rodmacq B, Schuhl A, Pizzini S, Vogel J, Gambardella P 2010 *Nature Mater.* **9** 230
- [29] Liu L, Pai C F, Li Y, Tseng H, Ralph D, Buhrman R 2012 *Science* **336** 555
- [30] Liu L, Lee O, Gudmundsen T, Ralph D, Buhrman R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [31] Fan X, Wu J, Chen Y, Jerry M J, Zhang H, Xiao J Q 2013 *Nat. Commun.* **4** 1799
- [32] Yang M, Cai K, Ju H, Edmonds K W, Yang G, Liu S, Li B, Zhang B, Sheng Y, Wang S 2016 *Sci. Rep.* **6** 20778
- [33] Lee O, Liu L, Pai C, Li Y, Tseng H, Gowtham P, Park J, Ralph D, Buhrman R 2014 *Phys. Rev. B* **89** 024418
- [34] Bhowmik D, You L, Salahuddin S 2014 *Nature Nanotech.* **9** 59
- [35] Qiu X, Narayanapillai K, Wu Y, Deorani P, Yang D H, Noh W S, Park J H, Lee K J, Lee H W, Yang H 2015 *Nature Nanotech.* **10** 333
- [36] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S 2013 *Nature Mater.* **12** 611
- [37] Yu G, Upadhyaya P, Fan Y, Alzate J G, Jiang W, Wong K L, Takei S, Bender S A, Chang L T, Jiang Y 2014 *Nature Nanotech.* **9** 548
- [38] Pai C F, Mann M, Tan A J, Beach G S 2016 arXiv:1601.05854 [cond-mat.mtrl-sci]
- [39] Yu G, Chang L T, Akyol M, Upadhyaya P, He C, Li X, Wong K L, Amiri P K, Wang K L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 102411
- [40] Akyol M, Yu G, Alzate J G, Upadhyaya P, Li X, Wong K L, Ekicibil A, Amiri P K, Wang K L 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 162409
- [41] You L, Lee O, Bhowmik D, Labanowski D, Hong J, Bokor J, Salahuddin S 2015 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **112** 10310
- [42] Torrejon J, Garcia-Sanchez F, Taniguchi T, Sinha J, Mitani S, Kim J V, Hayashi M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 214434
- [43] Brink A V D, Vermijs, G, Solignac A, Koo J, Kohlhepp J T, Swagten H J, Koopmans B 2016 *Nat. Commun.* **7** 10854
- [44] Fukami S, Zhang C, Dutta Gupta S, Kurenkov A, Ohno H 2016 *Nature Mater.* **15** 535
- [45] Cai K, Yang M, Ju H, Edmonds K W, Li B, Sheng Y, Zhang B, Zhang N, Liu S, Ji Y 2016 arXiv:1604.05561 [cond-mat.mtrl-sci]

- [46] Katine J, Albert F, Buhrman R, Myers E, Ralph D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [47] Huai Y, Albert F, Nguyen P, Pakala M, Valet T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 3118
- [48] Fuchs G, Emley N, Krivorotov I, Braganca P, Ryan E, Kiselev S, Sankey J, Katine J, Ralph D, Buhrman R 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1205
- [49] Sun J Z 2000 *Phys. Rev. B* **62** 570
- [50] Mangin S, Ravelosona D, Katine J, Carey M, Terris B, Fullerton E E 2006 *Nature Mater.* **5** 210
- [51] Yagami K, Tulapurkar A, Fukushima A, Suzuki Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5634
- [52] Khvalkovskiy A, Apalkov D, Watts S, Chepulsii R, Beach R, Ong A, Tang X, Driskill-Smith A, Butler W, Visscher P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 074001
- [53] Albert F, Emley N, Myers E, Ralph D, Buhrman R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 226802
- [54] Jiang Y, Abe S, Ochiai T, Nozaki T, Hirohata A, Tezuka N, Inomata K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 167204
- [55] Jiang Y, Nozaki T, Abe S, Ochiai T, Hirohata A, Tezuka N, Inomata K 2004 *Nature Mater.* **3** 361
- [56] Hosomi M, Yamagishi H, Yamamoto T, Bessho K, Higo Y, Yamane K, Yamada H, Shoji M, Hachino H, Fukumoto C 2005 *IEDM Tech. Dig. IEEE Int. Washington, D.C, US, December 5–7 2005*, p459
- [57] Eerenstein W, Mathur N, Scott J F 2006 *Nature* **442** 759
- [58] Li Y, Luo W, Zhu L, Zhao J, Wang K, Wang K Y 2015 *J. Magn. Magn. Mater.* **375** 148
- [59] Zhang B, Meng K K, Yang M Y, Edmonds K, Zhang H, Cai K M, Sheng Y, Zhang N, Ji Y, Zhao J H, Zheng H Z, Wang K Y 2016 *Sci. Rep.* **6** 28458
- [60] Hu J M, Yang T, Wang J, Huang H, Zhang J, Chen L Q, Nan C W 2015 *Nano Lett.* **15** 616
- [61] Li P, Chen A, Li D, Zhao Y, Zhang S, Yang L, Liu Y, Zhu M, Zhang H, Han X 2014 *Adv. Mater.* **26** 4320
- [62] Zhang S, Zhao Y, Li P, Yang J, Rizwan S, Zhang J, Seidel J, Qu T, Yang Y, Luo Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 137203
- [63] Moubah R, Magnus F, Hjörvarsson B, Andersson G 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 053905
- [64] Wu H, Chai G, Zhou T, Zhang Z, Kitamura T, Zhou H 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 114105
- [65] Wang J, Hu J, Yang T, Feng M, Zhang J, Chen L, Nan C 2014 *Sci. Rep.* **4** 4553
- [66] Rushforth A, de Ranieri E, Zemen J, Wunderlich J, Edmonds K, King C, Ahmad E, Campion R, Foxon C, Gallagher B 2008 *Phys. Rev. B* **78** 085314
- [67] Lei N, Devolder T, Agnus G, Aubert P, Daniel L, Kim J V, Zhao W, Trypiniotis T, Cowburn R P, Chappert C 2013 *Nat. Commun.* **4** 1378
- [68] Dean J, Bryan M, Schrefl T, Allwood D 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 023915
- [69] Wu T, Zurbuchen M, Saha S, Wang R V, Streiffer S, Mitchell J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 134416
- [70] Duan C G, Jaswal S S, Tsymbal E Y 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 047201
- [71] Cherifi R O, Ivanovskaya V, Phillips L C, Zobelli A, Infante I C, Jacquet E, Garcia V, Fusil S, Briddon P R, Guiblin N, Mougine, Unal A A, Kronast F, Valencia, Dkhil B, Barthelemy A, Bibes M 2014 *Nature Mater.* **13** 345
- [72] Nan T, Zhou Z, Liu M, Yang X, Gao Y, Assaf B A, Lin H, Velu S, Wang X, Luo H 2014 *Sci. Rep.* **4** 3688
- [73] Maruyama T, Shiota Y, Nozaki T, Ohta K, Toda N, Mizuguchi M, Tulapurkar A, Shinjo T, Shiraishi M, Mizukami S 2009 *Nature Nanotech.* **4** 158
- [74] Yan Y, Zhou X, Li F, Cui B, Wang Y, Wang G, Pan F, Song C 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 122407
- [75] Wang W G, Li M, Hageman S, Chien C 2012 *Nature Mater.* **11** 64
- [76] Kita K, Abraham D W, Gajek M J, Worledge D 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 033919
- [77] Li X, Yu G, Wu H, Ong P, Wong K, Hu Q, Ebrahimi F, Upadhyaya P, Akyol M, Kioussis N 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 142403
- [78] Chiba D, Kawaguchi M, Fukami S, Ishiwata N, Shimamura K, Kobayashi K, Ono T 2012 *Nat. Commun.* **3** 888
- [79] Bauer U, Emori S, Beach G S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 192408
- [80] Bauer U, Emori S, Beach G S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 172403

REVIEW

Progress of electrical control magnetization reversal and domain wall motion*

Zhang Nan¹⁾ Zhang Bao¹⁾ Yang Mei-Yin¹⁾ Cai Kai-Ming¹⁾ Sheng Yu¹⁾²⁾ Li Yu-Cai¹⁾
Deng Yong-Cheng¹⁾ Wang Kai-You^{1)†}

1) (State Key Laboratory of Super Lattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

2) (Department of Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100048, China)

(Received 11 October 2016; revised manuscript received 28 November 2016)

Abstract

Electrical control of spins in magnetic materials and devices is one of the most important research topics in spintronics. We briefly describe the recent progress of electrical manipulations of magnetization reversal and domain wall motion. This review consists of three parts: basic concepts, magnetization manipulation by electrical current and voltage methods, and the future prospects of the field.

The basic concepts, including the generation of the spin current, the interaction between the spin current and localized magnetization, and the magnetic dynamic Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski equation are introduced first.

In the second part, we reviewed the progress of the magnetization controlled by electrical current and voltage. Firstly we review the electrical current control of the magnetization and domain wall motion. Three widely used structures, single-layer magnets, ferromagnet/heavy metal and ferromagnet/nonmagnetic metal/ferromagnet, are reviewed when current is used to induce magnetization reversal or drive domain wall motion. In a single-layer magnetic material structure, domain wall can be effectively driven by electrical current through spin transfer torque. The factors influencing the domain wall trapping and motion are also discussed. The electrical current control of the skyrmions has big potential applications due to much lower current density. Using the Dresselhaus and Rashba spin orbital coupling, the electrical current can also directly reverse the magnetization of single magnetic or antiferromagnetic layer. Then, we review the electrical current switching the magnetization of the ferromagnetic layer in ferromagnetic/heavy metal structures, where both spin Hall effect and Rashba effect can contribute to the current switching magnetization in such device structures. To identify the relative contributions of these two mechanisms, several quantitative studies are carried, concluding that spin Hall effect plays a major role, which is summarized in this review. Finally, we review the current switching magnetization of free layers in spin valve and magnetic tunnel junctions (MTJs) by spin transfer torque. We also discuss the approaches to the decrease of the critical current density in MTJs, which is desired for future applications.

Alternatively, the electric field can also be used to manipulate the magnetization, where three methods are reviewed. Applying an electric field to the ferromagnetic/piezoelectric heterostructures, which changes the crystal structure of magnetic film through piezoelectric effects, realizes the change of the magnetic anisotropy of the ferromagnetic layer. In ferromagnetic/ferroelectric heterostructures, electric field changes the spin distribution and orbital hybridization at the surface of magnetic film through the magnet-electric coupling effects, and then controls the magnetization of the ferromagnetic layer. In ferromagnetic metal (semiconductor)/dielectric/metal structure, electric field controls the electron accumulation or depletion at the surface of the ferromagnetic metal or semiconductor, the change of the electron density in the magnetic layer in turn affects the magnetic exchange interaction and magnetic anisotropy.

Finally, we present the prospects for the development of electrical control magnetization reversal and domain wall motion for future applications.

Keywords: spintronics, spin transfer torque, spin-orbit coupling, voltage control

PACS: 75.78.Jp, 75.78.-n, 75.85.+t

DOI: 10.7498/aps.66.027501

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB643903) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61225021, 11174272, 11474272).

† Corresponding author. E-mail: kywang@semi.ac.cn