

## 封面文章

## 热效应在电流驱动反铁磁/铁磁交换偏置场翻转中的显著作用\*

何宇<sup>1)</sup> 陈伟斌<sup>2)</sup> 洪宾<sup>3)</sup> 黄文涛<sup>1)</sup> 张昆<sup>1)†</sup> 陈磊<sup>1)</sup> 冯学强<sup>1)</sup>  
李博<sup>1)</sup> 刘菓<sup>1)</sup> 孙笑寒<sup>1)</sup> 赵萌<sup>1)</sup> 张悦<sup>1)‡</sup>

1) (北京航空航天大学集成电路科学与工程学院, 费尔北京研究院, 空天信自旋电子技术工业和信息化部重点实验室, 北京 100191)

2) (山东大学物理学院, 晶体材料国家重点实验室, 济南 250100)

3) (北京航空航天大学合肥创新研究院, 合肥 230012)

(2023年8月23日收到; 2023年9月27日收到修改稿)

电流驱动的面内交换偏置场翻转具有无需外磁场辅助、抗磁场干扰以及强磁各向异性等优势, 受到广泛关注. 然而, 在纳米级厚度薄膜系统中, 反铁磁/铁磁异质结的阻塞温度较低, 同时电流脉冲会产生大量的焦耳热, 理论上电流热效应对于交换偏置场翻转有着显著作用, 但是其作用机制缺乏相关研究和验证. 我们制备了一系列反铁磁 IrMn 厚度不同的 Pt/IrMn/Py 异质结, 系统性地研究了热效应在电流翻转交换偏置场中的作用机制. 结果表明, 在毫秒级电流脉冲下, 焦耳热能够使得器件升温至阻塞温度以上, 解除反铁磁/铁磁界面的交换耦合, 同时电流产生的奥斯特场和自旋轨道矩能够翻转铁磁磁矩, 在降温过程中完成交换偏置场的翻转. 并且, 在翻转过程中, 反铁磁/铁磁异质结的各向异性磁阻曲线呈现与温度相关的两步磁化翻转现象, 分析表明该现象起源于交换偏置耦合与铁磁直接交换作用之间的竞争关系. 本文的研究结果厘清了热效应在电流驱动交换偏置场翻转过程中的重要作用, 有助于推动基于电控交换偏置场的自旋电子器件发展.

关键词: 交换偏置场, 反铁磁/铁磁, 热效应, 自旋轨道矩

PACS: 75.30.Et, 75.50.Ee, 68.60.Dv, 75.70.Tj

DOI: 10.7498/aps.73.20231374

## 1 引言

以磁隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 为核心的磁随机存储器 (magnetic random access memory, MRAM) 因具有非易失、低功耗、高速度等优势得到广泛的关注, 有望运用到未来的人工智能芯片当中<sup>[1,2]</sup>. MTJ 器件的特征尺寸和磁矩翻转功耗决定了 MRAM 的集成密度和功耗水平这两个重要指标. 反铁磁/铁磁界面的交换偏置效应能够令铁磁层保持强磁各向异性, 从而增大器件的抗

外场干扰的能力, 并提高器件的可微缩性; 同时, 利用电流能够高效驱动反铁磁/铁磁界面的交换偏置场  $H_{\text{eb}}$  和铁磁磁矩的  $180^\circ$  翻转, 进而实现低功耗信息写入. 最近, 研究人员在具有垂直磁各向异性的 Pt/Co/IrMn<sup>[3-6]</sup>, IrMn/CoFeB<sup>[7]</sup>, IrMn/CoTb<sup>[8]</sup> 以及 Pt/IrMn/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Co<sup>[9]</sup> 等多层膜结构中利用自旋轨道矩 (spin-orbit torque, SOT) 实现了垂直  $H_{\text{eb}}$  的翻转, 为电控  $H_{\text{eb}}$  提供了一条可行的路径. 众所周知, 在具有垂直磁各向异性的重金属/铁磁体系中利用 SOT 实现磁矩的确定性翻转需要面内磁场或者等效面内场的相关作用打破 SOT 的面内

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62122008, 61971024, 51901008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhang\_kun@buaa.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yz@buaa.edu.cn

对称性<sup>[10-15]</sup>, 而利用 SOT 实现垂直方向  $H_{\text{eb}}$  的翻转面临相同的问题, 这不利于其实际应用. 为了将电控  $H_{\text{eb}}$  翻转实际应用来自旋电子器件当中, 北京航空航天大学科研团队<sup>[16,17]</sup> 提出了基于面内磁各向异性的重金属/反铁磁/铁磁薄膜结构的磁隧道结器件, 利用电流在无磁场辅助下驱动  $H_{\text{eb}}$  翻转. 该三端 MTJ 器件具备抗强磁场干扰、无需外磁场辅助以及与现有 CMOS 工艺兼容等优势, 并且能够解决现有面内 SOT-MRAM 的尺寸微缩问题.

在非磁/铁磁异质结中, 热效应虽然能辅助 SOT 降低磁矩翻转的电流密度<sup>[18,19]</sup>, 但并不是磁矩翻转的必要因素. 然而在非磁/反铁磁/铁磁多层膜结构中, 阻塞温度  $T_b$  对反铁磁的厚度敏感, 例如 IrMn 的厚度为几纳米时, 其  $T_b$  小于 500 K<sup>[20-22]</sup>, 远小于 CoFeB, Fe, Co 等常见铁磁薄膜的居里温度<sup>[23,24]</sup>. 所以, 在 SOT 翻转过程中, 非磁/反铁磁/铁磁体系比非磁/铁磁体系更容易受到热效应的影响, 尽管一些研究<sup>[25-27]</sup> 认为热效应在电流翻转反铁磁/铁磁薄膜的  $H_{\text{eb}}$  过程中起主要作用, 但仍然缺乏直接的证据和系统的研究. 因此, 有必要系统研究电流翻转反铁磁/铁磁界面  $H_{\text{eb}}$  过程中的热效应作用机制和磁矩翻转机理.

为此, 制备了一系列具有不同 IrMn 厚度的 Pt/IrMn/Py 薄膜, 系统性地研究热效应在  $H_{\text{eb}}$  翻转过程中的作用, 不仅实现了电流驱动  $H_{\text{eb}}$  和 Py 磁矩的 180° 翻转, 而且阐明了脉冲电流产生的焦耳热能够解耦交换偏置耦合, 对  $H_{\text{eb}}$  的翻转起显著作用. 并且, 发现在  $H_{\text{eb}}$  的翻转过程中, 由于 IrMn/Py 界面的交换耦合作用和铁磁材料内部直接交换相互作用之间的相互竞争关系与温度有关, 因此各向异性磁电阻 (anisotropic magnetoresistance, AMR) 曲线呈现温度相关的两步磁化翻转现象. 本文厘清了热效应在电控  $H_{\text{eb}}$  翻转过程中的作用机制, 将激发更多基于  $H_{\text{eb}}$  调控的高性能自旋电子应用.

## 2 实验方法

样品沉积和器件制备: 利用 Singulus 超高真空磁控溅射系统 (基本压强为  $5 \times 10^{-8}$  Torr (1 Torr = 133 Pa) 在热氧化硅衬底上沉积 Pt/IrMn/Py/MgO/Ru 薄膜; Pt, IrMn, Py 和 Ru 靶材采用直流溅射, 速率分别为 2.16, 15.36, 9.66, 1.44 nm/min, MgO 靶材采用射频溅射, 速率为 2.04 nm/min. 利用紫

外光刻和氩离子刻蚀技术将薄膜加工成 5  $\mu\text{m}$  线宽的霍尔条器件, 随后利用电子束蒸发系统沉积 20 nm Ti 和 80 nm Au 并剥离制备成电极.

磁性和电输运测量: 薄膜的磁性通过振动样品磁强计 (vibration sample magnetometer, VSM) 来表征; 器件的电输运测量在综合物性测量系统 (physical property measurement system, PPMS) 中完成, Keithley 6221 电流源施加直流电流和脉冲电流, Keithley 2182A 用于检测器件电压降.

## 3 实验结果与分析

### 3.1 薄膜的结构、磁性表征及电流驱动 $H_{\text{eb}}$ 翻转

按照如图 1(a) 所示的膜层结构, 利用磁控溅射生长了一系列薄膜: SiO<sub>2</sub>/Pt (5 nm)/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py (4 nm)/MgO (1.5 nm)/Ru (1.5 nm). 图 1(b) 是利用 VSM 测量的 Pt/IrMn (6 nm)/Py 薄膜的面内磁滞回线, 薄膜具有面内磁各向异性, 由于未经磁场下的高温退火处理,  $H_{\text{eb}}$  为零. 图 1(c) 为电学测试所用的霍尔条器件和测试结构示意图, 器件  $x$  方向的长轴接 6221 电流源, 短轴接 2182A 电压表. 为了测量  $H_{\text{eb}}$  在电流作用下的翻转, 首先沿着霍尔条  $x$  方向的长轴施加脉宽长度为 10 ms 的电流脉冲信号, 随后通 100  $\mu\text{A}$  的直流, 测量同侧两短轴之间的电压降, 计算得到电阻值, 并同时沿着  $y$  方向扫磁场得到器件的 AMR 曲线, 然后通过 AMR 曲线相对于零磁场是否发生偏移来判断  $H_{\text{eb}}$  是否翻转.

图 1(d) 展示了 Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件在未施加任何电流脉冲情况下的 AMR 曲线, 与初始状态下的磁滞回线相一致, AMR 曲线的峰未呈现出明显的偏移, 表明  $H_{\text{eb}} = 0$  Oe. 紧接着, 测量了 Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件在施加电流脉冲后所测得的 AMR 曲线, 如图 1(e) 所示. 首先, 沿着  $-x$  方向施加一个电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -32$  mA, AMR 曲线结果表明该脉冲电流产生了一个沿着  $+y$  方向的交换偏置场  $+H_{\text{eb}}$ ; 然后, 沿  $+x$  方向施加电流脉冲, 发现随着电流脉冲的增大 AMR 曲线发生偏移, 最终产生一个沿  $-y$  方向的交换偏置场  $-H_{\text{eb}}$ ; 紧接着, 沿着器件  $-x$  方向施加电流脉冲, 最终  $H_{\text{eb}}$  从沿  $-y$  方向翻转到沿  $+y$  方向. 上述结果表明  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性取决于电流方向. 图 1(f) 总结了器件的  $H_{\text{eb}}$  随

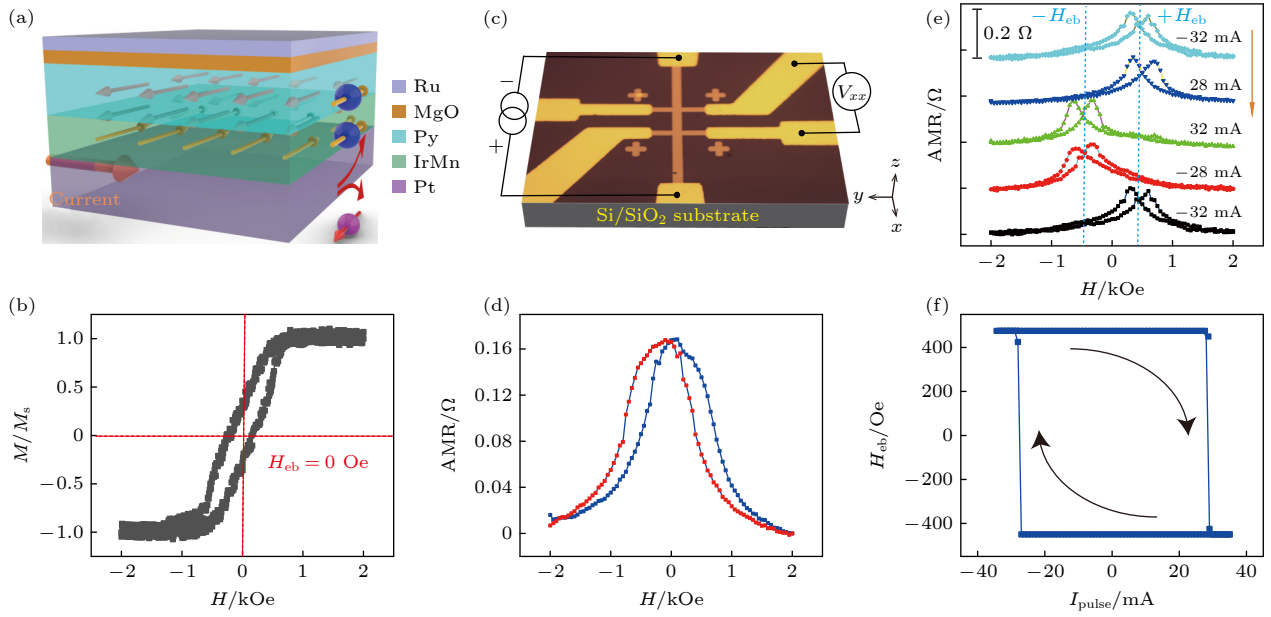


图 1 (a) Pt/IrMn/Py/MgO/Ru 膜层结构示意图; (b) Pt/IrMn (6 nm)/Py 薄膜的面内磁滞回线; (c) 霍尔条器件和测试结构图; Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件 (d) 初始状态和 (e) 施加不同电流脉冲情况下的 AMR 曲线; (f)  $H_{\text{eb}}$  随  $I_{\text{pulse}}$  的变化曲线

Fig. 1. (a) Schematic illustration of the Pt/IrMn/Py/MgO/Ru sample; (b) in-plane magnetic hysteresis loop of Pt/IrMn (6 nm)/Py film; (c) schematic of Hall bar device and electrical transport measurement; AMR curves of the Pt/IrMn (6 nm)/Py device under (d) initial state and (e) after applying a current pulse  $I_{\text{pulse}}$ ; (f)  $H_{\text{eb}}$  as a function of  $I_{\text{pulse}}$ .

$I_{\text{pulse}}$  的变化曲线, 从中可以清晰地发现当脉冲电流达到 30 mA,  $H_{\text{eb}}$  发生快速且陡峭的翻转, 所产生的  $H_{\text{eb}}$  值高达 450 Oe, 与相同体系中磁场热退火产生  $H_{\text{eb}}$  值相当<sup>[28-30]</sup>.

### 3.2 热效应在电流驱动 $H_{\text{eb}}$ 翻转中的作用机制

为了分析热效应在电控  $H_{\text{eb}}$  中的作用, 测量了不同环境温度下具有不同 IrMn 厚度样品的  $H_{\text{eb}}$  和器件温度随  $I_{\text{pulse}}$  的变化曲线. 图 2(a) 展现了 300 K 温度下 Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py 器件的  $H_{\text{eb}}$  随电流脉冲  $I_{\text{pulse}}$  的变化曲线. 为了准确地表征器件温度  $T_{\text{d}}$ , 首先通入小的直流电流测量器件在不同环境温度下的电阻, 得到器件的电阻随环境温度的变化关系, 随后测量不同电流下器件的电阻, 最后根据这两步的测试结果便可得到  $T_{\text{d}}$  随电流脉冲  $I_{\text{pulse}}$  的变化曲线, 如图 2(b) 所示. 结合图 2(a) 和图 2(b), 可得到  $H_{\text{eb}}$  翻转时临界电流  $I_{\text{c}}$  对应的器件温度  $T^*$  随着 IrMn 厚度  $t_{\text{IrMn}}$  的增大而增大. 进一步研究了 Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件在不同恒温器温度  $T_{\text{c}}$  下的  $H_{\text{eb}}$  翻转曲线和器件温度  $T_{\text{d}}$ , 如图 2(c) 和图 2(d) 所示, 尽管  $I_{\text{c}}$  会随  $T_{\text{c}}$  的增大而减小, 但是  $T^*$  依然保持不变.

通过测量不同  $T_{\text{c}}$  下的 AMR 曲线, 可以得到  $H_{\text{eb}}$  随  $T_{\text{c}}$  的变化曲线, 如图 2(e) 所示, 显然随着  $T_{\text{c}}$  的升高,  $H_{\text{eb}}$  在减小, 并且在相同  $T_{\text{c}}$  下,  $t_{\text{IrMn}}$  越大,  $H_{\text{eb}}$  越大.  $H_{\text{eb}}$  降为零时对应的温度即为反铁磁/铁磁异质结的阻塞温度  $T_{\text{b}}$ <sup>[31]</sup>, 由图 2(e) 可知  $t_{\text{IrMn}} = 3$  nm 和  $t_{\text{IrMn}} = 4$  nm 时,  $T_{\text{b}}$  分别为 360 和 400 K. 由于测试条件所限, 无法继续升温测量  $t_{\text{IrMn}} = 6$  nm 和  $t_{\text{IrMn}} = 8$  nm 时器件的  $T_{\text{b}}$ , 但根据相关文献报道<sup>[20]</sup>,  $t_{\text{IrMn}} = 6$  nm 和  $t_{\text{IrMn}} = 8$  nm 时,  $T_{\text{b}}$  分别为 480, 540 K. 图 2(f) 总结了  $T^*$  和  $T_{\text{b}}$  随 IrMn 厚度的变化关系, 随着 IrMn 厚度增加, 两者都呈现出增大趋势, 但是当 IrMn 厚度相同时,  $T^*$  均大于  $T_{\text{b}}$ . 上述结果直接表明, 在电流驱动  $H_{\text{eb}}$  翻转过程中, 热效应足以使得 IrMn/Py 界面的  $H_{\text{eb}}$  为零, 解除 IrMn/Py 界面的交换耦合作用, 促进  $H_{\text{eb}}$  翻转.

为了进一步研究电流驱动  $H_{\text{eb}}$  翻转机制, 测量恒定电流脉冲下  $H_{\text{eb}}$  随着外磁场  $H_{\text{ext}}$  的响应关系. 如图 3(a) 所示, 在零磁场的环境下沿着 Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件的  $-x$  方向施加该器件的临界翻转电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -32$  mA 将器件初始化, 器件产生沿  $+y$  方向的交换偏置场  $+H_{\text{eb}}$ . 紧接着沿  $+x$  方向通入  $+32$  mA 的电流脉冲并同时沿  $-y$  方向施加

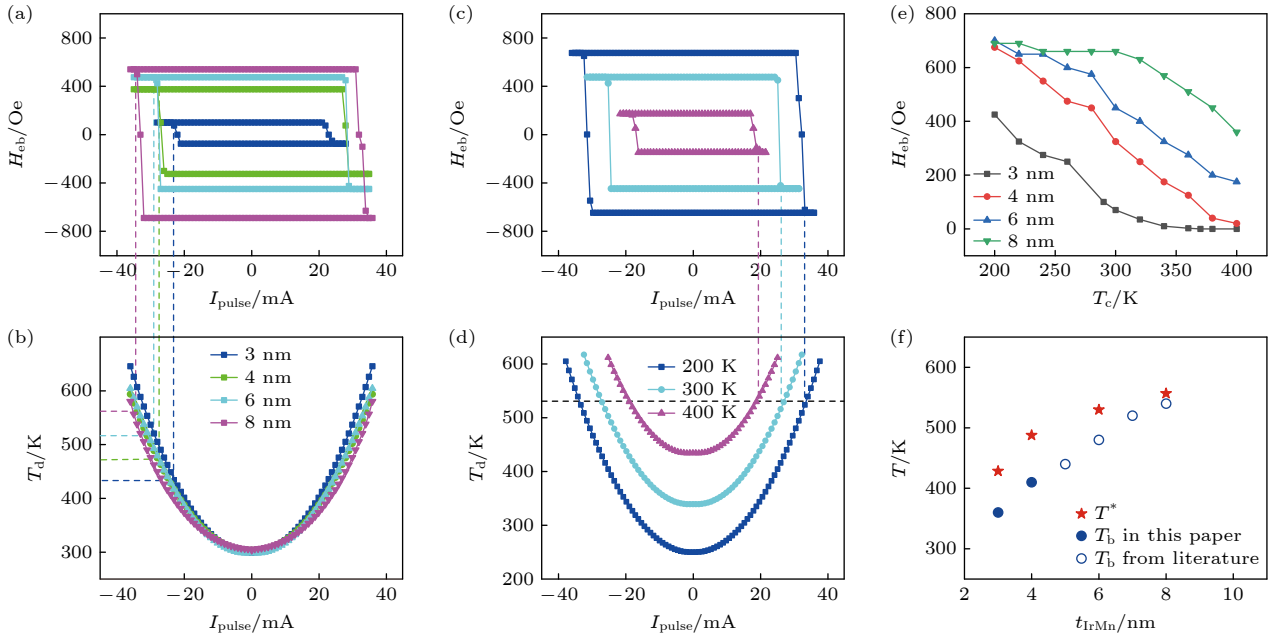


图 2 Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py 器件的 (a)  $H_{\text{eb}}$  和 (b)  $T_{\text{d}}$  随  $I_{\text{pulse}}$  的变化; Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件的 (c)  $H_{\text{eb}}$  和 (d)  $T_{\text{d}}$  在  $T_{\text{c}} = 200, 300, 400$  K 时随  $I_{\text{pulse}}$  的变化; (e) 不同 IrMn 厚度器件的  $H_{\text{eb}}$  随  $T_{\text{c}}$  大小的变化; (f)  $T^*$  和  $T_{\text{b}}$  随  $t_{\text{IrMn}}$  大小的变化

Fig. 2. (a)  $H_{\text{eb}}$  and (b)  $T_{\text{d}}$  vary with  $I_{\text{pulse}}$  of Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py devices; (c)  $H_{\text{eb}}$  and (d)  $T_{\text{d}}$  vary with  $I_{\text{pulse}}$  for Pt/IrMn (6 nm)/Py device at  $T_{\text{c}} = 200, 300, 400$  K; (e) dependence of  $H_{\text{eb}}$  on  $T_{\text{c}}$  for the Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py devices; (f)  $T^*$  and  $T_{\text{b}}$  as a function of  $t_{\text{IrMn}}$ .

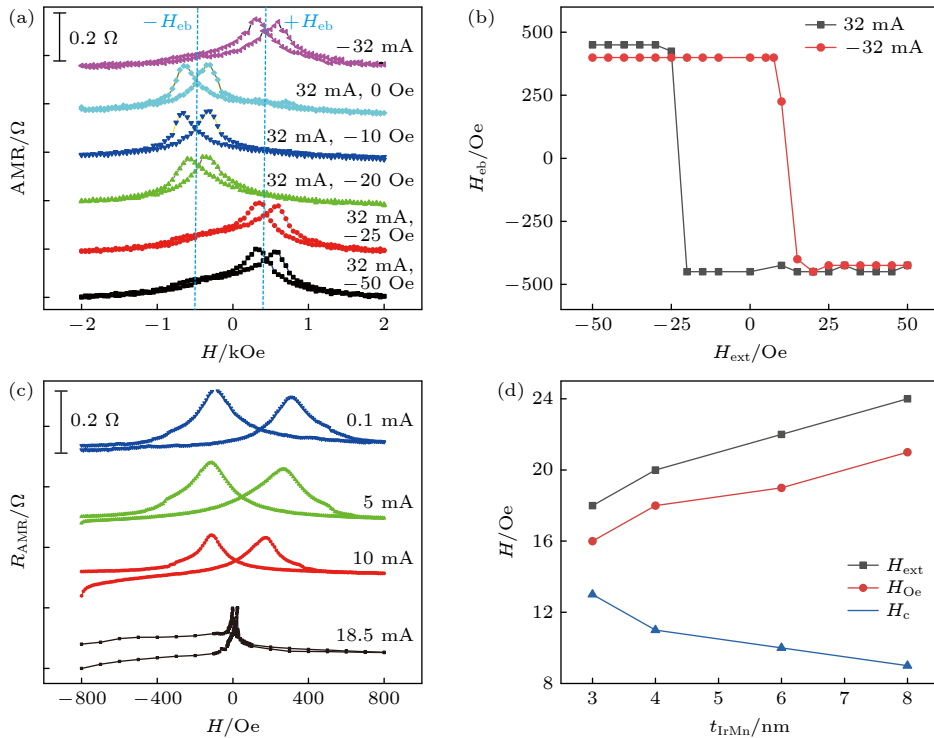


图 3 (a) Pt/IrMn (6 nm)/Py 器件在不同外磁场  $H_{\text{ext}}$  下的 AMR 曲线; (b) 恒定电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -32$  mA 或  $I_{\text{pulse}} = +32$  mA 下,  $H_{\text{eb}}$  随  $H_{\text{ext}}$  大小的变化关系; (c) 施加不同大小电流时 Pt/IrMn (3 nm)/Py 器件的 AMR 曲线; (d)  $H_{\text{eb}}$  翻转时器件的  $H_{\text{c}}$ 、电流产生的  $H_{\text{Oe}}$  以及改变  $H_{\text{eb}}$  翻转极性的  $H_{\text{ext}}$  大小随 IrMn 厚度的变化关系

Fig. 3. (a) AMR curves of the Pt/IrMn (6 nm)/Py device under a constant current pulse  $I_{\text{pulse}} = +32$  mA and varying  $H_{\text{ext}}$ ; (b)  $H_{\text{eb}}$  varies with  $H_{\text{ext}}$  for the Pt/IrMn (6 nm)/Py device under  $I_{\text{pulse}} = \pm 32$  mA; (c) AMR curves of the Pt/IrMn (3 nm)/Py device under different  $I_{\text{pulse}}$ ; (d)  $H_{\text{Oe}}$ ,  $H_{\text{c}}$  and  $H_{\text{ext}}$  of the Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py devices when  $H_{\text{eb}}$  switches.

外磁场,发现随着外磁场的逐渐增大,  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性被改变. 图 3(b) 总结了在恒定电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -32 \text{ mA}$  或  $I_{\text{pulse}} = +32 \text{ mA}$  下,  $H_{\text{eb}}$  随外磁场  $H_{\text{ext}}$  的变化曲线,当  $H_{\text{ext}}$  足够大时,  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性完全由外磁场决定,不取决于电流极性. 上述实验结果说明当电流产生的焦耳热效应将器件  $T_{\text{d}}$  升温至超过器件的  $T_{\text{b}}$  使得  $H_{\text{eb}}$  为零时,如果电流产生的有效场能够克服矫顽场  $H_{\text{c}}$  即可实现  $H_{\text{eb}}$  的翻转.

为了表征器件的  $H_{\text{eb}}$  翻转时  $H_{\text{c}}$  的大小,在器件中施加大电流测量  $T_{\text{d}} = T^*$  时器件的 AMR 曲线. 如图 3(c) 所示,随着施加电流的增大, Pt/IrMn (3 nm)/Py 器件的  $H_{\text{c}}$  和  $H_{\text{eb}}$  因器件温度的升高在逐渐地降低,当电流大小为 18.5 mA,接近器件的  $I_{\text{c}} = 22 \text{ mA}$  时,  $H_{\text{eb}}$  几乎为零,  $H_{\text{c}}$  大约为 13 Oe,即,当电流产生的有效场大于 13 Oe 时,即可实现铁磁磁矩翻转,进而诱导  $H_{\text{eb}}$  翻转. 因此,利用安培定律  $H_{\text{Oe}} = I/2w$  计算临界翻转电流所产生的奥斯特场  $H_{\text{Oe}}$ ,其中  $w$  为器件的线宽. 计算时需要充分考虑电流的分流作用,确定流经不同金属层的电流大小,然后分别计算 Pt, IrMn 中电流产生的  $H_{\text{Oe}}$ ,两者的和即为作用于 Py 的  $H_{\text{Oe}}$ . 虽然  $H_{\text{Oe}}$  在  $z$  方向上的分布是不均匀的,但是薄膜的厚度在纳米量级,Py 层受到的  $H_{\text{Oe}}$  可以按照 Pt, IrMn 上表面中心产生的  $H_{\text{Oe}}$  计算,误差可忽略不计. 在计算过程中 Pt, IrMn 和 Py 的电阻率取值分别为  $29.6 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ ,  $229.3 \mu\Omega\cdot\text{cm}$  和  $130 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ . 图 3(d) 总结了 Pt/IrMn (3, 4, 6, 8 nm)/Py 器件的  $H_{\text{eb}}$  翻转时器件的  $H_{\text{c}}$ , 作用于 Py 的  $H_{\text{Oe}}$  以及改变器件翻转极性的  $H_{\text{ext}}$  大小,从图中可知在  $H_{\text{eb}}$  翻转时  $H_{\text{ext}}$  和  $H_{\text{Oe}}$  均大于  $H_{\text{c}}$ , 均可以翻转 Py 的磁矩,进而能够决定  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性. 需要注意的是 IrMn 和 Pt 具有正的自旋霍尔角,分别为 0.07<sup>[32]</sup> 和 0.056<sup>[33]</sup>,产生的自旋流对 Py 磁矩的翻转极性与  $H_{\text{Oe}}$  一致,所产生的 SOT 有效场也能够驱动 Py 磁矩翻转,需要进一步的表征手段,例如二次谐波测试,测量电流所产生的 SOT 有效场的大小. 并且,根据图 3(d) 发现  $H_{\text{c}} + H_{\text{Oe}} > H_{\text{ext}}$ , 该结果似乎违背  $H_{\text{ext}}$  改变  $H_{\text{eb}}$  翻转极性时需要满足的条件  $H_{\text{c}} + H_{\text{Oe}} < H_{\text{ext}}$ , 这是因为当电流脉冲撤掉后,作用于 Py 的  $H_{\text{Oe}}$  也同时降为零,但此刻的  $T_{\text{d}}$  不会立刻降到室温,器件在短时间内依然处于高温状态,而  $H_{\text{ext}}$  是恒定磁场,因此只需要满足条件  $H_{\text{c}} < H_{\text{ext}}$ ,  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性便会被改变.

以上的实验结果说明宽电流脉冲下,电流产生的焦耳热效应用于 IrMn/Py 界面的  $H_{\text{eb}}$  翻转起主要作用,其作用在于通过将器件升温至超过  $T_{\text{b}}$  来解除 IrMn 与 Py 之间的交换耦合,  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性由电流产生的  $H_{\text{Oe}}$  和 SOT 有效场翻转 Py 磁矩的方向决定,而且实验结果表明即使没有 SOT 的存在,电流产生的  $H_{\text{Oe}}$  也足以翻转 Py 的磁矩来决定  $H_{\text{eb}}$  的翻转极性. 需要指出的是,随着脉冲宽度不断减小,特别是在纳秒脉冲下,电流产生的焦耳热不足以使得交换偏置耦合解除,此时交换偏置翻转机制为:在 SOT 作用下,反铁磁序和铁磁序的进动频率不一致,进而解除交换偏置耦合,并且电流产生的奥斯特场和 SOT 有效场使得铁磁磁矩发生确定翻转,脉冲结束后,诱导产生新的  $H_{\text{eb}}$ <sup>[17]</sup>.

### 3.3 电控 $H_{\text{eb}}$ 中的两步翻转现象

在电流驱动  $H_{\text{eb}}$  翻转的过程中,发现了显著的两步翻转现象,随着  $T_{\text{c}}$  增大,两步翻转现象消失,为了厘清上述翻转过程,进行了实验研究和系统分析. 图 4(a) 展示了 Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件在  $T_{\text{c}} = 300 \text{ K}$  时施加电流脉冲后测得的 AMR 曲线. 当通入的电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -28 \text{ mA}$  和  $I_{\text{pulse}} = -29 \text{ mA}$  时,可以明显地观测到 AMR 曲线的“双峰”沿着正磁场方向 ( $+y$  方向) 发生了明显的偏移,但是“双峰”原先所在位置依旧存在一个小的“双峰”信号(图 4(a) 红色圆圈处). 其中,较大的“双峰”信号来源于 Py 的多数畴,较小的“双峰”信号来源于少数畴. 多数畴和少数畴区域的 IrMn 磁矩取向相反,并将邻近的 Py 磁矩钉扎,如图 4(b) 所示,因此两个区域的 Py 受到相反方向的  $H_{\text{eb}}$ , AMR 曲线呈现两步磁化翻转现象,这与相关报道一致<sup>[9,34]</sup>. 当脉冲电流进一步增大至  $I_{\text{pulse}} = -30 \text{ mA}$ ,所有反铁磁畴完成翻转,两步翻转现象消失.

然而当  $T_{\text{c}} = 360 \text{ K}$  时,在施加电流脉冲后,在  $H_{\text{eb}}$  翻转过程中, AMR 曲线均不存在两步磁化翻转现象,如图 4(c) 所示. 为了探究该现象背后的原因,分别做了一个升温 and 降温实验. 如图 4(d) 所示,在  $T_{\text{c}} = 300 \text{ K}$  的条件下施加一个电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -28 \text{ mA}$  后测量器件的 AMR 曲线,发现 AMR 曲线存在两步磁化翻转现象,表明 Py 同时受到两个相反方向的  $H_{\text{eb}}$ . 紧接着将  $T_{\text{c}}$  升高到 360 K 测量器件的 AMR 曲线,然后发现原来 AMR 曲线较小的“双峰”信号在  $T_{\text{c}} = 360 \text{ K}$  时消失,不存在

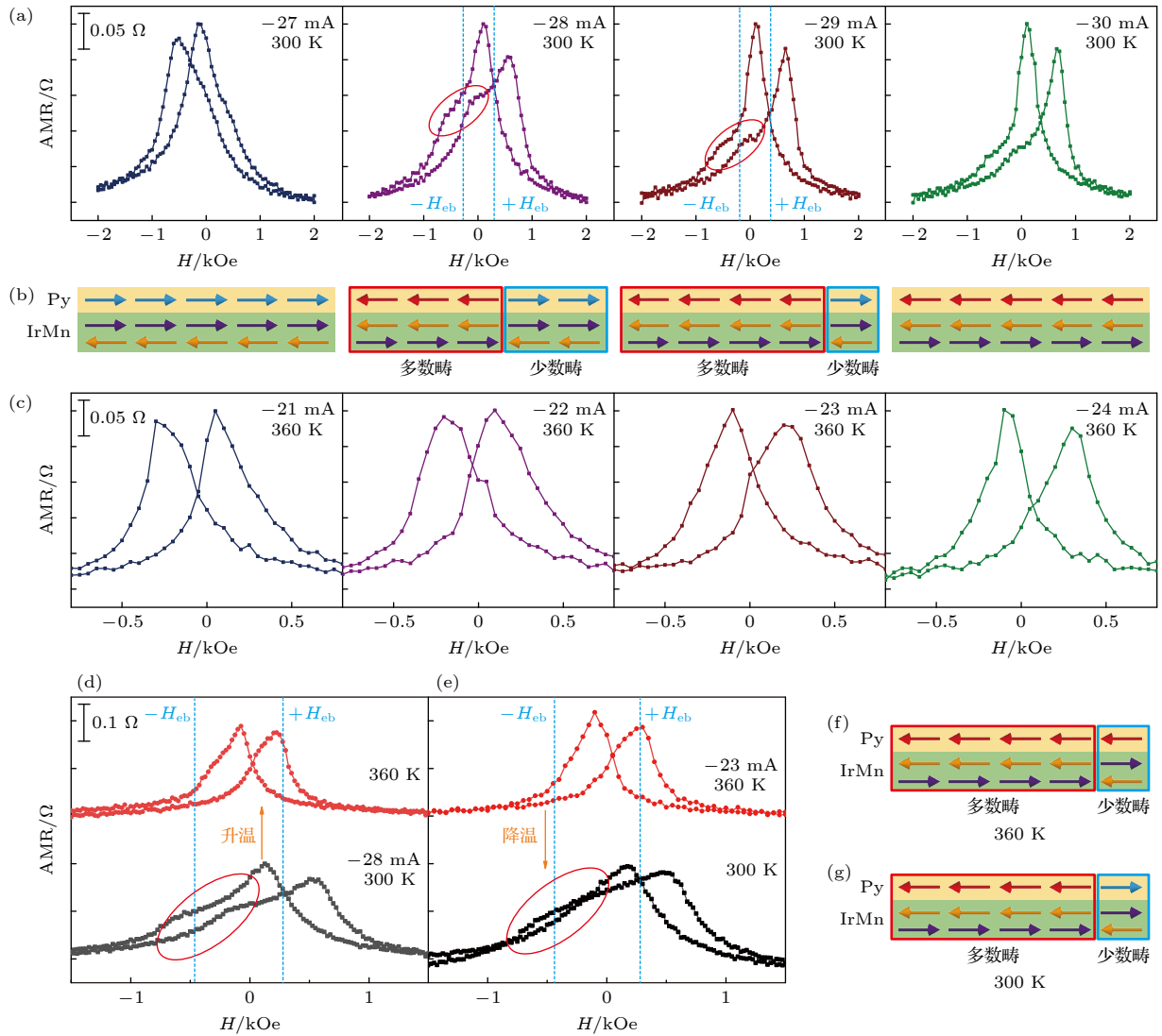


图 4 (a) 在  $T_c = 300$  K 时, Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件施加电流脉冲  $I_{\text{pulse}}$  后测得的 AMR 曲线以及其 (b) 对应的反铁磁和铁磁序状态; (c) 在  $T_c = 360$  K 时, Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件施加电流脉冲  $I_{\text{pulse}}$  后测得的 AMR 曲线; (d) 在  $T_c = 300$  K 时, 施加电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -28$  mA 后, Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件在  $T_c = 300$  K 和  $T_c = 360$  K 时测得的 AMR 曲线; (e) 在  $T_c = 360$  K 时, 施加电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -23$  mA 后, Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件在  $T_c = 300$  K 和  $T_c = 360$  K 时测得的 AMR 曲线; Pt/IrMn (4 nm)/Py 器件在 (f)  $T_c = 360$  K 和 (g)  $T_c = 300$  K 时的反铁磁和铁磁序状态

Fig. 4. (a) AMR curves and (b) the corresponding antiferromagnetic and ferromagnetic states of the Pt/IrMn (4 nm)/Py device after applying a  $I_{\text{pulse}}$  at  $T_c = 300$  K; (c) AMR curves of the Pt/IrMn (4 nm)/Py device after applying a  $I_{\text{pulse}}$  at  $T_c = 360$  K; (d) AMR curves of the Pt/IrMn (4 nm)/Py device at  $T_c = 300$  K and  $T_c = 360$  K after applying a  $I_{\text{pulse}} = -28$  mA at  $T_c = 300$  K; (e) AMR curves of the Pt/IrMn (4 nm)/Py device at  $T_c = 300$  K and  $T_c = 360$  K after applying a  $I_{\text{pulse}} = -23$  mA at  $T_c = 360$  K; Antiferromagnetic and ferromagnetic states of the Pt/IrMn (4 nm)/Py device at (f)  $T_c = 360$  K and (g)  $T_c = 300$  K.

两步磁化翻转现象, 显然随着温度的升高 Py 只明显受到其中一个方向的  $H_{\text{cb}}$ , 另一个相反方向的  $H_{\text{cb}}$  几乎为零. 如图 4(e) 所示, 在  $T_c = 360$  K 的条件下施加一个电流脉冲  $I_{\text{pulse}} = -23$  mA, 然后测量器件的 AMR 曲线并随即降温到  $T_c = 300$  K, 发现 AMR 曲线在  $T_c = 300$  K 时出现两步磁化翻转现象, 说明该温度下 Py 又重新受到相反方向的  $H_{\text{cb}}$ .

上述实验结果说明  $T_c = 360$  K 时, 在  $H_{\text{cb}}$  的翻转过程中, IrMn 依然是多畴状态, 反铁磁序仍

然会出现磁矩取向相反的区域. 我们之所以无法在  $T_c = 360$  K 时, 通过 AMR 曲线观测到相反方向的  $H_{\text{cb}}$ , 是因为随着  $T_c$  接近  $T_b$ , IrMn/Py 界面的交换耦合强度减弱, 少数畴区域的交换耦合作用弱于铁磁间的交换相互作用, 使得少数畴区域和多数畴的 Py 磁矩取向一致, 如图 4(f) 所示, 因此 AMR 曲线不会出现两步磁化翻转现象. 随着  $T_c$  的降低, IrMn/Py 界面的交换耦合强度增大, 少数畴区域的交换耦合作用大于 Py 磁矩间的交换相互作用,

因此少数畴区域的 Py 磁矩重新被钉扎, 如图 4(g) 所示. IrMn/Py 界面的  $H_{\text{eb}}$  大小也与 IrMn 的厚度相关, 对于 Pt/IrMn (6, 8 nm)/Py 器件, 即使  $T_c$  达到 400 K, IrMn/Py 界面的  $H_{\text{eb}}$  仍然比较大, 少数畴区域的 Py 磁矩依然被 IrMn 磁矩钉扎, AMR 曲线呈现两步翻转的现象. 但是对于 Pt/IrMn (3 nm)/Py 器件而言, 由于 IrMn/Py 界面的  $H_{\text{eb}}$  较小, 即使在室温下 (300 K), 少数畴区域的 IrMn 磁矩无法将 Py 磁矩钉扎. 总之, 由于交换耦合作用更加容易受到热效应的影响且 IrMn 呈现多畴翻转, 当  $T_c$  接近  $T_b$  时, 少数畴区域的交换耦合作用被 Py 磁矩间的交换相互作用克服, 因此 Py 只明显受到多畴区域的交换耦合作用, 此时的 AMR 曲线不会出现两步磁化翻转现象, 而当  $T_c$  远离  $T_b$  时, 少数畴区域的交换耦合作用强于 Py 磁矩间的交换相互作用, Py 明显受到两个相反方向的  $H_{\text{eb}}$ , 此时的 AMR 曲线出现两步磁化翻转现象.

## 4 展望与结论

面向未来应用, 本工作的相关成果为基于电流驱动交换偏置场翻转的新型自旋电子器件研制提供了理论借鉴和支撑. 器件的特征尺寸和功耗一直是衡量器件性能的重要指标, 利用反铁磁/铁磁异质结的交换偏置效应可有效增加器件的热稳定, 降低器件特征尺寸. 根据本文的研究结果, IrMn/Py 异质结的  $H_{\text{eb}}$  和  $T_b$  等与器件热稳定性相关的参数随 IrMn 厚度的增加而增大, 当 IrMn 的厚度在 6 nm 及以上时, 在 400 K 温度下, IrMn/Py 异质结的  $H_{\text{eb}}$  大于 150 Oe, 能够稳定铁磁的磁矩状态, 足以满足磁存储器件的车规级应用需求 (233—398 K). 并且, 我们的结果表明, 随着环境温度的升高,  $H_{\text{eb}}$  翻转所需的  $I_c$  显著地降低, 因此在实际应用当中, 为了在保持器件热稳定性的情况下降低功耗, 可以利用激光加热等手段辅助  $H_{\text{eb}}$  的翻转, 实现低功耗信息写入. 此外, 本文所提出的热效应主导的  $H_{\text{eb}}$  翻转模式可应用于灵活配置磁传感单元的钉扎方向, 构建惠斯通电桥结构, 实现高灵敏磁场探测<sup>[3]</sup>; 同时可应用于调控 SOT 翻转手性, 实现 SOT 逻辑器件的功能重构<sup>[25,26]</sup>.

总之, 本工作系统研究电流驱动  $H_{\text{eb}}$  翻转过程中的临界翻转电流  $I_c$ 、器件温度  $T_d$ 、阻塞温度  $T_b$  以及矫顽场  $H_c$  等参数, 结果表明在毫秒电流脉冲

作用下, 器件温度  $T_d$  将达到甚至超过  $T_b$ , 使得铁磁和反铁磁之间解耦合, 同时电流产生的  $H_{\text{Oe}}$  和 SOT 有效场将驱动铁磁磁矩发生翻转, 进而在降温过程中形成新的  $H_{\text{eb}}$ . 进一步研究发现在  $H_{\text{eb}}$  的翻转过程中, 由于反铁磁/铁磁界面的交换耦合作用和铁磁直接交换相互作用存在竞争关系以及  $H_{\text{eb}}$  更容易受到热效应的影响, 当环境温度远小于阻塞温度时, AMR 曲线在交换偏置场的翻转过程中存在两步磁化翻转现象, 而当环境温度接近 IrMn 的阻塞温度时, 两步翻转现象消失. 本文的研究结果厘清了宽电流脉冲驱动反铁磁/铁磁异质结  $H_{\text{eb}}$  翻转的物理机制, 并揭示了热效应的显著作用, 为交换偏置调控在自旋器件领域的研究提供支撑.

## 参考文献

- [1] Cai W, Huang Y, Zhang X, Wang S, Pan Y, Yin J, Shi K, Zhao W 2023 *Sci. China Phys. Mech.* **66** 117503
- [2] Jinnai B, Watanabe K, Fukami S, Ohno H 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 160501
- [3] Lin P H, Yang B Y, Tsai M H, Chen P C, Huang K F, Lin H H, Lai C H 2019 *Nat. Mater.* **18** 335
- [4] Liu X H, Edmonds K W, Zhou Z P, Wang K Y 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 014059
- [5] Yun J, Bai Q, Yan Z, Chang M, Mao J, Zuo Y, Yang D, Xi L, Xue D 2020 *Adv. Funct. Mat.* **30** 1909092
- [6] Zhang E Z, Deng Y C, Liu X H, Zhan X Z, Zhu T, Wang K Y 2021 *Phys. Rev. B* **104** 134408
- [7] Peng S, Zhu D, Li W, Wu H, Grutter A J, Gilbert D A, Lu J, Xiong D, Cai W, Shafer P, Wang K L, Zhao W 2020 *Nat. Electron.* **3** 757
- [8] Liu R, Zhang Y, Yuan Y, Lu Y, Liu T, Chen J, Wei L, Wu D, You B, Zhang W, Du J 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 062401
- [9] Fang B, Sánchez-Tejerina San José L, Chen A, Li Y, Zheng D, Ma Y, Algaidi H, Liu K, Finocchio G, Zhang X 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2112406
- [10] Xie X, Zhao X, Dong Y, Qu X, Zheng K, Han X, Han X, Fan Y, Bai L, Chen Y, Dai Y, Tian Y, Yan S 2021 *Nat. Commun.* **12** 2473
- [11] Huang Q, Guan C, Fan Y, Zhao X, Han X, Dong Y, Xie X, Zhou T, Bai L, Peng Y, Tian Y, Yan S 2022 *ACS Nano* **16** 12462
- [12] Zhang K, Chen L, Zhang Y, Hong B, He Y, Lin K, Zhang Z, Zheng Z, Feng X, Zhang Y, Otani Y, Zhao W 2022 *Appl. Phys. Rev.* **9** 011407
- [13] Zheng Z Y, Zhang Y, Feng X Q, Zhang K, Nan J, Zhang Z Z, Wang G D, Wang J K, Lei N, Liu D J, Zhang Y G, Zhao W S 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044032
- [14] Wang M, Cai W, Zhu D, Wang Z, Kan J, Zhao Z, Cao K, Wang Z, Zhang Y, Zhang T, Park C, Wang J P, Fert A, Zhao W 2018 *Nat. Electron.* **1** 582
- [15] Ryu J, Thompson R, Park J Y, Kim S J, Choi G, Kang J, Jeong H B, Kohda M, Yuk J M, Nitta J, Lee K J, Park B G 2022 *Nat. Electron.* **5** 217
- [16] Zhu D Q, Guo Z X, Du A, Xiong D R, Xiao R, Cai W L, Shi K W, Peng S Z, Cao K H, Lu S Y, Zhu D P, Wang G F, Liu

- H X, Leng Q W, Zhao W S 2021 *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* San Francisco, America, December 11–15, 2021, p17.5.1
- [17] Du A, Zhu D, Cao K, Zhang Z, Guo Z, Shi K, Xiong D, Xiao R, Cai W, Yin J, Lu S, Zhang C, Zhang Y, Luo S, Fert A, Zhao W 2023 *Nat. Electron.* **6** 425
- [18] Zheng Z, Zhang Z, Feng X, Zhang K, Zhang Y, He Y, Chen L, Lin K, Zhang Y, Khalili Amiri P, Zhao W 2022 *ACS Nano* **16** 8264
- [19] Li D, Yun J, Chen S, Cui B, Guo X, Wu K, Zuo Y, Yang D, Wang J, Xi L 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 265003
- [20] Lombard L, Gapihan E, Sousa R C, Dahmane Y, Conraux Y, Portemont C, Ducruet C, Papsoui C, Prejbeanu I L, Nozières J P, Dieny B, Schuhl A 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 09d728
- [21] Prejbeanu I L, Kerekes M, Sousa R C, Sibuet H, Redon O, Dieny B, Nozières J P 2007 *J. Phys. Condens. Matter.* **19** 165218
- [22] Rinaldi C, Baldrati L, Di Loreto M, Asa M, Bertacco R, Cantoni M 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 1
- [23] Lee K M, Choi J W, Sok J, Min B-C 2017 *AIP Adv.* **7** 065107
- [24] Pajda M, Kudrnovský J, Turek I, Drchal V, Bruno P 2001 *Phys. Rev. B* **64** 174402
- [25] Zhao X, Dong Y, Chen W, Xie X, Bai L, Chen Y, Kang S, Yan S, Tian Y 2021 *Adv. Funct. Mat.* **31** 2105359
- [26] Fan Y, Han X, Zhao X, Dong Y, Chen Y, Bai L, Yan S, Tian Y 2022 *ACS Nano* **16** 6878
- [27] Han X, Fan Y, Wang D, Wang W, Bai L, Chen Y, Yan S, Tian Y 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 052404
- [28] Chen J Y, Thiyagarajah N, Xu H J, Coey J M D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 152405
- [29] Du Y, Pan G, Moate R, Ohldag H, Kovacs A, Kohn A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 222503
- [30] Zhang C, Feng X, Zhan Q, Hu Y 2022 *Phys. Rev. B* **105** 174409
- [31] Ding S L, Wu R, Fu J B, Wen X, Du H L, Liu S Q, Han J Z, Yang Y C, Wang C S, Zhou D, Yang J B 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 172404
- [32] Oh Y W, Chris Baek S H, Kim Y M, Lee H Y, Lee K D, Yang C G, Park E S, Lee K S, Kim K W, Go G, Jeong J R, Min B C, Lee H W, Lee K J, Park B G 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 878
- [33] Liu L, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601
- [34] Qiao H, Niu Y, Li X, Mi S, Liu X, Xue J, Wu S, Wang X, Liu Q, Wang J 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56** 025003

## COVER ARTICLE

# Significant role of thermal effects in current-induced exchange bias field switching at antiferromagnet/ferromagnet interface\*

He Yu<sup>1)</sup>   Chen Wei-Bin<sup>2)</sup>   Hong Bin<sup>3)</sup>   Huang Wen-Tao<sup>1)</sup>   Zhang Kun<sup>1)†</sup>  
 Chen Lei<sup>1)</sup>   Feng Xue-Qiang<sup>1)</sup>   Li Bo<sup>1)</sup>   Liu Guo<sup>1)</sup>   Sun Xiao-Han<sup>1)</sup>  
 Zhao Meng<sup>1)</sup>   Zhang Yue<sup>1)‡</sup>

1) (*MIIT Key Laboratory of Spintronics, Fert Beijing Research Institute, School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*)

2) (*State Key Laboratory of Crystal Materials, School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China*)

3) (*Hefei Innovation Research Institute, Beihang University, Hefei 230012, China*)

( Received 23 August 2023; revised manuscript received 27 September 2023 )

## Abstract

The current-induced switching of in-plane exchange bias field ( $H_{\text{eb}}$ ) has many advantages, such as switching without assistance of external magnetic field, excellent immunity to magnetic field, and robust magnetic anisotropy. However, the blocking temperature of the nanoscale antiferromagnet/ferromagnet (AFM/FM) heterostructure is relatively low and susceptible to thermal effects. Therefore, the Joule heating theoretically plays a substantial role in the switching of  $H_{\text{eb}}$  driven by current, but its underlying mechanism requires further investigation and verification. We prepare a series of Pt/IrMn/Py heterostructures with varying antiferromagnet IrMn thicknesses and systematically investigate the role of thermal effects in current-driven  $H_{\text{eb}}$  switching. These results demonstrate that under millisecond-level current pulses, Joule heating heats the device above the blocking temperature, leading to the decoupling of exchange coupling at AFM/FM interface. Simultaneously, the Oersted field and spin-orbit torque field generated by the current switch the ferromagnetic moments, and then a new  $H_{\text{eb}}$  will be induced along the direction of the ferromagnetic moments in the cooling process. Furthermore, in the switching process of  $H_{\text{eb}}$ , the anisotropic magnetoresistance curve of the AFM/FM heterostructure exhibits a temperature-dependent two-step magnetization reversal phenomenon. Theoretical analysis indicates that this phenomenon arises from the competitive relationship between exchange bias coupling at AFM/FM interface and direct exchange coupling between the ferromagnetic moments. The findings of this study elucidate the crucial role of thermal effects in the current-driven switching of  $H_{\text{eb}}$ , thereby contributing to the advancement of spintronic devices based on electrically controlled  $H_{\text{eb}}$ .

**Keywords:** exchange bias field, antiferromagnet/ferromagnet, thermal effects, spin-orbit torque

**PACS:** 75.30.Et, 75.50.Ee, 68.60.Dv, 75.70.Tj

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231374

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62122008, 61971024, 51901008).

† Corresponding author. E-mail: [zhang\\_kun@buaa.edu.cn](mailto:zhang_kun@buaa.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [yz@buaa.edu.cn](mailto:yz@buaa.edu.cn)



热效应在电流驱动反铁磁/铁磁交换偏置场翻转中的显著作用

何宇 陈伟斌 洪宾 黄文涛 张昆 陈磊 冯学强 李博 刘菓 孙笑寒 赵萌 张悦

**Significant role of thermal effects in current-induced exchange bias field switching at antiferromagnet/ferromagnet interface**

He Yu Chen Wei-Bin Hong Bin Huang Wen-Tao Zhang Kun Chen Lei Feng Xue-Qiang Li Bo  
Liu Guo Sun Xiao-Han Zhao Meng Zhang Yue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 027501 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231374

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231374>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

自旋轨道矩调控的垂直磁各向异性四态存储器结构

Demonstration of four-state memory structure with perpendicular magnetic anisotropy by spin-orbit torque

物理学报. 2018, 67(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180216>

三端磁隧道结的稳定性分析

Stability analysis in three-terminal magnetic tunnel junction

物理学报. 2019, 68(20): 207201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190927>

太赫兹波生物效应

Biological effects of terahertz waves

物理学报. 2021, 70(24): 240701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211996>

基于二维材料的自旋-轨道矩研究进展

Research progress of spin-orbit torques based on two-dimensional materials

物理学报. 2021, 70(12): 127501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210004>

铁基超导体中的反铁磁序和自旋动力学

Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors

物理学报. 2018, 67(20): 207407 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181543>

具有不同交换偏置方向的外延FeGa/IrMn双层膜的磁各向异性与磁化翻转

Magnetic anisotropy and reversal in epitaxial FeGa/IrMn bilayers with different orientations of exchange bias

物理学报. 2022, 71(12): 127501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220166>