STT-MRAM存储器的研究进展

赵巍胜^{①②*}, 王昭昊^{①②*}, 彭守仲^{①②}, 王乐知^{①②}, 常亮^{①②}, 张有光^{①②}

① 北京航空航天大学, 费尔北京研究院, 北京 100191;

② 北京航空航天大学, 电子信息工程学院, 北京 100191

*联系人, 赵巍胜, E-mail: weisheng.zhao@buaa.edu.cn; 王昭昊, E-mail: zhaohao.wang@buaa.edu.cn

收稿日期: 2016-04-01; 接受日期: 2016-05-16; 网络出版日期: 2016-08-15

国家自然科学基金(编号: 61571023, 61501013, 61471015)、国家科技部国际科技合作与交流项目项目(编号: 2015DFE12880)、中国博士后科学基金(编号: 2015M570024)和北京市科委项目(编号: D15110300320000)资助

摘要 基于自旋转移矩的磁性随机存储器(Spin Transfer Torque-Based Magnetoresistive RAM, STT-MRAM)具有非易失性、可无限擦写和快速写入等优点而有望成为下一代低功耗通用存储器. 尤其是近年来STT-MRAM商用芯片的成功问世进一步推动了该器件的研究与应用. 本文首先阐述了MRAM的基本原理与发展历程, 着重介绍了写入技术的演变以及磁各向异性的改善. 然后总结了近期在3个领域的研究成果: (1) 学术界开展了大量研究以探讨制备工艺和器件结构等因素对界面垂直磁各向异性的影响; (2) CoFeB-MgO双界面结构被提出, 该结构在不增大写入电流的前提下增强了磁隧道结的热稳定性势垒; (3) 新兴的自旋轨道矩写入方式引起了广泛的关注, 该技术有望解决传统自旋转移矩所面临的速度瓶颈和势垒击穿风险. 最后, 本文扼要地介绍了STT-MRAM在芯片设计领域的最新进展.

关键词 垂直磁各向异性, 自旋转移矩, 自旋轨道矩, 双界面磁隧道结, 磁性随机存储器, 低功耗, 非易失

PACS: 85.75.-d, 85.75.Dd, 75.30.Gw, 67.30.hj, 72.25.Mk

1 引言

存储器是计算机体系结构中的重要组成部分, 对计算机的速度、集成度和功耗等都有决定性的影响. 然而, 目前的存储器难以同时兼顾各项性能指标, 例如, 硬盘的存储容量较高(可达 1.3 Tb/in^2)^[1], 但访问速度极慢(通常为微秒级). 缓存则相反, 具有高速和低集成度的特点. 为充分发挥各类存储器的优势, 典型的计算机存储系统采用图1所示的分级结构, 一方面, 频繁使用

的指令与数据存于缓存(Cache)和主存(Main Memory)中, 能够以较快的速度与中央处理器交互; 另一方面, 大量非频繁使用的系统程序与文档资料被存于高密度的硬盘(HDD或SSD)中. 这样的分级结构使存储系统兼具高速和大容量的优点, 但是, 随着半导体工艺特征尺寸的不断缩小, 传统的基于互补金属氧化物半导体(Complementary Metal Oxide Semiconductor, CMOS)工艺的缓存(Static Random Access Memory, SRAM)和主存(Dynamic Random Access Memory, DRAM)遭遇

引用格式: 赵巍胜, 王昭昊, 彭守仲, 等. STT-MRAM存储器的研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 107306
Zhao W S, Wang Z H, Peng S Z, et al. Recent progresses in spin transfer torque-based magnetoresistive random access memory (STT-MRAM) (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 107306, doi: [10.1360/SSPMA2016-00185](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00185)

了性能瓶颈. 在功耗方面, 由于CMOS晶体管的漏电流随着工艺尺寸的减小而增大, 因此, SRAM和DRAM的静态功耗日益加剧^[2]; 在速度方面, 处理器与存储器的互连延迟限制了系统的主频. 解决该问题的一个有效途径是构建非易失性(Non-Volatile)的缓存和主存, 使系统可工作于休眠模式而不丢失数据, 从而消除漏电流和静态功耗, 而且非易失性存储器可通过后道工艺(Back-of-End-Line)直接集成于CMOS电路上^[3], 减小了互连延迟. 在目前诸多的非易失性存储器中, 以Flash的技术最为成熟^[4], 但Flash因写入速度慢(毫秒)、可擦写次数有限($\sim 10^5$)等缺点而无法达到缓存和主存的性能要求. 其他的候选有可变电阻式存储器(Resistive Random Access Memory, RRAM)^[5]、相变存储器(Phase Change RAM, PCRAM)^[6]和自旋转移矩磁性随机存储器(Spin Transfer Torque-Based Magnetoresistive RAM, STT-MRAM)^[7-9]等, 它们之间的性能比较如表1所示^[10]. 由表可见, STT-MRAM在速度、面积、写入次数和功耗方面能够达到较好的折中, 因此被业界认为是构建下一代非易失性缓存和主存的理想器件.

STT-MRAM的应用前景并不局限于传统的计算机存储体系, 还能够扩展到其他诸多领域, 甚至有望成为通用存储器(Universal Memory). 例如, 宝马公司在发动机控制模块采用MRAM以保证数据在断电情况下不丢失. 鉴于磁性存储具有抗辐射的优势, 空客公司在A350的飞行控制系统中采用MRAM以防止射线造成数据破坏. 此外, 在物联网和大数据等新兴应用领域, 泛在的传感器终端需要搜集海量数据, 为节省存储功耗, 使用非易失性存储器势在必行, STT-MRAM以其相对优良的性能成为热门的候选器件^[11].

本文将首先介绍STT-MRAM的基本存储单元——

磁隧道结(Magnetic Tunnel Junction, MTJ), 阐述其基本原理与技术发展历程, 然后探讨近期在界面垂直磁各向异性、双界面结构磁隧道结和新型自旋轨道矩写入技术等3个方面的研究进展, 随后扼要地总结STT-MRAM在芯片设计领域的最新成果, 最后对STT-MRAM的发展前景和应用潜力进行展望.

1.1 磁隧道结的结构与原理

磁隧道结的核心部分是由两个铁磁金属层夹着一个隧穿势垒层而形成的三明治结构, 如图2所示. 其中一个铁磁层被称为参考层(Reference Layer)或固定层(Pinned Layer), 它的磁化沿易磁化轴方向(Easy-Axis)固定不变. 另一个铁磁层被称为自由层(Free Layer), 它的磁化有两个稳定的取向, 分别与参考层平行或反平行, 这将使磁隧道结处于低阻态或高阻态, 该现象被称为隧穿磁阻效应(Tunnel Magnetoresistance, TMR)^[12]. 两个阻态可分别代表二进制数据“0”和“1”, 是MRAM存储的基本原理.

隧穿磁阻效应可以用自旋相关隧穿理论(Spin-Dependent Tunneling)予以解释, 如图3所示, 对于铁磁金属, 自旋向上(Spin-Up)和自旋向下(Spin-Down)的电

图1 (网络版彩图)当前主流的计算机存储体系结构
Figure 1 (Color online) Mainstream memory architecture of the computing systems.

表1 各种非易失性存储器性能对比^[10]

Table 1 Performance comparison of various non-volatile memories [10]

Metrics	eFlash (NOR)	Flash (NAND)	RRAM	PCRAM	STT-MRAM
Endurance (cycles)	10^5	10^5	10^9	10^9	unlimited
Read/write speed (ns)	$10/10^3$	$100/10^6$	1–100	10/100	2–30
Density	medium	high ^{a)}	high ^{a)}	high ^{a)}	medium
Write power	high ^{b)}	high ^{b)}	medium	medium	medium

a) thanks to the multibit storage per cell;

b) due to high write voltage

图2 (网络版彩图)(a) 磁隧道结的核心结构; (b) 隧穿磁阻效应

Figure 2 (Color online) (a) Core structure of the magnetic tunnel junction; (b) tunnel magnetoresistance effect.

图3 (网络版彩图)自旋相关隧穿原理

Figure 3 (Color online) Principle of spin-dependent tunneling.

子态在费米能级附近分布不均衡, 其程度可用自旋极化率表示, 如式(1)所示. 当参考层与自由层磁化方向一致时, 两层铁磁材料中处于多数态的电子自旋方向相同, 隧穿概率较高, 隧穿电流较大, 磁隧道结呈现低阻态; 反之, 磁隧道结呈现高阻态^[7,13]. 因此, 隧穿磁阻效应的大小与自旋极化率密切相关, 可由式(2)计算

$$P = \frac{|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}|}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}, \quad (1)$$

$$\text{TMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}, \quad (2)$$

其中, $n_{\uparrow}$ 和 $n_{\downarrow}$ 分别是费米能级附近的自旋向上与自旋向下的电子态密度. R_{AP} 与 R_P 分别是磁隧道结处于反平行和平行磁化取向时的电阻, P_1 与 P_2 分别是两个铁磁层的自旋极化率.

隧穿磁阻效应最早于1975年由Julliere^[12]在低温下

成功观测, 但在当时并未引起较多的关注, 此后的研究进展也极其缓慢, 原因是当时的工艺水平难以制备出高质量的纳米薄膜. 直到1995年, Miyazaki等人^[14]与Moodera等人^[15]分别成功获得了室温下的隧穿磁阻效应, 他们制备的磁隧道结以 Al_2O_3 作为势垒, TMR值分别为11.8%和18%. 这一成果重新唤起了人们对隧穿磁阻效应的研究热情. 随后, 为进一步推动磁隧道结在硬盘磁头和MRAM领域的应用, 学术界进行了大量探索以获取更高的TMR值. 例如, 钙钛矿磁性材料因具有较高的自旋极化率而曾经被尝试用于制备具有高TMR值的磁隧道结, 但在室温下的效果并不理想^[16]. 2001年, 文献^[17,18]从理论上预言, 若将磁隧道结的势垒由无定形态的 Al_2O_3 替换为单晶 MgO , 将获得更高的TMR值(理论预测可达1000%). 原因是 MgO 晶格的对称性对隧穿电子的波函数具有筛选作用, 该机制对TMR产生了额外的贡献. 这一理论预言在2004年得到了证实: Parkin等人^[19]和Yuasa等人^[20]分别成功制备了采用单晶 MgO 势垒的磁隧道结, TMR值达到200%左右. 此后, 基于单晶 MgO 势垒的磁隧道结的TMR实验值不断提高, 一度达到604%^[21]. 截至目前, 主流的磁隧道结均采用单晶 MgO 作为势垒层.

1.2 自旋转移矩的提出

MRAM的写入操作通过磁隧道结中自由层的磁化翻转来实现. 早期的MRAM直接采用磁场写入方式, 其电路结构如图4所示^[22], 磁隧道结置于字线(Digit Line)和位线(Bit Line)的交叉处, 字线和位线分别沿着自由层的难磁化轴(Hard-Axis)和易磁化轴(Easy-Axis)方向. 写入时, 被选中的磁隧道结的字线和位线分别通入电流以产生互相垂直的两个磁场, 它们的大小均不足以使自由层完成磁化翻转, 但二者能够将彼此方向上的矫顽场(Coercive Field)大小降低至所产生的磁场以下, 因此, 只有交叉处的磁隧道结能够完成状态的写入. 这种写入方式要求位线(或字线)产生的磁场足够大以至于能够有效地减小字线方向上(或位线方向上)的矫顽场, 但同时也要足够小以避免同一条位线(或字线)上的其余磁隧道结被误写入(半选干扰问题, Half-Selectivity Disturbance). 由于工艺偏差的存在, 所允许写入的磁场范围非常有限. 为解决此问题, Freescale的工程师^[23]提出一种被称为Toggle的改进型磁场写入方式, 基于这种写入方式的磁隧道结采用合

图4 (网络版彩图)采用磁场写入方式的磁性随机存储器^[22]
Figure 4 (Color online) MRAM switched by the magnetic field ^[22].

成反铁磁结构(Synthetic Antiferromagnet, SAF)的自由层,如图5(a)所示,若将自由层的难(易)磁化轴与写入磁场呈45°放置,如图5(b)所示,则单独的一个写入磁场无法使自由层完成磁化翻转,从而避免了“半选干扰”问题,也扩展了写入磁场的可操作范围.基于这种Toggle写入方式, Freescale成功推出第一款4 Mb的MRAM商用产品.

除了Toggle写入方式之外,学术界还曾提出利用热辅助(Thermal Assisted Switching, TAS)以改善MRAM的写入性能.图5(c)展示了法国Spintec实验室提出的TAS-MRAM器件结构^[24],在铁磁层上加入反铁磁层,形成交换偏置作用(Exchange Bias).写入时,首先在磁隧道结通入电流,将器件加热至反铁磁层的转变温度(Blocking Temperature)之上,同时施加写入磁场,然后将器件冷却,在交换偏置的作用下,自由层的磁化被翻转并稳定在与外加磁场相同的方向.这种写入方式只需要一个外加磁场,能够解决半选干扰问题,功耗和可靠性都有所改善.

但是,磁场写入方式存在着3个固有缺陷: (1) 需要毫安级的写入电流,功耗较高; (2) 随着工艺尺寸的减小,写入电流将急剧增大,难以在纳米级磁隧道结中推

广应用; (3) 需要较长的载流金属线产生磁场,电路设计复杂度较高.这些缺点限制了MRAM的应用前景,因此,以纯电学方式完成磁化翻转,成为当时MRAM研究人员追求的重要目标.

1996年, Slonczewski^[25]和Berger^[26]从理论上预测了一种被称为自旋转移矩(Spin Transfer Torque, STT)的纯电学的磁隧道结写入方式,其基本原理如图6(a)所示,当电流从参考层流向自由层时,首先获得与参考层磁化方向相同的自旋角动量,该自旋极化电流进入自由层时,与自由层的磁化相互作用,导致自旋极化电流的横向分量被转移,由于角动量守恒,被转移的横向分量将以力矩的形式作用于自由层,迫使它的磁化方向与参考层接近,该力矩被称为自旋转移矩.同理,对于相反方向的电流,参考层对自旋的反射作用使自由层磁化获得相反的力矩,因此,被写入的磁化状态由电流方向决定.

若采用宏自旋近似,自旋转移矩驱动的磁化动力学能够用Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)方程描述,如式(3)所示

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - \frac{\gamma \hbar J P}{2 e t_F M_s} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{m}_r), \quad (3)$$

其中, $\mathbf{m}$ 与 $\mathbf{m}_r$ 分别为自由层和参考层的磁化向量, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 为有效磁场, γ 是旋磁比, μ_0 是真空磁导率, α 是Gilbert磁阻尼系数, $\hbar$ 是约化普朗克常数, J 是写入电流密度, P 是自旋极化率, e 是电子的电荷量, t_F 是自由层厚度,

图5 (网络版彩图)(a)和(b)采用Toggle写入方式的磁隧道结结构及位元布局^[23]; (c)热辅助写入方式示意图^[24]
Figure 5 (Color online) (a), (b) Structure of the MTJ switched by Toggle and corresponding cell layout ^[23]; (c) schematic of the thermal assisted switching ^[24].

图6 (网络版彩图)(a) 自旋转移矩原理示意图; (b) 自旋转移矩对磁动力学的作用图解

Figure 6 (Color online) (a) Schematic of the spin transfer torque; (b) influence of the spin transfer torque on the magnetization dynamics.

M_s 是自由层的饱和磁化强度. 其中, 方程右边三项依次是有效磁场引起的力矩、Gilbert阻尼矩和自旋转移矩, 它们的作用如图6(b)所示, 由图可见, 第一项力矩使磁化向量围绕有效磁场产生进动, 而Gilbert阻尼矩与自旋转移矩共线, 本图只展示出二者反向的情形, 此时它们互相竞争, 当电流大于一个临界值时, 自旋转移矩能够克服Gilbert阻尼矩从而实现磁化翻转, 该电流被称为临界翻转电流.

自旋转移矩依靠电流实现磁化翻转, 写入电流密度大概在 10^6 – 10^7 A/cm²之间, 而且写入电流的大小可随工艺尺寸的缩小而减小, 克服了传统磁场写入方式的缺点, 因而被广泛认为是实现磁隧道结的纯电学写入方式的最佳候选. 2000年前后, 自旋转移矩在实验上被用于实现金属多层膜的磁化翻转^[27,28]. 2004年, 自旋转移矩被成功用于磁隧道结的状态写入^[29,30]. 此后, STT-MRAM的研发吸引了越来越多的关注. 2005年, 日本索尼公司首次制备了4 Kbit的STT-MRAM测试片^[31], 随后, 东芝公司、Everspin、NEC、海力士、日立和日本东北大学也分别制备出STT-MRAM样片. 经过十几年的发展, 目前绝大部分的MRAM产品均采用自旋转移矩方式写入数据, Everspin已向市场推出了64 Mbit的STT-MRAM商用产品^[32].

1.3 垂直磁各向异性的提出

影响MRAM应用潜力的另一个重要因素是磁各向异性的类型, 早期的磁隧道结采用面内磁各向异性(In-Plane Magnetic Anisotropy), 但是, 它存在如下两个弊端:

首先, 磁隧道结的存储寿命取决于热稳定性势垒和磁各向异性场, 如式(4)和(5)所示^[33,34]. 面内磁各向异性的来源是薄膜平面较大的长宽比(例如, 将薄膜设计为椭圆和矩形). 随着工艺尺寸的收缩, 这种薄膜的边缘效应加剧, 会产生显著的磁涡旋态(Magnetic Vortex), 难以保持较高的热稳定性势垒, 甚至稳定的磁化也无法存在, 这将限制MRAM的存储密度.

$$\tau = \tau_0 \exp \left[\frac{E}{k_B T} \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right], \quad (4)$$

$$E = \frac{\mu_0 M_s H_k V_F}{2}, \quad (5)$$

其中, τ 可视为存储寿命, $\tau_0 = 1$ ns是尝试时间, E 是热稳定性势垒, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是温度, I 是读取电流, I_c 是临界翻转电流, H_k 为磁各向异性场, V_F 为自由层体积.

其次, 对于面内磁各向异性的磁隧道结来说, 自旋转移矩的临界翻转电流和翻转效率如式(6)和(7)所示, 可见, 与 $M_s/2$ 关联的分量对热稳定性势垒没有贡献, 却增加了临界翻转电流, 降低了自旋转移矩的翻转效率.

$$I_{c\parallel} = \frac{\alpha \gamma \mu_0 e}{\mu_B P} M_s V_F \left(H_{k\parallel} + \frac{M_s}{2} \right), \quad (6)$$

$$\kappa_{\parallel} = \frac{E}{I_{c\parallel}} = \frac{\mu_B P}{2 \alpha \gamma e} \frac{H_{k\parallel}}{H_{k\parallel} + M_s/2}, \quad (7)$$

其中, α 为磁阻尼系数, μ_B 为玻尔磁子.

解决上述两个弊端的有效途径是使用垂直磁各向异性(Perpendicular Magnetic Anisotropy)的磁隧道结, 如图7所示. 垂直磁各向异性避免了磁涡旋态在薄膜边缘的形成, 薄膜平面的宽长比可设置为1, 在纳米尺度下亦可获得较高的各向异性场和热稳定性势垒, 从而提高存储密度. 而且, 若采用垂直磁各向异性, 则自旋转移矩所需的临界翻转电流直接正比于热稳定性势垒, 如式(8)所示. 因此, 对于相同的热稳定性势垒, 垂直磁各向异性能够使磁隧道结的临界翻转电流比面内磁各向异性的情况下更低, 相应地, 自旋转移矩的翻转效率更高, 如式(9)所示. 鉴于上述优势, 目前研究人员致力于采用垂直磁各向异性的磁隧道结构建高密度低功耗STT-MRAM.

图7 (网络版彩图)(a) 具有垂直磁各向异性的磁隧道结; (b) 沿面内和垂直方向的磁化曲线, 证明易磁化轴沿垂直方向

Figure 7 (Color online) (a) MTJ with perpendicular magnetic anisotropy; (b) the magnetization versus magnetic field along the in-plane and perpendicular orientation, indicating that the easy-axis is perpendicularly aligned.

$$I_{c\perp} = \frac{\alpha\gamma\mu_0 e}{\mu_B P} M_s V_F H_{k\perp} = 2 \frac{\alpha\gamma e}{\mu_B P} E, \quad (8)$$

$$\kappa_{\perp} = \frac{E}{I_{c\perp}} = \frac{\mu_B P}{2\alpha\gamma e} > \kappa_{\parallel}. \quad (9)$$

2002年, Nishimura等人^[35]首次制备了具有垂直磁各向异性的磁隧道结, 它的结构为TbFeCo/CoFe/Al₂O₃/CoFe/GdFeCo, 写入方式为磁场驱动. 该结构中的稀土-过渡金属TbFeCo和GdFeCo具有垂直磁各向异性, 高自旋极化率的CoFe层被用于增强TMR效应, 并避免稀土金属被氧化. 2006年, Mangin等人^[36]首次在Co/Ni金属多层膜中同时实现了垂直磁各向异

性和自旋转移矩驱动的磁化翻转. 2008年, Nakayama等人^[37]采用TbCoFe/CoFeB/MgO/CoFeB/TbCoFe结构制备了具有垂直磁各向异性的磁隧道结, 并且实现了自旋转移矩写入, 但由于退火不充分导致MgO未完全呈现单晶态, 该隧道结的TMR值仅有15%. 2010年, Ikeda等人^[38]制备了基于自旋转移矩写入的垂直磁各向异性磁隧道结, 其结构为Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ta, 垂直磁各向异性的来源是CoFeB/MgO的界面效应. 该磁隧道结兼具较高的热稳定性(40k_BT)、较大的TMR值(120%), 以及较低的临界翻转电流(49 μA), 几乎获得了当时最优的性能, 因此受到了广泛的关注.

2 界面垂直磁各向异性的研究进展

鉴于垂直磁各向异性在改善MRAM的存储密度和写入功耗方面的显著优势, 近期成为了学术界研究的热点. 2010年, Ikeda等人^[38]制备的垂直磁各向异性的磁隧道结结构如图8(a)所示, 该结构中, 自由层有效磁各向异性常数可表示为^[39]

$$K_{\text{eff}} = K_b - \frac{\mu_0 M_s^2}{2} + \frac{K_i}{t_{\text{CoFeB}}}. \quad (10)$$

其中, K_b 与 K_i 分别为体各向异性常数和界面各向异性常数, $\mu_0 M_s^2/2$ 为退磁能密度, t_{CoFeB} 为CoFeB铁磁

图8 (网络版彩图)(a) 基于CoFeB-MgO结构的具有垂直磁各向异性的磁隧道结; (b)和(c) 自由层CoFeB薄膜厚度分别为2.0和1.3 nm时的磁化曲线图. 插图: Kt_{CoFeB} 关于 t_{CoFeB} 的曲线图^[38]

Figure 8 (Color online) (a) CoFeB-MgO MTJ with perpendicular magnetic anisotropy; (b) and (c) magnetization hysteresis loop when the thickness of the CoFeB free layer is 2.0 and 1.3 nm, respectively. Inset: the dependence of Kt_{CoFeB} on t_{CoFeB} [38].

层厚度.

实验表明, 当CoFeB铁磁层较厚时(2.0 nm), 表现为面内磁各向异性, 较薄时(1.3 nm)表现为垂直磁各向异性, 如图8(b)和(c)所示. 其中的插图展示了 Kt_{CoFeB} 与 t_{CoFeB} 的函数关系拟合结果, 拟合直线的斜率为 $K_b - \mu_0 M_s^2/2$, 它的值与由 M_s 计算得到的 $-\mu_0 M_s^2/2$ 基本一致, 所以体各向异性可忽略不计, 而退磁能对垂直磁各向异性有负贡献, 因此该磁隧道结的垂直磁各向异性完全来自于界面效应(K_i). 但在当时, 界面垂直磁各向异性的机理和来源仍旧不清晰, 需要大量的研究予以探索.

随后, 理论研究揭示了Ta/CoFeB/MgO结构中界面垂直磁各向异性的来源. 2011年, Yang等人^[40]采用第一性原理计算方法仿真了Fe/MgO和Co/MgO结构. 该研究发现, 在Fe/MgO和Co/MgO界面上, 费米面附近的O- p_z 轨道与过渡金属Fe或Co的 d_z 和 $d_{xz(yz)}$ 轨道在自旋轨道耦合作用下进行杂化, 从而导致了界面垂直磁各向异性, 如图9(a)所示. 同时, Fe/MgO结构的垂直磁各向异性高于Co/MgO结构, 这与实验上CoFeB中Fe的比例更高会导致更强的垂直磁各向异性相符^[41,42]. 后续

研究将Fe/MgO结构的磁各向异性分解到每一个原子层^[43], 此时发现, 除了Fe/MgO界面处的两层原子外, 界面附近的其他几层原子都会对磁各向异性产生一定的影响, 如图9(b)所示.

此外, 还有一些研究探索了其他因素对垂直磁各向异性的影响, 例如, B原子扩散^[44-48]、Co和Fe的比例^[49,50]等. 其中, CoFeB中的B原子在退火过程中的扩散现象及其对隧穿磁阻率和磁各向异性的影响一直是备受关注的科学问题. 2012年, Greer等人^[44]制备了Ta (5 nm)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀ (1.33 nm)/MgO (2 nm)多层膜并将其在300°C下退火1 h. 结果表明, CoFeB中有19.5%和23.5%的B原子分别扩散至MgO和Ta层中. 随后的第一性原理计算表明, B原子扩散到MgO后会形成CoFe/Mg₃B₂O₆/CoFe结构, 该结构的隧穿磁阻率远小于CoFe/MgO/CoFe结构, 但是界面垂直磁各向异性变化不大^[45,46]. 2015年, Sinha等人^[47]制备了Ta (1 nm)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀ (t nm)/MgO (2 nm)薄膜并进行了与Greer相同的退火过程. 结果表明, 当CoFeB较薄时(1.2 nm), B原子会扩散到Ta层中, 并得到较高的界面垂直磁各向异性和饱和磁化强度; 当CoFeB较厚时(2.4 nm),

图9 (网络版彩图)(a) 自旋轨道耦合效应对Fe/MgO结构的界面Fe- d 轨道和界面O- p_z 轨道的 Γ 点处波函数的影响. 每个轨道对应的3列数据中, 左边和右边列分别代表面外和面内磁化时的能级, 中间列代表不考虑自旋轨道耦合时的能级. 其中的数字代表每个界面原子的Wigner-Seitz球中轨道成分所占的百分比^[40]; (b) 不同“界面1/Fe₇/界面2”结构的磁各向异性在每个Fe原子层上的投影. 界面1: Fe₇/真空层界面、Fe₇[MgO]₁₁界面、缺氧化Fe₇[MgO]₁₁界面(O空位)、缺氧化Fe₇[MgO]₁₁界面(Mg空位)及过氧化Fe₇[MgO]₁₁界面. 界面2: Fe₇/真空层界面和Fe₇/MgO₁₁界面^[43]

Figure 9 (Color online) (a) Spin-orbit coupling effects on wave function character at the Γ point of interfacial Fe d and neighbor oxygen p_z orbitals for the pure Fe/MgO interface. The three subcolumns in each column show the band levels for out-of-plane (left) and in-plane (right) orientations of magnetization as well as for the case without spin-orbit interaction included (middle). Numbers are the percentage of orbital character components within Wigner-Seitz spheres around interfacial atoms ^[40]; (b) onsite projected magnetic anisotropy energy (MAE) for different “interface 1/Fe₇/interface 2” structures. Interface 1: Fe₇/vacuum, pure Fe₇ [MgO]₁₁, underoxidized Fe₇ [MgO]₁₁ (O vacancy), Mg vacancy Fe₇/MgO, and over-oxidized Fe₇ [MgO]₁₁. Interface 2: Fe₇/vacuum and pure Fe₇/MgO₁₁ ^[43].

B原子不会扩散至其他层, 导致界面垂直磁各向异性饱和磁化强度都降低20%左右. 随后, Wang等人^[48]从实验和理论两方面对B扩散的方向进行了研究, 结果表明: 缺氧条件下退火后大部分B原子会扩散到Ta中, 从而得到CoFe单晶结构以及平整的CoFe/MgO界面; 富氧条件下B原子可能进入MgO中.

后来的一系列研究发现, 与CoFeB相邻的非磁性金属层(缓冲层或覆盖层)也会对垂直磁各向异性有很大影响. 例如, Worledge等人^[51]制备了缓冲层/CoFeB/MgO结构, 其中缓冲层包括Ru和Ta. 如图10(a)所示, 采用Ru作为缓冲层时, 该结构的界面磁各向异性较小(0.5 erg/cm^2), 表现为面内磁各向异性; 采用Ta作为缓冲层时, 界面磁各向异性显著增强(1.8 erg/cm^2), 当CoFeB厚度小于1.1 nm时该结构表现为垂直磁各向异性. 该研究证明, Ta/CoFeB/MgO结构中, 除了CoFeB/MgO界面之外, Ta/CoFeB界面也对垂直磁各向异性有重要的贡献. 此外, Liu等人^[52]对比了Hf和Ta做缓冲层时的磁各向异性大小, 发现采用Hf代替Ta后界面垂直磁各向异性可以增强35%, 如图10(b)所示. 另外一些研究发现, 采用Mo和W作为缓冲层或者覆盖层时, 能分别在425°C和450°C退火温度下保持较强的垂直磁各向异性, 克服了采用Ta时高退火温度下界面原子扩散导致的磁各向异性降低的问题, 从而能够更好地与CMOS集成电路制造工艺兼容^[53,54]. 此外, 一些研究采用Nb、Ir等材料作为缓冲层或覆盖层, 也获得了较高的垂直磁各向异性^[55-57]. 这些研究都证明缓冲层和覆盖层对磁各向异性具有重要影响, 然而, 缓冲层和覆盖层对磁各向异性影响的机理尚不明确, 垂直磁各向异性主要来自于非磁性金属/CoFeB界面还是CoFeB/MgO界面, 也是亟待解决的关键科学问题.

通过第一性原理计算方法, 人们研究了非磁性金属层对CoFeB/MgO结构磁各向异性影响的物理机理. 2015年, Peng等人^[58]仿真了MgO/CoFe/X结构的磁各向异性, 其中X包括Ru, Ta和Hf, 晶体结构模型如图11(a)所示. 该结构的界面磁各向异性仿真结果与实验结果吻合. 同时, 为了研究两个界面和CoFe表面对磁各向异性的影响, Peng等人建立了单独的MgO/CoFe, CoFe/X和CoFe薄膜结构, 如图11(b)-(d)所示. 仿真结果表明, MgO/CoFe和CoFe/X界面都对垂直磁各向异性有贡献, 且CoFe/Ta和CoFe/Hf界面能产生比MgO/CoFe界面更强的垂直磁各向异性. 图12显示了CoFe/X结构中每个

原子层对磁各向异性的影响, 由图可见, 界面CoFe原子和界面X原子都对垂直磁各向异性有影响, 且界面Ta和Hf原子能导致比界面Ru原子更强的垂直磁各向异性. 该研究解释了不同的缓冲层和覆盖层影响磁各向异性的物理机理, 同时也证明寻找合适的缓冲层和覆盖层材料是增强垂直磁各向异性的有效途径. 此外, 还有一些其他研究工作也采用第一性原理计算方法探

图10 (网络版彩图)(a) Ta/CoFeB/MgO和Ru/CoFeB/MgO结构的磁各向异性^[51], (b) Hf (5)和Ta (5)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO (2)/Ta (5) (单位是nm)结构中 Kt_{CoFeB} 关于 t_{CoFeB} 的曲线图^[52]
Figure 10 (Color online) (a) Magnetic anisotropy energy of blanket Ta/CoFeB/MgO and Ru/CoFeB/MgO layers^[51]; (b) dependence of Kt_{CoFeB} on t_{CoFeB} for Hf (5) or Ta (5)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO (2)/Ta(5) (in nm)^[52].

图11 (网络版彩图)(a) MgO/CoFe/X; (b) MgO/CoFe; (c) CoFe/X; 和(d) CoFe薄膜的晶体结构图. 其中每个结构的上方都包含15 Å真空层^[58]
Figure 11 (Color online) Schematics of crystalline structures for (a) MgO/CoFe/X; (b) MgO/CoFe; (c) CoFe/X; and (d) CoFe thin film. A 15 Å vacuum layer is included on top of all the structures^[58].

图 12 (网络版彩图)采用不同的覆盖层时CoFe/X结构的分
层磁各向异性。CoFe/X结构中包含9个原子层的CoFe、5
个原子层的X和一个真空层(如图11(c))所示^[58]

Figure 12 (Color online) Layer-resolved magnetic anisotropy energy of CoFe/X systems with different capping materials. Nine CoFe monolayers, five X monolayers and a vacuum layer are included in the structures (as shown in Figure 11(c))^[58].

索了非磁性金属/Fe(Co)结构的界面磁各向异性^[59-61]。

磁各向异性不仅与制备工艺密切相关,还可以通过电学方法进行调控。此处介绍两种方式,其中一种需要引入铁电材料(BiFeO_3 等),形成铁电/铁磁异质结构,在外加电场的作用下,铁电层能够产生极化翻转或应力变化,从而对铁磁层的各向异性等参数产生调制作用,以此可改善磁化写入过程^[62,63]。另一种方式被称为电压调控磁各向异性(Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy, VCMA)。2009年,Maruyama等人^[64]发现在 $\text{MgO}/\text{Fe}/\text{Au}$ 结构上施加一个较小的电场($<100 \text{ mV/nm}$)就能导致界面磁各向异性的较大变化。第一性原理计算结果表明,电场作用下界面Fe原子的 $3d$ 轨道占据发生变化,该变化联合自旋轨道耦合效应导致了界面磁各向异性的改变^[65]。随后,Wang等人^[66,67]在基于界面垂直磁各向异性的 $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ 结构中也观察到了VCMA现象,结果表明,沿适当方向的外加电场可以降低界面垂直磁各向异性,从而降低写入操作所需要克服的能量势垒。该现象被用于优化磁隧道结的写入性能。例如,在垂直的外磁场的辅助下,VCMA联合自旋转移矩可以实现磁隧道结的状态写入,而且降低了写入电流密度和写入功耗。若将外磁场方向改为面内,则磁隧道结中的电场可以使自由层的磁化方向在垂直于外磁场的平面内振荡,通过控制外加电场的时间可以实现无需自旋转移矩的磁化翻转,从而进一步

降低写入功耗^[68-70]。因此,VCMA效应有望被用于设计高速低功耗MRAM。然而,目前发现的VCMA效应还较弱,基于 $\text{Ta}/\text{CoFeB}/\text{MgO}$ 结构的VCMA系数的典型值为 $30\text{--}50 \text{ fJ/Vm}$ 左右^[66,71,72],与理论预测值 100 fJ/Vm 还有一定差距^[65],通过改变材料和器件结构来增强VCMA效应仍然是目前的热点研究问题。

3 CoFeB-MgO双界面磁隧道结的提出

为满足硬盘存储的需要,MRAM应具有至少10年的存储寿命,相应的热稳定性势垒要求至少为 $60\text{--}70 k_B T$ ^[73,74],然而,随着工艺尺寸的不断缩小,磁隧道结的热稳定性势垒逐渐降低。例如,国际商业机器股份有限公司(International Business Machines Corporation, IBM)已经制备出直径为 20 nm 的垂直磁各向异性磁隧道结,结构为 $\text{Ta}/\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{Fe}/\text{CoFeB}/\text{SyF}$,然而其热稳定性势垒只有 $29.4 k_B T$ ^[75]。虽然增加薄膜厚度可以提高热稳定性,但过厚的薄膜会使磁各向异性变为面内而非垂直。为突破该瓶颈,2012年,Sato等人^[76]提出利用CoFeB-MgO双界面结构增强磁隧道结的热稳定性势垒,完整的结构如图13(a)所示。实验表明,当两层CoFeB之间没有Ta时,该结构表现为面内磁各向异性;当两层CoFeB之间的Ta层(间隔层)为 0.4 和 1.0 nm 时,该结构表现为垂直磁各向异性。更重要的是,当Ta间隔层的厚度是 1.0 nm 时,与之相邻的两层CoFeB的层间耦合较弱,在外磁场作用下彼此独立翻转,但是,当Ta间隔层的厚度是 0.4 nm 时,两层CoFeB的层间耦合较强,在外磁场作用下可以同时翻转,因此可视为一个整体,被称为记录层(Recording Layer)。通过对直径为 70 nm 的磁隧道结的实验测量发现,该记录层的热稳定性势垒是传统的基于 $\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Ta}$ 单界面结构自由层的1.9倍,但临界翻转电流变化很小,显著提高了翻转效率。

CoFeB-MgO双界面结构之所以能够提高热稳定性势垒,是因为采用了两层CoFeB薄膜作为记录层,等效于增加了自由层厚度。另一方面,磁阻尼系数随着铁磁薄膜厚度的增加而减小^[77,78],在两个因素共同作用下,临界翻转电流变化不大(参见式(7)),翻转效率得以提升。

CoFeB-MgO双界面结构为改善磁隧道结的存储性能提供了新的途径,因此吸引了较多的关注,并有进

图 13 (网络版彩图)(a) CoFeB-MgO双界面磁隧道结的结构示意图^[76]; (b) 加入Co/Pt多层膜合成亚铁磁层的双界面磁隧道结结构^[80]

Figure 13 (Color online) (a) Schematic of CoFeB-MgO double-interface MTJ stack ^[76]; (b) structure of double-interface MTJ with a Co/Pt multilayer SyF ^[80].

进一步的改进方案被提出. 2013年, Sato等人^[79-81]通过加入(Co/Pt)_n多层膜的合成亚铁磁(Synthetic Ferromagnetic, SyF)参考层来改进CoFeB-MgO双界面结构, 此时磁隧道结的完整结构如图13(b)所示. 在该结构中, (Co/Pt)_n多层膜具有很强的垂直磁各向异性, 并通过Ta层与CoFeB进行耦合, 从而固定这层CoFeB的磁化方向. 同时, Ru层使两个(Co/Pt)_n多层膜形成反铁磁耦合, 使参考层的漏磁场相互抵消, 从而减小参考层的漏磁场对记录层的影响. 图14展示了这种磁隧道结的热稳定性势垒和临界翻转电流随结尺寸的变化趋势^[81], 并与传统单界面磁隧道结进行对比, 实验数据与式(11)所示的理论模型相吻合^[80]. 由图可见, 随着结尺寸不断减小到30 nm, 热稳定势垒几乎保持不变, 当结尺寸低于30 nm, 热稳定势垒开始减小, 但在相同尺寸下, 双界面磁隧道结的热稳定性势垒比传统单界面结构更高. 例如, 当结尺寸仅为11 nm时, 双界面磁隧道结的热稳定性势垒和临界翻转电流分别为29k_BT和13 μA, 而单界面磁隧道结的热稳定性势垒太低以至于无法呈现磁滞效应^[81]. 当结尺寸为20 nm时, 双界面磁隧道结的热稳定性势垒和临界翻转电流分别可达58k_BT和24 μA, 展示出较好的应用潜力.

$$E = \begin{cases} \left[K - \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_z - N_x) \right] \frac{\pi D^2 t}{4}, & D < D_n, \\ \frac{\pi^3 A_s t}{4}, & D > D_n, \end{cases} \quad (11)$$

式中, D_n 为一临界尺寸, 数量级与磁畴壁宽度相当. D 为结直径, K 为垂直各向异性能量密度, t 为记录层厚度, A_s 为交换刚度常数(Exchange Stiffness Constant). $N_{z,x}$ 为垂直和面内方向的退磁化常数, 二者分别随尺寸减小而减小和增大.

另外一些针对CoFeB-MgO双界面结构的改进方案立足于对间隔层的优化. 2015年, Clark等人^[82]制备了具有不同厚度记录层的样品, 实验结果表明, 提高Ta厚度并降低CoFeB厚度可以有效增强界面垂直磁各向异性, 其中Ta和CoFeB厚度的最优值分别为0.7和0.9 nm. 然而, 不合适的厚度会解除CoFeB层间耦合或出现磁死层, 使CoFeB-MgO双界面结构失效. 此外, 还有一些研究小组通过改变膜层材料优化CoFeB-MgO双界面结构磁隧道结. Kim等人^[83]和Cuchet等人^[84]分别采用Ru和W取代Ta作为间隔层, 提高了界面垂直磁各向异性与热稳定性. 然而, 与传统磁隧道结相比, CoFeB-MgO双界面结构中额外的一层MgO薄膜将引

图 14 (网络版彩图)双界面与单界面磁隧道结的热稳定性势垒(a)和临界翻转电流(b)随结尺寸的变化示意图^[81], 其中, $\Delta = E/k_B T$
Figure 14 (Color online) Thermal stability barrier (a) and critical switching current of double-interface or single-interface MTJs (b) as a function of junction size ^[81], where $\Delta = E/k_B T$.

起面积电阻的增大, 为此, 2016年, Liu等人^[85]提出W/MgO/CoFeB/W/CoFeB/W结构, 使用W替代Ta与MgO, 该结构两层CoFeB薄膜间的W厚度为0.8 nm, 形成铁磁耦合的双界面结构, 既提高了界面垂直磁各向异性与热稳定性, 又避免引入MgO绝缘层而增大面积电阻. 基于该结构的50 nm尺寸磁隧道结的热稳定性势垒高达 $132k_B T$, 同时安全退火温度提高至 350°C .

除了CoFeB-MgO双界面结构之外, 还有其他一些为提高自旋转移矩翻转效率的研究方案被提出. 2012年, Jan等人^[86]发现, 采用MgO/CoFeB/MgO作为自由层时也能提高热稳定性势垒并降低临界翻转电流. 然而, 2014年, Sabino等人^[87]证明MgO/CoFeB/MgO结构的界面磁各向异性常数(0.91 erg/cm^2)小于MgO/CoFeB/Ta结构(1.61 erg/cm^2), 使MgO/CoFeB/MgO结构表现为面内磁各向异性. 此外, 虽然多界面结构(MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO)具有比双界面结构更强的界面垂直磁各向异性, 但是磁阻尼系数显著增大, 将提高临界翻转电流(参见式(7)). 因此, 基于CoFeB-MgO双界面结构的磁隧道结是目前相对更好的选择^[87].

4 从自旋转移矩到自旋轨道矩

虽然自旋转移矩是目前MRAM所采用的主流写入方式, 然而, 它也有着难以克服的速度和势垒可靠性瓶颈. 由式(3)可知, 自旋转移矩的大小与自由层和参考层的磁化向量积呈正相关. 写入之前, 两个铁磁层的磁化方向几乎共线(平行或反平行), 主要靠热波动引发二者之间出现很小的夹角, 所以在写入的初

始阶段, 自旋转移矩相对微弱, 随着磁化翻转过程的进行, 两个磁化向量夹角才逐渐增大, 自旋转移矩得以增强. 上述写入过程的仿真结果如图15所示, 由图可见, 初始时, 微弱的自旋转移矩导致了一个初始延迟(Incubation Delay), 限制了写入速度. 通过增大写入电流可以减小初始延迟, 但同时也增加了势垒击穿的概率. 初始延迟的存在使STT-MRAM目前还难以满足高速缓存的性能要求.

为克服自旋转移矩的上述缺点, 学术界提出诸多解决方案, 例如, 文献[88]提出一种被称为“热致重定向各向异性”(Thermal Induced Anisotropy Reorientation, TIAR)的写入方式, 并将之应用于具有较强的垂直磁各向异性的磁隧道结中, 写入时, 流经磁隧道结的电流产生热量和自旋转移矩, 热量能够削弱垂直磁各向异性, 使自由层磁化方向趋于面内, 而参考层的磁化方向仍保持垂直, 因此, 由式(3)可知, 此时自旋转移矩

图 15 (网络版彩图)自旋转移矩驱动磁化翻转的仿真结果, 以面内磁各向异性为例

Figure 15 (Color online) Simulation results of magnetization switching driven by STT in an in-plane anisotropy MTJ.

能够达到最大, 消除了初始延迟, 随后, 逐渐减小写入电流, 器件温度下降并恢复了垂直磁各向异性, 自由层的磁化在自旋转移矩的作用下实现翻转. 这种方案兼顾了热稳定性势垒、写入速度和写入电流, 但对磁隧道结制备工艺有特殊要求(例如, 为降低功耗, 所需的加热电流应该低于自旋转移矩临界电流).

近期, Miron和Liu所在的研究小组^[89-94]分别提出利用自旋轨道矩(Spin Orbit Torque, SOT)实现快速而可靠的磁化翻转, 有望突破传统自旋转移矩的性能瓶颈. 这种写入技术要求在磁隧道结的自由层下方增加一条重金属薄膜(铂、钽、钨等), 流经重金属薄膜的电流能够引发力矩以驱动自由层的磁化翻转, 该力矩的成因仍旧处于探讨阶段, 可能是拉什巴效应(Rashba Effect)^[89-91]、自旋霍尔效应(Spin Hall Effect, SHE)^[92-94]或二者兼有^[95], 但根源均是重金属材料的强自旋轨道耦合作用(Spin Orbit Coupling), 因此, 该力矩被称为自旋轨道矩.

拉什巴效应是界面效应^[96], 而自旋霍尔效应为体效应^[97-100], 它们的原理如图16所示. 在图16(a)中, 将“氧化物/铁磁/重金属”三层膜视为二维系统, 由于沿垂直方向(z 轴)的结构对称性被破坏, 流经重金属的电流将产生一个沿水平方向(y 轴)的等效磁场, 如式(12)所示, 这称为拉什巴效应. 自旋霍尔效应可由图16(b)解释, 若给重金属通入电流, 强自旋轨道耦合作用会使自旋向上和自旋向下的电子沿垂直方向(z 轴)的两侧等量聚集, 换言之, 流经重金属的电流将沿垂直方向产生纯自旋流, 二者关系满足式(13). 拉什巴效应和自旋霍尔效应产生了如式(14)所示的自旋轨道矩以驱动自由层的磁化翻转.

$$\mathbf{H}_R = \alpha_R \mathbf{z} \times \mathbf{J}_c, \quad (12)$$

$$\mathbf{J}_s = \Theta_{\text{SHE}} \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{J}_c, \quad (13)$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{\Gamma}_{\text{FL}} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_R = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{FL}}, \\ \boldsymbol{\Gamma}_{\text{DL}} = -\gamma \mu_0 \boldsymbol{\zeta} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{DL}}, \end{cases} \quad (14)$$

式中, α_R 和 $\boldsymbol{\zeta}$ 是与系统相关的参数, Θ_{SHE} 是自旋霍尔角, $\boldsymbol{\sigma}$ 是因自旋霍尔效应而注入到自由层的电子自旋单位向量. $\mathbf{H}_{\text{FL}}$ 和 $\mathbf{H}_{\text{DL}}$ 是自旋轨道矩对应的等效磁场.

与自旋转移矩相比, 由拉什巴效应或自旋霍尔效应引起的自旋轨道矩具有两个显著的优势: (1) 自旋轨道矩来源于重金属材料, 因此写入路径不通过磁隧

图16 (网络版彩图)采用自旋轨道矩写入方式的三端口磁隧道结. (a) 由Rashba效应引发; (b) 由自旋霍尔效应引发

Figure 16 (Color online) Three-terminal MTJ switched by spin orbit torque. (a) Induced by Rashba effect; (b) induced by Spin Hall effect.

道结, 与读取路径分开, 几乎避免了势垒击穿; (2) 对于垂直磁各向异性磁隧道结来说, 自旋轨道矩写入速度更快. 参见式(14), 在写入的初始时刻, $\mathbf{H}_{\text{FL}}$ 和 $\mathbf{H}_{\text{DL}}$ 均沿平面方向, 与自由层磁化方向垂直, 所以, 初始的自旋轨道矩比传统的自旋转移矩更强, 消除了初始延迟.

虽然自旋轨道矩有望解决自旋转移矩所面临的速度和势垒可靠性瓶颈, 但它仍旧有一个亟待解决的问题: 对于垂直磁各向异性的磁隧道结来说, 单独的自旋轨道矩无法实现确定性的磁化翻转, 如式(14), 在 $\mathbf{H}_{\text{FL}}$ 和 $\mathbf{H}_{\text{DL}}$ 的作用下, 磁化在垂直向上和垂直向下两种状态下是等效的, 必须沿电流方向外加一个水平磁场破坏这种对称性才能实现确定性的磁化翻转, 如图17所示. 外加磁场的使用增加了电路复杂度, 也降低了铁磁层的热稳定性, 成为限制自旋轨道矩应用的最大障碍. 如何使自旋轨道矩能够在无需磁场的条件下完成确定性的磁化翻转, 成为近期学术界研究的热点, 这方面的主要进展有如下几方面:

Yu等人^[101]和Akyol等人^[102]通过制备具有渐变厚度和氧化浓度梯度的薄膜而引入了平面方向上的结构非对称性, 如图18所示. 当沿着重金属通入电流时, 除了产生式(13)所示的自旋轨道矩之外, 新引入的平面结构非对称性将引发额外的两个力矩, 如式(15)所示. 在这些力矩的联合作用下, 确定性的磁化翻转得以实现, 无需外加磁场. 但这种方式需要复杂的制备工艺,

图 17 (网络版彩图)在垂直磁各向异性磁隧道结中,为实现确定性写入,自旋轨道矩必须与外加磁场(H_{ext})联合作用
Figure 17 (Color online) To achieve the deterministic switching of perpendicular-magnetic-anisotropy MTJ, the spin orbit torque must be combined with an external magnetic field.

图 18 (网络版彩图)y轴方向上的结构非对称性引发了一个沿z轴方向的等效磁场(H_{FL}),可以实现垂直方向上的确定性的磁化翻转^[101]
Figure 18 (Color online) The structure asymmetry along y-axis induces an equivalent magnetic field along z-axis, which can achieve the deterministic switching of the perpendicular magnetization ^[101].

难以与磁隧道结集成。

$$\begin{cases} \Gamma_{FL} = -\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times (\beta_1 \mathbf{y} \times \mathbf{J}_c) = -\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{FL}, \\ \Gamma_{DL} = -\gamma\mu_0 \beta_2 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{z}) = -\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{DL}, \end{cases} \quad (15)$$

式中, $\beta_{1,2}$ 是与系统结构有关的参数。

You等人^[103]和Torrejon等人^[104]通过将铁磁层的垂直易磁化轴做微小的倾斜来破坏平面的对称性,此时,难磁化轴也将偏离垂直方向。当水平方向的电流(与磁化垂直)经过重金属时,所产生的自旋转移矩(参见式(14))能够使磁化越过难磁化轴,从而实现无需磁场的确定性磁化翻转。

Van den Brink等人^[105]和Wang等人^[106]考虑利用自旋霍尔效应辅助自旋转移矩(Spin-Hall-Assisted STT)实现磁化翻转,如图19所示,在这种方式中,最终的磁化翻转仍旧由传统的自旋转移矩完成,但伴有自旋霍尔效应的辅助,因此该过程需要分别流经磁隧道结和重金属薄膜的两条写入电流,负责产生自旋转移矩和自旋霍尔效应。典型的仿真结果如图20所示^[106],由图20(a)可见,当流经重金属的电流低于某一阈值时,

磁化翻转的过程仍旧由自旋转移矩主导,自旋霍尔效应(或自旋轨道矩)只起次要作用;当电流高于阈值时,如图20(b)所示,磁化翻转过程与传统的自旋转移矩方式完全不同,磁化向量在极短的时间内越过面内方向,表明自旋轨道矩消除了初始延迟,主导了磁化翻转过程。但是,这种情况下,磁化向量并未被完全翻转,表明自旋轨道矩在写入的后期起到阻碍作用,因此需要在合适的时间移除。最终形成的写入方式如图20(d)所示:沿重金属通入大于阈值的电流,在大约0.5 ns的时刻撤除该电流,由自旋转移矩完成后续的磁化翻转过程。图20(c)与(d)对比表明,这种写入方式消除了初始延迟,提高了写入速度。但这种写入方式并未使读写路径分开,仍有部分电流经过磁隧道结以产生自旋转移矩,尽管如此,由于有自旋霍尔效应的辅助,流经磁隧道结的电流可以降低至较低的水平,减小势垒击穿的概率。

自旋霍尔效应辅助自旋转移矩能够以纯电学的方式完成快速的磁化翻转,但目前只在理论上得到了仿真验证,实验制备尚未实现。

另一种改进自旋轨道矩写入方式的思路是借助反铁磁材料产生交换偏置场,以此取代外加磁场。近期Fukami等人^[107]和Van den Brink等人^[108]均利用该技术成功实现了具有垂直磁各向异性的磁性薄膜的磁化翻转。他们设计的器件结构分别如图21(a)和(b)所示, PtMn和IrMn均为反铁磁材料,与之接触的Co/Ni和Co均为具有垂直磁各向异性的磁性材料。交换偏置场由“反铁磁/铁磁”界面产生,其作用等效于图17中的外加磁场(H_{ext})。自旋霍尔效应在图21(a)中由Pt产生,但在

图 19 (网络版彩图)利用自旋霍尔效应辅助自旋转移矩实现磁化翻转的原理示意图^[105,106]
Figure 19 (Color online) Schematic of the spin-Hall-assisted STT ^[105,106].

图 20 (网络版彩图)自旋霍尔效应辅助自旋转移矩实现磁化翻转的仿真结果^[106]. (a)和(b) 对于相同的自旋转移矩写入电流密度(1.55 MA/cm^2), 自旋霍尔写入电流低于或高于一个阈值(约为 25 MA/cm^2)时的磁化翻转行为将完全不同; (c) 传统的自旋转移矩驱动磁化翻转的仿真结果; (d) 一个 0.5 ns 的自旋霍尔写入电流与自旋转移矩共同驱动磁化翻转的仿真结果, 可见传统自旋转移矩的初始延迟被消除

Figure 20 (Color online) Simulation results of magnetization switching driven by spin-Hall-assisted STT [106]. (a), (b) Given a fixed STT write current density, the profiles of magnetization switching are different if the SHE write current density is larger or smaller than a threshold; (c) simulation results of magnetization switching driven by the conventional STT; (d) simulation results of magnetization switching driven by an SHE write current of 0.5 ns combined with the conventional STT, where it can be seen that the incubation delay of the STT is eliminated.

图21(b)中由反铁磁材料PtMn产生. 实验证实了磁化翻转在交换偏置场和自旋霍尔效应的作用下完成, 且写入电流和交换偏置场的大小与早期Liu的测量结果基本吻合. 此外, 他们的这两项研究还观测到另外一个重要现象: 磁化翻转的大小可根据电流强弱连续调节. 该现象的可能成因是反铁磁材料的多晶态导致交换偏置场方向呈现非均匀分布, 因此, 在特定的写入电流作用下, 磁化翻转无法一致完成. 磁化的可调性能够用于实现自旋忆阻器, 从而使自旋轨道矩在类脑计算领域得到应用.

5 STT-MRAM芯片设计进展

STT-MRAM的应用目标之一是取代计算机存储体系中的主存和缓存. 近期, 磁隧道结制备工艺的迅猛进展为实现该目标奠定了坚实的基础. 在芯片设计领域, 研究者们也为优化STT-MRAM的性能进行了广泛的探索.

对于STT-MRAM来说, 由于热波动的存在, 即使流经磁隧道结的电流低于临界翻转电流, 磁化翻转也有一定的概率发生, 如式(16)所示, 因此, 较高的读取电

图 21 (网络版彩图)利用反铁磁交换偏置场和自旋霍尔效应实现磁化翻转的器件结构图^[107,108]. 在(a)和(b)中, 自旋霍尔效应分别由重金属Pt和反铁磁材料PtMn产生

Figure 21 (Color online) Schematic of the device in which the magnetization switching is driven by the spin Hall effect and exchange bias from antiferromagnetic layer^[107,108]. For (a) and (b), the spin Hall effect is generated by heavy-metal Pt and antiferromagnetic layer PtMn, respectively.

流有可能导致误写入操作, 这被称为读取干扰(Read Disturbance)问题, 是STT-MRAM芯片设计需要解决的重要问题. 此外, 磁隧道结的电阻通常与晶体管处于同一量级(~kΩ), TMR值通常仅为100%–200%, 因此, 器件工艺偏差极易引起状态读取错误. 基于上述原因,

抗干扰高可靠性读取放大电路成为研究热点. 例如, Zhao等人^[109]提出了基于充放电的差分读取放大电路(Pre-Charge Sensing Amplifier, PCSA), PCSA由两条分别流经存储单元和参考单元的充放电支路组成, 数据的读取能够通过感知两条支路放电速度的差异来实现, 由于动态感知电流持续时间极短(~200 ps), 该电路能够减小读取干扰并降低功耗. Chen等人提出非破坏性自参考读取放大电路(Non-Destructive Self-Reference SA), 能够克服MTJ阻值偏差带来的不利影响, 为进一步提高该电路的可靠性, Chen等人^[110]提出了改进方案并利用16 Kb STT-MRAM测试芯片予以验证.

$$Pr = 1 - \exp\left(-\frac{T_{PULSE}}{\tau}\right). \quad (16)$$

式中, T_{PULSE} 为电流脉冲的宽度, τ 可由式(4)计算得到.

随着磁隧道结制备工艺的改进和电路性能的优化, 目前已有诸多的STT-MRAM测试芯片和商用产品问世. 表2^[11,111–128]列举了近年来学术界和工业界在该领

表 2 近年来的STT-MRAM芯片性能指标

Table 2 Performance of recent STT-MRAM

Year	Group	Capacity	CMOS (nm)	Cell (μm^2), die/chip (mm^2)	Speed (ns)	Power or current
2010	Univ Toronto/Fujitsu Lab ^[111]	16 Kbit	130	cell: 5.525	R: 9, W: 9–10 ⁹⁾	W: 0.4–0.87 mA
2010	Toshiba ^[112]	64 Mbit	65	cell: 0.3584, Die: 47.124	30	R: 10 μA , W: 49 μA
2010	Hynix/Grandis ^[113]	64 Mbit	54	Cell: 0.041	R: <20	W: 140 μA
2010	Hitachi/Univ Tohoku ^[114]	32 Mbit	150	cell: 1, chip: 94.83	R: 32, W: 40	W: 300 μA
2010	IBM ^[115]	4 Kbit	array	–	W: 50	W: ~200 μA
2011	Qualcomm ^[116]	1 Mbit	45	cell: 0.1026, chip: 0.27	R: 10	–
2012	Everspin ^[32,117]	64 Mbit	90	–	10–50	–
2013	TSMC ^[118]	1 Mbit	40	macro: 0.56 mm^2	R: 10	W: 281–283 μA
2013	NEC/Univ Tohoku ^[119]	1 Mbit	90	cell: 3.46	R: 1.5, W: 2.1	W: 50–100 mA
2013	Univ Tohoku/NEC ^[120]	1 Mbit	90	cell: 2.19	R: 8, W: 40	R: 10.7 mW, W: 4.3 mW
2013	Toshiba ^[121]	512 Kbit	65	cell: 0.504	8	R: 4 mW, W: 15 mW
2013	Toshiba ^[122]	1 Mbit	65	cell: 0.45	R: 4, W: 4	R: 0.142 nJ, W: 0.372 nJ
2013	Infineon/TUM ^[123]	8 Mbit	40	–	R: 23	–
2014	TDK-Headway ^[124]	8 Mbit	90	cell: 0.4	W: <5, R: 4	–
2015	IBM ^[125]	4 Kbit	array	–	W: 20–50	–
2015	Samsung/Univ Sungkyunkwan ^[126]	8 Mbit	–	die: 6.3	R: 9.1	–
2015	Qualcomm/TDK-Headway ^[11]	1 Mbit	40	cell: 0.065	R: 20, W: 20–100	3.2 $\mu\text{W}/\text{Mbps}$
2015	Toshiba ^[127]	1 Mbit	65	cell: 0.11	R: 3.3, W: 3.0	R: 71.2 $\mu\text{J}/\text{MHz}$, W: 166.2 $\mu\text{J}/\text{MHz}$
2016	Toshiba/Univ Tokyo ^[128]	4 Mbit	65	cell: 0.11	R: 3.3	W: 92.4 $\mu\text{J}/\text{MHz}$

a) R: read, W: write

域的研究成果. 其中, Toshiba公司的部分芯片已用于缓存的评估, 评估结果表明, 经过优化的STT-MRAM缓存具有低功耗和高稳定性的优势.

6 结论与展望

相比其他新型非易失性存储器, STT-MRAM在可擦写次数及能耗等方面具有明显优势. 特别是界面垂直磁各向异性及自旋轨道耦合等效应的快速进展, 结合铁磁耦合效应设计新型双界面磁隧道结使STT-MRAM可以在能耗、数据热稳定性及读写速度等方面得到进一步优化. 例如, 通过利用强自旋轨道耦合重金属可以增强界面垂直磁各向异性, 使STT-MRAM的热稳定性大幅提高, 实现容量提升的同时可以降低读写干

扰, 克服工艺偏差等问题; 双界面磁隧道结的提出可以通过铁磁耦合效应在单个器件中实现低功耗及高热稳定性; 通过自旋轨道耦合效应辅助自旋转移力矩可以使STT-MRAM的写入速度达到1–2 ns以内, 用于计算体系内部的一级缓存, 从而优化系统整体功耗, 这也是当前唯一一种可以达到此速度的非易失性存储器技术.

随着三星、英特尔、台积电及Global Foundry等集成电路领军企业加强在STT-MRAM研发及生产线的投入, STT-MRAM有望在近五年内逐步开始量产, 部分取代SRAM及DRAM产品, 成为主流存储器之一. 通过集成STT-MRAM, 其非易失性及大容量等特性可以带来系统及软件上的革新, 为后摩尔时代超低功耗集成电路系统的发展奠定基础.

致谢 赵巍胜衷心感谢与法国南巴黎大学Albert Fert教授、美国加州大学洛杉矶分校Wang教授以及匹兹堡大学Chen教授的讨论与合作. 感谢高钰茜同学对参考文献的核对. 本文中所有图的再版已经获得原出版单位的授权.

参考文献

- Weller D, Parker G, Mosendz O, et al. A HAMR media technology roadmap to an areal density of 4 Tb/in². *IEEE Trans Magn*, 2014, 50: 1–8
- Kim N S, Austin T, Blaauw D, et al. Leakage current: Moore's law meets static power. *Computer*, 2003, 36: 68–75
- Lin C J, Kang S H, Wang Y J, et al. 45 nm low power CMOS logic compatible embedded STT MRAM utilizing a reverse-connection 1 T/1MTJ cell. In: *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting*. Baltimore: IEEE, 2009
- Brewer J, Gill M. *Nonvolatile Memory Technologies with Emphasis on Flash: A Comprehensive Guide to Understanding and Using Flash Memory Devices*. Wiley: IEEE, 2008
- Akinaga H, Shima H. Resistive random access memory (ReRAM) based on metal oxides. *Proc IEEE*, 2010, 98: 2237–2251
- Wong H S P, Raoux S, Kim S B, et al. Phase change memory. *Proc IEEE*, 2010, 98: 2201–2227
- Chappert C, Fert A, Van Dau F N. The emergence of spin electronics in data storage. *Nat Mater*, 2007, 6: 813–823
- Wolf S A, Lu J, Stan M R, et al. The promise of nanomagnetism and spintronics for future logic and universal memory. *Proc IEEE*, 2010, 98: 2155–2168
- Zhu J G. Magnetoresistive random access memory: The path to competitiveness and scalability. *Proc IEEE*, 2008, 96: 1786–1798
- Kent A D, Worledge D C. A new spin on magnetic memories. *Nat Nanotech*, 2015, 10: 187–191
- Lu Y, Zhong T, Hsua W, et al. Fully functional perpendicular STT-MRAM macro embedded in 40 nm Logic for energy-efficient IOT applications. In: *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting*. Washington: IEEE, 2015
- Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys Lett A*, 1975, 54: 225–226
- Prinz G A. Magnetoelectronics. *Science*, 1998, 282: 1660–1663
- Miyazaki T, Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *J Magnetism Magnetic Mater*, 1995, 139: L231–L234
- Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, et al. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 3273–3276
- Parker J S, Watts S M, Ivanov P G, et al. Spin polarization of CrO₂ at and across an artificial barrier. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 196601
- Butler W H, Zhang X G, Schulthess T C, et al. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Phys Rev B*, 2001, 63: 054416
- Mathon J, Umerski A. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction. *Phys Rev B*, 2001, 63: 220403
- Parkin S S P, Kaiser C, Panchula A, et al. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers. *Nat Mater*,

- 2004, 3: 862–867
- 20 Yuasa S, Nagahama T, Fukushima A, et al. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Nat Mater*, 2004, 3: 868–871
- 21 Ikeda S, Hayakawa J, Ashizawa Y, et al. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 082508
- 22 Tehrani S, Engel B, Slaughter J M, et al. Recent developments in magnetic tunnel junction MRAM. *IEEE Trans Magn*, 2000, 36: 2752–2757
- 23 Engel B N, Akerman J, Butcher B, et al. A 4 Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method. *IEEE Trans Magn*, 2005, 41: 132–136
- 24 Prejbeanu I L, Kerekes M, Sousa R C, et al. Thermally assisted MRAM. *J Phys Condens Matter*, 2007, 19: 165218
- 25 Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J Magnetism Magnetic Mater*, 1996, 159: L1–L7
- 26 Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys Rev B*, 1996, 54: 9353–9358
- 27 Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 3149–3152
- 28 Grollier J, Cros V, Hamzic A, et al. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars. *Appl Phys Lett*, 2001, 78: 3663
- 29 Huai Y, Albert F, Nguyen P, et al. Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions. *Appl Phys Lett*, 2004, 84: 3118
- 30 Hayakawa J, Ikeda S, Miura K, et al. Current-induced magnetization switching in MgO barrier magnetic tunnel junctions with CoFeB-based synthetic ferrimagnetic free layers. *IEEE Trans Magn*, 2008, 44: 1962–1967. arXiv: 0801.1355
- 31 Hosomi M, Yamagishi H, Yamamoto T, et al. A novel nonvolatile memory with spin torque transfer magnetization switching: Spin-RAM. In: Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting. Washington: IEEE, 2005. 459–462
- 32 Rizzo N D, Houssameddine D, Janesky J, et al. A fully functional 64 Mb DDR3 ST-MRAM Built on 90 nm CMOS technology. *IEEE Trans Magn*, 2013, 49: 4441–4446
- 33 Li Z, Zhang S. Thermally assisted magnetization reversal in the presence of a spin-transfer torque. *Phys Rev B*, 2004, 69: 134416
- 34 Sun J Z. Spin angular momentum transfer in current-perpendicular nanomagnetic junctions. *IBM J Res Dev*, 2006, 50: 81–100
- 35 Nishimura N, Hirai T, Koganei A, et al. Magnetic tunnel junction device with perpendicular magnetization films for high-density magnetic random access memory. *J Appl Phys*, 2002, 91: 5246–5249
- 36 Mangin S, Ravelosona D, Katine J A, et al. Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy. *Nat Mater*, 2006, 5: 210–215
- 37 Nakayama M, Kai T, Shimomura N, et al. Spin transfer switching in TbCoFe/CoFeB/MgO/CoFeB/TbCoFe magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy. *J Appl Phys*, 2008, 103: 07A710
- 38 Ikeda S, Miura K, Yamamoto H, et al. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction. *Nat Mater*, 2010, 9: 721–724
- 39 Johnson M T, Bloemen P J H, Broeder F J A, et al. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Rep Prog Phys*, 1996, 59: 1409–1458
- 40 Yang H X, Chshiev M, Dieny B, et al. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe/MgO and Co/MgO interfaces. *Phys Rev B*, 2011, 84: 054401. arXiv: 1011.5667
- 41 Yakata S, Kubota H, Suzuki Y, et al. Influence of perpendicular magnetic anisotropy on spin-transfer switching current in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *J Appl Phys*, 2009, 105: 07D131
- 42 Lam D D, Bonell F, Miwa S, et al. Composition dependence of perpendicular magnetic anisotropy in Ta/Co_xFe_{80-x}B₂₀/MgO/Ta ($x=0, 10, 60$) multilayers. *J Magnetism*, 2013, 18: 5–8
- 43 Hallal A, Yang H X, Dieny B, et al. Anatomy of perpendicular magnetic anisotropy in Fe/MgO magnetic tunnel junctions: First-principles insight. *Phys Rev B*, 2013, 88: 184423. arXiv: 1308.2909
- 44 Greer A A, Gray A X, Kanai S, et al. Observation of boron diffusion in an annealed Ta/CoFeB/MgO magnetic tunnel junction with standing-wave hard x-ray photoemission. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 202402
- 45 Bai Z, Shen L, Wu Q, et al. Boron diffusion induced symmetry reduction and scattering in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *Phys Rev B*, 2013, 87: 014114
- 46 Khoo K H, Wu G, Jhon M H, et al. First-principles study of perpendicular magnetic anisotropy in CoFe/MgO and CoFe/Mg₃B₂O₆ interfaces. *Phys Rev B*, 2013, 87: 174403
- 47 Sinha J, Gruber M, Kodzuka M, et al. Influence of boron diffusion on the perpendicular magnetic anisotropy in Ta[CoFeB]/MgO ultrathin films. *J Appl Phys*, 2015, 117: 043913
- 48 Wang Z, Saito M, McKenna K P, et al. Atomic-scale structure and local chemistry of CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions. *Nano Lett*, 2016, 16: 1530–1536

- 49 Ikeda S, Koizumi R, Sato H, et al. Boron composition dependence of magnetic anisotropy and tunnel magnetoresistance in MgO/CoFe(B) based stack structures. *IEEE Trans Magn*, 2012, 48: 3829–3832
- 50 Cai G, Wu Z, Guo F, et al. First-principles calculations of perpendicular magnetic anisotropy in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x/\text{MgO}(001)$ thin films. *Nanoscale Res Lett*, 2015, 10: 126
- 51 Worledge D C, Hu G, Abraham D W, et al. Spin torque switching of perpendicular Ta/CoFeB/MgO-based magnetic tunnel junctions. *Appl Phys Lett*, 2011, 98: 022501
- 52 Liu T, Cai J W, Sun L. Large enhanced perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB/MgO system with the typical Ta buffer replaced by an Hf layer. *AIP Adv*, 2012, 2: 032151
- 53 Liu T, Zhang Y, Cai J W, et al. Thermally robust Mo/CoFeB/MgO trilayers with strong perpendicular magnetic anisotropy. *Sci Rep*, 2014, 4: 5898
- 54 An G G, Lee J B, Yang S M, et al. Highly stable perpendicular magnetic anisotropies of CoFeB/MgO frames employing W buffer and capping layers. *Acta Mater*, 2015, 87: 259–265
- 55 Lee D S, Chang H T, Cheng C W, et al. Perpendicular magnetic anisotropy in MgO/CoFeB/Nb and a comparison of the cap layer effect. *IEEE Trans Magn*, 2014, 50: 1–4
- 56 Skowroński W, Nozaki T, Shiota Y, et al. Perpendicular magnetic anisotropy of Ir/CoFeB/MgO trilayer system tuned by electric fields. *Appl Phys Express*, 2015, 8: 053003
- 57 Chen A, Iunin Y, Cheng S F, et al. Underlayer effect on perpendicular magnetic anisotropy in $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}$. *IEEE Trans Magn*, 2015, 9464: 1
- 58 Peng S, Wang M, Yang H, et al. Origin of interfacial perpendicular magnetic anisotropy in MgO/CoFe/metallic capping layer structures. *Sci Rep*, 2015, 5: 18173. arXiv: [1506.04078](https://arxiv.org/abs/1506.04078)
- 59 Miura Y, Tsujikawa M, Shirai M. A first-principles study on magnetocrystalline anisotropy at interfaces of Fe with non-magnetic metals. *J Appl Phys*, 2013, 113: 233908
- 60 Odkhui D, Rhim S H, Park N, et al. Extremely large perpendicular magnetic anisotropy of an Fe(001) surface capped by 5d transition metal monolayers: A density functional study. *Phys Rev B*, 2013, 88: 184405
- 61 Hyodo K, Kota Y, Sakuma A. Theoretical evaluation of perpendicular magnetic anisotropy of bct- $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ stacked on Rh. *J Magn Soc Jpn*, 2015, 39: 37–43
- 62 Zhang S, Zhao Y G, Li P S, et al. Electric-field control of nonvolatile magnetization in $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20} / \text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})_{0.7}\text{Ti}_{0.3}\text{O}_3$ structure at room temperature. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 137203
- 63 Yu G, Wang Z, Abolfath-Beygi M, et al. Strain-induced modulation of perpendicular magnetic anisotropy in Ta/CoFeB/MgO structures investigated by ferromagnetic resonance. *Appl Phys Lett*, 2015, 106: 072402
- 64 Maruyama T, Shiota Y, Nozaki T, et al. Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron. *Nat Nanotech*, 2009, 4: 158–161
- 65 Niranjana M K, Duan C G, Jaswal S S, et al. Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 222504
- 66 Wang W G, Li M, Hageman S, et al. Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions. *Nat Mater*, 2011, 11: 64–68
- 67 Wang W G, Chien C L. Voltage-induced switching in magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy. *J Phys D-Appl Phys*, 2013, 46: 074004
- 68 Shiota Y, Miwa S, Nozaki T, et al. Pulse voltage-induced dynamic magnetization switching in magnetic tunneling junctions with high resistance-area product. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 102406
- 69 Lee H, Alzate J G, Dorrance R, et al. Design of a fast and low-power sense amplifier and writing circuit for high-speed MRAM. *IEEE Trans Magn*, 2015, 51: 1–7
- 70 Grezes C, Ebrahimi F, Alzate J G, et al. Ultra-low switching energy and scaling in electric-field-controlled nanoscale magnetic tunnel junctions with high resistance-area product. *Appl Phys Lett*, 2016, 108: 012403
- 71 Endo M, Kanai S, Ikeda S, et al. Electric-field effects on thickness dependent magnetic anisotropy of sputtered $\text{MgO}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{Ta}$ structures. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 212503
- 72 Alzate J G, Khalili Amiri P, Yu G, et al. Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO/CoFeB/Ta magnetic tunnel junctions. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 112410
- 73 Yamamoto T, Kano H, Higo Y, et al. Magnetoresistive random access memory operation error by thermally activated reversal (invited). *J Appl Phys*, 2005, 97: 10P503
- 74 Chen E, Apalkov D, Diao Z, et al. Advances and future prospects of spin-transfer torque random access memory. *IEEE Trans Magn*, 2010, 46:

1873–1878

- 75 Gajek M, Nowak J J, Sun J Z, et al. Spin torque switching of 20 nm magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 132408
- 76 Sato H, Yamanouchi M, Ikeda S, et al. Perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions with a MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 022414
- 77 Oogane M, Wakitani T, Yakata S, et al. Magnetic damping in ferromagnetic thin films. *Jpn J Appl Phys*, 2006, 45: 3889–3891
- 78 Liu X, Zhang W, Carter M J, et al. Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. *J Appl Phys*, 2011, 110: 033910
- 79 Sato H, Yamanouchi M, Ikeda S, et al. MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure in magnetic tunnel junctions with perpendicular easy axis. *IEEE Trans Magn*, 2013, 49: 4437–4440
- 80 Sato H, Enobio E C I, Yamanouchi M, et al. Properties of magnetic tunnel junctions with a MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure down to junction diameter of 11 nm. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 062403
- 81 Ikeda S, Sato H, Honjo H, et al. Perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO based magnetic tunnel junctions scaling down to 1X nm. In: Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting. San Francisco: IEEE, 2014
- 82 Clark B D, Paul S, Schwarm S C, et al. Optimization of perpendicular anisotropy of Ta-inserted double CoFeB/MgO interface MTJ's for STT-MRAM. *J Magnetism Magnetic Mater*, 2016, 398: 54–58
- 83 Kim J H, Lee J B, An G G, et al. Ultrathin W space layer-enabled thermal stability enhancement in a perpendicular MgO/CoFeB/W/CoFeB/MgO recording frame. *Sci Rep*, 2015, 5: 16903
- 84 Cuchet L, Rodmacq B, Auffret S, et al. Perpendicular magnetic tunnel junctions with a synthetic storage or reference layer: A new route towards Pt- and Pd-free junctions. *Sci Rep*, 2016, 6: 21246
- 85 Liu Y, Yu T, Zhu Z, et al. High thermal stability in W/MgO/CoFeB/W/CoFeB/W stacks via ultrathin W insertion with perpendicular magnetic anisotropy. *J Magnetism Magnetic Mater*, 2016, 410: 123–127
- 86 Jan G, Wang Y J, Moriyama T, et al. High spin torque efficiency of magnetic tunnel junctions with MgO/CoFeB/MgO free layer. *Appl Phys Express*, 2012, 5: 093008
- 87 Sabino M P R, Ter Lim S, Tran M. Influence of Ta insertions on the magnetic properties of MgO/CoFeB/MgO films probed by ferromagnetic resonance. *Appl Phys Express*, 2014, 7: 093002. arXiv: 1406.2491
- 88 Prejbeanu I L, Bandiera S, Alvarez-Hérault J, et al. Thermally assisted MRAMs: Ultimate scalability and logic functionalities. *J Phys D-Appl Phys*, 2013, 46: 074002
- 89 Miron I M, Gaudin G, Auffret S, et al. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nat Mater*, 2010, 9: 230–234
- 90 Miron I M, Garello K, Gaudin G, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 2011, 476: 189–193
- 91 Cubukcu M, Boule O, Drouard M, et al. Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 042406. arXiv: 1310.8235
- 92 Liu L, Lee O J, Gudmundsen T J, et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the Spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 096602. arXiv: 1110.6846
- 93 Liu L, Pai C F, Li Y, et al. Spin-torque switching with the giant Spin Hall effect of Tantalum. *Science*, 2012, 336: 555–558. arXiv: 1203.2875
- 94 Pai C F, Liu L, Li Y, et al. Spin transfer torque devices utilizing the giant Spin Hall effect of tungsten. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 122404. arXiv: 1208.1711
- 95 Kim J, Sinha J, Hayashi M, et al. Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta[CoFeB]MgO. *Nat Mater*, 2012, 12: 240–245. arXiv: 1207.2521
- 96 Bychkov Y A, Rashba E I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *J Exp Theor Phys Lett*, 1984, 39: 78–81
- 97 Dyakonov M I, Perel V I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Phys Lett A*, 1971, 35: 459–460
- 98 Dyakonov M I, Perel V I. Possibility of orienting electron spins with current. *J Exp Theor Phys Lett*, 1971, 13: 467–469
- 99 Hirsch J E. Spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 1834–1837
- 100 Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, et al. Spin Hall effects. *Rev Mod Phys*, 2015, 87: 1213–1260. arXiv: 1411.3249
- 101 Yu G, Upadhyaya P, Fan Y, et al. Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields. *Nat Nanotech*, 2014, 9: 548–554. arXiv: 1311.0929
- 102 Akyol M, Yu G, Alzate J G, et al. Current-induced spin-orbit torque switching of perpendicularly magnetized Hf[CoFeB]MgO and Hf[CoFeB]TaO_x

- structures. *Appl Phys Lett*, 2015, 106: 162409
- 103 You L, Lee O J, Bhowmik D, et al. Switching of perpendicularly polarized nanomagnets with spin orbit torque without an external magnetic field by engineering a tilted anisotropy. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2015, 112: 10310–10315
- 104 Torrejon J, Garcia-Sanchez F, Taniguchi T, et al. Current-driven asymmetric magnetization switching in perpendicularly magnetized CoFeB/MgO heterostructures. *Phys Rev B*, 2015, 91: 214434. arXiv: 1410.7473
- 105 Van den Brink A, Cosemans S, Cornelissen S, et al. Spin-Hall-assisted magnetic random access memory. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 012403
- 106 Wang Z, Zhao W, Deng E, et al. Perpendicular-anisotropy magnetic tunnel junction switched by Spin-Hall-assisted spin-transfer torque. *J Phys D-Appl Phys*, 2015, 48: 065001
- 107 Fukami S, Zhang C, Duttagupta S, et al. Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system. *Nat Mater*, 2016, 15: 535–541. arXiv: 1507.00888
- 108 Van den Brink A, Vermijs G, Solignac A, et al. Field-free magnetization reversal by Spin-Hall effect and exchange bias. *Nat Commun*, 2016, 7: 10854. arXiv: 1509.08752
- 109 Zhao W, Chappert C, Javerliac V, et al. High speed, high stability and low power sensing amplifier for MTJ/CMOS hybrid logic circuits. *IEEE Trans Magn*, 2009, 45: 3784–3787
- 110 Chen Y, Li H, Wang X, et al. A 130 nm 1.2 V/3.3 V 16 Kb spin-transfer torque random access memory with nondestructive self-reference sensing scheme. *IEEE J Solid State Circuits*, 2012, 47: 560–573
- 111 Halupka D, Huda S, Song W, et al. Negative-resistance read and write schemes for STT-MRAM in 0.13 μm CMOS. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2010. 256–257
- 112 Tsuchida K, Inaba T, Fujita K, et al. A 64 Mb MRAM with clamped-reference and adequate-reference schemes. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2010. 258–259
- 113 Chung S, Rho K M, Kim S D, et al. Fully integrated 54 nm STT-RAM with the smallest bit cell dimension for high density memory application. In: Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting IEDM. San Francisco: IEEE, 2010
- 114 Takemura R, Kawahara T, Miura K, et al. A 32 Mb SPRAM With 2T1R Memory Cell, localized Bi-directional write driver and “1”/“0” dual-array equalized reference scheme. *IEEE J Solid State Circuits*, 2010, 45: 869–879
- 115 Worledge D C, Hu G, Trouilloud P L, et al. Switching distributions and write reliability of perpendicular spin torque MRAM. In: Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting. San Francisco: IEEE, 2010
- 116 Kim J P, Kim T, Hao W, et al. A 45 nm 1 Mb embedded STT-MRAM with design techniques to minimize read-disturbance. In: Proceedings of IEEE VLSI Circuits. Honolulu: IEEE, 2011. 296–297
- 117 Janesky J, Rizzo N D, Houssameddine D, et al. Device performance in a fully functional 800 MHz DDR3 spin torque magnetic random access memory. In: Proceedings of IEEE International Memory Workshop. Monterey: IEEE, 2013. 17–20
- 118 Yu H C, Lin K C, Lin K F, et al. Cycling endurance optimization scheme for 1 Mb STT-MRAM in 40 nm technology. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2013. 224–225
- 119 Ohsawa T, Miura S, Kinoshita K, et al. A 1.5 nsec/2.1 nsec random read/write cycle 1 Mb STT-RAM using 6T2MTJ cell with background write for nonvolatile e-memories. In: Proceedings of IEEE VLST Technology. Kyoto: IEEE, 2013. C110–C111
- 120 Ohsawa T, Koike H, Miura S, et al. A 1 Mb nonvolatile embedded memory using 4T2MTJ cell with 32 b fine-grained power gating scheme. *IEEE J Solid-State Circuits*, 2013, 48: 1511–1520
- 121 Kawasumi A, Kushida K, Hara H, et al. Circuit techniques in realizing voltage-generator-less STT MRAM suitable for normally-off-type non-volatile L2 cache memory. In: Proceedings of IEEE International Memory Workshop. Monterey: IEEE, 2013. 76–79
- 122 Noguchi H, Kushida K, Ikegami K, et al. A 250 MHz 256b-I/O 1 Mb STT-MRAM with advanced perpendicular MTJ based dual cell for non-volatile magnetic caches to reduce active power of processors. In: Proceedings of IEEE VLSI Technology. Kyoto: IEEE, 2013. C108–C109
- 123 Jefremow M, Kern T, Allers W, et al. Time-differential sense amplifier for sub-80 mV bitline voltage embedded STT-MRAM in 40 nm CMOS. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2013. 216–217
- 124 Jan G, Thomas L, Le S, et al. Demonstration of fully functional 8 Mb perpendicular STT-MRAM chips with sub-5 ns writing for non-volatile embedded memories. In: Proceedings of IEEE VLSI Technology. Honolulu: IEEE, 2014. 1–2
- 125 Hu G, Lee J H, Nowak J J, et al. STT-MRAM with double magnetic tunnel junctions. In: Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting. Washington: IEEE, 2015
- 126 Kim C, Kwon K, Park C, et al. A covalent-bonded cross-coupled current-mode sense amplifier for STT-MRAM with 1T1MTJ common source-line structure array. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2015. 134–136
- 127 Noguchi H, Ikegami K, Kushida K, et al. A 3.3 ns-access-time 71.2 $\mu\text{W}/\text{MHz}$ 1 Mb embedded STT-MRAM using physically eliminated read-

disturb scheme and normally-off memory architecture. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2015. 136–138

- 128 Noguchi H, Ikegami K, Takaya S, et al. 4 Mb STT-MRAM-based cache with memory-access-aware power optimization and write-verify-write/read-modify-write. In: Proceedings of IEEE International Solid State Circuits Conference. San Francisco: IEEE, 2016. 132–133

Recent progresses in spin transfer torque-based magnetoresistive random access memory (STT-MRAM)

ZHAO WeiSheng^{1,2*}, WANG ZhaoHao^{1,2*}, PENG ShouZhong^{1,2},
WANG LeZhi^{1,2}, CHANG Liang^{1,2} & ZHANG YouGuang^{1,2}

¹ *Fert Beijing Research Institute, Beihang University, Beijing 100191, China;*

² *Departement of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*

Spin transfer torque-based magnetoresistive random access memory (STT-MRAM) promises to be the next-generation low-power universal memory thanks to the non-volatility, infinite endurance and fast switching speed. In particular, recently the research and application of the STT-MRAM have been greatly advanced by the launch of the commercial chip. In this paper, we firstly present the basic principle and development history of the STT-MRAM, highlighting the improvement in the write technology and magnetic anisotropy. Then the recent progresses are reviewed including the following three aspects: first, much research effort has been made to explore the influence of the fabrication process and device structure on the interfacial perpendicular magnetic anisotropy; second, CoFeB-MgO double-interface structure has been proposed to enhance the thermal stability of the magnetic tunnel junction (MTJ) without the increase in the write current; third, emerging spin-orbit torque (SOT) has attracted massive research interest since it promises to overcome the speed bottleneck and high-risk barrier breakdown suffered by the conventional STT. Finally, the recent development of the STT-MRAM chips is summarized.

perpendicular magnetic anisotropy, spin transfer torque, spin orbit torque, double-interface magnetic tunnel junction, magnetoresistive random access memory, low-power, non-volatile

PACS: 85.75.-d, 85.75.Dd, 75.30.Gw, 67.30.hj, 72.25.Mk

doi: [10.1360/SSPMA2016-00185](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00185)