

压控应变-自旋轨道矩协同调控的磁性随机存取存储器单元超低功耗翻转*

郭宝军¹⁾ 杨晓阔^{1)†} 豆树清¹⁾ 崔焕卿¹⁾ 夏永顺¹⁾ 危波¹⁾²⁾

1) (空军工程大学基础部, 西安 710051)

2) (国防科技大学计算机学院, 长沙 410073)

(2025 年 12 月 3 日收到; 2026 年 1 月 12 日收到修改稿)

单一物理效应调控磁矩翻转, 难以兼顾磁性随机存取存储器 (MRAM) 对“低功耗、高速度、高稳定性、全电学调控”的综合需求. 为此, 本文提出基于压控应变和自旋轨道矩 (SOT) 时钟协同调控的 MRAM 单元结构, 其由磁性隧道结、重金属材料和压电衬底构成. 通过建立多铁异质结磁化动力学模型, 采用 MuMax3 微磁学仿真研究压控应变和 SOT 时钟作用下多铁纳磁体的磁矩翻转特性. 结果表明: 协同调控克服了单一时钟调控的缺陷, 可在零磁场下实现多铁纳磁体磁矩的确定性翻转, 提高了器件工作的可靠性; 相比单一时钟调控的高能耗, 协同调控能耗更低, 单个周期耗能约 6.4 aJ/bit, 较传统 SOT 调控能耗降低 3 个数量级, 且写入速度更快. 本研究为低功耗 MRAM 设计及磁性存储应用提供了重要的理论指导和技术支撑.

关键词: 多铁纳磁体, 压控应变, 自旋轨道矩, 协同作用

DOI: 10.7498/aps.75.20251661

CSTR: 32037.14.aps.75.20251661

1 引言

后摩尔时代, 集成电路的集成度正日益逼近物理极限, 高功耗与热效应等问题日益凸显, 成为制约传统电子器件发展的关键瓶颈. 因此, 发展低功耗、高密度、高速度的信息存储与处理新范式成为了该领域的迫切需求. 自旋电子学以其非易失性、低功耗和高兼容性等独特优势被视为突破上述瓶颈的核心方向^[1]. 作为自旋电子技术的典型代表, 磁性随机存取存储器 (magnetoresistive random access memory, MRAM) 集非易失性、高速读写与抗辐射等特性于一体, 被广泛认为是下一代通用存储技术的最有力竞争者之一^[2-4]. 在 MRAM 中, 磁化翻转是实现信息写入和逻辑状态切换的核心物理过程, 其能耗、速度与稳定性直接决定了器件性

能的上限^[5]. 因此, 开发高效的磁化翻转调控机制始终是自旋电子学研究的重点.

自 MRAM 概念提出以来, 研究人员已发展出多种磁化翻转调控机制, 各有其技术特点与固有瓶颈. 最早出现的磁场驱动翻转机制^[6,7]原理简单、技术成熟, 通过施加外部强磁场改变铁磁层磁矩方向以实现信息的写入. 然而, 该机制面临两大瓶颈: 一是强磁场难以实现微型化集成, 与高密度阵列化器件的发展需求相冲突; 二是磁场穿透性强, 易导致相邻存储单元间的串扰, 且能耗较高, 难以满足低功耗应用场景.

为了克服磁场驱动的集成限制, 研究人员使用自旋极化电流替代外部磁场, 提出了自旋转移力矩 (spin transfer torque, STT) 驱动机制^[8-12], 通过将极化电流直接注入铁磁层, 借助自旋角动量转移实现无外场磁化翻转, 从而克服了磁场驱动的集

* 国家自然科学基金 (批准号: 62274183, 62301595) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangxk0123@163.com

成限制, 推动了 MRAM 的实用化进程. 然而, STT 机制仍存在关键问题: 面内磁各向异性材料所需的高临界电流密度带来的焦耳热损耗严重, 限制了器件的微型化与长寿命应用; 此外, 电流直接穿透磁性层易引起界面散射和材料损伤, 影响器件稳定性.

近年来兴起的自旋轨道矩 (spin orbit torque, SOT) 翻转机制^[13,14]利用重金属层 (如铂 Pt、钽 Ta、钨 W) 中的自旋霍尔效应或 Rashba-Edelstein 效应产生横向自旋流, 注入铁磁层后驱动磁矩翻转^[15,16]. 其优势在于电流不直接流经磁性层, 有助于降低焦耳热损耗与界面损伤, 且与现有半导体工艺兼容良好, 有望实现快速、高耐久的磁化翻转^[17,18]. 然而, SOT 机制存在能耗与可靠性受限的缺陷: 椭圆形纳磁体的形状各向异性主导了初始能垒, SOT 单独驱动磁矩跨越“ $-y$ 易轴 $\rightarrow +y$ 易轴”的能垒, 需施加较高临界电流密度, 高电流不仅会引入显著的焦耳热损耗, 还易造成重金属/铁磁层界面的自旋散射增强、电迁移损伤, 降低器件的写入耐久性与长期稳定性.

压控应变驱动翻转机制^[19-21]是基于磁弹耦合效应的调控方案, 通过在铁磁/压电异质结中施加电场, 利用压电衬底的逆压电效应产生应变, 进而调控铁磁层的磁各向异性, 最终实现磁化翻转. 其核心优势在于近乎零静态功耗 (无调控信号时无泄漏电流与持续热损耗), 且完全通过电学信号实现控制, 与集成工艺的兼容性良好^[22]. 然而, 纯应变驱动仅能诱导磁矩 90° 偏转 (从易轴转向难轴), 需依赖额外磁场或电流辅助才能实现 180° 确定性磁化翻转; 同时, 磁化翻转对材料界面质量和应变传递效率极为敏感, 工艺兼容性与稳定性仍有待提高, 限制了其作为高效独立调控方案的可行性^[23-25].

显然, 仅依靠单一物理效应难以同时满足器件对“低能耗、快速度、高稳定性、全电学操控”的综合需求. SOT 调控与压控应变调控具备天然的互补性: SOT 调控翻转速度快、对磁性层损伤小, 但能耗较高; 压控应变调控可实现全电学调控、静态功耗极低, 但需辅助磁场或高幅值电流 (直接流经铁磁层) 才能完成确定性翻转且其翻转速率较慢. 基于这一特性互补性, 多物理场协同调控成为突破技术瓶颈的必然选择——通过耦合多种物理效应, 取长补短, 克服单一机制的局限.

基于此, 本文提出一种基于压控应变时钟与

SOT 时钟协同作用的纳磁体磁矩翻转方案. 利用压控应变的“低静态功耗+降能垒”特性, 先将磁矩预调控至难轴 (大幅降低翻转能垒), 再通过 SOT 施加低幅值电流 (电流流经重金属层而非铁磁层) 即可驱动磁矩完成 180° 确定性翻转——此过程既保留了压控应变的低功耗核心优势, 又无需依赖额外磁场或高电流, 同时还规避了 SOT 单独调控的高电流依赖问题, 实现了两种机制的优势互补. 通过微磁学模拟, 系统验证了该协同调控机制的可行性: 无需外磁场辅助, 凭借应变与 SOT 的协同作用即可实现确定性磁化翻转; 该方案无需采用特殊器件结构或新型材料, 与现有工艺兼容性良好, 未增加制备难度; 同时兼具超低能耗与快速翻转的优点, 且有效地提升了磁化翻转的正确率. 本研究不仅为突破对外磁场的依赖提供了切实可行的解决方案, 更深化了对多场耦合下自旋动力学行为的理解, 为发展面向未来的超低功耗、多态自旋存储与逻辑器件奠定了坚实的实验与理论基础.

2 器件结构及磁化动态建模

2.1 器件结构及参数

本文采取的基于压控应变和 SOT 时钟协同调控超低功耗 MRAM 结构示意图如图 1 所示, 其为压电材料、重金属材料与磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 弹性耦合形成的多铁性异质结. MTJ 为“铁磁层-非磁绝缘势垒层-铁磁层”构成的三明治结构, 其中一个铁磁层磁化方向被固定, 即参考层, 起参考作用; 而纳磁体作为另一个铁磁层, 即自由层. 当 MTJ 自由层与参考层磁化方向平行时, 呈低阻态, 当 MTJ 自由层与参考层磁化方向反向平行时, 呈高阻态. 工作机制为: 对压电层施加电压, 形成的层间电场使压电层产生应变 (逆压电效应), 该应变可通过压电层与纳磁体之间的磁弹耦合作用传递至纳磁体, 从而改变纳磁体的磁化状态 (逆磁致伸缩效应). 可以说, 多铁纳磁体实现了应变介导的电压调控磁性.

器件材料的选择一般要考虑能够提高调控效率, 降低器件能耗等因素. 磁性材料镍 (Ni) 具有较大的磁致伸缩系数, 成熟的制备工艺、强兼容性、高稳定性保障器件性能与寿命, 同时以低成本支撑实验优化与潜在应用——这些综合优势是铽镧铁合金 Terfenol-D (难集成)、钴铁硼合金 CoFeB (贵

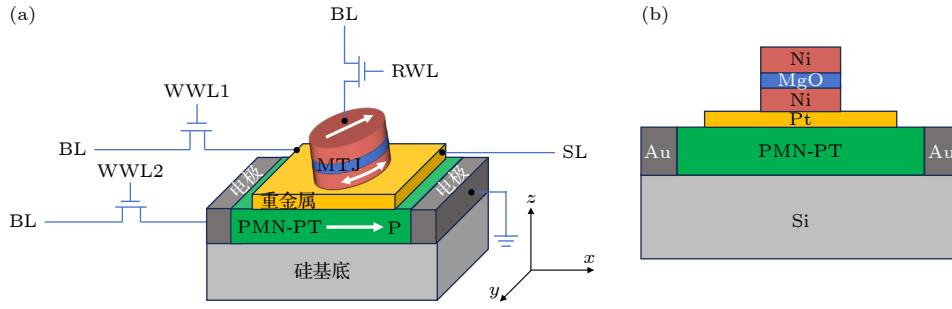


图 1 基于压控应变和 SOT 时钟协同调控的超低功耗 MRAM 结构示意图 (a) 立体结构; (b) 横剖面图

Fig. 1. Schematic diagram of the ultra-low energy consumption MRAM structure based on the synergistic regulation of voltage-controlled strain and SOT clocking: (a) Three-dimensional structure; (b) cross-sectional view.

且易氧化)、铁镓合金 FeGa(应力易失效) 等材料无法替代的. 从压电衬底选择来看, 铈镁酸铅 (PMN-PT) 具有大的压电系数, 能实现“低电压、强应力”调控, 宽温稳定性和优异的力学特性适配器件长期工作需求, 低介电损耗又能提升能量效率. 重金属材料 Pt 具有高的自旋霍尔角、强稳定性、界面兼容性更好等特点. 因此, 本文实验模拟所采用的纳磁体材料为 Ni, 压电材料为 PMN-PT, 重金属材料选择 Pt, 具体参数如表 1 所列.

表 1 主要材料部分性能参数

Table 1. Partial performance parameters of main materials.

材料	参数	数值
Ni	杨氏模量 $Y/(\times 10^{11} \text{ Pa})$	2.14
	磁致伸缩系数 $\lambda_s/\times 10^{-5}$	-2
	吉尔伯特阻尼系数 α	0.045
	饱和磁化强度 $M_s/(\times 10^5 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1})$	4.85
	交换作用常数 $A/(\times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1})$	1.05
Pt	自旋霍尔角 α_H	0.08
	电阻率 $\rho/(\times 10^{-7} \Omega\cdot\text{m})$	2.22
	纵向压电系数 $d_{33}/(\text{pC}\cdot\text{N}^{-1})$	2000
PMN-PT	相对介电常数 ϵ_r	1000
	真空介电常数 $\epsilon_0/(\times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1})$	8.85

当前用于信息表征的磁化状态主要包括单畴态、涡旋态和斯格明子等, 单畴态作为最基础的磁化组态, 具有结构简单、磁化翻转机制明确、与现有 MRAM 器件工艺兼容性强的特点, 且在低功耗、快速响应需求下优势显著. 因此在器件尺寸选取方面, 为了能够保证纳磁体为单畴结构, 选取椭圆形, 长轴选择范围一般在 100—200 nm. 当长轴尺寸过小时 (如 $< 30 \text{ nm}$), 磁矩的热涨落会超过磁各向异性性能, 导致磁矩随机翻转 (超顺磁), 失去存储稳定性; 而长轴尺寸 $> 200 \text{ nm}$ 时, 纳磁体可能形

成多畴结构, SOT 驱动的翻转会因畴壁运动变得复杂 (翻转时间延长、临界电流增大). 纳磁体厚度需与重金属的自旋扩散长度相当, 确保重金属产生的自旋流能有效注入纳磁体 (过厚会导致自旋流在纳磁体内部衰减, 注入效率下降; 过薄 ($< 1 \text{ nm}$) 会因表面/界面效应导致磁各向异性不稳定 (如易轴随机偏转)). 重金属薄膜的核心功能是产生自旋流, 其尺寸 (厚度、横向尺寸) 需匹配“自旋霍尔效应的特征长度”和“纳磁体的覆盖范围”, 厚度一般选择通常 1—5 nm, 横向尺寸略大于纳磁体. 压电薄膜通过应力调控纳磁体的磁各向异性, 其尺寸 (厚度、横向尺寸) 需匹配“压电应变传递效率”和“应力均匀性”. 选取的材料尺寸参数如表 2 所列.

表 2 器件材料尺寸参数

Table 2. Dimensional parameters of device materials.

名称	尺寸/nm	名称	尺寸/nm
Ni长轴	120	Pt宽度 L_y	100
Ni短轴	80	Pt厚度 L_z	3
Ni厚度	10	PMN-PT长度 l_x	150
MgO厚度	3	PMN-PT宽度 l_y	100
Pt长度 L_x	140	PMN-PT厚度 l_z	100

2.2 磁化动力学建模

为了更好地模拟压控应变时钟和 SOT 时钟协同作用调控纳磁体的真实工作状态, 本文使用微磁学模拟软件 MuMax3 进行仿真实验. 然而 MuMax3 中没有专门用来描述应力各向异性场和 SOT 的模块, 无法直接进行仿真, 因此, 需要分别构建压控应变时钟和 SOT 时钟微磁学模型.

对于压控应变时钟模型, 采用单轴磁晶各向异性场等效应力各项异性场的方法解决. 需要注意, 该方法必须满足以下 2 个条件: 1) 磁性材料的单

轴磁晶各向异性可被忽略; 2) 应变场为单轴均匀应变场. 本文采取 Ni 纳磁体材料为多晶态磁致伸缩材料, 产生的应变场为单轴均匀应变场, 符合上述条件.

微磁学模型理论主要基于 Brown 能量极小化静态方程和 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 动态方程, LLG 方程描述了磁化矢量 \mathbf{m} 随时间 t 演化的动力学特性, 其表达式为^[26]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})], \quad (1)$$

其中 γ 为电子的旋磁比; α 是吉尔伯特阻尼系数; \mathbf{H}_{eff} 为有效场; \mathbf{m} 为纳磁体的磁化矢量, 其归一化磁矩 \mathbf{m} 在 y 轴的分量 m_y 可以较为直观地反映纳磁体的磁化状态, 因此下文各类绘图中直接使用 m_y 表征纳磁体磁化状态. 沿纳磁体长轴 (易轴) 方向为 y 轴, 短轴 (难轴) 方向为 x 轴, 建立右手直角坐标系.

在 MuMax3 中, 单轴磁晶各向异性场的表达式为^[26]

$$\mathbf{H}_{\text{anis}} = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_S} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{u} + \frac{4K_{u2}}{\mu_0 M_S} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^3 \mathbf{u}, \quad (2)$$

其中 μ_0 是真空磁导率; M_S 为饱和磁化强度; \mathbf{u} 为单轴磁晶各向异性的归一化矢量; K_{u1} 为其一阶单轴各向异性常数; K_{u2} 为其二阶常数.

而单轴应力各向异性场可表述为^[26]

$$\mathbf{H}_{\text{stress}} = \frac{3\lambda_s \sigma}{\mu_0 M_S} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{s}, \quad (3)$$

其中 λ_s 为磁性材料的磁致伸缩系数; \mathbf{s} 为单轴应力方向的归一化矢量; σ 为单轴应变 ε 产生的单轴应力, 两者之间满足胡克定律:

$$\sigma = Y\varepsilon, \quad (4)$$

其中, Y 为磁性材料的杨氏模量.

如果令

$$K_{u1} = 3\lambda_s \sigma / 2, \quad (5)$$

$$K_{u2} = 0, \quad (6)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{s}, \quad (7)$$

则有:

$$\mathbf{H}_{\text{stress}} = \mathbf{H}_{\text{anis}}. \quad (8)$$

因此在 MuMax3 中, 进行应变时钟仿真时, 只需要根据 (5) 式—(7) 式设置 K_{u1} 和 K_{u2} 的参数值即可.

对于 SOT 时钟模型, 可以采用 MuMax3 中内置的 STT 模块来等效. 在有 SOT 作用的条件下, LLG 方程中除了传统能量产生的有效场以外, 还需要增加 SOT 自旋流对有效场的贡献, 该部分可表达为^[27]

$$\mathbf{H}_{\text{SOT}} = a_J (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + b_J \mathbf{p}, \quad (9)$$

其中, \mathbf{p} 为自旋流极化方向, a_J 和 b_J 分别对应类阻尼项和类场项, 两者之间可简化为线性关系:

$$\xi = b_J / a_J. \quad (10)$$

且有:

$$a_J = \frac{\alpha \hbar}{2M_S e d} J_C, \quad (11)$$

其中 \hbar 为约化普朗克常数; e 为基本电荷; J_C 是电荷流密度; d 是磁性层厚度, ξ 与重金属材料及异质结构等有关.

加入 SOT 的磁化动态方程为^[27]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times [\mathbf{H}_{\text{eff}} + (a_J (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + b_J \mathbf{p})] + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}. \quad (12)$$

给上式两边左侧同时叉乘 \mathbf{m} , 并化简得到:

$$\begin{aligned} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} = & -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + a_J \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{p} \\ & - b_J \gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) - \alpha \frac{d\mathbf{m}}{dt}. \end{aligned} \quad (13)$$

将 (13) 式代入 (12) 式, 则有

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{dt} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})] \\ & - \frac{\gamma}{1+\alpha^2} a_J [(1+\xi\alpha)\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) + (\xi-\alpha)\mathbf{m} \times \mathbf{p}]. \end{aligned} \quad (14)$$

观察上式发现, 第一行方程右侧为 LLG 方程项, 第 2 行则为 SOT 项, 记为

$$\begin{aligned} \tau_{\text{SOT}} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} a_J [(1+\xi\alpha)\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) \\ & + (\xi-\alpha)\mathbf{m} \times \mathbf{p}]. \end{aligned} \quad (15)$$

而 MuMax3 中内置的 STT 项, 其 Slonczewski 形式为^[28]

$$\begin{aligned} \tau_{\text{STT}} = & -\frac{\beta\gamma}{1+\alpha^2} [(\omega - \alpha\omega')\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{m}_p) \\ & + (\omega' - \alpha\omega)\mathbf{m} \times \mathbf{m}_p]. \end{aligned} \quad (16)$$

(16) 式中:

$$\beta = \frac{J_z \hbar}{M_S e d}, \quad (17)$$

$$\omega = \frac{PA^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_p)}, \quad (18)$$

其中, J_Z 是注入 MTJ 的 STT 电荷流密度; P 是该电流的极化率; \mathbf{m}_p 是 STT 钉扎层的归一化磁化强度, Λ 和 ω' 与 MTJ 间隔层有关.

若令:

$$\Lambda = 1, \quad (19)$$

$$\omega' = \xi\omega, \quad (20)$$

$$P = \alpha_H, \quad (21)$$

$$\mathbf{m}_p = \mathbf{p}, \quad (22)$$

则有

$$\tau_{\text{SOT}} = \tau_{\text{STT}}. \quad (23)$$

因此, 在 SOT 仿真时, 只需要按照 (19) 式—(22) 式将其相应变量等效转化成 STT 变量, 然后直接在 MuMax3 中设置参数即可.

3 实验结果及分析

为揭示压控应变时钟与 SOT 时钟的协同调控机制, 明确二者最优作用时序与耦合规律, 进而实现单畴态纳磁体的低能耗、确定性 180° 磁化翻转, 本实验采用“先单独表征、后协同验证”的研究思路. 首先分别给纳磁体单独施加压控应变时钟和 SOT 时钟, 观察纳磁体磁矩变化情况, 明确单一调控机制下磁矩的偏转路径、响应速度及能垒需求; 然后施加压控应变时钟和 SOT 时钟协同作用于纳磁体, 观察纳磁体磁矩变化情况, 分析协同作用下磁矩翻转的效率提升、能耗降低及确定性增强等特点, 最终给出基于“压控应变+SOT 时钟”的精准调控规则.

3.1 压控应变时钟单独调控纳磁体

应力对于磁性材料磁化强度的影响可以用应力各向异性常数 K_σ 来定性分析^[29]:

$$K_\sigma = \frac{3}{2}\lambda_s\sigma, \quad (24)$$

其中 λ_s 为磁致伸缩系数; σ 为施加的应力. 对于短轴方向平行于应变方向的孤立纳磁体 Ni 而言, $K_\sigma < 0$ 时, 其能量势阱沿长轴方向; 而当 $K_\sigma > 0$, 且所施加应力大于临界应力时, 纳磁体能量势阱沿短轴方向.

纳磁体所受的应力大小 σ 与电极电压 U 的关系为^[30]

$$\sigma = UYd_{33}/l_x, \quad (25)$$

其中 Y 为磁性材料的杨氏模量; d_{33} 为 PMN-PT 的纵向压电系数, 即产生的应变平行于其极化方向 (如图 1(a) 所示沿 y 轴方向), l_x 为 PMN-PT 的长度. 对产生应变的电压而言, 若应变方向与压电层内部极化方向 P 一致, 则该电压为正电压, 产生的应力为正应力 (拉应力); 若应变方向与压电层内部极化方向 P 相反, 则为负电压, 产生的应力为负应力 (压应力). 当施加拉应力作用时, Ni 的磁矩会沿着易轴方向; 而当施加压应力作用时, Ni 的磁矩会偏离易轴方向, 翻转至难轴附近. 如果施加拉应力, 磁矩将维持在易轴方向而不会发生翻转. 因此, 为了实现 Ni 的磁矩翻转, 本文施加了压应力.

当图 1(a) 结构的电极通电向纳磁体单独施加应力时, 其磁矩变化情况如图 2 所示, 材料尺寸参数见表 1 和表 2. 从图 2 中可知, 当应力小于 270 MPa 时, 磁弹性各向异性场较弱, 无法充分削弱形状各向异性的主导地位, “长轴→短轴”的能垒仍处于较高水平, 此时应变提供的力矩仅能驱动磁矩轻微偏离长轴, 但不足以让磁矩越过短轴对应的能垒位置. 对于所受应力值大于等于 270 MPa 的纳磁体而言, 其磁矩先越过短轴, 然后在短轴附近波动, 而且纳磁体所受应力值越大, 其磁矩第一次到达短轴的时间越快, 在短轴附近的波动范围越小. 该仿真

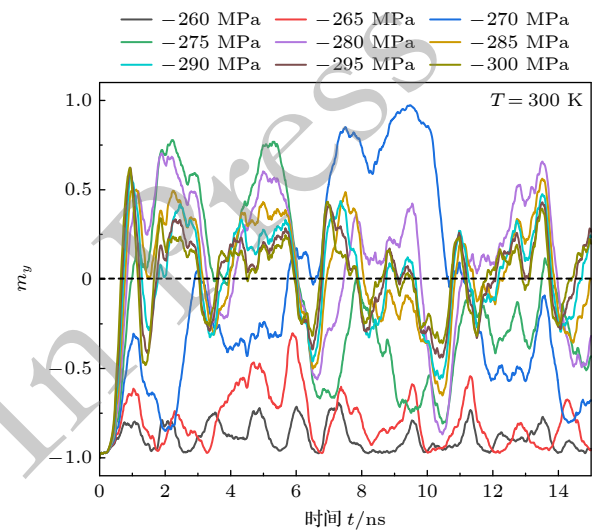


图 2 压控应变时钟单独作用下, 纳磁体磁矩变化情况
Fig. 2. Magnetization variation of the nanomagnet under the sole action of voltage-controlled strain clocking.

结果表明压控应变时钟单独作用仅能实现磁矩的 90° 偏转, 无法跨越短轴到达另一长轴的能垒, 因此无法实现 180° 确定性磁化翻转。

3.2 SOT 时钟单独调控纳磁体

若图 1(a) 结构模型仅以 SOT 时钟单独作用, 则纳磁体磁矩翻转的情况如图 3 所示, 图中反映了电荷流密度大小对纳磁体磁矩 (m_y) 进动的影响。

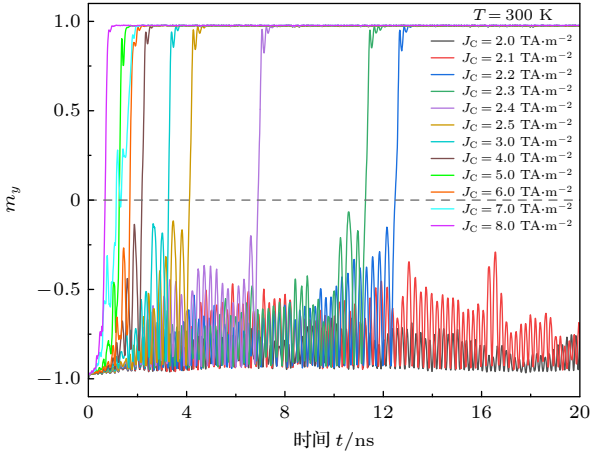


图 3 SOT 时钟单独作用下, 纳磁体磁矩变化情况
Fig. 3. Magnetization variation of the nanomagnet under the sole action of SOT clocking.

仿真研究发现: SOT 时钟单独作用下, 当通入 Pt 层的电荷流密度 $J_C < 2.2 \text{ TA/m}^2$ 时, 其产生的自旋力矩不足以克服纳磁体形状各向异性能垒, 仅能驱动磁矩在初始长轴附近做小幅进动振动, 无法跨越短轴对应的能垒位置, 因此磁矩始终无法偏离长轴区域, 自然无法实现翻转。当电荷流密度 $J_C \geq 2.2 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 纳磁体磁矩越过短轴实现了翻转。并且随着电荷流密度 J_C 增加到 $5 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 翻转所需时间逐渐缩短, $J_C = 6 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时翻转时间变长, $J_C \geq 7 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时又呈现缩短的趋势。这是因为 J_C 较小时, 纳磁体磁矩翻转过程中, 其磁矩类似于单畴态 (图 4(a)), 磁矩连续振荡后越过难磁化轴实现翻转; 而当 J_C 进一步增大时, 纳磁体在自旋流作用下, 先呈现多畴态、涡旋态等非单畴态 (图 4(b) 和图 4(c)), 然后各磁畴磁化强度自行翻转至纳磁体长轴方向, 这一过程使纳磁体磁矩翻转时间变长。然而, 随着 J_C 继续增大, 纳磁体迅速完成单畴态到非单畴态, 再到目标逻辑的单畴态翻转, 翻转速度随着 J_C 增大而变快, 翻转时间小于 J_C 较小时的类单畴态翻转。

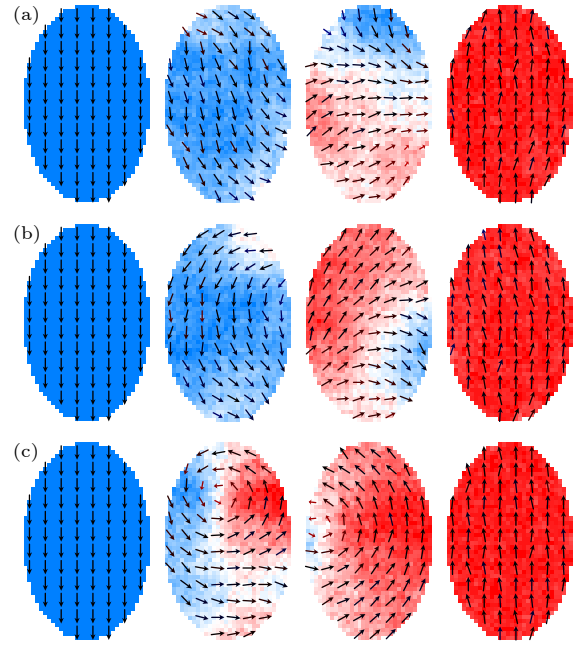


图 4 施加电荷流密度 J_C 时纳磁体翻转过程中的磁畴状态 (a) $J_C \leq 5 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时呈现为类单畴态; (b) $J_C = 6 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时呈现为多畴态; (c) $J_C \geq 7 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时呈现为涡旋态

Fig. 4. Magnetic domain states of the nanomagnet during the switching process under the application of charge current density J_C : (a) Single-domain-like state when $J_C \leq 5 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$; (b) multi-domain state when $J_C = 6 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$; (c) vortex state when $J_C \geq 7 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$.

3.3 压控应变时钟和 SOT 时钟协同调控纳磁体

通过分析上述特点, 可以得出: SOT 时钟以较小电荷流单独作用时, 纳磁体磁矩先在长轴两侧来回振荡, 随着时间推移, 振荡幅度越来越大, 直到越过 90° , 翻转至短轴另一侧的长轴方向; 而压控应变时钟单独作用时, 纳磁体磁矩可以直接越过短轴, 随后在短轴两侧振荡, 而无法翻转至另一侧长轴。

基于以上分析, 本文提出了一种两个时钟信号协同调控纳磁体的方案。该方案要求两种时钟开始时同时施加, 在 t_1 时刻同时撤去, 从而使纳磁体完成目标逻辑切换。关于 t_1 的确定, 以磁矩初始方向朝向纳磁体长轴负方向 (这里定义: 长轴负方向向下为逻辑“0”, 长轴正方向向上为逻辑“1”) 为例进行说明: 纳磁体受应力单独作用时, 会翻转到短轴, 并在其短轴两侧来回振荡, 在此前提下, 必然存在某些时刻, 撤去应力后使得纳磁体向两个稳态方向翻转的概率趋近相等 (均约为 50%), 这些时刻之中, 第 1 个等概率时刻 t_1 , 必然在纳磁体第 1 次越过短轴的时刻 t_{cross} 之前, 且二者相差很小, 可以

用 t_{cross} 来估算 t_1 . 选取第一个等概率时刻作为纳磁体时钟信号工作时长的优势是: t_1 易于寻找, 翻转速率最快, 最重要的是 t_1 之前纳磁体磁矩方向与初始磁矩方向一定在纳磁体短轴的同侧, 这便于协同调控精准匹配磁矩的当前取向, 由于磁矩与初始态同处短轴一侧, SOT 的自旋力矩方向可预先与该区域的磁矩偏转趋势对齐, 从而确保力矩能定向驱动磁矩向目标稳态翻转, 规避了磁矩跨侧后力矩方向失配导致的翻转不确定性.

如图 5 所示, 在应力单独作用至 t_1 时撤去, 纳磁体上下等概率翻转, 无法实现确定性翻转. 在此基础上, 引入 SOT 时钟与压控应变时钟共同作用. 当自旋流极化方向朝长轴正方向 (电荷流为正) 时, 自旋流助推纳磁体磁矩, 使其在 t_1 时刻朝长轴正方向翻转概率不再是 50% 左右, 而是 100%; 若自旋流极化方向朝长轴负方向 (电荷流为负) 时, 自旋流产生的力矩则阻碍纳磁体磁矩进动, 使其在 t_1 时刻朝长轴负方向翻转的概率为 100%. 因此, 纳磁体在压控应变时钟和 SOT 时钟协同作用下, 可实现确定性翻转, 而翻转方向由通入重金属层的电荷流方向决定.

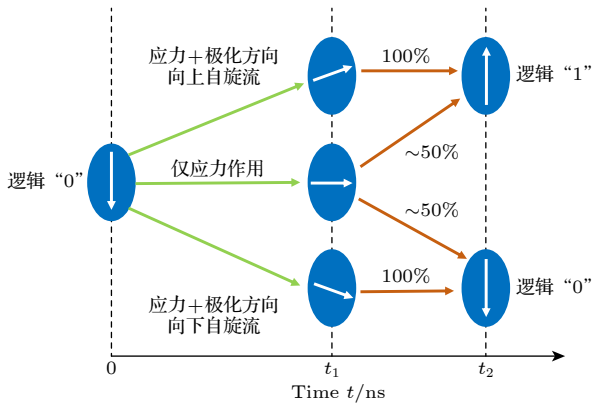


图 5 压控应变时钟和 SOT 时钟协同作用示意图
Fig. 5. Schematic diagram of the synergistic interaction between voltage-controlled strain clocking and SOT clocking.

图 6 为施加不同应力条件下, 纳磁体磁矩第一次越过短轴情况. 垂直虚线时刻即为不同应力作用下的 t_{cross} . t_1 应当略小于 t_{cross} , 但无须确定其具体值, 因为器件每次工作的 t_1 并不是相同的, 可以在略小于 t_{cross} 的某一时刻撤去两种时钟, 只要确保在极化方向向上的自旋流作用时, 纳磁体磁矩 100% 向上翻转, 极化方向向下的自旋流作用时, 纳磁体磁矩 100% 向下翻转即可. 因而该器件对于压控应变时钟的脉宽精度没有过高的要求.

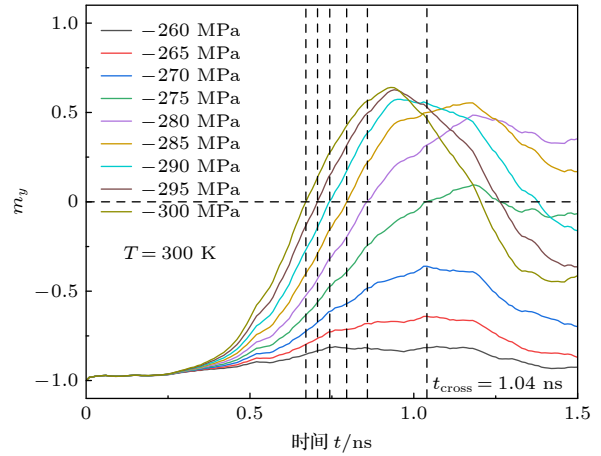


图 6 不同应力条件下, 纳磁体磁矩第一次越过短轴情况
Fig. 6. Behavior of the first crossing of the short axis by the magnetic moment of the nanomagnet under different stress conditions.

图 7 反映了施加应力为 $\sigma = -275$ MPa 的应变时钟信号时不同的电荷流密度作用下纳磁体磁矩进动情况. 从图 6 中可以得出, 该应力作用下, t_{cross} 约为 1.04 ns, 故而微磁模拟时, 选取 $t_1 = 1$ ns 时刻撤去两种时钟. 从图 7 中可以明显地观察到, 当通入 Pt 层的电荷流密度 $J_C \geq 0.5$ $\text{TA} \cdot \text{m}^{-2}$, 极化方向朝上的自旋流助推纳磁体磁矩在 0.7 ns 左右越过短轴, 1 ns 时已经偏离短轴; 极化方向朝下的自旋流则阻碍纳磁体磁矩, 导致其在 1 ns 时仍远未达到短轴. 在撤去两个时钟作用后, 纳磁体磁矩就近偏转至目标逻辑, 证明了压控应变时钟和 SOT 时钟协同调控作用方案的正确性.

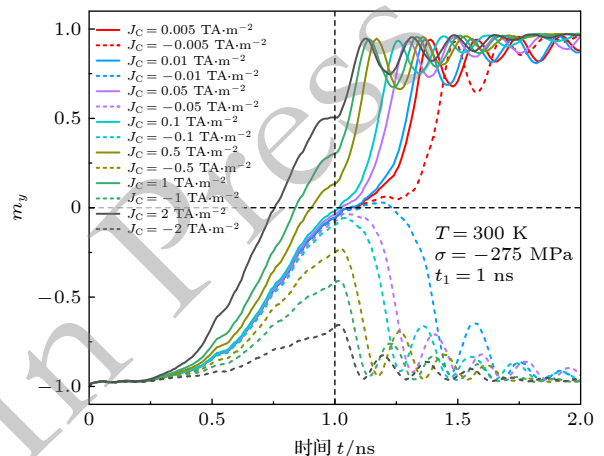


图 7 压控应变时钟和 SOT 时钟协同调控作用下, 纳磁体磁矩变化情况
Fig. 7. Magnetization variation of the nanomagnet under the synergistic regulation of voltage-controlled strain clocking and SOT clocking.

通过仿真实验进一步发现, 当 $J_C = 0.01 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 协同方案仍旧能够保证纳磁体逻辑态的可靠切换. 此时, J_C 仅为 SOT 时钟单独作用时最小 $J_C = 2.2 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 的 $1/220$, 而工作频率是其 6 倍以上. SOT 时钟能耗与电流的 2 次方及其作用时间有关, 估算得到, 协同方案能耗仅约为 SOT 单独作用能耗的 $1/290400$, 能耗极低. 当 $J_C = 0.005 \text{ TA} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 纳磁体未能完成预定切换目标, 在自旋流极化方向向下的情况下, 纳磁体仍然朝上翻转, 由此可知 $t_1 = 1 \text{ ns}$ 时, 纳磁体的翻转概率并不是严格为 50%, 而是向上翻转的概率略大于向下翻转的概率.

4 能耗计算

本文采用的压控应变时钟和 SOT 时钟协同调控纳磁体产生的能耗 E_{total} 主要由压控应变时钟能耗 E_{strain} 和 SOT 时钟能耗 E_{SOT} 组成, 即

$$E_{\text{total}} = E_{\text{strain}} + E_{\text{SOT}}. \quad (26)$$

E_{strain} 主要由压电层的寄生电容引起, 可将电极板和压电层整体视为一个平行板电容器, 则压电层为插入两个电容板之间的绝缘介质, 因此压电层的寄生电容为^[30]

$$C_{\text{PMN-PT}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{l_x}, \quad (27)$$

其中 $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ 为真空介电常数; $\varepsilon_r = 1000$ 为 PMN-PT 的相对介电常数, $S = l_y \times l_z$ 为电容板的正对面积, l_x 为 PMN-PT 的长度.

由 (25) 式和 (27) 式可以得出压控应变时钟能耗 E_{strain} 为^[30]

$$E_{\text{strain}} = C_{\text{PMN-PT}} \cdot U^2. \quad (28)$$

SOT 时钟能耗 E_{SOT} 与电流的二次方及其作用时间有关, 主要由流经重金属 Pt 的电流 I_{Pt} 和电阻 R_{Pt} 决定, 即

$$E_{\text{SOT}} = I_{\text{Pt}}^2 \cdot R_{\text{Pt}} \cdot t, \quad (29)$$

$$I_{\text{Pt}} = J_C S_{\text{Pt}}, \quad (30)$$

$$R_{\text{Pt}} = \rho \cdot \frac{L_x}{S_{\text{Pt}}}, \quad (31)$$

其中 I_{Pt} 为流经重金属 Pt 的电流; $J_C = 0.01 \text{ TA/m}^{-2}$ 为其电流密度, $S_{\text{Pt}} = L_y \times L_z$ 为 Pt 的横截面积; R_{Pt} 为 Pt 的电阻值; ρ 为 Pt 的电阻率; L_x 为 Pt 的长度, $t = 1 \text{ ns}$ 为一个周期内施加电流的时长.

由 (25) 式—(31) 式及表 1、表 2 所给参数, 经计算, 该器件一个周期耗能约 6.4 aJ/bit , 写入速度为 1 ns . 而传统的 SOT 调控方式使用的电流较大, 其能耗约为 10.68 fJ/bit , 写入速度为 2.5 ns ^[31], 相较之下, 本文使用的协同调控方法能耗更低 (低了三个数量级), 写入速度更快.

5 结论

本文通过对比几种常用的调控纳磁体磁化状态时钟方案的优缺点, 提出了一种以压控应变时钟和 SOT 时钟协同作用调控纳磁体的方法. 单独施加压控应变时钟调控纳磁体时, 一般情况下只能使纳磁体磁矩偏转至短轴附近而难以确定其具体逻辑态, 而协同作用调控可以不需要施加辅助磁场就能实现纳磁体磁矩的确定性翻转, 提高了器件工作的可靠性. 研究发现, 相比 SOT 时钟单独作用时的高能耗, 协同作用调控纳磁体翻转的能耗更低, 而且工作频率可达其 6 倍以上. 经计算, 多铁纳磁体器件一个周期耗能约 6.4 aJ/bit , 比传统的 SOT 调控方式能耗降低了 3 个数量级, 同时写入速度更快. 本文研究工作可为低功耗 MRAM 设计和磁性存储应用提供重要的理论指导和技术支撑.

参考文献

- [1] Jia Z Y, Zhao M F, Chen Q, Tian Y X, Liu L X, Zhang F, Zhang D L, Ji Y, Camargo B, Ye K, Sun R, Wang Z C, Jiang Y 2025 *ACS Nano* **19** 9452
- [2] Zhao W S, Belhaire E, Chappert C, Jacquet F, Mazoyer P 2008 *Phys. Status Solidi A* **205** 1373
- [3] Barla P, Joshi V K, Bhat S 2021 *J. Comput. Electron.* **20** 805
- [4] Zhang F, Sridharan A, Hwang W, Xue F, Tsai W, Wang S X, Fan D 2024 *IEEE Trans. Comput. Aided Des. Integr. Circuits Syst.* **43** 2393
- [5] Huang P Y, Yao S, Chen A T, Zhi Z H, Fu C Y, Zhu Z, Chen P, Wu H, Wu D, Peng S Z, Yang Y M, Zhang X X, Kou X F 2024 *2024 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* San Francisco, December 7–11, 2024, 1
- [6] Csaba G, Imre A, Bernstein G H, Porod W, Metlushko V 2002 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **1** 209
- [7] Chappert C, Fert A, Nguyen Van Dau F 2007 *Nat. Mater.* **6** 813
- [8] Berkov D V, Miltat J 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1238
- [9] Chun K C, Zhao H, Harms J D, Kim T H, Wang J P, Kim C H 2013 *IEEE J. Solid-State Circuits* **48** 598
- [10] Wang K L, Alzate J G, Khalili Amiri P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 074003
- [11] Harnsoongnoen S, Surawanitkun C 2015 *Integr. Ferroelectr.* **165** 98
- [12] Guo Q J, Chen Q, Jiang W, Lu B, Tian M M, Liu R B, Chen

- X Y, Li Z Y, Cao L L, Zhu F Y, Zhang W, Du J, Zeng Z M, Wang J L, Huang Z C, Xu Y B, Xia K, Zhai Y 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2503229
- [13] Han X F, Wang X, Wan C H, Yu G Q, Lv X R 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 120502
- [14] Miranda I P, Kwiatkowski G J, Holmqvist C M, Canali C M, Lobanov I S, Uzdin V M, Manolescu A, Bessarab P F, Erlingsson S I 2025 *npj Spintronics* **3** 21
- [15] Qiu X P, Narayanapillai K, Wu Y, Deorani P, Yang D H, Noh W S, Park J H, Lee K J, Lee H W, Yang H S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 333
- [16] Ramaswamy R, Lee J M, Cai K, Yang H S 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031107
- [17] Manchon A, Železný J, Miron I M, Jungwirth T, Sinova J, Thiaville A, Garello K, Gambardella P 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 035004
- [18] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213
- [19] Bandyopadhyay S, Atulasimha J, Barman A 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 041323
- [20] Vaz C A F 2012 *J. Phys. Condens. Matter* **24** 333201
- [21] Zhang B, Mao S W, Li C L, Hong P Z, Hou J W, Zhao J H, Huo Z L 2022 *Nanoscale Adv.* **4** 3323
- [22] Kim H J, Jung M S, You C Y, Hong J I 2019 *Acta Mater.* **171** 170
- [23] Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 224412
- [24] Ma J, Hu J M, Li Z, Nan C W 2011 *Adv. Mater.* **23** 1062
- [25] Song C, Cui B, Li F, Zhou X J, Pan F 2017 *Prog. Mater. Sci.* **87** 33
- [26] Xia Y S, Cui H Q, Yang X K, Guo B J, Dou S Q, Kang Y, Wei B, Liang B J 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 168503 (in Chinese) [夏永顺, 崔焕卿, 杨晓阔, 郭宝军, 豆树清, 康艳, 危波, 梁卜嘉 2025 物理学报 **74** 168503]
- [27] Hayashi M, Kim J, Yamanouchi M, Ohno H 2014 *J. Phys. Rev. B* **89** 144425
- [28] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Van Waeyenberge B 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [29] Cullity B D, Graham C D 2009 *Introduction to Magnetic Materials* (2nd Ed.) (Hoboken: Wiley-IEEE Press) pp241–273
- [30] Vacca M, Graziano M, Crescenzo L D, Chiolerio A, Lamberti A, Balma D, Canavese G, Celegato F, Enrico E, Tiberto P, Boarino L, Zamboni M 2014 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **13** 963
- [31] Zhang K L, Zhang D M, Wang C Z, Zeng L, Wang Y, Zhao W S 2020 *IEEE Access* **8** 50792

Ultra-low power switching of magnetoresistive random access memory cells via synergistic regulation of voltage-controlled strain and spin-orbit torque*

GUO Baojun¹⁾ YANG Xiaokuo^{1)†} DOU Shuqing¹⁾ CUI Huanqing¹⁾
XIA Yongshun¹⁾ WEI Bo¹⁾²⁾

1) (Fundamentals Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

2) (College of Computer Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 3 December 2025; revised manuscript received 12 January 2026)

Abstract

Magnetoresistive random access memory (MRAM) based on spintronic technology boasts non-volatility, high read/write speed and efficiency, compatibility with complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS) manufacturing processes, excellent endurance, and high integration density, emerging as one of the most promising storage technologies in the post-Moore era. Magnetization switching, the core operation of MRAM devices, directly determines device performance through its energy consumption, speed, and stability. Among the commonly used switching mechanisms for MRAM, the conventional magnetic field-driven magnetization switching relies on an external strong magnetic field, facing bottlenecks of high integration difficulty and high energy consumption; spin-transfer torque (STT)-driven switching requires a high critical current density, leading to severe Joule heating loss, and direct current penetration through the magnetic layer easily induces interface scattering and material damage, limiting device miniaturization, long lifespan, and stability; spin-orbit torque (SOT)-driven switching alone also requires a relatively high critical current density, which not only

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62274183, 62301595).

† Corresponding author. E-mail: yangxk0123@163.com

causes significant Joule heating loss but also aggravates spin scattering and electromigration damage at the heavy metal/ferromagnetic layer interface, reducing device writing endurance and long-term stability; voltage-controlled strain-driven switching alone can only induce a 90° magnetization rotation, requiring additional magnetic field or current assistance to achieve 180° deterministic magnetization reversal.

To address these issues, this paper proposes an MRAM cell structure based on the synergistic regulation of voltage-controlled strain and SOT clocking, and conducts a detailed analysis of the optimized design of device materials and dimensional parameters. A magnetization dynamic model of the device is established using the MuMax3 micromagnetic simulation software, and the magnetization switching behaviors of the nanomagnet under individual regulation and synergistic regulation of the voltage-controlled strain clocking and the SOT clocking were investigated. The simulation results show that, in contrast to the inability of voltage-controlled strain alone to achieve deterministic magnetization reversal of the nanomagnet, the proposed method can realize deterministic magnetization reversal without applying an auxiliary magnetic field, thereby enhancing the reliability of device operation. Based on the synergistic effect of the voltage-controlled strain clocking and the SOT clocking, no special device structures or materials are required, which does not increase the difficulty of the fabrication process. This synergistic strategy exhibits significant advantages of ultra-low power and fast switching speed. The research findings indicate that compared with the high energy consumption of the SOT clocking alone, the synergistic regulation achieves ultra-low power for nanomagnet switching, and the operating frequency can reach more than 6 times that of the SOT-only regulation. Calculations show that the energy consumption of the multiferroic nanomagnet device per cycle is approximately 6.4 aJ/bit, which is reduced by three orders of magnitude compared with the traditional SOT regulation method, with a faster writing speed. This study provides important theoretical guidance and technical support for the design of low-power MRAM and magnetic storage applications.

Keywords: multiferroic nanomagnet, voltage-controlled strain, spin-orbit torque, synergistic regulation

DOI: [10.7498/aps.75.20251661](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251661)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251661](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251661)