

热噪声诱导的磁隧道结中的概率切换基于自旋电路仿真

Shaojie Hu,^{1, a)} Fupeng Gao,² Tengwei Huang,¹ Zhizhong Wang,¹ Hui Li,¹ and Dawei Wang²

¹⁾ *College of Integrated Circuits and Optoelectronic Chips, Shenzhen Technology University, 3002 Lantian Road, Pingshan District, Shenzhen Guangdong, China, 518118*

²⁾ *School of Microelectronics & State Key Laboratory for Mechanical Behavior of Materials, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

(10Dated: 2025 年 5 月 4 日)

自旋转移矩磁隧道结 (STT-MTJs) 中的概率切换特性通过使用自旋电路模块考虑热噪声进行了模拟。热噪声显著影响超过 10 纳秒脉冲持续时间的概率切换, 而对于短于 1 纳秒的脉冲由于进动切换而未观察到概率切换属性。对于介于 1 纳秒和 10 纳秒之间的脉冲持续时间, 混合概率和突然切换的发生表明热噪声部分影响切换特性。这些结果证明了我们的模拟模型在捕捉受热噪声影响下的 MTJ 特性的有效性。本研究使用的自旋电路模块为未来利用 MTJ 器件的电路系统设计奠定了基础, 例如真随机数生成器和神经网络计算。

arxiv:2505.00418v1 中译本

^{a)} hushaojie@sztu.edu.cn

I. 介绍

自旋转移力矩磁阻随机存取存储器 (STT-MRAM) 作为一种低功耗、高性能的非易失性存储技术正崭露头角。STT-MRAM 的核心结构由磁隧道结 (MTJ) 组成, 通常包括两个被薄绝缘层隔开的铁磁层, 如图 1(a) 所示。其中一个铁磁层是自由层 (FL), 通过其磁化方向存储二进制信息, 而另一个参考层 (RL) 则为读取操作提供固定的磁化参照。STT-MRAM 的基本工作原理依赖于自旋转移力矩 (STT), 它通过自旋极化电流¹ 诱导纳米结构磁性材料的磁化切换。自由层中的磁化切换动力学可以通过朗道-利夫席兹-吉尔伯特方程 (LLG)² 来描述。然而, 实际自旋电子器件性能, 包括 MTJ, 显著受到磁化噪声³⁻⁶ 的影响。特别是在热激活开关条件下, 由于其对有效温度的明显影响和降低磁化反转能垒的作用, 热噪声成为主要因素⁷。热噪声源于导电材料中的电子布朗运动, 通常具有白噪声谱和高斯幅度分布特征。热噪声的关键后果是降低了磁化切换所需的能量屏障。当施加的电流脉冲接近 MTJ 的临界开关电流时, 热噪声使得磁化切换呈现出概率性行为。这种 MTJ 的概率特性使其在概率计算中得以应用。然而, 当前的仿真技术主要采用紧凑数学模型, 缺乏物理层面的真实度。因此, 这些模型未能充分考虑脉冲持续时间和电路密度对开关行为的影响, 从而限制了其准确性和预测能力。

本工作利用一个完全在 SPICE 中实现的基于物理的仿真框架, 用于混合自旋电子和传统电子电路⁸。该框架提供了诸多优势, 包括高精度、快速仿真时间、与现有 MOSFET SPICE 模型兼容、易于实施以及出色的可用性。为了研究由热噪声引起的 MTJ 中的概率切换, 我们开发了一个包含一个 MTJ 模块、两个非铁磁 (NM) 模块和一个朗道-利夫席兹-吉尔伯特 (LLG) 模块的自旋电路, 如图 1(b) 所示。结构为纳米柱的 MTJ 块位于两个半径各为 75 nm 的 NM 模块之间。MTJ 内的自由磁层厚度为 3.5 nm。其他参数列于表 I 中。最初, 固定和自由磁层的磁化方向均沿 $+\hat{z}$ 方向设置。自由层的磁化方向用 θ 表示, 代表了从 $+\hat{z}$ 轴到瞬时磁化方向 $\hat{m}$ 的角度。图 1(b) 还展示了用于模拟器件内自旋电流传输的自旋电路示意图。LLG 模块实现了经典的朗道-利夫席兹-吉尔伯特磁动力学方程, 结合了自旋动力学以准确描述自旋电流和热噪声对 MTJ 自由层磁矩的影响。所使用的 LLG 方程可以表示为:

$$\left(\frac{1 + \alpha^2}{\gamma H_K} \right) \frac{d\hat{m}}{dt} = -\hat{m} \times \vec{h}_{eff} - \hat{m} \times \hat{m} \times \vec{h}_{eff} - \alpha \times \hat{m} \times \hat{m} \times \hat{i}_s + \alpha \hat{m} \times \hat{i}_s \quad (1)$$

其中, α 是阻尼系数, γ 是旋磁比, $\hat{m}$ 是时间依赖的磁化强度 (无量纲), $\vec{h}_{eff}$ 是有效场 $\hat{H}_{eff}/H_K$ 、 $\hat{H}_{eff} = \hat{H}_K + \hat{H}_p + \hat{H}_{ext}$ 的归一化值, 包括单轴各向异性、形状各向异性和外部磁场, 以及 $\hat{i}_s$ 是自旋电流 $\hat{I}_s/H_K$ 的归一化值。 $\hat{I}_s = \frac{\hbar I_c}{2qM_s V}$ 和 I_c 是自旋极化电流和电荷电流, 它们流向磁自由层。 q 是电子电荷的值, V 是磁自由层的体积。

为了验证 MTJ 的基本操作, 通过沿 z 方向扫描外部磁场进行了自由层磁化切换的模拟。最初, 自由层和固定层的磁化都朝向 $+z$ 方向 (即磁化角度 $\theta = 0$)。图 1(c) 和 (d) 分别绘制了自由层的磁化角度 θ 以及 MTJ 电阻作为外部磁场函数的变化情况。随着外部磁场大小从正值减小, 磁化角度 θ 保持稳定, 表明自由层没有发生切换。然而, 当达到某个负场值时, θ 迅速从 0 变化到 π , 表明自由层的磁化方向从 $+z$ 变为 $-z$, 将 MTJ 状态从平行 (P) 转换为反平行 (AP)。相应地, MTJ 电阻从其初始值约 220 Ω 增加到 340 Ω , 如图 1(d) 所示。当磁场所扫过的范围从负最大值向正值回扫时, 自由层的磁化回到 $+z$ 方向, 在特定正磁场下, MTJ 电阻恢复到其初始较低值。根据这些模拟计算得出的隧道磁阻 (TMR) 比率约为 54.5%, 由 $TMR = (R_{AP} - R_P)/R_P$ 给出。MTJ 的电导率可以理论上描述为:

$$G = G_0[1 - P_1 P_2 \cos(\theta)] \quad (2)$$

其中, G_0 是结点的基础电导率, P_1 和 P_2 分别表示自由层和固定层的自旋极化。获得的仿真结果证实了我们的方法与先前报道的实验数据的一致性和可靠性。

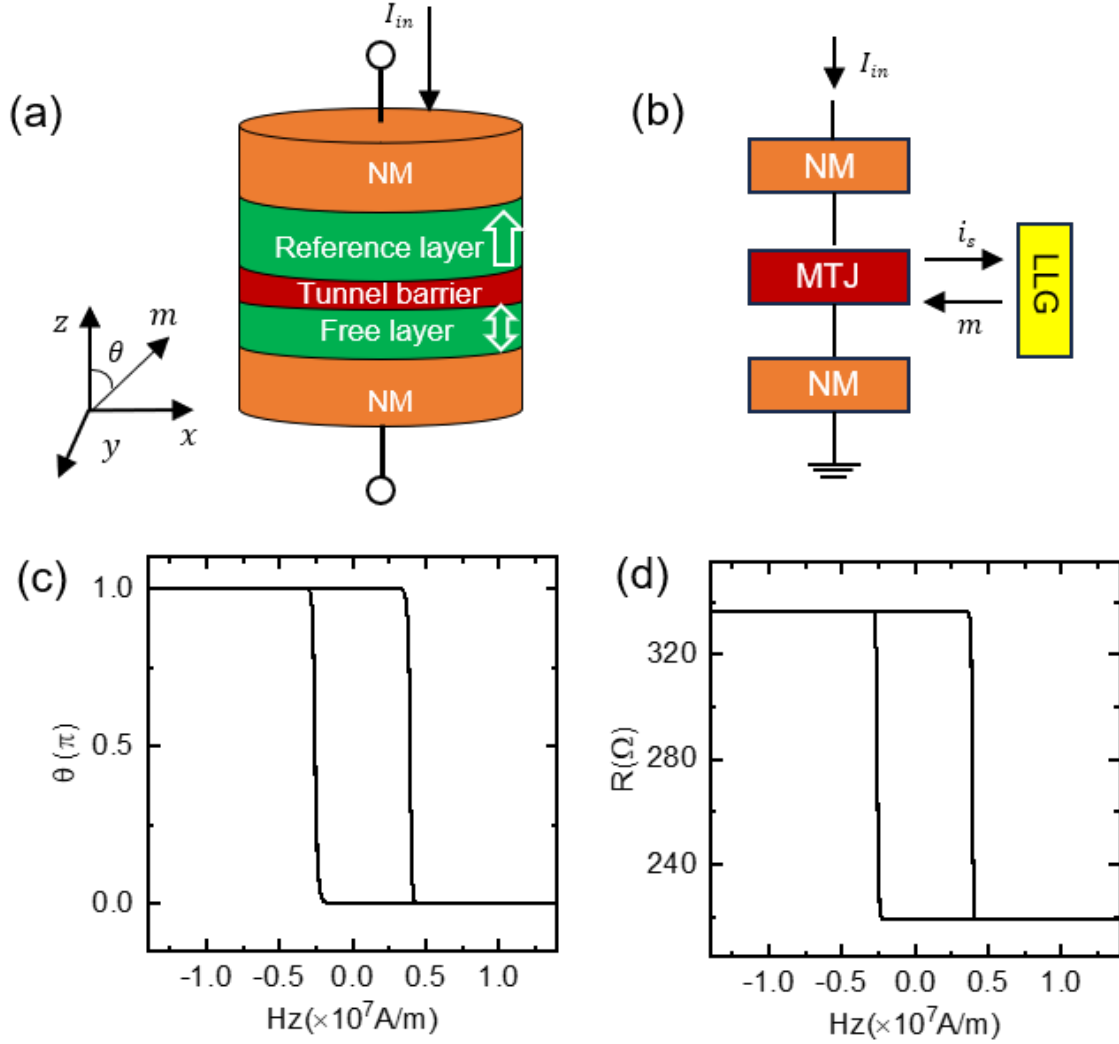


图 1. (a) STT-MTJ 的结构图由两端的非铁磁体和—个 MTJ 组成， θ 角是 MTJ 自由层磁矩方向与固定层之间的夹角。(b) STT-MTJ 的自旋电路模型。(c) θ 角随外加磁场的变化。(d) MTJ 电阻随外加磁场的变化。

随后，在无热噪声的情况下，研究了自由层在变化脉冲电流密度下的自旋转移扭矩 (STT) 引起的切换行为。施加的电流脉冲持续时间为 20 纳秒，总模拟时间设定为 100 纳秒。为了更好地说明切换动力学，图 2(a) 展示了磁化角 θ 相对于电流密度和时间的颜色图。在较低的电流密度下，如 $6.31 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ ，在图 2(b) 中磁化无法切换。在完全磁化反转之前，会出现一个具有快速进动动力学的狭窄区域。随着电流密度的增加，反转时间显著减少，达到最小反转时间约为 5 纳秒。这些模拟结果与实验中观察到的 STT-MRAM 器件的动态特性非常吻合。

上述仿真结果是在未考虑热噪声的情况下获得的。我们进一步通过在 LLG 方程中引入建模为白噪声有效磁场的热波动，研究了热噪声对 MTJs 磁化切换的影响。有效热噪声场可以表示如下⁴：

$$H = \sqrt{\frac{4K_B T \alpha f}{\gamma M_s H_K}} \quad (3)$$

其中 K_B 是玻尔兹曼常数， T 是绝对温度， f 是尝试频率。

表 I. 模拟的参数

描述	参数	值
Saturation magnetization	M_s	$9 \times 10^5 \text{ A/m}^9$
Uniaxial anisotropy constant	H_k	$8 \times 10^4 \text{ A/m}^9$
Damping coefficient	α	0.03^9
Gyromagnetic ratio	γ	$1.76 \times 10^{11} \text{ rad}(s \cdot T)^{-1}$
Radius of pillar	r	$75 \times 10^{-9} \text{ m}^{10}$
Resistivity of NM	ρ_{NM}	$2.89 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$
Conductivity of junction	G_0	$3.77 \times 10^{-3} \text{ s/m}$
Spin polarization of free layer	P_1	0.46
Spin polarization of fixed layer	P_2	0.46
Spin diffusion length of NM	λ_{NM}	$450 \times 10^{-9} \text{ m}^{11}$
Spin diffusion length of ferromagnet	λ_{FM}	$2 \times 10^{-9} \text{ m}^{12}$
Thickness of fixed layer	t_{FM}	$3.5 \times 10^{-9} \text{ m}$
Thickness of NM	t_{NM}	$200 \times 10^{-9} \text{ m}$

为了评估热波动的影响，在脉冲持续时间为 20 ns 时，不同电流密度下磁化角度的时间演化如图 3(a) 所示。值得注意的是，所施加的电流密度远低于确定性切换电流密度 $6.37 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 。然而，当电流密度达到 $4.3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 时，概率性切换开始发生，切换概率为 1%，并在电流密度达到 $4.94 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 时实现 100% 的切换概率。相反，当脉冲持续时间缩短到 0.2 纳秒时，无论电流密度增加与否，都不会观察到概率切换行为，如图 3(b) 所示。这一结果表明，在短脉冲持续时间内，电流密度主要决定了磁化反转，而热噪声的影响可以忽略不计。

为了阐明涉及的不同机制，图 4(a) 提供了一个等高线图，说明了切换概率作为电流密度和脉冲持续时间的函数。对于超过大约 10 ns 的脉冲持续时间，在 0% 和 100% 切换概率之间出现了一个显著的过渡区域（白色区域），这清楚地表明热噪声在统计磁化反转中起主导作用。相比之下，在脉冲持续时间短于 1 ns 时，随着电流密度的增加，切换概率直接从 0% 到 100% 表现出一个突然的转变。这种切换行为与 MTJs 中的确定性磁化切换过程的理论预测很好地吻合。此外，在中间脉冲持续时间内（大约 1-10 ns），从 0% 到 100% 的概率转换是突然的，但受到热波动的影响，反映出电流密度和热噪声的综合影响。这样的模拟结果与实验观察一致，为设计利用 MTJs 概率切换特性的新型功能设备提供了可靠的基础。

基于上述结果，我们已经明确了在热噪声条件下 MTJ 设备的磁化切换行为。随后，我们计算了不同初始磁化状态下变化电流密度下的切换概率，如图 4 (b) 所示。当 MTJ 最初处于平行状态时，施加正向电流会将磁化切换到反平行状态。在此情况下，切换概率从电流密度为 $4.36 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 开始上升，在大约 $4.49 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 处达到 100%。相反，当初始状态为反平行时，由负电流引发的磁化切换始于较低的电流密度 $1.98 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ ，并在接近 $2.68 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 时实现 100% 的概率。这种显著的切换电流和过渡宽度不对称主要源于自旋流散射在隧道势垒¹³内产生的热量。

计算的切换概率与以下方程^{14,15}所描述的启发式模型吻合良好：

$$P = 1 - \exp \left\{ -\frac{t}{\tau} \exp[-\Delta(1 - I_{sw}/I_C)] \right\} \quad (4)$$

其中， t 表示施加的切换电流脉冲持续时间（我们的模拟中为 20 纳秒）， Δ 表示受隧道层自旋散射引起的热量影响的磁存储能垒，而 τ 是尝试频率的倒数。临界切换电流 I_C 对应于在指定脉冲宽度 t 内切换 MTJ 电阻所需的最小电流。这些结果表明，我们的模拟模型提供了一种准确且有效的方法来捕捉受热

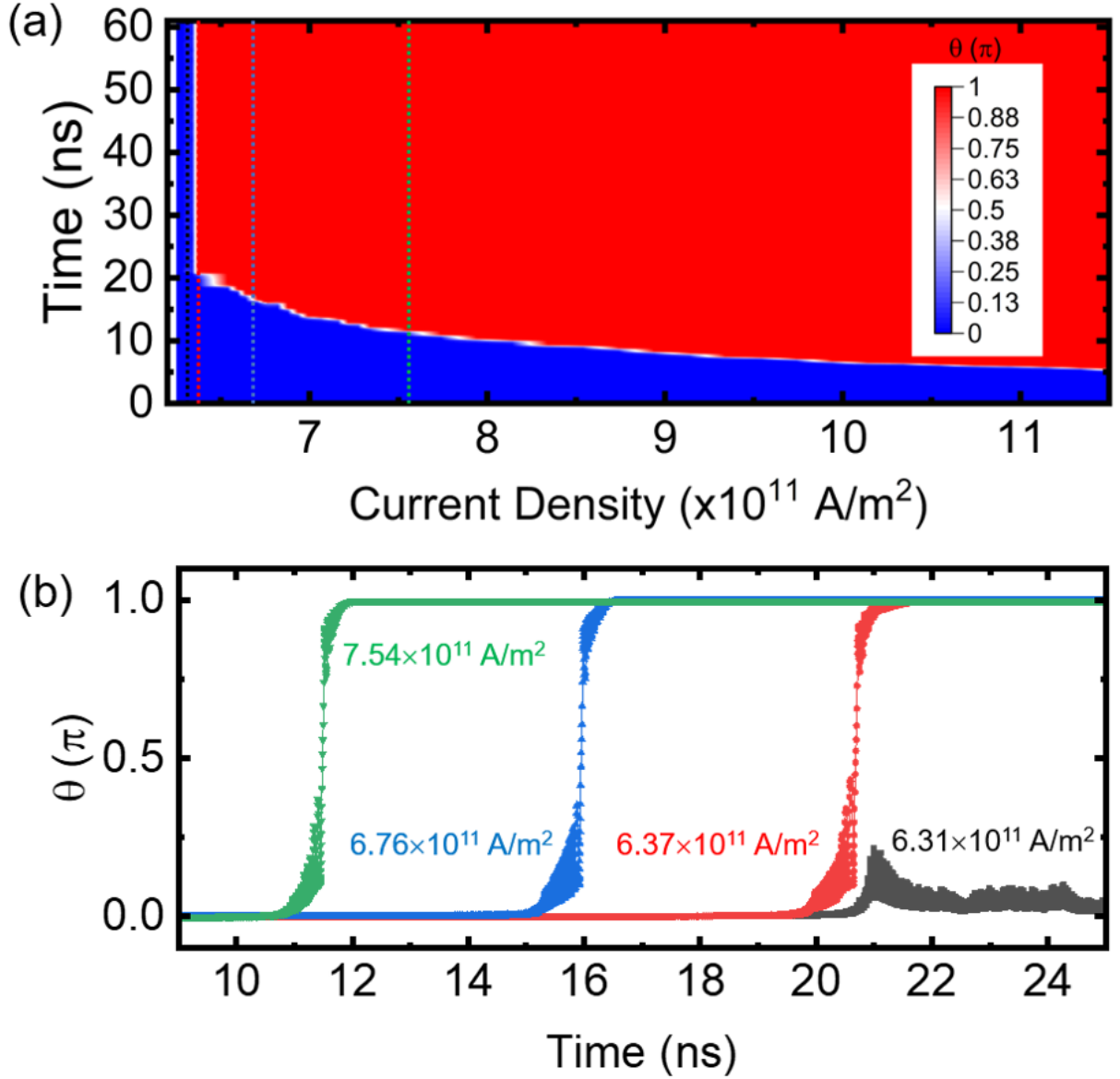


图 2. (a) 时间和电流密度函数下的 θ 彩色图像。(b) 不同电流密度下 MTJ 自由层的 θ 的时间依赖性。

噪声影响下的 MTJ 切换动力学。

II. 结论

在这项研究中，我们使用自旋电路仿真模型系统地分析了热噪声对 STT-MTJ 器件概率开关行为的影响。我们的发现表明，热噪声显著影响磁化切换，特别是对于脉冲持续时间超过约 10 纳秒的情况，导致明显的概率性切换特征。相反，对于短于 1 纳秒的脉冲，确定性的进动切换占主导地位，并且观察到几乎没有热噪声的影响。在中间脉冲持续时间段（1 – 10 纳秒）内，开关行为表现出突然和概率过渡的结合，表明存在部分热噪声贡献。这些结果验证了我们的自旋电路模型在捕捉热波动下真实 MTJ 开关动力学方面的准确性和有效性。此外，开发的自旋电路仿真框架为未来的基于 MTJ 的电路设计提

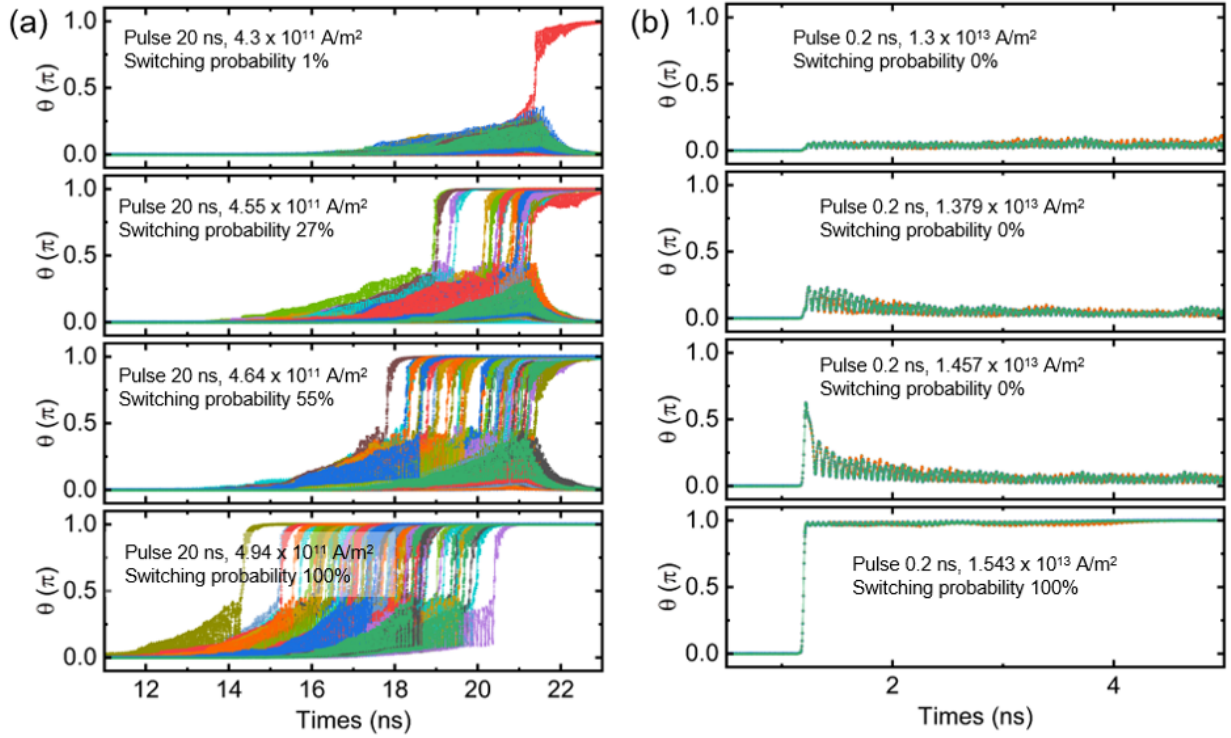


图 3. (a) 考虑热噪声并在 100 次模拟下，计算并绘制了在不同电流密度和脉冲时间为 20 纳秒时的磁化角时间依赖性。(b) 考虑热噪声并在 100 次模拟下，计算并绘制了在不同电流密度和脉冲时间为 0.2 纳秒时的磁化角时间依赖性。

供了可靠的基础，包括真随机数生成器和神经形态计算系统等应用，从而为先进的自旋电子技术提供有价值的见解。

ACKNOWLEDGMENTS

此项工作部分由深圳市科技计划 (JCYJ20240813113228037)、深圳技术大学自然科学基金杰出人才项目 (GDRC202323)、广东省重点学科建设项目 (2022ZDJS110)、深圳市基础研究基金 (JCYJ20220818102214030) 和广东省高水平大学建设项目 (2023ZDZX1019) 支持。

REFERENCES

- ¹J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1):L1–L7, 1996.
- ²J. Z. Sun. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study. *Phys. Rev. B*, 62:570–578, Jul 2000.
- ³Xiaobin Wang, Yuankai Zheng, Haiwen Xi, and Dimitar Dimitrov. Thermal fluctuation effects on spin torque induced switching: Mean and variations. *Journal of Applied Physics*, 103(3), 02 2008. 034507.

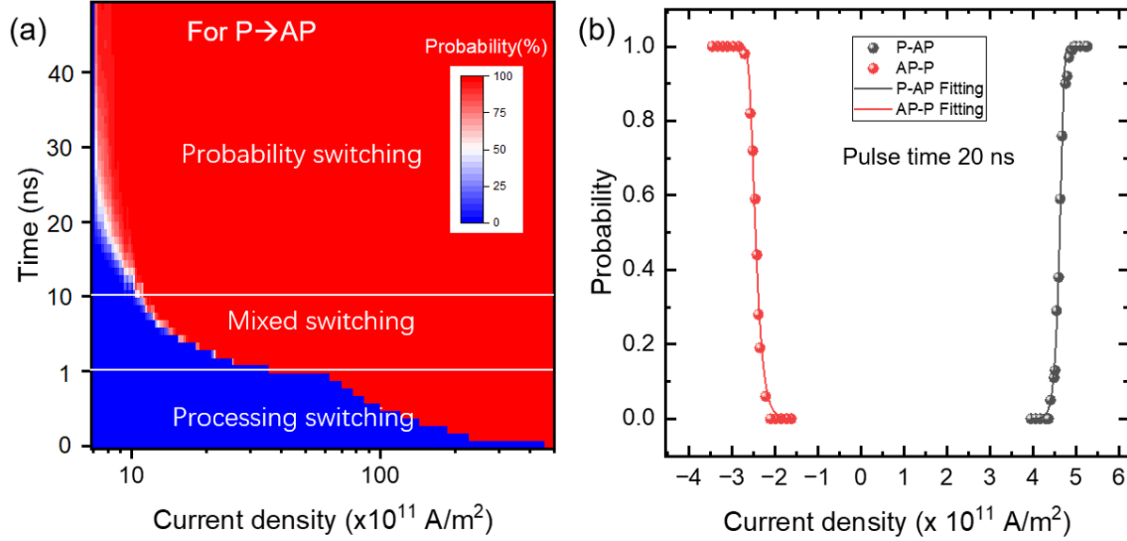


图 4. (a) 热噪声作用下, MTJ 自由层磁矩翻转概率与电流及脉冲时间之间的关系。(b) 当脉冲时间为 20ns 时, 在不同电流密度下 MTJ 自由层翻转概率的变化情况。红色曲线表示 MTJ 的初始状态为反平行状态 (AP), 而黑色曲线表示 MTJ 的初始状态为平行状态 (P)。实心圆点是模拟结果。实线是由启发式方程拟合的结果。

- ⁴William Fuller Brown. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Phys. Rev.*, 130:1677–1686, Jun 1963.
- ⁵S. Urazhdin, Norman O. Birge, W. P. Pratt, and J. Bass. Current-driven magnetic excitations in permalloy-based multilayer nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 91:146803, Oct 2003.
- ⁶D. Bedau, H. Liu, J. Z. Sun, J. A. Katine, E. E. Fullerton, S. Mangin, and A. D. Kent. Spin-transfer pulse switching: From the dynamic to the thermally activated regime. *Applied Physics Letters*, 97(26), 12 2010. 262502.
- ⁷Yong Wang, Yan Zhou, and Fu-Chun Zhang. Influence of quantum and thermal noise on spin-torque-driven magnetization switching. *Applied Physics Letters*, 103(2), 07 2013. 022403.
- ⁸Kerem Çamsarı, Samiran Ganguly, and Supriyo Datta. Modular approach to spintronics. *Scientific Reports*, 5:10571, 06 2015.
- ⁹Zhaohao Wang, Weisheng Zhao, Erya Deng, Jacques-Olivier Klein, and Claude Chappert. Perpendicular-anisotropy magnetic tunnel junction switched by spin-hall-assisted spin-transfer torque. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(6):065001, jan 2015.
- ¹⁰Mengxing Wang, Wenlong Cai, Daoqian Zhu, Zhaohao Wang, Jimmy J. Kan, Zhengyang Zhao, Kaihua Cao, Zilu Wang, Youguang Zhang, Tianrui Zhang, Chando Park, Jianping Wang, Albert Fert, and Weisheng Zhao. Field-free switching of a perpendicular magnetic tunnel junction through the interplay of spin – orbit and spin-transfer torques. *Nature Electronics*, 1:582–588, 2018.
- ¹¹Shaojie Hu, Hiroyoshi Itoh, and Takashi Kimura. Efficient thermal spin injection using CoFeAl nanowire. *NPG Asia Materials*, 6, 2014.
- ¹²Xiaomin Cui, Shaojie Hu, and Takashi Kimura. Enhanced spin accumulation in nano-pillar-based lateral spin valve using spin reservoir effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 55(16):165004, 2022.

- ¹³Shuhan Liu and Shaojie Hu. Important heat contribution by tunneling spin scattering in magnetic tunnel junction. *IEEE Transactions on Magnetics*, 58(4):1–6, 2021.
- ¹⁴RH Koch, JA Katine, and JZ Sun. Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet. *Physical review letters*, 92(8):088302, 2004.
- ¹⁵Peiyuan Wang, Wei Zhang, Rajiv Joshi, Rouwaida Kanj, and Yiran Chen. A thermal and process variation aware mtj switching model and its applications in soft error analysis. In *Proceedings of the International Conference on Computer-Aided Design*, pages 720–727, 2012.