arXiv:2301.10700v1 [cond-mat.mes-hall] 25 Jan 2023

近朗道尔可逆斯格明子逻辑与基于电压的传播

Benjamin W. Walker*、Alexander J. Edwards、*† Xuan Hu*、
Michael P. Frank†、Felipe Garcia-Sanchez‡、Joseph S. Friedman*
*德克萨斯大学达拉斯分校，德克萨斯州理查森； †桑迪亚国家实验室，新墨西哥州阿尔伯克基；
‡萨拉曼卡大学，西班牙萨拉曼卡

摘要—磁性斯格明子是一类拓扑准粒子，其非易失性、可检测性和移动性使其成为低能耗计算领域极具吸引力的候选者。此前的研究已证明，受可逆计算启发的级联逻辑结构中采用电流驱动斯格明子具有可行性和高能效。由于通过电压控制磁各向异性（VCMA）效应可以以高得多的能效推动斯格明子，本文提出了一种基于 VCMA 的斯格明子传播机制，可大幅降低能量耗散。此外，我们展示了由新型基于电压的传播机制实现的斯格明子逻辑门功能，并估算了其相对于其他逻辑方案的能效。研究发现，这种电压控制磁各向异性驱动的磁性斯格明子逻辑在 0 K 时的最低耗散为 ∼6× 室温朗道尔极限，表明通过进一步工程优化，有望实现低于朗道尔极限的耗散。

关键词——**可逆计算、守恒逻辑、自旋电子学、磁性斯格明子、VCMA、高能效计算**

I. 引言

磁性斯格明子的非易失性和高能效运动特性使其成为极具前景的计算候选者。此前的研究已将斯格明子应用于各种逻辑器件 [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8],，最近，斯格明子又成为可逆计算领域极具吸引力的候选者 [9], [10], [11]。通过在绝热方式下保存信息并维持逻辑可逆性，这些系统避免了传统计算方案所固有的热力学效率限制 [12]。因此，此类可逆计算系统有望超越由朗道尔 [13]确定的 $kT\ln(2)$极限。

[9], [10], [11]的可逆斯格明子逻辑系统采用重金属/铁磁体异质结构，通过Dzyaloshinsky–Moriya相互作用实现斯格明子在铁磁体内的稳定性。自旋霍尔效应在施加电子电流时诱导斯格明子传播，而斯格明子霍尔效应和斯格明子间排斥则在逻辑门内产生台球式相互作用。通过电压控制磁各向异性（VCMA），在电极上施加电压以调节垂直磁各向异性（PMA），即可使斯格明子同步 [10]。

尽管绝热可逆 CMOS 计算已得到充分研究 [14]，，可逆斯格明子逻辑通过直接实现 Fredkin 和 Toffoli 提出的弹性台球模型 [12]，进一步逼近朗道尔极限。然而，[9], [10], [11] 所需的电流会耗散大量能量。因此，本文提出了一种新方法用于斯格明子传播，该方法采用电压控制磁各向异性（VCMA），无需电流驱动传播，使可逆斯格明子计算能够实现接近朗道尔极限的能量耗散。

II. 电压控制磁各向异性驱动的斯格明子传播

我们提出了一种极高效的斯格明子传播方法，利用三相正弦电压通过电压控制磁各向异性调制磁各向异性，驱动斯格明子朝磁各向异性较低的区域移动，而无需电流 [15]。尽管先前的研究通过离散步骤周期性地调制垂直磁各向异性 [15], ，但电极电容的快速充电会导致显著的能量耗散。通过向相邻电极施加三路彼此相位相差 $\frac{2\pi}{3}$ 弧度的正弦电压（图 1），即可对斯格明子的传播进行控制。

这种电压控制磁各向异性驱动传播方案的磁耗散可计算为 [16]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha\mu_0}{\gamma_0 M_s}\int_V \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt}\right)^2 dV.$$

通过在 mumax3 [17], 中实现该方程，计算了所有仿真中的磁耗散。使用 COMSOL 对与/或器件建立了三维模型（图 2）；针对一系列温度、频率和电压，计算了器件的欧姆损耗，以估算电子耗散。如图 2 所示，磁耗散远大于电子耗散。因此，优化磁性运行比优化电子参数更为重要。

图 3 展示了电路参数与传播方案的功能和效率之间的关系。由于斯格明子加速会随着垂直磁各向异性梯度的增大而增强，因此，垂直磁各向异性的大幅增加会缩短加速时间。因此，随着有效各向异性的增加，在保证正常传播的同时，可以缩短周期。电子耗散与周期的平方成反比，而微磁耗散与周期成正比，在总耗散中占主导地位。此外，电子耗散和磁耗散都会随着垂直磁各向异性强度的增加而增加。因此，应存在一个最优值，使垂直磁各向异性和周期均达到最小，从而使电路以最小的总耗散运行。图 3 用深绿色展示了这一部分。

在此最优值下，斯格明子导线每 60 nm 的耗散为 80 meV，单位耗散为 0.214 pJ/m。这使电能消耗降低了

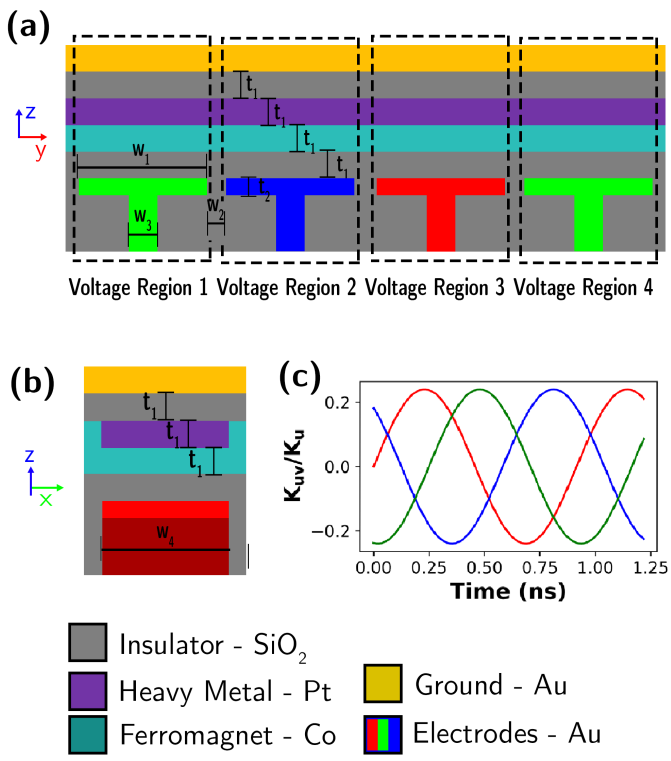


图 1. 斯格明子传播方法。通过由绝缘介电材料（灰色）隔开的电极（红色/绿色/蓝色），在重金属/铁磁体界面（青绿色/紫色）两端施加电场。斯格明子存在于铁磁层中。(a) YZ 器件截面 (b) XZ 器件截面（$w_1 = 19$ nm、$w_2 = 1$nm、$w_3 = 11$nm、$w_4 = 20$nm、$t_1 = 0.8$nm、$t_2 = 0.5$nm）(c) 施加于相应颜色电极的 VCMA 各向异性波形。(d) 斯格明子传播的微磁模拟；黑色路径表示斯格明子轨迹。

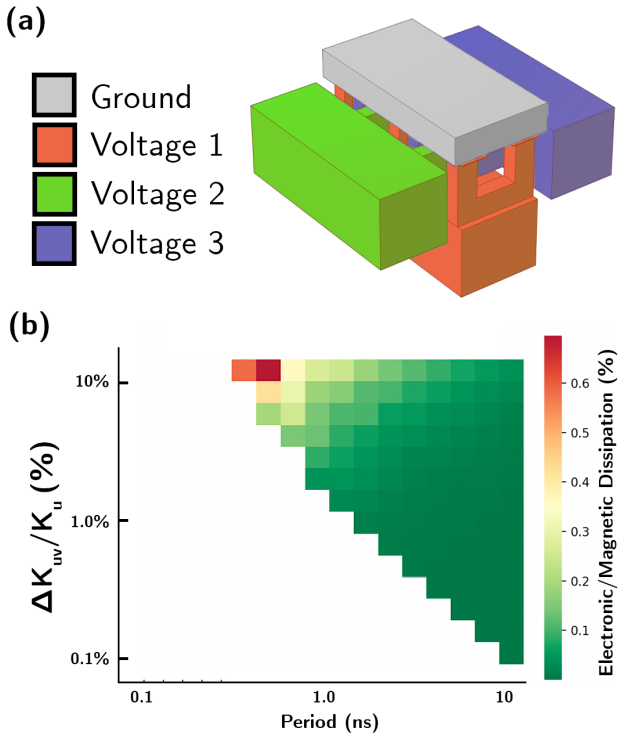


图 2. (a) 三维电学模型。对每个体积的外表面施加正弦电压波形。器件的电阻率和自电容决定电子耗散。(b) 斯格明子导线的磁耗散与电子耗散之比。

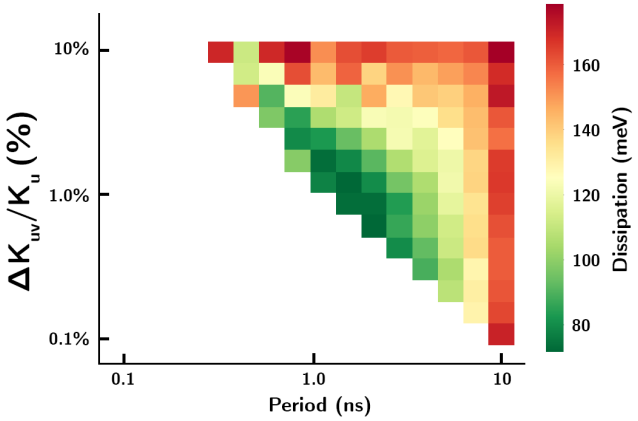


图 3. 60 nm 长导线中斯格明子的耗散热图。每个非白色方格表示斯格明子能够正确且同步传播时所对应的模拟参数。 $\Delta K_{uv}/K_v$ 是施加电压时垂直磁各向异性相对于基准各向异性的最大变化率。每个方格的颜色表示相应参数组合下的平均耗散（微磁耗散和电耗散）。

~8、000×，相较于 [15] 的方波时钟控制，以及相较于 [10] 的电流驱动传播，降低了 ~50× 。此外，该方案在峰值效率下的吞吐量为 1 Gbps；与 [18] 相比，数据传输效率（Mbps/W）提高了 1,800×。

III. 基于电压的可逆逻辑

将这种高效的电压控制磁各向异性驱动传播集成到 [9]，的可逆逻辑方案中，其能量耗散远低于电流驱动传播所需的能量。图 4 展示了 Ressler-Feynman开关门和与/或门的运行情况：开关门经过三个时钟周期后，斯格明子到达各自的输出端；而与/或开关门则需要两个时钟周期。该电压控制磁各向异性驱动系统无需 [9], [10],所需的同步器，因为斯格明子的位置由传播时钟直接控制。

与/或门仅在包含两个或零个斯格明子的输入组合中具备逻辑可逆性；若只有一个斯格明子，则无法还原输入。然而，Ressler-Feynman门对所有输入组合都完全具备逻辑可逆性

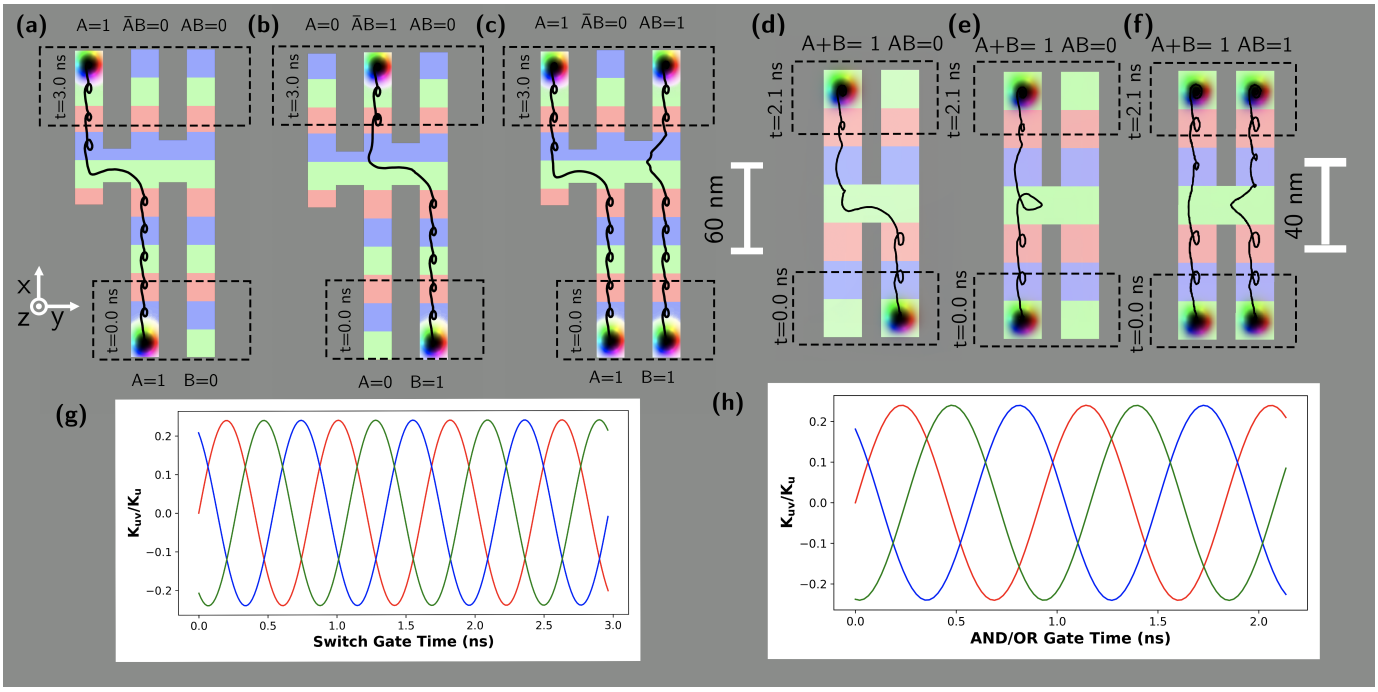


图 4. 使用基于电压的传播实现 Ressler-Feynman 开关和与/或门的微磁模拟结果。斯格明子（彩色圆圈）沿 +y 移动，如黑色轨迹所示。每个彩色区域代表一个 VCMA电压区，各区域之间的相位差为 $\frac{2\pi}{3}$ 弧度。开关门的模拟输入组合为：(a) A=0，B=1；(b) A=1，B=0；(c) A=B=1。与/或门的模拟输入组合为：(d) A=0，B=1；(e) A=1，B=0；(f) A=B=1。(g) 开关门和 (h) 与/或门中施加到各 VCMA 区域的各向异性波形，其中 $\Delta K_{uv}/K_v$ 表示施加电压时垂直磁各向异性相对于基准各向异性的变化量。

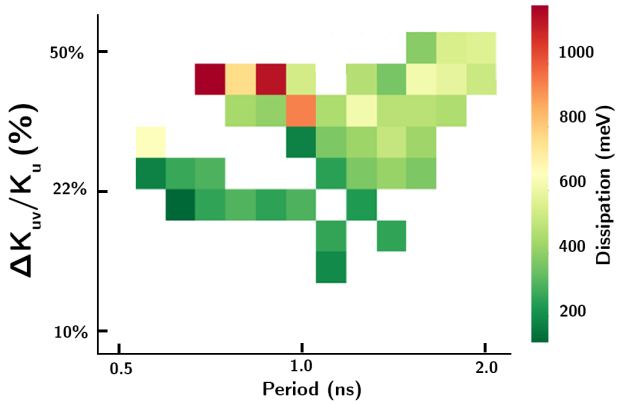


图5. 斯格明子与/或门的耗散热图。每个非白色方块代表在这些模拟参数下，逻辑门对所有输入组合均能正确运行。 $\Delta K_{uv}/K_v$ 表示施加电压时垂直磁各向异性相对于基准各向异性的最大变化率。每个方块的颜色表示所有输入组合下的平均耗散（微磁耗散和电耗散）。

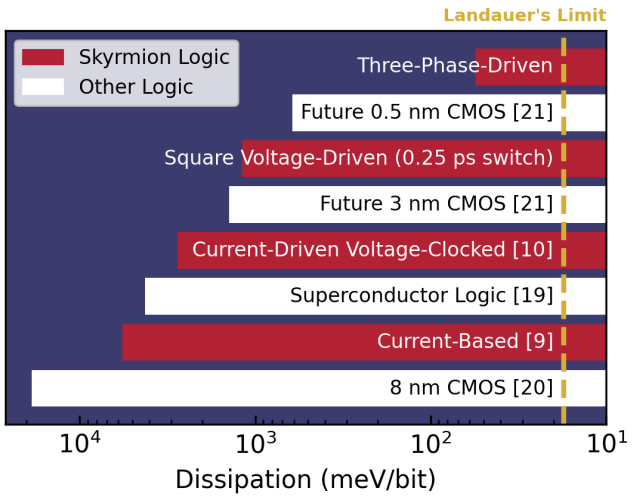


图6. 斯格明子逻辑技术（红色）与其他逻辑技术（白色）每处理一位所产生的总耗散对比。尽管未考虑温度，但随着斯格明子逻辑的效率不断提高并接近室温朗道尔极限（金色线），这一领域已取得显著进展。

。如 [11], 所示，反向Ressler-Feynman门对于正向Ressler-Feynman门产生的输出子集也具备逻辑可逆性。不过，Ressler-Feynman门在物理上仍不可逆，因为反向轨迹与正向轨迹不同。这

磁滞会产生熵并增加耗散，从而阻碍低于朗道尔极限的计算。

如图 5 所示，与斯格明子导线的热图相比，与/或门的热图更为复杂。与其

说周期与垂直磁各向异性呈线性关系，不如说与/或门的情况要复杂得多。首先，周期不能超过 2 ns，否则斯格明子将没有足够的速度产生斯格明子霍尔力，无法在逻辑门中进行相互作用。对斯格明子霍尔力的依赖使计算无法任意放慢。其次，存在几个理想区间，在这些区间内，周期与垂直磁各向异性强度相互关联，可实现正确的逻辑运算。与斯格明子导线类似，磁耗散占主导地位；增大周期和垂直磁各向异性强度会导致耗散增加。

该系统的运行频率范围为 ∼100 MHz至 ∼1GHz，平均耗散最低为每次运算102 meV。尽管微磁模拟是在 0 K下进行的，但最低耗散为 ∼6× 室温下的朗道尔极限。由于斯格明子动力学在物理上不可逆，这种耗散仍高于朗道尔预测的最低值。如图6所示，这一数值为 ∼9，000× 低于8纳米互补金属氧化物半导体，且 ∼80× 低于超导逻辑[19]，，这证明电压驱动的斯格明子逻辑是一种可行的低能耗计算方案。

IV. 结论

所提出的三相电压控制磁各向异性驱动的斯格明子传播机制，效率远高于以往的替代方案。将这一传播机制应用于可逆斯格明子计算系统后，其耗散仅为朗道尔极限的 $\approx 6\times$ 。这标志着斯格明子逻辑效率取得了巨大进步。

阻碍该方案在朗道尔极限以下进行计算的主要障碍，是缺乏物理可逆性以及绝热性不足。逻辑可逆的 Ressler-Feynman 开关门并非物理可逆，因为输出的返回路径与输入的返回路径并不相同。这会导致磁滞并产生熵，从而完全阻止实现低于朗道尔极限的耗散。此外，斯格明子轨迹中的环路等低效因素也会降低绝热性。一旦实现真正的物理可逆性，提高效率便有望使斯格明子逻辑实现低于朗道尔极限的计算。

致谢

本研究部分由美国能源部国家核安全管理局（ NNSA）的高级模拟与计算（ASC）计划资助。桑迪亚国家实验室是一家多任务实验室，由霍尼韦尔国际公司全资子公司 National Technology and Engineering Solutions of Sandia, LLC 管理并运营，并根据合同 DE-NA0003525 为 NNSA 提供服务。本文介绍客观的技术成果与分析。本文中可能表达的任何主观看法或意见，并不一定代表美国能源部或美国政府的观点。经批准向公众发布，SAND2023-11355O。

本研究部分由美国国家科学基金会通过 CCF 项目（奖励编号 1910800）资助。

参考文献

[1] L. J. Heyderman, J. Grollier, C. H. Marrows, P. Vavassori, D. Grundler, D. Makarov, and S. Pan´e, 《介观磁性系统：从基础特性到器件》，Appl. Phys. Lett.，第 119 卷，080401，2021 年 8 月，第[2] 页。Z. Zhang, Y. Zhu, Y. Zhang, K. Zhang, J. Nan, Z. Zheng, Y. Zhang, and W. Zhao, 《基于斯格明子的超低功耗电场控制可重构（超）逻辑门》，IEEE Electron Device Letters，第 40 卷，第 12 期，第 1984–1987 页，2019 年。[3] X. Zhang, G. P. Zhao, H. Fangohr, J. P. Liu, W. X. Xia, J. Xia, and F. J. Morvan, 《基于斯格明子的赛道存储器中斯格明子—斯格明子及斯格明子—边缘排斥作用》，《科学报告》，第 5 卷，第 1 期，第 7643， 2015 [ ] 10 1038 07643 页，1 月。在[4] 线。可访问：https://doi.org/。/srep S. Zhang, A. A. Baker, S. Komineas, and T. Hesjedal, 《基于直接磁逻辑通信的拓扑计算》，《科学报告》，第 5 卷，第 1 期，第 15773 页，2015 年 10 月。 [在线]。可访问：https://doi.org/ 10 1038 15773 。/srep X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. [5] Zhao, and W. Zhao, 《磁性斯格明子晶体管：斯格明子在电压控制纳米赛道中的运动》，《科学报告》，第 5 卷，第 1 期，第 11369 页，2015 年 6 月。 [在线]。可访问：https://doi.org/ 10 1038 11369 。/srep X. Xing, P. W. T. Pong, and Y. Zhou, [6] 《斯格明子畴壁碰撞及畴壁控制的斯格明子逻辑》，《物理评论B》，第 94 卷，第 054408 页，2016 年 8 月。 [在线]。可访问：https: // link.aps.org/doi/ 10 1103 94 054408 。/PhysRevB. . S. Luo, M. Song, X. Li, [7] Y. Zhang, J. Hong, X. Yang, X. Zou, N. Xu, and L. You, 《可重构斯格明子逻辑门》，《纳米快报》，第 18 卷，第 2 期，第 1180–1184 页，2018 年 2 月。 [在线]。可访问：https://doi.org/ 10 1021 7 04722 。/acs.nanolett. b X. Zhang, M. [8] Ezawa, and Y. Zhou, 《磁性斯格明子逻辑门：斯格明子的转换、复制与合并》，《科学报告》，第 5 卷，第 1 期，第 9400 页，2015 年 3 月。 [在线]。可访问：https://doi.org/ 10 1038 09400 。/srep M. Chauwin, X. Hu, F. [9] Garcia-Sanchez, N. Betrabet, A. Paler, C. Moutafis, and J. S. Friedman, 《用于大规模可逆计算的斯格明子逻辑系统》，Phys. Rev. Applied，第 12 卷，第 064053 页，2019 年 12 月。[10] B. W. Walker, C. Cui, F. Garcia-Sanchez, J. A. C. Incorvia, X. Hu, and J. S. Friedman, 《通过电压控制磁各向异性进行时钟控制的斯格明子逻辑》，Appl. Phys. Lett.，第 118 卷，第 19 期，第 192404 页，2021 年。[11] X. Hu, B. W. Walker, F. Garc´ıa-S´anchez, A. J. Edwards, P. Zhou, J. A. C. Incorvia, A. Paler, M. P. Frank, and J. S. Friedman, 《守恒型斯格明子逻辑的逻辑与物理可逆性》，IEEE Mag. Lett.，第 13 卷，第 1–10 页，2022 年。[12] E. Fredkin and T. Toffoli, 《守恒逻辑》，Int. J. Theor. Phys.，第 21 卷，第 3 期，第 219–253 页，1982 年 4 月。[13] R. Landauer, 《计算过程中的不可逆性与热生成》，IBM J. Res. Dev.，第 5 卷，第 3 期，第 183–191 页，1961 年。[14] M. P. Frank, R. W. Brocato, T. M. Conte, A. H. Hsia, A. Jain, N. A. Missert, K. Shukla, and B. D. Tierney, 《专题会议：探索绝热电路的极限》，载于 2020 IEEE 第 38 届 ICCD。IEEE，2020 年，第 21–24 页。[15] Y. Liu, N. Lei, C. Wang, X. Zhang, W. Kang, D. Zhu, Y. Zhou, X. Liu, Y. Zhang, and W. Zhao, 《电压驱动的斯格明子在斯格明子移位器件中的高速运动》，Phys. Rev. Appl.，第 11 卷，1，2019 年。[16] M. Voto, 《面向自旋电子器件的畴壁动力学高级建模》，博士论文，萨拉曼卡大学，2017 年 11 月。[17] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, 《mumax3 的设计与验证》，AIP Advances，第 4 卷，第 10 期，第 107133 页，2014 年。[18] R. Chen and Y. Li, 《具有多个磁信息载体的电压控制斯格明子互连》，ACS Applied Materials and Interfaces，第 14 卷，第 30 420–30 434 页，2022 年 7 月。[19] Q. P. Herr, A. Y. Herr, O. T. Oberg, and A. G. Ioannidis, 《超低功耗超导逻辑》，J. Appl. Phys.，第 109 卷，2011 年 5 月。[20] N. Hassan, D. Saha, C. M. Linseisen, V. Vyas, M. Joslin, A. G. Pai, F. Garcia-Sanchez, and J. S. Friedman, 《全自旋逻辑的能效挑战》，Microelectronics J.，第 110 卷，第 105008 页，2021 年。[21] A. J. Edwards, M. P. Frank, J. S. Friedman, and B. D. Tierney, 《未来 CMOS 技术节点中绝热开关的吞吐密度优势》，提交至 NANOARCH ’22，2022 年。