arXiv:2301.03859v1 [cond-mat.mes-hall] 10 Jan 2023

长自旋霍尔纳米振荡器链中的稳健互相同步

Akash Kumar,[1,*] Himanshu Fulara,[2] Roman Khymyn,[1] Mohammad Zahedinejad,[3] Mona Rajabali,[3] Xiaotian Zhao,[1] Nilamani Behera,[1] Afshin Houshang,[1] Ahmad A. Awad,[1] 和 Johan Åkerman[1,†]

[1] *Physics Department, University of Gothenburg, 412 96 Gothenburg, Sweden.*
[2] *Department of Physics, Indian Institute of Technology Roorkee, Roorkee 247667, India*[3] *NanOsc AB, Kista, Sweden.*(日期：2023年1月11日)

串联连接的自旋电子纳米振荡器相互同步，可使其相干性提高 N 倍，输出功率提高 N^2。因此，增加链中相互同步的纳米振荡器数量，对于提升信号质量以及推动基于振荡器的神经形态计算和伊辛机等新兴应用至关重要；在这些应用中，更大的 N能够解决更复杂的问题。在此，我们制备了由多达50个串联纳米狭窄结构构成的自旋霍尔纳米振荡器链，采用W/NiFe、W/CoFeB/MgO和NiFe/Pt堆栈，并展示了多达21个纳米狭窄结构实现稳健且完全的互相同步，线宽低于200千赫，品质因数超过79,000，工作频率为10吉赫。我们还发现，随着相互同步的振荡器数量增加，峰值功率呈平方增长；因此，与单个纳米狭窄结构相比，长链的峰值功率可提高400倍。尽管包含超过21个纳米狭窄结构的链也能实现完全相互同步，但其同步稳健性较差，信号质量的提升也不明显，因为它们更容易分裂为部分同步态。这些振荡器具有低电流、低场工作特性，且频率可调范围宽（2–28吉赫），可通过电流和磁场调节，因此是片上吉赫兹范围应用和神经形态计算的理想候选器件。

I. 引言

自从金属自旋阀中出现由自旋转移力矩驱动的磁化进动以来 [1–4], ，人们对自旋电子微波振荡器的兴趣持续增加 [5]。这些非线性微波振荡器的互同步对于多种应用至关重要，例如高效超宽带信号发生器 [6], 、无线通信、超快速微波频谱分析 [7, 8] ，以及近年来备受关注的神经形态计算等 [9, 10]。此

外，研究人员最近展示了利用串联同步振荡器从无线信号中收集能量 [11]。人们已尝试通过多种方式实现这些振荡器在短距离和长距离上的同步 [6, 10, 12–14]。然而，自旋力矩纳米振荡器（STNOs）的制造工艺复杂，给扩大其同步规模以满足高频应用需求带来了技术难题，因此多个 STNO 的同步研究进展相当缓慢 [6, 11, 14]。

得益于自旋霍尔效应 [15–17], ，一种被称为自旋霍尔纳米振荡器（SHNOs）的新型自旋电子振荡器应运而生 [18–21]。与自旋力矩纳米振荡器（STNOs）相比，这类振荡器依赖于面内流动的电流，因此制造更加容易，也使数量多得多的自旋霍尔纳米振荡器能够实现同步。特别是，基于纳米狭窄结构的自旋霍尔纳米振荡器 [18, 19]可以轻松制备成一维链 [22]和二维阵列 [23]。早期研究表明，最多可使彼此间隔 300 nm 的九个自旋霍尔纳米振荡器相互同步，从而同时产生两种

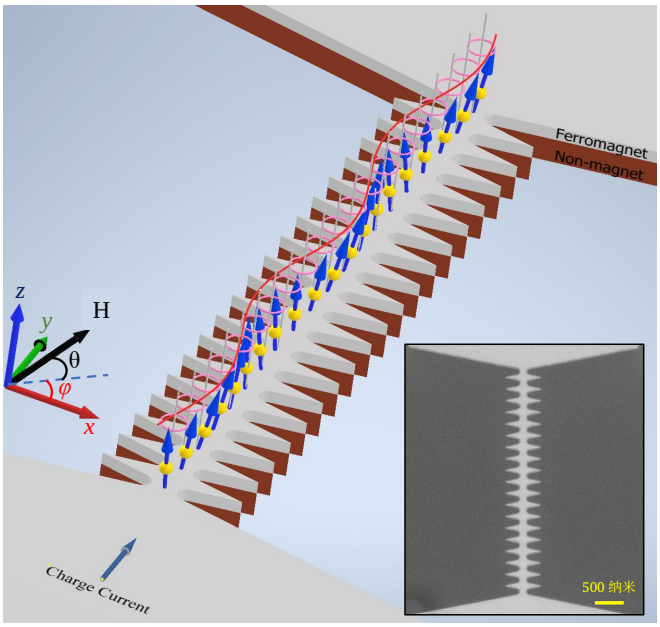


图 1. 由非磁体/铁磁体双层结构制成的链中 21 个纳米狭窄结构自旋霍尔纳米振荡器的示意图。带有黄色球体的蓝色箭头表示每个纳米狭窄结构中的局部磁化及其磁动力学进动。电荷电流沿面内方向施加，磁场则以倾斜角度施加。插图展示了实际自旋霍尔纳米振荡器链的扫描电子显微镜图像。

更高的输出功率和更窄的线宽 [22]。类似地，研究发现，最多由 8×8 个振荡器 [23] 组成的二维阵列能够实现完全同步。因此，沿一个维度同步的振荡器数量仅限于个位数。

* akash.kumar@physics.gu.se
† johan.akerman@physics.gu.se

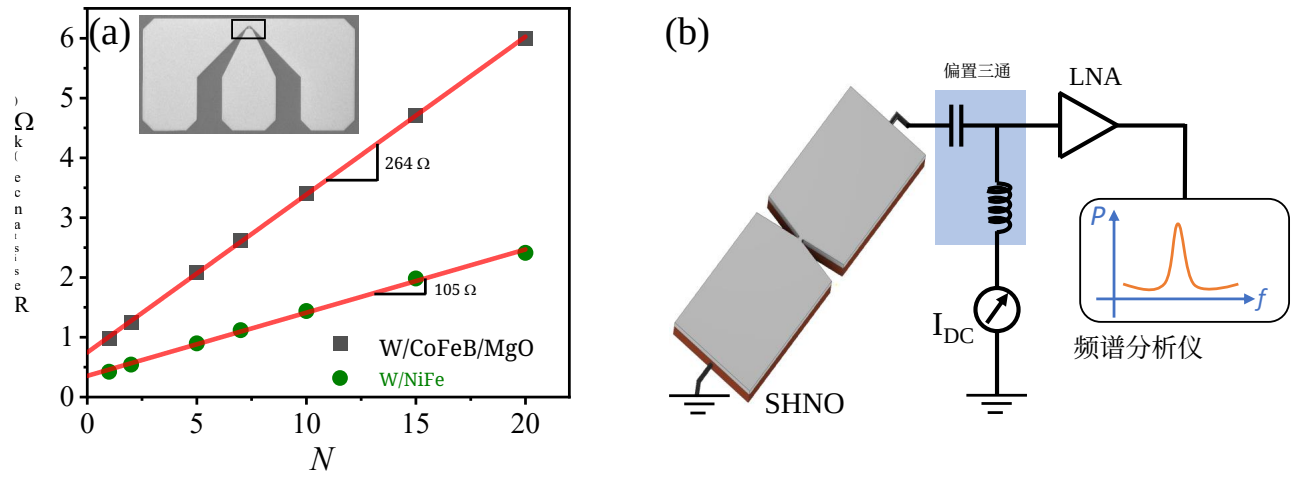


图 2. (a) 自旋霍尔纳米振荡器链的电阻随纳米收缩结构数量 (N) 的变化，呈现预期的线性关系；每个 W/NiFe 和 W/CoFeB/MgO 纳米狭窄结构分别使电阻增加 105 Ω 和 264 Ω。插图为连接至自旋霍尔纳米振荡器链的接地-信号-接地焊盘的扫描电子显微镜图像。(b) 自振荡测量装置示意图。驱动电流通过偏置三通提供；偏置三通还会拾取产生的微波电压，并将其送入低噪声放大器，随后由频谱分析仪记录。

在这项工作中，我们研究了更长的自旋霍尔纳米振荡器链中的互同步，链中最多包含 50 个串联连接的纳米收缩结构，这些结构采用 W(5 mm)/CoFeB(1.4 nm)/MgO(2 nm) [24–27], W(5 nm)/NiFe(3 nm) [28], 和 NiFe(5 nm)/Pt(5 nm) [22, 23] 材料堆叠结构制成（顺序表示实际堆叠顺序），重点关注阈值电流低得多的基于 W 的自旋霍尔纳米振荡器。我们发现，稳健且完全的互同步可在多达 21 个振荡器组成的链中持续存在，与单个自旋霍尔纳米振荡器相比，其线宽显著降低，输出功率显著提高。我们还在更长的链中观察到互同步，但其参数有所劣化；我们发现，这是因为较长的链倾向于分裂为较短的相互同步区段。

II. 结果与讨论

A. 自旋霍尔纳米振荡器链与测量装置

图1展示了由非磁层（NM）–铁磁层（FM）双层结构制成的纳米收缩结构自旋霍尔纳米振荡器链的布局。插图显示了实际自旋霍尔纳米振荡器链的扫描电子显微图。电荷电流在薄膜平面内流动，并施加一个具有倾斜面外角的磁场， θ。非磁层的自旋霍尔效应将电荷电流转换为横向自旋电流，对铁磁层施加反阻尼力矩；当电流超过某一阈值时，可在每个纳米收缩结构中激发局部磁化的自振荡。在本研究中，我们考察了宽度为150 nm、中心间距为200 nm的纳米收缩结构，以及链长最长达50个纳米收缩结构的链。我们主要研究并比较由W/CoFeB/MgO和W/NiFe材料堆叠结构制成的链，其中选择W是因为其自旋霍尔角非常大（θ_{SH} = -0.44，详情见补充文件），而选择铁磁层则是因为其阻尼较低，分别为 α_{CoFeB} =0.025和 α_{NiFe} = 0.032。我们还将结果与广泛研究的NiFe/Pt [22, 23] 体系中的21个同步纳米收缩结构进行比较（见补充文件）；由于Pt薄膜的自旋霍尔角较低，该体系需要更大的电荷电流密度。图2(a)显示，自旋霍尔纳米振荡器链的电阻随纳米收缩结构数量增加而线性增加，其中每个纳米收缩结构分别为W/NiFe和W/CoFeB/MgO增加105欧姆和264欧姆的电阻。图2(b)展示了测量装置的示意图。更多细节请参见方法部分。

B. N = 1–21 时的互同步

图3展示了 W/CoFeB/MgO（a–f）和 W/NiFe（g–l）基 SHNO 在 $N = 1$–21 条件下自振荡的功率谱密度（PSD）。关于 $N \geq 30$ 的链的行为将在下文后续章节讨论。在给定外加磁场强度和角度时，两种 SHNO 均表现出正非线性。如参考文献 [24], 所述，与 W/NiFe 相比，W/CoFeB/MgO 堆栈的垂直磁各向异性增强了其非线性。与单个和双纳米收缩相比， $N \geq 5$ 的非线性也显著更高，这表明自旋波会从纳米收缩区域发射。因此，振荡器数量较少时，自旋波发射造成的能量损耗相对较大，限制了非线性频移。

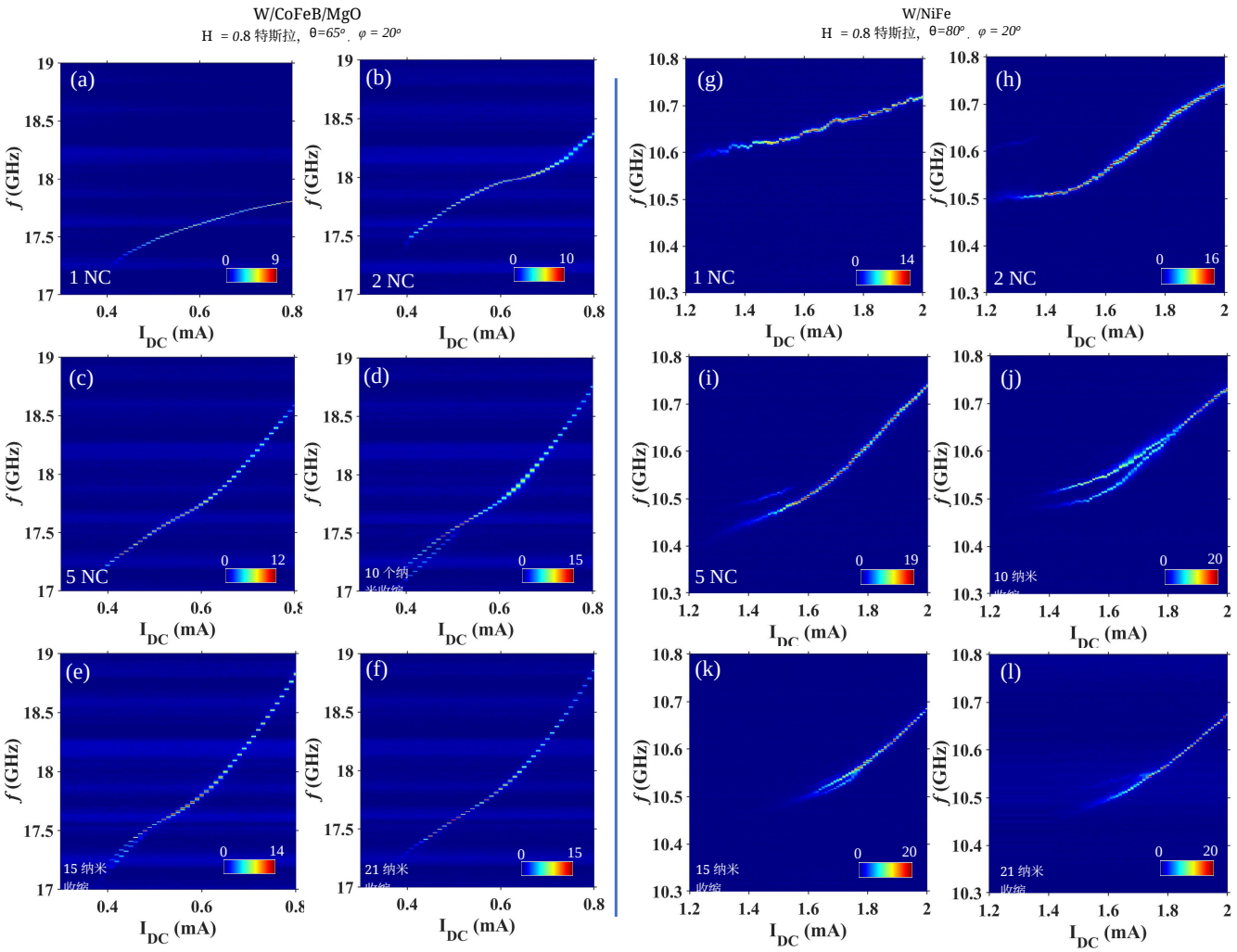


图 3. 分别为 (a-f) W/CoFeB/MgO 和 (g-l) W/NiFe 中单个纳米狭窄结构及多达 21 个相互同步的纳米狭窄结构自旋霍尔纳米振荡器产生的微波信号的功率谱密度 (PSD)。

自旋波发射会使振荡器数量较少时产生能量损耗，从而限制非线性频移。与此同时，对于更大的 N，发射出的波会向相邻振荡器传递能量，增强非线性。在较高电流下，非线性增强的同时，电流依赖性也会从凹形转变为凸形。

所有链在电流增大时都表现出完全同步。最大峰值功率（以高于噪声的 dB 值表示）也随着 N 增大。在较低电流下，可以清楚地观察到部分同步，主要表现为两个彼此分离的信号。值得注意的是，完全同步状态大致与曲率变化相吻合。由于只有链中才会观察到曲率变化，且 N 越大，这种变化越明显，因此这表明在较高电流下，自振荡模式的特性会因链式几何结构而改变。稳健互相同步由偶极耦合与自旋波介导耦合共同决定。关于传播自旋波的作用及其与偶极耦合的比较，最早的研究是在纳米接触自旋转矩纳米振荡器中进行的 [29], , 理论计算表明，当间距大于 100 nm 时，传播自旋波起主导作用。自旋波束也使多达五个纳米接触自旋转矩纳米振荡器实现了稳健同步 [13]。与纳米接触自旋转矩纳米振荡器类似，纳米狭窄结构自旋霍尔纳米振荡器共用一层铁磁层，这表明同样的论据也应适用。根据文献 [29], , 在间距为 200 nm 时，自旋波耦合强度应约为偶极耦合的两倍。

C. 线宽与输出功率分析

使用单个洛伦兹函数拟合微波信号，以提取功率和线宽。图 4 总结并比较了 W/CoFeB/MgO 和 W/NiFe 薄膜中 21 个相互同步振荡器的线宽和峰值功率；NiFe/Pt 薄膜的结果见补充材料。

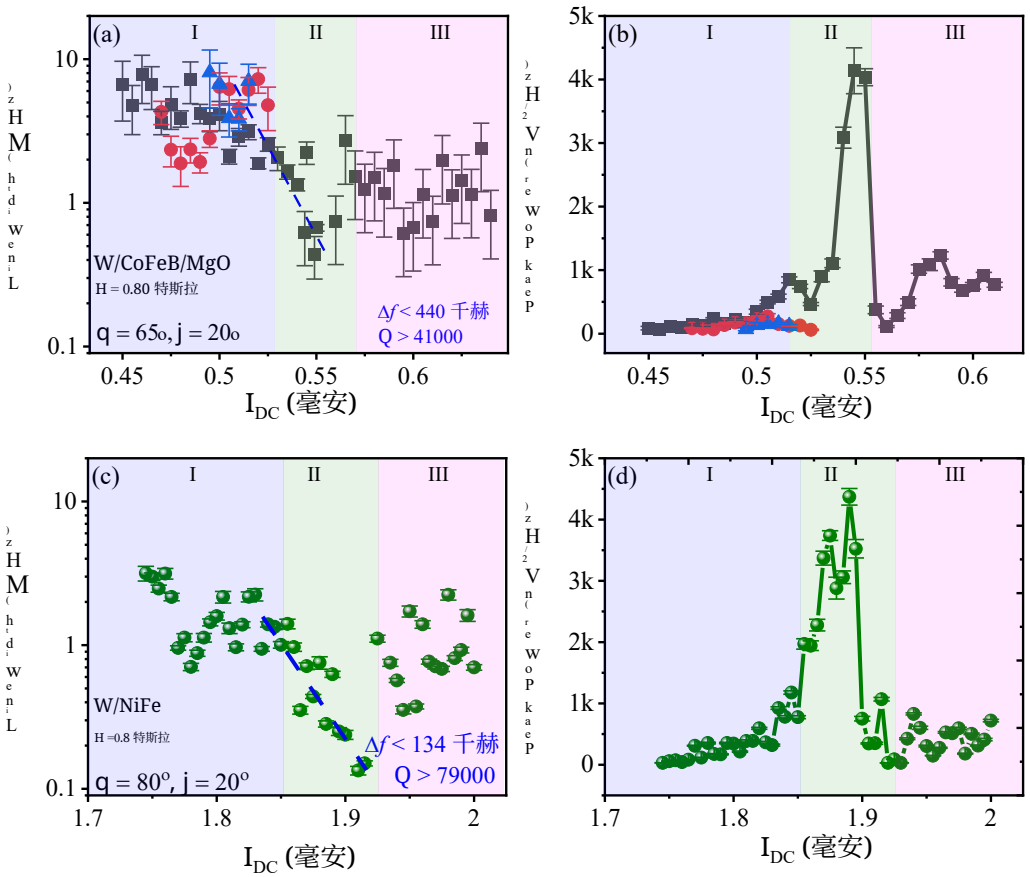


图 4. (a) 和 (b) 为 21 个相互同步的 W/CoFeB/MgO 自旋霍尔纳米振荡器的线宽 *vs.* I_{DC} 和峰值功率 *vs.* I_{DC}。(c) 和 (d) 为 21 个相互同步的 W/NiFe 自旋霍尔纳米振荡器的线宽 *vs.* I_{DC} 和峰值功率 *vs.* I_{DC}。蓝色虚线表示 21 个振荡器完全相互同步。三个颜色区域分别表示未同步状态（蓝色）、稳健同步状态（橄榄色）和高电流不稳定同步状态（粉色）。

在基于 W/NiFe 的振荡器的同步状态下，我们观察到最低线宽为 134 千赫[图 4(c)]，，峰值功率略高于 4000 nV^2/Hz[图 4(d)]。W/CoFeB/MgO 链的最低线宽为 440 千赫 [，另见图 4(c)]，，其峰值功率也略高于 4000 nV^2/Hz [图 4(d)]。对于基于 NiFe/Pt 的自旋霍尔纳米振荡器，我们观察到最低线宽为 275 千赫，峰值功率高达 40,000 nV^2/Hz（见补充文件）。

然而，一旦获得这一最高质量的信号，继续增大电流反而会使信号质量下降至中等水平。这种下降似乎与互同步丧失无关，因为在这一电流范围内，我们在所有器件中都只观察到一个信号。相反，这种行为与上文所述的曲率变化同时出现，表明其可能是自振荡模式特性发生变化所致。因此，我们定义了三个不同的区域：I）信号质量相对较差的不完整的部分同步；II）信号质量最佳的完全相互同步；III）信号质量处于中等水平、可能属于另一种自振荡状态的区域。

图 5(a) 和 (b) 展示了 W/CoFeB/MgO 和 W/NiFe 系统中线宽与峰值功率随振荡器数量的变化。我们观察到谱线宽与 $1/N$ 成正比，这与振荡器同步理论一致，并体现了总模体积的增大。峰值功率呈二次（N^2）关系，这也与非线性振荡器理论相符。

D. 品质因数基准测试

自振荡频率高且线宽低，使同步链具有极高的品质因数（$Q = f/\Delta f$）。图 5(c) 展示了 W/CoFeB/MgO 和 W/NiFe 系统的 Q 与 N。我们观察到，W/NiFe 薄膜中的 21 个相互同步的自旋霍尔纳米振荡器的品质因数为 $Q > 79{,}000$，这是单条链中振荡器已报道的最高品质因数（也因此带来更高的输出功率）。这一结果与此前在由 8×8个振荡器组成的二维 NiFe/Pt 阵列中观测到的 170,000 的 Q 相当。对于

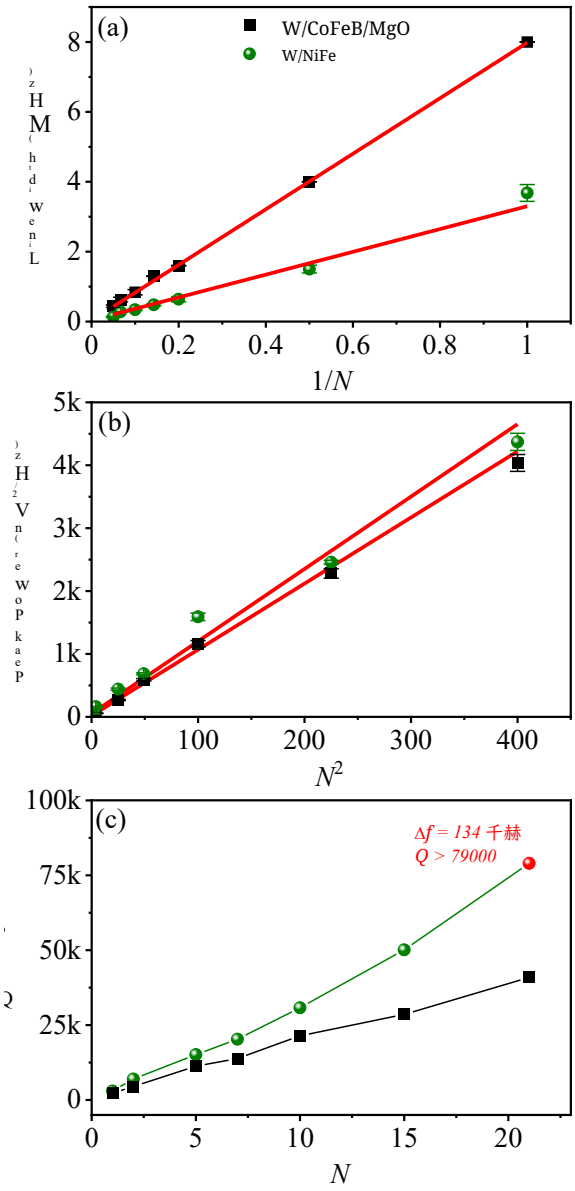


图 5. (a) W/CoFeB/MgO 和基于 W/NiFe 的振荡器的自旋霍尔纳米振荡器链中，线宽 *vs.* 与纳米收缩数量的倒数（$1/N$）的关系。(b) W/CoFeB/MgO 和基于 W/NiFe 的振荡器的峰值功率 *vs.* 与振荡器数量的平方（N^2）的关系。(C) Q– 自旋霍尔纳米振荡器的因子与振荡器数量（N）的关系；黑色方块表示 W/CoFeB/MgO，绿色圆圈表示 W/NiFe。红色实线表示线性拟合。

W/CoFeB/MgO 振荡器，我们测得其 Q为 41,000，这再次是所有工作频率高于 15 吉赫的自旋电子振荡器链中最高的。与基于磁性隧道结的相互同步振荡器相比，近期对 8 个相互同步磁性隧道结的演示 [6]，其 Q–因数为 7400。

有趣的是，可以更全面地将 Q–因子（以及输出功率）与文献中的结果进行比较。图 6 展示了大量以 Q–因子与输出功率为坐标的既往研究结果，涵盖单个振荡器（空心符号）和同步振荡器（实心符号）。本文及下文中均使用以下缩写：‘SHNOs’指自旋霍尔纳米振荡器（以三角形表示）；‘MTJs’指纳米柱磁性隧道结，包括涡旋振荡器（以圆形符号表示）；‘Nano Contacts’指纳米接触自旋阀结构（以菱形表示）。可以看到，涡旋振荡器 [37–41] 的输出功率最高（大多数位于图的右侧）。然而，涡旋振荡器的工作射频频率通常低得多（0.1 吉赫至 1.5 吉赫），因此品质因数也较低。其他磁性隧道结和纳米接触器件的频率可调性更高，但输出功率较低和/或工作线宽较大，因此作为信号发生器时性能不佳。同步磁性隧道结表现良好，甚至已用于能量收集。不过，它们的线宽仍然较大，因此 Q–因数较低。纳米接触自旋阀所实现的最佳Q–因数约为18000 [42]，，但输出功率较低。近期推出的自旋霍尔纳米振荡器已展现出巨大潜力，其线宽窄、工作频率高；即使是单个振荡器， Q–因数也可达到 2000-4000 [20, 24, 47]，，但其输出功率极低。在此前关于 64 个振荡器组成的二维阵列的研究中，我们观察到高达 179,000 的 Q–因数，但处于白噪声状态（在较短时间尺度下测得）。在本研究中，我们提高了输出功率，在维持较高 Q–因数 >79000 的同时，可达到 200 pW（对于 W/NiFe 薄膜）。NiFe/Pt 体系的输出功率甚至更高，可达 300 pW，Q 值为 > 32,000。若进一步将同步扩展至矩形阵列，并制备基于隧道磁阻的读出装置，这些振荡器将跻身输出功率大且Q–因数高的高性能自旋电子振荡器之列。

E. 超过21个自旋霍尔纳米振荡器的同步

为了研究超过21个自旋霍尔纳米振荡器的同步，我们将30、40和50个纳米收缩结构串联起来。值得注意的是，即使在这些长得多的振荡器链中，我们也观察到了单频微波信号的产生。然而，线宽并未进一步降低，输出功率也没有进一步增加。这可能是由于较长链中的自旋霍尔纳米振荡器反相同步程度增加所致，如图1中的自旋所示：如果相邻最近邻自旋霍尔纳米振荡器之间存在微小的相对相位偏移，这种偏移不会影响较短的链，却会在较长的链中逐渐累积，导致总输出功率降低。图7展示了W/CoFeB/MgO薄膜中由30、40和50个纳米收缩结构组成的链的功率谱密度。对于由30个纳米收缩结构组成的链，

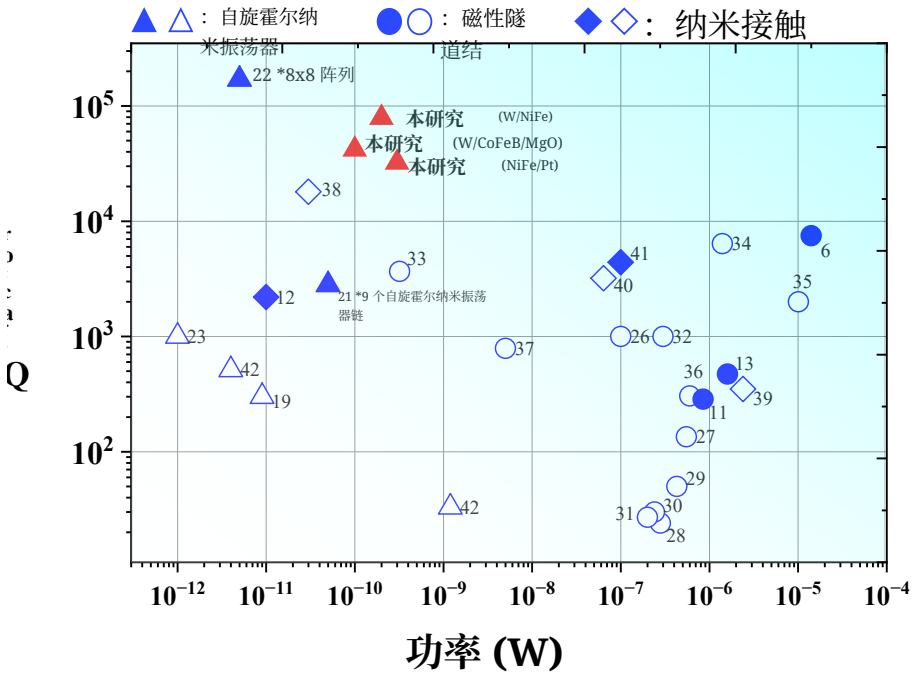


图 6. **自旋电子振荡器的基准比较**： Q–因子 *vs.* 各种自旋电子振荡器及其同步系统（以实心符号表示）的积分输出功率。数据展示了性能最佳的纳米柱磁隧道结 [6, 11, 14, 30 36], [37 41], [13, 42 45] [20, 22 24, 46] – 涡旋磁隧道结 – 纳米接触自旋阀 – 和自旋霍尔纳米振荡器 –。

我们在 [图7(a)], 中发现，线宽最低为800千赫，峰值功率低于400 nV^2/Hz，比图5所示的稳健同步的21个自旋霍尔纳米振荡器低一个数量级。图7(b)显示了不同I_{DC}下，部分同步的微波发射向单一同步模式的转变。然而，正如图7(b)所示，450 μA和 490 μA处的频谱（部分同步态）比 540 μA、 640 μA和 730 μA电流处的完全同步态具有更低的线宽和更高的振幅。这清楚地表明，对于含有30个以上纳米收缩结构的振荡器链，振荡器部分同步所获得的频谱参数优于完全同步。换言之，较长的链完全有可能实现完全同步，但更恰当的描述是：链中的若干子区段实现了较弱的部分同步。超过21个纳米收缩结构时无法实现稳健同步，可能是较大集群中的统计效应所致，也可能是较长链中焦耳热更强所致，和/或源于链中累积相位差的增加。图7(c)和(d)分别展示了由40个和50个纳米收缩结构组成的链的类似结果。尽管超过21个纳米收缩结构的较长链无法稳健地实现完全同步，但仍清楚地显示了振荡器之间的相互作用（同相或反相），这对于利用大量自旋（纳米收缩结构）进行神经形态计算非常有用。

F. 展望：应用与前景

我们成功展示了单条链中大量自旋霍尔纳米振荡器的稳健互相同步。这一发现为利用这些振荡器实现多种应用铺平了道路。更窄的线宽和显著更大的输出功率，使这些振荡器适用于相干频率信号生成以及无线通信。采用锁相环方法，可以进一步稳定链中的微波振荡，从而产生可直接应用于多种微波应用的相干振荡 [48]。链中这些振荡器的互同步可用于仿生计算及其他领域 [9, 23, 49] ，其中每个振荡器都表现为一个神经元。结合电压 [26, 27, 50]和/或忆阻 [25] 同步控制（突触权重），这些大型链可用于局部或全局控制振荡器（神经元）之间的耦合。本研究也为将互同步扩展到更大型的方形或矩形阵列奠定了基础，其规模远超此前展示的 64 个振荡器。由于这些振荡器阵列可制造在极小的区域内，因此有望扩展或微型化基于这些振荡器的神经形态网络。电流还可实现很大的频率可调性，这也使这些振荡器非常适用于超快扫频频谱分析，而涡旋振荡器和均匀磁性隧道结都尚无法提供宽分辨率带宽

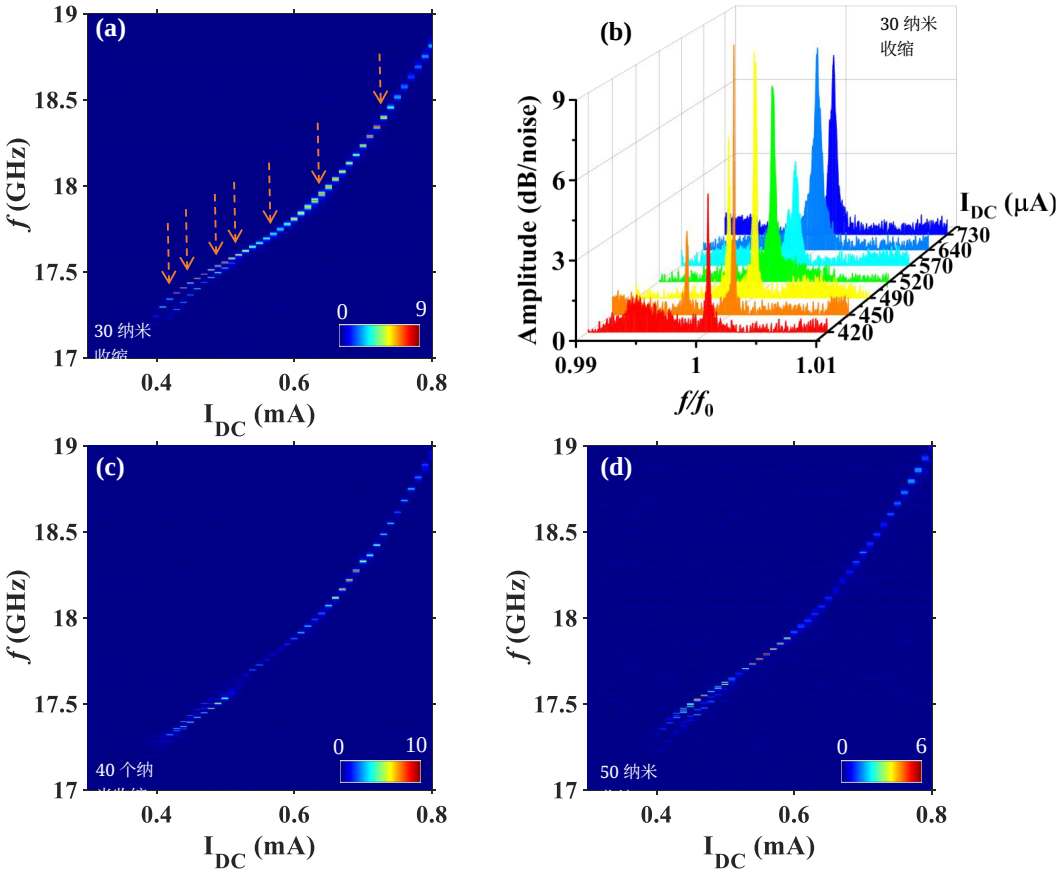


图7。（a）链中同步的30个纳米收缩自旋霍尔纳米振荡器的功率谱密度。（b）链中同步的30个纳米狭窄结构在图（a）中箭头标出的若干电流值（I_{DC}）下的微波频谱。W/CoFeB/MgO薄膜中链内相互同步的（c）40个纳米狭窄结构和（d）50个纳米狭窄结构自旋霍尔纳米振荡器的功率谱密度。

的应用 [7, 8]。近期展示的高能效自旋霍尔材料 [51] 以及收缩区尺寸的减小 [21, 52], , 可显著降低所需的阈值电流，使这些器件能够以超低功耗运行。

III. 结论

总之，我们证明，基于纳米收缩的自旋霍尔纳米振荡器可以在很长的链中实现稳健的同相互同步。对于基于W/NiFe的异质结构，这种长程同步不仅提高了输出功率，还将线宽降至低至130千赫兹。这些振荡器兼具低电流、低场工作特性，以及通过电流和磁场实现的大范围频率可调性，因此非常适合用于神经形态计算等各种自旋电子学应用。在最长的链中，互同步提升微波信号特性的效果较弱，并有证据表明同步部分失效和/或越来越趋于反相。这些结果不仅加深了我们对这类振荡器互同步的理解，也为构建更大规模的振荡器网络、用于神经形态计算应用铺平了道路。

方法

样品制备：我们采用研究充分的 W(5 nm)/钴铁硼 (1.4 nm)/氧化镁 (2 nm) 和 W(5 nm)/镍铁(3 nm) 异质结构，制备实验所用的微波纳米收缩自旋霍尔纳米振荡器。通过磁控溅射，在室温下将非磁性金属/铁磁性金属结构沉积到高电阻本征硅衬底（ρ >10,000 μohm-cm）上。样品堆栈表面覆盖了 4 nm 的 Al_3O_3 薄膜。使用 AJA Orion 8 溅射系统生长薄膜，基底压力为 3×10^{-8} Torr。随后，在样品上涂覆 40 nm 厚的氢倍半硅氧烷（HSQ）负性电子束抗蚀剂。实验所用的自旋霍尔纳米振荡器链随后通过电子束光刻（Raith EBPG 5200）与氩离子刻蚀相结合的方法制备，更多详情可

在此处查看 [26]。顶部接触焊盘采用激光直写机进行直接光刻制备，随后沉积铜(800 nm)/铂(20 nm)薄膜，形成接地-信号-接地共面波导。本实验采用的自旋霍尔纳米振荡器纳米狭窄宽度为 150 nm，链中相邻自旋霍尔纳米振荡器之间的间距为 200 nm。

实验装置：所有测量均在室温下进行。微波测量使用定制探针台完成，该探针台配备由 GGB Industries 制造的接地-信号-接地探针。图2(c)展示了测量装置的示意图。所有测量均在固定的面内角下进行，并在室温下将面外旋转样品台置于电磁铁磁极之间。通过改变面外角，在系统中产生正非线性。为激发微波发射，向器件施加正直流电流 I{v3}，电流经由偏置三通器的电感端口输入，同时通过高频端口检测微波信号。使用 Rohde and Schwarz（10 Hz–40 GHz）频谱分析仪采集自振荡信号经低噪声放大器放大后的功率谱密度（PSD）。计算图3和图7所示的 PSD 频谱时，我们考虑了阻抗失配以及射频元件带来的损耗，并根据低噪声放大器的增益进行了校正。

致谢

本研究部分得到了地平线2020研究与创新计划（欧洲研究委员会高级资助，项目编号835068“TOPSPIN”）的支持。本研究还部分得到了瑞典研究理事会（VR）和克努特和爱丽丝·瓦伦堡基金会的支持。

[1] J. C. Slonczewski, 磁性与磁性材料杂志 **159**, L1 (1996). [2] L. Berger, 物理评论B **54**, 9353 (1996). [3] M. Tsoi, A. J ansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, Nature **406**, 46 (2000). [4] S. I. Kiselev, J. Sankey, I. Krivorotov, N. Emley, R. Schoelkopf, R. Buhrman, and D. Ralph, Nature **425**, 380 2003( ). [5] T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund, P. K. Muduli, A. Houshang, A. A. Awad, P. Durrenfeld, B. G. Malm, A. Rusu, and J. Åkerman, IEEE会议录 **104**, 1919 (2016). [6] S. Tsunegi, T. Taniguchi, R. Lebrun, K. Yakushiji, V. Cros, J. Grollier, A. Fukushima, S. Yuasa, and H. Kubota, 科学报告 **8**, 1 (2018). [7] A. Litvinenko, V. Iurchuk, P. Sethi, S. Louis, V. Ty- berkevych, J. Li, A. Jenkins, R. Ferreira, B. Dieny, A. Slavin, *et al.*, 纳米快报 **20**, 6104 (2020). [8] A. Litvinenko, A. Sidi El Valli, V. Iurchuk, S. Louis, V. Tyberkevych, B. Dieny, A. N. Slavin, and U. Ebels, 纳米快报 **22**, 1874 (2022). [9] J. Torrejon, M. Riou, F. Abreu Araujo, S. Tsunegi, G. Khalsa, D. Querlioz, P. Bortolotti, V. Cros, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. D. Stiles, and J. Grollier, Nature **547**, 428 (2017). [10] M. Romera, P. Talatchian, S. Tsunegi, F. A. Araujo, V. Cros, P. Bortolotti, J. Trastoy, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. Ernoult, D. Vo- denicarevic, T. Hirtzlin, N. Locatelli, D. Querlioz, , and J. Grollier, Nature **563**, 230 (2018). [11] R. Sharma, R. Mishra, T. Ngo, Y.-X. Guo, S. Fukami, H. Sato, H. Ohno, and H. Yang, Nature Communications **12**, 1 (2021). [12] S. Erokhin and D. Berkov, 物理评论B **89**, 144421 (2014年). [13] A. Houshang, E. Iacocca, P. D¨urrenfeld, S. R. Sani, J. Åkerman, and R. K. Dumas, Nature Nanotechnology **11**, 280 (2016). [14] R. Lebrun, S. Tsunegi, P. Bortolotti, H. Kubota, A. Jenk- ins, M. Romera, K. Yakushiji, A. Fukushima, J. Grollier, S. Yuasa, *et al.*, Nature Communications **8**, 1 (2017).

[15] Y. Tserkovnyak、A. Brataas 和 G. E. W. Bauer，Physical Review Letters 88，117601（2002年）。[16] J. E. Hirsch, Physical Review Letters 83，1834（1999年）。[17] J. Sinova、S. O. Valenzuela、J. Wunderlich、C. H. Back 和 T. Jungwirth, Reviews of Modern Physics 87，1213（2015）。[18] V. E. Demidov、S. Urazhdin、H. Ulrichs、V. Tiberkevich、A. Slavin、D. Baither、G. Schmitz 和 S. O. Demokritov，Nature Materials 11，1028（2012年）。[19] V. Demidov、S. Urazhdin、A. Z holud、A. Sadovnikov 和 S. Demokritov，应用物理快报 105，172410（2014年）。[20] Z. Duan、A. Smith、L. Yang、B. Youngblood、J. Lindner、V. E. Demidov、S. O. Demokritov 和 I. N. Krivorotov，Nature Communications 5，1（2014年）。[21] P. D¨urrenfeld、A. a. Awad、A. Houshang、R. K. Dumas 和 J. Åkerman，Nanoscale 9，1285（2017年）。[22] A. A. Awad、P. D¨urrenfeld、A. Houshang、M. Dvornik、E. Iacocca、R. K. Dumas 和 J. Åkerman，Nature Physics 13，292（2016年）。[23] M. Zahedinejad、A. A. Awad、S. Muralidhar、R. Khymyn、H. Fulara、H. Mazraati、M. Dvornik 和 J. Åkerman，Nature Nanotechnology 15，47（2020）。[24] H. Fulara、M. Zahedinejad、R. Khymyn、A. Awad、S. Mu- ralidhar、M. Dvornik 和 J. Åkerman，Science Advances 5，eaax8467（2019年）。[25] M. Zahedinejad、H. Fulara、R. Khymyn、A. Houshang、M. Dvornik、S. Fukami、S. Kanai、H. Ohno 和 J. Åkerman，Nature Materials 21，81（2022）。[26] A. Kumar、M. Rajabali、V. H. Gonz´alez、M. Zahedine- jad、A. Houshang 和 J. Åkerman，Nanoscale 14，1432（2022）。[27] H. Fulara、M. Zahedinejad、R. Khymyn、M. Dvornik、S. Fukami、S. Kanai、H. Ohno 和 J. Åkerman，Nature Communications 11，1（2020）。[28] H. Mazraati、S. Chung、A. Houshang、M. Dvornik、L. Pi- azza、F. Qejvanaj、S. Jiang、T. Q. Le、J. Weissenrieder 和 J. Åkerman，应用物理快报 109，242402（2016年）。[29] A. Slavin 和 V. Tiberkevich，IEEE Transactions on Magnetics 45，1875 2009( )。[30] D. Houssameddine、S. Florez、J. Katine、J.-P. Michel,

U. Ebels、D. Mauri、O. Ozatay、B. Delaet、B. Viala、L. Folks、B. D. Terris 和 M.-C. Cyrille，应用物理快报 **93**，022505（2008年）。[31] H. Kubota、K. Yakushiji、A. Fukushima、S. Tamaru、M. Konoto、T. Nozaki、S. Ishibashi、T. Saruya、S. Yuasa、T. Taniguchi、H. Arai 和 H. Imamura，应用物理快报 **6**，103003（2013）。[32] Z. Zeng、P. K. Amiri、I. N. Krivorotov、H. Zhao、G. Finoc- chio、J.-P. Wang、J. A. Katine、Y. Huai、J. Langer、K. Galatsis、K. L. Wang 和 H. Jiang，ACS Nano **6**，6115 2012( )。[33] A. M. Deac、A. Fukushima、H. Kubota、H. Maehara、Y. Suzuki、S. Yuasa、Y. Nagamine、K. Tsunekawa、D. D. Djayaprawira 和 N. Watanabe，Nature Physics **4**，803（2008年）。[34] Z. Zeng、P. Upadhyaya、P. Khalili Amiri、K. Cheung、J. Katine、J. Langer、K. Wang 和 H. Jiang，应用物理快报 **99**，032503（2011年）。[35] J. D. Costa、S. Serrano-Guisan、B. Lacoste、A. S. Jenkins、T. B¨ohnert、M. Tarequzzaman、J. Borme、F. L. Deepak、E. Paz、J. Ventura、R. Ferreira 和 P. P. Freitas，科学报告 **7**，1（2017年）。[36] T. Seki、Y. Sakuraba、H. Arai、M. Ueda、R. Okura、H. Imamura 和 K. Takanashi，应用物理快报 **105**，092406 2014( )。[37] V. Pribiag、I. Krivorotov、G. Fuchs、P. Braganca、O. Ozatay、J. Sankey、D. Ralph 和 R. Buhrman，Nature Physics **3**，498（2007年）。[38] S. Tsunegi、H. Kubota、K. Yakushiji、M. Konoto、S. Tamaru、A. Fukushima、H. Arai、H. Imamura、E. Grimaldi、R. Lebrun、J. Grollier、V. Cros 和 S. Yuasa，应用物理快报 **7**，063009（2014年）。[39] S. Tsunegi、K. Yakushiji、A. Fukushima、S. Yuasa 和 H. Kubota，应用物理快报 **109**，252402（2016年）。[40] A. Dussaux、E. Grimaldi、B. Rache Salles、A. S. Jenkins、A. V. Khvalkovskiy、P. Bortolotti、J. Grollier、H. Kubota、A. Fukushima、K. Yakushiji、S. Yuasa、V. Cros 和 A. Fert，应用物理快报 **105**, 022404 (2014)。[41] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert，Nature Communications **1**, 1 (2010)。[42] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, and S. E. Russek，物理评论B **70**, 100406 (2004)。[43] H. Maehara, H. Kubota, Y. Suzuki, T. Seki, K. Nishimura, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, A. Fukushima, A. M. Deac, K. Ando, and S. Yuasa，应用物理快报 **6**, 113005 (2013)。[44] H. Maehara, H. Kubota, Y. Suzuki, T. Seki, K. Nishimura, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, A. Fukushima, H. Arai, T. Taniguchi, H. Imamura, K. Ando, and S. Yuasa，应用物理快报 **7**, 023003 (2014)。[45] S. Sani, J. Persson, S. M. Mohseni, Y. Pogoryelov, P. Muduli, A. Ekl und, G. Malm, M. K¨all, A. Dmitriev, and J. ˚Akerman, Nature Communications **4**, 1 (2013)。[46] J.-R. Chen, A. Smith, E. A. Montoya, J. G. Lu, and I. N. Krivorotov，通讯物理 **3**, 1 (2020)。[47] M. Zahedinejad, H. Mazraati, H. Fulara, J. Yue, S. Jiang, A. Awad, and J. ˚Akerman，应用物理快报 **112**, 132404 2018( )。[48] S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, and A. Fukushima，科学报告 **5**, 1 (2015)。[49] A. Houshang, M. Zahedinejad, S. Muralidhar, J. Ch˛eci´ nski, R. Khymyn, M. Rajabali, H. Fulara, A. A. Awad, M. Dvornik, and J. ˚Akerman，物理评论应用 **17**, 014003 (2022)。[50] J.-G. Choi, J. Park, M.-G. Kang, D. Kim, J.-S. Rieh, K.- J. Lee, K.-J. Kim, and B.-G. Park，Nature Communications **13**, 3783 2022( )。[51] N. Behera, H. Fulara, L. Bainsla, A. Kumar, M. Za- hedinejad, A. Houshang, and J. ˚Akerman, 物理评论应用 **18**, 024017 (2022)。[52] A. A. Awad, A. Houshang, M. Zahedinejad, R. Khymyn, and J. ˚Akerman, 应用物理快报 **116**, 232401 (2020)。