arXiv:2304.02708v1 [cond-mat.mes-hall] 5 Apr 2023

利用纯自旋电流控制磁振子波导中的四磁振子散射

T. Hache,[1,2] L. Koerber,[1,3] T.Hula,[1,4] K. Lenz,[1] A. Kakay,[1] O. Hellwig,[1,4] J. Lindner,[1] J.Fassbender,[1,3] 和 H. Schultheiss[1,3]

1)*Helmholtz-Zentrum Dresden–Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, 01328 Dresden, Germany* 2)*Max Planck Institute for Solid State Research, 70569 Stuttgart, Germany* 3)*Technische Universität Dresden, 01062 Dresden, Germany* 4)*Institut für Physik, Technische Universität Chemnitz, 09107 Chemnitz, Germany*

（日期：2023年4月7日）

我们利用源自自旋霍尔效应的纯自旋电流产生自旋轨道力矩（SOT），从而显著降低相邻铁磁体中的有效阻尼。通过额外的微波激励，可获得较大的自旋波振幅，超过四磁振子散射的阈值，进而在离散频率处产生额外的自旋波信号。在直接泵浦模式的频率上下方会产生两个或更多模式，且频率间隔相等。研究表明，可通过施加的直流电流和微波泵浦功率控制磁振子波导中的这一非线性过程。超过阈值后，非线性效应会突然出现，这可解释为一种尖峰现象，因此该效应可能适用于神经形态计算。此外，我们还研究了微波频率和外部磁场变化对该效应的影响。通过时域测量研究额外模式的出现，揭示了直接激发模式与同时产生的非线性模式之间存在时间延迟。此外，空间分辨测量显示，直接泵浦模式和非线性模式具有不同的空间衰减长度。

引言

自旋电子器件利用电子的电荷和自旋。人们认为，利用这两种自由度有望构建新型通信和计算技术[1,2]。尤其是，神经形态计算的发展目前备受关注，其目标是以节能的神经形态硬件取代能耗高的软件[3]。自旋波（磁振子）可通过频率、振幅、波长和相位，在充当神经元的自旋电子振荡器之间传递信息[4]。在微结构和薄膜中，可通过微波磁场、短激光脉冲[5] 以及自旋极化[6] 或纯自旋流[7]激发自旋波。微波电流产生微波磁场时，能够生成相干性很高的自旋波。激光脉冲和自旋流通常会激发一段频带内的自旋波。较大的自旋转移力矩（STT）或自旋轨道力矩（SOT）能够完全补偿铁磁体的内禀阻尼力矩[8,9]，从而使磁化强度发生自振荡，这种自振荡也可能具有很高的相干性[10,11]。

自旋波产生的另一种方法是利用非线性磁振子-磁振子相互作用。在这种情况下，与最初被激发的磁振子相比，产生的非线性磁振子具有不同的频率或波长。这通常是在初始磁振子的振幅超过某一阈值后以高效方式实现的，例如通过微波磁场施加较大的泵浦功率[12]。

相比之下，在本研究中，由于阻尼大幅降低但未通过自旋轨道力矩实现完全补偿，在超薄磁振子波导中，仅通过中等强度的微波磁场泵浦便已实现了非线性磁振子产生。因此，自振荡状态尚未达到，但在较宽的频率范围内，自旋波振幅得到了增强。如先前研究所示，在超过阈值电流后产生的自振荡会表现出与外部微波信号的注入锁定（同步）等效应[13–16]。远低于阈值电流时，阻尼会降低，并可显著增加自旋波的传播长度[17] 。在此，我们关注的是略低于阈值电流且阻尼大幅降低的状态。在额外微波激励下，这一状态尚未得到深入研究。首先，达到非线性状态所需的泵浦功率可以显著降低；其次，该过程可以通过额外的自旋轨道力矩进行控制，因此也可以通过施加的直流电流进行控制。当超过非线性过程的阈值后，会产生额外的自旋波频率。这些模式的突然出现可以被解释为在彼此分离的频率通道中的脉冲过程，因此可能会引起神经形态计算领域的兴趣。此外，该现象还可用于在超薄磁性微结构中产生自旋波频率梳[18] ，用于磁振子学中的频率转换；对于具有低阻尼或受自旋轨道力矩控制阻尼的磁振子波导而言，还必须将其视为一个额外的阻尼通道。除此之外，利用自旋轨道力矩控制的非线性效应，或许是将作为信息载体的自旋波高效耦合至可通过光学方式读取的自旋量子比特[19–23] 的关键，而这要求界面附近的自旋和电荷性质保持稳定[24]。

首先，介绍样品几何结构以及计算得到的自旋波色散。其次，分别展示自旋波强度在自旋轨道力矩激励（直流电流）和微波激励下的演变。接下来，将直流电流和微波激励结合起来，以产生非线性磁振子

通过四磁振子散射的模式，由于阻尼条件降低。研究表明，该效应可通过微波功率或直流电流大小来控制。此外，进行了空间分辨、场依赖和时间分辨的测量，这些测量揭示了磁振子散射过程的基本过程。

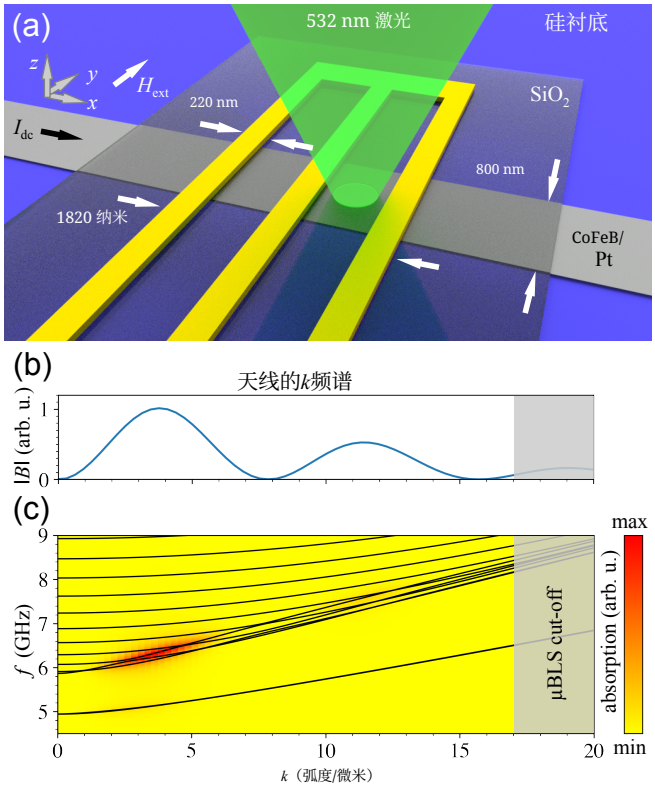

图 1. (a) 样品与测量几何结构。直流电流通过间距为 9.5 μm 的金触点施加到 Pt/CoFeB 条带上。SiO_2 垫（厚 40 nm）将 Pt/CoFeB 条带与制作在其上方的共面波导天线绝缘。(b) 天线沿x方向的磁场分布快速傅里叶变换（FFT）。(c) CoFeB条带的自旋波色散关系，以及标示天线场高效泵浦区域的吸收。c) 和 d) 中的灰色区域表示 μBLS 测量的截止 k矢量，该测量受所用显微镜物镜数值孔径的限制。所有测量中，外磁场均沿 y轴施加，并固定为 $H_{\mathrm{ext}} = 43.6$ 毫特斯拉。

器件与测量几何结构

图 1(a)显示了所研究的样品。通过电子束光刻（EBL）以及随后采用磁控溅射沉积金属层，在高电阻率硅芯片上制备了由 Ta(2)/铂(7)/$Co_{60}Fe_{20}B_{20}$(5)/Ta(2) 堆叠结构组成的磁振子波导（数字单位为nm）。通过在第二步EBL 工艺中对 HSQ 光刻胶进行曝光，制备了绝缘SiO_2 层。在第三步EBL 工艺中对共面波导天线（CPW）进行图案化，随后通过热蒸发沉积 Cr(5)/Au(50)（数字单位为 nm）。

外磁场施加在垂直于磁振子波导的方向上。可以通过微波探针对 CPW施加微波电流。天线周围产生的奥斯特场激发 $Co_{60}Fe_{20}B_{20}$ 层中的磁化强度。因此，除边缘区域外，所激发的自旋波沿磁振子波导在达蒙-埃什巴赫几何构型中传播（自旋波波矢垂直于平衡磁化强度）；在边缘处，由于形状各向异性，磁化强度发生倾斜。可以通过额外的直流接触焊盘（未显示）向磁振子波导施加直流电流，这些焊盘之间的间距为9.5 μm。由于溅射 CoFeB薄膜的非晶结构，其电阻显著高于 Pt层的电阻。因此，大部分所施加的直流电流流经 Pt 层，并通过自旋霍尔效应在 Pt层中沿z方向产生纯自旋电流[25–27] 。该纯自旋电流在相邻的$Co_{60}Fe_{20}B_{20}$ 层中产生自旋轨道力矩[28]，并且可以根据所施加直流电流的极性[29]增大或减小磁化强度动力学的阻尼。

图 1(b) 显示了所用 CPW 的波矢谱，该谱通过对距条带 40 nm 处（SiO_2 的厚度）的天线奥斯特场进行傅里叶变换计算得出。此处形成了明显的极大值和极小值，正如下面将要讨论的，它们会影响可激发的自旋波。沿磁振子波导传播的自旋波模式的自旋波色散关系是通过

有限元动态矩阵方法[30] 可在 TetraX 微磁建模软件包中使用[31] ，结果如图 1(c) 所示。采用的参数如下：外磁场强度H_{ext}= 43.6 毫特斯拉，饱和磁化强度M_{S} = 743 千安/米，交换刚度常数A_{ex} = 0.87 皮焦/米，朗德因子g = 2.14。材料参数通过

通过振动样品磁强计 (VSM) 和铁磁共振测量在参考薄膜上进行。交换刚度常数由垂直驻自旋波模式确定。在参考薄膜上未施加自旋电流时测量到吉尔伯特阻尼参数 $\alpha = 0.016$。通过将磁化强度初始化为平行于波导，随后最小化包括交换能和偶极能以及来自静态外部偏置磁场的塞曼能的总磁能，获得磁平衡构型。图 1(c) 中的各种线属于不同的横向驻波模式，这些模式沿波导宽度方向表现出不同数量的节点线。此外，最低频率曲线描述了局域在波导边缘的模式（边缘模）的色散。颜色代码

图中的强度表示天线微波场的吸收效率。主要吸收以及因此最有效的自旋波激发，集中在波矢约为 3.5 rad/μm（参见图 1(b)）、频率约为 6.3 GHz 的位置。这是沿条带宽度方向的基模（无节线）分支。然而，空间约束效应会导致所有模式的波矢展宽。

为了测量波导中的自旋波，使用了布里渊光散射显微镜(μBLS)[32]。该技术基于光与磁振子的非弹性散射。最大可探测波矢由所用显微镜物镜的数值孔径决定，达到约 17 rad/μm。该极限远高于所研究自旋波的范围，如图 1(b)和(c)中的灰色框所示。

分离自旋轨道力矩和微波激励

作为第一步，分别测量了直流电流、微波场和热激励产生的自旋波，以确定它们对磁振子系统的影响。图 2(a)显示了在没有天线微波激励的情况下，通过磁振子波导施加不同直流电流值时的布里渊光散射光谱。测量的自旋波强度仅在正直流电流极性下增加，这是由自旋霍尔效应产生的纯自旋电流以及该几何结构中产生的自旋轨道力矩所预期的。激发的自旋波带位于4.5 GHz至8 GHz之间。上限由前述μBLS测量中最大可探测自旋波波矢决定。下限由波导中最低的自旋波模式给出。

图2(b) 显示了使用天线、且未施加任何通过磁振子波导的直流电流时，在3 GHz至9GHz频率范围内获得的微波激励谱。正如预期，在所测得的波导自旋波频带内，自旋波强度达到最大值。提取出的自旋波强度绘制于图 2(c)中，同时还绘出了图2(a)中 6 mA 时的谱，以及热自旋波的谱（天线处的直流电流和微波均已关闭）。请注意，强度图中的恒定信号对应于所用激光器的边带，这些边带由于采用对数标度，仅在数据中可见。在微波频率扫描期间，最大的自旋波强度约在 5.8 GHz 处达到。这

频率略低于图 1(c)中 6.3 GHz 处显示的最大吸收点。该偏差处于计算所用参数的测量不确定度（± 5 %）范围内。此外，微波功率的传输在整个频率范围内可能并非恒定，这也可能导致

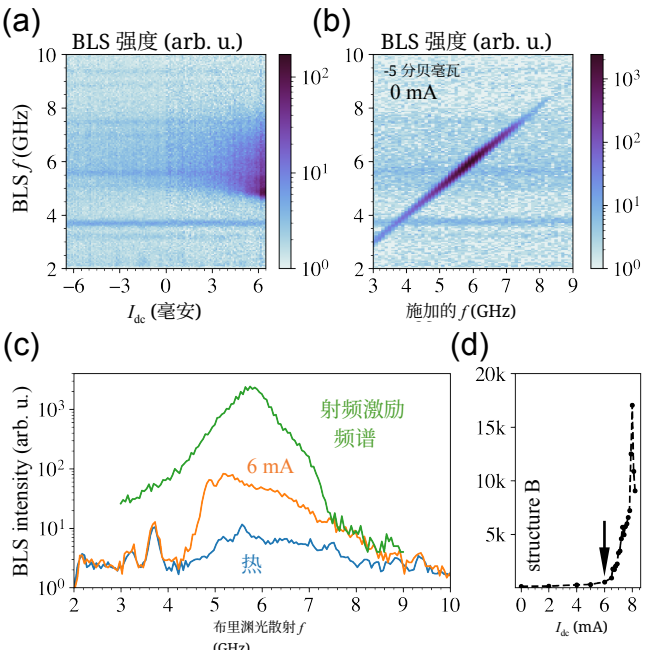

图 2. (a) Pt/CoFeB 条带中自旋波强度随直流电流变化。仅在正直流电流下实现自旋波振幅增加，表明反阻尼自旋轨道力矩的效应。(b) 无直流电流时通过天线进行微波激励下 Pt/CoFeB 条带中的自旋波强度。(c) 激励谱的比较（蓝色：热自旋波谱，橙色：6 mA 时的自旋波谱（来自 (a)），绿色：微波激励下的自旋波强度（来自 (b)））(d) 在附加结构 B 上扫描直流电流，表明自振荡的起始远高于本手稿实验所用的 6 mA。

偏差。6 mA 时的自旋波谱形状明显不同。此时，自旋波强度在自旋波带的低频端达到最高。这与其他关于自旋轨道力矩激发的自旋波的实验观察结果一致，可用条带中局域低频模式的有效阻尼较低来解释[8]。不过，这些直流电流值下的自旋轨道力矩尚不足以完全补偿阻尼，因而无法达到某一自旋波模式强度较大的自振荡态。热自旋波带（0 mA）的自旋波强度比直流电流（微波）激发的自旋波强度低约一个数量级（两个数量级）。与 6 mA 时的谱直接比较可见，由于缺少自旋轨道力矩，低频端的自旋波强度并不突出。

在本研究的所有实验中，将直流电流设定在自振荡阈值以下都至关重要。图 2(d)显示了在另一件器件 B 上测得的积分自旋波强度。在此，直流电流逐渐增大，直至器件发生击穿。

由该测量可得出结论：当直流电流显著升高并超过 7.4 mA（这标志着自振荡的开始）时，可以获得较大的自旋波振幅。在本文所示的所有实验中，直流电流均明确设定在该极限值以下（见黑色箭头）；在此条件下，自旋波强度受到自旋轨道力矩的显著增强，但尚未达到自振荡状态。在这一状态下，阻尼减小，因此可以通过共面波导天线施加微波激励，将自旋波模式激发至较高振幅，具体如下所示。

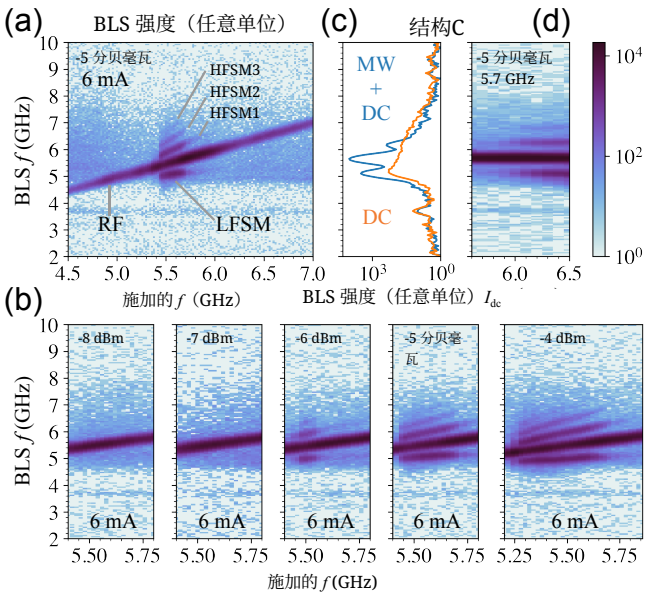

图3。（a）扫描微波频率，使其通过由注入自旋电流产生反阻尼的自旋波频带。在 5.4 吉赫至5.8吉赫的射频泵浦频率范围内，会出现附加模。其中一个非线性模出现在射频模以下（LFSM），射频模以上则发现最多三个非线性模（HFSM1、HFSM2、HFSM3）（为保持图示清晰，仅在（a）中标注这些模）。（b）微波功率依赖性。附加模仅在高于 -7分贝毫瓦的阈值微波功率下出现。随着泵浦功率升高，边带模出现的频率范围增大。功率高于-4分贝毫瓦时天线会损坏。（c）在 6.5mA 下由直流电流激发的自旋波谱（橙色）与在5.66吉赫、-5 分贝毫瓦下施加额外微波激励后得到的谱（蓝色）的比较（结构C）。最低分裂模的频率似乎与自旋波频带的强度最大值重合。（d）扫描直流电流。当直流电流高于约5.8mA的阈值时，会出现附加模（结构C）。所有强度图均归一化至相同的色标。

非线性自旋波的产生与控制

图 3 所示数据是在 6 mA 直流电流流经磁振子波导，并通过共面波导天线对自旋波系统进行额外激励的条件下采集的。图 3(a) 展示了激励频率范围为 4.5 GHz 至 9 GHz、微波功率恒定为 -5 分贝毫瓦且直流电流恒定时的自旋波频谱。与未通入直流电流的测量结果（图 2(b)）相比，这里在微波频率为 5.4 GHz 至 5.8 GHz 时出现了额外的旁模。RF 模是由所施加微波频率直接激发的模式。在 RF 模下方可观察到一个模式（低频分裂模：LFSM），而在直接激励模式上方最多可检测到三个模式（高频分裂模：HFSM1、HFSM2、HFSM3）。为保持图像清晰，仅在图 3(a) 中标注了这些模式。峰间距随所施加的微波频率变化，范围为 400 MHz 至 700 MHz。可通过施加到共面波导天线上的微波功率，控制呈现这种非线性效应的微波频率范围。如图 3(b) 所示，功率低于 -6 分贝毫瓦时未观察到该效应，但在更高功率下则清晰显现。在 -6 分贝毫瓦时，该效应维持的频率范围约为 100 MHz；在 -4 分贝毫瓦时，范围约为 500 MHz。微波功率再高时，共面波导天线因焦耳热而损坏。

图3(c)显示了仅用6.5 mA直流电流激发的自旋波谱（橙色）与在相同直流电流下在附加结构C上额外施加5.66吉赫、-5分贝毫瓦微波激励的谱的比较。首先，它揭示了LFSM的频率大约是纯直流电流激发的自旋波谱强度最大值的频率。其次，由于非线性过程，该频率处的强度增加了16倍。这可以通过从直接泵浦模式到的功率转移来解释

LFSM。此外，除了微波功率之外，这种非线性效应还可以通过施加到磁振子波导上的直流电流来控制，如图 3(d) 所示。此处，微波功率和频率（-5 分贝毫瓦，5.7 GHz）保持不变，直流电流从

5.6 mA 扫至 6.5 mA（在结构C上测量）。可以清楚地看到，当电流超过约 5.8 mA 的某个阈值后，会出现额外的侧峰。因此，这种非线性效应在反阻尼自旋轨道力矩超过一定水平后被激活，而该水平可通过直流电流简单地控制。

空间分辨测量

为了进一步了解模态特性，我们在磁振子波导的横向和纵向进行了空间分辨的 μ布里渊光散射测量。首先测量纯直流电流（6.5 mA）激发期间的自旋波强度分布，随后测量叠加微波激励（5.66 吉赫，

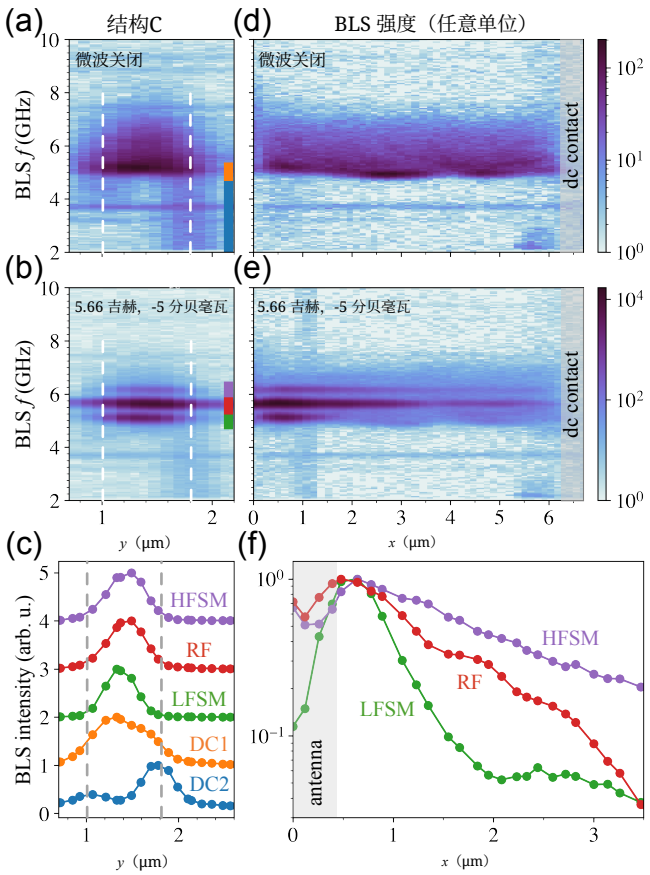

图4.6.5mA下CoFeB条带中自旋波强度的空间分布(a)纯直流电流激发期间条带横向的自旋波强度(b)直流电流和微波激励下条带横向的自旋波强度 (c)积分自旋波强度分布的比较。(a)中DC1：4.8 GHz以上的强度，DC2：4.8GHz以下的强度。(b)中RF：直接激发模式的强度，LFSM：低频分裂模式的强度，HFSM：高频分裂模式的强度。积分范围以(a)和(b)中的彩色线段标示。虚线表示CoFeB/铂条带的边缘。(d)直流电流激发下沿条带的自旋波强度。局部强度（频率）变化是由局部电流密度、热效应和奥斯特场的差异造成的。(e)直流电流和微波激励下沿条带的自旋波强度。(f) (e)中各模式的积分自旋波强度。LFSM似乎仍局限于天线附近。直接激发模式（RF）和HFSM的延伸范围更大。

-5 分贝毫瓦）下的结构C。

图 4(a) 显示了纯直流电流激发期间条带横向的自旋波强度。虚线标出了条带的边缘。显然，主要强度位于 4.8 GHz 以上（直流1），且集中在条带内部。较低频率处的强度较弱，并且更集中于边缘（直流2）。为明确自旋波强度的分布，数据经过了对两个频率范围的数据进行积分，并绘制在图4(c)中。这里，将提取出的不同强度分布归一化后，沿垂直方向等距错开。中心和边缘处出现的自旋波模式，与其他针对SHNO纳米线几何结构中模式的研究结果一致[33]。由于线边缘粗糙等制造缺陷，自旋波强度会弥散至较宽的频率范围，且呈不对称分布。相比之下，直流1模式更局限于线的中心。由于所用激光光斑宽度约为320 nm，空间分辨率受到限制，因此无法进一步分辨自旋波模式轮廓。

图4(b)显示了在同一位置进行额外微波激励时的自旋波强度，此举旨在获得更高的自旋波强度并实现非线性效应。除了直接泵浦的射频模式外，非线性低频分裂模式（LFSM）和非线性高频分裂模式（HFSM）也清晰可见。通过对自旋波强度进行积分提取模式轮廓，并绘制在图4(c)中。这些模式轮廓清楚地表明，各模式局限于磁振子波导的中部。这初步说明，条带边缘处的模式并未参与磁振子的非线性产生过程。

图4(d)显示了纯直流电流激发期间沿磁振子波导的自旋波强度。探测到的4.5 GHz至8 GHz之间的自旋波频带沿条带方向在频率和强度上略有变化。我们认为，电流密度和磁性参数的微小变化是由制备工艺引起的。此外，预计温度沿条带方向也会略有变化，从而导致频率和强度发生变化。

图4(e) 显示了在直流电流和微波激励期间沿条带的自旋波强度。在位于约$x = 0$ μm处的天线附近，自旋波强度达到最大值，并且明显高于此前所示的纯直流电流激励下的数值。沿条带的自旋波强度经过积分和归一化处理后，得到三种模式——射频、LFSM和 HFSM——的结果，并在图4(f) 中进行了比较。与另外两种模式相比，LFSM表现出更强的衰减。原因可能是其群速度较小，或者由于在自旋波频带的低频边界处形成局域自旋波势阱而产生了局域化。有趣的是，HFSM表现出比直接激励的射频模更弱的衰减。其原因可能是射频模由于功率流向两个分裂模式而具有更强的阻尼，这种功率转移不仅发生在天线位置处，也发生在距天线一定距离的范围内。请注意，约在$x = 2.5$μm处LFSM模式自旋波强度的增加，是由纯直流激励引起的；该激励与相同的频率通道重叠（比较图 4(d) 和 (e) 中局部自旋波强度的最大值）。

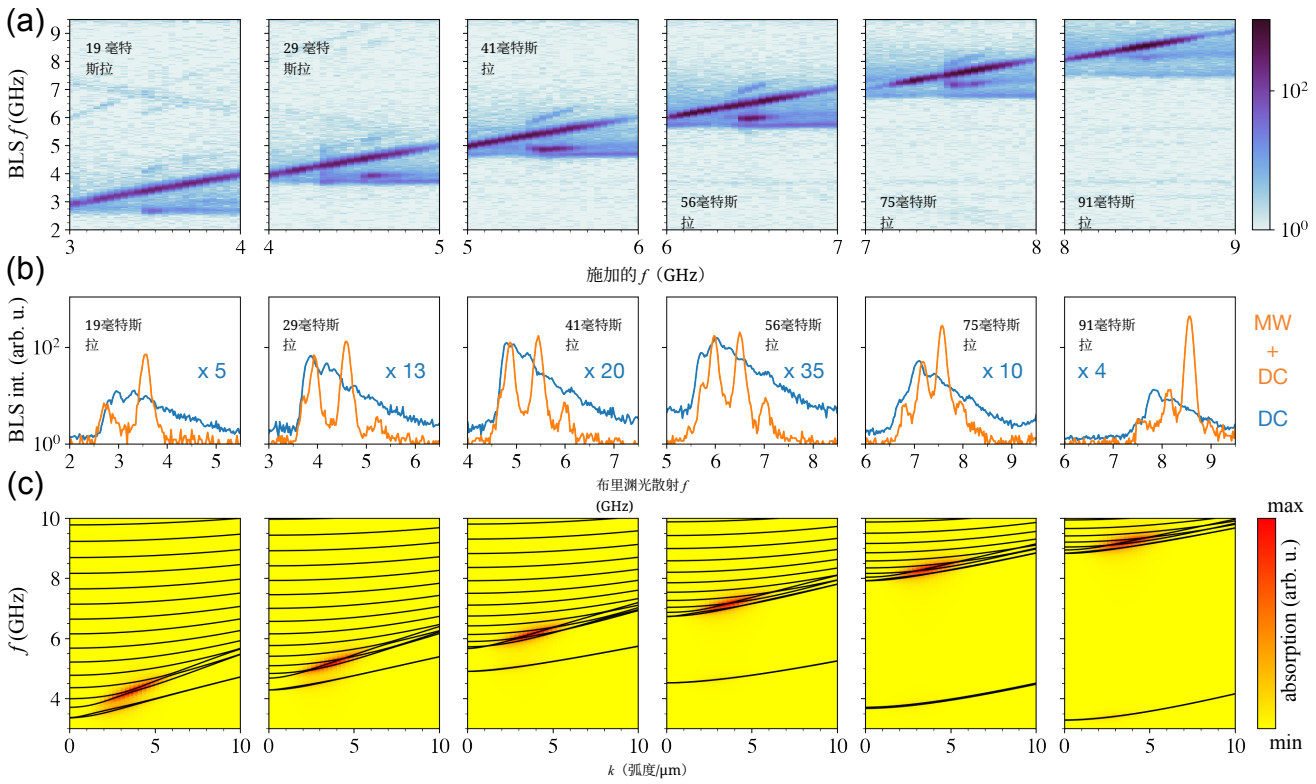

图 5. 结构 D 上的场依赖测量。(a) 在 6.6 mA 和 -5 分贝毫瓦微波功率下，对给定外磁场进行微波频率扫描。(b) 在自旋波强度最高的微波频率下测得的自旋波谱，与无微波激励时的自旋波谱进行比较。无微波激励时的自旋波谱乘以图中所示的系数。直接激励的射频模 RF 和非线性模式分布在与仅由直流电流激励的模式相同的频率范围内。非线性模式以相同间隔分布在相应的直接激励射频模 RF 两侧。(c) 对上方所示外场值计算得到的自旋波色散关系及微波功率吸收。准均匀模受到微波天线的激励最强，其频率依赖关系与 (a) 中激励的模式和非线性模式相同。相比之下，边缘模的频率呈现出不同的场依赖关系。

磁场依赖性

除了空间分辨测量外，我们还在不同外磁场下研究了磁振子的非线性产生，以便更深入地了解涉及的磁振子模式。测量在单独的结构 D 上进行。所有测量中的直流电流均保持恒定，为 6.6 mA。微波功率固定为 -5 分贝毫瓦。由于外场越大，自旋波色散向更高频率移动，因此必须针对所有外场值调整微波频率范围。这种移动在图5(a)中清晰可见。低频处的自旋波带隙（无自旋波强度）随外场增强而增大，从 19 毫特斯拉时的 2.6 GHz 增至 91毫特斯拉时的 7.5 GHz。几乎在所有外场下，都检测到非线性分裂模式，它们对称分布在直接激发模式两侧。只有在最低和最高外场值下，该效应的强度才显著减弱。通过观察 an-，可以定性地理解这一现象。

直接泵浦模式的自旋波强度受到反阻尼和阻尼效应的影响。较小的外场可能不足以使磁化强度垂直于（平行于）所施加的直流电流（注入的自旋电流极化方向），从而减弱反阻尼，进而降低自旋波强度，削弱非线性效应。在较高外场下，磁化强度主要垂直于条带排列，反阻尼型自旋轨道力矩达到最大值。然而，随着外场增强，吉尔伯特阻尼力矩也随之增强，自旋波强度则会降低。这与计算得出的磁化强度平衡取向一致。对于从19毫特斯拉到91毫特斯拉的所有外场，提取了饱和区域的宽度；该区域中归一化的垂直磁化强度分量大于0.9999，宽度分别为352、468、544、600、664、788纳米。因此，该分量在波导边缘处分别达到以下最小值：0.4510、0.5688、0.6883、0.8182、0.9649、0.9986。只有在中等外场下，反阻尼效

应才达到最大值，同时吉尔伯特阻尼力矩仍处于允许产生高自旋波强度、满足非线性效应所需条件的范围内。

在图5(b)中，将具有最高自旋波强度的非线性模式的频谱与无微波但有直流电流激励时的自旋-波频谱进行了比较。该比较表明，非线性模式主要与仅由直流电流激发的自旋波的相同频率范围相重合。此外，对于所有磁场值，非线性模式均对称地分布在直接激发模式的两侧，表明存在潜在的四磁子散射过程。

此外，可以看出，LFSM并不总是与由直流电流激发的自旋波谱中的最低频率模式相一致。有趣的是，在75毫特斯拉和91毫特斯拉下，微波泵浦模的频率以下出现了两个非线性模式。可能的是，直接泵浦模以下的第一个LFSM达到了足够高的自旋波强度，从而产生二阶四磁振子散射过程，在更低频率处以及直接泵浦模的射频处生成一个磁振子。作为所示效应的一种可能解释，四磁振子散射将在后文中进一步详细讨论。

图5(c)展示了使用TetraX计算得到的、对应实验所用外场的自旋波色散关系。对于所有外场值，条带的准均匀模都被最有效地激发。随着外场值增大，准均匀模的频率以与实验中直接激发的模式和非线性模式的频率相似的方式升高（图5(a)）。色散关系中最低的频率分支是条带边缘处的激发，此处的磁化强度未与外磁场对齐，正如前文所述。在达到41毫特斯拉之前，边缘模的频率升高；从56毫特斯拉到91毫特斯拉时，边缘模的频率降低。因此，边缘模表现出的频率变化规律显然不同于实验中研究的受激模式和非线性模式。在达到饱和场之前，对于具有垂直磁场的磁性条带而言，预计会出现这种行为。由于边缘模的频率降低，可以得出结论：它们不参与非线性磁振子散射过程。除了前文所示的空间分辨测量进一步表明直接激发的射频模具有局域性之外，这也是对该结论的进一步证实。

以及波导中心的非线性模 LFSM 和 HFSM。

时间分辨测量

为了更仔细地观察产生非线性模式的过程，微波激励被脉冲化，并在附加器件 E 上以频闪方式对自旋波谱进行时间分辨测量。微波以 0.5 MHz 的重复频率开启 1 μs 并关闭 1 μs。该直接激发的射频模以及非线性LFSM和HFSM的自旋波强度均归一化至稳态强度，并分别以红色、绿色和紫色圆点绘制于图 6(a)中。曲线沿图中y轴方向等距平移。灰色虚线竖线标记了由微波电压脉冲激发的射频模的起始时刻（包络、整流后的信号，以黑色圆点表示）。在射频模强度大幅增加并出现过冲后，强度在约13 ns后达到稳态。微波脉冲的形状并未显示出这种过冲，因此它不是产生过冲的原因。相反，当直接射频模在约100 ns处出现过冲时，LFSM强度在稍晚的时刻开始显著增加。因此可以得出结论：直接激发的射频功率首先必须超过临界功率阈值，非线性效应才能有效发生。由于功率流向次级模（LFSM、HFSM），射频模的强度逐渐降低，直至达到稳态。分别采用指数函数、过冲函数和S形函数对微波脉冲、射频模和LFSM模进行拟合，以提取上升时间。微波脉冲的上升时间最短，约为4ns。射频模和LFSM模的上升时间均约为10ns。图6(b)显示，降低直流电流会导致自旋轨道力矩减小，从而使有效阻尼增大，进而使直接泵浦的射频模的自旋波强度降低，射频模的过冲也随之消失。因此，在较小的直流电流下不会出现非线性模式，也未测得过冲。

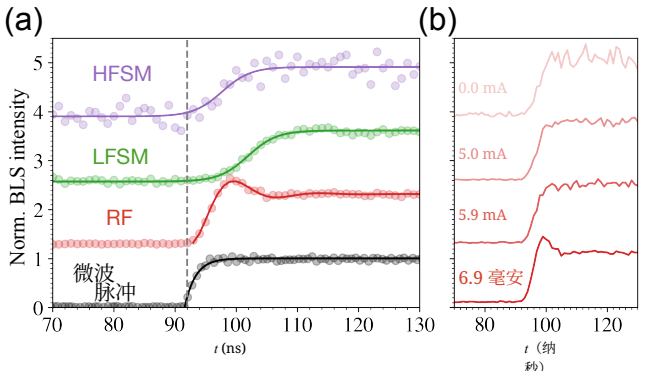

图 6. 结构 E 上的时间分辨微聚焦布里渊光散射强度。(a) 在 6.9 mA、5.62 GHz 和 -4 dBm 下直接激发（射频）和非线性模式（LFSM、HFSM）的时间依赖性（微波脉冲约在 92 ns 处施加）。LFSM 和 HFSM 用 S 形函数拟合，射频用过冲振荡方程拟合，微波脉冲用指数函数拟合。上升时间：微波脉冲约 4 ns，射频模：10 ns，LFSM：10 ns，HFSM：低信噪比 (b) 不同直流电流下射频模的积分自旋波强度。仅在高直流值下当自旋轨道力矩显著反阻尼系统时才检测到过冲。

讨论

实验观测表明，四磁子散射过程会产生非线性自旋波模。图 7示意性地展示了这一过程。黑色曲线表示在磁振子波导宽度方向上具有基态量子化的自旋波分支。如图1(c) 和图5(c)中的计算结果所示，该分支在波矢为 3.5rad/μm 处受到共面波导天线最强的激发。因此，预计只有在该处，自旋波强度才能增加到足以使非线性过程发生的水平。两个直接激发的射频磁振子相互作用，产生一个频率较低的新磁振子 LFSM和一个频率较高的新磁振子HFSM。假设这两个非线性模式也属于图中所示的自旋波分支，因为图4(b) 所示的空间分辨测量显示出相同的对称性，并且它们位于磁振子波导的中心。由于能量守恒，产生的两个磁振子在频率空间中必须以射频模为中心等距分布，这与实验中发现的结果一致。此外，动量守恒要求它们在波矢空间中也等距分布。基于这一要求，四磁子散射过程只能出现在具有线性斜率的自旋波分支部分。事实上，色散关系显示，在受泵浦的射频模附近存在相当线性的单调增长。灰色区域定性地表示由于约束效应以及波导特性的缺陷而导致的展宽。因此，该过程不仅可以在满足理想条件时发生，也可以在其附近的略微偏离条件下发生。这定性地解释了图 3(b) 所示的微波功率依赖测量结果。在

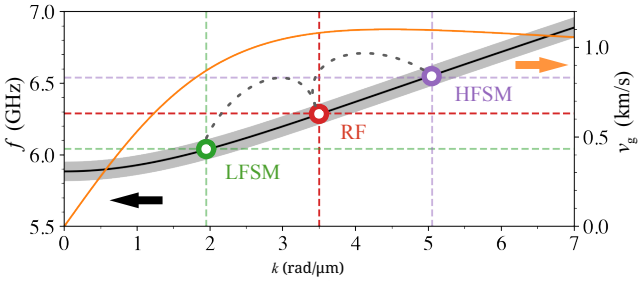

图7.磁振子波导中具有基本量子化的自旋波分支（黑色），由共面波导天线在3.5rad/μm处强烈激发。由于能量（f）和动量（k）必须守恒，四磁振子散射过程发生在色散关系的线性部分。因此，分裂模式LFSM和HFSM以直接激发的射频模式为中心，在 f和 k处等距分离。自旋波的群速度（橙色）表明，LFSM 的群速度显著较低，这与空间分辨测量的结果相符。射频和 HFSM 模式具有更高的群速度。

在低功率下，只有在达到理想条件（-6dBm）时才会出现散射过程。但在更高功率下，由于这些模式的线宽及其足够的重叠，即使频率存在一定失配，仍然会发生散射过程。自旋波分支的导数给出了图中以橙色显示的群速度。由于低k值处自旋波色散趋于平坦，这些自旋波的群速度相比其他模式有所降低。因此，可以预期 LFSM模式的传播会弱于其他模式RF 和 HFSM。事实上，通过测量图4(f) 中的衰减，确实观察到了这一点。LFSM 模式的自旋波强度下降速度明显快于RF 和 HFSM模式。此外，计算表明 HFSM 的群速度略高于 RF 模式。这一细微差异也在实验中得到了观察。

结论

通过自旋霍尔效应产生的纯自旋电流可以控制磁振子波导中的四磁振子散射。一方面，注入的自旋电流强度及由此产生的自旋轨道力矩大小不足以形成磁自振荡。另一方面，它显著降低了磁振子系统的阻尼，从而在很宽的频率范围内增强了自旋波强度。利用微波磁场进行额外泵浦，可产生很强的自旋波强度，使超薄波导在较低泵浦功率下也能有效发生四磁振子散射。因此，直接泵浦模的频率下方和上方会产生两个或更多模式，其间具有相等的频率间隔，这符合能量守恒的要求。研究表明，必须超过微波功率和直流电流（自旋轨道力矩）的阈值，才能获得较强的自旋波强度，进而实现非线性模式；这证实了该过程的起始可以受到控制。为证实四磁振子散射过程的存在，研究人员在时域中考察了额外模式的出现，发现直接激发模式与非线性模式之间存在时间延迟。空间分辨的自旋波衰减测量结果也为四磁振子散射过程提供了另一项证据。在非弹性散射过程中，由于动量守恒，必须产生一个动量高于两个初始磁振子的磁振子，以及一个动量低于它们的磁振子。在低波矢处，色散关系较平坦，因此自旋波传播减弱。这一现象确实在低频非线性模式中得到了观察。此外，研究还表明，在很宽的外磁场范围内均可实现磁振子的非线性产生，这或许对未来应用有所助益。边缘模的频率变化偏差被用来排除其作为所观察到的非线性效应解释的可能性。这一效应的应用或可用于

用于产生更高的自旋波频率和更短的波长，或用于产生由纯自旋流控制的自旋波频率梳。此外，在非线性过程开始后，自旋波强度的大幅增加可以被解释为一种具有明显阈值行为的尖峰过程。这可能应用于神经形态计算这一广阔领域，在该领域中，复杂且非线性的器件行为是分类任务的关键要素。

致谢

谨此感谢德国研究联合会在 SCHU2922/1-1 项目计划下提供的资助。感谢 B. Scheumann 沉积金膜。谨此感谢 IBC 的 Rossendorf 纳米加工设施（NanoFaRo）提供的支持。

参考文献

[1]Giovanni Finocchio, Supriyo Bandyopadhyay, Peng Lin, Gang Pan, J. Joshua Yang, Riccardo Tomasello, Christos Panagopoulos, Mario Carpentieri, Vito Puliafito, Johan ˚Akerman, Hiroki Takesue, Amit Ranjan Trivedi, Saibal Mukhopadhyay, Kaushik Roy, Vinod K. Sangwan, Mark C. Hersam, Anna Giordano, Huynsoo Yang, Julie Grollier, Kerem Camsari, Peter Mcmahon, Supriyo Datta, Jean Anne Incorvia, Joseph Friedman, Sorin Cotofana, Florin Ciubotaru, Andrii Chumak, Azad J. Naeemi, Brajesh Kumar Kaushik, Yao Zhu, Kang Wang, Belita Koiller, Gabriel Aguilar, Guilherme Tempor˜ao, Kremena Makasheva, Aida Tordi Sanial, Jennifer Hasler, William Levy, Vwani Roychowdhury, Samiran Ganguly, Avik Ghosh, Davi Rodriquez, Satoshi Sunada, Karin Evershor-Sitte, Amit Lal, Shubham Jadhav, Massimiliano Di Ventra, Yuriy Pershin, Kosuke Tatsumura, and Hayato Goto. 纳米技术非传统计算路线图，2023年。[2]B. Dieny, I. L. Prejbeanu, K. Garello, P. Gambardella, P. Freitas, R. Lehndorff, W. Raberg, U. Ebels, S. O. Demokritov, J. Akerman, A. Deac, P. Pirro, C. Adelmann, A. Anane, A. V. Chumak, A. Hirohata, S. Mangin, Sergio O. Valenzuela, M. Cengiz Onba.slı, M. d'Aquino, G. Prenat, G. Finocchio, L. Lopez-Diaz, R. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko, and P. Bortolotti. 自旋电子学在微电子产业中的机遇与挑战。 *Nature Electronics*，3(8):446–459，2020年。[3]Dennis V Christensen, Regina Dittmann, Bernabe Linares-Barranco, Abu Sebastian, Manuel Le Gallo, Andrea Redaelli, Stefan Slesazeck, Thomas Mikolajick, Sabina Spiga, Stephan Menzel, Ilia Valov, Gianluca Milano, Carlo Ricciardi, Shi-Jun Liang, Feng Miao, Mario Lanza, Tyler J Quill, Scott T Keene, Alberto Salleo, Julie Grollier, Danijela Markovi´c, Alice Mizrahi, Peng Yao, J Joshua Yang, Giacomo Indiveri, John Paul Strachan, Suman Datta, Elisa Vianello, Alexandre Valentian, Johannes Feldmann, Xuan Li, Wolfram H P Pernice, Harish Bhaskaran, Steve Furber, Emre Neftci, Franz Scherr, Wolfgang Maass, Srikanth Ramaswamy, Jonathan Tapson, Priyadarshini Panda, Youngeun Kim, Gouhei Tanaka, Simon Thorpe, Chiara Bartolozzi, Thomas A Cleland, Christoph Posch, ShihChii Liu, Gabriella Panuccio, Mufti Mahmud, Arnab Neelim Mazumder, Morteza Hosseini, Tinoosh Mohsenin, Elisa Donati, Silvia Tolu, Roberto Galeazzi, Martin Ejsing Christensen, Sune Holm, Daniele Ielmini, and N Pryds. 2022年神经形态计算路线图计算与工程。 *Neuromorphic Computing and En-gineering*，2(2):022501，2022年5月。[4]J. Grollier、D. Querlioz、K.Y. Camsari、K. Everschor-Sitte、S.Fukami和M.D. Stiles。神经形态自旋电子学。 *NatureElectronics*，3(7):360–370，2020年。[5]Alexey Kim、Anatoly Zvezdin、Sangeeta Sharma、Samuel Shall-cross、Nuno deSousa、Antonio Garc´ıa-Mart´ın、Georgeta Salvan、Jaroslav Hamrle、Ond˘rej Stejskal、Jeffrey McCord、Silvia Tac- chi、Giovanni Carlotti、PietroGambardella、Gian Salis、MarkusM¨unzenberg、Martin Schultze、Vasily Temnov、IgorV Bychkov、LeonidN Kotov、Nicol`o Maccaferri、Daria Ignatyeva、Vladimir Belotelov、Claire Donnelly、AurelioHierro Rodriguez、Iwao Mat- suda、Thierry Ruchon、Mauro Fanciulli、Maurizio Sacchi、Chun- hui Rita Du、Hailong Wang、N Peter Armitage、Mathias Schu-bert、Vanya Darakchieva、Bilu Liu、Ziyang Huang、Baofu Ding、AndreasBerger和 Paolo Vavassori。2022年磁光学路线图。 *Journal of Physics D: Applied Physics*，55(46):463003，2022年9月。[6]S. I. Kiselev、J.C. Sankey、I. N. Krivorotov、N. C. Emley、R.J.Schoelkopf、R.A.Buhrman和D.C. Ralph。自旋极化电流驱动的纳米磁体微波振荡。*Nature*，425(6956):380–383，2003年。[7]Vladislav E. Demidov、Sergei Urazhdin、Henning Ulrichs、Vasyl Tiberkevich、Andrei Slavin、Dietmar Baither、GuidoSchmitz和SergejO.Demokritov。纯自旋电流驱动的磁性纳米振荡器。 *Nature Materials*，11(12):1028–1031，2012年。[8]AndreiSlavin和Vasil Tiberkevich。自旋极化电流产生微波的非线性自振荡器理论。 *IEEE Transactions on Magnetics*，45(4):1875–1918，2009年。[9]J.C. Slonczewski。电流驱动的磁性多层膜激发。 *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*，159(1):L1 – L7，1996年。[10]Mohammad Zahedinejad、Ahmad A. Awad、Shreyas Muralidhar、Roman Khymyn、Himanshu Fulara、HamidMazraati、MykolaDvornik和 Johan ˚Akerman。用于神经形态计算的二维相互同步自旋霍尔纳米振荡器阵列。 *Nature Nanotechnology*，15(1):47–52，2020年。[11]Akash Kumar、Himanshu Fulara、Roman Khymyn、Mohammad Zahedinejad、Mona Rajabali、Xiaotian Zhao、Nilamani Behera、Afshin Houshang、AhmadA.Awad和 Johan ˚Akerman。长自旋霍尔纳米振荡器链中的稳健相互同步，2023年。[12]K. Schultheiss、R. Verba、F. Wehrmann、K.Wagner、L. K¨orber、T. Hula、T.Hache、A. K´akay、A. A. Awad、V. Tiberkevich、A. N. Slavin、J.Fassbender和H. Schultheiss。磁性涡旋中耳语画廊磁振子的激发。 *Phys. Rev. Lett.*，122:097202，2019年3月。[13]V. E. Demidov、H. Ulrichs、S. V. Gurevich、S.O. Demokritov、V. S. Tiberkevich、A. N.Slavin、A.Zholud 和S. Urazhdin。自旋霍尔纳米振荡器与外部微波信号的同步。 *Nature Communications*，5:3179，2014年。[14]T. Hache、T. Weinhold、K. Schultheiss、J.Stigloher、F. Vilsmeier、C. Back、S.S. P.K. Arekapudi、O. Hellwig、J.Fassbender和H.Schultheiss。对基于狭窄部、注入锁定的自旋霍尔纳米振荡器进行频域与时域联合测量。 *Applied Physics Letters*，114(10):102403，2019年。[15]T.Hache、M. Va˘natka、L.Flaj˘sman、T.Weinhold、T.Hula、O. Ciubotariu、M.Albrecht、B.Arkook、I. Barsukov、L. Fallarino、O. Hellwig、J. Fassbender、M. Urb´anek 和H.Schultheiss。用于磁光谱学实验的独立式可定位微波天线器件。*Phys. Rev. Applied*，13:054009，2020年5月。[16]Kai Wagner、Andrew Smith、Toni Hache、Jen-Ru Chen、Liu Yang、Eric Montoya、KatrinSchultheiss、J¨urgenLindner、J¨urgen Fassbender、IlyaKrivorotov和Helmut Schultheiss。锥形纳米线自旋霍尔振荡器中多个自振荡模式的注入锁定。 *Scientific Reports*，8(1):16040，2018年。[17]V. E. Demidov、S. Urazhdin、A. B. Rinkevich、G.Reiss和S. O.Demokritov。自旋霍尔控制的磁振子微波波导。 *Applied Physics Letters*，104(15):152402，2014年。

[18]T. Hula、K. Schultheiss、F. J.T. Gon.calves、L.K¨orber、M. Bejarano、M.Copus、L. Flacke、L.Liensberger、A. Buz- dakov、A.K´akay、M. Weiler、R. Camley、J.Fassbender 和 H. Schultheiss。自旋波频率梳。*Applied Physics Letters* 121 11 ，（）：112404，2022年。[19]Mauricio Bejarano、Francisco J. T. Goncalves、Toni Hache、Michael Hollenbach、Christopher Heins、Tobias Hula、Lukas K¨orber、Jakob Heinze、Yonder Berenc´en、Manfred Helm、J¨urgen Fassbender、Georgy V.Astakhov和HelmutSchultheiss。可扩展量子器件中原子自旋缺陷的非线性磁振子控制，2022年。[20]Brecht G. Simon、Samer Kurdi、Joris J. Carmiggelt、Michael Borst、AllardJ.Katan 和 ToenovanderSar。利用单自旋传感器的纳米定位对简并频率自旋波进行滤波和成像。*Nano Letters* 22 22 9198 9204, 11 ，（）：–。2022[21]Bertelli Iacopo、CarmiggeltJoris J.、Yu Tao、Simon Brecht G.、Pothoven Coosje C.、BauerGerrit E. W.、Blanter Yaroslav M.、AartsJan和vanderSarToeno。磁性绝缘体中自旋波输运与干涉的磁共振成像。*Science Advances*，6(46)：eabd3556，2021/12/02。[22]Eric Lee-Wong、Ruolan Xue、Feiyang Ye、Andreas Kreisel、Toeno van der Sar、AmirYacoby和Chunhui Rita Du。利用量子自旋传感器对具有可变波矢的磁振子激发进行纳米尺度检测。*Nano Letters*，20(5)：3284–3290，05 2020年。[23]Xiaoche Wang、Yuxuan Xiao、Chuanpu Liu、Eric Lee-Wong、Nathan J. McLaughlin、Hanfeng Wang、Mingzhong Wu、Hailong Wang、EricE.Fullerton和Chunhui RitaDu。电控单自旋量子比特的相干自旋旋转。*Information* 6 1 78, 2020 *npj Quantum* ，（）：。[24]Jeffrey Neethi Neethirajan、Toni Hache、Domenico Paone、Di- nesh Pinto、Andrej Denisenko、RainerSt¨ohr、P´eter Udvarhelyi、Anton Pershin、Adam Gali、Joerg Wrachtrup、Klaus Kern 和 Aparajita Singha。受控表面改性以恢复浅层-低浓度氮空位中心。*Nano Letters*，03 2023年。[25]M.I.Dyakonov和 V.I. Perel。利用电流定向电子自旋的可能性。*JETP Letters*，13(11):467，1971年6月。[26]JEHirsch。自旋霍尔效应。*Phys. Rev. Lett.*，83 1837，199191834():–。[27]Axel Hoffmann。金属中的自旋霍尔效应。*IEEE Transactions on Magnetics* 49 10 5172 5193, 2013 ，():–。[28]Qiming Shao、Peng Li、Luqiao Liu、Hyunsoo Yang、Shunsuke Fukami、Armin Razavi、Hao Wu、Kang Wang、FrankFreimuth、Yuriy Mokrousov、Mark D. Stiles、Satoru Emori、Axel Hoffmann、Johan ˚Akerman、KaushikRoy、Jian-Ping Wang、See-HunYang、KevinGarello和 Wei Zhang。自旋轨道转矩路线图。*IEEE Transactions on Magnetics*，57(7):1–39，2021年。[29]T. Hache、Y. Li、T. Weinhold、B. Scheumann、F.J. T. Gon.calves、O. Hellwig、J.Fassbender和 H. Schultheiss。双极性自旋霍尔纳米振荡器。*Applied Physics Letters*，116(19):192405，2020年。[30]L. K¨orber、G. Quasebarth、A.Otto和A.K´akay。用于具有任意横截面的磁振子波导中自旋波色散的有限元动态矩阵方法。*AIP Advances* 11 9 ，():095006，2021年。[31]Lukas K¨orber、Gwendolyn Quasebarth、Alexander Hempel、Friedrich Zahn、Andreas Otto、Elmar Westphal、Riccardo Her-tel和 AttilaKakay。TetraX：有限元微磁建模软件包，2022年1月。[32]ThomasSebastian、KatrinSchultheiss、Bj¨orn Obry、Burkard Hillebrands和 HelmutSchultheiss。微聚焦布里渊光散射：在纳米尺度对自旋波成像。*Frontiers in Physics* 3 35, 2015 ，：。[33]Andrew Smith、Kemal Sobotkiewich、Amanatullah Khan、EricA. Montoya、Liu Yang、Zheng Duan、Tobias Schneider、Kilian Lenz、J¨urgen Lindner、KyongmoAn、XiaoqinLi 和IlyaN.Krivoro- tov。自旋霍尔振荡器中的维度交叉。*Phys. Rev.*，：8月。*B* 102 054422, 2020