arXiv:2303.00936v1 [cond-mat.mes-hall] 2 Mar 2023

利用手性选择的短波长磁振子激发实现单向微波转导

Yi Li,[1,*] Tzu-Hsiang Lo,[2] Jinho Lim,[2] John E. Pearson,[1] Ralu Divan,[3] Wei Zhang,[4] Ulrich Welp,[1] Wai-Kwong Kwok,[1] Axel Hoffmann,[2,†] 和 Valentine Novosad[1,‡]
[1] *Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA*
[2] *Department of Materials Science and Engineering, UIUC, Urbana, IL 61820, USA*
[3] *Center for Nanoscale Materials, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA*
[4] *Department of Physics and Astronomy, University of North Carolina, Chapel Hill, NC 27599, USA*
（日期：2023年3月3日）

非互易磁振子传播近年来已成为开发用于先进信息处理的芯片嵌入式微波隔离器的一种极具潜力的途径。然而，在微型化磁性薄膜器件中实现较大的非互易性颇具挑战，因为薄膜厚度较小时，很难区分沿相反方向传播的表面自旋波。在这项工作中，我们在钇铁石榴石（YIG）薄膜延迟线上，实验实现了亚微米波长传播磁振子的单向微波转导。我们实现了30 dB的非衰减隔离度，且磁场可调的带通频率范围宽广，最高可达14 GHz。较大的隔离度源于共面波导天线产生的奥斯特场对手性磁静力表面自旋波的选择。增大天线宽度与钇铁石榴石厚度之间的几何比，会显著降低非互易性，并引入额外的磁振子传输频带。我们的研究为利用短波长磁振子激发实现片上微波隔离和可调延迟线铺平了道路。

量子信息 [1], 、微电子学 [2] 和5G/6G网络 [3] 等信息技术的最新进展，要求微波信号处理实现突破性创新。尤其是，集成于电路中的微波隔离器在许多应用中都备受期待，因为它们能够滤除不需要的微波回流。在量子信息领域，滤除输出端口的环境噪声对于保护量子态和纠缠 [4]至关重要。将隔离器嵌入芯片，可显著缩小器件体积，相较于目前使用的块体铁氧体隔离器更具优势，并能在电路层面实现动态系统的非厄米工程 [5, 6]。

磁振子学为通过微型化结构实现单向微波转导提供了机遇 [7–9]。由于具有特殊的色散关系[10], , 磁振子能够在微波带宽 [11–16] 内支持波长短至纳米尺度的短波长激发，同时还能通过外加磁场实现优异的频率可调性。此外，磁振子具有非互易性，这源于磁激发的诸多独特性质，包括传播磁静力表面自旋波（MSSW）中的内禀手性选择 [17–24]、波矢依赖的自旋波色散位移 [25–35], 以及非厄米电路工程 [36, 37]。这使得在微波电路中紧凑集成微型化、宽带且高度可调的隔离器成为可能。此外，微型化磁振子隔离器的实现对于自旋波计算也十分重要，因为磁振子可用于承载、传输和处理信息 [38, 39]。磁振子信息的单向流动能够隔离输入与输出，并确保确定性逻辑输出 [40, 41]。

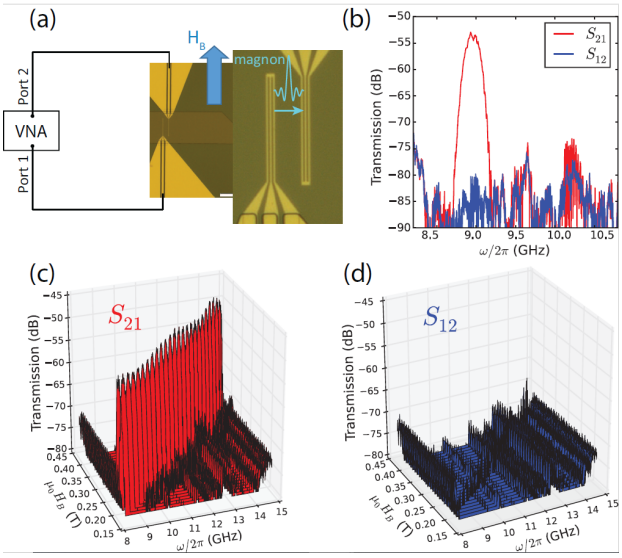

图1. (a) YIG延迟线的光学显微镜图像，参数为 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米、 $w = 200$ 纳米和 $d = 10$ μm。(b) 在 $\mu_0 H_B = 0.22$ T 磁场下，使用矢量网络分析仪测得的(a)中器件的非互易微波传输谱。(c-d) 在不同磁场下对(b)进行的重复测量，显示出宽带非互易性，隔离度恒定为 30 dB。

芯片集成磁振子微波隔离器面临的一项主要挑战，是磁性薄膜器件中的非互易性会减弱。随着薄膜厚度减小至纳米级，局域于薄膜顶面和底面的 $+k$ 和 $-k$磁静表面自旋波模态会扩展至整个薄膜厚度，并且都会受到顶面天线的激发，

导致隔离度降低，通常不足 10 dB。其他实现较大磁振子非互易性的方法通常会受到带宽狭窄的限制 [36, 42, 43]。另一种方式是通过精心设计的微波天线实现手性选择，从而获得自旋波非互易性 [22, 44, 45], 其中，$+k$ 和 $-k$ 磁静表面自旋波会根据磁化矢量的方向呈现顺时针或逆时针的模式分布。这种技术不受薄膜厚度限制，因此通过恰当的几何设计，可用于实现高效的自旋波隔离。

在本研究中，我们在厚度低至 100 纳米的钇铁石榴石（YIG）薄膜延迟线中，实现了隔离度超过 30 dB 的单向磁振子激发。我们发现，非互易性的主要机制是共面波导（CPW）天线产生的奥斯特场手性；该磁场呈类似 sinc 函数的空间分布，并选择性地耦合到单向传播的磁静表面波模。随着天线宽度与钇铁石榴石薄膜厚度之比从 1 增至 5，隔离度迅速从 35 dB 降至 10 dB，这是由于电极边缘处的奥斯特场形成了尖锐的折角。此外，我们还利用测量系统的时域功能，在天线和薄膜几何参数偏离最佳条件时，测得延迟时间和群速度，并确定了额外微波转换频带的性质。对高隔离度、高可调谐性、基于薄膜的紧凑型微波隔离器进行演示并深入理解其物理机制，对于将微波工程拓展至磁振子器件至关重要，也为量子信息应用中的片上降噪带来了新的可能。

延迟线的结构如图 1(a) 所示。一对纳米加工的地-信号-地（GSG）共面波导天线制作在厚度为 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 或 200 nm 的钇铁石榴石薄膜条带上。GSG 天线的三个电极及其间隙宽度均为 $w = 200$ 或 500 nm，长度为 30 μm，从而激发波长约为 $\lambda = 4w$ [46] 的自旋波。两根共面波导之间的间距为 $d = 5$、10 或 20 μm。外加磁场平行于两根共面波导，以确定两根天线之间的磁静表面自旋波传播模式。

图1(b)展示了在 $\mu_0 H_B = 0.22$ T下测得的 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米、$w = 200$ 纳米和 $d = 10$ μ米样品的微波传输谱，测量使用了矢量网络分析仪（VNA）。对于如图1(a)所示从左向右传播（S_{21}）的磁振子，在9 吉赫兹附近观察到单个微波传输频带，且其强度明显高于微波背景。将测量方向从右向左反转（S_{12}）后，传输频带便消失。S_{21} 频带对应于波矢k 垂直于磁化强度 M 的磁静表面波模。通过翻转偏置场，磁振子的传输方向也会反转 [47]。如图1(c)所示，在不同外部偏置场下，传输频带可沿频率轴连续调谐。在8至15 吉赫兹的宽频带范围内，测得的隔离度稳定在 30 dB，3 dB带宽为0.15 吉赫兹，且变化可忽略不计。

为进一步探究几何结构在非互易性中的作用，我们比较了几种不同天线几何形状下的传输谱，结果如图 2(a-d) 所示。实验结果表明，将 w 从 200 nm 增大到 500 nm 后，隔离带（S_{12}）显著增强，从低于噪声背景变为清晰可见，使图 2(b) 和图 2(d) 中的非互易性分别降至 15 dB 和 10 dB。此外，较高频率处出现了一个新的边带，标记为模式 2。它对应于主磁静表面波模的二次谐波。

为了理解如此显著的磁振子非互易性，我们根据实验几何结构，计算了 GSG 天线的奥斯特场分布，以及 $+k$ 和 $-k$ MSSW 磁振子模态分布。如图 2(e) 所示，奥斯特场与 $+k$模态具有相同的逆时针空间手性，而 $-k$ 模态则呈现顺时针手性[28]。这意味着 GSG 天线选择性地激发$+k$ 模态，并与 $-k$ 模态解耦，从而产生手性诱导的磁振子非互易激发。此外，当天线宽度与钇铁石榴石厚度的纵横比 w/t_{YIG} 从 0.5 增至 5 时，奥斯特场分布会从类 sinc 平滑分布转变为在天线电极边缘带有多个尖锐折点的分布 [图 2(f)], ，从而与 $-k$ 模态产生有限重叠，并降低非互易性。这一效应还会提高二次谐波激发效率；更多详情请参阅补充信息 [47]。

我们还使用 MuMax 对磁振子隔离度进行数值模拟，以便与实验结果进行比较。有趣的是，我们发现实验与模拟之间存在较大差异，如图 2(g) 所示。模拟结果显示，随着纵横比 w/t_{YIG} 从 0.5 增至 5，隔离度缓慢地从 24 dB 降至 18 dB。然而，实验结果显示，随着 w/t_{YIG} 从 1 增至 5，隔离度下降得快得多，从 36 dB 降至 10 dB。我们认为，这种差异源于模拟条件与实验条件不同：为加快计算，我们在整个厚度方向上仅使用单个像素。这可能会导致在共面波导天线宽度与薄膜厚度相当时，无法捕捉细微的磁性分布。在以往大多数关于共面波导几何结构[22–24], 的研究中，天线宽度通常远大于薄膜厚度，因此奥斯特场的手性选择受到抑制。我们还指出，可以排除趋肤效应，因为我们没有观察到

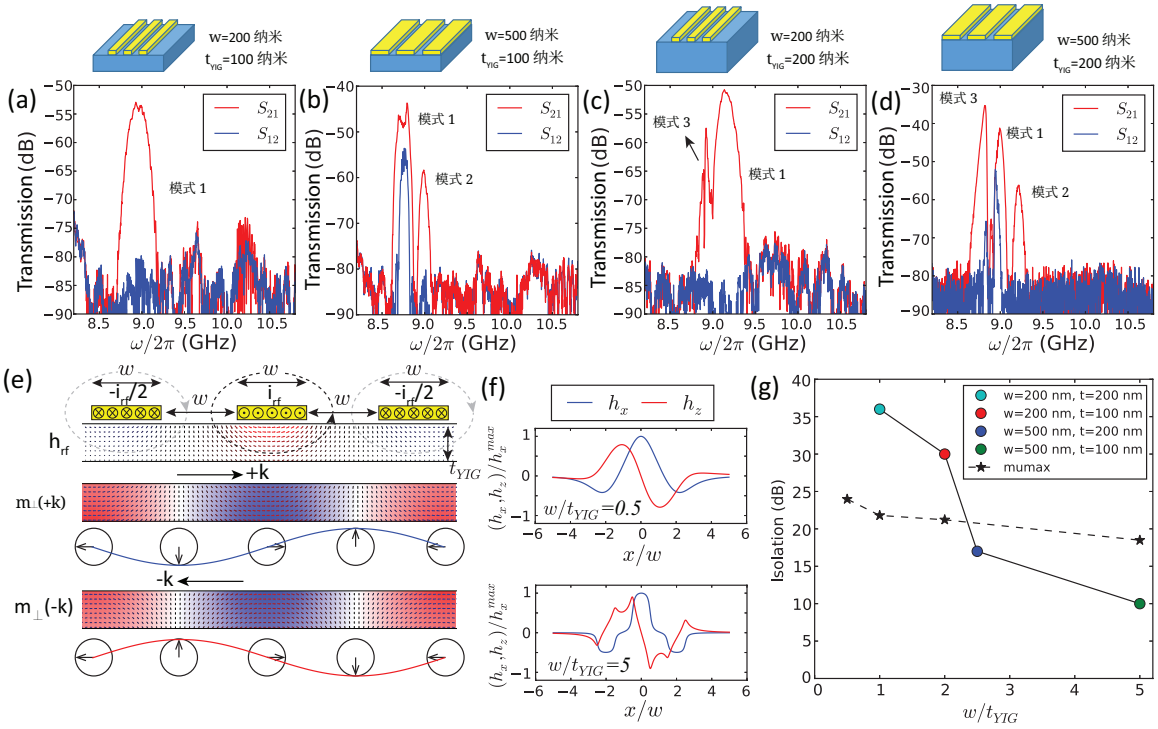

图 2. (a-d) 不同几何结构下的非互易微波传输谱：(a) $w = 200$ 纳米， $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米；(b) $w = 500$ 纳米， $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米；(c) $w = 200$ 纳米， $t_{\mathrm{YIG}} = 200$ 纳米；(d) $w = 500$ 纳米， $t_{\mathrm{YIG}} = 200$ 纳米。为便于比较，偏置场均为 $\mu_0 H_B = 0.22$ T。(e) OOMMF 对顶部共面波导奥斯特场手性和 $\pm k$ 磁静表面波模手性的模拟。(f) *top:* $w/t_{\mathrm{YIG}} = 0.5$ 和 *bottom:* $w/t_{\mathrm{YIG}} = 5$的奥斯特场分布。(g) 实验测得的磁振子隔离度随纵横比 w/t_{YIG}的变化汇总，并附 MuMax 模拟结果。

隔离度存在明显的频率依赖性。10 GHz 下金的趋肤深度约为 785 纳米 [48], , 也远大于本研究中的天线宽度，因此假设天线中的微波电流均匀分布是合理的。

为考察非互易磁振子延迟线在时域中的性能，我们还使用矢量网络分析仪（VNA）的逆快速傅里叶变换（IFFT）功能进行时域分析。IFFT 模拟输入一个 sinc 函数脉冲，该脉冲对频率窗口设定的所有频率分量赋予相同权重。作为示例，我们重点研究具有 $w = 200$ 纳米和 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米天线间距的延迟线。图 3(a) 和 (b) 展示了不同天线间距（$d = 5$、10 和 20 μ米）下主要传输带（S_{21}）的频域和时域测量结果。图 3(b) 的 IFFT 分析所用频率窗口设为 3 至 15 吉赫兹，以捕捉整个频带的传输。在频域中，不同d下测得的传输带几乎相同，只有随着传播距离增加、磁振子衰减加剧，传输幅度有所降低。在时域中，磁振子传输峰之后出现一个 20 纳秒的初始微波脉冲，这是两个天线之间直接微波辐射所致，在图 3(a) 中构成微波背景。

磁振子信号相对于微波辐射脉冲的时间延迟随 d 呈线性变化；在 $d = 20$ μ米处，时间延迟为 96 纳秒，或者说，在 $\omega_{\mathrm{peak}}/2\pi = 10$吉赫兹处，磁振子群速度为 $v_g = 208$ 米/秒。频域中的 S_{21}相位变化率也证实了群速度的数值，图 3(e) 中的星号标出了这些数值；详情请参阅补充材料 [47]。在相反的微波传输方向（S_{12}）上未测得磁振子信号。

提取出的磁振子传输参数随峰值传输频率 (ω_{peak}) 的场依赖关系绘于图 3(c-f)。在频域中，三种器件在 8 至 14 GHz 范围内均表现出几乎与频率无关的峰值传输幅度 ($S_{21,\ \mathrm{peak}}$) 和线宽 ($\Delta\omega_{3dB}$)。 d依赖关系$S_{21,\ \mathrm{peak}}$ 给出的磁振子衰减率为 0.5 dB/μ米，或指数衰减长度为 8.7 μ米。 $\Delta\omega_{3dB}/2\pi$ 的值约为 0.12 GHz。需要注意的是，它取决于 GSG 天线几何结构，与频率无关。在时域中，从时间延迟提取出的群速度在三种器件中一致，并随频率缓慢下降，这是磁静表面波模式的特征。与解析计算相比，群速度值介于偶极区间和交换区间 [47], 之间，这与亚微米磁振子的范围相符

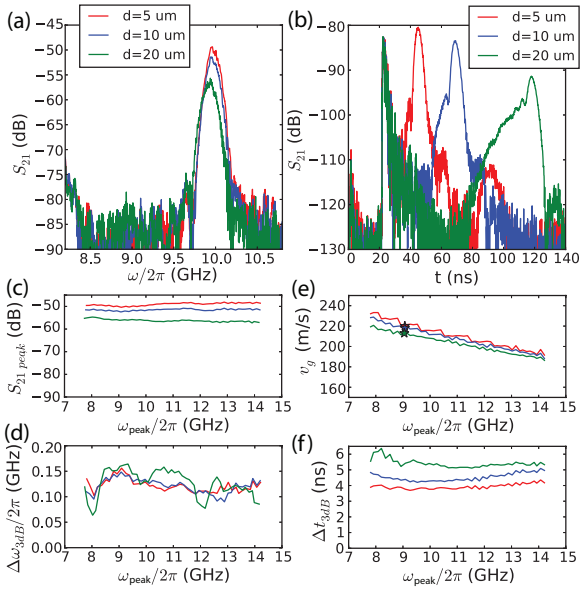

图3。（a）对比天线间距为 d 时， $w = 200$ 纳米、 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ 纳米的微波传输谱。（b）对（a）进行逆快速傅里叶变换，变换窗口为 3 至 15 吉赫兹。（a）和（b）的偏置场设为 $\mu_0 H_B = 0.27$ T。（c）最大传输幅度 $S_{21,\ \mathrm{peak}}$ 随峰值位置 ω_{peak} 的变化。（d）3 dB频率线宽 $\Delta\omega_{3dB}$ 随 ω_{peak} 的变化。（c）和（d）是从不同磁场下（a）的测量结果中提取的。（e）由磁振子时延得到的群速度，并绘制为 ω_{peak} 的函数。星号表示在 $\mu_0 H_B = 0.22$ T 下测得的频谱中，根据相位变化率得到的群速度，与图1（b）相同。（f）逆快速傅里叶变换峰值的3 dB线宽随 ω_{peak} 的变化。（e）和（f）是从不同磁场下（b）的测量结果中提取的。

波长。

IFFT 分析还使我们能够测得磁振子脉冲宽度 ($\Delta t_{3\mathrm{dB}}$)；如图 3(f) 所示，三种器件的脉冲宽度均在 4-6 ns 范围内。由于模拟的 sinc脉冲宽度小得多（频率窗口为 3 至 15 GHz 时为 < 0.1 ns），测得的 $\Delta t_{3\mathrm{dB}}$ 值构成了延迟线结构脉冲宽度的基本极限。展宽的主要来源是天线的有限空间宽度，磁振子脉冲需从天线旁经过。若将整个天线的宽度取为 $4w = 800$ 纳米，且群速度v_g 为 200 m/s，则磁振子脉冲穿过天线的总传播时间为 $4w/v_g = 4$ ns，接近图 3(f) 中 $\Delta t_{3\mathrm{dB}}$ 的下限。 $\Delta t_{3\mathrm{dB}}$ 随 d 增加，是因为 v_g 分布在有限带宽 $\Delta\omega_{3dB}$内，导致磁振子波包在传播过程中展宽。粗略估计，额外的磁振子脉冲展宽 Δt_k 可表示为 $\Delta t_k = (\Delta\omega_{3\mathrm{dB}}/\omega)t$；详细讨论见补充材料 [47]。根据图 3(d)，$\Delta\omega_{3\mathrm{dB}}/\omega \approx 1\%$。通过改变 d，可得 $\Delta t_k \approx 1$ ns 从 5 纳米到 20 纳米，这与图 3(f) 中$\Delta t_{3\mathrm{dB}}$ 的变化一致。

最后，我们使用 IFFT 分析来确定图 2(a-d) 中不同天线几何形状对应的额外能带的性质，这些能带标记为模式 1、2 和 3。图 4 展示了每种几何形状下不同模式的时域剖面。频率窗口限制在各磁振子能带的边缘，以滤除其他能带的贡献。模式 1 是已知的主要传输带。对于出现在图 4(b) 和 (d) 中的模式 2，其峰值位置相比模式 1 延迟更长。这说明模式 2 是二次谐波，因为对于磁静表面波模式，ω-k 色散曲线在较高 k 处变软，群速度随之降低，导致传播磁振子的传输时间变长。出现在图 4(c) 和 (d) 中的模式 3，其持续时间超过 50 ns。根据补充材料 [47], 中讨论的 S_{21} 相位变化率，我们判定模式 3 是斜向激发的后向体磁静自旋波（BVMSWs），其波矢因自旋波衍射而倾斜 [49, 50]。根据对图 2(d) 的相位分析，模式 3 的高频边缘由于在某个倾斜角度下 ω-k 色散关系平坦而表现出近零群速度，导致磁振子脉冲需要很长时间才能传输 [51–53]。通过时域分析，我们得出结论：较窄的 GSG 天线宽度会产生更纯净的磁振子模式；在非互易磁振子延迟线上进行脉冲微波处理时，这有利于最大限度地减少损耗和退相干。

总之，我们系统研究了具有超过 30 dB 宽带隔离度的钇铁石榴石薄膜磁振子延迟线。我们确定，非互易性的来源是 GSG 天线产生的手性奥斯特场仅与单一传播方向上的磁静表面波模式发生选择性耦合。通过时域 IFFT 分析，我们确定了延迟线的重要参数，包括时间延迟、群速度、带宽和时域展宽。我们还确认，额外磁振子传输频带的本质是二次谐波和倾斜后向体磁静自旋波能带；通过限制天线的纵横比和钇铁石榴石厚度，可以抑制这些频带。我们的研究结果展现了非互易磁振子延迟线在处理脉冲微波信号方面的新前景，其噪声隔离性能优异，并可作为嵌入芯片的微波隔离器，用于自旋波计算和量子信息处理。我们指出，我们展示的非互易自旋波传播还可以与近期的自旋转矩自旋波放大研究相结合[54]，以实现单向磁振子微波纳米放大器。

方法。 这些器件采用液相外延（LPE）生长在 $Gd_3Ga_5O_{12}$（GGG）衬底上的钇铁石榴石薄膜制备，该薄膜可商购获得

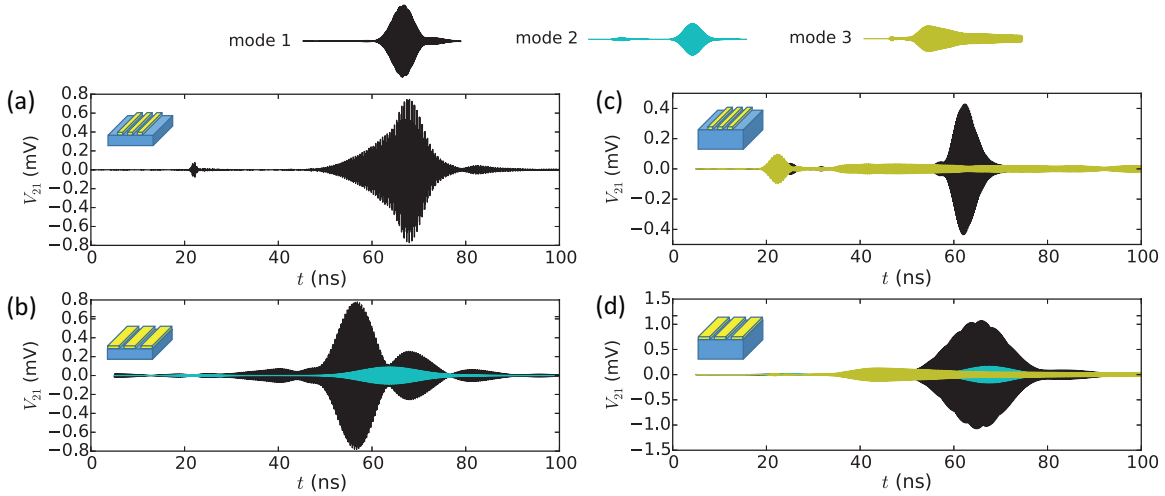

图 4. 使用不同 IFFT 频率窗口对磁振子模式轨迹进行分解。(a-d) 分别由图 2(a-d) 的频域光谱经 IFFT 转换得到，$\mu_0 H_B = 0.22$ T。(a) 使用 8.5-9.5 吉赫兹的频率窗口得到模式 1。(b) 根据以下频率范围得到模式 1 和模式 2：1：8.45 至 8.85 吉赫兹，2：8.85 至 9.2 吉赫兹。(c) 根据以下频率范围得到模式 1 和模式 3：1：9.0 至 10 吉赫兹，3：8.5 至 9.0 吉赫兹。(d) 根据以下频率范围得到模式 1、2、3：1：8.88 至 9.1 吉赫兹，2：9.1 至 9.6 吉赫兹，3：8.5 至 8.88 吉赫兹。振幅以电压（V_{21}）测量。

[55]。首先，在钇铁石榴石薄膜上通过光刻制作铬硬掩模，并用于蚀刻钇铁石榴石延迟线。采用 Ar^+ 离子束铣削，高效蚀刻钇铁石榴石层。使用 Cr 湿法蚀刻可去除 Cr 掩模，且不会损伤钇铁石榴石器件。为尽量减少磁振子反射，两端边缘与长边呈 45 度角。钇铁石榴石条带的宽度为 56 μm，共面波导天线的长度为 30 μm。其次，在钇铁石榴石器件顶部通过电子束光刻制作纳米共面波导，并采用电子束蒸发制备 Ti(5 nm)/Au(50 nm) 电极，以尽量减少侧壁。第三步，通过光刻制作延伸共面波导。为尽量减少钇铁石榴石器件侧壁处的阻抗失配，当 $t_{\mathrm{YIG}} = 100$ nm 时，电极厚度为 Ti(5 nm)/Au(150 nm)；当 $t_{\mathrm{YIG}} = 200$ nm 时，电极厚度为 Ti(5 nm)/Au(250 nm)。

致谢。本研究得到美国能源部科学办公室基础能源科学部材料科学与工程司的支持；稿件准备、第一性原理计算、器件设计、样品制备与表征的部分工作则由合同编号 DE-SC0022060 提供支持。U. W、W.-K. K. 和 V. N. 感谢美国能源部科学办公室基础能源科学部材料科学与工程司的支持。我们感谢伊利诺伊大学厄巴纳-香槟分校的 Jiang-Chao Qian、Zhihao Jiang、Andre Schleife、Wolfgang Pfaff 和 Jian-Min Zuo 提供的宝贵讨论。

*yili@anl.gov †
axelh@illinois.edu
‡ novosad@anl.gov

[1] A. Blais、A. L. Grimsmo、S. M. Girvin 和 A. Wallraff，《现代物理评论》**93**，025005（2021）。[2] B. Razavi，《（威利出版社，伦敦，2013）。[3] N. Al-Falahy 和 O. Alani，《IEEE IT 专业人员》**19**，12（2017）。[4] D. Suter 和 G. A. ´Alvarez，《现代物理评论》**88**，041001（2016）。[5] R. El-Ganainy、K. G. Makris、M. Khajavikhan、Z. H. Musslimani、S. Rotter 和 D. N. Christodoulides，《自然·物理》**14**，11（2017）。[6] H. M. Hurst 和 B. Flebus，arXiv 2209.03946。[7] V. G. Harris、A. Geiler、Y. Chen、S. D. Yoon、W. M.、A. Yang、Z. Chen、P. He、P. V. Parimi、X. Zuo、C. E. Patton、M. Abe、O. Acher 和 C. Vittoria，《磁学与磁性材料杂志》**312**，2035（2009）。[8] A. A. Serga、A. V. Chumak 和 B. Hillebrands，《物理学杂志D：应用物理》**43**，264002（2010）。[9] A. Barman 等，《物理学杂志：凝聚态物质》**33**，413001（2021）。[10] C. Herring 和 C. Kittel，《物理评论》**81**，869（1951）。[11] C. Liu、J. Chen、T. Liu、F. Heimbach、H. Yu 等，《自然·通讯》**9**，738（2018）。[12] Y. Shiota、T. Taniguchi、M. Ishibashi、T. Moriyama 和 T. Ono，《物理评论快报》**125**，017203（2020）。[13] B. Heinz、T. Br¨acher、M. Schneider、Q. Wang、B. L¨agel、A. M. . Friedel、D. Breitbach、S. Steinert、T. Meyer、M. Kewenig、C. Dubs、P. Pirro 和 A. V. Chumak，《纳米快报》**20**，4220（2020）。[14] K. Baumgaertl、J. Gr¨afe、P. Che、A. Mucchietto、J. F¨orster、N. Tr¨ager、M. Bechtel、M. Weigand、G. Sch¨utz 和 D. Grundler，《纳米快报》**20**，7281（2020）。

[15] H. Wang、L. Flacke、W. Wei、S. Liu、H. Jia、J. Chen、L. Sheng、J. Zhang、M. Zhao、C. Guo、C. Fang、X. Han、D. Yu、M. Althammer、M. Weiler 和 H. Yu，《应用物理快报》119，152402（2021）。[16] P. Che、K. Baumgaertl、A. K´ukol'ov´a、C. Dubs 和 D. Grundler，《自然·通讯》11，1445（2022）。[17] P. Khalili Amiri、B. Rejaei、M. Vroubel 和 Y. Zhuang，《应用物理快报》91，062502（2007）。[18] T. Schneider、A. A. Serga、T. Neumann、B. Hillebrands 和 M. P. Kostylev，《物理评论B》77，214411（2008）。[19] K. Sekiguchi、K. Yamada、S. M. Seo、K. J. Lee、D. Chiba、K. Kobayashi 和 T. Ono，《应用物理快报》97，022508（2010）。[20] M. Jamali、J. H. Kwon、S.-M. Seo、K.-J. Lee 和 H. Yang，《科学报告》3，3160（2013）。[21] K. L. Wong、L. Bi、M. Bao、Q. Wen、J. P. Chatelon、Y.- T. Lin、C. A. Ross、H. Zhang 和 K. L. Wang，《应用物理快报》105，232403（2014）。[22] P. Deorani、J. H. Kwon 和 H. Yang，《当代应用物理》14，S129（2014）。[23] M. Nakayama、K. Yamanoi、S. Kasai、S. Mitani 和 T. Manago，《日本应用物理学杂志》54，083002（2015）。[24] K. Shibata、K. Kasahara、K. Nakayama、V. V. Kruglyak、M. M. Aziz 和 T. Manago，《应用物理学杂志》124，243901（2018）。[25] J.-H. Moon、S.-M. Seo、K.-J. Lee、K.-W. Kim、J. Ryu、H.-W. Lee、R. D. McMichael 和 M. D. Stiles，《物理评论B》88，184404（2013）。[26] H. T. Nembach、J. M. Shaw、M. Weiler、E. Jue 和 T. J. Silva，《自然·物理》11，825（2015）。[27] J. Lan、W. Yu、R. Wu 和 J. Xiao，《物理评论X》5，041049（2015）。[28] J. M. Lee、C. Jang、B.-C. Min、S.-W. Lee、K.-J. Lee 和 J. Chang，《纳米快报》16，62（2016）。[29] T. Br¨acher、O. Boulle、G. Gaudin 和 P. Pirro，《物理评论B》95，064429（2017）。[30] R. Gallardo、T. Schneider、A. Chaurasiya、A. Oelschl¨agel、S. Arekapudi、A. Rold´an-Molina、R. H¨ubner、K. Lenz、A. Barman、J. Fassbender、J. Lindner、O. Hellwig 和 P. Landeros，《物理评论·应用》12，034012（2019）。[31] R. Verba、V. Tiberkevich 和 A. Slavin，《物理评论·应用》12，054061（2019）。[32] J. Chen、T. Yu、C. Liu、T. Liu、M. Madami、K. Shen、J. Zhang、S. Tu、M. S. Alam、K. Xia、M. Wu、G. Gub- biotti、Y. M. Blanter、G. E. W. Bauer 和 H. Yu，《物理评论B》100，104427（2019）。[33] H. Wang、J. Chen、T. Liu、J. Zhang、K. Baumgaertl、C. Guo、Y. Li、C. Liu、P. Che、S. Tu、S. Liu、P. Gao、X. Han、D. Yu、M. Wu、D. Grundler 和 H. Yu，《物理评论快报》124，027203（2020）。[34] M. Ishibashi、Y. Shiota、T. Li、S. Funada、T. Moriyama 和 T. Ono，《科学进展》6，eaaz6931（2020）。[35] J. Han、Y. Fan、B. C. McGoldrick、J. Finley、J. T. Hou、P. Zhang 和 L. Liu，《纳米快报》21，7037（2021）。[36] Y.-P. Wang、J. W. Rao、Y. Yang、P.-C. Xu、Y. S. Gui、B. M. Yao、J. Q. You 和 C.-M. Hu，《物理评论快报》123，127202（2019）。[37] X. Zhang、A. Galda、X. Han、D. Jin 和 V. M. Vinokur，《物理评论·应用》13，044039（2020）。[38] A. V. Chumak、V. I. Vasyuchka、A. A. Serga 和 B. Hillebrands，《自然·物理》11，453（2015）。[39] A. Mahmoud、F. Ciubotaru、F. Vanderveken、A. V. Chumak、S. Hamdioui、C. Adelmann 和 S. Cotofana，《应用物理学杂志》128，161101（2020）。[40] N. Sato、K. Sekiguchi 和 Y. Nozaki，《应用物理快报》6，063001（2013）。[41] G. Talmelli、T. Devolder、N. Tr¨ager、J. F¨orster、S. . Wintz、M. Weigand、H. Stoll、M. Heyns、G. Sch¨utz、I. P. Radu、J. . Gr¨afe 、 F. Ciubotaru 和 C. Adelmann，《科学进展》 6，eabb4042（2020）。[42] M. Xu、K. Yamamoto、J. Puebla、K. Baumgaertl、B. . Rana、K. Miura、H. Takahashi、D. Grundler、S. Maekawa 和 Y. Otani，《科学进展》6，eabb1724（2020）。[43] P. J. Shah、D. A. Bas、I. Lisenkov、A. Matyushov、N. X. Sun 和 M. R. Page，《科学进展》6，eabc5648（2020）。[44] Y. Au、E. Ahmad、O. Dmytriiev、M. Dvornik、T. Davi- son 和 V. V. Kruglyak，《应用物理快报》100，182404（2012）。[45] V. V. Kruglyak，《应用物理快报》119，200502（2021）。[46] M. Sushruth、M. Grassi、K. Ait-Oukaci、D. Stoeffler、Y. Henry、D. Lacour、M. Hehn、U. Bhaskar、M. Bailleul、T. Devolder 和 J.-P. Adam，《物理评论研究》2，043203 2020( )。[47] 详情请参阅补充信息。[48] “趋肤深度的表达式为 $\delta = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma}$ 其中 ω为角频率， μ 为真空磁导率， $\mu_0 = 1.26\times10^{-6}$ $\cdot a^{-2}$ $\sigma = 4.1\times10^{7}\,\omega^{-1}\cdot$ $^{-1}$ 为电导率。取 $\omega = 2\pi\times10$ 吉赫兹、n 和 m，可得 $\delta = 785$ 纳米。”[49] J. Stigloher、M. Decker、H. S. K¨orner、K. Tanabe、T. Moriyama、T. Taniguchi、H. Hata、M. Madami、G. Gubbiotti、K. Kobayashi、T. Ono 和 C. H. Back，《物理评论快报》117，037204（2016）。[50] V. Vlaminck、L. Temdie、V. Castel、M. Jungfleisch、D. Stoeffler、Y. Henry 和 M. Bailleul，arXiv 2211.07231。[51] M. Chen、M. A. Tsankov、J. M. Nash 和 C. E. Patton，《物理评论B》49，12773（1994）。[52] S. Demokritov、B. Hillebrands 和 A. Slavin，《物理报告》348，441（2001）。[53] A. V. Chumak、A. A. Serga、S. Wolff、B. Hillebrands 和 M. P. Kostylev，《应用物理快报》94，172511（2009）。[54] D. Breitbach、M. Schneider、F. Kohl、L. Scheuer、B. Heinz、R. O. Serha、J. Maskill、T. Br¨acher、B. . L¨agel、C. Dubs、V. S. Tiberkevich、A. N. Slavin、A. A. Serga、B. Hillebrands、A. V. Chumak 和 P. Pirro，arXiv 2208.11455。[55] “外延YIG薄膜购自德国的 Matesy GmbH，” https://matesy.de/。