# 聚焦表面声波激发的自旋波共振的对称性与非线性


## 作者

Piyush J. Shah[1], Derek A. Bas[1], Abbass Hamadeh[2], Michael Wolf[1], Andrew Franson[1], Michael Newburger[1], Philipp Pirro[2], Mathias Weiler[2], Michael R. Page[1*]

## 作者单位

[1] 美国俄亥俄州赖特-帕特森空军基地，美国空军研究实验室材料与制造局，邮编 45433[2] 德国凯

[*]电子邮箱：michael.page.16@us.af.mil



## 摘要

利用复杂铁磁系统操控 GHz 表面声波是当前一个受到广泛研究的热点课题，但高功率非线性区


## 简介

在过去十年中，磁声相互作用已成为增强磁振子相互作用和新型应变介导架构研究中的一个重要现象。与其他通常依赖大电流或外部磁场的自旋操控方法不同，磁声器件 [1]–[5] 依赖于声子，这些声子通常通过电压或光学方案产生，随后通过局域吸收转化为磁振子或自旋流。这种转换方案提供了一种紧凑、高效的方法，可用于探测和控制磁畴及其激发态。进一步理解和设计这种相互作用具有根本性的重要意义，并将对自旋电子学、磁传感、非易失性大容量存储器、新型材料设计以及频率敏捷通信器件等领域产生影响 [6], [7]。

在这一领域的研究范围内，表面声波（SAWs）与磁性薄膜之间的相互作用受到了特别关注 [8]–[13]。这方面的大部分研究都基于一种成熟技术，即利用金属电极叉指换能器（IDTs）在压电材料中产生传播的表面声波。表面声波的频率可通过多种因素进行调节，其中包括声学

压电材料的声速和叉指换能器（IDT）的周期决定了其工作频率，使其能够达到 GHz 频段，与自旋波和磁共振的频率范围形成互补。因此，当磁致伸缩薄膜与压电材料接触时，表面声波会在界面处转化为局部磁场，从而驱动磁化动力学。大量研究致力于寻找并集成具有较大磁致伸缩效应和较低阻尼的磁性材料，以增强声磁转换 [14], ，同时也致力于开发具有更优应变和频率特性的压电材料。然而，即使是由沉积在 $LiNbO_3$ 基底上的 Ni 薄膜构成的最基本系统，也蕴含着丰富的物理现象。该领域的研究揭示了多种令人振奋的行为，包括相位和振幅的非互易性 [15]–[17], ，以及铁磁共振或自旋波模式的激发。尽管以往的文献通常使用“声驱动铁磁共振”（ADFMR）这一术语来指代动态磁行为的研究范畴，但为了避免暗示磁化强度必须发生均匀进动（而这并非必要条件）[18]–[20]，本文将采用“声驱动自旋波共振”（ADSWR）来指代此处讨论的方法。

尽管该领域的研究范围不断扩大，但弹性应变增大对磁振子-声子耦合的影响仍鲜有研究。尤其是，传统几何结构受到基底压电弹性常数的限制，也受器件发生击穿前可施加功率的限制。然而，可以通过聚焦表面声波来增强应变，这提供了另一种机制。通过弯曲叉指换能器（IDT）对以产生聚焦波前，即可实现这一点。此类聚焦叉指换能器（FIDT）可通过改变曲率和弧长进行调谐。研究表明，这类器件有益于多个领域，包括用于细胞操控的声流体学、颗粒分选、颗粒浓缩和液滴生成[19]–[23], [24]、操控 GaAs 量子阱中的电子-空穴对，甚至可用于 FeGa 薄膜中的磁化翻转[27], ，其中聚焦表面声波（SAW）的应用降低了磁体的矫顽场。

本研究报告了通过聚焦声波增强 ADSWR 器件中磁声相互作用的结果。我们通过比较传统直指叉换能器（IDT）表面声波（SAW）延迟线器件与聚焦指叉换能器（FIDT）器件的性能，研究了 FIDT 设计的影响。我们观察到，FIDT 几何结构在特定角度下能够增强声吸收，该角度取决于弧长；此外，在毫瓦级的较低输入功率阈值下，器件便呈现显著的非线性。我们还提供了基于修正 Landau-Lifshitz-Gilbert 理论的解析模拟结果，其与实验发现吻合良好。此外，我们还报告了器件传输对输入功率的非线性依赖关系，并通过使用 mumax3 对这种非线性依赖进行建模的微磁模拟予以验证。这是一项重要发现，将有助于拓展其他多种研究成果。

我们的研究器件几何结构采用分指聚焦 IDT 设计，用于在单晶 $y$-切割 $LiNbO_3$ 基底中产生瑞利波。如图 1A 所示，在延迟线滤波器几何结构中，表面声波沿 $z$ 轴在两对 IDT 之间传播的效果较佳。分指设计可最大限度地减少 IDT 反射造成的相消干涉，从而使器件能够在基频的较高奇次谐波下工作。我们设计的基频 $f_1$ 约为 291 MHz，但报告的 $f_3$ 3rd ~873 大多数测量结果都是在谐波 , MHz 下获得的。较高的谐波更为理想，因为典型的自旋波共振频率往往高于 1 GHz；然而，由于阻抗失配，低损耗声波的产生仍是一项工程挑战。在本研究中，我们设计了三种聚焦角度的器件：θ = 0 °、45°、60°，如图 1 所示，其中 θ = 0 °，$F_l$ = 800 μm 指标准直线型 IDT 几何结构。我们选择焦距 A，并将其定义为 IDT 圆弧的半径；如图 1B 所示，该值也用于设定各 IDT 与铁磁薄膜中心之间的距离。焦距为 $F_l$ = 400 μm 的结果是

相关内容收录于补充材料中，展示了更短的磁弹相互作用长度，其吸收程度也相应缩小，但除此之外，其定性行为基本相似。为进行系统的并列比较，FIDT 器件和直指型 IDT 器件均在同一芯片上制备。IDT 采用厚度为 70 nm 的 Al 电极制成，而磁性薄膜则为通过电子束蒸发沉积的 20 nm 厚 Ni 薄膜。有关制备工艺的详细信息可参见补充材料。本研究报告的结果均来自具有 $N_p = 10$ 对指叉电极、最小电极间距为$\lambda/8 = 1.5$ μm 的器件。

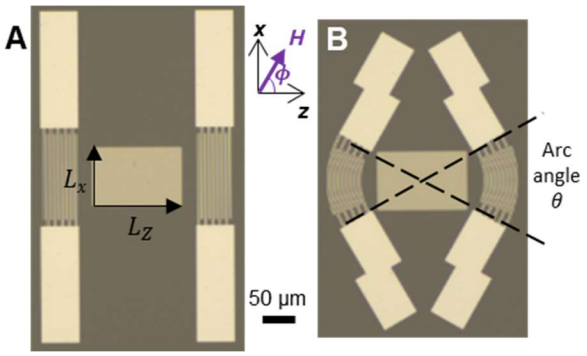


图 1 采用**A**直线型 IDT 和**B**聚焦型 IDT 的示例器件光学显微图。衬底为$y$切 LiNbO$_3$，$L_x =$ ，表面声波沿$z$轴传播。本研究中使用的磁体尺寸为 μm、μm。插图显示了坐标系及所施加磁场的方向，以及 - μm 比例尺。800 $L_z = 1225$ $\phi$ $H$ 50

在图 2 中，我们展示了典型 ADSWR 器件的微波传输极坐标图。在这些测量中，表面声波的传播方向（因此也包括波矢 k）保持固定，同时使用矢量电磁铁改变所施加磁场的大小和方向。为确保磁体初始处于饱和状态，磁场始终从较高磁场强度（5 mT）向较低磁场强度（0 mT）扫描。此外，我们利用函数发生器对射频信号进行脉冲调制，并对测量结果进行时间门控，以分离表面声波产生的信号；该信号比局部电磁辐射产生的杂散信号晚约 1 μs 到达。在这些图中，红色（蓝色）分别表示最大（最小）传输值。因此，ADSWR 相关的吸收对比度定义为给定输入射频功率下的最小信号与最大信号之差。值得注意的是，信号通常呈现出四瓣式吸收图案，这是磁体引起的磁声衰减所导致的。对于该图，射频输入功率接近 0 dBm，且观测到的对比度不随功率变化而改变（功率依赖性见图 3）。

在图 2A 中，对于行波直指叉式 IDT，低 RF 输入功率情况下的 ADSWR 对比度约为 3.4 dB（2.8 dB/mm），与此前在此频率下的研究结果一致[28], [29]，并呈现四瓣对称性，最大吸收出现在距表面声波传播轴（图中的水平轴）约 20° 处。在最简单的情况下，该角度约为 45°，任何偏移通常都归因于磁各向异性 [5]，[30]。正如传统 IDT 几何结构所预期的那样，这些实验结果与上述基于 Landau-Lifshitz-Gilbert 理论的解析模型相当吻合；我们利用该模型预测输出的对称性（低功率极限下 FIDT 角度的影响）。使用 mumax3 进行的微磁模拟也与实验结果吻合，我们用这些模拟预测非线性功率依赖性。解析模型和微磁模拟所用的所有参数均见补充材料。图 2B 和 C 中的传输曲线展示了将聚焦表面声波汇聚至铁磁薄膜中心的影响，其中 IDT 的弧长θ分别为 45° 和 60°。在图 2B（θ = 45°）中，我们观察到瓣叶发生旋转，

最大吸收位置的角度偏移至 -5° 和 80°。模拟准确地再现了这一偏移，但瓣叶的相对强度除外（-5° 和 80° 瓣叶分别为 8.5 和 6.1 dB）。图 2C（θ = 60°）中观察到进一步的旋转，对比度也进一步变为 -5° 和 135° 瓣叶分别为 11.3 和 3.3 dB。聚焦角的增大影响了器件中的吸收对称性，并增强了两个方向上的吸收对比度。解析模型和微磁模拟均再现了这些实验观察结果的主要特征。这表明，在$\phi = 90$线性范围内，采用 FIDT 而非直 IDT 的主要影响是改变作用于 Ni 磁化强度的有效磁声驱动场的对称性。FIDT 可在 $LiNbO_3$ 基底上高效激发表面声波，并激发 Damon-Eshbach（$\phi = 90°$）或后向体波$\phi = 0°$几何结构中的自旋波；而由 $LiNbO_3$ 上的直 IDT 激发的瑞利波，只能在$\phi = 45°$时高效激发自旋波。从这个意义上说，FIDT 提供了一种替代方案，无需更换压电基底和相应的表面声波模式[9]，即可改变磁弹相互作用的对称性。

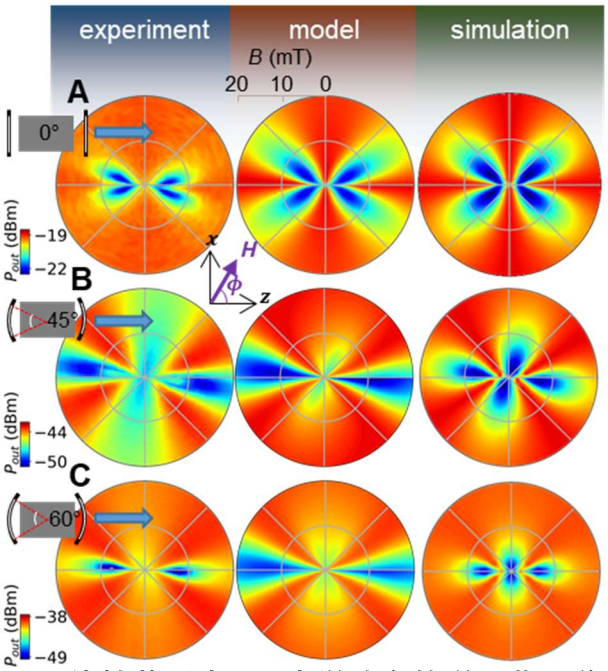

图 2 线性范围内 RF 声学功率的磁吸收，分别对应 **A** $P_{in} = 2$ dBm、$\theta = 0°$、**B** $P_{in} = 2$ dBm、$\theta = 45°$ 和 **C** $P_{in} = 0$ dBm、$\theta = 60°$ 器件。从左至右依次为：实验、模型和仿真。

然而，最重要的结果是，在低功率线性工作区间内，对比度从采用直线 IDT $\theta = 0°$ 时的 2.8 dB/mm 提高到采用 $\theta = 60°$ 弧形 IDT 时的 9.3 dB/mm，这一数值对于亚 GHz 频率下的 Ni 而言前所未有。声激励从单一表面声波（SAW）波矢方向扩展到 -30° 至 30° 的宽角度范围，增强了其与磁性系统之间的相互作用。这种仅通过简单改变 IDT 设计便实现的对比度提升，对器件设计和多铁性换能研究具有重要意义，因为它代表着声学能量与磁能之间的转换效率得到了显著提高。同样，在采用较小磁体的相同几何结构中（见补充材料），通过将直线 IDT 设计改为曲线 IDT 设计，对比度从 3.0 dB/mm 提高到了 6.9 dB/mm。在这种情况下，由于 Ni 薄膜的相互作用长度较短，整体效果有所减弱，但其定性改善程度几乎相同。

该器件几何结构的非线性功率依赖特性如图 3 所示。我们此前发表的研究已通过实验展示了传统 ADSWR 器件的非线性功率依赖性 [28]。然而，与本研究当前的观测结果相比，这种效应极其微弱。

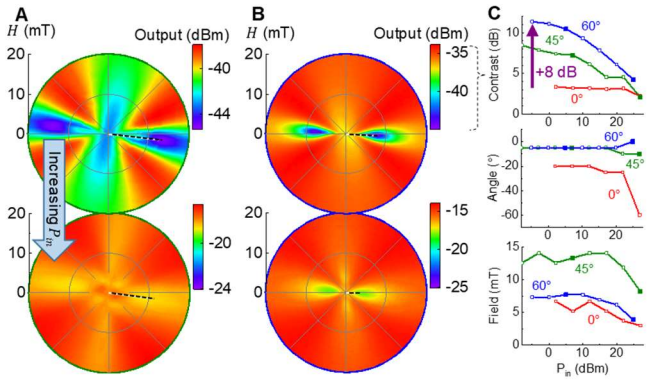


图 3 RF 声学功率的磁吸收。（A）45° 和（B）60° 器件。输入功率从线性（上方）逐渐增加至非线性（下方）工作区间。上下两部分的色标范围相同，以突出显示其差异。（C）对比度随输入功率的变化，以及出现最大吸收时的角度和磁场。高亮数据点表示来自（A）和（B）的结果。

在图 3 中，重点展示了这些器件中射频（RF）输入功率非线性对 ADSWR 吸收行为的影响。具体而言，我们表明，在所研究的功率范围内，直线型 IDT 器件的三个可测量指标（对比度、谐振角度和谐振磁场，见图 3C）仅表现出较弱的输入功率依赖性。然而，采用 45° 和 60° IDT 圆弧结构时，即使在 0 dBm（mW）功率范围内，也能实现明显的非线性，其表现为在整个输入功率范围内，对比度呈现出显著的次线性变化。我们得出结论，在这一实验功率范围内，实现非线性功率依赖性需要对 IDT 进行聚焦：45° 和 60° 器件均表现出类似的特性，但 60° 器件的非线性效应更为显著。即使采用较小的磁体，这种非线性行为仍然得以保留（见补充材料），尽管整体吸收对比度有所减弱。这一发现对未来的研究具有深远意义，因为它表明，利用适度的实验设备也能够观测到新颖的物理行为，从而推动独特的非线性器件概念的发展。此外，该性能仍有进一步提升的空间，例如，通过在更高频率下改善阻抗匹配来降低插入损耗，以及补偿压电材料中的慢度各向异性 [31]。当我们追踪极坐标 ADSWR 图右下象限中波瓣的极小值时，可以从图 3C 中看到，只有在最高输入功率下，三种器件的极小值才开始发生角度偏移。相对于实验分辨率而言，这些偏移幅度较小（扫描记录的角度步进为 5°）。更为显著的是，三种器件的极小值均向较低的磁场强度方向移动。尽管在低至 0 dBm 时，对比度就已表现出非线性，但在三种情况下，极小值的位置在约 15–20 dBm 之前始终相当稳定。

如图 2 的第二列所示，我们基于 Dreher 等人提出的模型，对磁声相互作用的预期对称性进行建模，[30], 同时考虑偶极自旋波相互作用[19]。该模型仅限于线性磁声相互作用机制；因此，其结果与 SAW 的实际振幅无关，但反映了声波的对称性[20]。我们采用图 1 所示的坐标系。假定图 1A 所示的直线型 IDT 产生沿 $z$ 方向传播、主导应变分量为 $\varepsilon_{zz}$ 的平面表面声波。为了对图 1B 中 FIDT 的聚焦效应进行现象学建模，我们假定具有同心波的

位移 $u_r = \frac{A}{r} e^{i\,k\,r}$。进入我们模型的应变分量为 $\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_y}{\partial y}$ 和 $\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x}\right]$。现在，我们对 Ni 薄膜内这些应变的绝对值取平均，并假设在 FIDT 设计所定义的锥角 $\theta$ 之外应变为零。由此，FIDT 设计中会出现非零应变分量 $\varepsilon_{xx}$ 和 $\varepsilon_{xz}$。为了使简单模型与实验数据相匹配，我们必须调整三个应变分量的比值，通常需要比预期更大的 $\varepsilon_{xx}$ 和 $\varepsilon_{xz}$。这表明，由于色散具有各向异性，实际波形更为复杂。不过，我们仍然观察到，增大弧角 $\theta$ 会使 $\varepsilon_{xx}$ 和 $\varepsilon_{xz}$的贡献更为显著，这与预期一致。

采用 MuMax3[32] 和软件平台 Aithericon [33]进行求解完整 LLG 方程的微磁学模拟。模拟所使用的参数详见补充材料。通过引入由频率与所施加的表面声波频率相同的均匀应变振荡所产生的磁弹性场，考虑了表面声波的影响。更为完整的模型应考虑应变波的非均匀性，这种非均匀性会导致自旋波激发。然而，利用我们的解析模型，我们在补充材料中证明，$k$ 足够小，对结果的影响微乎其微，因此我们在微磁学模拟中将 k=0 设定为较低值，以降低计算成本。

在类似解析建模的计算中，磁弹性场由正应变分量和剪切应变分量共同决定；不同的贡献对应不同的 IDT 几何结构。

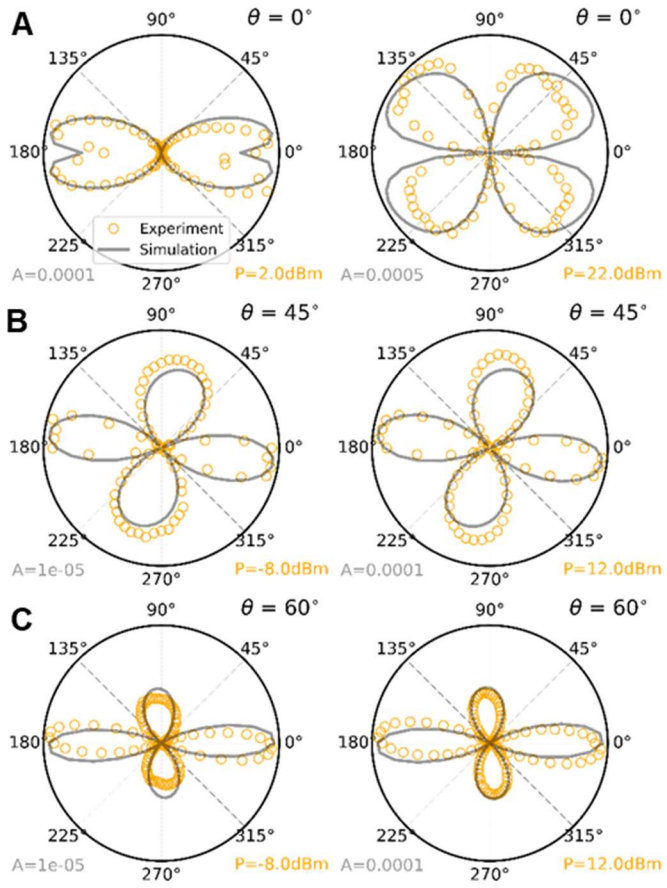

图 4 10 mT 下归一化吸收功率的角度依赖关系：实验结果（橙色圆圈）对应 **A** $\theta = 0°$、**B** $\theta = 45°$ 和 **C** $\theta = 60°$，模拟结果以灰色曲线表示。左：低功率（线性区）。右：高功率（非线性区）。

我们还通过微磁模拟研究了 ADSWR 器件的非线性功率依赖行为。在图 4 中，我们展示了在固定磁偏置场强度为 10 mT 时，低声功率（线性）和高声功率（非线性）条件下，磁性系统中吸收功率的角度依赖性。我们绘出了实验中的归一化吸收功率和模拟得到的归一化激发自旋波强度。在稳态下，激发自旋波强度与磁性系统吸收的声功率成正比。尽管我们的模拟忽略了表面声波的有限波长，并且仅通过改变法向应变分量和剪切应变分量的分布来模拟不同的 IDT 形状，但模拟结果与实验结果吻合良好。在图 4A 中，对于 $\theta = 0°$，我们观察到应变振幅为 $A = 100 \times 10^{-6}$ 时呈线性激发，只有当应变振幅达到 $A = 500 \times 10^{-6}$ 时，行为才变为非线性。相应的实验功率分别为 2 dBm（线性）和 22 dBm（非线性）。在图 4B 和 C（$\theta = 45°$ 和 60°）中，当应变振幅为 $A = 10 \times 10^{-6}$ 时，激发呈线性。与 $\theta = 0°$ 的情况相比，在这里，应变振幅只需达到 $A = 100 \times 10^{-6}$，结果便会变为非线性。图 4B 和 C 的相应实验功率为 -8 dBm（线性）至 12 dBm（非线性）。

**结论与展望**在本研究中，我们拓展了

关于声学驱动自旋波这一活跃研究主题的探索，考察了此前未充分利用的参数——输入功率。我们的一个重要发现是，将激发的表面声波波矢角度范围扩大至数十度，可显著增强其与自旋波的耦合；即使在 860 MHz 这一相对较低、远非自旋波最佳工作频率的条件下，效率也能提高多达 6.5 dB。此外，我们发现，由于 IDT 设计能够同步控制表面声波的应变分量，因此可以调节磁声相互作用的对称性。更尖锐的共振峰和更高的整体效率将有助于优化基于 ADSWR 的器件，并推动获得更多实验结果。作为第二项重要进展，我们证明，聚焦型交指换能器有望使我们能够探索一个此前难以涉足的非线性研究新领域。所需射频输入功率从瓦级降至毫瓦级，并且通过优化插入损耗和补偿慢度各向异性，还有望进一步降低。这为未来研究各种新颖的非线性磁声行为开辟了广阔空间。

## 致谢

本研究部分获得美国空军科学研究办公室（AFOSR）项目资助，资助编号为 FA955023RXCOR001；同时获得德国研究联合会（DFG）资助——TRR 173——268565370”（项目 B01）。

**参考文献**

[1] S. Ban dyopadhyay、J. Atulasimha 和 A. Barman，“磁应变电子学：利用应变操控磁致伸缩纳米磁体的磁化，以实现节能应用”，应用物理评论，第 8 卷，第 4 期，第 041323 页，2021 年 12 月，doi：10.1063/5.0062993.[2] W.-G. Yang 和 H. Schmidt，“面向节能应用的磁性声学控制”，应用物理评论，第 8 卷，第 2 期，第 021304 页，2021 年 6 月，doi：10.1063/5.0042138.

[3] C. Kittel, 《均匀射频场激发铁磁体中的自旋波》, 《物理评论》, 第110卷, 第6期, 第1295–1297页, 1958年6月, doi: 10.1103/PhysRev.110.1295。[4] M. Weiler 等, 《镍薄膜中的弹性驱动铁磁共振》, 《物理评论快报》, 第106卷, 第11期, 2011年3月, doi: 10.1103/PhysRevLett.106.117601。[5] L. Dreher 等, 《(Ga,Mn)As 薄膜的角度依赖自旋波共振谱学》, 《物理评论B辑》, 第87卷, 第22期, 第224422页, 2013年6月, doi: 10.1103/PhysRevB.87.224422。[6] D. A. Bas、P. J. Shah、M. E. McConney 和 M. R. Page, 《声驱动铁磁共振器件的优化》, 《应用物理学杂志》, 第126卷, 第11期, 第114501页, 2019年9月, doi: 10.1063/1.5111846。[7] D. A. Bozhko、V. I. Vasyuchka、A. V. Chumak 和 A. A. Serga, 《磁振子自旋电子学中的磁振子-声子相互作用（综述文章）》, 《低温物理学》, 第46卷, 第4期, 第383–399页, 2020年4月, doi: 10.1063/10.0000872。[8] K. Yamamoto、M. Xu、J. Puebla、Y. Otani 和 S. Maekawa, 《铁磁薄膜中表面声波与自旋波之间的相互作用》, 《磁学与磁性材料杂志》, 第545卷, 第168672页, 2022年3月, doi: 10.1016/j.jmmm.2021.168672。[9] M. Küß 等, 《LiTaO3 上镍薄膜中瑞利波与水平剪切磁声波磁弹相互作用的对称性》, 《物理评论应用》, 第15卷, 第3期, 第034046页, 2021年3月, doi: 10.1103/PhysRevApplied.15.034046。[10] M. Xu、J. Puebla、F. Auvray、B. Rana、K. Kondou 和 Y. Otani, 《磁振子-声子耦合诱导的逆埃德尔斯坦效应》, 《物理评论B辑》, 第97卷, 第18期, 第180301页, 2018年5月, doi: 10.1103/PhysRevB.97.180301。[11] S. Tateno、Y. Kurimune、M. Matsuo、K. Yamanoi 和 Y. Nozaki, 《表面声波中的爱因斯坦–德哈斯相移》, 《物理评论B辑》, 第104卷, 第2期, 第L020404页, 2021年7月, doi: 10.1103/PhysRevB.104.L020404。[12] M. Rovirola Metcalfe, 《镍中的表面声波磁弹效应》, 2021年7月, 访问日期: 2022年10月17日。[在线]。可访问: http://diposit.ub.edu/dspace/handle/2445/180906[13] X. Li、D. Labanowski、S. Salahuddin 和 C. S. Lynch, 《表面声波产生自旋波》, 《应用物理学杂志》, 第122卷, 第4期, 第043904页, 2017年7月, doi: 10.1063/1.4996102。[14] D. A. Bas 等, 《多种铁磁薄膜中的声驱动铁磁共振》, 《IEEE 磁学汇刊》, 第57卷, 第2期, 第1–5页, 2021年2月, doi: 10.1109/TMAG.2020.3019214。[15] P. J. Shah、D. A. Bas、I. Lisenkov、A. Matyushov、N. X. Sun 和 M. R. Page, 《磁弹相互作用实现的表面声波巨大非互易性》, 《科学进展》, 第6卷, 第49期, 第eabc5648页, 2020年12月, doi: 10.1126/sciadv.abc5648。[16] R. Verba、E. N. Bankowski、T. J. Meitzler、V. Tiberkevich 和 A. Slavin, 《具有磁弹耦合的混合异质结构中微波频率表面声波的相位非互易性》, 《先进电子材料》, 第7卷, 第8期, 第2100263页, 2021年, doi: 10.1002/aelm.202100263。[17] D. A. Bas 等, 《混合磁弹异质结构中表面声波相位累积与传播损耗的非互易性》, 《物理评论应用》, 第18卷, 第4期, 第044003页, 2022年10月, doi: 10.1103/PhysRevApplied.18.044003。[18] M. Geilen 等, 《在能量和线动量守恒条件下由表面声波完全共振激发磁弹自旋波》, 《应用物理快报》, 第120卷, 第24期, 第242404页, 2022年6月, doi: 10.1063/5.0088924。[19] M. Küß 等, 《非互易德扎洛辛斯基–莫里亚磁声波》, 《物理评论快报》, 第125卷, 第21期, 第217203页, 2020年11月, doi: 10.1103/PhysRevLett.125.217203。

[20] M. Küß 等人，《偶极耦合铁磁双层中的非互易磁声波》，《物理评论应用》，第15卷，第3期，文章编号034060，2021年3月，doi: 10.1103/PhysRevApplied.15.034060。[21] X. Ding 等人，《表面声波微流控》，《实验室芯片》，第13卷，第18期，第3626页，2013年，doi: 10.1039/c3lc50361e。[22] T. Franke、S. Braunmüller、L. Schmid、A. Wixforth 和 D. A. Weitz，《表面声波驱动细胞分选（SAWACS）》，《实验室芯片》，第10卷，第6期，第789页，2010年，doi: 10.1039/b915522h。[23] D. J. Collins、Z. Ma、J. Han 和 Y. Ai，《通过聚焦表面声波实现连续的基于微涡旋的纳米颗粒操控》，《实验室芯片》，第17卷，第1期，第91–103页，2017年，doi: 10.1039/C6LC01142J。[24] L. Ren 等人，《基于驻波表面声波（SSAW）的荧光激活细胞分选仪》，《小型》，第14卷，第40期，文章编号1801996，2018年10月，doi: 10.1002/smll.201801996。[25] G. Destgeer、B. H. Ha、J. H. Jung 和 H. J. Sung，《通过行波表面声波实现微球的亚微米级分离》，《实验室芯片》，第14卷，第24期，第4665–4672页，2014年9月，doi: 10.1039/C4LC00868E。[26] D. J. Collins、A. Neild 和 Y. Ai，《用于快速单颗粒分选的高度聚焦高频行波表面声波（SAW）》，《实验室芯片》，第16卷，第3期，第471–479页，2016年，doi: 10.1039/C5LC01335F。[27] W. Li、B. Buford、A. Jander 和 P. Dhagat，《利用表面声波写入磁图案》，《应用物理学杂志》，第115卷，第17期，文章编号17E307，2014年5月，doi: 10.1063/1.4863170。[28] D. A. Bas、P. J. Shah、M. E. McConney 和 M. R. Page，《声驱动铁磁共振器件的优化》，《应用物理学杂志》，第126卷，第11期，文章编号114501，2019年9月，doi: 10.1063/1.5111846。[29] D. Labanowski、A. Jung 和 S. Salahuddin，《声驱动铁磁共振中的功率吸收》，《应用物理快报》，第108卷，第2期，文章编号022905，2016年1月，doi: 10.1063/1.4939914。[30] L. Dreher 等人，《镍薄膜中的表面声波驱动铁磁共振：理论与实验》，《物理评论*B*辑》，第86卷，第13期，文章编号134415，2012年10月，doi: 10.1103/PhysRevB.86.134415。[31] R. O’Rorke、A. Winkler、D. Collins 和 Y. Ai，《用于优化声流的慢度曲线表面声波换能器》，《英国皇家化学会进展》，第10卷，第20期，第11582–11589页，2020年，doi: 10.1039/C9RA10452F。[32] A. Vansteenkiste、J. Leliaert、M. Dvornik、M. Helsen、F. Garcia-Sanchez 和 B. Van Waeyenberge，《MuMax3的设计与验证》，《*AIP*进展》，第4卷，第10期，文章编号107133，2014年10月，doi: 10.1063/1.4899186。[33] 《Aithericon》。https://aithericon.com/（访问日期：2022年9月13日）。

# 补充材料

## 实验

对于图 2 和图 S1 中的极化 ADSWR 测量，信号发生器（Keysight N5171B）向 ADSWR 器件提供脉冲射频信号，并使用频谱分析仪（Keysight N9000A）测量输出。对于功率依赖性研究，将输入功率从 +5 至 +27 dBm 进行离散调节。采用时间门控技术来分离通过表面声波（SAWs）传输的信号。由于表面声波（SAWs）的传播速度较慢，该信号相较于电磁辐射信号延迟约 1 μ s。使用矢量电磁铁扫描磁化场的角度 $\phi$ 和大小 $H$ 。磁场大小从高值（5 mT）扫描至低值（0 mT），以确保磁滞行为的一致性。使用矢量网络分析仪对传输值进行校准。

使用负性剥离光刻胶 NR9- 1000Py 和 Karl Suss MA6 掩模对准接触式光刻系统，完成了用于金属剥离的 IDT 图形化。Al 电极厚度为 70 nm，采用电子束蒸发沉积。在 IDT 之间的间隙中，采用标准光刻和电子束蒸发工艺对厚度为 20 nm 的 Ni 薄膜进行图形化并沉积。

## 较小的磁体

图 S1 总结了较小磁体的 ADSWR 结果。此处焦距为 $\boldsymbol{F_1} = 400$ μm，磁体尺寸为 $\boldsymbol{L_x} = 400$ μm、$\boldsymbol{L_z} = 612$ μm。图 S2 可与图 3C 对比。正如预期，各器件的变化趋势相似：对照器件（$\boldsymbol{\theta} = 0°$，红色）的变化很小，而 $\boldsymbol{\theta} = 45°$（绿色）和 $\boldsymbol{\theta} = 45°$（蓝色）器件对功率的依赖性逐渐增强。

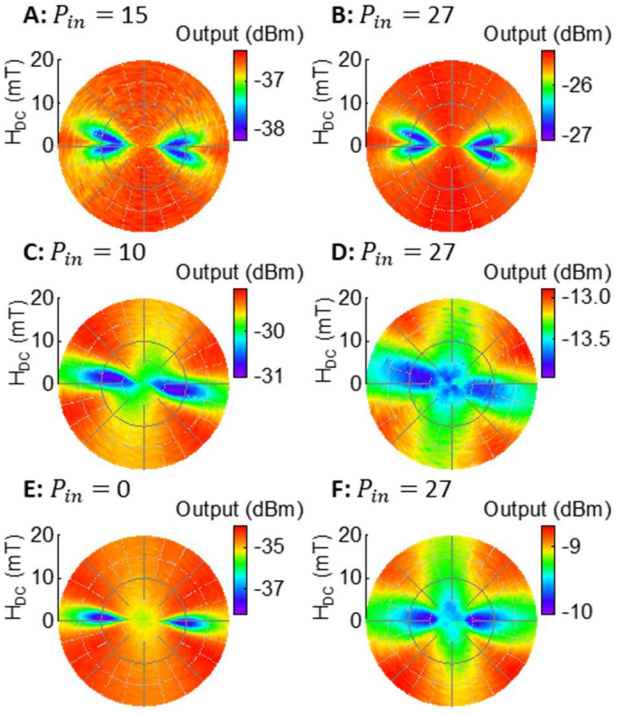


图 S1 较小磁体的 ADSWR 结果：**A** $P_{in}$ = 15 dBm，$\theta = 0°$，**B** $P_{in}$ = 27 dBm，$\theta = 0°$，**C** $P_{in}$ = 10 dBm，$\theta = 45°$，**D** $P_{in}$ = 27 dBm，$\theta = 45°$，**E** $P_{in}$ = 0 dBm，$\theta = 60°$，**F** $P_{in}$ = 27 dBm，$\theta = 60°$。

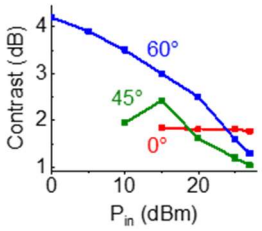

图 S2 较小磁体的功率相关对比度。

## 声学线性度

为确认非线性源于磁性而非声波本身，我们在施加远高于共振频率对应磁场强度的高磁场时测量了透射率。图 S3 展示了本研究所用全部器件的这项测量结果（“S”表示较小磁体，“L”表示较大磁体，角度指弧角 $\boldsymbol{\theta}$）。在双对数图中，我们发现所有线性拟合（直线）的斜率均为 ≈1。这表明在没有磁相互作用的情况下，所有情形下的行为都是纯线性的。

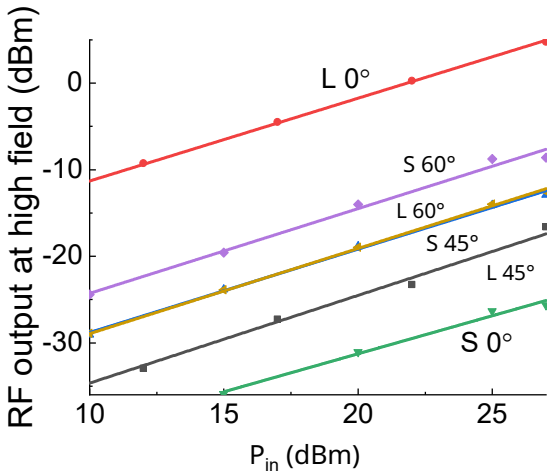

图 S3 高外加磁场下的表面声波传输 $H_{DC}$。

## 微磁学模拟参数

微磁模拟的具体细节如下。模拟系统为一个尺寸为 10.24 μm × 10.24 μm × 20 nm 的垫片，划分为 512 × 512 × 1 个单元。我们在 x 和 y 两个方向均采用周期性边界条件，以模拟平面薄膜。所采用的参数如下：饱和磁化强度 $M_S = 470$ kA/m、交换刚度 $A_{ex} =$ 11 pJ/m、吉尔伯特阻尼参数 $\alpha = 0.3$，以及磁弹耦合常数 $B_1 = B_2 =$ $10^3$ MJ/m。假设沿 x 轴方向存在单轴各向异性，其数值为 $K_{u1} = 705 \times 10^3$ J/m 。x 轴与磁场之间的夹角为 $\phi$。SAW 由频率为 $f$ 、振幅为 $A$ 的平面波表示，对应的应变分量为 $\varepsilon_{xx}$、 $\varepsilon_{yy}$ 和 $\varepsilon_{xy}$。

$$\varepsilon_{xx} = \beta_{xx} A \sin(2\pi f t)$$
$$\varepsilon_{xy} = \beta_{xy} A \sin(2\pi f t)$$

$$\varepsilon_{yy} = \beta_{yy} A \sin(2\pi f t)$$
$$\varepsilon_{yz} = 0$$
$$\varepsilon_{xz} = 0$$
$$\varepsilon_{zz} = 0$$

对于 $\theta$ = 0，45，60，$\beta_{xx}$ = 1，1，1，$\beta_{xy}$ = 0，0.7，1，$\beta_{yy}$ = 0，0.7，1。

对于 $A = 10 \times 10^{-6}$ 的应变幅值，在 $f$ 处可以观察到线性激励。当应变幅值为 $A = 100 \times 10^{-6}$（对于 $\theta = 45$，60°）和 $A = 500 \times 10^{-6}$（对于 $\theta$ =0°）时，可以观察到非线性。

磁化强度的动态分量在 300 ns 的时间段内采集，并以 10 ps 的时间间隔记录。通过对空间和时间进行快速傅里叶变换（FFT）分析数据，并提取频率 $f$ 对应的强度。

**解析模型**

我们采用文献 [19] 中描述的表面声波（SAW）-自旋波相互作用的解析模型。

该模型基于求解 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程。

$$\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 (\boldsymbol{H}_{\text{eff}} + \boldsymbol{h}) \times \boldsymbol{m} + \alpha\, \boldsymbol{m} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial t}$$

采用有效场 $\boldsymbol{H}_{\text{eff}}$ 描述 SAW-自旋波相互作用，并采用驱动场 $\boldsymbol{h}$ 描述 SAW 对自旋动力学的影响。

为求解 LLG 方程，我们考虑一个笛卡尔 123 坐标系，其中 3 轴沿着磁化强度的面内平衡取向。1 轴指向面外方向，2 轴则位于面内且与 3 轴正交。该 123 坐标系以及正文中讨论的实验室 xyz 坐标系与之之间所需的坐标变换，均在文献 [30] 中进行了详细描述。123 坐标系中的有效场表示为

$$\boldsymbol{H}_{\text{eff}} = \boldsymbol{H} + H_{\text{u}}(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{u}) - M_{\text{s}} \begin{pmatrix} G_0 m_1 \\ (1 - G_0) m_2 \sin^2(\phi_0) \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_{\text{s}}} k^2 \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

其中各项依次表示外部磁场、沿单位矢量 **u** || **x** 方向的单轴各向异性场、具有 $G_0 = (1 - e^{-|k|d})/(|k|d)$ 的偶极自旋波相互作用，以及交换自旋波相互作用。$M_{\text{s}} = 470$ kA/m 为饱和磁化强度，$A_{\text{ex}} = 11$ pJ/m 为交换常数。$\phi_0$ 表示平衡态 $\boldsymbol{m}$ 取向与 z 轴之间的夹角（见正文），$m_1$ 和 $m_2$ 为动态磁化强度分量，其中 $m_1$、$m_2 \ll 1$ 和 $m_3 = 1$。

表面声波驱动场中 $\boldsymbol{h}$ 与平衡 $\boldsymbol{m}$ 方向正交的两个分量，在 123 坐标系中，假设应变 $\varepsilon_{zz}$、$\varepsilon_{xx}$ 和 $\varepsilon_{xz}$ 非零（见正文），则可表示为

$$\boldsymbol{h} = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \frac{b}{\mu_0} \begin{pmatrix} 0 \\ (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \sin(2\phi_0) - 2\, \varepsilon_{xz} \cos(2\phi_0) \end{pmatrix}$$

对于直线型 IDT，我们设置 $\varepsilon_{zz} = 1$ 和 $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xz} = 0$ 来模拟平面波。对于 45° IDT，我们使用 $\varepsilon_{zz} = 1$ 和 $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xz} = 0.7$；对于 60° IDT，我们使用 $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xz} = 1$ 来模拟同心的

具有给定 IDT 开口角的波。对于每个 $\boldsymbol{H}$，我们首先通过自由能最小化数值确定平衡 $\boldsymbol{m}$取向 $\phi_0$，然后采用谐波假设 $m_i = m_{i,0}\, e^{-i}$ 数值求解 LLG 方程。由此，我们得到 $m_{i,0}$ 作为 $\boldsymbol{H}$ 的函数。最后，我们按照参考文献 [19] 中的详细描述，计算吸收功率 $P_{abs} \propto \mathrm{Im}\{\boldsymbol{h} \cdot \boldsymbol{m}_0\}$。

## 均匀与非均匀应变及自旋动力学

在我们的实验中，我们使用频率为 860 MHz、波矢为 $k_{SAW} \approx 1.5 \times 10^6\ \mathrm{m}^{-1}$ 的表面声波。为了展示考虑由 $k_{SW} = k_{SAW}$ 激发自旋波的影响，并将其与采用均匀应变激发铁磁共振（FMR）的简化处理进行比较，我们进行了分析模型计算，采用了 $k = k_{SAW}$ 和 $k = 0$，结果如图 S4 所示。尽管观察到一些定量变化，但总体显著特征保持不变。因此，为了大幅缩短所需的计算时间，我们在进行功率依赖的微磁模拟时假设应变均匀。

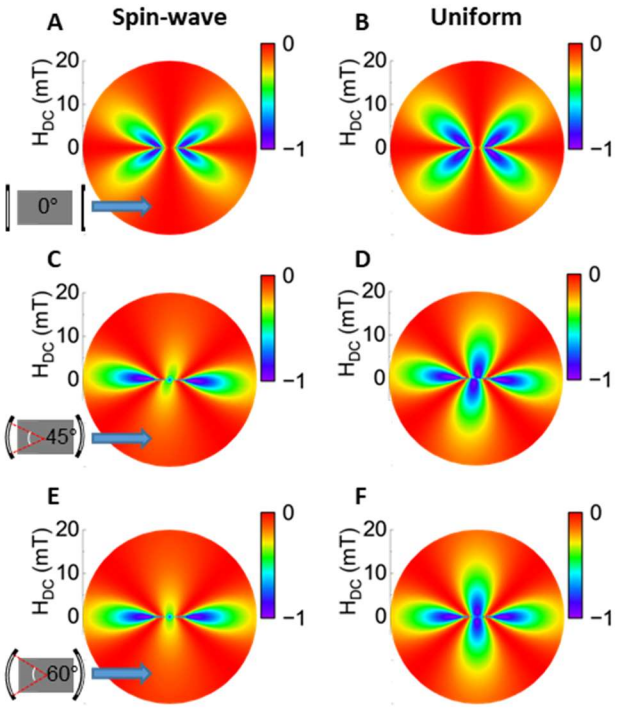


图 S4 考虑导致自旋波激发的非零波矢的解析模型计算（左列），以及假设应变和自旋动力学均匀简化的解析模型计算（右列）。色条显示以任意对数单位表示的输出。