



声表面波驱动的磁化动力学: 模型、模拟及实验

李怀栋, 赵晨博, 薛江涛, 刘美宏, 潘力子, 张森富, 魏晋武, 刘小晰, 王建波*, 刘青芳*

磁学与磁功能材料教育部重点实验室(兰州大学), 兰州 730000

*联系人, 王建波, E-mail: wangjb@lzu.edu.cn; 刘青芳, E-mail: liuqf@lzu.edu.cn

收稿日期: 2025-11-03; 接受日期: 2026-01-14; 网络出版日期: 2026-04-13

国家自然科学基金(编号: 12174166, 12574121, 12304144)资助项目

摘要 声表面波凭借传输损耗小、易集成、无焦耳热损耗等独特优势, 已成为调控磁化动力学的重要方法之一. 本文以声表面波对磁矩作用的磁弹耦合模型为出发点, 阐述了声表面波对磁矩的作用效果, 并根据此给出了声表面波辅助/驱动磁化动力学的模型, 同时概述了其他声磁耦合机制. 在此基础上, 进一步结合国内外相关的模拟和实验工作, 综述了声表面波对磁化动力学影响的典型场景, 包括辅助磁化反转、影响交换偏置作用、辅助磁相变、驱动铁磁共振、诱导声电压产生、引发非互易性传输、辅助产生和驱动各种磁结构等静态和动态过程, 并在阐明其物理机理的基础上进一步对研究路线进行了系统性的梳理. 本文对全面了解声表面波驱动磁化动力学的研究方向, 获取最新研究进展具有重要意义, 并对后续相关的基础研究以及器件设计提供理论支持和技术指导.

关键词 声表面波, 磁化动力学, 磁化反转, 铁磁共振

PACS: 85.50.-n, 76.50.1g, 75.60.Ej, 75.60.Jk

1 引言

声表面波(Surface Acoustic Wave, SAW)是一系列在固体表面产生并传播的弹性波的统称, 其会引起固体表面一定深度范围内晶格周期性的拉伸、压缩及剪切应变. 自从19世纪80年代英国物理学家瑞利在研究地震波中首次发现瑞利型的声表面波(Rayleigh Wave)以来, 研究人员在弹性介质中观测到了不同种类的声表面波, 根据动态应变分量类型可以分为兰姆波(Lamb Wave)、拉夫波(Love Wave)、西沙瓦波(Seza-

wa Wave)等^[1-3]. 声表面波凭借传输损耗小、波长短和易于集成等优点, 近些年来被广泛应用于滤波器、传感器和振荡器等电子器件中.

在传统自旋电子学中, 自旋波作为信息载体在介质中传输时, 能量往往在传播数微米后便消耗殆尽, 这是自旋波实际应用所面临的核心问题之一. 而声表面波具有衰减小、传播距离远的优势, 如果将其与自旋波相耦合, 可显著提升自旋波的传输距离. 同时, 与电学操纵方法相比, 声表面波作为一种机械弹性波, 其对磁性的操纵过程并不会伴随着焦耳热的产生, 在节

引用格式: 李怀栋, 赵晨博, 薛江涛, 等. 声表面波驱动的磁化动力学: 模型、模拟及实验. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 250013

Li H, Zhao C, Xue J, et al. The magnetization dynamics induced by the surface acoustic wave: Model, simulation, and experiment (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2026, 56: 250013, doi: [10.1360/SSPMA-2025-0522](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0522)

能方面更具优势. 因此, 声表面波驱动磁化动力学成为了一个热门的研究课题——在研究声表面波对磁性的影响机理的基础上, 通过调节声表面波的振幅和频率、外磁场的大小与方向等关键因素来实现对磁化强度和磁结构静态和动力学行为的精准操纵.

典型的声磁动力学器件由带有叉指电极的压电基底/磁性薄膜异质结构组成. 首先在特定晶向的压电衬底上沉积磁性薄膜, 随后在压电衬底上的磁性薄膜两端通过光刻工艺蚀刻叉指电极. 叉指电极也可以称为叉指换能器(IDT), 自从1965年由White和Voltmer^[4]设计以来被广泛用于声表面波的激发和探测. 通过对叉指电极施加射频电压, 压电基底会因逆压电效应发生周期性的应变, 从而产生声表面波; 同时, 叉指换能器还可以作为声表面波的探测器件, 通过压电效应将压电衬底的声表面波转换为交变电压信号进行探测. IDT产生的声表面波的波长由叉指的指宽和指间距决定, 通过增加叉指的对数、增加反射栅等方式可以增强声表面波的强度和单色性. 由于非最近邻叉指的作用, IDT在产生基波的同时会产生奇次谐波. 在声表面波的反射参数的频谱图中, 除基频外, 声表面波还存在3次、5次和7次等高次谐波, 其中3次谐波的单频性较差, 这一现象由叉指电极固有的结构引起.

声表面波由IDT产生之后, 沿着压电衬底表面以数千米每秒的速度(不同声波类型和压电衬底种类有差异)传播至磁性薄膜的位置. 磁性薄膜受到声表面波的作用发生周期性形变, 进而通过逆磁致伸缩效应产生等效磁场作用到磁矩, 这种最常见的磁声耦合的机制被称为磁弹耦合. 除磁弹耦合外, 声表面波还可以通过磁-旋转耦合^[5]、自旋-旋转耦合^[6,7]和旋磁耦合^[8]等机制对磁性产生影响. 其中, 磁-旋转耦合发生在垂直磁各向异性薄膜中: 声表面波引发的机械旋转会使易轴偏离原始方向, 其与磁矩的夹角动态变化进而产生周期性等效磁场; 自旋-旋转耦合需要基于铁磁/轻金属薄膜异质结构实现: 声表面波在轻金属薄膜中激发沿厚度方向的自旋角动量梯度, 该梯度可以持续向铁磁层中注入纯自旋流, 从而激发磁化动力学; 旋磁耦合普遍存在于各种体系中: 声表面波的机械旋转可诱导出旋转角动量方向的稳恒Barnett磁场, 从而实现了对磁矩进行定向操控.

为了研究磁声耦合的效果及其规律, 需要对声表面波引发的磁化动力学进行表征, 相关表征手段可分

为直接与间接两大类. 第一类方案是直接对磁性薄膜的磁化动力学进行探测, 如使用磁光克尔显微镜^[9,10]和电测试^[11]等方法. 第二类方案利用矢量网络分析仪测试声波的散射参数(S_{12} 参数), 进而可以间接确定磁化动力学的强弱, 声表面波吸收功率越高表明磁矩进动越剧烈.

声表面波对磁化强度的作用可以通过微磁学模型进行描述. 以磁弹耦合为例, 其本质的物理过程是逆磁致伸缩效应, 如果把磁性材料的应变分为 ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} , ε_{xy} , ε_{xz} 和 ε_{yz} 六个分量, 其中 ε_{xx} , ε_{yy} 和 ε_{zz} 为正应变, 而 ε_{xy} , ε_{xz} 和 ε_{yz} 为剪切应变, 对应的磁弹耦合能密度可以写作

$$E_{me} = b_1(\varepsilon_{xx}m_x^2 + \varepsilon_{yy}m_y^2 + \varepsilon_{zz}m_z^2) + 2b_2(\varepsilon_{xy}m_xm_y + \varepsilon_{xz}m_xm_z + \varepsilon_{yz}m_y m_z), \quad (1)$$

其中 m_x , m_y , m_z 分别是归一化磁化强度在不同方向的分量, b_1 和 b_2 是磁弹耦合系数. 根据磁弹耦合能密度可以求出对应等效场:

$$\mu_0 \mathbf{h}_{\text{eff}} = -\nabla_{\mathbf{M}} E_{me} = -\frac{2}{M_s} \begin{pmatrix} b_1 \varepsilon_{xx} m_x + b_2 (\varepsilon_{xy} m_y + \varepsilon_{xz} m_z) \\ b_1 \varepsilon_{yy} m_y + b_2 (\varepsilon_{xy} m_x + \varepsilon_{yz} m_z) \\ b_1 \varepsilon_{zz} m_z + b_2 (\varepsilon_{yz} m_y + \varepsilon_{xz} m_x) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

由于应变 ε 的大小是周期性变化的, 因此声表面波实质上提供了一个与磁化强度方向相关的交变磁场, 进而形成周期性变化的各向异性. 为了更容易理解声表面波的作用, 下表列出了不同应变分量引发的体系磁各向异性类型. 声表面波提供的周期性应变分量在正负值之间不断变化, 根据表1中数据可得, 声表面波的正应变分量使体系在易磁化轴与易磁化面之间来回切换, 而剪切应变分量产生两种不同易磁化面的周期性变化.

不同种类的声表面波具有不同的动态应变分量, 因而等效各向异性也有所不同, 如Rayleigh波的应变分量有 ε_{xx} , ε_{xz} 和 ε_{zz} 三种, 而Love波的应变分量为 ε_{xy} , 这就是不同类型声表面波对磁性产生不同作用的最本质原因.

为简化边界条件设置, 在研究声表面波对磁化动力学的影响时, 通常仅考虑磁性层的磁化强度的边界条件, 并将声波等效为磁场处理. 然而在实际场景中, 尤其是在研究磁化动力学与弹性的相互作用时, 不仅

表 1 不同应变分量引发的各向异性情况, 其中 $b_{1(2)}$ 代表磁弹耦合系数, ε_{mn} ($m, n = x, y, z$)代表不同的应变分量值

Table 1 The anisotropy induced by different strain components, where $b_{1(2)}$ denotes the magnetoelastic coupling coefficient and ε_{mn} ($m, n = x, y, z$) represents the values of different strain components

应变种类	$b_{1(2)} \cdot \varepsilon_{mn} > 0$	$b_{1(2)} \cdot \varepsilon_{mn} < 0$
ε_{xx}	yOz 易面	x 轴易轴
ε_{yy}	xOz 易面	y 轴易轴
ε_{zz}	xOy 易面	z 轴易轴
ε_{xy}	$x = y$ 易面	$x = -y$ 易面
ε_{xz}	$x = z$ 易面	$x = -z$ 易面
ε_{yz}	$y = z$ 易面	$y = -z$ 易面

需要设置磁化强度的边界条件, 还需使界面处位移矢量的垂直分量保持一致^[12,13].

本文将磁弹耦合的唯象模型为出发点, 从实验和模拟两个维度介绍声表面波驱动磁化动力学研究进展, 内容主要分为声表面波对静态、动态磁性以及磁结构的作用机制三部分.

2 声表面波对静态磁性的影响

由上文可知, 声表面波可以产生交变的磁各向异性, 进而形成周期性变化的等效磁场. 与此同时, 声表面波还会伴随一定的热效应, 进而加剧磁矩的无规则运动. 以上两种效应都会对某一外磁场下稳定的磁化分布状态造成扰动, 进而辅助(或阻碍)磁化分布状态越过势垒到达其他稳定状态. 同时, 声表面波的作用并没有确定的指向, 需要额外施加外场或者调控其他参量来使磁化强度达到预期状态.

磁记录作为现代电子信息存储的基石, 自从19世纪末期诞生以来备受关注, 先后诞生了磁带、软盘、硬盘等多样性的磁记录产品. 磁记录利用磁矩的方向来记录信息, 写入信息实际上是利用外加磁场等方式实现磁化反转的过程, 随着对磁记录密度的需求日益增大, 磁记录单元尺寸的减小导致磁化反转所需要的激励强度急剧增大, 亟需一种辅助磁化反转的手段以降低临界反转场. 而声表面波器件具有尺寸小、无焦耳热、易于集成的优点, 可以满足在微纳米尺度下辅助磁化反转的要求. 声表面波驱动磁化反转的机理可以简单地用单畴颗粒磁化反转的Stoner-Wohlfarth模型描述, 如图1(a)所示, 假设单畴颗粒具有一个沿长轴的单轴各向异性, 在不加外磁场时磁矩 M 稳定方向沿着长轴. 在施加一个与轴向夹角为 α 的外磁场 H 后, 磁矩 M 在外磁场的作用下转动到 θ 方向. 若假设初始磁矩的方向沿着磁晶各向异性轴的正半轴(即 $\theta = 0^\circ$), 施加反方向的外磁场 H (即 $\alpha = 180^\circ$), 体系能量可表示为^[14]

$$E_{\text{tot}} = K_u \sin^2 \theta + \mu_0 M H \cos \theta. \quad (3)$$

根据能量的表达式可以得到不同外场大小下的能量随磁矩方向的变化如图1(b)所示. 在外磁场为0时, 由于单轴各向异性的影响, 磁矩存在 0° 和 180° 两个稳定态, 但由于各向异性难轴引起的势垒, 两种稳定态无法直接切换; 随着反向外场(180°)的施加, 初始磁化方向(0°)的能量不断升高, 直到反向外场达到矫顽力时, 初始磁化越过势垒完成反转. 在没有其他外界激励的情况下, 若施加的反向外磁场小于矫顽力, 0° 方向的初始磁化不能克服势垒完成磁化反转, 此时能量势垒如图1(c)中黑色线所示, 此时若对该体系施加一

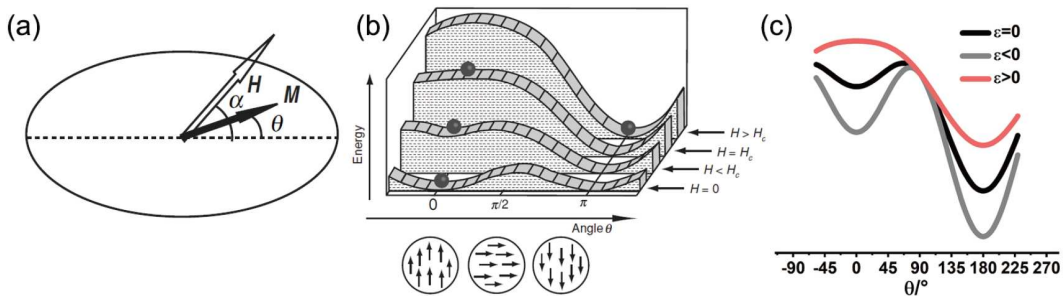


图 1 (a) Stoner-Wohlfarth模型示意图. (b) 不同外磁场下磁化反转的能量势垒示意图(不同磁场强度下, 体系能量随磁矩方向的变化)^[14]. (c) 声表面波作用下的能量势垒的动态变化示意图(不同应变分量下, 体系能量随磁矩方向的变化)

Figure 1 (a) Schematic diagram of the Stoner-Wohlfarth model. (b) Schematic diagram of energy barrier for magnetization reversal under different external magnetic fields (The variation of the system energy with the magnetic moment direction under different magnetic fields) ^[14]. (c) Schematic diagram of the dynamic variation of the energy barrier under the SAW (The variation of the system energy with the magnetic moment direction under different strain components).

个瑞利型的声表面波, 其能量分布在图1(c)中红色线与灰色线之间周期性振荡, 在某些条件下(如红色线)势垒被克服, 这为磁化反转提供了可能. 在实际磁性材料中, 声表面波还可以促进反磁化核形核, 同时在畴壁被钉扎时提供畴壁脱钉扎所需要的能量, 进而辅助磁化反转^[15]. 声表面波的性能参数会对磁化反转过程产生影响: 声表面波的振幅越大, 其对磁化反转的辅助作用越强. 材料体系的差异只会对矫顽力的数值产生影响, 而不影响声波振幅与磁化反转的作用规律. 而声波频率对磁化反转的影响并非简单线性关系, 其物理机制尚不清晰, 还需进一步深入研究.

值得一提的是, 声表面波在传输的过程中由于热声效应会伴随焦耳热的产生, 而交变应变场和热效应均可辅助磁化反转. 因此, 在实验设计上需要特别注意热效应的分离, 如使用声脉冲来代替持续声波, 以更好减小热效应的干扰.

在图2(a)所示面外磁各向异性的稀磁半导体(Ga, Mn)(As, P)体系表面波器件中, 初始磁矩垂直膜面向上, 可通过施加向下的面外磁场实现磁化反转, 而声表面波对这一过程具有促进作用. 若使用MOKE记录不同声表面波功率下磁滞回线^[16], 不难发现随着声波功率的增大磁滞回线变窄, 对应的矫顽力显著降低. 在具有垂直磁各向异性的Co/Pt图案化薄膜阵列中也观测到, 随着声波功率的增大, 磁化反转概率会提高^[17]. 另外, 声表面波对磁化反转的辅助作用具有温度依赖性, 在温度较低时声表面波的辅助作用很强, 然而到达临界温度时, 体系热扰动足以满足辅助磁化反转的要求, 声表面波的辅助作用消失^[16]. 在如图2(b)所示的具有界面DMI的垂直各向异性Ir/Co/Pt薄膜体系中, 声表面波对矫顽力的降低作用同样被证实, 同时发现这种辅助作用的强弱明显地依赖于声波的频率^[18]. 此外, 声表面波还可以辅助电流驱动的磁化反转, 比如如图2(c)所示的磁隧道结阵列中利用自旋转移力矩(STT)效应驱动自由层反转时, 声表面波的施加可以降低反转所需的临界电流密度, 但辅助作用对声波频率的依赖性不高^[19,20]. 并且在Pt/Co/Ta结构中, 基于自旋轨道力矩(SOT)效应驱动Co层磁化反转时, 声波对磁化反转的辅助作用也可以被观测到. 然而声表面波对SOT驱动的磁化反转的辅助作用明显依赖于声波频率, 在76 MHz下辅助作用最强^[21], 如图2(d)所示. 除磁性薄膜体系外, 在如图2(e)所示的微纳磁性颗粒体系中, 声

表面波的辅助作用也被证实^[22].

以上结果展示了声表面波对确定性磁化反转的辅助作用, 而另一种可能的磁化反转方式是进动反转, 其需要一个垂直于磁化方向的外场作为进动轴, 而声表面波驱动磁矩在不同稳态之间进动, 最后通过控制声表面波的施加时间来确定磁矩最终稳定的状态. 声表面波驱动的进动反转虽然可以有效降低临界反转场和缩短反转时间, 但同时也需要对声波的施加时间进行精准控制, 这大幅度提高了技术难度.

在与图2(a)同样的稀磁半导体(Ga, Mn)(As, P)垂直膜结构中, 如果将面外磁场更改为水平方向, 同时施加声表面波以驱动进动反转, 得到的磁化分布图如图3(a)所示. 在声表面波的作用下, 向上和向下的磁矩比例基本一致, 这印证了进动反转并没有确定的指向性. 如果同时施加一个额外的面外磁场, 将会极大地提高磁矩朝向面外磁场方向的概率^[9]. 进动反转同样在面内磁化体系中被观测到, 在不施加磁场时, 在(Ga, Mn)As薄膜中观测到了如图3(b)所示的往复反转, 如果希望使磁矩最终稳定朝向某个方向则需要精确控制声波的施加时间^[10]. 声表面波频率和波长、外磁场大小对进动反转的影响也可以通过微磁学模拟进行研究^[23,24]. 在纳米粒子体系中, 由自旋-旋转耦合引起的磁矩进动反转也被理论所预测^[25].

除上文对磁矩方向的直接作用外, 声表面波也是调控其他体系磁性(如交换偏置体系)的一种重要手段. 在具有垂直磁各向异性的Pt/Co/IrMn薄膜中, 随着声表面波功率的增加, 铁磁层矫顽力和交换偏置场不断减小. 声表面波的施加会扰动铁磁/反铁磁界面的磁化分布状态, 削弱铁磁层磁矩的钉扎作用, 进而减小交换偏置场^[26]. 同样的结果也在面内磁化的Py/IrMn多层膜体系中被观测到^[27]. 此外, 声表面波可以辅助甚至驱动铁磁-反铁磁相转变过程, 为反铁磁序的操纵提供一种可行的解决方案. Wu等人^[28]在磁相变材料FeRh薄膜体系中施加声表面波, 有效地降低了磁相变的温度滞后, 同时利用声表面波对FeRh反磁性相进行全声学擦写, 进而实现了声表面波驱动的零场非易失性多态磁存储, 如图4所示.

总的来说, 声表面波与磁性的耦合本质上属于较弱的耦合作用, 其诱导产生的等效磁场典型值约为数十奥斯特, 这一数值决定了其本身并不具备直接“驱动”静态磁化过程的能力. 磁声耦合可通过两种方式调

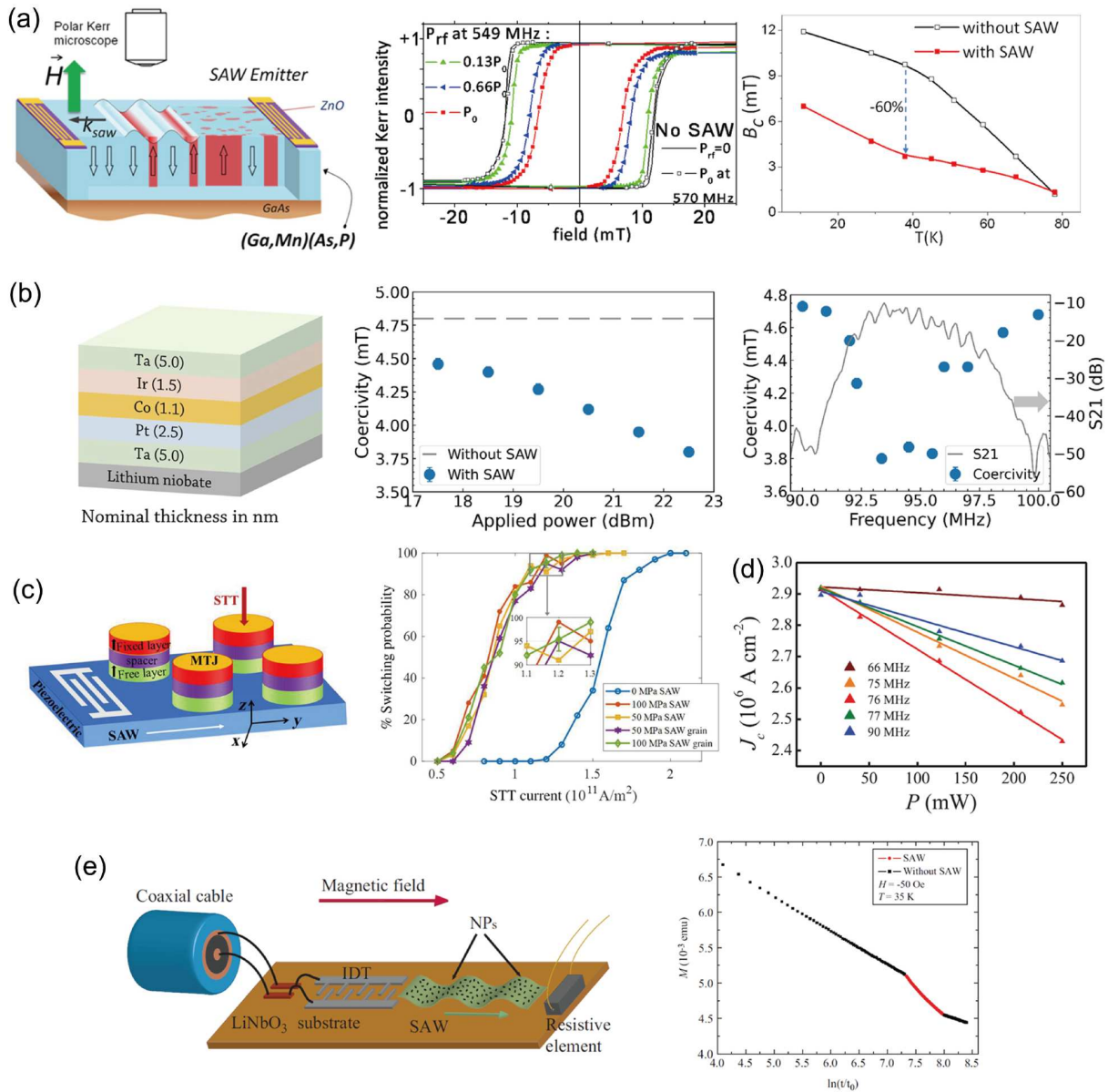


图 2 声表面波辅助确定性磁化反转. (a) 声表面波辅助稀磁半导体 $(Ga, Mn)(As, P)$ 垂直膜磁化反转: 示意图、不同声波对应的磁滞回线以及矫顽力随温度的变化^[16]. (b) 声表面波辅助 $Ir/Co/Pt$ 多层膜磁化反转: 示意图、矫顽力随声波功率和频率的变化^[17]. 声表面波显著降低了磁化反转的临界(c) STT^[19,20]和(d) SOT 电流^[21]. (e) 声表面波对纳米磁颗粒的驱动作用: 示意图以及磁化强度随时间的变化(红色线对应施加声波的时间段)^[22]

Figure 2 SAW-assisted deterministic magnetization reversal. (a) SAW-assisted magnetization reversal in the perpendicular $(Ga, Mn)(As, P)$ film of dilute magnetic semiconductors: Schematic diagram, magnetic hysteresis loops corresponding to different acoustic waves, and the variation of coercivity with temperature^[16]. (b) SAW-assisted magnetization reversal in $Ir/Co/Pt$ multilayers: Schematic diagram, and the variation of coercivity with SAW power and frequency^[17]. SAW significantly reduces the critical (c) STT^[19,20] and (d) SOT^[21] currents for magnetization reversal. (e) SAWs also have a driving effect on nanomagnetic particles: Schematic diagram and the variation of magnetization with time (the red line corresponds to the time period when acoustic waves are applied)^[22].

控静态磁过程: 其一, 当外加磁场或温度调控使磁化状态达到临界值时, 声表面波可发挥“辅助”作用, 助力磁化状态越过能量势垒; 其二, 通过施加法向磁场等方式

构建等能量状态, 使声表面波驱动磁矩在等能量磁化状态间发生动态演化, 进而实现“进动反转”的效果. 如何实现更强的磁声耦合仍然是相关研究面临的最主

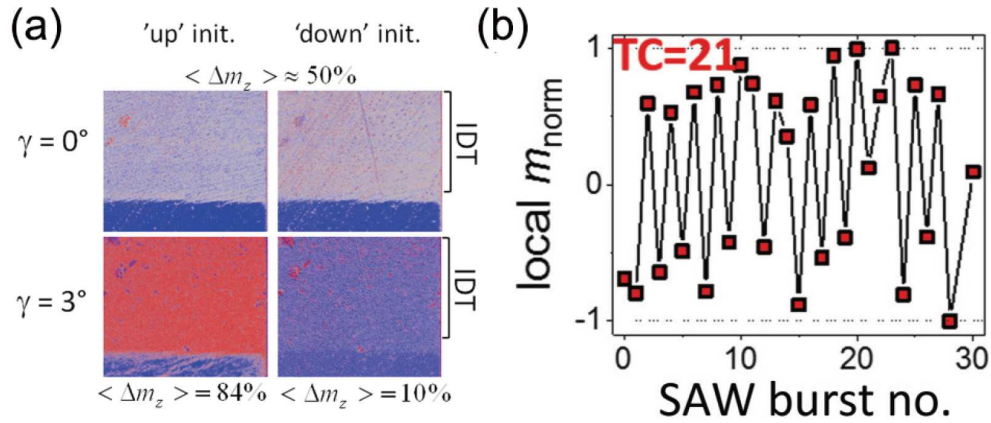


图 3 声表面波驱动进动反转. (a) 声表面波辅助稀磁半导体(Ga, Mn)(As, P)垂直膜进动反转的MOKE图样^[9]. (b) 磁化强度随声波脉冲的变化, 声表面波的施加可以使磁化强度往复反转^[10]

Figure 3 SAW-driven precessional reversal. (a) MOKE patterns of precessional reversal in the perpendicular (Ga, Mn)(As, P) film of dilute magnetic semiconductors [9]. (b) The variation of magnetization with acoustic wave pulses, the application of SAW enables the reciprocating reversal of magnetization [10].

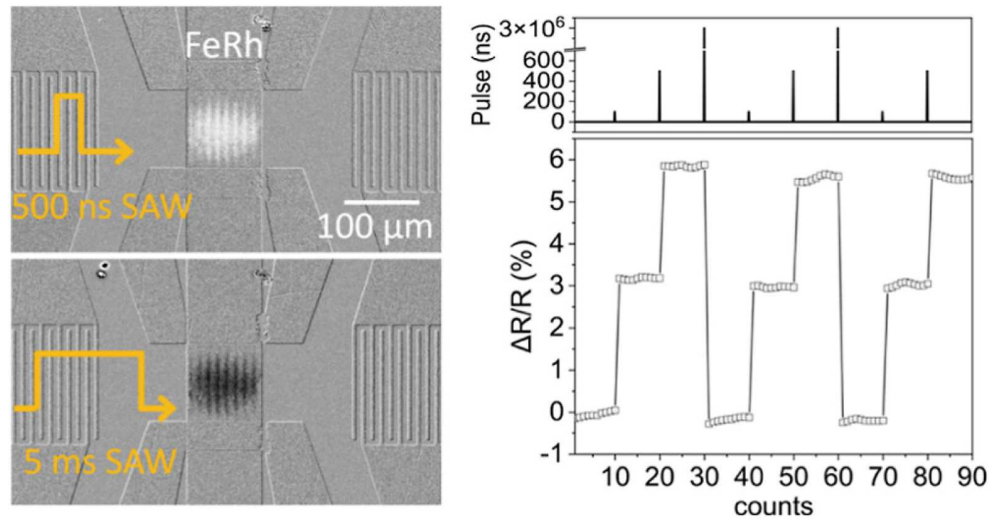


图 4 通过声表面波实现FeRh磁性相操控的MOKE图样及其实现的非易失性多态存储示意图, 不同长时的声波脉冲会使体系达到不同的阻态^[28]

Figure 4 MOKE patterns for manipulating the magnetic phases of FeRh via SAWs and a schematic diagram of the corresponding nonvolatile multistate memory, and SAW pulses of different durations can drive the system to reach distinct resistance states [28].

要挑战, 未来可以选用能产生更强声波的压电基底、选用更大磁弹耦合系数的磁性材料以及探索增强其他磁声耦合机制强度的方法, 以期实现对静态磁过程的纯声波调控。

3 声表面波对动态磁性的影响

声表面波除了可以辅助静态磁过程的发生, 还可以依托声波的交变特性驱动动态的磁化动力学。声表

面波提供了一个周期性变化的磁各向异性等效场, 该等效场可以驱动磁矩周期性进动, 进而实现磁共振及其相关联的一系列现象。

3.1 声表面波驱动磁共振

铁磁共振是指外界交变场频率与磁性材料在有效场下的共振频率相匹配时, 交变场会驱动磁矩大幅进动的现象。与传统的微波和电学激励方法相比, 声表面波激发的磁共振适用于集成化和小型化器件, 且具

有几乎为零的焦耳热损耗, 为磁共振提供了一种新的激励方案. 声表面波驱动的铁磁共振也展现出了许多与传统微波铁磁共振不同的特点, 如更宽的吸收线宽、声波传输方向对磁共振的影响等, 如何理解和利用这种区别是一直以来的重要课题.

在面内磁各向异性铁磁薄膜/压电衬底组成的异质结构中, 磁化强度受薄膜形状各向异性影响而在面内稳定取向. 常见的瑞利型声表面波分为 ϵ_{xx} 、 ϵ_{xz} 和 ϵ_{zz} 三个分量, 其中 ϵ_{xx} 分量是激发铁磁共振的主要因素, 而 ϵ_{xz} 分量是非互易声磁共振现象的成因, 不影响共振场的大小, 同时由于面外的磁化强度分量基本为零, 应变分量 ϵ_{zz} 带来的等效场很微弱, 因此可以忽略不计. 若要研究面内磁化强度体系声磁共振效应的基本规律, 只需考虑声表面波的 ϵ_{xx} 分量, 可以根据球极坐标系下的LLG方程求出进动角度的表达式^[29]:

$$|\delta\theta| = \frac{2b_1\gamma|\delta\epsilon|}{\mu_0 M_s} \frac{1}{\left| -\omega + \frac{\omega_0^2}{\omega} \right| + \omega_\alpha} |\sin 2\varphi_M|, \quad (4)$$

其中 $|\delta\theta|$ 为进动圆锥角, 其大小直接反映磁矩进动强弱. 其表达式可以分为三部分: 第一部分是线性部分, 其中参数有磁弹耦合系数 b_1 、旋磁比 γ 、声波产生的应变幅值 $|\delta\epsilon|$ 以及饱和磁化强度 M_s , 其主要反映声表面波等效场的绝对大小, 对于确定的体系一般是确定值; 第二部分是频率部分, 其中 ω 代表声表面波频率而 ω_0 是磁性薄膜在有效场作用下的共振频率, 该项的大小依赖于两个频率的匹配度, 匹配度越高, 磁矩进动幅度最大, $\omega\alpha$ 反映了磁阻尼的影响; 第三部分反映了声波的各向异性作用, 即声波等效场强度随磁矩方向(磁矩与声波传输方向的夹角 φ_M)变化趋势. 该表达式揭示了小功率声表面波驱动铁磁共振的以下特点:

- (1) 磁矩进动幅度与声波产生的应变幅值成正比;
- (2) 当声表面波频率与磁性材料的共振频率相匹配时, 磁矩进动幅度最大, 而随着声波频率偏离共振频率, 进动逐渐减弱, 该特点与射频微波信号激发的铁磁共振相同;
- (3) 声表面波等效场的强度十分依赖于磁矩方向, 在磁矩与声波传输方向成 45° 或 135° 夹角时声波等效场最强, 可以最大化地激发磁矩进动, 这是声表面波驱动铁磁共振现象区别于传统的微波驱动铁磁共振的本质原因.

为了更直观地理解声表面波驱动铁磁共振的特

点, 在面内单轴各向异性薄膜体系中, 依据进动圆锥角的表达式分别对各影响因素进行讨论. 图5(a)是磁性薄膜共振频率的变角度扫场图案, 不同颜色代表对应的体系共振频率, 可以看出共振频率受到外加磁场的大小和角度的影响, 在难轴方向($\varphi_H = 90^\circ$)施加外场对应的共振频率低. 图5(b)为不同外磁场下声表面波等效场因子 $|\sin 2\varphi_M|$, 其反映了声表面波等效场在不同外磁场下的相对大小, $|\sin 2\varphi_M|$ 越大声波等效场越强, 在磁矩方向为 45° 或 135° 附近最大. 图5(c)和(d)给出了对同一体系分别施加频率为2 GHz声表面波和射频微波时所得到的磁矩进动角度的变角度扫场图, 图中颜色越深代表进动幅度越大, 声表面波铁磁共振图案相比于射频电磁波铁磁共振图案少了一部分, 而缺少的这部分恰恰对应着磁矩偏离声波等效场最大的 45° 或 135° 方向的情况. 此时声表面波频率与体系共振频率虽然匹配, 但由于声波等效场比较小, 很难观测到铁磁共振, 最终形成了声磁共振吸收独特的蝴蝶形图案. 综上所述, 声磁共振的发生需要同时满足声表面波频率与体系共振频率相匹配, 以及磁矩方向与声表面波传输方向成 45° 或 135° 这两个必要条件, 该结果展示了声表面波独特的等效场机制. 在不同的材料体系中, 以上基本规律是不变的, 而由于不同材料的铁磁共振频率不同, 声磁共振对应的共振磁场大小会产生较大差异.

实验上一般通过测量声表面波传输过程的衰减功率来间接反映声磁共振的强度, 在如图6(a)所示的Ni/LiNbO₃异质结构中, 通过左侧的IDT产生声表面波驱动铁磁共振, 声波能量被吸收后到达右侧IDT, 利用矢量网络分析仪测得的散射参数得到声波的衰减功率, 即可反映声磁共振的强度^[30]. 通过改变外磁场的大小和方向可以影响体系共振频率, 进而调控声磁共振吸收功率, 而在改变声表面波的频率时, 共振吸收功率也会发生变化^[31]. 在声波频率比较低(0.86 GHz)时, 声磁共振吸收峰出现在磁各向异性难轴附近(即 $\psi = 0^\circ$ 时), 同时观察到声磁共振场随外磁场方向偏离难轴而增大. 这是由于声磁共振的产生需要声波频率与体系共振频率相匹配, 在难轴加场会破坏无外场时由各向异性决定的等效场, 进而降低体系的共振频率, 更好地与较低的声波频率相匹配. 对于声波频率高于体系零场下本征共振频率的情况, 在易轴加磁场可以更好利用各向异性提供的有效场, 因此易轴加磁场对应的

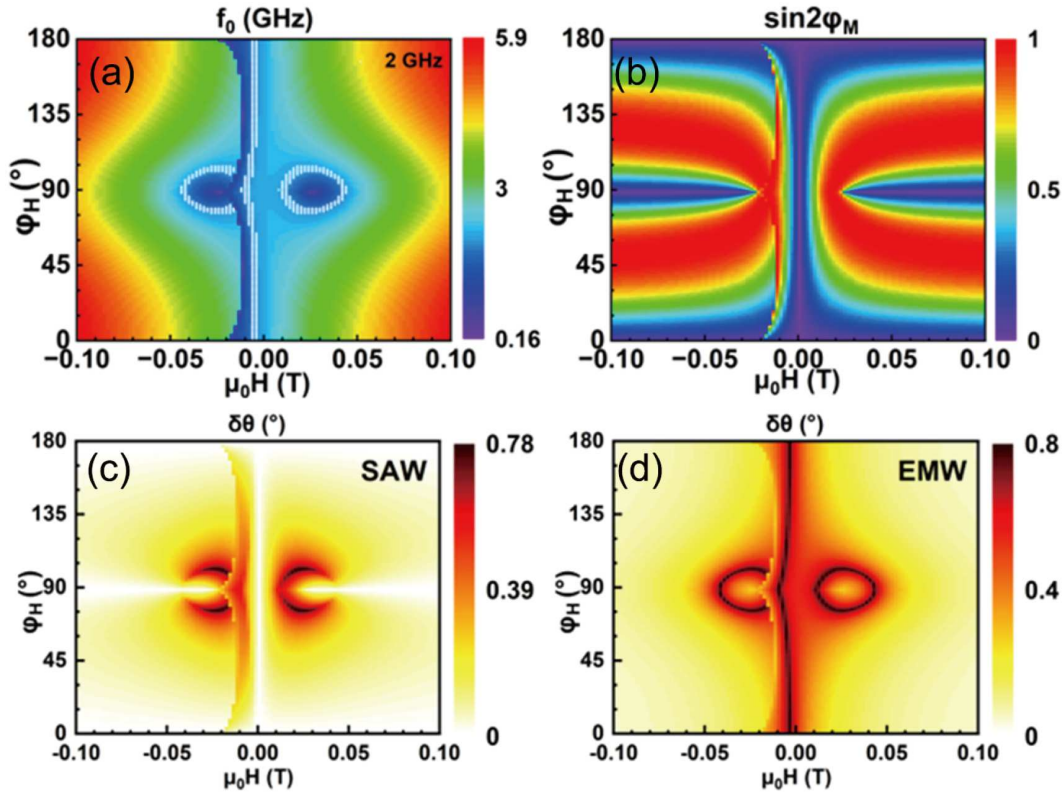


图 5 (a) 共振频率和(b) 声表面波等效场因子的变角度扫场图. (c) 声表面波和(d) 射频微波驱动铁磁共振幅度的变角度扫场图^[29]

Figure 5 Angular-dependent magnetic field sweep plots of (a) the resonant frequency, (b) the SAW equivalent field factor. Angular-dependent magnetic field sweep plots of the ferromagnetic resonance intensity driven by (c) SAW and (d) rf EMW [29].

共振场最低. 同时随着声波频率的增大, 对应的共振场也随之增大, 出现了图6(c)中吸收图案逐渐向高场区移动的现象^[32]. 此时外磁场足够强足以保证磁矩被拉到外场方向, 因此最强的声磁共振吸收出现在外磁场为45°和135°时, 同时观察到声磁共振场随外场偏离难轴而减小. 除声波频率的影响外, 随着声波的传输距离逐渐变长^[33]和铁磁薄膜逐渐变厚^[34], 声磁共振吸收功率指数级增加, 这表明可以通过增大体积的方式来增强声波吸收. 此外, 随空间位置演化的声表面波驱动自旋波共振也被深入研究^[35]. 在不同的磁性材料中, 由于其各向异性与共振频率的差异, 共振吸收图案也展现出不同的特征^[36]. 在稀磁半导体(Ga, Mn)(As, P)体系中, 共振频率受温度的影响较大, 随着温度的升高, 声磁共振场不断增大, 同时声磁共振吸收功率不断减弱^[37]. 对具有面内单轴各向异性的Ni薄膜中的研究结果发现, 只有在各向异性轴方向与声波传输方向平行或垂直时, 经典的蝴蝶形图案才会出现. 如图6(g)

所示, 在难轴与声波传输方向成45°时, 声磁共振图案不再关于声波传输方向($\phi_H = 90^\circ$)对称, 这种现象可以被理论和模拟证实^[38]. 除上述声波对磁矩的影响外, 在声表面波驱动铁磁共振时, 磁子也会反过来为声子提供能量, 在某些情况下观测到了声表面波吸收功率增强的反常现象^[39].

除磁弹耦合外, 声表面波还可以通过磁-旋转耦合^[5]、自旋-旋转耦合^[6,7]、旋磁耦合^[8]和磁子-声子耦合^[31]等方式来驱动磁矩进动, 其物理机制、表现特点以及潜在应用值得更进一步的深入研究.

除了使用矢量网络分析仪对声磁共振现象进行间接探测, 科研人员还探索其他表征声磁共振的方式. 如图7(a)所示, 在声波激发磁性薄膜铁磁共振时, 磁矩的进动会产生一个射频电流和一个不断变化的各向异性磁电阻(AMR), 进而整流出直流电压. 通过测量垂直于声波传输方向的直流电压, 即可反映声磁共振强度, 这种方法与IDT探测散射S参数相比具有更高的灵敏

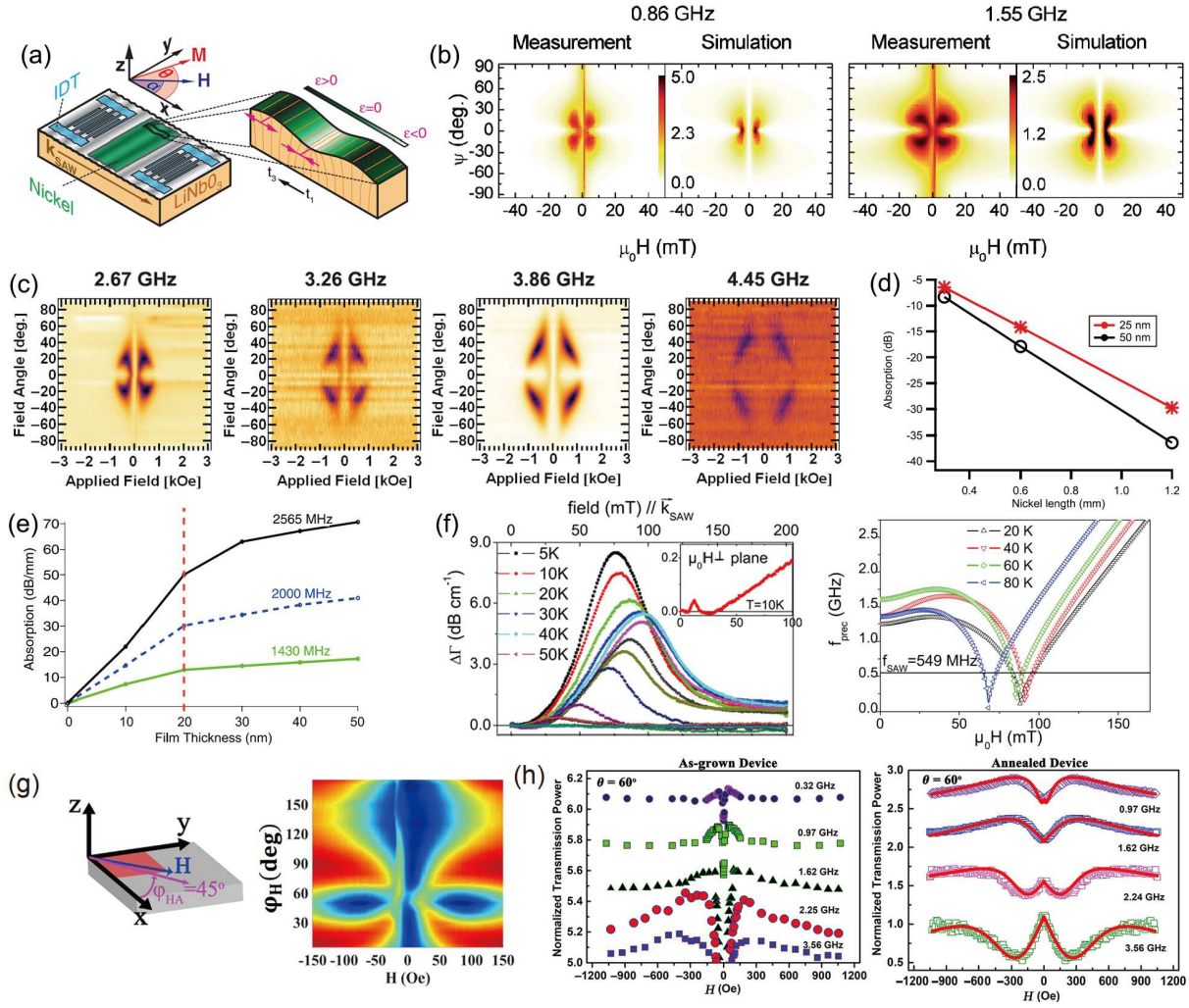


图 6 (a) 声表面波驱动铁磁共振的异质结构示意图^[30]. 声表面波频率(b)较低^[31]和(c)较高^[32]时, 声磁共振吸收功率的变角度扫描图. 声波吸收功率随(d)传输距离^[33]和(e)薄膜厚度^[34]的变化. (f) 声磁共振场和共振频率随温度的变化^[37]. (g) 磁各向异性方向对声磁共振变角度扫描图的影响^[38]. (h) 磁子对声子的反作用^[39].

Figure 6 (a) Schematic diagram of the heterojunction for SAW-driven ferromagnetic resonance [30]. Angular-dependent magnetic field sweep plots of acoustic magnetic resonance absorption power at (b) lower [31] and (c) higher SAW frequencies [32]. Variations of SAW absorption power with (d) propagation distance [33] and (e) film thickness [34]. (f) Variations of acoustic magnetic resonance field and resonant frequency with temperature [37]. (g) Influence of magnetic anisotropy direction on the angular-dependent magnetic field sweep plots of acoustic magnetic resonance [38]. (h) Back-action of magnons to phonons [39].

度^[11]. 另一种方法是通过布里渊光散射的方法测量声磁共振吸收. 如图7(b)所示, 这种方法可以更为直观地探测到声磁共振导致的声波信号吸收, 3.55 GHz的声波在200 Oe左右的共振场下被强烈吸收, 而在其他磁场下声波未被吸收, 这是声磁共振吸收的直接证据^[40]. 如果需要探测磁化强度随时间的演化关系, 实验上常采用时间分辨的磁光克尔显微镜等光学方法, 直接测量出声波引起的磁矩动态变化现象^[41]. 如图7(d)所示,

通过X射线磁圆二色性方法也可以探测出不同位置磁矩在X射线传输方向上的分量, 进而反映声磁共振的时间和空间特征^[42,43].

需要注意的是, 以上的理论模型及实验结果均基于声波强度较小时, 可以将声波激励当作微扰, 磁矩进动幅度随声波强度线性增长的情况. 当声波激励较强时, 往往会出现共振峰移动^[44]、高次谐波^[44-46]和磁子散射^[47]等各种非线性磁化动力学现象, 相关结果还

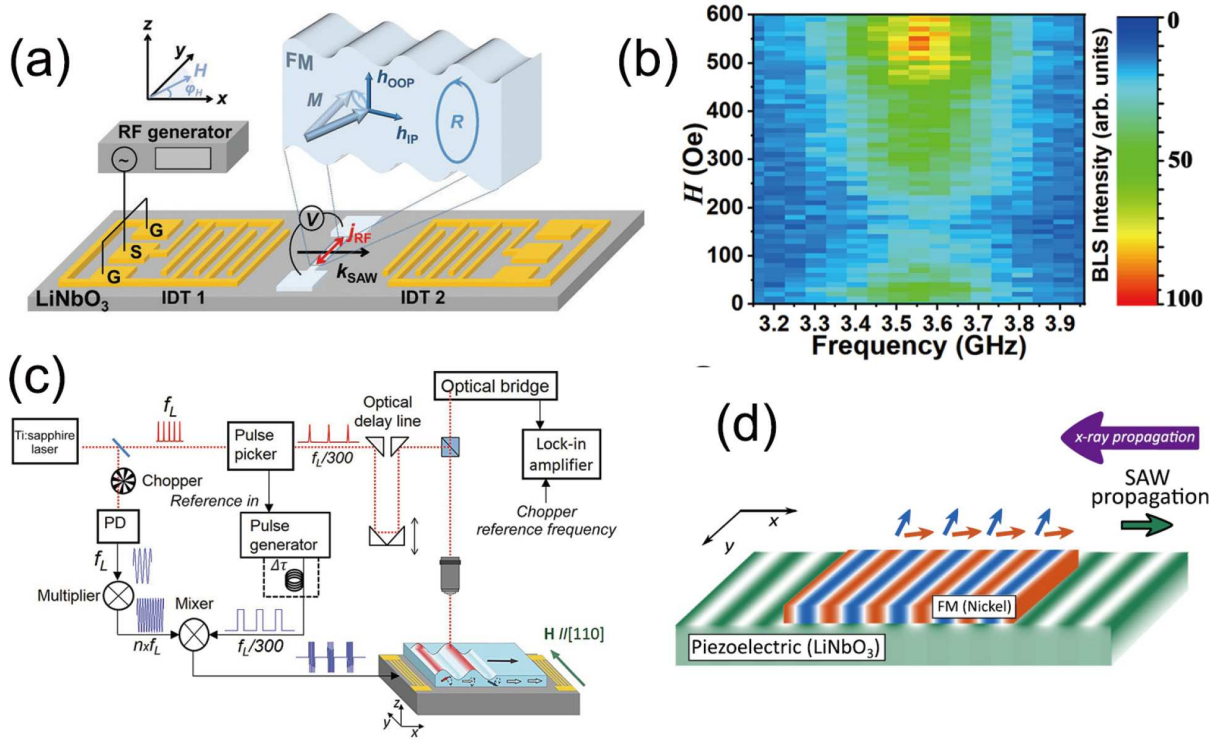


图 7 (a) 声磁共振整流直流电压探测^[11]. (b) 布里渊光散射探测声磁共振吸收^[40]. (c) 时间分辨的光学方法探测^[41]. (d) X射线磁圆二色性探测^[42]

Figure 7 (a) DC voltage detection for SAW-FMR rectification [11]. (b) Brillouin light scattering (BLS) detection of SAW-FMR absorption [40]. (c) Time-resolved optical method detection [41]. (d) X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) detection [42].

需要进一步研究.

3.2 声表面波激发的声电压

在自旋电子学中存在各种伴随着自旋流的产生和转移的效应, 如何产生和调控自旋流成为研究的关键问题. 与传统的微波激发和电激发不同, 声表面波产生一个随空间位置变化的交变等效场, 可以产生一系列特殊的自旋电子学现象. 对于自旋电子学的探测一般基于对电压的测量, 其具有更高灵敏度可以准确地反映自旋电子学的现象. 在声表面波驱动的动态磁化过程中具有不同效应产生的各种电压信号, 厘清声电压的不同来源并将不同效应分离出来, 是深入认识声表面波驱动的自旋电子学过程的基础.

在第3.1节中, 已经介绍了测量整流电压的方法表征声磁共振. 施加声表面波后, 磁矩进动导致对电子的散射能力周期性变化, 进而导致各向异性磁电阻 (AMR) 的交变变化. 同时, 磁矩持续的进动本质上会产生不断变化的磁场, 可以通过电磁感应感生出交变

的电流, 其与交变的AMR相乘即可得到交变的电压, 将其对时间进行积分后可以得到直流项即为AMR整流电压, 其大小与磁矩进动幅度成正比^[11].

在磁性/非磁性层异质结构中, 声电压可以通过声自旋泵浦效应产生. 在如图8(a)所示Co/Pt多层膜体系中, 声表面波驱动了铁磁层磁矩的共振, 同时Co层进动的磁矩向Pt层注入自旋流, 这个过程被称为声自旋泵浦效应. 自旋流注入Pt层后, 通过逆自旋霍尔效应将自旋流转换为垂直于声波传输方向的横向直流电压进行探测, 该电压与磁矩进动幅度的平方成正比, 这与AMR整流信号不同. 如果施加反向的磁场, Co层会将反向的自旋流注入到Pt层中, 此时测得的横向电压大小相等、符号相反, 同时区分了声波和伴随产生的电磁波的不同影响^[48]. 在其他体系中, 声自旋泵浦效应也被其他方法观测到, 如在图8(d)所示的Ni/Cu/Bi₂O₃结构中, Ni层磁矩进动泵浦出自旋流后, 经过Cu层传输到Bi₂O₃层中, 并由逆Edelstein效应通过界面Rashba效应产生自旋偏转, 进而产生声电压. 如果将Cu层换

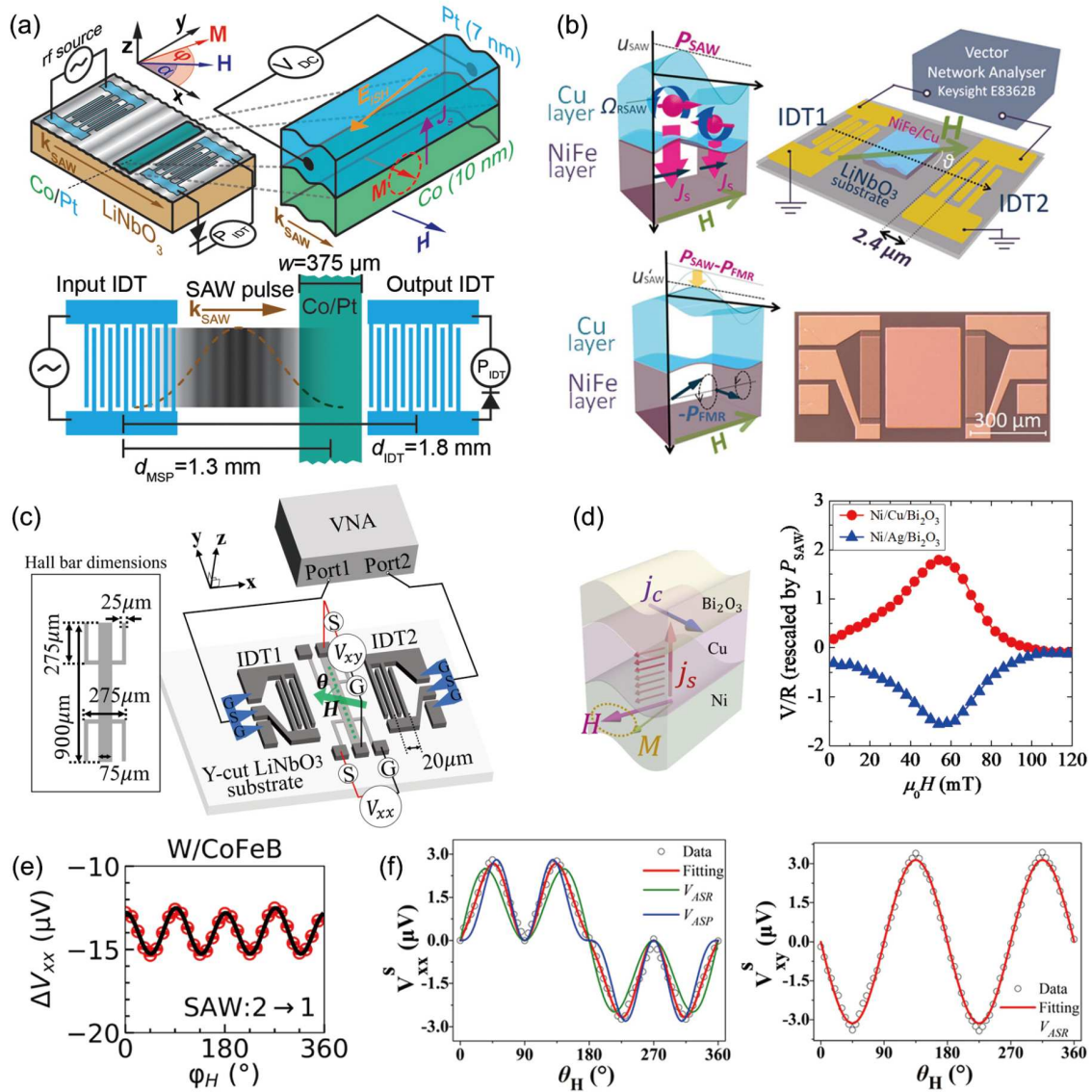


图 8 (a) Co/Pt体系中的声自旋泵浦效应^[48]. (b) Cu/NiFe体系中通过自旋-旋转耦合激发铁磁共振^[6]. (c) 声表面波引起的单向平面霍尔电压探测^[54]. (d) 自旋泵浦的逆Edelstein效应探测^[49]. (e) 声自旋霍尔效应的电压与外场角度依赖关系^[53]. (f) 声自旋泵浦和自旋-旋转耦合两种效应产生的电压^[51]

Figure 8 (a) Acoustic spin pumping effect in the Co/Pt system [48]. (b) Excitation of ferromagnetic resonance via spin-rotation coupling in the Cu/NiFe system [6]. (c) Detection of SAW-induced unidirectional planar Hall voltage [54]. (d) Detection of the inverse Edelstein effect in spin pumping [49]. (e) Angular dependence of the voltage of the acoustic spin Hall effect on the external magnetic field [53]. (f) Voltages generated by the two effects, namely acoustic spin pumping and spin-rotation coupling [51].

为Ag层, 其产生自旋流的符号相反, 因此产生相反方向的声电压^[49,50].

除声自旋泵浦外, 另外一种产生声电压的方法是自旋-旋转耦合. 瑞利型的声表面波在引起动态拉伸压缩应变之外, 还会造成固体表面晶格旋转变形, 且不同深度的旋转速度有所不同. 而自旋-旋转耦合将晶格旋

转变形速度随深度变化的梯度转换为电子自旋的梯度从而产生自旋流, 并将其注入邻近的铁磁层中引发磁矩进动. 自旋-旋转耦合一般发生在弱自旋轨道耦合的非磁性金属中, 在图8(b)所示的Cu/NiFe多层膜中, NiFe由于磁弹耦合系数小可以排除磁弹耦合的影响, Cu层通过自旋-旋转耦合产生自旋流, 并将其注入下层的

NiFe层中驱动磁矩进动^[6]. 磁矩的周期性进动可以通过自旋泵浦效应向上层注入自旋流, 而自旋流在具有比较弱的自旋轨道耦合的Cu层中长距离传输, 如果在Cu层上再镀一层自旋轨道耦合较强的重金属层(如Pt, Ta等), 即可通过逆自旋霍尔效应产生电压. 这种方式与图8(a)中声自旋泵浦的本质区别在于驱动铁磁共振的原因不同, 图8(a)中利用了Ni的强磁弹耦合, 而这种方法利用了声表面波与轻金属Cu层的自旋-旋转耦合效应. 在磁弹耦合系数比较强的Ta/Cu/Ni体系中, 可以同时观测到声自旋泵浦和自旋-旋转耦合两种效应产生的电压. 如图8(f)所示, 在纵向电压中同时分离出两种效应的电压, 而横向电压只包含自旋旋转耦合电压^[51].

声表面波的自旋-旋转耦合往往产生于弱自旋轨道耦合的非磁性金属薄膜中, 而在强自旋轨道耦合体系中存在声自旋旋转效应和声自旋霍尔效应. 在Pt/Ni双层膜体系中不仅观测到声自旋泵浦效应产生的电压, 还观测到了声自旋旋转效应产生的电压, 这是由于声表面波晶格振动对自旋流的旋转作用引起的^[52]. 在W/CoFeB体系中, 声表面波在重金属W层中产生交变的自旋流, 这些自旋流一部分注入CoFeB层中, 另一部分被界面阻挡留了下来, 这部分自旋流通过逆自旋霍尔效应直接产生声电压, 如图8(e)所示^[53]. 这种效应无法在自旋轨道耦合比较弱的Cu/CoFeB体系中观察到. 除逆自旋霍尔效应外, 还可以通过平面霍尔效应产生声电压. 在如图8(c)所示的MgO/CoFeB/Ta/MgO/Ta多层膜中, 声表面波在CoFeB层中产生声电流, 其中的电子在磁矩磁场的作用下产生横向偏转在样品两侧形成电子累积, 进而产生平面霍尔电压, 其电压幅值大约是传统平面霍尔电压的100倍^[54].

综上所述, 声表面波驱动的自旋电子学过程中往往伴随多种复杂效应, 尤其是在多层异质结构中存在多种磁声耦合机制以及多种声电压产生方式. 需要根据声电压随磁场角度、声波频率的变化关系, 以及不同材料的依赖关系, 确定声电压的本质来源.

3.3 声表面波引起的非互易性

非互易性是指在改变传输方向时系统性质发生变化的现象, 最常见的非互易性器件是电子二极管, 它允许电子沿一个方向流动, 而阻止电子沿相反方向流动, 从而实现电子的单向传输. 声表面波的非互易性即在改变声波方向时, 声磁共振吸收功率发生变化的现象,

该现象是制造声子二极管的基础.

产生声表面波非互易性最常见的原因是瑞利型声表面波的剪切应变分量^[55,56], 如图9(a)的计算结果所示, 在只有正应变分量时吸收谱是对称的, 并不能观察到非互易性; 而在同时存在剪切应变分量时, 声磁共振吸收出现了一个方向强, 而在反方向弱的现象^[31]. 通过改变外加磁场的方向进行多次测试, 得到了非互易性强度与磁场方向的依赖关系如图9(b)所示, 可以看出非互易性在外场不与声波传输方向平行或垂直时才可能出现, 其非互易性强度与外场角度满足一定的函数关系^[57]. 在图9(c)的CoFeB/Pt体系中, 存在剪切应变分量和界面DMI两种机制引起的非互易性, 界面DMI在导致非互易强度变化的同时改变了声磁共振场的位置^[58,59]. 在多层膜体系中, 磁偶极相互作用也会导致非互易性的产生, 比如在图9(d)所示的CoFeB/Au/Py三层膜中, 上下磁性层磁矩在平行/反平行排列时具有不同的偶极相互作用, 不仅导致了共振场的移动, 还改变了声磁共振吸收的强度^[60]. 除磁弹耦合外, 旋磁耦合和磁-旋转耦合也可以产生非互易性, 在某些情况下可以达到100%的非互易性, 如图9(e)所示^[5,61]. 在人工反铁磁结构中, 不仅可以由界面DMI产生非互易性^[62], 还可以根据人工反铁磁结构的声学模式因声波传输方向不同产生的劈裂, 设计出非互易性声波器件. 如图9(f)所示, 相同频率的正向与反向声波其相反的传输方向对应不同的色散关系, 不同的共振场导致了非互易性产生^[63].

此外, 研究人员还通过调控磁化动力学来实现非互易声表面波的激发. 在压电基底与磁性纳米条带(及其阵列)的耦合结构中, 通过施加微波等方式在纳米条带中激发出自旋波, 进而借助磁滞伸缩效应, 该自旋波会作用在压电基底上, 最终向纳米条带两侧非互易地泵浦声表面波^[13,64-67].

4 声表面波对磁结构的影响

磁斯格明子、畴壁和磁涡旋等各种磁性结构作为磁记录以及各种逻辑运算器件的载体, 是自旋电子学重要研究方向之一. 对各种磁结构的研究可以粗略分为磁结构的产生、运动及反转机制的研究, 而声表面波具有易于集成和不产生焦耳热的优势, 在调控磁结构方面表现出巨大潜力. 由于实际观测受仪器分辨率

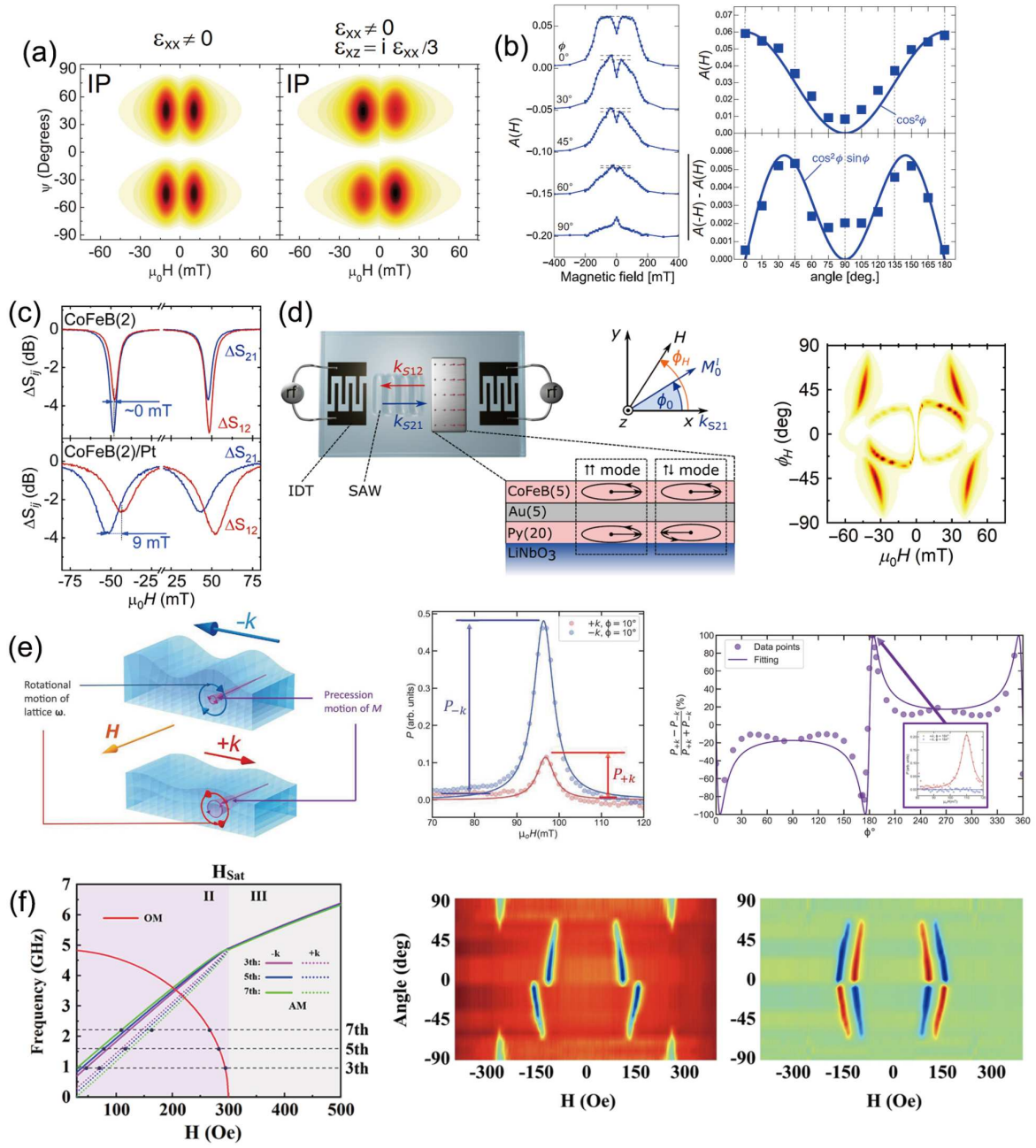


图 9 (a) 声表面波剪切应变引起的非互易性: 只考虑正应变以及同时考虑正应变和剪切应变变时的变角度扫描图^[31]. (b) 剪切应变带来的非互易性与外磁场角度的依赖关系: 不同磁场角度下的磁矩振幅谱、声磁共振幅度和非互易性强度随磁场角度的变化^[57]. (c) 界面DMI引起的非互易性^[58]. (d) 偶极相互作用引起的非互易性^[60]. (e) 磁旋转耦合引起的非互易性: 示意图、声波正反向传播时对应的功率吸收谱图以及不同磁场角度对应的非互易性大小^[5]. (f) 人工反铁磁结构中声学模式劈裂引起的非互易性: 声波的传输方向导致的声学模式劈裂、声磁共振及其非互易性的变角度扫描图^[63]

Figure 9 (a) Nonreciprocity induced by shear strain of SAW: angular-dependent magnetic field sweep plots considering only tensile strain, and those considering both tensile strain and shear strain simultaneously [31]. (b) Dependence of shear strain-induced nonreciprocity on external magnetic field angle: magnetic moment amplitude spectra at different magnetic field angles, acoustic magnetic resonance amplitudes, and variations in nonreciprocity intensity with magnetic field angle [57]. (c) Nonreciprocity induced by interfacial DMI [58]. (d) Nonreciprocity induced by dipolar interaction [60]. (e) Nonreciprocity induced by magneto-rotational coupling: schematic diagram, power absorption spectra corresponding to forward and backward SAW propagation directions, and nonreciprocity magnitudes at different magnetic field angles [5]. (f) Nonreciprocity induced by acoustic mode splitting in artificial antiferromagnetic structures: acoustic mode splitting caused by SAW propagation direction, acoustic magnetic resonance, and angular-dependent magnetic field sweep plots of its nonreciprocity [63].

限制, 难以精确表征磁结构的微观性质(尤其是磁化分布的动态变化), 因此研究人员通常结合微磁学模拟与实验结果开展相关研究.

目前, 声表面波已被证实可以驱动畴壁运动、辅助斯格明子产生和运动以及驱动磁涡旋手性反转. 研究结果证明声波对畴壁具有明显的驱动作用. 在如图10(a)所示的垂直膜中存在一个畴壁, 施加外磁场可

以驱动畴壁运动, 这是由于声表面波辅助了畴壁脱钉扎过程, 畴壁运动速度提高. 声表面波对畴壁的辅助作用具有频率依赖性, 只有在特定频率下才会有明显的辅助作用^[15]. 由于实际上声表面波在传输过程中会伴随着热效应, 研究人员通过分别模拟热效应与弹性波对畴壁的作用效果, 可以区分出驱动畴壁的本质原因. 如图10(b)所示, 热效应和声波产生的应变都可以

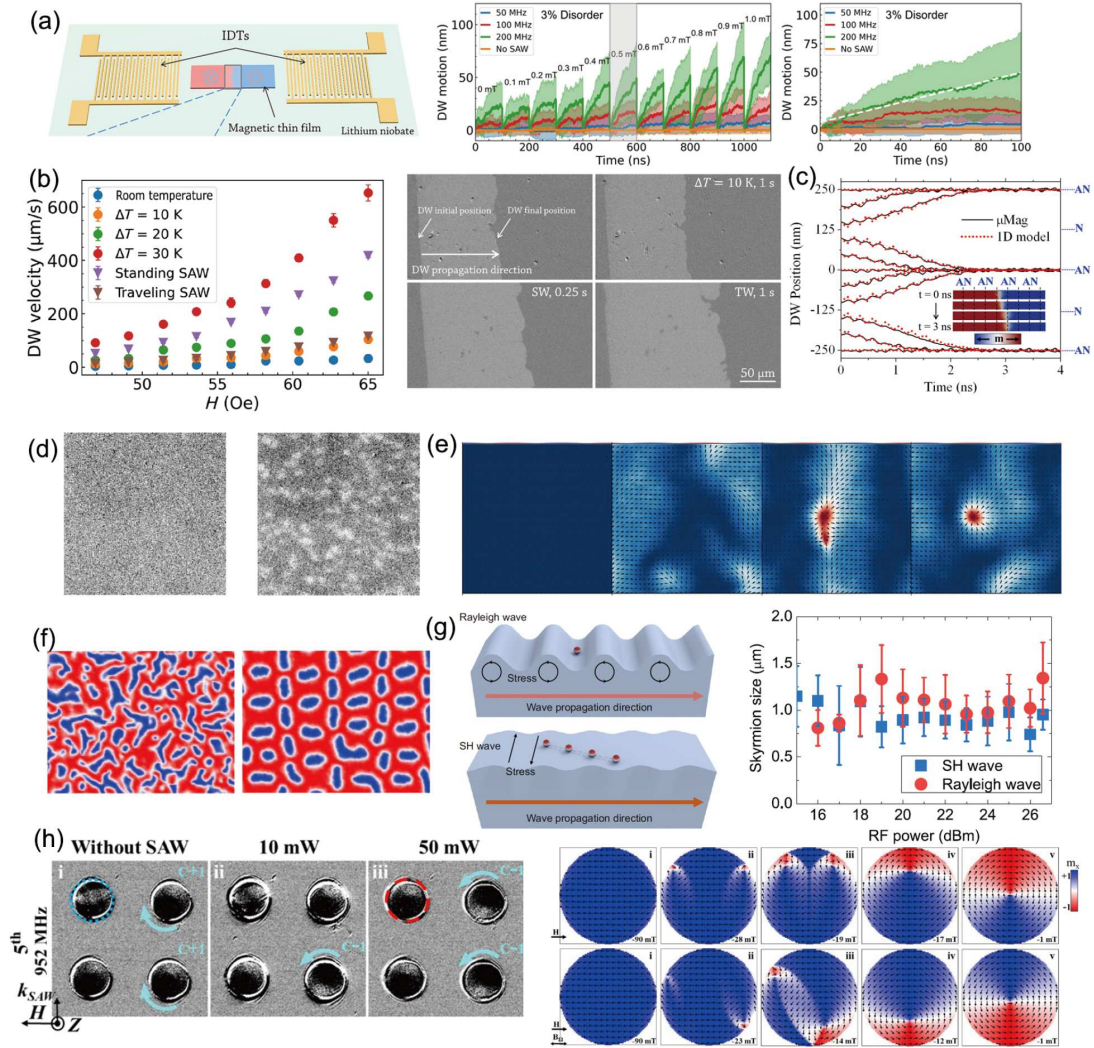


图 10 (a) 声表面波驱动畴壁运动: 示意图、不同磁场大小和声波频率下的畴壁位置变化以及0.5 mT磁场下的放大图^[15]. (b) 声表面波驱动畴壁运动时热效应的影响. 不同温度和磁场大小对畴壁速度的影响以及对应的MOKE图^[68]. (c) 声表面波驻波对不同位置畴壁驱动作用的时间演化图^[69]. 声表面波驱动斯格明子(d, e)产生^[70]、(f)排列^[71]和(g)运动^[72]. (h) 声表面波驱动磁涡旋手性反转^[73].

Figure 10 (a) Domain wall motion driven by the SAW: schematic diagram, variations in domain wall position under different magnetic fields and SAW frequencies, and the magnified view at a magnetic field of 0.5 mT ^[15]. (b) Effect of thermal effect on SAW-driven domain wall motion: influences of different temperatures and magnetic fields on domain wall velocity, and the corresponding MOKE images ^[68]. (c) Time evolution diagram of the driving effect of SAW standing waves on domain walls at different positions ^[69]. SAW-driven magnetic skyrmion (d, e) generation ^[70], (f) alignment ^[71], and (g) motion ^[72]. (h) SAW-driven magnetic vortex chirality reversal ^[73].

驱动畴壁运动, 而声波产生的应变是主要作用, 同时发现声波驻波相比行波具有更好的驱动效果^[68]. 图10(c)展示了在没有杂质的理想情况下, 声表面波驻波会驱动畴壁向波腹位置移动^[69]. 声表面波还可以激发磁斯格明子产生(图10(d)), 在合适的外磁场下施加声波可以促进形核, 并最终演化成磁斯格明子(图10(e))^[70]. 另外, 由于声表面波的波长在微米级别, 声表面波可以在整个样品中产生周期性的能量势垒, 进而对斯格明子位置进行调控形成阵列, 如图10(f)所示^[71]. 图10(g)展示了不同类型的声表面波驱动斯格明子的速度也不同, 足够强的水平剪切波可以驱动斯格明子快速运动^[72]. 在图10(h)所示的坡莫合金圆盘磁化反转过程中, 产生的磁涡旋手性都是顺时针的, 但在施加声表面波后手性变为逆时针^[73], 而对于坡莫合金圆盘阵列情况更加复杂^[74].

然而, 当前实验中, 声表面波对磁斯格明子、磁涡旋等磁结构的调控作用往往需要较为严苛的条件. 甚至在同一个器件上共存的多个磁结构中, 声表面波可能只对其中某一个有明显的作用. 目前相关的研究仅

停留在现象的表征层面, 对声波产生驱动作用的条件、机理及其普适性有待进一步研究.

5 总结

声表面波作为一种可长距离传输的弹性波, 凭借其易于集成、无焦耳热损耗的显著优势, 已被广泛应用于磁化动力学调控领域. 声表面波可以通过磁弹耦合、磁-旋转耦合等多种机理与磁性进行相互作用, 提供一个随着空间变化的交变应变场, 进而辅助磁化反转、磁相变等静态磁过程, 也能驱动铁磁共振、诱发非互易性等动态磁过程, 同时对各种磁结构有辅助产生和驱动运动的作用, 可以根据这些特性制作高性能的声表面波磁化动力学器件. 目前, 对声表面波驱动的磁化动力学研究仍不够完善, 如对非线性声磁动力学、声自旋电子学等新奇现象的理解不够深入, 需要更进一步的理论分析及实验验证. 总之, 声表面波磁化动力学器件具有广泛的应用前景, 未来可以与具体应用相对接, 探索出更多可能的应用场景.

参考文献

- Rose J L. *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. Cambridge: Cambridge University Press, 2014
- Here D, Auld B A. *Acoustic Fields and Waves in Solids*. America: John Wiley & Sons, Inc., 1973
- Pan F. *Surface Acoustic Wave Materials and Devices* (in Chinese). Beijing: Science Press, 2012 [潘峰. 声表面波材料与器件. 北京: 科学出版社, 2012]
- White R M, Voltmer F W. Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Appl Phys Lett*, 1965, 7: 314-316
- Xu M, Yamamoto K, Puebla J, et al. Nonreciprocal surface acoustic wave propagation via magneto-rotation coupling. *Sci Adv*, 2020, 6: eabb1724
- Kobayashi D, Yoshikawa T, Matsuo M, et al. Spin current generation using a surface acoustic wave generated via spin-rotation coupling. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 077202
- Matsuo M, Ieda J, Harii K, et al. Mechanical generation of spin current by spin-rotation coupling. *Phys Rev B*, 2013, 87: 180402
- Kurimune Y, Matsuo M, Nozaki Y. Observation of gyromagnetic spin wave resonance in NiFe films. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 217205
- Thevenard L, Camara I S, Majrab S, et al. Precessional magnetization switching by a surface acoustic wave. *Phys Rev B*, 2016, 93: 134430
- Camara I S, Duquesne J Y, Lemaître A, et al. Field-free magnetization switching by an acoustic wave. *Phys Rev Appl*, 2019, 11: 014045
- Chen C, Han L, Liu P, et al. Direct-current electrical detection of surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance. *Adv Mater*, 2023, 35: 2302454
- Sato T, Yu W, Streib S, et al. Dynamic magnetoelastic boundary conditions and the pumping of phonons. *Phys Rev B*, 2021, 104: 014403
- Cai C, Zhou X H, Yu W, et al. Acoustic frequency multiplication and pure second-harmonic generation of phonons by magnetic transducers. *Phys Rev B*, 2023, 107: L100410
- Coey J M D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010
- Shuai J, Lopez-Diaz L, Cunningham J E, et al. Surface acoustic wave effect on magnetic domain wall dynamics. *Phys Rev B*, 2023, 108: 104420
- Thevenard L, Camara I S, Prieur J Y, et al. Strong reduction of the coercivity by a surface acoustic wave in an out-of-plane magnetized epilayer. *Phys Rev B*, 2016, 93: 140405
- Li X, Liu Q, Qiao H, et al. Effects of surface acoustic waves on reversal of magnetic domains in patterned films with perpendicular magnetic

- anisotropy. *Appl Phys Lett*, 2024, 124: 122406
- 18 Shuai J, Ali M, Lopez-Diaz L, et al. Local anisotropy control of Pt/Co/Ir thin film with perpendicular magnetic anisotropy by surface acoustic waves. *Appl Phys Lett*, 2022, 120: 252402
 - 19 Al Misba W, Rajib M M, Bhattacharya D, et al. Acoustic-wave-induced ferromagnetic-resonance-assisted spin-torque switching of perpendicular magnetic tunnel junctions with anisotropy variation. *Phys Rev Appl*, 2020, 14: 014088
 - 20 Roe A, Bhattacharya D, Atulasimha J. Resonant acoustic wave assisted spin-transfer-torque switching of nanomagnets. *Appl Phys Lett*, 2019, 115: 112405
 - 21 Cao Y, Bian X N, Yan Z, et al. Surface acoustic wave-assisted spin-orbit torque switching of the Pt/Co/Ta heterostructure. *Appl Phys Lett*, 2021, 119: 012401
 - 22 Tejada J, Chudnovsky E M, Zarzuela R, et al. Switching of magnetic moments of nanoparticles by surface acoustic waves. *Europhys Lett*, 2017, 118: 37005
 - 23 Kuszewski P, Camara I S, Biarrotte N, et al. Resonant magneto-acoustic switching: Influence of Rayleigh wave frequency and wavevector. *J Phys-Condens Matter*, 2018, 30: 244003
 - 24 Thevenard L, Duquesne J Y, Peronne E, et al. Irreversible magnetization switching using surface acoustic waves. *Phys Rev B*, 2013, 87: 144402
 - 25 Chudnovsky E M, Jaafar R. Manipulating the magnetization of a nanomagnet with surface acoustic waves: Spin-rotation mechanism. *Phys Rev Appl*, 2016, 5: 031002
 - 26 Qiao H, Niu Y, Li X, et al. Manipulating exchange bias in Co/IrMn films by surface acoustic wave. *J Phys D-Appl Phys*, 2023, 56: 025003
 - 27 Dong J, Mi S, Liu M, et al. Modulation of exchange bias in Py/IrMn films by surface acoustic waves. *Chin Phys B*, 2025, 34: 088502
 - 28 Wu H, Liu Q, Gao R, et al. Acoustic wave-induced FeRh magnetic phase transition and its application in antiferromagnetic pattern writing and erasing. *ACS Nano*, 2024, 18: 12134–12145
 - 29 Li H, Wang J, Xue J, et al. Systematic investigation of surface acoustic wave-driven ferromagnetic resonance: Model and simulation. *Front Phys*, 2026, 21: 024204
 - 30 Weiler M, Dreher L, Heeg C, et al. Elastically driven ferromagnetic resonance in nickel thin films. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 117601
 - 31 Dreher L, Weiler M, Pernpeintner M, et al. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: Theory and experiment. *Phys Rev B*, 2012, 86: 134415
 - 32 Gowtham P G, Moriyama T, Ralph D C, et al. Traveling surface spin-wave resonance spectroscopy using surface acoustic waves. *J Appl Phys*, 2015, 118: 233910
 - 33 Labanowski D, Jung A, Salahuddin S. Power absorption in acoustically driven ferromagnetic resonance. *Appl Phys Lett*, 2016, 108: 022905
 - 34 Labanowski D, Jung A, Salahuddin S. Effect of magnetoelastic film thickness on power absorption in acoustically driven ferromagnetic resonance. *Appl Phys Lett*, 2017, 111: 102904
 - 35 Li X, Labanowski D, Salahuddin S, et al. Spin wave generation by surface acoustic waves. *J Appl Phys*, 2017, 122: 043904
 - 36 Bas D A, Shah P J, Matyushov A, et al. Acoustically driven ferromagnetic resonance in diverse ferromagnetic thin films. *IEEE Trans Magn*, 2021, 57: 1–5
 - 37 Thevenard L, Gourdon C, Prieur J Y, et al. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. *Phys Rev B*, 2014, 90: 094401
 - 38 Gao R, Xue J, Wu H, et al. Acoustically driven spin wave resonance in Ni/128° Y-cut LiNbO₃ hybrid devices with the beam steering effect. *Appl Phys Lett*, 2023, 123: 232401
 - 39 Zhao C, Li Y, Zhang Z, et al. Phonon transport controlled by ferromagnetic resonance. *Phys Rev Appl*, 2020, 13: 054032
 - 40 Zhao C, Zhang Z, Li Y, et al. Direct imaging of resonant phonon-magnon coupling. *Phys Rev Appl*, 2021, 15: 014052
 - 41 Kuszewski P, Duquesne J Y, Becerra L, et al. Optical probing of rayleigh wave driven magnetoacoustic resonance. *Phys Rev Appl*, 2018, 10: 034036
 - 42 Casals B, Statuto N, Foerster M, et al. Generation and imaging of magnetoacoustic waves over millimeter distances. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 137202
 - 43 Rovirola M, Waqas Khaliq M, Casals B, et al. Resonant and off-resonant magnetoacoustic waves in epitaxial Fe₃SiGaAs hybrid structures. *Phys Rev Appl*, 2023, 20: 034052
 - 44 Kraimia M, Kuszewski P, Duquesne J Y, et al. Time- and space-resolved nonlinear magnetoacoustic dynamics. *Phys Rev B*, 2020, 101: 144425
 - 45 Jäger J V, Scherbakov A V, Linnik T L, et al. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 032409
 - 46 Chang C L, Lomonosov A M, Janusonis J, et al. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic-resonance

- oscillator. [Phys Rev B](#), 2017, 95: 060409
- 47 Geilen M, Verba R, Hamadeh A, et al. Parametric excitation and instabilities of spin waves driven by surface acoustic waves. [Adv Phys Res](#), 2025, 4: 2400086
 - 48 Weiler M, Huebl H, Goerg F S, et al. Spin pumping with coherent elastic waves. [Phys Rev Lett](#), 2012, 108: 176601
 - 49 Xu M, Puebla J, Auvray F, et al. Inverse Edelstein effect induced by magnon-phonon coupling. [Phys Rev B](#), 2018, 97: 180301
 - 50 Puebla J, Xu M, Rana B, et al. Acoustic ferromagnetic resonance and spin pumping induced by surface acoustic waves. [J Phys D-Appl Phys](#), 2020, 53: 264002
 - 51 Mi S, Zhao C, Liu M, et al. Detection of spin current generated by the acoustic spin-rotation coupling mechanism via acoustic voltage. [Appl Phys Lett](#), 2024, 125: 252402
 - 52 Cao Y, Ding H, Zuo Y, et al. Acoustic spin rotation in heavy-metal-ferromagnet bilayers. [Nat Commun](#), 2024, 15: 1013
 - 53 Kawada T, Kawaguchi M, Funato T, et al. Acoustic spin Hall effect in strong spin-orbit metals. [Sci Adv](#), 2021, 7: eabd9697
 - 54 Kawada T, Kawaguchi M, Hayashi M. Unidirectional planar Hall voltages induced by surface acoustic waves in ferromagnetic thin films. [Phys Rev B](#), 2019, 99: 184435
 - 55 Tateno S, Nozaki Y. Highly nonreciprocal spin waves excited by magnetoelastic coupling in a Ni/Si bilayer. [Phys Rev Appl](#), 2020, 13: 034074
 - 56 Hernández-Mínguez A, Macià F, Hernández J M, et al. Large nonreciprocal propagation of surface acoustic waves in epitaxial ferromagnetic/semiconductor hybrid structures. [Phys Rev Appl](#), 2020, 13: 044018
 - 57 Sasaki R, Nii Y, Iguchi Y, et al. Nonreciprocal propagation of surface acoustic wave in Ni/LiNbO₃. [Phys Rev B](#), 2017, 95: 020407
 - 58 Küß M, Heigl M, Flacke L, et al. Nonreciprocal Dzyaloshinskii-Moriya magnetoacoustic waves. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 217203
 - 59 Verba R, Lisenkov I, Krivorotov I, et al. Nonreciprocal surface acoustic waves in multilayers with magnetoelastic and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interactions. [Phys Rev Appl](#), 2018, 9: 064014
 - 60 Küß M, Heigl M, Flacke L, et al. Nonreciprocal magnetoacoustic waves in dipolar-coupled ferromagnetic bilayers. [Phys Rev Appl](#), 2021, 15: 034060
 - 61 Sasaki R, Nii Y, Onose Y. Magnetization control by angular momentum transfer from surface acoustic wave to ferromagnetic spin moments. [Nat Commun](#), 2021, 12: 2599
 - 62 Küß M, Hassan M, Kunz Y, et al. Nonreciprocal magnetoacoustic waves in synthetic antiferromagnets with Dzyaloshinskii-Moriya interaction. [Phys Rev B](#), 2023, 107: 024424
 - 63 Xue J, Wu H, Mi S, et al. Spin wave resonance driven by surface acoustic wave via spin-rotation coupling in synthetic antiferromagnets. [Phys Rev B](#), 2025, 112: 054430
 - 64 Zhang X, Bauer G E W, Yu T. Unidirectional pumping of phonons by magnetization dynamics. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 077203
 - 65 Yu T. Nonreciprocal surface magnetoelastic dynamics. [Phys Rev B](#), 2020, 102: 134417
 - 66 Yamamoto K, Yu W, Yu T, et al. Non-reciprocal pumping of surface acoustic waves by spin wave resonance. [J Phys Soc Jpn](#), 2020, 89: 113702
 - 67 Cao Y, Li T, Lei N, et al. Inverse acoustic spin hall effect in heavy metal-ferromagnet bilayers. [Phys Rev Lett](#), 2025, 135: 246705
 - 68 Shuai J, Hunt R G, Moore T A, et al. Separation of heating and magnetoelastic coupling effects in surface-acoustic-wave-enhanced creep of magnetic domain walls. [Phys Rev Appl](#), 2023, 20: 014002
 - 69 Dean J, Bryan M T, Cooper J D, et al. A sound idea: Manipulating domain walls in magnetic nanowires using surface acoustic waves. [Appl Phys Lett](#), 2015, 107: 142405
 - 70 Yokouchi T, Sugimoto S, Rana B, et al. Creation of magnetic skyrmions by surface acoustic waves. [Nat Nanotechnol](#), 2020, 15: 361–366
 - 71 Chen R, Chen C, Han L, et al. Ordered creation and motion of skyrmions with surface acoustic wave. [Nat Commun](#), 2023, 14: 4427
 - 72 Yang Y, Zhao L, Yi D, et al. Acoustic-driven magnetic skyrmion motion. [Nat Commun](#), 2024, 15: 1018
 - 73 Mi S, Shi J, Liu H, et al. Chirality reversal of vortices induced by surface acoustic waves. [APL Mater](#), 2025, 13: 011102
 - 74 Shi J, Mi S, Dong J, et al. Polarity and chirality modulation of magnetic vortex pair by in-plane magnetic field and surface acoustic waves. [J Magn Magn Mater](#), 2025, 614: 172774

The magnetization dynamics induced by the surface acoustic wave: Model, simulation, and experiment

LI Huaidong, ZHAO Chenbo, XUE Jiangtao, LIU Meihong, PAN Lizi, ZHANG Senfu, WEI Jinwu, LIU Xiaoxi, WANG Jianbo^{*} & LIU Qingfang^{*}

Key Laboratory of Magnetism and Magnetic Functional Materials (Lanzhou University), Ministry of Education, Lanzhou 730000, China

**Corresponding authors (WANG Jianbo, email: wangjb@lzu.edu.cn; LIU Qingfang, email: liuqf@lzu.edu.cn)*

Surface acoustic waves (SAWs) have emerged as one of the crucial methods for regulating magnetization dynamics, thanks to their unique advantages such as lower transmission loss, easier integration, and nearly zero Joule heating loss. Based on the magnetoelastic coupling model of acousto-magnetic interaction, this review elaborates on the effect of SAWs on magnetic moments and proposes a model for SAW-assisted/driven magnetization dynamics, while also outlining other acousto-magnetic coupling mechanisms. Combined with relevant domestic and international simulation and experimental work, we review the typical influence of SAW on magnetization dynamics—including static and dynamic processes such as assisting magnetization reversal, affecting exchange bias, aiding magnetic phase transitions, driving ferromagnetic resonance, inducing acoustic voltage generation, causing nonreciprocal transmission, and assisting in the generation and driving of various magnetic structures. Furthermore, we systematically sort out the research routes while clarifying the underlying physical mechanisms. This review is of great significance for a comprehensive understanding of the research directions and the latest progress in SAW-driven magnetization dynamics, and provides theoretical support and technical guidance for subsequent related basic research and device design.

surface acoustic wave, magnetization dynamics, magnetization reversal, ferromagnetic resonance

PACS: 85.50.-n, 76.50.1g, 75.60.Ej, 75.60.Jk

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0522](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0522)