

综述

## 声表面波-自旋波耦合及磁声非互易性器件\*

黄铭贤<sup>1)</sup> 胡文彬<sup>1)</sup> 白飞明<sup>1)2)†</sup>

1) (电子科技大学电子科学与工程学院, 成都 610054)

2) (电子科技大学, 电子薄膜与集成器件全国重点实验室, 成都 611731)

(2024年4月3日收到; 2024年6月3日收到修改稿)

声表面波是激发和控制自旋波的一种新兴手段, 不仅激励效率高, 而且传输长度可以达到毫米量级, 通过引入磁声耦合还可以打破时空反演对称性, 实现声表面波的非互易传播. 本文对不同类型的磁声耦合的物理机制进行了梳理, 对比了磁弹性耦合、自旋-涡度耦合 (包括非磁性层注入交变自旋流和磁性材料自身的 Barnett 效应), 以及磁-旋转耦合在不同模式的声表面波激发下的等效驱动磁场, 讨论了这些等效驱动场的角度依赖性, 以及相应功率吸收的频率依赖性. 这为在实际应用中区分和利用各种磁声耦合机制提供了理论支持. 此外, 本文还介绍了利用磁声耦合实现声表面波非互易性传输的两种主流手段, 包括利用手性失配效应和引入具有非互易性自旋波色散关系的磁结构, 对比并讨论了它们各自的物理机制和优劣势, 希望为设计和发展基于磁声耦合的固态声学隔离器、环形器提供参考.

**关键词:** 磁声耦合, 自旋波, 声表面波, 声子-磁振子耦合, 非互易性器件**PACS:** 85.70.Ec, 85.75.-d, 77.65.Dq, 63.20.kk**DOI:** 10.7498/aps.73.20240462

## 1 引言

电子除了电荷属性, 还具有自旋 (spin) 属性. 电子自旋的传输类型有两种, 一种通过自旋极化电流进行传输, 另一种是通过自旋波 (其量子化单元称作磁振子<sup>[1-7]</sup>) 进行传输. 与自旋极化流不同, 自旋波的传播不涉及电荷流动, 因此不会产生欧姆损耗, 功耗更低, 在信息处理<sup>[8-10]</sup>、传输<sup>[11-13]</sup>以及逻辑器件<sup>[14-16]</sup>领域具有很大的应用前景.

自旋波 (spin waves, SWs) 是序磁性 (铁磁、亚铁磁、反铁磁) 体中相互作用 (主要是偶极和交换相互作用) 的自旋体系由于各种激发作用引起的磁振子的集体运动. 在铁磁体中, 典型自旋波的频率通常在约 GHz 的范围内, 波长在数百纳米 (由交换作用主导) 到几微米 (由偶极相互作用主导) 之间. 传统上, 自旋波是通过天线或带状线产生的

空间非均匀交变磁场来激发的<sup>[17]</sup>. 然而, 由于自旋波与电磁波的波长不匹配, 很难高效率地激发大振幅的自旋波. 不仅如此, 由于磁化进动阻尼的存在, 自旋波在大多数磁性材料中的衰减速度极快, 这也限制了自旋波的传输距离. 因此, 如何实现自旋波的高效激励和长距离传输一直是研究者关注的重点. 声表面波 (surface acoustic waves, SAWs) 在压电晶体中的传输距离可以达到毫米量级, 并且通过叉指换能器的设计可以具有与自旋波相匹配的波长<sup>[18,19]</sup>. 作为产生和控制自旋波的一种新兴手段, 利用 SAWs 激发磁声耦合, 实现自旋波的长距离传输已经被 Casals 等<sup>[20]</sup> 的实验所证实.

目前, SAWs 激发自旋波的机制可以分为三种, 最为人们所熟知的是磁弹性耦合<sup>[20-43]</sup>, 第二种是自旋-涡度耦合<sup>[44-52]</sup>, 第三种是磁-旋转耦合<sup>[53]</sup>. 其中自旋-涡度耦合又包括了利用非磁性层间接产生的交变自旋流<sup>[44,45,51]</sup>, 以及直接利用磁性层内部

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61871081, 61271031) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2022NSFSC0040) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fmbai@uestc.edu.cn

的 Barnett 场<sup>[52]</sup> 两种方式. 本文在第 2 节将对不同耦合方式进行介绍, 对比它们在不同模式 SAWs 激发下的角度和频率依赖性, 并通过这些特性来区分不同类型的耦合方式.

此外, 通过引入磁声耦合打破时空反演对称性, 还可以实现 SAWs 的非互易传播. 这种独特的性质为实现微型化固态声学隔离器或环形器提供了可能, 是近年来人们研究的重点. 因此, 本文还将在第 3 节对磁声耦合实现 SAWs 非互易传播的两种主流方法进行介绍讨论, 一种是利用特定模式 SAWs 激发的等效驱动场与自旋波的手性失配效应 (helicity mismatch effect, HME)<sup>[27-32]</sup>, 另一种是引入具有非互易性自旋波色散关系的特殊磁结构<sup>[33-43]</sup>.

## 2 声表面波激发自旋波的机理

在 SAWs 激发自旋波的过程中, 铁磁薄膜受到了等效稳恒磁场以及交变等效驱动磁场的同时作用. 此时, 归一化磁化强度  $m(x, t)$  的进动可以通过 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述<sup>[54,55]</sup>:

$$\frac{\partial m(x, t)}{\partial t} = -\gamma m(x, t) \mu_0 H_{\text{eff}} + \alpha m(x, t) \frac{\partial m(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

其中  $\gamma$  为旋磁比,  $\mu_0$  是真空磁导率,  $\alpha$  为有效阻尼因子, 有效磁场  $H_{\text{eff}}$  由等效稳恒磁场 (包括外加磁场、面内单轴各向异性场、形状各向异性场、偶极场和交换作用场), 以及由 SAWs 通过磁声耦合产生的交变等效驱动磁场组成<sup>[28,51]</sup>. 在微扰情况下, 偏离平衡磁化方向的面外和面内磁化分量  $m_1$  与  $m_2$  可表示为

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} = \bar{\chi} h = \bar{\chi} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中  $\bar{\chi}$  表示沿垂直平衡磁化方向施加微扰磁场时的张量磁化率,  $h$  为磁声耦合产生的交变等效驱动磁场.  $\bar{\chi}$  可以通过将有效场  $H_{\text{eff}}$  代入 LLG 方程求解, 该矩阵通常与平衡磁化强度的方向以及等效稳恒磁场相关<sup>[51]</sup>. 可以看出, 不论是天线或带状线激发, 还是 SAWs 激发自旋波, 通过等效化处理, 表观上自旋波共振频率  $f_{\text{SW}}$  的色散关系不会随着激发方式的改变而发生变化.

然而, 不同的磁声耦合方式产生的等效驱动场  $h$  具有各不相同的角度和频率依赖性. 不仅如

此, 即便是相同的耦合机制, 不同类型的 SAWs 模式也会产生不同特性的等效驱动场  $h$ , 这通常是由具体 SAW 模式的应变分量和翘度分量决定的<sup>[22,23,51]</sup>. 在本节随后的讨论中, 将采用图 1 所示的坐标系对不同磁声耦合的等效驱动场  $h$  进行分析. 这里,  $(x, y, z)$  坐标系由声表面波的传播方向、磁膜的面内横向方向和法线方向组成.  $(1, 2, 3)$  坐标系可以通过旋转  $(x, y, z)$  坐标系获得<sup>[28]</sup>, 其中 3 轴平行于平衡状态下磁矩  $m_0$  的方向, 而 1 轴和 2 轴分别对于  $h_1$  (面外等效微扰场) 和  $h_2$  (面内等效微扰场) 方向,  $\varphi_0$  ( $\varphi_G$ ) 分别是  $m_0$  ( $x$ -轴) 与面内难轴方向的夹角.

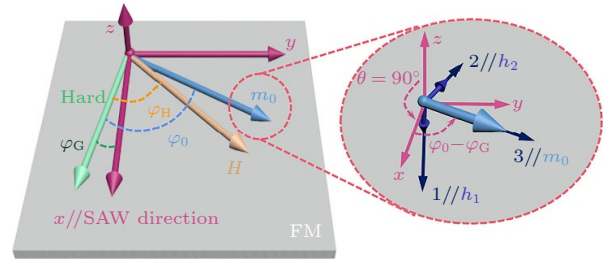


图 1 求解 LLG 方程的坐标系设置. 插图显示了所采用的两个坐标系之间的关系.  $(x, y, z)$  坐标系由声表面波的传播方向、磁膜的面内横向方向和法线方向组成.  $(1, 2, 3)$  坐标系可以通过沿洋红色虚线箭头旋转  $(x, y, z)$  坐标系获得, 其中 3 轴平行于平衡状态下的磁化  $m_0$  方向, 而 1 轴和 2 轴分别对于  $h_1$  和  $h_2$  方向<sup>[51]</sup>.

Fig. 1. Coordinate system setting for solving LLG equation. The inset shows relation between the two coordinate systems employed. The  $(x, y, z)$  coordinate system consists of the propagation direction of the SAW, the transverse in-plane direction, and the normal of the FM film. In the  $(1, 2, 3)$  coordinate system, which can be obtained by rotating the  $(x, y, z)$  coordinate system along the magenta dotted arrows, the 3-axis is parallel to the  $m_0$  direction, whereas the 1- and 2-axis parallel to the  $h_1$  and  $h_2$  directions, respectively<sup>[51]</sup>.

### 2.1 磁弹性耦合

SAWs 激发自旋波的研究可以追溯到 2011 年. Weiler 等<sup>[27]</sup> 基于磁弹性耦合制备了 Ni/LiNbO<sub>3</sub> 异质结构, 在瑞利波延迟线器件中观察到了声驱动铁磁共振 (acoustically-driven ferromagnetic resonance, ADFMR) 现象 (实际上应为自旋波共振), 并且阐述了其随外磁场角度变化的特点. 他们设计的器件结构如图 2(a) 所示<sup>[27]</sup>, 当 SAWs 在铁磁层中传播时, 会产生一个随时间变化的应变张量场  $\varepsilon(t)$ , 并且通过磁弹性耦合 (magnetoelastic coupling, MEC) 到 Ni 膜中, 相当于在铁磁层内部产生一个随时间和空间变化的交变等效驱动磁场. 当交变等

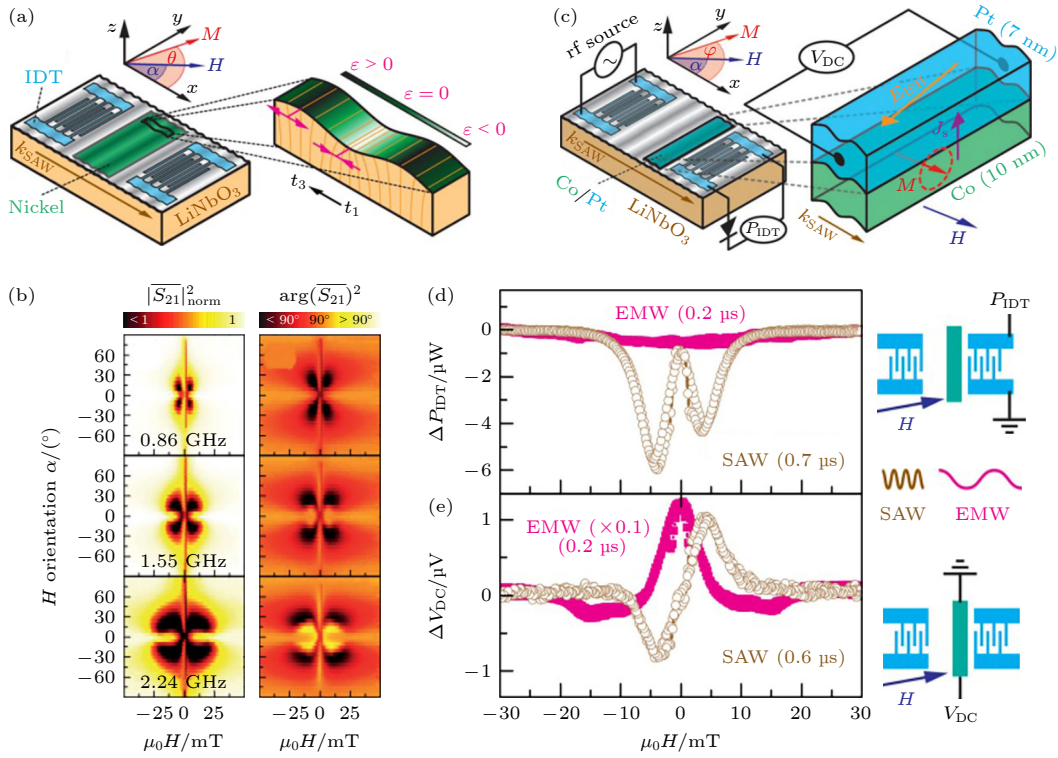


图 2 (a) 弹性应变驱动铁磁共振的实验设计与坐标系统说明, 右边展示了镍薄膜中的应变  $\varepsilon$ <sup>[27]</sup>; (b) 声表面波传输的幅值和相位随外加磁场的大小和方向的变化<sup>[27]</sup>; (c) 相干弹性波产生自旋泵浦的实验装置及坐标系统说明<sup>[25]</sup>; (d), (e)  $\Delta P_{\text{IDT}}$  和  $\Delta V_{\text{DC}}$  关于 SAW (空心符号) 以及 EMW (实心符号) 脉冲的检测结果<sup>[25]</sup>

Fig. 2. (a) Illustration of elastically driven ferromagnetic resonance experimental setup and coordinate system. The close up to the right shows the strain  $\varepsilon$  in the nickel thin film<sup>[27]</sup>. (b) Evolution of the amplitude and phase for SAW transmission as a function of the magnitude and orientation of the external magnetic field<sup>[27]</sup>. (c) Illustration of spin pumping with coherent elastic waves experimental setup and coordinate system<sup>[25]</sup>. (d), (e)  $\Delta P_{\text{IDT}}$  and  $\Delta V_{\text{DC}}$  for the detection of the SAW (open symbols) and the EMW (solid symbols) pulses<sup>[25]</sup>.

效驱动磁场的频率和波矢满足铁磁层自身的自旋波色散关系时, 就会产生自旋波共振现象, 由此产生强烈的 SAWs 功率吸收. 换言之, 部分声表面波的能量转化为自旋波的能量. 如图 2(b) 所示, 对于瑞利波, 在不同频率下, SAWs 的传输幅值以及相位随外加磁场的大小和方向的变化均表现出四重对称性, 这种角度依赖性与瑞利波产生的等效驱动磁场特性有关.

此外, 2012 年 Weiler 等<sup>[25]</sup> 还在 ADFMR 基础上, 进一步研究和演示了 SAWs 激发的自旋泵浦现象. 他们仍然选择瑞利波模式, 在 LiNbO<sub>3</sub> 压电单晶上沉积 Co/Pt 薄膜形成延迟线结构, 实验设计如图 2(c) 所示. 当 SAWs 激发 Co 层磁化进动时, 会向相邻的 Pt 层泵浦自旋流  $J_s$ , 最终通过逆自旋霍尔效应在 Pt 的两端产生电压. 该工作特别提出在时域分析中可以将电磁波 (electromagnetic waves, EMWs) 与 SAWs 对于功率吸收  $\Delta P_{\text{IDT}}$  和电压变化  $\Delta V_{\text{DC}}$  的贡献进行分离. 图 2(d) 和图 2(e)

为时域分离后  $\Delta P_{\text{IDT}}$  和  $\Delta V_{\text{DC}}$  的测试结果. 可以看到, 由于 EMWs 与 SAWs 的传播速度具有巨大的差异, 时域分离后,  $\Delta P_{\text{IDT}}$  是由 SAWs 激发铁磁共振引起的, 与 EMWs 信号无关. 此外, 尽管  $\Delta V_{\text{DC}}$  会同时受到 SAWs 和 EMWs 的影响, 但时域分离后可以观察到 SAWs 产生的  $\Delta V_{\text{DC}}$  信号在正、负外加磁场下发生变号, 这也反映了自旋泵浦电流极化方向的改变. 这种时域分离 EMWs 干扰的方法后来被广泛地应用在其他磁声耦合作用和器件的研究中.

值得一提的是, 同一年该研究组的 Dreher 等<sup>[28]</sup> 进一步推导了不同的应变分量通过 MEC 所产生的动态变化的磁弹性能密度  $G^d$ :

$$G^d = b_1 [\varepsilon_{xx}(x, t)m_x^2 + \varepsilon_{yy}(x, t)m_y^2 + \varepsilon_{zz}(x, t)m_z^2] + 2b_2 [\varepsilon_{xy}(x, t)m_x m_y + \varepsilon_{xz}(x, t)m_x m_z + \varepsilon_{yz}(x, t)m_y m_z], \quad (3)$$

其中  $b_1$  和  $b_2$  为磁弹耦合常数;  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  分别为

$x, y, z$  方向的磁矩;  $\varepsilon_{ij}$  为应变分量,  $i, j \in \{x, y, z\}$ . 因此, MEC 产生的等效驱动场可以通过  $G^d$  对  $m$  的梯度来求解:

$$\mu_0 h_i^{\text{MEC}} = -\partial_{m_i} G^d|_{m=m_0}, \quad (4)$$

其中  $\mu_0$  为真空磁导率.

将 (4) 式代入到 (3) 式中, 并对其进行图 1 所示的坐标变换, 即可求得 MEC 等效微扰场  $h = [h_1; h_2]$  的表达式 (仅讨论平衡磁矩在薄膜面内的情况)[28]:

$$\begin{aligned} \mu_0 h_1 &= 2b_2 (\varepsilon_{xz} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) + \varepsilon_{yz} \sin(\varphi_0 - \varphi_G)), \\ \mu_0 h_2 &= b_1 (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) \sin 2(\varphi_0 - \varphi_G) \\ &\quad - 2b_2 \varepsilon_{xy} \cos 2(\varphi_0 - \varphi_G). \end{aligned} \quad (5)$$

Dreher 等 [28] 预测了不同模式的 SAWs 可以通过 MEC 激发出不同类型的自旋波, 如静磁后向体波、静磁表面波等, 并讨论了铁磁共振反过来对于声表面波传播的影响. 这为后续人们实验研究各种磁声耦合过程中的能量转化提供了理论指导.

图 3(a)–(c) 画出了瑞利波、水平剪切 (shear-horizontal, SH) 波和纵漏波 (longitudinal leaky, LL) 三种不同模式的应变分量的有限元仿真结果.

可见, 瑞利波是由纵应变  $\varepsilon_{xx}$  以及垂直剪切应变  $\varepsilon_{xz}$  共同组成的, SH 波的主应变分量为  $\varepsilon_{xy}$ , 纵漏波的主应变分量为  $\varepsilon_{xx}$ . 2020 年, Babu 等 [21] 通过布里渊散射实验, 观察并对比了热激发下不同类型 SAWs 与 SWs 之间的磁弹相互作用. 随后在 2021 年 Küß 等 [22] 从实验出发比较了瑞利波和水平剪切波的 MEC 结果. 他们采用的是  $36^\circ$  旋转  $Y$  切 LiTaO<sub>3</sub> 压电单晶, 并在其上制备 Ni 薄膜, 形成延迟线结构, 如图 3(d) 所示. 瑞利波的纵应变  $\varepsilon_{xx}$  和垂直剪切应变  $\varepsilon_{xz}$  存在  $90^\circ$  的相位差, 通常可以用虚部单位  $i$  来描述. 根据 (5) 式, 其 MEC 等效场可以写作 [23,28]:

$$h_{\text{MEC}}^{\text{R}} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{R}} \\ h_2^{\text{R}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2b_2 \varepsilon_{xz}}{\mu_0} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) \\ i \frac{b_1 \varepsilon_{xx}}{\mu_0} \sin 2(\varphi_0 - \varphi_G) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

SH 波的等效场可写成:

$$h_{\text{MEC}}^{\text{SH}} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{SH}} \\ h_2^{\text{SH}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{-2b_2 \varepsilon_{xy} \cos 2(\varphi_0 - \varphi_G)}{\mu_0} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

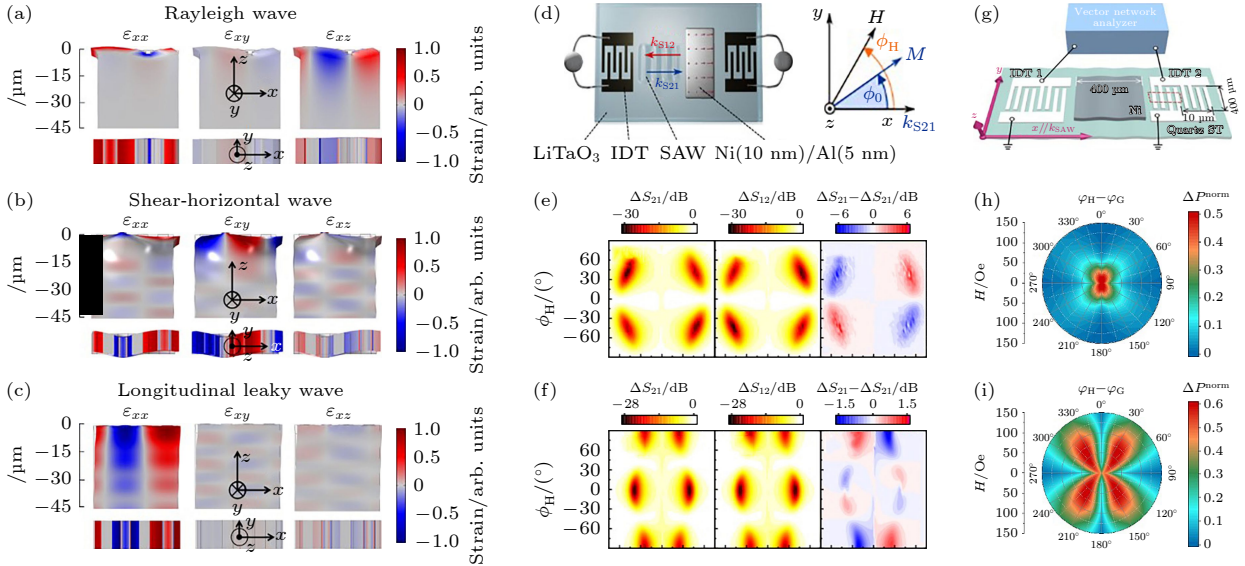


图 3 (a)–(c) 瑞利波、SH 波和 LL 波的应变幅值  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{xy}$  和  $\varepsilon_{xz}$  的有限元仿真结果; (d) Al (5 nm)/Ni (10 nm)/LiTaO<sub>3</sub> 的器件结构示意图 [22]; (e) 瑞利波在 4.47 GHz 下  $\Delta S_{21}$ ,  $\Delta S_{12}$  以及  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  的实验数据 [22]; (f) SH 波在 3.47 GHz 下  $\Delta S_{21}$ ,  $\Delta S_{12}$  以及  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  的实验数据 [22]; (g) Ni (20 nm)/ST 切石英的器件结构示意图 [23]; (h), (i) R3 和 LL3 在不同外加磁场下的归一化功率吸收测试图 [23]

Fig. 3. (a)–(c) The FEM eigenfrequency simulation results of the magnitude of the strain  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{xy}$  and  $\varepsilon_{xz}$  for R-, SH- and LL-waves; (d) schematic illustration of the experimental setup for Al (5 nm)/Ni (10 nm)/LiTaO<sub>3</sub> [22]; (e) the experimental data  $\Delta S_{21}$ ,  $\Delta S_{12}$  and  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  of the R wave at 4.47 GHz [22]; (f) the experimental data  $\Delta S_{21}$ ,  $\Delta S_{12}$  and  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  of the SH wave at 3.47 GHz [22]; (g) schematic experimental setup for Ni (20 nm)/Quartz ST [23]; (h), (i) polar plots of measured field-dependent normalized power absorption of the R3 (h) and LL3 (i) [23].

图 3(e) 和图 3(f) 对比了  $\Delta S_{21}$ ,  $\Delta S_{12}$  以及  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  在瑞利波 (4.47 GHz) 以及 SH 波 (3.47 GHz) 激励下的测试结果. 可以发现, 瑞利波在  $45^\circ$  附近有最大的功率吸收 (磁声耦合最强)<sup>[22]</sup>. 这是因为它是由纵应变  $\varepsilon_{xx}$  为主导, 其等效场与  $\sin 2(\varphi_0 - \varphi_G)$  成正比. 而 SH mode 的主要应变分量为水平剪切应变  $\varepsilon_{xy}$ , 根据 (7) 式它的等效场与  $\cos 2(\varphi_0 - \varphi_G)$  成正比, 因此在  $0^\circ$  以及  $90^\circ$  呈现出最大功率吸收和四重对称性.

随后, Huang 等<sup>[23]</sup> 进一步研究了具有更高相速度的纵漏波的 SAWs 与瑞利波的 MEC 强度、对称性以及频率依赖性, 具体实验设计如图 3(g) 所示. 他们选择的是 ST 切 ( $42.75^\circ$  Y 切) 石英压电单晶, 并在其上制备 Ni 薄膜, 这种情况下可同时激发瑞利波、SH 波和 LL 波三种模式的声表面波. LL 波的速度最快 (5725 m/s), 其次是 SH 波 (5060 m/s), 最慢的是瑞利波 (3138 m/s). LL 波具有与瑞利波相同的主应变分量为  $\varepsilon_{xx}$ , 但是它的垂直剪切应变分量  $\varepsilon_{xz}$  很小. 因此, LL 波的等效场可以简化为

$$\mathbf{h}_{\text{MEC}}^{\text{L}} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{L}} \\ h_2^{\text{L}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{b_1 \varepsilon_{xx}}{\mu_0} \sin 2(\varphi_0 - \varphi_G) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

LL 波的功率吸收呈现出与瑞利波相似的角度依赖性, 在  $45^\circ$  附近出现最大值 (图 3(h) 和图 3(i)). 得益于其更高的波速, 在相同的波长下, LL 波具有更强的功率吸收或者更高的 SAWs-SWs 能量转化效率<sup>[23]</sup>. 此外, 由于波速更快的 LL 波的色散曲线斜率更大, 能够在更小的波数 (更大的波长) 下与自旋波色散曲线相交, 实现磁声耦合. 因此, LL 波可以有效地降低叉指换能器的制备难度<sup>[23]</sup>.

## 2.2 自旋-涡度耦合

除了磁弹性耦合, 自旋-涡度耦合 (spin-vorticity coupling, SVC) (也被称作自旋-旋转耦合, spin-rotation coupling) 同样可以实现声表面波与自旋波的耦合. 事实上, Einstein 和 de Haas<sup>[56]</sup> 最早提出铁磁体中的磁矩自旋进动会引起宏观机械旋转, 这种效应反映了量子力学中的自旋角动量和经典力学中的转动角动量具有相同的本质. 而 Barnett<sup>[57]</sup> 则是提出了其逆过程, 但是这种宏观机械旋转与自旋的耦合一直没有在实验上被观察并证实.

### 2.2.1 基于非磁性层自旋积累和扩散自旋流的自旋-涡度耦合

2013 年, Matsuo 等<sup>[47]</sup> 在理论上预测了在自旋-轨道耦合较弱的非磁性金属中, 宏观机械旋转可以产生自旋角动量. 如图 4(a) 所示, 当瑞利波沿  $x$  轴方向上传播时, 一方面存在着沿  $z$  轴的机械旋转运动, 另一方面由于瑞利波的振幅沿着厚度方向 ( $y$  轴) 衰减, 这样就会产生沿  $y$  轴的机械旋转梯度. 该旋转运动能够与电子自旋进行耦合, 在导体的表面形成  $\pm z$  方向极化的自旋积累, 如图 4(b) 所示, 进而产生沿  $y$  方向扩散的交变自旋流. 涡度可以用速度场的旋度来描述:

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} x & y & z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} & \frac{\partial u_2}{\partial t} & \frac{\partial u_3}{\partial t} \end{vmatrix}, \quad (9)$$

其中  $\boldsymbol{\Omega}$  代表涡度;  $\mathbf{u}$  代表晶格的位移矢量,  $u_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 分别表示沿  $x, y, z$  三个方向的位移. 自旋积累  $\delta\mu$  随时间和空间的变化可以表示为<sup>[47]</sup>

$$(\partial_t - D\nabla^2 + \tau_{\text{sf}}^{-1}) \delta\mu = \hbar \partial_t \Omega, \quad (10)$$

其中  $D$  是扩散常数,  $\tau_{\text{sf}}$  是自旋-翻转 (spin-flip) 时间. 由自旋积累产生的自旋流可表示为

$$\mathbf{J}_s = \frac{\sigma_0}{e} \nabla \delta\mu, \quad (11)$$

其中  $\sigma_0$  为电导率,  $e$  为单位电荷. 根据 (11) 式, Matsuo 等<sup>[47]</sup> 计算了不同导体材料中通过 SVC 激发产生的自旋流强度, 并且指出 Al 和 Cu 等自旋寿命较长或者自旋扩散长度较大的材料可以获得大的自旋流. 这为后续实验验证时的材料选择提供了理论指导.

在此基础上, 2017 年 Kobayashi 等<sup>[45]</sup> 在实验上观察到了非磁性材料中 SVC 现象. 如图 4(c) 和图 4(d) 所示, 由于自旋-涡度耦合 (SVC), 由瑞利波产生的涡度会在非磁性 Cu 层内部产生自旋积累, 并且在厚度方向形成交变的自旋极化电流. 这种交变自旋流注入到相邻的 NiFe 层后, 由于自旋转移力矩 (spin transfer torque, STT) 效应, 铁磁层中的磁矩将发生磁化进动, 并在频率和波矢相匹配时引起自旋波共振. 图 4(e) 和图 4(f) 是他们设计的器件结构和光学照片. 他们研究了由 SVC 激发的自旋波共振引起的功率吸收, 其对外磁场角度

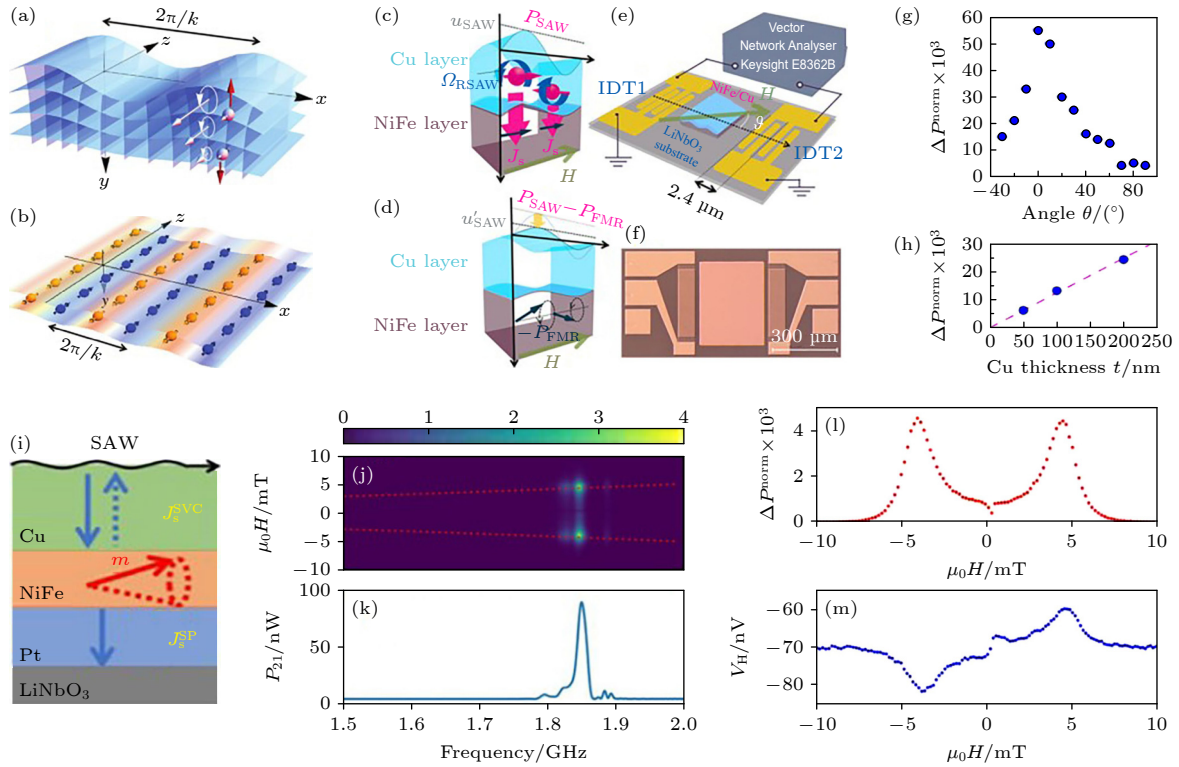


图 4 (a) SAW 诱导自旋流产生的机制示意图<sup>[47]</sup>; (b) 导体表面产生的自旋积累<sup>[47]</sup>; (c), (d) 在 R-SAW 激励下通过 SVC 产生的 SC (c) 以及由 SC 注入导致的 SWR 产生 MW 吸收 (d) 的示意图<sup>[45]</sup>; (e) 测试 SWR 产生的 MW 吸收的实验设置图<sup>[45]</sup>; (f) Cu/NiFe/LiNbO<sub>3</sub> 器件的光学照片<sup>[45]</sup>; (g) 归一化 MW 吸收在 SAWs 谐振峰处的角度依赖性<sup>[45]</sup>; (h) 归一化 MW 吸收在 SAWs 谐振峰处随 Cu 层厚度的变化<sup>[45]</sup>; (i) RSAW 诱导 Cu(200 nm)/NiFe(20 nm)/Pt(10 nm) 中自旋泵浦的实验设置<sup>[49]</sup>; (j) 微波吸收随频率以及外加磁场的变化<sup>[49]</sup>; (k)  $P_{21}$  在外加磁场为 20 mT 时随频率的变化<sup>[49]</sup>; (l) 微波吸收以及 (m) 霍尔电压在 SAW 基频处随外加磁场的变化<sup>[49]</sup>

Fig. 4. (a) Snapshot of mechanical generation of spin current induced by SAW<sup>[47]</sup>; (b) spin accumulation induced on the surface<sup>[47]</sup>; (c), (d) schematic illustrations of (c) SC generation via SVC in R-SAW and (d) MW absorption owing to SWR excitation caused by SC injection<sup>[45]</sup>; (e) schematic experimental setup for measuring MW absorption caused by the SWR excitation<sup>[45]</sup>; (f) optical photograph of the Cu/NiFe/LiNbO<sub>3</sub> device<sup>[45]</sup>; (g) angular dependence of the peak value of normalized MW absorption<sup>[45]</sup>; (h) Cu thickness dependence of the peak value of normalized MW absorption<sup>[45]</sup>; (i) experimental setup of RSAW-induced spin pumping in Cu(200 nm)/NiFe(20 nm)/Pt(10 nm)<sup>[49]</sup>; (j) color plots of microwave absorption in the external field versus the frequency plane<sup>[49]</sup>; (k)  $P_{21}$  at 20 mT as a function of frequency<sup>[49]</sup>; (l) microwave absorptions and (m) Hall voltages measured at each fundamental frequency of the RSAW<sup>[49]</sup>.

的依赖关系如图 4(g) 所示, 这里  $\theta$  是外磁场与 SAW 传播方向的夹角. 与 MEC 不同, SVC 对应的功率吸收最大值出现在  $\theta = 0^\circ$ , 这也是区分 SVC 和 MEC 两种耦合效应的一个重要判据. 此外, 他们还研究了不同 Cu 厚度下的最大功率吸收强度. 尽管在 200 nm 范围内随着 Cu 厚度的增加, 功率吸收呈现单调递增 (图 4(g)), 但是由于瑞利波在厚度方向上的衰减会导致涡度的减小, 最大的  $J_s$  深度约在距 Cu 层表面 600 nm 处.

随后, Tateno 等<sup>[49]</sup> 基于逆自旋霍尔效应, 用电学方法测量了 SVC 激发的交变自旋电流强度. 如图 4(i) 所示, Cu 层注入的交变自旋流  $J_s^{\text{SVC}}$  会引发 NiFe 层的磁化进动, 并向 Pt 层泵浦自旋流  $J_s^{\text{SP}}$ .

通过逆自旋霍尔效应可以测得 Pt 两端的电压  $V_H$ , 从而获得  $J_s^{\text{SP}}$  的强度. 图 4(j) 为吸收功率随频率以及外加磁场的变化关系曲线, 在 SW 色散曲线与 SAWs 的谐振频率 (见图 4(k)) 相交处可以观察到最大的功率吸收. 图 4(l) 和图 4(m) 进一步展示了吸收功率和霍尔电压  $V_H$  随外加磁场的变化曲线, 与图 2(e) 所示的 MEC 激发的自旋泵浦现象类似,  $V_H$  在正、负外加磁场下发生变号, 反映了自旋电流极化方向的改变. Tateno 等<sup>[49]</sup> 分析了  $J_s^{\text{SVC}}$  和  $J_s^{\text{SP}}$  之间的关系, 计算出 Cu 层中的  $J_s^{\text{SVC}}$  约为  $3.8 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>. 与前面间接测试自旋波共振吸收功率不同, 该研究建立了一种测试 SVC 产生极化自旋电流的方法, 对于实际应用 SVC 效应更具有价值.

从上述研究可以看出, SVC 效应为磁性材料的选择打开了自由度, 允许人们选择具有零磁致伸缩系数和低阻尼因子的磁性材料 (如坡莫合金) 来研究磁声耦合现象. 然而, 从 SAWs 功率吸收来看, 只有 0.5%—2%, 这就说明瑞利波激发自旋积累或者自旋波共振的效率非常低. 2023 年, Huang 等<sup>[51]</sup> 通过理论计算提出 SH 波可以更有效地激发  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$  结构中的自旋波共振. 这是因为两种模式通过 SVC 激发的交变自旋流的极化方向不同, 相应的由自旋转移力矩产生的等效驱动场  $h_{\text{st}}$  (交变微扰场) 也会不同, 如图 5(a), (b) 所示. 瑞利波仅能产生自旋极化方向沿  $y$  轴的自旋流  $J_s^Y$ , 对

应的  $h_{\text{st}}^{\text{R}}$  可以写作:

$$\begin{aligned} h_{\text{st}}^{\text{R}} &= \begin{pmatrix} h_{\text{st}}^{\text{OOP}} \\ h_{\text{st}}^{\text{IP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{R}} \\ h_2^{\text{R}} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -\frac{\hbar T J_s^Y}{2e\mu_0 M_s^2 d} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (12) \end{aligned}$$

其中  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $T$  为 FM/NM 界面的自旋透射率,  $d$  代表铁磁层厚度,  $M_s$  为铁磁材料的饱和磁化强度<sup>[49,51]</sup>. 而 SH mode 具有两种方向涡度, 因此能够产生极化方向沿  $x$  轴和  $z$  轴的自旋流  $J_s^X$  和  $J_s^Z$ , 对应的  $h_{\text{st}}^{\text{SH}}$  可以写作:

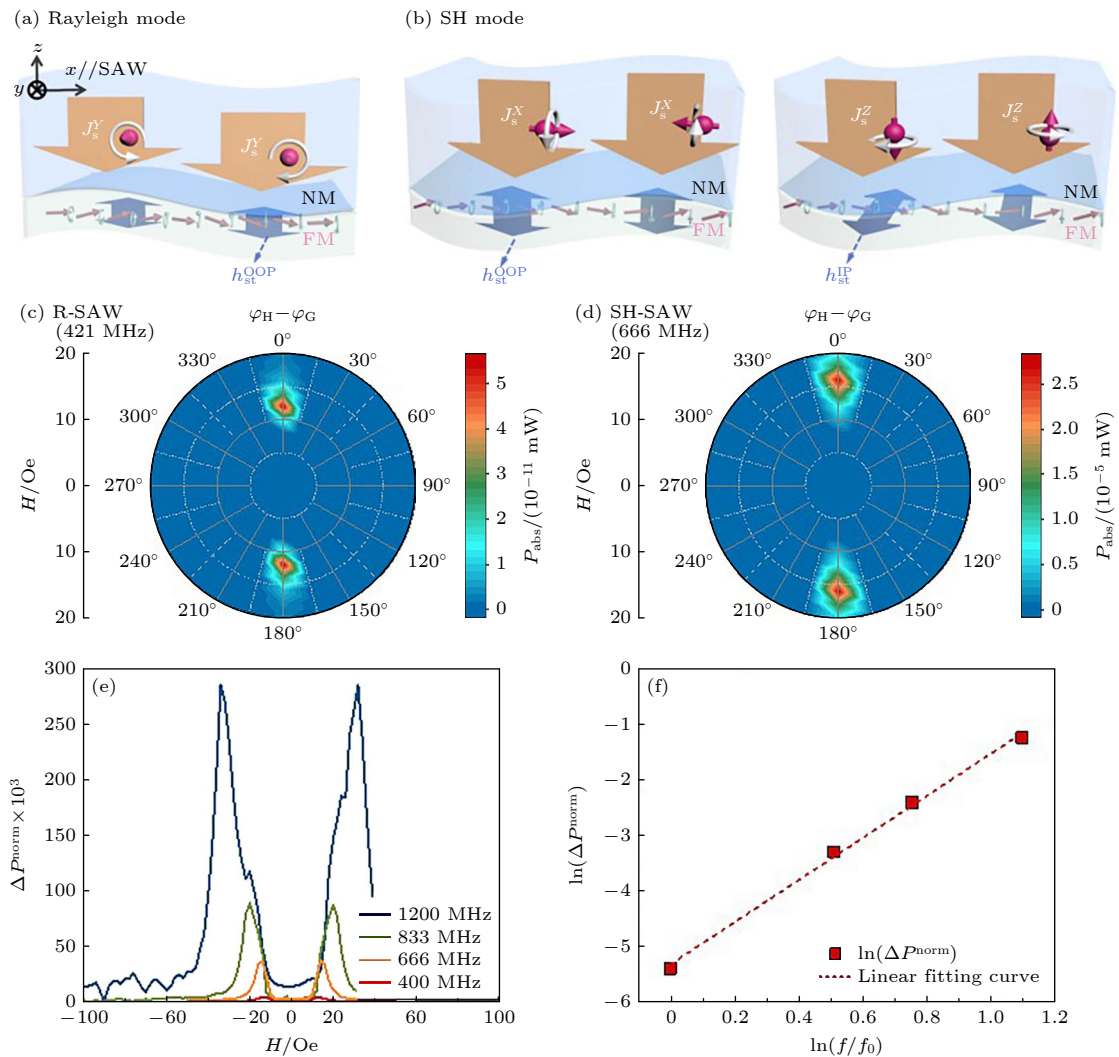


图 5 (a), (b) 由 R-SAW (a) 和 SH-SAW (b) 通过 SVC 激发 NM/FM 结构中的自旋波共振 (SWR) 的示意图<sup>[51]</sup>; (c), (d) R-SAW (c) 和 SH-SAW (d) 激发的 SWR 吸收功率  $P_{\text{abs}}$  随外加磁场变化的计算极坐标图<sup>[51]</sup>; (e) 不同频率的 SH-SAWs 激发下归一化功率吸收随外加磁场的变化<sup>[51]</sup>; (f) SH-SAWs 激发的归一化吸收功率的频率依赖性<sup>[51]</sup>

Fig. 5. (a), (b) Schematic illustration of SWR in the NM/FM structure excited by the R-SAW (a) and SH-SAW (b) via SVC<sup>[51]</sup>; (c), (d) polar plot of the calculated SWR power absorption  $P_{\text{abs}}$  excited by R-SAW (c) and SH-SAW (d) as a function of external magnetic fields<sup>[51]</sup>; (e) field dependent normalized power absorption of SH-SAWs measured at different frequencies<sup>[51]</sup>; (f) the frequency dependent normalized power absorption of SH-SAWs<sup>[51]</sup>.

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{\text{st}}^{\text{SH}} &= \begin{pmatrix} h_{\text{st}}^{\text{OOP}} \\ h_{\text{st}}^{\text{IP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{SH}} \\ h_2^{\text{SH}} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\hbar T J_s^X}{2e\mu_0 M_s^2 d} \sin(\varphi_0 - \varphi_G) \\ -i \frac{\hbar T J_s^Z}{2e\mu_0 M_s^2 d} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (13)$$

对比 (12) 式和 (13) 式可以发现, 瑞利波产生的 STT 驱动场  $\mathbf{h}_{\text{st}}^{\text{R}}$  的强度与  $\cos(\varphi_0 - \varphi_G)$  成正比, 在  $0^\circ$  时获得最大值, 并且随着角度向  $90^\circ$  偏移逐渐下降<sup>[45,51]</sup>. 而 SH mode 的面外等效场分量的强度与  $\sin(\varphi_0 - \varphi_G)$  成正比. 此外, SH mode 还可以产生面内等效场分量  $h_2^{\text{SH}}$ , 这是瑞利波所不具备的. 在退磁场效应很强的铁磁薄膜系统中, 面内等效场比面外等效场能够更加有效地激发磁化进动, 因此 SH mode 激发的自旋波共振所吸收的功率是由面内等效场分量主导的. 从 (13) 式看, 面内等效场分量  $h_2^{\text{SH}}$  并不与角度相关. 尽管如此, 这并不意味着沿任何角度下施加磁场, 该系统均吸收相同的功率. 这是因为磁膜的自旋波共振频率  $f_{\text{SW}}$  会随着  $\sin(\varphi_0 - \varphi_G)$  的增大迅速提升, 导致与声表面波的频率失配, 磁声耦合强度减弱<sup>[51]</sup>. Huang 等<sup>[51]</sup> 的理论计算结果表明, 在相同波长以及应变强度情况下, SH mode 激发的自旋波共振吸收比瑞利波强 4—5 个量级, 如图 5(c) 和图 5(d) 所示. 他们在实验上观察到中心频率为 1.2 GHz 的 SH-SAW 对应的自旋波共振功率吸收约为 28%(见图 5(e)), 远大于相同频率下的瑞利波. 此外, 他们还报道了由 SH-SAW 驱动 SVC 激发的功率吸收的高阶频率依赖性, 如图 5(f) 所示.

### 2.2.2 基于磁性层的 Barnett 效应

除了上面所提到的利用非磁性层向磁性层注入交变自旋流以外, 自旋-涡度耦合还可以通过 Barnett 效应<sup>[52]</sup> 实现. 这种效应是基于广义的角动量的普遍守恒, 即质点旋转所携带的机械角动量可以直接与磁性材料中磁矩的角动量发生耦合, 也可以将其理解为铁磁材料内的自旋-涡度耦合. 在 2020 年, Kurimune 等<sup>[52]</sup> 利用坡莫合金薄膜, 首次在实验中利用巴内特 (Barnett) 场激发自旋波共振, 实现声表面波到自旋波的转化.

通过 SVC 在磁体内部产生的等效驱动磁场, 也就是 Barnett 场可以表示为<sup>[52]</sup>

$$h_{\text{B}} = \frac{\Omega}{2\gamma}, \quad (14)$$

其中  $\gamma$  表示旋磁比. 接下来, Kurimune 等<sup>[52]</sup> 考虑一个由瑞利波激发的晶格涡旋场, 旋转轴方向沿  $z$  轴, 注入  $x$ - $z$  平面的半有限铁磁金属, 如图 6(a) 所示 (此处的  $\phi$  与上文的  $\varphi_0 - \varphi_G$  具有相同含义). 此时, 对应的 Barnett 场可以由如下公式表示:

$$\mathbf{h}_{\text{B}}^{\text{R}} = \begin{pmatrix} h_{\text{B}}^{\text{OOP}} \\ h_{\text{B}}^{\text{IP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{R}} \\ h_2^{\text{R}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Omega}{2\gamma} \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (15)$$

可见, SWR 振幅的角度依赖性显示出二重对称性, 并且在  $\phi = n\pi$  处有最大值, 如图 6(b) 所示. 值得注意的是, 由瑞利波产生的 Barnett 场与自旋极化的方向相同, 具有非零的面内分量, 而 2.2.1 节中通过自旋转移力矩产生的等效场则具有面外分量, 这是由于后者是自旋极化方向与平衡磁矩叉乘的结果<sup>[51]</sup>.

除了等效驱动场的角度依赖性, 不同类型的磁声耦合的频率依赖性也是各不相同的. Kurimune 等<sup>[50]</sup> 在 2020 年的工作中讨论各种磁膜结构在瑞利波激发下自旋波共振导致的功率吸收的频率依赖性. 图 6(c) 为 Ni, NiFe/Cu, NiFe/Pt, NiFe/Ti 和 NiFe 的  $\ln(\Delta P^{\text{Norm}})$  随  $\ln(\omega/\omega_0)$  变化的曲线, 其中  $\Delta P^{\text{Norm}}$  为归一化功率吸收,  $\omega/\omega_0$  为相对频率 (其中  $\omega_0 = 2\pi \times 1.3$  GHz). 当磁膜为 Ni 膜时, 磁声耦合主要来自 MEC; 当磁膜为 NiFe/Cu 和 NiFe/Pt 时, 磁声耦合主要来自 SVC; 而当磁膜为 NiFe 坡莫合金时, Barnett 效应起主导作用. 各曲线的最佳拟合斜率分别为 1.84, 7.38, 6.76, 4.00 和 3.09<sup>[50]</sup>. 这就表明由 SVC 激发的自旋波共振具有更强的非线性频率依赖性, 当然该频率依赖性与等效驱动场的来源以及方向有关.

### 2.3 磁-旋转耦合

除了以上两种类型的磁声耦合方式, 还有一种磁-旋转耦合 (magneto-rotation coupling, MRC)<sup>[53]</sup>. 40 多年前, 有研究者提出 SAWs 可以通过各向异性磁体中晶格的旋转运动诱导表面磁振子<sup>[58]</sup>. 然而, 这种 MRC 机制的特征, 一直难以捉摸. 直到 2020 年, Xu 等<sup>[53]</sup> 首先在垂直各向异性薄膜 Ta/CoFeB(1.6 nm)/MgO 中观测到了 MRC 现象并给出了它的理论模型.

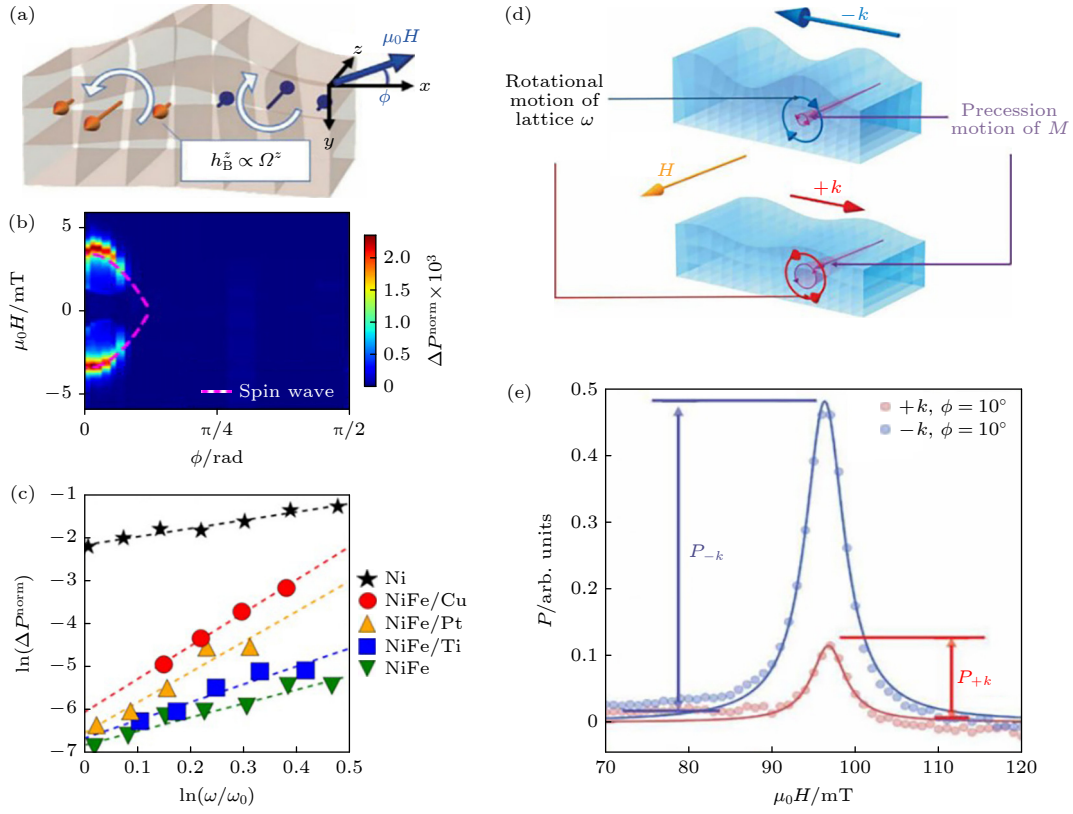


图 6 (a) 瑞利波在铁磁体激发的 Barnett 场的示意图<sup>[52]</sup>; (b) Barnett 场引起的 SAW 功率吸收随外加磁场以及角度的变化示意图<sup>[52]</sup>; (c) 在 NiFe/Cu, NiFe/Pt, NiFe/Ti, NiFe ( $\phi = 0$ ) 和 Ni ( $\phi = \pi/4$ ) 结构中声功率吸收的 R-SAW 频率依赖性<sup>[50]</sup>; (d) 磁-旋转耦合的示意图<sup>[53]</sup>; (e) 在自旋波共振条件下,  $\pm k$  方向传播的 SAW 功率吸收  $P_{\pm k}$  对比<sup>[53]</sup>

Fig. 6. (a) Schematic illustration of Barnett field excited by Rayleigh waves in a ferromagnet<sup>[52]</sup>; (b) the angular dependence of SAW power absorption in NiFe films caused by Barnett field<sup>[52]</sup>; (c) R-SAW-frequency dependence of the MW absorption in NiFe/Cu, NiFe/Pt, NiFe/Ti, NiFe ( $\phi = 0$ ) and Ni ( $\phi = \pi/4$ )<sup>[50]</sup>; (d) schematics of the magneto-rotation coupling<sup>[53]</sup>; (e) attenuation of acoustic waves near a spin-wave resonance condition for SAW propagating along  $+k$  and  $-k$  directions<sup>[53]</sup>.

如图 6(d) 所示, 当 SAWs 存在非零弹性形变旋度时, 晶格点在每个波周期旋转一次, 其手性根据波传播方向改变其符号 (见图中蓝色和红色方向的圆圈)<sup>[53]</sup>.

对于单轴以及立方各向异性, 磁-旋转耦合引起的自由能密度的变化  $G^{\text{MRC}}$  可以写作:

$$G^{\text{MRC}} = 2K_u (\omega_{zx} m_x + \omega_{zy} m_y) m_z + 2K_{//} (\omega_{xy} m_y + \omega_{xz} m_z) m_x + 2K_c [m_x m_y (m_x^2 - m_y^2) \omega_{xy} + m_y m_z (m_y^2 - m_z^2) \omega_{yz} + m_z m_x (m_z^2 - m_x^2) \omega_{zx}], \quad (16)$$

其中  $K_u$  表示垂直单轴各向异性,  $K_{//}$  表示面内单轴各向异性常数,  $K_c$  为磁晶各向异性常数. 值得一提的是, 弹性形变的旋度张量表示为  $\omega_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial j - \partial u_j / \partial i)$ ,  $i, j \in \{x, y, z\}$ . 而 2.2 节中的涡度张量的形式为  $\Omega = 1/2 \nabla \times (\partial \mathbf{u} / \partial t)$ , 即前者是位移场旋度, 后者是速度场的旋度.

与磁弹耦合类似, 磁-旋转耦合产生的等效驱动磁场可以通过  $G^{\text{MRC}}$  对  $\mathbf{m}$  的梯度来求解<sup>[53]</sup>:

$$\mu_0 h_1^{\text{MRC}} = -\frac{2K_u}{M_s} (\omega_{zx} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) + \omega_{zy} \sin(\varphi_0 - \varphi_G)) - \frac{2K_{//}}{M_s} \omega_{zx} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) - \frac{2K_c}{M_s} (\omega_{zx} \cos^3(\varphi_0 - \varphi_G) + \omega_{yz} \sin^3(\varphi_0 - \varphi_G)), \quad (17)$$

$$\mu_0 h_2^{\text{MRC}} = -\frac{1}{M_s} [2K_{//} \cos 2(\varphi_0 - \varphi_G) - 2K_c \cos 4(\varphi_0 - \varphi_G)] \omega_{xy}. \quad (18)$$

因此, 在瑞利波的激发下, MRC 产生的等效微扰场可以写作:

$$\mathbf{h}_{\text{MRC}}^{\text{R}} = \begin{pmatrix} h_{\text{MRC}}^{\text{OOP}} \\ h_{\text{MRC}}^{\text{IP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{R}} \\ h_2^{\text{R}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma}{\mu_0 M_s} 2K_u \omega_{xz} \cos(\varphi_0 - \varphi_G) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

此外, 在瑞利波的激发下, MRC 产生的微扰场将与 MEC 的微扰场共同作用在垂直各向异性薄膜 Ta/CoFeB(1.6 nm)/MgO 中. 此时将产生一个与波传播方向有关的等效手性驱动场, 因此这种手性驱动场在一个方向上增强磁化进动, 在另一个方向上对其进行抑制, 最终产生了如图 6(e) 所示的强非互易性<sup>[53]</sup>. 关于磁声耦合的非互易性来源, 将在第 3 节进行更为详细的讨论. 最后, 表 1 总结了以上三种磁声耦合在不同类型模式 SAWs 激发下的等效驱动场的角度依赖性以及相应功率吸收的频率特征.

### 3 磁声耦合的非互易性起源

声表面波的传播通常是互易的. 然而, 近年来人们发现, 通过引入磁声耦合可以打破时空反演对称性, 实现声表面波的非互易性传播<sup>[27-43]</sup>. 接下来将对利用磁声耦合实现 SAWs 非互易性传输的两种方法进行介绍.

#### 3.1 基于手性失配效应

正如 (6) 式所描述的, 瑞利波可以通过磁弹性耦合在铁磁体内部形成一个椭圆极化的驱动磁场.

当 SAW 的波矢反向 (即 SAW 反向传播) 时, 等效驱动场的椭圆极化方向将会改变. 由于铁磁薄膜的磁化进动总是右旋的, 当两者的手性相同时, 从声表面波到自旋波的能量转换效率比较高, 当两者的手性相反时, 能量转换将被抑制. 这就导致了 SAW 功率吸收的非互易性. 这种非互易性最早是由 Dreher 等<sup>[28]</sup> 在理论上预测的. 但是直到 2017 年 Sasaki 等<sup>[29]</sup> 在研究瑞利波在 Ni/LiNbO<sub>3</sub> 结构中的传播特性时证实了 SAWs 的吸收强度和相速度与波矢的符号有关, 这说明 SAWs 的传播具有时间和空间反演对称性同时破缺引起的非互易特性, 这种非互易性原理和相关器件才引起了人们的关注.

显然, 一种增强手性驱动场引起的非互易性的方法是增大  $\varepsilon_{xz}/\varepsilon_{xx}$  的比值, 如图 7(b) 所示. 如图 7(a) 所示, Tateno 和 Nozaki 等<sup>[31]</sup> 通过在磁致伸缩 Ni 膜上覆盖一定厚度的 Si 层, 使得 Ni 层不再处于上表面. 此时剪切应变  $\varepsilon_{xz}$  的值随 Si 层厚度的增加而增大, 而纵应变  $\varepsilon_{xx}$  的值却会随 Si 层厚度的增大而减小, 因此  $\varepsilon_{xz}/\varepsilon_{xx}$  的比值得以有效增大, 最终他们在 Ni(20 nm)/Si(400 nm) 双层膜结构下实现了较强的 SAW 非互易传输, 如图 7(c) 所示. 此外, 图 7(d) 还给出了非互易性强度随 Si 层厚度的变化趋势.

表 1 在各种模式 SAWs 激发下的三种不同类型磁声耦合的特征

Table 1. Comparison of three magnon-phonon coupling characteristics excited by different types of SAWs.

耦合类型	SAWs模式	应变场分量	方向	相位	等效驱动磁场的角度依赖性	功率吸收的频率依赖性
磁弹性耦合	R <sup>[28]</sup>	$\varepsilon_{xx}$	面内	i	$\sin 2(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f$
		$\varepsilon_{zz}$	面外	1	$\cos(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^3$
	SH <sup>[22]</sup>	$\varepsilon_{xy}$	面内	/	$\cos 2(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f$
	LL <sup>[23]</sup>	$\varepsilon_{xx}$	面内	/	$\sin 2(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f$
自旋-涡度耦合-非磁性层	R <sup>[45]</sup>	$J_s^Y$	面外	/	$\cos(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^7$
	SH <sup>[51]</sup>	$J_s^X$	面外	i	$\sin(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^7$
		$J_s^Z$	面内	1	1	$f^5$
自旋-涡度耦合-Barnett场	R <sup>[52]</sup>	$Q^y$	面内	/	$\cos(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^3$
	SH <sup>[52]</sup>	$Q^x$	面内	i	$\sin(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^3$
		$Q^z$	面外	1	1	$f^5$
磁-旋转耦合	R <sup>[53]</sup>	$\omega_{xz}$	面外	/	$\cos(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^3$
	SH <sup>[53]</sup>	$\omega_{yz}$	面外	/	$\sin(\varphi_0 - \varphi_G)$	$f^3$

注: “/”表示在只有一种驱动场分量的情况下, 无相对的相位差异.  $f^n$ 表示其与频率的 $n$ 次方成正比.

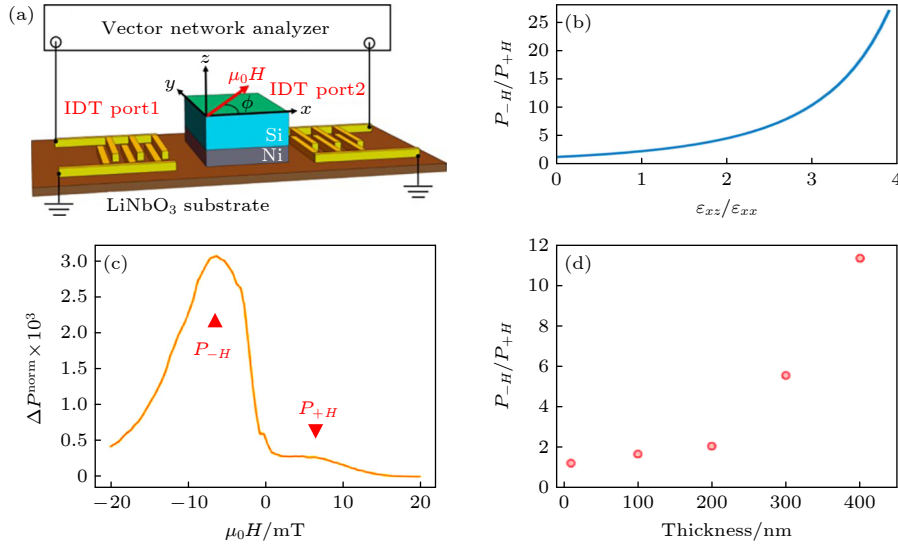


图 7 (a) 沉积在 LiNbO<sub>3</sub> 衬底上的 Si/Ni 双层膜结构通过磁弹性耦合产生非互易性<sup>[31]</sup>; (b)  $P_-/P_+$  随  $\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx}$  的变化<sup>[31]</sup>; (c) Ni(20 nm)/Si(400 nm) 双层膜结构在外加磁场沿  $\pi/6$  处的归一化吸收功率  $\Delta P^{\text{norm}}$ <sup>[31]</sup>; (d)  $P_-/P_+$  随 Si 层厚度的变化<sup>[31]</sup>

Fig. 7. (a) Experimental setup of nonreciprocal SW generation via magnetoelastic coupling in a Si/Ni bilayer deposited on LiNbO<sub>3</sub> substrate<sup>[31]</sup>; (b)  $P_-/P_+$  as a function of  $\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx}$ <sup>[31]</sup>; (c)  $\Delta P^{\text{norm}}$  of Ni(20 nm)/Si(400 nm) bilayer with the external field at  $\pi/6$ <sup>[31]</sup>; (d)  $P_-/P_+$  as a function of Si thickness<sup>[31]</sup>.

除了以上这种增大  $\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx}$  比值的办法, Xu 等<sup>[53]</sup> 还发现在磁-旋转耦合与磁弹性耦合的共同作用下, 瑞利波的手性驱动场还会更进一步加强, 在特定角度方向非互易性  $(P_{+k} - P_{-k})/(P_{+k} + P_{-k})$  可以达到 100%. 两种耦合方式叠加产生的等效驱动场可以写作:

$$\mathbf{h}_{\text{MEC+MRC}}^{\text{R}} = \begin{pmatrix} h_1^{\text{OOP}} \\ h_2^{\text{IP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \left( \frac{2b_2 \epsilon_{xz}}{\mu_0} + \frac{\gamma}{\mu_0 M_s} 2K_u \omega_{xz} \right) \cos(\varphi_0 - \varphi_G) \\ \frac{b_1 \epsilon_{xx}}{\mu_0} \sin 2(\varphi_0 - \varphi_G) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

此时增大  $h_1^{\text{OOP}}/h_2^{\text{IP}}$  比值同样地会对非互易性起到增强作用<sup>[33,53]</sup>.

### 3.2 基于非互易性自旋波色散关系

当 SAWs 在磁膜中传输且其频率和波矢与自旋波的频率和波矢相同时, 会发生声子-磁振子或者 SAWs-SWs 转化, 前者也被称为磁声极化子 (magnetophonon polaritons), 而后者被称为杂化磁弹波. 在两者色散曲线相交处出现反交叉现象, 杂化波的能隙被打开. 在 3.1 节中, 由于引入手性驱动场, 沿  $\pm \mathbf{k}$  方向传播的声波与自旋波之间具有不同的磁弹带隙  $\Delta f$ , 由此导致了吸收功率的差异, 产生了 SAW 传输的非互易性, 如图 8(a) 所示.

对于某些具有非互易性自旋波色散曲线的磁薄膜结构, 沿  $+\mathbf{k}$  和  $-\mathbf{k}$  方向传播的 SAWs 与自旋波在色散曲线上相交的频率不会相同, 如图 8(b) 所示, 由此会导致 SAWs 在正向和负向上传输损耗的差异. 相比于手性驱动场手段 (见图 8(a)), 利用具有非互易性自旋波色散关系的磁结构, 不仅可以获得更强的 SAW 传输非互易性, 而且还有利于降低由于引入磁膜造成的插入损耗. 近年来, 各种具有非互易自旋波色散关系的磁性结构已经被人们广泛地研究<sup>[59-65]</sup>, 这也为磁声器件的设计和选材提供了很大的自由度, 下面我们将逐一进行介绍.

#### 3.2.1 界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用效应

通过引入铁磁-重金属界面, 利用 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, iDMI), 可以获得非互易性的自旋波色散关系, 通过磁弹性耦合可以实现 SAWs 的非互易传输. 这种想法首先是由 Verba 等<sup>[35]</sup> 提出的, 并且在理论上给出详细推导过程和预测. 2020 年, Küß 等<sup>[33]</sup> 在实验上完成了验证. 他们设计的非互易 SAWs 器件的结构如图 9(a) 所示. 当存在 iDMI 效应时, 自旋波的色散关系可以由以下公式给出<sup>[33]</sup>:

$$f = \frac{\mu_0 \gamma}{2\pi} \sqrt{H_{11} H_{22}} - \frac{\gamma}{\pi M_s} D_{\text{eff}} k \sin(\varphi_0 - \varphi_G), \quad (21)$$

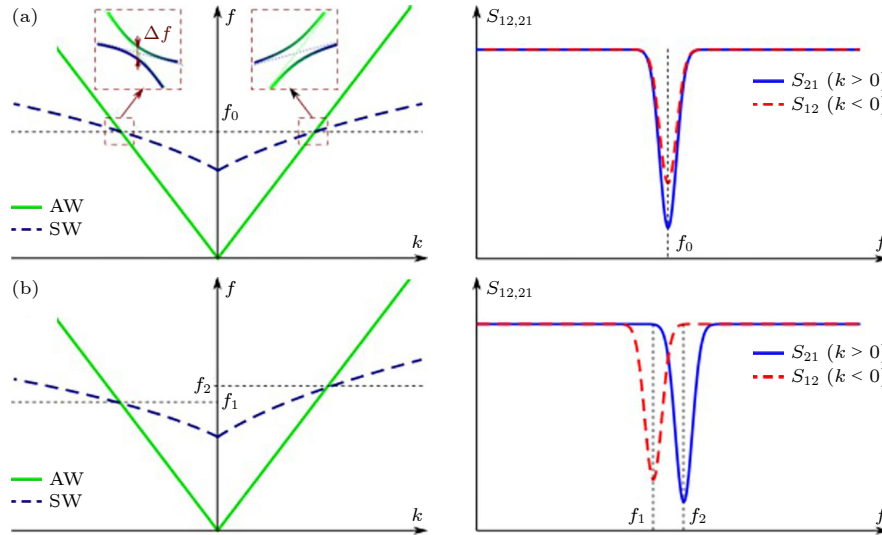


图 8 (a), (b) 两种非互易 SW 与 AW 发生磁弹性耦合的方法说明, 其中左列为 AWs 和 SWs 的色散曲线, 图 (a) 中的插图展示了不同大小的能隙  $\Delta f$ ; 右列为不同方向的 AW 传输参数<sup>[36]</sup>

Fig. 8. (a), (b) An illustration of two methods of inducing nonreciprocity of an AW by magnetoelastic coupling with a SW. Left column, spectra of AWs and SWs, the inset in panel (a) shows the opening of the magnetoelastic gap of different  $\Delta f$ ; right column, AW transmission rates in opposite directions<sup>[36]</sup>.

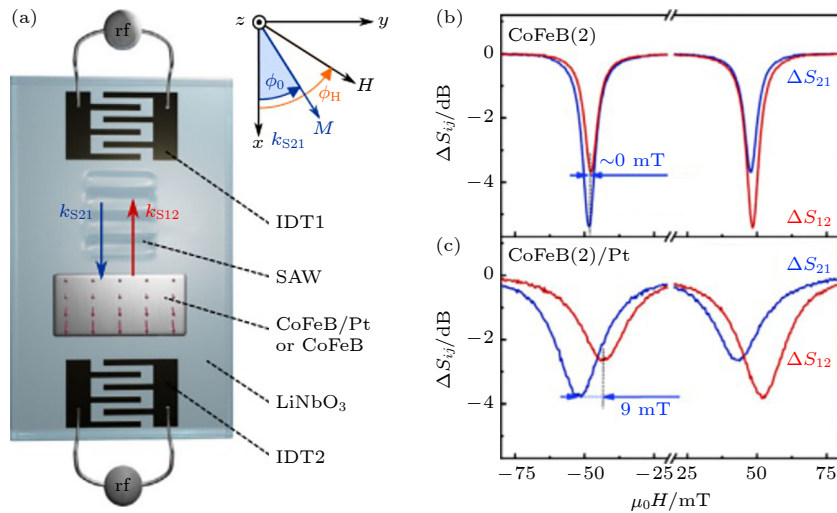


图 9 (a) LiNbO<sub>3</sub>/CoFeB 和 LiNbO<sub>3</sub>/CoFeB/Pt 器件结构示意图; (b), (c) CoFeB(2 nm) 及 CoFeB(2 nm)/Pt 两种结构对应的 SAW 传输曲线图<sup>[33]</sup>

Fig. 9. (a) Schematic illustration of the experimental setup for LiNbO<sub>3</sub>/CoFeB and LiNbO<sub>3</sub>/CoFeB/Pt devices; (b), (c) the SAW transmission curves of CoFeB(2 nm) and CoFeB(2 nm)/Pt respectively<sup>[33]</sup>.

其中  $D_{\text{eff}}$  表示有效 DMI 常数;  $H_{11}$  以及  $H_{22}$  的值是由外加磁场、交换场、面内及面外各向异性场, 以及偶极场共同决定的<sup>[33]</sup>. 从 (21) 式可以看到, 当波矢  $\mathbf{k}$  反向时, 自旋波的色散关系是非互易的, 因此  $\pm\mathbf{k}$  方向传播的 SWs 将在不同频率与 SAWs 进行耦合. 对于给定的器件结构, SAWs 只能在特定的谐波频率下被激发, 所以这种非互易性反映在沿  $\pm\mathbf{k}$  方向上传播的 SAWs 会在不同的外磁场下发生 MEC, 并出现显著的功率吸收.

图 9(b) 和图 9(c) 对比了 CoFeB(2 nm) 以及 CoFeB(2 nm)/Pt 结构下的 SAW 传输曲线. 对于 CoFeB(2 nm) 的器件, 由于瑞利波产生的手性驱动场, 会产生一定的非互易性. 尽管如此, 沿  $\pm\mathbf{k}$  方向上传播的 SAWs 几乎是在相同的外加磁场下出现传输损耗峰, 这时非互易性并不强. 但对于 CoFeB(2 nm)/Pt 器件而言, 不同方向上  $\Delta S_{ij}$  的幅值和自旋波共振磁场都表现出了非互易性, 其中最大的隔离比  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  为 -4 dB, 而共振磁场则偏

移了约 9 mT. 这种共振磁场的偏移正是来源于 iDMI 效应引入的自旋波非互易性色散.

### 3.2.2 层间偶极场耦合

除了 iDMI 效应, 对于存在层间偶极相互作用的双层膜或多层膜, 也可以打破偶极场的空间对称性, 即通过层间偶极场耦合 (interlayer dipolar coupling, IDC) 实现非互易性自旋波激发. 2020 年, Shah 等<sup>[37]</sup> 制备了基于 FeGaB(20 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(5 nm)/FeGaB(20 nm) 结构的人工反铁磁薄膜 (synthetic antiferromagnets, SAFM) 实现了 SAW 的非互易性传播, 隔离度为 22 dB/mm, 如图 10(a) 所示. 类似地, 2022 年 Matsumoto 等<sup>[66]</sup> 利用人工反铁磁 CoFeB(20 nm)/Ru(0.46 nm)/CoFeB(20 nm) 结构实现了隔离比达到 37 dB/mm 的 SAW 非互易性, Küß 等<sup>[42]</sup> 利用 CoFeB(16 nm)/Ru(0.55 nm)/CoFeB(5 nm) 进一步把隔离比提高到 250 dB/mm, 如图 10(b) 所示. 这种人工反铁磁薄膜的制

备需要精确控制中间层的厚度, 当中间层的厚度较大时, 两层磁膜间的交换作用减弱, 主要通过层间偶极相互作用实现耦合. 此时厚度方向上的偶极场对称性破缺, 就会导致自旋波的非互易性, 并且会产生相位相同的声学模式 (acoustic mode, AM) 和相位相反的光学模式 (optical mode, OM). 尽管如此, 由于反铁磁耦合场与偶极场对磁性层厚度的要求恰恰相反, 高隔离度需要较大的波数或者很高的频率才能实现 (5—8 GHz), 比商用 SAW 器件 (< 3 GHz) 高得多, 对光刻提出了极高的要求.

最近, Huang 等<sup>[43]</sup> 提出了利用具有较大饱和磁化强度差的两种磁性材料形成 FeCoSiB(10 nm)/NiFeCu(10 nm) 双层膜结构 (见图 10(c)). 尽管静态磁化曲线和低频磁谱测试表明两层磁性材料是强交换耦合的, 但在声表面波的激发下, 磁弹性双层膜会产生显著的偶极相互作用. 此外, 两层磁膜之间大的饱和磁化强度差可以打破空间反演对称性, 这是获得非互易性自旋波色散关系的前提条件;

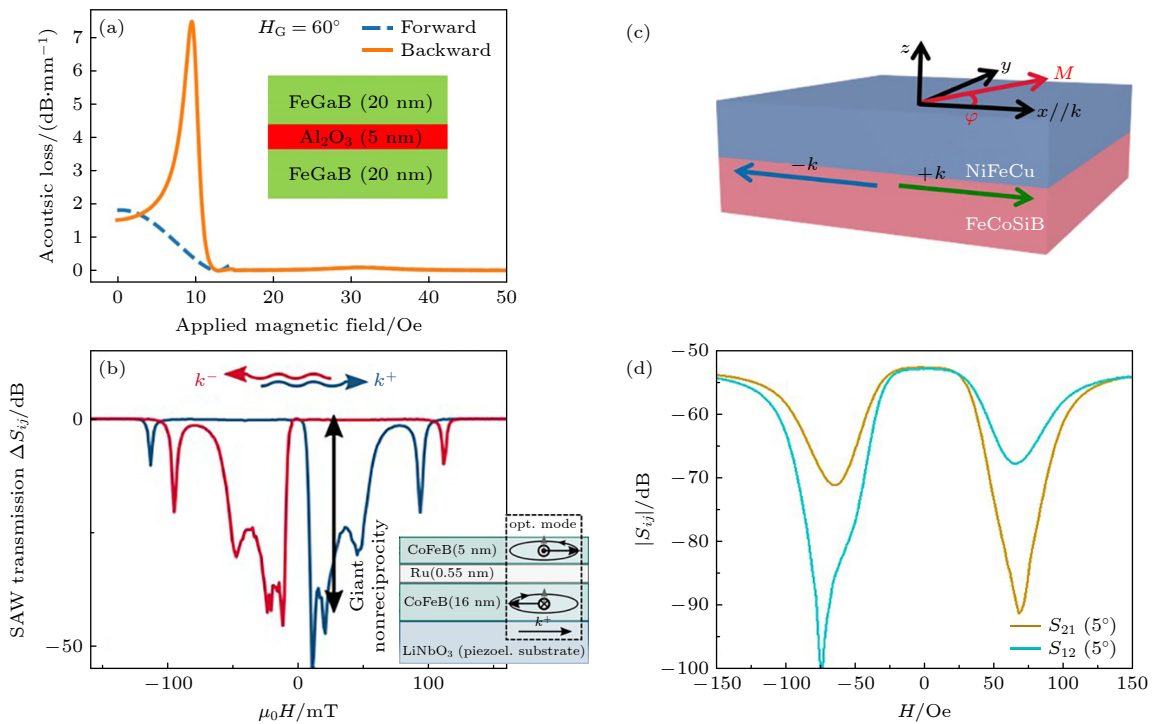


图 10 (a) 60°时计算得到的 FeGaB(20 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(5 nm)/FeGaB(20 nm) 结构磁弹性波的正向和反向传播的线性损耗随外加磁场的变化<sup>[37]</sup>; (b) CoFeB(16 nm)/Ru(0.55 nm)/CoFeB(5 nm) 结构的 SAW 传输参数  $\Delta S_{ij}$  在 5.08 GHz 沿  $\phi_H = 29^\circ$  随外磁场大小的变化<sup>[42]</sup>; (c) NiFeCu/FeCoSiB 磁弹双层膜结构示意图<sup>[43]</sup>; (d) 在 2.33 GHz 下沿  $\phi_H - \phi_G = 5^\circ$  改变磁场测得的 FeCoSiB(10 nm)/NiFeCu(10 nm) 双层膜样品的  $|S_{ij}|$ <sup>[43]</sup>

Fig. 10. (a) Calculated linear loss of FeGaB(20 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(5 nm)/FeGaB(20 nm) for the magnetoelastic wave as a function of the applied magnetic field for forward and backward propagation for  $H_G = 60^\circ$ <sup>[37]</sup>; (b) change of the SAW transmission  $\Delta S_{ij}$  of a CoFeB(16 nm)/Ru(0.55 nm)/CoFeB(5 nm) magnetic bilayer sample as a function of magnitude of the external magnetic field at 5.08 GHz along  $\phi_H = 29^\circ$ <sup>[42]</sup>; (c) a NiFeCu/FeCoSiB magnetoelastic bilayer structure<sup>[43]</sup>; (d) measured  $|S_{ij}|$  of FeCoSiB(10 nm)/NiFeCu(10 nm) bilayer under different magnetic fields at 2.33 GHz ( $SH_0$ ) along angles  $\phi_H - \phi_G = 5^\circ$ <sup>[43]</sup>.

另一方面,低饱和磁化强度的 NiFeCu 层的引入也可以显著地降低双层膜的自旋波共振频率,有利于在更低的频率下实现 SAW 的非互易性传输.该工作详细研究了磁弹性双层膜的结构参数和磁性参数对于自旋波非互易性以及磁弹性耦合强度的影响.测试结果表明(见图 10(d)),基于该结构的水平剪切波延迟线能够在 2.33 GHz 下实现 60 dB/mm 隔离度 [43].

此外, Hu 等 [67] 还提出了一种基于反磁致伸缩 Ni(16 nm)/Ti(8 nm)/FeCoSiB(16 nm) 双层膜结构的非互易性磁声器件,其器件结构示意图和实物光学照片如图 11(a) 所示.尽管两层磁性层中的静态磁矩是相互平行的,但是由于上、下两层磁膜的磁致伸缩系数分别为负和正,SH 波可以通过磁弹性耦合激发出光学和声学模式的自旋波,而且光学模式的自旋波具有更低的谐振频率,如图 11(b) 所示.这是因为当两层磁性层被厚度较大的间隙层分隔开时,层间交换作用很小,层间偶极相互作用占主导.当上下两层磁膜的磁矩平行排列时,相位

相同的声学模式中的层间偶极场与有效各向异性场叠加增强;而相位相反的光学模中层间偶极场与有效各向异性场部分抵消,使自旋波共振频率的下降,类似的现象见 Küß 等 [34] 的研究.此外,由于两层磁膜的反磁耦合系数,其内部的等效驱动场总是保持相反的方向,光学模式的自旋波共振被极大地增强,而声学模式的自旋波共振被有效地抑制.图 11(c) 的实验测试结果表明:在 2.33 GHz 频率下,该器件最强的非互易性出现在  $90^\circ$  附件,隔离度高达 80 dB/mm,并且其磁声插入损耗仅为 4 dB/mm,如图 11(d) 所示.该研究的意义在于,一方面频率更低的光学模式降低了对于叉指换能器光刻的难度,另一方面反磁致伸缩双层膜相比人工反铁磁薄膜具有更高的鲁棒性和更低的制备难度.不仅如此,通过优化磁层的厚度和采用阻尼因子更低的薄膜材料还可以进一步降低插入损耗.

需要指出的是,前面提到的所有磁声器件实现的声表面波非互易传输都是在特定频率下,即 SAWs-SWs 耦合仅能够发生在特定的频率下.2019 年,

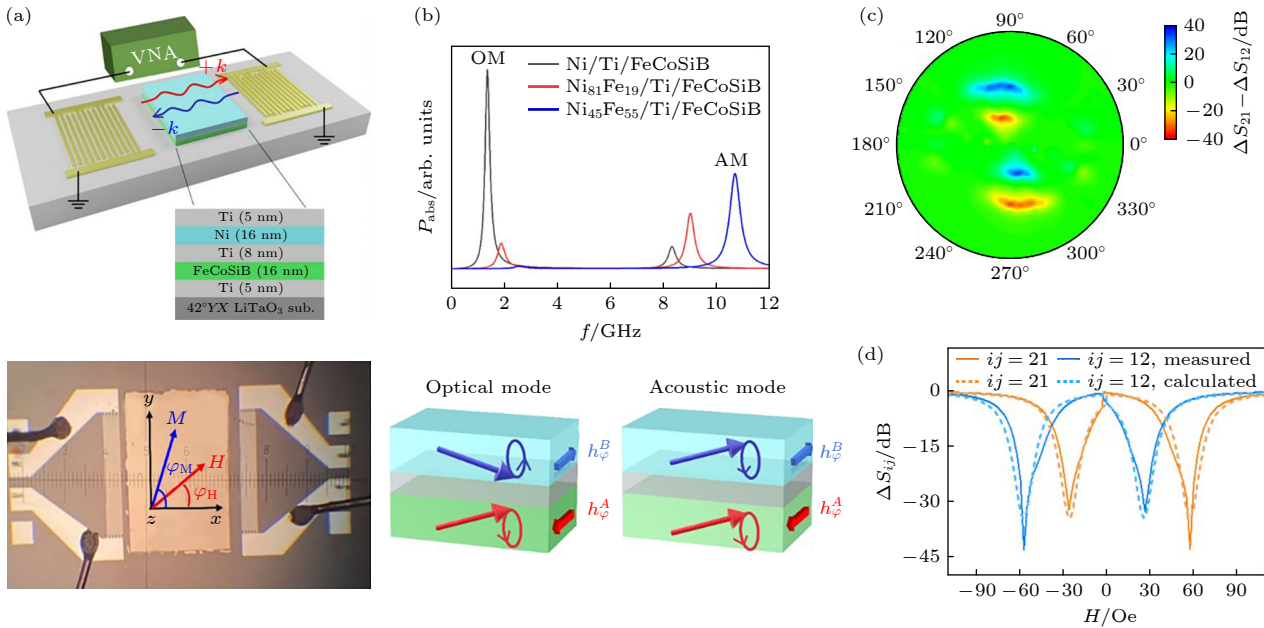


图 11 (a) 基于 Ni(16 nm)/Ti(8 nm)/FeCoSiB(16 nm) 异质结构的 SH-SAW 延迟线示意图和实物图 [67]; (b) Ni/Ti/FeCoSiB,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ti}/\text{FeCoSiB}$  和  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}/\text{Ti}/\text{FeCoSiB}$  三种构型薄膜的 SAW 功率吸收计算结果,下图示意性画出了 Ni/Ti/FeCoSiB 结构中的光学模和声学模的磁化进动,其中顶层和底层中的等效驱动场总是反平行的 [67]; (c) 在 2.33 GHz 下沿不同方向施加磁场测试得到的  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  [67]; (d) 沿  $\varphi_H = 90^\circ$  改变磁场的  $\Delta S_{ij}$  测试(实线)和计算(虚线)结果 [67]

Fig. 11. (a) Schematic illustration and optical image of a SH-SAW delay line based on a Ni(16 nm)/Ti(8 nm)/FeCoSiB(16 nm) heterostructure [67]; (b) calculated normalized SAW power absorption for Ni/Ti/FeCoSiB,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ti}/\text{FeCoSiB}$  and  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}/\text{Ti}/\text{FeCoSiB}$  configurations, and the insets on the lower panel illustrate optical and acoustic resonance modes for the anti-magnetostrictive Ni/Ti/FeCoSiB configuration, where the effective driving fields in the top and bottom layers are always antiparallel [67]; (c) polar plots of the measured nonreciprocal transmission  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  as a function of applied field  $H$  and field angle  $\varphi_H$  [67]; (d) measured (solid lines) and calculated (dashed lines) field-dependent  $\Delta S_{ij}$  along  $\varphi_H = 90^\circ$  [67].

Verba 等<sup>[36]</sup>曾在理论上提出:对于人工反铁磁薄膜,经过巧妙的结构设计和磁参数选择,有可能在宽频范围内实现声表面波的非互易传播.他们将人工反铁磁薄膜的自旋波色散关系做了如下简化:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{SW}} &= \gamma\mu_0 M_s t_{\text{FM}} \left[ \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ex}}^2}{t_{\text{FM}}^2} + \frac{1}{3} \sin^2(\varphi_0 - \varphi_G)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sin(\varphi_0 - \varphi_G) \text{sign}(k) \right] |k| \\ &= c_{\text{SW}} |k|, \end{aligned} \quad (22)$$

其中  $t_{\text{FM}}$  为铁磁层厚度,  $\lambda_{\text{ex}}$  为交换长度,  $\text{sign}(k)$  表示波数  $k$  的符号,  $c_{\text{SW}}$  表示 SW 的传播速度. 考虑到 SAW 的色散满足线性关系, 即  $\omega_{\text{SAW}} = c_{\text{SAW}} k$ , 根据 (22) 式, 只要控制铁磁层的厚度以及角度  $\varphi_0 - \varphi_G$  的大小, 使得  $c_{\text{SAW}} = c_{\text{SW}}$ , 就可以使得 SAW 与 SW 的色散曲线具有相近的斜率. 如图 12(a) 所示, 在  $+k$  方向上, SAW 与 SW 斜率相近, 色散曲线大范围重合, 因此两者能够在宽频下实现耦合; 但在  $-k$  方向上, 由于自旋波的非对称色散关系, 两者无法发生耦合, 这样就能在宽频范围实现 SAW 的非互易传播. 基于上述理论, 2024 年 Küß 等<sup>[68]</sup>

利用 CoFeB(16 nm)/Ru(0.55 nm)/CoFeB(14 nm) 的人工反铁磁结构成功在 2.8—7 GHz 频带下的实现了 SAW 的非互易传播, 如图 12(b) 和图 12(c) 所示.

最后, 表 2 总结了在文献中报道的各种磁声器件的非互易性测试结果, 其中  $\text{IL}_0$  表示声延迟线本身的插入损耗(来源于 IDT 的插入损耗), 而  $\text{IL}_\Delta$  表示由磁声耦合引入的插入损耗.

## 4 结论和展望

磁声耦合是一个很宽的领域, 有着悠久的历史, 特别是在不同磁声耦合模式的激励方面, 近期发展非常快, 尤其是磁振子和声子最近已经被证明可以作为量子信息的载体<sup>[69-72]</sup>, 激励方式也拓展到了声表面波、体声波<sup>[73,74]</sup>、超快脉冲应变<sup>[75,76]</sup>等. 限于篇幅和笔者的水平, 本文仅对通过声表面波激发自旋波的三种物理机制进行了介绍, 而没有强调声子-磁振子耦合. 在 SAWs 激励自旋波的三种机理中, 即磁弹性耦合、自旋-涡度耦合和磁-旋转耦合, 实际器件往往存在不止一种磁声耦合方

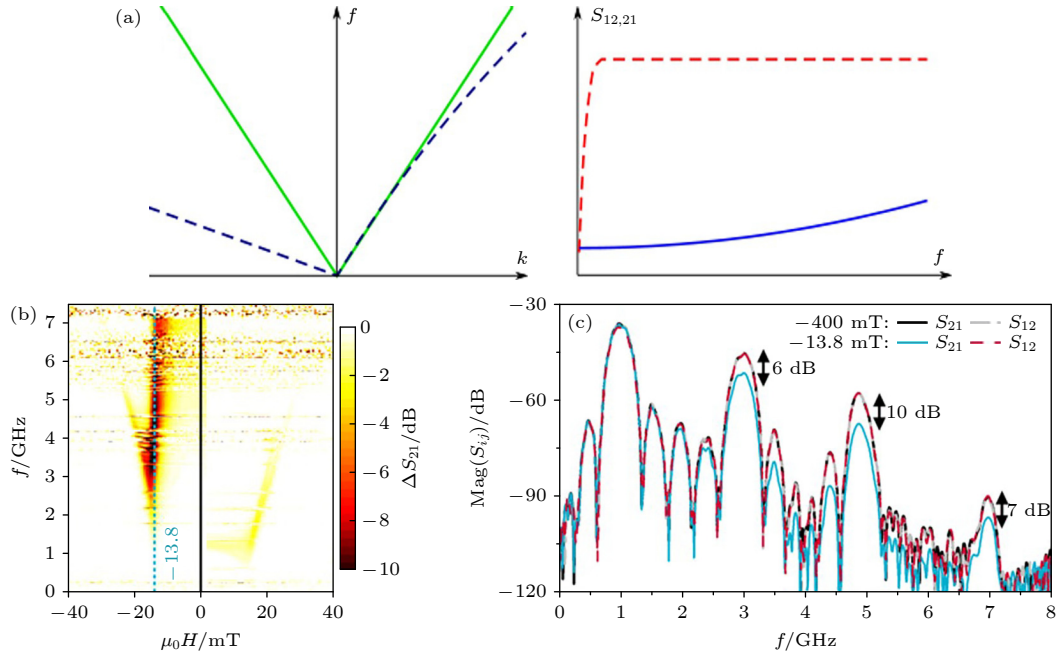


图 12 (a) 实现宽频非互易磁弹性耦合的方法说明. 左图为声表面波(绿色实线)和非互易自旋波(蓝色虚线)的色散曲线; 右图为不同方向的传输参数随频率的变化<sup>[36]</sup>; (b) 扣除背景后的传输参数  $\Delta S_{21}$  随外加磁场的变化<sup>[68]</sup>; (c) 宽频范围内, 在饱和磁场  $-400$  mT 和最佳偏置磁场  $-13.8$  mT 下, 沿  $\phi_H = 85.5^\circ$  角度方向测得的声表面波传输参数幅值  $\text{Mag}[S_{ij}(f)]$ <sup>[68]</sup>

Fig. 12. (a) Description of the method for realizing broadband non-reciprocal magnetoelastic coupling: left column, spectra of SAWs and SWs; right column, SAW transmission rates in opposite directions<sup>[36]</sup>. (b) The background-corrected transmission  $\Delta S_{21}$  of counter-propagating waves as a function of the external magnetic field magnitude<sup>[68]</sup>. (c) Over a wide range of frequencies, the SAW transmission magnitude  $\text{Mag}[S_{ij}(f)]$  at  $-13.8$  mT and  $-400$  mT along  $\phi_H = 85.5^\circ$ <sup>[68]</sup>.

表 2 文献报道的磁声器件的 SAWs 传输非互易性  $\Delta S_{\pm}$ 、磁声插入损耗  $IL_{\Delta}$  和声延迟线本身的插入损耗  $IL_0$   
 Table 2. Reported SAWs transmission nonreciprocity  $\Delta S_{\pm}$ , magnetoacoustic insertion loss  $IL_{\Delta}$ , and insertion loss of the acoustic delay line  $IL_0$  for magnetoacoustic hybrid devices in literature.

磁结构/nm	非互易起源	$f/\text{GHz}$	$l_t/\text{mm}$	$IL_0/\text{dB}$	$IL_{\Delta}/l_t/(\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1})$	$\Delta S_{\pm}/l_f/(\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1})$	Ref.
Ni(30)	HME	2.24	0.8	47	0.34	0.03	[29]
Ni(20)/Si(400)	HME	1.85	0.4	N/A	0.003	0.03	[31]
CoFeB(5)/Pt	HME, iDMI	6.77	0.75	71	22	28	[33]
FeGaB(20)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (5)/FeGaB(20)	IDC	1.435	2.2	55	4	22	[37]
NiFe(20)/Au(5)/CoFeB(5)	IDC, HME	6.87	0.5	89	1.6	74	[34]
CoFeB(16)/Ru(0.55)/CoFeB(5)	IDC	5.08	0.15	81	0.9	250	[42]
FeCoSiB(10)/NiFeCu(10)	IDC	2.33	0.5	54	30	60	[43]
Ni(16)/Ti(8)/FeCoSiB(16)	IDC	2.33	0.5	51	4	80	[67]
CoFeB(16)/Ru(0.55)/CoFeB(14)	IDC	2.8—7	0.1	60	0.8	50	[68]

式. 本文将等效驱动场作为一个重要的抓手, 详细地讨论了在三种磁声耦合方式下, 不同模式声表面波激发的等效驱动场的起源、方向、相位、角度依赖性以及频率依赖性. 在微扰假设下, 通常可以将它们代入到 LLG 方程中即可对自旋波共振导致的功率吸收以及相移进行求解<sup>[23,28,51]</sup>, 这也是利用声表面波器件研究新材料的铁磁共振现象、设计基于声表面波的超高灵敏度磁场传感器<sup>[77–81]</sup>或者声驱动磁化翻转<sup>[82–90]</sup>、畴壁运动<sup>[91–94]</sup>和斯格明子<sup>[95–99]</sup>的基础.

本文还介绍了基于磁声耦合实现声表面波非互易传输的手段, 包括利用手性等效驱动场以及引入具有非互易性自旋波色散关系的磁结构两种方法, 讨论了它们各自的物理机制和优劣势. 对于此类器件, 人们总是期望获得更高的隔离度、更低的插入损耗和更大的带宽. 需要指出的是, 为了降低器件的制备成本和研究不同频率下的非互易性, 研究人员普遍采用了高阶谐振模态的 SAW. 与基频相比, SAW 在高阶谐振模态下的阻抗失配较为严重, 电声转化效率很低, 所以延迟线自身的插入损耗很大. 实际上, 采用基于键合工艺在高声速衬底上制备的压电单晶薄膜以及先进的叉指换能器设计已经可以将延迟线的插入损耗降低到 3 dB 以内. 寻找具有适合自旋波非互易性色散关系的磁性材料结构, 降低磁结构引入的插入损耗, 同时充分考虑不同模式的 SAWs 的等效驱动场特性, 是解决问题的关键<sup>[43]</sup>. 此外, 综合利用不同类型的磁声耦合机制, 有望进一步提高隔离度<sup>[53]</sup>. 最后, 本文仅仅涉及了瑞利波、水平剪切波和纵漏波三种模式, 实际上, 微声材料和器件也是一个蓬勃发展的

领域, 可供选择的新型压电材料、切向、工作模式非常丰富. 可以预见, 在不久的将来, 两个领域交叉融合将不仅会进一步加深我们对凝聚态物理的认识, 而且会催生更多具有工程应用价值的磁声器件.

### 参考文献

- [1] Takahashi S, Maekawa S 2008 *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 031009
- [2] Stancil D D, Prabhakar A 2009 *Quantum theory of spin waves* (New York: Springer Press)
- [3] Uchida K I, Saitoh E 2016 *Spin current* (New York: John Wiley & Sons Press)
- [4] Uchida K I, Adachi H, Kajiwara Y, Maekawa S, Saitoh E 2013 *Solid State Phys.* **64** 1
- [5] Adachi H, Uchida K I, Saitoh E, Maekawa S 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 036501
- [6] Kruglyak V V, Demokritov S O, Grundler D 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 264001
- [7] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B 2015 *Nat. Phys.* **11** 453
- [8] Reed K W, Owens J M, Carter R L 1985 *Circuits Syst. Signal Process.* **4** 157
- [9] Kim S K, Lee K S, Han D S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 082507
- [10] Wang Q, Zhong Z Y, Jin L C, Tang X L, Bai F M, Zhang H W, Beach G S D 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **340** 23
- [11] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Kostylev M P, Tiberkevich V S, Hillebrands B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 257207
- [12] Nakane R, Tanaka G, Hirose A 2018 *IEEE Access* **6** 4462
- [13] Sluka V, Schneider T, Gallardo R A, Kákay A, Weigand M, Warnatz T, Mattheis R, Roldán-Molina A, Landeros P, Tiberkevich V, Slavin A, Schütz G, Erbe A, Deac A, Lindner J, Raabe J, Fassbender J, Wintz S 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 328
- [14] Jamali M, Kwon J, Seo S, Lee K J, Yang H 2013 *Sci. Rep.* **3** 3160
- [15] Chumak A, Serga A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [16] Nikitin A A, Ustinov A B, Semenov A A 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 102405
- [17] Vlaminck V, Bailleul M 2008 *Science* **322** 410
- [18] Auld B A 1973 *Acoustic Fields and Waves in Solids* (New

- York: John Wiley and Sons Press)
- [19] Lewis M F 1985 *Rayleigh-Wave Theory and Application* (New York: Springer Press)
- [20] Casals B, Statuto N, Foerster M, Hernández-Mínguez A, Cichelero R, Manshausen P, Mandziak A, Aballe L, Hernández J M, Macià F 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 137202
- [21] Babu N K P, Trzaskowska A, Graczyk P, Centała G, Mieszczak S, Głowiński H, Zdunek M, Mielcarek S, W Klos J 2021 *Nano Lett.* **21** 946
- [22] Küß M, Heigl M, Flacke L, Hefele A, Hörner A, Weiler M, Albrecht M, Wixforth A 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034046
- [23] Huang M X, Hu W B, Zhang H W, Bai F M 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 223902
- [24] Zhang S, Levy P M, Fert A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 236601
- [25] Weiler M, Huebl H, Goerg F S, Czeschka F D, Gross R, Goennenwein S T B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 176601
- [26] Labanowski D, Jung A, Salahuddin S 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 022905
- [27] Weiler M, Dreher L, Heeg C, Huebl H, Gross R, Brandt M S, Goennenwein S T B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 117601
- [28] Dreher L, Weiler M, Perpeintner M, Huebl H, Gross R, Brandt M S, Goennenwein S T B 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134415
- [29] Sasaki R, Nii Y, Iguchi Y, Onose Y 2017 *Phys. Rev. B* **95** 020407
- [30] Sasaki R, Nii Y, Onose Y 2021 *Nat. Commun.* **12** 2599
- [31] Tateno S, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 034074
- [32] Hernández-Mínguez A, Macià F, Hernández J M, Herfort J, Santos P V 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 044018
- [33] Küß M, Heigl M, Flacke L, Hörner A, Weiler M, Albrecht M, Wixforth A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 217203
- [34] Küß M, Heigl M, Flacke L, Hörner A, Weiler M, Wixforth A, Albrecht M 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034060
- [35] Verba R, Lisenkov I, Krivorotov I, Tiberkevich V, Slavin A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 064014
- [36] Verba R, Tiberkevich V, Slavin A 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054061
- [37] Shah P J, Bas D A, Lisenkov I, Matyushov A, Sun N X, Page M R 2020 *Sci. Adv.* **6** eabc5648
- [38] Verba R, Bankowski E N, Meitzler T J, Tiberkevich V, Slavin A 2021 *Adv. Electron. Mater.* **7** 2100263
- [39] Bas D A, Verba R, Shah P J, Leontsev S, Matyushov A, Newburger M J, Sun N X, Tyberkevich V, Slavin A, Page M R 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 044003
- [40] Küß M, Hassan M, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 024424
- [41] Küß M, Hassan M, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 214412
- [42] Küß M, Glamsch S, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *ACS Appl. Electron. Mater.* **5** 5103
- [43] Huang M X, Liu Y Y, Hu W B, Wu Y T, Wang W, He W, Zhang H W, Bai F M 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 014035
- [44] Chudnovsky E M, Jaafar R 2016 *Phys. Rev. Appl.* **5** 031002
- [45] Kobayashi D, Yoshikawa T, Matsuo M, Iguchi R, Maekawa S, Saitoh E, Nozaki Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077202
- [46] Takahashi R, Matsuo M, Ono M, Harii K, Chudo H, Okayasu S, Ieda J, Takahashi S, Maekawa S, Saitoh E 2015 *Nat. Phys.* **12** 52
- [47] Matsuo M, Ieda J I, Harii K, Saitoh E, Maekawa S 2013 *Phys. Rev. B* **87** 180402
- [48] Matsuo M, Ohnuma Y, Maekawa S 2017 *Phys. Rev. B* **96** 020401
- [49] Tateno S, Okano G, Matsuo M, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. B* **102** 104406
- [50] Kurimune Y, Matsuo M, Maekawa S, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. B* **102** 174413
- [51] Huang M X, Hu W B, Zhang H W, Bai F M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 134401
- [52] Kurimune Y, Matsuo M, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 217205
- [53] Xu M, Yamamoto K, Puebla J, Baumgaertl K, Rana B, Miura K, Takahashi H, Grundler D, Maekawa S, Otani Y 2020 *Sci. Adv.* **6** eabb1724
- [54] Landau L D, Lifshitz E M 1935 *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 153
- [55] Gilbert T L 1955 *Phys. Rev.* **100** 1243
- [56] Einstein A, de Haas W J 1915 *Verhandlungen* **17** 152
- [57] Barnett S J 1915 *Phys. Rev.* **6** 239
- [58] Maekawa S, Tachiki M 1976 *AIP Conf. Proc.* **29** 542
- [59] Eshbach J R, Damon R W 1960 *Phys. Rev.* **118** 1208
- [60] Melkov G A, Vasyuchka V I, Lazovskiy V V, Tiberkevich V S, Slavin A N 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 252510
- [61] Mruczkiewicz M, Krawczyk M, Gubbiotti G, Tacchi S, Filimonov Yu A, Kalyabin D V, Lisenkov I V, Nikitov S A 2013 *New J. Phys.* **15** 113023
- [62] Verba R, Tiberkevich V, Bankowski E, Meitzler T, Melkov G, Slavin A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 082407
- [63] Lisenkov I, Tyberkevich V, Slavin A, Bondarenko P, Ivanov B A, Bankowski E, Meitzler T, Nikitov S 2014 *Phys. Rev. B* **90** 104417
- [64] Dmytriev O, Meitzler T, Bankowski E, Slavin A, Tiberkevich V 2010 *J. Phys.: Condens. Matter* **22** 136001
- [65] Gallardo R A, Alvarado-Seguel P, Schneider T, Gonzalez-Fuentes C, Roldán-Molina A, Lenz K, Lindner J, Landeros P 2019 *New J. Phys.* **21** 033026
- [66] Matsumoto H, Kawada T, Ishibashi M, Kawaguchi M, Hayashi M 2022 *Appl. Phys. Express* **15** 063003
- [67] Hu W B, Huang M X, Wu Y T, Jia Y N, Wang W, Bai F M 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 182405
- [68] Küß M, Glamsch S, Hörner A, Albrecht M 2024 *ACS Appl. Electron. Mater.* **6** 1790
- [69] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2015 *Science* **349** 405
- [70] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Nakamura Y 2017 *Sci. Adv.* **3** e1603150
- [71] Satzinger K J, Zhong Y P, Chang H S, Peairs G A, Bienfait A, Chou M H, Cleland A Y, Conner C R, DumurÉ, Grebel J, Gutierrez I, November B H, Povey R G, Whiteley S J, Awschalom D D, Schuster D I, Cleland A N 2018 *Nature* **563** 661
- [72] Whiteley S J, Wolfowicz G, Anderson C P, Bourassa A, Ma H, Ye M, Koolstra G, Satzinger K J, Holt M V, Heremans F J, Cleland A N, Schuster D I, Galli G, Awschalom D D 2019 *Nat. Phys.* **15** 490
- [73] An K, Litvinenko A N, Kohno R, Fuad A A, Naletov V V, Vila L, Ebels U, de Loubens G, Hurdequint H, Beaulieu N, Ben Youssef J, Vukadinovic N, Bauer G E W, Slavin A N, Tiberkevich V S, Klein O 2020 *Phys. Rev. B* **101** 060407(R)
- [74] Chu Y, Kharel P, Yoon T, Frunzio L, Rakich P T, Schoelkopf R J 2018 *Nature* **563** 666
- [75] Bombeck M, Salasyuk A S, Glavin B A, Scherbakov A V, Brüggemann C, Yakovlev D R, Sapega V F, Liu X, Furdyna J K, Akimov A V, Bayer M 2012 *Phys. Rev. B* **85** 195324
- [76] Scherbakov A V, Salasyuk A S, Akimov A V, Liu X, Bombeck M, Brüggemann C, Yakovlev D R, Sapega V F, Furdyna J K, Bayer M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 117204

- [77] Polewczyk V, Dumesnil K, Lacour D, Moutaouekkil M, Mjahed H, Tiercelin N, Petit Watelot S, Mishra H, Dusch Y, Hage-Ali S, Elmazria O, Montaigne F, Talbi A, Bou Matar O, Hehn M 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 024001
- [78] Liu X, Tong B, Ou-Yang J, Yang X, Chen S, Zhang Y, Zhu B 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 082402
- [79] Kittmann A, Durdaut P, Zabel S, Reermann J, Schmalz J, Spetzler B, Meyners D, Sun N X, McCord J, Gerken M, Schmidt G, Höft M, Köchel R, Faupel F, Quandt E 2018 *Sci. Rep.* **8** 278
- [80] Hu W B, Huang M X, Xie H P, Zhang H W, Bai F M 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 014010
- [81] Hu W B, Wang Y D, Huang M X, Zhang H W, Bai F M 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 012406
- [82] Thevenard L, Camara I S, Majrab S, Bernard M, Rovillain P, Lemaître A, Gourdon C, Duquesne J Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 134430
- [83] Davis S, Baruth A, Adenwalla S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 232507
- [84] Al Misba W, Rajib M M, Bhattacharya D, Atulasimha J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 014088
- [85] Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 232401
- [86] Roe A, Bhattacharya D, Atulasimha J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 112405
- [87] Yang H F, Garcia-Sanchez F, Hu X K, Sievers S, Böhnert T, Costa J D, Tarequzzaman M, Ferreira R, Bieler M, Schumacher H W 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 072403
- [88] Zhang D L, Zhu J, Qu T, Lattery D M, Victora R H, Wang X, Wang J P 2020 *Sci. Adv.* **6** eabb4607
- [89] Iihama S, Xu Y, Deb M, Malinowski G, Hehn M, Gorchon J, Fullerton E E, Mangin S 2018 *Adv. Mater.* **30** 1804004
- [90] van Hees Y L W, van de Meughevel P, Koopmans B, Lavrijsen R 2020 *Nat. Commun.* **11** 3835
- [91] Edrington W, Singh U, Dominguez M A, Alexander J R, Nepal R, Adenwalla S 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 052402
- [92] Dean J, Bryan M T, Cooper J D, Virbule A, Cunningham J E, Hayward T J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 142405
- [93] Wei Y, Li X, Gao R, Wu H, Wang X, Zeng Z, Wang J, Liu Q 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **502** 166546
- [94] Chen C, Fu S, Han L, Su R, Liu P, Chen R, Zhu W, Liao L, Pan F, Song C 2022 *Adv. Electron. Mater.* **8** 2200593
- [95] Yokouchi T, Sugimoto S, Rana B, Seki S, Ogawa N, Kasai S, Otani Y 2020 *Nat. Nanotechnol.* **15** 361
- [96] Yang W G, Schmidt H 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 212401
- [97] Yang W G, Jaris M, Berk C, Schmidt H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 104434
- [98] Matsuda O, Tsutsui K, Vaudel G, Pezeril T, Fujita K, Gusev V 2020 *Phys. Rev. B* **101** 224307
- [99] Chen R, Chen C, Han L, Liu P, Su R, Zhu W, Zhou Y, Pan F, Song C 2023 *Nat. Commun.* **14** 4427

## REVIEW

# Surface acoustic wave-spin wave coupling and magneto-acoustic nonreciprocal devices<sup>\*</sup>

Huang Ming-Xian<sup>1)</sup> Hu Wen-Bin<sup>1)</sup> Bai Fei-Ming<sup>1)2)†</sup>

1) (*School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

( Received 3 April 2024; revised manuscript received 3 June 2024 )

## Abstract

Surface acoustic wave (SAW) is a new means of exciting and controlling spin wave (SW), which has not only high excitation efficiency, but also long transmission length up to millimeter order. Based on the SAW-SW coupling (phonon-magnon coupling), a wide variety of new devices and applications such as high-sensitivity weak magnetic field sensors, energy-efficient spintronic devices, solid-state acoustic isolators, and nonreciprocal phase shifters, have been realized. Therefore, it is of great value to study the physical mechanism of magneto-acoustic coupling, develop new magneto-acoustic coupling effects, and improve the efficiency of magneto-acoustic coupling. In this work, different types of physical mechanisms of magneto-acoustic coupling are reviewed. The effective driven magnetic fields of magnetoelastic coupling, spin-vorticity coupling (including injection of alternating spin current from a non-magnetic layer and Barnett effect inside magnetic material itself), and magneto-rotation coupling under different modes of SAW excitation are compared. The angular dependence of these driven fields and the frequency dependence of the corresponding power absorption are discussed, which provides theoretical support for distinguishing and utilizing various magneto-acoustic coupling in practical applications. In addition, we also introduce two methods to realize nonreciprocal SAW transmission by magneto-acoustic coupling, including the helicity mismatch effect and nonreciprocal spin-wave dispersion magnetic structures, and discuss their physical mechanisms as well as advantages and disadvantages. For such magneto-acoustic nonreciprocal devices, the properties of higher isolation, lower insertion loss and wider bandwidth are always desired. In order to improve the properties of the devices, it is important to find magnetic structures with stronger SW nonreciprocity, reduce the insertion loss introduced by magnetic structure, and fully consider the effective driven field characteristics of different modes of SAW. We hope that this review can serve as a guide for future design and development of solid acoustic isolators and circulators in the RF and microwave frequency bands.

**Keywords:** magneto-acoustic coupling, spin waves, surface acoustic waves, phonon-magnon coupling, nonreciprocal device

**PACS:** 85.70.Ec, 85.75.-d, 77.65.Dq, 63.20.kk

**DOI:** [10.7498/aps.73.20240462](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240462)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61871081, 61271031) and the Natural Science Foundation of Sichuan Province of China (Grant No. 2022NSFSC0040).

† Corresponding author. E-mail: [fbai@uestc.edu.cn](mailto:fbai@uestc.edu.cn)

声表面波-自旋波耦合及磁声非互易性器件

黄铭贤 胡文彬 白飞明

Surface acoustic wave–spin wave coupling and magneto–acoustic nonreciprocal devices

Huang Ming-Xian Hu Wen-Bin Bai Fei-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 158501 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240462

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240462>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁声耦合: 物理、材料与器件

Magneto–acoustic coupling: Physics, materials, and devices

物理学报. 2024, 73(5): 058502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231908>

球形复合柱表面波声子晶体的带隙特性仿真

Numerical simulation study on band gap characteristics of surface phononic crystal with spherical composite column

物理学报. 2021, 70(14): 144301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210165>

$Y_3Fe_5O_{12}$ -CoFeB自旋波定向耦合器中的自旋波

Spin waves in  $Y_3Fe_5O_{12}$ -CoFeB spin-wave directional coupler

物理学报. 2021, 70(18): 187501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210507>

铁磁畴壁中自旋极化电流诱导的左旋极化自旋波

Left-handed polarized spin waves induced by spin polarized electric currents in ferromagnetic domain walls

物理学报. 2024, 73(14): 147501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240651>

金刚石氮-空位色心的原子自旋声子耦合机理

Atomic spin and phonon coupling mechanism of nitrogen–vacancy center

物理学报. 2021, 70(6): 068501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201848>

Duffing振子型结构声系统中声能量非互易传递的建模和实验研究

Modeling and experimental study of non-reciprocal acoustic energy transfer in vibro–acoustic Duffing oscillator

物理学报. 2022, 71(10): 104301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212181>