

专题: 兰州大学物理学科 80 周年

基于磁振子-磁振子耦合效应的带阻滤波器*

王曲文 张腾飞 李子木 刘青芳 王建波[†] 魏晋武[‡]

(兰州大学物理科学与技术学院, 磁学与磁功能材料教育部重点实验室, 兰州 730000)

(2026 年 5 月 17 日收到; 2026 年 6 月 26 日收到修改稿)

基于磁振子的电子学器件可以通过自旋角动量的转移来传输信息与能量, 而不依赖于电荷的移动, 因此能够为低功耗器件的研发提供材料和物理基础. 本综述总结了近期本团队围绕垂直磁化的多层膜体系中的磁振子-磁振子耦合效应、自旋波色散关系及其器件应用开展的研究. 首先针对具有垂直磁各向异性的耦合多层膜体系, 基于朗道-利夫希茨方程建立了磁化动力学模型, 证实对称性破缺是磁振子耦合的核心机制. 其次在两种垂直磁化体系的实验中观测到 T 态时磁振子-磁振子耦合效应以及频率带隙, 研究了自旋波的非互易性. 最后在理论和实验研究的基础上进一步开发了器件应用, 利用磁场方向调控磁振子耦合的开启与关闭, 成功证明了可开关的磁振子带阻滤波器的可行性, 实现稳定且可重复的滤波功能. 本文总结了从物理机制、材料体系到器件设计的研究路径, 为低功耗磁振子信息处理与微波功能器件提供了理论基础与技术方案.

关键词: 自旋波, 磁振子-磁振子耦合, 垂直磁各向异性, 带阻滤波器**DOI:** 10.7498/aps.75.20260703**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260703

1 引言

磁振子学是一个新兴的研究领域, 致力于研究自旋波及其量子化准粒子——磁振子的应用. 磁振子描述局域磁有序中自旋扰动的传播, 与磁性材料中电子自旋系统的集体激发密切相关^[1-3], 在基础研究与应用研究领域均受到广泛关注. 自旋波携带自旋角动量, 无需电子发生物理移动即可实现信息与能量的传输, 为实现超低功耗的信息传输与处理提供了极具前景的途径^[4-6]. 由于自旋波的波长范围包含远小于电磁波波长的部分, 因此它被视作计算器件中极具潜力的数据载体^[7]. 与传导电子等传统信息载体相比, 基于自旋波的信息处理能够显著减少焦耳热, 且工作频段覆盖数 GHz 至数百 THz. 自旋波的这些特性使其在多个领域展现出应用

潜力, 例如磁振子计算、传感器、逻辑器件及滤波器等^[8-14].

在磁振子与量子系统的耦合体系中, 借助磁振子学谐振腔的耦合作用可实现量子比特的读取与操控, 这类谐振腔相比微波谐振腔具有体积更小、欧姆损耗更低的优势^[15-17]. 为提升器件性能、推动基于磁振子的功能性量子器件的发展, 增强耦合强度是关键所在. 近年来, 研究人员在磁性纳米结构与多层膜体系中观测到强磁振子-磁振子耦合现象^[18,19], 该效应的强度可与量子混合系统相当. 研究表明, 通过增强亚铁磁体钆铁石榴石的层内交换耦合, 可提升磁振子-磁振子耦合强度, 其耦合强度最高可达 6.38 GHz^[15]. 此外, 反铁磁 (antiferromagnetic, AFM) 与人工反铁磁 (synthetic antiferromagnet, SAF) 体系因具有磁对称性破缺与可调控的层间交换相互作用, 成为研究磁振子-磁振子耦合、模式

* 国家自然科学基金 (批准号: 52201290)、甘肃省自然科学基金 (批准号: 24JRRA402) 和北京凝聚态物理国家研究中心开放课题基金 (批准号: 2025BNLCMPKF008) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wangjb@lzu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: weijw@lzu.edu.cn

杂化及非互易传播的理想平台. SAF 由两层铁磁 (ferromagnetic, FM) 层和中间金属间隔层组合而成, 铁磁层间的弱交换耦合的共振频率在传统微波电子学的 GHz 区间^[20,21], 这为反铁磁自旋波的探测与调控提供了实验条件. 在层状反铁磁体 CrCl_3 与 SAF 中, 已经证实了由层间交换相互作用引发的磁振子-磁振子耦合, 该过程可激发声学模与光学模之间的耦合^[22]. 尤其是由对称性破缺诱导的磁振子-磁振子耦合效应可在自旋波色散中产生显著的频率带隙 (frequency gap, FG), 为可重构磁振子器件提供了全新的设计思路^[23]. 对于自旋波的传播而言, 非互易性在新型磁子器件设计中尤为重要^[16,24-26]. 因此, 理解并调控自旋波, 对于研发下一代低功耗信息处理技术至关重要.

本文主要对本团队近期基于磁振子-磁振子耦合效应的理论和实验工作进行综述. 其中, 第 2 节介绍了磁振子-磁振子耦合效应, 第 3 节对不同磁构型下的自旋动力学行为进行了理论分析和数值计算, 第 4 节介绍了垂直磁各向异性的 SAF 体系中的耦合自旋波, 第 5 节对垂直磁各向异性的铁磁体系中的耦合自旋波进行了分析, 第 6 节介绍了可开关的磁振子带阻滤波器 (band-stop filter, BSF) 的设计, 最后, 在第 7 节中对这一系列的工作进行总结.

2 磁振子-磁振子耦合效应

磁振子-磁振子耦合效应是指磁性体系内部不同磁振子模式之间, 通过自旋-自旋相互作用发生能量交换、模式杂化与能级耦合的现象. 与传统的磁振子与光子、声子、激子等不同类型准粒子的杂化不同, 磁振子-磁振子耦合是磁振子激发与自身的内禀耦合行为^[27,28]. 这一耦合效应由多种磁相互作用共同驱动, 主要包括海森伯 (Heisenberg) 交换相互作用、偶极相互作用、RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) 交换相互作用以及 DMI (Dzyaloshinskii-Moriya) 交换相互作用. 通过改变外磁场、材料结构以及频率和波矢的依赖关系可以实现对磁振子能带结构的精准调控, 从而判定具有不同对称性的磁振子模式的简并特性, 即是否存在耦合. 该效应可在磁性双层膜、SAF、纳米磁阵列、层状范德瓦耳斯磁体以及含自旋轨道矩的磁性多

层膜等多种体系中稳定实现, 并且能够诱导磁振子模式简并的解除, 进而出现能级反交叉、相位调控与阻尼调制等丰富的相干现象, 为理解磁性体系中的自旋动力学提供了新的方法.

在磁性双层膜体系中, 通常可以激发出两种磁振子模式, 一种是两层自旋同相位进动的声学模式, 另一种是两层自旋相差 π 相位进动的光学模式. 当体系具有空间对称性时, 两层磁性层完全相同, 声学模式和光学模式互相独立, 频率完全重合, 体系处于简并状态. 若打破空间对称性, 例如两层厚度不同或磁场不对称, 两个模式之间会发生能量转移, 从而导致简并解除, 这种频率劈裂现象就是磁振子-磁振子耦合的结果. 在由薄非磁性金属中间层隔开的两个磁性层体系中, 两个磁性层中的局域磁矩会通过可以穿过中间金属层的传导电子而发生磁耦合^[29-31], 即 RKKY 相互作用. 受电子相位的弗里德 (Friedel) 型振荡影响, 交换耦合的符号会随中间层厚度发生变化, 使两个磁性层在 FM 耦合与 AFM 耦合之间切换^[32-35]. 若将绝缘非磁性氧化物作为插层, 则 RKKY 相互作用几乎可以忽略不计, 但仍能通过层间交换相互作用使两层磁性层发生耦合^[23].

SAF 中的 RKKY 交换强度较弱, 与实验室可实现的磁场强度相当, 这让许多在原子有序的天然反铁磁体中难以开展的实验得以实现^[36-38]. 在外磁场作用下, SAF 通常具有声学模和光学模两种空间均匀的共振模式, 这两种模式的共振频率随磁场的变化规律不同, 只要打破对称性, 频谱会随外磁场呈现出带隙^[20,39]. 在远离简并区域且两种模式仍具有明确同相或反相特征的区间内, 两种模式的共振频率随磁场变化的最小劈裂量可以表征同相振荡与反相振荡之间的耦合强度. 当带隙大于谱线宽时, 意味着模式间的能量转移在激发态耗散之前更为频繁, 该状态被称为强耦合区^[40]. 当两层 FM 层磁矩形成 T 型构型 (即一层磁矩垂直于膜面、一层磁矩面内取向) 时, 其内禀旋转对称性破缺直接诱导声学模与光学模之间的强耦合, 并在自旋波色散关系中产生清晰的频率带隙, 该耦合强度可由多层膜结构与外场参数精准调控^[41]. 更大的耦合强度意味着两种共振模式之间能量交换频率更高, 这种能量转移过程在磁子器件的应用中发挥着重要作用^[7,40,42,43].

3 理论分析与数值计算

磁振子-磁振子耦合效应通常在两层 FM 层形成 T 态时发生, 无论两者是 FM 耦合还是 AFM 耦合. 为了深入理解磁振子-磁振子耦合效应的物理机制, 本节基于朗道-利夫希茨 (Landau-Lifshitz, LL) 方程介绍了非共线 SAF 中磁振子-磁振子耦合效应的理论分析和数值计算方法, 该体系为具有层间交换相互作用的 T 型构型. 我们系统回顾了饱和磁化强度 (saturation magnetization, M_s)、垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA)、层间交换相互作用、动态偶极相互作用等不同物理参数对耦合强度的影响.

图 1(a) 为具有非共线磁构型的样品结构, 两层 FM 层通过中间非磁性间隔层介导的层间 RKKY 相互作用, 形成 FM 耦合或 AFM 耦合. 在无外磁场时, 沿磁矩方向建立 XYZ 坐标系, 如图 1(b) 所示. 旋转轴 Z' 定义为平行于 $\mathbf{M}_1$ 与 $\mathbf{M}_2$ 的磁矩矢量之和. 定义旋转算符 $C_{2Z'}$ 表示磁矢量绕 Z' 轴旋转 180° , 满足 $C_{2Z'}^2 = 1$. 当存在层间耦合且外场 $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ 沿 Y 轴方向时, 由于两个 FM 层具有不同的 M_s 和磁各向异性, 两层 FM 层的磁矩会偏离易轴并与膜面形成一定夹角, 使得 $C_{2Z'}\mathbf{M}_1 \neq \mathbf{M}_2$, 体系呈现内禀对称性破缺, 如图 1(c) 所示.

基于 LL 方程和磁性系统的能量总密度, 对体

系进行宏自旋模拟. 首先建立两套直角坐标系, 包括固定坐标系 XYZ 和随磁矩运动的坐标系 xyz, 其中 Z 轴垂直于膜面, Y 轴平行于外磁场 $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, $\mathbf{M}_1$ 与 $\mathbf{M}_2$ 在 YZ 平面内, z 轴沿平衡态磁化方向, x 轴与 X 轴重合, 自旋波波矢沿 X 轴方向. 在 XYZ 坐标系中, 该体系的总能量密度可表示为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{total}} = & - \sum_{i=1,2} \mu_0 M_{s,i} t_i H_{\text{ext}} \sin \theta_i \\ & - \left[\left(t_1 K_1 - \frac{\mu_0 M_{s1}^2 t_1}{2} \right) \cdot (\hat{m}_1 \cdot \hat{e}_Z)^2 \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \mu_0 H_{k2} M_s t_2 \cdot (\hat{m}_2 \cdot \hat{e}_Z)^2 \right] \\ & + J_{\text{ex}} m_1 \cdot m_2, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, 第 1 项为塞曼能, 第 2 项为磁各向异性能, 第 3 项为层间交换耦合能. θ_i 为 Z 轴与第 i ($i = 1, 2$) 层 FM 层磁化强度之间的极角. H_{ext} 为沿 Y 轴方向的外加磁场. K_1 为 FM1 的垂直磁各向异性能. H_{k2} 取负值, 用于表征易面磁各向异性的强弱. J_{ex} 为单位面积的交换能密度, FM(AFM) 耦合时为负值 (正值). 据此可求得作用在磁化强度上的有效场为: $H_i = -\nabla_m \left(\frac{\varepsilon_{\text{tot}}}{\mu_0 M_{s,i} t_i} \right) + h_{\text{dip},i}$. 因此, LL 方程可以表示为

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = -\gamma \mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i \quad (2)$$

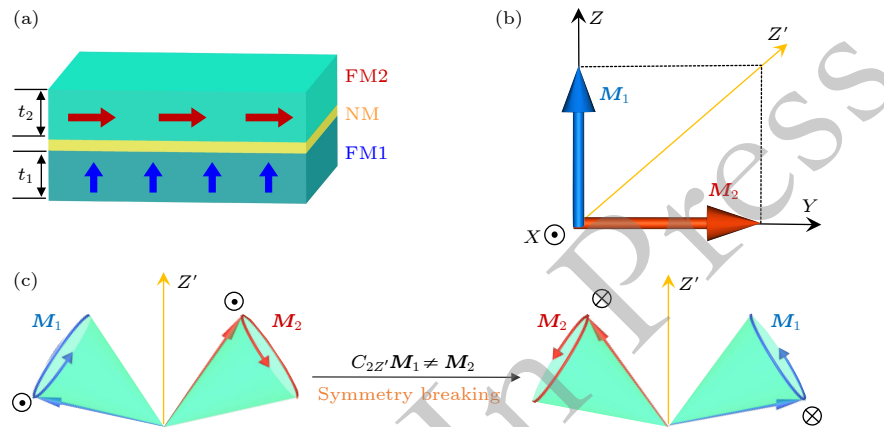


图 1 T 型构型和对称性破缺示意图^[41] (a) 非共线磁性多层膜的结构示意图; (b) 在 XYZ 坐标系中 FM1 和 FM2 的宏自旋平衡态示意图, $\mathbf{M}_1$ 沿 Z 轴, $\mathbf{M}_2$ 沿 Y 轴, 黄色箭头代表旋转轴的方向, $Z' \parallel (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$; (c) 对称性破缺示意图, 施加一个沿 Z 轴的旋转对称性操作 $C_{2Z'}$, 旋转后的系统与旋转前的系统不等价, 即 $C_{2Z'}\mathbf{M}_1 \neq \mathbf{M}_2$

Fig. 1. Structure and symmetry breaking in a T-type configuration^[41]: (a) Schematic diagram of a magnetic multilayer with noncollinear magnetization; (b) the macrosin equilibrium state of FM1 and FM2 in a XYZ-coordinate with $\mathbf{M}_1$ along the Z axis and $\mathbf{M}_2$ along the Y axis, the orange arrow represents the direction of rotational axis, $Z' \parallel (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$; (c) sketch of symmetry breaking; a rotational symmetry operation $C_{2Z'}$ along the Z' axis is applied and $C_{2Z'}\mathbf{M}_1 \neq \mathbf{M}_2$.

$$\mathbf{H}_1 = H_{\text{ext}}\hat{e}_y + H_{k1}(\hat{m}_1 \cdot \hat{e}_z)\hat{e}_z + H_{\text{ex1}}\hat{m}_2 + \mathbf{h}_{\text{dip},1}, \quad (3a)$$

$$\mathbf{H}_2 = H_{\text{ext}}\hat{e}_y - M_{s2}(\hat{m}_2 \cdot \hat{e}_z)\hat{e}_z + H_{\text{ex2}}\hat{m}_1 + \mathbf{h}_{\text{dip},2}, \quad (3b)$$

式中, γ 为旋磁比, $H_{k1} = 2K_1/M_{s1}$ 为有效垂直磁各向异性场, $H_{\text{ex},i} = J_{\text{ex}}/(\mu_0 t_i M_{s,i})$ 为作用于第 i 层 FM 层的 RKKY 交换相互作用有效场, 层间耦合类型可由 J_{ex} 的正负判定, $\mathbf{h}_{\text{dip},i}$ 为有效动态偶极场。

通过求解方程 (2) 和 (3), 可得到非共线 SAF 中的自旋波色散关系. 当磁化强度偏离平衡位置并以小角度做拉莫尔进动时, LL 方程可简化为

$$\begin{pmatrix} j\omega/\gamma & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & j\omega/\gamma & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & j\omega/\gamma & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & j\omega/\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x1} \\ m_{y1} \\ m_{x2} \\ m_{y2} \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

共振频率 $f = \omega/2\pi$ 的解析表达式可以通过求解该系数矩阵的本征值得到. 为简化计算, 可采用数值计算的方法求解色散关系, 本节后续结果均基于该数值方法得到并进行分析。

对于两层 FM 层平行 (反平行) 排列的垂直铁磁 (反铁磁) 结构, 同样可以采用上述方法进行理论分析, 只是需要考虑的能量项有所不同, 分别由以下公式给出:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{total}} = & - \sum_{i=1,2} \mu_0 M_{s,i} t_i H_{\text{ext}} \cos\langle \mathbf{m}_i, \mathbf{H}_{\text{ext}} \rangle \\ & + J_{\text{IEC}} \hat{m}_1 \cdot \hat{m}_2 \\ & - \sum_{i=1,2} \left[\left(K_{i1} t_i - \frac{\mu_0 M_{s,i}^2 t_i}{2} \right) \cdot (\hat{m}_1 \cdot \hat{e}_z)^2 \right. \\ & \left. - K_{i2} t_i \cdot (\hat{m}_i \cdot \hat{e}_z)^4 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{total}} = & - \sum_{i=1,2} \mu_0 M_{s,i} t_i H_{\text{ext}} \cos\langle \mathbf{m}_i, \mathbf{H}_{\text{ext}} \rangle \\ & - \sum_{i=1,2} \left(t_i K_i - \frac{\mu_0 M_{s,i}^2 t_i}{2} \right) \cdot m_{zi}^2 \\ & + J_{\text{ex}} \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2 + E_{\text{DMI}}. \end{aligned} \quad (6)$$

接下来讨论非共线磁结构的平衡态. 根据自由能极小原理, 可通过变分法确定宏自旋 $\mathbf{M}_{1(2)}$ 的平衡位置, 即满足 $\partial \varepsilon_{\text{tot}} / \partial \theta_1 = 0$ 与 $\partial \varepsilon_{\text{tot}} / \partial \theta_2 = 0$. 当层间交换耦合类型为 FM (AFM) 耦合时, $\mathbf{M}_1$ 与 $\mathbf{M}_2$ 在零场下趋于平行 (反平行) 排列. 在平衡态下,

非共线磁结构的本征色散关系可由 (4) 式确定. 当施加频率为 $f = \omega/2\pi$ 的微弱交变磁场时, 磁化强度将偏离平衡位置并做小角度进动. 磁性样品中不一致的进动通过直接交换相互作用与动态偶极相互作用产生自旋波. 图 2(a) 所示为 T 型构型中典型的自旋波色散关系, 当磁场约为 3 kOe 时会出现频率带隙. 图 2(b) 给出了非共线磁结构在 FM 耦合与 AFM 耦合下的耦合强度. 结果表明, 耦合强度随层间交换能 J_{ex} 近似线性增大, 且 FM 耦合的斜率略大于 AFM 耦合. 后续讨论主要针对 AFM 耦合态展开。

接下来介绍饱和磁化强度与垂直磁各向异性对磁振子-磁振子耦合的影响. 图 2(c) 给出了耦合率随 M_s 的变化关系, 可以看出, 耦合率 g/ω_0 随 M_s 的增大而单调递减, 该结果表明更低的 M_s 可实现更强的磁振子-磁振子耦合. 图 2(d) 展示了 M_s 在 100—1300 emu/cm³ 范围内取不同数值时对应的耦合率, 超强耦合区域的临界条件如虚线所示, 为 $g/\omega_0 = 0.1$ [44–46], 当两层 FM 层的 M_s 存在显著差异时, 可实现超强耦合态. 图 2(e), (f) 分别展示了两层 FM 层的各向异性场与耦合强度的关系, 当 $H_{k1} = 500$ Oe 且 $H_{k2} = 5000$ Oe 时, 耦合率可达到约 0.7, 说明在弱 H_{k1} 与强 H_{k2} 的情况下, 可获得更大的耦合强度与耦合率. 这表明低饱和磁化强度与弱垂直磁各向异性的组合有望实现更高的耦合率。

4 垂直人工反铁磁结构中的磁振子耦合与自旋波

在理论模型的基础上, 进一步回顾了垂直人工反铁磁结构的实验结果. 根据 W 和 MgO 层上生长的 CoFeB 薄膜死层的差异, 我们制备了未补偿和接近补偿的样品, 对应底部 CoFeB 层厚度 $t = 1.3$ nm 和 $t = 1.6$ nm, 分别命名为 p-SAF1 和 p-SAF2. 两个 FM 层使用超薄的 W 层隔开, 通过 RKKY 相互作用形成 AFM 耦合。

p-SAF 样品的归一化磁滞回线如图 3(a), (b) 所示, 根据零场剩磁判断, p-SAF1 为未补偿样品, p-SAF2 为接近补偿样品. 面内磁滞回线呈现出难轴特征, 随着面内磁场增大, 磁化强度从薄膜法向逐渐向面内方向转动. 利用 Hall bar 器件测试其输运特性可清晰表征 p-SAF 样品中的磁化翻转行为,

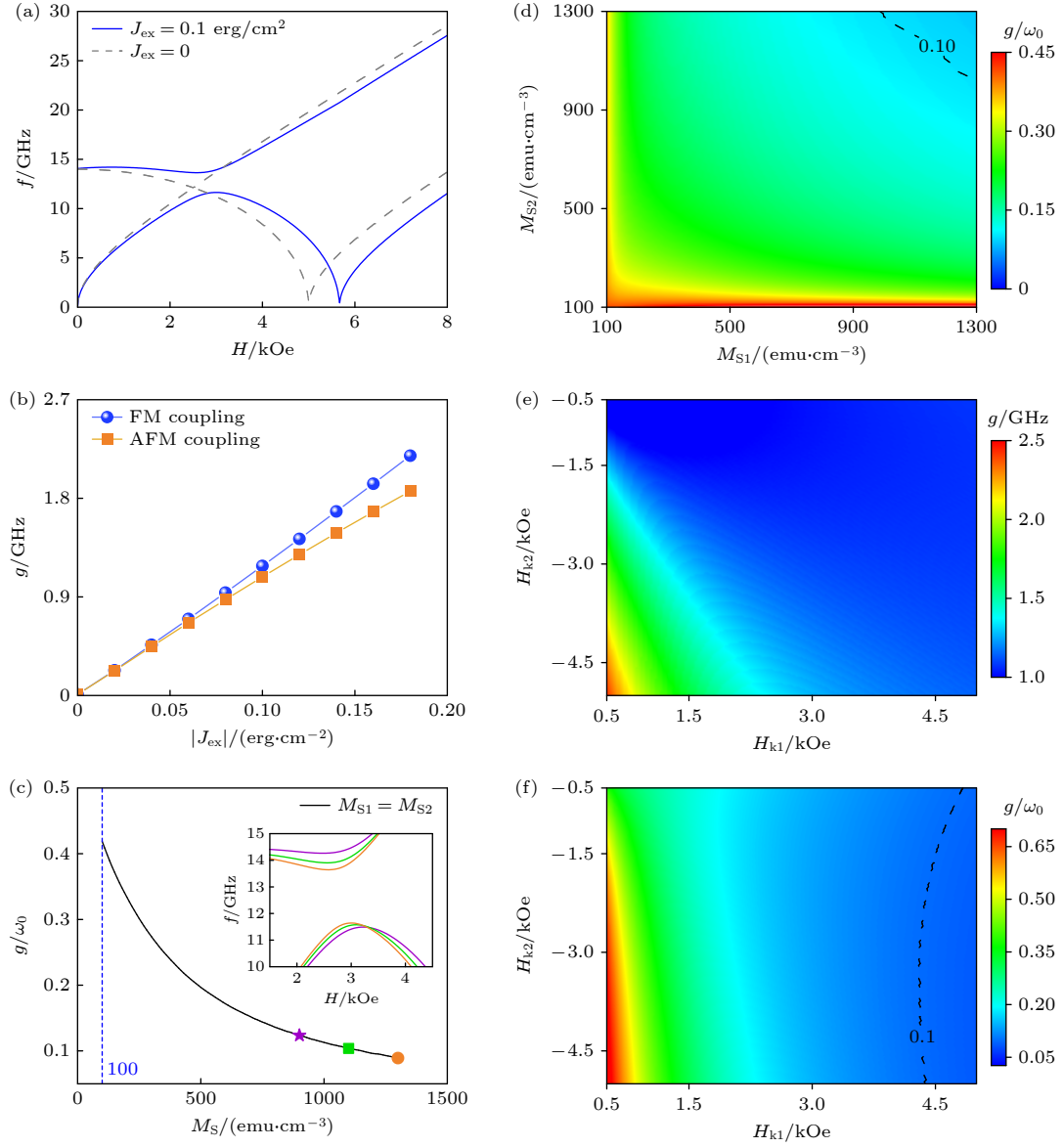


图 2 J_{ex} , M_s 和 H_k 对耦合强度和耦合率的影响^[41] (a) 非共线磁结构的频率色散关系; (b) 耦合强度与交换能密度的关系; (c) $M_{s1} = M_{s2}$ 时, 耦合率随 M_s 的变化, 插图显示了色散关系中频率带隙的变化; (d) 耦合率的等高线图, 虚线 ($g/\omega_0 = 0.1$) 表示超强耦合区的边界; (e) 耦合强度和 (f) 耦合率随 H_{k1} 和 H_{k2} 变化的等高线图

Fig. 2. The influence of J_{ex} , M_s , k , t_2 and H_k on the coupling strength and coupling rate^[41]: (a) The frequency dispersion relation of the noncollinear magnetic structure; (b) the relationship between coupling strength and exchange energy density; (c) the coupling rate as a function of saturation magnetization when the saturated magnetization $M_{s1} = M_{s2}$, the inset shows the variation of the frequency gap in the dispersion relation; (d) contour map of coupling rate, the dashed line ($g/\omega_0 = 0.1$) represents the boundary of ultra-strong coupling region; contour map of (e) coupling strength and (f) coupling rate with H_{k1} and H_{k2} .

器件结构如图 3(c) 插图所示. 图 3(c), (d) 为 p-SAF 样品的反常霍尔电阻随面内磁场的变化曲线, 实验测得的 R_{xy} - H_y 回线与数值模拟结果吻合良好, 当面内磁场 H_y 大于 H_{k2} 且小于 H_{k1} 时, 体系磁化会形成 T 态, 此时底层 CoFeB 的磁矩率先转向面内方向.

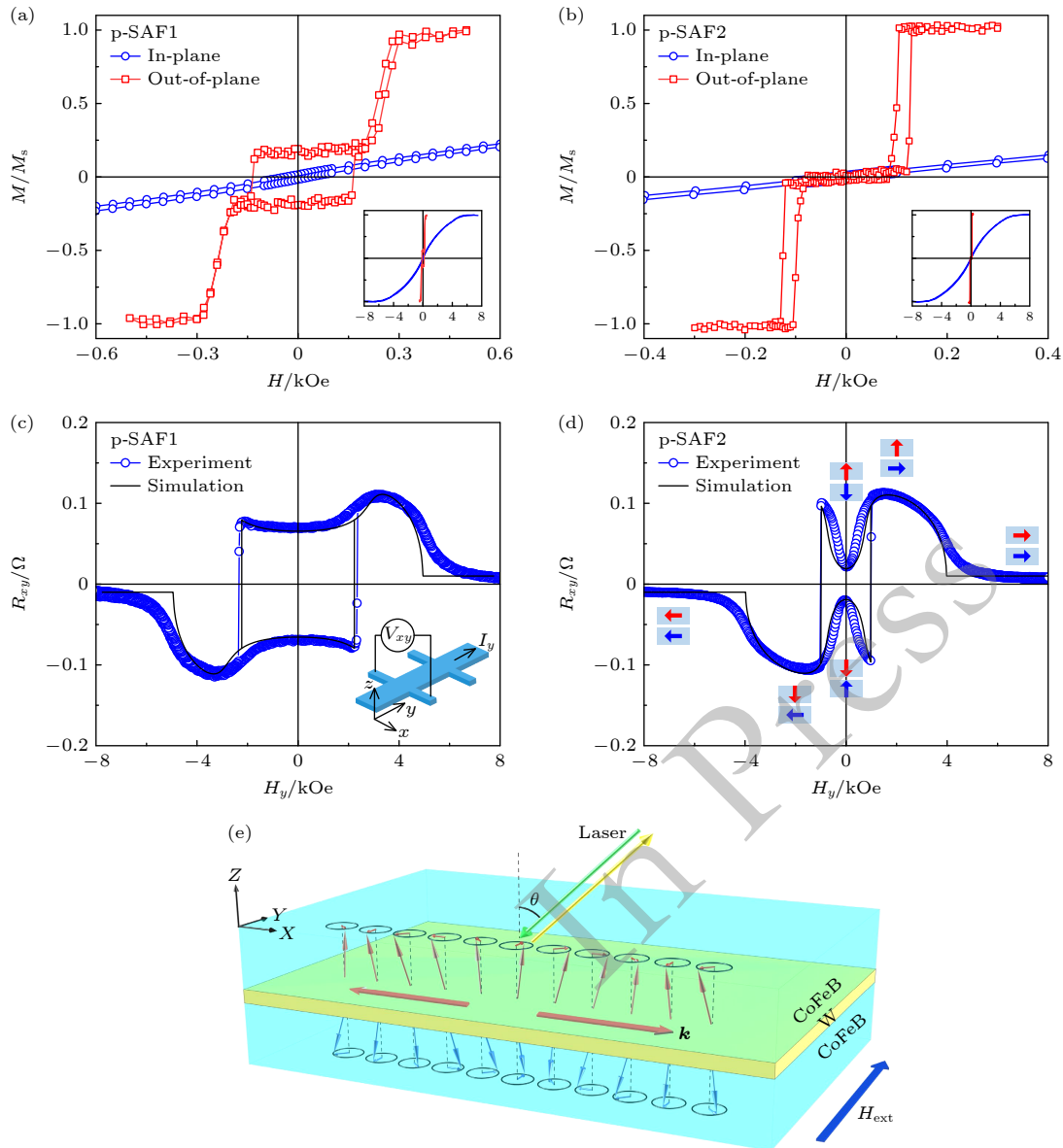
图 3(e) 为利用布里渊光散射 (Brillouin light scattering, BLS) 测试 p-SAF 样品中自旋波传播过

程的示意图. 波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 的激光束入射至样品表面, 并收集背散射光^[25,47,48]. 通过在不同磁场与波矢下测量 BLS 光谱, 得到共振频率随磁场与波矢的变化规律. 图 3(f), (g) 为波矢 $k = 11.8 \mu\text{m}^{-1}$ 下的典型 BLS 光谱. 每条 BLS 谱均包含 4 个峰: 频率为负 (正) 的两个峰分别对应斯托克斯 (Stokes) 模式与反斯托克斯 (anti-Stokes) 模式. 信号幅度更强的低频共振模式为声学模, 信号幅度较弱的高

频共振模式为光学模。

随着磁场增大, 共振频率会发生相应变化, 结果如图 4(a), (d) 所示. 当磁场增大至特定范围, 即 $H_{k1} > H_{\text{ext}} > H_{k2}$ 时, 体系形成 T 态, 此时底层 CoFeB 的磁化强度会沿磁场方向取向, 而顶层 CoFeB 的磁化强度则略微偏离薄膜法向. 在 T 态区间内, 随着磁场增大, 光学模频率先降低后升高, 而声学模频率持续升高, 且声学模与光学模之间发生耦合, 进而产生频率带隙. 数值模拟结果由图 4(a), (d) 中的黑色实线给出, 与实验数据吻合良好. 图 4(b), (c) 给出了共振频率随波矢的变化关系. 实验中将外加磁场设定在特定值, 以保证体系处于 T 型构型. 对于两种 p-SAF 样品, 光学模与声学模的频率均与波矢呈正相关, 这与黑色实

线所示的模拟结果一致. 为分析自旋波传播的非互易性, 定义频率非互易性 $\Delta f = [(f_{\text{Stokes}}^{H+} - f_{\text{Stokes}}^{H-}) + (f_{\text{anti-S}}^{H+} - f_{\text{anti-S}}^{H-})] / 2$, 该式已排除了仪器带来的系统误差. 图 4(e), (f) 为两种样品的频率非互易性随波矢的变化关系. 在 T 态下, Δf 大小在 0.1 GHz 以内. DMI 常数 D 可由公式 $\Delta f = \frac{2\gamma}{\pi M_a} Dk$ 估算得到 [50]. 当 $k = 10 \mu\text{m}^{-1}$ 时, $D = 0.08 \text{ mJ/m}^2$, 该值略小于文献 [51,52] 中报道的数值 (结构为 W/CoFeB, $D = 0.12\text{--}0.68 \text{ mJ/m}^2$), 这可能是由于制备的样品中 W 层与 CoFeB 层的厚度极薄所致. 因此, 较弱的界面 DMI 带来的微小非互易频率偏移可以忽略不计, p-SAF 样品中的自旋波传播可视为互易的.



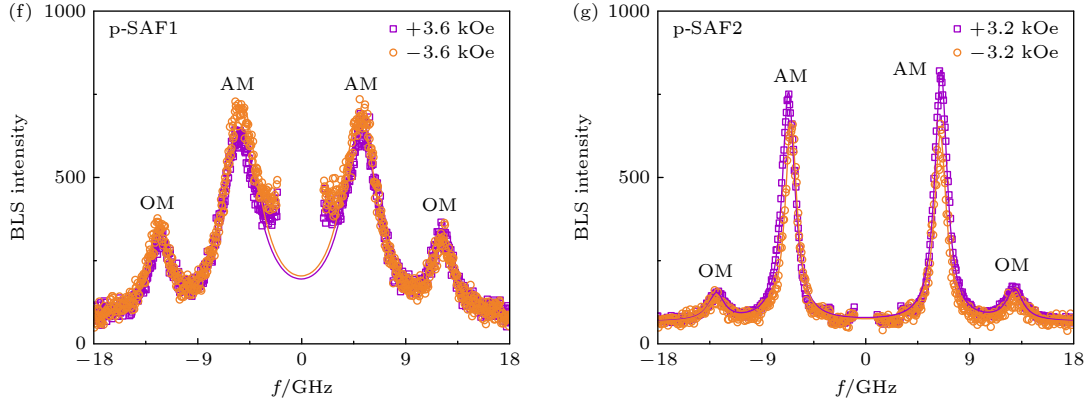


图 3 静态磁特性和 BLS 测试结果^[49] (a) p-SAF1 样品和 (b) p-SAF2 样品在面内和面外磁场下的磁滞回线, 插图展示了更大磁场范围内的回线; (c) p-SAF1 样品和 (d) p-SAF2 样品的反常霍尔电阻随面内磁场的变化关系, 施加的直流电为 +2 mA, 黑色实线代表模拟结果; (e) p-SAF 样品中自旋波传播的示意图; (f) p-SAF1 样品和 (g) p-SAF2 样品在不同外磁场下的 BLS 谱图, 其中 $k = 11.8 \mu\text{m}^{-1}$, 数据通过洛伦兹峰拟合, 如实线所示

Fig. 3. Static magnetic properties and BLS measurement results^[49]: Magnetization hysteresis loops of (a) p-SAF1 and (b) p-SAF2 under the in-plane and out-of-plane magnetic fields, The insets show the large-scale loops; anomalous Hall resistance R_{xy} of (c) p-SAF1 and (d) p-SAF2 plotted as a function of in-plane magnetic field H_y measured with a DC current of +2 mA, The black solid lines represent the simulation results; (e) schematic of the spin wave propagation in p-SAF sample; BLS spectra with wave vector $k = 11.8 \mu\text{m}^{-1}$ for (f) p-SAF1 and (g) p-SAF2 samples at different external magnetic fields, the data are fitted through Lorentz peaks, as shown by solid lines.

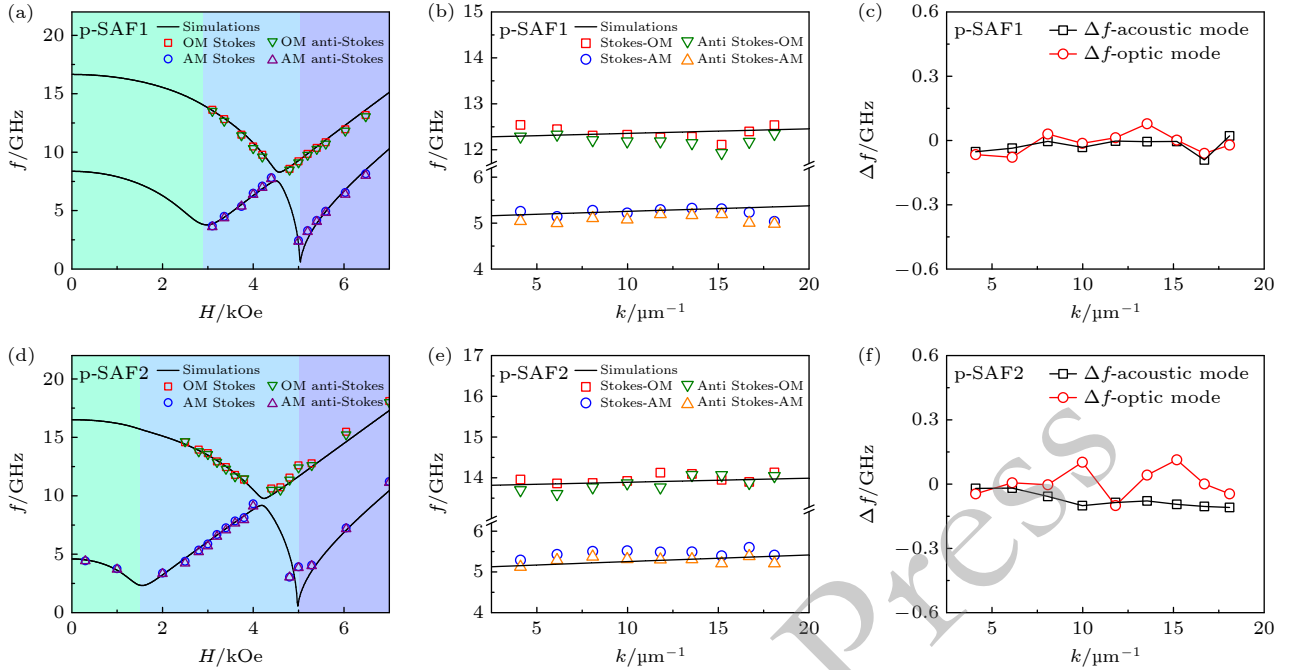


图 4 未补偿和接近补偿样品的自旋波色散关系及互易性^[49] (a) p-SAF1 和 (d) p-SAF2 样品的共振频率和外磁场的依赖关系, 绿色、蓝色和紫色分别代表 AFM、T 态和 FM 态; (b) p-SAF1 和 (e) p-SAF2 样品分别在 $H_{\text{ext}} = +3.6 \text{ kOe}$ 和 $H_{\text{ext}} = +2.8 \text{ kOe}$ 时的共振频率和波矢的依赖关系, 黑色实线代表模拟结果; (c) p-SAF1 和 (f) p-SAF2 样品中频率非互易性 Δf 随波矢的变化关系

Fig. 4. Spin wave dispersion relationship and reciprocity of the uncompensated and nearly compensated samples^[49]: Dependence of resonance frequencies on external magnetic field for (a) p-SAF1 and (d) p-SAF2 samples, green, blue, and purple stand for antiferromagnetic, T-type, and ferromagnetic states, respectively; the dependence of resonance frequency on wave vector for (b) p-SAF1 at $H_{\text{ext}} = +3.6 \text{ kOe}$ and (e) p-SAF2 at $H_{\text{ext}} = +2.8 \text{ kOe}$, The black solid lines represent the simulation results; the frequency nonreciprocity Δf as a function of wave vector for (c) p-SAF1 and (f) p-SAF2 samples.

5 垂直铁磁耦合体系中的自旋波

根据第3节理论模型, 需要降低薄膜的饱和磁化强度以实现更高的耦合强度, 因此本节进一步回顾了具有亚铁磁性的稀土铁石榴石体系的实验结果. 采用具有PMA的TmIG薄膜作为磁性波导进行自旋波传输测试, 分别制备了TmIG单层膜与TmIG三层膜样品. 两种样品的磁滞回线均表现出超过1.0 kOe的强垂直各向异性场, 3层膜由中间层MgO隔开的两个FM层之间形成FM耦合. 随后将薄膜加工为器件, 用于自旋波传输测试. 采用一对地-信号 (ground-signal, GS) 天线实现自旋波的激发与探测, 并通过微波探针将矢量网络分析仪 (vector network analyzer, VNA) 与GS天线相

连, 以进行自旋波色散特性测试. 矢量网络分析仪直接测量复数形式的 S 参数, 同时得到幅值与相位信息, 其中 S_{11} 和 S_{22} 分别代表1端口和2端口的反射参数, S_{21} 和 S_{12} 分别代表从1端口传输到2端口和从2端口传输到1端口的透射参数.

在薄膜面内施加垂直于波矢的外磁场 H_{ext} , 即横向构型时, 共振频率随磁场增大而变化, 当横向磁场大于FM层的饱和场时, 为静磁表面自旋波 (magnetostatic surface spin wave, MSSW). 而后向体静磁自旋波 (backward volume magnetostatic spin wave, BVMSW) 可在纵向构型下传播, 该构型中外加磁场沿薄膜面内平行于波矢方向施加. 图5(a), (b) 分别展示了横向构型下反射参数虚部 $\text{Imag}[S_{11}]$ 与 $\text{Imag}[S_{22}]$ 的等高线图, 从+2.0 kOe

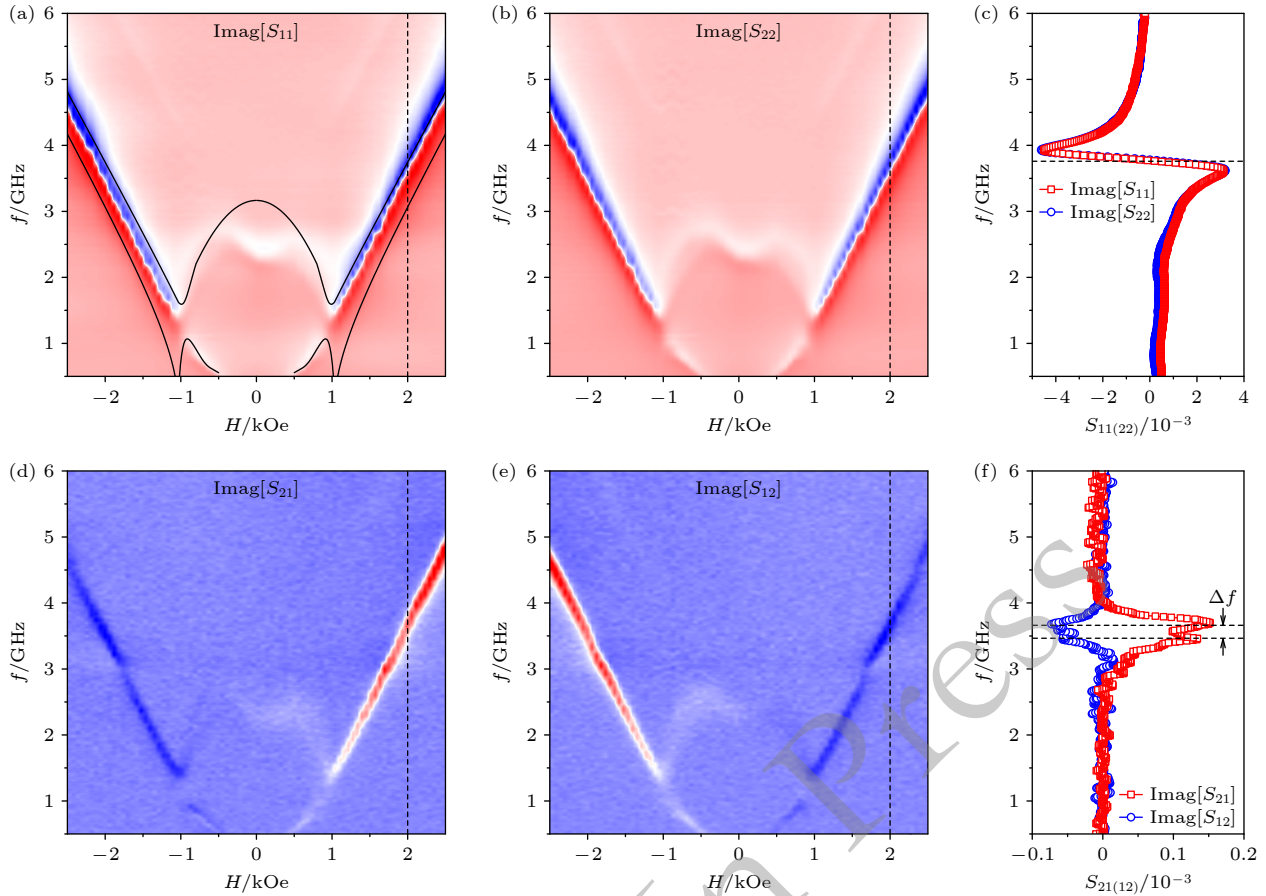


图5 横向构型下TmIG三层膜中的自旋波色散关系^[23] 反射参数(a) S_{11} 和(b) S_{22} 的虚部在扣除非磁性背景信号后的等高线图, 黑色实线代表理论计算的结果; 传输参数(d) S_{21} 和(e) S_{12} 的虚部在扣除非磁性背景信号后的等高线图; (c), (f)在+2.0 kOe外磁场下, 从黑色虚线中提取的 S 参数虚部的谱图

Fig. 5. Spin wave dispersion in TmIG trilayer in transverse configuration^[23]: Contour plot of the imaginary parts of reflection parameters (a) S_{11} and (b) S_{22} after nonmagnetic background subtraction, the black solid lines represent the theoretical calculation result; contour plot of the imaginary parts of transmission parameters (d) S_{21} and (e) S_{12} after nonmagnetic background subtraction; (c), (f) spectra of the imaginary parts of the S -parameters extracted from the black dashed lines in color mapping under the external magnetic field of +2.0 kOe.

处的黑色虚线提取光谱,并在图 5(c) 中给出. 当磁场强度绝对值大于约 1 kOe 时, 两层 FM 层的磁矩沿薄膜面内取向, 色散关系关于零磁场对称. 然而当磁场处于 $-1 \sim +1$ kOe 之间时, 在外加磁场大小相同时, 负磁场下的频率高于正磁场下的频率. 此外, 受磁振子-磁振子耦合效应影响, 高频与低频模式之间出现明显的频率带隙, 该现象在透射信号中同样可观测到. 实验结果与此前的理论计算结果高度吻合, 如图 5(a) 中黑色实线所示.

图 5(d), (e) 分别给出了透射参数虚部 $\text{Imag}[S_{21}]$ 与 $\text{Imag}[S_{12}]$ 的等高线图, 从 +2.0 kOe 处的黑色虚线提取光谱并绘制于图 5(f). 当磁场方向或波矢方向反向时, $\text{Imag}[S_{21}]$ 与 $\text{Imag}[S_{12}]$ 的幅值符号相反, 说明 TmIG 三层膜中的传播自旋波具有显著的振幅非互易性. 这是由于在横向构型中, MSSW 的磁矢势集中在薄膜表面, 当传播方向反转时, MSSW 模式的动态磁化强度最大值会从一个表面切换到另一表面. 此外, 在 +2.0 kOe 下提取的频谱显示频率间隔 $\Delta f \approx 0.18$ GHz, 表明两根天线之

间的磁化进动达到同相, 相位差为 2π . 据此可由 $v_g = \Delta f \cdot d$ 估算群速度^[53], 其中 $d = 10 \mu\text{m}$ 为两天线信号线间距. 计算得 +2.0 kOe 下群速度为 1.8 km/s. 此外还在纵向构型下开展了自旋波测试, 图 7(a), (b) 分别展示了纵向构型下反射参数虚部 $\text{Imag}[S_{11}]$ 与透射参数虚部 $\text{Imag}[S_{21}]$ 的等高线图. 不同的是, 纵向构型下未观测到振幅非互易性, 也未出现由磁振子-磁振子耦合引发的频率带隙, 具体原因将在第 6 节进行详细分析.

6 可开关的磁振子带阻滤波器

基于第 5 节的研究, 进一步介绍可开关的磁振子带阻滤波器的设计和可靠性验证. 图 6(a) 给出了 $H > +1$ kOe 与 $H < -1$ kOe 时透射参数 S_{21} 与 S_{12} 的模值, 结果显示其具有显著的振幅非互易性. 为定量评估振幅非互易性, 定义 $\kappa = \log \left[\frac{\text{Mod}(S_{21})}{\text{Mod}(S_{12})} \right]$, κ 绝对值越大, 振幅非互易性越强. 图 6(b) 为 κ 随外加磁场的变化曲线, 二者近似呈线性依赖. 图 6(c), (d) 为 0.5—2.5 GHz 频段内 $\text{Imag}[S_{21}]$ 与 $\text{Imag}[S_{12}]$

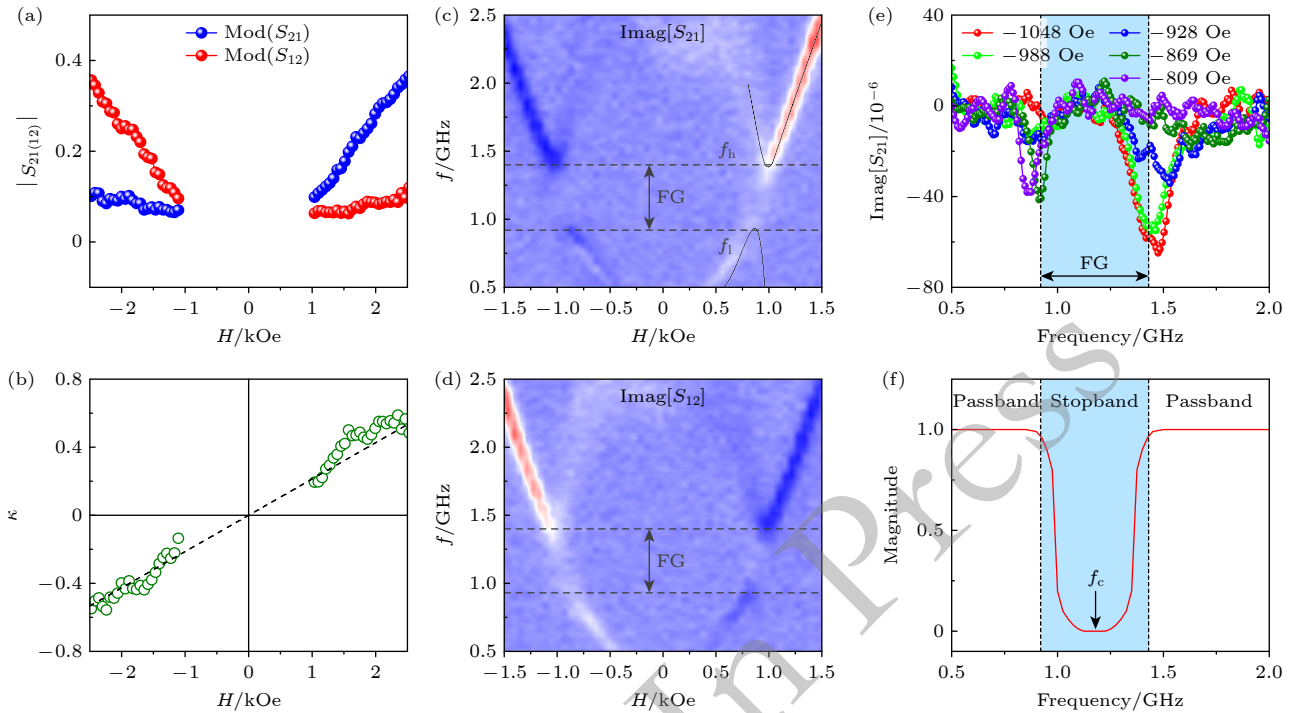


图 6 自旋波的非互易性和磁振子带阻滤波器^[23] (a) $S_{21(12)}$ 的模值随横向磁场的变化关系; (b) 振幅非互易性 κ 随横向磁场的变化关系; (c) $\text{Imag}[S_{21}]$ 和 (d) $\text{Imag}[S_{12}]$ 在 0.5 至 2.5 GHz 频率范围内的等高线图, 黑色实线是理论模拟结果, 虚线标记的是频率带隙; (e) $\text{Imag}[S_{21}]$ 在频率带隙附近的谱图, 阴影区域代表频率带隙; (f) BSF 特性的示意图

Fig. 6. Nonreciprocity of spin wave and magnonic BSF^[23]: (a) The modulus of $S_{21(12)}$ as a function of transverse magnetic field; (b) amplitude nonreciprocity κ as a function of transverse magnetic field; contour plots of (c) $\text{Imag}[S_{21}]$ and (d) $\text{Imag}[S_{12}]$ in the frequency range from 0.5 to 2.5 GHz, the black solid lines are theoretical simulation results and the dashed lines mark the frequency gap; (e) spectra of $\text{Imag}[S_{21}]$ near the FG, and the shaded area represents the FG; (f) sketch map of the characteristics of BSF.

的放大图,可清晰观察到在约 0.9 kOe 磁场附近出现频率带隙,其源于旋转对称性破缺引发的磁振子-磁振子耦合^[22,54,55].理论模拟与实验结果高度吻合,如图 6(c) 中黑色实线所示.耦合强度定义为 $g = |f_h - f_l|/2 = 0.26$ GHz,耦合率定义为 g/f_c ,其中中心频率 $f_c = (f_h + f_l)/2 = 1.17$ GHz^[55].计算得耦合率为 0.22,表明体系达到超强耦合状态,有利于构建基于传播自旋波的混合量子系统^[43,56].此外,如图 6(e) 所示,随磁场逐渐增大,共振信号出现中断,即处于频率带隙范围内的自旋波无法在波导中传播.基于这一特性制备的自旋波器件可被用作磁振子 BSF.如图 6(f) 所示,该磁振子 BSF 具备阻带特性,其中心频率 f_c 为 1.17 GHz,带宽为 0.52 GHz.由于仅横向构型下会产生显著的频率带隙,因此可通过旋转磁场方向并利用这一特性研制

可开关的磁振子 BSF.这一成果将推动磁振子带阻滤波器在信息技术领域的潜在应用.

接着对该磁振子 BSF 的开关功能进行验证.图 7(c) 展示了滤波器的开启与关闭两种工作状态:磁场处于横向构型时,滤波器开启,自旋波无法通过波导;磁场旋转 90°变为纵向构型时,滤波器关闭,自旋波信号可清晰传输.我们还对器件进行重复开关测试以评估其耐用性与可靠性,并记录透射信号,结果如图 7(d) 所示.两种开关状态区分明显且保持稳定,证明该磁振子 BSF 具备稳定的性能.

对比横向与纵向构型可知,二者核心差异在于动态微波场的方向.如图 7(e) 上半部分所示,GS 天线产生的微波场包含平行分量 h_y 与垂直分量 h_z .横向构型下,微波场激发的动态磁化强度 m 位于 Y-Z 平面;纵向构型下则位于 X-Z 平面.微波场的

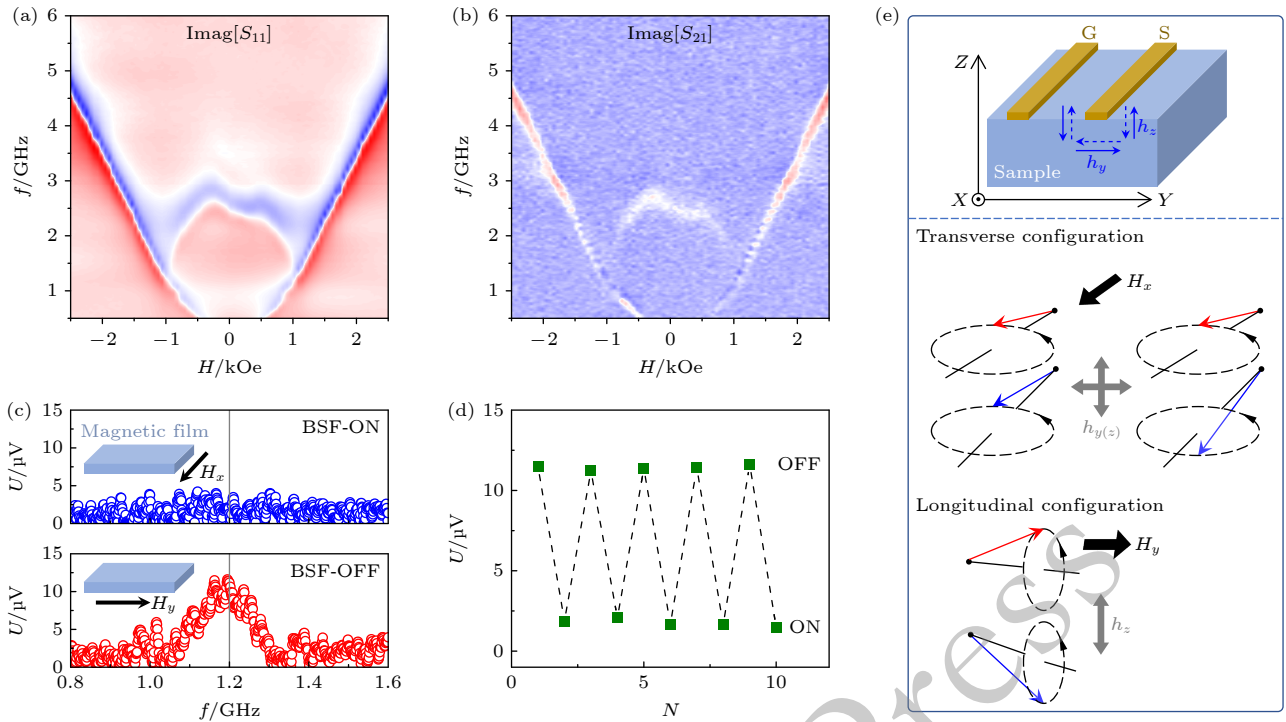


图 7 纵向构型下的自旋波色散关系和磁振子带阻滤波器的可开关性证实^[23] (a) 反射参数 S_{11} 和 (b) 传输参数 S_{21} 的虚部在扣除非磁性背景信号后的等高线图; (c) 磁振子带阻滤波器分别处于开启和关闭状态时的传输信号,插图指示外磁场的方向; (d) 磁振子带阻滤波器的重复切换操作; (e) 不同构型下由微波场激发的自旋波.上半部分为坐标系示意图,其中 Z 轴垂直于膜面, Y 轴与波矢平行,蓝色箭头代表 GS 天线产生的动态微波场;下半部分是横向和纵向构型中磁化进动模式的示意图,红色和蓝色箭头分别代表两层 TmIG 的磁化状态

Fig. 7. Spin wave dispersion in the longitudinal configuration and demonstration of the switchable magnonic BSF^[23]: Contour plot of the imaginary parts of reflection parameters (a) S_{11} and transmission parameters (b) S_{21} after nonmagnetic background subtraction; (c) the transmission signals when the magnonic BSF device is switched on and off, respectively, the insets indicate the directions of the external magnetic field; (d) repetitive switching operations on the magnonic BSF device; (e) spin waves excited by the microwave field in different configurations, upper part represents a coordinate is established, in which the Z axis is normal to the film, Y axis is parallel to the wave vector, blue arrows represent the dynamic microwave fields created by the GS antenna; lower part represents a diagram depicting magnetization precession modes in transverse and longitudinal configurations, red and blue arrows represent the magnetizations in two TmIG layers, respectively.

平行分量 h_y 具有对称性, 而垂直分量 h_z 则会相对于信号线中心位置发生 π 相移, 可分别激发同相与反相共振模式. 如图 7(e) 下半部分所示, 在横向构型中, 可同时激发同相和反相的自旋波模式. 当两层 FM 层中的磁化强度呈非共线排列时, 便会产生磁振子-磁振子耦合, 进而形成频率带隙. 而在纵向构型中, h_y 与磁化方向平行, 无法对磁化强度产生力矩. 有效动态场仅保留 h_z , 因此无法激发磁振子-磁振子耦合. 关于振幅的互易性, 可通过干涉模型予以解释 [57,58]. 在横向构型中, h_z 在信号线两侧呈现 π 相位差, 使两侧的动态磁化强度也产生相移 π . 在信号线的一侧, h_y 激发的动态磁化强度与 h_z 激发的动态磁化强度同相叠加, 导致一个传播方向发生相长干涉, 而另一方向发生相消干涉现象. 因此, MSSW 的振幅表现出非互易性, 且与传播方向相关. 在纵向构型中, 对磁矩产生力矩的有效动态场仅包含 h_z , 使得正反两个方向传播的自旋波振幅相等, 因此振幅是互易的.

7 结 论

本综述全面回顾了我们近期关于磁振子-磁振子耦合、自旋波色散及磁振子器件应用的研究工作, 研究对象包括非共线、垂直铁磁和反铁磁耦合体系. 首先对具有层间交换相互作用的非共线 SAF 中的磁振子-磁振子耦合的理论分析进行概述. 该结构由分别具有垂直磁各向异性与面内磁各向异性的两层 FM 层构成. 基于 LL 方程推导了自旋波色散关系, 由于对称性破缺诱发磁振子-磁振子耦合效应, 体系中出现了频率带隙. 系统研究了饱和磁化强度、交换相互作用、垂直磁各向异性以及波矢对耦合强度的影响规律. 研究发现, 耦合强度对饱和磁化强度高度敏感, 较低的饱和磁化强度可产生更强的耦合强度; 通过选取合适的磁性材料, 能够实现超强耦合区间.

接着介绍了由两层 CoFeB 铁磁层与超薄 W 间隔层构成的 p-SAF 的自旋波色散特性. 采用 BLS 技术, 测试了自旋波色散关系随面内磁场与波矢的变化规律. 在有限磁场范围内观测到两种共振模式, 两层 CoFeB 的磁矩排布可分为反铁磁态与铁磁态两种构型. 此外, 实验还观测到 T 型构型区间: 其中一层 CoFeB 磁化强度沿面内磁场方向排布, 另一层仍保持垂直膜面取向. 频率随波矢的变

化规律表明, 该体系中自旋波的传播具有互易性.

最后回顾了具有 PMA 的 TmIG/MgO/TmIG 三层膜中传播自旋波的实验结果. 当在薄膜面内施加垂直于波矢的外磁场时, 我们清晰地探测到沿波矢方向传播的自旋波, 且自旋波的频散关系中出现由磁振子-磁振子耦合效应产生的频率带隙, 还在传输参数中观测到显著的、与磁场相关的振幅非互易性. 此外, 当磁场平行于波矢施加时, 频率间隙消失, 传输参数的振幅表现互易性. 另外还介绍了我们利用磁场方向调控磁振子耦合的开启与关闭这一特性研制出的可开关的磁振子带阻滤波器, 该器件表现出优异的工作重复性与稳定的性能.

参考文献

- [1] Serga A A, Chumak A V, Hillebrands B 2010 *J. Phys. D-Appl. Phys.* **43** 264002
- [2] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B 2015 *Nat. Phys.* **11** 453
- [3] Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye A O, Krawczyk M, Gräfe J, Adelman C, Cotozana S, Naeemi A, Vasyuchka V I, et al. 2021 *J. Phys. -Condens. Matter* **33** 413001
- [4] Alam M S, Wang C T, Chen J L, Zhang J Y, Liu C P, Xiao J, Wu Y Z, Bi L, Yu H M 2019 *Phys. Lett. A* **383** 366
- [5] Chen J L, Wang C T, Liu C P, Tu S, Bi L, Yu H M 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 212401
- [6] Borst M, Vree P H, Lowther A, Teepe A, Kurdi S, Bertelli I, Simon B G, Blanter Y M, van der Sar T 2023 *Science* **382** 430
- [7] Chumak A V, Kabos P, Wu M, Abert C, Adelman C, Adeyeye A O, Akerman J, Aliev F G, Anane A, Awad A, et al. 2022 *IEEE Trans. Magn.* **58** 1
- [8] Yang X, Wu J, Beguhn S, Nan T, Gao Y, Zhou Z, Sun N X 2013 *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* **23** 184
- [9] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [10] Kanazawa N, Goto T, Sekiguchi K, Granovsky A B, Ross C A, Takagi H, Nakamura Y, Uchida H, Inoue M 2017 *Sci. Rep.* **7** 7898
- [11] Ustinov A B, Lähderanta E, Inoue M, Kalinikos B A 2019 *IEEE Magn. Lett.* **10** 1
- [12] Lachance-Quirion D, Wolski S P, Tabuchi Y, Kono S, Usami K, Nakamura Y 2020 *Science* **367** 425
- [13] Papp Á, Porod W, Csaba G 2021 *Nat. Commun.* **12** 6422
- [14] Wang Q, Chumak A V, Pirro P 2021 *Nat. Commun.* **12** 2636
- [15] Lienenberger L, Kamra A, Maier-Flaig H, Geprägs S, Erb A, Goennenwein S T B, Gross R, Belzig W, Huebl H, Weiler M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 117204
- [16] Chen J L, Yu T, Liu C P, Liu T, Madami M, Shen K, Zhang J, Tu S, Alam M S, Xia K, et al. 2019 *Phys. Rev. B* **100** 104427
- [17] Chen J L, Liu C P, Liu T, Xiao Y, Xia K, Bauer G E W, Wu M, Yu H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 217202
- [18] Adhikari K, Choudhury S, Barman S, Otani Y, Barman A 2021 *Nanotechnology* **32** 395706
- [19] Xiong Y Z, Li Y, Hammami M, Bidthanapally R, Sklenar J, Zhang X F, Qu H W, Srinivasan G, Pearson J, Hoffmann A,

- et al. 2020 *Sci. Rep.* **10** 12548
- [20] Shiota Y, Taniguchi T, Ishibashi M, Moriyama T, Ono T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 017203
- [21] Sud A, Koike Y, Iihama S, Zollitsch C, Mizukami S, Kurebayashi H 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 032403
- [22] MacNeill D, Hou J T, Klein D R, Zhang P, Jarillo-Herrero P, Liu L 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 047204
- [23] Li Z M, Jiang S, Li F, Fan Y X, Wang Q W, Zhang T F, Zhao Q, Wang J B, Liu Q F, Yu G Q, Peng Y, Zhang J W, Wei J W 2026 *Adv. Funct. Mater.* **36** e26781
- [24] Brächer T, Boulle O, Gaudin G, Pirro P 2017 *Phys. Rev. B* **95** 064429
- [25] Song W J, Wang X S, Jia C, Wang X, Jiang C, Xue D, Chai G 2021 *Phys. Rev. B* **104** 014402
- [26] Kong X J, Song W J, Li C Z, Ong C K, Chai G Z 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 122402
- [27] Sud A, Yamamoto K, Suzuki K Z, Mizukami S, Kurebayashi H 2023 *Phys. Rev. B* **108** 104407
- [28] Zhang W, Xiong Y Z, Hu J M, Sklenar J, Subedi M M, Jungfleisch M B, Bhat V S, Li Y, Liu L Q, Wang Q Y, Luo Y Q, Bae Y J, Flebus B 2026 *npj Spintronics* **4** 11
- [29] Ruderman M A, Kittel C 1954 *Phys. Rev.* **96** 99
- [30] Kasuya T 1956 *Prog. Theor. Phys.* **16** 45
- [31] Yosida K 1957 *Phys. Rev.* **106** 893
- [32] Grünberg P, Schreiber R, Pang Y, Brodsky M B, Sowers H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2442
- [33] Majkrzak C F, Cable J W, Kwo J, Hong M, McWhan D B, Yafet Y, Waszczak J V, Vettier C 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2700
- [34] Salamon M B, Sinha S, Rhyne J J, Cunningham J E, Erwin R W, Borchers J, Flynn C P 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 259
- [35] Parkin S S P, More N, Roche K P 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304
- [36] Jungwirth T, Marti X, Wadley P, Wunderlich J 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 231
- [37] Duine R A, Lee K-J, Parkin S S P, Stiles M D 2018 *Nat. Phys.* **14** 217
- [38] Baltz V, Manchon A, Tsoi M, Moriyama T, Ono T, Tserkovnyak Y 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005
- [39] Sud A, Zollitsch C W, Kamimaki A, Dion T, Khan S, Iihama S, Mizukami S, Kurebayashi H 2020 *Phys. Rev. B* **102** 100403
- [40] Zare Rameshti B, Viola Kusminskiy S, Haigh J A, Usami K, Lachance-Quirion D, Nakamura Y, Hu C M, Tang H X, Bauer G E W, Blanter Y M 2022 *Phys. Rep.* **979** 1
- [41] Zhang T F, Wang Q W, Chen M, Dong J, Zhao Q, Li Z M, Liu Q F, Wang J B, Wei J W 2025 *Chin. Phys. B* **34** 057201
- [42] Yuan H Y, Cao Y, Kamra A, Duine R A, Yan P 2022 *Phys. Rep.* **965** 1
- [43] Awschalom D D, Du C R, He R, Heremans F J, Hoffmann A, Hou J, Kurebayashi H, Li Y, Liu L, Novosad V, Sklenar J, Sullivan S E, Sun D L, Tang H, Tyberkevych V, Trevillian C, Tsen A W, Weiss L R, Zhang W, Zhang X F, Zhao L Y, Zollitsch C W 2021 *IEEE Trans. Quantum Eng.* **2** 1
- [44] Niemczyk T, Deppe F, Huebl H, Menzel E P, Hocke F, Schwarz M J, Garcia-Ripoll J J, Zueco D, Hümmer T, Solano E, Marx A, Gross R 2010 *Nat. Phys.* **6** 772
- [45] Frisk Kockum A, Miranowicz A, De Liberato S, Savasta S, Nori F 2019 *Nat. Rev. Phys.* **1** 19
- [46] Ishibashi M, Shiota Y, Li T, Funada S, Moriyama T, Ono T *Sci. Adv.* **6** eaaz6931
- [47] Sandweg C W, Jungfleisch M B, Vasyuchka V I, Serga A A, Clausen P, Schultheiss H, Hillebrands B, Kreisel A, Kopietz P 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 073902
- [48] Song W J, Wang X S, Wang W F, Jiang C J, Wang X R, Chai G Z 2020 *Phys. Status. Solidi RRL* **14** 2000118
- [49] Zhang T, Li C, Zhao Q, Li Z, Wang Q, Yu G, Han X, Chai G, Zhang S, Liu Q, et al. 2024 *Phys. Rev. B* **109** 054406
- [50] Chaurasiya A K, Choudhury S, Sinha J, Barman A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 014008
- [51] Soucaille R, Belmeguenai M, Torrejon J, Kim J V, Devolder T, Roussigné Y, Chérif S M, Stashkevich A A, Hayashi M, Adam J P 2016 *Phys. Rev. B* **94** 104431
- [52] Jaiswal S, Litzius K, Lemesh I, Büttner F, Finizio S, Raabe J, Weigand M, Lee K, Langer J, Ocker B, et al. 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 022409
- [53] Yu H M, Huber R, Schwarze T, Brandl F, Rapp T, Berberich P, Duerr G, Grundler D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 262412
- [54] Li M, Lu J, He W 2021 *Phys. Rev. B* **103** 064429
- [55] Wang Y Q, Zhang Y, Li C Z, Wei J W, He B, Xu H J, Xia J H, Luo X M, Li J H, Dong J, He W Q, Yan Z R, Yang W L, Ma F S, Chai G Z, Yan P, Wan C H, Han X F, Yu G Q 2024 *Nat. Commun.* **15** 2077
- [56] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Glöppe A, Usami K, Nakamura Y 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 070101
- [57] Schneider T, Serga A A, Neumann T, Hillebrands B, Kostylev M P 2008 *Phys. Rev. B* **77** 214411
- [58] Nakayama M, Yamanoi K, Kasai S, Mitani S, Manago T 2015 *Jpn. J. Appl. Phys.* **54** 083002

SPECIAL TOPIC—The 80th Anniversary of Physics at Lanzhou University

Magnonic band-stop filters based on magnon-magnon coupling effect^{*}

WANG Quwen ZHANG Tengfei LI Zimu LIU Qingfang

WANG Jianbo[†] WEI Jinwu[‡]

(*Key Laboratory of Magnetism and Magnetic Functional Materials, Ministry of Education,
School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 17 May 2026; revised manuscript received 26 June 2026)

Abstract

Magnon-based electronic devices can transmit information and energy via the transfer of spin angular momentum without relying on the movement of charge, thereby providing material and physical foundations for the research and development of low-power devices. This paper summarizes the research on magnon-magnon coupling effect, spin wave dispersion relation and the corresponding device applications in perpendicularly magnetized multilayer systems. First, a magnetization dynamics model is established based on the Landau-Lifshitz equation for coupled multilayer systems with perpendicular magnetic anisotropy. It is verified that symmetry breaking serves as the core mechanism of magnon-magnon coupling. Then, the magnon-magnon coupling effect and frequency gap under the T-type magnetic configuration are observed in two perpendicularly magnetized systems, and the nonreciprocity of spin waves is investigated. Finally, on the basis of theoretical and experimental research, device applications are further developed. By regulating the ON and OFF states of magnon-magnon coupling via magnetic field orientation, a switchable magnonic band-stop filter device is successfully fabricated, which demonstrates excellent operational repeatability and stable performance. This work summarizes the investigation path from physical mechanism, material system to device design, providing theoretical foundations and technical schemes for low-power magnon information processing and microwave functional devices.

Keywords: spin wave, magnon–magnon coupling, perpendicular magnetic anisotropy, band-stop filter

DOI: [10.7498/aps.75.20260703](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260703)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260703](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260703)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52201290), the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 24JRRA402), and the Open Project Foundation of Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics (Grant No. 2025BNLCMPKF008).

[†] Corresponding author. E-mail: wangjb@lzu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: weijw@lzu.edu.cn