

## 专题: 应用磁学

## 铁磁金属薄膜体系中的各向异性磁阻尼\*

刘文文<sup>1)2)</sup> 雷明月<sup>1)2)</sup> 马子骐<sup>1)2)</sup> 吴欢<sup>1)2)</sup> 徐展<sup>3)</sup> 刘二<sup>1)2)†</sup>

1) (南京理工大学, MIIT 先进金属和金属间化合物材料技术工信部重点实验室, 南京 210094)

2) (南京理工大学材料科学与工程学院, 南京 210094)

3) (南京理工大学安全科学与工程学院, 南京 210094)

(2025 年 12 月 12 日收到; 2026 年 1 月 4 日收到修改稿)

磁阻尼是描述磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  在偏离平衡方向后, 如何耗散能量并最终回到平衡状态的物理参数, 直接决定自旋电子器件的能量损耗与响应速率. 传统上, 磁阻尼被视为各向同性的材料常数. 然而, 随着材料体系进入纳米薄膜尺度, 维度降低与界面效应打破了空间对称性, 实验发现磁阻尼的大小强烈依赖于磁化方向, 引发了从标量到张量的认知转变. 本文从发展历史、材料体系、物理机制、调控技术及表征方法等方面, 系统综述该领域研究进展. 不仅深化了对磁弛豫微观机制的理解, 更为通过材料工程调控铁磁金属的磁动力学特性及相关自旋电子器件性能提供了路径.

**关键词:** 各向异性磁阻尼, 铁磁薄膜, 自旋电子器件

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251709

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251709

## 1 引言

铁磁金属薄膜作为现代自旋电子学器件的核心功能材料, 在磁随机存取存储器、自旋扭矩振荡器及磁传感器中发挥着不可替代的作用<sup>[1-4]</sup>. 这些器件的性能在很大程度上取决于材料中磁化动力学的弛豫过程, 即磁阻尼特性的本质是自旋角动量向晶格、轨道等其他自由度传递的效率表征. 磁阻尼在自旋电子学新兴应用中具有关键作用, 其不仅决定磁化进动的能量弛豫速率<sup>[5-7]</sup>, 还调控磁化切换的临界电流<sup>[5,8-10]</sup>、畴壁运动速度<sup>[11]</sup>以及自旋波传播<sup>[11,12]</sup>.

本征磁阻尼(吉尔伯特阻尼)是一个张量而非标量, 这意味着可能存在旋转或取向各向异性现象. 早期关于磁阻尼各向异性的研究大多被双磁振子散射和磁场-磁化错位导致的谱线展宽所掩盖<sup>[13-16]</sup>, 然而近年来, 越来越多的研究表明, 在低

对称性晶体结构(如六方晶系钴基薄膜)或特殊界面(如铁磁/非磁异质结)中, 通过铁磁共振(ferromagnetic resonance, FMR)谱线的角度依赖性测量, 明确观测到磁阻尼系数对晶体取向、磁场方向或自旋取向的显著依赖, 即磁阻尼各向异性<sup>[17-20]</sup>. 磁阻尼

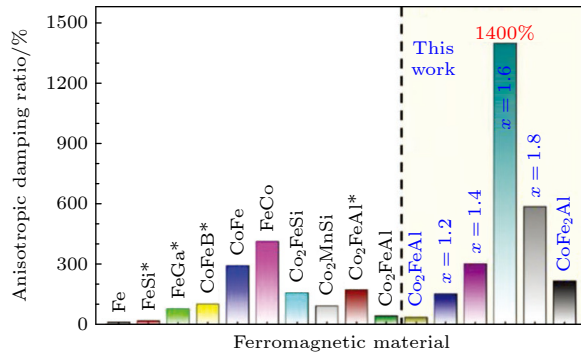


图 1 室温下铁磁薄膜各向异性阻尼比<sup>[21]</sup>

Fig. 1. Anisotropic damping ratio for ferromagnetic films at room temperature<sup>[21]</sup>.

\* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 51601093)、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: 30923010923, 30925010323)和江苏省卓越博士后计划(批准号: 2024ZB688)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ericliu@njjust.edu.cn

各向异性的研究不仅深化了对磁弛豫微观机制的理解,更为器件性能的精准调控提供了全新自由度.图 1 为常见铁磁金属薄膜体系各向异性阻尼比<sup>[21]</sup>.

铁磁金属薄膜中的磁阻尼各向异性研究是自旋电子学领域的关键问题之一.本文系统梳理了该现象的研究进展,从历史突破、材料体系分类、物理机制、调控策略、表征方法到未来展望,为高性能自旋电子器件的设计提供理论指导.

## 2 各向异性磁阻尼的发展历程

各向异性磁阻尼的研究历程与理论模型和实验技术的发展相关.从最初的理论预言到实验验证与系统研究,再到现在的应用导向探索,大约经历了 3 个主要阶段.

### 2.1 理论预言阶段

在早期 (20 世纪) 关于磁动力学的研究中,理论描述主要采用唯象的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程<sup>[22,23]</sup>,其中磁阻尼被处理为一个等效的耗散力矩,尚未建立起与材料电子结构及自旋-轨道耦合相互作用之间的微观联系.随着呼吸费米面模型<sup>[24,25]</sup>、力矩关联模型<sup>[26]</sup>、散射理论<sup>[27,28]</sup>以及线性响应理论中的力矩-力矩关联方法等微观理论模型的发展,人们逐渐认识到磁阻尼的微观机制与自旋-轨道耦合、费米面附近的态密度以及电子动量散射时间等因素密切相关.然而,在上述理论框架中,磁阻尼通常被视为一个各向同性的标量,即其大小不随磁化方向或晶格取向而变化.尽管如此,近年来部分理论工作表明在单晶铁磁材料如单晶镍、铁、钴等元素铁磁体可能存在各向异性电子结构导致的磁阻尼各向异性<sup>[17-20]</sup>.然而,由于电子散射作用下能带发生弥散,各向异性电子结构及由此产生的各向异性磁阻尼可被显著削弱,这使得在块体材料中各向异性磁阻尼的实验观测难度较大.

### 2.2 实验验证与系统研究阶段

过去的二十年里,研究者们一直致力于对各向异性磁阻尼的存在进行实验上的观测与验证.通过角度与频率依赖的铁磁共振测量,已在单晶铁<sup>[29,30]</sup>以及单晶  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  赫斯勒合金薄膜体系中<sup>[31]</sup>,观测到磁阻尼的大小随磁化方向与晶体晶轴的相对取向变化的现象.然而,上述在单晶铁磁

材料中观察到的各向异性磁阻尼,均依赖于铁磁共振线宽随微波频率或外磁场角度的变化关系,其分析仍面临多种因素的干扰:例如,单晶平面内的磁各向异性可能引入磁拖曳效应<sup>[32]</sup>,长程缺陷可能导致磁马赛克效应<sup>[33]</sup>,同时双磁子散射也可能对铁磁共振线宽产生贡献<sup>[34]</sup>.这些因素的存在,使得对本征吉尔伯特阻尼各向异性行为的确认仍存争议.

随着自旋电子学的蓬勃发展,特别是自旋-转移力矩 (spin-transfer torque, STT) 和自旋-轨道力矩 (spin-orbit torque, SOT) 效应的发现,这一时期对磁阻尼各向异性的研究取得了显著进展.自旋-轨道耦合 (spin-orbit coupling, SOC) 是阻尼各向异性的内在物理核心. SOC 通过影响费米面附近电子态密度的方向性,导致电子弛豫时间的各向异性,从而在宏观上表现出磁阻尼的各向异性行为.实验上也成功地在 Fe/GaAs (001) 超薄单晶薄膜<sup>[35]</sup>中观测到了具有  $C_{2v}$  对称性的各向异性磁阻尼,并将其归因于界面 Rashba 和 Dresselhaus 自旋-轨道相互作用导致的电子能带密度的各向异性,显著推动了各向异性磁阻尼的后续研究.

此外,随着多层膜结构在自旋电子器件中的应用,界面效应对阻尼各向异性的贡献成为研究热点.例如,在 Fe/ $\alpha$ -GeTe<sup>[36]</sup>, Fe/ $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ <sup>[37]</sup> 等多层膜体系中,界面处的自旋-轨道耦合<sup>[38,39]</sup>和自旋泵浦效应 (铁磁层中的自旋角动量耗散到非磁层)<sup>[40,41]</sup>导致非本征阻尼各向异性<sup>[42]</sup>.界面效应的研究不仅深化了对阻尼来源的理解,也为通过界面工程<sup>[43]</sup>调控阻尼提供了可能.

### 2.3 应用导向阶段

近年来,随着自旋电子器件向低功耗、高稳定性方向发展,磁阻尼各向异性的研究更加注重应用需求.通过材料工程 (如 Fe-Co-Ni 合金薄膜的成分设计,如图 2(a)–(c) 所示)<sup>[44]</sup>、界面设计<sup>[36]</sup>乃至应力工程等手段对阻尼各向异性进行有效控制,以满足不同器件的需求.

在这一阶段,多尺度表征技术与微磁学模拟的结合成为主流研究方法.例如,通过时间分辨磁光克尔效应 (time-resolved magneto-optic Kerr effect, TR-MOKE) 与微磁模拟结合<sup>[45]</sup>,可以解析纳米条带中不同位置的阻尼各向异性分布.在理论模型上,进一步的发展体现在对 LLG 方程的修正,例如引入各向异性的阻尼项,以更精确地描述在强自

旋-轨道耦合材料 (如某些单晶磁性绝缘体) 中观察到的巨大阻尼各向异性现象<sup>[46]</sup>.

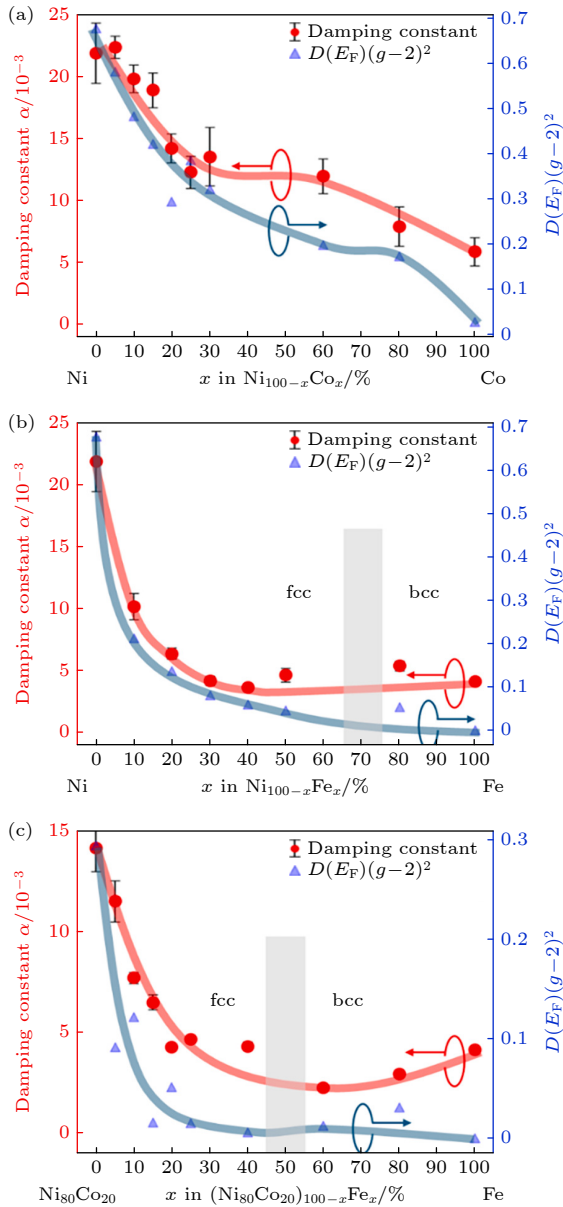


图2 阻尼常数  $\alpha$  (红色曲线, 左轴) 和  $D(E_F)(g-2)^2$  (蓝色曲线, 右轴) 随成分的变化 (a) Ni-Co 合金<sup>[44]</sup>; (b) Ni-Fe 合金<sup>[44]</sup>; (c)  $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ -Fe 合金, Co 的数值对应于 Co-(i) 薄膜 (面心立方结构的 Co)<sup>[44]</sup>

Fig. 2. Composition dependence of the damping constant  $\alpha$  (red plot, left axis) and  $D(E_F)(g-2)^2$  (blue plot, right axis): (a) Ni-Co<sup>[44]</sup>; (b) Ni-Fe<sup>[44]</sup>; (c)  $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ -Fe; the value of Co was used for Co-(i) film (fcc Co)<sup>[44]</sup>.

### 3 各向异性磁阻尼的研究体系

根据材料结构和成分特点, 铁磁金属薄膜体系可分为两大类, 每类中各向异性磁阻尼表现出不同的规律和机制.

#### 3.1 单一铁磁金属薄膜体系

单一组分的铁磁金属薄膜 (如 Fe, Co, Ni 及其传统合金 NiFe, CoFe 等) 的各向异性磁阻尼<sup>[17-20]</sup>, 主要源于其晶体结构对称性所决定的本征自旋-轨道耦合 (SOC) 作用. 在这种体系中, 阻尼的各向异性与磁晶各向异性 (magnetic anisotropic energy, MAE) 都来源于自旋-轨道耦合. 自旋-轨道耦合的强度在不同晶向上存在差异, 导致磁矩在沿不同晶体方向进动时, 其能量耗散到晶格的速率也不同, 从而表现为阻尼因子的各向异性<sup>[35]</sup>. Li 等<sup>[47]</sup> 报道了在外延生长的 CoFe 薄膜中, 存在巨大的吉尔伯特阻尼 (Gilbert damping) 各向异性, 其最大与最小阻尼值的比率高达 400%, 如图 3 所示. 该阻尼各向异性是由材料体相立方晶格中 SOC 的各向异性所导致. 这与超薄 Fe 薄膜中发现的各向异性电子态密度不同<sup>[35]</sup>. 此外, Yilgin 等<sup>[31]</sup> 的研究表明, 外延生长于 MgO(100) 衬底的  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  薄膜, 其吉尔伯特阻尼常数存在显著各向异性, 即其数值依赖于测量时所沿的晶体学方向, 沿 [100] 方向的阻尼常数  $\alpha$  为 0.003, 而沿 [110] 方向的  $\alpha$  为 0.006, 上述各向异性磁阻尼同样源于自旋-轨道相互作用, 这种相互作用将自旋与晶格耦合, 产生的各向异性的  $g$  因子可能是导致吉尔伯特阻尼各向异性的原因.

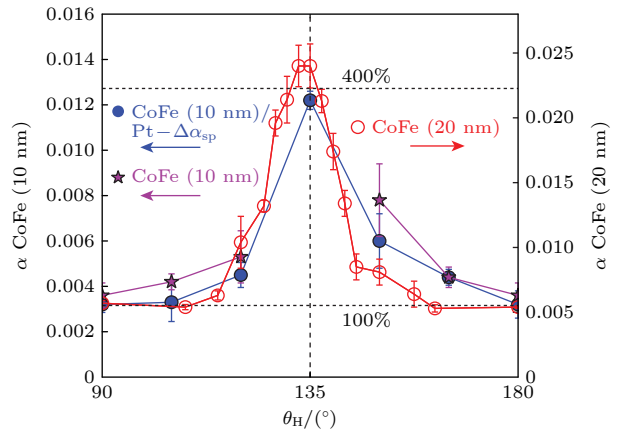


图3 CoFe(10 nm) 和 CoFe(20 nm) 薄膜的磁阻尼及其各向异性, 出自文献<sup>[47]</sup>, 已获得授权

Fig. 3. Damping and its anisotropy for CoFe(10 nm) and CoFe(20 nm), reproduced with permission from Ref. <sup>[47]</sup>.

#### 3.2 铁磁/非磁多层膜体系

当铁磁 (FM) 薄膜与非磁 (NM) 材料 (特别是重金属或拓扑材料) 形成异质结时, SOC、双磁子散射 (two-magnon scattering, TMS)<sup>[48,49]</sup> 以及自

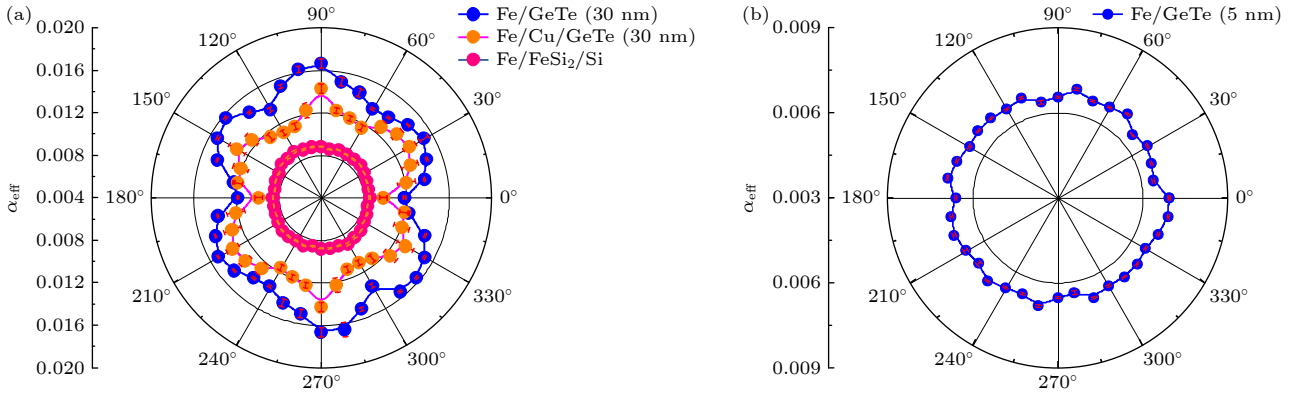


图 4 Fe/ $\alpha$ -GeTe 的各向异性磁阻尼 (a) Fe/ $\alpha$ -GeTe(30 nm), Fe/Cu/ $\alpha$ -GeTe(30 nm) 和参考样品 Fe/FeSi<sub>2</sub>/Si 的阻尼随角度变化的关系分别用蓝色、橙色和红色圆圈表示; (b) Fe/ $\alpha$ -GeTe(5 nm) 的各向同性阻尼; 出自文献 [55], 已获得授权

Fig. 4. Anisotropic damping of Fe/ $\alpha$ -GeTe: (a) The angular dependence of the damping of Fe/ $\alpha$ -GeTe (30 nm), Fe/Cu/ $\alpha$ -GeTe (30 nm), and reference sample Fe/FeSi<sub>2</sub>/Si are shown by the blue, orange, and red circles, respectively; (b) the isotropic damping of Fe/ $\alpha$ -GeTe (5 nm), reproduced with permission from Ref. [55].

旋泵浦 (spin pumping, SP) 效应 [41,50-54] 等界面效应成为诱导各向异性磁阻尼的主导因素, 它们通过改变界面处的有效自旋-轨道耦合强度和非平衡自旋流输运行为, 从而在空间上呈现各向异性. Yang 等 [55] 研究发现, 30 nm 厚的 GeTe 具有六次对称的体能带结构, 该结构使得 Fe/GeTe 异质结中的阻尼因子呈现出对应的六次对称各向异性, 如图 4(a) 所示; 而 5 nm 厚的 GeTe 能带近乎各向同性, 其异质结的阻尼因子也表现为各向同性, 如图 4(b) 所示. 进一步研究发现 GeTe 的表面态与 Fe 的能带发生杂化, 杂化强度具有各向异性, 从而直接导致磁阻尼因子各向异性 [36].

## 4 各向异性磁阻尼的影响因素与物理机制

### 4.1 本征机制

晶体结构与取向是决定本征磁阻尼各向异性的核心因素. 不同晶体结构 (立方、六方、四方) 具有特定的对称性, 从而决定了自旋-轨道耦合和晶体场作用的方向性. Chen 等 [35,56] 报道了 Fe/GaAs (001) 体系中具有显著的各向异性磁阻尼, 他们将阻尼各向异性归因于费米能级处的各向异性态密度. Xia 等 [57] 研究了 Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> 本征吉尔伯特阻尼对磁化方向 ( $M$  取向) 的依赖性. 本征吉尔伯特阻尼表现出巨大的各向异性, 当  $M$  沿不同晶向时各向异性比率超过 300%, 如图 5(a), (b) 所示. 这种

巨大的阻尼各向异性可归因于不同晶向的各向异性自旋-轨道耦合.

磁各向异性与磁阻尼各向异性之间存在密切的物理联系. 磁各向异性决定了磁矩的易轴和难轴方向, 而磁矩的弛豫速率则与磁矩相对于这些特征方向的取向相关. 在 CoFeB/IrMn<sub>3</sub> 双层结构中 [58], 由于界面交换耦合作用, 体系表现出四重对称的磁各向异性, 相应地磁阻尼也呈现明显的四重各向异性; 当通过插入铜间隔层减弱界面交换耦合后, 这种四重对称性消失, 转变为单轴对称性, 证明了磁各向异性与磁阻尼各向异性的直接关联.

### 4.2 非本征机制

界面效应在多层膜结构中对各向异性磁阻尼有重要影响. 铁磁/非磁异质结中的界面自旋混合电导、界面磁矩耦合以及界面自旋-轨道耦合等因素均可导致各向异性磁阻尼的产生. 双磁子散射效应 [59-61]、自旋-轨道耦合作用和自旋泵浦作用各向异性特性可以解释磁阻尼的各向异性行为. 在由超薄铁磁层构成的重金属/铁磁体/氧化物异质结构 (如 Ta/CoFeB/MgO) 中, 由于存在强烈的界面 SOC 和界面粗糙度 [62], TMS 的显著贡献来自 HM/FM 界面. Chen 等 [63] 通过分子束外延技术在 MgO(001) 衬底上生长了外延 Co<sub>2</sub>FeAl 薄膜, 其有效磁阻尼表现出显著的各向异性行为, 主要归因于双磁子散射机制. 而 Behera 等 [64] 报道了在  $\beta$ -Ta/Py 双层膜中, 有效磁阻尼表现出显著的面内各向异性. 该现象源于自旋波诱导的自旋泵浦效应以

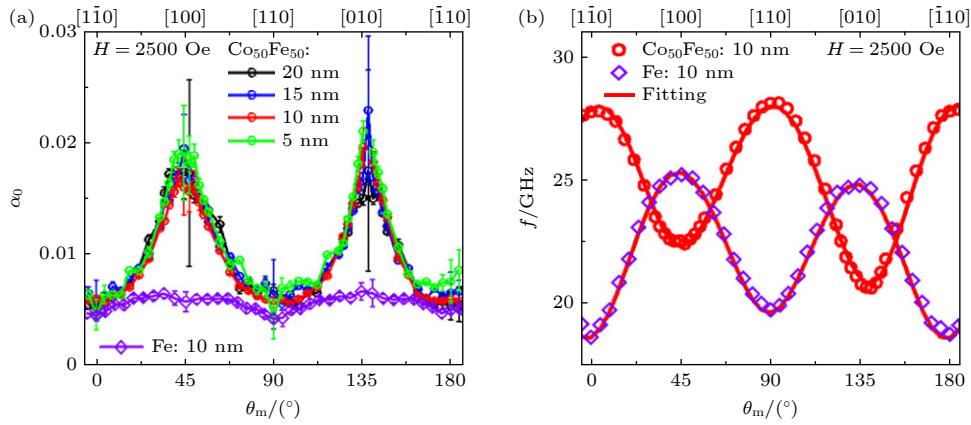


图 5 磁阻尼与共振频率随磁化方向的变化 (a) 不同厚度的  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  薄膜及 10 nm Fe 薄膜的吉尔伯特阻尼系数  $\alpha_0$  随磁化角  $\theta_m$  的变化; (b) 10 nm 厚  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  薄膜与 Fe 薄膜的进动频率随磁化方向的变化, 其中红色实线为对应的拟合曲线; 出自文献 [57], 已获得授权

Fig. 5. Damping and frequencies as a function of magnetization orientation: (a) Gilbert damping coefficient  $\alpha_0$  as a function of  $\theta_m$  for the  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  film with different thickness and a 10 nm Fe film; (b) precession frequencies as a function of magnetization orientation from the  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  and Fe films with a thickness of 10 nm, where the red solid lines are the fitting curves; reproduced with permission from Ref. [57].

及  $\beta\text{-Ta}$  界面诱导的各向异性, 并且其强度具有明显的厚度依赖性. Yang 等 [32] 报道了厚度为 8 MLs 的 Fe 薄膜, 沿方向 [110] 的磁阻尼常数比  $[\bar{1}10]$  方向增大 66%, 显示出磁阻尼的单轴各向异性, 阻尼常数的各向异性在厚度超过 15MLs 的 Fe 薄膜中消失, 表明阻尼各向异性源于 Fe 与 GaAs 之间的强自旋-轨道耦合作用.

### 5 各向异性磁阻尼的调控手段与策略

基于对各向异性磁阻尼物理机制的深入理解, 研究者们发展了多种有效的调控策略, 为自旋电子器件的性能优化提供了丰富的手段.

#### 5.1 工艺调控

薄膜的制备工艺参数对其微观结构和阻尼各向异性有显著影响. 通过优化沉积条件 (如溅射功率、气压、基底温度) 可以调整薄膜的晶粒尺寸与取向. Zhang 等 [65] 在有序  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  薄膜中发现, 阻尼各向异性因子  $Q$  的符号会随温度降低而发生反转, 即由正变负, 如图 6 所示, 其源于体相自旋-轨道耦合与界面双磁子散射两种机制的竞争. 此外在  $\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  中 [66], 低温 (4.5 K) 能显著增强吉尔伯特阻尼的各向异性. 其各向异性因子  $Q$  值从室温下的 10%—20% 增大至 60%—90%, 且不依赖于外磁场. 该现象可通过呼吸费米面模型解释.

类似地, 溅射气压和  $\text{N}_2$  分压的变化会影响薄膜的晶粒尺寸和内应力, 从而改变阻尼各向异性.

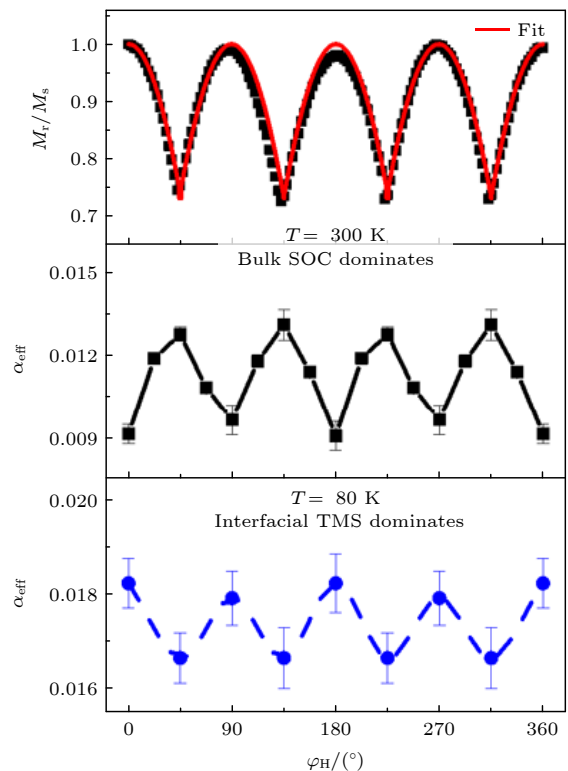


图 6 剩磁比数据点与拟合曲线 (红色实线), 以及在  $T = 80\text{ K}$  和  $T = 300\text{ K}$  温度下, 有效阻尼  $\alpha_{\text{eff}}$  随外磁场方向角的变化, 出自文献 [65], 已获得授权

Fig. 6. Angular remanence ratio data points and the fitted curve (red solid line); the effective damping  $\alpha_{\text{eff}}$  as a function of angle of the applied magnetic field for  $T = 80\text{ K}$  and  $T = 300\text{ K}$ , reproduced with permission from Ref. [65].

## 5.2 成分调控

通过调整合金元素比例可以调节铁磁薄膜的电子结构和自旋相互作用, 从而实现对各向异性磁阻尼的精准控制. 由于磁阻尼和磁各向异性均与磁性合金的成分密切相关 [67,68], Jhajhria 等 [69] 在通过改变 Co 和 Fe 的相对成分来增强阻尼各向异性, 同时保持不同非晶态 CoFeB 薄膜中的硼含量, 如图 7(a), (b) 所示. Wang 等 [21] 也通过调控  $\text{Co}_{3-x}\text{Fe}_x\text{Al}$  合金成分, 在  $\text{Co}_{1.4}\text{Fe}_{1.6}\text{Al}$  中观察到了巨大的吉尔伯特阻尼各向异性, 其比值高达 1400%. 如图 7(c), (d) 所示, 四重对称性的吉尔伯特阻尼各向异性归因于自旋-轨道耦合的变化, 可通过  $\text{Co}_{1.4}\text{Fe}_{1.6}\text{Al}$  薄膜中电流方向依赖的各向异性磁阻比得到进一步证实.

## 5.3 结构设计

通过异质结结构设计可以利用界面工程调控磁阻尼各向异性. 例如, Bivas 和 Otani [70] 研究了

Si/Ta/CoFeB/MgO 异质结构中各向异性磁阻尼, 如图 8(a)–(d) 所示, 并发现磁阻尼的各向异性包含四重和双重各向异性, 四重各向异性源自双磁子散射. 他们进一步通过研究  $\text{LiNbO}_3/\text{Ta}/\text{CoFeB}/\text{MgO}$  薄膜, 发现了双重各向异性与薄膜的面内磁各向异性 (in-plane magnetic anisotropy, IMA) 相关, 如图 8(e) 所示, 表明双重各向异性源于 CoFeB 薄膜体 SOC 的各向异性. Zhao 等 [71] 报道了在 Bi/Fe 异质结构中, 由于界面处强烈的 SOC, 吉尔伯特阻尼显著增强. 此外厚度依赖的吉尔伯特阻尼呈现非单调性各向异性特征, 这源于界面 SOC 与 Fe 薄膜本征各向异性 SOC 之间的竞争作用.

## 6 各向异性磁阻尼的表征方法

表征各向异性磁阻尼是研究其物理机制和调控规律的基础. 随着实验技术的进步, 多种表征方法被广泛应用于不同时空尺度的阻尼各向异性研究.

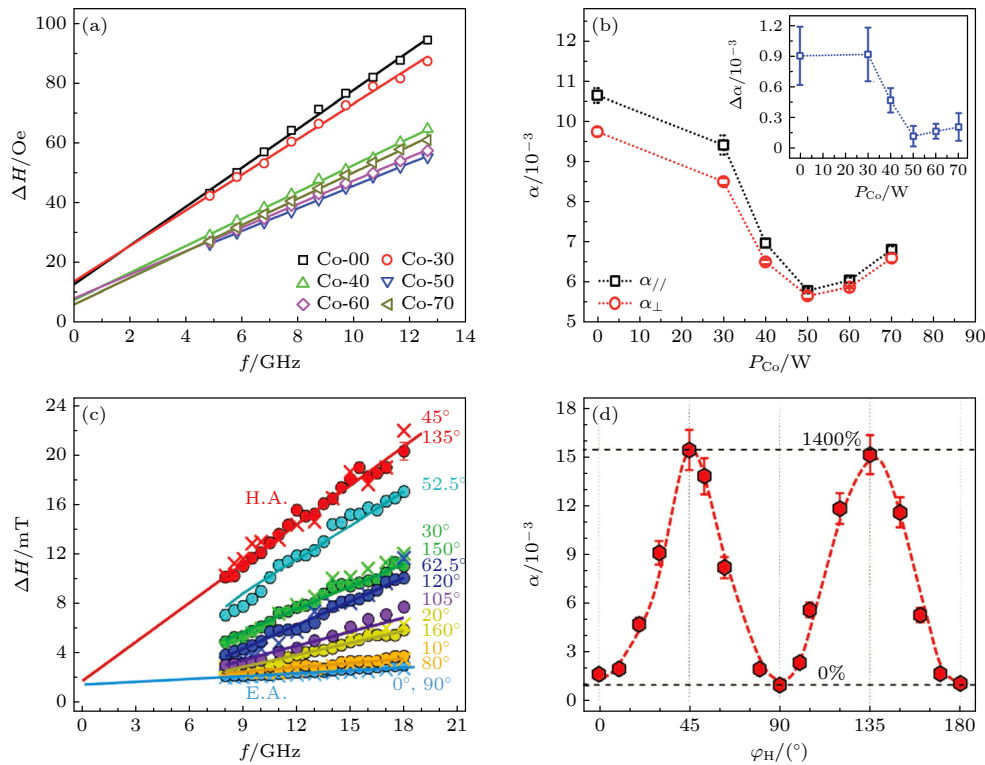


图 7 线宽(阻尼)随微波频率(外加磁场角度/Co 靶溅射功率)的变化 (a) 样品沿 EA 方向的铁磁共振线宽  $\Delta H$  随频率  $f$  的变化 [69]; (b)  $\alpha_{//}$  和  $\alpha_{\perp}$  随  $P_{\text{Co}}$  的变化 (插图显示  $\Delta\alpha$  随  $P_{\text{Co}}$  的变化) [69]; (c) 不同角度  $\varphi_{\text{H}}$  下,  $\text{Co}_{1.4}\text{Fe}_{1.6}\text{Al}$  薄膜的线宽  $\Delta H$  随频率  $f$  的变化, 其中实线和曲线是根据数据拟合的 [21]; (d) 样品的阻尼常数随  $\varphi_{\text{H}}$  变化的函数关系, 具有四重对称性, 虚线为参考线 [21]

Fig. 7. Dependence of linewidth (damping) on microwave frequency, angle of the applied magnetic field, and sputtering power of Co target: (a)  $\Delta H$  vs.  $f$  along EA for sample series [69]; (b) dependence of  $\alpha_{//}$  and  $\alpha_{\perp}$  on  $P_{\text{Co}}$  (inset showing  $\Delta\alpha$  as a function of  $P_{\text{Co}}$ ) [69]; (c) dependence of linewidth  $\Delta H$  on microwave frequency  $f$  with different  $\varphi_{\text{H}}$  for  $\text{Co}_{1.4}\text{Fe}_{1.6}\text{Al}$  film, where the solid lines and curves are fits to the data [21]; (d) the damping constant as a function of  $\varphi_{\text{H}}$  with fourfold symmetry for this sample, where the dotted line is guide to the eyes [21].

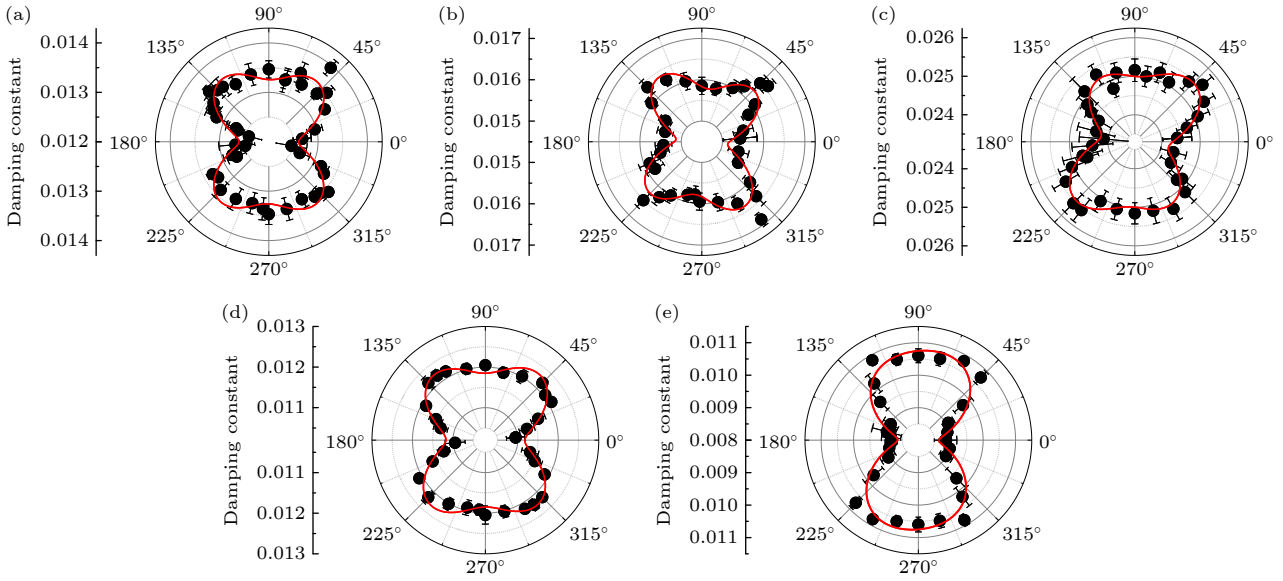


图 8 阻尼常数随面内磁场方向的变化<sup>[70]</sup> (a) Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB(2.2 nm)/MgO 薄膜的阻尼常数值 (实心点) 随面内磁场方向的变化; (b) Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB(2.0 nm)/MgO 薄膜的阻尼常数值 (实心点) 随面内磁场方向的变化; (c) Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB(1.8 nm)/MgO 薄膜的阻尼常数值 (实心点) 随面内磁场方向的变化; (d) Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB(1.6 nm)/MgO 薄膜的阻尼常数值 (实心点) 随面内磁场方向的变化; (e) LiNbO<sub>3</sub>/Ta/CoFeB(2 nm)/MgO 薄膜的阻尼常数值 (实心点) 随面内磁场方向的变化

Fig. 8. Damping constant as a function of in-plane orientation of magnetic field<sup>[70]</sup>: (a) The extracted values of the damping constant (filled points) as a function of the in-plane orientation of the magnetic field for Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB (2.2 nm)/MgO films, where the solid curves represent the fits; (b) the extracted values of the damping constant (filled points) as a function of the in-plane orientation of the magnetic field for Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB (2.0 nm)/MgO films; (c) the extracted values of the damping constant (filled points) as a function of the in-plane orientation of the magnetic field for Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB (1.8 nm)/MgO films; (d) the extracted values of the damping constant (filled points) as a function of the in-plane orientation of the magnetic field for Si/SiO<sub>2</sub>/Ta/CoFeB (1.6 nm)/MgO films; (e) the extracted values of damping constant (filled points) as a function of in-plane orientation of magnetic field for LiNbO<sub>3</sub>/Ta/CoFeB (2 nm)/MgO film.

## 6.1 主流表征方法

铁磁共振 (FMR) 是表征各向异性磁阻尼的经典方法, 通过改变外磁场方向或微波频率, 提取不同方向的阻尼系数. FMR 技术可分为宽频带 FMR 和固定频率角分辨 FMR 两种模式. 前者通过测量共振场与频率的关系直接得到吉尔伯特阻尼因子, 后者通过分析角依赖的共振场宽提取阻尼各向异性信息. FMR 技术的优势在于能够同时表征静态磁各向异性和动态阻尼特性, 适用于本征与非本征机制分析. Belmeguenai 等<sup>[72]</sup> 基于 VNA-FMR 技术的测试结果表明, 对于厚度超过 10 nm 的 Co<sub>2</sub>FeAl 薄膜, 其各向异性有效阻尼主要来源于外在的双磁子散射. Xu 等<sup>[73]</sup> 采用铁磁共振方法研究了体心立方结构 Co-Fe-B (001) 薄膜中 Gilbert 阻尼的各向异性. 测量的阻尼常数相对于面内磁场方向显示出明显的四重对称性, 最大最小比值超过 650%, 如图 9(d), (e) 所示. Nguyen 等<sup>[74]</sup> 通过在不同面内角度下进行频率依赖的铁磁共振测量 Cr/Fe 双层

膜, 成功提取了总阻尼值. 实验数据显示, 该双层膜的磁阻尼展现出显著的角度依赖性, 其磁阻尼各向异性高达约 400%, 如图 9(a)—(c) 所示.

时间分辨磁克尔效应 (TR-MOKE) 能够以超快时间分辨率 (亚皮秒级) 和空间分辨率 (衍射极限光斑) 探测磁化动力学过程<sup>[76-78]</sup>. 该技术早期被用于研究磁性材料中的超快退磁现象, TR-MOKE 已被证实是一种强大的技术手段<sup>[79]</sup>, 其能提供灵敏度高、通量大的测量结果, 用于表征材料特性并揭示各类磁性材料磁化动力学的丰富物理机制, 这些材料正是自旋电子学<sup>[80]</sup> 和磁记录器件<sup>[81]</sup> 的核心基础构件. 图 10(a) 展示了明尼苏达大学 (UMN) 实验室使用的一个 TR-MOKE 实验装置示意图<sup>[76]</sup>. 在探针传感技术中, TR-MOKE 信号主要由不同能量载体之间的热化过程主导, 这些能量载体包括电子、磁振子 (自旋波的量子态) 和声子 (晶格波的量子态). 在非平衡状态下, TR-MOKE 信号可通过考虑电子 ( $T_e$ )、声子 ( $T_p$ ) 和磁振子 ( $T_m$ ) 之间能

量交换的现象学三温模型进行分析<sup>[82]</sup>. 当时间延迟延长至数百皮秒时, TR-MOKE 信号会因自旋

进动产生阻尼振荡条纹, 这为分析磁性材料的阻尼常数提供了可能 (如图 10(b))<sup>[83]</sup>.

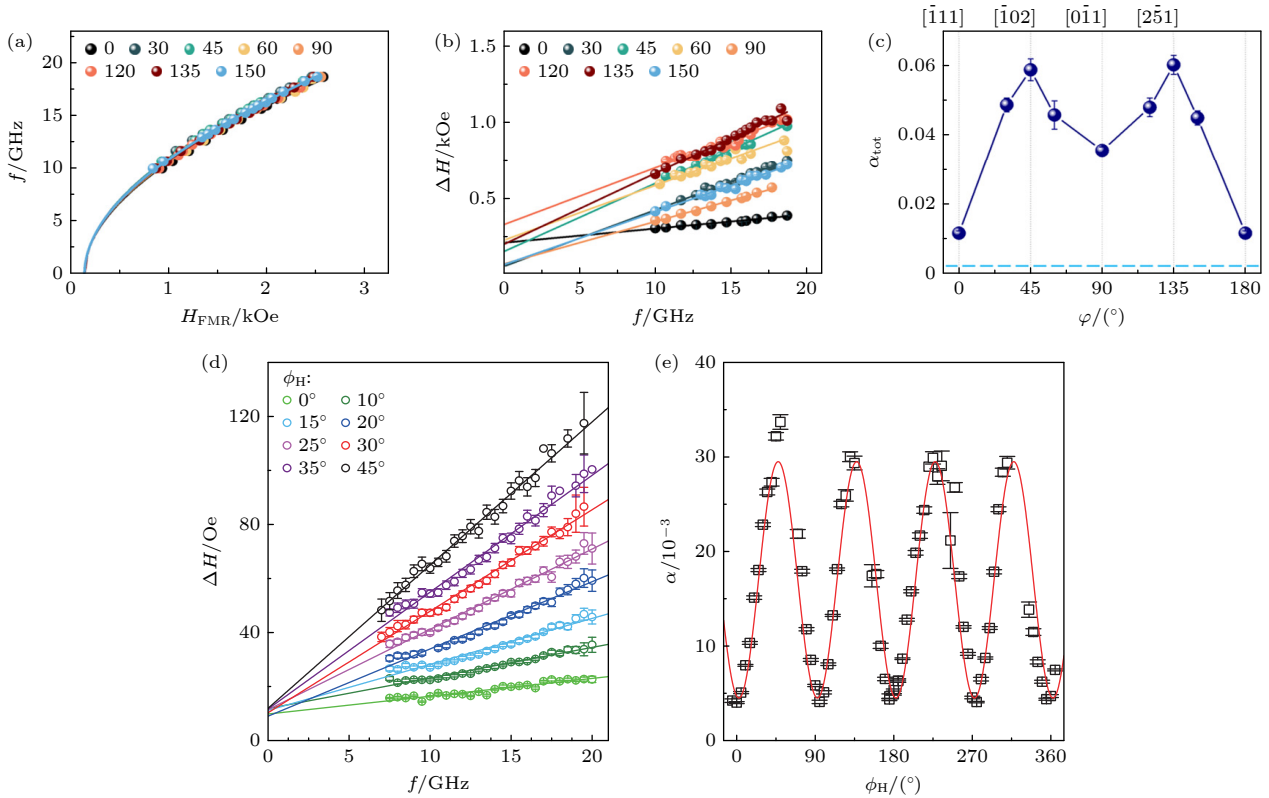


图 9 FMR 测试及拟合结果 (a) 共振场 ( $H_{\text{FMR}}$ ) 随频率的变化<sup>[74]</sup>; (b) 线宽 ( $\Delta H$ ) 随频率的变化<sup>[74]</sup>; (c) Cr/Fe 双层膜中总磁阻尼 ( $\alpha_{\text{tot}}$ ) 随角度的变化<sup>[74]</sup>, 图中实线为辅助线, 虚线表示铁的磁阻尼参考值<sup>[75]</sup>, 误差范围小于符号尺寸; (d) 不同角度  $\phi_{\text{H}}$  下, 铁磁共振线宽随频率的变化<sup>[73]</sup>; (e) 测量的阻尼常数随磁场方向角  $\phi_{\text{H}}$  的变化, 图中的实线为根据正文中所述方法得到的拟合曲线<sup>[73]</sup>

Fig. 9. FMR measurements and fitting results: (a) Frequency dependence of resonance field ( $H_{\text{FMR}}$ )<sup>[74]</sup>; (b) frequency dependence of linewidth ( $\Delta H$ )<sup>[74]</sup>; (c) angular dependence of the  $\alpha_{\text{tot}}$  in the Cr/Fe bilayer<sup>[74]</sup>, where the solid lines are guides for eyes, the dash line indicates the reference value of the magnetic damping of Fe given<sup>[75]</sup>, error bars are smaller than the symbol size; (d) FMR linewidth as a function of frequency for the selected  $\phi_{\text{H}}$ <sup>[73]</sup>; (e) the measured damping constant as a function of  $\phi_{\text{H}}$ , where the solid lines are fitting curves as described in the main text<sup>[73]</sup>.

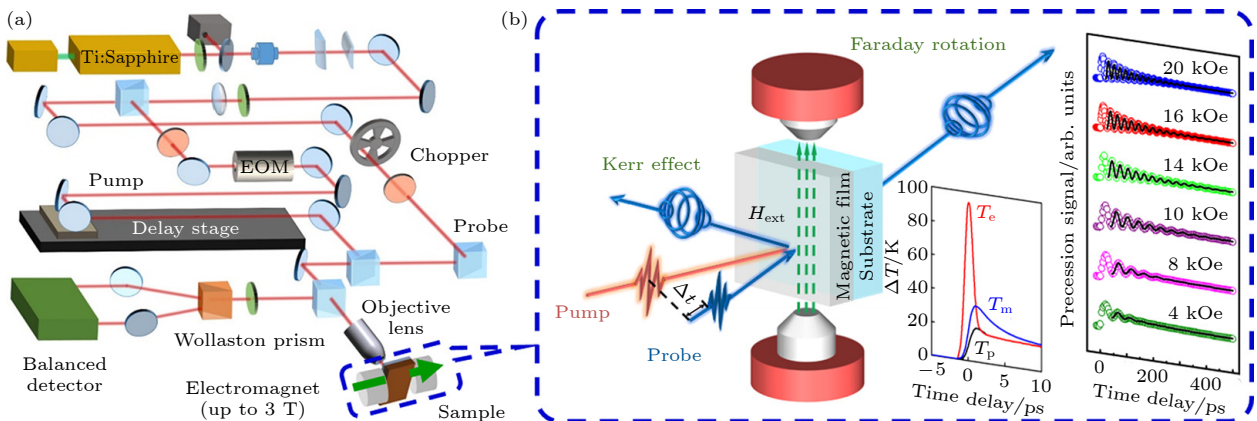


图 10 (a) UMN 的 TR-MOKE 系统光学布局; (b) 光学激发下的自旋动力学机制. 根据测量配置的不同, 图中同时展示了克尔效应 (反射) 和法拉第旋转 (半透明样品的透射); 出自文献<sup>[83]</sup>, 已获得授权

Fig. 10. (a) Optical layout of the TR-MOKE system for ultra-micro-nano devices (UMNs); (b) spin dynamics mechanism under optical excitation. The figure simultaneously displays the Kerr effect (reflection) and Faraday rotation (transmission through semi-transparent samples), depending on the measurement configuration, reproduced with permission from Ref. <sup>[83]</sup>.

时间分辨磁光克尔效应 (TR-MOKE) 利用超快激光脉冲激发和探测磁矩动力学过程, 通过观测磁矩弛豫曲线计算不同方向的阻尼系数. TR-MOKE 的优势在于具有高时间分辨率 (可达飞秒量级) 和高空间分辨率 (可达微米量级), 能够表征微区甚至单纳米结构的阻尼各向异性, 特别适用于

快速弛豫过程的研究 [84]. 而 Qiao 等 [85,86] 通过 TR-MOKE 技术研究了 3 nm 厚  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  薄膜的各向异性阻尼, 如图 11 所示. Yang 等 [32] 通过 TR-MOKE 证实超薄外延 Fe/GaAs(001) 薄膜中的磁阻尼存在显著的单轴各向异性.

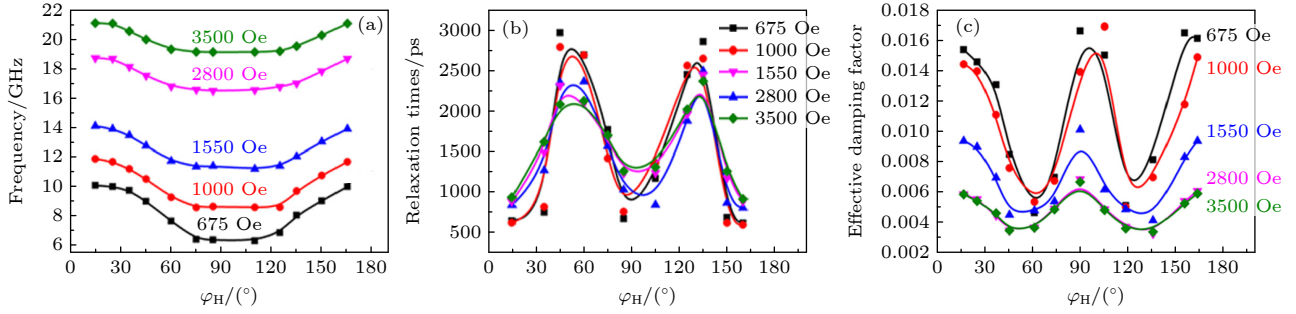


图 11 TR-MOKE 测试及拟合结果 (a) 提取的进动频率 [86]; (b) 提取的弛豫时间 [86]; (c) 提取的阻尼因子随不同取向的变化关系 (测量于相对较高的磁场下) [86], 图中的实线为辅助引导线

Fig. 11. TR-MOKE measurements and fitting results: (a) Extracted precession frequency [86]; (b) the extracted relaxation times [86]; (c) the extracted damping factor with respect to the orientations measured at relatively high fields [86], the solid lines are the guides to eyes.

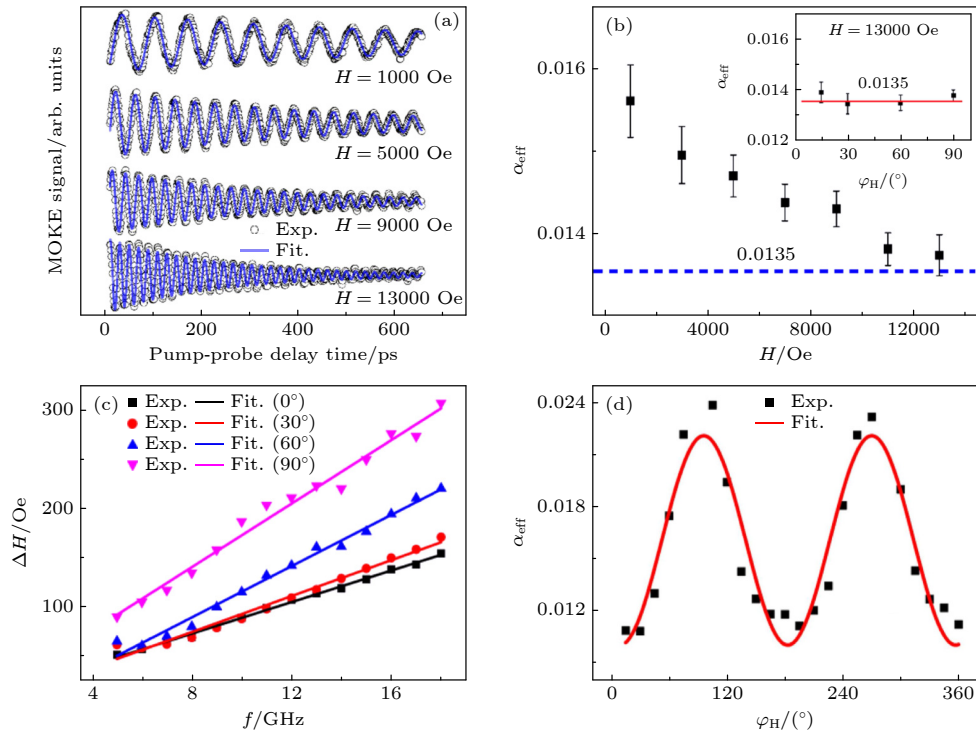


图 12 TR-MOKE 与 FMR 测试及拟合结果 (a) 在不同外加磁场下获得的 TR-MOKE 进动信号, 其中  $\varphi_H = 90^\circ$  及其拟合结果 (蓝色线条) [87]; (b) CoFeB(10 nm) 的  $\alpha_{\text{eff}}$  随磁场的变化. 插图显示了在  $H = 13000$  Oe 下  $\varphi_H = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  和  $90^\circ$  时的  $\alpha_{\text{eff}}$ , 红线为参考线 [87]; (c) 实验 (点) 和拟合 (线) 的  $\Delta H$  随  $f$  的变化, 其中  $\varphi_H = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  [87]; (d) CoFeB(10 nm) 的实验 (点) 和拟合 (线) 的  $\alpha_{\text{eff}}$  随角度的变化 [87]; 出自文献 [87], 已获得授权

Fig. 12. TR-MOKE and FMR measurements and fitting results: (a) The TR-MOKE precession signals obtained under various applied magnetic fields with  $\varphi_H = 90^\circ$  and their fits (blue lines) [87]; (b) the magnetic field dependence of  $\alpha_{\text{eff}}$  for CoFeB(10 nm), the inset shows the  $\alpha_{\text{eff}}$  values at  $\varphi_H = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  and  $H = 13000$  Oe, the red line is guide to eyes; (c) the experimental (dots) and fitted (lines) frequency dependences of  $\Delta H$  with  $\varphi_H = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ ; (d) the experimental (dots) and fitted (line) azimuthal dependences of  $\alpha_{\text{eff}}$  for CoFeB(10 nm), reproduced with permission from Ref. [87].

## 6.2 技术局限性与互补性

尽管 FMR 和 TR-MOKE 是各向异性磁阻尼研究的主要手段,但它们各有局限性. FMR 对薄膜均匀性要求较高,且通常只能提供宏观统计平均信息,难以捕捉局域变异. TR-MOKE 则依赖样品表面光学性质,对粗糙表面或低反射率样品的测量挑战较大.

在实际研究中,通常需要多种技术互补结合.例如, Tu 等<sup>[87]</sup>将 FMR 与 TR-MOKE 结合,观察到磁阻尼具有明显的面内各向异性,最大-最小阻尼比约为 109%,如图 12(a)—(d) 所示. Liu 等<sup>[37]</sup>在 Fe/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 异质结中,证明吉尔伯特阻尼的各向异性 and 飞秒尺度下超快退磁的各向同性,且该阻尼各向异性随拓扑绝缘体厚度增加而减弱,这一机制通过铁磁共振和时间分辨磁光克尔效应实验得以验证,如图 13(a)—(j) 所示.此外,电传输测量(如自旋霍尔效应相关的谐波电压分析)和微磁模拟也越来越广泛应用于阻尼各向异性的研究,提供不同

于传统方法的新视角.

## 7 总结与展望

本文系统综述了铁磁金属薄膜体系中各向异性磁阻尼的研究进展,从历史发展、体系分类、物理机制、调控手段、表征技术等多个角度进行深入探讨.通过对现有研究成果的分析,可以得出以下几点主要结论.

各向异性磁阻尼是铁磁金属薄膜中普遍存在的物理现象,其起源可归结为本征(电子态密度、自旋-轨道耦合)和非本征(界面效应)两大类因素的共同作用.其中,自旋-轨道耦合作为连接电子微观结构与宏观磁动力学的桥梁,在各向异性磁阻尼中扮演关键角色.

不同材料体系中的阻尼各向异性表现出不同规律:单一薄膜体系主要受晶体对称性控制;多层膜体系中界面效应占主导.

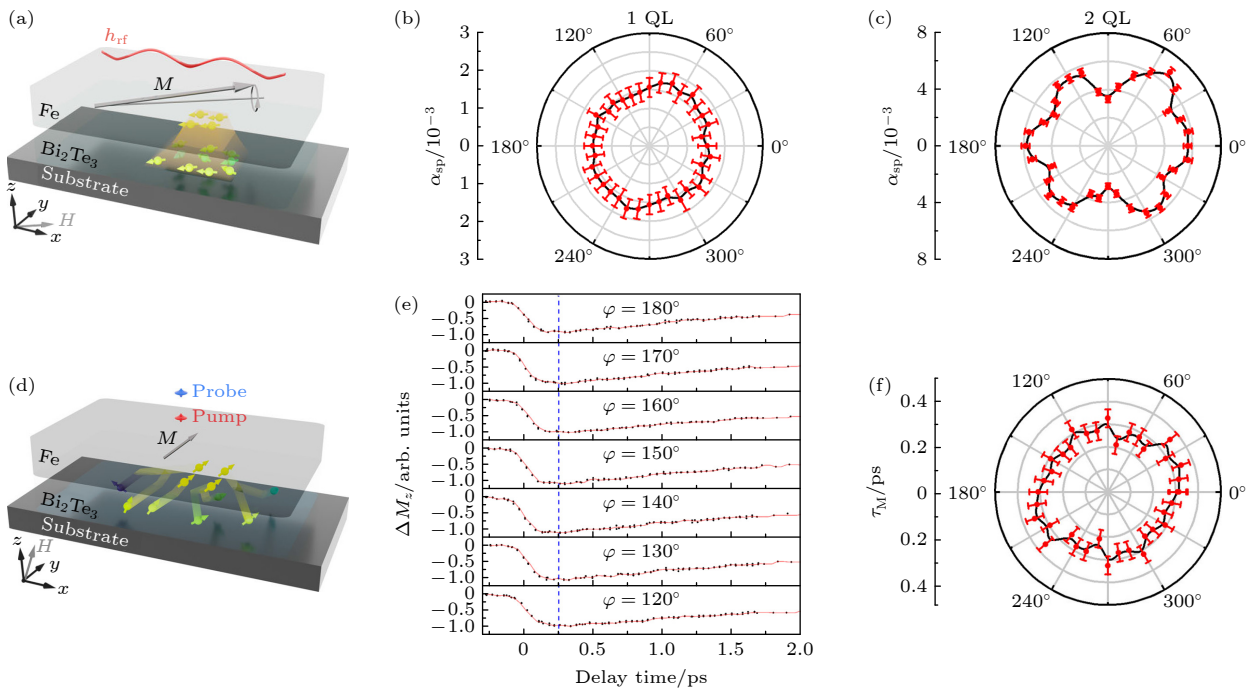


图 13 Fe/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 中的各向异性 Gilbert 阻尼 (a) Fe/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 中 FMR 测量配置的示意图; (b) Fe(8 nm)/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>(1QL)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 异质结中随磁场方向角  $\varphi$  变化的吉尔伯特阻尼; (c) Fe(8 nm)/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>(2QL)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 异质结中随磁场方向角  $\varphi$  变化的吉尔伯特阻尼; (d) TR-MOKE 测量配置的示意图<sup>[37]</sup>; (e) 不同面内磁场方向的超快退磁曲线; (f) 拟合的退磁时间,其中蓝色虚线作为参考线;出自文献<sup>[37]</sup>,已获得授权

Fig. 13. Anisotropic Gilbert damping in Fe/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>: (a) Schematic illustration of the measurement configuration of FMR in Fe/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>; (b) magnetic field orientation  $\varphi$  dependent enhanced Gilbert damping in Fe (8 nm)/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>(1QL)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>[37]</sup>; (c) magnetic field orientation  $\varphi$  dependent enhanced Gilbert damping in Fe (8 nm)/Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>(2QL)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sample; (d) schematic illustration of measurement configuration of TR-MOKE; (e) ultrafast demagnetization curves for different in-plane magnetic field directions; (f) fitted demagnetization time, where the blue dashed line serves as a guide for the eye; reproduced with permission from Ref. [37].

在调控策略方面, 工艺调控、成分调控和结构调控作为静态调控手段已相对成熟, 如何让调控从静态走向动态, 使材料性能能够响应外界变化, 这将是领域进一步发展的重要方向。

表征技术的进步极大推动了阻尼各向异性的研究. FMR 和 TR-MOKE 作为主流技术各有优势, 在实际研究中常需互补结合. 随着微纳尺度和超快过程研究的深入, 发展高时空分辨、元素敏感的新型表征方法成为迫切需求。

铁磁金属薄膜中各向异性磁阻尼的研究将继续从基础和应用两个层面深入发展. 基础研究将更注重多物理场耦合和量子效应, 而应用研究则聚焦于动态精准调控和器件集成验证. 随着理论与实验技术的不断进步, 对磁阻尼各向异性的深入理解和精准调控必将推动新一代自旋电子器件的发展, 为信息技术的革新注入新的活力。

## 参考文献

- [1] Yu H, d'Allivy Kelly O, Cros V, Bernard R, Bortolotti P, Anane A, Brandl F, Huber R, Stasinopoulos I, Grundler D 2014 *Sci. Rep.* **4** 6848
- [2] Lee A J, Brangham J T, Cheng Y, White S P, Ruane W T, Esser B D, McComb D W, Hammel P C, Yang F 2017 *Nat. Commun.* **8** 234
- [3] Moon J H, Lee T Y, You C Y 2018 *Sci. Rep.* **8** 13288
- [4] Rowlands G E, Ryan C A, Ye L, Rehm L, Pinna D, Kent A D, Ohki T A 2019 *Sci. Rep.* **9** 803
- [5] Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu I L, Diény B, Pirro P, Hillebrands B 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **509** 166711
- [6] Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye A O, Krawczyk M, Gräfe J, Adelman C, Cotofana S, Naemi A, Vasyuchka V I, Hillebrands B, Nikitov S A, Yu H, Grundler D, Sadovnikov A V, Grachev A A, Sheshukova S E, Duquesne J Y, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov V E, Urazhdin S, Demokritov S O, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak V V, Poimanov V D, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo R A, Carlotti G, Kim J V, Stamps R L, Camley R E, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer G E W, Back C, Ubrig G S, Dobrovolskiy O V, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak A V, Khitun A, Nikonov D E, Young I A, Zingsem B W, Winklhofer M 2021 *J. Phys.: Condens. Matter.* **33** 413001
- [7] Fährle M, Ilg C 2011 *J. Phys.: Condens. Matter.* **23** 493201
- [8] Ralph D C, Stiles M D 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190
- [9] Khvalkovskiy A V, Apalkov D, Watts S, Chepulskii R, Beach R S, Ong A, Tang X, Driskill-Smith A, Butler W H, Visscher P B, Lottis D, Chen E, Nikitin V, Krounbi M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 074001
- [10] Bhatti S, Sbiaa R, Hirohata A, Ohno H, Fukami S, Piramanayagam S N 2017 *Mater. Today* **20** 530
- [11] Weindler T, Bauer H G, Islinger R, Boehm B, Chauleau J Y, Back C H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 237204
- [12] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B 2015 *Nat. Phys.* **11** 453
- [13] Platow W, Anisimov A N, Dunifer G L, Farle M, Baberschke K 1998 *Phys. Rev. B* **58** 5611
- [14] Woltersdorf G, Heinrich B 2004 *Phys. Rev. B* **69** 184417
- [15] Lenz K, Wende H, Kuch W, Baberschke K, Nagy K, Jánossy A 2006 *Phys. Rev. B* **73** 144424
- [16] Zakeri K, Lindner J, Barsukov I, Meckenstock R, Farle M, von Hörsten U, Wende H, Keune W, Rucker J, Kalarickal S S, Lenz K, Kuch W, Baberschke K, Frait Z 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104416
- [17] Gilmore K, Stiles M D, Seib J, Steiauf D, Fährle M 2010 *Phys. Rev. B* **81** 174414
- [18] Fährle M, Steiauf D, Seib J 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 164014
- [19] Safonov V L 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 8653
- [20] Seib J, Steiauf D, Fährle M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 092418
- [21] Wang R F, Wang W Q, Li Z H, Gao Q W, Wang J, Xu Y K, Yan P F, Zhang X L, Zhang Y L, Xu Y B, Liu R H, He L 2023 *Adv. Electron. Mater.* **9** 2300049
- [22] Guo C Y, Wan C H, Zhao M K, Fang C, Ma T Y, Wang X, Yan Z R, He W Q, Xing Y W, Feng J F, Han X F 2021 *Phys. Rev. B* **104** 094412
- [23] Michael F 1998 *Rep. Prog. Phys.* **61** 755
- [24] Kamberský V 1976 *J. Phys. B* **26** 1366
- [25] Thonig D, Henk J 2014 *New J. Phys.* **16** 013032
- [26] Gilmore K, Idzerda Y U, Stiles M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 027204
- [27] Brataas A, Tserkovnyak Y, Bauer G E W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 037207
- [28] Liu Y, Starikov A A, Yuan Z, Kelly P J 2011 *Phys. Rev. B* **84** 014412
- [29] Meckenstock R, Spoddig D, Frait Z, Kambersky V, Pelzl J 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276** 1203
- [30] Zhai Y, Ni C, Xu Y, Xu Y B, Wu J, Lu H X, Zhai H R 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 09D120
- [31] Yilgin R, Sakuraba Y, Oogane M, Mizukami S, Ando Y, Miyazaki T 2007 *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** L205
- [32] Yang L, Yan Y, Chen Y Q, Chen Y Y, Liu B, Chen Z D, Lu X Y, Wu J, He L, Ruan X Z, Liu B, Xu Y B 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 115004
- [33] Hoyos J A, Vojta T 2007 *Phys. Rev. B* **75** 104418
- [34] Peria W K, Yu H, Lee S, Takeuchi I, Crowell P A 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 172401
- [35] Chen L, Mankovsky S, Wimmer S, Schoen M A W, Körner H S, Kronseder M, Schuh D, Bougeard D, Ebert H, Weiss D, Back C H 2018 *Nat. Phys.* **14** 490
- [36] Yang X, Li J W, Li Y, Qiu L, Xue H P, Tang J, Du H F, Sun R, Yang Q L, Liu J N, Zhang X Q, He W, Hou Y S, Cheng Z H 2025 *Adv. Sci.* **12** 2411798
- [37] Liu J N, Xue H P, Deng Z, Yang Q L, Li X M, Bai X D, Yang X, Yang P T, Gao Y H, He W, Zhang X Q, Cheng Z H 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 236204
- [38] Yu A B, Rashba E I 1984 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17** 6039
- [39] Dresselhaus G 1955 *Phys. Rev.* **100** 580
- [40] Shaw J M, Nembach H T, Silva T J 2012 *Phys. Rev. B* **85** 54412
- [41] Yang H, Li Y, Bailey W E 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 242404
- [42] He W Q, Zhang T Y, Zhou Y J, Wan C H, Wu H, Cui B S, Xia J, Zhang R, Guo T Y, Chen P, Zhao M K, Jiang L N, Grutter A, Balakrishnan P P, Caruana A J, Kinane C J,

- Langridge S, Yu G Q, Song C, Han X F 2024 *Nat. Electron.* **7** 975
- [43] Urban R, Woltersdorf G, Heinrich B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 217204
- [44] Ueno T, Nakano T, Tsunoda M, Yamashita S, Hojo T, Oogane M 2025 *J. Magn. Magn. Mater.* **616** 172841
- [45] Wang Y Y, Taniguchi T, Lin P H, Zicchino D, Nickl A, Sahliger J, Lai C H, Song C, Wu H Q, Dai Q H, Back C H 2022 *Nat. Electron.* **5** 840
- [46] Zhao Z H, Zhang L, Chen Y F, Zhong Z Y, Tang X L, Zhang Y J, Zhang H W, Jin L C 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 052405
- [47] Li Y, Zeng F L, Zhang S S L, Shin H, Saglam H, Karakas V, Ozatay O, Pearson J E, Heinonen O G, Wu Y Z, Hoffmann A, Zhang W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 117203
- [48] Patton C E, Wilts C H, Humphrey F B 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 1358
- [49] Arias R, Mills D L 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7395
- [50] Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer G E W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 117601
- [51] Brataas A, Tserkovnyak Y, Bauer G E W, Halperin B I 2002 *Phys. Rev. B* **66** 060404
- [52] Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer G E W 2002 *Phys. Rev. B* **66** 224403
- [53] Caminale M, Ghosh A, Auffret S, Ebels U, Ollefs K, Wilhelm F, Rogalev A, Bailey W E 2016 *Phys. Rev. B* **94** 014414
- [54] Mizukami S, Ando Y, Miyazaki T 2002 *Phys. Rev. B* **66** 104413
- [55] Yang X, Qiu L, Li Y, Xue H P, Liu J N, Sun R, Yang Q L, Gai X S, Wei Y S, Comstock A H, Sun D, Zhang X Q, He W, Hou Y S, Cheng Z H 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 186703
- [56] Chen L, Mankovsky S, Kronseder M, Schuh D, Prager M, Bougeard D, Ebert H, Weiss D, Back C H 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 046704
- [57] Xia H, Zhao Z R, Zeng F L, Zhao H C, Shi J Y, Zheng Z, Shen X, He J, Ni G, Wu Y Z, Chen L Y, Zhao H B 2021 *Phys. Rev. B* **104** 024404
- [58] Wang Y P, Feng X W, Yan Z, Xue K, Zhu X Y, Zhan Q F 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 012404
- [59] Baker A A, Figueroa A I, Love C J, Cavill S A, Hesjedal T, van der Laan G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 047201
- [60] Liu J N, Yang X, Xue H P, Gai X S, Sun R, Li Y, Gong Z Z, Li N, Xie Z K, He W, Zhang X Q, Xue D S, Cheng Z H 2023 *Nat. Commun.* **14** 4424
- [61] Zhang Y, He K, Chang C Z, Song C L, Wang L L, Chen X, Jia J F, Fang Z, Dai X, Shan W Y, Shen S Q, Niu Q, Qi X L, Zhang S C, Ma X C, Xue Q K 2010 *Nat. Phys.* **6** 584
- [62] Laiho R, Reittu H J 1993 *Surf. Sci.* **289** 363
- [63] Chen Z D, Kong W W, Mi K, Chen G L, Zhang P, Fan X L, Gao C X, Xue D S 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 124406
- [64] Behera N, Kumar A, Pandya D K, Chaudhary S 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **444** 256
- [65] Zhang Y, Wu G J, Ji Z H, Zhou S, Xue H W, Li Z Y, Zhang S W, Zhang J Y, Liu Y W, Jin Q Y, Zhang Z Z 2022 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **14** 24039
- [66] Zhang W, Li Y, Li N, Li Y, Gong Z Z, Yang X, Xie Z K, Sun R, Zhang X Q, He W, Cheng Z H 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **496** 165950
- [67] Schoen M A W, Thonig D, Schneider M L, Silva T J, Nembach H T, Eriksson O, Karis O, Shaw J M 2016 *Nat. Phys.* **12** 839
- [68] Ohodnicki P R, Laughlin D, McHenry M, Keylin V, Huth J 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07A322
- [69] Jhahria D, Pandya D K, Chaudhary S 2016 *RSC Adv.* **6** 94717
- [70] Rana B, Otani Y 2023 *Sci. Rep.* **13** 8532
- [71] Zhao S B, Huang X F, Wang Z Q, Wu R Q, Hou Y S 2024 *Phys. Rev. B* **110** 094435
- [72] Belmuguenai M, Tuzcuoglu H, Gabor M S, Petrisor T, Tiusan C, Berling D, Zighem F, Chauveau T, Chérif S M, Moch P 2013 *Phys. Rev. B* **87** 184431
- [73] Xu H Y, Chen H R, Zeng F L, Xu J, Shen X, Wu Y Z 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 024030
- [74] Nguyen T H T, Park J, Ha J H, Lee S, Nguyen V Q, Lee N J, Park B G, Cho S, Hong J I, Kim S H 2024 *Phys. Rev. Mater.* **8** L041401
- [75] Kamberský V 1970 *Can. J. Phys.* **48** 2906
- [76] Zhu J, Wu X W, Lattery D M, Zheng W, Wang X J 2017 *Nanosc. Microsc. Thermophys. Eng.* **21** 177
- [77] Iihama S, Mizukami S, Naganuma H, Oogane M, Ando Y, Miyazaki T 2014 *Phys. Rev. B* **89** 174416
- [78] Zhang Y, Kim Y, Murmu P P, Wuang D B, Lyu D, Wang J P, Wang X J, Granville S 2025 *Phys. Rev. B* **112** 064427
- [79] Lattery D M, Zhu J, Zhang D, Wang J P, Crowell P A, Wang X J 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 162405
- [80] Yu G Q 2018 *Nat. Electron.* **1** 496
- [81] Muthsam O, Slanovc F, Vogler C, Suess D 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **514** 167125
- [82] Beaurepaire E, Merle J C, Daunois A, Bigot J Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250
- [83] Huang D B, Lattery D, Wang X J 2021 *ACS Appl. Electron. Mater.* **3** 119
- [84] Kim Y, Huang D B, Lyu D, Sun H Y, Wang J P, Crowell P A, Wang X J 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 042405
- [85] Qiao S, Nie S H, Zhao J H, Zhang X H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 172406
- [86] Qiao S, Yan W, Nie S H, Zhao J H, Zhang X H 2015 *AIP Adv.* **5** 087170
- [87] Tu H Q, Wang J, Huang Z C, Zhai Y, Zhu Z D, Zhang Z Z, Qu J T, Zheng R K, Yuan Y, Liu R B, Zhang W, You B, Du J 2020 *J. Phys.: Condens. Matter* **32** 335804

SPECIAL TOPIC — Applied magnetism

# Anisotropic magnetic damping in ferromagnetic metallic thin films\*

LIU Wenwen<sup>1)2)</sup> LEI Mingyue<sup>1)2)</sup> MA Ziqi<sup>1)2)</sup> WU Huan<sup>1)2)</sup>  
XU Zhan<sup>3)</sup> LIU Er<sup>1)2)</sup>†1) (*MIT Key Laboratory of Advanced Metallic and Intermetallic Materials Technology,  
Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)2) (*School of Materials Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)3) (*School of Safety Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

( Received 12 December 2025; revised manuscript received 4 January 2026 )

## Abstract

Magnetic damping refers to the physical parameter describing how the magnetization vector  $M$  dissipates energy and eventually returns to its equilibrium orientation after being perturbed. It directly governs energy dissipation and response speed in spintronic devices. Traditionally, magnetic damping is regarded as an isotropic material constant. However, as material systems enter the nanoscale thin-film regime, reduced dimensionality and interface effects break spatial symmetry. Recent theoretical and experimental studies have revealed that the magnitude of magnetic damping strongly depends on the direction of magnetization, prompting a shift from a scalar-to a tensor-based description.

This review systematically surveys research progress in this field from historical development, material systems, physical mechanisms, modulation approaches to characterization methods. Different material systems exhibit different characteristics: the properties of single-layer films are predominantly governed by crystal symmetry, whereas interfacial effects dominate in multilayer films. The physical origin of magnetic damping is jointly determined by intrinsic factors such as electronic density of states and spin-orbit coupling and extrinsic factors including two-magnon scattering and interface effects. Among these, spin-orbit coupling serves as a crucial bridge connecting microscopic electronic structure with macroscopic magnetization dynamics. In terms of modulation techniques, the methods of achieving anisotropic magnetic damping through structural design, fabrication processes, and compositional control have become relatively mature. Regarding characterization, complementary mainstream techniques such as ferromagnetic resonance (FMR) and time-resolved magneto-optical Kerr effect (TR-MOKE) are now widely applied.

In the future, the research on anisotropic magnetic damping should be promoted simultaneously in basic studies such as multiphysics field coupling and quantum effects, as well as device integration and application exploration, in order to promote the development of next-generation high-performance spintronic devices.

**Keywords:** anisotropic magnetic damping, ferromagnetic thin films, spintronic devices

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251709](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251709)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251709](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251709)

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51601093), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant Nos. 30923010923, 30925010323), and the Funding Program for Excellent Postdoctoral Talent of Jiangsu Province, China (Grant No. 2024ZB688).

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

## 铁磁金属薄膜体系中的各向异性磁阻尼

刘文文 雷明月 马子骐 吴欢 徐展 刘二

### Anisotropic magnetic damping in ferromagnetic metallic thin films

LIU Wenwen LEI Mingyue MA Ziqi WU Huan XU Zhan LIU Er

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060702 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251709

CSTR: 32037.14.aps.75.20251709

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251709>

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

基于拓扑/二维量子材料的自旋电子器件

Spintronic devices based on topological and two-dimensional materials

物理学报. 2024, 73(1): 017505 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231166>

热效应在电流驱动反铁磁/铁磁交换偏置场翻转中的显著作用

Significant role of thermal effects in current-induced exchange bias field switching at antiferromagnet/ferromagnet interface

物理学报. 2024, 73(2): 027501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231374>

HoCoSi快淬带的磁性和各向异性磁热效应

Magnetic and anisotropic magnetocaloric effects of HoCoSi fast quenching ribbons

物理学报. 2022, 71(16): 167501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220683>

过渡金属元素掺杂对磁铁矿磁矩及磁各向异性的调控

Regulation of magnetic moment and magnetic anisotropy of magnetite by doping transition metal elements

物理学报. 2024, 73(6): 066104 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231744>

Fe基合金应力感生不可逆磁各向异性机理

Mechanism of stress induced irreversible magnetic anisotropy in Fe-based alloy ribbons

物理学报. 2022, 71(24): 247501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221509>

基于各向异性散射的Andreev反射谱

Theory of Andreev reflection spectroscopy with anisotropic spin-dependent scattering

物理学报. 2026, 75(5): 247501 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251669>