

基于稀土金属 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 磁性多层膜的自旋轨道矩*

李栋^{1)2)†} 来艳萍¹⁾ 刘喜悦¹⁾

1) (山西师范大学化学与材料科学学院, 磁性分子与磁信息材料教育部重点实验室, 太原 030006)

2) (山西师范大学材料科学研究院, 先进磁性材料与器件山西省重点实验室, 太原 030006)

(2025 年 2 月 16 日收到; 2025 年 3 月 24 日收到修改稿)

具有强自旋轨道耦合 (SOC) 效应的稀土金属因其可以产生自旋霍尔矩有望在低功耗磁信息存储、逻辑运算和神经元模拟器件中发挥潜在作用. 本文选用重稀土金属镝 (Dy) 作为自旋源层, [Co/Pt]₃ 作为磁性层构建 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 垂直磁化多层膜, 探究了不同 Dy 层厚度对体系自旋轨道矩 (SOT) 效率以及 SOT 驱动磁矩翻转的影响规律. 利用谐波锁相技术分析得到稀土金属 Dy 的内禀自旋霍尔角为 0.260 ± 0.039 , 自旋扩散长度为 (2.234 ± 0.383) nm, 表明 Dy 可以作为理想的自旋源材料. 此外, 基于体系类阻尼 SOT 效率的有效提升, 临界翻转电流密度随 Dy 层厚度增加而逐渐降低, 最低约为 5.3×10^6 A/cm². 以上研究结果证实稀土金属 Dy 存在强的自旋霍尔效应, 为设计低功耗 SOT 基自旋电子器件提供了有效路径.

关键词: 稀土金属 Dy, 自旋轨道矩, 垂直磁各向异性**PACS:** 72.25.Ba, 71.70.Ej, 71.20.Eh, 75.30.Gw**DOI:** 10.7498/aps.74.20250186**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250186

1 引言

随着大数据与人工智能时代的发展, 海量数据处理和存储需求的指数式增长迫切需要开发兼具非易失性、高密度、低功耗、稳定、快速等特性的自旋逻辑和存储器件^[1-6]. 自旋轨道矩 (spin-orbit torque, SOT) 作为一种新型自旋操控机制, 因其可以有效地调控磁矩翻转、驱动手性磁畴壁和磁斯格明子运动以及激发高频磁振荡而备受人们关注^[7-12]. 在传统的重金属/铁磁金属双层膜中, SOT 主要源自于重金属层的体自旋霍尔效应和/或双层膜界面的 Rashba-Edelstein 效应^[7,13]. 当在重金属层中沿 x 方向施加面内电场时, 具有 y 方向自旋极化的纯自旋流 (J_s) 或非平衡自旋会上注到毗邻铁

磁性层并转移自旋角动量, 从而对磁矩施加扭矩实现磁化翻转. SOT 通常具有两个相互正交的成分, 即类阻尼矩和类场矩, 分别正比于 $\mathbf{m} \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m})$ 和 $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$, 其中 \mathbf{m} 为磁矩单位矢量, $\boldsymbol{\sigma}$ 为自旋极化单位矢量^[14]. 由于垂直磁矩翻转主要依靠于类阻尼矩作用, 因而体系的有效自旋霍尔角可表示为 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}} = 2|e|M_s t_{\text{FM}} H_{\text{DL}} / \hbar J_e$, 其中 e 为元电荷量, M_s 为饱和磁化强度, t_{FM} 为磁性层厚度, H_{DL} 为类阻尼有效场, \hbar 为 Dirac 常数, J_e 为电荷流密度^[7,14,15]. 考虑到异质界面处可能存在自旋记忆损失和/或自旋回流等自旋散射现象, 自旋源材料的内禀自旋霍尔角 (θ_{SH}) 与 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 满足 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}} = T_{\text{int}} \theta_{\text{SH}}$, 这里 T_{int} 是界面自旋透明度^[16-19]. 显然, 类阻尼 SOT 效率与 θ_{SH} 成正比, 寻求具有大的自旋霍尔角材料是实现高 SOT 效率的内在要求. 到目前为止, 已报道具

* 国家自然科学基金 (批准号: 52001190) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202303021221151) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lidong@sxnu.edu.cn

有较大 θ_{SH} 的材料主要包括重金属 (Pt^[7], β -Ta^[15] 和 β -W^[20]), 拓扑绝缘体 (Bi₂Se₃^[21] 和 Bi₂Te₃^[22])、二维过渡金属硫族化合物 (WS₂^[23] 和 WSe₂^[24])、Weyl 半金属 (WTe₂^[25,26]) 及复杂氧化物 (SrIrO₃^[27]) 等. 此外, 重金属掺杂 (Au_{1-x}Pt_x 和 Cr_{1-x}Pt_x) 以及调控重金属厚度和电阻率也已被证实可以有效地增强 θ_{SH} ^[7,19,28,29]. 因此, 进一步探寻新型自旋霍尔材料来提升 SOT 效率、降低驱动电流密度已成为 SOT 基自旋电子学领域的一个重要研究方向.

近年来, 理论预测和实验研究表明, 具有部分电子填充 *f* 轨道的稀土金属对自旋霍尔效应有重要贡献^[30]. Ueda 等^[31] 利用稀土金属钆 (Gd, 4f⁷5d¹) 提升了 Pt/Co/Gd 异质结 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ (0.06—0.10). Wong 等^[32] 利用稀土金属铽 (Tb, 4f⁹) 在 Pt/[Co/Ni]₂ Co/Tb 体系中获得了显著增强的 SOT 效率 ($\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}} \approx 0.55$). Jin 等^[33] 通过插入稀土金属钬 (Ho, 4f¹¹) 层增强了 Pt/Co/Ho/MgO 异质结的 SOT 效率 ($\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}} \approx 0.256$). 在先前的研究工作中, 我们在 Pt/Co/Ta 异质结中插入稀土金属钐 (Sm, 4f⁶) 提升了体系 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ (0.147—0.224)^[34]. 稀土金属镱 (Dy, 4f¹⁰) 是一种镧系重稀土元素, 其 *f* 轨道电子由于处于部分填充状态也具有相对较强的自旋轨道耦合作用. Reynolds 等^[30] 利用自旋矩-铁磁共振方法测量了 Dy/Hf/Ni₈₀Fe₂₀ 体系 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ (约 0.05), 由于 Hf 空间层的自旋衰减和界面可能存在的自旋弛豫导致获得的自旋霍尔角并不大. 而且该体系具有面内磁各向异性, 并不能满足未来对高密度垂直磁化器件的要求. 本文将稀土金属 Dy 作为自旋源材料, [Co/Pt]₃ 作为垂直磁性层构建 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 异质结, 显著提升了体系的 SOT 效率和 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$, 揭示了 4f 轨道稀土金属 Dy 具有增强的自旋霍尔效应. 通过研究 Dy 的有效自旋霍尔角随层厚度的依赖关系, 成功获取其内禀自旋霍尔角和自旋扩散长度, 证实稀土金属 Dy 可以作为理想的自旋源材料. 此外, 本文也研究了 SOT 驱动磁矩翻转行为, 并获得了高效的垂直磁化翻转.

2 实验

采用超高真空直流磁控溅射方法在康宁玻璃衬底上生长了一系列不同 Dy 层厚度的 Dy(*t*)/Pt(0.7 nm)/[Co(0.6 nm)/Pt(1.5 nm)]₃ (*t* = 1, 3, 5 和 7 nm) 多层膜样品, 如图 1(a) 所示. 溅射腔本底

真空优于 9×10^{-10} Torr (1 Torr = 133 Pa), 溅射过程中 Dy, Co 和 Pt 各层的厚度通过调整沉积时间和速率来控制, 其溅射速率分别校准为 0.0710, 0.0128 和 0.0117 nm/s. 这里 0.7 nm 厚的 Pt 用于分隔 Dy 自旋源层和 [Co/Pt]₃ 磁性层, 防止两功能层之间相互扩散渗透从而最小化“死层”的产生. 此外, Pt(0.7 nm)/[Co(0.6 nm)/Pt(1.5 nm)]₃ (*t*=0 nm) 样品也被沉积作为对照样品. 随后, 通过标准光刻工艺和氩离子束蚀刻技术, 将上述多层膜样品加工成宽度为 10 μm 的霍尔器件. 利用振动样品磁强计表征薄膜样品的饱和磁化强度 (M_s) 和垂直磁各向异性场 (H_k); 利用实验室搭建的可编程磁电输运系统测试器件的基本电输运特性; 利用谐波锁相技术定量表征电流诱导的类阻尼和类场 SOT 效率. 以上所有样品的制备和测试均在室温条件下完成.

3 结果与讨论

3.1 样品的基本磁特性

首先, 通过基于反常霍尔效应 (anomalous Hall effect, AHE) 的电输运测量研究了所制备样品的基本磁特性. 图 1(b) 显示了霍尔器件的光学显微图像和 AHE 测量示意图, 当沿霍尔器件纵向 *x* 轴通入电荷流时, 可以沿 *y* 轴方向探测到由 AHE 引起的横向霍尔电压 (V_{Hall}). 由于霍尔电压信号与样品磁矩的面外分量成正比, 因而通过沿 *z* 轴方向扫描磁场调节霍尔信号可以间接识别磁矩状态. 在我们的实验中, 磁矩“向上”和“向下”磁化态分别对应于 $V_{\text{Hall}} > 0$ 和 $V_{\text{Hall}} < 0$. 图 1(c) 显示了不同 Dy 层厚度 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 样品的反常霍尔曲线, 图中方形的回线表明所制备样品具有垂直磁各向异性. 此外, 随着 Dy 层厚度增加, 回线趋于变窄, 表明样品的翻转场 (H_{sw}) 或矫顽场逐渐减小, 同时也预示垂直磁各向异性逐渐减弱. 为了排除电输运测量过程中电流诱导焦耳热和 SOT 的影响, 我们测量了不同 Dy 厚度样品的面外磁滞回线 (见补充材料图 S1 (online)). 基本一致的结果表明: 样品制备过程中 Dy 层厚度的变化对上层磁性层矫顽场产生了直接影响. 随后, 我们通过测量样品磁化强度 (M) 随面内磁场 (H_{IP}) 的依赖关系定量了样品的垂直磁各向异性场. 图 1(c) 插图代表性显示了 *t* = 7 nm 样品难轴方向的 M - H_{IP} 曲线, 通过估算难轴饱和场可以获取 H_k ^[33,35]. 样品 M_s , H_{sw} 以及计算的

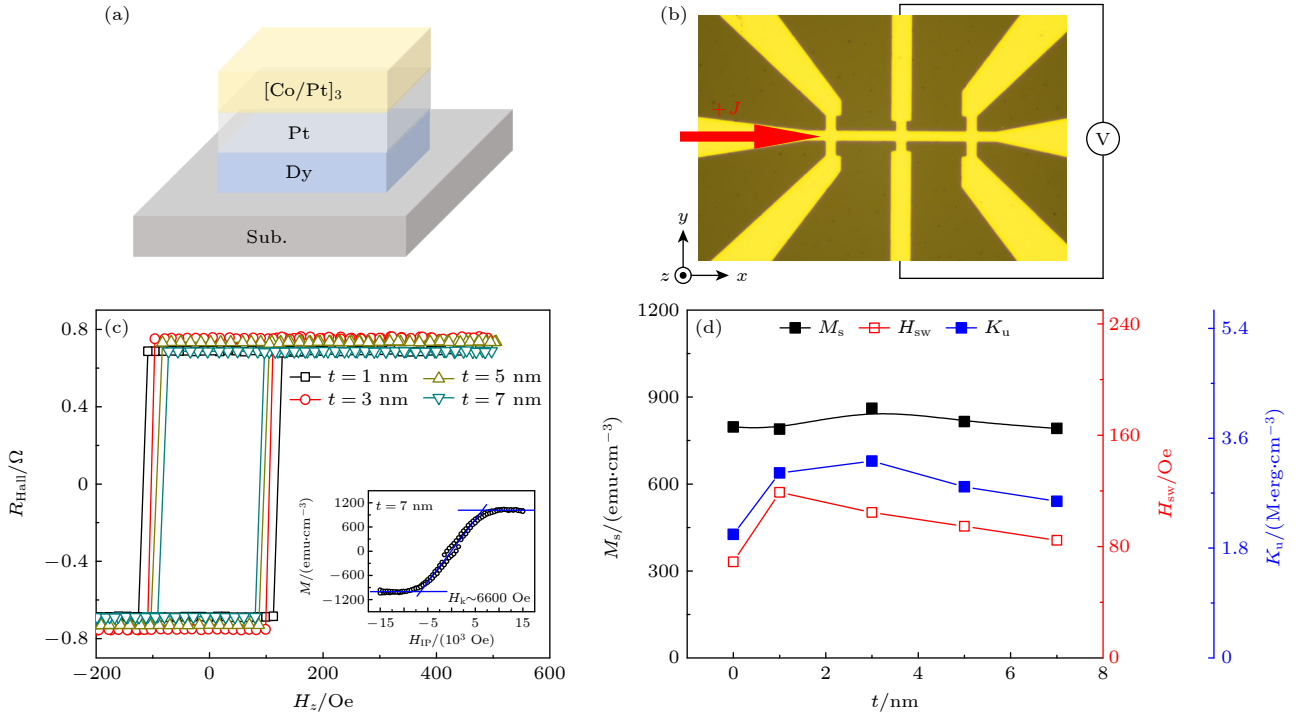


图 1 (a) Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 多层膜的结构示意图; (b) 霍尔器件的光学显微图像和电输运测量示意图; (c) 不同 Dy 厚度样品的反常霍尔曲线, 测试电流为 1 mA, 插图为 $t = 7$ nm 样品的面内磁滞回线; (d) 饱和磁化强度、翻转场和磁各向异性常数随 Dy 层厚度的变化关系

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a Dy/Pt/[Co/Pt]₃ stack; (b) optical image of the Hall device accompanied by a schematic measurement setup; (c) anomalous Hall loops for stacks with varying Dy layer thicknesses measured at $I = 1$ mA, and the inset presents the in-plane magnetic hysteresis loop for the stack with $t = 7$ nm; (d) dependence of M_s , H_{sw} , and K_u on Dy layer thickness.

有效磁各向异性性能密度 (K_u) 随 Dy 层厚度的变化关系总结在图 1(d) 中. 从图中可以看到, 与 Pt/[Co/Pt]₃ 样品对比, M_s 随 Dy 层厚度基本没有明显变化, 表明中间 0.7 nm Pt 层的嵌入有效阻隔了 Dy 与 [Co/Pt]₃ 之间的相互扩散. 而当生长 Dy 层后, H_{sw} 和 K_u 有明显增大, 并随 Dy 层厚度增加略微逐渐减小, 表明底部 Dy 层的引入以及厚度的变化对样品 H_{sw} 和 K_u 的影响较为明显. 尽管如此, 样品仍表现出较强的垂直磁各向异性. 特别地, 当 $t = 7$ nm 时, K_u 约为 $2.61 \times 10^6 \text{ erg}/\text{cm}^3$, 远高于传统 Pt/Co/ AlO_x 结构的相应值^[36].

3.2 自旋轨道矩的定量分析

随后, 采用二次谐波技术定量研究 Dy 层厚度对电流诱导 SOT 的影响. 图 2(a) 和图 2(b) 分别显示了类阻尼有效场 (H_{DL}) 和类场有效场 (H_{FL}) 的测量示意图. 当沿霍尔器件纵向 x 轴通入频率为 133.3 Hz 的正弦交流电 (I_{ac}) 时, 在 y 轴方向产生的横向谐波电压信号被两个锁相放大器所采集. 其中一个锁相放大器用于测量一阶谐波电压 (V^ω)

分别随面内纵向扫描磁场 (H_L) 和横向扫描磁场 (H_T) 的变化. 另一个则用于测量二阶谐波电压 ($V^{2\omega}$) 分别随 H_L 和 H_T 的变化. 图 2(c) 代表性显示了 V^ω 和 $V^{2\omega}$ 与 H_L 的变化关系, 而图 2(d) 则为 V^ω 和 $V^{2\omega}$ 与 H_T 的关系曲线. 随后, 利用二次函数和线性函数分别拟合上述一阶和二阶测量数据, 如图中紫色和绿色实线所示, 就可通过方程 (1) 提取 SOT 诱导的 H_{DL} 和 H_{FL} ^[37].

$$H_{\text{DL(FL)}} = -2 \frac{\partial V^{2\omega}}{\partial H_{L(T)}} \bigg/ \frac{\partial^2 V^\omega}{\partial H_{L(T)}^2}. \quad (1)$$

值得注意的是, 实验测量的谐波电压信号不可避免地包含了来自平面霍尔效应 (planar Hall effect, PHE) 的贡献. 因此, 需要测量平面霍尔电阻 (R_{PHE}), 利用方程 (2) 修正以上得到的 SOT 有效场^[38,39].

$$\Delta H_{\text{DL(FL)}} = \frac{H_{\text{DL(FL)}} \pm 2\xi H_{\text{FL(DL)}}}{1 - 4\xi^2},$$

$$\xi = \Delta R_{\text{PHE}} / \Delta R_{\text{AHE}}, \quad (2)$$

式中, ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 分别为 PHE 校准的类阻尼和类场有效场; \pm 号表示“向上”和“向下”磁化态;

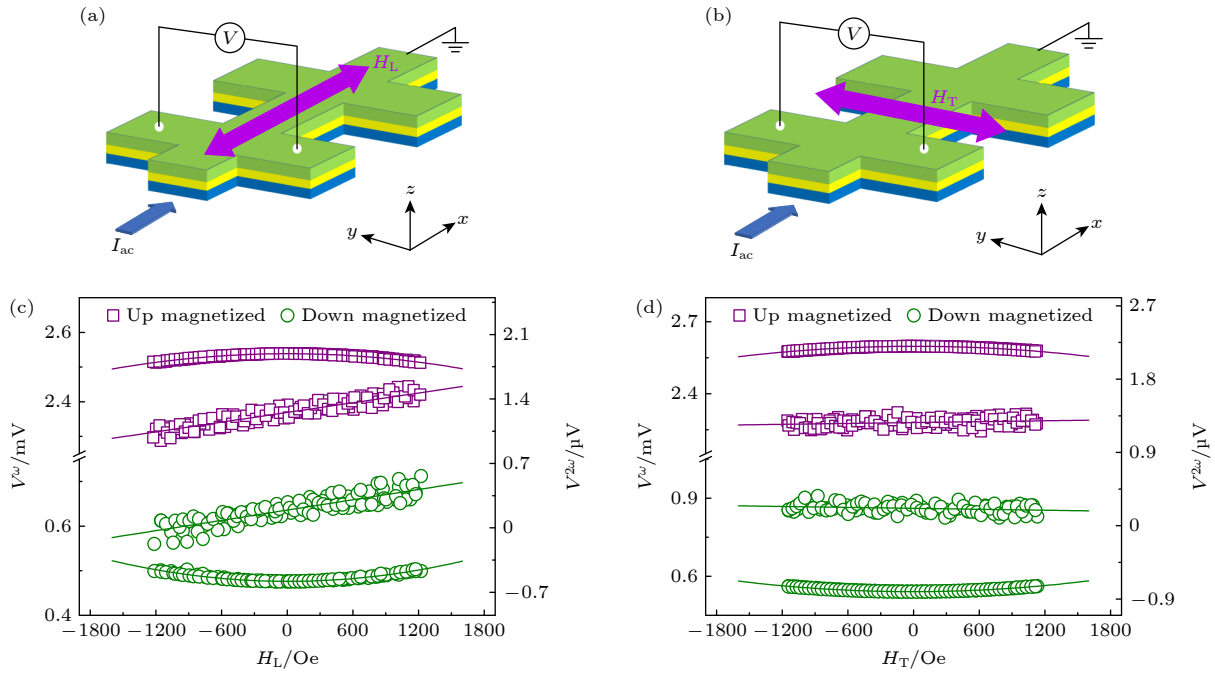


图 2 类阻尼 (a) 和类场 (b) 有效场的测量示意图; 一阶谐波电压 (V^ω) 和二阶谐波电压 ($V^{2\omega}$) 随面内纵向扫描磁场 H_L (c) 和横向扫描磁场 H_T (d) 的变化关系

Fig. 2. Schematic measurement setups of damping-like (a) and field-like (b) effective fields; representative first (V^ω) and second ($V^{2\omega}$) harmonic voltages as functions of in-plane longitudinal magnetic field H_L (c) and transverse magnetic field H_T (d).

ξ 为最大平面霍尔电阻 (ΔR_{PHE}) 和反常霍尔电阻 (ΔR_{AHE}) 两者之间的比值。

如图 3(a) 所示, 测量了不同 Dy 层厚度样品 R_{PHE} 随方位角 ϕ 的变化曲线, 这里 ϕ 角定义为 x - y 平面内磁矩与 x 轴之间的夹角, 具体平面霍尔测量过程参考先前的研究工作^[40]. 从图 3(a) 中可见, R_{PHE} 随方位角 ϕ 变化满足正余弦曲线规律. 为简单起见, 定义 ΔR_{PHE} 为曲线中最大和最小幅值之差的一半. 通过 PHE 修正, 校准的 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 随所加正弦电流幅值 (I_0) 的变化关系分别如图 3(b) 和图 3(c) 所示 (图中代表性显示了 $t = 7$ nm 样品的实验数据). 图中很好的线性拟合关系表明: 在所测量电流区域内, 包含电流产生焦耳热效应在内的其他非线性因素对 ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 的影响是可以忽略的^[40,41]. 特别地, 我们也证实源自反常能斯特效应的热电二阶信号贡献较小, 近似可以忽略 (见补充材料图 S2 (online)). 因此, 通过以上线性拟合获取斜率参数就可以计算得到 SOT 效率, 这里类阻尼 SOT 效率 (β_{DL}) 和类场 SOT 效率 (β_{FL}) 分别定义为 $\Delta H_{\text{DL}}/J$ 和 $\Delta H_{\text{FL}}/J$, J 表示电流密度.

图 4(a) 和图 4(b) 分别总结了 β_{DL} 和 β_{FL} 随 Dy 层厚度的依赖关系. 总体而言, β_{DL} 随 Dy 层厚度增加逐渐增大, 而 β_{FL} 也呈现增加趋势, 表明稀土

金属 Dy 的引入可以有效提升体系 SOT 效率. 通常, ΔH_{DL} 和 ΔH_{FL} 分别可以表示为 $\Delta H_{\text{DL}}(\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{m})$ 和 $\Delta H_{\text{FL}}\boldsymbol{\sigma}$ ^[7,14]. 当施加面内沿电流方向辅助场 (H_x) 时, 其产生的力矩作用 ($\boldsymbol{m} \times H_x$) 导致垂直磁矩偏离面外方向, 由于 ΔH_{DL} 是自旋和磁矩的耦合作用, 其方向随磁矩取向而变化, 因而可以驱动磁矩发生 180° 翻转. 然而, ΔH_{FL} 总是沿着面内固定方向 (指向 $\boldsymbol{\sigma}$ 方向), 不可能在垂直磁各向异性体系中实现磁矩“向上”和“向下”磁化态的转变. 因此, 类阻尼 SOT 效率常用来作为衡量体系 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 的一个重要标准. 根据方程 (3)^[7,15]:

$$\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}} = 2|e|M_s t_{\text{FM}} \beta_{\text{DL}} / \hbar, \quad (3)$$

式中, e 为元电荷量; t_{FM} 为磁性层厚度; \hbar 为 Dirac 常数, 计算得到的 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 随 Dy 层厚度的变化关系如图 4(c) 所示. 显然, 随着 Dy 层厚度增加, $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 逐渐增大. 这里值得注意的是, 对照样品 Pt/[Co/Pt]₃ ($t = 0$ nm) 也具有一定的有效自旋霍尔角 (其 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 为 0.082 ± 0.001), 主要归因于非对称 Pt 层提供了净余自旋流. 尽管如此, 生长 Dy 层之后样品整体表现出增强的 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$, 揭示了稀土金属 Dy 确实可以提供额外自旋流而提升体系 SOT 效率. 特别地, 当 $t = 7$ nm 时, 其 $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ 最大可达到 0.379 ± 0.008 . 为

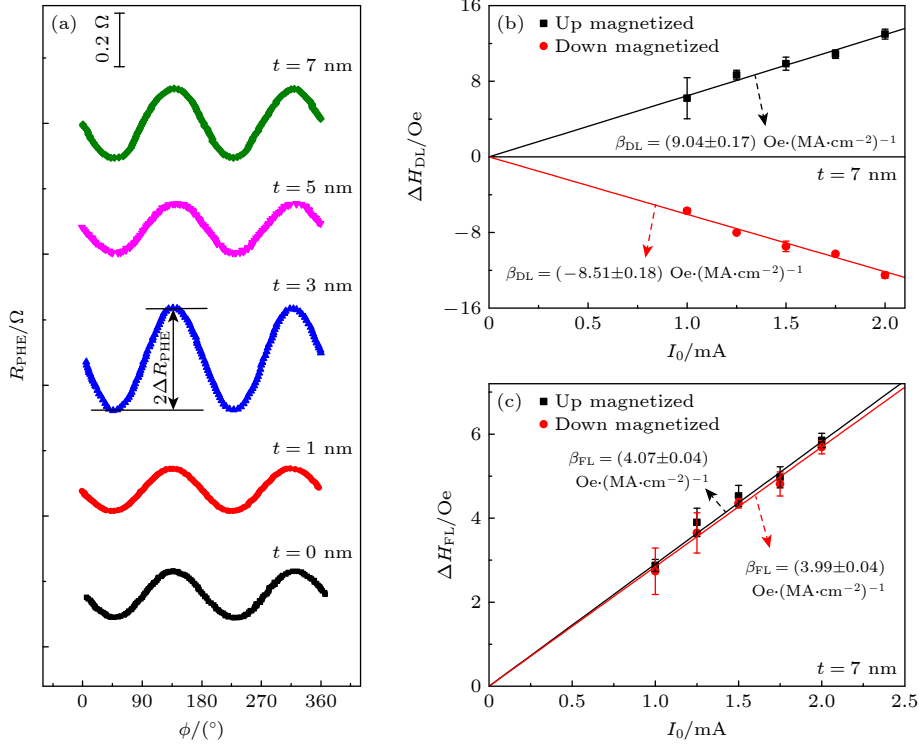


图 3 (a) 平面霍尔电阻随方位角 ϕ 的变化关系; 平面霍尔效应修正的类阻尼有效场 (b) 和类场有效场 (c) 随正弦电流幅值 I_0 的依赖关系

Fig. 3. (a) Dependence of the planar Hall resistance on the azimuthal angle ϕ for stacks with different Dy layer thicknesses; Calibrated damping-like (b) and field-like (c) effective fields against the amplitude of the input sinusoidal current by considering the planar Hall effect.

了进一步获取稀土金属 Dy 的有效自旋霍尔角 ($\theta_{\text{SH-Dy}}^{\text{eff}}$), 考虑分流效应并假设体系总 SOT 为稀土金属 Dy 层和 Pt/[Co/Pt]₃ 固定层自旋轨道矩贡献的代数和, 则稀土金属 Dy 的类阻尼 SOT 效率 ($\beta_{\text{DL}}^{\text{Dy}}$) 可表示为^[42]

$$\beta_{\text{DL}}^{\text{Dy}} = \beta_{\text{DL}}^{\text{tot}} - \beta_{\text{DL}}^0 \cdot \frac{(t_{\text{Dy}} + t_0)}{\rho_0} \cdot \frac{1}{t_{\text{Dy}}/\rho_{\text{Dy}} + t_0/\rho_0}, \quad (4)$$

式中, $\beta_{\text{DL}}^{\text{tot}}$ 为体系总类阻尼 SOT 效率; β_{DL}^0 为 Pt/[Co/Pt]₃ 层贡献的类阻尼 SOT 效率; t_{Dy} 和 t_0 分别为 Dy 和 Pt/[Co/Pt]₃ 层厚度, 而 ρ_{Dy} 和 ρ_0 分别为 Dy 和 Pt/[Co/Pt]₃ 的电阻率 ($\rho_{\text{Dy}} = 293.6 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $\rho_0 = 57.2 \mu\Omega \cdot \text{cm}$). 值得注意的是, 由于实验中稀土金属 Dy 为厚度变化层, 而 Pt/[Co/Pt]₃ 固定不变, 因此我们将 Pt/[Co/Pt]₃ 层作为整体用于计算分流效应. 如图 4 所示, 重新计算了稀土金属 Dy 的类阻尼 SOT 效率和有效自旋霍尔角, 其类场 SOT 效率 ($\beta_{\text{FL}}^{\text{Dy}}$) 计算方式类似于此. 从图 4 中可以看到, $\beta_{\text{DL}}^{\text{Dy}}$, $\beta_{\text{FL}}^{\text{Dy}}$ 和 $\theta_{\text{SH-Dy}}^{\text{eff}}$ 随 Dy 层厚度变化规律与体系总的相应结果基本一致. 特别地, $\theta_{\text{SH-Dy}}^{\text{eff}}$ 随 Dy 层厚度增加而增大并逐渐趋于饱和, 符合

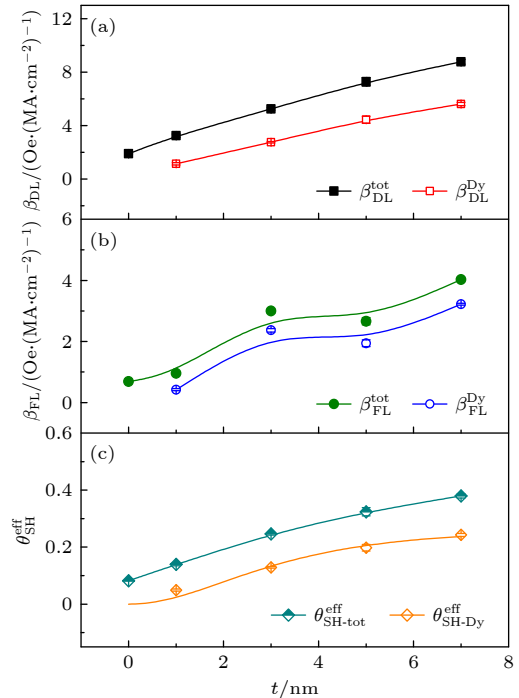


图 4 类阻尼 SOT 效率 (a)、类场 SOT 效率 (b) 和有效自旋霍尔角 (c) 随 Dy 层厚度的变化关系

Fig. 4. Damping-like SOT efficiency (a), field-like SOT efficiency (b), and effective spin Hall angle (c) as a function of Dy layer thickness.

自旋霍尔效应的物理图像^[7]. 因此, 基于漂移扩散模型, 利用方程 (5) 拟合 $\theta_{\text{SH-Dy}}^{\text{eff}}$ 与层厚度关系可以获取稀土金属 Dy 的内禀自旋霍尔角 ($\theta_{\text{SH}}^{\text{Dy}}$) 和自旋扩散长度 (λ_{sf})^[35,43]:

$$\theta_{\text{SH-Dy}}^{\text{eff}} = \theta_{\text{SH}}^{\text{Dy}} [1 - \text{sech}(t_{\text{Dy}}/\lambda_{\text{sf}})], \quad (5)$$

得到 $\theta_{\text{SH}}^{\text{Dy}}$ 为 0.260 ± 0.039 , λ_{sf} 为 (2.234 ± 0.383) nm, 表明稀土金属 Dy 可以作为理想的自旋源材料.

3.3 自旋轨道矩驱动垂直磁矩翻转

最后, 为了验证利用稀土金属 Dy 可以提升磁化翻转效率, 探究了 Dy 层厚度对电流诱导 SOT 驱动磁矩翻转的影响. 图 5(a) 代表性显示了 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ ($t = 7$ nm) 样品在不同面内辅助磁场下的电流翻转回线. 显然, 电流和面内辅助场的极性共同决定了磁矩在“向上”和“向下”磁化态之间的转变, 这与自旋霍尔效应模型非常吻合^[7]. 图 5(b) 显示了 H_x 固定为 +600 Oe 时不同 Dy 层厚度样品的

的翻转回线. 可以看到, 随着 Dy 层厚度增加, 回线逐渐变窄, 表明驱动样品磁矩翻转的临界电流密度 (J_c) 逐渐降低. 图 5(c) 总结了不同 Dy 层厚度样品磁矩翻转的相图 (J_c - H_x 关系曲线), 随着 Dy 层厚度增加, J_c 呈现整体下降. 特别地, 如图 5(d) 所示, 假定电流均匀地流过 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 样品各金属层, 当 $H_x = +600$ Oe 时, J_c 从约 1.1×10^7 A/cm² ($t = 0$ nm) 下降到约 5.3×10^6 A/cm² ($t = 7$ nm). 实际上, 各层金属的电阻率存在差异, 例如 $\rho_{\text{Dy}} = 293.6$ $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, Pt 的电阻率 (ρ_{Pt}) 为 38.1 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, Co 的电阻率 (ρ_{Co}) 为 136.7 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$. 考虑分流效应, 将 Pt/[Co/Pt]₃ 层 (其电阻率 $\rho_0 = 57.2$ $\mu\Omega \cdot \text{cm}$) 作为整体用于计算分流, 则基于并联电阻模型:

$$\frac{I_{\text{Dy}}}{I_t} = \frac{1/R_{\text{Dy}}}{1/R_{\text{Dy}} + 1/R_0} = \frac{t_{\text{Dy}}/\rho_{\text{Dy}}}{t_{\text{Dy}}/\rho_{\text{Dy}} + t_0/\rho_0}, \quad (6)$$

式中, I_{Dy} 为 Dy 层电流; I_t 为总电流. 根据该式计算得到 $t = 1, 3, 5, 7$ nm 时 Dy 层所分电流占总电

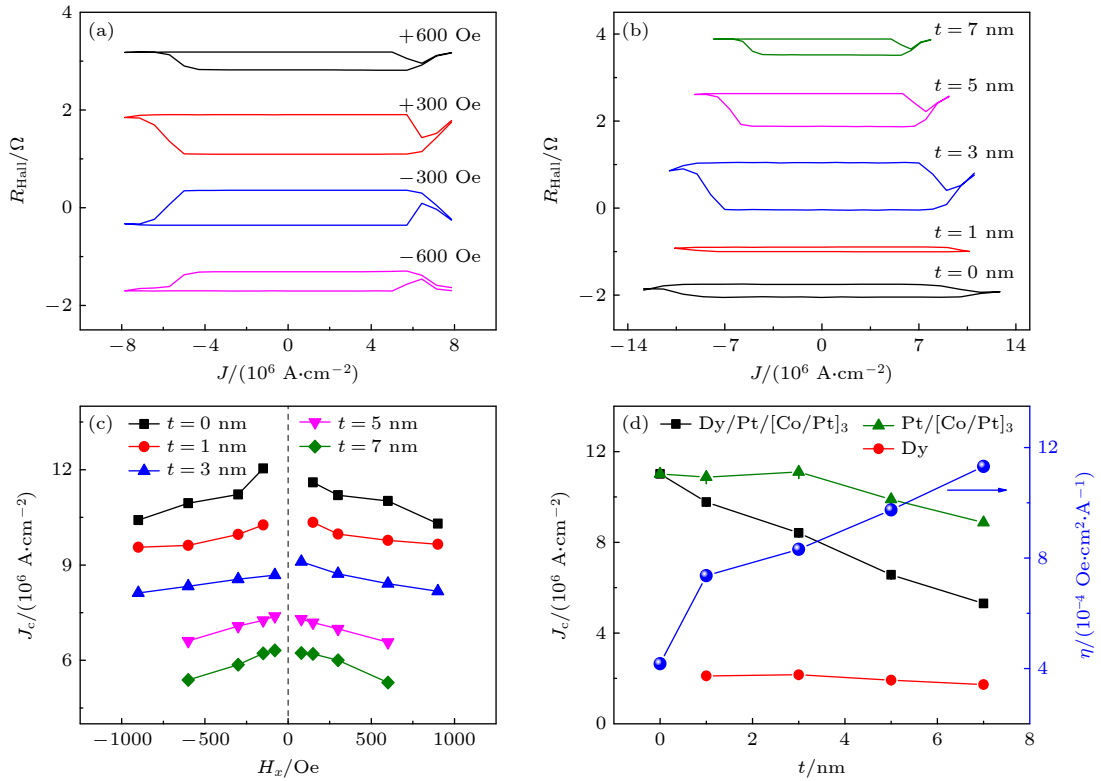


图 5 (a) $t = 7$ nm 样品在不同面内辅助场 H_x 的电流驱动磁矩翻转回线; (b) 不同 Dy 层厚度样品在 $H_x = +600$ Oe 的电流驱动磁矩翻转回线; (c) 不同 Dy 层厚度样品的电流驱动磁矩翻转相图; (d) $H_x = +600$ Oe 时 Dy/Pt/[Co/Pt]₃, Pt/[Co/Pt]₃ 和 Dy 层中临界翻转电流密度以及翻转效率随 Dy 层厚度的变化关系

Fig. 5. (a) Current-driven magnetization switching loops for the stack with $t = 7$ nm under various in-plane bias magnetic fields; (b) current-driven magnetization switching loops for stacks with different Dy layer thicknesses under $H_x = +600$ Oe; (c) switching phase diagram for stacks with different Dy layer thicknesses; (d) dependence of the critical switching current density in the Dy/Pt/[Co/Pt]₃, Pt/[Co/Pt]₃ and Dy layers as well as the switching efficiency on Dy layer thickness under $H_x = +600$ Oe.

流的比例分别为 2.7%, 7.7%, 12.2% 和 16.3%。Dy 和 Pt/[Co/Pt]₃ 层中所分临界电流密度随 Dy 层厚度的依赖关系, 如图 5(d) 所示, Dy 层获得了更低的临界电流密度 (约 2.0×10^6 A/cm²), 表明稀土金属 Dy 中提升的类阻尼 SOT 效率可以有效降低 J_c 。此外, 为了更直观地表示 SOT 驱动磁化翻转效率 (η), 考虑不同 Dy 层厚度样品磁各向异性的差异, 我们定义 $\eta = (H_k - H_x)/J_c$ ^[42,44]。如图 5(d) 所示, 随着 Dy 层厚度增加, 磁化翻转效率逐渐提高, 进一步证实利用稀土金属 Dy 可以有效提升磁化翻转能力, 更有助于低功耗磁矩翻转。

4 结 论

本文采用磁控溅射技术制备了具有垂直磁各向异性的 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 复合多层膜, 探究了不同 Dy 层厚度对体系 SOT 效率以及 SOT 驱动磁矩翻转的影响规律。结果表明: 随着 Dy 层厚度增加, 体系类阻尼 SOT 效率和有效自旋霍尔角逐渐增大, 其最大有效自旋霍尔角可达 0.379 ± 0.008 , 揭示了 4f 轨道稀土金属 Dy 具有增强的自旋霍尔效应可以提供额外自旋流。根据漂移扩散模型分析: 稀土金属 Dy 的内禀自旋霍尔角为 0.260 ± 0.039 , 自旋扩散长度为 (2.234 ± 0.383) nm, 进一步证实 Dy 可以作为理想的自旋源材料。此外, 基于体系提升的 SOT 效率, 临界翻转电流密度随 Dy 层厚度增加而逐渐降低, 最低可达约 5.3×10^6 A/cm²。以上这些研究结果不仅揭示了稀土金属 Dy 具有强的自旋霍尔效应, 而且突出了 Dy 在 Dy/Pt/[Co/Pt]₃ 体系中实现低功耗磁化翻转的重要作用, 为制备低功耗 SOT 基自旋电子器件提供了实验基础。

参考文献

- [1] Bhatti S, Sbiaa R, Hirohata A, Ohno H, Fukami S, Piramanayagam S N 2017 *Mater. Today* **20** 530
- [2] Tudu B, Tiwari A 2017 *Vacuum* **146** 329
- [3] Garelo K, Avci C O, Miron I M, Baumgartner M, Ghosh A, Auffret S, Boulle O, Gaudin G, Gambardella P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 212402
- [4] Resnati D, Goda A, Nicosia G, Miccoli C, Spinelli A S, Compagnoni C M 2017 *IEEE Electron Device Lett.* **38** 461
- [5] Yu G Q 2018 *Nat. Electronics.* **1** 496
- [6] Cubukcu M, Boulle O, Mikuszeit N, Hamelin C, Brächer T, Lamard N, Cyrille M C, Buda-Prejbeanu L, Garelo K, Miron I M 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 81

- [7] Liu L, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [8] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S 2013 *Nat. Mater.* **12** 611
- [9] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
- [10] Liu J H, Wang Z D, Xu T, Zhou H A, Zhao L, Je S G, Im M Y, Fang L, Jiang W J 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 017501
- [11] Demidov V E, Urazhdin S, Ulrichs H, Tiberkevich V, Slavin A, Baithier D, Schmitz G, Demokritov S O 2012 *Nat. Mater.* **11** 1028
- [12] Li L Y, Chen L N, Liu R H, Du Y W 2020 *Chin. Phys. B* **29** 117102
- [13] Miron I M, Garelo K, Gaudin G, Zermatten P J, Costache M V, Auffret S, Bandiera S, Rodmacq B, Schuhl A, Gambardella P 2011 *Nature* **476** 189
- [14] Pai C F, Ou Y, Henrique L, Vilela-Leão L H, Ralph D C, Buhrman R A 2015 *Phys. Rev. B* **92** 064426
- [15] Liu L, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [16] Haney P M, Lee H W, Lee K J, Manchon A, Stiles M D 2013 *Phys. Rev. B* **87** 174411
- [17] Rojas-Sánchez J C, Reyren N, Laczowski P, Savero W, Attané J P, Deranlot C, Jamet M, George J M, Vila L, Jaffrès H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 106602
- [18] Zhang W, Han W, Jiang X, Yang S H, Parkin S S P 2015 *Nat. Phys.* **11** 496
- [19] Nguyen M H, Ralph D C, Buhrman R A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 126601
- [20] Zhang C, Fukami S, Watanabe K, Ohkawara A, Gupta S D, Sato H, Matsukura F, Ohno H 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 192405
- [21] Han J, Richardella A, Siddiqui S A, Finley J, Samarth N, Liu L 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077702
- [22] Zheng Z Y, Zhang Y, Zhu D Q, Zhang K, Feng X Q, He Y, Chen L, Zhang Z Z, Liu D J, Zhang Y G, Amiri P K, Zhao W S 2020 *Chin. Phys. B* **29** 078505
- [23] Lü W, Jia Z, Wang B, Lu Y, Luo X, Zhang B, Zeng Z, Liu Z 2018 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **10** 2843
- [24] Shao Q, Yu G, Lan Y W, Shi Y, Li M Y, Zheng C, Zhu X, Li L J, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 7514
- [25] Wang F, Shi G Y, Kim K W, Park H J, Jang J G, Tan H R, Lin M, Liu Y K, Kim T, Yang D S, Zhao S S, Lee K, Yang S H, Soumyanarayanan A, Lee K J, Yang H 2024 *Nat. Mater.* **23** 768
- [26] Wei L J, Li Y H, Pu Y 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 018501 (in Chinese) [魏陆军, 李阳辉, 普勇 2024 物理学报 **73** 018501]
- [27] Liu L, Qin Q, Lin W N, Li C J, Xie Q D, He S K, Shu X Y, Zhou C H, Lim Z, Yu J H, Lu W L, Li M S, Yan X B, Pennycook S J, Chen J S 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 939
- [28] Liu Q B, Li J W, Zhu L J, Lin X, Xie X Y, Zhu L J 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 054079
- [29] Zhu L J, Ralph D C, Buhrman R A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 031001
- [30] Reynolds N, Jadaun P, Heron J T, Jermain C L, Gibbons J, Collette R, Buhrman R A, Schlom D G, Ralph D C 2017 *Phys. Rev. B* **95** 064412
- [31] Ueda K, Pai C F, Tan A J, Mann M, Beach G S D 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 232405
- [32] Wong Q Y, Murapaka C, Law W C, Gan W L, Lim G J, Lew W S 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 024057
- [33] Jin T L, Law W C, Kumar D, Luo F L, Wong Q Y, Lim G J, Wang X, Lew W S, Piramanayagam S N 2020 *APL Mater.* **8** 111111

- [34] Li D, Li M R, Lai Y P, Zhang W, Liu X Y, Quan Z Y, Xu X H 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 152403
- [35] Takeuchi Y, Zhang C L, Okada A, Sato H, Fukami S, Ohno H 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 192408
- [36] Li D, Ma R, Cui B S, Yun J J, Quan Z Y, Zuo Y L, Xi L, Xu X H 2020 *Appl. Surf. Sci.* **513** 145768
- [37] Kim J, Sinha J, Hayashi M, Yamanouchi M, Fukami S, Suzuki T, Mitani S, Ohno H 2013 *Nat. Mater.* **12** 240
- [38] Torrejon J, Kim J, Sinha J, Mitani S, Hayashi M, Yamanouchi M, Ohno H 2014 *Nat. Commun.* **5** 4655
- [39] Hayashi M, Kim J, Yamanouchi M, Ohno H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 144425
- [40] Li D, Chen S W, Zuo Y L, Yun J J, Cui B S, Wu K, Guo X B, Yang D Z, Wang J B, Xi L 2018 *Sci. Rep.* **8** 12959
- [41] Wu D, Yu G Q, Chen C T, Razavi S A, Shao Q M, Li X, Zhao B C, Wong K L, He C L, Zhang Z Z, Amiri P K, Wang K L 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 222401
- [42] Yu J W, Qiu X P, Legrand W, Yang H 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 042403
- [43] Liu L, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601
- [44] Wang X R, Meng A, Yao Y X, Lin F Y, Bai Y, Ning X B, Li B, Zhang Y, Nie T X, Shi S, Zhao W S 2024 *Nano Lett.* **24** 6931

Investigation of spin-orbit torques in rare-earth Dy/Pt/[Co/Pt]₃ magnetic multilayers*

LI Dong^{1)2)†} LAI Yanping¹⁾ LIU Xiyue¹⁾

1) (*Key Laboratory of Magnetic Molecules and Magnetic Information Materials of Ministry of Education, School of Chemistry and Materials Science, Shanxi Normal University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Shanxi Key Laboratory of Advanced Magnetic Materials and Devices, Research Institute of Materials Science, Shanxi Normal University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 16 February 2025; revised manuscript received 24 March 2025)

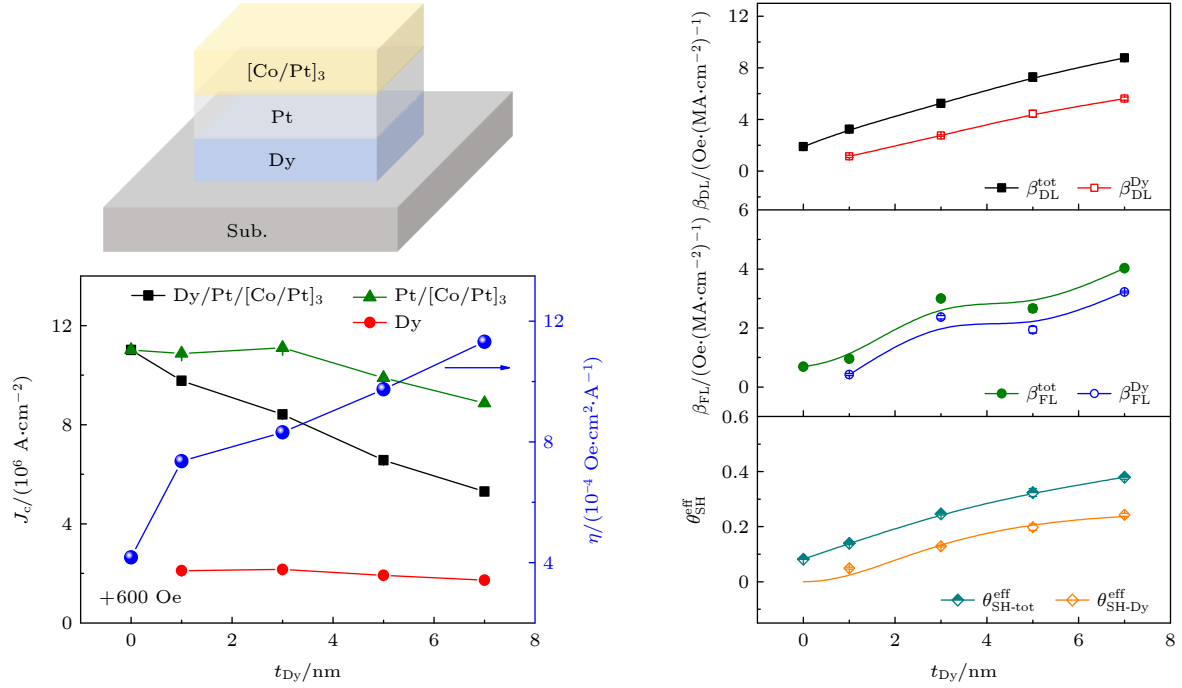
Abstract

Spin-orbit torque (SOT) based on the spin-orbit coupling (SOC) effect has received increasing attention in magnetic information storage, logical operation and neuron simulation devices because it can effectively manipulate magnetization switching, chiral magnetic domain walls, and magnetic skyrmion motions. Further improvement of the SOT efficiency and reduction of the driving current density are crucial scientific problems to be solved for high-density and low-power applications of SOT-based spintronic devices. The heavy rare-earth metal dysprosium (Dy) possesses a relatively strong SOC due to the partially filled f orbital electrons ($4f^{10}$), which is expected to generate spin Hall torques. In this work, the influences of Dy thickness on the SOT efficiency and SOT-driven magnetic reversal are explored in the Dy/Pt/[Co/Pt]₃ magnetic multilayers, where the rare-earth Dy and [Co/Pt]₃ are used as a spin-source layer and a perpendicularly magnetized ferromagnetic layer, respectively. A series of Dy/Pt/[Co/Pt]₃ heterostructures with the values of Dy layer thickness (t_{Dy}) of 1, 3, 5 and 7 nm is fabricated by ultrahigh-vacuum magnetron sputtering. The perpendicular magnetic anisotropy, SOT efficiency, spin Hall angle and current-induced magnetization switching are characterized using the magnetic property and electrical transport measurements. The results show that the switching field and magnetic anisotropic field decrease with the increase of t_{Dy} , revealing that the magnetic parameters can be regulated by the bottom Dy layer due to their structural sensitivity. However, both damping-like SOT efficiency and effective spin Hall angle ($\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$) gradually increase with the increase of t_{Dy} , indicating that the rare-earth Dy can provide additional spin current to enhance the SOT efficiency apart from the contribution of Pt/[Co/Pt]₃. Particularly, the maximum value of $\theta_{\text{SH}}^{\text{eff}}$ of 0.379 ± 0.008 is achieved when t_{Dy} is 7 nm. According to the fitting analysis of the drift-diffusion model, the intrinsic spin Hall angle and spin diffusion length of the rare-earth Dy

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52001190) and the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202303021221151).

† Corresponding author. E-mail: lidong@sxnu.edu.cn

are extracted to be 0.260 ± 0.039 and (2.234 ± 0.383) nm, respectively, suggesting that Dy can be used as an ideal spin-source material. In addition, the critical switching current density (J_c) gradually decreases with the increase of t_{Dy} , and J_c reaches a minimum value of approximately 5.3×10^6 A/cm² at $t_{\text{Dy}} = 7$ nm, which is mainly attributed to the increase of the damping-like SOT and slight decrease of the switching field. These results experimentally demonstrate a strong spin Hall effect of the rare-earth Dy, and provide a feasible route for designing SOT-based spintronic devices with low-power dissipation.



Keywords: rare-earth metal Dy, spin-orbit torque, perpendicular magnetic anisotropy

PACS: 72.25.Ba, 71.70.Ej, 71.20.Eh, 75.30.Gw

DOI: [10.7498/aps.74.20250186](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250186)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250186](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250186)

基于稀土金属Dy/Pt/[Co/Pt]₃磁性多层膜的自旋轨道矩

李栋 来艳萍 刘喜悦

Investigation of spin-orbit torques in rare-earth Dy/Pt/[Co/Pt]₃ magnetic multilayers

LI Dong LAI Yanping LIU Xiyue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 137203 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250186

CSTR: 32037.14.aps.74.20250186

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250186>

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

基于外尔半金属WTe₂的自旋-轨道矩驱动磁矩翻转

Magnetization switching driven by spin-orbit torque of Weyl semimetal WTe₂

物理学报. 2024, 73(1): 018501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231836>

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque

物理学报. 2023, 72(8): 087202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222433>

垂直各向异性Ho₃Fe₅O₁₂薄膜的外延生长与其异质结构的自旋输运

Epitaxial growth of Ho₃Fe₅O₁₂ films with perpendicular magnetic anisotropy and spin transport properties in Ho₃Fe₅O₁₂/Pt heterostructures

物理学报. 2021, 70(7): 077501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201737>

重金属缓冲层和覆盖层对TbFeCo超薄膜磁性及热稳定性的影响

Magnetic properties and thermal stability of ultrathin TbFeCo films encapsulated by heavy metals Pt and W

物理学报. 2023, 72(7): 077501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222239>

基于二维材料的自旋-轨道矩研究进展

Research progress of spin-orbit torques based on two-dimensional materials

物理学报. 2021, 70(12): 127501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210004>

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>