

# 不同厚度 Cr 中间层对 Gd/FeCo 薄膜 磁电阻效应转变的影响\*

张艺玮<sup>1)</sup> 宋恒博<sup>1)</sup> 李小燕<sup>1)</sup> 孙丽<sup>1)†</sup> 刘晓莹<sup>1)</sup>  
寇朝霞<sup>2)</sup> 张栋<sup>3)</sup> 费红阳<sup>1)</sup> 赵志斌<sup>1)</sup> 翟亚<sup>2)</sup>

1) (海南师范大学物理与电子工程学院, 海口 571158)

2) (东南大学物理学院, 南京 211189)

3) (聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

(2022 年 3 月 15 日收到; 2022 年 6 月 28 日收到修改稿)

磁电阻作为表征自旋阀结构最具代表性的特征之一, 是研究多层膜层间耦合作用的重要研究手段. 稀土/磁性过渡金属通过耦合和界面效应诱导室温下稀土具有磁性, 插入中间非磁金属层通过调控层间耦合作用实现自旋阀结构将有利于拓展稀土在自旋电子学领域的应用. 通过分析具有不同 Cr 层厚度 ( $t_{Cr}$ ) 的 Gd (4 nm)/Cr( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) 三层膜室温下面内磁电阻效应, 本文研究了薄膜的层间耦合和界面效应. 研究发现, 相对于 FeCo 薄膜, Gd/FeCo 薄膜表现出更为明显的各向异性磁电阻. Cr 的插入使得电流垂直于磁场时的磁电阻在低场峰值位置处出现一极小值, 且这个极小值随着  $t_{Cr}$  的增加变得更加明显. 当  $t_{Cr} = 3$  nm 时, 几乎完全表现为负自旋阀磁电阻效应. FeCo 层与 Cr/Gd 形成的不同的自旋散射不对称是产生这一负自旋阀磁电阻效应的主要原因. 电流平行于磁场时磁电阻峰值随  $t_{Cr}$  的振荡和低温下的磁滞回线证实了低温和室温下层间耦合的存在.

**关键词:** FeCo 薄膜, 磁电阻, 层间耦合, 稀土

**PACS:** 75.50.Bb, 73.43.Qt, 75.70.-i

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220472

## 1 引言

随着技术水平的不断提高, 被称为“工业维生素”的稀土 (RE) 元素在各个领域的潜力不断被发掘, 部分稀土元素被视为高科技领域极具价值的添加剂. 与轨道矩淬灭的磁性过渡金属 (TM) 相比, 稀土元素因其具有强的自旋-轨道耦合和丰富的磁结构被广泛用于掺杂或与磁性 TM 及合金构成多层膜结构以探索具有独特性质的自旋电子学材料. 例如稀土掺杂磁性薄膜, 研究表明稀土元素在薄膜

微观结构<sup>[1-3]</sup>、矫顽力<sup>[4-7]</sup>、磁各向异性<sup>[8-12]</sup>、磁补偿点<sup>[13-17]</sup>和动态特性<sup>[18-22]</sup>等方面发挥重要作用; 甚至有报道利用稀土达到改变磁性氧化物薄膜的结构、磁性和电学性质的目的<sup>[23-29]</sup>. 对于由稀土和磁性 TM 构成的多层膜结构, 受层间耦合影响的微观结构、静态和动态磁性被广泛研究<sup>[30-35]</sup>. 同时在磁性 TM/稀土构成的多层膜结构中, 利用稀土与磁性层间的层间耦合实现了对薄膜磁电阻 (MR) 的调控. 如在 Fe/Nd 多层膜中<sup>[36]</sup>, MR 依赖于 Nd 层厚度变化. 在 CoFe/Ag/CoFeGd 三层膜中<sup>[37]</sup>, 减小 CoFe 层可以实现薄膜由各向异性磁电

\* 海南省自然科学基金 (批准号: 2019RC169, 117109, 114008)、国家自然科学基金 (批准号: 12164016, 11364015)、海南省科协青年科技英才科技创新 (批准号: QCXM201810) 和海南省激光技术与光电功能材料重点实验室资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [lisun\\_2014@163.com](mailto:lisun_2014@163.com)

阻 (AMR) 到反向自旋阀 MR 效应的转变, 其中 CoFeGd 层中 Gd 与 FeCo 磁矩反平行排列和稀土 Gd 在磁矩贡献中的主导作用是出现反向自旋阀 MR 的主要原因. 近期报道的在磁性 Fe 层和稀土 Tb 层中间插入 Cr 层构成的三层膜中, 观察到了 Cr 中间非金属层对三层膜 MR 的调控, 但在研究的 Cr 层厚度范围内 ( $\leq 3.5$  nm) 薄膜一直都具有明显的 AMR 效应<sup>[38]</sup>.

MR 与体中或铁磁 (FM) 层界面处的传导电子的自旋相关散射有关. 在两磁性层 (FM1, FM2) 之间插入非磁性金属层 (NM) 的结构中, 除了上面提到的 CoFe/Ag/CoFeGd 三层膜中会产生反向自旋阀 MR 外, FM 层不同的自旋散射不对称性也是产生反向自旋阀效应的重要原因. 散射的自旋不对称性通常由  $\alpha = D_{\downarrow}/D_{\uparrow}$  定义, 其中  $D_{\uparrow}$  ( $D_{\downarrow}$ ) 是指与多数 (少数) 自旋平行的电子. 在具有相同性质  $\alpha$  的铁磁层 FM1 和 FM2 的夹层系统中 (不管  $\alpha > 1$  还是  $\alpha < 1$ ), FM1 与 FM2 磁矩反平行排列时的电阻大于平行排列时的电阻, 这是正常的 MR. 另一方面, 如果 FM1 和 FM2 的自旋不对称性不同, 比如 FM1 的  $\alpha_1 > 1$  ( $D_{1\downarrow} > D_{1\uparrow}$ ) 和 FM2 的  $\alpha_2 < 1$  ( $D_{2\downarrow} < D_{2\uparrow}$ ), 则 FM1 中与多数自旋平行的电子散射弱, FM2 中与少数自旋平行的电子散射弱, 因此 FM1 与 FM2 的磁矩反平行排列时的电阻小于平行排列时的电阻, 可期望得到反向自旋阀 MR. 如 George 等<sup>[39]</sup> 在基于 Fe/Cr/Fe/Cu/Fe/Cu 的多层上发现了较小的反向 MR 效应, 其中 FM1 是 Fe 膜 ( $\alpha_1 > 1$ ), FM2 是插入超薄 Cr 膜的两层 Fe 膜组成的系统 ( $\alpha_2 < 1$ ). 散射率中的  $D_{\uparrow}$  与费米能级处的态密度  $n_{\uparrow}$  ( $E_F$ ) (同样  $D_{\downarrow} \propto n_{\downarrow}$  ( $E_F$ )) 成正比. 体心立方结构的 Fe 自旋不对称性相当弱, 但在 Fe/Cr 或 Fe 与 Cr 的合金化材料中<sup>[39]</sup>, 具有显著增强的不对称性, 且  $\alpha < 1$ . 这种合金化引起的自旋不对称性也是 Renard 等<sup>[40]</sup> 在  $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x/\text{Au}/\text{Co}$  三层膜中观察到明显的反向自旋阀 MR 效应的原因, 其中 V 与 Fe 的合金增强了费米面处明显的自旋不对称 ( $\alpha_1 < 1$ ); 铁磁体 Co, 具有  $n_{\uparrow}(E_F) < n_{\downarrow}(E_F)$ , 即  $\alpha(\text{Co}) > 1$ .

Cr 磁矩与磁性 TM 和 RE 磁矩的反平行排列这一特殊的性质<sup>[41]</sup>, 使得在磁性 TM 层和 RE 层之间插入 Cr 层, 通过对界面效应和层间耦合作用的调控, 将会得到有趣的 MR 变化规律. 考虑到 Fe 可能具有较弱的自旋不对称性, 同时要使得薄

膜具有较好的层间耦合效应, 本文选择的 FM/NM/RE 结构中的 FM 层为  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$  薄膜 (FeCo); RE 层选择居里温度较高的 Gd 层. 尽管反向自旋阀效应不是一种新的物理现象, 但在磁性层与稀土层构成的薄膜系统中研究这种 MR 效应的转变鲜见报道, 得到的研究结果将有利于拓展稀土磁性多层膜在自旋电子学器件中的应用.

## 2 实验方法

室温下, 利用高真空直流磁控溅射法制备了具有不同 Cr 层厚度的 Gd (4 nm)/Cr ( $t_{\text{Cr}}$ )/FeCo (5 nm) ( $t_{\text{Cr}} = 0, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$  nm) 结构薄膜, 如图 1(a) 所示, 其中以具有自然氧化层的 Si (100) 为衬底层. 制备薄膜前分别利用去离子水、丙酮和酒精对 Si 衬底进行超声清洗. 溅射背景真空度为  $1.2 \times 10^{-5}$  Pa, 薄膜沉积过程中通 Ar 气至 0.5 Pa. 纯度分别为 99.99%, 99.95% 和 99.9% 的 Ta, FeCo 和 Gd 靶, 在 30 W 的直流功率下, 溅射速率分别为 1.59, 1.02 和 1.15 Å/s ( $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$ ). 考虑到 Cr 层厚度较薄, 沉积 Cr 用的溅射功率为 10 W, 对应的沉积速率为 0.87 Å/s. 上述所有样品, 均以 2 nm 的 Ta 作为缓冲层和覆盖层. 为了对比样品的性质, 在相同的对应条件下制备了 FeCo (5 nm) 和 Gd (4 nm) 薄膜, 其中 2 nm 的 Ta 作为缓冲层和覆盖层 (以下分别称为 FeCo 和 Gd). 为研究稀土 Gd 层的结晶, 以相同的溅射条件在室温下制备了厚度为 50 nm Gd 层的 Gd/Cr (1 nm)/FeCo (5 nm) 薄膜. 所有样品均未进行退火处理.

本文利用波长为 0.15418 nm 的 Cu 靶 Rigaku Ultima IV (185 mm) X 射线衍射 (XRD) 进行薄膜结构的表征, 薄膜样品水平放置, X 射线发生器扫描样品. 室温下对磁滞回线和四探针法 MR 的测量, 是采用带有 MR 选件的 Lakeshore 7404 振动样品磁强计, 外加磁场施加在薄膜平面内. 薄膜 MR 的测量中电流分别施加在薄膜平面内平行和垂直外加场方向. 低温磁滞回线的测量采用超导量子干涉仪.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 室温下的结构和基本磁性

图 1(b) 和图 1(c) 分别显示了 FeCo 薄膜和 Gd

(4 nm)/Cr(1 nm)/FeCo(5 nm) 三层薄膜的 XRD 图谱. 如图 1(b) 所示, 44.9° 的衍射峰是体心立方结构 FeCo 合金的 (110) 衍射峰, 随着 Cr 层的插入, Cr(210)( $2\theta = 44.10^\circ$ ) 衍射峰与 FeCo(110) 衍射峰叠加而难以分辨. 考虑到薄膜厚度较薄, 此处观察到的衍射峰增强, 除与两个峰值的叠加有关之外, 还可能与薄膜结构及其他外部条件的微小扰动有关. 此外, Gd (4 nm)/Cr (1 nm)/FeCo (5 nm) 薄膜在约 30° 位置可观察 Gd 衍射包 (图 1(c)), 并且此衍射包的形状与生长在 2 nm Ta 缓冲层的相同厚度的 Gd 薄膜类似, 表明较薄的 Gd 层不利于结晶. 这可以通过在具有较厚 Gd 层的 Gd (50 nm)/Cr (1 nm)/FeCo (5 nm) 的 XRD 图谱得到证实, 如图 1(d) 所示. Gd 层较厚时, 可观察到明显的 Gd 密堆六方 (HCP)(002) 的衍射峰和较弱的面心立方 (FCC) (111) 衍射峰共存, 与报道的室温下在 SiO<sub>2</sub> 衬底上生长的 Ta (5 nm)/Gd (50 nm)/Ta (5 nm) 薄膜 [42] 具有相似的结论, 相对强度较小的 FCC

(111) 衍射峰, 影响因素很可能是溅射速率、薄膜厚度和衬底等.

图 2(a)–(c) 显示了具有代表性的薄膜样品的磁滞回线, 磁场 ( $H$ ) 沿着膜面, 可以看出, 随着 Cr 的插入以及 Cr 厚度的增加, 虽然 Gd/FeCo 薄膜具有更好的矩形度, 但磁滞回线的形状没有出现明显的变化. 图 2(d) 实心圆是薄膜矫顽力 ( $H_c$ ) 随 Cr 层厚度的变化规律: 当 Cr 厚度为 1 nm 时, 薄膜具有最小的  $H_c$ , 且小于 FeCo 薄膜的数值; 随着 Cr 厚度的增加, 薄膜  $H_c$  逐渐增大, 可能与随着 Cr 层厚度的增加 Cr 层界面逐渐得到改善, 进而使得层间耦合增强有关. 这之前报道的随着 Cr 层厚度从 2 nm 增加到 4 nm, 出现更光滑的 Cr/Fe 表面相对应 [38]. 从磁滞回线得到的薄膜单位面积的饱和磁化强度 ( $M_s$ ) 随 Cr 层厚度的变化规律将在 3.2 节讨论.

### 3.2 室温下的 MR

利用四探针法测量得到了室温下薄膜电阻率随磁场  $H$  的变化情况, 其中外加磁场沿薄膜平面, 最大值为 100 mT, 电流分别沿着平行磁场方向和垂直磁场方向. 根据  $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(100)]/\rho(100)$ , 得出了不同 Cr 厚度薄膜样品的 MR 随磁场的变化情况, 其中  $\rho(100)$  是外加场为 100 mT 时对应的样品电阻率. 图 3 是电流沿着薄膜面内且垂直外加磁场方向时 (即  $I \perp H$ ) 不同 Cr 厚度薄膜样品的 MR, 其电流与磁场方向的示意图如图 3(a) 右上角插图所示. 图 4 是电流平行外加磁场方向时 ( $I // H$ ) 不同 Cr 厚度薄膜样品的 MR, 其电流与磁场方向的示意图如图 4(a) 左边插图所示. 由图 3(a) 和图 4(a) 可知, FeCo 薄膜在  $I \perp H$  和  $I // H$  时具有相反的 MR 随磁场的变化规律, 即 AMR 的特征, 这主要源于自旋-轨道相互作用导致的传导电子的各向异性散射 [43]. 随着 Gd 的加入, 薄膜仍表现出 AMR 的特征, 且与 FeCo 薄膜比较, Gd/FeCo 薄膜表现出的 AMR 更明显, 这表明 Gd 的加入有利于增强薄膜的 AMR 效应.

有趣的是, 随着 Cr 中间层的插入, 当  $I \perp H$  时,  $\Delta\rho/\rho$  曲线在峰值的中间出现了极小值, 且这一极小值随着 Cr 层厚度的增加而逐渐明显, 当 Cr 层厚度为 2 nm 时只剩一很小的峰值, 这一很小的峰值在  $t_{Cr} \geq 3$  nm 时几乎完全消失. 由此可以看出, 随着 Cr 的插入, Gd/Cr/FeCo 三层膜出现了 AMR

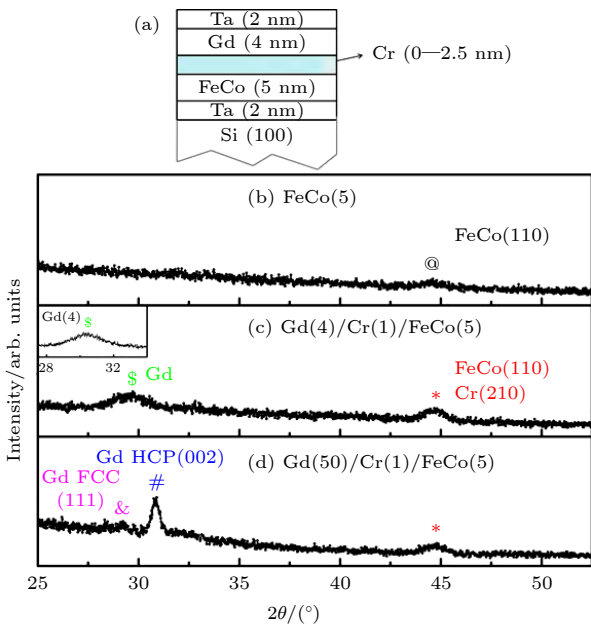


图 1 (a) Si(100) 衬底上生长的 Gd/Cr/FeCo 结构示意图, 2 nm Ta 作为保护层和缓冲层; (b)–(d) FeCo (5 nm) 薄膜和不同厚度 Gd 层的 Gd/Cr (1 nm)/FeCo (5 nm) 薄膜的 XRD 图谱 (图 1(c) 插图是 Ta (2 nm)/Gd (4 nm)/Ta (2 nm) 薄膜的 Gd 衍射峰)

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the film structure for Gd/Cr/FeCo on Si(100) with Ta (2 nm) as the capping layer and buffering layer; (b)–(d) XRD patterns for the FeCo (5 nm) and Gd/Cr (1 nm)/FeCo (5 nm) films with different thickness of Gd layer. (The inset of Fig. 1(c) shows the diffraction peak of Gd for Ta (2 nm)/Gd (4 nm)/Ta (2 nm) film).

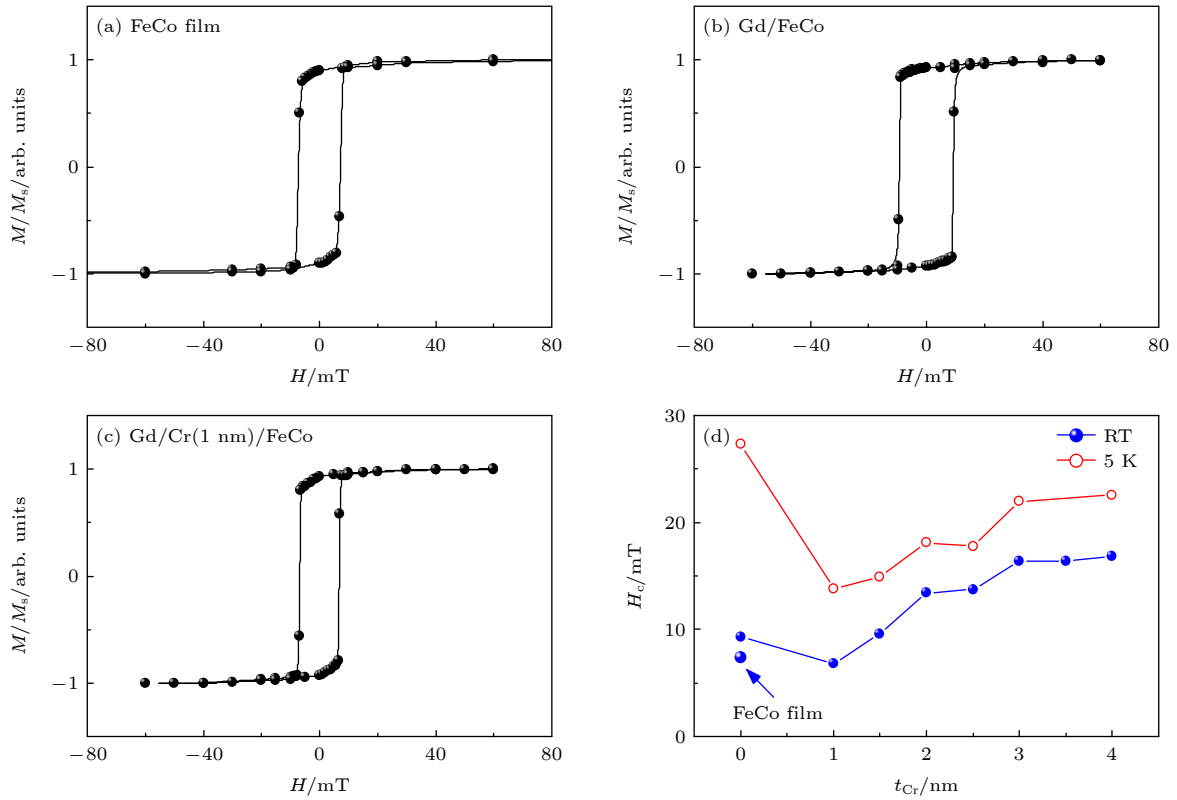


图 2 (a)–(c) 具有代表性的薄膜在室温下的面内磁滞回线; (d) 室温和 5 K 下不同厚度 Cr 层的 Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) 薄膜的矫顽力  $H_c$ , 为便于比较, 其中包含 FeCo 薄膜室温下的矫顽力, 实线只是用来观察变化趋势

Fig. 2. (a)–(c) Typical in-plane magnetization hysteresis loops for films at room temperature; (d) the coercivity  $H_c$  of Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) films with different thickness of Cr layer at room temperature and 5 K, and the coercivity of FeCo film also presented for comparison. The solid lines only guide to the eye in panel (d).

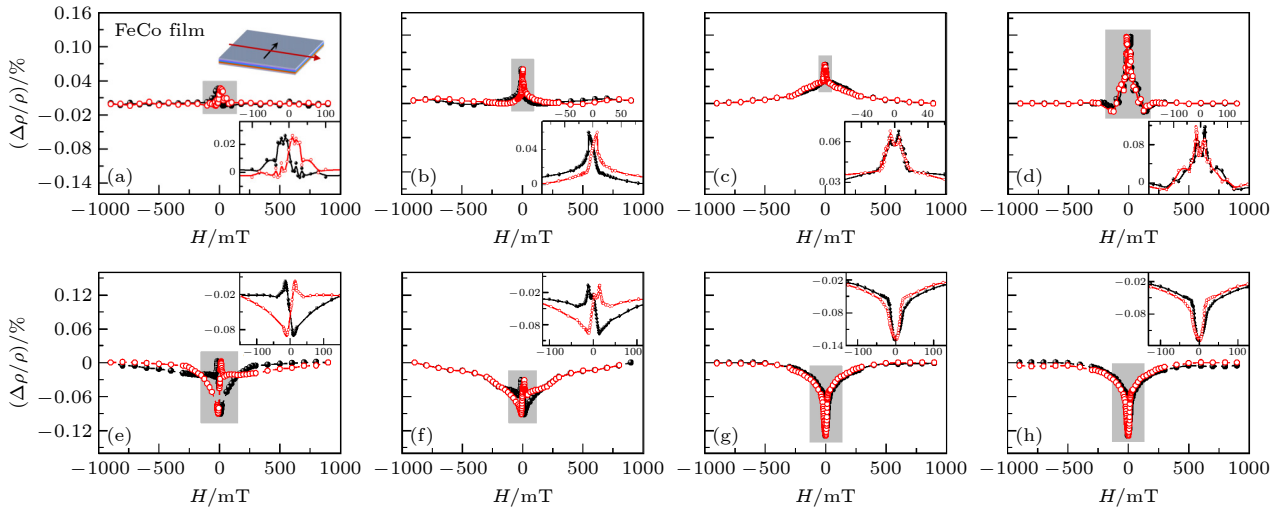


图 3 室温且  $I \perp H$  时, FeCo 薄膜 (a) 和不同 Cr 厚度 Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) 薄膜 (b)–(h) 的 MR 随磁场的变化 (a) FeCo; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 3.5$  nm (图 3(a) 右上角插图表示电流方向垂直于磁场方向, 磁场沿着薄膜平面内; 实心点表示磁场下降的分支, 空心点表示磁场上升的分支; 其余插图均为对应阴影部分的放大图)

Fig. 3. Variation of MR with the magnetic field for (a) FeCo film and (b)–(h) Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) films with different thickness of Cr at the room temperature and  $I \perp H$ : (a) FeCo film; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 3.5$  nm (The current direction is perpendicular to the direction of magnetic field, and the magnetic field is along the in-plane of the film, as shown in top-right of Fig. 3(a). Solid dots indicate downwards branches, open dots indicate upwards branches. The other insets are the enlarged images of the corresponding shaded parts).

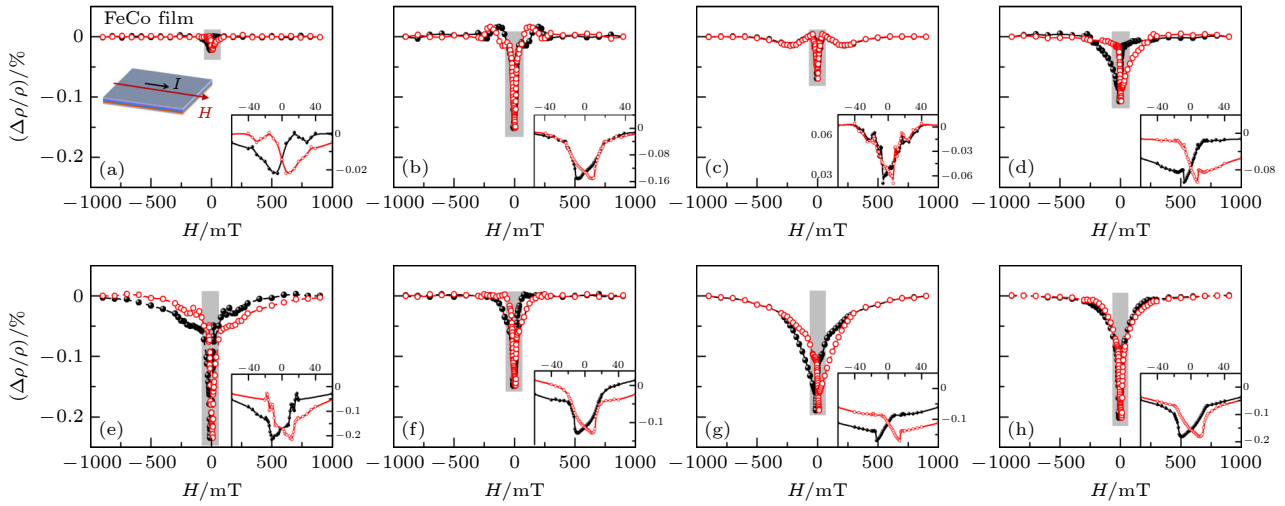


图 4 室温且  $I//H$  时, FeCo 薄膜 (a) 和不同 Cr 厚度 Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) 薄膜 (b)–(h) 的 MR 随磁场的变化 (a) FeCo; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 3.5$  nm (图 4(a) 左边插图表示电流方向平行于磁场方向, 磁场沿着薄膜平面内; 实心点表示磁场下降的分支, 空心点表示磁场上升的分支; 其余插图均为对应阴影部分的放大图)

Fig. 4. Variation of MR with the magnetic field for (a) FeCo film and (b)–(h) Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) films with different thickness of Cr at the room temperature and  $I//H$ : (a) FeCo film; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 3.5$  nm (With current parallel to  $H$ , and the magnetic field is along the in-plane of the film, as illustrated the inset in the left of Fig. 4(a). Solid dots indicate downwards branches, open dots indicate upwards branches. The other insets are the enlarged images of the corresponding shaded parts).

和负自旋阀 MR 效应共存的现象, 这在以往研究的 Tb/Cr/Fe 中并未观察到<sup>[38]</sup>. 出现此现象的原因与 CoFe/Ag/CoFeGd 三层膜中<sup>[37]</sup> 的负自旋阀 MR 效应的原因不同, 因为 Cr 层的插入阻止了 FeCoGd 层的形成, 虽然在 Gd/FeCo 界面会因为界面渗入形成 FeCoGd 合金, 但在加入 Cr 后势必会阻挡此合金的形成, 而不会随着 Cr 厚度的增加负自旋阀 MR 效应更明显. 其原因可能是 Cr 层的插入, 使得 Cr/Gd 界面形成合金, 从而形成  $\alpha < 1$  的磁性层. 虽然 Gd 的居里温度较低, 但 Cr 厚度较薄时, 由于界面层间耦合相互作用可提高其居里温度使其室温下具有磁性, 如 Tb/Cr 多层膜<sup>[44]</sup>. 相对于 FeCo 层的  $\alpha > 1$ <sup>[40]</sup>, 这种不同的自旋散射不对称性将会使得界面合金层的磁矩与 FeCo 薄膜的磁矩反平行时 MR 变小, 于是出现了 MR 在矫顽力附近的极小值. 在 Cr 层较薄时, 界面较少的合金和未连续的 Cr 中间层, 出现了 AMR 效应与反向自旋阀 MR 效应共存的现象. 随着 Cr 层厚度的增加, 更多合金层的形成和连续 Cr 层的形成使得矫顽力附近的极小值越明显, 与图 5 中室温下薄膜单位面积  $M_s$  在  $t_{Cr} = 1$  nm 时开始逐渐减小的规律一致, 说明在 Cr 厚度较薄时, 合金的形成导致磁化强度的减小作用大于层间耦合的增强作用. 直

到 Cr 层厚度为 3 nm 时, 负自旋阀效应几乎完全掩盖了 FeCo 薄膜的 AMR 效应, 与图 5 中当 Cr 厚度大于 2.5 nm 时, 单位面积的  $M_s$  不再减小, 而是有增加的趋势相对应. 表明因层间耦合增强诱导形成的 FeCo 磁矩与 Gd 磁矩的平行排列<sup>[41]</sup> 超过了界面合金化导致的  $M_s$  的减小, 同时归功于 Cr 层厚度的增加有利于高质量薄膜界面的形成.

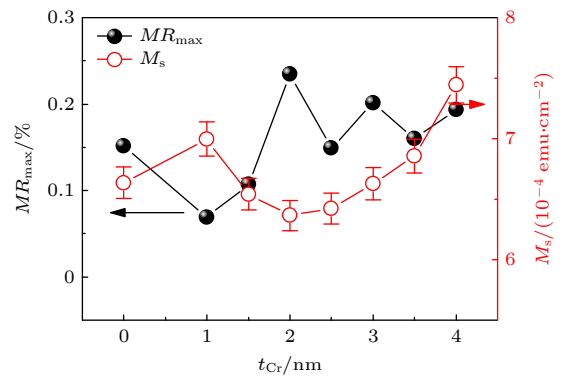


图 5 室温下电流方向平行于磁场方向时, MR 最大值 ( $MR_{max}$ ) 和薄膜单位面积饱和磁化强度 ( $M_s$ ) 与 Cr 层厚度的变化关系

Fig. 5. Relationship of the maximum magnetoresistance ( $MR_{max}$ ) with the configuration of current parallel to the magnetic field and saturation magnetization per unit area ( $M_s$ ) to the film and the thickness of the Cr layer at room temperature.

Cr 层插入后复杂的界面效应和层间耦合, 使得  $I//H$  时的 MR 曲线似乎表现两个不同的阶段, 低场范围内 (大概在  $-H_c - H_c$ ) MR 随磁场变化较快的部分和高场附近 (数值大于  $H_c$ ) 的 MR 随磁场变化缓慢的部分, 见图 4(c)—(h). 在  $t_{Cr} = 3$  nm 的薄膜中, 低场范围内变化较快的部分明显减小, 而高场部分缓慢增加的区域增大, 这与  $I \perp H$  时的负自旋阀效应几乎完全掩盖与 AMR 效应一致, 即此时 MR 随磁场的变化与多层膜中磁化随磁场反转的复杂过程密切相关 [45].

当  $I//H$  时, 根据在矫顽力附近  $\Delta\rho/\rho$  的最大值的绝对值 ( $MR_{max}$ ), 得到了  $MR_{max}$  随 Cr 层厚度的变化规律, 如图 5 所示. 随着 Cr 层厚度的增加, 得到的  $MR_{max}$  似乎呈振荡趋势. 据报道, 多层膜中的 MR 效应与层间交换耦合密切相关. 在 FM/NM (如 Cr, Ru, Cu) 和 FM/RE 多层膜 [36,46–48] 结构中, MR 是用来探索层间交换耦合的重要研究手段. 例如在 NiFe/Cr, Co/Cr, Fe/Cr, Co/Cu 和 Co/Ru 多层膜中观察到 MR 随 NM 或 RE 层厚的振荡现象, 周期约为 0.9—2.1 nm. 最近在 Tb/Cr/Fe 三层膜中也观察到这一振荡现象 [38]. 由图 5 可知, 随着 Cr 层厚度的增加, 周期性振荡的  $MR_{max}$  与振荡的层间耦合密切相关, 且随着 Cr 层厚度的增加, 振荡趋势变缓, 表明层间耦合作用逐渐减小. 这一

随 Cr 层厚度变化的  $MR_{max}$ , 说明薄膜中的 MR 虽然数值较小, 但非正常 MR.

### 3.3 低温 5 K 时的基本磁性

为进一步研究层间耦合, 测量了低温 5 K 时薄膜的磁滞回线, 如图 6 所示, 磁场沿着膜面方向. 其矫顽力随 Cr 层厚度的变化如图 2(d) 的空心圆所示, 低温 5 K 时的矫顽力与室温时具有相似的变化趋势, 数值上除 FeCo 薄膜外 (低温 5 K 时,  $H_c = 4.88$  mT) 均比室温时较大, 这与低温下较大的层间耦合效应有关. 随着 Cr 层的插入, 薄膜的磁滞回线可以看成两部分, 中间矩形度较好的部分 (图 6 中虚线框内) 和磁化强度随着磁场的增加而缓慢增加的部分 (剩余部分). 随着 Cr 层厚度的增加, 中间部分占比逐渐减小, 在  $t_{Cr} = 2.5$  nm 时达到最小, 之后又迅速增大.

利用高场下外延到零场得到的单位面积的  $M_s$ , 可以得出中间比例所对应的单位面积的磁矩贡献, 如表 1 所列. 从表 1 可以看出, 虽然中间部分的占比随着 Cr 层厚度在变, 但是它们对薄膜单位面积的磁矩贡献 ( $M_{FeCo}$ ) 基本不变, 且与测量的 FeCo 薄膜的数值 ( $(7.28 \pm 0.73) \times 10^{-4}$  emu/cm<sup>2</sup>) 相近. 同时剩余部分单位面积饱和磁化强度的贡献 ( $M$ ) 随着 Cr 厚度的变化先逐渐增大, 在  $t_{Cr} = 2.5$  nm 时,

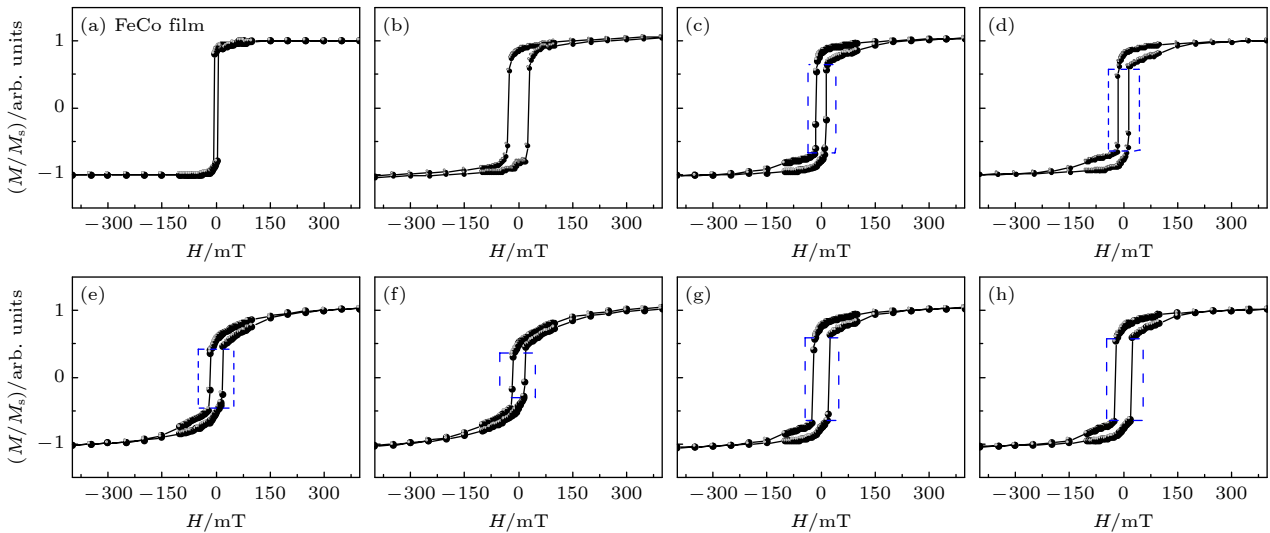


图 6 5 K 时, FeCo 薄膜 (a) 和不同 Cr 厚度 Gd (4 nm)/Cr ( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) 薄膜 (b)—(h) 的面内磁滞回线 (a) FeCo 薄膜; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 4.0$  nm (虚线矩形方框是具有 Cr 中间层薄膜的磁滞回线中矩形度较好的部分)

Fig. 6. In-plane magnetization hysteresis loops for (a) FeCo film and (b)–(h) Gd (4 nm)/Cr( $t_{Cr}$ )/FeCo (5 nm) films with different thickness of 5 K: (a) FeCo film; (b)  $t_{Cr} = 0$ ; (c)  $t_{Cr} = 1.0$  nm; (d)  $t_{Cr} = 1.5$  nm; (e)  $t_{Cr} = 2.0$  nm; (f)  $t_{Cr} = 2.5$  nm; (g)  $t_{Cr} = 3.0$  nm; (h)  $t_{Cr} = 4.0$  nm (The easy magnetized parts are marked by rectangles in the hysteresis loop for films with Cr spacer layer).

表 1 不同 Cr 层厚度的 Gd/Cr/FeCo 薄膜在 5 K 下的单位面积饱和磁化强度 ( $M_{\text{SLT}}$ )、5 K 下磁滞回线中间矩形度较好部分的磁矩 (见图 6 矩形) 占总薄膜磁矩的比例 ( $R$ )、 $R$  部分的磁矩 ( $M_{\text{FeCo}}$ )、磁滞回线中缓慢磁化部分对应的磁矩 ( $M$ )  
Table 1. Saturation magnetization per area at 5 K ( $M_{\text{SLT}}$ ) for Gd/Cr/FeCo films with different thickness of Cr layer ( $t_{\text{Cr}}$ ), the percentage ( $R$ ) of the magnetic moment in the middle of the hysteresis loop with better squareness (represented by the rectangles in Fig. 6) to the total magnetic moment at 5 K, the magnetic moment ( $M_{\text{FeCo}}$ ) of  $R$ , and the magnetic moment ( $M$ ) in the slowly magnetized part of the hysteresis loop.

$t_{\text{Cr}}/\text{nm}$	$M_{\text{SLT}}/(10^{-4} \text{ emu}\cdot\text{cm}^{-2})$	$R$	$M_{\text{FeCo}}/(10^{-4} \text{ emu}\cdot\text{cm}^{-2})$	$M/(10^{-4} \text{ emu}\cdot\text{cm}^{-2})$
0	$7.52 \pm 0.75$	—	—	—
1.0	$11.30 \pm 1.13$	0.69	$7.78 \pm 0.78$	$4.02 \pm 0.40$
1.5	$11.65 \pm 0.12$	0.65	$7.60 \pm 0.76$	$4.37 \pm 0.44$
2.0	$15.30 \pm 0.15$	0.48	$7.29 \pm 0.73$	$8.02 \pm 0.80$
2.5	$17.03 \pm 1.70$	0.46	$7.78 \pm 0.78$	$9.75 \pm 0.98$
3.0	$10.87 \pm 1.09$	0.68	$7.35 \pm 0.74$	$3.59 \pm 0.36$
4.0	$10.56 \pm 1.06$	0.64	$6.73 \pm 0.67$	$3.28 \pm 0.33$

剩余部分的贡献达到最大值, 当  $t_{\text{Cr}} = 3 \text{ nm}$  时迅速减小,  $t_{\text{Cr}} = 4 \text{ nm}$  基本保持不变. 因此, 薄膜在低温 5 K 时的磁滞回线可以分为两个阶段的饱和: 第一阶段是 FeCo 薄膜中靠近缓冲层部分的磁化过程, 这一部分磁矩矩形度较好; 第二阶段是由于界面效应形成的 Gd/Cr/FeCo 三层膜的磁化过程, 而这一部分可能会因为 Gd/Cr/FeCo 层内不完美的铁磁对齐使得磁化过程相对缓慢, 饱和场相对较大. 这也可以解释室温下 MR 表现出的 AMR 效应和负自旋阀 MR 效应共存的现象. 因此低温下排除热扰动的影响和稀土 Gd 更强的磁性使得在磁滞回线中能更直观地证明薄膜层间耦合和 FeCo 薄膜中靠近缓冲层的 FeCo 层的存在.

## 4 结 论

利用高真空磁控溅射仪制备了不同 Cr 厚度的 Gd/Cr/FeCo 薄膜, 在利用 XRD 分析其结构的基础上, 重点研究了室温下薄膜面内的 MR 效应. 结果发现, FeCo 薄膜表现出明显的 AMR 效应, 且这种效应在加入 Gd 后更加明显. 但随着中间 Cr 层的插入,  $I \perp H$  时的 MR 在低场附近峰值位置处出现一极小值, 且这个极小值随着 Cr 层厚度的增加变得更加明显. 当  $t_{\text{Cr}} = 3 \text{ nm}$  时在低场附近完全变为低电阻状态. 相似的现象也在 Tb/Cr/FeCo 薄膜中观察到, 结果将在后续的工作中报道. 因此通过调整稀土 Gd 层与磁性 FeCo 层间的 Cr 层厚度, 实现了 MR 由 AMR 到负自旋阀 MR 效应的逐渐转变, 得到了具有不同传输特性的薄膜样品, 尤其是负自旋阀效应的获得, 进一步拓宽了稀土在

自旋电子器件——自旋阀中的应用. 同时对比 Tb/Cr/Fe 薄膜对于不同厚度的 Cr 一直表现出明显的 AMR 效应, 可以得出产生这一负自旋阀 MR 效应的原因是靠近界面的 FeCo 层和 Gd/Cr 界面合金化形成的不同性质的自旋相关散射使得矫顽力附近处电阻变小, 而高场时 (磁矩平行排列) 的电阻变大.  $I // H$  时的 MR 随 Cr 层厚度的变化证明了 Gd/Cr/FeCo 薄膜表现出的非正常 MR 效应. 低温下较强的层间耦合使得磁滞回线的测量结果进一步证实了 FeCo 层被分为极易磁化的靠近缓冲层的部分和由于层间耦合形成的磁化相对缓慢的 Gd/Cr/FeCo 层.

## 参考文献

- [1] Lee J C T, Chess J J, Montoya S A, Shi X, Tamura N, Mishra S K, Fischer P, McMorrin B J, Sinha S K, Fullerton E E, Kevan S D, Roy S 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 022402
- [2] Talapatra A, Chelvane J A, Satpati B, Kumar S, Mohanty J 2019 *J. Alloy. Compd.* **774** 1059
- [3] Bhatt R C, Liao C M, Ye L X, Hai N T, Wu J C, Wu T H 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **526** 167734
- [4] Inyang O, Rafiq A, Swindells C, Ali S, Atkinson D 2020 *Sci. Rep.* **10** 9767
- [5] Kirk E, Bull C, Finizio S, et al. 2020 *Phys. Rev. Mater.* **4** 074403
- [6] Huang M, Qiu Z, Wang F, Luo H, Zhang J 2022 *J. Alloy. Compd.* **901** 163619
- [7] Ming X, Han X, Yang M, Yan G 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **550** 169064
- [8] Jin H M 1983 *J. Magn. Magn. Mater.* **35** 283
- [9] Elhamali S M, Ibrahim N B, Radiman S 2018 *Mater. Chem. Phys.* **208** 1
- [10] Talapatra, Chelvane J A, Mohanty J 2021 *J. Alloy. Compd.* **861** 157953
- [11] Wang K, Tang Y, Zhang K, Wang Y, Liu J 2021 *Mater. Sci. Eng. B-Adv.* **263** 114848
- [12] Basumatary H, Chelvane J A, Rao D V S, Talapatra A,

- Mohanty J, Kumar D, Singh V, Kamat S V, Ranjan R 2021 *J. Alloy. Compd.* **869** 159571
- [13] Bhatt R C, Ye L X, Hai N T, Wu J C, Wu T H 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **537** 168196
- [14] Stanciu A E, Schinteie G, Kuncser A, Iacob N, Trupina L, Ionita I, Crisan O, Kuncser V 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **498** 166173
- [15] Morishita T, Togami Y, Tsushima K 1986 *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57** 789
- [16] Frąckowiak L, Stobiecki F, Urbaniak M, Matczak M, Chaves-O`Flynn G D, Bilski M, Glenz A, Kuświk P 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **544** 168682
- [17] Wang J, Li C, Wang Y, Tang R, Chai G, Jiang C 2021 *Appl. Surf. Sci.* **567** 150527
- [18] Rebei A, Hohlfield J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 117601
- [19] Gao R X, Xu Z, Chen D X, Xu C D, Chen Z F, Liu X D, Zhou S M, Lai T S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 580 (in Chinese) [高瑞鑫, 徐振, 陈达鑫, 徐初东, 陈志峰, 刘晓东, 周仕明, 赖天树 2009 物理学报 **58** 580]
- [20] Sun L, Yue J J, Jiang S, Xu Y J, Li Q N, Chen Q, Zhou X C, Huang Z C, Yao Z Y, Zhai Y, Zhai H R 2017 *J. Alloy. Compd.* **695** 1324
- [21] Guo H S, Li L Z, Wu X H, Zhong Z C, Tao Z X, Wang F H, Wang T 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **538** 168249
- [22] Ceballos A, Pattabi A, El-Ghazaly A, Ruta S, Simon C P, Evans R F L, Ostler T, Chantrell R W, Kennedy E, Scott M, Bokor J, Hellman F 2021 *Phys. Rev. B* **103** 024438
- [23] Hou Y H, Huang Y L, Liu Z W, Zeng D C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 037501 (in Chinese) [侯育花, 黄有林, 刘仲武, 曾德长 2015 物理学报 **64** 037501]
- [24] Hao A, Ismail M, He S, Qin N, Chen R, Rana A M, Bao D 2018 *Mater. Sci. Eng. B-Adv.* **229** 86
- [25] Chakrabarty S, Sinha A, Dutta A, Pal M 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **468** 215
- [26] Bulai G, Trandafir V, Irimiciuc S A, Ursu L, Focsa C, Gurlui S 2019 *Ceram. Int.* **45** 20165
- [27] Bohr C, Yu P, Scigaj M, Hegemann C, Fischer T, Coll M, Mathur S 2020 *Thin Solid Films* **698** 137848
- [28] Sharma S, Verma M K, Sharma N D, Choudhary N, Singh S, Singh D 2021 *Ceram. Int.* **47** 17510
- [29] Li N, Tang J, Su L, Ke Y J, Zhang W, Xie Z K, Sun R, Zhang X Q, He W, Cheng Z H 2021 *Chin. Phys. B* **30** 117502
- [30] Shan Z S, Sellmyer D J 1990 *Phys. Rev. B* **42** 10433
- [31] Kim W S, Andrä W, Kleemann W 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6346
- [32] Schmidt T, Hoffmann H 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **248** 181
- [33] Drovosekov A B, Savitsky A O, Kholin D I, Kreines N M, Proglyado V V, Makarova M V, Kravtsov E A, Ustinov V V 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **475** 668
- [34] Xiang O, Xiong C, Wang Z, Zhang Y, Xu Y, Yi L, Piao H G, Pan L 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **516** 167334
- [35] Basha M A, Prajapat C L, Bhatt H, Kumar Y, Gupta M, Kinane C J, Cooper J F K, Langridge S, Basu S, Singh S 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **516** 167331
- [36] Mattson J E, Sowers C H, Berger A, Bader S D 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3252
- [37] Bellouard C, George B, Marchal G, Maloufi N, Eugène J 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **165** 312
- [38] Sun L, Li X Y, Zhao X C, Ban D M, Li G J, Yao Z H, Zhao Z B, Zhai Y, Cui X Y 2021 *J Mater Sci: Mater Electron* **32** 28245
- [39] George J M, Pereira L G, Barthélémy A, Petroff F, Steren L, Duval J L, Fert A, Loloee R, Holody P, Schroeder P A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 408
- [40] Renard J P, Bruno P, Mégy R, Bartenlian B, Beauvillain P, Chappert C, Dupas C, Kolb E, Mulloy M, Veillet P, Vélú E 1995 *Phys. Rev. B* **51** 12821
- [41] Sanyal B, Antoniak C, Burkert T, Krumme B, Warland A, Stromberg F, Praetorius C, Fauth K, Wende H, Eriksson O 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 156402
- [42] Scheunert G, Hendren W R, Ward C, Bowman R M 2012 *App. Phys. Lett.* **101** 142407
- [43] Liu Y F, Cai J W, Sun L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 092509
- [44] Jiao Z, Chen H, Jiang W, Wang J, Zhou Y, Yu S, Hou Y, Ye Q 2015 *Mater. Lett.* **158** 241
- [45] Zhao W, Liu C, Huang W, Hou C, Chen Z, Luo Z, Yin Y, Li X 2019 *Mater. Lett.* **240** 124
- [46] Peng C, Chen D, Dai D 1993 *Solid State Commun.* **87** 161
- [47] Parkin S S P, More N, Roche K P 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304
- [48] Parkin S S P, Bhadra R, Roche K P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2152

# Influence of Cr interlayer with different thickness on transition of magnetoresistance effect of Gd/FeCo thin films\*

Zhang Yi-Wei<sup>1)</sup> Song Heng-Bo<sup>1)</sup> Li Xiao-Yan<sup>1)</sup> Sun Li<sup>1)†</sup>  
 Liu Xiao-Ying<sup>1)</sup> Kou Zhao-Xia<sup>2)</sup> Zhang Dong<sup>3)</sup>  
 Fei Hong-Yang<sup>1)</sup> Zhao Zhi-Bin<sup>1)</sup> Zhai Ya<sup>2)</sup>

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Hainan Normal University, Haikou 571158, China*)

2) (*School of Physics, Southeast University, Nanjing 211189, China*)

3) (*School of Physics Science and Information Engineering, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China*)

( Received 15 March 2022; revised manuscript received 28 June 2022 )

## Abstract

As one of the most representative features characterizing the spin valve structure, magnetoresistance is an important method to study the interlayer coupling in multilayers. Considering the induced magnetism of rare earth at room temperature due to the coupling and magnetic proximity effect in the structure of rare earth/magnetic transition metal, an intermediate nonmagnetic metal can be inserted to form the spin valve structure to regulate the interlayer coupling, which expands the scope of applications of rare earth in spintronics. In this work, the interlayer exchange coupling and interfacial effects of Gd (4 nm)/Cr ( $t_{\text{Cr}}$ )/FeCo (5 nm) trilayers with different Cr layer thickness ( $t_{\text{Cr}}$ ) are studied by means of in plane magnetoresistance. Compared with FeCo film, Gd/FeCo film obtains more obvious anisotropic magnetoresistance. While the magnetoresistance value obtained for the configuration of  $I \perp H$  shows a minimum value at the peak due to the insertion of Cr layer, and this minimum value becomes more pronounced with the increase of  $t_{\text{Cr}}$ . When  $t_{\text{Cr}} = 3$  nm, the negative spin valve effect almost totally overcomes the anisotropic-magnetoresistance effect. Different spin asymmetries of scattering that are formed in FeCo layer and Cr/Gd layers are mainly responsible for creating the negative spin valve magnetoresistance, in which the resistance becomes smaller near the coercive, while the resistance becomes larger at high field parallel to magnetic moment. The oscillation of magnetoresistance with  $t_{\text{Cr}}$  at  $I // H$  and the hysteresis loops at 5 K further confirm the existence of interlayer coupling both at room temperature and 5 K.

**Keywords:** FeCo film, magnetoresistance, interlayer coupling, rare earth

**PACS:** 75.50.Bb, 73.43.Qt, 75.70.-i

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220472

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Hainan Province of China (Grant Nos. 2019RC169, 117109, 114008), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12164016, 11364015), the Young Talents' Science and Technology Innovation Project of Hainan Association for Science and Technology, China (Grant No. QCXM201810), and the Key Laboratory of Laser Technology and Optoelectronic Functional Materials of Hainan Province, China.

† Corresponding author. E-mail: [lisun\\_2014@163.com](mailto:lisun_2014@163.com)



## 不同厚度Cr中间层对Gd/FeCo薄膜磁电阻效应转变的影响

张艺玮 宋恒博 李小燕 孙丽 刘晓莹 寇朝霞 张栋 费红阳 赵志斌 翟亚

## Influence of Cr interlayer with different thickness on transition of magnetoresistance effect of Gd/FeCo thin films

Zhang Yi-Wei Song Heng-Bo Li Xiao-Yan Sun Li Liu Xiao-Ying Kou Zhao-Xia Zhang Dong Fei Hong-Yang Zhao Zhi-Bin Zhai Ya

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 217501 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220472

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220472>

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

有机自旋电子器件中的自旋界面研究进展

Research of spinterface in organic spintronic devices

物理学报. 2022, 71(6): 067201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211786>

EuS/Ta异质结的极大磁电阻效应

Infinite magnetoresistance of EuS/Ta heterostructure

物理学报. 2021, 70(4): 047401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201213>

碳化硅衬底上外延双层石墨烯的电输运性质

Electron transport property of epitaxial bilayer graphene on SiC substrate

物理学报. 2022, 71(12): 127204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220062>

InGaZnO薄膜晶体管背板的层间Cu互连静电保护研究

Electro-static discharge protection analysis and design optimization of interlayer Cu interconnection in InGaZnO thin film transistor backplane

物理学报. 2019, 68(15): 158501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190646>

稀土发光铁电薄膜的研究进展

Research progress in rare earth doping photoluminescent ferroelectric thin films

物理学报. 2020, 69(12): 127712 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200738>

稀土正铁氧体中THz自旋波的相干调控与强耦合研究进展

Research progress of coherent control of terahertz spin waves and strong coupling in rare-earth orthoferrites

物理学报. 2019, 68(16): 167501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190706>