

## 用 BiSePt 合金提高自旋轨道转矩效率\*

贺豪斌<sup>1)2)</sup> 兰修凯<sup>1)2)</sup> 姬扬<sup>1)2)†</sup>

1) (中国科学院半导体研究所, 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

2) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

(2023 年 2 月 28 日收到; 2023 年 4 月 27 日收到修改稿)

自旋轨道转矩器件实现快速高效的磁性操作, 需要提供自旋流的强自旋轨道耦合层具有高的电荷-自旋密度转换效率, 以及低的电阻率. 本文采用磁控溅射方法生长具有面内磁性的 BiSePt 合金/Co 异质结构, 对比 BiSePt 合金采用共溅射及交替溅射两种生长方式, 研究了不同配比下的自旋轨道转矩效率 (SOT 效率) 与合金电阻率. Pt 掺杂提高了合金层的金属性, 但是逐渐破坏 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 非晶表面的拓扑序, 随着 Pt 组分的增加, 两种竞争的机制使得合金层的自旋霍尔电导率随浓度配比有非单调变化, 并且在 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 组分为 67% 的配比处达到了优值. 相比共溅射方式, 交替溅射方式生长合金层的电导率及自旋霍尔角较小, 这归因于界面散射的增强及 Pt 对自旋流的过滤效应. 相比于传统的纯重金属 Pt 和 Ta 等, 以及拓扑绝缘体 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 等材料, 我们的 BiSePt 合金实现了与工业匹配的生长条件, 较高的 SOT 效率, 以及适中的电阻率, 对于 SOT 器件的实际应用很有意义.

**关键词:** 自旋轨道转矩, BiSePt 合金, 自旋霍尔角**PACS:** 72.80.-r, 73.61.At, 85.75.-d**DOI:** 10.7498/aps.72.20230285

## 1 引言

相比传统的基于半导体的固态存储 (SRAM, DRAM) 技术, 磁性随机存储 (magnetic random accessory memory, MRAM) 技术将信息存储在自旋中, 具有非易失性, 降低了能耗, 增强了系统的流畅性和稳定性, 同时具有高读写密度, 是最有工业应用前景的存储技术之一<sup>[1]</sup>. 第二代 MRAM 应用自旋转移矩磁性随机存储 (spin transfer torque-MRAM, STT-MRAM) 技术<sup>[2]</sup>, 利用自旋极化的电流, 在自旋转移矩的作用下实现数据存储单元的读写. 第三代 MRAM 是自旋轨道转矩磁性随机存储器 (SOT-MRAM), 其利用自旋轨道转矩 (spin orbit torque, SOT)<sup>[3-7]</sup> 效应控制材料的磁性状态. 相较于 STT-MRAM, SOT-MRAM 采用三端式磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 结构,

将读取和写入路径分开, 写入电流大幅降低, 写入速度更快<sup>[3]</sup>, 同时写入电流不需要通过隧道结, 这不仅保护了 MTJ 的隧穿层, 而且增强了读取数据的稳定性<sup>[7]</sup>, 同时还具有丰富的功能<sup>[8-10]</sup>. SOT 器件的结构通常是由重金属层 (HM)/铁磁层 (FM) 异质结组成<sup>[11,12]</sup>, HM 层具有较强的自旋轨道耦合 (SOC)<sup>[13,14]</sup>, 当通入层内电流时, 由于自旋霍尔效应<sup>[14]</sup> 和/或界面 Rashba 效应<sup>[15]</sup>, HM 层产生电荷流到自旋流的转变, 自旋极化流对铁磁层 FM 产生 SOT, 从而调控 FM 层的磁化状态.

我们最关心的是强 SOC 层中自旋流的产生和转换效率. 电荷到自旋密度的转换效率 (或 SOT 效率), 可以用自旋霍尔角  $\theta_s$  定量表示, 为自旋电导率与电荷电导率的比值. 大的 SOT 效率意味着: 更小的电流密度就能得到足够强的 SOT, 从而操控 FM 层磁性状态. 另外, 对于 SOC 层, 较低的电阻率意味着较低的能耗<sup>[16]</sup>. SOC 层常用的材料有

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1405100) 和国家自然科学基金 (批准号: 12274406) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [jiyang@semi.ac.cn](mailto:jiyang@semi.ac.cn)

重金属 (如 Ta, Pt, W 等)<sup>[13,14]</sup>、二维材料<sup>[17]</sup>、磁性材料<sup>[18]</sup> 以及拓扑绝缘体 TI (如 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>)<sup>[19–21]</sup> 等. 其中拓扑绝缘体的体内能带为绝缘态, 表面由于对称性变化具有导电的能带, 但这些导电态表现出强的垂直自旋-动量锁定<sup>[19]</sup>, 即导电电子的运动方向和自旋方向具有确定的关系, 因此在 TI 表面或边界处可以高效地将电荷流转化为自旋流<sup>[21,22]</sup>.

通常, 拓扑绝缘体要求是单晶结构, 对生长条件要求很高, 不利于实际应用. 近期的一些工作<sup>[21,23]</sup> 利用磁控溅射生长 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 和 Bi-Sb 合金等, 得到了高的 SOT 效率, 比重金属高出 2 个数量级<sup>[21]</sup>, 甚至比单晶 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 更优越<sup>[20,24]</sup>, 理论计算的解释为: 随着晶粒尺寸减小, 维数降低效应和量子约束效应对电荷-自旋流转换影响很大<sup>[21]</sup>. 但 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 材料有明显的缺点——电阻率很高, 通常比金属高 2 个数量级, 因而限制了其写入能耗的进一步降低.

对于强 SOC 材料, 我们希望在保持较大的 SOT 效率的基础上提高电导率, 采用不同材料的合金是一种有效的途径<sup>[25–28]</sup>. 这里, 用磁控溅射的生长方式, 在 SiO<sub>2</sub> 衬底上生长 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 与电阻率较低的 Pt 的合金作为 SOC 层, 合金层采用靶材共溅射以及交替溅射两种方式生长. 采用直流平面霍尔方法, 对具有平面内各向异性 Co 的 BiSePt 合金/Co 异质结构进行 SOT 效率表征. 结果表明, 在室温条件下, 与重金属相比, BiSePt 合金/Co 异质结构的自旋霍尔角更大, 并且拥有可观的电导率. 合金层共溅射法生长的样品比交替溅射法生长的样品表现得更优异.

## 2 实验方法

### 2.1 结构的制备

采用磁控溅射的方法, 8×10<sup>-4</sup> Torr (1 Torr = 133 Pa) 氩气压下, 在 SiO<sub>2</sub> 衬底上生长了 [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>]<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>(d)/Co(5)/AlO(1.5)/Ta(2) 的结构 (括号中厚度单位为 nm). 选择 AlO(1.5)/Ta(2) 作为覆盖层, Co 层为磁性层, 生长的薄膜经过磁光克尔测试, 显示了良好的面内磁各向异性. 通常磁控溅射生长合金, 有共溅射及交替溅射两种方式, 在交替溅射膜厚较低时 (1 nm 以下), 表现出与共溅射相似的效果, X 射线衍射结果相似, 无超晶格峰<sup>[29]</sup>, 膜厚较高时类似超晶格结构, 两类结构电学磁学性质具有差异. 为了对比两种结构 SOT 特性的差异, 合金

层 [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>]<sub>1-x</sub>Pt<sub>x</sub>(d) 有两种生长方式.

1) Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 靶与 Pt 靶采用不同功率共溅射, 得到一定的配比, Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 的组分分别为 0%, 21%, 48%, 67%, 75%, 80%, 85%, 100% (组分是按照沉积的厚度比例来认定的), 合金层总厚度为 5 nm.

2) 采用 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 靶与 Pt 靶交替溅射的多层方式: [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>(d)/Pt(d)]<sub>N</sub>, 其中 d 为厚度 (0.6, 1.0, 1.4 nm), N = 3 为层数, 配比比例按照 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 与 Pt 各 50% 标准.

本文合金层为交替溅射的样品用数字加 mt 后缀表示, 数字代表膜厚的间隔, 如 0.6 mt 代表: 合金层 [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>(0.6)/Pt(0.6)]<sub>3</sub> 的样品.

### 2.2 合金层电阻率

通过四端法测量合金层、覆盖层薄膜的电阻率, 将不同层看作并联的电阻, 用并联电阻分流公式计算得到合金层电流密度 J<sub>HM</sub>. 不同配比下合金层的电阻率如图 1 所示, 纯 Pt 与纯 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 样品的电阻率相差约 2 个数量级. 随着 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 组分的提升, 合金层电阻率先缓慢上升 (Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 配比 ≤ 75%), 而后上升速度加快, 电阻率与组分间大致具有指数关系. 合金层电阻率的降低有利于降低 SOT 器件整体的能耗, 结果表明在 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 中掺入 Pt 可以有效降低电阻率, 尤其是在图 1 中 x ≤ 75% 组分段, 合金层电阻率比非晶 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 材料的电阻率小 1—2 个数量级.

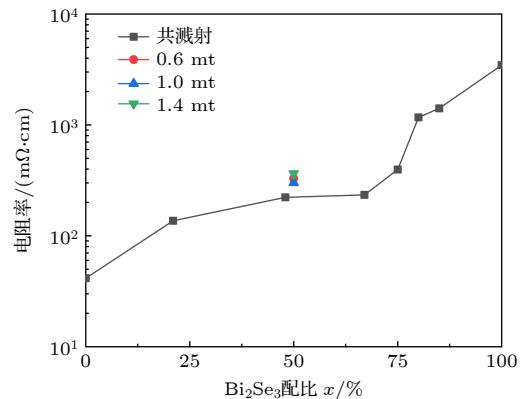


图 1 合金层 [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>]<sub>x</sub>Pt<sub>1-x</sub> 电阻率图, 纵轴为对数坐标. 电阻率随 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 的配比 x 的增加而显著上升, mt 后缀表示合金层为交替溅射生长

Fig. 1. Resistivity diagram of the alloy layer [Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>]<sub>x</sub>Pt<sub>1-x</sub>, with logarithmic scale in the vertical axis. The resistivity increases significantly as partition ration x of Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> increases. The suffix “mt” indicates alternating sputtering growth for the alloy layer.

### 2.3 SOT 效率的表征

经过光刻工艺及离子束刻蚀工艺, 将薄膜刻蚀成 H 形状霍尔棒器件, 主路宽度为  $10\ \mu\text{m}$ , 长  $50\ \mu\text{m}$ , 支路宽度为  $3\ \mu\text{m}$ . 用直流平面霍尔方法<sup>[30]</sup>表征 SOT 效率. 通过电磁铁, 在器件平面内施加  $5\ \text{kOe}$  ( $1\ \text{Oe} = 79.5775\ \text{A/m}$ ) 外磁场  $H_{\text{ex}}$ , 并沿面内旋转, 通过主路施加直流电流, 在支路测试霍尔电压得到霍尔电阻, 如图 2(a) 所示.

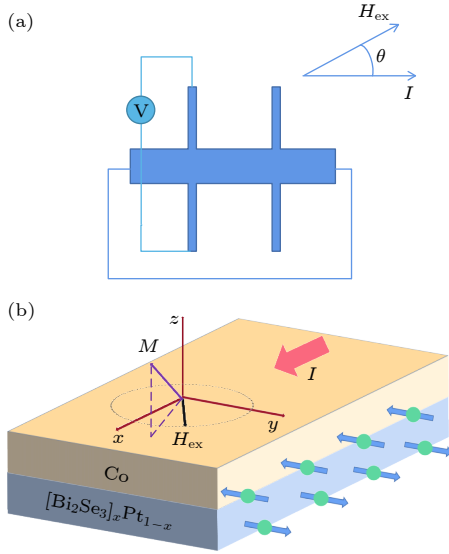


图 2 (a) 霍尔器件的测量示意图 ( $\theta$  为外磁场与电流的夹角, 其中理想情况下  $H_{\text{ex}}$  在器件平面内); (b) SOT 结构示意图, 显示了自旋流、外磁场  $H_{\text{ex}}$  与磁化  $M$  的偏差

Fig. 2. (a) Measurement scheme of the Hall device ( $\theta$  is the angle between the current and  $H_{\text{ex}}$ , which lies in the device plane in the ideal situation); (b) schematic structure of the SOT, shows the spin flow and the deviation between  $H_{\text{ex}}$  and magnetization  $M$ .

根据 Slonczewski 方程<sup>[31]</sup>,  $\tau_{//} \propto [\mathbf{m} \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m})]$ , 其中  $\boldsymbol{\sigma}$  代表电流经合金层产生自旋的方向,  $\mathbf{m}$  代表磁化方向的单位磁矩. 因此, 有 SOT 诱导的平面外类阻尼有效场<sup>[14]</sup>  $H_{\text{P}} \propto (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m})$ . 与此同时, 界面的自旋产生了 SOT 面外类场矩<sup>[3]</sup>  $\tau_{\perp} \propto (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m})$ , 导致了 SOT 平面内类场有效场  $H_{\text{T}} \propto \boldsymbol{\sigma}$ .

沿  $x$  方向通入电流后, 外磁场  $H_{\text{ex}}$  沿器件平面旋转, Co 层感受到  $y$  轴负方向的自旋流的作用, 如图 2(b) 所示. 因此有类场有效场  $H_{\text{T}}$  及类阻尼有效场  $H_{\text{P}}$ , 分别沿  $-y$  及  $z$  方向 (图 2(b) 中未标出). 同时电流产生奥斯特场, 在  $1.5\ \text{mA}$  电流下, 估算磁性层感受到的面内奥斯特场  $H_{\text{Oe} //}$  (平行于  $y$  方向) 在  $1\ \text{Oe}$  以内, 面外奥斯特场  $H_{\text{Oe} \perp}$  (平行于  $z$  方

向) 在  $\pm 1.5\ \text{Oe}$  以内, 且关于主路中心反对称, 因此  $H_{\text{Oe} \perp}$  对霍尔电阻的贡献为 0.

所施加的外磁场很大, 因此电流产生的有效场只能让磁化方向与外磁场方向有略微偏移 (磁化  $M$  与  $H_{\text{ex}}$  在面内投影与  $x$  轴夹角不同, 设  $\theta$  为外磁场  $H_{\text{ex}}$  与电流的夹角,  $\alpha$  为磁化  $M$  面内分量与电流的夹角), 图 2(b) 中定性显示了这一点. 测试样品角度依赖的霍尔电阻  $R_{\text{H}}(I, \theta)$ , 即平面霍尔效应 (planar Hall effect, PHE) 曲线, 其中  $I$  为电流, 大小为  $0.5\text{--}1.5\ \text{mA}$  (正负电流都测),  $\theta$  为磁场与电流的夹角, 角度范围  $5^{\circ}\text{--}360^{\circ}$ , 每隔  $5^{\circ}$  测量一次.

$R_{\text{H}}(I, \theta)$  由平面霍尔效应引起的平面霍尔电阻  $R_{\text{PHE}}$ , 反常霍尔效应引起的反常霍尔电阻  $R_{\text{AHE}}$  和支路不对称引起的偏置  $R_0$  叠加而成. 其中  $R_{\text{PHE}}$  与面内磁化有关, 由于外加场  $H_{\text{ex}}$  远大于其他面内场, 因此面内磁化方向可看作与  $H_{\text{ex}}$  一致, 通常有  $R_{\text{PHE}} \propto \sin(2\alpha)$ , 其中  $\alpha$  为电流方向与磁化方向的夹角. 反常霍尔电阻  $R_{\text{AHE}}$  的贡献主要来源于外磁场在样品平面法线方向的分量 (实验中  $H_{\text{ex}}$  无法严格与器件平面平行, 此器件中约有  $2^{\circ}$  的夹角), 以及  $H_{\text{P}}$ ,  $R_{\text{AHE}}$  正比于  $z$  轴磁化强度 ( $R_{\text{AHE}} \propto M_z$ ). 取正负电流下 PHE 曲线的平均值, 忽略  $\theta$  和  $\alpha$  的细微差别, 通过以下表达式拟合得到  $R_{\text{PHE}}$  大小:

$$\bar{R}_{\text{H}}(I, \theta) = R_0 + R_{\text{AHE}} \cos(\theta) + R_{\text{PHE}} \sin(2\theta). \quad (1)$$

图 3 显示了去除  $R_0$  后, 不同掺杂参数的样品在  $1\ \text{mA}$  电流大小下的  $R_{\text{H}}(I, \theta)$  曲线, 曲线的峰值出现在  $45^{\circ}$  和  $225^{\circ}$ . 通过正负电流下的  $R_{\text{H}}(I, \theta)$  曲线的差值可以表征 SOT 效应产生的面内和面外有效场  $H_{\text{T}}$  和  $H_{\text{P}}$ , 当  $H_{\text{ex}}$  远大于  $H_{\text{T}} + H_{\text{Oe} //}$  时, 正负电流  $R_{\text{H}}(I, \theta)$  曲线的差值  $R_{\text{DH}}$  按照下式拟合<sup>[30]</sup>:

$$\begin{aligned} R_{\text{DH}} &= R_{\text{H}}(I, \theta) - R_{\text{H}}(-I, \theta) \\ &= 2R_{\text{PHE}} \frac{H_{\text{T}} + H_{\text{Oe} //}}{H_{\text{ex}}} + 2 \frac{dR_{\text{AHE}}}{dH} H_{\text{P}} \cos(\theta + \theta') \\ &\quad + C, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $C$  是霍尔结构不平衡产生的偏移量,  $R_{\text{PHE}}$  通过 (1) 式拟合得到.  $dR_{\text{AHE}}/dH$  是反常霍尔电阻对平面外磁场响应的斜率, 其值通过在小电流下 ( $0.1\ \text{mA}$ ), 沿器件平面法线施加磁场  $H_{\perp}$ , 测量磁场大小相关的反常霍尔电阻  $R_{\text{AHE}}$ , 然后拟合斜率得到, 如图 4(a) 所示, 斜率为  $1 \times 10^{-4}\ \Omega/\text{Oe}$ . 得到  $R_{\text{PHE}}$ ,  $dR_{\text{AHE}}/dH$  以后, 面内和面外有效场  $H_{\text{T}}$  和  $H_{\text{P}}$  可以

通过拟合  $R_{\text{DH}}$  得到, 图 4(b) 显示了合金层为  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  配比 48% 的样品在不同电流下的  $R_{\text{DH}}$  曲线, 随着电流增加,  $R_{\text{DH}}$  曲线的振幅逐渐增大.

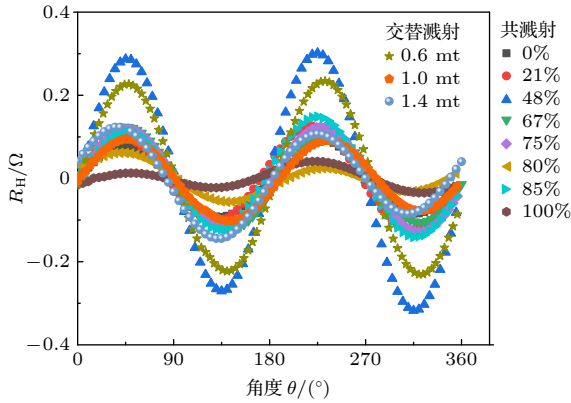


图 3 零偏置下不同配比样品的 1 mA 电流下的  $R_{\text{H}}(I, \theta)$  曲线 (图例中, 0—100% 为共溅射样品  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的配比)

Fig. 3.  $R_{\text{H}}(I, \theta)$  curves of samples with different proportions at 1 mA current and zero bias (In the legend, 0—100% represents the ratio of  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ).

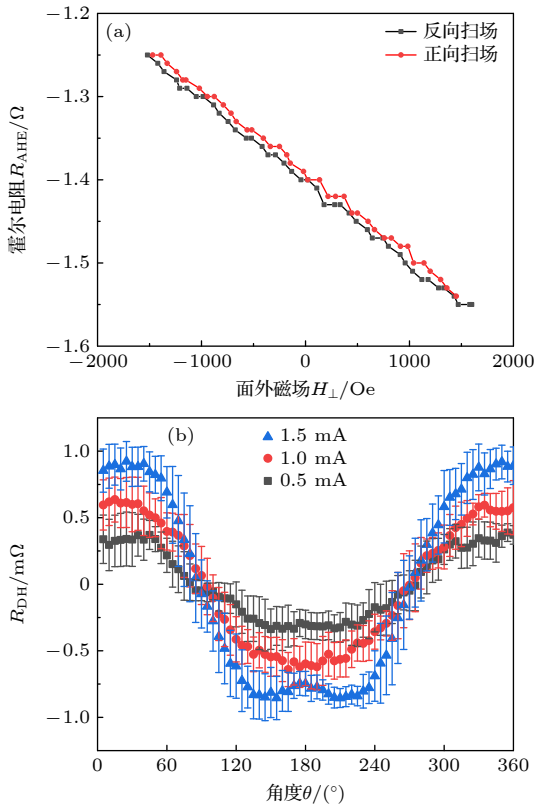


图 4 对于  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  配比为 48% (共溅射) 的器件 (a) 面外磁场  $H_{\perp}$  下的  $R_{\text{AHE}}$  回线; (b) 在不同电流下的  $R_{\text{DH}}(I, \theta)$  曲线, 振幅随电流增加而增加

Fig. 4. For a device with a  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  ratio of 48% (co-sputtering): (a)  $R_{\text{AHE}}$  loop under out-of-plane magnetic field  $H_{\perp}$ ; (b)  $R_{\text{DH}}(I, \theta)$  curve at different current, the amplitude increases with the increase of current.

SOT 效率表达式为<sup>[30]</sup>

$$\theta_{\text{S}} = 2eM_{\text{S}}t_{\text{FM}}H_{\text{P}}/(\hbar J_{\text{HM}}), \quad (3)$$

其中  $e$  为电子电荷,  $\hbar$  为约化普朗克常量,  $M_{\text{S}}$  是铁磁层 Co 的单位饱和磁化强度,  $t_{\text{FM}} = 5 \text{ nm}$  为铁磁层厚度,  $H_{\text{P}}$  为电流引起的类阻尼有效场,  $J_{\text{HM}}$  为通过合金层的电流密度 (利用各层电阻率通过分流公式计算得到). 用超导量子干涉仪 (SQUID) 测量得到样品的  $M_{\text{S}}$  约为  $7.5 \times 10^5 \text{ A/m}$ . 这样就可以计算 SOT 效率  $\theta_{\text{S}}$ , 对所有的样品都做了相似的处理.

### 3 结果与讨论

图 5(a) 显示了不同电流下不同样品的类阻尼有效场,  $H_{\text{P}}$  随电流基本显现出线性关系. 对不同电流下有效场进行线性拟合, 得到单位电流密度下有效场大小  $H_{\text{P}}/J_{\text{HM}}$ , 如图 5(b) 所示. 随着  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分的上升, 其值逐渐上升; 对于合金层采用交替溅射的样品, 其  $H_{\text{P}}/J_{\text{HM}}$  比共溅射样品的更小.

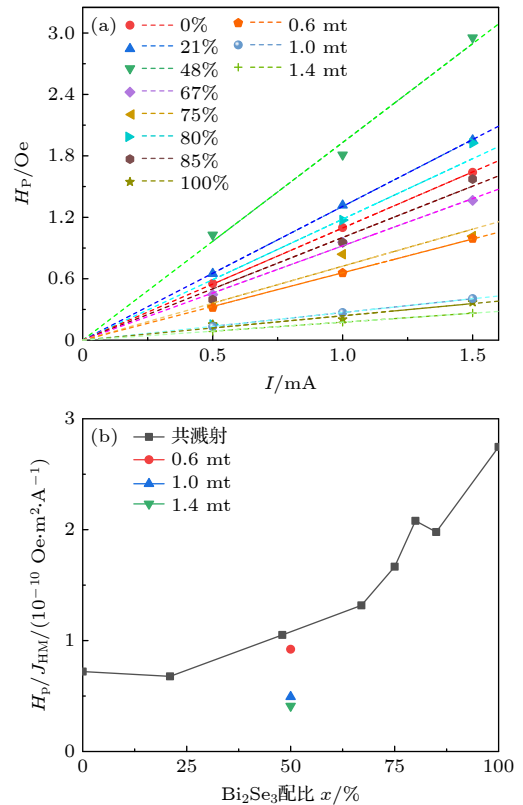


图 5 (a) 不同样品的  $H_{\text{P}}$  随电流的变化, 虚线为线性拟合曲线; (b) 折线图, 不同样品在单位电流密度下的  $H_{\text{P}}$  (0—100% 为共溅射样品  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的配比)

Fig. 5. (a) Variation of  $H_{\text{P}}$  of different samples with current, and the dashed line is a linear fitting curve; (b) line graph,  $H_{\text{P}}$  per unit current density of different samples (0—100% represents the ratio of  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ).

将  $H_p/J_{HM}$  代入 (3) 式, 得到不同掺杂样品的 SOT 效率 (自旋霍尔角), 另外结合合金层电导率, 得到不同掺杂下合金层的自旋霍尔电导率, 定义为  $\theta_S \times \sigma_{xx}$ , 其中  $\sigma_{xx}$  为电流  $x$  方向合金层电导率, 如图 6 所示. 在  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分为 0 时, 拟合的 Pt 自旋霍尔角为 0.06, 这与以前的报道一致 [13,32]. 随着 Pt 组分的降低, 合金层 SOT 效率逐渐增加. 在前面区域 ( $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分  $21\% \leq x \leq 75\%$ ) 自旋霍尔角与自旋霍尔电导率相对于组分变化平缓, 在  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分更高时 ( $x \geq 75\%$ ) 与组分关系更强烈, 表现为随着  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分增加, 自旋霍尔角增长加快, 而自旋霍尔电导率下降, 原因是当  $x \geq 75\%$  时, 合金层电导率的下降相对于 SOT 效率的增加更快.

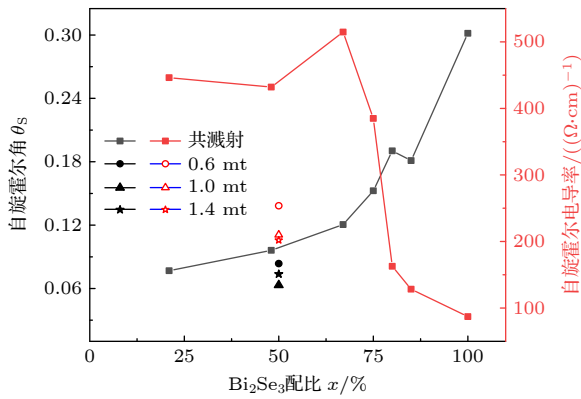


图 6 合金层  $[\text{Bi}_2\text{Se}_3]_x\text{Pt}_{1-x}$  的自旋霍尔角及自旋霍尔电导率随  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  配比  $x$  的变化 (mt 后缀为多层膜样品)

Fig. 6. Spin Hall angle and spin Hall conductivity of  $[\text{Bi}_2\text{Se}_3]_x\text{Pt}_{1-x}$  alloy layer vary with the ratio  $x$  of  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  (Suffix mt represents the multilayer sample).

自旋霍尔角与电阻率的变化与组分配比变化带来的合金能带结构改变有关. 磁控溅射生长材料一般是多晶或非晶的,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  晶体结构的破坏 (晶态到多晶态、非晶态) 可以削弱或破坏电子能带的拓扑性 [33]. 然而, 近期的一些研究表明 [21,34,35], 非晶态的  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  具有一些分散的金属性表面态, 同样具有自旋动量锁定特性, 称为非晶拓扑相 [35]. 多晶  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的晶粒越小, 表面就会表现出越强的自旋动量锁定 [21], 某些能态密度会增加, 这些状态会产生增强的  $y$  方向自旋密度. 对于本文所生长的非晶合金层, 在纯  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  情况下, 得到 SOT 效率约为 0.3, 比具有强 SOC 重金属 Pt 的 SOT 效率 ( $\approx 0.05$ ) 大很多 [26], 表明即使是非晶的  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , 也存在较强的自旋动量锁定, 它来源于表面非晶拓扑相 [35].

观察到 Pt 的掺杂导致自旋霍尔角的下降, 这是因为在掺杂了 Pt 后,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  非晶拓扑表面态被一定程度的破坏, 虽然 Pt 元素自身通常也具有强的 SOC, 但相比  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  来说较小. 同时由于 Pt 的掺杂使得体系的导电性增强, 引起电阻率关于 Pt 浓度上升的指数式下降. 随着 Pt 掺杂的增加, 自旋霍尔角减小和电导率增大这两种趋势竞争的结果就是, 自旋霍尔电导率出现一个峰值. 更高的自旋霍尔电导率意味着: 当流过器件的电流相同时, 有更多的电荷-自旋流的转换, 而且 SOT 器件具有更小的写入电流. 样品的自旋霍尔电导率最优点出现在 67% 的  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  配比, 约为  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的 6 倍.

如图 6 所示, 横轴 50% 处为交替溅射生长的多层膜样品, 与共溅射样品相比, 其自旋霍尔角、电导率及自旋霍尔电导率都降低, 合金层共溅射方案都比交替溅射方案更适合 SOT 器件. 相比于共溅射结构, 交替溅射方案会引入较强的界面散射, 导致电导率下降. 自旋霍尔角降低的原因可能是: 对于交替溅射的多层膜样品, 最靠近 Co 层为 Pt 层,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  层产生的自旋流必须通过 Pt 层才能作用到 Co 层, 由于 Pt 的自旋霍尔角远小于  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , 相当于产生了一个过滤效应, 这使得整个体系的自旋霍尔角降低.

## 4 结论

用磁控溅射方法生长平面内磁各向异性 BiSePt 合金/Co 结构, 研究了合金层的 SOT 性能, 相较于传统纯重金属 Pt, Ta 等, 合金层具有较高的 SOT 效率, 以及比  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  高 1—2 个数量级的电导率. 对于  $[\text{Bi}_2\text{Se}_3]_x\text{Pt}_{1-x}$  合金层, 自旋霍尔角随着  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  组分的增加而增加, 同时电阻率升高, 这是因为 Pt 的掺杂逐渐破坏了  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  非晶表面的拓扑序, 但是提高了体系的金属性. 相比于共溅射方式, 用交替溅射方式生长合金层的电导率及自旋霍尔角较小, 原因是其会引入较强的界面散射及 Pt 对自旋流的过滤效应. 在合金层共溅射方案中, 我们的自旋霍尔电导率的最优值出现在  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  配比 67% 处, 约为  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  自旋电导率的 6 倍. 相比其他获得高自旋电导率的材料的方式, 本文描述的生长条件更容易实现, 对于应用到 SOT 器件中具有实际意义.

参考文献

- [1] Dieny B, Prejbeanu I L, Garello K, et al. 2020 *Nat. Electron.* **3** 446
- [2] Ralph D C, Stiles M D 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190
- [3] Manchon A, Železný J, Miron I M, Jungwirth T, Sinova J, Thiaville A, Garello K, Gambardella P 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 035004
- [4] Cao Y, Xing G Z, Lin H A, Zhang N, Zheng H Z, Wang K Y 2020 *iScience* **23** 101614
- [5] Cai K M, Yang M Y, Ju H L, Wang S M, Ji Y, Li B, Edmonds K W, Sheng Y, Zhang B, Zhang N, Liu S, Zheng H Z, Wang K Y 2017 *Nat. Mater.* **16** 712
- [6] Cao Y, Sheng Y, Edmonds K W, Ji Y, Zheng H Z, Wang K Y 2020 *Adv. Mater.* **32** 1907929
- [7] Sheng Y, Edmonds K W, Ma X Q, Zheng H Z, Wang K Y 2018 *Adv. Electron. Mater.* **4** 1800224
- [8] Kurenkov A, DuttaGupta S, Zhang C L, Fukami S, Horio Y, Ohno H 2019 *Adv. Mater.* **31** 1900636
- [9] Cao Y, Rushforth A, Sheng Y, Zheng H Z, Wang K Y 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1808104
- [10] Sheng Y, Li Y C, Ma X Q, Wang K Y 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 112406
- [11] Qiu X P, Shi Z, Fan W J, Zhou S M, Yang H 2018 *Adv. Mater.* **30** 1705699
- [12] Yang M Y, Cai K M, Ju H L, Edmonds K W, Yang G, Liu S, Li B H, Zhang B, Sheng Y, Wang S G, Ji Y, Wang K Y 2016 *Sci. Rep.* **6** 20778
- [13] Miron I M, Garello K, Gaudin G, Zermatten P J, Costache M V, Auffret S, Bandiera S, Rodmacq B, Schuhl A, Gambardella P 2011 *Nature* **476** 189
- [14] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [15] Mihai Miron I, Gaudin G, Auffret S, Rodmacq B, Schuhl A, Pizzini S, Vogel J, Gambardella P 2010 *Nat. Mater.* **9** 230
- [16] Li Y C, Edmonds K W, Liu X H, Zheng H Z, Wang K Y 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1800052
- [17] Ye X G, Zhu P F, Xu W Z, Shang N, Liu K, Liao Z M 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 037303
- [18] Fukami S, Zhang C L, DuttaGupta S, Kurenkov A, Ohno H 2016 *Nat. Mater.* **15** 535
- [19] Li C H, van't Erve O M J, Robinson J T, Liu Y, Li L, Jonker B T 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 218
- [20] Han J H, Richardella A, Siddiqui S A, Finley J, Samarth N, Liu L Q 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077702
- [21] De M, Grassi R, Chen J Y, Jamali M, Reifsnnyder H D, Zhang D L, Zhao Z Y, Li H S, Quarterman P, Lü Y, Li M, Manchon A, Mkhoyan K A, Low T, Wang J P 2018 *Nat. Mater.* **17** 800
- [22] Khang N H D, Ueda Y, Hai P N 2018 *Nat. Mater.* **17** 808
- [23] Sun Y, Zhang Y, Felser C, Yan B H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 146403
- [24] Wang Y, Zhu D P, Wu Y, Yang Y M, Yu J W, Ramaswamy R, Mishra R, Shi S, Elyasi M, Teo K L, Wu Y H, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 1364
- [25] Bekele Z A, Liu X H, Cao Y, Wang K Y 2020 *Adv. Electron. Mater.* **7** 2000793
- [26] Bekele Z A, Li R Z, Li Y C, Cao Y, Liu X H, Wang K Y 2021 *Adv. Electron. Mater.* **7** 2100528
- [27] Zhang E Z, Deng Y C, Li W H, Liu X H, Wang K Y 2022 *Phys. Status Solidi. A* **219** 2200498
- [28] Zhu L J, Ralph D C, Buhrman R A 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 031308
- [29] Chi Z D, Lau Y C, Kawaguchi M, Hayashi M 2021 *APL Materials* **9** 061111
- [30] Kawaguchi M, Shimamura K, Fukami S, Matsukura F, Ohno H, Moriyama T, Chiba D, Ono T 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 113002
- [31] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [32] Liu L Q, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [33] Plekhanov E, Weber C 2019 *Phys. Rev. B* **100** 115161
- [34] Wang C T, Cheng T, Liu Z R, Liu F, Huang H Q 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 056401
- [35] Corbae P, Ciocys S, Varjas D, Kennedy E, Zeltmann S, Molina-Ruiz M, Griffin S M, Jozwiak C, Chen Z H, Wang L W, Minor A M, Scott M, Grushin A G, Lanzara A, Hellman F 2023 *Nat. Mater.* **22** 200

# Spin-orbit torque efficiency improved by BiSePt alloy\*

He Hao-Bin<sup>1)2)</sup> Lan Xiu-Kai<sup>1)2)</sup> Ji Yang<sup>1)2)†</sup>

1) (*State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,  
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

2) (*College of Materials Science and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 28 February 2023; revised manuscript received 27 April 2023 )

## Abstract

In order to achieve high-efficiency spin-orbit torque devices, higher charge-spin conversion efficiency, and lower resistivity are required in the strong spin-orbit coupling layer that provides the spin current. In this work we prepare BiSePt alloy/Co heterostructures with in-plane magnetic anisotropy by magnetron sputtering deposition. The alloy layer is deposited via one of two procedures, either co-sputtering or alternative-sputtering. We study the BiSePt alloy samples and find that the spin orbit torque (SOT) efficiency decreases with the increase of Pt component, which is attributed to the change of topological order of Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> amorphous surface, caused by Pt doping. And the resistivity decreases with the increase of Pt component, which depends on the increase of metallic property. Due to the balance of these two competing mechanisms, the spin Hall conductivity of the alloy layer varies non-monotonically with the concentration ratio, and reach an optimal value at a ratio of 67% of Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> component. With the increase of the Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> component, the SOT efficiency, electrical resistivity and spin Hall conductance of the alloy layer show different trends. At about 20%–70%, they increase/decrease tardily. At about 70%–100%, the resistivity ascends more prominently than the SOT efficiency, which leads the spin Hall conductance to decrease. Comparing with using the co-sputtering deposition, the electrical conductivity and spin Hall angle of the alloy layer obtained using alternating sputtering deposition are small, which is attributed to the enhancing of interfacial scattering and the filter effect of Pt on the spin flow. In contrast to traditional pure heavy metal materials (such as Pt, Ta) and topological insulator materials like Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, our BiSePt alloy devices obtained by co-sputtering deposition achieve industry-matched preparation conditions, greater SOT efficiency, and considerable electrical conductivity of the alloy layer, thus making further applications of SOT devices possible.

**Keywords:** spin orbit torque, BiSePt alloy, spin Hall angle

**PACS:** 72.80.-r, 73.61.At, 85.75.-d

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230285

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1405100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12274406).

† Corresponding author. E-mail: [jiyang@semi.ac.cn](mailto:jiyang@semi.ac.cn)



用BiSePt合金提高自旋轨道转矩效率

贺豪斌 兰修凯 姬扬

**Spin-orbit torque efficiency improved by BiSePt alloy**

He Hao-Bin Lan Xiu-Kai Ji Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 137201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230285

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230285>

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

自旋轨道矩调控的垂直磁各向异性四态存储器结构

Demonstration of four-state memory structure with perpendicular magnetic anisotropy by spin-orbit torque

物理学报. 2018, 67(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180216>

基于合金介电常数的可控特性增强光子自旋霍尔效应

Enhanced photonic spin Hall effect due to controllable permittivity of alloy film

物理学报. 2018, 67(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171824>

自旋-轨道耦合系统的电子涡旋

Electron vortices in spin-orbit coupling system

物理学报. 2022, 71(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220751>

自旋轨道耦合量子点系统中的量子相干

Quantum coherence in spin-orbit coupled quantum dots system

物理学报. 2022, 71(7): 078502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212111>

自旋轨道耦合系统中的整数量子霍尔效应

Integer quantum Hall effect in a spin-orbital coupling system

物理学报. 2019, 68(11): 117101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190037>

Rashba自旋轨道耦合下square-octagon晶格的拓扑相变

Topological phase transitions in square-octagon lattice with Rashba spin-orbit coupling

物理学报. 2018, 67(23): 237101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180624>