

特约专栏

# 导电氧化铋薄膜的逆自旋霍尔效应

王孟怡, 邱志勇

(大连理工大学材料科学与工程学院 三束材料改性教育部重点实验室  
辽宁省能源材料及器件重点实验室, 辽宁 大连 116000)

**摘要:** 自旋霍尔效应及其逆效应作为自旋电子学中实现自旋-电荷转换的核心物理效应, 对纯自旋流的产生、探测有着重要的应用价值, 是自旋电子器件开发与应用的关键技术节点。对高自旋-电荷转换效率材料体系的探索与开发是该领域的核心课题。以导电氧化铋薄膜为对象, 研究其中的逆自旋霍尔效应。采用交流磁控溅射系统, 使用氧化铋陶瓷靶制备了不同厚度的导电氧化铋薄膜, 并与坡莫合金薄膜构成铁磁/非磁双层自旋泵浦器件, 在该器件中首次观测并确认了导电氧化铋薄膜中逆自旋霍尔效应所对应的电压信号。通过逆自旋霍尔电压对氧化铋薄膜厚度的依存关系, 定量地估算了氧化铋薄膜的自旋霍尔角及自旋扩散长度。通过提出一种新的具备可观测逆自旋霍尔效应的材料体系, 不仅拓展了自旋电子材料的选择空间, 也为新型自旋电子器件的设计和应用提供了思路。

**关键词:** 氧化铋; 导电氧化物; 逆自旋霍尔效应; 自旋霍尔角; 自旋扩散长度; 自旋泵浦

**中图分类号:** O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)10-0756-05

## Inverse Spin Hall Effect of Conductive Bismuth Oxide

WANG Mengyi, QIU Zhiyong

(Key Laboratory of Energy Materials and Devices (Liaoning Province), Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams, Ministry of Education, School of Materials Science and Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116000, China)

**Abstract:** The direct and inverse spin Hall effect is the key effect for spin-charge conversion in spintronics, which plays a vital role in the generation and detection of pure spin currents. It is a core issue to develop and explore materials with high spin-charge conversion efficiency. Here, we demonstrate the inverse spin Hall effect in a conductive bismuth oxide. The bismuth oxide thin films with different thicknesses were prepared from a sintered bismuth oxide target by an rf-sputtering system. Then, permalloy/bismuth oxide bilayer spin pumping devices were developed, with which voltage signals corresponding to the inverse spin Hall effect were confirmed by the spin pumping technique. Furthermore, by systematical studying of bismuth-oxide thickness dependence of those spin Hall voltages, the spin Hall angle and spin diffusion length were quantitatively estimated. Our results propose a novel system with an observable inverse spin Hall effect, which expands the possibility of spintronic materials and guides a new path for the development of spin-based devices.

**Key words:** bismuth oxide; conductive oxide; inverse spin Hall effect; spin Hall angle; spin diffusion length; spin pumping

## 1 前言

自旋电子学是以电子的量子自由度自旋为研究核心

的新兴科研领域<sup>[1]</sup>。因在电子信息领域中的巨大应用潜力, 自旋电子学建立伊始即吸引了众多研究者, 现今是凝聚态物理领域不可忽视的科研分支之一。凝聚态体系中自旋的产生、操纵与检测相关的机理探讨和应用拓展是自旋电子学领域的核心课题<sup>[2]</sup>。本文所讨论的逆自旋霍尔效应即自旋霍尔效应的逆效应, 是实现自旋流向电流转换的重要物理效应, 其对自旋流特别是纯自旋流的检测有着不可替代的应用价值。逆自旋霍尔效应一方面可直接应用于弱自旋流的检测, 另一方面也可作为自旋流-电流的转换媒介实现自旋向电荷体系的能量及信息传

收稿日期: 2021-01-25 修回日期: 2021-02-10

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11874098); 兴辽英才计划资助项目(XLYC1807156); 中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(DUT20LAB111)

第一作者: 王孟怡, 女, 1995年生, 硕士研究生

通讯作者: 邱志勇, 男, 1978年生, 教授, 博士生导师,

Email: qiuzy@dlut.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202101019

递<sup>[3-5]</sup>。而逆自旋霍尔效应的应用长期受制于自旋流-电流转换效率,即自旋霍尔角<sup>[6]</sup>。因此,新材料体系的探索及高自旋霍尔角材料的开发是逆自旋霍尔效应应用的关键所在。

由于具有较大的自旋轨道耦合强度,重金属及其合金体系长期以来是高自旋霍尔角材料的研发重点<sup>[7-17]</sup>。其中贵金属 Pt 和 Au 的自旋霍尔角在室温附近分别可达  $11\% \pm 8\%$  和  $11.3\%$ <sup>[7,8]</sup>,是最常用的自旋霍尔材料。重金属合金 AuW 及 CuBi 报道的自旋霍尔角也达到 10% 以上<sup>[9,10]</sup>。此外,其它材料如半导体体系也是逆自旋霍尔效应的研究热点。2012 年,Ando 等<sup>[18]</sup>首次在室温下观测到 p 型半导体 Si 中的逆自旋霍尔效应,开拓了半导体中自旋霍尔效应及其逆效应的研究。此外,Olejník 等<sup>[19]</sup>在外延的 GaAs 超薄膜中观测到逆自旋霍尔效应,并估算其自旋霍尔角  $\theta_{\text{SHE}} \approx 0.15\%$ 。有机聚合物体系中也发现具有可观的逆自旋霍尔效应<sup>[20,21]</sup>。Qaid 等<sup>[20]</sup>在导电聚合物 PEDOT:PSS 中观测到约 2% 的自旋霍尔角,进一步拓展了逆自旋霍尔效应的材料空间。

另一方面,氧化物因其数量庞大的物质群及丰富多变的物理特性,一直以来都是凝聚态物理和材料研究的重点。而氧化物具有合成容易、性能稳定、价格低廉等特点,成为应用型功能材料的优先选项。自旋电子学领域的研究者很早就关注并对氧化物中的逆自旋霍尔效应进行了探索。在导电氧化物 ITO、IrO<sub>2</sub> 等材料中先后观测到逆自旋霍尔效应<sup>[22-24]</sup>。其中 5d 金属氧化物 IrO<sub>2</sub> 的自旋霍尔角达到 6.5%<sup>[24]</sup>,揭示了重金属氧化物作为自旋功能材料应用的可能,也拓展了氧化物体系中自旋霍尔功能材料的开发方向。

本工作以导电氧化铋(Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)薄膜为研究对象,构建并制备了坡莫合金(Py)/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 的双层自旋泵浦器件。并利用自旋泵浦技术对 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中的逆自旋霍尔效应进行了系统的研究。首先在 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜中观测并确认了逆自旋霍尔效应对应的电压信号;通过对 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜厚度与信号强度的系统分析,确认该信号与自旋泵浦效应的等效电路模型预测相符;并定量地给出了 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜的自旋霍尔角和自旋扩散长度。

## 2 实验原理与方法

本工作通过交流磁控溅射由烧结 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 靶材制备了 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜。通过控制成膜时气压(Ar: 0.7 Pa)及后期真空热处理工艺( $<3 \times 10^{-5}$  Pa, 1 h@ 500 °C),在具有热氧化层的硅基板上成功制备了导电 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜。利用四端法确定 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜的电导率为  $2.1 \times 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 。通过改变成膜时间,系统地制备了膜厚范围在 12~112 nm 的

Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜。并利用电子束沉积技术将 10 nm 的 Py 薄膜与 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 膜复合,构建了如图 1a 所示的 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层自旋泵浦器件。其中由 10 nm 的 Py 单层薄膜测得的电导率为  $1.5 \times 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

图 1b 是具有 SiO<sub>2</sub> 氧化层的硅基板上沉积的 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜的 X 射线衍射图谱,其中 Py 层与 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层的厚度分别为 10 和 32 nm。在  $2\theta = 69.1^\circ$  附近可观测到属于硅基板(400)晶面的强衍射峰;而  $2\theta = 27.7^\circ$  附近可以观测到微弱的特征衍射峰,对比衍射数据库可以判断该衍射峰来源于  $\delta$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 的(111)晶面;除此之外,无明显可观测的衍射峰,由此判断器件中的 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 为萤石结构的  $\delta$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 相<sup>[25-27]</sup>,并具备法线方向为 [111] 的择优取向。考虑到测得的薄膜电导率与离子导电的纯  $\delta$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 的电导率之间存在差异<sup>[28]</sup>,不能排除器件中的 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜存在氧缺陷或伴生金属铋相从而导致薄膜的电导率上升。在衍射图谱中没有明显的氧化硅及 Py 特征峰,可以归因于氧化硅和 Py 均为非晶态结构且 Py 层膜厚过薄。

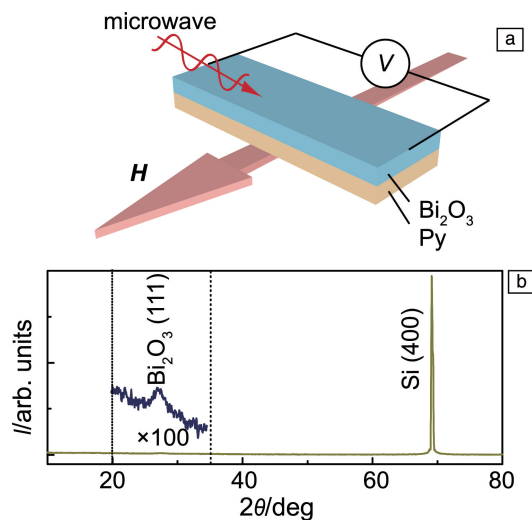


图 1 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜器件及自旋泵浦实验设置示意图,  $H$  为外加磁场(a);具有 SiO<sub>2</sub> 氧化层的硅基板上 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜的 X 射线衍射图谱(b)

Fig. 1 Schematic illustration of the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer system and spin-pumping set-up,  $H$  is the external magnetic field (a); XRD patterns of the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer film on an oxidized silicon substrate (b)

图 1a 还给出了自旋泵浦实验设置的示意图。实验样品置于 TE<sub>011</sub> 微波谐振腔中心,微波谐振腔特征频率为 9.444 GHz,此时样品处微波的电场分量取最小,而磁场分量取最大。同时在样品膜面方向上施加外磁场  $H$ 。在微波的交变磁场与外磁场的共同作用下,当微波频率  $f$  与外磁场大小  $H$  满足共振条件:

$$2\pi f = \mu_0 \gamma \sqrt{H_{\text{FMR}}(H_{\text{FMR}} + 4\pi M_s)} \quad (1)$$

Py 中的铁磁共振被激发, 其中  $\gamma$  和  $4\pi M_s$  分别是 Py 薄膜的有效旋磁比和饱和磁化强度<sup>[29]</sup>。由自旋泵浦模型可知, 此时 Py 与 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜界面产生自旋积累, 纯自旋流  $J_s$  将通过界面注入到 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层中<sup>[20-22, 29-36]</sup>。由于 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中的逆自旋霍尔效应, 该自旋流将被转换为电流, 并以电场  $E_{\text{ISHE}}$  的形式被检测。这里  $E_{\text{ISHE}}$  :

$$E_{\text{ISHE}} \propto J_s \times \sigma \quad (2)$$

其中,  $\sigma$  为磁性层的自旋极化矢量,  $E_{\text{ISHE}}$ ,  $J_s$  与  $\sigma$  互为正交矢量时  $E_{\text{ISHE}}$  取最大值。 $E_{\text{ISHE}}$  可以通过 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 表面两端的电极测量。

### 3 结果与讨论

图 2a 给出了 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜器件中测得的典型铁磁共振微分吸收谱  $dI(H)/dH$ 。其中  $I$  为微波吸收强度,  $H$  为外磁场强度。由共振微分吸收谱可知, 在  $H_{\text{FMR}} \approx 99$  mT 时,  $dI(H)/dH=0$ , 即该磁场强度处微波吸收强度  $I$  达到最大值, 为 Py 的铁磁共振场。图中正负峰值的间距对应

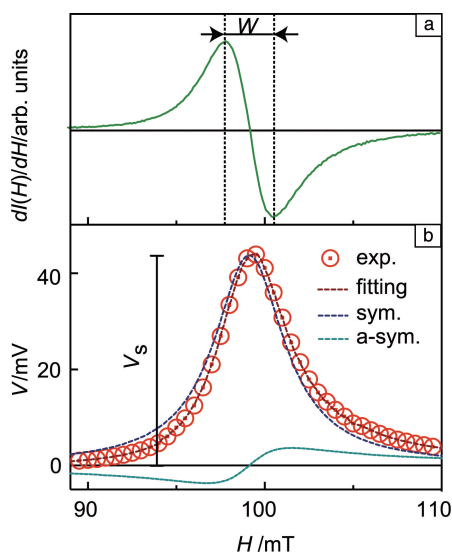


图 2 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜铁磁共振微分吸收谱  $dI(H)/dH$  和外加磁场  $H$  的依存关系,  $I$  为微波吸收强度 (a); Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜中测得的电压信号  $V$  与磁场强度  $H$  的关系图, 其微波功率为 200 mW (图中空心圆为实测数据, 红色虚线为 Lorentz 及其微分函数的拟合结果, 蓝绿虚线分别为拟合曲线中的对称和反对称分量) (b)

Fig. 2 External magnetic field  $H$  dependence of the FMR signal  $dI(H)/dH$  for the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer film,  $I$  denotes the microwave absorption intensity (a); external magnetic field  $H$  dependence of the voltage signal  $V$  for the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer film excited by microwave with a power of 200 mW (open circles are the experimental data, the dash curves are the fitting results) (b)

铁磁共振线宽  $W$ , 对比单层 10 nm 的 Py 薄膜, Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜的铁磁共振线宽  $W$  明显增大, 表明在双层膜器件中由于铁磁共振的激发, 产生了基于自旋泵浦效应的自旋流<sup>[31]</sup>。该自旋流通过 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 界面被注入到 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层。

如图 2b 所示, 当固定微波功率为 200 mW 时, Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜在垂直于外磁场方向上可以测得与铁磁共振相对应的电压信号, 其电压峰值对应的磁场基本与铁磁共振场  $H_{\text{FMR}}$  相符。利用 Lorentz 及其微分函数拟合, 可以很好地再现电压  $V$  与磁场  $H$  的依存关系 (图 2b)。其中, Lorentz 微分函数的反对称分量通常归因于自旋整流及其他效应的贡献<sup>[29, 32-34]</sup>。从拟合参数可知反对称分量在整个电压信号中的占比小于 5%。而 Lorentz 函数的对称分量  $V_s$  主要归因于自旋泵浦产生的自旋流所对应的电压, 其峰位与铁磁共振场  $H_{\text{FMR}}$  完全对应。同时考虑到无法排除对称信号中自旋整流效应的贡献, 将电压信号中对称分量  $V_s$  定义为<sup>[28]</sup>:  $V_s = V_{\text{ISHE}} + V_{\text{sr}}$ 。其中  $V_{\text{ISHE}}$  为逆自旋霍尔效应对应的电压信号,  $V_{\text{sr}}$  对应自旋整流效应的电压信号。

图 3a 和 3b 分别给出了在外磁场方向不同的情况下测得的铁磁共振微分吸收谱  $dI(H)/dH$  与电压信号  $V$  对外磁场强度  $H$  与铁磁共振场  $H_{\text{FMR}}$  的差值的依存关系图, 其中外磁场方向角  $\theta_H$  的定义如图 3c 中的插图所示。在改变外磁场方向角  $\theta_H$  的情况下, 微波微分吸收谱的形状与线宽基本没有发生改变 (图 3a)。而电压信号  $V$  随  $\theta_H$  的变化产生了较大的差异 (图 3b), 当外磁场平行于膜面, 即  $\theta_H = \pm 90^\circ$  时, 电压峰值取最大值, 符号相反; 当外磁场垂直于膜面, 即  $\theta_H = 0^\circ$  时, 电压峰信号消失。由式 (2) 可知, 在自旋泵浦实验中逆自旋霍尔效应的信号大小与磁性层中的自旋极化方向相关, 即  $E_{\text{ISHE}} \propto \sin \theta_M$ 。这里  $\theta_M$  对应铁磁薄膜磁化方向与薄膜法线方向的夹角, 可以根据铁磁共振场数据及外磁场方向角  $\theta_H$  计算获得<sup>[22, 31, 35]</sup>。考虑到薄膜样品中退磁场的影响, 当且仅当磁场方向与膜面平行或在法线方向 (即  $\theta_H = \pm 90^\circ, 0^\circ$ ) 时, 铁磁薄膜的磁化方向与外磁场方向相同, 此时  $E_{\text{ISHE}}$  取正负最大值和零。在 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜器件中测得的电压信号很好地符合了该实验模型。

对所有外磁场方向角  $\theta_H$  下测得的电压数据进行 Lorentz 及其微分函数拟合, 分离出的电压信号对称分量  $V_s$  与外磁场方向角  $\theta_H$  的关系如图 3c 所示。铁磁层 Py 磁化强度  $M//H_{\text{eff}} = H + H_M$ , 这里  $H$  为外加磁场,  $H_M$  为 Py 薄膜的退磁场。 $V_s$  的磁场方向角  $\theta_H$  依存可以很好地基于自旋泵浦的动力学模型拟合<sup>[22, 31, 35, 36]</sup>, 从而验证了  $V_s$  中逆自旋霍尔效应的贡献占主导地位。

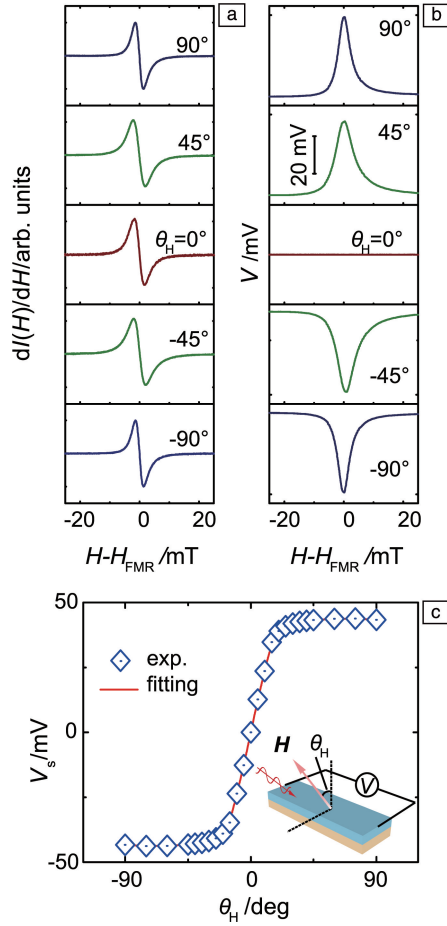


图 3 不同外磁场方向角  $\theta_H$  下 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜的铁磁共振微分吸收谱  $dI(H)/dH$ (a) 和电压信号  $V$ (b) 与外磁场强度  $H$  和铁磁共振场  $H_{\text{FMR}}$  差值的关系图；电压信号对称分量  $V_s$  与外磁场方向角  $\theta_H$  的关系图（实验数据表示为空心菱形，红色实线为拟合结果，插图中定义了外磁场方向角  $\theta_H$ ）(c)

Fig. 3  $H-H_{\text{FMR}}$  dependence of FMR signals  $dI(H)/dH$  (a) and voltage signals  $V$  (b) for the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer film at various out-plane magnetic field angles  $\theta_H$ ; the out-plane magnetic field angle  $\theta_H$  dependence of  $V_s$  (the out-plane magnetic field angle  $\theta_H$  is determined in the insert) (c)

图 4a 中给出了在不同微波功率  $P_{\text{MW}}$  下的电压信号  $V$  与外磁场  $H$  的依存关系。与自旋泵浦模型的预期相符，电压峰值随着  $P_{\text{MW}}$  的增加而增大。图 4b 为电压信号的对称分量  $V_s$  与微波功率  $P_{\text{MW}}$  的关系。由图可见，在微波功率为 0~200 mW 范围内， $V_s$  与  $P_{\text{MW}}$  呈线性关系，与直流自旋泵浦模型的预测一致<sup>[22, 30, 35]</sup>。

图 5 给出了 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 器件中的  $V_s$  对 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层厚度  $d_N$  的依存关系。 $V_s$  随 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层厚度  $d_N$  的增大而减小，这基本可以归因于随 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层厚度  $d_N$  增加所导致的器件整体电阻的减小。该结果明显区别于 Py/Bi 自旋泵浦器件中自旋泵浦信号随 Bi 层厚度的增加而先增加后减小的结

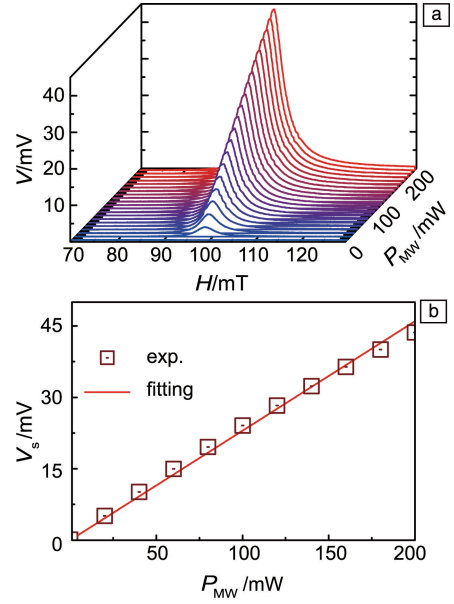


图 4 不同微波功率  $P_{\text{MW}}$  下的 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜的电压信号  $V$  与磁场  $H$  的关系图(a)，电压信号对称分量  $V_s$  与微波功率  $P_{\text{MW}}$  的依存关系图(b)

Fig. 4 External magnetic field  $H$  dependence of voltage signals  $V$  for the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer film at various microwave powers  $P_{\text{MW}}$  (a), the  $P_{\text{MW}}$  dependence of the voltage signal  $V_s$  (b)

果<sup>[37]</sup>。因此，在这里忽略可能存在的 Rashba-Edelstein 效应等界面效应的影响，根据等效电路模型<sup>[29, 31]</sup>，同时考虑到 Py 层中自旋整流效应的可能贡献，将  $V_s$  表示为<sup>[29]</sup>：

$$V_s = V_{\text{ISHE}} + V_{\text{sr}} = \frac{\omega \theta_{\text{SHE}} \lambda \tanh(d_N/2\lambda)}{d_N \sigma_N + d_F \sigma_F} \left( \frac{2e}{\hbar} \right) j_s^0 + \frac{j_{\text{sr}}}{d_N \sigma_N + d_F \sigma_F} \quad (3)$$

其中， $d_N$ 、 $d_F$ 、 $\sigma_N$  和  $\sigma_F$  分别表示 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层和 Py 层的厚度  $d$  和电导率  $\sigma$ ； $j_s^0$  是 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 界面处的自旋流密度，可以通过 Py 层中铁磁共振线宽  $W$  的变化量计算获得； $j_{\text{sr}}$  表示自旋整流效应对应的等效电流。利用式(3)对  $V_s$  与 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 层厚度  $d_N$  依存关系的实验数据进行拟合，可以获得 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜中的自旋霍尔角  $\theta_{\text{SHE}}$  及自旋扩散长度  $\lambda$ 。如图 5 所示，拟合所得的  $\theta_{\text{SHE}}$  和  $\lambda$  的上限分别为 0.7% 和 6.5 nm，而  $\theta_{\text{SHE}}$  和  $\lambda$  的最佳估值分别为 0.5% 和 3.5 nm。

## 4 结论

本工作利用自旋泵浦效应首次在导电 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜中观测并确认了逆自旋霍尔效应。在 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜中探测到的电压信号与逆自旋霍尔效应和自旋泵浦效应的模型相符。通过系统探讨逆自旋霍尔电压与 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜厚度的关系，定量地给出了导电 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 薄膜中的逆自旋霍尔角约为 0.5%，自旋扩散长度约为 3.5 nm。导电 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中逆自旋霍尔效应的发现，不仅拓宽了逆自旋霍尔效应

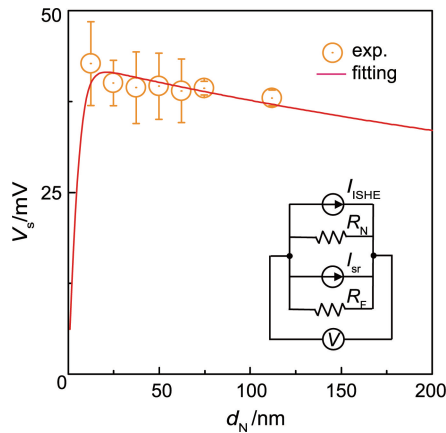


图 5 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜中 Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 厚度  $d_N$  与电压信号对称分量  $V_s$  的依存关系(实验数据表示为空心圆, 实线为式(3)的拟合结果, 插图为 Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 双层膜系统中考虑了逆自旋霍尔效应和自旋整流效应的等效电路图)

Fig. 5 The experimental and fitting results of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thickness  $d_N$  dependence of  $V_s$  for the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer films (the insert is the equivalent circuit of the Py/Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bilayer system, in which inverse spin Hall effect and spin-rectification effect are both considered)

材料的选择范围, 也为新型自旋电子器件的设计和应用提供了新的选择。

## 参考文献 References

- [1] FLATTE M E. IEEE Transactions on Electron Devices[J], 2007, 54(5): 907-920.
- [2] TAKAHASHI S, MAEKAWA S. Science Technology Advanced Materials[J], 2008, 9(1): 014105.
- [3] SCHLIEMANN J. International Journal of Modern Physics B [J], 2006, 20: 1015-1036.
- [4] JUNGWIRTH T, WUNDERLICH J, OLEJNÍK K. Nature Materials [J], 2012, 11(5): 382-390.
- [5] NIIMI Y, OTANI Y. Reports on Progress in Physics[J], 2015, 78(12): 124501.
- [6] SINOVA J, VALENZUELA S, WUNDERLICH J, *et al.* Reviews of Modern Physics[J], 2015, 87(4): 1213-1260.
- [7] SEKI T, HASEGAWA Y, MITANI S, *et al.* Nature Materials [J], 2008, 7(2): 125-129.
- [8] ALTHAMMER M, MEYER S, NAKAYAMA H, *et al.* Physical Review B[J], 2013, 87(22): 224401.
- [9] LACZKOWSKI P, ROJAS-SÁNCHEZ J C, SAVERO-TORRES M, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2014, 104(14): 142403.
- [10] NIIMI Y, KAWANISHI Y, WEI D H, *et al.* Physical Review Letters [J], 2012, 109(15): 156602.
- [11] VLAMINCK V, PEARSON J E, BADER S D, *et al.* Physical Review B[J], 2013, 88(6): 064414.
- [12] FAN J Y, EOM J. Applied Physics Letters [J], 2008, 92(14): 142101.
- [13] HAHN C, LOUBENS G, KLEIN O, *et al.* Physical Review B[J], 2013, 87(17): 174417.
- [14] MOROTA M, NIIMI Y, OHNISHI K, *et al.* Physical Review B[J], 2011, 83(17): 174405.
- [15] MOROTA M, OHNISHI K, KIMURA T, *et al.* Journal of Applied Physics[J], 2009, 105(7): 07C712.
- [16] PAI C F, LIU L Q, LI Y, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2012, 101(12): 122404.
- [17] NIIMI Y, MOROTA M, WEI D H, *et al.* Physical Review Letters[J], 2011, 106(12): 126601.
- [18] ANDO K, SAITOH E. Nature Communications[J], 2012, 3(1): 629.
- [19] OLEJNÍK K, WUNDERLICH J, IRVINE A C, *et al.* Physical Review Letters[J], 2012, 109(7): 076601.
- [20] QAID M M, MAHANI M R, SINOVA J, *et al.* Physical Review Research[J], 2020, 2(1): 013207.
- [21] QIU Z Y, URUICHI M, HOU D Z, *et al.* AIP Advances[J], 2015, 5: 057167.
- [22] QIU Z Y, KAJIWARA Y, ANDO K, *et al.* Applied Physics Letters [J], 2012, 100(2): 022402.
- [23] QIU Z Y, HOU D Z, KIKKAWA T, *et al.* Applied Physics Express [J], 2015, 8(8): 083001.
- [24] FUJIWARA K, FUKUMA Y, MATSUNO J, *et al.* Nature Communications[J], 2013, 4(1): 2893.
- [25] BOYAPATI S W, CHAKOUMAKOS E D, BRYAN C. Solid State Ionics[J], 2001, 138(3/4): 293-304.
- [26] BATTLE P D, CATLOW C R A, DRENNAN J, *et al.* Journal of Physics C: Solid State Physics[J], 1983, 16(17): 561-566.
- [27] JOLLEY A G, JAYATHILAKE R, WACHSMAN E D, *et al.* Ionics [J], 2019, 25(8): 3531-3536.
- [28] LAURENT K, WANG G Y, TUSSEAU-NENEZ S, *et al.* Solid State Ionics[J], 2008, 178(33): 1735-1739.
- [29] QIU Z Y, AN T, UCHIDA K, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2013, 103(18): 182404.
- [30] KAJIWARA Y, HARI K, TAKAHASHI S, *et al.* Nature[J], 2010, 464(7286): 262-266.
- [31] ANDO K, TAKAHASHI S, IEDA J, *et al.* Journal of Applied Physics [J], 2011, 109(10): 103913.
- [32] BAI L H, HYDE P, GUI Y S, *et al.* Physical Review Letters[J], 2013, 111(21): 217602.
- [33] HARDER M, CAO Z X, GUI Y S, *et al.* Physical Review B[J], 2011, 84(5): 054423.
- [34] BAI L H, FENG Z, HYDE P, *et al.* Applied Physics Letters [J], 2013, 102(24): 22402.
- [35] ANDO K, KAJIWARA K, TAKAHASHI S, *et al.* Physical Review B [J], 2008, 78(1): 014413.
- [36] LIN C, MATSUKURA F, OHNO H. Nature Communications [J], 2013, 4(1): 2055.
- [37] HOU D, QIU Z Y, HARI K, *et al.* Applied Physics Letters [J], 2012, 101(4): 042403.

(编辑 吴锐)