

特约专栏

# 铁电-自旋电子器件的研究与进展

方 梅, 郭 旺, 李郁泉, 夏华艳, 宋克睿,  
王宇泰, 古子洋, 李柯铭

(中南大学物理与电子学院, 湖南 长沙 410083)

**摘 要:** 自旋电子器件是操控和利用电子自旋属性的器件, 相比微电子器件具有能耗更低、密度更高、响应更快和非易失性等特点, 是新一代信息器件发展和取得突破的一个重要方向。基于自旋电子器件的基本原理, 如自旋极化、自旋注入、自旋传输、自旋弛豫、自旋探测等, 综述了近 10 年来铁电材料应用于自旋电子器件领域的相关研究工作, 主要包括多铁隧道结、铁电有机自旋阀、铁电调控自旋轨道耦合等, 论述了自旋电子器件外场调控和多功能化相关的工作进展。由于铁电材料晶格-电荷-自旋-轨道 4 者之间的相互作用, 铁电-自旋电子器件可通过外加电场调控电极化率、外加磁场调控自旋极化率以及外加电场调控界面效应(如晶格、界面电场、应力)等, 对器件性能进行调制, 有望应用于忆阻器、多阻态存储器、逻辑器件等。

**关键词:** 自旋电子器件; 铁电调控; 磁阻; 自旋-轨道耦合; 自旋注入; 自旋探测

**中图分类号:** TN384 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)10-0729-08

## Recent Advances on Ferroelectric-Spintronic Devices

FANG Mei, GUO Wang, LI Yuquan, XIA Huayan, SONG Kerui,  
WANG Yutai, GU Ziyang, LI Keming

(School of Physics and Electronics, Central South University, Changsha 410083, China)

**Abstract:** Spintronic devices utilize and manipulate the spin degree of freedom of electrons with lower energy consumption, higher density, faster response than microelectronic devices, and non-volatile, which are important to develop and make a breakthrough for next generation information devices. This work firstly introduces the fundamentals of spintronic devices like spin polarization, spin injection, spin transport, spin relaxation and spin detections. Then, focusing on recent works on controlling spin using ferroelectricity, the authors review multiferroic tunnel junction, ferroelectric-organic spin valve and ferroelectric controlled spin-orbit coupling, to show the recent advances on ferroelectric-spintronic devices. Because of the interactions among lattice-charge-spin-orbit, ferroelectric-spintronic devices have tunability like charge polarizations tuned by an external electric field, spin polarizations tuned by an external magnetic field, and additional interface turnabilities like lattice changes, static electric fields and strains at the interface, which can further be applied in future memories and logic devices.

**Key words:** spintronic devices; ferroelectric control; magnetoresistance; spin-orbit coupling; spin injection; spin detection

## 1 前 言

随着人类文明的发展与科学技术的进步, 人类对信息技术的需求越来越高。基于电子电荷属性发展起来的微电子技术, 已逐步发展到物理、尺寸和功耗的极限。由此, 基于电子自旋属性的自旋电子学便应运而生, 其

通过操控和利用电子的自旋属性, 可实现更高的信息存储密度、更快的处理速度、更低的功耗, 并且具有更高的安全性和非易失性, 是当前科学研究的前沿和中美战略竞争的热点<sup>[1, 2]</sup>。

自旋电子学的发展始于 20 世纪 70 年代, 1975 年, Julliere<sup>[3]</sup> 提出铁磁隧穿结(铁电/隧穿层/铁电层)电导率( $G$ )的变化率取决于两铁磁电极中传导电子的自旋极化率( $P, P'$ ):

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{2PP'}{1 + PP'} \quad (1)$$

从而开启了基于电子电荷和自旋两属性的自旋电子学研究。特别是 1988 年, 德国科学家 Grünberg 等<sup>[4]</sup> 和法国科

收稿日期: 2021-08-18 修回日期: 2021-10-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11504055); 湖南省自然科学基金资助项目(2018JJ2480)

第一作者: 方 梅, 女, 1984 年生, 副教授, 硕士生导师,

Email: meifang@csu.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202108011

学家 Fert 等<sup>[5]</sup>分别报道了在 Fe/Cr/Fe 结构和 40 层 Fe/Cr 超晶格中 10% 和 50% 的电阻随磁场的变化,即巨磁电阻效应(giant magnetoresistance, GMR),进一步提出了基于 GMR 的自旋阀结构,降低了调控电阻的磁场,并于 1997 年实现了其在计算机硬盘上的应用,将信息存储密度提高了 3 个数量级<sup>[6]</sup>,带来了巨大的经济效益,促进了人类文明的进步和自旋电子学的飞速发展。近年来,铁电材料由于其晶格-电荷-自旋-轨道之间的相互作用<sup>[7]</sup>,加上电场调控的界面静电效应、晶格结构和应力等<sup>[8]</sup>,被广泛应用于自旋电子器件中,带来了新的物理效应,促进器件向多功能化方向发展。本文围绕铁电-自旋电子器件的基本原理、器件结构与未来应用展开评述。

2 基本原理

电子的自旋极化是自旋电子学的核心概念。根据电子自旋量子态的电子数密度( $n_{\uparrow}$ ,  $n_{\downarrow}$ ),电极的自旋极化率( $P$ )可表示为:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \tag{2}$$

由电子自旋相关的态密度(DOS)计算可得,半金属氧化物如 CrO<sub>2</sub> 的自旋极化率可达 100%,即所有电子具有相同的自旋量子态;La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub>(LSMO)的自旋极化率可达 91%;而铁磁金属如 Co 的自旋极化率为 27%,等<sup>[9, 10]</sup>。在自旋电子器件中,电学输运性质主要取决于费米面处的电子,因此注入的电子自旋极化率取决于费米面处电子自旋极化态密度( $D_{\uparrow}$ ,  $D_{\downarrow}$ )以及它们的迁移率( $v_{\uparrow}$ ,  $v_{\downarrow}$ ),即:

$$P = \frac{v_{\uparrow} D_{\uparrow} - v_{\downarrow} D_{\downarrow}}{v_{\uparrow} D_{\uparrow} + v_{\downarrow} D_{\downarrow}} \tag{3}$$

自旋极化率可通过实验进行测量<sup>[10]</sup>。图 1 为测量自旋极化率的一些基本实验方法及其结构示意图,图 1a 为自旋分辨的光电子能谱(spin resolved photoelectron spec-

troscopy, SPES),通过探测光电效应产生电子的自旋极性来分析铁磁材料中的自旋极性,该方法要求设备有一定的时间和自旋分辨能力,用于界面自旋极性的测量。图 1b 为“铁磁层(FM1)/绝缘层(I)/铁磁层(FM2)”构成的磁隧道结示意图,通过测量隧穿磁阻效应(tunneling magnetoresistance, TMR),根据式(1)(Julliere 公式)计算铁磁电极的自旋极化率;图 1c 为“铁磁金属(FM)-绝缘体(I)-超导体(SC)”结,利用超导态来探测电子自旋的态密度分布和自旋极化率,又称为 Tedrow-Meservey 实验<sup>[11]</sup>;这两种方法通过器件宏观性能的测量可间接得到其自旋极化率,但结果受器件结构、界面缺陷、绝缘层厚度与漏电流等多种实验因素影响。图 1d 利用点接触将电子注入超导体形成 Cooper 对,分析铁磁电极的自旋极化率,称为 Andreev 反射法,适用于探测低温自旋极化率。表 1 为不同方法得到的常见铁磁材料的自旋极化率,测得结果不尽相同,这是由器件结构、材料的电子结构、界面、温度等的差异所导致的<sup>[10, 12-17]</sup>。

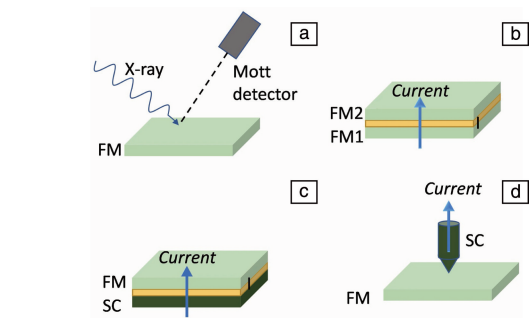


图 1 自旋极化率的 4 种探测方法示意图<sup>[10]</sup>: (a) 自旋分辨的光电子能谱, (b) 磁隧道结, (c) “金属-绝缘体-超导体”结, (d) Andreev 反射法

Fig. 1 Schematic diagram of detection methods for spin polarization<sup>[10]</sup>: (a) spin resolved photoelectron spectroscopy, (b) magnetic tunnel junction, (c) metal-insulator-semiconductor junction, (d) Andreev reflection methods

表 1 常见铁磁材料的自旋极化率  
Table 1 The spin polarization of common ferromagnetic materials

Meothods	Fe	Co	Ni	Ni <sub>0.8</sub> Fe <sub>0.2</sub>	CrO <sub>2</sub>	LSMO	Ref.
SPES	DOS	0.27	0.18	0.06	—	1	[ 10 ]
		0.52	-0.7	-0.77	—	1	[ 10 ]
		0.54	—	—	—	—	[ 12 ]
		—	—	0.3	—	—	[ 13 ]
TMR		0.36	0.11	0.04	—	1	[ 10 ]
		—	-0.25	—	—	—	[ 14 ]
		—	—	—	—	0.95	[ 15 ]
FM-I-SC junction	0.4	0.35	0.23	0.28	1	—	[ 16 ]
Andreev reflection	0.45	0.42	0.47	0.37	0.9	0.78	[ 17 ]

由此可见,要更好地实现对电子自旋属性的操控和应用,自旋电子器件的材料选择、结构设计、界面功能调控等至关重要。自旋电子器件工作的基本过程包括电子自旋的注入、输运、弛豫与探测等。

## 2.1 电子自旋的注入

电子自旋的注入,是指自旋极化电子从铁磁电极进入非磁性材料;与此同时,非自旋极化的电子扩散进入磁性材料。由于界面的存在,注入的电子自旋极化度会发生变化:一方面,声子热扰动(声子振动,  $\sim k_B T / \varepsilon_F$ ,  $k_B$  为 Boltzmann 常数,  $T$  为温度,  $\varepsilon_F$  为费米能)、晶格散射、电阻失配<sup>[18]</sup>等都会降低注入电子的自旋极性;另一方面,一些材料的界面具有对电子自旋的过滤效应,即只允许某一种自旋态的电子通过,使另一种自旋态的电子被界面反射,  $\text{MgO}$ <sup>[19]</sup>、 $\text{EuS}$ <sup>[20]</sup> 以及一些有机基团<sup>[21]</sup> 等均被报道存在自旋过滤效应。由式(2)可得,由于自旋过滤效应不能提高自旋极化的电子数,但能提高自旋极化率,因此可大大提高器件的磁阻效应,如隧穿磁阻、GMR 等。图 2 为 4 种常见电子自旋注入方式示意图。电学自旋注入的方式如图 2a 所示,主要利用电荷的定向流动(或扩散)将铁磁电极中的自旋极化电流注入到非磁性材料中,常见于自旋阀、异质结自旋电子器件、磁隧道结等。这种电子自旋的注入方式受界面影响很大,如界面粗糙度、界面电阻失配等,均会导致电子自旋散射,影响电子自旋的注入效率,降低注入电流的自旋极化度。铁磁共振自旋泵浦利用铁磁材料中的自旋极化电子在一定频率电磁波的周期性驱动下发生共振,并被邻近的非磁性材料吸收,使铁磁材料中电子的自旋角动量转移到非磁性材料中,在非磁性材料中形成自旋极化率为 100%

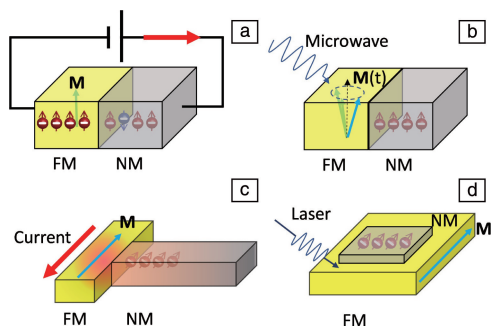


图 2 不同电子自旋注入方式示意图: (a) 电学自旋注入, (b) 铁磁共振自旋泵浦, (c) 热驱动自旋泵浦, (d) 偏振光自旋泵浦; 其中 FM 为铁磁电极, NM 为非磁性材料,  $M$  与  $M(t)$  分别为静态和动态磁矩

Fig. 2 Schematic structures of spin injections: (a) electric spin injection, (b) ferromagnetic resonance spin pump, (c) thermal-drive spin pump, (d) photonic spin pump; the FM is for ferromagnetic electrode, NM is for non-magnetic materials,  $M$  and  $M(t)$  are for static and dynamic magnetic moments, respectively

的纯自旋流<sup>[22]</sup>, 如图 2b 所示。热驱动自旋泵浦利用铁磁材料中电流产生的焦耳热, 及其与邻近非磁性材料之间由于温度梯度形成的热流动, 将自旋电子注入到非磁性材料中<sup>[23]</sup>, 如图 2c 所示。偏振光自旋泵浦利用圆偏振激光, 将铁磁材料中的自旋极化电子激发并跃迁到非磁性材料(通常为半导体)中, 注入效率可达 85% ~ 90%<sup>[24]</sup>, 如图 2d 所示。

## 2.2 电子自旋的传输与弛豫

电子自旋的传输, 即自旋极化电子在非磁性材料中的输运。材料不同, 电子自旋的传输方式不同。常见的传输方式有扩散、弹道输运、隧穿和弹跳传输。在金属导体中, 电子的传导通过扩散实现。在此过程中, 电子自旋会由于晶格散射、自旋-轨道相互作用、原子核磁矩的精细作用等而发生弛豫, 微观上体现为单个电子自旋的取向发生翻转<sup>[10]</sup>, 器件中体现为自旋极化电流在非磁性材料中保持其极性所能传输的距离, 如图 3 所示<sup>[10]</sup>, 通常用自旋扩散长度( $l_s$ )来表征, 其与电子的扩散常数( $D_e$ )和自旋弛豫时间( $\tau_s$ )有关:

$$l_s = \sqrt{D_e \tau_s} \quad (4)$$

在维度受限的情况下, 如纳米线中, 电子只能沿着纳米线的长度方向输运, 其它方向的传播被遏制, 即弹道输运。在磁隧道结中, 自旋电子以波的形式隧穿通过中间很薄的(厚度  $w < 5 \text{ nm}$ )绝缘层, 根据量子隧穿效应, 其透射率( $T$ )取决于隧穿层的厚度和势垒的高度( $\Phi$ ):

$$T = e^{-2w \sqrt{2m_e e \Phi / \hbar}} \quad (5)$$

其中,  $m_e$  为电子质量,  $e$  为元电荷电量,  $\hbar$  为约化普朗克常数。在有机半导体和缺陷氧化物中, 由于电子通过热跳动跳跃式传输, 电子自旋也以这种跳跃模式进行传输。

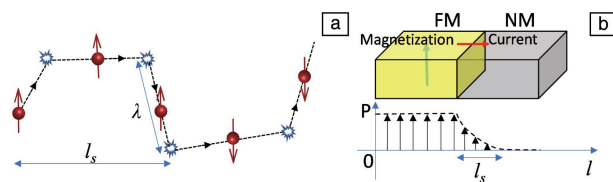


图 3 电子自旋的传输与弛豫示意图<sup>[10]</sup>: (a) 单个电子自旋由于散射而发生的自旋翻转, (b) 器件中注入的自旋极化电流随扩散距离的增加而衰减;  $\lambda$  为电子碰撞的自由程

Fig. 3 Schematic diagram for spin transport and spin relaxation<sup>[10]</sup>: (a) spin flip during scattering, (b) the spin polarization decays with the channel length in device during transport;  $\lambda$  is the collision free path of electrons

## 2.3 电子自旋的探测

图 1 给出了电子自旋极化率的一些基本探测方法, 接下来主要就自旋电子器件中电子自旋的电学探测原理作简要说明。图 4 为不同自旋电子器件的结构及其探测

电子自旋的原理示意图。在自旋阀或磁隧穿结中,电子自旋通过铁磁电极进行探测,其原理可用 Mott 双通道导电模型解释(图 4a)。设定自旋向上和自旋向下的电子(常称为多数子、少数子)在两个平行的通道上传导,由于两铁磁电极磁矩平行和反平行,电子自旋传播时受到的散射不同,即传导电子自旋与铁磁电极磁矩平行时散射小,反平行时散射大,因此电阻不同。若中间层为几纳米厚的绝缘层,自旋电子隧穿通过该层时,对应的器件电阻随磁场的变化称为 TMR;若中间层为金属或半导体,且其厚度超过电子碰撞的平均自由程,得到的器件电阻随磁场的变化,为 GMR。

利用电子自旋的非平衡扩散,自旋探测电极 (spin detection electrodes, SD) 可以不在电流通道上,这样的器件称为异域自旋电子器件。图 4b 为最常见的异域自旋电子器件结构示意图,自旋极化的电子在电源电动势的作用下自铁磁电极 (FM) 注入非磁性材料中,并由浓度梯度趋在非磁性材料中扩散,到达 SD。SD 可采用铁磁电极,在外磁场作用下,两铁磁电极磁矩可平行或反平行

排列,产生异域磁阻效应;还可以通过施加垂直磁场,使电子自旋发生进动,利用汉勒效应进行电子自旋的探测<sup>[25]</sup>,如图 4c 所示。另外,SD 也可以采用重金属 (heavy metal, HM),利用 HM 的自旋-轨道耦合,将自旋流转化为垂直方向上的电流,并在 HM 两端产生电荷累积和电势差,即逆自旋霍尔效应 (inverse spin Hall effect, ISHE)<sup>[26]</sup>,如图 4d 所示。这些自旋电子器件的开发与研究,大大推进了自旋电子学的发展,为其未来应用奠定了基础。

### 3 铁电-自旋电子器件的发展与应用

铁电材料内部由于正负离子中心偏离而具有自发电极性,且其电极化强度可以通过外加电场调控,是百年来被广泛研究的功能材料之一。近 20 年来,由于晶格-电荷-自旋-轨道之间的相互作用,铁电材料被广泛用于调控材料的能带结构<sup>[8]</sup>、相变<sup>[27]</sup>、磁性(包括磁各向异性、矫顽场、磁矩、磁阻、交换偏置等)和器件性能<sup>[28-30]</sup>等。本节围绕铁电调控电子自旋及相关器件开展论述。

#### 3.1 铁电-磁隧道结

铁电-磁隧道结,又称多铁(铁电、铁磁)隧道结 (magnetic ferroelectric tunnel junction, MFTJ),采用铁电薄膜作为磁隧道结中的隧穿层,利用铁电薄膜的静电效应、界面晶格变化和应力效应等<sup>[8]</sup>调控电极费米能级和自旋极性,从而实现对磁隧道结电阻和磁阻的调控<sup>[31]</sup>。2012 年, Pantel 等<sup>[32]</sup>在  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO)/ $\text{PbZr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}$  (PZT)/Co 多铁隧道结中实现了铁电层 PZT 电极性反转对器件磁阻的正负调控,并指出 PZT 极性反转前后, Ti 离子与 Co 原子由于原子间距的变化会形成反铁磁耦合,导致界面自旋极性发生变化,从而使器件磁阻发生正负翻转。图 5 为 LSMO/PZT/Co 铁电-磁隧道结的结构及其电阻的外场调控结果<sup>[33]</sup>。一方面,作为磁隧道结,磁场的变化可使两铁磁电极 (LSMO 和 Co) 磁矩平行或反平行排列,从而产生 TMR;另一方面,铁电薄膜的电极性可改变隧穿势垒的高度,使器件呈现高、低两个电子阻态,称为隧穿电阻 (tunneling electric resistance, TER)。

研究还发现,铁电薄膜电极性向上时,器件的隧穿磁阻为负值;当铁电薄膜电极性翻转为向下时,器件的隧穿磁阻为正值,如图 5b 所示。隧穿磁阻可通过下式得出:

$$\text{TMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} \times 100\% \quad (6)$$

其中,  $R_{\text{AP}}$  和  $R_{\text{P}}$  分别表示铁磁电极磁矩反平行和平时器件的电阻。铁电薄膜的电极性可通过外加电场调节,即调节铁电薄膜中铁电畴的百分比<sup>[34]</sup>,实现器件在外电场和外磁场作用下的多电阻态,如图 5c 所示。铁电-磁隧道结的多电阻态调控可应用于多态存储、忆阻器等方面。

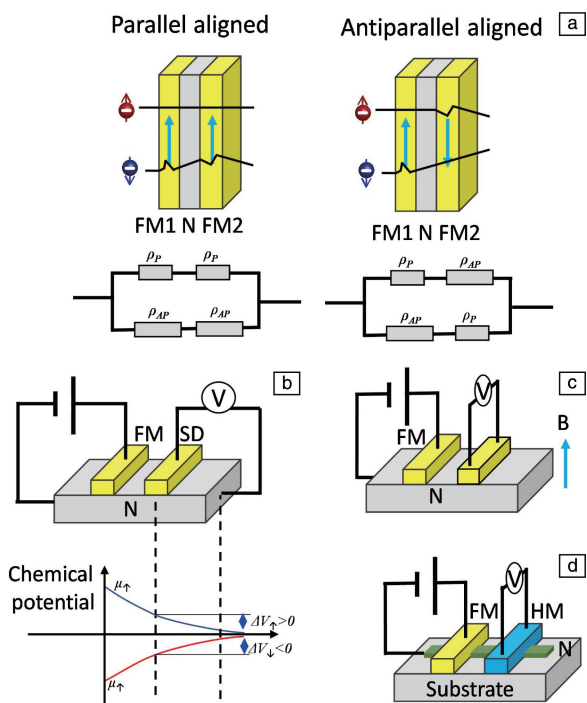


图 4 自旋电子器件中的自旋探测: (a) 自旋相关散射及 Mott 双通道导电模型, (b) 异域自旋电子器件及自旋扩散时化学势变化, (c) 汉勒效应探测自旋, (d) 逆自旋霍尔效应异域探测电子自旋

Fig. 4 Spin detection in spintronic devices: (a) spin dependent scattering of electrons and the Mott's two-current model of conduction, (b) nonlocal spin detection device and the spin-dependent chemical potential in the device, (c) Hanle effect, (d) inverse spin Hall effect device for spin detection



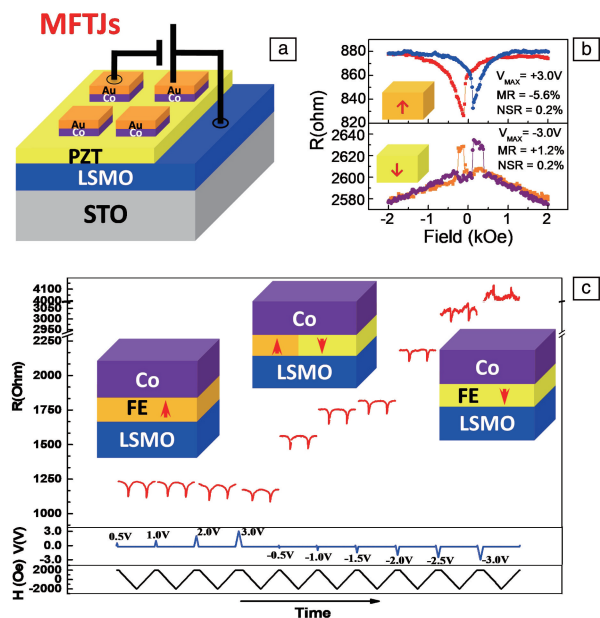


图 5 LSMO/PZT/Co 铁电-磁隧道结及其电阻调控<sup>[33]</sup>: (a) 器件结构示意图, (b) 铁电极化向上(上图)和极化向下(下图)时器件电阻随磁场的变化(测试电压为 $-0.4\text{ V}$ ), (c) 通过电场逐步改变 PZT 的极化程度, 实现器件中电阻的多阻态调控(测试电压为 $-0.25\text{ V}$ )

Fig. 5 LSMO/PZT/Co based magnetic ferroelectric tunnel junction and its resistance control<sup>[33]</sup>: (a) the structure diagram of the device, (b) the tunneling resistance (measured at  $-0.4\text{ V}$ ) changes with magnetic field with ferroelectric polarization point up and down, respectively, (c) the multi-resistive states (measured at  $-0.25\text{ V}$ ) of the magnetic ferroelectric tunnel junction tuned by external magnetic and electric fields

### 3.2 铁电-有机自旋阀

有机物主要由 C, H, O 等轻元素组成, 电子自旋弛豫时间长, 同时其具有加工容易、生产成本低, 柔韧性好等优点, 有望应用于大批量、低成本的自旋电子器件生产中。2004 年, Xiong 等<sup>[35]</sup>在 LSMO/ $\text{Alq}_3$ /Co 结构的有机自旋阀中观察到 $-40\%$ 的低温 GMR 效应, 有机自旋电子学开始引起学者的广泛关注, 其功能化调控也被不断开发<sup>[36]</sup>。2011 年, Schulz 等<sup>[37]</sup>发现在有机自旋阀 NiFe/ $\text{Alq}_3$ /FeCo 中插入单电极性的 LiF 层之后, 自旋阀的巨磁电阻由负值变为正值, 作者认为, 这是由于 LiF 的静电场调控了有机层最高分子占据轨道(HOMO)能级的位置, 从而使得界面电子自旋态发生变化所导致的。采用双电极性的铁电薄膜, 如 PZT, 可实现有机自旋阀磁阻的外电场调控。图 6 为铁电-有机自旋阀(LSMO/PZT/ $\text{Alq}_3$ /Co)及其电阻的外场调控结果<sup>[38]</sup>。铁电薄膜 PZT 的铁电极性可以通过外电场进行调控, 从而实现有机自旋阀磁阻的原位调控, 如图 6c 和 6d 所示, 当 PZT 极化向上时, 器件的巨磁阻为负值; 当外加电场将 PZT 电极性原位翻转为向下时, 器件的巨磁阻为正值。根据 PZT 电极性对铁电/有机层界面能级的影响, 有机层的能级位置会随 PZT 电极性的变化而发生相应改变, 使得有机层中传输的电子自旋态发生变化, 如图 6e 所示, 当 PZT 极化向上时, 有机层界面处的内建电场使有机物能级下移, 注入的自旋电子为多数子(左图), 对应负磁阻; 当 PZT 极化向下时, 有机层界面处的内建电场使有机物能级上移, 注入的自旋电子为少数子(右图), 对应正磁阻。该研究还发现由于 PZT 的铁电滞回性, 界面内

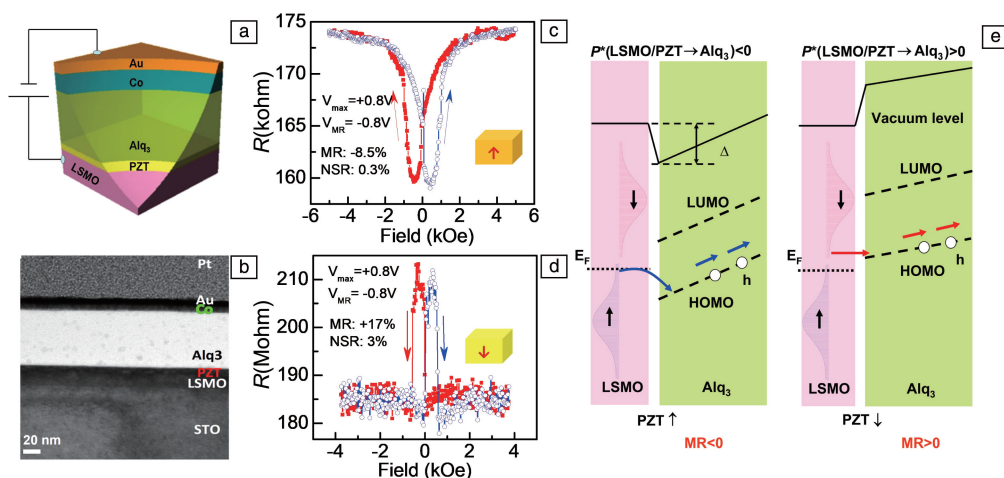


图 6 铁电-有机自旋阀及其电阻的外场调控<sup>[38]</sup>: (a, b) 器件结构示意图与剖面结构透射电镜照片; (c, d) PZT 电极化向上与向下时器件电阻随磁场的变化; (e) 铁电极性调控器件中有机层能级结构及界面自旋注入极性的示意图

Fig. 6 Ferroelectric-organic spin valve and its resistance controlled by external fields<sup>[38]</sup>: (a, b) the structural schematic diagram and the high-resolution transmission electron microscope image of the device; (c, d) the resistance changes with magnetic field for PZT polarized up and down, respectively; (e) the shift of energy band of  $\text{Alq}_3$  and the spin polarization injections at the PZT/ $\text{Alq}_3$  interface tuned by the ferroelectricity

建电场和有机物能级移动也具有滞回性,致使磁阻随测量电压的变化具有滞回性<sup>[38]</sup>。近期有研究采用有机铁电体,如聚偏二氟乙烯(PVDF)<sup>[39]</sup>、克酮酸( $C_5H_2O_5$ )<sup>[40]</sup>等作为自旋阀的中间层,同样实现了铁电层的电极性对器件磁阻正、负的调控。这些研究推动了有机自旋电子学的发展,并为其功能化调控指明了方向。

### 3.3 铁电-逆自旋霍尔效应器件

自旋-轨道电子学是近年来自旋电子学发展的一个重要方向,它利用电子的自旋角动量与轨道角动量之间的相互作用,呈现出了很多新奇的物理现象,为自旋电子器件新功能的开发和多功能化应用提供了可能<sup>[7]</sup>。研究表明,在电场作用下铁电材料能和磁场作用下的铁磁材料一样,调控电流诱导面外方向上磁矩的翻转。2012年, Liu 等<sup>[41]</sup>报道了在 Pt/Co 双层膜中, Pt 中的自旋霍尔效应 (spin Hall effect, SHE) 产生的自旋扭矩 (spin torque, ST) 能够使 Co 的面外磁矩发生翻转,其翻转方向取决于外加的面内磁场的方向。2017 年,中国科学院半导体研究所王开友等<sup>[42]</sup>在铁电衬底 PMN-PT 上沉积 Pt/CoNiCo/Pt 多层膜,利用外加电场调控衬底的铁电极性及其产生的附加自旋-轨道扭矩 (spin orbit torque, SOT),实现了电流诱导面外磁矩的可控翻转。由于自旋-轨道耦合,电流与自旋流可以相互转化,分别称为 SHE 和 ISHE,其相互转换的效率用自旋霍尔角 ( $\theta$ , 输出信号与输入信号的比值,本质上是角度的正切值) 表示。图 7

为铁电调控 ISHE<sup>[43]</sup>, 自旋极化电流自铁磁电极 LSMO 隧穿通过铁电绝缘层 PZT 进入 Pt, 由于自旋轨道耦合,不同极化态的电子向 Pt 两端累积产生 ISHE 电压 ( $\vec{E}_{\text{ISHE}} \propto \vec{J}_s \times \vec{S}$ , 其中  $\vec{J}_s$  为自旋流密度,  $\vec{S}$  为自旋角动量), 如图 7a 所示。随着磁场的变化, 自旋角动量在零场附近发生翻转, 因此在图 7b 中可以观察到 ISHE 电压的跳变, 且该电压随注入电流方向 (对应于自旋流密度方向) 的变化而变化。图 7c 为外加电场改变 PZT 电极性前后, ISHE 电压随磁场的变化结果。作者在零场附近观察到 ISHE 电压的跳变方向发生了变化, 说明注入的自旋极化电流方向发生了改变。通过在 PZT/Pt 界面处插入弱自旋轨道耦合的 Cu 界面层、改变 Pt 层厚度等, 可得出自旋极化电流方向的改变来自于 PZT/Pt 界面。插入 Cu 界面层的器件 ISHE 不随 PZT 电极性的变化而改变, 排除 LSMO/PZT/Pt 器件中自旋极化电流的方向的变化来自 LSMO/PZT 界面; 随着 Pt 薄膜厚度的增加, ISHE 随 PZT 电极性变化的趋势减弱至消失, 如图 7d~7f 所示, 在 6 nm 厚 Pt 薄膜的器件中仍能观察到 PZT 的铁电调控效应, 但在 8 nm 厚 Pt 薄膜的器件中, ISHE 不再随 PZT 电极性而变化。通过引入界面自旋霍尔角对测量结果进行拟合, 发现 PZT 极化向上和极化向下时, 界面自旋霍尔角从 -0.2 变为 +0.18, 从而解释了 ISHE 随 PZT 电极性的调控 (图 7f)。通过第一性原理计算, 可进一步得出界面自旋霍尔角的变化归因于 Rashba 效应, PZT 极化向上时, Pt 界面的能级

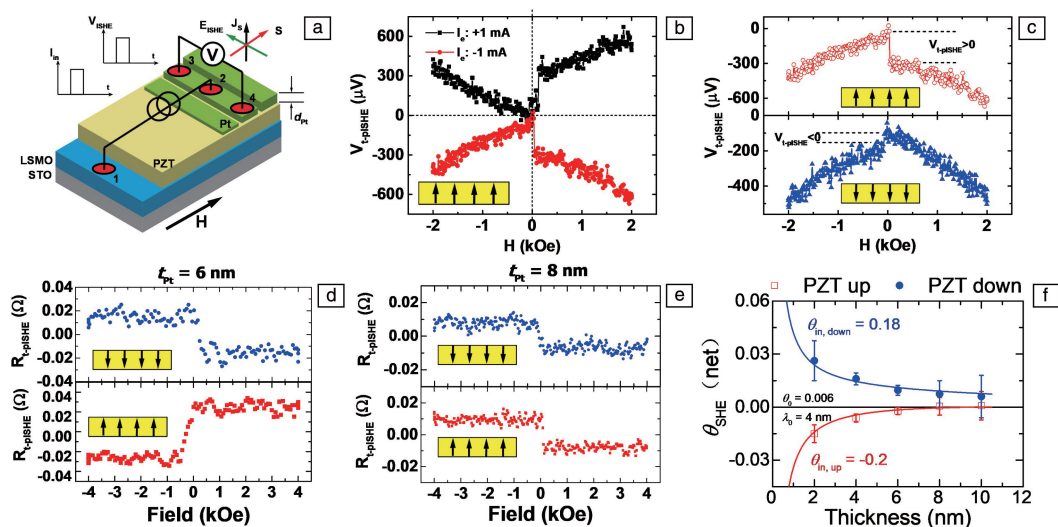


图 7 逆自旋霍尔效应 (ISHE) 的铁电调控<sup>[43]</sup>: (a) 器件结构示意图; (b) PZT 极化向上时, 电流方向对 ISHE 电压的调控; (c) PZT 电极性对 ISHE 电压的调控 (测试电流为 -1 mA); (d, e) 6 nm 和 8 nm Pt 薄膜对器件 ISHE 的调控; (f) 自旋霍尔角随 PZT 电极性及 Pt 厚度的变化规律

Fig. 7 Inverse spin Hall effect (ISHE) and its ferroelectric control<sup>[43]</sup>: (a) the structure diagram of the device; (b) the ISHE voltage tuned by the current direction when the PZT is polarized up; (c) the ISHE voltage (measured at -1 mA) tuned by the ferroelectric polarization; (d, e) the ISHE signal for 6 nm and 8 nm Pt devices with different PZT polarization states; (f) the spin Hall angle of Pt changes with its thickness and the ferroelectric polarization of PZT

发生自旋相关的劈裂, Rashba 系数为  $\alpha_R = -152 \text{ meV} \cdot \text{\AA}$ , 转化为自旋霍尔角为  $-0.18$ , 与实验拟合值  $-0.2$  接近; 而 PZT 极化向下时, 这种自旋相关的能级劈裂消失, 对应于正的自旋霍尔角。该研究展示了界面对自旋-轨道耦合的重要性, 为近些年来电流-自旋流相互转换效率的差异性问题提供了解决思路。

## 4 结 语

本文主要围绕自旋电子器件的基本原理及其铁电调控展开论述。自旋电子器件具有高密度、低能耗、快响应、非易失性等性能特点, 是新一代信息技术开发和应用的的重要研究内容。铁电材料应用于自旋电子器件, 利用晶格-电荷-自旋-轨道之间的相互作用, 赋予器件更多新的物理现象和功能调控; 另外, 铁电的电场调控相比于铁磁的磁场调控, 调控精度更好、耗能更低, 是未来信息存储和处理的一个重要研究方向。美国 Intel 公司提出的铁磁-电自旋轨道 (MESO) 器件<sup>[44]</sup>, 正是利用铁电-铁磁之间的相互作用, 通过铁电极性调控铁磁磁矩, 从而改变自旋轨道耦合产生的电流, 实验室实现了比传统的金属-氧化物-半导体 (CMOS) 晶体管更低能耗、更高密度的逻辑器件, 是自旋电子器件继磁阻效应应用于计算机硬盘后的又一重大突破。面对机遇的同时, 铁电-自旋电子器件也面临巨大挑战, 如制备工艺复杂、集成难度高、精确调控难等问题<sup>[45]</sup>。未来铁电-自旋电子器件的相关研究仍将围绕新型器件的结构设计和功能开发开展, 以促进自旋电子学的发展, 实现其在信息存储和处理等方面的实际应用。

## 参考文献 References

- [1] 于笑潇, 资剑, 王兵, 等. 科技中国[J], 2018(5): 7-10.  
YU X X, ZI J, WANG B, *et al.* China Scitechology Think Tank[J], 2018(5): 7-10.
- [2] 都有为. 科学中国人[J], 2016(13): 6-13.  
DU Y W. Scientific Chinese[J], 2016(13): 6-13.
- [3] JULLIERE M. Physics Letters A[J], 1975, 54(3): 225-226.
- [4] BINASCH G P, GRÜNBERG F, SAURENBACH, *et al.* Physical Review B[J], 1989, 39(7): 4828-4830.
- [5] BAIBICH M N, BROTO J M, FERT A, *et al.* Physical Review Letters [J], 1988, 61(21): 2472-2475.
- [6] FERT A. Nature[J], 2018, 557: 638.
- [7] FANG M, ZHANG W, WU X, *et al.* APL Materials[J], 2021, 9(6): 060704.
- [8] TSYMBAL E Y, KOHLSTEDT H. Science[J], 2006, 313(5784): 181-183.
- [9] NADGORNÝ B, MAZIN I I, OSOFSKY M, *et al.* Physical Review B [J], 2001, 63(18): 184433.
- [10] COEY J M D. Magnetism and Magnetic Materials[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [11] BUSCH G, CAMPAGNA M, SIEGMANN H C. Physical Review B [J], 1971, 4(3): 746-750.
- [12] ALVARADO S F, RENAUD P. Physical Review Letters[J], 1992, 68 (9): 1387-1390.
- [13] DE T J M, BARTHÉLÉMY A, FERT A, *et al.* Physical Review Letters[J], 1999, 82(21): 4288-4291.
- [14] BOWEN M, BIBES M, BARTHELEMY A, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2003, 82(2): 233-235.
- [15] MESERVEY R, TEDROW P M. Physics Reports[J], 1994, 238(4): 173-243.
- [16] SOULEN R J, BYERS J M, OSOFSKY M S, *et al.* Science[J], 1998, 282(5386): 85-88.
- [17] TEDROW P M, MESERVEY R. Physical Review Letters[J], 1971, 26(4): 192-195.
- [18] SCHMIDT G, FERRAND D, MOLENKAMP L W, *et al.* Physical Review B[J], 2000, 62(8): R4790-R4793.
- [19] SPIESSER A, SAITO H, YUASA S, *et al.* Physical Review B[J], 2019, 99(22): 224427.
- [20] RAMAN K V, CHANG J, MOODERA J S. Organic Electronics[J], 2011, 12(7): 1275-1278.
- [21] HERRMANN C, SOLOMON G C, RATNER M A. Journal of the American Chemical Society[J], 2010, 132(11): 3682-3684.
- [22] ANDO K, TAKAHASHI S, IEDA J, *et al.* Nature Materials[J], 2011, 10(9): 655-659.
- [23] SLACHTER A, BAKKER F L, ADAM J P, *et al.* Nature Physics[J], 2010, 6(11): 879-882.
- [24] CINCHETTI M, HEIMER K, WÜSTENBERG J P, *et al.* Nature Materials[J], 2009, 8(2): 115-119.
- [25] TANG J, WANG K L. Nanoscale[J], 2015, 7(10): 4325-4337.
- [26] SINOVA J, VALENZUELA S O, WUNDERLICH J, *et al.* Reviews of Modern Physics[J], 2015, 87(4): 1213-1260.
- [27] YIN Y W, BURTON J D, KIM Y M, *et al.* Nature Materials[J], 2013, 12(5): 397-402.
- [28] MATSUKURA F, TOKURA Y, OHNO H. Nature Nanotechnology[J], 2015, 10(3): 209-220.
- [29] SONG C, CUI B, LI F, *et al.* Progress in Materials Science[J], 2017, 87: 33-82.
- [30] 宋成, 李凡, 顾有地, 等. 中国材料进展[J], 2018, 37(8): 563-574.  
SONG C, LI F, GU Y D, *et al.* Materials China[J], 2018, 37(8): 563-574.
- [31] GARCIA V, BIBES M, BOCHER L, *et al.* Science[J], 2010, 327 (5969): 1106-1110.
- [32] PANTEL D, GOETZE S, HESSE D, *et al.* Nature Materials[J], 2012, 11(4): 289-293.
- [33] FANG M, ZHANG S, ZHANG W, *et al.* Physical Review Applied [J], 2019, 12(4): 044049.

- [34] CHANTHBOUALA A, GARCIA V, CHERIFI R O, *et al.* Nature Materials[J], 2012, 11(10): 860–864.
- [35] XIONG Z H, WU D, VALY V Z, *et al.* Nature[J], 2004, 427(6977): 821–824.
- [36] XIA H, ZHANG S, LI H, *et al.* Results in Physics[J], 2021, 22: 103963.
- [37] SCHULZ L, NUCCIO L, WILLIS M, *et al.* Nature Materials[J], 2011, 10(1): 39–44.
- [38] SUN D, FANG M, XU X, *et al.* Nature Communications[J], 2014, 5: 4396.
- [39] LIANG S, YANG H, YANG H, *et al.* Advanced Materials[J], 2016, 28(46): 10204–10210.
- [40] YIN Y W, JIANG X Y, KOTEN M A, *et al.* Physical Review Applied[J], 2020, 13(6): 064011.
- [41] LIU L Q, LEE O J, GUDMUNDSEN T J, *et al.* Physical Review Letters[J], 2012, 109(9): 096602.
- [42] CAI K, YANG M, JU H, *et al.* Nature Materials[J], 2017, 16(7): 712–716.
- [43] FANG M, WANG Y, WANG H, *et al.* Nature Communications[J], 2020, 11(1): 2627.
- [44] MANIPATRUNI S, NIKONOV D E, LIN C C, *et al.* Nature[J], 2019, 565(7737): 35–42.
- [45] DIENY B, PREJBEANU I L, GARELLO K, *et al.* Nature Electronics[J], 2020, 3(8): 446–459.

(编辑 费蒙飞)