

特约专栏

自旋太赫兹源发展及其在生物医学的应用前景分析

杨 晴¹, 田祺云¹, 李 竞¹, 聂天晓^{1,2}, 王海宇^{1,3},
寻璐璐¹, 黄 炎¹, 张 帆^{1,4}, 许 涌^{1,4},
温良恭^{1,5}, 吴晓君⁶, 赵巍胜^{1,2,4,5}

(1. 北京航空航天大学集成电路科学与工程学院 费尔北京研究院
空天信自旋电子工业和信息化部重点实验室, 北京 100191)

(2. 北京航空航天大学 杭州创新研究院, 浙江 杭州 310023)

(3. 北京航空航天大学高等理工学院, 北京 100191)

(4. 北京航空航天大学 合肥创新研究院, 安徽 合肥 230012)

(5. 北京航空航天大学 青岛研究院 北航歌尔微电子创新技术研究院, 山东 青岛 266000)

(6. 北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

摘 要: 太赫兹(terahertz, THz)辐射的光子能量极低, 不会对分子、晶格造成有害的电离, 且生物大分子的振动和转动频率均在 THz 波段, 因而 THz 在生物医学上的应用引起了广泛的关注。然而, 目前的商用 THz 源无法兼顾室温工作、低成本、小型化等生物医学应用方面的需求。自旋 THz 源辐射效率高, 可实现 THz 偏振调谐, 有望打破生物医学领域的应用瓶颈。为系统全面地对自旋 THz 源的发射机理和调控方式进行研究, 并对 THz 源在生物医学方面的应用展开分析, 从光电流的来源入手梳理了 THz 产生机制并总结了其发射机理。根据生物医学的应用需求, 分别从材料、生长条件等角度分析了多种自旋材料中的 THz 发射优化方式, 揭示了 THz 发射与材料性质、外界环境等因素的依赖关系, 探究了自旋 THz 源的优势和调控手段。结合生物医学检测的需求与特点, 以铁磁/非铁磁金属异质结和铁磁/拓扑绝缘体异质结两种发射源为例介绍了自旋 THz 源在生物医学领域的初步探索, 并对其未来的应用前景和发展方向做出展望。

关键词: 太赫兹(THz)源; 自旋 THz; 生物医学; THz 发射机理; 自旋材料; 应用

中图分类号: O441; R319 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)12-0948-14

Development of High Performance Spintronic Terahertz Source and Its Application Prospect in Biomedicine

YANG Qing¹, TIAN Qiyun¹, LI Jing¹, NIE Tianxiao^{1,2}, WANG Haiyu^{1,3},
XUN Lulu¹, HUANG Yan¹, ZHANG Fan^{1,4}, XU Yong^{1,4},
WEN Liangong^{1,5}, WU Xiaojun⁶, ZHAO Weisheng^{1,2,4,5}

(1. Fert Beijing Institute, MIIT Key Laboratory of Spintronics, School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(2. Hangzhou Innovation Institute, Beihang University, Hangzhou 310023, China)

(3. Shen Yuan Honors College, Beihang University, Beijing 100191, China)

(4. Hefei Innovation Research Institute, Beihang University, Hefei 230012, China)

(5. Beihang-Goertek Joint Microelectronics Institute, Qingdao Research Institute, Beihang University, Qingdao 266000, China)

(6. School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

收稿日期: 2021-08-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61774013); 国家重点研发计划项目(2018YFB0407602); 国家科技重大专项(2017ZX01032101)

第一作者: 杨 晴, 女, 1994 年生, 博士研究生

通讯作者: 聂天晓, 男, 1985 年生, 教授, 博士生导师,

Email: nietianxiao@buaa.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202108029

Abstract: Recently, terahertz (THz) spectrum has been proved to be one of the most potential candidates in the bio-

medical field on account of low photon energy, harmlessness and containing the vibration and rotation frequencies of biomacromolecules. For the convenience of detection, an inexpensive, portable and reliable equipment is required at room temperature. However, the commercial THz sources available are not adequate. An emerging replacement, the spintronic THz emitter, is moving towards the biomedical application. These spintronic THz sources with a thickness of several nanometers, such as topological insulator (TI) and ferromagnetic/nonmagnetic (FM/NM) heterostructure, can generate high-power terahertz wave under the excitation of femtosecond laser. In addition, THz polarization tuning can be realized by changing the direction of the magnetic field or the polarization state of the pump, which can meet the needs of THz circular dichroism (TCD) spectrum detection in the biomedical field. Above all, a multi-functional, on-chip tunable, real-time biomedical spintronic terahertz source device is expected to be realized by combining spintronics, the important technological means in the post-Moore era. In this paper, beginning with the photocurrent generation mechanism of TI and FM/NM, we gained the THz emission mechanism and impact factor. Then, THz emission optimization methods of various spintronic materials were analyzed from the perspectives of materials and growth methods on the basis of the requirements of biomedical applications. Moreover, the dependence of THz emission on material properties and external environment was revealed, and the advantages and control methods of spintronic THz source were explored. We also concluded that FM/TI was suitable for biomedical detection theoretically because its THz amplitude is comparable to that of ZnTe, and the polarization can be adjusted arbitrarily. Finally, combined with the requirements and characteristics of biomedical detection, taking FM/NM and FM/TI as examples, the scene and methods of spintronic THz source in the field of biomedical detection were introduced, and its future development direction was prospected.

Key words: terahertz emitter; spintronic terahertz; biomedicine; terahertz emission mechanism; spintronic materials; application

1 前 言

分布于世界各个生物医学实验室中的生物医学诊断平台至今已运行超 50 年,它是各地环境污染等级、物种伤害风险等信息的主要来源^[1-5]。传统的生物医学诊断和生物检测的方式主要为异地送检,其处理程序复杂、反馈缓慢的特点已无法满足当代社会对生物检测信息时效性的需求。随着生物传感器等技术的发展,社会各界对及时检验(point-of-care testing, POCT)的需求越来越强烈。基于 POCT 的诊断系统要求检测手段具有非接触、灵敏度高和非侵入等特点。近年来,太赫兹(terahertz, THz)波由于光子能量低(4.14 meV)^[6],且不会对生物组织造成有害电离,因此逐渐被应用于生物检测和生物传感器开发领域。

THz 是指频率从 0.1 到 10 THz 的电磁波,位于微波与红外波之间。其所处的频段既是光子学向电子学的过渡,也囊括了许多大分子的转动和振动频率。特殊的频谱位置赋予了 THz 兼具微波和光波性质的优势,传输速率高、容量大、安全性强及穿透性高的特点,使 THz 在生物医学检测、国防安全等领域备受瞩目,成为 21 世纪全球必争的前沿技术。

目前,THz 在生物医学领域的应用已初具规模,其在生物分子检测、成像和生物效应等方面均崭露头角^[7]。然而,由于受到 THz 源的限制,生物医学方面的研究仍面临着不可小觑的挑战。在生物分子检测方面,虽然可以利用生物大分子在 THz 频段存在特征吸收的特点,采集穿过生物样品的 THz 时域频域信息,但由于主要利用远场 THz 波来获得被检测物的宏观信息,其灵敏度往往

受到分析物和局域电磁场之间空间重叠的限制^[8];在生物效应方面,由于难以控制不同实验中源的种类,故无法确定 THz 对生物系统的具体影响,这也为构建生物系统标准数据库带来了困难^[9]。由此可见,缺乏对外部条件不敏感的近场源是目前 THz 技术在生物医学方面应用的最大阻碍。

还需注意的是,目前 THz 技术在生物医学上的应用主要集中在欧美等国,我国在此方面起步较晚,与其他国家差距较大。但当下正处于从实验室研发到实际应用的过渡阶段,为迅速弥补我国与欧美等国在 THz 应用等方面的差距,着力开发高性能、低功耗的室温 THz 源已成为推动 THz 技术和产业迅速发展的核心议题。

近年来,半导体光子学、超快光子学等学科的发展促进并带动了多种 THz 源的开发和应用,例如空气等离子体 THz 源、非线性晶体 THz 源以及光电导天线 THz 源等,这些 THz 源已被广泛应用于 THz 检测、THz 光谱和成像技术。上述激光器虽有着各自的应用优势,但是也存在着明显的不足:空气等离子体的系统复杂,频谱难以保持稳定^[10];非线性晶体(ZnTe、GaP、LiNO₃和各种有机晶体等)需要精确的相位匹配,且其产生效率难以提高,带宽难以拓宽;与半导体工艺相结合的光电导天线(基于 GaAs、InGaAs 等)已广泛商用化,但高昂的价格严重阻碍了其应用与推广。同时,生物医学等方向的应用要求宽带 THz 源具备低成本、高效率和高稳定性的特点。因此,通过探究新机理,开发新材料和设计新结构,发展高性能 THz 辐射源并对其展开深入研究具有重大的现实意义。

2007 年,Albert Fert 和 Peter Grünberg 因在自旋电子

学领域的巨大贡献而荣获诺贝尔物理学奖,促进了控制和操纵电子自旋、研究其输运性质及构建新颖器件学科的蓬勃发展。由于自旋电子学中某些物理现象的特征频率位于 THz 频段,自旋电子学^[11]这一后摩尔时代重要的科学技术领域,有望与 THz 发射技术相结合,构建新一代高性能自旋 THz 发射源^[12-14]。同时,由于自旋 THz 发射源与集成电路技术高度契合,有望融功能器件于一体,进而发展成为多功能的应用型器件。2013 年, Kampfrath 等基于逆自旋霍尔效应(inverse spin Hall effect, ISHE),在 Fe/Au 和 Fe/Ru 异质结中实现了超宽带的 THz 辐射^[15],该类 THz 发射源具有结构简单、制备成本低、稳定性好等优点,一经问世便引起了国内外的广泛关注,自此开创了以铁磁(ferromagnetic, FM)/非铁磁(nonmagnetic, NM)金属异质结为主要结构的新型自旋 THz 发射源的研究时代。开发新材料体系和设计新物理结构,成为自旋 THz 发射研究的重要议题。

本综述从飞秒激光激发的超快光电流响应入手,首先对 THz 产生所涉及的铁磁层超快退磁、铁磁/非铁磁金属异质结表面的自旋注入和自旋-电荷转换机制等超快磁学现象的物理机理以及新材料(如拓扑绝缘体(topological insulator, TI))中的非线性 THz 产生机理进行分析,并将机理与材料类别进行对应,从材料选择和优化方式等角度分析了提高自旋 THz 源性能的方法;进而介绍了当前自旋 THz 源的研究进展,揭示出 THz 辐射的影响因素和自旋 THz 的偏振调控手段;最后,介绍了自旋 THz 源在生物医学检测方面的应用场景和发展现状,并对自旋 THz 源在该方面的应用做出了总结与展望。

2 自旋 THz 发射机制

2.1 铁磁/非铁磁异质结的 THz 辐射机制

2.1.1 超快自旋流的产生

当飞秒激光照射铁磁层时,在铁磁层会产生一个电流密度为 $\mathbf{j}_s(z, t)$ 的自旋电流脉冲,然而其来源及物理机制至今仍不明晰。部分学者认为,超快自旋流的产生与自旋塞贝克效应(spin Seebeck effect, SSE)有关^[16, 17]。SSE 是指铁磁材料因温度梯度产生自旋流,随后自旋流注入到非铁磁层中,由于非铁磁层中的自旋轨道耦合作用, SSE 诱导的自旋流将通过 ISHE 转换为可测量的 SSE 电压。SSE 自旋流与温度梯度的关系为:

$$\mathbf{j}_s = K(T^N - T^F) \quad (1)$$

其中, \mathbf{j}_s 为自旋流密度, K 为 SSE 系数, T^N 和 T^F 分别为非铁磁层和铁磁层的温度。2008 年, Uchida 等基于 SSE, 在存在温度梯度的铁磁层中观测到了自旋电压^[18]。2017 年, Alekhin 等利用二次谐波测量技术在 Fe/Au/Fe/MgO

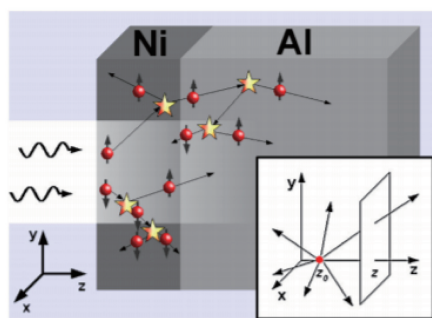
中测量到 250 fs 的长自旋电流脉冲,其自旋脉冲形状与非热自旋相关的塞贝克效应相符^[19]。他们指出,自旋电流脉冲的时间分布和脉宽主要由热电子的弹道传输和热载流子在铁磁层中的热化时间决定。2018 年, Kampfrath 等在铁磁性钇铁石榴石(yttrium iron garnet, YIG)/铂的异质结中探测到 SSE 引起的自旋流^[20]。由于激光照射,铁磁层和非铁磁层形成温度差,进而由 SSE 形成自旋流。该自旋流的上升沿以及弛豫(decay time)都在百飞秒量级(~ 100 fs),动态频率位于 THz 频段。自旋流产生后,由于 ISHE, 非铁磁层产生 THz 频率的超快电流,进而辐射出 THz 波。

然而,自旋流的来源并不局限于 SSE。一般认为,飞秒激光诱导产生的自旋流也可能也来源于超快退磁(ultrafast demagnetization, UDM)^[21]和超扩散自旋传输(superdiffusive spin transport, SST)^[22]等效应。

退磁是指磁体恢复到磁中性状态的过程,超快退磁指的是退磁所用的时间小于内禀的自旋晶格弛豫时间。1996 年, Beaurepaire 等借助脉宽为 60 fs 的激光器在 Ni 薄膜中发现了时间小于 1 ps 的超快退磁现象^[23],从此掀起了激光诱导超快退磁的研究热潮。研究表明,飞秒激光在磁性材料内部的吸收将影响铁磁层的退磁进而产生自旋流,具体表现为当激光照射在磁性金属表面时,光子能量以热的形式通过碰撞转移给电子,能量在电子、自旋、晶格和角动量之间进行传递,最终自旋角动量由铁磁层转移到重金属层,实现自旋注入^[24]。其中包含的物理机理可由超快自旋翻转散射(spin-flip scattering)来解释。该模型包含了 Elliott-Yafet 电子-声子自旋翻转散射等多种散射机制^[25],能够对过渡金属和稀土材料中的退磁现象进行充分解释^[26]。

2010 年, Battiato 等提出了超扩散自旋传输作为超快退磁的理论机制模型^[22],且发现该机制也可诱导超快自旋流的产生。在该模型中,飞秒激光激发铁磁/非铁磁金属异质结,3d 铁磁金属中的电子吸收了飞秒激光的能量(光子能量约为 1.55 eV),电子从费米能级之下跃迁到费米能级之上,从而产生了非平衡的电子分布。光所激发的大多数自旋电子(自旋向上)主要具有类 sp 带的轨道特性,而少数平衡电子(自旋向下)则具有类 d 带的轨道特性。由于二者的运动速度和寿命有所不同,因此自旋向上的电子将在铁磁/非铁磁金属的界面积累,最终实现自旋流向非铁磁层的注入^[27],其过程如图 1 所示。

飞秒激光引发的超快退磁所产生的自旋流的数量级较 SST 所产生的自旋流小两个数量级,一般在分析 THz 发射性能时,较少考虑退磁带来的影响。

图 1 Ni/Al 异质结中超扩散传输的原理图^[22]Fig. 1 Sketch of the superdiffusive processes caused by laser excitation in Ni/Al heterojunction^[22]

除此之外, 2013 年, 由 Kampfrath 等提出铁磁层中的瞬态磁偶极子产生的额外自旋电流也因其比 SST 所产生的自旋流小一个数量级而忽略不计^[15]。2019 年, Wu 团队提出利用回流电子之差产生自旋流, 进而通过反常霍尔效应(anomalous Hall effect, AHE)在单层铁磁材料中实现了 THz 发射^[28]。

由于目前激光激发电子跃迁过程中的能量转换形式尚未有定论, 所以无法确定 SSE 和 SST 两种机制在自旋流产生中的主导地位。

2.1.2 自旋流向电荷流的转变

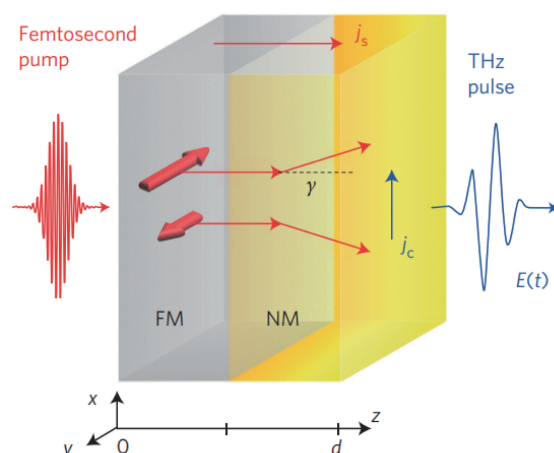
THz 发射过程中自旋流-电荷流的转换过程表现为超快自旋流从铁磁层进入非铁磁层时, 由于非铁磁层的自旋轨道耦合作用, 非铁磁层及铁磁/非铁磁的界面处出现皮秒量级的超快电荷流。目前, 自旋-电荷转换的主要机制有 ISHE 和逆 Rashba-Edelstein 效应(inverse Rashba-Edelstein effect, IREE)^[29]。一般认为, 对于异质结, 前者主要存在于体效应中, 后者主要用于分析异质结的界面效应。本文将从这两方面对自旋-电荷转换进行系统的介绍。

自旋霍尔效应(spin Hall effect, SHE)指的是在外加电场中, 由于自旋轨道耦合作用(spin orbit coupling, SOC), 自旋向上和向下的电子受到相反的等效作用力而向相反的方向运动, 从而产生与电荷流动方向垂直的横向自旋流^[30]。作为 SHE 的逆过程^[31, 32], ISHE 指的是当自旋流进入非铁磁层时, SOC 使自旋向上和自旋向下的电子在相反方向上各偏转一个角度 γ 。通过 ISHE, 纵向的自旋极化流密度 j_s 转换为超快横向的电荷流密度 j_c , 此过程如图 2 所示。

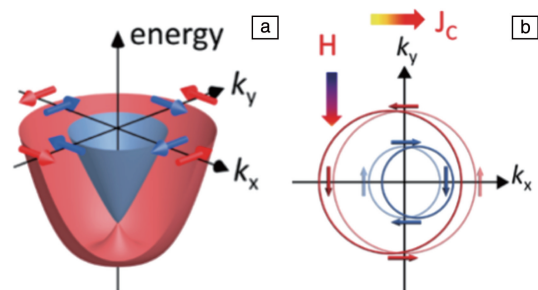
通常, ISHE 可以通过式(2)进行描述^[32]:

$$j_c = -\frac{2e}{\hbar} \gamma_{SH} j_s \quad (2)$$

其中, j_c 为电荷流密度, γ_{SH} 为材料的自旋霍尔角, j_s 为自旋流密度。从式(2)可知, 可通过选择大 γ_{SH} 的材料来提高 THz 发射效率。

图 2 太赫兹发射中的逆自旋霍尔效应^[31]Fig. 2 Inverse spin Hall effect in terahertz emission^[31]

与 SHE 不同的是, Rashba-Edelstein 效应(Rashba-Edelstein effect, REE)通常发生在反演对称性被破坏的界面上^[33], 其表现为: 无外磁场时, 在电场中运动的电子会在自己的本征坐标系内感受到等效磁场的作用, 由于等效磁场的方向和电子的动量方向相关, 在材料表面态上形成自旋分裂能带, 其结构如图 3a 所示。

图 3 Rashba-Edelstein 效应的原理图^[33]: (a) 自旋分裂能带的结构, (b) Rashba-Edelstein 效应的形成过程Fig. 3 Schematic diagram of Rashba-Edelstein effect^[33]: (a) the structure of spin splitting band, (b) the formation of Rashba-Edelstein effect

在该能带结构中, 具有狄拉克点上/下能带的等高线形成顺时针/逆时针的自旋和动量的紧密耦合, 这意味着外加电场将导致电子分布不均, 即电子动量分布不平衡, 必然导致自旋极化的分布不平衡, 从而产生自旋积累, 图 3b 展示了此过程。

作为 REE 的逆过程, IREE 则是当自旋流从铁磁层流向狄拉克表面态时, 将自旋流转换为二维横向超快电荷流的机制, 其表达式为^[29, 34]:

$$j_c = \lambda_{IREE} j_s \quad (3)$$

其中, λ_{IREE} 为 IREE 系数, 代表了自旋流-电荷流的转换

效率。通过 IREE 的自旋-电荷转化多发生在异质结的界面处, 因此, 选择合适的异质结材料并优化异质结各层厚度是提高 IREE 的自旋-电荷转换效率的常用方法。

由上文可知, IREE 与 ISHE 最大的区别在于由 IREE 导致的自旋-电荷转换只发生在二维的 Rashba 界面, 如 TI。但由于 TI 内部的强自旋轨道耦合作用, 也使其能够通过 ISHE 实现高效的自旋-电荷转换, 从而实现更高效的 THz 辐射。2018 年, Yang 等^[35]利用 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Co}$ 异质结实现了强场 THz 源。2021 年, 作者团队^[36]实现了基于 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Fe}$ 的强场 THz 发射及手性调控, 为探究强自旋流的产生、高效率自旋-电荷转换及多功能 THz 源的开发提供了新的思路与方法。TI 等新兴材料在自旋领域与超快光学领域的应用必将推动多学科的交叉融合与相关产业的迅速发展。

还需注意的是, IREE 引起的自旋-电荷转换也会出现在强 SOC 的金属异质结的界面处, 如 Bi/Ag 异质结。2013 年, Sánchez 等^[29]基于 Bi/Ag 异质结证明了其界面存在 Rashba 耦合, 即 IREE 在 Bi/Ag 异质结的界面处实现了自旋流向电荷流的转换。

2.1.3 THz 辐射

经过自旋-电荷转换, 自旋流转变为百飞秒量级的面内超快光电流。根据麦克斯韦方程组及电磁场的波动性可知, 交变的电场和磁场的相互激发产生电磁波, 其解满足:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \mathbf{E} = \mu_0 i \omega \mathbf{j} \quad (4)$$

其中, ω 为角频率, ε 为介电常数, \mathbf{E} 为电场, μ_0 为真空磁导率, \mathbf{j} 为电流密度。该微分方程揭示了皮秒量级电流脉冲辐射 THz 的机理^[37]。但由于电荷流的产生依赖位置等因素^[38], 所以关于如何使用该公式对 THz 电场进行完整表述仍在研究阶段。

虽然从经典的麦克斯韦电磁学理论可知, 磁偶极子可发射电磁波^[39], 但其发射出的 THz 波较弱^[40], 一般忽略不计, 故此处不讨论。

2.2 拓扑绝缘体中的 THz 辐射机制

TI 因其自旋动量锁定的拓扑表面态^[41]、 180° 反向散射^[42]以及可调谐的量子层^[35]等特性, 自 2007 年被发现以来便成为凝聚态物理领域的新热点^[43, 44]。TI 点燃了电子设备的运行速度从 MHz 频段迈向 THz 频段的希望^[45], 成为了固态电子器件性能提升的首选材料。TI 在生物医学领域也具有巨大的应用前景和价值。THz 圆二色光谱拥有快速、简单、准确地对蛋白质等生物大分子进行检测的潜力^[46], 然而实现高效手性 THz 的产生与灵敏调控是推广该应用的最大阻碍。TI 表面特殊的狄拉克锥形能带结构, 使其具有自旋动量锁定和 180° 反向散射的性质,

这是利用表面电流诱导强自旋极化的理想前提^[47]; 并且, TI 在飞秒激光的激励下能够同时在内部激发出与激励光螺旋度无关的电荷流和与激励光螺旋度相关的自旋流, 通过将这两种电流结合, 有望在 TI 中实现 THz 的偏振的任意调控^[48-50]。由此可知, TI 在 THz 发射、检测和调制方面已经展现出极其光明的前景, 这为今后基于片上拓扑绝缘体的 THz 系统奠定了坚实的基础。然而, 开发 TI 在 THz 的生物医学检测的应用, 首先应对 TI 中皮秒量级光电流的产生机制进行系统而深入的探究。

常见的 TI 有 Bi_2Se_3 、 Bi_2Te_3 、 Sb_2Te_3 及其合金 ($\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$) $_2\text{Se}_3$ 、($\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$) $_2\text{Te}_3$ 。

TI 是一种经典的二维材料 (也可推广到三维体系)^[51-53], 以 Bi_2Se_3 为例。 Bi_2Se_3 是 5 层原子周期性排列而成的超晶格结构, 其中每 5 层原子为一个 QL (quintuple layer) 层, 厚度约为 0.955 nm^[54, 55], Bi_2Se_3 三维晶体结构如图 4a 所示^[56]。相邻两 QL 层之间由范德瓦尔斯力相连, 并不存在任何化学键。而在每个 QL 层内, 原子按照 ABCAB 的晶体结构堆垛排列, 由共价键连接, 如图 4b 所示。

如图 4a 所示, Bi_2Se_3 沿 z 轴呈三重螺旋对称, 而沿 x 轴呈两重螺旋对称。当 5 层结构以整体进行反转, 根据图 4c 可判断出, Bi1 将变为 Bi1', Se1 将变为 Se1'^[56]。由此可见, Bi_2Se_3 在空间中呈现出反演对称性, 这是 TI 能够激发超快光电流的重要条件, 本节将对此进行详细讨论。

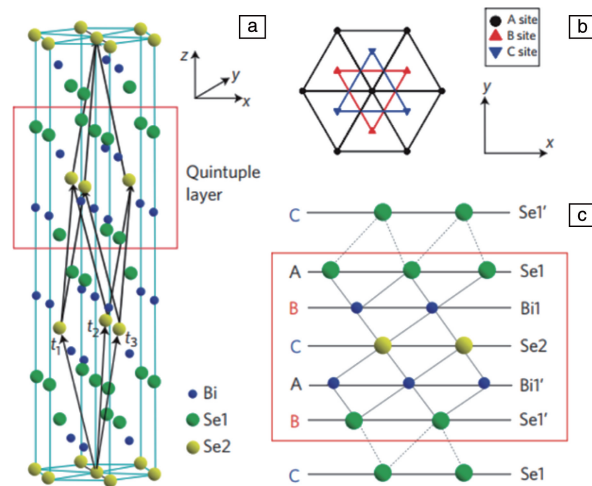


图 4 Bi_2Se_3 晶体结构^[56]: (a) 三维晶体结构, (b) 沿 z 轴的俯视图 (A、B、C 代表 3 种三角形点阵不同的位置), (c) 侧视图

Fig. 4 Crystal structure of Bi_2Se_3 ^[56]: (a) crystal structure of Bi_2Se_3 with three primitive lattice vectors denoted as $t_{1,2,3}$, (b) top view along the z -direction (the triangle lattice in one quintuple layer has three different positions, denoted as A, B and C), (c) side view of the quintuple layer structure

自 2016 年, 各国开始展开对 Bi_2Se_3 、 Bi_2Te_3 等 TI 产生超快光电流机制的研究^[47]。目前, 研究人员发现载流子的扩散运动和漂移运动、表面位移电流 (surface shift current)、光整流 (optical rectification, OR) 和注入电流 (injection current) 都会影响超快电流的产生。同时, 入射光的偏振态与超快电流的产生也有着密不可分的联系。

2.2.1 载流子的扩散运动和漂移运动

由于泵浦光子能量 (1.57 eV)^[57, 58] 大于 TI 的带隙 (0.4 eV), 所以当飞秒激光照射在 TI 表面时, 价带中的电子吸收光子能量后进入导带, 产生电子空穴对^[58]。电子-空穴对随即向周围低浓度的区域进行扩散, 形成扩散电流^[59]。然而由于体扩散电流方向垂直于样品表面, 对 THz 辐射没有贡献, 且表面扩散电流方向不定, 故不考虑扩散电流对 THz 辐射的影响^[60]; 同理, 体漂移电流也应如此^[61]。然而, Braun 等^[47]发现将超快电流分解成 x 和 y 两个方向时, 如图 5a 所示, J_{yz} 分量上升时间约有 40 fs 的延迟, 这既低于激光脉冲的持续时间 (20 fs), 也低于 J_x 分量的上升时间。经过分析, 研究人员发现体 Drude 散射将影响表面电子加速, 从而影响电子迁移率和漂移电流的增长速度, 这说明, 表面漂移电流的确会影响 TI 表面超快电流的产生。

2.2.2 表面位移电流

电子受超短脉冲激光激发, 伴随着跃迁, 电子密度的空间分布发生改变, 如图 5b 所示^[47, 62, 63]。根据位移电流的定义可知, 阶跃电荷位移的时间导数 $\Delta x \frac{\partial}{\partial t} \Theta(t)$ 与位移电流密度 j_{sh} 成正比:

$$j_{sh} \propto \Delta x \frac{\partial}{\partial t} [\Theta(t) e^{-t/\tau_{sh}}] * I_p \quad (5)$$

其中, I_p 为激光强度包络。与 I_p 的卷积使 j_{sh} 显示出与时间的依赖关系, 即最初遵循 $I_p(t)$ 的包络线, 若持续时间 τ_{sh} 短于泵浦持续时间, 位移电流密度的时间函数则保持单极性^[47, 63]。从式(5)可得出, j_x (x 方向的电流密度) 仅由表面位移电流引起^[47]。以 Bi_2Te_3 为例, 位移电流涉及表面态相关的光学跃迁, 一般起源于沿 Bi—Te 键的瞬态电子转移, 然而, 当 TI 厚度减小到一定程度时, 上下表面的耦合打开了表面态色散的间隙, 此时位移电流将显著减小^[35]。

2.2.3 注入电流

载流子在动量空间分布不对称是产生光电流的重要条件。由于 TI 表面的自旋动量锁定, 即运动方向不同的电子的自旋方向也不同, 这将导致 TI 表面上不存在自旋极化电流。当圆偏振的超短激光脉冲倾斜照射在 TI 表面时, 激光更倾向于诱导能带间自旋态与波矢反平行的电

子跃迁, 当电子从狄拉克锥激发到更高态时, 表面态在 K 空间不对称的填充将导致自旋极化流的产生, 如图 5c 所示^[50, 64]。由于 TI 自旋动量锁定的特性, 自旋的不对称将导致动量空间的不对称, 由此产生依赖于入射光偏振态的光电流 j_{inj} , 即注入电流密度。

j_{inj} 还与瞬时速度与平均速度的差值 Δv 和激发电子密度 N 相关^[47]:

$$j_{inj} \propto N * \Delta v \cdot [\Theta(t) e^{-t/\tau_{inj}}] * I_p \quad (6)$$

又由于 TI 的体带是自旋简并的, 这些光子螺旋依赖电流只能在 TI 的表面产生。

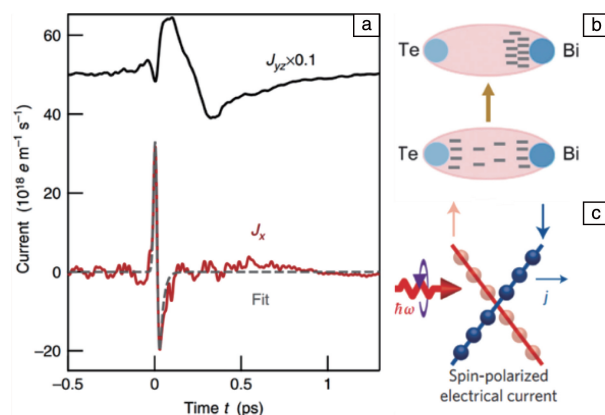


图 5 拓扑绝缘体中光电流产生机制: (a) 光电流的 x 分量和 yz 分量^[47], (b) 位移电流产生原理图^[63], (c) 注入电流产生原理图^[50]

Fig. 5 The mechanism of photocurrent generation in topological insulator: (a) x and yz components of photocurrent^[47], (b) schematic diagram of displacement current generation^[63], (c) schematic diagram of injection current^[50]

2.2.4 光整流

一般认为, 光整流是基于超快激光在非线性晶体的二阶非线性差频振荡效应从而产生皮秒量级光电流的过程, 即其过程可以理解为具有相近频率的两个光子差频得到一个 THz 光子。这种瞬态的、非共振驱动的电荷位移产生于初始态和终态之间的所有跃迁^[47]。光整流是非线性晶体 (如 ZnTe 、 InP 等) 出射宽带 THz 的主要方法^[63], 其大小既跟非线性晶体的种类、面积、厚度有关, 也受激光脉冲宽度和泵浦能量的影响。由于分子束外延 (molecular beam epitaxy, MBE) 制备出的高质量单晶 TI 通常对激光强电场表现出二次以上非线性光学效应, 故认为其产生的部分光电流来源于光整流。

为了评估光整流在 TI 所产生的光电流中所占的比重, 研究人员在控制激光脉冲宽度和泵浦能量一定的前提下, 将 TI 发射的 THz 振幅与泵浦透明 ZnTe 晶体发射的 THz 振幅进行了比较, 归一化到发射晶体的厚度后,

TI 发射的 THz 信号 S_x 比 ZnTe 发射的 THz 信号 S_x 大了约 3 个数量级^[65]。这说明,在一定厚度下的 TI 中,光整流对其光电流产生的贡献极小,因此, Bi_2Se_3 中的光整流可以忽略不计。

2.2.5 光电流产生机制

光电流的产生过程包括光将电子从初始状态 i 激发到激发态 j 的激发过程和电子从激发态恢复到平衡态的弛豫过程两部分^[64]。在激发过程中,由于激光光子能量 (1.57 eV) 大于 TI 带隙 (0.4 eV),故垂直带间跃迁(区别于声子、杂质辅助的非垂直带间跃迁^[66])占主导地位^[58]。弛豫一般由非中心对称电势散射^[67]、不对称复合^[47]和本征表面态(漂移电流)^[68, 69]引起。光电流效应一般分为线性效应(扩散运动和漂移运动)^[59]和非线性效应(光生伏打效应(photo-galvanic effect, PGE)和光子拖曳效应(photo-drag effect, PDE))^[60, 70, 71]。

其中, PDE 从微观上可看作光子动量到电子动量的转移,一般认为,它与泵浦偏振态和样品方位角均存在依赖关系,然而由于 PDE 电流过小,实验中较难观测到,所以一般忽略不计^[63]。

PGE 由注入电流和位移电流共同引起。实验证明, PGE 依赖于入射光的偏振态,根据入射光偏振状态的不同, PGE 分为圆生伏打效应(circular photogalvanic effect, CPGE)和线生伏打效应(linear photogalvanic effect, LPGE)^[64]。研究人员就这两种效应分别在实验和机理上展开了研究。

实验发现,当入射激光为线偏振态时,光电流与样品方位角 φ 和入射角 θ 有关:当入射激光为圆偏振态或椭圆偏振态时,光电流主要由入射激光的螺旋度(四分之一波片旋转角度 α)和入射角 θ 决定^[63]。通过分析 THz 的出射结果,研究人员发现:①手性 THz 的产生取决于 CPGE 中圆偏振光对注入电流的影响^[50];②入射光为(椭)圆偏振光时, LPGE 依然存在^[49];③手性 THz 产生的限制条件:当入射角固定时,泵浦偏振态决定了出射 THz 的偏振态^[63]。

特别地,由 CPGE 引入的 THz 分量不随样品方位角变化,这可能是由于 CPGE 来源于满足狄拉克锥旋转对称性的 TI 的表面态^[63]。

理论方面,研究人员采用非线性响应的理论机制讨论了 TI 中超快光电流产生的影响因素:在量子阱结构中,体反转不对称或结构反转不对称所导致的自旋简并度破坏,是光电流产生的重要前提^[64]。直流电流对振荡电场的超前阶响应是电场幅值的二阶响应^[72, 73],可以写成:

$$j_\lambda = \sigma_{\lambda\mu\nu} E_\mu(\omega) E_\nu^*(\omega) \quad (7)$$

其中, $\sigma_{\lambda\mu\nu}$ 是三阶光电导张量。在空间反演对称性的情况下,电场分量的乘积保持不变。又由于任何描述系统物理性质的张量对于其对称运算都应该是不变的^[64]。然而空间反演对称将使电流符号改变,则只有 $j_\lambda = 0$ 可满足上述条件,即该电流只能在非对称晶体的表面产生^[20, 74]。所以表面态的电流响应也可写作:

$$j_\lambda = \gamma_{\lambda\mu} i(E \times E^*)_\mu + \chi_{\lambda\mu\nu} (E_\mu E_\nu^* + E_\mu^* E_\nu) \quad (8)$$

其中, $\gamma_{\lambda\mu}$ 和 $\chi_{\lambda\mu\nu}$ 都是张量,它们在表面晶体对称的情况下保持不变。式(8)第一项描述的是 CPGE,其产生的光电流的符号与旋向有关,研究人员从 TI 的晶体结构对称性出发,分析得出 CPGE 的产生条件:①入射光必须是圆偏振光或椭圆偏振光^[47, 50, 63];②入射角不能为 0° ^[63];并且,由于 CPGE 来源于表面态,满足狄拉克锥的旋转对称性,故其不受 TI 方位角的影响;第二项描述的是 LPGE,将式(8)与光生电场结合,可以发现入射光偏振角和样品方位角均对 LPGE 有所影响,这与实验结果是一致的^[63]。

理论上,虽然铁磁/非铁磁金属异质结的发射效率远高于纯 TI,但纯 TI 表面态所引起的偏振可调却为 THz 在生物医学等方面的应用带来无限前景。如何将这二者的优势结合,开发和优化出能满足当代生物医学应用需求的新型自旋 THz 源是此领域研究的重中之重。

3 面向生物医学应用的自旋 THz 源功能开发

无标记生物检测方法因其非侵入性和高灵敏度逐渐成为 POCT 的主要手段。由于 THz 光子能量小,对组织和生物分子无明显的电离效应和热效应^[75],在该领域展露出十分广阔的应用前景。因自旋 THz 源本身具有体积小、可集成度高和成本低等特点,有望在其基础上开发出集成化的 THz 生物检测器,同时以 TI 为代表的动态偏振可调的自旋 THz 源为生物手性结构的检测提供了可能。自此,开发集高效发射与灵活检测于一体的 THz 多功能器件成为 THz 生物医学领域的热点。然而,如何实现高效率 THz 辐射且偏振可调的 THz 源成为亟待解决的难题。

3.1 自旋 THz 源的发射效率优化

3.1.1 异质结材料选择

在 ISHE 主导的 THz 发射中,选择自旋极化率高的铁磁材料和自旋霍尔角大的非铁磁材料都有助于提高 THz 辐射效率^[27]。2016 年, Seifert 等^[31]通过比较 CoFeB/非铁磁层辐射出的 THz 幅度,确定 Pt 和 W 为非铁磁层的最优选择。并依据这两种材料自旋霍尔角符号相反的特点,制备出具有 3 层膜的 THz 发射结构 W/CoFeB/Pt,利用背向传输的自旋流实现了更强的 THz 辐射。2017 年,

该团队^[76]以 Pt 为非铁磁层, 通过改变铁磁层材料, 对 DyCo_5/Pt 、 $\text{Gd}_{24}\text{Fe}_{76}/\text{Pt}$ 、 $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Pt}$ 、 $\text{Fe}_{51}\text{Rh}_{49}/\text{Pt}$ 和 CoFeB/Pt 等多种异质结的 THz 发射性能进行了比较, 结果显示, CoFeB/Pt 的 THz 发射性能最强, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Pt}$ 所辐射出的 THz 信号最小。

以 IREE 为主的 THz 发射主要发生在金属异质结界面 (如 Bi/Ag 、 Ag/Sb 等) 和 TI (如 Bi_2Se_3 、 Bi_2Te_3 等) 表面态。2018 年, Jungfleisch 团队^[77]在 $\text{CoFeB}/\text{Ag}/\text{Bi}$ 的 3 层异质结中实现了比 Ag/Bi 大 6 倍的 THz 辐射。2018 年, 齐静波团队^[78]在 $\text{Fe}/\text{Ag}/\text{Bi}$ 和 $\text{Fe}/\text{Bi}/\text{Ag}$ 两种异质结中观测到相位相反的 THz, 这揭示了在 Bi/Ag 中同时存在着 ISHE 和 IREE 两种效应, 当 Bi 和 Ag 的生长顺序颠倒时可改变 IREE 引起的 THz 相位, 进而与 ISHE 所诱导的 THz 叠加或抵消。更重要的是, 两项工作都显示出铁磁金属对 IREE 的增强作用, 这在开发以两种效应结合的新型高效 THz 辐射源方面具有深刻的指导意义。

2017 年, Yang 团队同 Wu 团队合作^[79]测量出 Bi_2Se_3 具有比普通非铁磁金属更大的自旋霍尔角, 其值约为 1.75, 至此掀起了以 TI 等拓扑材料为非铁磁层的自旋 THz 源的研究热潮。2018 年, Yang 团队^[35]首次在 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Co}$ 中实现比单层 TI 大 10 倍的 THz 辐射, 其辐射效率是 Co/Pt 的 1.7 倍左右。该团队将自旋-电荷转换 (spin-to charge conversion, SCC) 和 TI 的 THz 电场分离, 并证明了该异质结可融合 ISHE 和 IREE 两种 THz 发射机制, 从而实现高效的 THz 发射。并且, 他们还确定了 TI 中 SCC 的温度稳定性。2019 年, 该团队^[80]在 Co/MoS_2 的异质结中实现了高自旋注入, 但由于 MoS_2 的自旋霍尔角较小, 故 THz 辐射效率未有明显提高。2021 年, 作者团队^[36]在 $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 异质结中实现了高效率的 THz 发射, 如图 6 所示。2020 年, 国防科技大学江天团队^[81]利用飞秒激光照射 $\text{Co}/\text{Bi}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 异质结构所发出的 THz 幅度比 $\text{Co}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 大 98%。

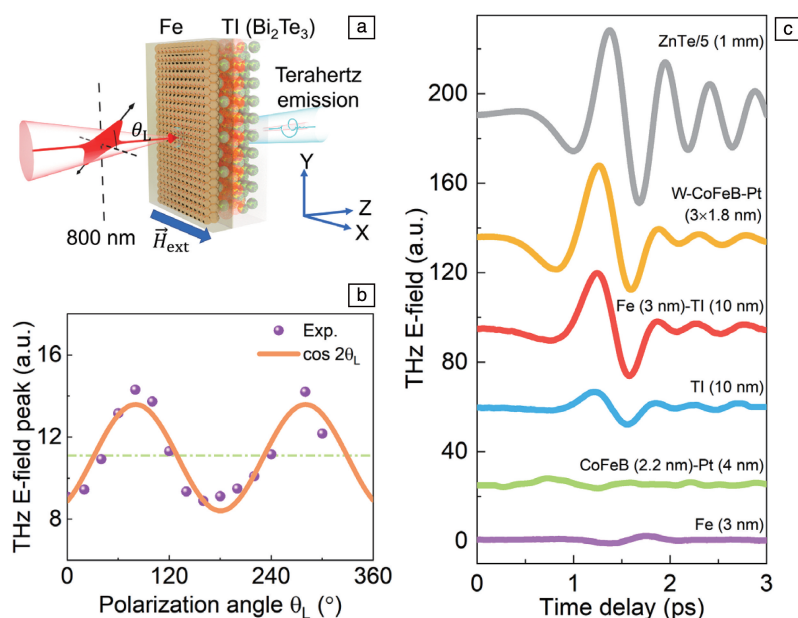


图 6 $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 的太赫兹发射^[36]: (a) 发射原理图, (b) THz 幅度与入射光偏振角度的依赖关系, (c) $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 与其他常见自旋源的发射强度比较

Fig. 6 Terahertz emission of $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ^[36]: (a) terahertz emission principle, (b) dependence of THz amplitude on polarization angle of incident light, (c) emission intensity comparison of $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ and other common spin sources

3.1.2 异质结生长条件控制

研究表明, 薄膜厚度、薄膜品质及界面等因素将直接影响异质结的 THz 发射效率。为优化 THz 发射能力, 把控异质结的生长条件至关重要。2016 年, Seifert 等^[31]发现, 薄膜的总厚度及制备方法都会影响异质结辐射 THz 的能力, 他们首先根据非铁磁层中自旋电流的输运过程建立起 THz 的电场强度与厚度的关系式:

$$E(\omega) = Z(\omega) e \int_0^d dz \gamma(z) j_s(z, \omega) \quad (9)$$

其中, d 是薄膜厚度, e 是基元电荷, γ 是自旋霍尔角, $Z(\omega)$ 是阻抗。同时, Seifert 等采用法布里-珀罗腔的模型解释了样品厚度对 THz 电场强度的影响。然而随着研究的深入, 研究人员发现此模型的数值仍与实验结果偏差较大, 经过大量实验, 总结出从厚度层面优化异质结的 THz 发射效率时, 必须要考虑 3 个因素: ① 厚度必须

小于自旋扩散长度^[82]；②铁磁层厚度较小时，要考虑磁长程有序以及面内易轴是否可建立^[82]；③需要考虑金属层对电磁波的吸收情况^[83]。

在薄膜品质等方面，Sasaki 等^[84, 85]通过对比不同退火温度下 Ta/CoFeB/MgO 异质结中的 THz 幅度，发现 300 °C 的退火条件最利于该样品发射 THz。他们指出，退火后铁磁层结晶提高了电子速度和平均自由程是 THz 发射强度增强的根本原因。2019 年，作者团队^[86]对 W/CoFeB 进行退火处理后，样品辐射出较退火前约 3 倍强的 THz 信号。此外，Li 等^[87]还针对界面粗糙度对样品辐射 THz 效率的影响展开了研究，结果表明，界面粗糙和界面混杂都能在一定程度上提高 THz 波的辐射效率。

综上所述，尽管 TI/铁磁的结构在提高 THz 发射效率方面效果显著，然而在此方面的研究与实践尚未充分展开。因此，深入挖掘 THz 发射机理，优化其生长条件，

探索高效自旋注入等方法和进行新结构的创新，是成量级地提高 THz 发射效率的必经之路。

3.2 自旋 THz 源的偏振调控性能开发

3.2.1 变磁场的偏振调控

出射 THz 偏振方向与磁场垂直是 ISHE 机制的一大特点，因此，在实验中，可通过旋转磁场方向或改变磁场分布获得不同偏振态的 THz 信号。2019 年，Hibberd 等^[88]将相同的异质结分别置于同极相向的两块磁铁和异极相向的两块磁铁中，利用磁场分布不同从而产生线性或四极性的 THz 波。同年，作者团队^[89]将 W/CoFeB/Pt 放置在异极相向磁铁所产生的非均匀磁场中，通过同时旋转磁场和样品，完成了 THz 波从椭圆偏振到线偏振的转换，实现了 THz 波的手性、方位角和椭圆度的精确操纵，如图 7a 所示。

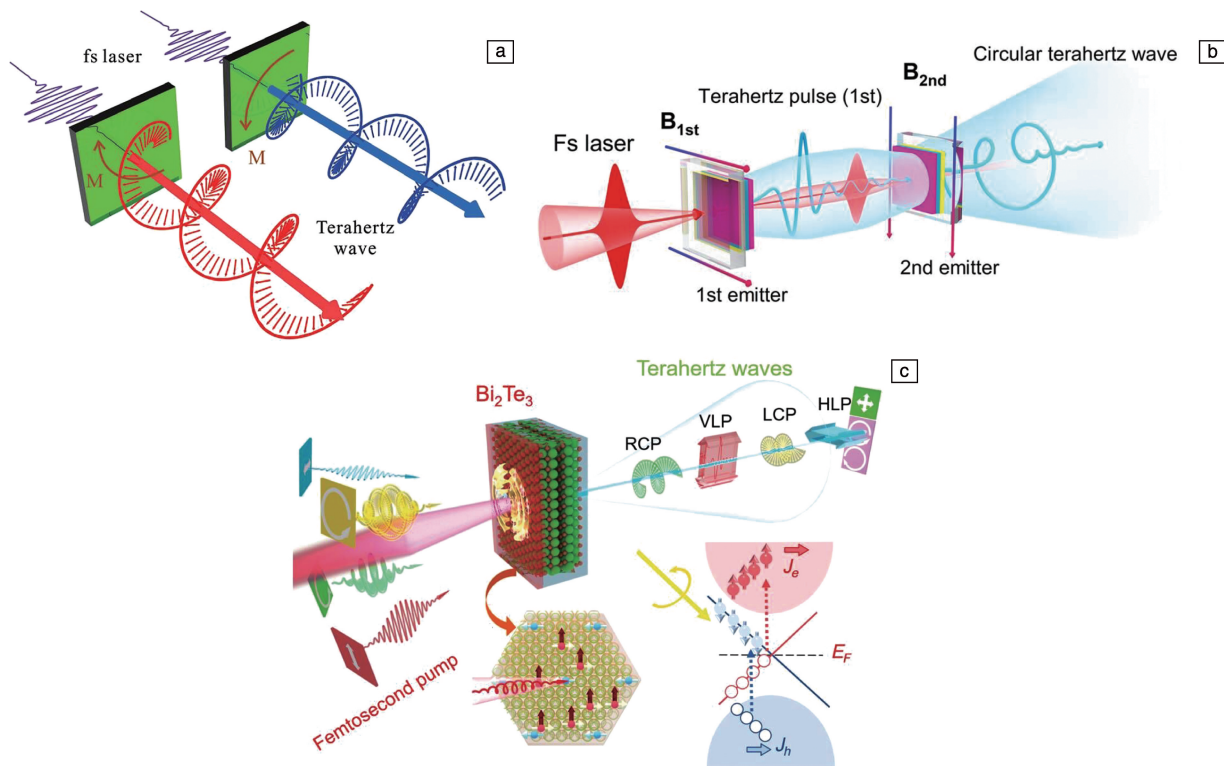


图 7 自旋太赫兹源的偏振调控：(a) 改变磁场分布^[89]，(b) 改善光学系统^[92]，(c) 源上调控^[63]

Fig. 7 Polarization control of spin THz source: (a) changing magnetic field distribution^[89], (b) improving optical system^[92], (c) source based control^[63]

3.2.2 集成化的偏振调控

近年来，研究人员发现可将自旋 THz 源与各平面光学元件(如波片、液晶、亚表面等)集成，实现任意可调的偏振 THz 波。2018 年，Qiu 等^[90]将自旋 THz 源与液晶集成，通过施加不同方向的外加磁场和可变电压，使 THz 在经过液晶时获得不同的相位延迟，最终实现 THz 圆偏振态和线

偏振态之间的切换。2020 年，Feng 等^[91]提出将自旋 THz 源与被设计成宽带 THz 1/4 波片的超材料波片集成，通过旋转外加磁场使集成器件出射的 THz 波在线偏振态与圆偏振态之间切换，此方法可实现更宽频谱的圆偏振 THz 波。

3.2.3 光学系统中的偏振调控

根据实际需求，合理地对外部光学条件进行改造成

为近年来对 THz 源偏振调控的主要手段之一。2019 年, 作者团队^[92]将两个能辐射出强度相当、电场垂直的线偏振 THz 波的自旋源(W/CoFeB/Pt)级联, 并调节辐射源之间的气压使正交偏振的相位差为 90° , 如图 7b 所示, 通过改变磁场方向, 成功对相干后出射的 THz 波进行了偏振调控。2021 年, 该团队^[36]利用斩波器、半波片和偏振分束镜等光学元件将泵浦激光分为偏振方向相互垂直的脉冲 1 和脉冲 2, 两束脉冲先后打在 TI/Fe 异质结上并辐射出不同偏振态的 THz 波。在该系统中, 可通过改变脉冲之间的延迟时间实现手性 THz 波的任意操纵。

3.2.4 自旋 THz 源片上偏振调控

上述的调控方法均依赖于外部环境的改变, 不利于实际的推广应用。实现 THz 源端偏振的任意操纵, 可避免外部环境的限制, 能够满足生物检测、医学成像等领域对设备高效快捷且易于扩展其他功能的应用需求, 对推动自旋 THz 在生物医学方面的应用有着极大的促进作用。为此, 如何在自旋 THz 源上实现片上偏振调控, 近年来成为各国的研究焦点。2020 年, 作者团队^[63]基于 10 nm 厚 Bi_2Te_3 , 通过对泵浦激光脉冲偏振、入射角和样品方位角的精确控制, 不仅成功地实现了高效的线偏振可调谐 THz 辐射, 而且获得了高质量的手性 THz 波, 如图 7c 所示。此外, 他们还实现了对 TI 发射的 THz 波的椭圆度和手性的任意操纵。2021 年, 该团队^[36]还基于 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Fe}$ 异质结, 在实现了 THz 高效辐射的基础上, 通过改变磁场方向和泵浦线偏振角度实现了 THz 椭圆度和手性的灵活调控。

综上所述, 目前针对自旋 THz 源偏振可调谐的性能开发已有一定进展, 无论是从外部条件入手, 还是关于 THz 源自身的性能优化, 都能够实现 THz 手性的灵活调控。值得注意的是, TI 及其异质结构的显著特性不仅赋予多功能 THz 源能兼容高效和可集成化的潜力, 而且为偏振可调谐 THz 波提供了前所未有的控制平台, 这将促进 THz 在频谱检测、生物分子手性应用等领域的发展。

4 自旋 THz 源在生物医学应用上的探索

随着医疗健康需求的日益增长, 实现精准、可靠、非侵入的医学检测逐渐成为社会医疗建设的新目标^[93]。其中, 如何对样品中的分子成分, 如蛋白质、葡萄糖等大分子进行鉴别和感知成为了生物检测领域的一大热点。很多生物大分子的振动和转动能级都位于 THz 波段^[9], 这赋予了 THz 在生物检测及传感方面的独特优势。而自旋 THz 技术又能满足如今对检测设备小型化、便捷化的需求。因此, 开发基于自旋 THz 源的面向光谱分析及生物医学传感的便捷检测方式及应用装置势在必行。目前,

自旋 THz 一般应用在两种生物检测的场景下: ① 针对 THz 近场生物传感技术的挑战, 设计与自旋 THz 源集成的超材料; ② 基于自旋 THz 源产生的圆偏振光, 利用 THz 圆二色性(terahertz circular dichroism, TCD)光谱对生物结构进行表征。

4.1 基于超材料结构的生物检测

2019 年, 姚建铨团队^[94]利用 THz 在超材料上对癌细胞凋亡的监测拉开了超材料在生物检测领域应用的序幕。自旋 THz 源问世以来, 生物检测领域的科研人员一直致力于将该类源与超材料集成。2020 年, 作者团队^[95]将超材料沉积在 W/CoFeB/Pt 衬底的背面。通过对图案的非对称度和几何参数进行优化, 他们获得了可在源端处控制 THz 辐射特性的电磁感应透明模拟器件。同年, 该团队^[96]利用该集成结构对不同浓度的海拉细胞和荧光假单胞菌进行了检测与表征, 结果显示该单片 THz 生物传感器在 $500\text{ }\mu\text{m}$ 空间分辨率下对样品浓度分布敏感, 灵敏度大约为 15.68, 见图 8a, 其图案设计见图 8b。

4.2 基于 THz 圆二色性光谱的生物检测

手性光谱学的迅速发展促进了生物化学分子特性检测技术的进步^[97, 98]。目前, 较成熟的振动圆二色性^[99]和电子圆二色性^[100]测量法因其使用的光子或电子能量过高而不适用于生物分子的检测^[46]。由于 THz 光子能量低, 且分子共振能量中的圆二色性光谱位于 THz 频率范围内, 故多采用 TCD 来检测复杂的生物功能大分子。2021 年, 作者团队^[36]通过外磁场来调谐 TI/Fe 辐射出的 THz 波的手性, 并利用手性 THz 波对甲虫外骨骼和手性分子进行表征。结果显示, 左旋椭圆光和右旋椭圆光的透射振幅比明显不同, 可以生成 TCD 光谱, 如图 8c 所示。此实验验证了 TI/Fe 自旋源对手性 THz 的辐射与调控能力, 也指明了自旋 THz 源在生物检测领域的应用道路。

5 结 语

本文首先从铁磁/非铁磁金属异质结和单层拓扑绝缘体(topological insulator, TI)两种不同的自旋太赫兹(terahertz, THz)源入手, 对其发射 THz 波的机理分别进行了深入剖析: 铁磁/非铁磁金属异质结在飞秒激光的照射下, 铁磁层由超快退磁效应主导产生自旋流, 紧接着由于 ISHE 或 IREE, 自旋流转变为电荷流进而辐射出 THz; 单层 TI 中的超快光电流则是主要由载流子的漂移电流、注入电流和表面位移电流引起, 其主要机制为光生伏打效应(photogalvanic effect, PGE)。PGE 依赖于入射光的偏振态, 根据入射光偏振状态的不同, PGE 分为圆生伏打效应(circular photogalvanic effect, CPGE)和线生伏打效应(linear photogalvanic effect, LPGE)。且手性 THz 的产生主

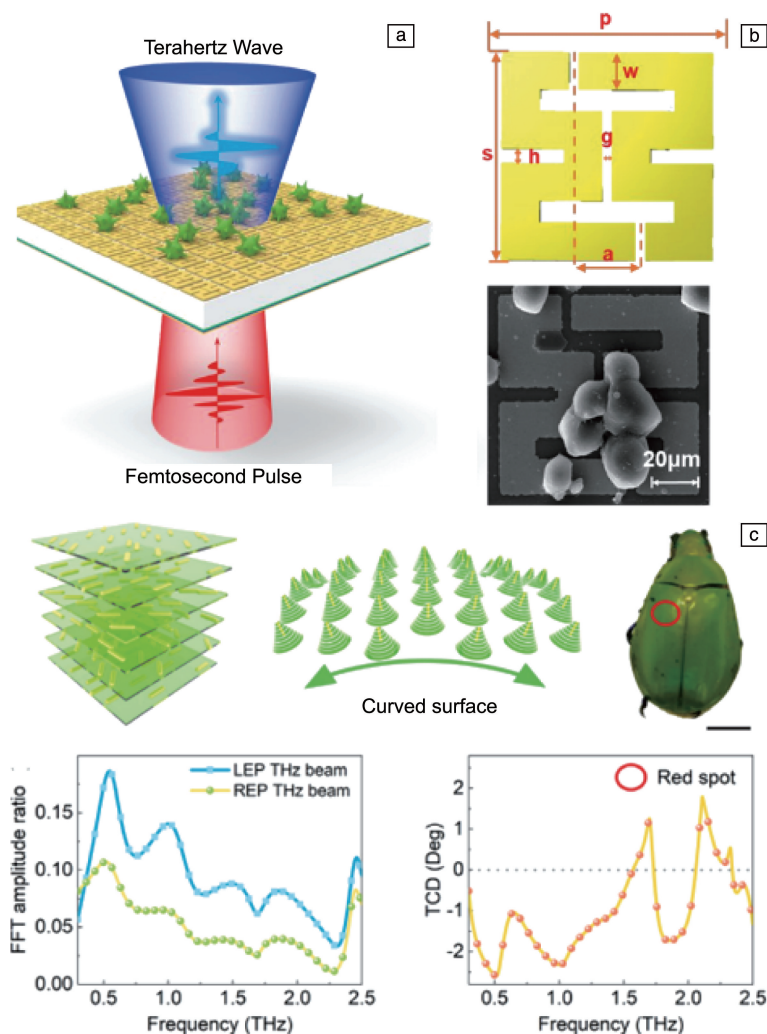


图 8 自旋太赫兹源在生物检测上的应用: (a) 基于超材料对细胞、细菌进行检测, (b) 超材料设计^[96]; (c) 基于太赫兹圆二色性光谱对生物结构进行检测^[36]

Fig. 8 Application of spin terahertz source in biomedical detection field: (a) detection of cells and bacteria based on metamaterials, (b) metamaterial design^[96]; (c) detection of biological structure based on terahertz circular dichroism spectrum^[36]

要由于 CPGE 中圆偏振光对注入电流产生的影响, 限制条件为当入射角固定时, 泵浦偏振态决定了出射 THz 的偏振态。

进而, 考虑到生物医学领域对 THz 的实际需求, 本文从提高辐射效率和实现偏振可调这两方面讨论自旋 THz 源的优化方法。在基于“材料和生长条件”两方面进行了相关讨论后, 可以看出以 TI 为非铁磁材料的异质结发射效率提升明显, 且由于 TI 的强自旋轨道耦合作用, 使该异质结更高效地融合 ISHE 和 IREE 两种自旋-电荷转换机制, 从而能够实现高效的 THz 发射。再经过对自旋 THz 源现有的偏振调控方法调研后, 发现 TI/铁磁金属异质结可通过片上偏振调控、改变磁场分布和改变外部光学条件等手段满足 THz 椭圆度和手性的灵活调控。

虽然 TI/Fe 在生物检测领域的应用目前集中在利用太赫兹圆二色性 (terahertz circular dichroism, TCD) 光谱对生物样品及手性分子进行表征, 但是通过调研, 由于 TI/铁磁金属的发射效率是 Pt/铁磁金属的 1.7 倍, 其发射效率和制备方式与 W/CoFeB/Pt 类似, 所以理论上也可与超材料集成实现空间高分辨率的生物样品表征与检测。更进一步地, 还可对发射源进行加工, 使其图案化, 进而通过改变磁场或对源施加电场来达到调控手性 THz 的目的。2020 年, 作者团队^[101]利用 TI (Bi_2Te_3) 与 Fe_3GeTe_2 之间的界面工程效应将 Fe_3GeTe_2 的铁磁性维持至远超室温以上, 这是将二维铁磁材料推向工业化的重要一步, 也为自旋 THz 源发展及应用提供了新的思路。

然而目前自旋 THz 在生物医学方面的应用推广依然存在一定的阻碍, 比如偏振态调控的频谱宽度较窄, 调

控的频率单一, 利用强场 THz 源进行相关研究较少等。因此, 为解决这些问题, 深入挖掘 THz 发射机理, 需要综合利用光学、THz、自旋电子学等多学科交叉手段, 进行新材料的开发和新结构的创新, 这是推动自旋 THz 走向应用的必经之路。

参考文献 References

- [1] GORKIN R, PARK J, SIEGRIST J, *et al.* Lab on a Chip[J], 2010, 10(14): 1758–1773.
- [2] JOKERST J V, RAAMANATHAN A, CHRISTODOULIDES N, *et al.* Biosensors and Bioelectronics[J], 2009, 24(12): 3622–3629.
- [3] PAN Y, SONN G A, SIN M L, *et al.* Biosensors and Bioelectronics[J], 2010, 26(2): 649–654.
- [4] RAY M, RAY A, DASH S, *et al.* Biosensors and Bioelectronics[J], 2017, 87(5): 708–723.
- [5] SACKMANN E K, FULTON A L, BEEBE D J. Nature[J], 2014, 507(7491): 181–189.
- [6] RUHAN Y, PENG R, WANG B, *et al.* Chinese Journal of Radiological Medicine and Protection[J], 2018, 38(3): 230–235.
- [7] GONG A, QIU Y, CHEN X, *et al.* Applied Spectroscopy Reviews[J], 2020, 55(5): 418–438.
- [8] SERITA K, MURAKAMI H, KAWAYAMA I, *et al.* A Terahertz-Microfluidic Chip with a Few Arrays of Asymmetric Meta-Atoms for the Ultra-Trace Sensing of Solutions[C]. Japan: In Photonics, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2019, 1(6): 12.
- [9] 张怀延, 刘蓉, 李兵, 等. 生物化学与生物物理进展[J], 2021, 48(12): 1471–1482.
ZHANG H Y, LIU R, LI B, *et al.* Progress in Biochemistry and Biophysics[J], 2021, 48(12): 1471–1482.
- [10] NEU J, SCHMUTTENMAER C A. Journal of Applied Physics[J], 2018, 124(23): 231101.
- [11] ŽUTIĆ I, FABIAN J, SARMA S D. Reviews of Modern Physics[J], 2004, 76(2): 323.
- [12] BADER S, PARKIN S. Annual Review of Condensed Matter Physics[J], 2010, 1(1): 71–88.
- [13] WALOWSKI J, MÜNZENBERG M. Journal of Applied Physics[J], 2016, 120(14): 140901.
- [14] YAMAGUCHI K, KURIHARA T, MINAMI Y, *et al.* Physical Review Letters[J], 2013, 110(13): 137204.
- [15] KAMPFRATH T, BATTIATO M, MALDONADO P, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2013, 8(4): 256–260.
- [16] BOSU S, SAKURABA Y, UCHIDA K I, *et al.* Physical Review B[J], 2011, 83(22): 224401.
- [17] JAWORSKI C, YANG J, MACK S, *et al.* Nature Materials[J], 2010, 9(11): 898–903.
- [18] UCHIDA K, TAKAHASHI S, HARI K, *et al.* Nature[J], 2008, 455(7214): 778–781.
- [19] ALEKHIN A, RAZDOLSKI I, ILIN N, *et al.* Physical Review Letters[J], 2017, 119(1): 017202.
- [20] SEIFERT T S, JAISWAL S, BARKER J, *et al.* Nature Communications[J], 2018, 9(1): 1–11.
- [21] BEAUREPAIRE E, TURNER G, HARREL S, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2004, 84(18): 3465–3467.
- [22] BATTIATO M, CARVA K, OPPENEER P M. Physical Review Letters[J], 2010, 105(2): 027203.
- [23] BEAUREPAIRE E, MERLE J C, DAUNOIS A, *et al.* Physical Review Letters[J], 1996, 76(22): 4250.
- [24] 许涌, 张帆, 张晓强, 等. 物理学报[J], 2020, 69(20): 200703.
XU Y, ZHANG F, ZHANG X Q, *et al.* Acta Physica Sinica[J], 2020, 69(20): 200703.
- [25] KOOPMANS B, RUIGROK J, DALLA LONGA F, *et al.* Physical Review Letters[J], 2005, 95(26): 267207.
- [26] KOOPMANS B, MALINOWSKI G, DALLA LONGA F, *et al.* Nature Materials[J], 2010, 9(3): 259–265.
- [27] 苏玉伦, 尉正行, 程亮, 等. 物理学报[J], 2020, 69(20): 30–44.
SU Y L, YU Z X, CHENG L, *et al.* Acta Physica Sinica[J], 2020, 69(20): 30–44.
- [28] ZHANG Q, LUO Z, LI H, *et al.* Physical Review Applied[J], 2019, 12(5): 054027.
- [29] SÁNCHEZ J R, VILA L, DESFONDS G, *et al.* Nature Communications[J], 2013, 4(1): 1–7.
- [30] JUNGWIRTH T, WUNDERLICH J, OLEJNÍK K. Nature Materials[J], 2012, 11(5): 382–390.
- [31] SEIFERT T, JAISWAL S, MARTENS U, *et al.* Nature Photonics[J], 2016, 10(7): 483–488.
- [32] ANDO K, SAITOH E. Nature Communications[J], 2012, 3(1): 1–6.
- [33] ZHANG H, MA Y, ZHANG H, *et al.* Nano Letters[J], 2019, 19(3): 1605–1612.
- [34] ROJAS-SÁNCHEZ J C, OYARZÚN S, FU Y, *et al.* Physical Review Letters[J], 2016, 116(9): 096602.
- [35] WANG X, CHENG L, ZHU D, *et al.* Advanced Materials[J], 2018, 30(52): 1802356.
- [36] CHEN X, WANG H, WANG C, *et al.* Advanced Photonics Research[J], 2021, 2(4): 2000099.
- [37] HUISMAN T J, RASING T. Journal of the Physical Society of Japan[J], 2017, 86(1): 011009.
- [38] NENNO D M, BINDER R, SCHNEIDER H C. Physical Review Applied[J], 2019, 11(5): 054083.
- [39] ZHANG W, MALDONADO P, JIN Z, *et al.* Nature Communications[J], 2020, 11(1): 1–9.
- [40] HUANG L, KIM J W, LEE S H, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2019, 115(14): 142404.
- [41] QI X L, ZHANG S C. Reviews of Modern Physics[J], 2011, 83(4): 1057.
- [42] MOORE J E. Nature[J], 2010, 464(7286): 194–198.
- [43] BERNEVIG B A, HUGHES T L, ZHANG S C. Science[J], 2006,

- 314(5806): 1757–1761.
- [44] ANDO Y. Journal of the Physical Society of Japan[J], 2013, 82(10): 102001.
- [45] DEL ALAMO J A. Nature[J], 2011, 479(7373): 317–323.
- [46] CHOI W J, CHENG G, HUANG Z, *et al.* Nature Materials[J], 2019, 18(8): 820–826.
- [47] BRAUN L, MUSSLER G, HRUBAN A, *et al.* Nature Communications[J], 2016, 7(1): 1–9.
- [48] PLANK H, GOLUB L, BAUER S, *et al.* Physical Review B[J], 2016, 93(12): 125434.
- [49] TU C M, CHEN Y C, HUANG P, *et al.* Physical Review B[J], 2017, 96(19): 195407.
- [50] MCIVER J, HSIEH D, STEINBERG H, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2012, 7(2): 96–100.
- [51] FU L, KANE C L, MELE E J. Physical Review Letters[J], 2007, 98(10): 106803.
- [52] MOORE J E, BALENTS L. Physical Review B[J], 2007, 75(12): 121306.
- [53] ROY R. Physical Review B[J], 2009, 79(19): 195322.
- [54] JURCZYSHYN M, SIKORA M, CHROBAK M, *et al.* Applied Surface Science[J], 2020, 528(12): 146978.
- [55] 王航天, 赵海慧, 温良恭, 等. 物理学报[J], 2020, 69(20): 21–35.
- WANG H T, ZHAO H H, WEN L G, *et al.* Acta Physica Sinica[J], 2020, 69(20): 21–35.
- [56] ZHANG H, LIU C X, QI X L, *et al.* Nature Physics[J], 2009, 5(6): 438–442.
- [57] CÔTÉ D, LAMAN N V, VAN DRIEL H. Applied Physics Letters[J], 2002, 80(6): 905–907.
- [58] BOSCHINI F, MANSUROVA M, MUSSLER G, *et al.* Scientific Reports[J], 2015, 5(1): 1–8.
- [59] LIU K, XU J, YUAN T, *et al.* Physical Review B[J], 2006, 73(15): 155330.
- [60] SEIFERT P, VAKLINOVA K, KERN K, *et al.* Nano Letters[J], 2017, 17(2): 973–979.
- [61] FANG Z, WANG H, WU X, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2019, 115(19): 191102.
- [62] NASTOS F, SIPE J. Physical Review B[J], 2006, 74(3): 035201.
- [63] ZHAO H, CHEN X, OUYANG C, *et al.* Advanced Photonics[J], 2020, 2(6): 066003.
- [64] JUNCK A. Theory of Photocurrents in Topological Insulators[D]. Berlin: Freie University, 2015.
- [65] FERGUSON B, ZHANG X C. Nature Materials[J], 2002, 1(1): 26–33.
- [66] WEBER W, GOLUB L, DANILOV S, *et al.* Physical Review B[J], 2008, 77(24): 245304.
- [67] OLBRICH P, GOLUB L, HERRMANN T, *et al.* Physical Review Letters[J], 2014, 113(9): 096601.
- [68] JOHNSTON M B, WHITTAKER D, CORCHIA A, *et al.* Physical Review B[J], 2002, 65(16): 165301.
- [69] MALEVICH V L, ADOMAVIČIUS R, KROTKUS A. Comptes Rendus Physique[J], 2008, 9(2): 130–141.
- [70] KASTL C, KARNETZKY C, KARL H, *et al.* Nature Communications[J], 2015, 6(1): 1–6.
- [71] DUAN J, TANG N, HE X, *et al.* Scientific Reports[J], 2014, 4(1): 1–4.
- [72] GANICHEV S D, PRETTL W. Journal of Physics: Condensed Matter[J], 2003, 15(20): R935.
- [73] JUNCK A, REFAEL G, VON OPPEN F. Physical Review B[J], 2013, 88(7): 075144.
- [74] MAYSONNAVE J, HUPPERT S, WANG F, *et al.* Nano Letters[J], 2014, 14(10): 5797–5802.
- [75] XU W, XIE L, YING Y. Nanoscale[J], 2017, 9(37): 13864–13878.
- [76] SEIFERT T, MARTENS U, GÜNTHER S, *et al.* Terahertz Spin Currents and Inverse Spin Hall Effect in Thin-Film Heterostructures Containing Complex Magnetic Compounds[C]. Singapore: Spin, World Scientific, 2017, 7(03): 1740010.
- [77] JUNGFLAISCH M B, ZHANG Q, ZHANG W, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 120(20): 207207.
- [78] ZHOU C, LIU Y, WANG Z, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 121(8): 086801.
- [79] WANG Y, ZHU D, WU Y, *et al.* Nature Communications[J], 2017, 8(1): 1–6.
- [80] CHENG L, WANG X, YANG W, *et al.* Nature Physics[J], 2019, 15(4): 347–351.
- [81] TONG M, HU Y, WANG Z, *et al.* Nano Letters[J], 2020, 21(1): 60–67.
- [82] YANG D, LIANG J, ZHOU C, *et al.* Advanced Optical Materials[J], 2016, 4(12): 1944–1949.
- [83] FENG Z, YU R, ZHOU Y, *et al.* Advanced Optical Materials[J], 2018, 6(23): 1800965.
- [84] SASAKI Y, SUZUKI K, MIZUKAMI S. Applied Physics Letters[J], 2017, 111(10): 102401.
- [85] SASAKI Y, KOTA Y, IIHAMA S, *et al.* Physical Review B[J], 2019, 100(14): 140406.
- [86] GAO Y, HE Y, PANDEY C, *et al.* Enhanced Spintronic Terahertz Emission in W/CoFeB Heterostructures Through Annealing Effect[R]. Paris: 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IEEE, 2019, 6(1): 12.
- [87] LI G, MEDAPALLI R, MIKHAYLOVSKIY R, *et al.* Physical Review Materials[J], 2019, 3(8): 084415.
- [88] HIBBERD M, LAKE D, JOHANSSON N, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2019, 114(3): 031101.
- [89] KONG D, WU X, WANG B, *et al.* Advanced Optical Materials[J], 2019, 7(20): 1900487.
- [90] QIU H, WANG L, SHEN Z, *et al.* Applied Physics Express[J], 2018, 11(9): 092101.

- [91] 冯正, 王大承, 孙松, 等. 物理学报[J], 2020, 69(20): 208705.
FENG Z, WANG D C, SUN S, *et al.* Acta Physica Sinica[J], 2020, 69(20): 208705.
- [92] CHEN X, WU X, SHAN S, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2019, 115(22): 221104.
- [93] AHMADIVAND A, GERISLIOGLU B, AHUJA R, *et al.* Materials Today[J], 2020, 32(1): 108-130.
- [94] YAN X, YANG M, ZHANG Z, *et al.* Biosensors and Bioelectronics[J], 2019, 126(1): 485-492.
- [95] LIU Y, BAI Z, XU Y, *et al.* Nanotechnology[J], 2020, 32(10): 105201.
- [96] BAI Z, LIU Y, KONG R, *et al.* ACS Applied Materials & Interfaces[J], 2020, 12(32): 35895-35902.
- [97] ACBAS G, NIESSEN K A, SNELL E H, *et al.* Nature Communications[J], 2014, 5(1): 1-7.
- [98] EZERSKI J C, ZHANG P, JENNINGS N C, *et al.* Biophysical Journal[J], 2020, 118(7): 1665-1678.
- [99] KARLSSON E, ANDERSSON E, JONES N C, *et al.* Biophysical Journal[J], 2019, 117(4): 729-742.
- [100] ROGERS D M, JASIM S B, DYER N T, *et al.* Chem[J], 2019, 5(11): 2751-2774.
- [101] WANG H, LIU Y, WU P, *et al.* ACS Nano[J], 2020, 14(8): 10045-10053.

(编辑 吴 锐)



专栏特约编辑王聪



专栏特约编辑雷娜



专栏特约编辑刘恩克



特约撰稿人陈济雷



特约撰稿人于海明



特约撰稿人聂天晓



特约撰稿人许涌



特约撰稿人于国强



特约撰稿人王浩

生, 中国科学院物理研究所研究员、博士生导师。2012 年于中国科学院物理研究所获博士学位, 曾获中科院院长奖学金特别奖、中科院百篇优秀博士论文奖, 2016~2018 年“洪堡学者”。主要从事磁性相变材料、磁性拓扑材料、磁性拓扑电/热输运等研究。在国际上首次实现了磁性外尔费米子拓扑物态, 提出了“全过渡族 Heusler 合金”新家族, 发现了“居里温度窗口”效应, 提出了“等结构合金化”方法等。已在 *Science*, *Nature Physics*, *Nature Communications*, *Science Advances*, *Physical Review Letters* 等期刊发表学术论文 200 余篇。获国家基金委“优青”基金、

王 聪: 北京航空航天大学集成电路科学与工程学院教授、博士生导师, 1995 年于中国科学院物理研究所获博士学位, 曾先后在德国、法国、美国短期工作。长期从事反钙钛矿磁性功能材料、反铁磁自旋电子学材料, 太阳能光热转换涂层、辐射致冷薄膜以及太阳能集热器等研究。在 *Advanced Materials*, *Physical Review* 系

列等刊物上发表论文近 240 篇, SCI 他引超过 3500 次, 2020 年被评为爱思唯尔 (Elsevier) 中国高被引学者; 获授权国家发明专利 13 项; 获教育部高等学校科学研究优秀成果自然科学二等奖 (2012 年)、中国材料研究学会科学技术二等奖 (2020 年)。兼任 *Journal of Solar Energy Research Updates* 主编, 《北京航空航天大学学报》

《硅酸盐学报》《中国材料进展》等杂志编委, 中国物理学会理事、中国晶体学会理事等。承担国家“863”项目、国家基金委重点项目等 20 余项, 培养博士、硕士研究生近 50 名。

雷 娜: 女, 1981 年生, 北京航空航天大学集成电路科学与工程学院副教授、博士生导师。主要研究方向为低维磁性材料的自旋调控, 围

绕电控磁的低功耗自旋存储与自旋逻辑器件方面取得一定成果, 发表相关 SCI 论文 30 余篇, 包括 *Nature Communications* 3 篇, *Physical Review Letters*, *Physical Review Applied*, *Nanoscale* 各 1 篇等。其中 1 篇 *Nature Communications* 文章入选 ESI 高被引论文, *Physical Review Applied* 文章被选为推荐文章。

刘恩克: 男, 1980 年

中科院青促会优秀会员基金等支持,获国家自然科学基金二等奖(4/5)等。

陈济雷:男,1991年生,2015和2020年分别获北京航空航天大学理学学士和工学博士学位,现任南方科技大学量子科学与工程研究院助理研究员。研究方向为自旋电子学、磁振子学、自旋波量子计算和微磁模拟等,在自旋波物理和器件方面有诸多建树,首次发现磁振子-磁振子强耦合作用,并首次从实验上证明了电流调控类反铁磁自旋波的可行性。以第一(含共同)/通讯作者发表高水平SCI论文17篇,含*Nature Nanotechnology*(封面文章)1篇,*Nature Communications*2篇,*Physical Review Letters*2篇,*ACS Nano*2篇,*Nano Letters*1篇等,第一/通讯作者论文总影响因子之和超过150,被引500余次,2篇论文入选ESI高被引论文。受邀以通讯作者身份在*Journal of Physics D*等撰写综述论文。担任包括*Physical Review*系列在内的等多部国际期刊的审稿人。主持/参与多项国家自然科学基金。

于海明:男,1983年生,北京航空航天大学

集成电路科学与技术学院教授、博士生导师。2006年本科毕业于北京大学物理系,2011年博士毕业于瑞士洛桑联邦理工大学(EPFL),2011~2014年于慕尼黑工业大学从事博士后研究,2014年入职北京航空航天大学,2015年获批准海外高层次人才计划青年项目。主要研究方向有自旋波电子学、热自旋电子学、自旋波量子计算等。近5年,以第一/通讯作者在*Physics Reports*,*Nature Nanotechnology*,*Nature Communications*,*Physical Review Letters*等国际顶级期刊发表论文40余篇,撰写图书章节1章。担任国际知名物理学期刊*Physica B*的编辑,*Journal of Magnetism and Magnetic Materials*特刊编辑,国际微波磁学会议IEEE IC-MM2022主席和2018年自旋峰会Spin Summit(兴义)主席,多次受邀参加戈登研究会议、APS三月会议等国际知名会议并做邀请报告。近5年主持/参与多个国家自然科学基金委面上项目和国家重点研发计划。

聂天晓:男,1985年生,教授、博士生导师,现任北京航空航天大学

集成电路科学与工程学院副院长。曾在美国加州大学洛杉矶分校电子工程系从事科学研究。围绕新型超低功耗自旋场效应晶体管、磁随机存储器件、自旋太赫兹器件等展开研究,以解决芯片功耗瓶颈。已在国际著名期刊上发表SCI论文50余篇,包括*Nature Materials*,*Nature Nanotechnology*,*Nature Communications*,*ACS Nano*等,Google Scholar总引用2500多次,H因子19。受邀撰写多本英文专著章节,获授权国家专利近20项。担任2019年ACM/IEEE International Symposium on Nanoscale Architecture大会执行主席,IOP出版社中国编辑顾问委员会委员,《物理学报》二维磁性材料专刊客座编辑。目前主持/参与国家自然科学基金面上项目、国家重点研发计划课题、国家重大研发专项核高基分课题等,进行新型超低功耗自旋电子存储器件以及自旋太赫兹研究。获北航卓越百人、青年拔尖人才、国家特聘青年专家、山东省科技副职先进个人等荣誉。

许涌:男,1987年生,北京航空航天大学

集成电路科学与工程学院讲师、硕士生导师,北航合肥创新研究院微纳科学与技术研究中心副主任。2014年在法国洛林大学获博士学位,从事自旋电子学和超快磁学研究,研究方向为磁性材料的超快全光翻转效应和自旋太赫兹发射效应。近年来在国际重要SCI期刊*Advanced Materials*,*Physical Review Applied*和*Physical Review B*等发表学术论文20余篇,主持中国博士后基金面上项目和国家自然科学基金青年项目,参与多项法国科研署项目。

于国强:男,1983年生,中国科学院物理研究所“特聘研究员”,博士生导师。获中组部青年人才项目和中科院人才项目支持。从事自旋电子学(同时利用电子的自旋和电荷属性)材料和器件相关的研究,致力于探索磁性薄膜异质结材料与器件中自旋轨道耦合相关的物理效应及其在磁存储、磁逻辑方面的应用,目标是开发出具有高性能和高能源效率的新型自旋电子学器件。近几年来重点研究磁性薄膜异质结材料和器件中的自旋轨道

力矩和室温拓扑磁性斯格明子。已发表学术论文100余篇,引用超过7000余次。

王浩:男,1967年生,教授、博士生导师,现任湖北大学微电子学院院长。国际先进材料协会会士(FIAAM),国务院政府特殊津贴专家,湖北省有突出贡献中青年专家。主要从事信息与能源材料的研究,包括先进存储器与感存算一体芯片、忆阻器与神经形态器件、光电探测器与光伏电池、锂离子电池与超级电容器、燃料电池与催化剂等。主持国家和省部级科研项目20余项,在*Advanced Energy Materials*,*Advanced Functional Materials*,*Nano Research*,*Nano-Micro Letters*,*IEEE Electron Device Letters*,*ACS Nano*,*Nano Energy*等期刊发表论文200余篇,获授权国际发明专利5项、国内发明专利52项,获湖北省自然科学二等奖等省部级奖励5项。兼任中国仪表功能材料学会副理事长、中国半导体三维集成制造产业联盟副理事长、湖北江城实验室副主任兼首席科学家。