

磁控溅射法生长 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 双层异质结太赫兹发射

张帆 许涌 柳洋 程厚义 张晓强 杜寅昌 吴晓君 赵巍胜

Terahertz emission generated from $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ heterostructures grown by magnetron sputtering

Zhang Fan Xu Yong Liu Yang Cheng Hou-Yi Zhang Xiao-Qiang Du Yin-Chang Wu Xiao-Jun
Zhao Wei-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 200705 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200634

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200634>

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

铁磁异质结构中的超快自旋流调制实现相干太赫兹辐射

Coherent terahertz radiation via ultrafast manipulation of spin currents in ferromagnetic heterostructures

物理学报. 2018, 67(19): 197202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181178>

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

飞秒激光脉冲能量累积优化对黑硅表面形貌的影响

Femtosecond laser pulse energy accumulation optimization effect on surface morphology of black silicon

物理学报. 2017, 66(6): 067902 <https://doi.org/10.7498/aps.66.067902>

用于飞秒激光纳米加工的 TiO_2 粒子阵列诱导多种基底表面近场增强

Near field enhancement of TiO_2 nanoparticle array on different substrates for femtosecond laser processing

物理学报. 2017, 66(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.144203>

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

基于光纤中超短脉冲非线性传输机理与特定光谱选择技术的多波长飞秒激光的产生

Generation of multi-wavelength femtosecond laser pulse based on nonlinear propagation of high peak power ultrashort laser pulse in single-mode fiber and spectral selectivity technology

物理学报. 2018, 67(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181026>

专题：太赫兹自旋光电子

磁控溅射法生长 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 双层
异质结太赫兹发射*张帆^{1)2)#} 许涌^{1)2)#} 柳洋^{1)#} 程厚义¹⁾ 张晓强²⁾
杜寅昌²⁾ 吴晓君^{3)†} 赵巍胜^{1)2)‡}

1) (北京航空航天大学微电子学院, 大数据科学与脑机智能高精尖创新中心, 北京 100191)

2) (北京航空航天大学, 北航合肥创新研究院, 合肥 230012)

3) (北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

(2020年4月29日收到; 2020年6月6日收到修改稿)

自旋太赫兹源作为一种新型太赫兹辐射源, 以其高效率、超宽带、低成本、易集成等优点已成为太赫兹科学与应用领域的研究热点. 本实验报道了晶级磁控溅射生长的多晶拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 和铁磁体 CoFeB 双层异质结纳米薄膜发射太赫兹电磁波, 并对太赫兹辐射特性进行了深入而系统的实验研究. 在飞秒激光放大级脉冲作用下, 该异质结呈现出高效率的太赫兹发射, 且辐射偏振可通过外加磁场方向控制. 通过与 Pt/CoFeB 对比, 研究发现 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的发射性能与 Pt/CoFeB 双层异质结相当. 实验还对生长在不同衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的发射性能进行了对比研究, 发现 MgO 衬底上制备的样品具有相对较好的太赫兹辐射性能. 本实验研究不仅对自旋太赫兹发射机理有更加深入的认识, 而且通过样品和结构的优化, 有望获得更高的发射效率, 且该发射器具有大尺寸批量生长、成本较低的优势, 具备商业化应用的潜力.

关键词: 太赫兹辐射, 拓扑绝缘体/铁磁异质结, 飞秒激光

PACS: 07.57.Hm, 85.75.-d, 78.47.J-

DOI: 10.7498/aps.69.20200634

1 引言

高性能的太赫兹辐射源对太赫兹波谱、成像及通讯等应用领域的发展起重要推动作用. 近年来, 研究人员利用铁磁/非磁异质结中的自旋-电荷转换效应发展了一系列的自旋太赫兹辐射源. 基于飞秒激光抽运的自旋太赫兹源由于具有高效率、超宽带、低成本、易集成等优点而成为太赫兹科学与应用领域的研究热点^[1-10]. 在铁磁/非磁异质结中,

非磁层的材料选择决定了异质结界面的自旋-电荷转换效率, 从而影响太赫兹发射性能. 目前, 自旋太赫兹源研究较为广泛的体系是铁磁/重金属结构. 重金属材料中的逆自旋霍尔效应实现了超快时间尺度上了自旋-电荷转换, 因此重金属的自旋霍尔角的大小对太赫兹发射性能有非常重要的影响^[2].

近年来, 拓扑绝缘体由于其独特的物理性质而引起研究人员的关注^[11-14]. 拓扑绝缘体的体相是绝缘的, 表面却具有金属性质, 形成拓扑保护, 具有强自旋-轨道耦合作用, 拥有优越的自旋-电荷转

* 国家自然科学基金(批准号: 61905007, 61627813, 11904016)、北航合肥创新研究院项目(批准号: BHKX-19-01, BHKX-19-02)和北京市自然科学基金(批准号: 4194083)资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: xiaojunwu@buaa.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: weisheng.zhao@buaa.edu.cn

换特性^[15]. Wang 等^[16]将拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 作为非铁磁层与铁磁体 Co 结合, 发现 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Co}$ 可产生较强的太赫兹发射, 并区分了拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 自身的贡献和自旋-电荷转换的贡献, 其中自旋-电荷转换为主要贡献. 而在自旋-电荷转换中, 表面的逆 Edelstein 效应起主要作用, 但未能完全排除体相的逆自旋霍尔效应的存在. 除此之外, 拓扑绝缘体自身受飞秒激光抽运也可以发射太赫兹波. Braun 等^[17]用飞秒激光抽运拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 单晶, 在其表面观察到转移电流, 这是由于电子密度沿 Se—Bi 键的瞬时位移引起的, 此行为主导了表面电流响应, 可向外辐射太赫兹波. Fang 等^[18]采用分子束外延方法制备了拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 薄膜, 并研究了飞秒激光抽运 Bi_2Te_3 薄膜产生的太赫兹辐射, 他们发现 Bi_2Te_3 的漂移电流的贡献要比扩散电流的贡献大一个量级, 而非线性电流的贡献则超过了漂移电流和扩散电流的贡献, 证明了拓扑绝缘体表面对光有超快非线性响应, 揭示了非线性电流沿 Bi—Te 键流动.

目前, 拓扑绝缘体材料大多采用分子束外延方法制备. 从应用潜力看, 分子束外延方法虽然能够制备出高品质的单晶薄膜, 但是制备尺寸受限, 且制造成本较高. 如果用磁控溅射方法制备拓扑绝缘体/铁磁异质结, 将能够批量生长直径达 4 in (1 in = 2.54 cm) 的晶圆级大尺寸样品, 降低制造成本, 有望推广到商业化应用. 但是用磁控溅射方法制备的拓扑绝缘体/铁磁异质结的太赫兹发射性能未见报道. 本文采用磁控溅射方法制备了拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 /铁磁 CoFeB 双层异质结, 利用太赫兹时域光谱系统对 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的太赫兹发射性能进行了深入研究, 发现在飞秒激光放大级脉冲作用下, $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 呈现高效率的太赫兹发射. 通过

样品和结构的进一步优化, $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 将有望获得更高的发射效率, 具备商业化应用潜力.

2 实验部分

2.1 样品制备

本文实验所用的样品包括 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)$, $\text{CoFeB}(2)$, $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 和 $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$, 括号中的数字表示厚度, 单位是纳米. 在单抛的 MgO 衬底上制备 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)$, $\text{CoFeB}(2)$ 这三种样品. MgO 衬底厚度为 0.5 mm. 为了比较不同衬底的影响, 分别在玻璃和高阻硅衬底上制备 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 样品, 玻璃衬底和高阻硅衬底厚度均为 0.5 mm. $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 和 $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 样品的衬底材料是玻璃. 利用高真空 AJA 溅射系统制备这些样品, 溅射系统的本底真空为 2.0×10^{-8} Torr (1 Torr = 133.322 Pa), 所有样品都在低于 2 mTorr 的氩气压力下沉积. $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)$ 和 $\text{CoFeB}(2)$ 样品上均覆盖一层 3 nm 厚的 SiO_2 作为保护层. Bi_2Te_3 , CoFeB, SiO_2 , W 和 Pt 的生长速率分别为 0.067, 0.006, 0.008, 0.021 nm/s 和 0.077 nm/s.

2.2 样品的太赫兹发射性能测试

利用太赫兹时域光谱系统进行样品的太赫兹发射性能测试, 实验装置如图 1(a) 所示. 实验中使用的激光器是钛: 蓝宝石再生放大器 (中心波长 800 nm, 脉冲宽度 35 fs, 重复频率为 1 kHz). 超快飞秒激光被分束镜分成抽运光和探测光两部分. 功率为 18 mW、光斑大小为 3 mm ($0.255 \text{ mJ}/\text{cm}^2$) 的抽运光从样品一侧以正入射的方式照射样品. 产生的太赫兹脉冲最后由离轴抛物面镜聚焦到



图 1 (a) 实验装置示意图; (b) $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结的结构示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of experimental setup; (b) schematic illustration of $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ heterostructure structure information.

2 mm 厚的 $\langle 100 \rangle$ ZnTe 晶体上进行自由空间电光采样. 实验在室温下进行, 太赫兹系统没有抽真空和充入干燥氮气排除水蒸气影响. 施加于样品的磁场大小约为 1000 Oe ($1 \text{ Oe} = 1.0 \times 10^{-4} \text{ T}$), 方向平行于薄膜表面, 如图 1(b) 所示.

3 结果与讨论

为了研究 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结制备中衬底的影响, 利用磁控溅射分别在 MgO, 高阻硅和玻璃这三种衬底上生长了 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, 并利用太赫兹时域光谱系统对这三个样品进行了太赫兹发射性能测试, 结果如图 2 所示. 从图 2 中可以明显看出, 生长在 MgO 衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 发射的太赫兹波信号最强, 具有相对较好的太赫兹辐射性能, 与文献 [19] 中报道的结果一致. 这是由于玻璃材料与 MgO 相比, 吸收较多的太赫兹波, 导致最终探测到的玻璃衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 发射的太赫兹波信号稍弱于 MgO 衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$. 高阻硅虽然对太赫兹波的吸收系数很小 [20], 但是透过薄膜的剩余抽运光照射到高阻硅上, 激发高阻硅产生光生载流子, 改变了高阻硅的电导率, 减低了太赫兹波的透过率, 因此探测到的太赫兹波信号较小.

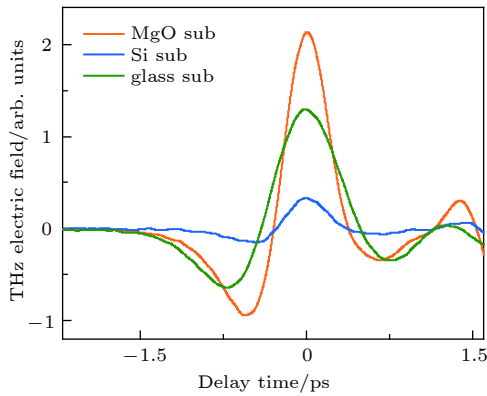


图 2 生长在 MgO、高阻硅和玻璃衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结的太赫兹发射性能比较
Fig. 2. Comparison of the terahertz waveforms generated from the $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ heterostructure grown on MgO, high resistivity silicon, and glass substrates.

为了排除 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结太赫兹发射过程中 Bi_2Te_3 层和 CoFeB 层贡献, 分别对纯 Bi_2Te_3 薄膜、 CoFeB 薄膜和 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结进行了相同的条件下太赫兹发射光谱的测试. 唯一不同

的是在测试 Bi_2Te_3 薄膜时没有施加磁场, 而对 CoFeB 薄膜和 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结进行测试时外加了一个面内的磁场对 CoFeB 的磁化进行定向, 测试结果如图 3 所示. 纯 Bi_2Te_3 薄膜和 CoFeB 薄膜均未测到太赫兹辐射, 而 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结则发射较强的太赫兹波. 对于纯 Bi_2Te_3 薄膜和 CoFeB 薄膜的测试结果与文献 [16] 报道不一致. 文献中是采用分子束外延方法制备拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 单晶薄膜, 纯 Bi_2Se_3 薄膜发射的太赫兹波主要是由于 Se—Bi 键上的瞬态电荷转移引起的转移电流而产生的. 本工作是采用磁控溅射法制备的 Bi_2Te_3 薄膜, 为多晶, 相对于单晶薄膜而言, 多晶薄膜中 Bi—Te 键角度是随机的, 不像单晶薄膜中键的方向一致, 因此在多晶 Bi_2Te_3 薄膜中净电流较小或为 0, 以致无法探测到太赫兹辐射. 对于 CoFeB 薄膜, 厚度只有 2 nm, 可能由于厚度太薄, 导致由于退磁效应产生的太赫兹辐射很弱, 难以探测到. 这说明对于磁控溅射方法制备的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异

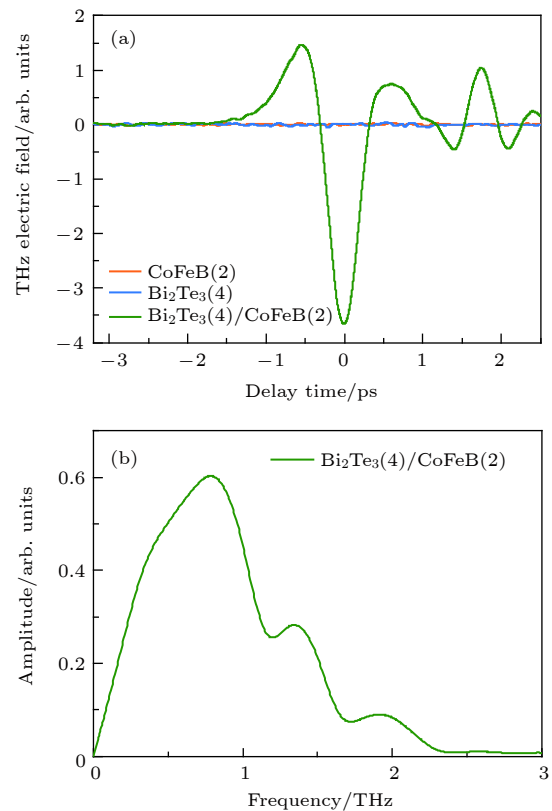


图 3 (a) $\text{CoFeB}(2)$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)$ 和 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 辐射的太赫兹波形; (b) $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 辐射的太赫兹频域谱
Fig. 3. (a) Terahertz waveforms generated from $\text{CoFeB}(2)$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)$, and $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, respectively; (b) terahertz spectra obtained from $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$.

质结的太赫兹发射与其异质界面有关, 而纯 Bi_2Te_3 薄膜自身和铁磁层 CoFeB 的退磁效应对 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的太赫兹发射的影响可忽略. 在飞秒激光脉冲抽运下, CoFeB 层中的电子被激发至费米能级以上, 由于自旋向上和自旋向下的电子迁移率不同, 在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的界面上形成了自旋极化电流 [1,21]. 由于 Bi_2Te_3 中存在强自旋轨道耦合作用, 超快自旋极化电流可以转换为超快电荷电流 [16], 从而向外辐射太赫兹波. 从图 3(b) 中可以看出, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 辐射的太赫兹带宽约为 2.4 THz.

为了进一步研究 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的太赫兹发射中抽运光入射方向的影响, 分别让抽运光从样品的正面、背面入射, 即抽运光分别从薄膜一侧和衬底一侧入射, 并且反转外加磁场的方向, 结果如图 4(a) 所示. 这里需要指出的是, 由于 MgO 衬底是单抛的, 样品背面激光的透射率较低, 因此当抽运光从样品背面即衬底一侧入射时, 透过衬底照射到薄膜的抽运光强度下降, 因此样品发射的太赫兹波的振幅小于抽运光从样品正面入射时样品发射的太赫兹波的振幅. 从图 4(a) 中可以看出, 当外加磁场方向一致, 抽运光分别从样品的正面和背面入射时, 样品发射的太赫兹波形相反; 当抽运光入射方向一致, 外加磁场反向时, 样品发射的太赫兹波形相反. 这一结果与文献 [16] 报道一致, 进一步说明 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的太赫兹发射与自旋-电荷转换相关.

$\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结中, 超快自旋流可能通过逆 Edelstein 效应或逆自旋霍尔效应转化为超快电荷流. 根据文献 [16], 通过逆 Edelstein 效应产生的电荷流 $\mathbf{j}_c \propto \hat{z} \times \boldsymbol{\sigma}$, 通过逆自旋霍尔效应产生的电荷流 $\mathbf{j}_c \propto \mathbf{j}_s \times \boldsymbol{\sigma}$, 其中, \mathbf{j}_c 是电荷流, \mathbf{j}_s 是自旋流, $\boldsymbol{\sigma}$ 是自旋极化方向, \hat{z} 是拓扑绝缘体/铁磁异质结界面的法向单位矢量, 平行于 \mathbf{j}_s . 当抽运光从样品的背面入射时, \hat{z} 和 \mathbf{j}_s 的方向与抽运光从样品的正面入射时的 \hat{z} 和 \mathbf{j}_s 的方向相反, 因此, 通过逆 Edelstein 效应和逆自旋霍尔效应产生的 \mathbf{j}_c 均反向, 从而发射的太赫兹波形相反. 当外加磁场反向时, 由于 $\boldsymbol{\sigma}$ 决定于外加磁场的方向, 因此 $\boldsymbol{\sigma}$ 也反向, 从而 \mathbf{j}_c 反向, 导致发射的太赫兹波形相反. 还研究了 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结发射的太赫兹脉冲的偏振. 利用太赫兹偏振片, 在外置磁铁为水平方向的时候, 测量得到的太赫兹辐射为竖直偏振. 从图 4(b)

中可以看出从 0° 到 360° 旋转外加磁场时, $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结发射的太赫兹脉冲的峰值振幅呈正弦曲线变化. 外加磁场方向改变时, 由于 $\boldsymbol{\sigma}$ 决定于外加磁场的方向, 所以 $\boldsymbol{\sigma}$ 随着外加磁场方向的变化而改变, \mathbf{j}_c 随之变化, 因此发射的太赫兹波的偏振可以由外加磁场方向控制. 在本实验中, 探测晶体 (110) ZnTe 的最优探测方向固定在 y 轴方向. 所以, 太赫兹峰值振幅随外加磁场方向 (与 x 轴的夹角为 θ) 呈正弦函数关系.

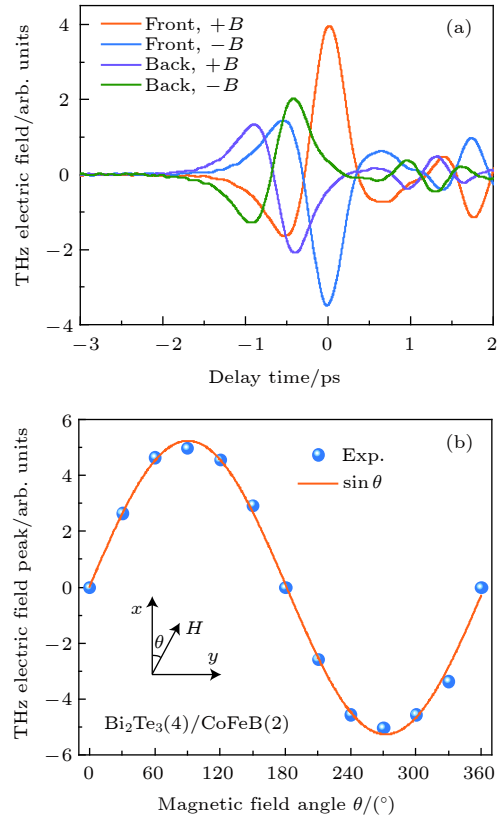


图 4 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结的太赫兹辐射 (a) 抽运光从 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 样品正面和背面入射以及磁场反向时 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 辐射的太赫兹波形; (b) $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 异质结发射的太赫兹脉冲的峰值振幅与施加的外磁场方向的关系

Fig. 4. Terahertz emission from $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ heterostructure: (a) Terahertz waveforms emitted from the $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ heterostructure measured with front and back sample excitation and reversed magnetic field; (b) the peak amplitude of the terahertz signal emitted from the $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ heterostructure as a function of magnetic field angle θ , with respect to the x -axis.

将 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 与 $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 、 $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 的太赫兹发射性能进行比较, 对衬底进行归一化处理, 结果如图 5 所示. $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 、 $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 均是通过逆

自旋霍尔效应实现自旋-电荷的转换,从而发射太赫兹. Pt 与 W 的自旋霍尔角符号相反,因此, W(4)/CoFeB(2.2)、Pt(4)/CoFeB(2.2) 发射的太赫兹波形相反. Pt 的自旋霍尔角较大,由于电荷流 j_c 的大小与非铁磁层自旋霍尔角成正比^[2],因此 Pt(4)CoFeB(2.2) 能够发射较强的太赫兹辐射. 从图 5 可以看出,多晶 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$ 的太赫兹发射性能低于 Pt(4)/CoFeB(2.2). 但是,多晶拓扑绝缘体与铁磁异质结的太赫兹发射的研究才开始,不仅辐射机理不是非常清楚,值得深入研究,而且后续对改进这种异质结实现功能化的太赫兹辐射源要比铁磁-重金属异质结更加有希望. 因此,这样的体系对深入研究超快自旋流的辐射机理,以及后续太赫兹应用有一定的价值.

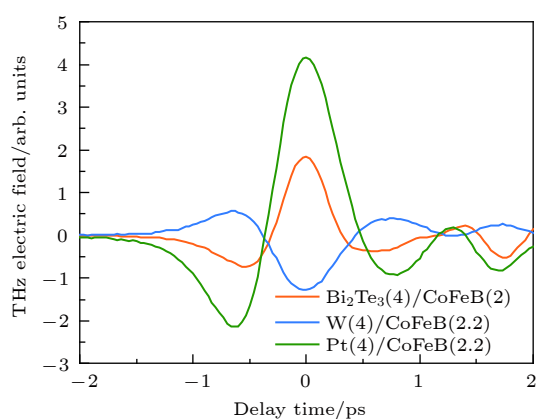


图 5 $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$, $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$ 的太赫兹发射性能比较

Fig. 5. Comparison of the terahertz waveforms generated from the $\text{Bi}_2\text{Te}_3(4)/\text{CoFeB}(2)$, $\text{W}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$, and $\text{Pt}(4)/\text{CoFeB}(2.2)$.

4 结 论

本文采用磁控溅射方法制备了多晶拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 /铁磁 CoFeB 双层异质结,并利用太赫兹时域光谱系统对 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的太赫兹发射性能进行了深入研究. 通过比较分别生长在 MgO、玻璃和高阻硅衬底上的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的太赫兹发射性能,发现 MgO 衬底上生长的样品具有较好的太赫兹辐射性能. $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的太赫兹发射是通过自旋-电荷转换过程实现的,辐射偏振可通过外加磁场方向控制,太赫兹发射性能接近于 Pt/CoFeB. 下一步工作可以对 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 异质结的太赫兹发射进行更深入的研究,明确 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 的太赫兹发射机理,通过样品和结

构的进一步优化,获得更高的发射效率. 本文中采用的磁控溅射方法能够大尺寸批量生长 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ 样品,成本较低,进一步优化后的样品将有望走向商业化应用.

参考文献

- [1] Kampfrath T, Battiato M, Maldonado P, Eilers G, Notzold J, Mahrlein S, Zbarsky V, Freimuth F, Mokrousov Y, Blugel S, Wolf M, Radu I, Oppeneer P M, Munzenberg M 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 256
- [2] Seifert T, Jaiswal S, Martens U, Hannegan J, Braun L, Maldonado P, Freimuth F, Kronenberg A, Henrizi J, Radu I, Beaurepaire E, Mokrousov Y, Oppeneer P M, Jourdan M, Jakob G, Turchinovich D, Hayden L M, Wolf M, Münzenberg M, Kläui M, Kampfrath T 2016 *Nat. Photon.* **10** 483
- [3] Yang D, Liang J, Zhou C, Sun L, Zheng R, Luo S, Wu Y, Qi J 2016 *Adv. Opt. Mater.* **4** 1944
- [4] Wu Y, Elyasi M, Qiu X, Chen M, Liu Y, Ke L, Yang H 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603031
- [5] Seifert T, Jaiswal S, Sajadi M, Jakob G, Winnerl S, Wolf M, Kläui M, Kampfrath T 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 252402
- [6] Zhou C, Liu Y P, Wang Z, Ma S J, Jia M W, Wu R Q, Zhou L, Zhang W, Liu M K, Wu Y Z, Qi J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 086801
- [7] Qiu H S, Kato K, Hirota K, Sarukura N, Yoshimura M, Nakajima M 2018 *Opt. Express* **26** 15247
- [8] Feng Z, Yu R, Zhou Y, Lu H, Tan W, Deng H, Liu Q, Zhai Z, Zhu L, Cai J, Miao B, Ding H 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1800965
- [9] Li G, Medapalli R, Mikhaylovskiy R V, Spada F E, Rasing T, Fullerton E E, Kimel A V 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 084415
- [10] Kong D, Wu X, Wang B, Nie T, Xiao M, Pandey C, Gao Y, Wen L, Zhao W, Ruan C, Miao J, Li Y, Wang L 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900487
- [11] Kondou K, Yoshimi R, Tsukazaki A, Fukuma Y, Matsuno J, Takahashi K S, Kawasaki M, Tokura Y, Otani Y 2016 *Nat. Phys.* **12** 1027
- [12] Wang Y, Deorani P, Banerjee K, Koirala N, Brahlek M, Oh S, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 257202
- [13] Jamali M, Lee J S, Jeong J S, Mahfouzi F, Lv Y, Zhao Z, Nikolic B K, Mkhoyan K A, Samarth N, Wang J P 2015 *Nano Lett.* **15** 7126
- [14] Pesin D, MacDonald A H 2012 *Nat. Mater.* **11** 409
- [15] Soumyanarayanan A, Reyren N, Fert A, Panagopoulos C 2016 *Nature* **539** 509
- [16] Wang X, Cheng L, Zhu D, Wu Y, Chen M, Wang Y, Zhao D, Boothroyd C B, Lam Y M, Zhu J X, Battiato M, Song J C W, Yang H, Chia E E M 2018 *Adv. Mater.* **30** 1802356
- [17] Braun L, Mussler G, Hruban A, Konczykowski M, Schumann T, Wolf M, Munzenberg M, Perfetti L, Kampfrath T 2016 *Nat. Commun.* **7** 13259
- [18] Fang Z, Wang H, Wu X, Shan S, Wang C, Zhao H, Xia C, Nie T, Miao J, Zhang C, Zhao W, Wang L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 191102
- [19] Torosyan G, Keller S, Scheuer L, Beigang R, Papaioannou E T 2018 *Sci. Rep.* **8** 1311
- [20] van Exter M, Grischkowsky D 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1694
- [21] Battiato M, Carva K, Oppeneer P M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 027203

SPECIAL TOPIC—Terahertz spintronic optoelectronics

Terahertz emission generated from $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ heterostructures grown by magnetron sputtering*

Zhang Fan^{1)2)#} Xu Yong^{1)2)#} Liu Yang^{1)#} Cheng Hou-Yi¹⁾
 Zhang Xiao-Qiang²⁾ Du Yin-Chang²⁾ Wu Xiao-Jun^{3)†}
 Zhao Wei-Sheng^{1)2)‡}

1) (*Beijing Advanced Innovation Center for Big Data and Brain Computing, School of Microelectronics, Beihang University, Beijing 100191, China*)

2) (*Hefei Innovation Research Institute, Beihang University, Hefei 230012, China*)

3) (*School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*)

(Received 29 April 2020; revised manuscript received 6 June 2020)

Abstract

High-performance terahertz emitters, which convert the femtosecond laser pulses into terahertz pulses, are essential for terahertz spectroscopy technology and terahertz wireless communication. Spintronic terahertz emitters based on ferromagnet/nonmagnet bilayers have attracted tremendous attention due to their high efficiency, ultra-broadband, low cost and high flexibility. Here, we systematically investigate the terahertz emission from polycrystalline topological insulator Bi_2Te_3 /ferromagnetic CoFeB heterostructure grown by magnetron sputtering. The $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ heterostructure exhibits high efficiency of terahertz emission, and the polarization of terahertz waves can be controlled by the external magnetic field direction. The performance of $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ heterostructure is almost comparable to that of the Pt/CoFeB bilayer. In contrast, no terahertz emission is observed in the pure Bi_2Te_3 or CoFeB film driven by femtosecond laser pulses, probably because the Bi_2Te_3 prepared by sputtering is polycrystalline and the thickness of CoFeB is too thin. We also compare the performances of $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ grown on MgO , glass and high-resistivity silicon substrates, and find that the samples grown on MgO substrates exhibit the best emission performances. The glass substrate absorbs more terahertz waves than MgO substrate, resulting in a slightly weaker terahertz signal emitted from the $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$ grown on the glass substrate. Although the absorption coefficient of high-resistivity silicon to terahertz waves is very small, the residual pump light excites the high-resistivity silicon to generate the photo-generated carriers, which change the conductivity of the high-resistivity silicon and reduce the transmittance of terahertz wave. We attribute the mechanism of the terahertz emission to the spin-charge conversion at the interface of $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CoFeB}$. The terahertz emission efficiency of our sample is expected to be able to be further improved by optimizing the samples. Moreover, with the sputtering method, it is possible to fabricate large area samples at low cost, which is critical for commercial applications.

Keywords: terahertz emission, topological insulator/ferromagnetic heterostructures, femtosecond laser

PACS: 07.57.Hm, 85.75.-d, 78.47.J-

DOI: 10.7498/aps.69.20200634

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61905007, 61627813, 11904016), the Beihang Hefei Innovation Research Institute Project, China (Grant Nos. BHKX-19-01, BHKX-19-02), and the Beijing Natural Science Foundation, China (Grant No. 4194083).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: xiaojunwu@buaa.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: weisheng.zhao@buaa.edu.cn