



手性光场光电探测器研究进展

张冠宇, 吕国伟*, 薛朝航, 林海, 龚旗煌

北京大学物理学院, 介观物理国家重点实验室, 量子物质协同创新中心, 纳米光电子前沿科学中心, 北京 100871

*联系人, E-mail: guowei.lu@pku.edu.cn

收稿日期: 2022-11-14; 接受日期: 2023-02-14; 网络出版日期: 2023-09-14

国家重点研发计划(编号: 2022YFA1604304, 2018YFB2200401)和国家自然科学基金(编号: 92250305, 91950111)资助项目

摘要 手性光场与物质相互作用现象在药物筛选、生物传感、成像、量子光学等领域有着十分广泛的应用. 传统的手性光场探测方法主要利用光学偏振元件, 将圆偏振光转化为线偏振光或进行分束, 实现对手性光的检测分析. 但其复杂的结构和较大的体积给探测器件的微型化和集成化带来困难. 近年来, 直接探测光场手性特征的光电探测器逐渐获得关注, 当前主要有三种方法实现对手性光场的直接探测: 利用手性材料、手性微纳光学结构以及可将光场手性转化为特定方向光电流的新机理. 本文对基于此三类直接探测光场手性的光电探测器的原理和研究进展进行综述.

关键词 手性光场, 圆偏振光, 光电探测器, 手性响应

PACS: 42.79.Pw, 42.25.Ja, 85.60.-q, 33.55.Ad

1 引言

手性光场常被称作圆偏振光(Circular Polarized Light, CPL), 其偏振方向绕光场传播方向转动且电场强度在偏振面内各方向相同; 可表达为两束相位相差 $\pi/2$ 的正交线偏振光的叠加. 相对于传播方向, CPL 中电场(或磁场)矢量可能以顺时针或逆时针两种方向旋转, 分别被称作右旋光与左旋光. 右旋光与左旋光互为镜像对称. 手性光子携带有 +1 或 -1 量子数的自旋角动量(Spin Angular Moment, SAM). 手性光探测在量子计算^[1,2]、自旋电子学^[3-5]、药物检测^[6]、生物传感^[7-9]、成像^[10,11]、磁存储^[12]等领域有着十分广泛的应用(图 1). 例如, 在电子跃迁辐射过程中角动量守恒, 利用左

旋或右旋光激发, 即可实现电子自旋注入. 同理, 自旋极化载流子在跃迁过程中将产生圆偏振光, 用于自旋发光二极管^[3]、自旋信息传递^[13]等. 类似地, 如果材料晶体结构存在空间反演对称性破缺, 能带内存在能量相同但动量不同的能谷, 在能谷内电子自旋是非简并的. 因此, 利用特定手性光可选择性地激发能谷内的电子^[14,15], 实现光场调控谷偏振度, 该发现极大地促进了谷电子学的发展. 此外, 当碳原子 4 个 sp^3 轨道分别连接不同基团时, 该结构不具有任何的镜像对称性, 也即具备手性, 拥有该结构的分子被称作手性分子. 大多数有机分子都具备手性, 具有相似的物理化学性质, 却通常会在生化反应中生成不同产物. 因此, 药物分子的手性异构体会对人体产生不同效果, 部分手性异构体

引用格式: 张冠宇, 吕国伟, 薛朝航, 等. 手性光场光电探测器研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2023, 53: 100004

Zhang G Y, Lü G W, Xue Z H, et al. Circularly polarized light photodetector (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2023, 53: 100004, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0443](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0443)

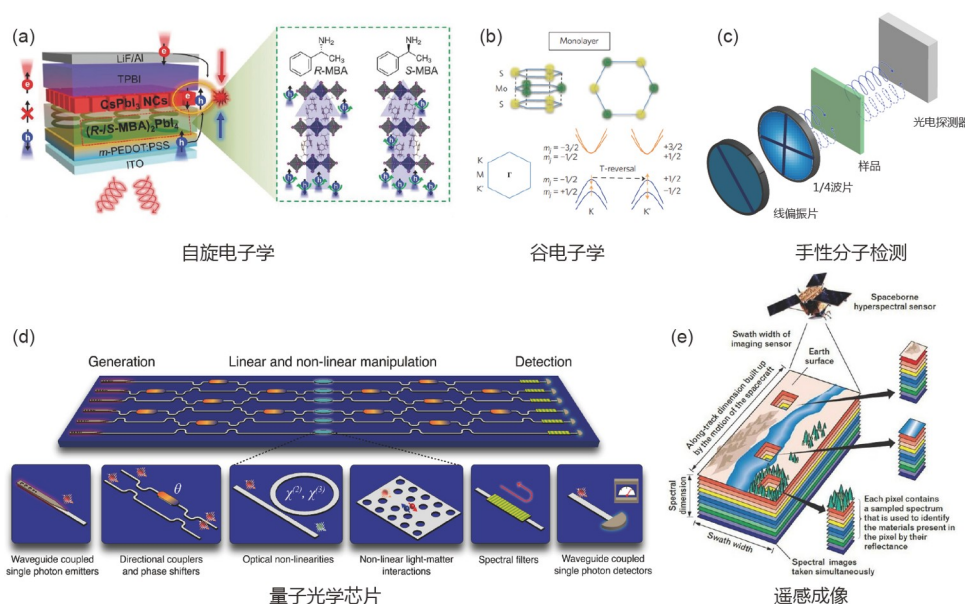


图 1 (网络版彩图)圆偏振光在(a) 自旋电子学^[3]、(b) 谷电子学^[14]、(c) 手性分子检测、(d) 量子光学芯片^[2]、(e) 遥感成像^[10]等领域有着广泛应用

Figure 1 (Color online) Circularly polarized light is widely used in (a) spintronic devices [3], (b) valleytronics [14], (c) chiral molecular sensing, (d) quantum optical chips [2], (e) remote sensing imaging [10], etc.

不具有药效甚至会危害人体健康. 一个典型的例子是沙利度胺^[16], 其一种对映异构体具有治疗作用, 而另一种对映异构体在孕妇摄入时会导致新生儿缺陷. 目前, 通常药物手性检测方法是利用不同手性分子对圆偏振光的吸收系数或折射率差异^[17]. 因此, 有必要发展高响应度、高偏振度、可片上集成的直接手性光场光电探测器.

传统的手性光场探测器件利用 $\lambda/4$ 玻片将圆偏振光转化为线偏振光, 再利用偏振片和传统光电探测器实现对圆偏振光的检测. 然而, 基于该方法构造的探测器系统复杂且体积大, 不利于小型化和单片集成. 手性超表面结构为手性光场探测提供了新的解决方案, 利用表面等离激元谐振, 基于平面螺旋^[18]、三维螺旋^[19,20]、微纳折纸^[21,22]、扭结^[23,24]等微纳结构的金属超表面可具有极强的手性. 金属超表面圆二色性(θ)可达 $\sim 10^\circ$ ^[24], 是一般手性分子的 10^3 – 10^4 倍, 能够实现超高偏振度、集成化的手性光场分离. 此外, 利用微纳结构中的多极子谐振^[25,26]或不同材料堆叠而成的准三维结构^[27], 介电材料超表面可在降低插入损耗的同时实现较大的手性. 随着手性超表面的研究深入, 基于手性超表面的圆偏振/全斯托克斯参数测量获得了

长足发展^[18,28]. 然而, 超表面结构与探测器间的空间距离和相对位置需要精准控制和对齐, 为低成本且高集成度的圆偏振探测带来一定的困难.

手性光与物质相互作用现象的广泛应用需求, 推动了手性光场探测器的发展, 特别是发展不需要额外光学元件辅助的直接探测. 目前, 有三种主要方式实现对手性光场的直接检测. 第一, 利用手性分子材料制作探测器^[29,30], 对于不同手性的光, 光电探测器有着不同吸收系数, 进而产生不同的光电流, 实现圆偏振光探测. 然而, 材料手性普遍较弱, 基于该方法设计的手性光场探测器偏振度普遍较低, 对左右旋光的区分能力较差. 此外, 该方法同样会对非偏振光/线偏振光产生响应, 难以将其从圆偏振光中区分. 第二, 利用微纳光学结构的手性, 通过在光电探测器表面设计手性等离激元天线^[31]实现手性分辨的光电流. 第三, 利用一些非平凡的光电响应新机理, 如圆偏振光伏效应^[32,33] (Circular Photogalvanic Effect, CPVE)、光子牵引效应^[34,35] (Photon Drag Effect, PDE)等, 实现对光子自旋的直接探测. 接下来, 本文将简要介绍手性光场探测器的主要性能参数, 其后按照手性光场直接探测器的工作机理分类综述近期研究进展.

2 性能指标

(1) 响应度(R)为光电流 I_{ph} 与入射光功率 P_{in} 的比值 $R=I_{ph}/P_{in}$, 表征探测器对光场的响应能力.

(2) 外量子效率(EQE)为收集到的载流子数与入射光子数的比值, $EQE=(I_{ph}/q)/(P_{in}/h\nu)$, 式中 $q=1.6\times 10^{-19}$ C 为电子电荷, h 为普朗克常数, ν 为入射光子频率.

(3) 内量子效率(IQE)定义类似外量子效率, 为收集到的载流子数与器件吸收的光子数的比值, $IQE=EQE/A_{abs}$, 式中 A_{abs} 为吸收系数.

(4) 响应时间与截止频率是表征光电探测器响应速度的重要参数, 对于光通信应用的探测器至关重要. 响应时间包含上升沿时间和下降沿时间, 通常用在开关过程中达到开状态光电流90%/10%的时间间隔表示. 截止频率为器件响应度降低至稳恒光场下器件响应度-3 dB (0.707倍)时的光场频率.

(5) 噪声等效功率(NEP)是表征光电探测器灵敏度和噪声水平的重要参数, 其定义为在1 Hz输出带宽下, 使信噪比达到1所需的光场输入功率, 可表达为: $NEP=i_N/R$, 式中, i_N 为1 Hz带宽的噪声电流谱.

(6) 比探测率(D^*)表征光电探测器的灵敏度, 是较为综合的评价指标, 其表达式为: $D^*=\frac{\sqrt{AB}}{i_N}R$, 式中, A 是探测器面积, B 为探测器带宽. 目前常见商用光电探测器的比探测率在 10^{12} Jones量级.

(7) 圆二色性表征材料或结构对不同手性光的吸收差异, 是材料手性的一种度量, 可采用多种方式定义. 其可表示为吸光度的差: $\Delta A=A_L-A_R$, 式中 A_L , A_R 为材料对左/右旋光的吸光度. 在文献中, 圆二色性经常用椭圆度的形式表示, 以和光场偏振的椭圆度相联系, $\theta(^{\circ})=32.98\Delta A$. 传统情况下, 圆二色性的测量对象通常为有机分子溶液, 需消除浓度、作用长度的影响, 以摩尔椭圆率的形式表示.

(8) 圆双折射表征材料或结构对不同手性光场的折射率(等效折射率)差异. 通常用线偏振光透过单位长度材料后旋转的角度表示.

(9) 偏振度与失对称度, 偏振度表征探测器对不同手性光场的响应度差别, 可表达为 $P=I_L/I_R$, I_L , I_R 为探测器在同功率左/右旋光激发下的光电流. 此外, 也可用失对称度, 即不同手性光激发电流的差值与其平均值的比 $2\frac{I_L-I_R}{I_L+I_R}$, 作为衡量探测器区分能力的标准.

3 基于手性物质材料的手性光探测器

2013年, Yang等人^[30]首次提出利用手性有机半导体制作圆偏振响应的光电探测器. 他们使用一种邻位耦合芳环材料1-氮杂螺烯, 由于其芳香环不在同一平面, 且可自组装为手性超分子柱, 使其拥有较大的手性响应. 经测量, 在365 nm处, 其圆二色性达到极大值 ~ 125 mdeg. 基于此, 他们设计了MOSFET结构的光电探测器, 工作波长为365 nm. 该器件利用光电导效应, 在光照条件下, 该有机半导体内载流子浓度上升, 产生较大的漏电流. 其暗电流约 10^{-10} A, 开关比约 10^3 , 在栅极电压 $V_g=0$, 漏源电压 $V_{ds}=-60$ V条件下, 其偏振度约为10; 上升和下降时间分别为2.6和6.2 ms, 在同类型光电探测器中有着极高的响应速度. 然而, 该器件的响应度和量子效率(0.1%)较低, 这可能源于1-氮杂螺烯较低的载流子迁移率(1×10^{-4} cm² V⁻¹ s⁻¹). 其后, 更多基于手性有机半导体的光电探测器被陆续提出. 2017年, Shang等人^[36]利用高载流子迁移率的花二酰亚胺, 自组装形成的手性纳米线单晶, 在可见波段实现了高响应度的手性光探测器. 暗场环境下, 左(右)手纳米线单晶载流子迁移率高达 $0.058(0.053)$ cm² V⁻¹ s⁻¹, 器件响应度最高可达 334 A W⁻¹. 然而, 手性纳米线圆二色性最高仅 ~ 60 mdeg (波长460 nm), 手性光场分辨能力较低. 2019年, Schulz等人^[37]用嵌入在富勒烯受体中的手性小分子方酸, 用体异质结结构, 实现了在绿光波段0偏压工作的手性光场探测器. 左旋方酸单位长度圆二色性约 -19 mdeg/nm, 器件外量子效率最高达到 $\sim 50\%$, 同样的, 其失对称度仅0.1, 同样面临圆偏振分辨能力较差的问题. 此后, 基于聚3-烷基噻吩/1-1'联萘^[38]、双花二酰亚胺杂环烯^[39]等材料的有机半导体手性光场探测器被相继提出, 均难以兼顾光电响应能力和手性分辨能力. 有机-无机混合钙钛矿材料为此问题提供了新的解决方案.

钙钛矿指具有 ABX_3 分子式和形如图2(c)所示结构的一系列化合物的总称^[40]. 该类化合物中, A^+ 阳离子有着广泛的选择自由度, B^{2+} 通常为 Pb^{2+} 一族的二价阳离子, X 通常为卤素. 使用手性有机分子基团占据 A 位, 可为钙钛矿材料提供手性选择的光吸收. 同时, BX_3 无机材料框架使其具有相对较高的载流子迁移率, 二者结合, 为实现高响应度、高偏振度手性光场探测器提供了可能. 2019年, Chen等人^[41]首次利用以 α -苯乙胺

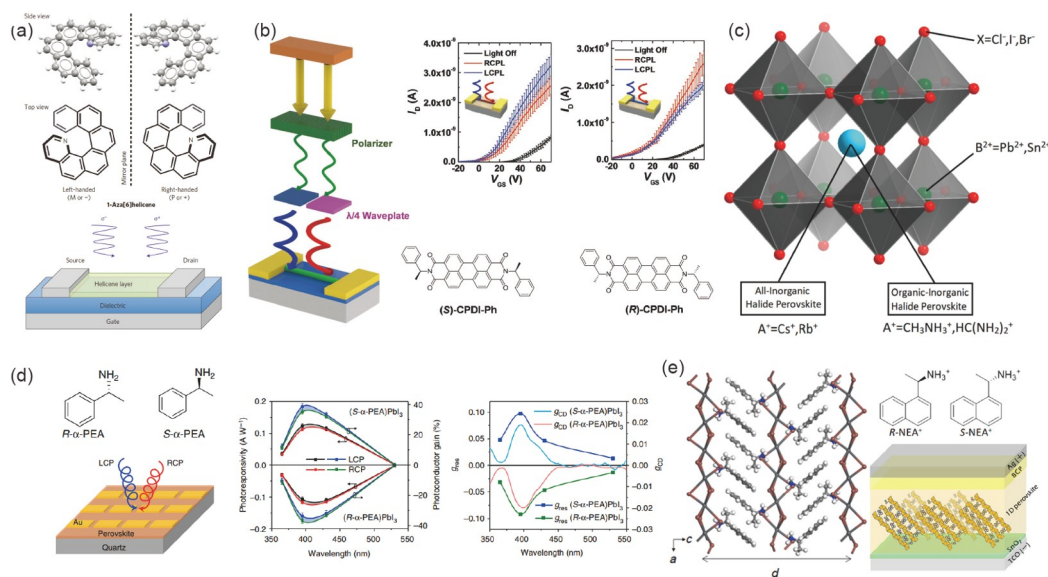


图 2 (网络版彩图) (a) 基于1-氮杂螺烯手性有机半导体的MOS型光电探测器^[30]. (b) 基于茈二酞亚胺纳米线的手性光电探测器及其在左右旋光照下的传输特性曲线^[36]. (c) 典型钙钛矿结构^[40]. (d) 基于钙钛矿 $(\alpha\text{-PEA})\text{PbI}_3$ 的手性光场探测器及其响应度和偏振度随波长变化曲线^[41]. (e) 基于 $(\text{NEA})\text{PbI}_3$ 的手性光场探测器^[42]

Figure 2 (Color online) (a) MOS photodetectors based on organic semiconductor 1-aza[6]helicene [30]; (b) photodetectors based on N,N' -bis-(1'-phenylethyl)perylene-3,4,9,10-tetracarboxydiimide and its transfer characteristic curve [36]; (c) typical perovskite structure [40]; (d) photodetectors based on perovskite $(\alpha\text{-PEA})\text{PbI}_3$ and their responsivity, polarization versus wavelength [41]; (e) circularly polarized light photodetectors based on $(\text{NEA})\text{PbI}_3$ [42].

$(\alpha\text{-PEA})$ 为核心的钙钛矿晶体 $(\alpha\text{-PEA})\text{PbI}_3$ 设计了手性光场探测器。 $(\alpha\text{-PEA})\text{PbI}_3$ 在工作波长395 nm附近,圆二色性极大值达到~200 mdeg. 该器件是MOSFET结构,基于光电导效应工作,最大失对称度达到0.1. $V_d=20$ V偏压,非偏振光测量下,该器件最大响应度为797 mA/W, -3 dB带宽150 Hz. 2020年, Ishii等人^[42]以1-萘基乙胺(NEA^+)作为阳离子,成功制备了一维螺旋钙钛矿单晶 $(\text{NEA})\text{PbI}_3$,在工作波长395 nm处获得~3000 mdeg的极大CD值. 该器件较好地兼顾了偏振度与响应度,右旋材料($\text{R-NEA})\text{PbI}_3$ 制备的器件在工作波长395 nm处有0.28 A/W的响应度和高达25.4的偏振度(失对称度1.85),外量子效率可达87.5%. 2021年, Peng等人^[43]基于以1-(4-溴苯基)乙基胺为核心的二维钙钛矿薄膜,探索了可同时在近红外(800 nm)和可见(520 nm)波段工作的双模钙钛矿手性光场探测器,器件在520和800 nm处分别实现了0.13和0.1的失对称度. 各器件参数总结详见表1. 随着钙钛矿材料的发展,基于有机-无机混合钙钛矿的手性光场探测器近年来受到广泛研究^[29,44,45],性能参数还在不断优化和提升.

4 基于微纳光学结构的手性光电探测器

由于表面等离激元共振,金属微纳结构具有独特的光学性质,广泛应用于生物传感、靶向治疗、材料表征、结构色、非线性光学等多个领域. 利用金属表面等离激元天线的巨大手性响应,可实现具有高响应度、大偏振度、强鲁棒性的手性光场探测器.

2015年, Li等人^[46]将之字形手性银纳米结构与硅结合,在通信波段(1340 nm)实现了具有高偏振度的光场手性直接探测器. 器件结构如图3(a)所示,器件顶端,银电极与Si构成欧姆接触;器件底端为手性银微纳米结构,对不同手性光场有着不同的吸收率. 在银微纳米天线与硅半导体之间是薄层钛,形成肖特基结. 银纳米结构吸收不同手性的光场产生表面等离激元,其弛豫产生热载流子,通过肖特基结实现载流子分离,在无外界偏压下有着最高2.2 mA/W的响应度(量子效率约0.2%). 由于表面等离激元谐振,银微纳米结构有着巨大的手性,1340 nm处器件 ΔA 可达0.72 (换算为椭圆度约23746 mdeg), 0偏压光电响应的偏振度可达3.4. 类似的, Kim等人^[47]在ITO电极上涂覆了手性金纳米颗

表 1 圆偏振光直接探测器^{a)}Table 1 Comparison of circularly polarized light photodetector parameters^{a)}

机理	测试波长 (nm)	圆二色性	响应度	偏振比	偏压 (V)	EQE	参考文献
手性有机半导体	365	~125 mdeg	~2.5 $\mu\text{A W}^{-1} \text{cm}^2$	~10	-60	0.1%	[30]
手性有机半导体	460	~60 mdeg	334 A W^{-1}	低	70	$8.81 \times 10^{-4}\%$	[36]
手性有机半导体	545	-19 mdeg/nm	-	1.1	0	50%	[37]
手性有机半导体	375	~200 mdeg	~0.48 $\mu\text{A W}^{-1} \text{cm}^2$	1.1	5	-	[38]
手性钙钛矿	395	~200 mdeg	797 m W^{-1}	1.1	20	-	[41]
手性钙钛矿	510	~15 mdeg	1.4 A W^{-1}	1.27	5	-	[45]
手性钙钛矿	405	~100 mdeg	15.7 A W^{-1}	1.16	2.8	-	[29]
手性钙钛矿	395	3000 mdeg	0.28 A W^{-1}	25.4	-0.5	87.5%	[42]
手性材料-金颗粒	808	~300 mdeg	~1 $\mu\text{A W}^{-1} \text{cm}^2$	2.41	0	-	[57]
手性银超表面	1340	23747 mdeg	2.2 mA W^{-1}	3.4	0	~0.2%	[46]
手性金颗粒	808	~600 mdeg	0.24 A W^{-1}	1.76	0	30.9%	[47]
手性金超表面	790	~9895 mdeg	2.46 mA W^{-1}	1.47	1.5	-	[31]
手性金超表面	5300	~9895 mdeg	3.6 V W^{-1}	-37&-1	0	-	[56]
非手性结构	4000	-	392 V W^{-1}	-1	0	-	[59]
非手性结构	7900	-	43 mV W^{-1}	-1	0	-	[58]

a) 部分参数并未直接在引文中出现, 为根据引文内容估算所得.

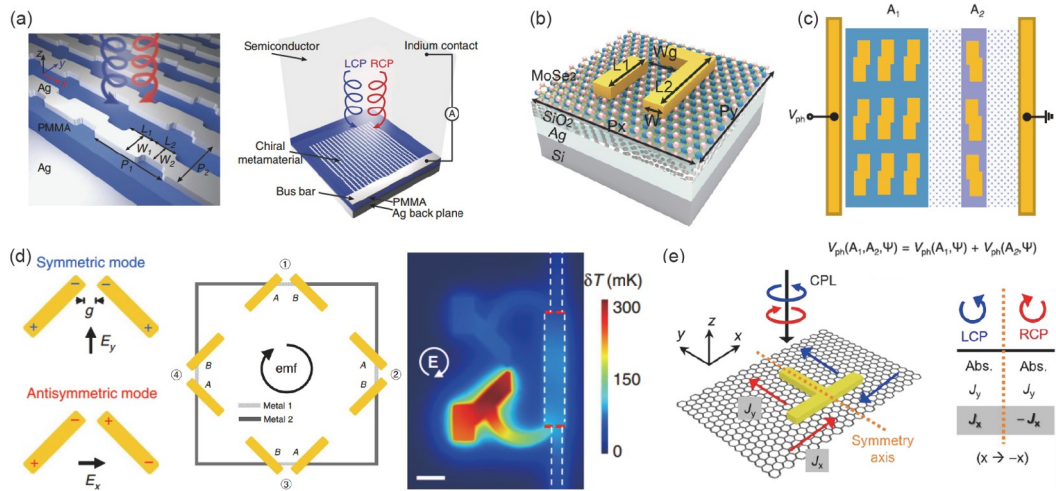


图 3 (网络版彩图) (a) 基于手性银纳米线和热载流子注入机理的手性光场探测器^[46]. (b) 基于n型金纳米结构的手性光场探测器^[31]. (c) 双极结构圆偏振光探测器示意图^[56]. (d) 利用不同手性光激发的等离激元模式不同, 基于热释电效应, 可实现手性光场探测. 展示了器件机理、结构与仿真^[58]. (e) 石墨烯表面单个金属纳米结构周围, 会因热电效应产生局域电流; 激发光手性不同, 光电流方向不同^[59].

Figure 3 (Color online) (a) Circularly polarized light photodetector based on chiral silver nanowires and hot carrier injection mechanism [46]; (b) circularly polarized light photodetector based on n-type gold nanostructure [31]; (c) schematic diagram of a bipolar structure circularly polarized light detector [56]; (d) the plasmon modes excited by different chiral lights are different. Based on that, chiral optical field detection can be realized. Device mechanism, structure and simulation results are shown [58]. (e) Local currents are generated around the metal nanostructures on the graphene. The direction of the current changes with the chirality of excitation light [59].

粒, 在此基础上合成钙钛矿作为半导体, 利用材料界面处的内建电场进行载流子分离, 实现了 0.24 A W^{-1} 的

响应度和1.76的偏振比.

二维材料因其超薄的单层结构和独特的光学性

质, 在光电探测器领域受到广泛关注^[48,49]. 等离子激元超表面与二维材料光电探测器结合, 可实现响应度增强^[50,51]、波段调节^[52]、线偏振选择^[53,54]等. 同理, 二维材料与等离子激元手性超表面结合, 可实现圆偏振敏感的光电探测器. 2020年, Jiang等人^[31]在单层MoSe₂上加工n型手性金纳米结构, 在工作波长790 nm实现了手性光场探测器. n型结构对不同手性入射光的近场增强不同, 使得MoSe₂吸光度不同, 产生手性响应. 器件利用光电效应产生光电流, 在1.5 V偏压下, 右旋结构器件的响应度为2.46 mA/W, 偏振度为1.47. 同年, Li等人^[55]利用四个不同取向n型结构, 基于低掺杂Si半导体, 以石墨烯为顶电极, 实现了全斯托克斯参数的单片器件直接测量. 2022年, Dai等人^[56]基于光热电效应, 利用Z字型金纳米结构, 在石墨烯、黑磷、PdSe₂上实现了圆偏振光直接探测, 其中, PdSe₂响应度最高, 为3.6 V W⁻¹, 响应时间76 μs.

在上述圆偏振光直接探测方法中, 器件对非圆偏振光的响应强度通常介于左旋光和右旋光之间, 给高精度手性光场探测带来了阻碍. 为消除器件对线偏振光和非偏振光的响应, Dai等人^[56]提出了“双极探测”的方法. 如图3(c)所示, 热电材料两侧分别加工了手性不同的金纳米结构. 左旋/右旋金纳米结构分别对左旋光/右旋光有更强吸收. 在圆偏振光照射下, 一侧电极处吸收较强, 温升较高, 形成温度梯度, 在光热电效应作用下, 产生光电流. 通过调节两侧手性结构覆盖的面积比, 可调节两电极温升, 进而调控光电流对光场偏振的依赖关系. 当两种不同手性超表面面积相同时, 器件在左/右旋光下激发的光电流大小相等, 方向相反. 通过该方法, 理论上可使器件偏振比在-1至-∞ (或1至∞)之间变化, 受限于加工, 他们在实验中实现了-37和-1的偏振比.

此外, 利用非手性金属超表面, 同样可从线偏振或非偏振光中提取手性光场信息. 不同于前述方法中, 利用手性材料^[57]、结构对圆偏振光的吸收差异; 该方法利用非手性结构在圆偏振光场下的局域模式不同, 通过光热电效应将场分布差异转化为可探测的光电流. Lu等人^[58]在2016年实现了中红外波段手性光场探测器, 探测器响应正比于右旋光强(I_{RCP})与左旋光强(I_{LCP})的差, 即斯托克斯S3参数, 器件结构如图3(d)所示. 在线偏振光下, 金纳米双棒会产生对称或反对称两种谐振模式; 通过设计谐振峰位置与入射光频率之间的失

谐量, 可使圆偏振光入射时, 对称和反对称模式的相位差为0或 π , 两种模式相干, 使得左旋光或右旋光入射时, 仅一侧的局域光场强, 温升更高, 如仿真图所示. 将相同的四个结构以不同取向环绕一周, 测量得到的电流信号中, 线偏振信号相互抵消, 仅圆偏振光可激发产生光电流. 在7.9 μm处测量得到最大响应度43 mV W⁻¹, 偏振比约为-1, 消光比(定义为线偏振光响应与圆偏振光响应的比)约1/10. 应用类似的思路, 2022年, Wei等人^[59]利用“T”字型非手性金纳米结构, 在中红外4 μm波段实现了高消光比、高响应度、高失偏振度、高响应速度的手性光场探测器. 如图3(e)所示, “T”字形结构具有单个对称平面, 其标量响应如吸光度不具备手性差异, 但在不同手性光场激发下, 其近场分布存在不同. 将“T”字型金纳米结构置于石墨烯表面, 基于光热电效应, 随激发场手性不同, 在x方向上产生方向不同的光电流, 实现手性分辨的光电流响应, 偏振比-1, 失偏振度接近∞. 进一步, 将探测器结构设计为环形或L型, 可使不同T型结构单元对线偏振光的响应相互抵消, 消光比分别达到84和33. 此外, 通过将石墨烯加工成带状, 抑制石墨烯薄膜中部分闭合电流, 在0偏压(180 V栅极电压)下实现了98 V W⁻¹的极高响应度, 噪声等效功率0.67 nW Hz^{-1/2}, 上升时间和下降时间分别达到886和902 ns. 该器件具有极高圆偏振光分辨能力, 性能参数可与商用中红外探测器媲美.

5 基于新机理的手性光场探测器

基于非常规的光电响应机理, 如圆偏振光电效应(Circular Photogalvanic Effect, CPGE)^[32,60]、自旋光电效应(Spin Photogalvanic Effect)^[61]、光子牵引效应(Photon Drag Effect, PDE)^[34,35]、轨道光电效应(Orbital Photogalvanic Effect)^[62,63]等, 可传递光场强度以外的信息, 如自旋、动量、轨道角动量等, 从而实现对手性光场的直接探测.

在旋磁性介质中, 产生的光电流方向与入射光子自旋相关, 该效应被称作圆偏振光电效应(CPGE)^[64,65]. CPGE可由一个简洁的唯象模型计算

$$\mathbf{j} = \gamma \mathbf{e} E^2 P_{\text{light}}, \quad (1)$$

式中, $\mathbf{j}$ 为光电流, $\mathbf{e}$ 为光场传播方向的单位矢量, γ 为二阶张量, E 为电场强度, P_{light} 为光场的螺旋度(表征光子

自旋), 对于左旋光和右旋光, P_{light} 分别取 ± 1 . 该式表明, CPGE产生的光电流正比于光场强度和光子的自旋. 在旋磁介质, 例如GaAs/AlGaAs多量子阱中^[65], γ 存在面内非零项, 对于斜入射光, 可产生非零的面内光电流, $\mathbf{j}$ 随入射圆偏振光手性改变, 该电流方向会反向, 即CPGE光电流.

2001年, Ganichev等人^[60]提出, 在闪锌矿结构材料构成的量子阱/异质结中存在CPGE, 并给出了微观模型解释. 在GaAs/AlGaAs量子阱和类似结构中, 由于非对称势场中的自旋-轨道相互作用, 体系哈密顿量存在与电子波矢 $\mathbf{k}$ 成正比的项, 使不同自旋的能带发生退简并

$$H^{(1)} = \beta_{lm} \sigma_l k_m, \quad (2)$$

式中, σ_l 为自旋泡利矩阵, β_{lm} 为对称性与 γ 一致的二阶张量, k_m 为电子波矢. 考虑二能级模型, 仅价带电子发生退简并, 能带结构如图4(a)所示, 在角动量守恒和能量守恒的限制下, 左旋光激发下, 在两个可能的波矢位置 k^+ 和 k^- 处可发生直接跃迁, k^+ 和 k^- 不对称地分布在两侧, 使跃迁至导带的电子产生沿x方向的净光电流. 此外, Ganichev等人^[60]同样提出了带内跃迁情况下的CPGE模型.

除旋磁材料外, 在其他介质材料中, 只要产生形式类似公式(2)所示的哈密顿量, 均可产生CPGE光电流. 2015年, Dhara等人^[32]在硅纳米线中实现了CPGE. 其结构如图4(b)所示, 硅纳米线沿(111)方向生长, 终止于(110)晶面, Z字型原子链沿(110)方向延伸. 在硅纳米线与电极的交界位置, Si-Au间的肖特基接触产生了沿(111)方向的内建电场. 肖特基电场可视作微扰, 使原本正交的电子p轨道发生混合, 产生了与 k_m 成正比的哈密顿量微扰项, 进而实现非旋磁介质中的圆偏振光电效应. 类似的, 利用轨道-能谷间的相互作用, 2011年, Karch等人^[66]在(111)取向生长的Si MOSFET结构中实现了圆偏振光电效应. 即使电子在自旋退简并形成子能带中均匀分布, 由于电子自旋弛豫与 k 相关, 具有本征的非对称性, 同样可形成自旋敏感的光电流, 被称作自旋光电效应^[61]. 如图4(c)所示, 价带中电子在自旋不同的两个子带中均匀分布. 在声子作用下, 存在图中箭头所示的四种可能的电子自旋弛豫通道. 电子自旋弛豫速率与电子初末态的波矢差有关, 因此, 图中虚线

所示两种电子自旋弛豫产生的光电流无法相互抵消, 产生净光电流. 当激发光自旋不同, $|1/2\rangle$ 带和 $|-1/2\rangle$ 带上电子数目不同, 光电流方向不同. Ganichev等人^[61]使光场垂直入射GaAs/AlGaAs量子阱中以避免CPGE的影响, 通过外加磁场使光场自旋具有面内分量, 成功验证了自旋光电效应.

近年来, 随着拓扑电子学研究的兴起, 拓扑非平凡材料中的圆偏振光电流效应也受到了广泛关注^[33]. 理论研究证明, 拓扑绝缘体中的圆偏振响应光电流受贝里曲率(Berry Curvature)影响^[67-69], 是一种拓扑相关非线性光学效应. Hosur^[69]给出了一个高频光场入射时较直观的物理模型, 如图4(d)所示. 在拓扑绝缘体边界处, 存在自旋锁定的边界态. 两自旋锁定边界态构成狄拉克锥, 在狄拉克锥附近线性色散区域, 电子仅存在面内自旋分量. 对于远离狄拉克锥的电子, 其自旋矢量存在面外分量, 即贝里曲率不为零. 对于垂直入射光, 光子自旋角动量垂直入射平面, 仅能与远离狄拉克锥的电子发生作用. 由于拓扑边界态的自旋锁定性质, 在角动量守恒的限制下, k 空间一侧的电子激发几率更大, 使得导带中的电子动量非对称分布, 产生了光电流; 光场自旋角动量反向时, 光电流随之反向, 具有圆偏振光敏感特性. McIver等人^[70]于2012年首次观察到了拓扑绝缘体边界态产生的圆偏振光电效应. 如图4(e)和(f)所示, 倾斜入射的圆偏振光与具有相同或相反自旋方向的电子相互作用, 发生带间跃迁至体态, 边界态中电子分布不再对称, 未激发电子产生了自旋锁定的光电流. 该光电流方向垂直于电子自旋角动量方向, 因而对光场入射方位角具有敏感性. 基于此, 该工作证实了其测量得到的光电流以拓扑边界态诱发的圆偏振光电效应为主导. 其后, Okada等人^[71]通过调节费米面位置, 实现了对拓扑绝缘体中圆偏振敏感光电流的调节, 说明了圆偏振光电效应的拓扑来源.

Weyl半金属中, 同样存在圆偏振敏感的光电响应机理. Weyl半金属即拥有Weyl角能带结构的拓扑材料. Weyl角类似三维的狄拉克锥, 是一个贝里曲率的单极子, 通常成对出现. 根据Weyl角是否倾斜, Weyl半金属可分为I类和II类两种^[72,73]. 2017年, Chan等人^[74]理论预测Weyl角倾斜情况下(Type II Weyl半金属)存在圆偏振敏感光电效应. 如图4(g)所示, 对比了狄拉克半金属, I类外尔半金属和II类外尔半金属发生带间跃迁时的情况. 由于构成外尔角的能带具有相反的自旋, 使

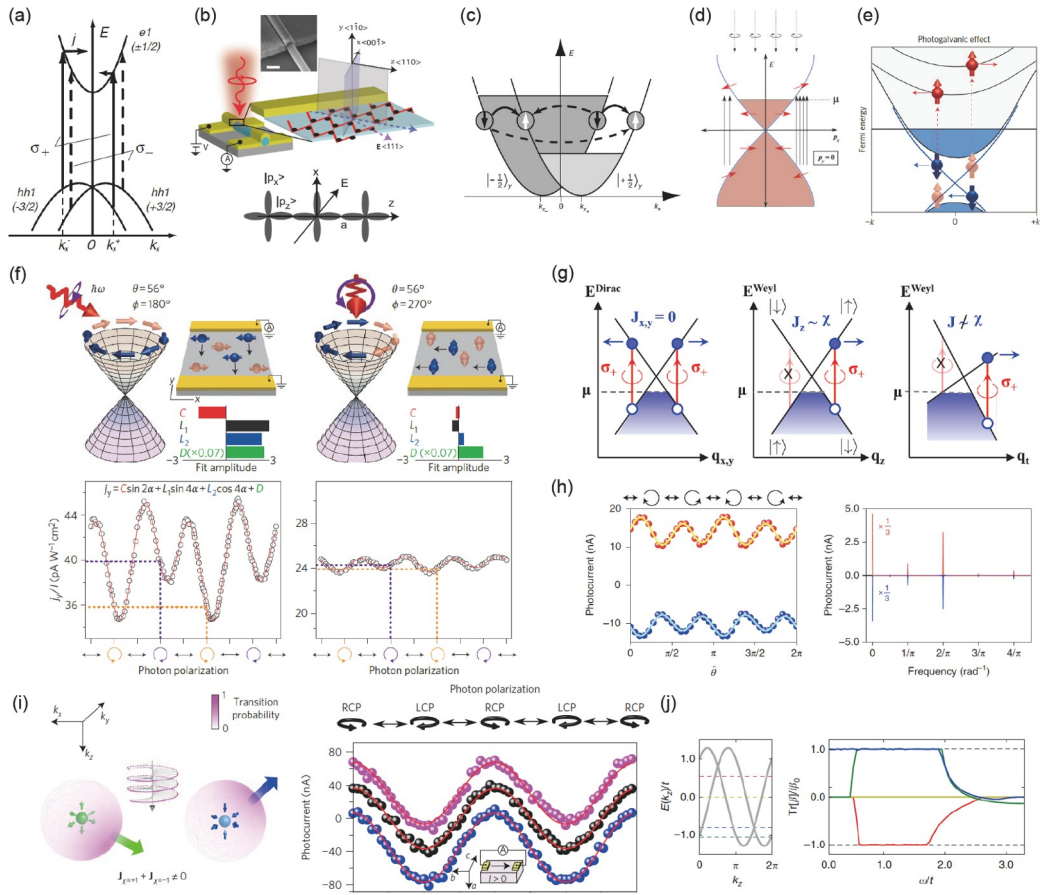


图 4 (网络版彩图) (a) 价带电子自旋能带的退简并产生圆偏振光电效应^[60]. (b) 硅纳米线-金电极的交界处, 肖特基电场使p电子轨道混合, 产生正比于 k 的哈密顿量^[32]. (c) 自旋光电效应机理^[61]. (d) 拓扑绝缘体中, 圆偏振敏感光电流的性质^[69]. (e) 拓扑绝缘体边界上手性敏感光电流的产生机理^[70]. (f) 实验测量拓扑绝缘体边界的手性敏感光电流^[70]. (g) II类Weyl半金属中手性敏感光电流的产生机理^[74]. (h) 实验测量II类Weyl半金属中的手性敏感光电流^[75]. (i) 利用(g)机理实现对Weyl费米子的手性测量^[76]. (j) Weyl半金属中的量子圆偏振光电流效应^[77]

Figure 4 (Color online) (a) CPGE generated by the degenerated bands of electron spin [60]; (b) at the junction of silicon nanowires and gold electrodes, the Schottky electric field mixes the p-electron orbitals, resulting in a Hamiltonian perturbation proportional to k [32]; (c) mechanism of the spin photogalvanic effect [61]; (d) properties of circular polarization-sensitive photocurrents in topological insulators [69]; (e) the mechanism of chiral-sensitive photocurrent at the boundary of topological insulator [70]; (f) experimental measurements of chiral-sensitive photocurrents at the boundaries of topological insulators [70]; (g) the mechanism of chirality-sensitive photocurrent in type II Weyl semimetals [74]; (h) experimental measurement of chiral-sensitive photocurrents in class II Weyl semimetals [75]; (i) measurement of Weyl fermion chirality based on mechanism shown in (g) [76]; (j) quantized circular photogalvanic effect in Weyl semimetals [77].

用圆偏光激发时, 对于图示右手外尔角, 右(左)旋光仅在 $+k$ ($-k$)位置存在跃迁通道, 使得导带电子不均匀分布; 对于左手外尔角, 情况相反. I类外尔半金属中, 成对出现的手性相反的外尔角产生的光电流相互抵消, 总体无光电流出现, 而II类外尔半金属中, 两外尔角产生的光电流无法完全抵消, 出现手性敏感的光电流(图4(h)^[75]). 基于此, Ma等人^[76]实现了对外尔费米子手性的光探测, 如图4(i)所示. 此外, 在两外尔角能量不同的外尔半金属中, de Juan等人^[77]理论预测了仅取决于外

尔角拓扑荷数和基本物理常数的量子化圆偏振光电效应, 如图4(j)所示; 此外, 外尔半金属中的空间色散圆偏振光电效应^[78]也被报道.

光子牵引效应(Photon Drag Effect, PDE)是光子将自身动量或角动量传递给电子, 产生光电流的现象, 也可产生圆偏振分辨的光电流. 2009年, Hatano等人^[34]在金属膜中发现光子牵引效应产生的垂直于入射面的光生电动势, 该光生电动势随圆偏振光手性变化发生反向. 其后, 半导体碲中圆偏振敏感的光子牵引效应也

被发现并给出微观模型解释^[35].

圆偏振光电效应、自旋光电效应、拓扑能带产生的手性分辨光电效应、光子牵引效应等^[57]非常规的光电响应机理均可产生手性敏感的光电流. 然而, 这些机理或对材料有着严格的限制, 或涉及高阶光电导张量, 响应度极低, 且难以从其他机理产生的光电流中分离. 目前, 该研究方向主要是对光与物质相互作用和材料性质的前沿探索.

6 总结

综上, 我们依据直接光场手性光电探测器的工作机理分类, 从基于手性物质材料、微纳光学结构和光电流新机理三个方面概述该领域的研究进展. 基于手性物质材料的圆偏振光探测器, 目前主要研究手性钙钛矿材料. 然而, 基于物质材料手性吸收差异的光电探测机理难以产生较大的偏振比, 同时大多无法在 0 偏压下工作. 基于微纳光学结构的手性光电探测器, 可拥有较好的偏振比和较强的响应度, 并可实现从非偏振/线偏振光中提取圆偏振信号的强大功能. 然而其复杂的工艺制造流程一定程度上限制了器件实用化. 基于新机理的圆偏振光直接探测, 目前还处于对光与物质相互作用和材料性质的前沿探索阶段, 距离器件应用仍有较长距离. 如何进一步提高器件的偏振比和

响应度, 发展高性能手性光片上检测技术, 或许可从以下几方面着手.

(1) 寻找兼具载流子迁移率高、分子手性响应强的有机半导体材料. 目前基于材料手性的圆偏振光直接探测器件中, 高偏振比与高响应度难以兼得. 钙钛矿材料虽能部分解决这一困境, 但受限于材料的稳定性, 目前难以实用化. 探索发明新型有机半导体材料或将解决这一矛盾.

(2) 结合不同手性光探测机理, 实现器件性能更大的提升. 目前手性光直接探测器件, 大多仅仅利用手性材料、手性微纳结构或手性敏感的光电响应机理. 如果将多种机理相结合, 譬如将手性金属纳米结构与手性半导体材料相结合, 超表面结构与拓扑绝缘体材料结合^[33]等, 可能会进一步提高器件的偏振比与响应度.

(3) 发展基于手性纳米天线的光电探测器, 实现兼具宽波段响应、高响应度、高偏振比的手性光场光电探测器. 金属/介质超表面广泛应用于提高响应度^[50,79,80]、调控光电探测器工作波段等^[81,82], 将手性微纳结构与超表面设计相结合, 有望获得宽波段、高响应度的圆偏振光的直接探测.

为实现高偏振比、高响应度的手性光场探测器件, 仍有许多亟待研究的问题. 高效、小型化的手性光场直接光电探测器的实现, 将推动手性分子探测、量子光学芯片、自旋电子器件等领域的进一步发展.

参考文献

- Sherson J F, Krauter H, Olsson R K, et al. Quantum teleportation between light and matter. *Nature*, 2006, 443: 557–560
- Kim J H, Aghaeimeibodi S, Carolan J, et al. Hybrid integration methods for on-chip quantum photonics. *Optica*, 2020, 7: 291
- Kim Y H, Zhai Y, Lu H, et al. Chiral-induced spin selectivity enables a room-temperature spin light-emitting diode. *Science*, 2021, 371: 1129–1133
- Zhu H J, Ramsteiner M, Kostial H, et al. Room-temperature spin injection from Fe into GaAs. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 016601
- Hirohata A, Takanashi K. Future perspectives for spintronic devices. *J Phys D-Appl Phys*, 2014, 47: 193001
- Wen T, Zhang W, Liu S, et al. Steering valley-polarized emission of monolayer MoS₂ sandwiched in plasmonic antennas. *Sci Adv*, 2020, 6: eao0019
- Stachelek P, MacKenzie L, Parker D, et al. Circularly polarised luminescence laser scanning confocal microscopy to study live cell chiral molecular interactions. *Nat Commun*, 2022, 13: 553
- Lu J, Xue Y, Bernardino K, et al. Enhanced optical asymmetry in supramolecular chiropalmonic assemblies with long-range order. *Science*, 2021, 371: 1368–1374
- Greenfield N J. Using circular dichroism spectra to estimate protein secondary structure. *Nat Protoc*, 2006, 1: 2876–2890
- Bedini E. The use of hyperspectral remote sensing for mineral exploration: A review. *Jour Hyp Rem Sen*, 2017, 7: 189–211
- Tyo J S, Goldstein D L, Chenault D B, et al. Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications. *Appl Opt*, 2006, 45: 5453
- Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 047601

- 13 Farshchi R, Ramsteiner M, Herfort J, et al. Optical communication of spin information between light emitting diodes. *Appl Phys Lett*, 2011, 98: 162508
- 14 Mak K F, He K, Shan J, et al. Control of valley polarization in monolayer MoS₂ by optical helicity. *Nat Nanotech*, 2012, 7: 494–498
- 15 Zeng H, Dai J, Yao W, et al. Valley polarization in MoS₂ monolayers by optical pumping. *Nat Nanotech*, 2012, 7: 490–493
- 16 Vargesson N. Thalidomide-induced teratogenesis: History and mechanisms. *Birth Defect Res C*, 2015, 105: 140–156
- 17 Warning L A, Miandashti A R, McCarthy L A, et al. Nanophotonic approaches for chirality sensing. *ACS Nano*, 2021, 15: 15538–15566
- 18 Afshinmanesh F, White J S, Cai W, et al. Measurement of the polarization state of light using an integrated plasmonic polarimeter. *Nanophotonics*, 2012, 1: 125–129
- 19 Kuzyk A, Schreiber R, Fan Z, et al. DNA-based self-assembly of chiral plasmonic nanostructures with tailored optical response. *Nature*, 2012, 483: 311–314
- 20 Gansel J K, Thiel M, Rill M S, et al. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer. *Science*, 2009, 325: 1513–1515
- 21 Chen S, Liu Z, Du H, et al. Electromechanically reconfigurable optical nano-kirigami. *Nat Commun*, 2021, 12: 1299
- 22 Liu Z, Du H, Li J, et al. Nano-kirigami with giant optical chirality. *Sci Adv*, 2018, 4: eaat4436
- 23 Zhao Y, Belkin M A, Alù A. Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers. *Nat Commun*, 2012, 3: 870
- 24 Zhao Y, Askarpour A N, Sun L, et al. Chirality detection of enantiomers using twisted optical metamaterials. *Nat Commun*, 2017, 8: 14180
- 25 Zhu A Y, Chen W T, Zaidi A, et al. Giant intrinsic chiro-optical activity in planar dielectric nanostructures. *Light Sci Appl*, 2018, 7: 17158
- 26 Long G, Adamo G, Tian J, et al. Perovskite metasurfaces with large superstructural chirality. *Nat Commun*, 2022, 13: 1551
- 27 Decker M, Klein M W, Wegener M, et al. Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials. *Opt Lett*, 2007, 32: 856
- 28 Basiri A, Chen X, Bai J, et al. Nature-inspired chiral metasurfaces for circular polarization detection and full-Stokes polarimetric measurements. *Light Sci Appl*, 2019, 8: 78
- 29 Liu T, Shi W, Tang W, et al. High responsivity circular polarized light detectors based on quasi two-dimensional chiral perovskite films. *ACS Nano*, 2022, 16: 2682–2689
- 30 Yang Y, da Costa R C, Fuchter M J, et al. Circularly polarized light detection by a chiral organic semiconductor transistor. *Nat Photon*, 2013, 7: 634–638
- 31 Jiang Q, Du B, Jiang M, et al. Ultrathin circular polarimeter based on chiral plasmonic metasurface and monolayer MoSe₂. *Nanoscale*, 2020, 12: 5906–5913
- 32 Dhara S, Mele E J, Agarwal R. Voltage-tunable circular photogalvanic effect in silicon nanowires. *Science*, 2015, 349: 726–729
- 33 Sun X, Adamo G, Eginligil M, et al. Topological insulator metamaterial with giant circular photogalvanic effect. *Sci Adv*, 2021, 7: eabe5748
- 34 Hatano T, Ishihara T, Tikhodeev S G, et al. Transverse photovoltage induced by circularly polarized light. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 103906
- 35 Shalugin V A, Moldavskaya M D, Danilov S N, et al. Circular photon drag effect in bulk tellurium. *Phys Rev B*, 2016, 93: 045207
- 36 Shang X, Song I, Ohtsu H, et al. Supramolecular nanostructures of chiral perylene diimides with amplified chirality for high-performance chiroptical sensing. *Adv Mater*, 2017, 29: 1605828
- 37 Schulz M, Balzer F, Scheunemann D, et al. Chiral excitonic organic photodiodes for direct detection of circular polarized light. *Adv Funct Mater*, 2019, 29: 1900684
- 38 Kim N Y, Kyhm J, Han H, et al. Chiroptical-conjugated polymer/Chiral small molecule hybrid thin films for circularly polarized light-detecting heterojunction devices. *Adv Funct Mater*, 2019, 29: 1808668
- 39 Lee S H, Singh D P, Sung J H, et al. Highly photoresponsive and wavelength-selective circularly-polarized-light detector based on metal-oxides hetero-chiral thin film. *Sci Rep*, 2016, 6: 19580
- 40 Dai T, Cao Q, Yang L, et al. Strategies for high-performance large-area perovskite solar cells toward commercialization. *Crystals*, 2021, 11: 295
- 41 Chen C, Gao L, Gao W, et al. Circularly polarized light detection using chiral hybrid perovskite. *Nat Commun*, 2019, 10: 1927
- 42 Ishii A, Miyasaka T. Direct detection of circular polarized light in helical 1D perovskite-based photodiode. *Sci Adv*, 2020, 6: eabd3274
- 43 Peng Y, Liu X, Li L, et al. Realization of vis-NIR dual-modal circularly polarized light detection in chiral perovskite bulk crystals. *J Am Chem Soc*, 2021, 143: 14077–14082
- 44 Wang L, Xue Y, Cui M, et al. A chiral reduced-dimension perovskite for an efficient flexible circularly polarized light photodetector. *Angew Chem*, 2020, 132: 6504–6512
- 45 Liu Z, Zhang C, Liu X, et al. Chiral hybrid perovskite single-crystal nanowire arrays for high-performance circularly polarized light detection.

- [Adv Sci](#), 2021, 8: 2102065
- 46 Li W, Coppens Z J, Besteiro L V, et al. Circularly polarized light detection with hot electrons in chiral plasmonic metamaterials. [Nat Commun](#), 2015, 6: 8379
- 47 Kim H, Kim R M, Namgung S D, et al. Ultrasensitive near-infrared circularly polarized light detection using 3D perovskite embedded with chiral plasmonic nanoparticles. [Adv Sci](#), 2022, 9: 2104598
- 48 Long M, Wang P, Fang H, et al. Progress, challenges, and opportunities for 2D material based photodetectors. [Adv Funct Mater](#), 2019, 29: 1803807
- 49 Tao L, Chen Z, Li Z, et al. Enhancing light-matter interaction in 2D materials by optical micro/nano architectures for high-performance optoelectronic devices. [InfoMat](#), 2021, 3: 36–60
- 50 Wang D, Allcca A E L, Chung T F, et al. Enhancing the graphene photocurrent using surface plasmons and a p-n junction. [Light Sci Appl](#), 2020, 9: 126
- 51 Lan H Y, Hsieh Y H, Chiao Z Y, et al. Gate-tunable plasmon-enhanced photodetection in a monolayer MoS₂ phototransistor with ultrahigh photoresponsivity. [Nano Lett](#), 2021, 21: 3083–3091
- 52 Dai M, Chen H, Feng R, et al. A dual-band multilayer in-se self-powered photodetector with high performance induced by surface plasmon resonance and asymmetric schottky junction. [ACS Nano](#), 2018, 12: 8739–8747
- 53 Tong L, Huang X, Wang P, et al. Stable mid-infrared polarization imaging based on quasi-2D tellurium at room temperature. [Nat Commun](#), 2020, 11: 2308
- 54 Wei J, Xu C, Dong B, et al. Mid-infrared semimetal polarization detectors with configurable polarity transition. [Nat Photon](#), 2021, 15: 614–621
- 55 Li L, Wang J, Kang L, et al. Monolithic full-stokes near-infrared polarimetry with chiral plasmonic metasurface integrated graphene-silicon photodetector. [ACS Nano](#), 2020, 14: 16634–16642
- 56 Dai M, Wang C, Qiang B, et al. On-chip mid-infrared photothermoelectric detectors for full-Stokes detection. [Nat Commun](#), 2022, 13: 4560
- 57 Cai J, Zhang W, Xu L, et al. Polarization-sensitive optoionic membranes from chiral plasmonic nanoparticles. [Nat Nanotechnol](#), 2022, 17: 408–416
- 58 Lu F, Lee J, Jiang A, et al. Thermopile detector of light ellipticity. [Nat Commun](#), 2016, 7: 12994
- 59 Wei J, Chen Y, Li Y, et al. Geometric filterless photodetectors for mid-infrared spin light. [Nat Photon](#), 2023, 17: 171–178
- 60 Ganichev S D, Ivchenko E L, Danilov S N, et al. Conversion of spin into directed electric current in quantum wells. [Phys Rev Lett](#), 2001, 86: 4358–4361
- 61 Ganichev S D, Ivchenko E L, Bel'kov V V, et al. Spin-galvanic effect. [Nature](#), 2002, 417: 153–156
- 62 Ji Z, Liu W, Krylyuk S, et al. Photocurrent detection of the orbital angular momentum of light. [Science](#), 2020, 368: 763–767
- 63 Lai J, Ma J, Fan Z, et al. Direct light orbital angular momentum detection in mid-infrared based on the type-II Weyl semimetal TaIrTe₄. [Adv Mater](#), 2022, 34: 2201229
- 64 Koopmans B, Santos P V, Cardona M. Optical activity in semiconductors: Stress and confinement effects. [Phys Stat Sol \(b\)](#), 1998, 205: 419–463
- 65 Ganichev S D, Ketterl H, Prettl W, et al. Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in *p*-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. [Appl Phys Lett](#), 2000, 77: 3146–3148
- 66 Karch J, Tarasenko S A, Ivchenko E L, et al. Photoexcitation of valley-orbit currents in (111)-oriented silicon metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. [Phys Rev B](#), 2011, 83: 121312
- 67 Moore J E, Orenstein J. Confinement-induced berry phase and helicity-dependent photocurrents. [Phys Rev Lett](#), 2010, 105: 026805
- 68 Sodemann I, Fu L. Quantum nonlinear Hall effect induced by Berry curvature dipole in time-reversal invariant materials. [Phys Rev Lett](#), 2015, 115: 216806
- 69 Hosur P. Circular photogalvanic effect on topological insulator surfaces: Berry-curvature-dependent response. [Phys Rev B](#), 2011, 83: 035309
- 70 McIver J W, Hsieh D, Steinberg H, et al. Control over topological insulator photocurrents with light polarization. [Nat Nanotech](#), 2012, 7: 96–100
- 71 Okada K N, Ogawa N, Yoshimi R, et al. Enhanced photogalvanic current in topological insulators via Fermi energy tuning. [Phys Rev B](#), 2016, 93: 081403
- 72 Soluyanov A A, Gresch D, Wang Z, et al. Type-II Weyl semimetals. [Nature](#), 2015, 527: 495–498
- 73 Lai J, Ma J, Liu Y, et al. Photocurrent response of type-II Dirac semimetal PtTe₂. [2D Mater](#), 2020, 7: 034003
- 74 Chan C K, Lindner N H, Refael G, et al. Photocurrents in Weyl semimetals. [Phys Rev B](#), 2017, 95: 041104

- 75 Ma J, Gu Q, Liu Y, et al. Nonlinear photoresponse of type-II Weyl semimetals. [Nat Mater](#), 2019, 18: 476–481
- 76 Ma Q, Xu S Y, Chan C K, et al. Direct optical detection of Weyl fermion chirality in a topological semimetal. [Nat Phys](#), 2017, 13: 842–847
- 77 de Juan F, Grushin A G, Morimoto T, et al. Quantized circular photogalvanic effect in Weyl semimetals. [Nat Commun](#), 2017, 8: 15995
- 78 Ji Z, Liu G, Addison Z, et al. Spatially dispersive circular photogalvanic effect in a Weyl semimetal. [Nat Mater](#), 2019, 18: 955–962
- 79 Fang Z, Liu Z, Wang Y, et al. Graphene-Antenna sandwich photodetector. [Nano Lett](#), 2012, 12: 3808–3813
- 80 Fang J, Wang D, DeVault C T, et al. Enhanced graphene photodetector with fractal metasurface. [Nano Lett](#), 2017, 17: 57–62
- 81 Xue Z, Fan Z, Liao X, et al. Metasurface enabled photothermoelectric photoresponse of semimetal Cd_3As_2 for broadband photodetection. [Nano Lett](#), 2022, 22: 8728–8734
- 82 Kalantari Osgouei A, Ghobadi A, Khalichi B, et al. Visible light metasurface for adaptive photodetection. [J Phys D-Appl Phys](#), 2022, 55: 475103

Circularly polarized light photodetector

ZHANG GuanYu, LÜ GuoWei^{*}, XUE ZhaoHang, LIN Hai & GONG QiHuang

Frontiers Science Center for Nano-Optoelectronics, Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China

The detection of circularly polarized light (CPL) is vital in a wide range of applications, such as drug screening, biosensing, imaging and quantum optics. However, traditional CPL detection methods use polarization devices to extract light chirality, which is difficult for system integration and miniaturization. This difficulty leads to the development of novel photodetectors that can directly respond to light chirality. Three main approaches are taken to achieve direct CPL detectors: material chirality, structural chirality and the nontrivial photodetection process, which can transfer spin information into the direction of the photocurrent. Here, we review the mechanisms and recent work of these three categories of direct CPL photodetectors.

chiral light, circularly polarized light, photodetector, chiral response

PACS: 42.79.Pw, 42.25.Ja, 85.60.-q, 33.55.Ad

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0443](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0443)