

光电工程

Opto-Electronic Engineering

中文核心期刊 中国科技核心期刊
Scopus CSCD

非互易热辐射研究综述

王雅婷, 王明军, 吴小虎, 刘皓佗, 吴必园

引用本文:

王雅婷, 王明军, 吴小虎, 等. 非互易热辐射研究综述[J]. 光电工程, 2024, 51(9): 240154.

Wang Y T, Wang M J, Wu X H, et al. Review of research on nonreciprocal thermal radiation[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(9): 240154.

<https://doi.org/10.12086/oe.2024.240154>

收稿日期: 2024-07-02; 修改日期: 2024-07-24; 录用日期: 2024-07-25

相关论文

电磁超表面对辐射波的调控与应用

朱潜, 田翰闹, 蒋卫祥

光电工程 2023, 50(9): 230115 doi: [10.12086/oe.2023.230115](https://doi.org/10.12086/oe.2023.230115)

片上光学近场的远场辐射调控

陈宜臻, 潘威康, 金相宇, 何琼, 周磊, 孙树林

光电工程 2023, 50(8): 230173 doi: [10.12086/oe.2023.230173](https://doi.org/10.12086/oe.2023.230173)

新型红外隐身结构材料研究综述

左建坤, 潘美妍, 段辉高, 贾红辉, 胡跃强

光电工程 2023, 50(5): 220218 doi: [10.12086/oe.2023.220218](https://doi.org/10.12086/oe.2023.220218)

TDICCD实时辐射校正系统设计与数据处理

宁永慧, 石俊霞, 刘春香

光电工程 2019, 46(12): 190112 doi: [10.12086/oe.2019.190112](https://doi.org/10.12086/oe.2019.190112)

更多相关论文见光电期刊集群网站 



<http://cn.ojournal.org/oe>



OE_Journal



Website



非互易热辐射研究综述

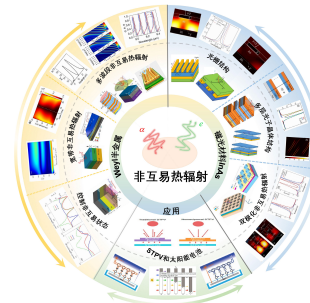
王雅婷¹, 王明军^{1,2*}, 吴小虎^{3*}, 刘皓佗⁴, 吴必园³

¹西安理工大学, 陕西 西安 710048;

²无线光通信与网络研究重点实验室, 陕西 西安 710048;

³山东高等技术研究院, 山东 济南 250100;

⁴哈尔滨理工大学, 黑龙江 哈尔滨 150080



摘要: 非互易热辐射是一种突破传统基尔霍夫定律对称互易性的辐射传热新方式, 它打破了物体光谱定向发射率与光谱定向吸收率必须相等的限制, 实现了辐射器光谱、角度发射率和吸收率在时间和空间上的独立控制。本文综述了非互易热辐射在理论计算、实验验证和应用方面的研究进展, 从基尔霍夫定律与洛伦兹互易性之间的内在联系出发, 阐述了非互易热辐射产生的必要条件, 以磁光材料 InAs 和外尔半金属两种典型材料为例探讨了如何构建非对称结构和利用外部场调控, 产生多波段、多角度的非互易热辐射, 并应用于太阳能电池、热光伏系统等领域, 成功突破了热辐射的黑体极限并在理论上达到朗斯堡极限, 提升了能源的转换效率。未来非互易热辐射有望为能源有效利用和节能减排提供有力的支持, 推动前沿材料研究和技术创新, 为可持续发展注入新的动力和活力。

关键词: 非互易热辐射; 磁光材料 InAs; 外尔半金属; 太阳能电池

中图分类号: TK124

文献标志码: A

王雅婷, 王明军, 吴小虎, 等. 非互易热辐射研究综述 [J]. 光电工程, 2024, 51(9): 240154

Wang Y T, Wang M J, Wu X H, et al. Review of research on nonreciprocal thermal radiation[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(9): 240154

Review of research on nonreciprocal thermal radiation

Wang Yating¹, Wang Mingjun^{1,2*}, Wu Xiaohu^{3*}, Liu Haotuo⁴, Wu Biyuan³

¹Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China;

²Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an, Shaanxi 710048, China;

³Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan, Shandong 250100, China;

⁴Harbin University of Science and Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China

Abstract: Nonreciprocal thermal radiation is a novel approach to radiative heat transfer that breaks through the symmetric reciprocity of traditional Kirchhoff's law. It overcomes the restriction that the spectrally oriented emissivity and spectrally oriented absorptivity of an object must be equal, allowing independent control of the spectral and angular emissivity and absorptivity of a radiator in both time and space. This paper reviews the progress of research on nonreciprocal thermal radiation in theoretical calculations, experimental verifications, and applications. Starting from the intrinsic connection between Kirchhoff's law and Lorentz reciprocity, it elaborates on the

收稿日期: 2024-07-02; 修回日期: 2024-07-24; 录用日期: 2024-07-25

基金项目: 国家自然科学基金重大研究计划培训项目 (92052106); 国家自然科学基金资助项目 (61771385, 62101313, 52106099); 山东省自然科学基金 (ZR2022YQ57); 泰山学者计划

*通信作者: 王明军, wangmingjun@xaut.edu.cn; 吴小虎, xiaohu.wu@iat.cn.

版权所有©2024 中国科学院光电技术研究所

necessary conditions for the generation of nonreciprocal thermal radiation. Using two typical materials, magneto-optical materials of InAs and Weyl semimetal, as examples, the paper explores how to construct asymmetric structures and utilize external field modulation to generate multi-wavelength and multi-angle nonreciprocal thermal radiation. These advancements have been applied in many fields, such as solar cells and thermophotovoltaic systems, successfully surpassing the blackbody limit of thermal radiation and theoretically reaching the Landsberg limit, thereby improving energy conversion efficiency. In the future, nonreciprocal thermal radiation is expected to provide strong support for efficient energy utilization and emission reduction, promote cutting-edge materials research and technological innovation, and inject new impetus and vitality into sustainable development.

Keywords: nonreciprocal thermal radiation; magneto-optical materials InAs; Weyl semimetal; solar cell

1 引言

热辐射是能量传递的三种基本方式之一, 由粒子热运动产生并以电磁波形式传播, 发生于一切温度高于绝对零度的物体上, 且光谱理论上连续, 但主要集中在可见光和红外频段^[1-4]。在热辐射理论中, 基尔霍夫定律 (Kirchhoff's law) 占据核心地位, 基尔霍夫关于热辐射的定律可以表述为: “任何物体, 其热平衡时的发射能力与吸收率之比是一个普适的、只依赖于温度的函数, 该函数是完美黑体的特征”, 即物体在向外辐射能量的同时也会吸收来自其他物体的辐射能量, 其辐射或吸收的能量只与物体的温度、表面积、黑度等因素相关^[5-9]。因此, 依据基尔霍夫定律, 物体在所有波长下的发射率和吸收率都应当相等, 这一定律不仅揭示了热辐射的基本规律, 也为研究热辐射过程提供了重要的理论基础。

然而, 随着辐射研究的深入, 科学家们发现了一种特殊的现象——非互易热辐射 (nonreciprocal thermal radiation, NTR)。这一现象打破了传统热辐射过程中基尔霍夫定律的束缚, 表现为物体在不同方向上的辐射特性存在差异, 即在某些波长下, 物体的发射率不再等于吸收率。传统的基尔霍夫定律指出, 物体的光谱定向发射率和光谱定向吸收率在热平衡状态下必须相等。这一对称性限制了辐射的控制和优化。而非互易热辐射通过引入非对称结构和外部场调控, 实现了对光谱和角度的独立控制, 从而大大拓展了热辐射的应用潜力。非互易热辐射的实现依赖于材料的独特电子结构和光学性质。例如, 磁光材料 (如 InAs) 在外部磁场作用下可以打破系统的时间反演对称性从而表现出非互易性, 实现选择性的辐射。此外, 外尔半金属 (Weyl semimetal) 由于其特殊的电子拓扑性质和边界态, 使得热辐射在不同方向上的传播特性不同, 从

而引发非互易热辐射。这些材料在特定条件下的非对称辐射机制为非互易热辐射提供了理论基础。

非互易热辐射的实现为传统热辐射研究中关于能量转换系统的理论效率、光谱选择能力^[10-15]和热辐射系统能量损耗等问题^[5,16]带来了新的解决思路。随着全球能源需求的不断增长和化石燃料储量的逐渐减少, 能源危机和环境问题日益严重, 寻找高效、清洁的可再生能源成为当务之急。传统的热辐射技术在能源转换效率方面存在一定的局限性, 无法充分满足当前对高效能源利用的需求。因此, 开发新的热辐射控制技术具有重要的现实意义和紧迫性。非互易热辐射作为一种突破传统基尔霍夫定律对称互易性的辐射传热新方式, 不仅在理论上拓展了热辐射研究的边界, 更为提高能源转换效率、减少能源损耗提供了新的视角与路径。

非互易热辐射打破了物体光谱定向发射率与光谱定向吸收率必须相等的限制, 实现了辐射器光谱、角度发射率和吸收率在时间和空间上的独立控制。通过引入非互易介质, 可以精确调控热辐射的方向性, 优化能源转换过程, 从而在太阳能电池、热光伏系统以及辐射冷却等领域展现出巨大的应用潜力^[17-21]。例如, 在热光伏系统和太阳能电池中, 非互易材料可以优化光的吸收和发射特性, 更高效的进行能量转换, 减少对传统能源的依赖, 降低碳排放和环境污染。而在辐射冷却应用中, 非互易材料能够实现定向热辐射, 从而显著提升冷却效果, 延长设备寿命, 减少能源消耗, 促进绿色技术的发展。这些创新应用对能源转换效率和资源利用方面带来了巨大的进步, 同时也为环境保护和全球气候变化应对等全球性问题提供了有效的解决方案, 推动着人类社会朝着更加可持续、清洁和绿色的能源未来迈进。此外, 利用非互易热辐射技术, 还可以实现对红外辐射的选择性吸收和传输, 应用于

环境监测、医疗诊断和安全检测等领域。

本文首先探讨了基尔霍夫定律的普遍适用性, 并深入解析了其与伦伦兹互易性的直接关联, 进而阐明了非互易热辐射的产生原理。紧接着, 文中详细阐述了如何借助磁光材料和外尔半金属等多种结构, 成功实现窄带、宽带、多波段、多角度的非互易辐射, 包括极小角度入射、外加极小磁场、多波段切换等多种复杂情境。这些先进结构不仅具备主动调谐非互易辐射的能力, 还展现出了出色的鲁棒性, 为实验制造和实际应用提供了便利。最后, 本文介绍了非互易热辐射在太阳能电池和热光伏系统中的创新应用, 这些应用不仅在理论上突破了朗斯堡 (Landsberg) 极限, 还为更高效、灵活的热辐射应用开辟了新的道路, 预示着未来在能源转换和辐射控制领域将展现出巨大的潜力和广阔的前景。

2 非互易热辐射及广义基尔霍夫定律

1859年, 古斯塔夫·基尔霍夫 (Gustav Kirchhoff) 首次引入了黑体的概念^[22], 这一理想化的物理模型描述了一种能够完美吸收所有辐射能量的物体。黑体不仅具备完全吸收辐射的能力, 更以极高的效率重新发射所有吸收的能量。在此之前, Balfour Steward 曾利用不同材料和厚度的板进行了一系列热辐射的实验。根据实验结果, 他半经验地提出了一个观点: 板的吸收能力等于它的辐射能力。基于这些实验和黑体辐射的深入研究, 基尔霍夫成功地推导出了热力学中的一项重要定律, 即在热力学平衡状态下, 物体的发射功率与其吸收率之比与材料的性质无关^[23-26]。

黑体辐射是热辐射传热领域中的一个基本概念, 它的研究对于理解热力学和量子力学的发展具有重要意义。特别是在 Ludwig Boltzmann 和 Wilhem Wien 等科学家的工作基础上, 黑体辐射的能量密度与频率和温度之间的关系得到了深入探讨^[27]。随后, Max Planck 在 1900 年提出了黑体辐射定律^[28], 引入了能量量子的概念, 这为 20 世纪初量子力学的发展奠定了基础。在热辐射传热领域, 黑体辐射发挥着重要的角色。它不仅适用于太阳能、大气科学、空间探索和天文学等领域, 甚至在近场条件下, 普朗克振子的平均能量对于计算小分离距离下的辐射传热也是必要的^[29-30]。通过深入探究黑体的物理特性与辐射性质, 我们可以运用基尔霍夫定律精确地阐述物体表面发射率与表面吸收率之间的等价关系^[31]。随着材料科学和

热辐射领域的飞速进步, 对基尔霍夫定律的理解已经日益深入, 研究者们不断提出新的解释、修改和扩展^[32-33], 以期能够更精确地描述和预测物体的热辐射行为。

2.1 非互易热辐射的首次实现

2014年, Zhu 等人通过使用磁光材料 InAs, 首次成功实现了非互易热辐射。这一创新性的研究为热辐射领域带来了全新的视角和可能性。他们总结了打破热辐射详细平衡的一般原则, 并通过直接计算, 在磁光光子晶体构成的热辐射体上成功预测了非互易热辐射^[34]。研究回顾一般热力学平衡, 从吸收率发射率的角度分析, 如图 1(a) 所示, 考虑一个辐射体与两个分别标记为 A 和 B 的独立黑体进行辐射交换。黑体 A 或黑体 B 向发射器发射的部分辐射被吸收, 分别用吸收率 α_A 和 α_B 表示。同样, 发射率用 e_A 和 e_B 表示。我们假设黑体 A 发射的未被发射器吸收的部分被反射到黑体 B, 反射率为 $r_{A \rightarrow B}$, 而黑体 B 的部分被反射到黑体 A 的反射率为 $r_{B \rightarrow A}$ 。在热平衡状态下, 考虑物体 A 和 B 的能量平衡, 有 $e_A - \alpha_A = r_{A \rightarrow B} - r_{B \rightarrow A} = \alpha_B - e_B$ 。当 $r_{A \rightarrow B} \neq r_{B \rightarrow A}$ 时, $e_{A,B} \neq \alpha_{A,B}$, 即黑体 A 向黑体 B 传递的热量与反向传递的热量不相等, 产生非互易热辐射。因此, 实现非互易热辐射的必要条件是系统必须打破洛伦兹互易。紧接着, 他们采用一支由均匀金属反射镜上的 n-InAs 光栅组成光子晶体结构, 并考虑了在 $x-y$ 平面上具有电场的 TM 偏振, 同时沿 z 方向施加 $B = 3 \text{ T}$ 的外部磁场来打破互易性。图 1(b) 分别显示了 $B = 0 \text{ T}$ 和 $B = 3 \text{ T}$ 情况下 PEC 反射镜顶部结构在入射角 $\theta = 61.28^\circ$ 处的发射和吸收光谱。当 $B = 0 \text{ T}$ 时, 吸收光谱和发射光谱完全重叠, 符合热力学一般平衡原则。然而, 在 $B = 3 \text{ T}$ 时, 磁光光子晶体结构显著破坏了热平衡, 吸收率和发射率不再重叠。在 $15.92 \mu\text{m}$ 波长处, 光谱发射率和吸收率的比达到 12.7 dB。 $B = 3 \text{ T}$ 不变, 使用铝代替 PEC, 在 $15.96 \mu\text{m}$ 波长处, 发射率与吸收率之比为 10.2 dB, 仍然大程度地违反热平衡。Zhu 和 Fan 等人的研究通过精心设计的结构, 直接进行理论计算并成功预测了非互易热辐射, 为未来该领域的研究奠定了坚实的基础。

2.2 基尔霍夫定律的适用性

在热平衡状态下各向同性材料满足基尔霍夫定律, 如图 1(c) 所示, 物体表面温度 T_s 与环境温度 T_w 相等, 能量平衡原则成立。当考虑方向性特性时, 发射与反

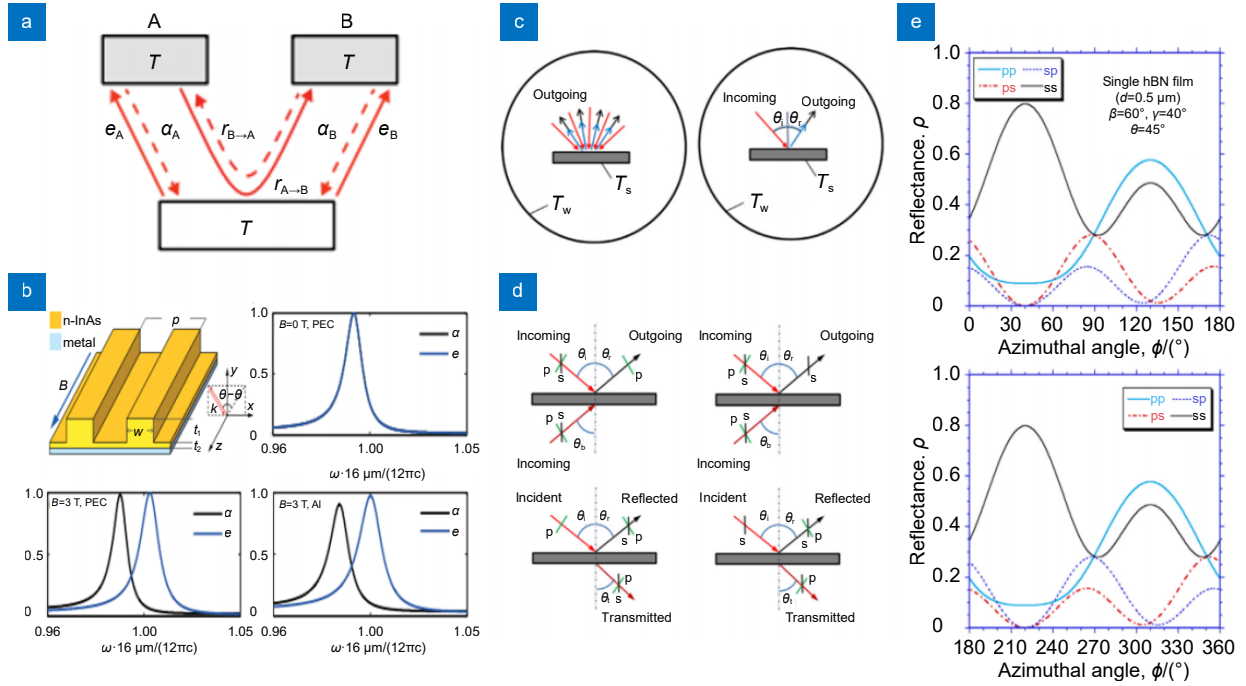


图 1 (a) 满足互易定理的能量流图^[34]; (b) 光子晶体结构由均匀金属层上的 n-InAs 光栅组成, 参数 (μm): $p = 7.24, w = 3.2, t_1 = 1.981, t_2 = 0.485$ 。射镜顶部结构在 $\theta = 61.28^\circ$, $B = 0 \text{ T}$ 或 $B = 3 \text{ T}$ 处的吸收率和发射率光谱, 以及铝反射镜顶部结构在 $\theta = 61.28^\circ$ 和 $B = 3 \text{ T}$ 处的吸收率和发射率光谱光子晶体结构由均匀金属层上的 n-InAs 光栅组成, 参数 (μm): $p = 7.24, w = 3.2, t_1 = 1.981, t_2 = 0.485$ 。射镜顶部结构在 $\theta = 61.28^\circ$, $B = 0 \text{ T}$ 或 $B = 3 \text{ T}$ 处的吸收率和发射率光谱, 以及铝反射镜顶部结构在 $\theta = 61.28^\circ$ 和 $B = 3 \text{ T}$ 处的吸收率和发射率光谱^[34]; (c) 各向同性半球形特性和定向特性的黑体外壳示意图^[35]; (d) 各向异性外壳内的半透明薄膜示意图, 入射波既有 p 分量, 也有 s 分量时, 输出波为 p 极化或 s 极化; 入射波是 p 偏振或 s 偏振, 而反射波和透射波包含 p 和 s 两种偏振成分^[35]; (e) 单 hBN 膜反射率随方位角 ϕ 的变化规律^[35]

Fig. 1 (a) Energy flow graphs satisfying the reciprocity theorem^[34]; (b) The photonic crystal structure consists of an n-InAs grating on a homogeneous metal layer with parameters (μm): $p = 7.24, w = 3.2, t_1 = 1.981, t_2 = 0.485$. Absorption and emissivity spectra of the top structure of the mirror at $\theta = 61.28^\circ, B = 0 \text{ T}$ or $B = 3 \text{ T}$, and absorption and emissivity spectra of the top structure of the aluminum mirror at $\theta = 61.28^\circ$ and $B = 3 \text{ T}$ ^[34]; (c) Schematic representation of a blackbody shell with isotropic hemispherical and directional characteristics^[35]; (d) Schematic diagram of a translucent film in an anisotropic shell where the incident wave has both p and s components and the output wave is p-polarized or s-polarized; Incident waves are either p or s polarized, while reflected and transmitted waves contain both p and s polarized components^[35]; (e) Variation of reflectance of single hBN film with azimuth angle^[35]

射在同一方向上的叠加效应仍满足能量平衡条件, 即方向性吸收率与反射率之和为 1。而在镜面反射情况下, 由于入射角等于反射角, 其反射率实际上等同于方向半球面反射率。因此依旧满足基尔霍夫定律, 确保能量平衡的稳定性。

然而, 值得注意的是, 具有各向异性介电函数张量的材料可能会使基尔霍夫定律的有效性受到影响。因此, 在应用于这些特殊材料系统时, 我们需要进一步研究基尔霍夫定律的适用性和准确性。具体而言, 针对具有各向异性介电张量的均匀半无限材料或半透明薄膜, 我们假设所有表面与界面均呈现镜面特性, 仅考虑镜面反射与透射。对于具有光学各向异性的非磁性材料, 其介电函数用介电张量表示:

$$\tilde{\epsilon} = \{\tilde{\epsilon}_{ij}\} = \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & \tilde{\epsilon}_{xz} \\ \tilde{\epsilon}_{yx} & \tilde{\epsilon}_{yy} & \tilde{\epsilon}_{yz} \\ \tilde{\epsilon}_{zx} & \tilde{\epsilon}_{zy} & \tilde{\epsilon}_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中: $\tilde{\epsilon}_{ij}$ 是张量分量, 表示与波长相关的复介电函数。对于光轴与 z 方向平行的单轴介质材料, 可以写成 $\tilde{\epsilon} = \text{diag}[\tilde{\epsilon}_O \tilde{\epsilon}_O \tilde{\epsilon}_E]$, $\tilde{\epsilon}_O$ 和 $\tilde{\epsilon}_E$ 分别是普通波 (垂直于光轴的电场) 和特殊波 (平行于光轴的电场) 的复介电函数。当光轴倾斜或旋转时, 其他分量变为非零^[36-37]。对于具有光滑界面的不透明各向异性介质, 考虑共极化和交叉极化, 各偏振在入射角 (θ, ϕ_i) 处的反射率 ρ_j 可表示为^[37-39]

$$\begin{aligned} \rho_p(\theta_i, \phi_i) &= \rho_{pp} + \rho_{ps}, \\ \rho_s(\theta_i, \phi_i) &= \rho_{sp} + \rho_{ss}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中: p 和 s 分别表示 p 偏振和 s 偏振入射波双下标

表示入射偏振和反射偏振。根据能量平衡原理, 吸收率和反射率之和为 1, 因此吸收率 a_j 可表示为

$$\begin{aligned}\alpha_p(\theta_i, \varphi_i) &= 1 - \rho_p(\theta_i, \varphi_i) = 1 - \rho_{pp}(\theta_i, \varphi_i) - \rho_{ps}(\theta_i, \varphi_i), \\ \alpha_s(\theta_i, \varphi_i) &= 1 - \rho_s(\theta_i, \varphi_i) = 1 - \rho_{sp}(\theta_i, \varphi_i) - \rho_{ss}(\theta_i, \varphi_i).\end{aligned}\quad (3)$$

假设在图 1(c) 中, 当表面表现为各向异性时, 在热力学平衡下, 每一个偏振态的发射和反射都必须趋于统一。因此, 可得到关于发射率 ε_j 的表达式:

$$\begin{aligned}\varepsilon_p(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{pp}(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{sp}(\theta_r, \varphi_r) &= 1, \\ \varepsilon_s(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{ps}(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{ss}(\theta_r, \varphi_r) &= 1.\end{aligned}\quad (4)$$

对于非极化辐射, 可以根据两个极化的平均值来计算吸收和发射, 因此得到发射率和吸收率关系为

$$\begin{aligned}\varepsilon(\theta_r, \varphi_r) &= \frac{\varepsilon_s(\theta_r, \varphi_r) + \varepsilon_p(\theta_r, \varphi_r)}{2} \\ &= \frac{\alpha_s(\theta_i, \varphi_i) + \alpha_p(\theta_i, \varphi_i)}{2} \\ &= \varepsilon(\theta_i, \varphi_i).\end{aligned}\quad (5)$$

如果满足洛伦兹互易性, 则反向入射和正向入射的反射率关系为^[5]

$$\rho_{lm}(\theta_r, \varphi_r) = \rho_{ml}(\theta_i, \varphi_i), \quad (6)$$

其中: $m = s$ 或 p , $l = s$ 或 p 。因此 $\rho_{ps}(\theta_r, \varphi_r) = \rho_{sp}(\theta_i, \varphi_i)$, 将其代入式 (4), 最终各向异性材料符合传统的基尔霍夫定律的表达式为

$$\begin{aligned}\varepsilon_p(\theta_r, \varphi_r) &= \alpha_p(\theta_r, \varphi_r), \\ \varepsilon_s(\theta_r, \varphi_r) &= \alpha_s(\theta_r, \varphi_r).\end{aligned}\quad (7)$$

对于如图 1(d) 所示的半透明多层结构, 情况更为复杂, 因为辐射能可以从背面传输。输出波除发射部分外, 还包括两个反射部分和两个透射部分。能量平衡公式表现为

$$\begin{aligned}\varepsilon_p(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{pp}(\theta_i, \varphi_i) + \rho_{sp}(\theta_i, \varphi_i) \\ + \tau_{pp}(\theta_b, \varphi_b) + \tau_{sp}(\theta_b, \varphi_b) &= 1, \\ \varepsilon_s(\theta_r, \varphi_r) + \rho_{ps}(\theta_i, \varphi_i) + \rho_{ss}(\theta_i, \varphi_i) \\ + \tau_{ps}(\theta_b, \varphi_b) + \tau_{ss}(\theta_b, \varphi_b) &= 1,\end{aligned}\quad (8)$$

其中: τ_{ij} 代表透射率 (ij 为 pp , sp , ps 或 ss), 另一方面, 吸收率可以表示为

$$\begin{aligned}\alpha_p(\theta_i, \varphi_i) &= 1 - \rho_{pp}(\theta_i, \varphi_i) - \rho_{ps}(\theta_i, \varphi_i) \\ &\quad - \tau_{pp}(\theta_i, \varphi_i) - \tau_{ps}(\theta_i, \varphi_i), \\ \alpha_s(\theta_i, \varphi_i) &= 1 - \rho_{sp}(\theta_i, \varphi_i) - \rho_{ss}(\theta_i, \varphi_i) \\ &\quad - \tau_{sp}(\theta_i, \varphi_i) - \tau_{ss}(\theta_i, \varphi_i).\end{aligned}\quad (9)$$

同样根据洛伦兹互易性, 则反向入射和正向入射的透射率关系为

$$\tau_{lm}(\theta_r, \varphi_r) = \tau_{ml}(\theta_b, \varphi_b), \quad (10)$$

其中: (θ_r, φ_r) 和 (θ_b, φ_b) 为前向和后向的一对入射角。根据式 (6), 式 (9) 中下标 i 可替换为下标 r 。因此, 根据式 (6) 和式 (10), 推断出在出现正反入射的复杂情况时, 式 (7) 仍然成立。

因此, 即使对于半透明的各向异性薄膜, 只要满足洛伦兹互易条件, 基于能量平衡、黑体封闭概念和互易原理, 传统的基尔霍夫定律也可以得到证明。此外, 正如前文所述, 即使物体处于与环境不一致的温度下, 只要介电函数与辐射无关, 光谱、定向吸收和发射度的关系仍然成立。已经有研究证明, 只要介电张量和磁导率张量相对于对角线对称, 各向异性材料可能是互易的^[40-42], 即对于非磁性材料, 张量分量 ij 与式 (1) 中的分量 ji 相同。同时, Li 证明了即使是多层和周期光栅结构, 反射和透射的衍射顺序也遵循洛伦兹互易原理^[43]。此外, 如图 1(e) 所示, Wu 通过理论计算出单层各向异性材料 hBN 共极化和交极化透射率和反射率的一些计算结果^[35]。可以看到, ρ_{pp} 和 ρ_{ss} 是方位角 φ 的周期函数, 周期为 180° 。因此, $\rho_{ll}(\varphi + 180^\circ) = \rho_{ll}(\varphi)$, $l = p$ 或 s , 表明当方位角旋转 180° 时, 在镜面方向上, $\rho_{ll}(\theta_r, \varphi_r) = \rho_{ll}(\theta_b, \varphi_b)$ 。在交叉极化的情况下, 可以看到图 1(c) 图之间虚线曲线翻转, 即 $\rho_{sp}(\varphi + 180^\circ) = \rho_{ps}(\varphi)$, $\rho_{ps}(\varphi + 180^\circ) = \rho_{sp}(\varphi)$ 。进一步说明了式 (6) 的互易关系, 为基尔霍夫定律的适用性提供了更加有力的说明。

通过以上的研究, 科学家们总结出在热平衡状态下, 各向同性材料满足基尔霍夫定律, 但对于各向异性材料, 在满足洛伦兹互易条件的前提下, 基尔霍夫定律依然成立。因此, 实现非互易性的关键和必要条件仍然是打破洛伦兹互易性。打破了洛伦兹互易性后, 基尔霍夫定律将不再成立, 物体特定波长、方向的发射率与吸收率不再相等。非互易热辐射为独立调控发射率和吸收率提供了可能, 有望克服传统上由于吸收和发射相等带来的固有能量损失, 使能量收集或转换效率接近热力学极限 (Landsberg 极限)。因此, 研究非互易热辐射具有重要意义, 为能源收集、热管理以及太阳能电池等领域带来了新的可能性。

3 磁光材料

根据上文的描述, 实现非互易辐射必须打破洛伦兹互易性。因此磁光材料独特的物理属性成为了实现非互易热辐射的关键^[44]。它的介电常数可以被描述为各向异性张量。当外部 (或材料本征) 磁场 B 施加到

磁光材料上时, 其介电常数张量出现非零非对角元素, 这是由于外加静磁场导致载流子回旋运动的不对称性造成的^[45]。此时最常使用的磁光材料 (InAs) 介电常数张量如下:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

其中:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2(\omega + i\Gamma)}{\omega[(\omega + i\Gamma)^2 - \omega_c^2]}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega[(\omega + i\Gamma)^2 - \omega_c^2]}, \quad (13)$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}. \quad (14)$$

式 (11)~(14) 的明确定义和参数值可参考文献 [34]。回旋频率与磁场的关系用 $\omega_c = eB/m^*$ 表示, 其中, m^* 为有效电子质量。因此, 磁场可以通过影响回旋频率 ω_c 来影响介电常数张量。这种不对称的介电常数张量将打破散射矩阵的对称性, 进而使得传统的基尔霍夫定律不再适用。例如, 如上文提到的 Fan 等人的研究, 他们通过在 Al 衬底上的一维 n-InAs 光栅中引入 $B = 3$ T 的磁场, 成功使得介电张量中存在不对称的对角元素, 从而打破了原有的对称性, 为非互易性光学和热辐射的研究提供了新的可能性和方向。

3.1 单波长 NTR

2020 年, Fan 等人探索了两个平面物体之间在破坏互易性条件下的近场辐射传热现象^[46]。如图 2(a) 所示, 利用各向同性介质使平面 1 \rightarrow 平面 2 和平面 2 \rightarrow 平面 1 的热流密度是相同的。然而, 在采用各向异性材料并在平面 2 施加磁场后, 两平面之间的热流密度出现了显著的不对称性。尽管磁光材料用于打破互易性的理论计算已有明确结果, 但在实验验证非互易材料的广义基尔霍夫定律方面, 目前仍缺乏相关报道。这主要是因为所提出的结构主要在波长大于 10 μm 的范围内实现强非互易辐射, 而目前现有的测量技术难以精确地测量这一波段的发射率。为了克服这一挑战, Wu 等人在 2021 年提出了一种新的平面结构, 在室温条件下, 当外加磁场为 3 T 时, 该结构在 10 μm 波长附近实现了强非互易辐射^[47]。如图 2(b) 所示, 当引入沿 y 轴方向的外磁场 $B = 3$ T 时, InAs 的介电常数分量展现出明显的变化, 进一步导致了发射率和吸收

率之间的显著差异。这种强非互易辐射源于磁光材料内部的导模与棱镜通过衰减全反射提供的倏逝波之间的耦合效应。采用现有的吸收率与发射率测量技术, 对该结构中非互易材料基尔霍夫定律的验证已成为可能且具有实际意义。这一重要进展不仅为非互易热辐射的研究提供了新的视角, 而且为未来的技术应用开辟了新的道路。

此后, 研究者们进一步将光子晶体引入非互易热辐射领域, 通过激发 Tamm 等离子子实现了强非互易辐射^[48-49]。如图 2(c) 所示, 两种平面结构展示了不同的实现方法。左侧结构利用 Thue-Morse 非周期磁光子晶体与金属镜面之间的界面来激发 Tamm 等离子子, 在 3 T 磁场和 60° 入射角下, 于 16 μm 处非互易辐射得到了显著增强。右侧结构则将磁光材料引入 Fibonacci 光子晶体, 借助磁光材料的非互易性和 Tamm 等离子子的激发, 在 60° 入射角下, 16 μm 的吸收率和发射率差异高达 0.9。这两者都证明了使用光子晶体激发 Tamm 效应是实现非互易辐射的有效途径。

除了多层平面结构外, 研究者们还惊喜地发现, 光栅结构为实现非互易热辐射提供了更为灵活和有力的工具。与多层非周期光子结构相比, 光栅结构因其周期和高度的可调性, 为实现可调谐的非互易热辐射带来了显著优势。在 2022 年的研究中, Wu 等人通过在顶部金属光栅和底部带有金属反射镜的磁光薄膜之间巧妙地夹入石墨烯单层, 成功实现了可调谐的非互易辐射效应^[50]。结构如图 2(d) 所示, 当石墨烯在初始状态下, 入射角度为 30°、外加磁场为 3 T 时, 结构在 14.845 μm 左右的波长处产生了强烈的非互易辐射, 突破了以往固定的 60° 入射角的限制。这一成果为非互易热辐射领域的研究注入了新的活力。

随后, 基于图 2(d) 的结构, 研究者们进一步简化了设计, 去除了石墨烯层, 使结构更为简洁且易于制作。在入射角仅为 12°、外加磁场为 2 T 的条件下, 该结构在 15.5 μm 左右的波长处依然展现出了强烈的非互易辐射。这一结果的产生归因于金属光栅与磁光膜中激发的导模共振 (GMRs) 之间的临界耦合。图 2(e) 的归一化磁场分布解释了该波长下非互易辐射背后的物理机制。当 $\theta = 12^\circ$ 时, 由于 GMRs 的激发与临界耦合状态的达成, 器件内实现了完美的吸收效果, 磁场 H_y 得到了显著的增强与高度集中。反之, $\theta = -12^\circ$ 时, 中间 InAs 间隔层的磁场强度明显减弱, 进而导致吸收现象变得极小。因此, 吸收率和发射率之

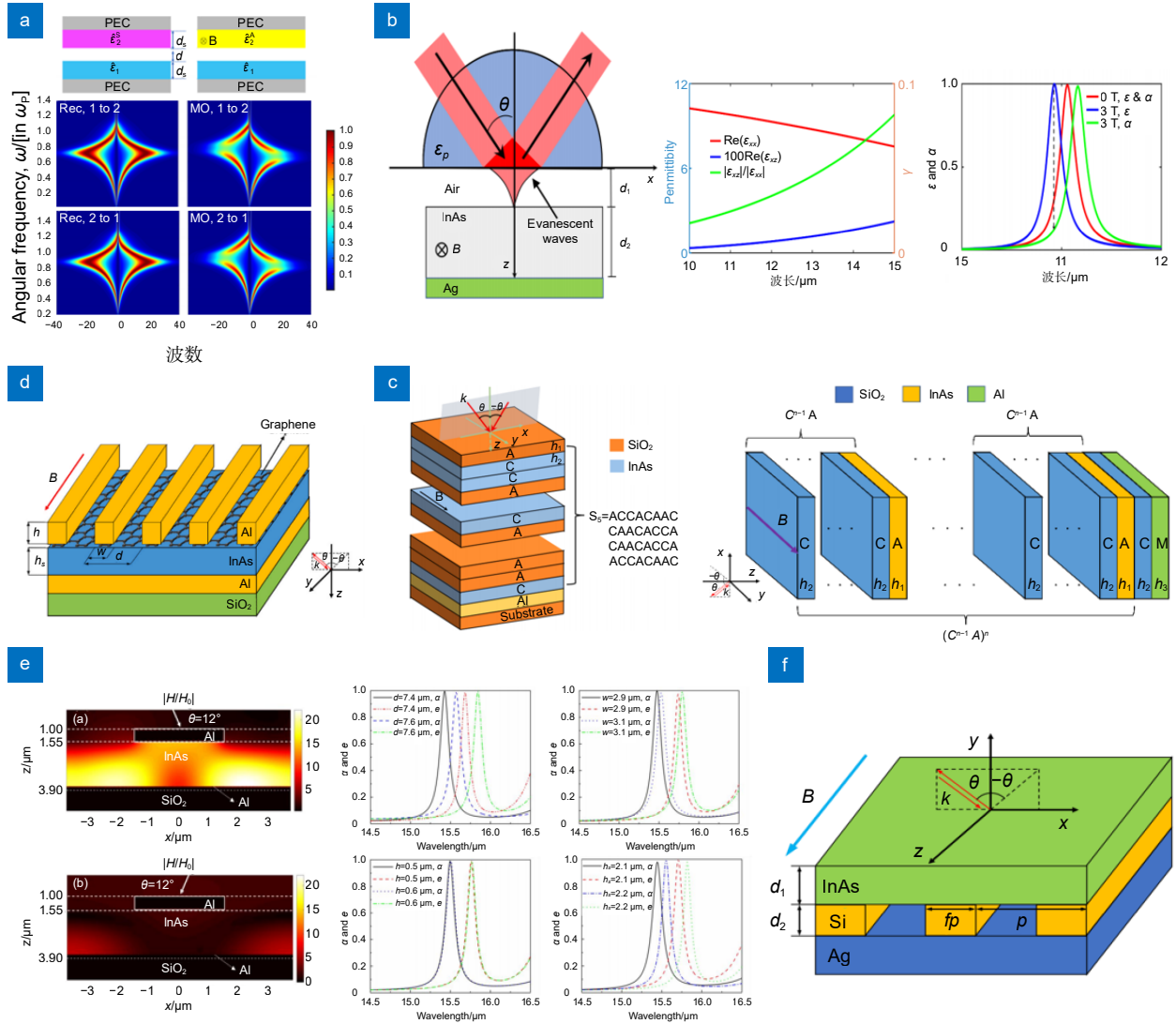


图 2 (a) 各向同性等离子体介质和具有不对称介电常数张量的各向异性材料在两平面体间的热流密度^[46]; (b) 外磁场沿着 y 轴的磁光材料 InAs 表面衰减全反射的几何结构示意图、 $B=3$ T 时 InAs 的介电常数分量及吸收率和发射率^[47]; (c) 基于 Tamm 激发的 Thue-morse 非周期结构和 Fibonacci 光子晶体结构示意图^[48-49]; (d) 加入石墨烯层的光栅结构示意图^[50]; (e) 去除石墨烯层后, 光栅结构在强非互易波长处的磁场分布和各几何参数对发射率和吸收率的影响^[51]; (f) 光栅层在中间的强非互易辐射的结构示意图^[52]

Fig. 2 (a) Heat flux between two planes of isotropic plasma media and anisotropic materials with asymmetric permittivity tensor^[46]; (b) Schematic diagram of the geometric structure of the total reflection attenuated by the external magnetic field along the y -axis of the magneto-optical material InAs surface. Right panels indicate the dielectric constant component of the InAs and the absorption and emissivity when $B=3$ T^[47]; (c) Schematic diagram of the Thue-morse aperiodic structure and Fibonacci photonic crystal structure based on Tamm excitation^[48-49]; (d) Schematic diagram of grating structures with a graphene layer^[50]; (e) Magnetic field distribution and the effects of geometric parameters on emissivity and absorptivity of the grating structure at strongly non-reciprocal wavelengths after the graphene layer is removed^[51]; (f) Schematic diagram of the structure of the strong non-reciprocal radiation in the middle of the grating layer^[52]

存在显著差异。研究者们还探讨了不同几何参数对吸收光谱和发射光谱的影响。通过计算周期、条带宽度、光栅厚度以及 InAs 厚度等参数, 发现在较大的几何尺寸范围内, 几乎完全的非互易辐射性能以及优异的吸收率和发射率仍然得以保持。这一研究不仅简化了结构, 还进一步证明了光栅结构在实现非互易热辐射

方面的巨大潜力^[51]。除了将光栅表露在外的结构外, 研究者们还探索了将光栅夹在中间的设计。如图 2(f) 所示, 当外加磁场为 2 T 时, 在波长 $15.835 \mu\text{m}$ 处可获得较强的非互易辐射, 这一非互易性的增强归因于 InAs 薄膜的本征损耗与介质光栅的外漏之间的临界耦合。这种多样化的光栅结构设计为非互易热辐射

的研究和应用提供了全新的视角和方法, 展现了其巨大的潜力和价值^[52]。

3.2 多波段多角度 NTR

通过引入磁场来打破 InAs 材料介电常数张量的对称性, 研究者们成功地在特定波长下实现了非互易热辐射。然而, 这种非互易热辐射仅限于单一波长, 这在实际应用中存在一定的局限性。为了克服这一挑战, 研究者们进行了深入的探索, 并成功构建了一种能够在多波长和多角度下实现非互易热辐射的结构。2022 年, Wu 等人取得了显著的进展。他们将磁光材料引入到由两个一维磁光子晶体和一个金属层组成的级联一维磁光子晶体异质结构中, 这一创新设计如图 3(a) 所示。通过利用磁光材料的非互易性以及两个光学塔姆态 (OTSS) 的耦合效应, 他们成功实现了双波段非互易无光刻热发射器^[53]。在 3 T 的外加磁场和 56° 的入射角条件下, 结构体在 15.337 μm 和 15.731 μm 的波长处展现出了近乎完全的双通道非互易热辐射。此外, 在先前利用光栅结构实现非互易热辐射的基础上, 研究者们对结构进行了精细优化。他们将辐射体的顶部设计改为了四部分周期金属光栅, 而其余部分则维持原样^[54], 如图 3(b) 所示。通过深入的数值分析, 研究人员惊奇地发现, 在 3 T 的磁场和 25° 的入射角条件下, 这种经过优化的辐射体在 13.25 μm 和 15.858 μm 的波长处呈现出极为显著的吸收率和发射率差异, 成功实现了强烈的双波段非互易辐射。通过精心设计的光子晶体和光栅结构成功实现多波段非互易热辐射, 这一突破性的发现不仅凸显了材料结构和磁场在热辐射控制领域的巨大潜力和重要性, 而且为热管理、热成像以及热隐身等前沿领域的发展提供了强有力的理论指导和实验基础, 预示着广阔的应用前景和深远的科研价值。

在突破单一波长实现非互易热辐射的局限后, 研究者们转而致力于打破角度的约束。由于以往设计的结构主要局限于大角度下产生强非互易辐射, 不仅导致了显著的能量损耗, 也增加了实验操作的复杂性。因此, 如何在小角度下实现强非互易辐射成为了研究的焦点^[55-56]。2022 年, Wu 等人研发的多层磁光子晶体 (MPCs) 结构, 成功在小角度下实现了强烈的非互易辐射, 如图 3(c) 所示。通过数值计算发现, 当入射角仅为 30° 时, 就能获得较强的非互易辐射, 这一角度远低于典型的 60° 入射角^[57]。随后, 在 2024 年 Hu 等人提出了在磁光薄膜上设计金属 SiC 光栅的新结构,

该设计几乎实现了在接近法向入射角下的强非互易辐射^[58]。该设计不仅能够实现 $\theta = 1^\circ$ 时对基尔霍夫定律的违反, 与现有研究相比, 该设计所需的磁场强度极低 ($B = 0.3 \text{ T}$), 极大地提高了对外部磁场变化的灵敏度。此外, 通过对入射角对非互易谱的影响的研究, 发现这种设计不仅在超小角度下实现非互易, 而且在 65° 入射角下也表现出实质性的违反基尔霍夫定律。如图 3(d), 当入射角 $\theta = -1^\circ$ 时, SiC 区域内的磁场振幅明显增强, 并沿 x 方向呈现出稳定的波形, 这是典型的导模共振现象。此时, 由于磁场振幅的增强, 导致该结构此时的吸收率很高, 这对应于 $\theta = 1^\circ$ 时的发射率非常高。相比之下, 可以看出当 $\theta = 1^\circ$ 时, 磁场振幅较弱, 导致吸收率较低。因此, 吸收率和发射率的巨大差异凸显出了结构在 $\theta = 1^\circ$ 下的强烈非互易性。同时, 图 3(d) 也展示了 $\theta = 65^\circ$ 情况下, 磁场分布的明显差异, 进一步证实了结构体大角度下同样可以产生强非互易热辐射。此外, 这种非互易性在该结构尺寸参数的显著波动范围内保持稳定, 为降低生产成本提供了可能。通过简单地调整 SiC 的厚度, 不仅能实现原有的非互易效应, 还能实现定向非互易热辐射。这项研究不仅突破了传统非互易热辐射对大磁场和大入射角的依赖, 而且极大地推动了非互易热辐射器件的实际应用和发展。紧接着, 深入探讨并实现兼具广角覆盖与窄带特性的非互易热辐射技术, 是一项基础而充满挑战的研究课题。如图 3(e), Wang 等人巧妙地设计了一种创新的非互易热辐射器, 该装置巧妙地融合了磁光材料与周期性结构, 成功地在热辐射领域实现了广角覆盖与窄带特性的完美结合^[59]。具体而言, 在外部强磁场 ($B = 3 \text{ T}$ 或 1 T) 的调控下, 该辐射器在特定波长 (6.52 μm 或 7.18 μm) 处激发出了显著的磁光局部共振模式, 展现出高度的非互易性, 同时在 0° 至 89° 的极广角度范围内, 结构体的发射率与吸收率之间也展现出了清晰的差异, 这标志着在热辐射调控领域取得了重要进展。此项研究成果不仅拓宽了热辐射调控的技术边界, 也为未来在热管理、红外隐身、能量转换等多个领域的应用开辟了新的可能性, 展示了磁光材料与周期性结构设计在热辐射控制中的巨大潜力。

通过利用磁光材料违反基尔霍夫辐射定律, 研究者们打破了传统光谱吸收率和发射率相等的限制, 为工程热辐射领域开启了全新的可能性。先前的研究多数仅限于在有限的波段和角度范围内展示不等的光谱

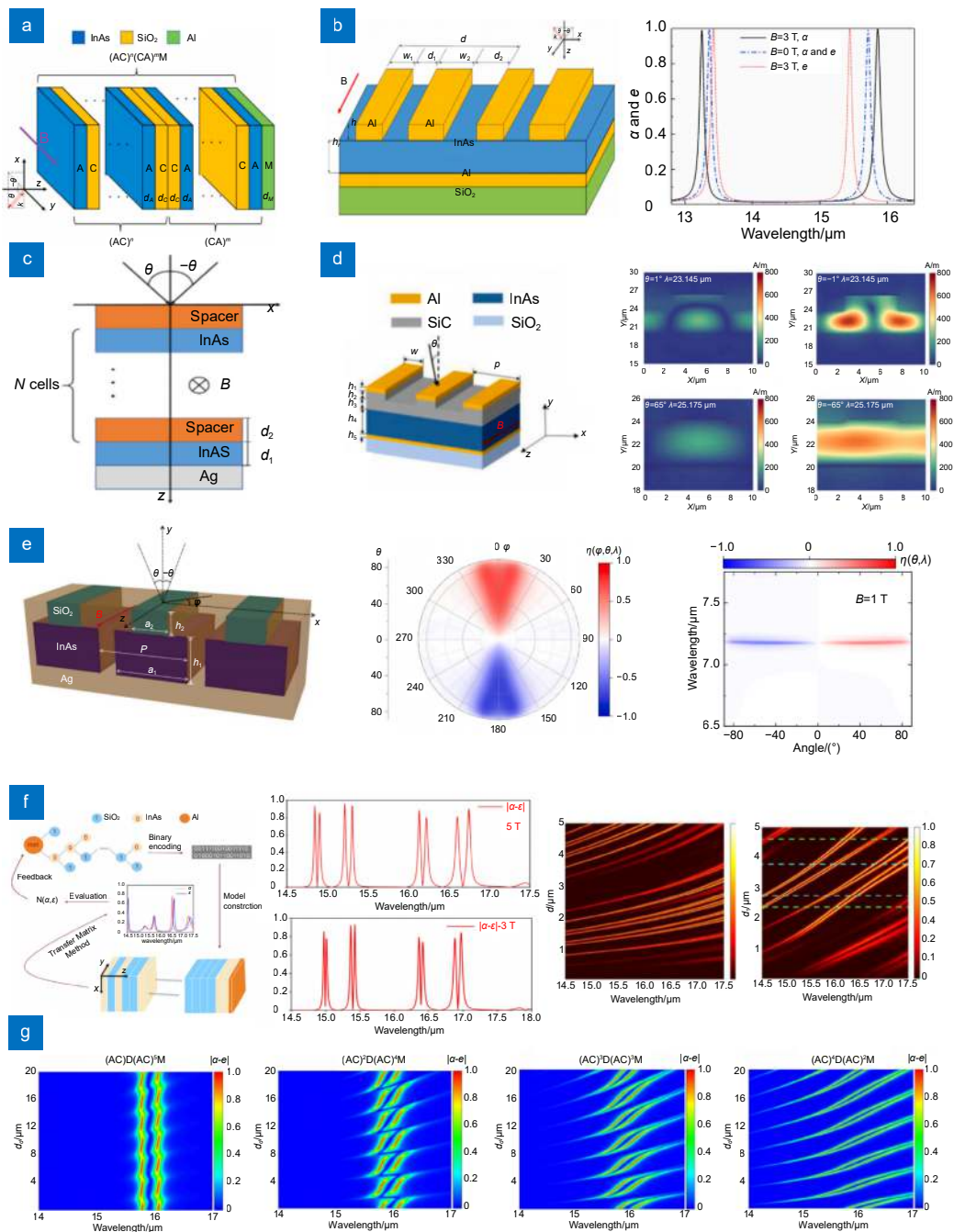


图 3 (a) 双频非互易热发射器原理图^[53]; (b) 强双频非互反辐射结构的原理图和几何参数, 外磁场沿 y 轴; $B=0$ T 和 $B=3$ T 时 $\theta=25^\circ$ 处的吸收 (α) 和发射 (e) 光谱^[54]; (c) 利用 MPCs 实现强非互反辐射结构示意图; (d) $B=0.3$ T 实现非互易热辐射的光栅结构示意图; $\theta=\pm 1^\circ$ 和 $\theta=\pm 65^\circ$ 的磁场分布^[55]; (e) 广角窄带非互易结构体示意图, $6.52 \mu\text{m}$ 和 $7.18 \mu\text{m}$ 处结构在 $0^\circ \sim 89^\circ$ 的广角范围内的非互易性^[59]; (f) 基于机器学习的多波段非互反热辐射原理图; $B=5$ T 和 $B=3$ T 时吸收率与发射率之差; 吸收和发射差值分别随波长、InAs 层和 SiO_2 层厚度的变化情况^[60]; (g) 缺陷位置对多波段非互易热辐射的影响^[61]

Fig. 3 (a) Schematic diagram of a dual-frequency non-reciprocal heat emitter^[53]; (b) Schematic diagram and geometric parameters of the strong dual-frequency non-reciprocal radiation structure, with the external magnetic field along the y -axis; Absorption (α) and emission (e) spectra at $\theta=25^\circ$ for $B=0$ T and $B=3$ T^[54]; (c) Schematic diagram of strong non-reciprocal radiation using MPCs; (d) Schematic diagram of grating structures with $B=0.3$ T to achieve non-reciprocal thermal radiation; Magnetic field distribution of $\theta=\pm 1^\circ$ and $\theta=\pm 65^\circ$ ^[55]; (e) Schematic representation of wide-angle narrow-band non-reciprocal structural bodies, non-reciprocity of the structures at 6.52 and $7.18 \mu\text{m}$ over a wide angle range from 0° to 89° ^[59]; (f) Left: schematic diagram of multi-band non-reciprocal thermal radiation based on machine learning. Middle: difference between absorptivity and emissivity when $B=5$ T and $B=3$ T. Right: difference of absorption and emission with wavelength, InAs layer and SiO_2 layer thickness, respectively^[60]; (g) Nonreciprocities under different defect locations^[61]

特性, 极大地制约了非互易热光伏等实际应用的发展。为了克服这一限制, Hu 等人提出了一种基于通用机器学习-核算法框架的非周期多层结构设计, 如图 3(f)。在 MDTS (material design using tree search) Python 库的支持下, 他们结合了蒙特卡罗树搜索 (MCTS) 算法与贝叶斯优化算法, 成功实现了在广泛的入射角度范围 ($15^\circ \sim 85^\circ$) 内, 于 $B = 5 \text{ T}$ 的磁场条件下, 对四波段 Kirchhoff 辐射定律的显著违反。这种多波段广角非互易热辐射的实现, 主要归功于磁光效应和不同阶空腔模的有效激发^[60]。从图 3(f) 也可以看出, 即使在 $B = 3 \text{ T}$ 的磁场条件下, 该结构依然能够展现出四波段非互易热辐射的优异性能。值得一提的是, 通过简单地调整结构层数、磁场强度以及材料厚度, 研究人员还能够轻松地实现单波段、双波段乃至多波段的非互易热辐射。这一成果的取得, 不仅拓宽了非互易热辐射的研究领域, 也为未来的工程热辐射应用提供了更加灵活和高效的设计策略。此外, 2024 年 Chen 等人还研究了在光子晶体中引入磁光材料以实现超越基尔霍夫辐射定律的非互易热辐射。研究通过在一维 (1D) 磁光子晶体和金属层组成的结构中引入缺陷层, 实现了在 3 T 磁场和 60° 入射角条件下的双频带非互易热辐射。研究通过调整缺陷层的厚度, 成功实现了三频带非互易热辐射^[61]。如图 3(g), 展示了通过控制缺陷层参数来增加非互易频带数量的潜力, 讨论

了缺陷层位置对非互易性能的影响, 该研究为设计更复杂的多频带或宽带非互易热辐射体提供了新思路。

3.3 双极化 NTR

在探讨非互易辐射的实现时, TM 极化波因其磁场矢量垂直于波传播方向, 与磁光材料的磁光性质发生更强的相互作用, 从而更易产生非互易辐射。因此, 先前的研究主要集中在 TM 极化波下的非互易辐射。然而, TE 极化波由于其电场矢量垂直于波传播方向, 与磁光材料的相互作用较弱, 难以直接实现非互易辐射。因此, 当前研究的重点转向了如何在 TE 极化波下实现非互易辐射, 这一挑战对于拓展非互易辐射的应用领域具有重要意义。2024 年, Fang 等人提出了一种创新方法, 他们通过设计硅基纳米孔阵列叠加金属层 (Al) 和磁光层 (InAs) 的结构, 系统地研究了双极化下的强非互易热辐射^[62]。如图 4(a) 所示, 这种结构在 TM 和 TE 极化波下均展现出显著的强非互易辐射。同时, 将纳米孔阵列改为圆柱阵列、方柱阵列、方孔阵列和圆孔阵列都可以在不同的特定角度下产生非互易热辐射。与传统的光子晶体和一维 (1D) 周期光栅结构相比, 这种二维 (2D) 结构不仅有效实现了 TE 和 TM 极化的非互易性, 而且对热辐射控制和能量收集领域具有重大价值。

由于大入射角近红外波段的单偏振问题长期困扰着非互易热辐射技术的发展, Sun 等人在之前研究的

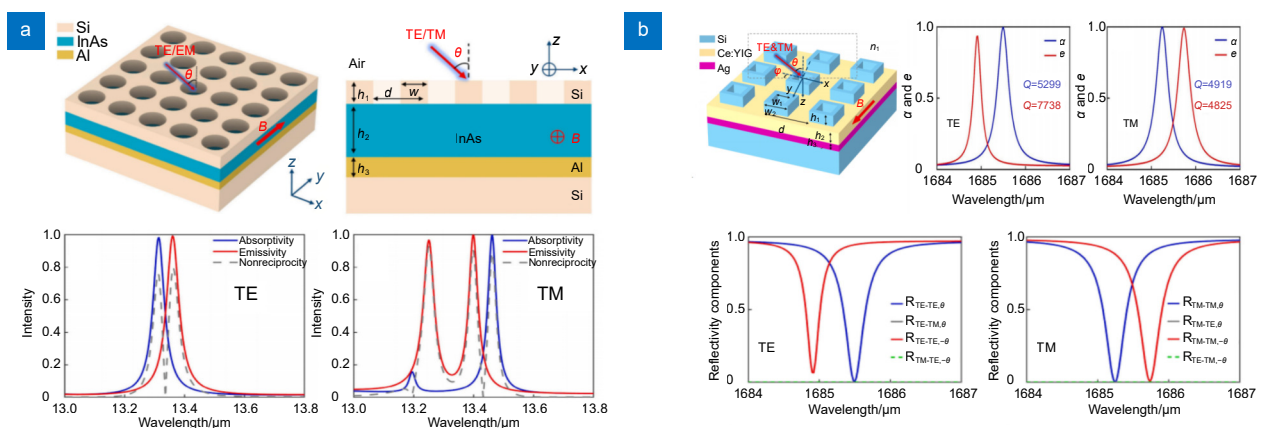


图 4 (a) 硅基纳米孔阵列双极化非互易辐射的三维视图和 xz 面视图以及在 TE 极化波和 TM 极化波下结构的吸收、发射和非互易性随波长的变化^[62]; (b) 近红外双偏振窄带非互易辐射器原理图; TE 极化波和 TM 极化波在 0.8° 入射角下的吸收光谱和发射光谱以及 TE 极化电场 $|E_y|$ 在共振波长 1684.90 nm 处和 TM 极化磁场 $|H_x|$ 共振波长在 1669.74 nm 的场分布^[63]

Fig. 4 (a) Three-dimensional view and xz plane view of dual-polarized nonreciprocal radiation of silicon-based nanopore arrays, showing the changes of absorption, emission and nonreciprocity of structures with wavelength under TE and TM polarized waves^[62]; (b) Schematic diagram of a near-infrared dual-polarization narrow-band nonreciprocal radiator, showing the absorption and emission spectra of TE polarized wave and TM polarized wave at 0.8° incidence angle, and the field distribution of TE polarized electric field $|E_y|$ at the resonance wavelength of 1684.90 nm and TM polarized magnetic field $|H_x|$ at the resonance wavelength of 1669.74 nm ^[63]

基础上又巧妙地提出了一种创新的解决方案：极小入射角的近红外双偏振窄带非互易热辐射器。该辐射体由周期环形阵列、磁光介质和金属反射层精心设计而成^[63]。结构和研究结果如图 4(b) 所示，可以看出在 0.8° 的极小入射角下，该辐射体在两个偏振态下的非互易性均高达 0.85 以上，并展现出极高的 Q 因子。这种卓越的近红外窄带非互易辐射性能源于腔共振和导模共振的精确激发。Sun 等人的这一创新设计为热光伏系统和能量转换领域提供了在小入射角下实现双极化工作的新途径，在热光伏系统和能量转换中具有良好的应用前景。

3.4 实验验证

磁光材料 InAs 在理论上已被深入研究以实现各种条件下的非互易辐射，然而，其实际实验验证尚有很大欠缺。Liu 等人使用定制的红外磁光克尔效应测量装置，在掺杂 InAs 多层膜的样品上施加适度的外部磁场直接观察到了高度不对称的吸收光谱^[64]。测量

装置如图 5(a)，模拟并测量了单层介质光栅结构在 $\theta = \pm 60^\circ$ 下样品的反射光谱。通过测量反射光谱的变化，可以计算样品在不同磁场和角度下的吸收光谱。图 5(a) 将实验结果与理论模拟数据进行对比，实验证明了非互易热辐射。之后，如图 5(b) 对不同掺杂浓度和厚度的 InAs 薄膜进行实验，观察吸收光谱的非互易性。InAs 薄膜的掺杂浓度设计为从底部至顶部逐渐递减，构成梯度掺杂层结构。这种结构确保了在宽频带内具有 ENZ(近零介电常数) 特性。所采用的高掺杂 InAs 晶片衬底只能在小于 $\sim 11.2 \times 10^{13} \text{ rad s}^{-1}$ 的频率范围内确保高反射，因此在实验中制造了一个 14 个 ENZ 层的非互易吸收体，其中介电常数 n_e 的范围从 $n_{e1} \approx 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (底部) 到 $n_{e14} \approx 0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (顶部)，间隔 $\Delta n_e = 0.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。实验中使用 SEM 和 TEM 对薄膜的表面和横截面进行表征，确保薄膜质量和掺杂浓度分布的均匀性。实验验证表明，在特定磁场和角度条件下，吸收光谱展现出显著的非对称特性。之后，利用两个

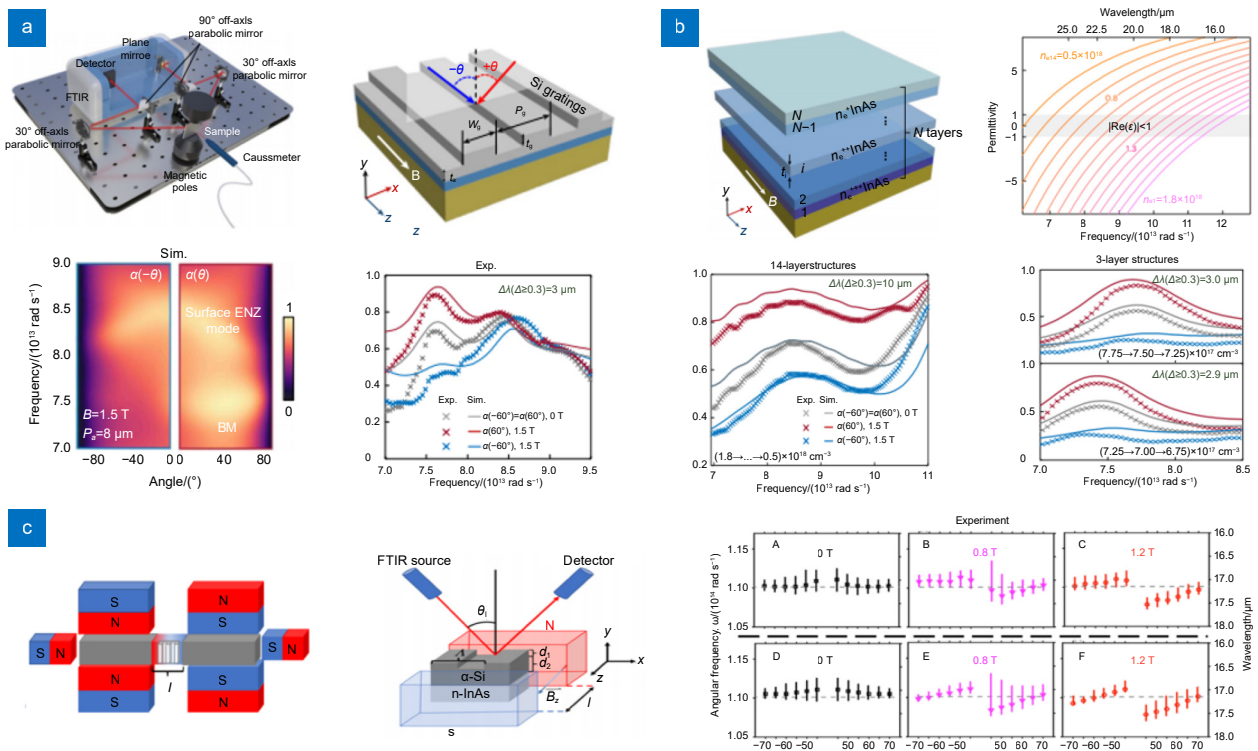


图 5 (a) 定制红外 MO Kerr 效应表征装置，单层结构上的介质光栅示意图及 $\theta = \pm 60^\circ$ 和 $B = 1.5 \text{ T}$ 下模拟和实验的非互易光谱^[64]；(b) 具有梯度 n_e 的磁化 ENZ 多层的示意图、不同掺杂浓度的 InAs 薄膜的介电常数实部图和 $\theta = 60^\circ$ 时 14 层样品和三层层样品测量和模拟的不对称吸收光谱^[64]；(c) 测量方案示意图以及 TM 极化波的吸收率最大值随磁场和入射角的函数^[65]

Fig. 5 (a) Customized infrared MO Kerr effect characterization device, dielectric grating diagram on a single layer structure, and nonreciprocal spectra of simulation and experiment at $\theta = \pm 60^\circ$ and $B = 1.5 \text{ T}$ ^[64]; (b) Schematic diagram of magnetized ENZ multilayers with gradient n_e , real part diagram of permittivity of InAs films with different doping concentrations, and measured and simulated asymmetric absorption spectra for 14 and three-layer samples at $\theta = 60^\circ$ ^[64]; (c) Customized schematic diagram of the measurement scheme and the maximum absorptivity of the TM polarized wave as a function of the magnetic field and the incidence angle^[65]

三层样品在 $B = 1.5 \text{ T}$ 磁场下进行实验, InAs 薄膜同样在 ENZ 频率附近能够实现强非互易吸收, 同时材料损耗、掺杂浓度和薄膜厚度对非互易吸收的形状和位置有显著影响。这一研究通过一系列精确控制的实验, 成功验证了非互易热辐射的存在, 并揭示了影响非互易热辐射的关键因素。研究的实验方法为未来在中红外波段实现宽带非互易热辐射提供了新思路和技术支持。此外, Fan 等人巧妙地将碳化硅用作傅里叶变换红外光谱仪 (FTIR) 的热源, 并通过安装样品于旋转平台, 精准调控光源至样品的入射角。此外, 探测器被稳固地安装在旋转臂上, 用于收集镜面反射光。此外, 偏振器被设置于光源输出和探测器输入端, 确保了偏振相关的测量得以进行。如图 5(c) 所示, 通过在一个静态磁场中的实验, Fan 等人成功打破了 n 型掺杂磁光 InAs 材料的时间反转对称性和互易性^[65]。此过程中, 光耦合由导模谐振器结构产生, 其谐振频率与掺杂砷化镓的 ϵ_a 近零共振状态相匹配。利用这一独特结构, 他们观察到了非互易吸收与磁场和红外散射角之间的密切关联。这一创新设计为直接探索具有不等吸收率和发射率的设备提供了实验基础, 为非互易辐射领域的研究与应用开辟了新的道路。

4 Weyl 半金属

外尔半金属 (Weyl semimetal), 作为一类新兴的三维无间隙拓扑材料^[66-67], 其独特的能带结构中的偶然简并点被称为外尔 (Weyl) 节点。这些节点处, 手性费米子以相反的手性成对出现, 展现了材料内部的独特对称性。为实现这一特性, 外尔半金属需要打破时间反转对称性, 使得原本的双简并狄拉克点分裂为两个手性相反的外尔节点, 并在动量空间 (以波矢 k 表示) 中分离。这种外尔节点的存在对电磁响应产生了深远的影响, 为外尔半金属的位移电场赋予了独特的表现形式^[68]。

$$D = \epsilon_a E + \frac{ie^2}{4\pi^2 \hbar \omega} (-2b_0 B + 2b \times E). \quad (15)$$

其中: ϵ_a 为对应的双简并带 ($b_0 = b = 0$) 狄拉克半金属的介电常数, 可用具有自旋简并的双带模型应用 KuboGreenwood 形式在随机相位近似内进行计算^[69]。假设 ϵ_a 是各向同性的。括号中的第一项和第二项分别描述了手性磁效应和反常霍尔效应。其中, 外尔节点的动量分离 $2b$ 被视为一个类似于内部磁场的轴向矢量。考虑材料具有相同外尔节点能量, 并且每对外尔

节点在动量空间中沿 y 轴方向分离。基于这些条件, 外尔半金属的介电常数张量可以表示为

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_d & 0 & -j\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_d & 0 \\ j\epsilon_a & 0 & \epsilon_d \end{bmatrix}, \quad (16)$$

其中:

$$\epsilon_a = \frac{be^2}{2\pi^2 \hbar \omega}. \quad (17)$$

当 $b \neq 0$ 时, ϵ_a 变为非零, 外尔半金属的介电常数张量将表现出非对称性, 从而破坏了洛伦兹互易性。由于外尔半金属无需外部磁场即可展现出这种本征的非互易性, 它们成为了实现非互易热辐射极具前景的材料。

在 2020 年, Zhao 等人的一项开创性研究揭示了拓扑磁性外尔半金属中的轴子电动力学为构建非互易热辐射体提供了一种新颖且高效的机制。他们提出了一种基于外尔半金属的光子晶体设计, 如图 6(a) 所示, 展示了其结构示意图以及外尔半金属的介电常数张量分量。这一辐射体能在无需任何外部磁场的情况下, 几乎完全打破基尔霍夫定律^[69]。更值得一提的是, 这种对基尔霍夫定律的违反不仅限于特定条件, 而是在广泛的角度和频率范围内持续存在。此外, 这种非互易辐射特性对温度的变化高度敏感, 展现了其在实际应用中的广泛潜力。这项研究突破性地证实了外尔半金属实现非互易热辐射的可行性, 同时为拓扑量子材料在材料科学领域的应用开辟了新的视野。此外, 它为长期以来在构建具有实际应用价值的非互易热辐射体上遇到的挑战提供了创新的解决方案, 为传热领域带来了激动人心的新机遇。

在成功证明外尔半金属是实现非互易材料并打破基尔霍夫定律的理想选择后, 研究者们面临了一个挑战: 现有的基于外尔半金属的设计无法在 $10 \mu\text{m}$ 波长附近实现完美的非互易辐射。为了克服这一难题, Wu 等人设计了一种创新的结构, 该结构能够在较短的波长下实现近乎完美的非互易辐射。他们利用棱镜作为核心组件 (如图 6(b) 所示), 通过精妙的衰减全反射机制, 在波长为 $10 \mu\text{m}$ 、角度为 30° 的条件下, 成功实现了近乎完美的非互易辐射。这一设计的显著特点是其定向发射率与吸收率之差高达 0.99, 几乎达到了完全非互易的效果^[70]。这一突破性的设计为在短波长下产生非互易热辐射提供了新的可能性, 并有望在实验中进一步验证非互易材料的基尔霍夫定律。随后, Wu 认识到先前研究中提出的多种非互易发射体设计

普遍面临材料厚度较大 (常超过波长的十分之一) 及结构复杂的问题, 这极大地增加了实验制造的难度, 从而限制了非互易材料基尔霍夫定律的验证。为了克服这一障碍, Wu 提出了一种极具创新性的简化结构。如图 6(c), 直接在金属衬底上添加磁性外尔半金属 (MWSM) 薄膜。当 MWSM 薄膜厚度为 100 nm 时,

通过法布里-珀罗共振效应, 该结构能在 9.15 μm 波长处产生强烈的非互易辐射^[71]。这一设计不仅结构简单, 而且易于实验制造, 为验证非互易材料基尔霍夫定律带来了巨大的突破。

4.1 单波长 NTR

通过外尔半金属的研究, 我们找到了一种实现非

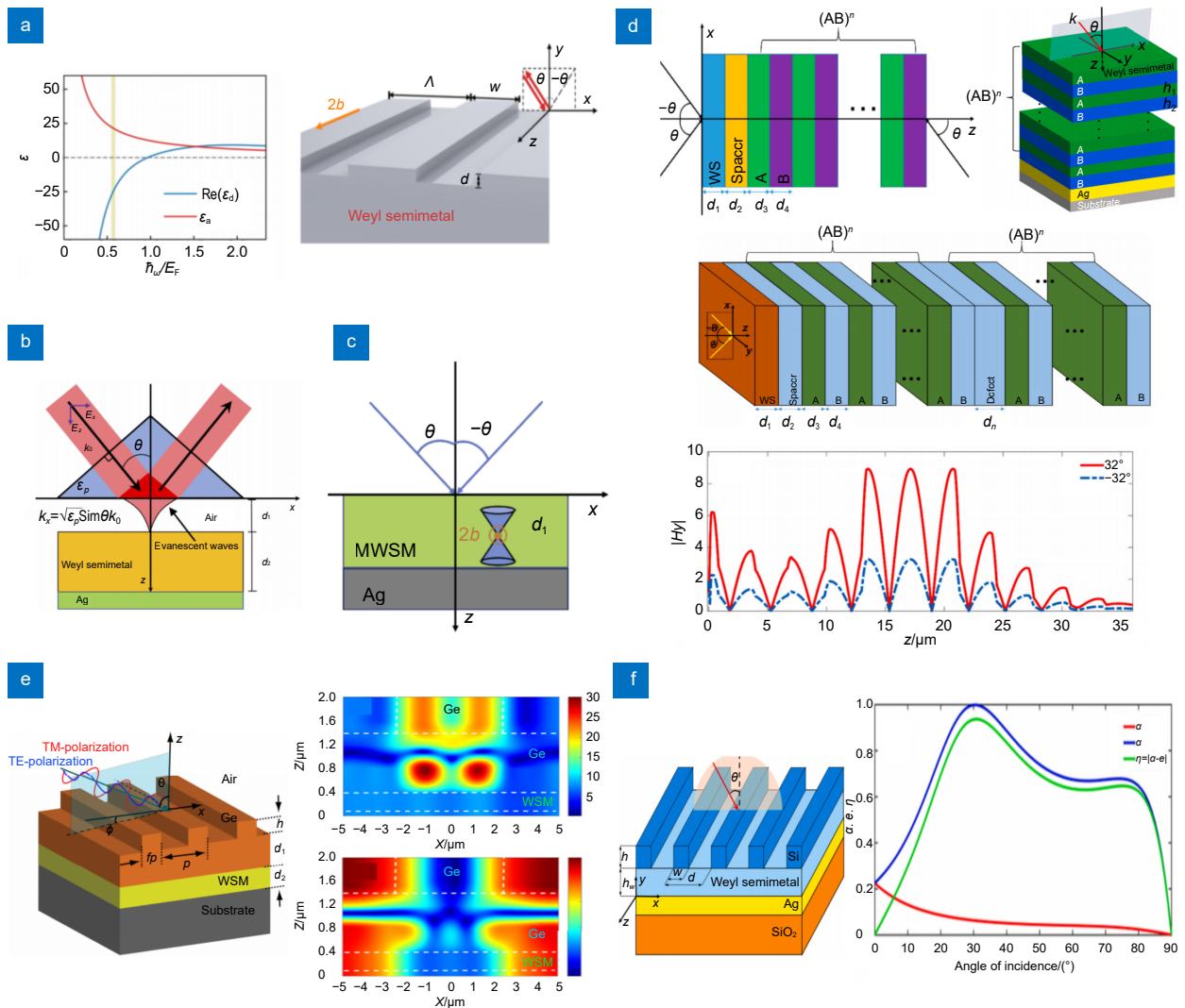


图 6 (a) 外尔半金属的介电常数张量分量 (ϵ_d 和 ϵ_a 分别为对角分量和非对角分量) 和非互易热发射的外尔半金属光子晶体示意图^[69]; (b) 外尔半金属表面衰减全反射的几何形状。入射平面为 x - z 平面^[70]; (c) 非互易热辐射器示意图。厚度为 d_1 的 MWSM 薄膜位于金属基板的顶部^[71]; (d) 外尔半金属与介质光子晶体多层结构示意图, 及第三种多层结构的内部磁场强度分布图^[72-74]; (e) 由 ZCG、WSM 层和 Ag 衬底组成的非互易热发射器的原理图和 $\theta = \pm 1^\circ$ 时, 波长为 10.39 μm 处 H_y 的振幅分布^[75]; (f) 极广角非互易热辐射效应的方案设计图^[76]

Fig. 6 (a) Schematic diagram of Weyl semi-metallic photonic crystals with dielectric constant tensor components (ϵ_d and ϵ_a diagonal and non-diagonal components, respectively) and non-reciprocal thermal emission^[69]; (b) Geometry of the attenuated total reflection of the Weyl semi-metal surface. The plane of incidence is the x - z plane^[70]; (c) Schematic diagram of a non-reciprocal heat radiator. The MWSM film of thickness d_1 is located on top of the metal substrate^[71]; (d) Schematic diagram of the multilayer structure of Weyl semi-metallic and dielectric photonic crystals, and diagram of the internal magnetic field intensity distribution of the third multilayer structure^[72-74]; (e) Schematic diagram of a non-reciprocal heat emitter consisting of a ZCG, WSM layer, and Ag substrate; the amplitude distribution of H_y at a wavelength of 10.39 μm at $\theta = \pm 1^\circ$ ^[75]; (f) Schematic design of extremely wide-angle non-reciprocal thermal radiation effects^[76]

互易性的创新途径。与 InAs 磁光材料类似, 外尔多层晶体结构同样展现出了显著的非互易性。如图 6(d) 所示, 当外尔半金属与全介电光子晶体 (PCs) 相结合时, 非互易热辐射得到了极大的增强。在图 6(d) 的第一种结构中, 通过激发 WS 薄膜与全介质 PC 之间的光学 Tamm 态, 在 $10\ \mu\text{m}$ 波长处, 吸收与发射之间的差异高达 0.94, 显示出强烈的非互易性^[73]。第二种结构则展示了在入射角仅为 30° 、波长 $10\ \mu\text{m}$ 时, 非互易辐射得到了显著的强化^[73]。第三种结构则引入了一种独特的复合多层结构, 由外尔半金属薄膜和带有缺陷层的光子晶体 (PC) 组成。这种结构实现了高质量因子的非互易热辐射, 这得益于 Tamm 等离子体激发元 (TP) 与缺陷模 (DM) 之间的强烈耦合作用^[74]。在 $9.736\ \mu\text{m}$ 波长处, 非互易热辐射的质量因子高达 221.27。图 6(d) 中光子晶体的磁场强度为我们揭示了这些结构的物理机理。当入射角为 32° 时, 在 $0.22\ \mu\text{m}$ 至 $0.42\ \mu\text{m}$ 的间隔层中, 出现了一个显著的磁场强度峰值, 这符合 Tamm 等离激元的激发条件, 且能量主要在此间隔层中占据主导地位。而在缺陷层 (位于 $13.49\ \mu\text{m}$ 至 $20.92\ \mu\text{m}$ 之间) 中, 磁场分布显著增强, 这证实了缺陷模式的激发确实发生在缺陷层内。综上所述, 外尔半金属与全介电光子晶体的结合为我们实现高效、强烈的非互易热辐射提供了新的可能性和思路。

此外, Zheng 等人深入探索并提出了一种在银衬底上结合零对比度光栅与外尔半金属 (WSM) 中间层的新颖方案^[75]。该方案在波长为 $10.39\ \mu\text{m}$ 、入射角度为 1° 的条件下, 实现了高达 0.943 的显著非互易性热辐射。如图 6(e) 所示, 通过优化结构参数得到的场分布图揭示了其物理机制。当 $\theta = 1^\circ$ 时, 磁场在 Ge 层显著增强, 并沿 x 轴呈现出典型的驻波型分布, 这正是引导模式共振 (GMR) 的明显特征。随着光的传播, 进入的能量被周期性延长并有效捕获在 Ge 层中, 导致近乎完美的吸收。与此相反, 当 $\theta = -1^\circ$ 时, 场振幅的增强远小于 $\theta = 1^\circ$ 的情况, 这导致了吸收光谱的显著下降。在 WSM 的协助下, $\theta = \pm 1^\circ$ 两种共振模式的场分布呈现出显著差异。特别是当 $\theta = -1^\circ$ 时, 不满足漏模有效激发的条件, 导致入射波几乎完全反射, 仅伴有微小的吸收。同时, 研究还证实了即使在较宽泛的几何参数范围内设计的辐射体, 依然能够支持显著的非互易性。虽然人们提出了各种各样的非互易热辐射体来打破吸收和发射之间的平衡, 但大多数热辐

射体只能在某一角度达到非互易效应, 而且这些结构表现出非互易效应的角度范围受到很大限制。为解决这一问题, Wu 等人提出了一种实现极广角非互易热辐射效应的方案, 如图 6(f) 所示。该方案是通过在带有金属层的外尔半金属薄膜上放置一个介电光栅来实现的。研究结果显示, 除了当入射角度为 30° 时, 发射体在 $15.98\ \mu\text{m}$ 波长处表现出较强的非互易辐射外, 这一方案在较宽的角度范围内也可以实现强烈的非互易辐射^[76]。这一创新工作为非互易热辐射体的设计及应用开辟了新的道路, 并为实际制造提供了更广阔的可能性。

4.2 多波段多角度 NTR

在深入的科研探索中, 科学家们巧妙地运用外尔半金属, 成功设计出了多层光子晶体、光栅、棱镜等一系列结构, 并成功实现了非互易热辐射。然而, 现有的成果主要集中在单一波长下的应用, 为了打破这一局限, 多波段非互易辐射的实现已成为当前研究的焦点。

Qing 等人提出了一种前沿的杂化结构, 巧妙地将石墨烯与外尔半金属融合, 如图 7(a) 所示。这一创新结构通过导模共振技术, 实现了可调谐双通道非互易辐射, 展现了令人瞩目的成果^[77]。在入射角为 40° 时, 其峰值吸收率 (在 $19.01\ \mu\text{m}$ 处达到 0.85) 与峰值发射率 (在 $21.08\ \mu\text{m}$ 处高达 0.94) 之间的重叠极小, 在这两个波长下, 非互易值分别达到 0.8 和 0.9。这一突破不仅打破了传统单通道系统的局限, 提升了辐射效率, 而且显著增强了系统的灵活性, 为未来的多样化应用奠定了坚实基础。随后, Gu 等人将天然范德华材料纳入研究范畴, 为非互易热辐射领域注入了新的活力。他们精心设计的 KRS5/air/ α -MoO₃/WSM/Ag 异质结构, 成功在 $13.83\ \mu\text{m}$ 和 $15.34\ \mu\text{m}$ 两个波长处实现了近乎完美的非互易热辐射, 如图 7(b) 所示。为了深入探究 α -MoO₃ 层在结构中的关键作用, 科研人员对没有 α -MoO₃ 层的结构进行了性能对比。在其他参数保持不变的情况下, 他们发现没有 α -MoO₃ 层的结构在 $11.982\ \mu\text{m}$ 和 $13.78\ \mu\text{m}$ 两个波长下的非互易值分别为 0.49 和 0.88, 这一对比凸显了 α -MoO₃ 层在增强非互易辐射方面的关键作用^[78]。这一发现为非互易热辐射的管理和应用开辟了新的道路。此外, Wu 等人设计并研究了一种多通道非互易辐射的新方案。如图 7(c), 结构由光子晶体异质结构夹在两个对称的介电间隔层之间, 以及金属薄膜背面的外尔半金属薄

膜组成。在 $10.014\ \mu\text{m}$ 和 $10.396\ \mu\text{m}$ 两个不同的波长可以同时获得接近完美的非互易辐射。并且通过简单地增加光子晶体异质结构的序列顺序并适当调整几何尺寸, 该方案可以很容易地扩展到通道数大于 2 的多波段非互易辐射, 具有很高的可扩展性^[79]。如图 7(d), 当 Wu 等人将光子晶体序列顺序更改为斐波那契多层时, 结构实现了四对接近完美的吸收和发射, 它们彼此不重叠, 从而产生了强的四通道非互易辐射^[80]。所设计的结构将极大地推动具有更高性能和先进功能的

多通道非互易热辐射体的发展, 为其在多个领域的应用提供了坚实的基础。

违反基尔霍夫定律对于提高能量收集效率具有决定性的意义。然而, 在复杂设计中实现发射率和吸收率的非平衡状态并进行实验验证是一项艰巨的任务, 先前的理论建议多限于窄带非互易辐射。Cui 等人提出了一种无需光刻的结构, 该结构在不依赖外部磁场的情况下展现了显著的非互易性。这种方案的核心是一个介电间隔器, 它将外尔半金属 (WSM) 薄膜与背

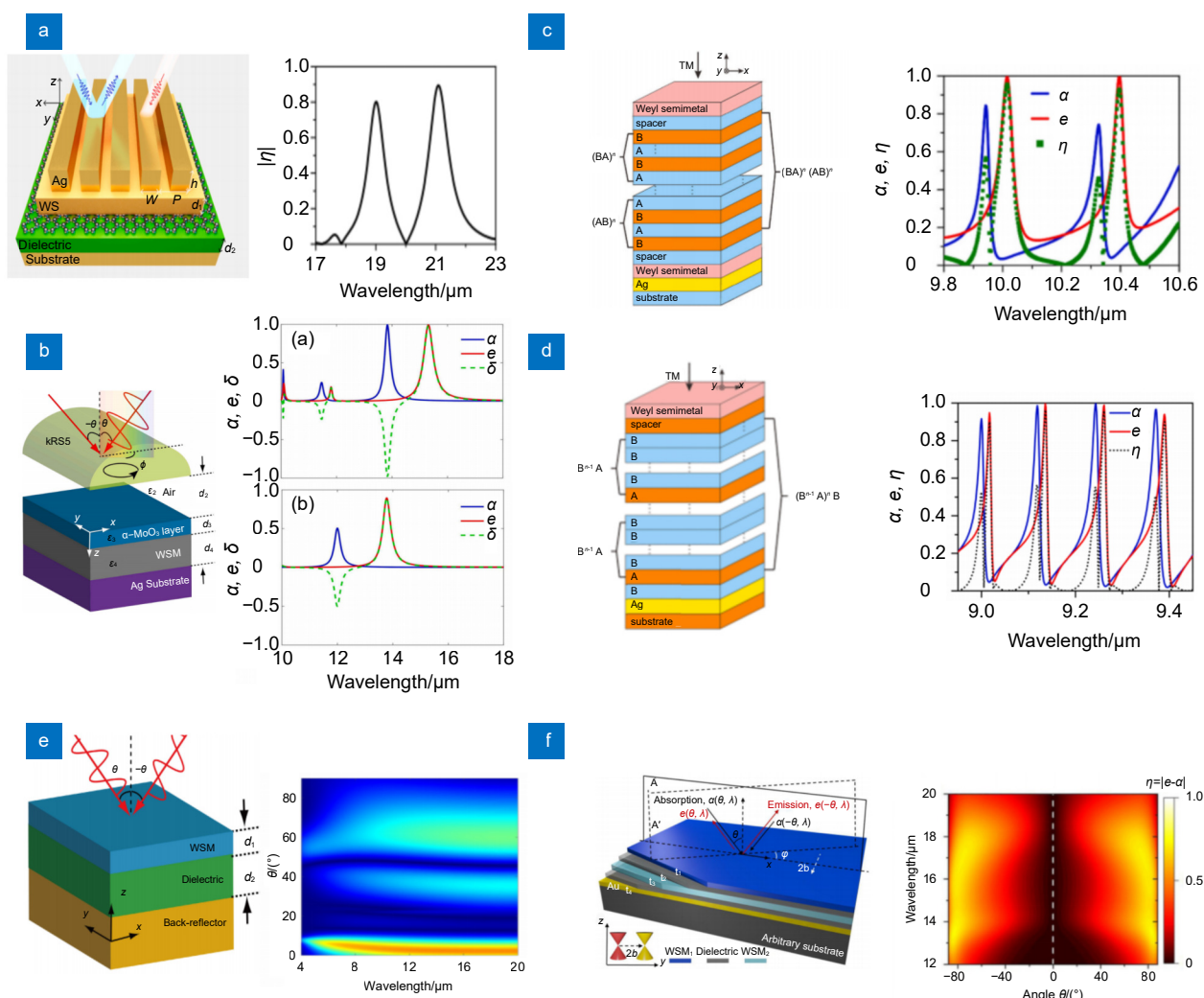


图 7 (a) 杂化石墨烯-外尔结构及效果示意图^[77]; (b) KRS5/Air/ $\alpha\text{-MoO}_3$ /WSM/Ag 结构; 有无 $\alpha\text{-MoO}_3$ 时的非互易值^[78]; (c) 实现多波段非互易的多层光子晶体结构示意图^[79]; (d) 优化光子晶体序列为斐波那契多层实现四通道非互易辐射^[80]; (e) 由 WSM 薄膜、介电间隔器和后反射器组成的非互易热发射器的原理图和波长为 $8\sim 20\ \mu\text{m}$ 处非互易值^[81]; (f) 宽带极广角非互易热辐射效应的方案设计图^[82]

Fig. 7 (a) Structure and effect diagram of hybridized graphene-Weyl^[77]; (b) KRS5/Air/ $\alpha\text{-MoO}_3$ /WSM/Ag structure; non-reciprocal value with or without $\alpha\text{-MoO}_3$ ^[78]; (c) Schematic diagram of multi-layer photonic crystal structures that achieve multi-band nonreciprocity^[79]; (d) Optimizing photonic crystal sequences for Fibonacci multilayers to achieve four-channel nonreciprocal radiation^[80]; (e) Schematic diagram of a non-reciprocal heat emitter consisting of a WSM film, a dielectric spacer and a rear reflector and non-reciprocal values at wavelengths $8\sim 20\ \mu\text{m}$ ^[81]; (f) Schematic design of wideband extremely wide-angle non-reciprocal thermal radiation effects^[82]

反射器分离。通过为反射场施加可调谐相位, 该介电层为优化非互易热发射器引入了额外的设计自由度。如图 7(e), 在 8~20 μm 较宽的波长范围内, 结构都可以产生非互易辐射^[81]。随后, Shi 等人提出了一个中红外的非互易热发射器, 如图 7(f), 改发射器在 12 μm 至 20 μm 的波长范围, 从 16°到 88°的宽角范围均内实现了显著的非互易热辐射^[82]。该结构利用了 WSM 具有不同费米能级和 epsilon-近零诱导布鲁斯特模式的强非互易性。与以前的尝试相比, 结果提供了更宽的中红外波段角范围。同时讨论了以纳米结构作为介电层的替代材料, 证明了设计方案的灵活性和非互易发射器的可靠性能。这项工作具有重要的实际意义, 为辐射冷却、能量转换和热管理等多个领域带来了广阔的应用前景。通过实现宽发射角宽带非互易器件, 可以更有效地控制和利用热能, 为可持续发展和能源利用提供新的解决方案。

4.3 双极化 NTR

非互易热辐射为实现热力学极限下的光子能量转换和控制纳米尺度上的辐射传热提供了重要的机会, 目前已经提出了许多方法来实现多波段, 宽带、广角等非互易热辐射。然而, 与 InAs 材料的研究路径相似, 早期利用外尔半金属实现非互易的研究主要聚焦于 TM 极化波下。因此, 利用外尔半金属在 TE 极化波下实现非互易热辐射, 具有深远的科研价值和广泛的应用前景。

2023 年, Wu 等人设计了一种非互易发射体, 成功实现了 TE 极化波下的非互易热辐射。如图 8(a), 发射体由外尔半金属薄膜和 Ag 衬底组成, 在 10.02 μm 波长处表现出了很强的非互易性。同时通过调整入射面相对于 WS 的外尔节点的角度, 可以有效地增强非互易性。这项工作将为非互易热辐射的应用提供了新的途径^[83]。紧接着, Sun 提出了一种由零对比度光栅和银 (Ag) 衬底上的外尔半金属 (WSM) 中间层组成的发射体。TE 入射波中在 10.32 μm 处以极小的 1°角度实现了大于 0.8 的非互易性。电场振幅分布如图 8(b) 所示, 由于光栅支持的导模共振 (GMR) 和 WSM 耦合产生了显著非互易热辐射^[84]。如图 8(c), Wu 同样利用光栅结构通过 GMR 激发, 实现了 TE 极化波入射下近完全的非互易热辐射^[85]。此外, 这一方案具有广泛的扩展性, 不仅能够增强 TM 极化和 TE 极化波在不同共振波长下的非互易辐射, 还预示着极化依赖和极化无关多功能非互易发射体的未来发展趋势。

偏振无关的非互易辐射是调控光与物质相互作用的关键技术。Wu 的研究将焦点放在了实现双极化波下的非互易热辐射上, 取得了显著的成果。随后, Li 设计了一种由极性电介质、外尔半金属 (WSMs) 和银 (Ag) 衬底构成的异质结构, 成功地在双极化波下实现了对基尔霍夫定律的显著违背和强烈的非互易性 (η)。如图 8(d), 在 8.7 μm 谐振波长处, TM 和 TE 极化的峰值 η 分别为 0.53 和 0.37^[86]。通过改变入射方位角, 可以有效地控制 η 光谱。该设计的角度依赖性也为设计非互易热辐射体提供了一种创新的可行的方法, 并可能导致高效率非互易热辐射的发展。随后, Fang 设计了一种由十字形硅纳米孔、外尔半金属和 Ag 反射层组成的辐射体。如图 8(e), 该辐射体可同时提供 TE 极化和 TM 极化强不可逆辐射, 当入射角为 1.6°时, TE 极化在 11.988 μm 处的吸收率高达 0.988, 而 TM 极化波在 12.4 μm 处的发射率则达到了 0.976。双极化非互易性超过 0.8。TE 极化和 TM 极化非互易的 Q 因子分别为 267 和 220。图 8(e) 进一步揭示了共振波长处两种极化的电场分量分布, 电场能量主要集中在平坦的硅层上, 吸收峰和辐射峰则是由导模共振引发的^[87]。这项研究提出的实现双极化小角度不可逆辐射的方案, 对于推动双极化多波段不可逆辐射技术的发展以及热管理领域具有重大的推动作用。

4.4 动态非互易热辐射调控

尽管通过之前对非互易辐射的大量研究, 精心设计和优化材料结构可以在某些特定条件下实现了非互易性, 但长期以来, 这种非互易性一直缺乏主动控制的手段, 限制了其在实际应用中的灵活性和多功能性。但随着材料科学的不断进步和新型智能材料的涌现, 为主动控制非互易性提供了新的可能。

图 2(d) 中, 通过在顶部金属光栅与底部配备金属反射镜的磁光薄膜之间巧妙地插入石墨烯单层, 实现了可调谐的非互易辐射效应。这种设计使得通过调整石墨烯的栅极电压, 能够灵活地调谐并显著增强非互易辐射的强度。值得注意的是, 费米能级的微调会使光谱朝同一方向偏移, 而其对非互易辐射的增强效果并不显著。然而调整磁场, 特别是当磁场强度变化达到 1 T 量级时, 虽能实现光谱向不同方向的显著移动并增强非互易辐射, 但在实际应用中这样的磁场变化往往难以实现。相比之下, 调整石墨烯的费米能级则更为便捷且可行。因此, 这种通过调整石墨烯栅极电

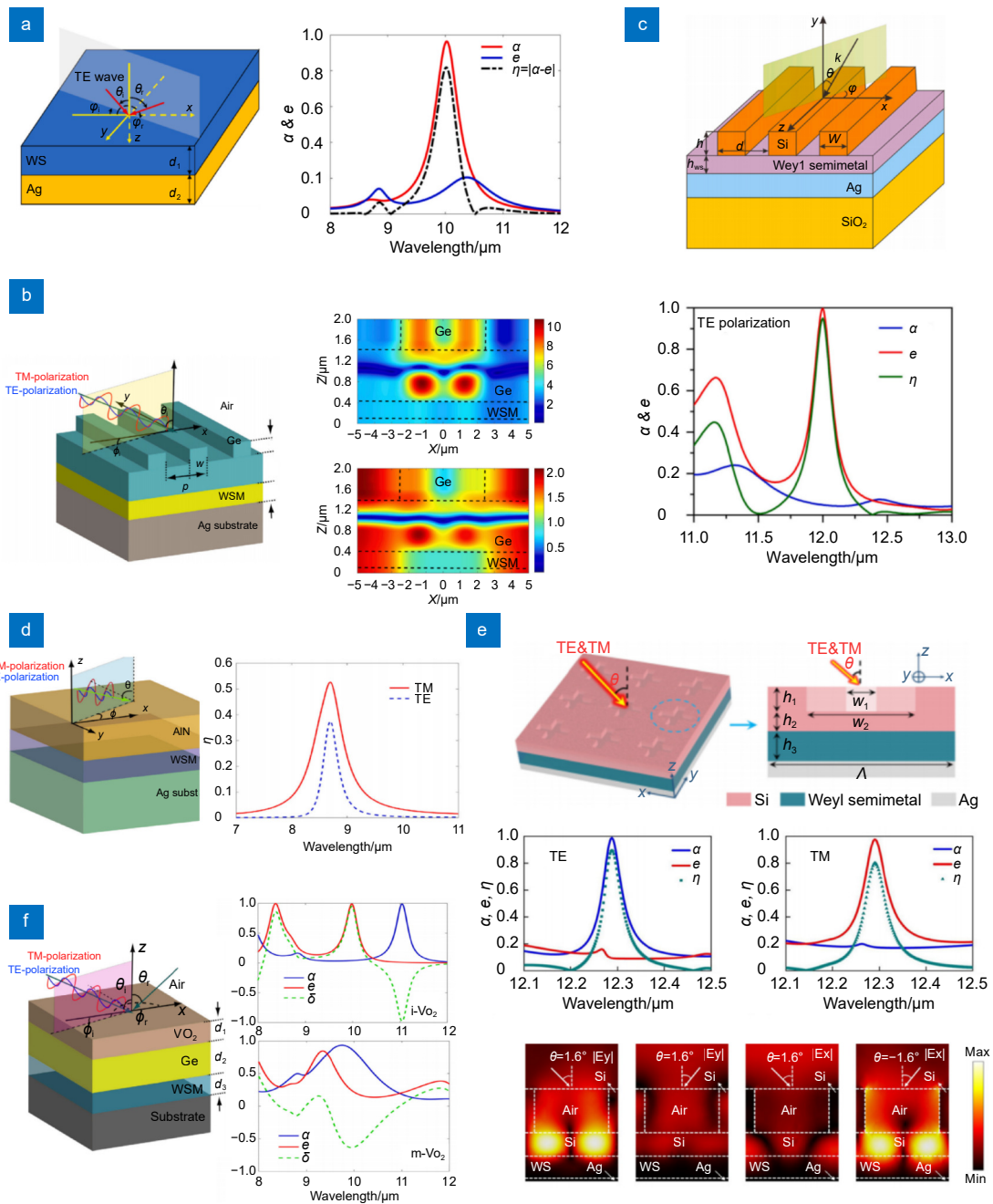


图 8 (a) 由 WS 膜和 Ag 层组成实现 TE 波下非互易的热发射器原理图及其吸收率、发射率和非互易值^[83]; (b) ZCG、WSM 层和 Ag 衬底组成结构示意图及 10.32 μm 处电场分布图^[84]; (c) 由硅光栅和由 SiO_2 衬底支撑的银夹层和 WS 薄膜组成的结构示意图及其吸收率、发射率和非互易值^[85]; (d) 双极化非互易热发射器原理图^[86]; (e) 外尔半金属双偏振辐射体的原理图; TE 和 TM 偏振吸收率、发射率和角度为 1.6° 的非互易性和对应的电场分布图^[87]; (f) 由 VO_2 、Ge、WSM 层和 Mo 衬底组成的结构示意图; VO_2 表现非金属性和金属性时的吸收率、发射率和非互易值^[88]

Fig. 8 (a) Schematic diagram of the thermal emitter composed of a WS film and a Ag layer to achieve non-reciprocity under TE wave, showing the absorptivity, emissivity, and non-reciprocal values^[83]; (b) ZCG, WSM layer, and Ag substrate composition structure diagram and electric field distribution diagram at $10.32 \mu\text{m}$ ^[84]; (c) Schematic diagram of the structure composed of silicon gratings, a silver interlayer supported by a SiO_2 substrate and a WS film, showing the absorptivity, emissivity, and non-reciprocal values^[85]; (d) Schematic diagram of a dual-polarization non-reciprocal heat emitter^[86]; (e) Schematic diagram of Weyl semimetallic dual-polarized radiator, showing the TE and TM polarization absorptivity, emissivity, and angle non-reciprocity of 1.6° and corresponding electric field distribution diagram^[87]; (f) Structural diagram consisting of VO_2 , Ge, WSM layers, and a Mo substrate, showing the absorptivity, emissivity, and non-reciprocal value of VO_2 for nonmetallic and metallic properties^[88]

压来实现动态可调谐非互易辐射的方案, 为实际应用提供了一种极具吸引力的选择。它不仅简化了操作过程, 还提高了系统的灵活性和实用性。

此外, 最近一项突破性的研究为我们控制非互易辐射打开了新的视野。研究人员巧妙地将二氧化钒 (VO_2) 薄膜引入到了多层堆叠结构中, 结合锗 (Ge) 间隔层和外尔半金属 (WSM) 层, 成功实现了一种热可调谐的非互易发射器^[88]。这一创新设计不仅继承了传统非互易发射器的优势, 更通过 VO_2 的热敏特性实现了非互易性的主动切换控制, 极大增强了其实用性和应用灵活性。通过微调入射角、方位角及各层材料的厚度, 该结构能够精准地调控非互易性的优势峰和低谷, 并在温度变化时展现出显著的开关效应。当温度从 20 °C 逐渐升高至 68 °C 时, 该结构能够在近一非互易 (“ON”) 状态和零非互易 (“OFF”) 状态之间自如切换。如图 8(f) 所示, 当 VO_2 处于金属状态 ($m\text{-VO}_2$) 时, 其广泛的吸收特性得以展现; 而在非金属状态 ($i\text{-VO}_2$) 下, 非互易性则表现得更为显著。这种独特的设计使得该结构不仅能够灵活调控非互易性的大小和符号, 还能在不同极化方向下保持稳定的性能。此外, 该非互易发射器采用了无光刻的制备方法, 使其在 8~12 μm 的中红外区域实现了近一的非互易性, 并且在广泛的参数范围内 (包括方位角和入射角) 均能保持稳定的性能。这一成果不仅为光学领域带来了新的发展动力, 也为未来的光电器件设计提供了新的思路和可能性。

5 非互易热辐射的应用

随着全球对可再生能源需求的不断增长, 寻找更高效、更稳定的能源收集技术成为了科研和工业界的共同目标。非互易热辐射作为一种新兴的物理现象, 其在能源收集领域的应用展现出了巨大的潜力和前景。

太阳能热光伏 (STPV) 技术, 作为可再生能源领域的关键组成部分, 长期以来依赖于中间层 (也被称为辐射体或吸收体) 的优化设计来调控阳光照射, 从而增强能量转换效率^[89-91]。中间层位于太阳和热光伏电池之间进行太阳光的高效吸收, 经过对中间层的材料和结构化, 能够吸收大部分入射的太阳辐射, 将其转化为热能。通过吸收大量太阳光, 中间层可以实现温度提升和热能积累, 此时, 中间层会以热辐射的形式重新发射光子。根据普朗克辐射定律, 高温物体会

发射出覆盖宽广频谱的电磁辐射。因此, 设计中间层背面进行仅发射能量高于 STPV 电池带隙的光子, 从而使得 STPV 系统能够收集整个太阳光谱的能量, 热力学极限效率达到黑体极限 (85.4%)。而热光伏电池 (thermophotovoltaic cell) 位于中间层的背面, 它吸收来自中间层的高能光子, 将光能转化为电能, 产生光电效应。由于热光伏电池的带隙与中间层的选择性发射光谱匹配, 电池可以高效地将入射光子转化为电能。然而, 尽管 STPV 技术在不断进步, 其热力学效率极限—黑体极限 (85.4%) 始终未能接近太阳能收集的最终效率极限, 即 Landsberg 极限 (93.3%)^[12]。这一差距一直是科研人员努力攻克的难题。经过深入的研究, 科学家们发现 STPV 系统的效率赤字问题主要源于系统互易性导致的中间层向太阳的反向发射。即在传统 STPV 系统中, 中间层是一个互易光学元件, 遵循基尔霍夫辐射定律。因此, 发射率和吸收率在给定方向、偏振和频率下都相等。这种互易性导致在中间层接收阳光的同时, 不可避免地会有部分热辐射从中间层的前面发射回太阳, 这种回辐射造成了系统内部大量的能量损失。

为了打破这一瓶颈, Zhao 带领研究团队提出了一个大胆且创新的解决方案: 利用具有非互易辐射特性的中间层来构建非互易太阳能热光伏 (NSTPV) 系统^[92]。传统的热光伏装置由于吸收和发射的对称性, 能量转换效率受到限制, 而非互易热辐射可以实现更有效的热能向电能转换, 从而提高系统的整体效率。NSTPV 系统设计的中间层是非互易的, 这意味着它能够从前面吸收, 但仅向背面发射光子。这消除了中间层向太阳方向的回辐射, 使得所有的发射光子都被定向到热光伏电池, 提高了光子通量和电能产生量。具体而言, 非互易热光伏系统能够将转换效率从传统系统的 30%~40% 提升到 50% 以上, 显著改善了能源利用效果。通过消除回辐射, NSTPV 系统的终极效率理论上可达到 Landsberg 极限, 这显著高于传统 STPV 系统的黑体极限效率。NSTPV 系统仅通过一个非互易中间层就能显著提升效率, 这在理论和实践上都有显著的优势。

传统 STPV 的吸收器有对太阳的反向辐射^[93-95]。而在研究的 NSTPV 系统中, 如图 9(a), 非互易中间层的正面可以很好地吸收入射能量 (吸收率 $\alpha = 1$), 但发射率为零; 发射被重新定向到背面, 导致结构背面的发射率是统一的 ($\varepsilon = 1$)^[92]。因此, 反向发射被抑

制, 结构完全从正面吸收而只向背面发射, 导致更高的光子通量到热光伏电池和产生更多的电力。这种特殊设计的中间层能够有效地抑制其向太阳的反向发射, 从而确保更多的光子通量能够顺利地漏斗到光伏电池中。这一改进不仅解决了长期困扰 STPV 系统的效率问题, 更为太阳能热光伏技术的发展开辟了新的道路。

为了进一步逼近甚至达到 Landsberg 这一极限, 研究者们引入了非互易多结太阳能电池的概念^[5,96], 并发现这种电池在理论上也可以实现 Landsberg 极限。通过之前的研究, 非互易热伏系统可以抑制向太阳的反向发射, 同时最大化的增加光伏电池的光子通量。因此, 通过详细的理论分析和模拟实验, 研究者们引入了非互易多结太阳能电池的概念。传统的多结太阳能电池利用多个不同带隙的半导体材料层, 每一层吸收不同波长的光, 从而提高总的能量转换效率。而非互易多结太阳能电池则通过引入非互易性, 可以实现吸收太阳光但在反向方向上不发射光的效果。如图 9(b) 所示, 在这种结构中, 类似于标准的多结太阳能电池, 这些层是具有不同带隙的半导体, 带隙较大的半导体放置在靠近电池正面朝向太阳的地方。然

而, 与标准的多结太阳能电池不同, 这里的每一层都具有上文讨论的非互易半透明吸收/发射特性。这种设计打破了基尔霍夫定律, 使得电池能够有效地吸收并利用更多的太阳能, 同时减少热辐射损失。结果证明在理想情况下, 当使用无限层数时, 这种非互易多结太阳能电池可以完美达到 Landsberg 极限。更重要的是, 即使在有限层数的情况下, 非互易多结电池也表现出了优于标准互易多结电池的性能^[6,97]。这意味着在实际应用中, 可以使用更少的材料和更简单的配置来接近或达到 Landsberg 极限, 从而大大降低了制造成本和系统复杂度。如图 9(c) 左上, 利用辐射冷却收集太阳能的非互易, 电池与周围环境隔热, 其温度取决于辐射热交换。理论分析表明, 当电池温度为 185 K 时, 最大效率 $\eta = 95.9\%$, 略高于传统的单个 Landsberg 太阳能收集系统。同样如图 9(c) 右上, 将该系统与太阳能加热相结合。此时, 散热器与周围环境隔热, 其温度 T_c 仅由其辐射换热决定。最后, 将两者相结合, 但电池与周围环境隔热, 其温度 T_c 仅由其热交换决定。在此条件下, 体系的最大效率为 $\eta = 97.2\%$, 该效率显著高于 Landsberg 极限 93.3%。这些结果表明, 利用非互易设计在 Landsberg 装置中

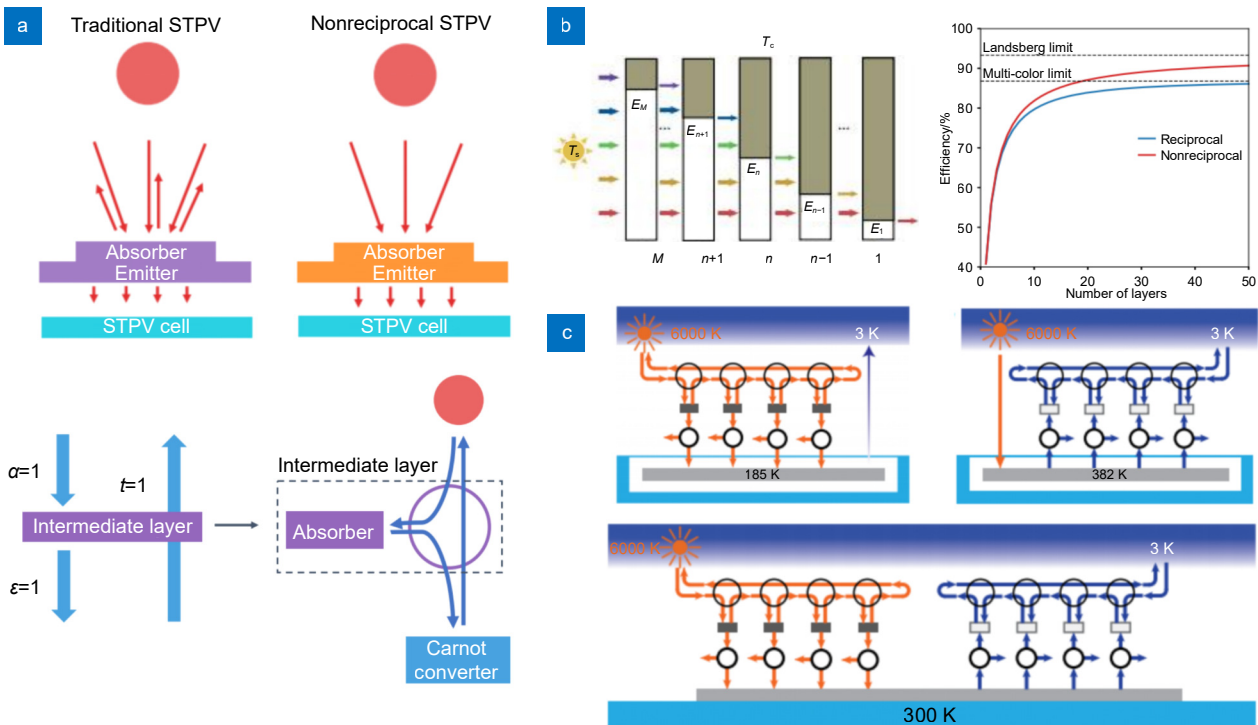


图 9 (a) 传统 STPV 和非互易 STPV 系统^[92]; (b) 非互易多结太阳能电池及效率极限^[97];

(c) 结合辐射冷却和太阳能加热的 Landsberg 极限系统示意图^[98]

Fig. 9 (a) Traditional STPV and non-reciprocal STPV systems^[92]; (b) Nonreciprocal multijunction solar cells and efficiency limits^[97];

(c) Schematic diagram of the Landsberg limit system combining radiant cooling and solar heating^[98]

进行能量收集的巨大潜力^[98]。

此外, 在辐射冷却应用中, 非互易材料能够实现定向热辐射, 从而显著提升冷却效果。相比于传统辐射冷却系统, 非互易系统能够在相同环境条件下达到更低的温度, 这对于需要高效散热的电子设备和建筑物降温具有重要意义。例如, 传统辐射冷却技术在晴朗夜间的冷却效率约为 100 W/m^2 , 而非互易辐射冷却技术则可以提升至 150 W/m^2 以上, 显著增强了冷却效果。

除了性能上的提升, 非互易热辐射技术在成本效益方面也具有显著优势。传统太阳能电池和热光伏系统由于效率限制, 往往需要大面积的材料和复杂的系统设计, 增加了成本。相比之下, 非互易材料通过提高效率, 可减少所需材料和系统复杂度, 从而降低整体成本。例如, 非互易太阳能电池在制造成本上可降低 20%~30%, 使其在大规模应用中更加经济可行。

这些创新应用不仅提高了能源利用效率, 减少了能源浪费, 在能源转换效率和资源利用上带来了巨大的进步, 还对环境保护、气候变化应对等全球性问题产生了积极影响。提高能源利用效率意味着减少对化石燃料的依赖, 减少温室气体排放, 从而有助于缓解全球变暖和环境污染问题。同时, 非互易热辐射技术在提高能源转换效率的同时, 降低了能源消耗和生产成本, 使得清洁能源技术更加普及, 推动了可持续发展的发展。

6 总结与展望

本文深入回顾了非互易热辐射的研究背景, 并探讨了基尔霍夫定律与洛伦兹互易性之间的内在联系, 揭示了基尔霍夫定律在特定情况下的适用性以及非互易热辐射出现的根本原因。文章重点综述了利用磁光材料 InAs 和外尔半金属等前沿材料实现非互易热辐射的前沿技术路径。这些材料凭借其独特的电子结构和光学性质, 通过构建非对称结构并结合外部场调控, 成功实现了对特定波长和方向辐射的差异化吸收和发射特性, 从而在多个波长和角度上展现了非互易热辐射。此外, 文章介绍了非互易热辐射技术在太阳能应用方面展现的巨大潜力和价值。通过该技术, 可以实现对太阳能的高效吸收和转换, 进而提升太阳能电池和热光伏系统的性能。这一突破不仅打破了传统太阳能技术的局限, 也为更高效、更灵活的能源转换提供了新的可能性。

非互易热辐射作为一个前沿研究领域, 已经在科研领域展现出显著的潜力和广泛的应用价值。然而, 目前非互易热辐射在技术实现和实际应用方面仍面临诸多挑战。首先, 实验已经验证了使用磁光材料 InAs 实现非互易热辐射的可行性, 通过在 InAs 上施加静态外部磁场, 在多个入射角范围内验证了红外吸收体中强非互易的存在。然而如何在实验中控制 InAs 薄膜生长过程中的应力和缺陷, 确保磁场在整个实验过程中的稳定性成为了一个关键技术难点。这些缺陷不仅可能影响材料的磁光性能, 还可能干扰实验结果的准确性。为解决这一问题, 我们需要进一步优化薄膜生长工艺, 如调整生长温度、气体流量等参数, 同时采用先进的表征技术实时监测薄膜质量。此外, 确保实验过程中外部磁场的稳定性也至关重要, 这要求我们对磁场发生装置进行精密设计与校准, 以减少磁场波动对实验结果的影响。此外, 外尔半金属的实验验证目前尚未得到很好的进展, 未来应针对外尔半金属非互易结构体展开实验研究。外尔半金属通常需要高质量的单晶材料来保证其独特的电子结构, 但制备大尺寸、高纯度和缺陷少的外尔半金属单晶非常困难, 同时外尔半金属中电子-光子相互作用的机制复杂, 涉及到电子的拓扑性质和光子的相互作用, 精确控制这些相互作用需要先进的理论模型和高精度的实验技术。因此研究的重点聚焦于改进单晶生长设备和技术, 如微重力环境、脉冲激光沉积 (PLD) 等方法, 可以减少缺陷和杂质来制造样品。此外, 在外尔半金属的实验验证中, 电子-光子相互作用的复杂性增加了实验的难度。这些相互作用不仅涉及电子的拓扑性质, 还与光子的行为紧密相关。为了精确控制这些相互作用, 我们需要建立先进的理论模型, 发展高精度的实验技术, 如超快光谱学、电子显微学等, 以实现电子和光子行为的实时观测与分析, 从而提高实验操作的准确性。

在目前非互易热辐射的理论设计层面, 当前的研究主要聚焦于窄带、多波段以及多角度条件下的非互易热辐射特性。为了拓展其应用范围, 需要积极研发新型材料和设计创新结构, 以实现宽带范围内的非互易热辐射。二维材料如硫化钼 (MoS_2) 和硫化钨 (WS_2) 等拓扑绝缘体, 以及石墨烯或自旋电子材料等, 具有独特的电子和光学性质, 为实现宽带非互易热辐射提供了可能。这些材料可以与光子晶体、超材料等自旋电子材料系统结合, 进一步扩展非互易热辐射领域的

应用潜力。最后, 在应用方面, 在太阳能热光伏系统中, 引入非互易热辐射可以消除中间层向太阳的反向发射, 从而提高能量转换效率。因为非互易热辐射的吸收和发射特性不完全相同, 允许能量按照波段进行管理, 这为辐射技术带来了许多新的应用可能性。利用非互易热辐射, 可以实现对不同波长的红外辐射的选择性吸收和传输, 从而实现对中红外激光器的波长控制和调节, 可以对不同物质进行检测和识别, 在环境监测、食品安全、医疗诊断等领域具有重要的应用价值。此外, 结合辐射冷却技术, 非互易热辐射可以实现更高效的制冷效果。通过精确控制发射光谱, 可以优化辐射制冷系统的性能, 减少能源消耗。例如, 在建筑中, 可以设计非互易热辐射涂层, 用于提高保温性能或实现节能型辐射冷却。总之, 非互易热辐射以其独特优势和应用潜力, 在未来将推动各种领域的技术进步和产业发展。

利益冲突: 所有作者声明无利益冲突

参考文献

- [1] Luo C Y, Narayanaswamy A, Chen G, et al. Thermal radiation from photonic crystals: a direct calculation[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, **93**(21): 213905.
- [2] Francoeur M, Mengüç M P, Vaillon R. Solution of near-field thermal radiation in one-dimensional layered media using dyadic Green's functions and the scattering matrix method[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2009, **110**(18): 2002–2018.
- [3] Baranov D G, Xiao Y Z, Nechepurenko I A, et al. Nanophotonic engineering of far-field thermal emitters[J]. *Nat Mater*, 2019, **18**(9): 920–930.
- [4] Fan S H, Li W. Photonics and thermodynamics concepts in radiative cooling[J]. *Nat Photonics*, 2022, **16**(3): 182–190.
- [5] Landsberg P T, Tonge G. Thermodynamic energy conversion efficiencies[J]. *J Appl Phys*, 1980, **51**(7): R1–R20.
- [6] Snyder W C, Wan Z M, Li X W. Thermodynamic constraints on reflectance reciprocity and Kirchhoff's law[J]. *Appl Opt*, 1998, **37**(16): 3464–3470.
- [7] Snyder W C. Structured surface bidirectional reflectance distribution function reciprocity: theory and counterexamples[J]. *Appl Opt*, 2002, **41**(21): 4307–4313.
- [8] Baltès H P. I on the validity of Kirchhoff's law of heat radiation for a body in a nonequilibrium environment[J]. *Prog Opt*, 1976, **13**: 1–25.
- [9] Greffet J J, Nieto-Vesperinas M. Field theory for generalized bidirectional reflectivity: derivation of Helmholtz's reciprocity principle and Kirchhoff's law[J]. *J Opt Soc Am A*, 1998, **15**(10): 2735–2744.
- [10] Green M A. *Third Generation Photovoltaics: Advanced Solar Energy Conversion*[M]. Berlin: Springer, 2003. <https://doi.org/10.1007/b137807>.
- [11] Huang G, Wang K, Markides C N. Efficiency limits of concentrating spectral-splitting hybrid photovoltaic-thermal (PV-T) solar collectors and systems[J]. *Light Sci Appl*, 2021, **10**(1): 28.
- [12] Shockley W, Queisser H J. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells[J]. *J Appl Phys*, 1961, **32**(3): 510–519.
- [13] Yu Z F, Raman A, Fan S H. Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells[J]. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2010, **107**(41): 17491–17496.
- [14] Harder N P, Würfel P. Theoretical limits of thermophotovoltaic solar energy conversion[J]. *Semicond Sci Technol*, 2003, **18**(5): S151–S157.
- [15] Taretto K, Rau U. Modeling extremely thin absorber solar cells for optimized design[J]. *Prog Photovolt*, 2004, **12**(8): 573–591.
- [16] Ries H. Complete and reversible absorption of radiation[J]. *Appl Phys B*, 1983, **32**(3): 153–156.
- [17] Hsu P C, Liu C, Song A Y, et al. A dual-mode textile for human body radiative heating and cooling[J]. *Sci Adv*, 2017, **3**(11): e1700895.
- [18] Shi N N, Tsai C C, Camino F, et al. Keeping cool: enhanced optical reflection and radiative heat dissipation in Saharan silver ants[J]. *Science*, 2018, **349**(6245): 298–301.
- [19] Raman A P, Anoma M A, Zhu L X, et al. Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight[J]. *Nature*, 2014, **515**(7528): 540–544.
- [20] Zhu L X, Raman A P, Fan S H. Radiative cooling of solar absorbers using a visibly transparent photonic crystal thermal blackbody[J]. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2015, **112**(40): 12282–12287.
- [21] Ilic O, Bermel P, Chen G, et al. Tailoring high-temperature radiation and the resurrection of the incandescent source[J]. *Nat Nanotechnol*, 2016, **11**(4): 320–324.
- [22] Kirchhoff G. I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat[J]. *Phil Mag*, 1860, **20**(130): 1–21.
- [23] Howell J R, Mengüç M P, Siegel R. *Thermal Radiation Heat Transfer*[M]. Boca Raton: CRC Press, 2016.
- [24] Modest M F. *Radiative Heat Transfer*[M]. New York: Academic Press, 2013.
- [25] Bergman T L, Lavine A S, Incropera F P, et al. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*[M]. New York: Wiley, 2011.
- [26] Balfour Stewart E. I. -An account of some experiments on radiant heat, involving an extension of Prevost's theory of exchanges[J]. *Earth Environ Sci Trans Royal Soc Edinburgh*, 1861, **22**(1): 1–20.
- [27] Boltzmann L. The second law of thermodynamics[M]// Boltzmann L. *Theoretical Physics and Philosophical Problems: Selected Writings*. Dordrecht: Springer-Verlag, 1974. https://doi.org/10.1007/978-94-010-2091-6_2.
- [28] Planck M. *The Theory of Heat Radiation*[M]. Masius M, trans.

- New York: Dover Publications, 1959, 1991.
- [29] Rytov S M, Kravtsov Y A, Tatarskii I T. *Principles of Statistical Radiophysics 3: Elements of Random Fields*[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1989.
- [30] Zhang Z M. Nano/Microscale Heat Transfer[M]. New York: McGraw-Hill, 2007.
- [31] Krüger M, Bimonte G, Emig T, et al. Trace formulas for nonequilibrium Casimir interactions, heat radiation, and heat transfer for arbitrary objects[J]. *Phys Rev B*, 2012, **86**(11): 115423.
- [32] Geist J. Effect of wall roughness on the spectral density of radiation within symmetric closed cavities in good conductors[J]. *J Opt Soc Am*, 1972, **62**(4): 602–604.
- [33] Robitaille P M. Kirchhoff's law of thermal emission: 150 years[J]. *Prog Phys*, 2009, **5**(4): 3–13.
- [34] Zhu L X, Fan S H. Near complete violation of detailed balance in thermal radiation[J]. *Phys Rev B*, 2014, **90**(22): 220301.
- [35] Zhang Z M, Wu X H, Fu C J. Validity of Kirchhoff's law for semitransparent films made of anisotropic materials[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2020, **245**: 106904.
- [36] Wu X H, Fu C J, Zhang Z M. Effect of orientation on the directional and hemispherical emissivity of hyperbolic metamaterials[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2019, **135**: 1207–1217.
- [37] Wu X H, Fu C J, Zhang Z M. Chiral response of a twisted bilayer of hexagonal boron nitride[J]. *Opt Commun*, 2019, **452**: 124–129.
- [38] Zhao B, Sakurai A, Zhang Z M. Polarization dependence of the reflectance and transmittance of anisotropic metamaterials[J]. *J Thermophys Heat Transfer*, 2016, **30**(1): 240–246.
- [39] Malone C G, Choi B I, Flik M I, et al. Spectral emissivity of optically anisotropic solid media[J]. *J Heat Transfer*, 1993, **115**(4): 1021–1028.
- [40] Potton R J. Reciprocity in optics[J]. *Rep Prog Phys*, 2004, **67**(5): 717–754.
- [41] Shu W X, Fu N, Lü X F, et al. Integral equation method for electromagnetic wave propagation in stratified anisotropic dielectric-magnetic materials[J]. *Commun Theor Phys*, 2010, **54**(5): 879–885.
- [42] Menzel C, Helgert C, Rockstuhl C, et al. Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **104**(25): 253902.
- [43] Li L F. Symmetries of cross-polarization diffraction coefficients of gratings[J]. *J Opt Soc Am A*, 2000, **17**(5): 881–887.
- [44] Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, et al. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities[J]. *Adv Opt Mater*, 2013, **1**(1): 10–35.
- [45] Yang S H, Liu M Q, Zhao C Y, et al. Nonreciprocal thermal photonics[J]. *Nat Photonics*, 2024, **18**(5): 412–424.
- [46] Fan L L, Guo Y, Papadakis G T, et al. Nonreciprocal radiative heat transfer between two planar bodies[J]. *Phys Rev B*, 2020, **101**(8): 085407.
- [47] Wu X H. The promising structure to verify the Kirchhoff's Law for nonreciprocal materials[J]. *ES Energy Environ*, 2021, **12**: 46–51.
- [48] Wu J, Wang Z M, Wu B Y, et al. The giant enhancement of nonreciprocal radiation in Thue-morse aperiodic structures[J]. *Opt Laser Technol*, 2022, **152**: 108138.
- [49] Wu J, Wu F, Zhao T C, et al. Nonreciprocal thermal radiation based on Fibonacci quasi-periodic structures[J]. *Eng Sci*, 2022, **18**: 141–147.
- [50] Wu J, Wu F, Zhao T C, et al. Tunable nonreciprocal thermal emitter based on metal grating and graphene[J]. *Int J Therm Sci*, 2022, **172**: 107316.
- [51] Wu J, Sun Y S, Wu B Y, et al. Strong nonreciprocal mid-infrared radiation at small angles based on the excitation of guided modes[J]. *Eng Sci*, 2022, **19**: 198–204.
- [52] Wu X H, Chen Z X, Wu F. Strong nonreciprocal radiation in a InAs film by critical coupling with a dielectric grating[J]. *ES Energy Environ*, 2021, **13**: 8–12.
- [53] Wu J, Wu F, Zhao T C, et al. Dual-band nonreciprocal thermal radiation by coupling optical Tamm states in magnetophotonic multilayers[J]. *Int J Therm Sci*, 2022, **175**: 107457.
- [54] Wu J, Wu F, Wu X H. Strong dual-band nonreciprocal radiation based on a four-part periodic metal grating[J]. *Opt Mater*, 2021, **120**: 111476.
- [55] Shi K Z, Xing Y X, Sun Y W, et al. Thermal vertical emitter of ultra-high directionality achieved through nonreciprocal magneto-optical lattice resonances[J]. *Adv Opt Mater*, 2022, **10**(24): 2201732.
- [56] Chen Z H, Yu S L, Yuan C, et al. Ultra-efficient machine learning design of nonreciprocal thermal absorber for arbitrary directional and spectral radiation[J]. *J Appl Phys*, 2023, **134**(20): 203101.
- [57] Wu X H, Liu R Y, Yu H Y, et al. Strong nonreciprocal radiation in magnetophotonic crystals[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2021, **272**: 107794.
- [58] Chen Z H, Yu S L, Yuan C, et al. Near-normal nonreciprocal thermal radiation with a 0.3T magnetic field based on double-layer grating structure[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2024, **222**: 125202.
- [59] Wang J S, Shi K Z, Xing X B. Nonreciprocal wide-angle and narrowband thermal emitter[J]. *Mater Today Phys*, 2024, **46**: 101515.
- [60] Chen Z H, Yu S L, Hu B, et al. Multi-band and wide-angle nonreciprocal thermal radiation[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2023, **209**: 124149.
- [61] Chen Z H, Yu S L, Yuan C, et al. Defect-mode and Fabry-Perot resonance induced multi-band nonreciprocal thermal radiation[J]. *Sci China Technol Sci*, 2024.
- [62] Fang J M, Wang M Z, Liu T Y, et al. Dual-polarization strong nonreciprocal thermal radiation with silicon-based nanopore arrays[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2024, **195**:

- 108602.
- [63] Fang J M, Zou J Q, Liu T Y, et al. Dual-polarization near-infrared narrow-band unidirectional nonreciprocal thermal radiator[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2024, **223**: 125229.
- [64] Liu M Q, Xia S, Wan W J, et al. Broadband mid-infrared non-reciprocal absorption using magnetized gradient epsilon-near-zero thin films[J]. *Nat Mater*, 2023, **22**(10): 1196–1202.
- [65] Shayegan K J, Zhao B, Kim Y, et al. Nonreciprocal infrared absorption via resonant magneto-optical coupling to InAs[J]. *Sci Adv*, 2022, **8**(18): eabm4308.
- [66] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A. Weyl and dirac semimetals in three-dimensional solids[J]. *Rev Mod Phys*, 2018, **90**(1): 015001.
- [67] Hosur P, Qi X L. Recent developments in transport phenomena in Weyl semimetals[J]. *C R Phys*, 2013, **14**(9-10): 857–870.
- [68] Hofmann J, Sarma S D. Surface Plasmon polaritons in topological Weyl semimetals[J]. *Phys Rev B*, 2016, **93**(24): 241402(R).
- [69] Zhao B, Guo C, Garcia C A C, et al. Axion-field-enabled nonreciprocal thermal radiation in Weyl semimetals[J]. *Nano Lett*, 2020, **20**(3): 1923–1927.
- [70] Wu X H, Yu H Y, Wu F, et al. Enhanced nonreciprocal radiation in Weyl semimetals by attenuated total reflection[J]. *AIP Adv*, 2021, **11**(7): 075106.
- [71] Wu J, Wang Z M, Zhai H, et al. Near-complete violation of Kirchhoff's law of thermal radiation in ultrathin magnetic Weyl semimetal films[J]. *Opt Mater Express*, 2021, **11**(12): 4058–4066.
- [72] Wu J, Sun Y S, Wu F, et al. Enhancing nonreciprocal thermal radiation in Weyl semimetals based on optical Tamm states by integrating with photonic crystals[J]. *Waves Random Complex Media*, 2022.
- [73] Wu J, Wu B Y, Wang Z M, et al. Strong nonreciprocal thermal radiation in Weyl semimetal-dielectric multilayer structure[J]. *Int J Therm Sci*, 2022, **181**: 107788.
- [74] Wu J Z, Li H J, Fu C J, et al. High quality factor nonreciprocal thermal radiation in a weyl semimetal film via the strong coupling between Tamm Plasmon and defect mode[J]. *Int J Therm Sci*, 2023, **184**: 107902.
- [75] Cui F P, Wang Z H, Ye J F, et al. Nonreciprocal thermal radiation with zero-contrast gratings for extreme small incident angle[J]. *IEEE Photonics Technol Lett*, 2024, **36**(2): 131–134.
- [76] Wu J, Sun Y S, Wu B Y, et al. Extremely wide-angle nonreciprocal thermal emitters based on Weyl semimetals with dielectric grating structure[J]. *Case Stud Therm Eng*, 2022, **40**: 102566.
- [77] Qing Y M, Wu J. Tunable wide-angle dual-channel nonreciprocal radiation in a hybrid graphene–Weyl semimetal structure[J]. *Results Phys*, 2024, **60**: 107657.
- [78] Gu Z H, Zang Q, Zheng G G. Near-unity nonreciprocal thermal radiation in biaxial van der Waals material-Weyl semimetal heterostructures[J]. *Int Commun Heat Mass Transfer*, 2024, **153**: 107346.
- [79] Wu J, Qing Y M. Multichannel nonreciprocal thermal radiation with Weyl semimetal and photonic crystal heterostructure[J]. *Case Stud Therm Eng*, 2023, **48**: 103161.
- [80] Wu J, Qing Y M. Strong multi-band nonreciprocal radiation with Fibonacci multilayer involving Weyl semimetal[J]. *Results Phys*, 2023, **51**: 106642.
- [81] Cui F P, Sun M R, Qian L M, et al. Broadband nonreciprocal thermal radiation with Weyl semimetal-based Pattern-Free heterostructure[J]. *IEEE Photonics Technol Lett*, 2023, **35**(13): 717–720.
- [82] Shi K Z, Sun Y W, Hu R, et al. Ultra-broadband and wide-angle nonreciprocal thermal emitter based on Weyl semimetal metamaterials[J]. *Nanophotonics*, 2024, **13**(5): 737–747.
- [83] Wu J Z, Wu B Y, Shi K Z, et al. Strong nonreciprocal thermal radiation of transverse electric wave in Weyl semimetal[J]. *Int J Therm Sci*, 2023, **187**: 108172.
- [84] Sun M R, Qian L M, Xian F L, et al. Large nonreciprocity of thermal radiation for transverse electric wave with extremely small incident angle[J]. *Opt Laser Technol*, 2024, **170**: 110308.
- [85] Wu J, Qing Y M. The enhanced nonreciprocal radiation in a grating structure containing a Weyl semimetal film under conical incidence[J]. *Int Commun Heat Mass Transfer*, 2024, **151**: 107254.
- [86] Li H J, Zheng G G. Polarization-independent nonreciprocal radiation in polar dielectric-Weyl semimetal planar heterostructure[J]. *Opt Commun*, 2024, **550**: 130002.
- [87] Fang J M, Zou J Q, Liu T Y, et al. Dual-polarization small-angle strong nonreciprocal thermal radiator with Weyl semimetal[J]. *Appl Phys Lett*, 2024, **124**(17): 171702.
- [88] Shen Y T, Qian L M, Sun M R, et al. Thermally tunable nonreciprocal radiation in lithography-free vanadium dioxide-dielectric-Weyl semimetal stack[J]. *Opt Commun*, 2024, **562**: 130569.
- [89] Chan W, Huang R, Wang C, et al. Modeling low-bandgap thermophotovoltaic diodes for high-efficiency portable power generators[J]. *Sol Energy Mater Sol Cells*, 2010, **94**(3): 509–514.
- [90] Chan W R, Bermel P, Pilawa-Podgurski R C N, et al. Toward high-energy-density, high-efficiency, and moderate-temperature chip-scale thermophotovoltaics[J]. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2013, **110**(14): 5309–5314.
- [91] Datas A, Martí A. Thermophotovoltaic energy in space applications: review and future potential[J]. *Sol Energy Mater Sol Cells*, 2017, **161**: 285–296.
- [92] Ghalekohneh S J, Zhao B. Nonreciprocal solar thermophotovoltaics[J]. *Phys Rev Appl*, 2022, **18**(3): 034083.
- [93] Rinnerbauer V, Lenert A, Bierman D M, et al. Metallic photonic crystal absorber-emitter for efficient spectral control in high-temperature solar thermophotovoltaics[J]. *Adv Energy Mater*, 2014, **4**(12): 1400334.

- [94] Wang Y, Zhou L, Zheng Q H, et al. Spectrally selective solar absorber with sharp and temperature dependent cut-off based on semiconductor nanowire arrays[J]. *Appl Phys Lett*, 2017, **110**(20): 201108.
- [95] Wang Y, Liu H Z, Zhu J. Solar thermophotovoltaics: progress, challenges, and opportunities[J]. *APL Mater*, 2019, **7**(8): 080906.
- [96] Amy C, Seyf H R, Steiner M A, et al. Thermal energy grid storage using multi-junction photovoltaics[J]. *Energy Environ Sci*, 2019, **12**(1): 334–343.
- [97] Park Y, Zhao B, Fan S H. Reaching the ultimate efficiency of solar energy harvesting with a nonreciprocal multijunction solar cell[J]. *Nano Lett*, 2022, **22**(1): 448–452.
- [98] Li W, Buddhiraju S, Fan S H. Thermodynamic limits for simultaneous energy harvesting from the hot sun and cold outer space[J]. *Light Sci Appl*, 2020, **9**: 68.

作者简介



王雅婷 (2000-), 女, 西安理工大学 2022 级硕士研究生, 国家奖学金获得者。

E-mail: wangyating0323@163.com



【通信作者】王明军 (1979-), 男, 西安理工大学三级教授, 博士生导师, 曾获陕西省杰青、陕西省高层次人才特别支持计划、陕西省中青年科技领军人才、陕西省青年科技奖、陕西省青年科技新星等荣誉称号。主要从事复杂介质中光/电磁波传输与散射特征的研究。

E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn



【通信作者】吴小虎 (1992-), 男, 山东高等技术研究院研究员, 中国青年五四奖章获得者, 山东省优青, 山东省泰山学者青年专家。主要从事辐射换热、太阳能光热利用、微纳光子学等领域的研究。

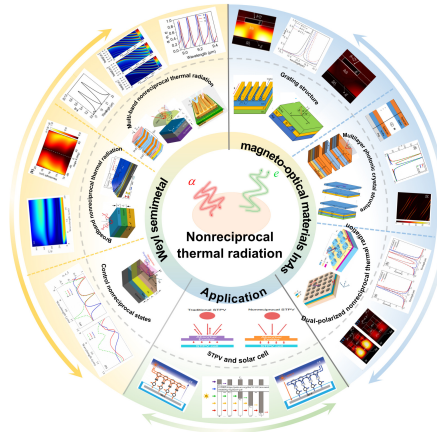
E-mail: xiaohu.wu@iat.cn



扫描二维码, 获取PDF全文

Review of research on nonreciprocal thermal radiation

Wang Yating¹, Wang Mingjun^{1,2*}, Wu Xiaohu^{3*}, Liu Haotuo⁴, Wu Biyuan³



Nonreciprocal thermal radiation development and applications

Overview: Thermal radiation is a natural phenomenon in which an object emits electromagnetic waves as a result of its temperature, and any object with a non-zero temperature has the ability to emit and absorb such radiation. Kirchhoff's law, an important cornerstone of thermal radiation theory, details the intrinsic correlation between the energy emitted and absorbed by an object. However, in certain application scenarios, the limitation inherent in Kirchhoff's law, such as the upper limit of energy conversion efficiency and the limitation of spectral selectivity, becomes a bottleneck for technological advancement. In order to deeply understand and overcome these limitations, this paper first provides an in-depth analysis of the fundamentals of Kirchhoff's law and explores its close connection with Lorentz reciprocity. By analyzing the relationship between Kirchhoff's law and Lorentz reciprocity, we reveal the physical mechanism of the phenomenon of non-reciprocal thermal radiation, that is, an object can exhibit different absorption and emission properties for thermal radiation of specific wavelengths or directions under specific conditions. In order to overcome the limitations of Kirchhoff's law, this paper reviews the progress of research on realizing non-reciprocal thermal radiation using advanced material structures, such as magneto-optical materials InAs and Weyl semimetals. These material structures have successfully realized the phenomenon of non-reciprocal radiation in narrowband, broadband, multi-band, and multi-angle, which not only exhibit excellent performance but also have the ability to actively tune the non-reciprocal radiation, providing a wide scope for experimental fabrication and practical applications. In addition, this paper further explores the application potential of non-reciprocal thermal radiation in the field of energy conversion and radiation control. In solar cells and thermophotovoltaic systems, the application of nonreciprocal thermal radiation not only breaks through the traditional Landsberg limit and significantly improves the energy conversion efficiency, but also provides greater flexibility and freedom for system design and optimization. These innovative applications not only highlight the great potential of non-reciprocal thermal radiation technology, but also open up a completely new direction for future research in the field of energy conversion and radiation control.

Wang Y T, Wang M J, Wu X H, et al. Review of research on nonreciprocal thermal radiation[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(9): 240154; DOI: 10.12086/oe.2024.240154

Foundation item: Project supported by the Training Program of the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (92052106), the National Natural Science Foundation of China (61771385, 62101313, and 52106099), the Natural Science Foundation of Shandong Province (ZR2022YQ57), and the Taishan Scholars Program

¹Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China; ²Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an, Shaanxi 710048, China; ³Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan, Shandong 250100, China; ⁴Harbin University of Science and Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China

* E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn; xiaohu.wu@iat.cn