



圆偏振光场调控的锡烯纳米带热自旋输运

相阳 郑军 李春雷 王小明 袁瑞旻

Circularly-polarized light controlled thermal spin transport in stanene nanoribbon

Xiang Yang Zheng Jun Li Chun-Lei Wang Xiao-Ming Yuan Rui-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 147301 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210197

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210197>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非共振圆偏振光作用下单层二硫化钼电子结构及其自旋/谷输运性质

Electronic structure and spin/valley transport properties of monolayer MoS₂ under the irradiation of the off-resonant circularly polarized light

物理学报. 2018, 67(10): 107101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180213>

三重简并拓扑半金属MoP中超快圆偏振光产生和调控光生热电流

Generation and control of photo-excited thermal currents in triple degenerate topological semimetal MoP with circularly polarized ultrafast light pulses

物理学报. 2020, 69(20): 207801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200031>

局域交换场和电场调控的锗烯纳米带自旋过滤效应

Spin filter effect of germanene nanoribbon controlled by local exchange field and electric field

物理学报. 2019, 68(18): 187302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190817>

磁电势垒结构中光场辅助电子自旋输运特性

Light-field assisted spin-polarized transport properties in magnetic-electric barrier structures

物理学报. 2020, 69(10): 107201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200237>

基于偏振光相位调制的超衍射极限空间结构光研究

Sub-diffraction-limit spatially structured light pattern based on polarized beam phase modulation

物理学报. 2017, 66(11): 110201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.110201>

量子点操控的光子探测和圆偏振光子发射

Single photon detection and circular polarized emission manipulated with individual quantum dot

物理学报. 2018, 67(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20182049>

圆偏振光场调控的锡烯纳米带热自旋输运*

相阳¹⁾ 郑军^{1)2)†} 李春雷^{3)‡} 王小明⁴⁾ 袁瑞旻⁵⁾

1) (渤海大学物理科学与技术学院, 锦州 121013)

2) (清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

3) (首都师范大学初等教育学院, 北京 100048)

4) (中国地质大学附属中学, 北京 100083)

5) (首都师范大学物理系, 北京 100048)

(2021年1月26日收到; 2021年2月16日收到修改稿)

利用非平衡格林函数方法理论研究了光场和电场对锡烯纳米带自旋相关热电效应的影响. 研究表明, 热电流的性质和强度可以通过圆偏振光场的强度和偏振化方向进行有效调控. 在较强的左旋圆偏振光场和电场的共同作用下, 锡烯自旋向下的边缘态发生相变形成带隙, 通过温度梯度的驱动可以获得 100% 极化的自旋向下的自旋流. 当施加右旋偏振光时, 自旋向上的边缘态被破坏, 可以产生完全极化的自旋向上的热自旋流. 在较弱的外场作用下, 边缘态的性质不发生改变, 系统不对外输出热电电流. 此外, 研究表明热自旋流的大小与带隙的宽度有关, 适度地增加温度可以显著增大热自旋流的峰值, 但是较高的平衡温度和温度梯度将抑制自旋热电效应.

关键词: 自旋相关热电效应, 圆偏振光场, 锡烯**PACS:** 73.50.Lw, 72.25.-b, 73.63.-b**DOI:** 10.7498/aps.70.20210197

1 引言

IV 主族元素单原子层结构的理论研究最早可以追溯到 1994 年, Takeda 和 Shiraiishi^[1] 基于密度泛函理论研究指出 IV 主族元素可以形成单原子层结构, 并给出了相应的原子和能带结构. 由于当时科学界普遍认为有限温度下热力学稳定的二维晶体并不存在, 这一理论成果并未引起科研人员的广泛兴趣. 直到 2004 年, Novoselov 等^[2] 利用机械剥离方法成功从石墨中分离出石墨烯, 长程有序的二维纳米材料重新受到科研人员的关注, 逐渐有更多的科研人员开始投入到石墨烯以外的 IV 主族单原

子层材料的研究. 2009 年, Sahin 等^[3] 利用第一性原理计算表明, 与硅烯和锗烯类似, 锡原子也可形成稳定的低翘曲蜂窝状二维结构. 相比于硅烯和锗烯, 锡烯具有更强的自旋轨道耦合. 2013 年, Xu 等^[4] 的理论研究表明, 锡烯的体能隙要远大于硅烯和锗烯, 能够达到 100 meV, 并且具有优越的热电效应^[5]. 2015 年以来, 国内外多个研究组相继在不同的衬底上成功实现了翘曲和平面结构锡烯的制备^[6-11].

热电效应利用材料实现热能与电能直接相互转换, 其中利用温度差产生电流或电荷积累的现象, 被称为塞贝克 (Seebeck) 效应. 2010 年, Slachter 等^[12] 在三端自旋阀结构中观测到了因自旋通道彼

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604021)、辽宁省“兴辽英才”青年拔尖人才项目 (批准号: XLYC20)、辽宁省自然科学基金计划指导项目 (批准号: 2019-ZD-0501)、辽宁省教育厅青年科技人才“育苗”项目 (批准号: LQ2019015)、北京市教育委员会科技计划面上项目 (批准号: KM201810028022) 和低维量子物理国家重点实验室开放课题 (批准号: KF201910) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhengjun@bhu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: licl@cnu.edu.cn

此独立而产生的自旋依赖塞贝克效应 (spin-dependent Seebeck effect). 自旋热电效应把电子和空穴的输运特性与电子的自旋特性相结合, 从热学方面为自旋流的产生和操控提供了新的途径, 拓展了自旋电子学的研究空间^[13,14]. 理论和实验研究表明, 低维材料中的热电效应比三维块体材料更为显著^[15-18]. 伴随着体系维度降低所带来的新奇特性, 二维纳米材料逐渐受到科研人员的关注, 理论上不断有新材料被提出和研究^[19,20]. 近些年, 基于 IV 主族拓扑绝缘体 (硅烯、锗烯、锡烯), 一系列理论和实验工作对电场和铁磁交换场调控的自旋热电效应展开了研究^[21-33].

本文从理论上研究圆偏振光场和电场对锡烯自旋热输运性质的影响. 如图 1 所示, 考虑对锡烯纳米带的左右两个热极施加不同温度的热源, 在中心器件区域通过背电极施加 Z 轴方向的电场, 并对锡烯的上表面辐照圆偏振光场. 本文重点讨论偏振光场的极化方向和强度、电场的方向和强度以及系统温度和温差对自旋热电流的影响.

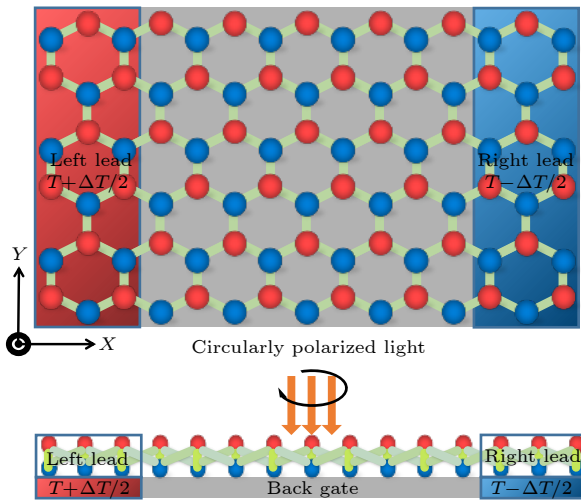


图 1 (a) 施加温度差的锡烯纳米带俯视图. 红色和蓝色区域表示高温和低温热极, 热极的温度分别为 $T_L = T + \Delta T/2$ 和 $T_R = T - \Delta T/2$, 灰色区域表示圆偏振光场辐照的区域. (b) 施加圆偏振光场和电场的锡烯纳米带俯视图, 中间灰色区域的背电极为锡烯提供 Z 轴方向的电场

Fig. 1. (a) Top view of a stanene nanoribbon with temperature difference. The red and blue regions represent the high-temperature and low-temperature leads. The temperatures of the thermal leads are $T_L = T + \Delta T/2$ and $T_R = T - \Delta T/2$, respectively. The gray central region represents the area irradiated by the circularly polarized light field. (b) Top view of the stanene nanoribbon with circularly polarized light and electric fields, the back gate in the gray area provides the electric field in the Z-axis direction.

2 研究方法

在紧束缚近似下, 高温热极和低温热极的哈密顿量可以表示为^[30,34-37]

$$H_L = H_R = \sum_{i,\sigma} \varepsilon_i c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma} - t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + i \frac{\lambda_{SO}}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle\langle ij \rangle\rangle} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} v_{ij} c_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\bar{\sigma}}^z c_{j\bar{\sigma}}, \quad (1)$$

其中 $c_{j\sigma}$ ($c_{i\sigma}^\dagger$) 表示在晶格中第 j (i) 个格点湮灭 (产生) 一个在位能为 $\varepsilon_{j(i)}$ 自旋方向为 σ 的电子. 在数值计算中自旋指标 $\sigma = +1$ ($\sigma = -1$) 分别对应自旋向上 (\uparrow) (自旋向下 \downarrow) 的电子. $\langle ij \rangle$ ($\langle\langle ij \rangle\rangle$) 表示求和遍布所有最近邻 (次近邻) 格点间的相互作用. t 是最近邻锡原子之间的跃迁能, λ_{SO} 为有效自旋轨道耦合强度. 在二维情况下, 与位置相关的 Haldane 相因子^[38] v_{ij} 退变成符号函数, 当次近邻相互作用沿顺时针 (逆时针) 的方向时 $v_{ij} = +1$ ($v_{ij} = -1$)^[39]. 与有效自旋轨道耦合相比, 本征 Rashba 自旋轨道耦合的强度较弱, 因此在数值计算中忽略了 Rashba 自旋轨道耦合项.

非共振圆偏振光和电场作用下的中心器件区域的哈密顿量为^[40,41]

$$H_C = H_L + i \frac{\lambda_\Omega}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle\langle ij \rangle\rangle} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} v_{ij} c_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\bar{\sigma}}^z c_{j\bar{\sigma}} + \lambda_E \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{\sigma} \mu_i c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma}, \quad (2)$$

(2) 式中第二项表示由偏振光场引起的 Haldane 相互作用, 光参数 $\lambda_\Omega = 9t^2 \Lambda^2 / (4\hbar\Omega)$, 其中 $\Lambda = eaA/h$ 表示圆偏振光强度, e 为电子电量, a 是晶格常数. τ 时刻相应的电磁矢势可以表示成 $\mathbf{A}(\tau) = (A \sin(\Omega\tau), A \cos(\Omega\tau))$, 其中光场频率 $\Omega < 0$ 和 $\Omega > 0$ 分别对应左旋和右旋圆偏振光. (2) 式第三项的系数 λ_E 是对翘曲结构施加 Z 轴方向电场所引起的子格交错势, $\mu_i = \pm 1$ 分别对应翘曲层顶部和底部格点. 如果翘曲结构的两套子格面距离为 ℓ , 施加 Z 轴方向的电场 $E_z(x, y)$, 上下层原子间电场交错势能的大小可以表示为 $\lambda_E = \ell E_z(x, y)$.

在温度梯度驱动下从低温热极流出的自旋相关电流可表示为^[42]

$$J_\sigma = \frac{e}{h} \int T_\sigma [f_{L\sigma}(E, E_F) - f_{R\sigma}(E, E_F)] dE, \quad (3)$$

其中 $T_\sigma = \text{Tr}[\Gamma_{L\sigma} \mathbf{G}_\sigma^r \Gamma_{R\sigma} \mathbf{G}_\sigma^a]$ 是电子从高温热极到低温热极的透射系数, $\Gamma_{\alpha\sigma} = i(\Sigma_{\alpha\sigma}^r - \Sigma_{\alpha\sigma}^a)$ 为线宽函数. $\Sigma_{\alpha\sigma}^{r(a)} = \mathbf{H}_{c\alpha} \mathbf{g}_{\alpha\sigma}^{r(a)} \mathbf{H}_{c\alpha}$ 是 α 热极的自能函数, 哈密顿矩阵 $\mathbf{H}_{c\alpha}$ 的矩阵元可以由中心区域与热极之间的耦合确定. 表面格林函数 $\mathbf{g}_{\alpha\sigma}^{r(a)}$ 可以通过格林函数或传递矩阵方法进行求解^[43,44]. $\mathbf{G}_\sigma^r(E) = [\mathbf{G}_\sigma^a(E)]^\dagger = [\mathbf{E}\mathbf{I} - \mathbf{H}_0 - \Sigma_{L\sigma}^r - \Sigma_{R\sigma}^r]^{-1}$ 为整个系统的格林函数, \mathbf{H}_0 是中心受光场和电场区域的哈密顿矩阵. 费米分布函数 $f_\alpha(E, E_F) = [e^{(E-E_F)/(k_B T_\alpha)} + 1]^{-1}$ 中 $T_{L(R)} = T \pm \Delta T/2$ 分别对应高温和低温热极, T 和 ΔT 分别表示系统的平衡温度和温度差.

3 结果与讨论

在数值计算中锡烯最近邻原子之间的跃迁能 $t = 1.3$ eV, 有效自旋轨道耦合强度 $\lambda_{so} = 100$ meV^[4]. 结构示意图如图 1(a) 所示, 中心器件区域 (灰色区域) X 轴和 Y 轴方向的锡原子数分别为 $N_x = 5$ 和 $N_y = 12$, 计算中固定施加外场区域的锡原子数 $N_x = N_y = 80$, 并固定系统的平衡温度和左右热极温度差分别为 $T = 100$ K 和 $\Delta T = 50$ K.

首先讨论垂直于器件方向的右旋偏振光对温差驱动的自旋电子输运性质的影响. 图 2(a) 给出了不同强度偏振光参数 λ_Ω 和电场交错势能 λ_E 条件

下, 自旋相关电流 I_σ 随电极费米能级 E_F 的变化关系. 从图中可以看出, 当光场强度和交错势能之和小于有效自旋轨道耦合强度时, 自旋向上和自旋向下的电流均为零. 当 $\lambda_E + \lambda_\Omega > \lambda_{so}$ 时, 自旋方向向下的电流保持为零, 但是自旋向上的自旋流为有限值, 并且温差生成的自旋流的最大值随着光场和电场强度的增加而增大. 为了解释图 2(a) 中自旋流的输运特性. 图 2(b) 和图 2(c) 中分别给出了光场和电场强度小于 $\lambda_{so}/2$ 和大于 $\lambda_{so}/2$ 两种情况下, 受光场辐照锡烯的能带图. 我们知道在未受外场作用的锡烯能带中, 自旋向上的上边缘态和自旋向下的下边缘态是处于简并状态的, 同时自旋向下的上边缘态与自旋向上的下边缘态也是简并的, 且都相交于 $k_x a = \pi$, 并且电子的移动方向和自旋取向有关, 上边缘态支持自旋向上 (下) 的电子正向 (反向) 输运, 下边缘态支持自旋向上 (下) 的电子反向 (正向) 输运. 由于锡烯具有起伏结构, 垂直方向的电场可以破坏空间反演对称, 而圆偏振光场可以破坏时间反演对称. 在光场和电场的共同作用下, 相较于未受外场作用的锡烯, 边缘态的简并被破坏. 但是较弱的外场只是改变边缘态交叉点的位置, 并不会破坏体带隙内的边缘态. 此时对锡烯的两端施加温度梯度, 高温热极费米能级以上受热激发的自旋向上 (向下) 的电子可以通过上 (下) 边缘态从高温热极扩散至低温热极, 同时低温热极费米面以下的自旋向下 (向上) 的电子可以利用上 (下)

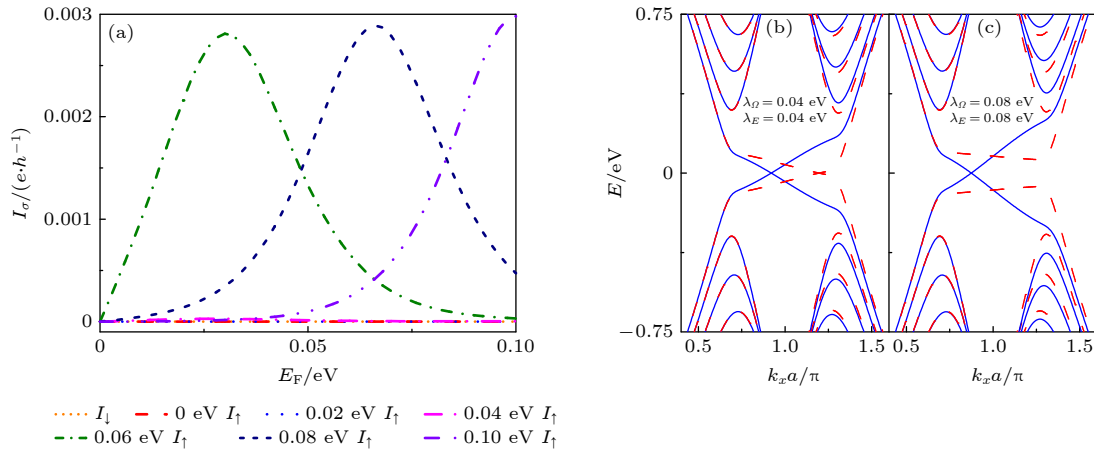


图 2 (a) 电场交错势能 λ_E 和偏振光场强度参数 λ_Ω 分别取 $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.10$ eV 时, 自旋相关的电流 I_σ 随左 (右) 热极费米能级 E_F 的变化; (b) $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0.04$ eV 和 (c) $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0.08$ eV 时的电子能带结构, 其中红色虚线代表自旋向上电子形成的能带, 蓝色实线对应自旋向下的能带

Fig. 2. (a) Spin dependent current I_σ as a function of the Fermi energy E_F with different values of electric-field-induced staggered potential and light parameter $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$, and 0.10 eV. Energy-band diagrams of stanene with different values of λ_E and λ_Ω : (b) $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0.04$ eV; (c) $\lambda_E = \lambda_\Omega = 0.08$ eV. The red dash and blue solid lines represent spin-up and spin-down energy states, respectively.

边缘态从低温端注入到高温端, 两个方向电流的强度相等相互抵消, 因此 $\lambda_E + \lambda_\Omega < \lambda_{SO}$ 时自旋相关的电流恒为零.

在更强的光场的作用下, 锡烯将从量子自旋霍尔绝缘体转变成自旋极化量子霍尔绝缘体, 边缘态由螺旋性转变为手型性. 施加右旋偏振光场, 自旋向下的边缘态的性质并未受到影响, 但是自旋向上的边缘态被破坏并形成带隙. 当左右热极存在温度差且费米能级 E_F 为零时, 虽然 I_σ 都等于零, 但是自旋向上和自旋向下电流为零的原因并不相同. 自旋向上电流 $I_\uparrow = 0$ 是由于带隙的能量区间内并不存在自旋向上电子的输运通道, 随着左右电极费米能的增大, 受热激发的自旋方向向上的电子可以通过体带隙从温度较高的热极流向温度较低的热极, 但是费米能量以下区域的自旋向上电子却无法从低温端扩散到高温端, 这种费米面附近区域电子和空穴输运的不对称最终导致如图 2(a) 所示的热电自旋流的产生. 随着费米能级 E_F 的增大, 电子和空穴输运的不对称度随之增加, 当费米能级达到带隙边缘时不对称度达到峰值, 此时的自旋流也达到最大值. 继续提升费米面, 部分自旋向上的电子可以通过体能带从低温热极流到高温热极, 自旋流 I_\uparrow 的值随之降低直至减小到零.

图 3(a) 给出了固定电场强度条件下, 不同强度的左旋圆偏振光 ($\lambda_\Omega < 0$) 对热电自旋流的影响. 与图 2(a) 进行比较可以看出, 通过改变偏振光

的偏振化方向可以调节热电自旋流的性质. 如图 3(a) 所示, 当锡烯受到左旋偏振光照射时, 低温端口可以对外输出自旋向下的 100% 极化的自旋流. 自旋流的峰值以及峰值对应的费米能级都随着光场强度的增大而增加. 通过能带图可以理解上述热电自旋流形成的原因, 图 3(b) 给出的是光场强度 $\lambda_\Omega = -0.05$ eV、电场交错势 $\lambda_E = 0.1$ eV 条件下的锡烯能带图 (与图 3(a) 中蓝色点线的参数相同). 从能带图可以看出, 在左旋圆偏振光和电场的共同作用下, 自旋向下电子对应的边缘态可以发生相变并在 K 谷 ($k_x a = 4\pi/5$) 形成直接带隙, 但是自旋向上的边缘态并不会被破坏, 电场和光场仅使其交叉点位置由 Γ 点 ($k_x a = \pi$) 朝向 K' 谷 ($k_x a = 6\pi/5$) 区域发生移动. 对于自旋向上的电子在体带隙能量范围内, 从左热极到右热极的透射系数与从右到左电极的透射系数相等, 因此在较小的温度梯度的作用下, 自旋向上的热电电流等于零. 但是对于自旋向下的电子, 随着热极费米能的增加, 从高温端输运到低温端的电子的数量持续增加, 而从低温端到高温端的电子数量减少, 从而出现净自旋流. 边缘态带隙的宽度越大, 从低温端流回高温端的自旋流越小, 从而导致净自旋流的值越大. 从图 2(b) 和图 3(b) 的能带图中可以看出, 光场强度可以调节带隙的宽度, 当电场交错势与锡烯有效自旋轨道耦合强度相等时 ($\lambda_E = \lambda_{SO}$), 带隙宽度与光场强度成正比, 因此图 3(a) 中自旋向下电流随着光场的增大而增强.

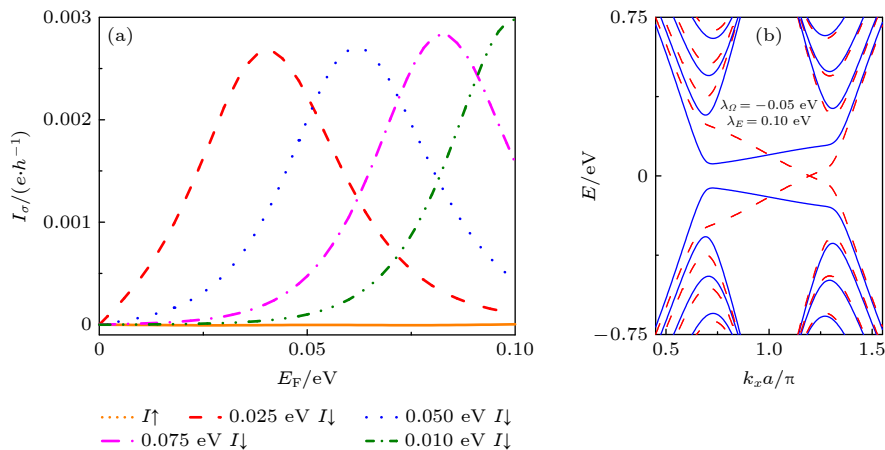


图 3 (a) 电场交错势能 $\lambda_E = 0.1$ eV, 圆偏振光场参数分别取 $\lambda_\Omega = -0.025, -0.050, -0.075, -0.100$ eV 时自旋相关电流 I_σ 随电极费米能级 E_F 的变化关系; (b) $\lambda_E = 0.1$ eV 且 $\lambda_\Omega = -0.050$ eV 时锡烯的电子能带结构, 其中红色虚线代表自旋向上电子形成的能带, 蓝色实线对应自旋向下的能带

Fig. 3. (a) Spin dependent current I_σ as a function of the Fermi energy E_F with $\lambda_E = 0.1$ eV and $\lambda_\Omega = -0.025, -0.050, -0.075, -0.100$ eV; (b) energy-band diagram of stanene with $\lambda_E = 0.1$ eV and $\lambda_\Omega = -0.050$ eV. The red dash and blue solid lines represent spin-up and spin-down energy states, respectively.

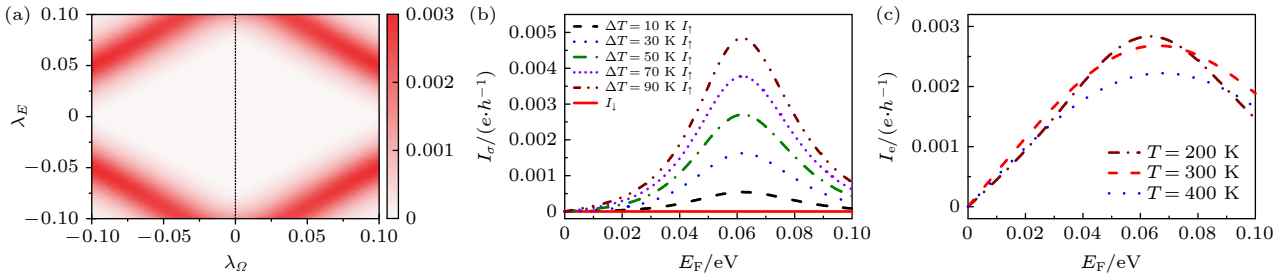


图 4 (a) 热极费米能级 $E_F = 0.05$ eV 时, 总的热电电流 I_e 随着圆偏振光场参数 λ_Ω 和电场交错势能 λ_E 的变化; (b) 系统温度 $T = 100$ K、温度梯度 ΔT 取不同值时热自旋相关电流 I_σ 随着热极费米能级 E_F 的变化; (c) 温度梯度 $\Delta T = 50$ K、系统温度 $T = 200, 300, 400$ K 时总的热电电流 I_e 随着热极费米能级的变化. 图 (b) 和图 (c) 中光场强度参数和电场交错势能分别为 $\lambda_\Omega = -0.05$ eV 和 $\lambda_E = 0.1$ eV

Fig. 4. (a) Total thermoelectric current I_e as a function of electric-field-induced staggered potential λ_E and light parameter λ_Ω with the Fermi energy of thermal electrode $E_F = 0.05$ eV; (b) spin dependent current I_σ versus Fermi energy E_F with system equilibrium temperature $T = 100$ K and various temperature gradient ΔT ; (c) total thermoelectric current I_e as a function of Fermi energy E_F with system equilibrium temperature $T = 200, 300,$ and 400 K and $\Delta T = 50$ K. The electric-field-induced staggered potential and light parameter in panel (b) and panel (c) are $\lambda_\Omega = -0.05$ eV and $\lambda_E = 0.1$ eV, respectively.

图 2 和图 3 中分别讨论了特定强度的光场和电场条件下的自旋热电效应, 图 4(a) 给出了连续变化的电场和光场对总热电电流 ($I_e = I_\uparrow + I_\downarrow$) 的影响. 可以看出, 在电场交错势为零 (仅施加光场) 或电场和光场较弱的区间电流值等于零. 仅施加电场时会有较弱的热电电流产生, 但是此时产生的电流是完全非极化的. 较强的热电电流会出现在 $|\lambda_E| + |\lambda_\Omega| > \lambda_{SO}$ 的区域, 并且当施加较大的电场时, 仅需要较弱的光场就可以使锡烯系统产生电流. 需要强调的是, 光场参数的正负可以改变自旋流的极化性质, 当 $\lambda_\Omega < 0$ 时深红色区域对应的是 100% 极化的自旋流, 而 $\lambda_\Omega > 0$ 时深红色区域产生的 -100% 极化的自旋流. 电场的强度可以调解电流的强度, 但是电场的方向或交错势能的正负并不会影响热电流的性质. 最后讨论温度梯度和系统温度对热电效应的影响. 图 4(b) 给出的是在左旋圆偏振光作用下, 系统温度 $T = 100$ K, 温度梯度 ΔT 取不同值时热自旋流随着热极费米能级的变化. 从图中可以看出, 随着温度梯度的增加, 自旋向下的电流保持为零, 但是自旋向上电流的最大值随之增大. 这是因为随着温差的增大, 左右热极费米面附近电子出现几率或电子数量的差距变大, 有更多的电子参与从高温热极到低温热极的输运. 但是需要指出的是, 并不是温度越高产生的热电电流越强. 随着系统温度的增大, 虽然费米面以上会有更多的电子从高温端流向低温端, 但是高温热极将在费米面以下的带隙外产生空穴, 低温端的电子可以通过体能带输运到高温端, 从而降低电子和空穴数量的不对称度, 因此如图 4(c) 所示, 系统温度

从 200 K 增大到 400 K 时, 热电电流随着温度的增大而减小.

4 结 论

本文理论研究了在光场和电场共同作用下锡烯纳米带的热电输运性质. 研究表明, 通过改变圆偏振光场的强度和偏振化方向可以有效调节热电流的强度和自旋极化性质. 当 $\lambda_E + \lambda_\Omega < \lambda_{SO}$ 时, 由于在较弱的外场共同作用下边缘态的性质并未受到影响, 高温端和低温端之间通过电子和空穴输运的温差电流相互抵消, 系统对外输出的净电流恒为零. 施加较强的外场 ($\lambda_E + \lambda_\Omega > \lambda_{SO}$) 时, 锡烯将从量子自旋霍尔绝缘体转变成自旋极化量子霍尔绝缘体. 受右旋圆偏振光场的辐照, 自旋向上的边缘态被破坏并形成带隙, 在温度梯度的驱动下可以产生 100% 极化的自旋向上的热自旋流. 如施加左旋圆偏振光场, 自旋向下的边缘态将会发生相变, 产生自旋方向向下的完全极化的热自旋流. 电场的辅助可以有效地降低自旋热电效应所需的阈值光场参数, 但仅在光场和温度梯度的作用下并不会产生热电效应. 仅对锡烯施加 Z 轴方向的强电场能够产生热电电流, 但是相应的电流是非自旋极化的. 适度地增加温度差可以增加热激发的电子数量从而增大热自旋流, 但是并非温度越高热自旋流的峰值越大. 研究表明, 热自旋流的大小与带隙的宽度有关, 较高的系统温度和温度梯度将会抑制自旋热电效应.

参考文献

- [1] Takeda K, Shiraishi K 1994 *Phys. Rev. B* **50** 1491
- [2] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [3] Sahin H, Cahangirov S, Topsakal M, Bekaroglu E, Ciraci S 2009 *Phys. Rev. B* **80** 155453
- [4] Xu Y, Yan B, Zhang H J, Wang J, Xu G, Tang P, Duan W H, Zhang S C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 136804
- [5] Xu Y, Gan Z X, Zhang S C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 226801
- [6] Zhu F F, Chen W J, Xu Y, Gao C L, Guan D D, Liu C H, Qian D, Zhang S C, Jia J F 2015 *Nat. Mater.* **14** 1020
- [7] Gou J, Kong L J, Li H, Zhong Q, Li W B, Cheng P, Chen L, Wu K H 2017 *Phys. Rev. Mater.* **1** 054004
- [8] Zang Y Y, Jiang T, Gong Y, Guan Z Y, Liu C, Liao M H, Zhu K J, Li Z, Wang L L, Li W, Song C L, Zhang D, Xu Y, He K, Ma X X, Zhang S C, Xue Q K 2018 *Adv. Funct. Mater.* **28** 1802723
- [9] Xu C Z, Chan Y H, Chen P, Wang X X, Flototto D, Hlevyack J A, Bian G, Mo S K, Chou M Y, Chiang T C 2018 *Phys. Rev. B* **97** 035122
- [10] Yuhara J, Fujii Y, Nishino K, Isobe N, Nakatake M, Xian L, Rubio A 2018 *2D Mater.* **5** 025002
- [11] Deng J L, Xia B Y, Ma X C, Chen H Q, Shan H, Zhai X F, Li B, Zhao A D, Xu Y, Duan W H, Zhang S C, Wang B, Hou J G 2018 *Nat. Mater.* **17** 1081
- [12] Slachter A, Bakker F L, Adam J P, Van Wees B J 2010 *Nat. Phys.* **6** 879
- [13] Chen X B, Duan W H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 186302 (in Chinese) [陈晓彬, 段文晖 2015 物理学报 **64** 186302]
- [14] Zheng J, Li C L, Yang X, Guo Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 097302 (in Chinese) [郑军, 李春雷, 杨曦, 郭永 2017 物理学报 **66** 097302]
- [15] Hicks L D, Dresselhaus M S 1993 *Phys. Rev. B* **47** 12727
- [16] Venkatasubramanian R, Siivola E, Colpitts T, O'Quinn B 2001 *Nature* **413** 597
- [17] Harman T, Taylor P, Walsh M, LaForge B 2002 *Science* **297** 2229
- [18] Zheng J, Chi F, Guo Y 2012 *J. Phys. Condens. Matter* **24** 265301
- [19] Shi L B, Yang M, Cao S, You Q, Zhang Y J, Qi M, Zhang K C, Qian P 2020 *J. Mater. Chem. C* **8** 5882
- [20] Cao S, Chen H B, Su Ye, Shi L B, Qian P 2021 *Appl. Surf. Sci.* **546** 149075
- [21] Zborecki K, Wierzbicki M, Barnas J, Swirkowicz R 2013 *Phys. Rev. B* **88** 115404
- [22] Niu Z P, Dong S H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 202401
- [23] Zborecki K, Wierzbicki M, Barnas J 2014 *Phys. Rev. B* **89** 165419
- [24] Zheng J, Chi F, Guo Y 2014 *J. Phys. Condens. Matter* **27** 295302
- [25] Zheng J, Chi F, Guo Y 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 195101
- [26] Wierzbicki M, Barnas J, Swirkowicz R 2015 *Phys. Rev. B* **91** 165417
- [27] Fu H H, Wu D D, Wu M H, Wu R Q 2015 *Phys. Rev. B* **92** 045418
- [28] Fu H H, Wu D D, Zhang Z Q, Gu L 2015 *Sci. Rep.* **5** 10547
- [29] Krompiewski S, Cumiberti G 2017 *Phys. Rev. B* **96** 155447
- [30] Zheng J, Chi F, Guo Y 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 024012
- [31] Zhai X C, Wang Y T, Wen R, Wang S X, Tian Y, Zhou X F, Chen W, Yang Z H 2018 *Phys. Rev. B* **97** 085410
- [32] Zhai X C, Gu J W, Wen R, Liu R W, Zhu M, Zhou X F, Gong L Y, Li X A 2019 *Phys. Rev. B* **99** 085421
- [33] Sengupta P, Rakheja S 2020 *Physica E* **118** 113862
- [34] Kane C L, Mele E J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802
- [35] Liu C C, Jiang H, Yao Y 2011 *Phys. Rev. B* **84** 195430
- [36] Ezawa M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 055502
- [37] Zheng J, Chi F, Guo Y 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 112404
- [38] Haldane F D M 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2015
- [39] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 226801
- [40] Ezawa M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 026603
- [41] Zheng J, Xiang Y, Li C L, Yuan R Y, Chi F, Guo Y 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 034027
- [42] Meir Y, Wingreen N S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2512
- [43] Lee D H, Joannopoulos J D 1981 *Phys. Rev. B* **23** 4988
- [44] Lee D H, Joannopoulos J D 1981 *Phys. Rev. B* **23** 4997

Circularly-polarized light controlled thermal spin transport in stanene nanoribbon^{*}

Xiang Yang¹⁾ Zheng Jun^{1)2)†} Li Chun-Lei^{3)‡}
Wang Xiao-Ming⁴⁾ Yuan Rui-Yang⁵⁾

1) (*College of Physics Science and Technology, Bohai University, Jinzhou 121013, China*)

2) (*State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

3) (*College of Elementary Education, Capital Normal University, Beijing 100048, China*)

4) (*Middle School Affiliated to China University of Geosciences, Beijing 100083, China*)

5) (*Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China*)

(Received 26 January 2021; revised manuscript received 16 February 2021)

Abstract

The major challenge of spintronics lies in how to generate, manipulate, and detect spin current. Multiple methods, such as using magnetic materials, magnetic field, and polarized light field to manipulate the spin of electrons, have been proposed. Owing to the possible applications in spintronic devices, there is currently great interest in the field of spin caloritronics, which focuses on the interplay of spin and heat currents. Stanene is a type of two-dimensional topological insulator consisting of a single layer of Sn atoms arranged in a hexagonal lattice. In this paper, the effects of light and electric fields on the spin-dependent thermoelectric effect of the stanene nanoribbon are studied theoretically based on the non-equilibrium Green's function method. The results show that the properties and intensity of the thermoelectric current can be effectively controlled by the intensity and the polarization direction of the circularly polarized light field. Under the joint action of a strong circularly-polarized light field and an electric field, the stanene can transform from a quantum spin-Hall insulator into a spin-polarized quantum Hall insulator. When the left-circularly-polarized light field is applied, the spin-down edge states of stanene undergo a phase transition to form a bandgap, and a 100% spin-polarized spin-down current driven by temperature gradient can be obtained. When the right-circularly-polarized light is applied, the edge states of spin-up electrons are destroyed, and a completely polarized spin-up thermal current can be generated. In the weak external field, the properties of the edge state do not change, and the system does not output a thermoelectric current. In addition, the study shows that the intensity of the thermal spin current is related to the width of the bandgap, and a moderate increase in temperature can significantly increase the peak value of the current, but the higher equilibrium temperature and temperature gradient will restrain the spin thermoelectric effect.

Keywords: spin dependent thermoelectric effect, circularly-polarized light field, stanene

PACS: 73.50.Lw, 72.25.-b, 73.63.-b

DOI: 10.7498/aps.70.20210197

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604021), the Liaoning Revitalization Talents Program, China (Grant No. XLYC20), the Guiding Project of Natural Science Foundation of Liaoning Province, China (Grant No. 2019-ZD-0501), the Science and Technology Research Foundation of Education Commission of Liaoning Province, China (Grant No. LQ2019015), the Science Technology Foundation from Education Commission of Beijing, China (Grant No. KM201810028022), and the Open Project of State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, China (Grant No. KF201910).

† Corresponding author. E-mail: zhengjun@bhu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: licl@cnu.edu.cn