

局域交换场和电场调控的锗烯纳米带 自旋过滤效应*

相阳¹⁾ 郑军^{1)†} 李春雷²⁾ 郭永³⁾⁴⁾

1) (渤海大学数理学院, 锦州 121013)

2) (首都师范大学初等教育学院, 北京 100048)

3) (清华大学物理系, 北京 100084)

4) (量子物质科学协同创新中心, 北京 100084)

(2019年5月27日收到; 2019年6月17日收到修改稿)

基于非平衡格林函数方法, 理论研究了 Z 轴方向局域交换场和电场对锗烯纳米带中电子自旋极化输运性质的影响. 结果表明对锗烯的边缘区域施加强度大于其 2 倍有效自旋轨道耦合强度的交换场, 可使自旋向上和向下电子的能带在不同的能量区间产生带隙, 从而实现对不同自旋取向电子的 100% 过滤. 提出了一种利用电场辅助降低自旋过滤效应所需阈值交换场强度的方法. 研究表明, 同时对中心器件区域施加局域交换场和电场, 可以在小于有效自旋轨道耦合的弱交换场强度下, 在较大的能量窗口区域过滤自旋向上或向下的电子. 增大局域交换场强度, 自旋过滤效应所对应的能量区间显著增大.

关键词: 锗烯, 局域交换场, 自旋过滤效应

PACS: 73.63.-b, 72.25.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20190817

1 引言

随着对二维石墨烯研究的不断深入^[1,2], 研究人员把目光转向了与碳同族的硅、锗、锡元素的单层结构. 锗烯具有与石墨烯类似的六角蜂窝状晶格结构, 使得石墨烯中基于狄拉克电子的新奇物理性质几乎都可以在锗烯中实现. 另一方面, 由于锗烯具有非共面的翘曲结构^[3,4] 和较强的本征自旋轨道耦合^[5,6], 锗烯拥有石墨烯所不具备的一些优异性质. 锗烯具有比石墨烯和硅烯更大的体带隙以及受时间反演对称性保护的自旋动量锁定的边缘态^[7]. 边缘态完全依赖于材料的体拓扑结构, 其电子输运无耗散且不受杂质和缺陷的影响. 2014 年以后多个研究组相继在实验中成功制备了硅烯、锗烯和锡

烯^[8-16]. 近些年, IV 族拓扑绝缘体纳米结构的电子自旋输运特性受到越来越多的理论和实验研究关注^[6,17-28].

电子具有电荷和自旋两种属性, 传统的半导体器件主要利用了电子荷载电荷的特性. 自旋电子学强调自旋自由度在信息存储、传输等方面的应用^[29].

与传统电子元件相比, 以自旋自由度为信息载体的器件具有信息不易丢失、处理速度快、能耗小等优点, 有助于实现高速度、低能耗的量子器件. 如何有效地实现自旋的输运和操作已经成为自旋电子学领域中的重要研究课题^[30,31]. 自旋过滤效应是指在一定的能量范围仅让拥有某种自旋取向的电子导通, 而阻止其他自旋取向的电子通过. 自旋过滤能得到高度自旋极化的载流子, 从而实现逻辑运算电路中的“0”或“1”.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604021, 11574173)、低维量子物理国家重点实验室开放课题 (批准号: KF201806) 和北京市教育委员会科技计划一般项目 (批准号: KM201810028022) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhengjun@bhu.edu.cn

本文主要研究局域交换场和电场对锗烯纳米带自旋相关电导和能带特性的影响. 如图 1 所示, 将锗烯纳米带分成左电极、中间器件及右电极三个区域, 在中间器件区域的下半部分 (即 Y 轴方向 $[1-N_y/2]$ 原子区域) 施加 Z 轴方向的交换场, 对整个器件区域通过背电极施加电场. 将重点讨论自旋相关带隙的形成与自旋轨道耦合及交换场强度的关系, 以及如何通过电场辅助在较大能量窗口内实现自旋向上或自旋向下电子的完全过滤.

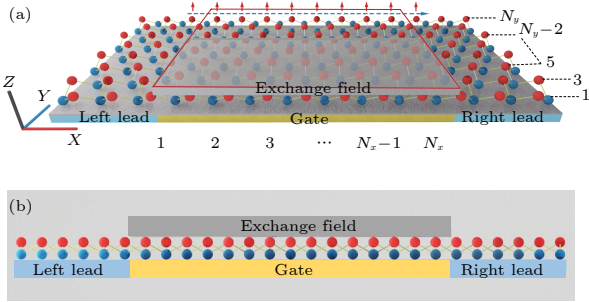


图 1 (a) 单层锗烯自旋过滤器结构示意图 (左、右两侧蓝色区域为左、右电极区域; 中间红色实线包围区域内为中心器件区; 灰色和黄色分别表示 Z 轴方向交换场和电场的施加区域); (b) 单层锗烯自旋过滤器侧视图 (红色和蓝色小球分别代表锗烯翘曲层顶部和底部的锗原子)

Fig. 1. (a) Schematic structure of germanene spin filter. The blue regions on the left and right side are left and right lead. The area surrounded by red solid line is the central device. The regions shown in gray and yellow are exerted to the Z -direction exchange field and electric field. (b) Side view of germanene spin filter. Red and yellow spheres represent atoms in the top and bottom buckled-layer of germanene.

2 研究方法

在紧束缚近似下, 双端锗烯结构的哈密顿量可以表示为^[32,33]

$$\begin{aligned}
 H_L = H_R &= \sum_{i,\sigma} \varepsilon_i c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma} - t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} \\
 &+ i \frac{\lambda_{so}}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle\langle ij \rangle\rangle} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} v_{ij} c_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\bar{\sigma}}^z c_{j\bar{\sigma}}, \\
 H_C = H_L + M &\sum_{i=1}^{N_y \times 0.5} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} c_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\bar{\sigma}}^z c_{i\bar{\sigma}} \\
 &+ \lambda_E \sum_{i=1}^{N_y} \sum_{\sigma} \mu_i c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 H_L, H_R, H_C 分别表示左端导线、右端导线和锗

烯中间器件区域的哈密顿量; $c_{i\sigma}^\dagger (c_{i\sigma})$ 表示在第 i 个晶格格点产生 (湮灭) 一个自旋方向为 σ 在位能为 ε_i 的电子; 指数 σ 表示自旋方向, $\sigma = \pm 1$ 分别对应自旋向上 \uparrow 和自旋向下 \downarrow 的电子; t 表示最近邻原子间的跃迁能; $\langle i, j \rangle$ 表示考虑所有最近邻格点间的相互作用; λ_{so} 是有效自旋轨道耦合强度; $\langle\langle i, j \rangle\rangle$ 表示只考虑次近邻的格点间的相互作用; 当次近邻电子之间的跃迁沿顺时针 (逆时针) 方向时 $v_{ij} = +1$ ($v_{ij} = -1$). H_C 式中第二项表示在中间器件区域的下半部分 ($i \in [1 \sim N_y \times 0.5]$) 施加大小为 M , 方向沿 Z 轴的交换场, σ^z 为 Z 轴方向的泡利矩阵. 第三项表示在整体器件区域 ($i \in [1 \sim N_y]$) 施加强度为 $\lambda_E = \ell E_z$ 的 Z 轴方向电场, $\mu_i = \pm 1$ 分别对应翘曲层顶部 (图 1(b) 中红色) 和底部 (蓝色) 格点, 顶部和底部原子间距 $\ell = 0.33 \text{ \AA}$.

流经电极的电流可以定义为单位时间内电极中粒子数的变化, 利用稳态时的电流守恒, 流入左电极的电流可表示为 Landauer-Büttiker 公式的形式^[34]

$$J = \frac{e}{h} \int T_{LR\sigma} [f_{L\sigma}(E) - f_{R\sigma}(E)] dE, \quad (2)$$

其中, $f_{L(R)\sigma}(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_{FL(R)\sigma})/k_B T] + 1}$ 是左 (右) 电极中电子的费米分布函数, $T_{LR\sigma} = \text{Tr}[\Gamma_L^\sigma G_\sigma^r \Gamma_R^\sigma G_\sigma^a]$ 是自旋为 σ 的电子从左 (L) 电极输运到右 (R) 电极的隧穿函数. 中心器件区域的超前 (延迟) 格林函数

$$G_\sigma^r(E) = [G_\sigma^a]^\dagger = \frac{1}{EI - H_C - \Sigma_L - \Sigma_R}.$$

线宽函数为 $\Gamma_{L(R)\sigma} = i[\Sigma_{L(R)\sigma}^r - \Sigma_{L(R)\sigma}^a]$, 自能项 $\Sigma_{L(R)\sigma}^r = H_{L(R)C}^\dagger g_{L(R)\sigma}^r H_{L(R)C}$. 表面格林函数 $g_{L(R)\sigma}^r$ 可以利用格林函数或传递矩阵方法求解^[35,36]. 假设左右电极之间存在微小电势差和温度差, 将费米函数围绕费米能量 E_F 和温度 T 做线性展开, 令 $f_0 = \{\exp[(E - E_F)/k_B T] + 1\}^{-1}$ 为温度梯度和偏压等于零时的费米分布函数, 可将自旋相关电导表示为

$$G \equiv \frac{dJ}{dV} = \frac{e^2}{h} \int T_{LR\sigma}(E) f_0(f_0 - 1) \frac{1}{k_B T} dE. \quad (3)$$

3 结果与讨论

在数值计算中将锗烯最近邻跃迁能 $t = 1.3 \text{ eV}$ 作为能量单位, 则有效自旋轨道耦合强度 $\lambda_{so} =$

4.3 meV $\approx 0.033t$ ^[26]. 结构示意图 1(a) 所示中心器件区域 (黄色区域) X 轴和 Y 轴方向的锗原子数分别为 $N_x = 6$ 和 $N_y = 16$, 在计算中令 $N_x = N_y = 80$, 并固定系统的平衡温度为液氦温度 $T = 4.2$ K.

首先讨论仅对中心器件的下边缘区域施加 Z 轴方向的交换场时, 交换场强度对电子自旋输运性质的影响. 图 2 给出了不同交换场强度 $M = 0.01t, 0.03t, 0.05t, 0.07t$ (图 2(a)) 和 $0.09t$ (图 2(b)) 条件下, 自旋相关电导 G_σ 随费米能量 E_F 的变化关系. 当交换场强度较弱时没有自旋极化现象出现, 如图 2(a) 内插图所示, 自旋向上与自旋向下的电导值相等, 此时不同自旋取向的能带简并, 自旋极化率为 0. 增大交换场强度, 使其大于 2 倍的自旋轨道耦合强度 ($M > 2\lambda_{so}$) 时, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 自旋向上 (下) 的电导与自旋向下 (上) 的电导分别以 $E_F = M/2$ 和 $E_F = -M/2$ 为中心出现一段电导为 0 (1) 的能量窗口区域. 因此仅通过施加 Z 轴方向的交换场, 可以实现同时在不同能量区间分别过滤自旋向上或自旋向下的电子, 并且随着交换场强度的增加, 过滤效应对应的能量窗口也随之

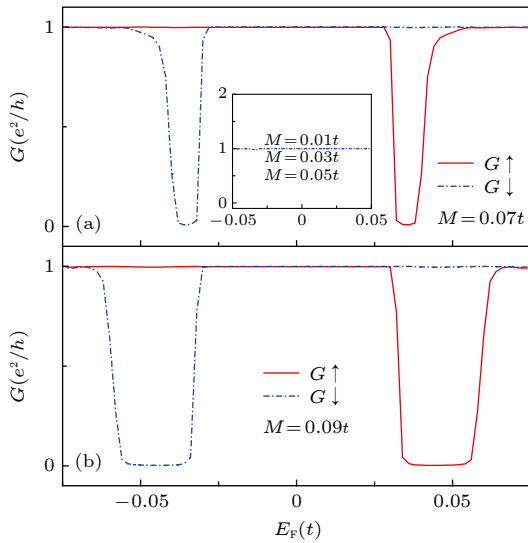


图 2 施加不同强度的局域交换场 M 时, 电导 G 与电子费米能量 E_F 之间的关系 (红色实线表示自旋向上的电子, 蓝色虚线表示自旋向下的电子) (a) $M = 0.01t, 0.03t, 0.05t, 0.07t$ 时的自旋相关电导; (b) $M = 0.09t$ 时的自旋相关电导

Fig. 2. Relationship between the conductance G and electron Fermi energy E_F when applying different values of local exchange field M : (a) Spin-dependent conductance with $M = 0.01t, 0.03t, 0.05t, 0.07t$; (b) spin-dependent conductance with $M = 0.09t$. The red solid line represents spin-up electrons and the blue dash line represents spin-down electrons.

变宽, 电子的自旋过滤效应也越明显.

为了进一步理解自旋过滤效应产生的原因, 计算了交换场强度 $M = 0$ 和 $M = 0.09t$ 时对应的能带和电导图, 如图 3 所示. 图 3(a) 给出的是无外场影响下锗烯电极的能带, 由于 $M = 0$ 自旋向上 (下) 的上边缘态与自旋向下 (上) 的下边缘态简并, 且都相交于 $k_x(a) = \pi$ 处. 此外, 在边缘态中电子移动的方向与自旋相关: 上边缘态支持自旋向上 (下) 的电子从左至右 (从右至左) 移动, 下边缘态与之相反; 而体能带中电子输运方向不受限制. 施加 Z 轴方向的局域交换场, 会破坏系统的时间反演对称性, 从而使得简并的边缘态发生劈裂. 当交换场的强度 $M > 2\lambda_{so}$ 时, 分别在能量 $E = M/2$ 和 $E = -M/2$ 的附近产生自旋相关的带隙, 并且带隙的宽度随交换场强度的增强而增大. 如图 3(b) 所示, 当施加强度为 $M = 0.09t$ 的交换场时, 自旋向上与自旋向下的能带分别在 $E = 0.045t$ 与 $E = -0.045t$ 为中心处产生带隙, 此时左电极中能量为 $E = M/2$ ($E = -M/2$) 的自旋向上 (下) 电子无法通过器件中心区域的带隙, 但是自旋向下 (上) 的电子可以利用体能带进行输运, 从而导致不同自旋取向的电子在不同能量窗口发生自旋过滤现象. 值得注意的是, 虽然费米面附近区域不同自旋方向的电导值均为 1, 但是由于边缘态的自旋动量锁定特性, 自旋向上的电子是通过上边缘态正向输运, 自旋向下的电子是利用体能带传导.

接下来讨论在电场辅助调控下, 自旋过滤效应产生的情况. 这里令电场和交换场大小相等, 且同为 Z 轴方向. 图 4(a) 给出了交换场强度 $M = \lambda_E = 0.01t$ 和 $M = \lambda_E = 0.03t$ 时自旋相关电导 G_σ 随费米能量 E_F 的变化. 如图 4(a) 所示, 当施加很小的外场 ($M = \lambda_E = 0.01t$) 时, 自旋向上与自旋向下的电导平台值均为 $G_\sigma = e^2/h$. 但是当 $M = \lambda_E \approx \lambda_{so}$ 时, 自旋向下的电导在能量 $E \in [-M/2, 0]$ 附近区域出现 $G_\sigma = 0$ 的零电导平台, 而此时自旋向上的电导值恒为 1. 这是因为在交换场和电场共同作用下, 下边缘态能带发生如图 4(c) 所示的劈裂. 对于自旋向上电子, 从图 3(a) 和图 4(c) 可以看出, 在各个能量区域都有供电子进行正向输运的边缘态或体能带, 考虑到左右电极的能带如图 3(a) 所讨论的情况, 自旋向上的电子可以从左电极隧穿到右电极. 但是由于电极与中心区域能带在部分能量区间失配, 电导平台上形成一系列的共振隧穿峰. 随

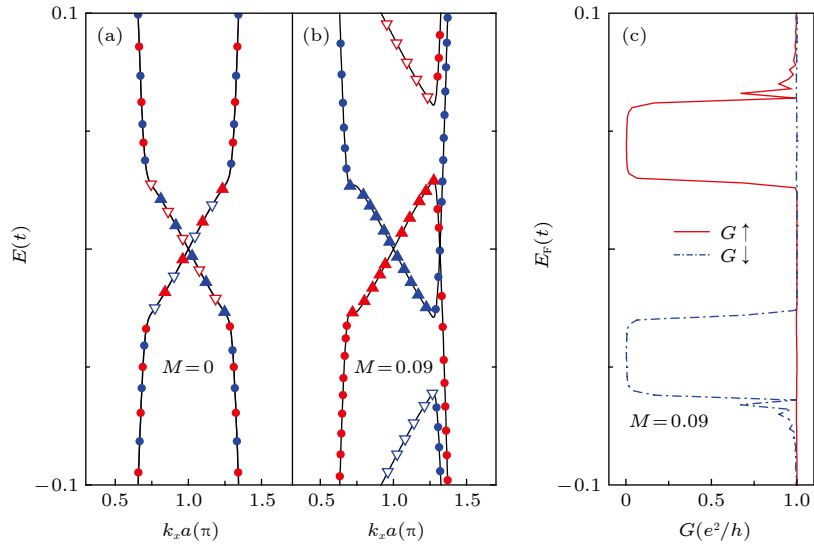


图 3 (a) 无外场时锗烯的电子能带结构; (b) 交换场强度为 $M = 0.09t$ 时的电子能带结构; 其中实心(空心)三角表示上(下)边缘态, 圆点表示体能带, 红色(蓝色)对应自旋向上(向下)的电子; (c) 交换场强度为 $M = 0.09t$ 时自旋相关电导随着电子能量的变化

Fig. 3. (a) Energy-band diagram of germanene without external field; (b) energy-band diagram of germanene with local exchange field $M = 0.09t$; the solid (hollow) triangle represents the upper (lower) edge state, the dot represents the energy band, the red (blue) colour corresponds to the spin-up (spin-down) electron; (c) the spin-dependent conductance as a function of electronic energy when $M = 0.09t$.

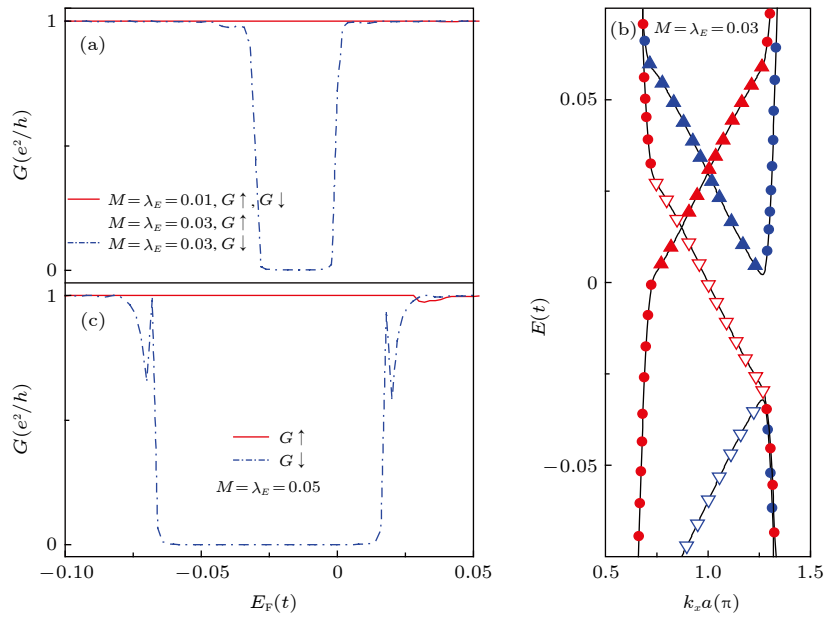


图 4 (a) 局域交换场和电场强度为 $M = \lambda_E = 0.01t$ 和 $M = \lambda_E = 0.03t$ 时自旋相关电导随着电子费米能量 E_F 的变化; (b) 交换场和电场强度为 $M = \lambda_E = 0.05t$ 时自旋相关电导随着电子费米能量 E_F 的变化; (c) 交换场和电场强度为 $M = \lambda_E = 0.03t$ 时的电子能带结构; 其中实心(空心)三角表示上(下)边缘态, 圆点表示体能带, 红色(蓝色)对应自旋向上(向下)的电子

Fig. 4. (a) The spin-dependent conductance as a function of electron Fermi energy E_F when $M = \lambda_E = 0.01t$ and $M = \lambda_E = 0.03t$; (b) the spin-dependent conductance vs electron Fermi energy E_F when $M = \lambda_E = 0.05t$; (c) energy-band diagram of germanene with local exchange field and electric field $M = \lambda_E = 0.03t$. The solid (hollow) triangle represents the upper (lower) edge state, the dot represents the energy band, the red (blue) colour corresponds to the spin-up (spin-down) electron.

着交换场与电场强度的增加(图 4(b)), 自旋相关的带隙宽度随之增大, 即使在 $M = \lambda_E < 2\lambda_{s0}$ 条件下, 也能在较大能量窗口内实现自旋向上或自旋向

下电子的 100% 过滤. 改变交换场的方向(从 Z 轴方向调整为 $-Z$ 轴方向)可以在一定能量区间实现对自旋向下电子的过滤. 需要强调的是, 虽然在

Z轴方向交换场和电场的共同作用下, 只能过滤一种自旋方向的电子, 但是此时自旋过滤效应产生需要的交换场条件明显弱于仅有局域交换场存在的情况.

4 结 论

理论研究了 Z轴方向局域交换场和电场对锗烯纳米带中自旋极化输运性质的影响, 提出了两种实现自旋过滤效应的方法. 研究发现, 仅对锗烯纳米带中心器件边缘区域施加 Z轴方向交换场, 当场强大于 2 倍本征自旋轨道耦合强度 ($M > 2\lambda_{\text{so}}$) 时, 自旋向上和向下电子的能带分别在 $E_{\text{F}} = M/2$ 和 $E_{\text{F}} = -M/2$ 附近产生自旋相关的带隙, 因此可以在不同能量区间实现不同自旋方向电子的过滤效应. 此外研究表明, 电场可以有效降低自旋过滤效应所需的强交换场条件要求, 对整个中心区域施加电场后, 可以在较弱交换场条件下实现自旋向上或自旋向下电子的 100% 过滤. 增大局域交换场强度, 两种方法引起的自旋过滤效应都会显著增强.

参考文献

- [1] Geim A K, Novoselov K S 2006 *Nat. Mater.* **6** 183
- [2] Neto A H C, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [3] Takeda K, Shiraishi K 1994 *Phys. Rev. B* **50** 14916
- [4] Cahangirov S, Topsakal M, Akturk E, Sahin H, Ciraci S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 236804
- [5] Liu C C, W X Feng W X, Yao Y G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 076802
- [6] Seixas L, Padilha J E, Fazzio A 2014 *Phys. Rev. B* **89** 195403
- [7] Qin Z H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 216802 (in Chinese) [秦志辉 2017 物理学报 **66** 216802]
- [8] Vogt P, Padova P D, Quaresima C, Avila J, Frantzeskakis E, Asensio M C, Resta A, Ealet A, Lay G L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 155501
- [9] Fleurence A, Friedlein R, Ozaki T, Kawai H, Wang Y, Takamura Y Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 245501
- [10] Meng L, Wang Y L, Zhang L Z, Du S X, Wu R T, Li L F, Zhang Y, Li G, Zhou H T, Hofer W A, Gao H J 2013 *Nano Lett.* **13** 685
- [11] Chiappe D, Scalise E, Cinquanta E, Grazianetti C, van den Broek B, Fanciulli M, Houssa M, Molle A 2014 *Adv. Mater.* **26** 2096
- [12] Li L F, Lu S Z, Pan J B, Qin Z H, Wang Y Q, Wang Y L, Cao G Y, Du S X, Gao H 2014 *J. Adv. Mater.* **26** 4820
- [13] Davila M E, Xian L, Cahangirov S, Rubio A, Le Lay G 2014 *New J. Phys.* **16** 095002
- [14] Derivaz M, Dentel D, Stephan R, Hanf M C, Mehdaoui A, Sonnet P, Pirri C 2015 *Nano Lett.* **15** 2510
- [15] Zhu F F, Chen W J, Xu Y, Gao C L, Guan D D, Liu C H, Qian D, Zhang S C, Jia J 2015 *Nat. Mater.* **14** 1020
- [16] Zhang L, Bampoulis P, Rudenko A N, Yao Q, Houselt A V, Poelsema B, Katsnelson M I, Zandvliet H J W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 256804
- [17] Tabert C J, Nicol E J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 235426
- [18] Rachel S, Ezawa M 2014 *Phys. Rev. B* **89** 195303
- [19] Saxena R, Saha A, Rao S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 245412
- [20] Liu D P, Yu Z M, Liu Y L 2016 *Phys. Rev. B* **94** 155112
- [21] Tao L L, Cheung K T, Zhang L, Wang J 2017 *Phys. Rev. B* **95** 121407
- [22] Tian H Y, Wang S K, Hu J G, Wang J 2015 *J. Phys.: Condens. Matter* **27** 125005
- [23] Ren C, Zhou B, Sun M, Wang S, Li Y 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 063006
- [24] Szafran B, Mreńca-Kolasińska A, Rzeszutowski B 2018 *Phys. Rev. B* **97** 165303
- [25] Zheng J, Chi F, Guo Y 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 024012
- [26] Zheng J, Chi F, Guo Y 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 112404
- [27] Luo M 2019 *Phys. Rev. B* **99** 165407
- [28] Verma S, Kundu A 2019 *Phys. Rev. B* **99** 121409
- [29] Ziese M, Thornton M J 2001 *Spin Electronics* (New York: Springer-Verlag) pp396–415
- [30] Fert A 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517
- [31] Guo Y, Gu B L, Yoshiyuki K 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1814 (in Chinese) [郭永, 顾秉林, 川添良幸 2000 物理学报 **49** 1814]
- [32] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802
- [33] Ezawa M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 055502
- [34] Meir Y, Wingreen N S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2512
- [35] Lee D H, Joannopoulos J D 1981 *Phys. Rev. B* **23** 4988
- [36] Lee D H, Joannopoulos J D 1981 *Phys. Rev. B* **23** 4997

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

Xiang Yang¹⁾ Zheng Jun^{1)†} Li Chun-Lei²⁾ Guo Yong³⁾⁴⁾

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

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

3) (*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

4) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100084, China*)

(Received 27 May 2019; revised manuscript received 17 June 2019)

Abstract

Germanene, which has been synthesized recently, is a single-layered material composed of germanium atoms. Almost all the striking properties of graphene can be transferred to germanene, because both of them have the same honeycomb lattice structure. In contrast with graphene, germanene has a sizable band gap and spin dependent helical edge states, which make it attractive candidate for spintronic applications. By using the nonequilibrium Green's function method, the effects of Z -axis local exchange field and electric field on spin-polarized transport properties in germanene nanoribbon are studied theoretically. The results reveal that by exerting an exchange field with a strength greater than twice the effective spin-orbit coupling to the edge region of germanene, the spin resolved band gaps can be generated in different energy ranges, and thus 100% filtering of spin-up or spin-down electrons can be achieved. We theoretically propose a method to reduce the threshold exchange field strength for the spin filter effect by using the electric field. The results show that the spin-filter effect can be achieved in a larger energy range under a weaker exchange field when the electric field are applied to the entire central device region. With the increase of the local exchange field intensity, the energy range corresponding to the spin filter effect will increase significantly.

Keywords: germanene, local exchange field, spin-filter effect

PACS: 73.63.-b, 72.25.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20190817

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11604021, 11574173), the Open Project of State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, China (Grant No. KF201806), and the Science-Technology Foundation from Education Commission of Beijing, China (Grant No. KM20180028022).

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