

锯齿型硅烯纳米带电场调控非绝热量子化自旋泵浦*

崔磊^{1)†} 陈浩源^{2)‡} 田宏玉^{2)††}

1) (宿迁学院数理学院, 宿迁 223800)

2) (临沂大学物理与电子工程学院, 临沂 276005)

(2026 年 3 月 17 日收到; 2026 年 4 月 23 日收到修改稿)

基于紧束缚近似模型和 Keldysh 非平衡格林函数方法, 本文研究了锯齿型硅烯纳米带中的单参数非绝热量子化自旋泵浦现象. 结果发现, 由于其特殊的态密度, 较低费米能下会出现两个电流峰, 但是零能费米能下只有一个电流峰值. 垂直电场能显著改变低能区左向/右向传输速度以及隧穿概率, 且对两支自旋有相反的作用效果. 因此施加垂直电场可以破坏光子辅助过程对称性, 实现自旋极化电流. 在零费米能下出现纯自旋流, 改变频率实现极化度由 1 到 -1 改变. 该研究有望实现基于硅烯纳米带的纯电学调控的量子化自旋泵浦.

关键词: 锯齿型硅烯纳米带, 量子化自旋泵浦, 电场, 纯自旋流**DOI:** 10.7498/aps.75.20260379**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260379

1 引言

自从实验上成功制备出单层石墨烯以来^[1,2], 硅烯^[3,4]等具有六角蜂窝状结构的二维材料受到人们广泛关注. 不同于石墨烯, 硅烯晶格结构表现为非共面翘曲结构, 这使得硅烯具有更加优越的电子性质. 首先, 翘曲结构使硅烯有较强的自旋轨道耦合强度, 会在狄拉克点处打开一个大小约 1.55 meV 的能隙^[4]; 其次, 这种非共面结构赋予硅烯更好的电场可调节性, 通过施加垂直电场不仅可以调节能隙大小, 还能产生自旋极化态^[5,6]. 实验上已经制备出硅烯^[7,8], 且研究表明硅烯具有较好稳定性^[9]. 硅烯具有很多奇特的性质, 比如量子自旋霍尔效应^[4]、垂直电场下的拓扑相变^[10]等. 高的载流子迁移率以及高达微米量级的自旋相干长度^[11], 且更易与当前硅基半导体电子技术相结合^[12], 使硅烯在未

来半导体电子器件领域有巨大的应用前景.

自旋电子学旨在开发电荷自旋自由度实现信息处理和逻辑运算, 与传统半导体器件相比, 自旋电子器件具有信息稳定性好, 数据处理速度快, 功耗低和集成密度高等潜在优势^[13]. 由于硅烯在自旋电子学上的潜在优势^[4-6,11], 人们对硅烯中自旋极化输运特性进行了大量研究^[14-17]. Rachel 和 Ezawa^[14]通过在锯齿型硅烯纳米带 (zigzag silicene nanoribbon, ZSiNR) 中加入局域铁磁预言了巨磁阻效应; Wang 等^[15]发现在硅烯中引入非对称的磁隧道结可以显著增强隧穿磁阻效应; Shao 等^[16]和 Zhang 等^[17]发现在铁磁性硅烯中施加速度势垒, 改变局域费米速度可以有效提高自旋极化度. 在自旋电子学中, 更有意义的是实现纯自旋流, 即自旋向上和自旋向下电荷贡献相同强度但是符号相反电流. Liu 等^[18]通过施加局域交错势调节量子奇异霍尔边态的分布实现纯自旋流. Qi 等^[19]构建

* 江苏省高校自然科学研究重大项目 (批准号: 24KJA430014)、国家自然科学基金 (批准号: 16624059) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2023MA027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuilei8222@126.com

‡ 通信作者. E-mail: chenhaoyuan@lyu.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: tianhongyu@lyu.edu.cn

铁磁/超导/正常硅烯隧道结, 借助界面上发生的安德烈反射现象实现了纯自旋流. Niu 等^[20]在反铁磁/铁磁性硅烯隧道结中也实现了纯自旋流. 应用铁磁接触点固然可以实现自旋注入, 但是隧穿势垒的存在也带来诸如电导率失配等难题, 加大了制造工艺的复杂程度^[21,22]. 所以, 人们更倾向于使用纯电学手段实现自旋注入.

量子化泵浦是一种很有趣的实验装置, 其不需要外加偏压, 只要系统存在周期性变化驱动 (比如交变电场) 就会产生直流电流^[23,24]. 根据驱动频率 ω 大小, 量子化泵浦可以分为量子化绝热泵浦^[25]和量子化非绝热泵浦^[26], 比如 ω 变化很慢以至于振动周期 $T = 2\pi\omega^{-1}$ 比电子在器件中停留的时间长得多时, 可以认为是量子化绝热泵浦. 量子化泵浦也可以用来实现自旋极化输运, 在石墨烯^[24,27,28]、单层磷烯^[29]、二硫化物^[30,31]、 $\alpha-T_3$ 格子^[32] 等体系中进行了大量研究. 在硅烯中, Zhang 等^[33,34]; Napitu^[35], Khani 等^[36] 研究了非绝热体系铁磁性硅烯及其纳米带中的自旋极化^[33,35,36] 和自旋分流^[34] 现象; Wang 等^[37] 研究了绝热体系铁磁性硅烯中的自旋极化现象. 当前, 硅烯中实现量子化自旋泵浦大都需要铁磁性电极, 纯外电场调控的量子化自旋泵浦研究很少.

应用 Keldysh 非平衡格林函数方法, 本文研究了 ZSiNR 中纯外电场调控的量子化自旋泵浦. 结

果发现, 由于 ZSiNR 态密度存在两个极大值, 其低能区泵浦电流也出现两个峰值, 随费米能降低电流峰值会出现由负向正转变现象, 在费米能为零时, 只有一个负的电流峰值. 量子化泵浦由两个传输方向相反的光子辅助过程构成, 即光子吸收和光子激发过程. 垂直电场能显著改变 ZSiNR 低能区能带斜率 (即速度), 对于自旋向上能带, 向右传输支能带斜率增大而向左传输支能带斜率减小, 对于自旋向下能带刚好相反, 见图 1(b). 因此, 垂直电场扮演了速度势垒的角色, 破坏了光子辅助过程的对称性, 导致自旋向上电荷向右隧穿增强而自旋向下电荷向左隧穿增强, 从而产生自旋极化电流. 费米能为零时, 我们还发现了纯自旋流, 且改变频率大小可以调节自旋流流动方向.

2 理论模型

本研究的非绝热量子化自旋泵浦如图 1 所示, ZSiNR 纵向纳米带条数为 N , 横向垂直电场宽度为 L_1 , AC 场宽度为 L_2 . 紧束缚近似下, ZSiNR 哈密顿量可以写成^[23,24]:

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\langle i,j \rangle \alpha} t c_{i\alpha}^\dagger c_{j\alpha} - i \frac{\lambda_{so}}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle \langle ij \rangle \rangle \alpha \beta} \nu_{ij} c_{i\alpha}^\dagger \sigma_{\alpha\beta}^z c_{j\beta} + \sum_{i \in E_0^z} \Delta_0 c_{i\alpha}^\dagger c_{i\alpha}, \quad (1)$$

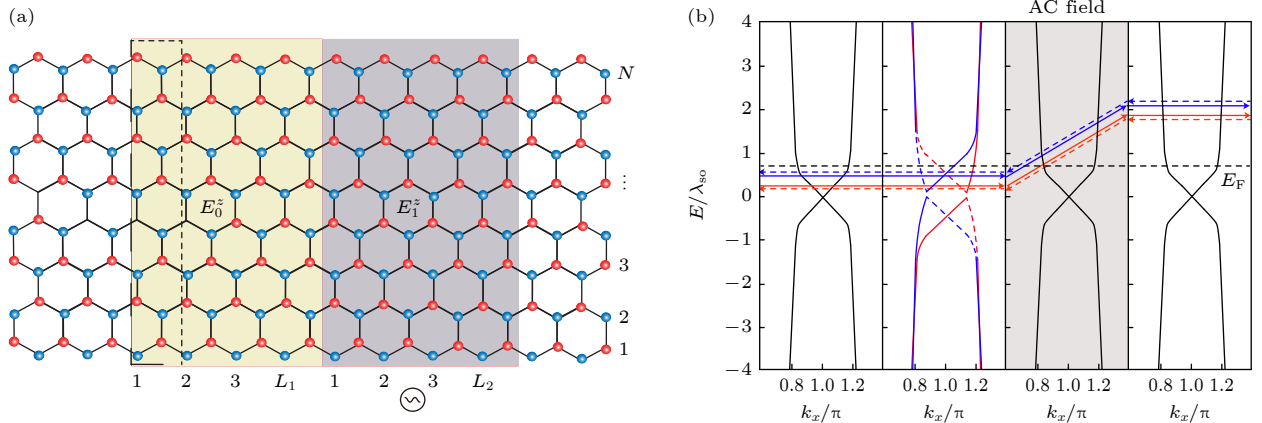


图 1 (a) 基于 ZSiNR 的非绝热量子化自旋泵浦示意图, ZSiNR 的宽度为 N (锯齿链条数), 垂直电场 (AC 场) 长度为 $L_1(L_2)$ (以图中虚线框所示原包为单位); (b) ZSiNR 各部分能带结构和光子辅助过程示意图, 实线和虚线分别表示光子吸收和光子激发过程, 红色 (蓝色) 表示自旋向上 (向下)

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the non-adiabatic quantum spin pumping device based on a ZSiNR junction, the width of the device is N (the number of zigzag chains), and length of the perpendicular electric field (AC field) is $L_1(L_2)$ (in unit of the unit cells as shown in the dashed box); (b) schematic diagram of the band structures in each region of the device and the photon assisted processes where the solid (dashed) arrows represent transmissions in the photon-absorption (photon-emission) processes, and red (blue) colour represents spin up (down) one.

$$\mathcal{H}_1 = \sum_{i \in E_1^z} \Delta_1 \cos(\omega t) c_{i\alpha}^\dagger c_{i\alpha}, \quad (2)$$

其中 $c_{i\alpha(\beta)}^\dagger (c_{i\alpha(\beta)})$ 是格点 i 上自旋指标为 α 电荷的产生(湮灭)算符, $\langle ij \rangle$ 和 $\langle\langle ij \rangle\rangle$ 表示求和遍及所有最近邻和次近邻的跃迁. $\mathcal{H}_0$ 描述的是 ZSiNR 哈密顿量, 包含电极和散射区. 第 1 项表示最近邻跃迁项, $t = 1.6 \text{ eV}$ 是近邻跃迁能. 第 2 项表示有效自旋轨道耦合项, 自旋轨道耦合强度 $\lambda_{s0} = 3.9 \text{ meV}$, $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 是自旋泡利矩阵. $\nu_{ij} = \frac{\mathbf{d}_i \times \mathbf{d}_j}{|\mathbf{d}_i \times \mathbf{d}_j|} = \pm 1$, $\mathbf{d}_i$ 和 $\mathbf{d}_j$ 是连接次近邻 $\mathbf{d}_{ij}$ 的两个键, 如果次近邻相对于 z 轴绕六边形逆时针(顺时针)跳跃, 取 $\nu_{ij} = 1(-1)$. 最后一项是垂直静电场项, 场强为 E_0^z 的静电场在 A/B 格子产生大小相同但是符号相反的交错势为 $\Delta_0 = \eta e l E_0^z$, $\eta = \pm 1$ 表示 A/B 格子, $l = 0.23 \text{ \AA}$ 表示翘曲高度. $\mathcal{H}_1$ 描述的是 AC 场项, ω 是 AC 场频率. 由于我们研究单参数泵浦, 格点之间相位差为零, AC 场在 A/B 格子产生交错势强度为 $\Delta_1 = \eta e l E_1^z$. 另外, 本文应用微扰理论, 将 AC 场视作微扰项, 产生的交错势 Δ_1 比 λ_{s0} 小得多.

当存在 AC 电场时, 一个泵浦周期 τ 内流入电极 β ($\beta = L/R$) 的电流为 (电流以 e/h 为单位且计算中设 $e = h = 1$):

$$I_\beta^\alpha = -\frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt \int dt_1 \text{Tr}[G^{r\alpha}(t, t_1) \Sigma_\beta^{<\alpha}(t_1, t) + G^{<\sigma}(t, t_1) \Sigma_\beta^{a\alpha}(t_1, t) + \text{h.c.}], \quad (3)$$

其中 $G^{(r,a,<)\alpha}(t, t_1)$ ($\Sigma_\beta^{(r,a,<)\alpha}(t_1, t)$) 表示 β 电极推迟, 超前和小于格林函数(自能). $G^{(r,a,<)\alpha}(t, t_1)$ 由以下公式给出:

$$\begin{aligned} G_{ij}^{r\alpha}(t, t') &= i\theta(\pm t \mp t') \langle [c_{i\alpha}(t), c_{j\alpha}^\dagger(t')] \rangle, \\ G_{ij}^{<\alpha}(t, t') &= i \langle c_{i\alpha}^\dagger(t) c_{j\alpha}(t') \rangle, \\ G_{ij}^{a\alpha}(t, t') &= [G_{ij}^{r\alpha}(t, t')]^\dagger, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\theta(\pm t \mp t')$ 是阶跃函数. 小于自能 $\Sigma_\beta^{<\sigma} = (\Sigma_\beta^{a\sigma} - \Sigma_\beta^{r\sigma}) f_\beta$, $f_\beta = [1 + e^{(\omega - \mu_\beta)/k_B T_\beta}]^{-1}$ 是电极 β 费米-狄拉克分布函数, 由于系统不存在外加偏压, 所以 $f_L = f_R = f$. 推迟/超前自能 $\Sigma_\beta^{(r,a)\alpha}$ 可以通过理想电极表面格林函数得到.

我们应用扰动理论计算小于格林函数 $G^{<\sigma}$, 因为 AC 场强度是一个小量可以当作扰动项来处理. 根据 Keldysh 函数方法^[26], 在 Keldysh 空间格

林函数可以通过 Dyson 方程得到:

$$G^{k\sigma}(t, t') = G^{k0\alpha}(t, t') + \int dt_1 G^{k0\alpha}(t, t_1) V^{k\alpha}(t_1) \times G^{k0\alpha}(t_1, t') + \dots, \quad (5)$$

其中格林函数 $G^{k\alpha}(t, t')$ 在 Keldysh 空间定义为

$$G^{k\sigma}(t, t') = \begin{pmatrix} G^{t\alpha}(t, t') & G^{<\alpha}(t, t') \\ G^{>\alpha}(t, t') & G^{\bar{t}\alpha}(t, t') \end{pmatrix}. \quad (6)$$

上式中时序、大于、反时序格林函数分别由以下公式给出:

$$\begin{aligned} G^{t\alpha}(t, t') &= -i\theta(t - t') \langle c_\alpha(t) c_\alpha^\dagger(t') \rangle \\ &\quad + i\theta(t' - t) \langle c_\alpha^\dagger(t') c_\alpha(t) \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

$$G^{>\alpha}(t, t') = -i \langle c_\alpha(t) c_\alpha^\dagger(t') \rangle, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} G^{\bar{t}\alpha}(t, t') &= -i\theta(t' - t) \langle c_\sigma(t) c_\alpha^\dagger(t') \rangle \\ &\quad + i\theta(t - t') \langle c_\alpha^\dagger(t') c_\alpha(t) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

在 Keldysh 空间, Dyson 方程中扰动势可以写为

$$V^{k\sigma}(t) = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_1(t) & 0 \\ 0 & -\mathcal{H}_1(t) \end{pmatrix}.$$

在此, 时序和反时序分量分别采用正负扰动势, 而其他两个分量为零, 因为在大多数情况下扰动势是瞬时的. 格林函数 $G^{k\alpha}$ 四个组分之间存在如下关系:

$$\begin{aligned} G^{\bar{t}\alpha} &= G^{<\alpha} + G^{r\alpha}, \quad G^{\bar{t}\alpha} = G^{<\alpha} - G^{a\alpha}, \\ G^{>\sigma} &= G^{t\alpha} - G^{a\alpha}. \end{aligned} \quad (10)$$

对于不存在扰动的系统, 推迟格林函数公式为

$$G^{r0\alpha}(E) = [E + i0^+ - \mathcal{H}_0 - \Sigma_L^{r\alpha} - \Sigma_R^{r\sigma}]^{-1}.$$

因此, 非扰动的小于格林函数可以写成

$$G^{<0\sigma}(E) = [G^{a0\alpha}(E) - G^{r0\alpha}(E)] f,$$

其中, $G^{a0\alpha}(E) = [G^{r0\alpha}(E)]^\dagger$. 根据以上公式, 可以得到 $G^{k0\alpha}$. 经过严格代数运算, 流入 β 电极泵浦自旋流可以写成:

$$\begin{aligned} I_\beta^\alpha &= -i \sum_{i,j \in S} \frac{\Delta_1^2}{4} \int d\epsilon \text{Tr}[\Gamma_\beta^\alpha(\epsilon) G_{m_2,i}^{r0\alpha}(\epsilon) G_{j,m_1}^{a0\alpha}(\epsilon)] \\ &\quad \times \left\{ [f(\epsilon + \omega) - f(\epsilon)] [G_{ij}^{r0\alpha}(\epsilon + \omega) - G_{ij}^{a0\alpha}(\epsilon + \omega)] \right. \\ &\quad \left. + [f(\epsilon - \omega) - f(\epsilon)] [G_{ij}^{r0\alpha}(\epsilon - \omega) - G_{ij}^{a0\alpha}(\epsilon - \omega)] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\Gamma_\beta^\alpha = i(\Sigma_\beta^{r\sigma} - \Sigma_\beta^{a\sigma})$ 表示线宽函数, $m_{1,2}$ 表示散射区与电极相邻原包上的格点, i, j 表示散射区

其他区域格点. 在光子吸收过程中, 一个电极中能量为 ϵ 的电荷经过散射区时吸收能量为 ω 的光子, 以能量 $\epsilon + \omega$ 进入另一个电极, 光子激发过程则描述相反过程. 然而, 真正对泵浦电流有贡献的是能量处于 $\epsilon \in [E_F - \omega, E_F]$ 区间的粒子. 如果粒子能量处于 $E_F - \omega$ 以下, 这两个过程产生的泵浦电流会相互抵消, 从而不会产生泵浦电流^[27]. 因此, (11) 式可以写为

$$I_{\beta}^{\alpha} = -i \sum_{i,j \in S} \frac{\Delta_1^2}{4} \int_{E_F - \omega}^{E_F} d\epsilon \text{Tr} \{ [I_{\beta}^{\alpha}(\epsilon) G_{m_2,i}^{r0\alpha}(\epsilon) G_{j,m_1}^{a0\alpha}(\epsilon)] \times [G_{ij}^{r0\alpha}(\epsilon + \omega) - G_{ij}^{a0\alpha}(\epsilon + \omega)] - [I_{\beta}^{\alpha}(\epsilon + \omega) G_{m_2,i}^{r0\alpha}(\epsilon + \omega) G_{j,m_1}^{a0\alpha}(\epsilon + \omega)] \times [G_{ij}^{r0\alpha}(\epsilon) - G_{ij}^{a0\alpha}(\epsilon)] \}. \quad (12)$$

得到自旋流 I_{β}^{α} 后, 总电流为 $I_{\beta}^c = I_{\beta}^{\uparrow} + I_{\beta}^{\downarrow}$. 对于 ZSiNR, 垂直电场能改变低能区费米速度 (即能带斜率 $v_x = \partial E / \partial k_x$, 见图 1(b)), 从而影响某个方向的隧穿概率. 比如 $E > 0$ 时, 自旋向上电荷向右传输速度增加 (图 1(b) 红色实线) 而向左传输速度减小 (图 1(b) 红色虚线), 但是自旋向下电荷传输速度刚好相反. 由于速度势垒的作用, 两支自旋由左向右隧穿概率分别增强和减弱, 相反方向隧穿概率刚好相反, 从而产生自旋极化电流甚至纯自旋流.

3 计算结果

本节根据 (12) 式计算单参量泵浦势下 ZSiNR

泵浦电流, 并探讨垂直电场下出现的自旋极化流和纯自旋流. 计算中取 $N = 10, L_1 = 70, L_2 = 30, \Delta_1 = 0.1\lambda_{so}$.

图 2(a) 给出不同费米能下左侧电极泵浦电流 I_L^c 随频率 ω 变化关系. 从图中可以看出, E_F 较大时, 随 ω 增大, I_L^c 出现两个峰值; E_F 较小时, 也出现两个电流峰值, 但是符号相反 (红色虚线). 当 $E_F = 0$ 时, 只有一个电流峰值 (蓝色虚线). 泵浦电流强度与参与光子辅助过程的电荷数有关, 电荷数越多, 产生电流越大, 因此, 态密度 ρ 越大电流越大. 根据态密度计算公式 $\rho(E) = -\frac{1}{\pi} [\text{Tr}(G^r(E))]$ ^[38], 图 2(b) 为 ZSiNR 态密度图, 在 $E = \pm 0.38\lambda_{so}$ 处出现两个 ρ 极大值, 当 ρ 有峰值时, 电流也出现峰值. 因此, 根据 (12) 式, 在较高费米能下, 会出现两个正的电流峰值. 以 $E_F = 1.5\lambda_{so}$ 为例, 两个峰值分别出现在 $\omega \approx 1.2\lambda_{so}$ 和 $\omega = 1.95\lambda_{so}$, 分别对应两个 ρ 极大值. 当 $E_F = 0.25\lambda_{so}$, 费米能处于 $\pm 0.38\lambda_{so}$ 之间, 特殊的态密度分布规律导致在 $\omega \approx 0.4\lambda_{so}$ 处出现负的电流峰, 在 $\omega \approx 1\lambda_{so}$ 处出现正的电流峰. 当 $E_F = 0$ 时, 虽然态密度关于 $E = 0$ 对称 ($\rho(\epsilon) = \rho(-\epsilon)$), 但该系统是空间反演对称破缺系统, 某个方向的光子吸收过程和相反方向的光子激发过程产生的电流并不相同, 只存在一个电流大小为 -1.6 的电流峰.

现在考察垂直电场带来速度势垒的影响, 图 3 给出了不同费米能 E_F 和交错势 Δ_0 时, 泵浦自旋流随频率 ω 变化关系. 我们发现即便在较弱电场下,

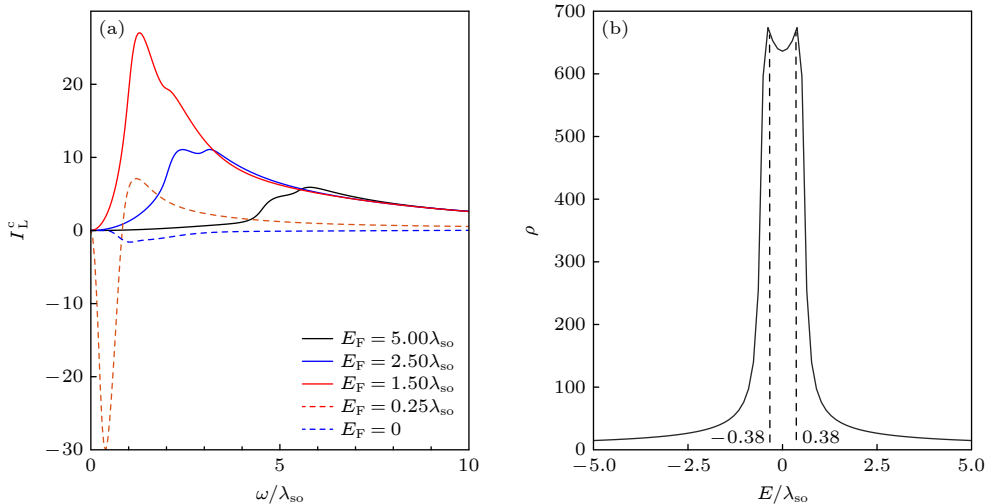


图 2 (a) 不同费米能下泵浦电流 I_L^c 随频率 ω 变化关系; (b) ZSiNR 态密度图

Fig. 2. (a) The pumped currents I_L^c as a function of ω for different Fermi energies; (b) the density of states of ZSiNR.

速度势垒的影响已经比较明显. 图 3(a) 给出了 $\Delta_0 = 0.1\lambda_{so}$ 的结果, $\omega < 0.5\lambda_{so}$ 时, 虽然 $I_L^\uparrow = I_L^\downarrow$, 但其电流强度要比 $\Delta_0 = 0$ (见图 2(a)) 时要大, 比如第 1 个峰值都由 -30 增至 -25 , 这是因为电场较小时两支自旋在低能区 (包括 $E = 0.38\lambda_{so}$ 附近) 能带斜率相同, 速度势垒对两支自旋有相同的效果. $\omega > 0.5\lambda_{so}$, $I_L^\uparrow$ 与 $I_L^\downarrow$ 逐渐增大但是区别逐渐变得明显, 到 $\omega \approx 0.8\lambda_{so}$ 时二者突然分开, $I_L^\uparrow = 5.5$ 而 $I_L^\downarrow = -8.3$. 这一方面是由于能量在 $E = -0.38\lambda_{so}$ 附近电荷逐渐参与光子辅助过程, 另一方面是由于较高能量下势垒区域单支自旋向左和向右传输速度差异较大而速度势垒对两支自旋有完全相反的作用. 因此, 一支自旋由左向右传输概率增大而另一支由右向左传输概率增强, 导致电流出现正负之分. 速度势垒对隧穿系数的影响以及 ZSiNR 态密度共同导致这一现象. 到第 2 个峰值处, $I_L^\uparrow$ 增大到 18.0 , $I_L^\downarrow$ 减小到 -5.0 , 与图 2(a) 相比, $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 分别增大/减小. 之后, $I_L^\uparrow$ 开始减小, $I_L^\downarrow$ 增大, 到 $\omega > 2\lambda_{so}$ 时, 我们发现电流强度发生反转 $I_L^\uparrow < I_L^\downarrow$.

较大电场下, 速度势垒效果更加明显, 图 3(b)

给出 $\Delta_0 = 0.4\lambda_{so}$ 自旋泵浦电流 $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 随 ω 变化关系. 我们发现 $\omega < 0.28\lambda_{so}$ 时 $I_L^\uparrow$ 略大于 $I_L^\downarrow$, 但 $\omega > 0.28\lambda_{so}$ 时, $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 突然增大/减小, 到 $\omega = \lambda_{so}$ 时 $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 达到其最大值 40.0 /最小值 -22.8 , 但数值上要比图 3(a) 中的大/小. 可以看出, 较大电场下自旋极化效果明显增强. 虽然 $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 有正负之分, 但其强度并不相等 ($I_L^\uparrow \neq -I_L^\downarrow$). 一方面是由于 DOS 不关于 E_F 对称造成的, 比如 $\omega (\omega < E_F)$ 较小时, $[E_F - \omega]$ 能量间隔内的电荷数与 $[E_F, E_F + \omega]$ 能量间隔内的电荷并不相同, 另一方面是由于速度势垒的作用, 导致两支自旋贡献的泵浦自旋流不同. 当费米能减小时, 两个能量间隔内的 DOS 差距逐渐减小, 两支自旋贡献的电流强度逐渐接近. 图 3(c), (d) 给出了 $E_F = 0.15\lambda_{so}$ 和 $E_F = 0.05\lambda_{so}$ 泵浦自旋流随 ω 的变化关系. 当 $E_F = 0.15\lambda_{so}$ 时 $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 第 1 个峰值的大小分别为 $-18.2/2.13$, 第 2 个峰值大小为 $35.5/-28.6$, 然而当 $E_F = 0.05\lambda_{so}$ 时, 它们分别变成了 $-19.45/12.7$ 和 $32.9/-32.7$. 很明显, 随着费米能减小, 费米能以上和以下 DOS 差异逐渐减小, $I_L^\uparrow/I_L^\downarrow$ 二者强度逐渐接近.

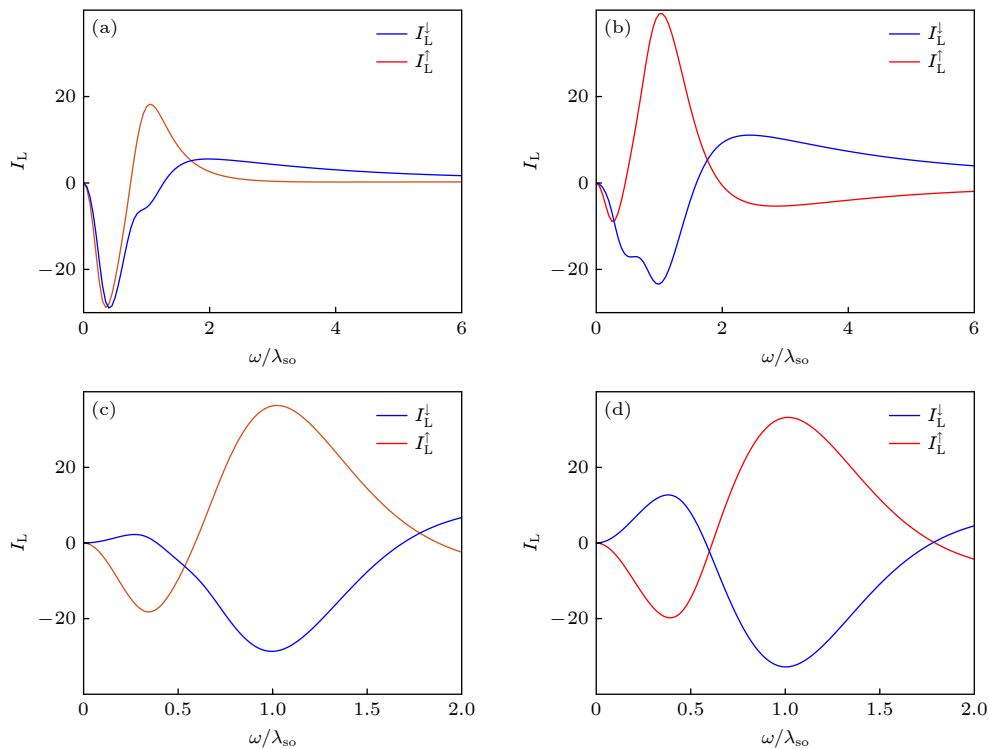


图 3 不同费米能 E_F 和交错势 Δ_0 下泵浦自旋流 $I_L^{\uparrow(\downarrow)}$ 随频率 ω 的变化 (a) $\Delta_0 = 0.1\lambda_{so}$, $E_F = 0.25\lambda_{so}$; (b)–(d) $\Delta_0 = 0.4\lambda_{so}$, $E_F = 0.25\lambda_{so}$, $0.15\lambda_{so}$, $0.05\lambda_{so}$

Fig. 3. The pumped spin currents $I_L^{\uparrow(\downarrow)}$ as a function of driving frequencies ω under different Fermi energies E_F and staggered potentials Δ_0 : (a) $\Delta_0 = 0.1\lambda$, $E_F = 0.25\lambda_{so}$; (b)–(d) $\Delta_0 = 0.4\lambda_{so}$, $E_F = 0.25\lambda_{so}$, $0.15\lambda_{so}$, $0.05\lambda_{so}$.

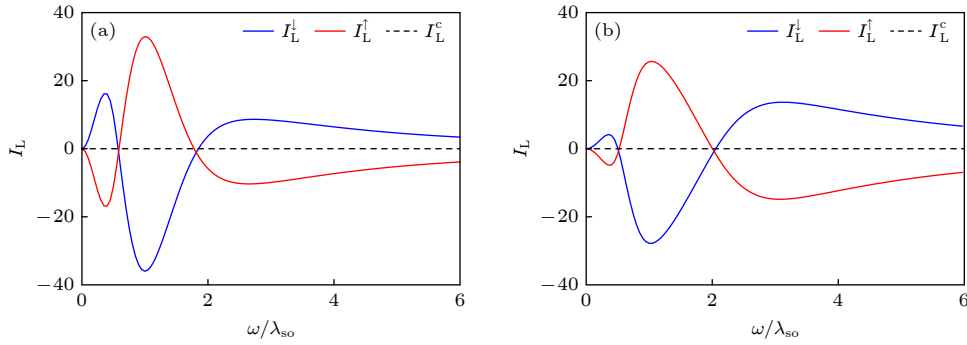


图 4 不同交错势 Δ_0 下泵浦自旋流 $I_L^{(\uparrow)}$ 及总电流 I_L^c 随频率 ω 的变化 ($E_F = 0$) (a) $\Delta_0 = 0.4\lambda_{so}$; (b) $\Delta_0 = 1.0\lambda_{so}$

Fig. 4. The pumped spin currents $I_L^{(\uparrow)}$ and total current I_L^c as a function of driving frequency ω under different staggered potentials Δ_0 ($E_F = 0$): (a) $\Delta_0 = 0.4\lambda_{so}$; (b) $\Delta_0 = 1.0\lambda_{so}$.

进一步, 我们考察费米能 $E_F = 0$ 时泵浦自旋流 $I_L^{(\uparrow)}$ 和总电流 I_L^c 随频率 ω 的变化关系, 结果如图 4 所示. 我们发现, 由于 DOS 关于 $E_F = 0$ 对称, 自旋向上和自旋向下电荷贡献的泵浦电流大小相同但是符号相反, 即 $I_L^{\uparrow} = -I_L^{\downarrow}$, 此时出现纯自旋流. 通过改变频率大小, 可以实现自旋极化度由 1 到 -1 的变化.

4 结 论

本文应用 Keldysh 非平衡格林函数方法, 提出一种基于 ZSiNR 非磁调控产生自旋极化流和纯自旋流的方案. 通过在 ZSiNR 中施加局域静电场和交变电场, 改变低能区向左/向右传输费米速度以及隧穿系数, 破坏量子化泵浦体系光子辅助过程对称性, 产生自旋极化流. 调节费米能可以实现纯自旋流, 改变频率大小可以调节自旋流流动方向以及自旋极化度. 该方案也可适用于其他类石墨烯材料, 比较典型的的就是锗烯. 最近实验上已经在锗烯中实现了量子自旋霍尔效应^[39], 而且发现该效应在室温下还能稳定存在^[40]. 本研究结果对构建基于类石墨烯的自旋电子学器件很有帮助.

参考文献

- [1] 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
- [2] Qiu W, Zhang Q P, Li Q, Xu C C, Guo J G 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 166801 (in Chinese) [仇巍, 张启鹏, 李秋, 许超宸, 郭建刚 2017 物理学报 **66** 166801]
- [3] Liu C C, Jiang H, Yao Y G 2011 *Phys. Rev. B* **84** 195430
- [4] Liu C C, Feng W X, Yao Y G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 076802

- [5] Lu W T, Sun Q F, Tian H Y, Zhou B H, Liu H M 2020 *Phys. Rev. B* **102** 125426
- [6] Rzeszutarski B, Mreńca-Kolasińska A, Szafran B 2019 *Phys. Rev. B* **99** 165426
- [7] Vogt P, De Padova P, Quaresima C, Avila C J, Frantzeskakis E, Asensio M C, Resta A, Ealet B, Le Lay G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 155501
- [8] Chiappe D, Scalise E, Cinquanta E, Grazianetti C, van den Broek B, Fanciulli M, Houssa M, Molle A 2014 *Adv. Mater.* **26** 2096
- [9] Berdiyorov G R, Neek-Amal M, Peeters F M, van Duin Adri C T 2014 *Phys. Rev. B* **89** 024107
- [10] Ezawa M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 055502
- [11] Xu C Y, Luo G F, Liu Q H, Zheng J X, Zhang Z M, Nagase S R, Gao Z X, Lu J 2012 *Nanoscale* **4** 3111
- [12] Fleurence A, Friedlein R, Ozaki T, Kawai H, Wang Y, Yamada-Takamura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 245501
- [13] Wang Y Y, Quhe R G, Yu D P, Lu J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 087201
- [14] Rachel S, Ezawa M 2014 *Phys. Rev. B* **89** 195303
- [15] Wang D L, Huang Z Y, Zhang Y Y, Jin G J 2016 *Phys. Rev. B* **93** 195425
- [16] Shao H H, Guo D, Zhou B L, Zhou G H 2016 *Chin. Phys. B* **25** 037309
- [17] Zhang J L, Fu W, Wang K Y, Ke S S, Lü H F 2017 *Phys. B (Amsterdam)* **525** 16
- [18] Liu D P, Yu Z M, Liu Y L 2016 *Phys. Rev. B* **94** 155112
- [19] Qi F H, Cao J, Xu Y F, Cao J, Zhou X F, Jin G J 2025 *J. Phys.: Condens. Matter* **37** 465303
- [20] Niu Z P 2019 *New J. Phys.* **21** 093044
- [21] Han W, Pi K, McCreary K M, Li Y, Wong J J I, Swartz A G, Kawakami R K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 167202
- [22] Volmer F, Drögeler M, Maynicke E, Driesch N V D, Boschen M L, Güntherodt G, Beschoten B 2013 *Phys. Rev. B* **88** 161405
- [23] Thouless D J 1983 *Phys. Rev. B* **28** 4272
- [24] Zhang Y R, Yu J M, Ren C D, Tian H Y, Xue L, Hu J G, Wang S K 2025 *J. Vac. Sci. Technol. A* **43** 022202
- [25] Alos Palop M, Tiwari R P, Blaauboer M 2014 *Phys. Rev. B* **89** 045307
- [26] Gu Y, Yang Y H, Wang J, Chan K S 2009 *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 405301
- [27] Zhou Y, Wu M W 2012 *Phys. Rev. B* **86** 085406
- [28] Xu H T, Cheng X H, Yu J M, Ren C D, Tian H Y, Xue L, Gu Y 2025 *Phys. Scr.* **100** 065963

- [29] Nikoofard H, Esmacilzadeh H M, Heidari Semiromi E, Sun J T 2020 *Phys. Rev. B* **102** 035435
- [30] Khani H, Esmacilzadeh M, Kanjouri F 2017 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19** 14170
- [31] Wang K T, Wang H, Xu F, Yu Y, Wei Y 2023 *New J. Phys.* **25** 013019
- [32] Chen H Y, Tian H Y, Xue L, Ren C D, Wang S K 2026 *Chin. J. Phys.* **100** 338
- [33] Zhang L, Tian H Y 2020 *Eur. Phys. J. B* **93** 207
- [34] Zhang L, Tong P Q 2017 *J. Phys.: Condens. Matter* **29** 495303
- [35] Napitu B D 2017 *Eur. Phys. J. B* **90** 168
- [36] Khani H, Esmacilzadeh M, Kanjouri F 2016 *Nanotechnology* **27** 495202
- [37] Marcellino J T J, Wang M J, Wang S K, Wang J 2018 *Chin. Phys. B* **27** 57801
- [38] Dóra B, Ziegler K, Thalmeier P 2008 *Phys. Rev. B* **77** 115422
- [39] Bampoulis P, Castenmiller C, Klaassen D J, van Mil J, Liu Y C, Liu C C, Yao Y G, Ezawa M, Rudenko A N, Zandvliet H J W 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 196401
- [40] Klaassen D J, Boutis I, Castenmiller C, Bampoulis P 2024 *J. Mater. Chem. C* **12** 15975

Electrical controllable non-adiabatic quantum spin pumping in zigzag silicene nanoribbon*

CUI Lei^{1)†} CHEN Haoyuan^{2)‡} TIAN Hongyu^{2)††}

1) (Department of Mathematics and Physics, Suqian University, Suqian 223800, China)

2) (School of Physics and Electronic Engineering, Linyi University, Linyi 276005, China)

(Received 17 March 2026; revised manuscript received 23 April 2026)

Abstract

Based on the tight binding model and Keldysh non-equilibrium Green's function method, we investigated the single parameter non-adiabatic quantum spin pumping phenomenon in zigzag silicene nanoribbon. Quantum pumping consists of two opposite photon-assisted processes, namely the photon-absorption process and the photon-excitation process, which can drive charge carriers flowing in opposite directions. The perpendicular electric field can significantly alter the leftwards/rightwards propagation velocity as well as the tunneling probability in the low-energy region but has opposite influence on the two spin species. Therefore, applying a vertical electric field can destroy the symmetry of the photon-assisted processes, where the leftwards/rightwards transmission of one spin species is enhanced/weakened while the situation is exactly the opposite for the other spin, resulting in spin polarized currents. The pure spin current can occur at zero Fermi energy and the spin polarization can be inverted from 1 to -1 by tuning the driving frequencies. This study is expected to achieve the electrical controllable quantum spin pumping based on silicene nanoribbon, independent of any ferromagnetic elements.

Keywords: zigzag silicene nanoribbon, quantum spin pumping, electric field, pure spin current

DOI: 10.7498/aps.75.20260379

CSTR: 32037.14.aps.75.20260379

* Project supported by the Major Project on Natural Sciences Research in Higher Education Institutions of Jiangsu Province, China (Grant No. 24KJA430014), the Natural Science Foundation of China (Grant No. 16624059), and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2023MA027).

† Corresponding author. E-mail: culei8222@126.com

‡ Corresponding author. E-mail: chenhaoyuan@lyu.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: tianhongyu@lyu.edu.cn

锯齿型硅烯纳米带电场调控非绝热量子化自旋泵浦

崔磊 陈浩源 田宏玉

Electrical controllable non-adiabatic quantum spin pumping in zigzag silicene nanoribbon

CUI Lei CHEN Haoyuan TIAN Hongyu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 190704 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260379

CSTR: 32037.14.aps.75.20260379

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260379>

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

不对称边缘修饰石墨烯/硅烯纳米条带中的光诱导纯自旋流

Photo-induced pure spin current in graphene/silicene nanoribbons with asymmetric edge functionalization

物理学报. 2026, 75(9): 190704 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251722>

铁磁电极单层二硫化钼纳米带量子结构中的自旋开关效应和巨磁阻

Spin-switching effect and giant magnetoresistance in quantum structure of monolayer MoS₂ nanoribbons with ferromagnetic electrode

物理学报. 2023, 72(15): 157202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230483>

金刚石氮-空位色心单电子自旋的电场驱动相干控制

Coherent electrical control of single electron spin in diamond nitrogen-vacancy center

物理学报. 2022, 71(11): 117601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220410>

非对称双氢钝化锯齿型SiC纳米带复合功能自旋器件设计与输运

Design and transport properties of multifunctional spintronic devices based on zigzag SiC nanoribbon via edge asymmetric dual-hydrogenation

物理学报. 2025, 74(16): 168502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250553>

自旋偏压驱动的硅烯和锗烯光控晶体管

Optically controlled silicene and germanene transistors driven by spin-bias

物理学报. 2022, 71(19): 198502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221047>

蒽二噻吩分子连接铁磁锯齿边碳化硅纳米带的巨幅度自旋整流

Giant rectification of ferromagnetic zigzag SiC nanoribbons connecting anthradithiophene molecules

物理学报. 2022, 71(7): 078501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212193>