

Rashba 自旋轨道耦合作用下电荷流散粒噪声与自旋极化的关系研究*

陈 华¹⁾ 杜磊¹⁾ 庄奕琪²⁾ 牛文娟^{1)†}

1) 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

2) 西安电子科技大学微电子学院, 西安 710071)

(2008 年 11 月 13 日收到, 2008 年 12 月 25 日收到修改稿)

根据存在自旋轨道耦合时基于散射理论的电流表达式和散粒噪声表达式, 并利用自旋密度矩阵推导出沿自旋量子化坐标的自旋极化率表达式. 解析计算了单通道的情况, 发现自旋极化率和电荷流散粒噪声无关. 由于多通道解析推导的困难, 使用非平衡格林函数技巧, 数值计算了包含自旋轨道耦合效应的纯净二维电子气的多通道情况. 分别改变偏压、自旋轨道耦合系数、导体长度, 研究了这三种不同条件下的自旋极化率与电荷流散粒噪声 Fano 因子的相关性. 两者的相关性表明, 相关性定量关系的建立可能为自旋极化的全电学检测提供新思路.

关键词: 散粒噪声, 自旋极化, Rashba 自旋轨道耦合, 散射矩阵

PACC: 7225, 7270, 7320D

1. 引 言

电子的离散本征特性^[1,2]与运动的随机性^[2,3]导致了散粒噪声. 无论从实验上还是从理论上, 人们都很关注低维系统和介观系统中的散粒噪声^[2-7]. 由于散粒噪声比直流特性(即低频电导)能够提供更多的运输信息, 散粒噪声测试与分析已经成为研究低维和介观器件中电子传输的一种基本方法. 例如, 散粒噪声检测可以用于确定准粒子的分数电荷值、Luttinger 参数、原子点接触的量子传输模型以及隧穿机制等等^[3,5,8]. 但是, 这些都是基于电子的电荷特征, 而对于与自旋这种电子内禀属性相关的散粒噪声, 随着自旋电子学的发展, 直到最近几年才初步被人们所认识^[9-13]. 自旋电子学的重要研究课题之一是自旋极化的产生与运输, 自旋极化的状态将显著影响自旋晶体管等自旋主导器件的性能^[14]. 本文提供一种基于散射理论的自旋极化与电荷流散粒噪声的量子力学计算方法, 用非平衡格林函数方法来计算所需要的散射矩阵元, 旨在讨论散粒噪声与自旋极化的关系, 希望为自旋极化运输的电学测试提供一种可能的方案.

2. 自旋分辨散粒噪声的计算方法与自旋极化的表征

散射理论^[15]与非平衡格林函数^[16]的通常形式是不涉及自旋的(认为自旋简并). 下面将自旋引入散射理论与非平衡格林函数, 给出基于自旋分辨散射矩阵的散粒噪声形式, 并介绍自旋极化的表征方法.

2.1. 基于自旋分辨散射矩阵的散粒噪声计算方法

首先, 定义与电极相连的多通道二维中心导体 α 端的自旋流自相关函数

$$C_{\alpha, \text{spin}}(t - t') = \frac{1}{2} \Delta I_{\alpha, \text{spin}}(t) \Delta I_{\alpha, \text{spin}}(t') + \Delta I_{\alpha, \text{spin}}(t') \Delta I_{\alpha, \text{spin}}(t), \quad (1)$$

式中, $\Delta I_{\alpha, \text{spin}}(t) = I_{\alpha, \text{spin}}(t) - I_{\alpha, \text{spin}}(t)$ 是该引线的自旋流涨落. α 端的自旋电流定义为 $I_{\alpha, \text{spin}}(t) = I_{\alpha}^{\uparrow}(t) - I_{\alpha}^{\downarrow}(t)$, 其中 $I_{\alpha}^{\uparrow}(t), I_{\alpha}^{\downarrow}(t)$ 分别是自旋取向上、向下的电流. 展开自旋流自相关函数 $C_{\alpha, \text{spin}}(t - t')$, 得到

$$C_{\alpha, \text{spin}}(t - t') = C_{\alpha}^{\uparrow \uparrow}(t - t') + C_{\alpha}^{\downarrow \downarrow}(t - t')$$

* 国家自然科学基金(批准号: 60676053)和西安应用材料创新基金(批准号: XA-AM-200603)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: addal@163.com

$$- C_{\alpha}^{\uparrow\downarrow}(t-t') - C_{\alpha}^{\downarrow\uparrow}(t-t'), \quad (2)$$

式中

$$C_{\alpha}^{\sigma\sigma'}(t-t') = \frac{1}{2} \Delta I_{\alpha}^{\sigma}(t) \Delta I_{\alpha}^{\sigma'}(t') + \Delta I_{\alpha}^{\sigma'}(t') \Delta I_{\alpha}^{\sigma}(t),$$

其中 $\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$. 对(2)式中的每一项按照下式作傅里叶变换:

$$S(\omega) = 2 \int d(t-t') e^{-i\omega(t-t')} \alpha(t-t'), \quad (3)$$

得到噪声功率谱密度

$$S_{\alpha, \text{spin}}(\omega) = S_{\alpha}^{\uparrow\uparrow}(\omega) + S_{\alpha}^{\downarrow\downarrow}(\omega) - S_{\alpha}^{\uparrow\downarrow}(\omega) - S_{\alpha}^{\downarrow\uparrow}(\omega). \quad (4)$$

引线 α 处的电荷流为 $I_{\alpha, \text{charge}}(t) = I_{\alpha}^{\uparrow}(t) + I_{\alpha}^{\downarrow}(t)$. 按照对自旋流的推导, 得到电荷流涨落的自相关函数与噪声功率谱密度分别为

$$C_{\alpha, \text{charge}}(t-t') = C_{\alpha}^{\uparrow\uparrow}(t-t') + C_{\alpha}^{\downarrow\downarrow}(t-t') + C_{\alpha}^{\uparrow\downarrow}(t-t') + C_{\alpha}^{\downarrow\uparrow}(t-t'), \quad (5)$$

$$S_{\alpha, \text{charge}}(\omega) = S_{\alpha}^{\uparrow\uparrow}(\omega) + S_{\alpha}^{\downarrow\downarrow}(\omega) + S_{\alpha}^{\uparrow\downarrow}(\omega) + S_{\alpha}^{\downarrow\uparrow}(\omega). \quad (6)$$

(4)和(6)式表明, 自旋流噪声和电荷流噪声的区别在于 $S_{\alpha}^{\sigma\sigma'}(\omega)$, $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 项, 该项来源于自旋相反的电流 $I_{\alpha}^{\sigma}(t)$ 与 $I_{\alpha}^{\sigma'}(t')$ 涨落的时域相关性, 该相关性的大小决定了自旋流噪声和电荷流噪声的幅值差异.

下面引入 $S_{\alpha}^{\sigma\sigma'}(\omega)$, $\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$ 的计算. 二次量子化中的算符 $\hat{a}_{\alpha m}^{\sigma+}(\epsilon)$ 和 $\hat{a}_{\alpha m}^{\sigma}(\epsilon)$ 分别表示在 α 处的 m 通道产生和湮灭一个能量为 ϵ 自旋为 σ 的注入态电子. $\hat{b}_{\alpha m}^{\sigma+}(\epsilon)$ 和 $\hat{b}_{\alpha m}^{\sigma}(\epsilon)$ 表示在该引线的 m 通道产生和湮灭一个能量为 ϵ 自旋为 σ 的输出态电子. 这两组算符满足同样的对易关系, 且通过 S 矩阵相关联^[11-13, 15] 即

$$\hat{b}_{\beta n}^{\sigma'} = \sum_{\alpha m \sigma} S_{\beta n, \alpha m}^{\sigma\sigma'} \hat{a}_{\alpha m}^{\sigma}. \quad (7)$$

$\hat{a}_{\alpha m}^{\sigma+}(\epsilon)$ 与 $\hat{b}_{\alpha m}^{\sigma'+}(\epsilon)$ 经由 S^+ 相关联. 自旋分辨的电流算符形式为^[11-13]

$$\hat{I}_{\alpha}^{\sigma} = \frac{e}{h} \sum_n \iint d\epsilon d\epsilon' e^{i(\epsilon-\epsilon')/h} [\hat{a}_{\alpha n}^{\sigma+}(\epsilon) \hat{a}_{\alpha n}^{\sigma}(\epsilon') - \hat{b}_{\alpha n}^{\sigma+}(\epsilon) \hat{b}_{\alpha n}^{\sigma}(\epsilon')]. \quad (8)$$

处于热平衡状态的费米系统, 其电子产生算符与湮灭算符乘积的量子统计平均为^[15]

$$\hat{a}_{\alpha m}^{\sigma}(\epsilon) \hat{a}_{\beta n}^{\sigma'}(\epsilon') = \delta_{\alpha m \sigma, \beta n \sigma'} \mathcal{F}(\epsilon - \epsilon') f_{\alpha}^{\sigma}(\epsilon) \quad (9)$$

式中, f_{α}^{σ} 是引线 α 的自旋为 σ 的费米分布函数. 该方程表明, 引线 α 处的入射电子遵循相应 α 处电极的平

衡费米分布. 基于该相关性, 自旋分辨电流的系综平均可以写作

$$I_{\alpha}^{\sigma}(t) = \frac{e}{h} \int d\epsilon \sum_{\beta \sigma'} T_{\alpha \beta}^{\sigma\sigma'}(\epsilon) \mathcal{F}(f_{\alpha}^{\sigma}(\epsilon) - f_{\beta}^{\sigma'}(\epsilon)), \quad (10)$$

式中 $T_{\alpha \beta}^{\sigma\sigma'}$ 是引线 β 处自旋为 σ' 的所有可能电子态向 α 处自旋为 σ 所有可能电子态的透射函数, $T_{\alpha \beta}^{\sigma\sigma'} = \text{Tr}(s_{\alpha m}^{\sigma\sigma'+} \cdot s_{\beta n}^{\sigma\sigma'}) = \sum_{m, n} (s_{\alpha m}^{\sigma\sigma'+} \cdot s_{\beta n}^{\sigma\sigma'})$, (10) 式是 Landauer-Büttiker 型表达式的自旋分辨形式.

使用(3)和(8)式, 并利用四个产生湮灭算符乘积的量子统计平均, 得到引线 α 处自旋分辨电流噪声功率谱 $S_{\alpha}^{\sigma\sigma'}$, $\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$ 表达式为

$$\hat{S}_{\alpha}^{\sigma\sigma'}(\omega) = \frac{e^2}{h} \int d\epsilon \sum_{\gamma, \gamma'} \sum_{\rho, \rho'} \text{Tr}[A_{\gamma\gamma'}^{\rho\rho'}(\alpha, \sigma, \epsilon, \epsilon') \times A_{\gamma\gamma'}^{\rho'\rho}(\alpha, \sigma', \epsilon', \epsilon) \mathbb{I}[f_{\gamma}^{\rho}(\epsilon) \mathcal{F}(1 - f_{\gamma}^{\rho'}(\epsilon')) + f_{\gamma}^{\rho'}(\epsilon') \mathcal{F}(1 - f_{\gamma}^{\rho}(\epsilon))]], \quad (11)$$

式中, $\rho, \rho' = \uparrow, \downarrow$, $f_{\gamma}^{\rho}, f_{\gamma}^{\rho'}$ 分别为引线 γ 处自旋为 ρ 的分布函数与 γ 处自旋为 ρ' 的分布函数, 矩阵 $A_{\gamma\gamma'}^{\rho\rho'}(\alpha, \sigma, \epsilon, \epsilon')$ 的元素为

$$[A_{\gamma\gamma'}^{\rho\rho'}(\alpha, \sigma, \epsilon, \epsilon')]_{mn} = \delta_{mn} \delta_{\gamma\alpha} \delta_{\gamma'\alpha} \delta_{\sigma\rho} \delta_{\sigma'\rho'} - \sum_k s_{\alpha m, \gamma k}^{\sigma\rho*}(\epsilon) s_{\alpha k, \gamma' n}^{\sigma'\rho'}(\epsilon') \quad (\epsilon' = \epsilon + \hbar\omega). \quad (12)$$

下面推导用非平衡格林函数的方法计算自旋分辨的散射矩阵元的公式. 推迟格林函数为

$$G^r(x, x') = x \left| \frac{1}{\epsilon I - H_C - \Sigma^r} \right| x', \quad (13)$$

式中, H_C 是中心导体的哈密顿量, I 是单位矩阵, $\Sigma^r = \sum_{\alpha \sigma} \Sigma_{\alpha}^{\sigma, r}$ 是总自能, 其中引线 α 处自旋分辨的自能 $\Sigma_{\alpha}^{\sigma, r}$ 定义为

$$\Sigma_{\alpha}^{\sigma, r}(\epsilon) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{\Gamma_{\alpha}^{\sigma}(\epsilon') d\epsilon'}{\epsilon - \epsilon' + i\eta}, \quad (14)$$

式中 Γ_{α}^{σ} 是线宽函数. 使用 Fisher-Lee 关系, 得到格林函数与 S 矩阵元素的关系^[12, 13]

$$s_{\alpha m \sigma, \beta n \sigma'}^{\sigma\sigma'} = \delta_{\alpha m \sigma, \beta n \sigma'} - 2\pi i \sum_{x, x'} w_{\alpha m, x}^{\sigma} G^r(x, x') w_{x', \beta n}^{\sigma'}, \quad (15)$$

式中, $w_{\alpha m, x}^{\sigma}$ 为自旋分辨的横向模式波函数,

$$2\pi \sum_m w_{x', \beta n}^{\sigma'} w_{\alpha m, x}^{\sigma} = [\Gamma_{\alpha}^{\sigma}(\epsilon)]_{x', x}.$$

2.2. 存在自旋轨道耦合时自旋极化率的定义

用自旋密度矩阵来描述系统的自旋

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{\uparrow\uparrow} & \rho_{\uparrow\downarrow} \\ \rho_{\downarrow\uparrow} & \rho_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(I + \mathbf{P} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad (16)$$

式中 \mathbf{P} 为自旋极化矢量, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ 为泡利矩阵,

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{\sigma}_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{\sigma}_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

自旋密度矩阵的对角元 $\rho_{\uparrow\uparrow}$ 和 $\rho_{\downarrow\downarrow}$ 分别表示系统处于自旋向上和自旋向下的概率, 自旋密度矩阵的非对角元 $\rho_{\uparrow\downarrow}$ 和 $\rho_{\downarrow\uparrow}$ 表示分别处于自旋向上和自旋向下相干叠加的概率. 将(16)式等号右端代入

$$\hat{S}_i = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_i = \frac{\hbar}{2} \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{\sigma}_i), \quad i = x, y, z, \quad \text{得到}$$

$$\hat{S}_i = \frac{\hbar}{2} P_i \quad (i = x, y, z). \quad (17)$$

这里 \hat{S}_i 为自旋角动量算符(\hat{S}_i 仅在此处表示自旋角动量算符, 其余 \hat{S} 均表示噪声功率谱密度算符).

在一些金属、绝缘体^[17, 18]以及半导体结构中^[12, 19], 自旋向上和自旋向下的电流组成电荷流, 这两个分量彼此独立. 自旋量子化坐标 (spin quantization axis) 通常可以很好地由外部磁场定义, 不妨设自旋量子化坐标沿着 z 轴. 因此, 自旋极化可简单地由一个极化率来描述^[17, 18],

$$P = \frac{I^\uparrow - I^\downarrow}{I^\uparrow + I^\downarrow}, \quad (18)$$

将 $\rho_{\uparrow\downarrow} = \rho_{\downarrow\uparrow} = 0$ 代入(16), (17)式, 得到

$$\mathbf{P} = (0, 0, P). \quad (19)$$

$P \neq 0$ 表示非相干的统计混合; $P = 0$ 得到通常完全不极化的电荷流.

存在自旋轨道耦合的半导体中, 会发生自旋进动或者瞬时的自旋翻转. 文献[11]在 Landauer-Büttiker 散射理论的框架下, 针对半导体一端自旋极化注入, 提供了另一端输出自旋态的自旋密度矩阵,

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_c^\uparrow &= \frac{e^2}{\hbar(G^\uparrow + G^\downarrow)} \\ &\times \sum_{n', n=1}^M \begin{pmatrix} |t_{n', \uparrow\uparrow}^*|^2 & t_{n', \uparrow\uparrow}^* t_{n', \downarrow\uparrow}^* \\ t_{n', \uparrow\uparrow}^* t_{n', \downarrow\uparrow}^* & |t_{n', \downarrow\uparrow}^*|^2 \end{pmatrix}. \quad (20) \end{aligned}$$

这里,

$$G^\uparrow = \text{Tr}(s_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} \cdot s_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow}) = \sum_{n', n=1}^M |t_{n', \uparrow\uparrow}^*|^2,$$

$$G^\downarrow = s_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow} \cdot s_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow} = \sum_{n', n=1}^M |t_{n', \downarrow\uparrow}^*|^2,$$

其中 $t_{n', \uparrow\uparrow}^*$ ($t_{n', \downarrow\uparrow}^*$) 表示从左边通道 n 自旋向上传输到右边通道 n' 自旋向上(向下)的概率. 将 G^\uparrow 和 G^\downarrow 代入(16)(17)式得到

$$P_x^\uparrow = \frac{2e^2}{\hbar(G^\uparrow + G^\downarrow)} \sum_{n', n=1}^M \text{Re}[t_{n', \uparrow\uparrow}^* t_{n', \downarrow\uparrow}^*], \quad (21a)$$

$$P_y^\uparrow = \frac{2e^2}{\hbar(G^\uparrow + G^\downarrow)} \sum_{n', n=1}^M \text{Im}[t_{n', \uparrow\uparrow}^* t_{n', \downarrow\uparrow}^*], \quad (21b)$$

$$P_z^\uparrow = \frac{I^\uparrow - I^\downarrow}{I^\uparrow + I^\downarrow} = \frac{G^\uparrow - G^\downarrow}{G^\uparrow + G^\downarrow}. \quad (21c)$$

比较(18)与(21)式可以发现, 当自旋极化注入时, 存在自旋轨道耦合与不存在自旋轨道耦合相比, 虽然自旋极化矢量在 x, y 方向分量的表达式不再相同, 但是沿着自旋量子化坐标 z 的极化具有相同的表达式. 所以, 在讨论自旋轨道耦合存在的自旋极化时, 仍可沿用极化率的概念.

3. 结果与讨论

3.1. 单通道的解析结果与讨论

在散射理论和 Landauer-Büttiker 公式的框架下, 讨论存在自旋轨道耦合时电荷流和自旋极化率的关系. 首先, 讨论自旋极化电流注入只有一个通道的两端导体. 从左侧进行自旋极化注入, 在零温和零频的条件下, 根据(6)(11)和(12)式可得到右侧电荷流噪声的表达式为

$$\begin{aligned} S_{R, \text{charge}} &= \frac{2e^3 V_c}{\hbar} [T^{\uparrow\uparrow}(1 - T^{\uparrow\uparrow}) \\ &+ T^{\downarrow\uparrow}(1 - T^{\downarrow\uparrow}) - 2T^{\uparrow\uparrow} T^{\downarrow\uparrow}] \quad (22) \end{aligned}$$

式中括号内的三项分别对应 $S_{\text{R}}^{\uparrow\uparrow}$, $S_{\text{R}}^{\downarrow\uparrow}$ 和 $S_{\text{R}}^{\uparrow\downarrow} + S_{\text{R}}^{\downarrow\uparrow}$. 这里

$$T^{\uparrow\uparrow} = \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow}) = t_{\uparrow\uparrow}^+ t_{\uparrow\uparrow}^+,$$

$$T^{\downarrow\uparrow} = \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow}) = t_{\downarrow\uparrow}^+ t_{\downarrow\uparrow}^+,$$

$$\begin{aligned} S_{\text{R}}^{\uparrow\downarrow} + S_{\text{R}}^{\downarrow\uparrow} &= -2\text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow}) \\ &= -2T^{\uparrow\uparrow} T^{\downarrow\uparrow}. \end{aligned}$$

电荷流噪声相应的 Fano 因子为

$$F_{\text{charge}} = \frac{S_{R, \text{charge}}}{2eI_{\text{charge}}} = \frac{T^{\uparrow\uparrow}(1 - T^{\uparrow\uparrow}) + T^{\downarrow\downarrow}(1 - T^{\downarrow\downarrow}) - 2T^{\uparrow\downarrow}T^{\downarrow\uparrow}}{T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}}. \quad (23)$$

将单通道的透射函数代入(21c)式,得到

$$P_z^{\uparrow} = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}} = \frac{I_{\text{spin}}}{I_{\text{charge}}} = \frac{T^{\uparrow\uparrow} - T^{\downarrow\downarrow}}{T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}}. \quad (24)$$

在这种情况下,自旋极化率 P_z^{\uparrow} 与电学参量 F_{charge} 具有相同的影响因素 $T^{\uparrow\uparrow}, T^{\downarrow\downarrow}$, 有望用 F_{charge} 来表征 P_z^{\uparrow} . 为了消去 $T^{\uparrow\uparrow}, T^{\downarrow\downarrow}$, 定义参量 \tilde{G} 为

$$\tilde{G} = \frac{G}{G_0} = T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}, \quad (25)$$

式中 G 为电导, G_0 为电导量子.

$$G = \frac{e^2}{h}(T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}),$$

$$G_0 = \frac{e^2}{h}.$$

联立方程组(24)与(25)式可以得到 $T^{\uparrow\uparrow}$ 和 $T^{\downarrow\downarrow}$ 关于 P_z^{\uparrow} 和 \tilde{G} 的表达式, 将两个表达式代入(23)式, 得到

$$F_{\text{charge}} = 1 - \tilde{G}. \quad (26)$$

应该注意到, 与预期不同(26)式中没有出现 P_z^{\uparrow} , 也没有出现(22)和(23)式中的干涉项 $-2T^{\uparrow\downarrow}T^{\downarrow\uparrow}$. 从数学上来考虑, 这主要是单通道的透射块矩阵 $t_{\uparrow\uparrow}$ 和 $t_{\downarrow\downarrow}$ 退化为一个数, 不存在非对角元, 所以,

$$\begin{aligned} \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} + t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow}) &= t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} + t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow} \\ &= T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}. \end{aligned}$$

如果所讨论的是两个以及两个通道以上的多通道情况,

$$\begin{aligned} \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\downarrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} + t_{\text{RL}}^{\uparrow\downarrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow}) \\ \neq \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow} t_{\text{RL}}^{\uparrow\uparrow}) \text{Tr}(t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow} t_{\text{RL}}^{\downarrow\downarrow}), \end{aligned}$$

利用现有的参数无法解析求解, 下面使用数值方法研究自旋晶体管中电荷流散粒噪声和自旋极化率的关系. 此外, 根据(6)(11)和(12)式, 可得到在零温和零频的条件下右侧自旋流噪声的表达式

$$S_{R, \text{spin}} = \frac{2e^3 V}{h} [T^{\uparrow\uparrow}(1 - T^{\uparrow\uparrow}) + T^{\downarrow\downarrow}(1 - T^{\downarrow\downarrow}) + 2T^{\uparrow\downarrow}T^{\downarrow\uparrow}]. \quad (27)$$

比较(22)与(27)式可知, 自旋流散粒噪声不小于电荷流散粒噪声.

3.2. 多通道的数值模拟结果与讨论

在窄带半导体形成的二维电子气系统中, 在垂直于二维电子气的限制电压的作用下电子会发生自

旋进动, 这就是所谓的 Rashba 效应. 自旋晶体管 (Datta-Das 晶体管) 正是基于该效应, 铁磁体做源极注入自旋极化的电流, 通过改变沟道中的栅压来调制自旋进动, 漏极的探测也采用铁磁材料. 图 1 为所研究的自旋晶体管, x - y 平面存在二维电子气, 沟道沿着 x 方向; 在 z 方向, 采用栅压来诱导 Rashba 效应. 整个模拟过程中, 所使用的通道数为 10.

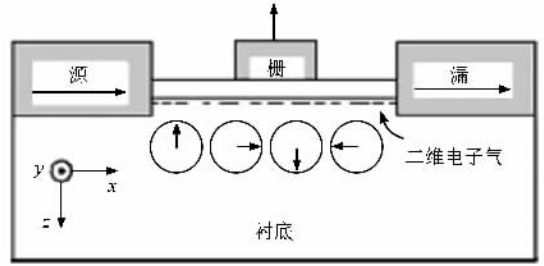


图 1 自旋晶体管示意图^[12]

散射矩阵是在介观导体中最成功和最广泛使用的理论, 而格林函数是一种强大的计算与数值模拟工具. 本文采用非平衡格林函数来计算自旋晶体管的散射矩阵. 假设二维电子气中不存在无序散射, 则哈密顿量为

$$\begin{aligned} \hat{H}_C &= \frac{\hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2}{2m} + \frac{\alpha}{h}(\hat{P}_y \otimes \hat{\sigma}_x \\ &\quad - \hat{P}_x \otimes \hat{\sigma}_y) + U(x, y), \end{aligned} \quad (28)$$

式中 α 表示自旋轨道耦合系数. 根据文献^[12]描述的非平衡格林函数方法, 对二维电子气进行二维网格的划分, 对样品与引线都沿着横向(x 方向)对纵向(y 方向)层层划分, 每层通过跃迁势连接. 引线采用半无限引线模型, 其非平衡格林函数采用表面格林函数法求得. 最后, 用 Dyson 方程递归求解样品两端的非平衡格林函数. 下面分别讨论源漏偏压改变、中心导体长度改变、自旋轨道耦合系数改变的三种情况.

3.2.1. 改变源漏偏压

紧束缚晶格的参数 $a = 2.8 \text{ nm}$, 沟道长度为 263.2 nm , 宽度为 28 nm , 自旋轨道耦合系数 $\alpha = 2.8 \times 10^{-9} \text{ eVm}$. 图 2 表明, 电荷流散粒噪声 S_{charge} 、自旋流散粒噪声 S_{spin} 、极化率和 Fano 因子都是源漏偏压 V_{DS} 的函数. 从图 2(a) 可知, 当源漏偏压很小时散粒

噪声接近于零,散粒噪声是一种非平衡噪声,偏压小时接近零是合理的.图 2(b)表明,偏压较小时自旋进动极为缓慢,电子极化率约为 1,这是由于偏压小导致电子运动速度较慢,感应出的磁场较小.对于极速变化的 $V_{DS} = 0.1\text{--}0.2$ 区间,将数值计算间隔变为原来的 1/5,重新计算极化率得到的结果示于图 2(c),与图 2(b)相比,图 2(c)呈现出较好的连续性.此外,Fano 因子在小偏压时较大,是由于低偏压时窄“能量窗”中电子极少,参与输运电子的费米分布可由玻尔兹曼分布近似,电子运动受到泡利原理的调制较弱,电子运动随机性较大,因而 Fano 因子比较大.随着偏压的增加,自旋流散粒噪声与电荷流散粒噪声由低偏压下两者相等,经历了出现差异、差异拉大、差异恒定的过程.相应地,在图 2(b)中极化率先保持为 1,随着偏压的增加,极化率经历了迅速减小、缓慢减小、在零附近达到恒定的过程.在 $V_{DS} = 0\text{--}0.2$ eV 区间,Fano 因子明显减小,对应极化率为 1 和极化率快速变化两个阶段,这一阶段有望用 Fano 因子的变化来表征极化率的变化,而以后的阶段,Fano 因子基本不变化,对应极化率缓慢减小直至恒定的阶段.

由图 2(a)可以发现,自旋流噪声 S_{spin} 幅值不小于电荷流噪声 S_{charge} 幅值,物理上由电荷流守恒和自旋流可不守恒导致.由(4)式减去(6)式得到

$$S_{\text{spin}} - S_{\text{charge}} = \chi (S^{\uparrow\downarrow} + S^{\downarrow\uparrow}) = 4S^{\uparrow\downarrow}. \quad (29)$$

零频和零温条件下, $S^{\uparrow\downarrow} = S^{\downarrow\uparrow}$.由(11)式可得到自旋相反电流相互作用导致的噪声功率谱为

$$S_{\text{R}}^{\sigma\bar{\sigma}} = -\frac{e^2}{h} \int_{\mu_{\text{min}}}^{\mu_{\text{max}}} d\epsilon \text{Tr} (t_{\text{RL}}^{\sigma\bar{\sigma}\uparrow} t_{\text{RL}}^{\sigma\bar{\sigma}\uparrow} + t_{\text{RL}}^{\sigma\bar{\sigma}\downarrow} t_{\text{RL}}^{\sigma\bar{\sigma}\downarrow}). \quad (30)$$

由此可见, $S_{\text{L}}^{\sigma\bar{\sigma}}$ 是到 L 端自旋相反状态透射函数的乘积,负号使 $S_{\text{L}}^{\sigma\bar{\sigma}}$ 不大于零.

3.2.2. 改变中心导体长度

这里设置源漏偏压为 $\mu_{\text{L}} - \mu_{\text{R}} = 0.8$ eV,该中心导体的长度在 112—672 nm,其余参数与上述一致.从图 3 可以看出,随着沟道长度的增加, S_{charge} , S_{spin} , 极化率和 Fano 因子都呈周期性变化.这是由于栅压确定,自旋晶体管中自旋进动的角频率也相应确定,随着沟道长度的逐渐增加,自旋进动量从源到漏会发生周期性变化(见图 1),因此相反取向的自旋分辨电流以及散粒噪声也会发生周期性变化.由 Rashba 自旋轨道作用决定的自旋进动长度为 $L_{\text{SO}} = \pi\hbar^2 (2m^* \alpha)$,代入参数计算得到 $L_{\text{SO}} = 129$ nm,为图中周期的一半,这是由于自旋矢量指向初始位置所

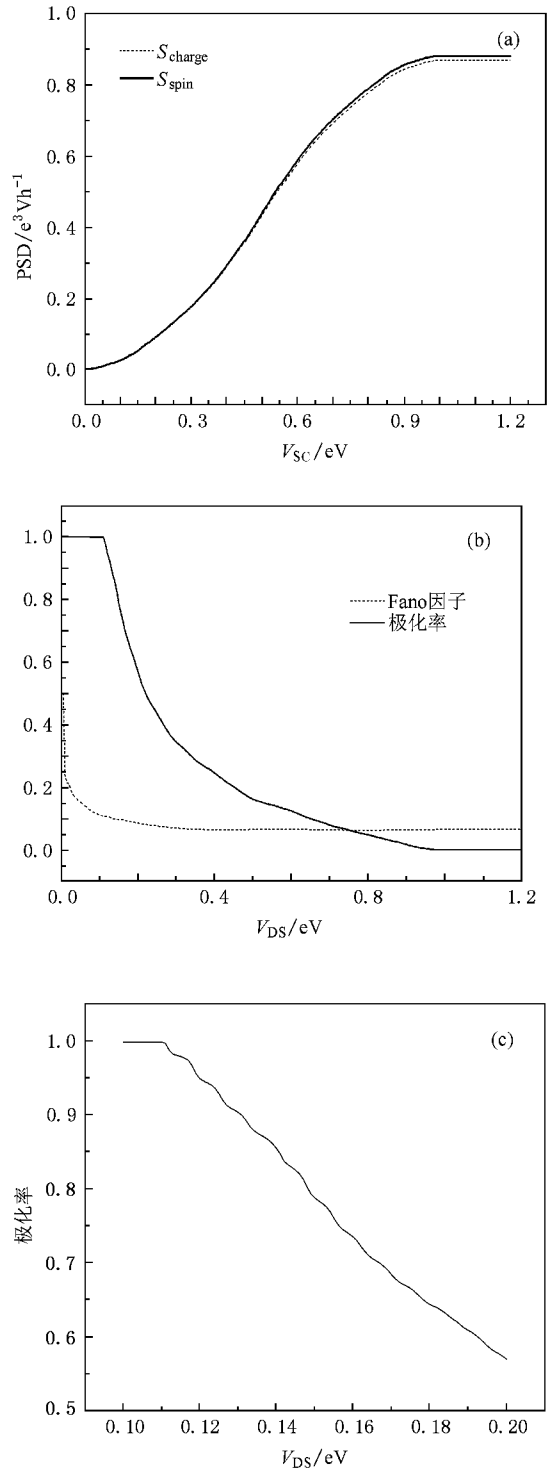


图 2 改变源漏偏压的模拟结果 (a)功率谱密度与源漏偏压的关系 (b)极化率、Fano 因子与源漏偏压的关系 (c) $V_{\text{DS}} = 0.10\text{--}0.20$ eV 时, 极化率与源漏偏压的关系

需要的时间为态矢量指向初始位置所需时间的一半.若增加源漏偏压,电子运动速度的增加会加强感应磁场,引起自旋进动加速,导致周期变短.观察图 2(b)中的 Fano 因子和极化率在一个周期内的变化,

Fano 因子两端两个极小值分别对应极化率两端的极小值, Fano 因子中部的极大值对应极化率中部的极大值, 两者均沿该极值对称. 考察两者极大值与极小值之间的半个周期, 按照 Fano 因子中另外一个极大值和一个极小值的横坐标同时划分两者, 可分为三段. 在第一段和第三段中, 两者同时单调增大; 在第二段中, 两者单调变化的趋势相反. 这样就可以将一个周期内的 Fano 因子与极化率分成相应的六组, 由于两两对称, 只需考察三组, 借助一些数学技巧找到定量的表征方法是下一步的研究目标.

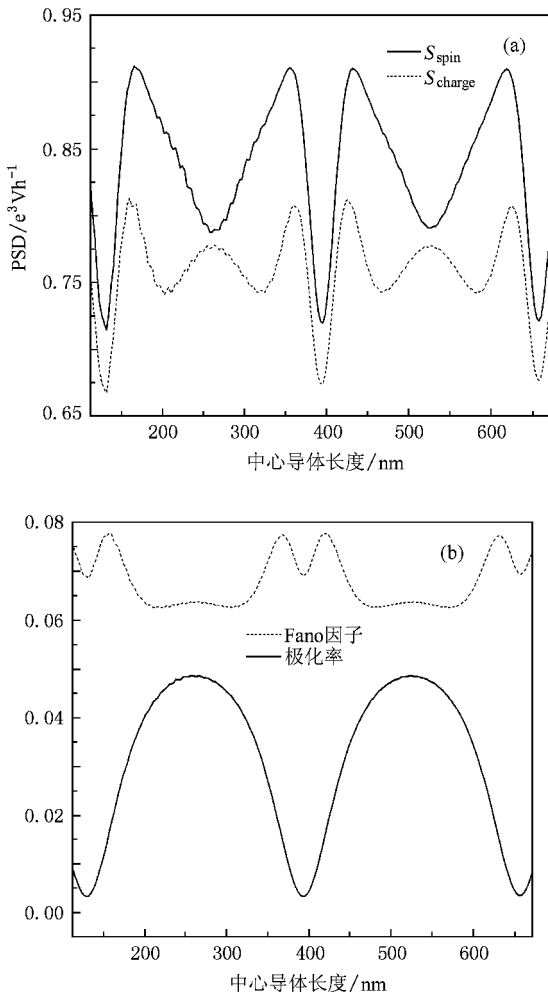


图3 改变导体长度的模拟结果 (a)功率谱密度与导体长度的关系 (b)极化率、Fano因子与导体长度的关系

3.2.3 改变自旋轨道耦合系数

中心导体长为 263.2 nm, α/a 从 0 eV 变到 0.018 eV, 其余参数与上述一致. 图 4 表现出 S_{charge} , S_{spin} , 极化率和 Fano 因子随自旋轨道耦合系数的变化. 从 (28) 式可知, 逐渐改变自旋轨道耦合系数 α

导致沟道中自旋进动角频率 ω 的变化, 通道长度一定的条件下, α 将导致从源到漏自旋进动量的逐渐改变. 因此, 自旋流、电荷流以及相应的散粒噪声 S_{charge} , S_{spin} 随着 α 振荡, 与改变源漏偏压的情况相比, 不同振荡周期中的均值略有改变, 增加源漏偏压也会导致周期变短. α 为零时, $S_{\alpha}^{\uparrow\downarrow} + S_{\alpha}^{\downarrow\uparrow} = 0$, S_{charge} 与 S_{spin} 相等. 对比图 3(b) 和图 4(b) 可以发现, 两者具有相似的 Fano 因子和极化率的振荡规律, 不同之处在于图 3(b) 是完全周期性的, 而图 4(b) 是振荡走高. 两者的一致性意味着定量模型的相同点.

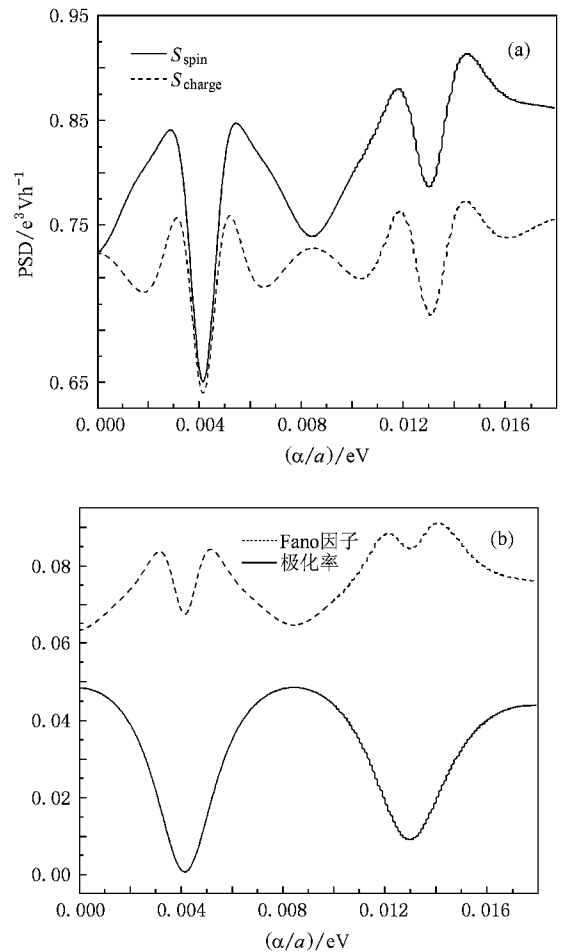


图4 改变自旋轨道耦合系数的模拟结果 (a)功率谱密度与自旋轨道耦合系数的关系 (b)极化率、Fano因子与自旋轨道耦合系数的关系

以上计算并讨论了偏压改变、中心导体的长度改变、自旋轨道耦合系数改变三种情况下的 S_{spin} , S_{charge} , Fano 因子和极化率的变化情况. 着重从图形特征上研究 Fano 因子与极化率的相关性, 为建立两者定量模型以实现自旋极化全电学检测作准备.

4. 结 论

在散射理论的框架下, 推导了存在自旋轨道耦合时的电流和散粒噪声, 利用自旋密度矩阵推导出沿自旋量子化坐标的自旋极化率表达式. 无论单通道的解析推导还是多通道的模拟结果都表明, 自旋流散粒噪声的幅值总是不小于电荷流散粒噪声的幅值. 此外, 发现在单通道的情况下, 自旋极化率与电荷流散粒噪声无关.

多通道的模拟结果以图形的方式描述了自旋极化率与 Fano 因子随偏压等参数的变化规律, 两者的相关性为自旋极化的全电学检测提供了依据. 用数值方法研究了纯净二维电子气的噪声特性, 更为重要的是, 上述研究思路和方法可以方便地移植到包含自旋轨道耦合的其他介观系统中. 包含无序散射与自旋耦合作用的导体更接近物理实体, 研究它的 $I-V$ 特性、散粒噪声以及极化输运特性更具实际意义与应用价值.

-
- [1] Schottky W 1918 *Ann. Phys.* **57** 541
- [2] Du L, Zhuang Y Q 2004 *Nanoelectronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p529 (in Chinese) [杜 磊、庄奕琪 2004 纳米电子学 (北京: 电子工业出版社) p529]
- [3] Gonzalez T, Mateos J, Pardo D, Bulashenko O M, Reggiani L 1998 *Semicond. Sci. Technol.* **13** 714
- [4] Chen H, Du L, Zhuang Y Q 2008 *Acta Phy. Sin.* **57** 2438 (in Chinese) [陈 华、杜 磊、庄奕琪 2008 物理学报 **57** 2438]
- [5] Beenakker C, Schonenberger C 2003 *Phys. Today* **56** 37
- [6] Blanter Y M, Büttiker M 2000 *Phys. Rep.* **336** 1
- [7] An X T, Li Y X, Liu J J 2007 *Acta Phy. Sin.* **56** 4105 (in Chinese) [安兴涛、李玉观、刘建军 2007 物理学报 **56** 4105]
- [8] Zhang Z Y, Wang T H 2004 *Acta Phy. Sin.* **53** 942 (in Chinese) [张志勇、王太宏 2004 物理学报 **53** 942]
- [9] Wang B G, Wang J, Guo H 2004 *Phys. Rev. B* **69** 153301
- [10] Sauret O, Feinberg D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 106601
- [11] Nikolić B K, Souma S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 195328
- [12] He Y H, Hou D Q, Han R Q 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 023710
- [13] Dragomirova R L, Nikolić B K 2007 *Phys. Rev. B* **75** 085328
- [14] Jiao Z K, Cao G H 2005 *Magnetoelectronics* (Hangzhou: Zhejiang University Press) p1 (in Chinese) [焦正宽、曹光早 2005 磁电子学 (杭州: 浙江大学出版社) p1]
- [15] Büttiker M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 12485
- [16] Ferry D K, Goodnick S M 1997 *Transport in Nanostructures* (Cambridge: Cambridge University Press) p124
- [17] Jedema F J, Fillip A T, Wees B J 2001 *Nature* **410** 345
- [18] Prinz G A 1998 *Science* **282** 1660
- [19] Watson S K, Potok R M, Marcus C M, Umansky V 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 258301

Relation between charge shot noise and spin polarization governed by Rashba spin orbit interaction^{*}

Chen Hua¹⁾ Du Lei¹⁾ Zhuang Yi-Qi²⁾ Niu Wen-Juan^{1)†}

1) (School of Technical Physics , Xidian University , Xi'an 710071 , China)

2) (School of Microelectronics , Xidian University , Xi'an 710071 , China)

(Received 13 November 2008 ; revised manuscript received 25 December 2008)

Abstract

When the Rashba spin orbit interaction is available , the spin polarization along the spin quantization axis is derived from the spin density matrix , with the help of current and shot noise formula based on the scattering theory . Charge shot noise and spin polarization are derived in the case of single channel , and there exists no relation between them . Due to the difficulty in derivation in multichannel , at least two channels , the nonequilibrium Green's function technique is used to numerically compute the scattering matrix , the current and the shot noise of clean two-dimensional electron gas governed by the spin orbit coupling effect . The relation between charge shot noise and spin polarization is investigated separately in conditions of variable bias , spin orbit interaction coefficient and conductor length , which demonstrates that the establishment of quantitative relation may provide a new way to realize all-electrical detection of spin polarization .

Keywords : shot noise , spin polarization , Rashba spin orbit interaction , scattering matrix

PACC : 7225 , 7270 , 7320D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60676053) and the Applied Material Innovation Foundation of Xi'an , China (Grant No. XA-AM-200603).

[†] Corresponding author. E-mail : addal@163.com