

值，但是，关于这方面的研究迄今为止仍然很缺乏^[139]。

最近的研究表明，当自旋极化电流在具有非共线分子场的铁磁层间流动时，电流可以改变铁磁层的局域角动量，从而向铁磁层的磁动量施加了一个转矩^[140,141]。当电流超过一个临界值的时候，甚至可以使局域角动量的磁状态反转。这个转矩就是所谓的电流引起的自旋矩，现在已经被用作激发铁磁纳米器件的磁动量的运动，并提供了通过电流控制磁记忆元的机制^[142-147]。

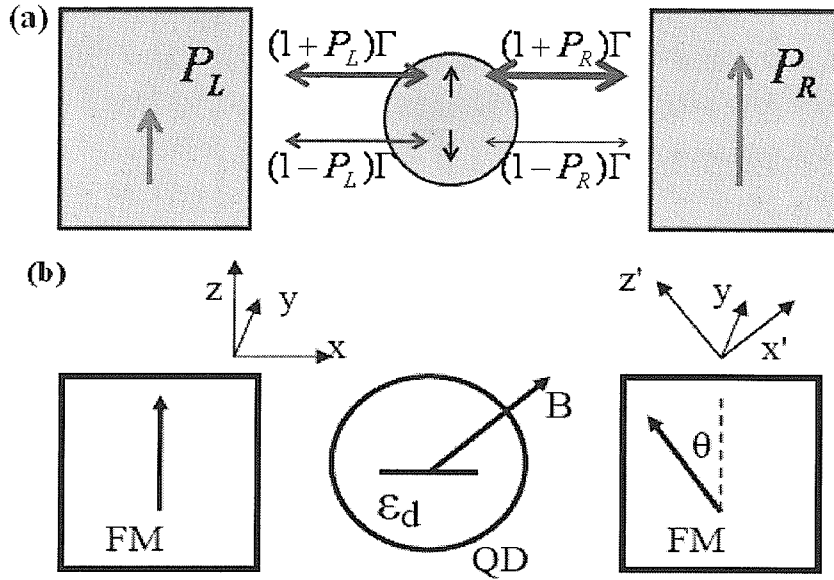


图4-1 (a)铁磁金属/量子点/铁磁金属系统中二极管效应原理图，左端口极化度小于右端口极化度，箭头的粗细代表耦合强度的大小；(b)铁磁金属/量子点/铁磁金属隧穿系统，外磁场施加在量子点上。全局自旋量子化方向取为 z 轴，其沿左端口磁化方向，右端口磁化方向沿 z' 轴。电子沿 x 轴输运。

在本章中我们将讨论铁磁端/量子点/铁磁端系统中（如图 4-1b）的电流与自旋矩的特性，采用量子主方程方法，这种方法适用于描述顺序隧穿区域。在量子点中，大多数电子是被束缚的，只有少量的自由电子。当能级差和单电子静电能远大于电子的热涨落能时，只有最高能级上的电子对输运有贡献，而量子点可以简化为一个单能级系统。控制门电压使量子点中的电子能级与外电路中的费米能级相等时，这个能级中的电子可以隧穿到外电路中，而外电路中的一个电子也可以进入量子点。这样外电路中的电子就能一个个地隧穿通过量子点，量子点中可以有一个电子电量的涨落。这种电子隧穿通过量子点的过程称为顺

序隧穿(sequential tunneling), 可以用主方程方法来描述^[148-150]。在理论介绍中我们将详细介绍主方程方法。本章中假设量子点有一个能级, 并考虑了点内库仑排斥作用和外磁场的作用。之前研究铁磁二极管的工作只关注了量子点能级是自旋简并的情况^[127,128,132-134]。这里我们研究更普遍的情况即能级自旋简并可以被外磁场解除, 并发现当施加弱的纵向磁场时, 二极管效应仍然存在, 但其工作的偏压区域会被移动或缩小, 因此可以通过外磁场来控制二极管。另外, 当偏压超过这个区域时, 会出现自旋流整流效应, 这在以前没有被指出过。在文献[151]中作者用格林函数方法研究了铁磁端/量子点/铁磁端系统中的自旋矩, 主要关注的是对称系统中自旋矩对铁磁端口相对磁化方向夹角 θ 的依赖。本章中进一步研究了在不对称系统中或者施加横向磁场情况下的自旋矩, 并发现了自旋矩随角度的复杂变化行为。

4.2 理论模型与计算方法

4.2.1 系统哈密顿量及主方程方法

系统可以用哈密顿量 $H = \sum_{\alpha} H_{\alpha} + H_d + \sum_{\alpha} H_{T\alpha}$ 来描述, 其中 $\alpha = L, R$ 。
 $H_{\alpha} = \sum_{ak\sigma} \varepsilon_{ak\sigma} a_{ak\sigma}^{\dagger} a_{ak\sigma}$ 描述了第 α 个铁磁端口, $a_{ak\sigma}^{\dagger}$ ($a_{ak\sigma}$) 是第 α 个端口中波矢为 k 自旋为 σ (沿第 α 个端口中磁动量的方向量子化) 的电子的产生(湮灭)算符。考虑了量子点内库仑相互作用和外磁场的作用后, 量子点的哈密顿量写作^[152]

$$H_d = \sum_{\sigma} \varepsilon_d d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow} + \sum_{\sigma\sigma'} B \sigma_{\sigma\sigma'} d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma'} \quad (4-1)$$

ε_d 是自旋简并的量子点能级, U 是库仑排斥能, B 是外磁场, $d_{\sigma}^{\dagger}$ (d_{σ}) 是量子点中自旋为 σ 的电子的产生(湮灭)算符。量子点与端口 α 间的隧穿哈密顿量为

$$H_{T\alpha} = \sum_{k\sigma} \{ T_{\alpha k}^{\sigma} [\cos(\theta_{\alpha}/2) a_{ak\sigma}^{\dagger} - \sigma \sin(\theta_{\alpha}/2) a_{ak\bar{\sigma}}^{\dagger}] d_{\sigma} + h.c. \} \quad (4-2)$$

$T_{\alpha k}^{\sigma}$ 是量子点与端口的耦合系数, $\sigma = \uparrow$ 和 $\downarrow$ 对应 $\sigma = \pm 1$, $\bar{\sigma} = -\sigma$, θ_{α} 是端口 α 的磁动量与量子点中自旋量子化轴 (z 轴) 之间的夹角。这里选取 $\theta_L = 0$, $\theta_R = \theta$, 即自旋量子化轴平行于左端口的磁化方向。假设磁场指向空间角 (θ_B, ϕ_B) , 那么 H_d 可以重新写为

$$H_d = \sum_{\sigma} \varepsilon_{\sigma} d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow} + \sum_{\sigma} B_{\perp}^{\sigma} d_{\sigma}^{\dagger} d_{\bar{\sigma}} \quad (4-3)$$

其中 $\varepsilon_{\sigma} = \varepsilon_d + \sigma B_z$, $B_z = B \cos \theta_B$, $B_{\perp}^{\sigma} = B_{\perp} e^{-i\sigma\phi_B} = B \sin \theta_B e^{-i\sigma\phi_B}$ 。 B_z 和 $B_{\perp}$ 是磁场的纵向和横向分量。纵向磁场 B_z 解除了能级的自旋简并, 而横向磁场 $B_{\perp}$ 引起自旋翻转。重新标记隧穿矩阵元, 也可以将隧穿哈密顿量表示为

$$H_{T\alpha} = \sum_{ak\sigma\sigma'} (\tilde{T}_{ak}^{\sigma\sigma'} a_{ak\sigma}^{\dagger} d_{\sigma'} + h.c.) \quad (4-4)$$

这里

$$\tilde{T}_{ak} = \begin{pmatrix} T_{ak}^{\uparrow} \cos(\theta_{\alpha}/2) & T_{ak}^{\downarrow} \sin(\theta_{\alpha}/2) \\ -T_{ak}^{\uparrow} \sin(\theta_{\alpha}/2) & T_{ak}^{\downarrow} \cos(\theta_{\alpha}/2) \end{pmatrix} \quad (4-5)$$

本章中假设温度 $k_B T$ 远小于充电能 U 和能级间距 $\Delta\varepsilon = |\varepsilon_{\uparrow} - \varepsilon_{\downarrow}|$ (在能级简并解除时), 并且量子点和端口的耦合强度远小于 $k_B T$ 。这即是顺序隧穿区域, 此时可以清楚地观测到离散能级的结构。为了得到对任意相对磁化方向均适用的量子主方程, 首先引入四个赝玻色子算符来描述量子点中的量子态^[148]: 空态 $e^{\dagger} = |0\rangle$, 单占态 $f_{\sigma}^{\dagger} = |\sigma\rangle$, 以及双占态 $d^{\dagger} = |\uparrow\downarrow\rangle$, 则量子点中电子的湮灭算符可以表示为 $d_{\sigma} = e^{\dagger} f_{\sigma} + \sigma f_{\bar{\sigma}}^{\dagger} d$ 。把 d_{σ} 代回前面的系统哈密顿量表达式中, 可将系统哈密顿量改写为

$$H = \sum_{ak\sigma} \varepsilon_{ak\sigma} a_{ak\sigma}^{\dagger} a_{ak\sigma} + \sum_{\sigma} \varepsilon_{\sigma} f_{\sigma}^{\dagger} f_{\sigma} + (2\varepsilon_d + U) d^{\dagger} d + \sum_{\sigma} B_{\perp}^{\sigma} f_{\sigma}^{\dagger} f_{\bar{\sigma}} + \sum_{ak\sigma\sigma'} [\tilde{T}_{ak}^{\sigma\sigma'} a_{ak\sigma}^{\dagger} (e^{\dagger} f_{\sigma'} + \sigma' f_{\bar{\sigma}'}^{\dagger} d) + h.c.] \quad (4-6)$$

为了描述电子传输, 我们采取这样的做法: 首先求出各个密度矩阵元随时间演化的规律, 然后反解出在稳态情况下的密度矩阵元的表达式, 最后通过这些矩阵元表示出待求的物理量。这些密度矩阵元是用量子点中的 4 个电子态为基底定义的: $\hat{\rho}_{00} = |0\rangle\langle 0| = e^{\dagger} e$, $\hat{\rho}_{\sigma\sigma'} = |\sigma\rangle\langle\sigma'| = f_{\sigma}^{\dagger} f_{\sigma'}$, 以及 $\hat{\rho}_{dd} = |\uparrow\downarrow\rangle\langle\uparrow\downarrow| = d^{\dagger} d$ 。 $\hat{\rho}_{ii}$ ($i=0, \sigma, d$) 分别代表了量子点为空态、被一个自旋为 σ 的电子占据、以及双占的概率, 并且满足完全性关系 $\hat{\rho}_{00} + \hat{\rho}_{\uparrow\uparrow} + \hat{\rho}_{\downarrow\downarrow} + \hat{\rho}_{dd} = 1$, 即所有情况的概率和为 1。非对角元 $\hat{\rho}_{\sigma\bar{\sigma}}$ 没有经典对应的物理意义, 它描述了量子点中自旋向上与自旋向下的态的相干叠加, 当自旋翻转效应存在时或系统处于非共线结构时, 非对角元具有有限值。采用运动方程方法可以得到密度矩阵元随时间的演化 $\dot{\hat{\rho}}_{ij} = i[H, \hat{\rho}_{ij}]$, 即:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{00} &= \sum_{\alpha k \sigma \sigma'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma \sigma'} G_{\alpha k \sigma, e \sigma'}^<(\omega) - \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma \sigma'} G_{e \sigma', \alpha k \sigma}^<(\omega)] \\
 \dot{\rho}_{\sigma \sigma} &= i B_{\perp}^{\bar{\sigma}} \rho_{\bar{\sigma} \sigma} - i B_{\perp}^{\sigma} \rho_{\sigma \bar{\sigma}} + \sum_{\alpha k \sigma'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma} G_{e \sigma', \alpha k \sigma}^<(\omega) \\
 &\quad - \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma} G_{\alpha k \sigma', e \sigma}^<(\omega) + \sigma \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \bar{\sigma}} G_{d \sigma, \alpha k \sigma'}^<(\omega) - \sigma \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \bar{\sigma}} G_{\alpha k \sigma', d \sigma}^<(\omega)] \\
 \dot{\rho}_{\sigma \bar{\sigma}} &= i(\varepsilon_{\sigma} - \varepsilon_{\bar{\sigma}}) \rho_{\sigma \bar{\sigma}} + i B_{\perp}^{\bar{\sigma}} (\rho_{\bar{\sigma} \bar{\sigma}} - \rho_{\sigma \sigma}) + \sum_{\alpha k \sigma'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma} G_{e \bar{\sigma}', \alpha k \sigma}^<(\omega) \\
 &\quad - \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \bar{\sigma}} G_{\alpha k \sigma', e \sigma}^<(\omega) + \bar{\sigma} \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma} G_{d \sigma, \alpha k \sigma'}^<(\omega) + \bar{\sigma} \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \bar{\sigma}} G_{\alpha k \sigma', d \bar{\sigma}}^<(\omega)] \\
 \dot{\rho}_{dd} &= \sum_{\alpha k \sigma \sigma'} \sigma' \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma \sigma'} G_{e \bar{\sigma}', \alpha k \sigma}^<(\omega) - \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma \sigma'} G_{\alpha k \sigma, d \bar{\sigma}'}^<(\omega)]
 \end{aligned} \tag{4-7}$$

这里量子点与端口的耦合隶玻色子格林函数定义为

$$\begin{aligned}
 G_{e \sigma, \alpha k \sigma'}^<(t, t') &= i \langle a_{\alpha k \sigma'}^{\dagger}(t') e^{\dagger}(t) f_{\sigma}(t) \rangle, \quad G_{\alpha k \sigma', e \sigma}^<(t, t') = i \langle f_{\sigma}^{\dagger}(t') e(t) a_{\alpha k \sigma'}(t) \rangle, \\
 G_{d \sigma, \alpha k \sigma'}^<(t, t') &= i \langle a_{\alpha k \sigma'}^{\dagger}(t') f_{\sigma}^{\dagger}(t) d(t) \rangle, \quad G_{\alpha k \sigma', d \sigma}^<(t, t') = i \langle d^{\dagger}(t') f_{\sigma}(t) a_{\alpha k \sigma'}(t) \rangle.
 \end{aligned}$$

量子点格林函数定义为 $G_{\sigma \sigma'}^{\gamma}(t, t') = \langle \langle d_{\sigma}(t) | d_{\sigma'}^{\dagger}(t') \rangle \rangle^{\gamma}$, $\gamma = r, a, >, <$, 用隶玻色子算符来表示 d_{σ} ($d_{\sigma}^{\dagger}$), 量子点格林函数可以改写为 $G_{\sigma \sigma'} = G_{e \sigma \sigma'} + G_{d \bar{\sigma} \bar{\sigma}'}$, 其中 $G_{e \sigma \sigma'} = \langle \langle e^{\dagger}(t) f_{\sigma}(t) | f_{\sigma'}^{\dagger}(t') e(t') \rangle \rangle$, $G_{d \sigma \sigma'} = \sigma \sigma' \langle \langle f_{\sigma}^{\dagger}(t) d(t) | d^{\dagger}(t') f_{\sigma'}(t') \rangle \rangle$ 。应用 Langreth 定理^[100,153], 量子点和端口间的耦合格林函数可以表示为

$$\begin{aligned}
 G_{e \sigma, \alpha k \sigma'}^<(\omega) &= \sum_{\sigma''} [G_{e \sigma \sigma''}^r(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} g_{\alpha k \sigma'}^<(\omega) + G_{e \sigma \sigma''}^<(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} g_{\alpha k \sigma'}^a(\omega)] \\
 G_{d \sigma, \alpha k \sigma'}^<(\omega) &= \bar{\sigma} \sum_{\sigma''} [G_{d \sigma \bar{\sigma}''}^r(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} g_{\alpha k \sigma'}^<(\omega) + G_{d \sigma \bar{\sigma}''}^<(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} g_{\alpha k \sigma'}^a(\omega)] \\
 G_{\alpha k \sigma', e \sigma}^<(\omega) &= \sum_{\sigma''} [g_{\alpha k \sigma'}^r(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} G_{e \sigma'' \sigma}^<(\omega) + g_{\alpha k \sigma'}^<(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} G_{e \sigma'' \sigma}^a(\omega)] \\
 G_{\alpha k \sigma', d \sigma}^<(\omega) &= \bar{\sigma} \sum_{\sigma''} [g_{\alpha k \sigma'}^r(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} G_{d \bar{\sigma}'' \sigma}^<(\omega) + g_{\alpha k \sigma'}^<(\omega) \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma' \sigma''} G_{d \bar{\sigma}'' \sigma}^a(\omega)]
 \end{aligned} \tag{4-8}$$

将公式 (4-8) 代入公式 (4-7), 在弱耦合条件下可以将量子点格林函数用非耦合的量子点格林函数代替^[148], 最后得到了量子主方程:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{00} &= \sum_{\sigma} (\tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{-} \rho_{\sigma\sigma} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{-} \rho_{\sigma\bar{\sigma}} - \tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{+} \rho_{00}) \\
 \dot{\rho}_{\sigma\sigma} &= -2 \text{Im}(B_{\perp}^{\bar{\sigma}} \rho_{\sigma\bar{\sigma}}) + \tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{+} \rho_{00} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U-} \rho_{dd} - (\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{-}) \rho_{\sigma\sigma} + \frac{1}{2} (\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+} - \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{-}) (\rho_{\sigma\bar{\sigma}} + \rho_{\bar{\sigma}\sigma}) \\
 \dot{\rho}_{\sigma\bar{\sigma}} &= i(\varepsilon_{\sigma} - \varepsilon_{\bar{\sigma}}) \rho_{\sigma\bar{\sigma}} + iB_{\perp}^{\bar{\sigma}} (\rho_{\sigma\bar{\sigma}} - \rho_{\sigma\sigma}) + \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{+} \rho_{00} + \frac{1}{2} (\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+} - \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{-}) (\rho_{\sigma\sigma} + \rho_{\bar{\sigma}\sigma}) \\
 &\quad - \frac{1}{2} (\tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{-} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{-} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{U+} + \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+}) \rho_{\sigma\bar{\sigma}} - 2\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U-} \rho_{dd} \\
 \dot{\rho}_{dd} &= \sum_{\sigma} (\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+} \rho_{\sigma\sigma} - \tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U+} \rho_{\sigma\bar{\sigma}} - \tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{U-} \rho_{dd})
 \end{aligned} \tag{4-9}$$

这里 $\tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{\pm} = \sum_{\alpha} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\sigma} f_{\alpha}^{\pm}(\varepsilon_{\sigma})$, $\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{\pm} = \sum_{\alpha} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\bar{\sigma}} f_{\alpha}^{\pm}(\varepsilon_d)$, $\tilde{\Gamma}_{\sigma\sigma}^{U\pm} = \sum_{\alpha} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\sigma} f_{\alpha}^{\pm}(\varepsilon_{\sigma} + U)$, $\tilde{\Gamma}_{\sigma\bar{\sigma}}^{U\pm} = \sum_{\alpha} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\bar{\sigma}} f_{\alpha}^{\pm}(\varepsilon_d + U)$ 是量子点中各个能级与端口的等效耦合强度, $f_{\alpha}^{+}(\omega) = f_{\alpha}(\omega)$, $f_{\alpha}^{-}(\omega) = 1 - f_{\alpha}(\omega)$. $f_{\alpha}(\omega) = [1 + e^{(\omega - \mu_{\alpha})/k_B T}]^{-1}$ 是端口 α 的费米分布函数, μ_{α} 是端口的费米能级。取平衡费米面为能量零点, 并假设偏压均匀地施加在源极和漏极间, 即 $\mu_L = -\mu_R = eV/2$. $\tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\sigma'}$ 是量子点与端口耦合矩阵 $\tilde{\Gamma}_{\alpha}$ 的矩阵元, 其表达式可以从公式 $\sum_k 2\pi \tilde{T}_{\alpha k}^{\dagger} g_{\alpha k}^{\leftarrow}(\omega) \tilde{T}_{\alpha k} = i\tilde{\Gamma}_{\alpha} f_{\alpha}(\omega)$ 中得到

$$\tilde{\Gamma}_{\alpha} = \begin{pmatrix} \Gamma_{\alpha}^{\uparrow\uparrow} (1 + P_{\alpha} \cos \theta_{\alpha}) & \Gamma_{\alpha}^{\uparrow\downarrow} P_{\alpha} \sin \theta_{\alpha} \\ \Gamma_{\alpha}^{\downarrow\uparrow} P_{\alpha} \sin \theta_{\alpha} & \Gamma_{\alpha}^{\downarrow\downarrow} (1 - P_{\alpha} \cos \theta_{\alpha}) \end{pmatrix} \tag{4-10}$$

这里 $\Gamma_{\alpha}^{\sigma\sigma'} = \sum_{k\sigma''} \pi T_{\alpha k}^{\sigma*} T_{\alpha k}^{\sigma'} \delta(\omega - \varepsilon_{\alpha k \sigma''})$ 。在宽带近似中, $\Gamma_{\alpha}^{\sigma\sigma'}$ 与能量无关, 并且我们进一步假设 $\Gamma_{\alpha}^{\sigma\sigma'} \equiv \Gamma$, 即隧穿系数与自旋无关。 $P_{\alpha} = (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$ 是端口 α 的自旋极化度, ρ_{σ} 是自旋相关的态密度。这里假设自旋向上的电子为多数电子。当两个铁磁端口的磁化方向共线 ($\tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\bar{\sigma}} = 0$) 且纵向磁场 $B_z = 0$ 时, 公式 (4-9) 回到了文献[148]中的公式 (12)。

4.2.2 电流和自旋矩

在这一部分中我们给出电流和自旋矩的表达式。采用运动方程方法, 可以得到从端口 α 流向量子点的自旋分量电流表达式为

$$\begin{aligned}
 I_{\alpha\sigma} &= -i \frac{e}{\hbar} \langle [H, \hat{N}_\sigma] \rangle = -i \frac{e}{\hbar} \langle [H, \sum_k a_{\alpha k \sigma}^\dagger a_{\alpha k \sigma}] \rangle \\
 &= \frac{e}{\hbar} \sum_{\sigma'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'} G_{e\sigma', \alpha k \sigma}^<(\omega) + \sigma' \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'} G_{d\bar{\sigma}', \alpha k \sigma}^<(\omega) \\
 &\quad - \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'^*} G_{\alpha k \sigma, e\sigma'}^<(\omega) - \sigma' \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'^*} G_{\alpha k \sigma, d\bar{\sigma}'}^<(\omega)]
 \end{aligned} \quad (4-11)$$

为了简化这个表达式，仿照 $\tilde{\Gamma}_\alpha^{\sigma\sigma'}$ 的定义方法，可以定义 $\sum_k 2\pi(\tilde{T}_{\alpha k}^{\dagger})^{\sigma'\sigma} \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'} \delta(\omega - \varepsilon_{\alpha k \sigma}) = \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma}$ 。显然 $\tilde{\Gamma}_{\alpha\uparrow} + \tilde{\Gamma}_{\alpha\downarrow} = \tilde{\Gamma}_\alpha$ 。与推导式 (4-9) 的方法一样，将式 (4-8) 代入式 (4-11)，可以得到用密度矩阵元表示的电流：

$$I_{\alpha\sigma} = \frac{e}{\hbar} \sum_{\sigma'} [\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'+} \rho_{00} + (\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'+} - \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'-}) \rho_{\sigma'\sigma'} - (\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'+} + \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'-}) \rho_{\sigma'\bar{\sigma}'} - \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'+} \rho_{dd}] \quad (4-12)$$

这里 $\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'+} = \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'} f_\alpha^\pm(\varepsilon_{\sigma'})$ ， $\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'+} = \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\sigma'} f_\alpha^\pm(\varepsilon_{\sigma'} + U)$ ， $\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'+} = \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'} f_\alpha^\pm(\varepsilon_d)$ ， $\tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'+} = \tilde{\Gamma}_{\alpha\sigma}^{\sigma'\bar{\sigma}'} f_\alpha^\pm(\varepsilon_d + U)$ 。在这个公式中相干部分 $\rho_{\sigma\bar{\sigma}}$ 对电流有直接贡献，这与两端口磁化方向共线的情况不同。

接下来按照类似的步骤推导自旋矩的公式，在此之前对自旋矩的性质做一个简单的介绍。当电流在铁磁层之间流动时，会对磁层的磁动量施加一个转矩。以往的研究指出这个转矩有两个分量：面内的分量和面外的分量^[154,155]，后者的数值远小于前者。在铁磁端/量子点/铁磁端系统中，自旋矩有相似的性质。当电流从左边的铁磁端口流向右边时，转矩的面内分量沿方向 $\vec{M}_R \times (\vec{M}_L \times \vec{M}_R)$ ($\vec{M}_\alpha$ 是端口 α 的磁动量)，即沿 $-x'$ 轴（如图 4-1b），它使 $\vec{M}_R$ 转向与 $\vec{M}_L$ 平行的方向。面外的分量沿方向 $\vec{M}_R \times \vec{M}_L$ 。由于面外分量远小于面内分量，本章中我们只关注面内分量。右端口的自旋算符可写为 $S_R = \hbar/2 \sum_{k\sigma\sigma'} a_{Rk\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\sigma'} a_{Rk\sigma'}$ ^[151,156-158]，由于自旋矩的作用是改变铁磁端口内的磁化状态，因此沿 x' 轴的自旋矩是

$$\begin{aligned}
 \tau_{Rx'} &= -\frac{i}{\hbar} \langle [H_T, S_{Rx'}] \rangle = -\frac{i}{2} \langle [H_T, \sum_{k\sigma} a_{Rk\sigma}^\dagger a_{Rk\bar{\sigma}}] \rangle \\
 &= -\frac{1}{2} \sum_{k\sigma\sigma'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [\tilde{T}_{Rk}^{\sigma\sigma'^*} G_{Rk\bar{\sigma}, e\sigma'}^<(\omega) + \sigma' \tilde{T}_{Rk}^{\sigma\sigma'^*} G_{Rk\bar{\sigma}, d\bar{\sigma}'}^<(\omega) - \tilde{T}_{Rk}^{\sigma\sigma'} G_{e\sigma, Rk\sigma}^<(\omega) - \sigma' \tilde{T}_{Rk}^{\sigma\sigma'} G_{d\bar{\sigma}, Rk\sigma}^<(\omega)]
 \end{aligned} \quad (4-13)$$

这里 τ 的正方向取为沿 $-x'$ 轴。同样，为了简化这个公式可以定义 $\Lambda_\alpha^{\sigma'\sigma} = \sum_{k\sigma} 2\pi(\tilde{T}_{\alpha k}^{\dagger})^{\sigma'\sigma} \tilde{T}_{\alpha k}^{\sigma\sigma'} \delta(\omega - \varepsilon_{\alpha k \sigma})$ ，其矩阵形式为

$$\Lambda_\alpha = \begin{pmatrix} -\Gamma_\alpha^{\uparrow\uparrow} \sin \theta_\alpha & \Gamma_\alpha^{\uparrow\downarrow} (\cos \theta_\alpha + P_\alpha) \\ \Gamma_\alpha^{\downarrow\uparrow} (\cos \theta_\alpha - P_\alpha) & \Gamma_\alpha^{\downarrow\downarrow} \sin \theta_\alpha \end{pmatrix} \quad (4-14)$$

那么 τ 的表达式化为

$$\tau = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} [\Lambda_R^{\sigma\sigma+} \rho_{00} + (\Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}U+} - \Lambda_R^{\sigma\sigma-}) \rho_{\sigma\sigma} - \frac{1}{2} (\Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}U+} + \Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}-}) (\rho_{\sigma\bar{\sigma}} + \rho_{\bar{\sigma}\sigma}) - \Lambda_R^{\sigma\sigma U-} \rho_{dd}] \quad (4-15)$$

其中 $\Lambda_R^{\sigma\sigma\pm} = \Lambda_R^{\sigma\sigma} f_R^{\pm}(\varepsilon_\sigma)$, $\Lambda_R^{\sigma\sigma U\pm} = \Lambda_R^{\sigma\sigma} f_R^{\pm}(\varepsilon_\sigma + U)$, $\Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}\pm} = \Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}} f_R^{\pm}(\varepsilon_d)$, $\Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}U\pm} = \Lambda_R^{\sigma\bar{\sigma}} f_R^{\pm}(\varepsilon_d + U)$ 。和我们预想的一样, 当 $\theta = 0$ 或 π 即左右铁磁端口处于磁化方向共线的构型时, 自旋矩 τ 为零, 因为此时 Λ_R 的对角元和 ρ 的非对角元均为零。

4.3 数值计算结果与讨论

稳态时公式 (4-9) 的左端为零, 由此解得稳态时的各个密度矩阵元, 再由公式 (4-12) 及 (4-15) 就可以计算任意温度和偏压下的电流与自旋矩, 以及量子点内的电子占据数 ($n_\sigma = \rho_{\sigma\sigma} + \rho_{dd}$)。我们选取 meV 作为能量单位, 并取 $k_B T = 0.08$ 。电流和自旋矩分别以 $e\Gamma/h$ 和 Γ 为单位。

4.3.1 共线构型

当左右铁磁端口的磁化方向共线时, 自旋矩消失, 所以在这种情况我们只关注电流的性质, 特别是二极管效应。因为横向磁场总是抑制二极管效应^[128,148], 我们假设磁场 B 只有纵向分量, 即与铁磁端的磁化方向共线。图 4-2a 给出了不对称平行磁化构型 ($P_L < P_R$) 系统中的 $I-V$ 曲线, 相应的占据数 $n_\uparrow$ 和 $n_\downarrow$ 随偏压的变化在图 4-2b 中给出。外加磁场平行 ($B > 0$) 或反平行 ($B < 0$) 于铁磁端的磁化方向。在图 4-2a 中取 $P_R < 1$, 这样可以看到更多的 $I-V$ 曲线的细节, 而相应的 $P_R = 1$ 时的情况在插图中给出, 此时会出现完全的二极管效应 (在某个偏压区域电流完全消失)。图中实线对应 $B = 0$ 的情况, 此时量子点能级简并, 当费米面经过 ε_d 和 $\varepsilon_d + U$ 时电流曲线会出现两个台阶。但当施加正偏压时, 费米面 μ_L 超过 ε_d 后电流迅速被抑制, $n_\uparrow$ 的变化情况也是如此。原因是极化度 P_R 很大而电子热运动能量很小, 使得自旋向下的电子被束缚在量子点中。所以, 当第一个隧穿通道打开时, $n_\downarrow$ 随偏压增加而增加, 导致自旋向上电子的隧穿被阻塞,

并在 $I-V$ 曲线中的偏压为 ε_d 附近产生负微分结构。因此，在这个阻塞区域中电流被抑制到一个很小的值。当费米面达到 $\varepsilon_d + U$ 时，自旋向上电子的第二个通道打开，电流迅速增加， $I-V$ 曲线中出现一个较高的平台，同时 $n_\downarrow$ 曲线中出现了一个凹陷的结构。如果施加反向偏压，当第一个通道打开后电流始终保持一个较大的值，没有负微分结构出现。这是因为 P_L 较小，自旋向下电子不再被束缚在量子点中。此即是铁磁二极管的工作原理^[127,128]。

接下来讨论当自旋简并被纵向磁场解除之后铁磁二极管效应会受到什么样的影响，这是以前的研究工作没有涉及过的。当 $B > 0$ 时， $\varepsilon_\uparrow = \varepsilon_d + B > \varepsilon_\downarrow = \varepsilon_d - B$ ，即自旋向上电子的能级比自旋向下电子的能级高。随着偏压的增加， $\varepsilon_\downarrow$ 先进入偏压窗口，电流和 $n_\downarrow$ 曲线出现台阶结构。当偏压达到 $\varepsilon_\uparrow$ ，自旋向上电子的通道打开，电流曲线出现第二个台阶。由于在自旋向上电子的隧穿通道打开之前 $n_\downarrow$ 已经接近 1，因此自旋向上电子的隧穿被提前抑制，电流曲线中不再出现负微分结构。注意到偏压区域 $(\varepsilon_\downarrow, \varepsilon_\uparrow)$ 不是二极管的工作偏压区域，因为在这个区域中电流的幅度在偏压反转之后保持不变。当 $\varepsilon_\downarrow + U$ 进入偏压窗口后，更多的自旋向下电子停留在量子点中，因此电流和 $n_\uparrow$ 被进一步抑制。当所有隧穿通道打开后，电流重新增加到一个较大的值。所以可以看到当 $B > 0$ 时，最初的二极管工作偏压区域 $(\varepsilon_d, \varepsilon_d + U)$ 被移到更高的偏压区域 $(\varepsilon_\uparrow, \varepsilon_\uparrow + U)$ ，但二极管的效果不会改变（在阻塞区域中的电流值不受外加磁场的影响）。这些特性可以用公式 (4-12) 分析得到。当 $\varepsilon_\downarrow < |eV|/2 < \varepsilon_\uparrow$ 时，量子主方程化为 $-\tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{00} + (\tilde{\Gamma}_L^{\uparrow\uparrow} + \tilde{\Gamma}_R^{\uparrow\uparrow}) \rho_{\uparrow\uparrow} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{\downarrow\downarrow} = 0$ ， $\tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{00} - \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{\downarrow\downarrow} = 0$ ， $\rho_{\uparrow\uparrow} = \rho_{dd} = 0$ ，其中当 $eV > 0$ 时 $\alpha = L$ ， $\bar{\alpha} = R$ ，当 $eV < 0$ 时 $\alpha = R$ ， $\bar{\alpha} = L$ 。解出各个密度矩阵元并代入公式 (4-12)，可以得到

$$I = \pm \frac{e}{h} \frac{\tilde{\Gamma}_L^{\downarrow\downarrow} \tilde{\Gamma}_R^{\downarrow\downarrow}}{\tilde{\Gamma}_L^{\downarrow\downarrow} + \tilde{\Gamma}_R^{\downarrow\downarrow}} = \pm \frac{e}{h} \Gamma \frac{(1-P_L)(1-P_R)}{2-P_L-P_R} \quad (4-16)$$

这里+(-)对应于 $eV > 0$ (< 0)。和之前的结论一样，在这个偏压范围内电流的幅度在偏压反转下保持不变。在更高偏压 $\varepsilon_\uparrow < |eV|/2 < \varepsilon_\downarrow + U$ ，量子主方程化为 $-(\tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow}) \rho_{00} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} \rho_{\uparrow\uparrow} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{\downarrow\downarrow} = 0$ ， $\tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} \rho_{00} - \tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} \rho_{\uparrow\uparrow} = 0$ ， $\tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{00} - \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \rho_{\downarrow\downarrow} = 0$ ，同样可以得到

$$n_{\sigma=\uparrow,\downarrow} = \frac{\tilde{\Gamma}_\alpha^{\sigma\sigma} \tilde{\Gamma}_\alpha^{\sigma\sigma} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\sigma\sigma} \tilde{\Gamma}_\alpha^{\sigma\sigma}}{\tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow} \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} + \tilde{\Gamma}_\alpha^{\downarrow\downarrow} \tilde{\Gamma}_\alpha^{\uparrow\uparrow}} = \frac{(1 \mp P_\alpha)(2 \pm P_\alpha \pm P_{\bar{\alpha}})}{3 - 2P_L P_R - P_\alpha^2}$$

$$|I_{\sigma=\uparrow,\downarrow}| = \frac{e}{h} \frac{\tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\sigma\sigma} \tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\sigma\sigma} \tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\sigma\sigma}}{\tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\uparrow\uparrow} \tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\downarrow\downarrow} + \tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\uparrow\uparrow} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\downarrow\downarrow} + \tilde{\Gamma}_{\bar{\alpha}}^{\downarrow\downarrow} \tilde{\Gamma}_{\alpha}^{\uparrow\uparrow}} = \frac{e}{h} \frac{(1 \pm P_{\alpha})(1 - P_{\bar{\alpha}}^2)}{3 - 2P_L P_R - P_{\bar{\alpha}}^2} \quad (4-17)$$

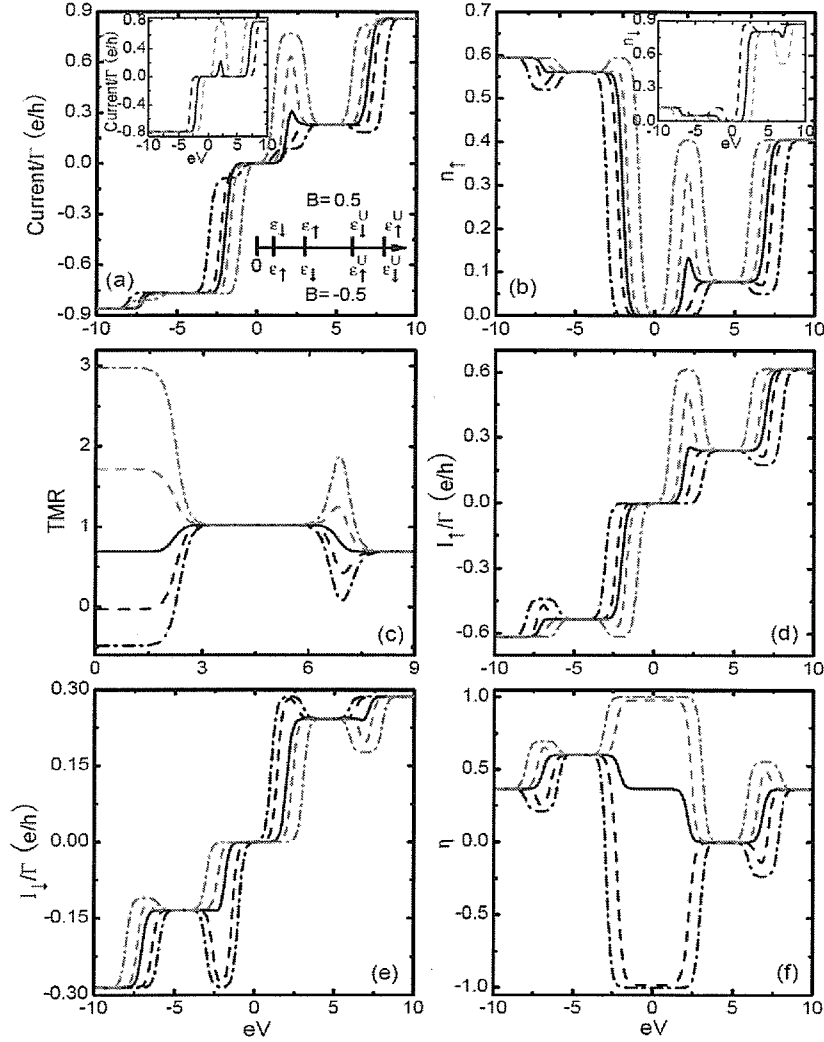


图4-2 施加纵向磁场后电流、电子占据数、TMR、电流极化度 η 随偏压的变化。实线对应 $B=0$ 的情况，深色线和浅色线分别对应 $B>0$ 和 $B<0$ 的情况。在(c)中短线与点划线分别对应于 $|B|=0.04$ 和 $|B|=0.1$ ，而在其他图中对应于 $|B|=0.15$ 和 $|B|=0.5$ 。在(a)和(b)的插图中，实线，深色短线，浅色短线分别对应 $B=0, 0.5$ ，和 -0.5 。在(a)的插图中取 $P_R=1$ ，在图(f)中取 $P_L=0, P_R=0.6$ ，而在其他图中取 $P_L=0.3, P_R=0.9$ ， $\varepsilon_d=1$ ， $U=2.5$ 。 $B=\pm 0.5$ 时量子点中各能级的位置画在(a)中，其中 $\varepsilon_{\sigma}^U = \varepsilon_{\sigma} + U$ 。

很明显,在这个偏压范围内,电流和占据数的绝对值都与偏压的方向有关,并且当 $P_R = 1$ 时, I_σ 在正偏压时降为零,而在负偏压时保持有限值,这就是二极管效应。另外,我们得到电流极化度 $\eta = (I_\uparrow - I_\downarrow)/(I_\uparrow + I_\downarrow) = P_\alpha$, 所以在文献[135]中提出的自旋二极管效应只有当一个端口为普通金属时才会出现。最后,当 $\varepsilon_\downarrow + U < |eV|/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 时有

$$I = \pm \frac{e}{4h} \Gamma \frac{(1 - P_{\bar{\alpha}})(12 + 8P_{\bar{\alpha}} - 4P_{\alpha}^2)}{4 - (P_L + P_R)^2} \quad (4-18)$$

如果 $P_R = 1$, 在这个偏压区域系统仍可以作为二极管。因此我们再一次得到结论: 当 $B > 0$ 时, 系统在偏压区域 $(\varepsilon_\uparrow, \varepsilon_\uparrow + U)$ 具有二极管的功能。

对于 $B < 0$ 的情况的分析很相似。此时 $\varepsilon_\uparrow < \varepsilon_\downarrow$, 当偏压增加时, 自旋向上电子的隧穿通道首先打开。当 $\varepsilon_\downarrow$ 也进入偏压窗口并阻塞电流, 电流曲线上会出现一个电流峰, 这个峰比没有磁场时的电流峰要高。另外两个电流台阶出现在 $\varepsilon_\uparrow + U$ 与 $\varepsilon_\downarrow + U$ 处, 且前者远高于后者。 $B = \pm 0.5$ 时的量子点内能级位置在图 4-2a 中给出 (其中 $\varepsilon_\sigma^U = \varepsilon_\sigma + U$; 另外两幅图在图 4-3b 和图 4-3c 中给出)。与负偏压时的 $I-V$ 曲线相比, 可以看到现在二极管效应在偏压区域 $\varepsilon_\downarrow < |eV|/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 中起作用, 这比最初的偏压区域缩小了 $2|B|$ 。同样可以用公式 (4-12) 来验证这个结果。为了得到电流的表达式, 只需要将 $B > 0$ 时的电流表达式中的 $\pm P_{\alpha(\bar{\alpha})}$ 用 $\mp P_{\alpha(\bar{\alpha})}$ 代替即可。这样得到当 $\varepsilon_\uparrow < |eV|/2 < \varepsilon_\downarrow$ 时, $I = \pm \frac{e}{h} \Gamma \frac{(1 + P_L)(1 + P_R)}{2 + P_L + P_R}$; 当

$\varepsilon_\downarrow < |eV|/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 时, $I = \pm \frac{2e}{h} \Gamma \frac{1 - P_{\bar{\alpha}}^2}{3 - 2P_L P_R - P_{\bar{\alpha}}^2}$; 当 $\varepsilon_\uparrow + U < |eV|/2 < \varepsilon_\downarrow + U$ 时,

$I = \pm \frac{e}{4h} \Gamma \frac{(1 + P_{\bar{\alpha}})(12 - 8P_{\bar{\alpha}} - 4P_{\alpha}^2)}{4 - (P_L + P_R)^2}$ 。容易看出, 只有当 $\varepsilon_\downarrow < |eV|/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 时, 系

统才能起到二极管的功效。所以在 $B > 0$ 的情况下, 二极管工作偏压区域被移到更高的偏压区, 而 $B < 0$ 时工作区域被缩小。当 $P_R = 1$ 时可以更清楚地看出这个结论 (见图 4-2a 中的插图)。

在图 4-2c 中给出了隧穿磁阻 $\text{TMR} [(I_P - I_{AP})/I_{AP}]^{[128]}$ 随偏压的变化情况。当 $B = 0$ 时, TMR 在阻塞区域被库仑相互作用增强^[128]。施加正向磁场, TMR 在第一个通道打开之前可以被降低到一个负值, 因为现在输运主要是由热激发的自旋向下电子的隧穿贡献, 而自旋向下电子在反平行磁化方向构型中具有比平行磁化方向构型中更大的隧穿概率。在 $\varepsilon_\downarrow + U$ 处 TMR 的值下降了, 因为自旋向下电子的隧穿增加, 同时引起自旋向上电子隧穿数的下降 (相应的自旋分量电

流的情况见图 4-2d 与图 4-2e)。当 $B < 0$ 时, TMR 的行为刚好相反, 并可以用相似的方式理解。在图 4-2f 中给出了电流极化度随偏压的变化。可以很清楚地看到自旋二极管效应在施加纵向磁场后仍然存在, 但是与电流二极管不同, 它的工作偏压区域在施加正或负的磁场时均被缩小。另外, 当正偏压超过这个范围后, η 不再保持为零, 并在偏压反转后改变其数值。这个特征在没有磁场或系统是对称的时候不存在, 表明我们研究的系统可以作为自旋整流器, 在图 4-3d 中可以更清楚地看到这一点。在后面会具体讨论这个问题。

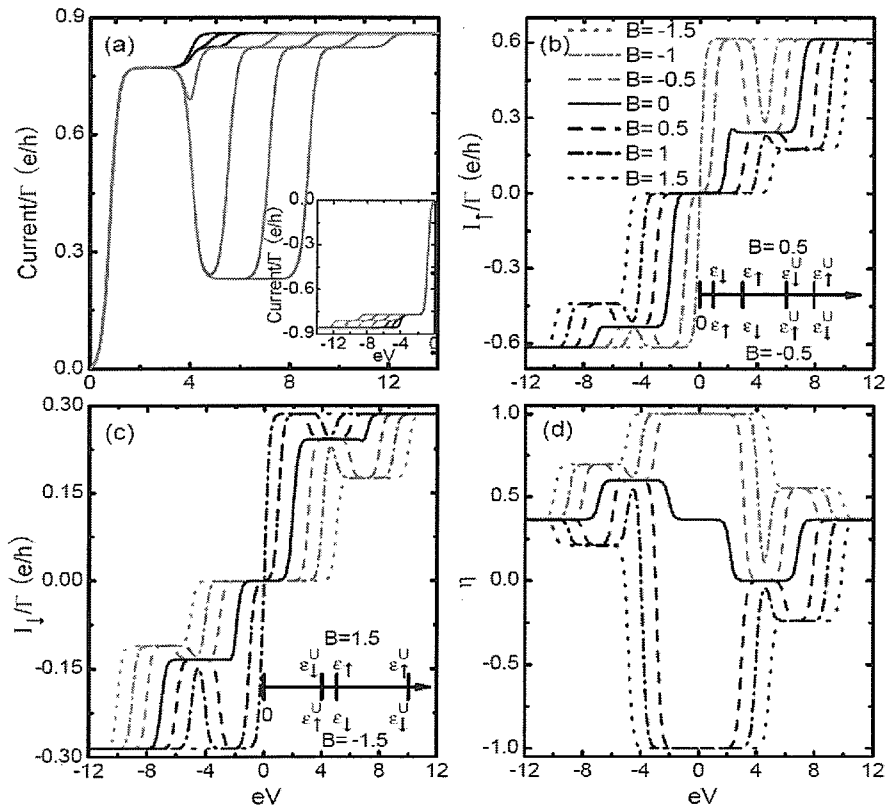


图4-3 (a)电流在不同库仑相互作用强度 U 时随偏压的变化。 $B = -0.8$, $\varepsilon_d = 1.2$, $P_L = 0.3$, $P_R = 0.9$ 。从左到右, 深色线对应 $U = 0, 0.4, 0.8$, 浅色线对应 $U = 1.6, 2.4, 3.2, 4$ 。在(b)到(d)中给出了自旋分量电流与电流极化度 η 在不同纵向磁场下随偏压的变化。 $P_L = 0$, $P_R = 0.6$, $\varepsilon_d = 1$, $U = 2.5$ 。实线, 深色线, 浅色线对应于 $B = 0$, $B > 0$, $B < 0$, 短线, 点划线, 点线对应于 $|B| = 0.5, 1, 1.5$ 。 $B = \pm 0.5$ 和 ± 1.5 时量子点内各能级的位置在(b)和(c)中给出。

我们已经阐述了当 $B < 0$ 时电流二极管的工作偏压区域缩小为 $(\varepsilon_d + |B|, \varepsilon_d - |B| + U)$ ，所以自然认为当 $|B| > U/2$ 时，系统不会再有二极管的功能。实际上，当施加正磁场时也有相同的情况，因为当 $\varepsilon_\uparrow > \varepsilon_\downarrow + U$ 时，自旋向上电子的隧穿不会被完全抑制。图 4-3a 给出了在负磁场下不同库仑相互作用强度时电流随电压的变化。为了看的更清楚我们把负偏压的 $I-V$ 曲线画在插图中。当 $U < \Delta\varepsilon = 2|B|$ 时， $\varepsilon_\uparrow < \varepsilon_\uparrow + U < \varepsilon_\downarrow < \varepsilon_\downarrow + U$ 。随着偏压的增加，自旋向上电子的隧穿不受自旋向下电子的影响，电流曲线在 $\varepsilon_\uparrow$ 处有一个台阶。由于自旋向下电子的隧穿，另外两个台阶出现在 $\varepsilon_\downarrow$ 与 $\varepsilon_\downarrow + U$ 处。很明显在这种情况下没有二极管效应。当 $U > \Delta\varepsilon$ 时， $\varepsilon_\uparrow < \varepsilon_\downarrow < \varepsilon_\uparrow + U < \varepsilon_\downarrow + U$ 。现在电流在偏压范围 $\varepsilon_\downarrow < eV/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 内被抑制，系统具有二极管的功效。

图 4-3b, 4-3c 和 4-3d 中给出了 $I_\uparrow$, $I_\downarrow$ 和 η 在固定库仑排斥强度和不同磁场下随偏压的变化。这里我们主要关注 η 的行为。当 $B = 0$ 时，自旋二极管在偏压范围 $(\varepsilon_d, \varepsilon_d + U)$ 内工作，在别的偏压区域 η 在偏压反转下保持不变。当 $0 < B < U/2$ 时，阻塞区域缩小为 $(\varepsilon_\uparrow, \varepsilon_\downarrow + U)$ ，在这个区域自旋二极管仍然可以工作。同时，在更高的偏压区域 $(\varepsilon_\downarrow + U, \varepsilon_\uparrow + U)$ ， η 在偏压反转时改变符号，这个现象在 $B = 0$ 或 $P_L = P_R$ 时不会发生。当正偏压刚超过偏压区域 $(\varepsilon_\uparrow, \varepsilon_\downarrow + U)$ 时，自旋向下电子的第二个通道打开，使得 $n_\downarrow$ 和 $I_\downarrow$ 增加而 $n_\uparrow$ 和 $I_\uparrow$ 减少（见图 4-2b, 4-3b 和 4-3c），因此 η 从零降到一个负值。相反的，对施加负偏压的情况，漏极极化度较小。现在自旋向上电子的隧穿不再被自旋向下电子强烈阻塞， $I_\uparrow$ 远大于 $I_\downarrow$ 。因此，尽管当 $\varepsilon_\downarrow + U$ 进入偏压窗口后 $I_\uparrow$ 也被抑制了，但 $I_\uparrow$ 仍然大于 $I_\downarrow$ ，这可以在图 4-3b 和图 4-3c 中看到。注意到在负偏压时 $I_\uparrow$ 和 $I_\downarrow$ 均为负值，由此得到结论：当 $\varepsilon_\downarrow + U < eV/2 < \varepsilon_\uparrow + U$ 时， η 在偏压反转时变号，我们把这个偏压区域称为自旋流整流区域。当 $B > U/2$ 时，自旋二极管效应消失，而自旋流整流区域扩大到 $(\varepsilon_\uparrow, \varepsilon_\uparrow + U)$ 。对 $B < 0$ ，分析是相似的，对应的自旋流整流区域是 $\varepsilon_\uparrow + U < eV/2 < \varepsilon_\downarrow + U$ ，当 $|B| > U/2$ 时扩大到 $(\varepsilon_\downarrow, \varepsilon_\downarrow + U)$ 。但是，与 $B > 0$ 时的情况不同，在这个偏压区域 η 在偏压反转下只改变它的数值而不变号。按照 η 的定义，自旋流可以表示为 $I_s = I_\uparrow - I_\downarrow = I\eta$ 。因此，当 $B > 0$ ，如果偏压反转， I 和 η 的符号都会改变，而自旋流的方向保持不变；当 $B < 0$ ，偏压反转后，自旋流的方向和幅度均会改变。所以在这个系统中，如果施加的外磁场方向与铁磁端磁化方向反平行和平行，文献[139]中提出的“弱”和“强”的自旋流整流都可以实现。不对称的铁磁端/量子点/铁磁端系统不仅可以作为电流或自旋流二极

管，还可以作为自旋流整流器。

是否只要施加了纵向磁场，自旋流整流效应在任何不对称系统中都存在呢？为了得到这个问题的答案需要从公式(4-12)出发导出 η 的公式。当 $B > 0$ ，在偏压区域 $(\varepsilon_{\downarrow} + U, \varepsilon_{\uparrow} + U)$ 有 $\eta = (P_{\alpha}^2 + 2P_{\alpha} + 2P_{\alpha}P_{\bar{\alpha}} - 1)/(3 - P_{\alpha}^2 + 2P_{\bar{\alpha}})$ 。类似的，当 $B < 0$ ，在偏压范围 $(\varepsilon_{\uparrow} + U, \varepsilon_{\downarrow} + U)$ ， $\eta = (1 + 2P_{\alpha} - 2P_{\alpha}P_{\bar{\alpha}} - P_{\alpha}^2)/(3 - 2P_{\bar{\alpha}} - P_{\alpha}^2)$ 。由于 $0 \leq P_{\alpha} \leq 1$ ，当 $B < 0$ 时，无论偏压是正还是负， η 总是保持为正值。在这个区域自旋流的方向随偏压反转而反转，这就是弱自旋流整流。相反的，当 $B > 0$ 时，如果一个铁磁端有较小极化度而另一个有较大极化度， η 在偏压反转时可以改变符号，而自旋流的方向在偏压反转时不变，这就是强自旋流整流。总之，与之前研究自旋二极管的工作相比，我们发现了几个新现象：(1) 当施加磁场到量子点时，自旋二极管效应仍然存在，但其工作偏压区域被缩小；(2) 在更高的偏压区域（高于自旋二极管工作区域），磁场可以引起“弱”和“强”的自旋流整流效应。

4.3.2 非共线构型

接下来我们研究非共线构型中的电流和自旋矩。由于二极管效应在非共线构型中被抑制^[132-134]，我们主要关注电流和自旋矩对铁磁端口相对磁化方向夹角 θ 的依赖。图4-4a和4-4b中分别给出了在非对称系统中($P_L \neq P_R$) τ 和 I 随 θ 的变化。这里没有考虑磁场的作用。

当 P_L 和 P_R 相差不多时，系统的不对称程度较小。结果与我们预期的一样，电流随 θ 增加而单调减少，而自旋矩呈现类似 $\sin \theta$ 的形状，这一特性在铁磁端/量子点/铁磁端系统中已经被研究过了^[151]。原因在于这种系统中自旋矩正比于 $M_R \times (M_L \times M_R)$ ，刚好产生一个 $\sin \theta$ 的因子。这个行为与自旋矩在层状结构中的行为很相似^[154,159]。另一方面，当 P_R 远大于 P_L 时，系统不对称度较强。此时电流显示出对 θ 的非单调依赖，并且当 $\theta > \pi/2$ 时自旋矩可以被减少到负值。电流在不对称系统中的行为在以往的工作中被研究过^[160]，这里我们简单地解释一下自旋矩的行为。假设 $P_R = 1$ ，因为 P_L 较小，当 θ 约为 $\pi/2$ 时，来自左端口的自旋向上和向下的电子向右端口施加幅度相同但符号相反的转矩，此时总转矩可以为零。当 $\theta < \pi/2$ 时，自旋向上电子施加的转矩占主导地位，因此总转矩是正的（沿 $-x'$ 轴）。类似的，当 $\theta > \pi/2$ 时转矩可以为负，并倾向于使 M_R 转向与 M_L 反平行的方向。由此可见，当 P_L 远小于 P_R 的时候，转矩呈现出类似 $\sin 2\theta$ 构型的行

为，因为此时 $\tau(\theta)$ 的幅度大约等于 $\tau(\pi - \theta)$ 的幅度，但符号相反。注意到这只有在没有库仑相互作用或者偏压超过充电能时才会发生，此时自旋向上和向下电子独立地隧穿通过这个系统。在阻塞区域情况会变得很不一样，此时自旋向上和向下电子的隧穿之间互相影响很强烈。我们检查过在阻塞区域转矩总是显示 $\sin \theta$ 的行为，并且当 $0 < \theta < \pi$ 时总是保持为正值。这是因为当 $\theta > \pi/2$ 时，在没有相互作用的情况下，来自左端口的自旋向下电子的隧穿占主导，使得转矩为负。但在阻塞区域，当 $\theta > \pi/2$ 时，来自左端口的自旋向上电子被束缚在量子点中并且阻塞自旋向下电子的隧穿。所以自旋向下电子施加的转矩被抑制，总转矩保持为正。

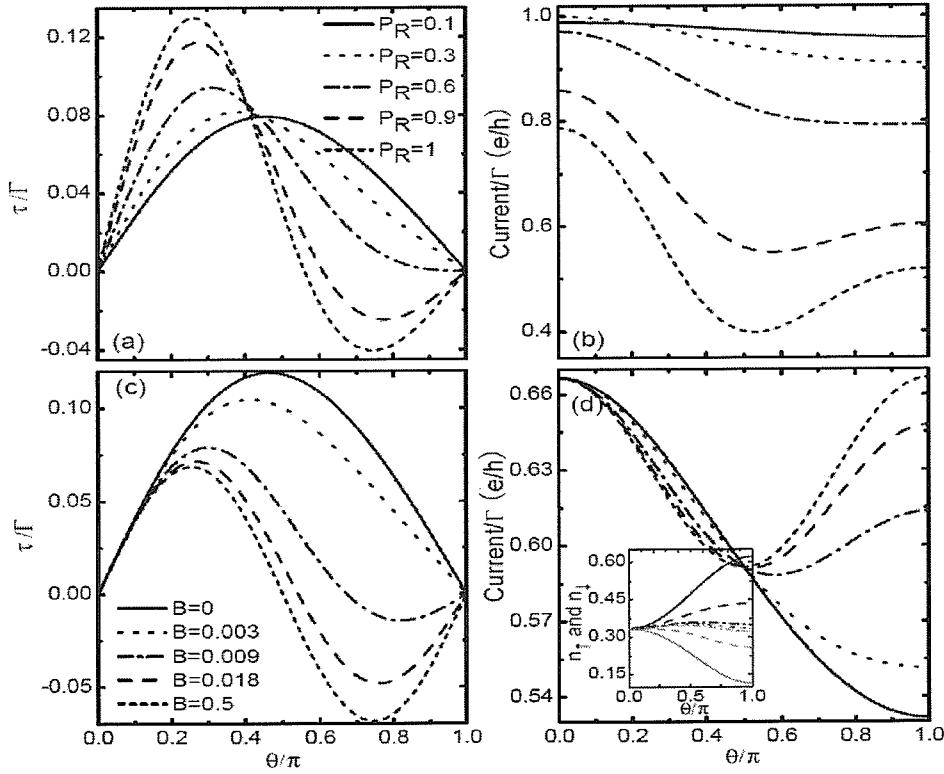


图4-4 (a)和(b)电流和自旋矩在不同 P_R 时随 θ 的变化。 $P_L = 0.3$, $\varepsilon_d = 1$, $U = 0$, $V = 4$; (c)和(d)电流和自旋矩在不同 $B_\perp$ 时随 θ 的变化。 $P_L = P_R = 0.4$, $\varepsilon_d = 1$, $U = 4$, $V = 5$ 。插图给出了电子占据数随 θ 的变化。深色线与浅色线对应于 $n_\uparrow$ 和 $n_\downarrow$ ，实线，短线，点划线，点线对应于 $B_\perp = 0, 0.01, 0.03, 0.5$ 。

以往的研究工作表明自旋翻转散射会减少量子点内自旋向上和向下电子占据数的差别^[128,148]。由于横向磁场有相同的作用，这里我们考察一下它对电流和自旋矩有什么样的影响。结果在图 4-4c 和图 4-4d 中给出。在强磁场下，电流和自旋矩呈现出与图 4-4a 和图 4-4b 中类似的特性，即电流非单调地依赖于 θ ，自旋矩呈现 $\sin 2\theta$ 的行为。为了理解这些特征我们首先研究在不同横向磁场下 $n_{\uparrow}$ 和 $n_{\downarrow}$ 对 θ 的依赖，这在图 4-4d 的插图中给出。可以看到当 $\theta = 0$ 时， $n_{\uparrow} = n_{\downarrow}$ ，该结果不被自旋翻转作用影响；当 $0 < \theta < \pi$ 时，自旋向上电子在量子点中占主导，而自旋翻转作用倾向于削弱这种主导地位。当磁场足够强时（图中的 $B = 0.5$ ），无论 θ 取任何值， $n_{\uparrow}$ 几乎都等于 $n_{\downarrow}$ 。所以当在量子点中施加强横向磁场时，系统的有效构型在相对磁化角度为 θ 和 $\pi - \theta$ 时相同，输运性质也相同。因此电流和转矩显示关于 $\theta = \pi/2$ 对称的行为。

4.4 小结

我们研究了外磁场对铁磁端/量子点/铁磁端系统中的二极管效应和自旋矩的影响。发现在平行磁化方向构型中，如果施加平行或反平行的磁场，电流二极管的工作偏压区域可以被移动或缩小，而对自旋二极管来说，工作区域总是被缩小。因此可通过施加磁场来调控铁磁二极管的工作区域。施加纵向的磁场，当偏压超过自旋二极管的工作偏压区域时，系统会出现“弱”和“强”的自旋流整流效应。如果磁场足够强，二极管效应消失，而自旋流整流效应的工作区域变到最大。在强不对称系统中或向对称系统施加强横向磁场，电流会非单调地依赖于 θ ，而转矩呈现 $\sin 2\theta$ 的行为^[202]。

第5章 平行耦合双量子点体系中的可调散粒噪声

5.1 引言

在介观系统中，由于电子的离散性，甚至在直流偏压下电流也会随时间振荡。这种振荡被称为散粒噪声，是系统的一种非平衡的特性，即只有在有限的电流下它才不为零。其表征了介观体系中电子输运之间的时间关联，因此包含平均电流中没有的关于输运的信息。

在第一章中曾经介绍过，可以用 Fano 因子 $F = S/2eI$ 来描述载流子输运之间的关联，其中 S 是散粒噪声， I 是电流。完全无关联的电流产生泊松散粒噪声， $F=1$ 。在大部分介观体系中，由于泡利不相容原理和库仑排斥作用，相继两个电子的输运之间的关联是负的，因此散粒噪声一般是亚泊松散粒噪声，即 $F < 1$ 。例如，在对称双势垒结中散粒噪声被抑制到 $F = 1/2$ 。但是，在某些情况下库仑排斥作用也可以引起正关联，从而增强噪声，甚至产生超泊松散粒噪声。这个现象首先在双势垒二极管的负微分电导区域中发现^[161-164]，在实验上观测到了 Fano 因子达到 6.6。在负微分电导区域，量子阱中束缚态的能量在电极的导带之下。当一个电子隧穿到阱中，阱的势能会增加，阱中的态密度也随之增加，更多的电子可以隧穿到阱中，所以电子进入阱中的隧穿过程是正相关的，散粒噪声被增强。最近，一些研究工作预言超泊松散粒噪声可以在量子点系统中观测到^[96,127,150,165-168]。在一个两能级量子点（或两个量子点）耦合外电极的系统中，如果两个能级与端口的耦合强度差别很大（例如，量子点耦合到铁磁端口上^[96,150]，自旋向上与向下态相当于两个能级），那么在这个系统中可以产生超泊松散粒噪声。这是因为如果电子占据了耦合弱的能级，那么相对于占据耦合强的能级的电子，它隧穿出量子点的事件发生的概率更小，所以电流主要由电子通过强耦合能级的输运贡献。由于库仑排斥作用很强，一旦电子占据了弱耦合能级，那么它就可以调制通过强耦合能级的电流：当弱耦合能级被占据时，电子无法通过强耦合能级输运，总电流被抑制；当弱耦合能级是空的，电子可以通过强耦合能级输运。因此，隧穿事件集中在电子不占据弱耦合能级的一段时间内，电流振荡被增强。这就是所谓的动力学轨道阻塞，是在量子点系统中观测到超泊松散粒噪声的关键因素。同时，理论研究指出超泊松散粒噪声也可以

在对称的量子点系统中观测到^[89,169,170]。例如，在 Kondo 区域两个准粒子的散射可以使得 Fano 因子达到 $5/3$ ^[89]。在两能级量子点系统中，可以通过施加交流电场使散粒噪声在亚泊松和超泊松噪声之间调节^[169]。

本章中我们提出了另一种在对称量子点系统中产生超泊松噪声的方法。不仅如此，按照我们的方法还可以方便和准确地调控散粒噪声的数值。这个结构的示意图如图 5-1，两个量子点 a 和 b 嵌在一个 Aharonov-Bohm 干涉仪中，并且有外磁通穿透这个系统。这样的结构在实验中已经可以实现^[171,172]，其中量子点间的耦合强度可以在一个很宽的范围内连续地调节，同时电子的相位信息也可以保持。本章中假设每个量子点中只有一个能级参与输运，并考虑量子点间的库仑排斥作用。我们将看到，即使两个量子点对称地与端口耦合，只要考虑了点间耦合，在这个系统中仍可以产生超泊松噪声。另外，通过调节磁通可以实现超泊松与亚泊松散粒噪声之间的转换。最后，我们也研究了量子点间耦合在非对称系统中的作用，并且发现在不同的输运区域量子点间耦合对散粒噪声有不同的作用。

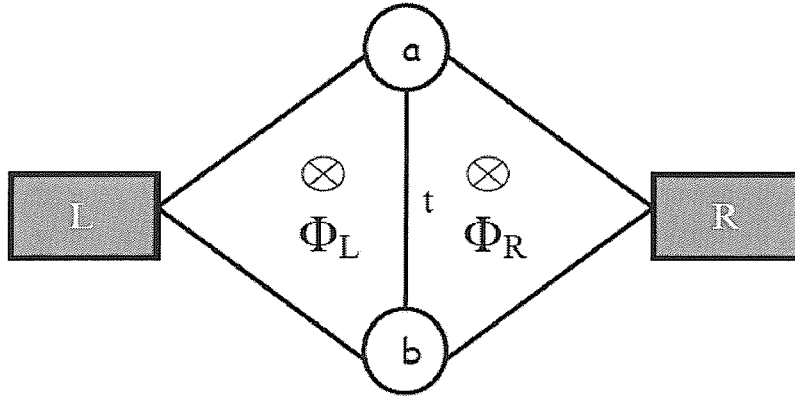


图5-1 两个量子点耦合两个外端口的系统。点间耦合强度为 t ，其将系统分成两个部分。外加磁场穿透这个系统，在系统左（右）边部分穿透的磁通记为 Φ_L (Φ_R)。

5.2 理论模型与计算方法

我们用哈密顿量 $H = H_{dot} + H_{lead} + H_T$ 来描述这个系统。这里 $H_{lead} = \sum_{k, \alpha=L,R} \epsilon_{k\alpha} a_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha}$ 描述两个无相互作用的普通金属端口， $a_{k\alpha}^\dagger$ ($a_{k\alpha}$) 是端口 α

中波矢为 k 的电子的产生（湮灭）算符。两个量子点用哈密顿量

$$H_{dot} = \varepsilon_a d_a^\dagger d_a + \varepsilon_b d_b^\dagger d_b - t e^{i\theta/2} d_a^\dagger d_b - t e^{-i\theta/2} d_b^\dagger d_a + U d_a^\dagger d_a d_b^\dagger d_b \quad (5-1)$$

描述。量子点和端口之间的隧穿哈密顿量为^[120,122,173]

$$H_T = \sum_{k,\alpha} (V_a^\alpha d_a^\dagger a_{k\alpha} + V_b^\alpha d_b^\dagger a_{k\alpha}) + H.c. \quad (5-2)$$

其中 $V_a^L = |V_a^L| e^{i\phi/4}$, $V_b^L = |V_b^L| e^{-i\phi/4}$, $V_a^R = |V_a^R| e^{-i\phi/4}$, $V_b^R = |V_b^R| e^{i\phi/4}$ 。为了方便, 假设 $V_{a,b}^\alpha$ 与 k 无关, 并且在对称系统中进一步假设 $|V_a^L| = |V_b^L| = |V_a^R| = |V_b^R| = V$ 。这里我们选择对称规范 $\phi = 2\pi(\Phi_L + \Phi_R)/\Phi_0$, Φ_0 是磁通量子, $\Phi_{L,R}$ 分别是通过体系左边与右边部分的磁通。 $\theta = 2\pi(\Phi_R - \Phi_L)/\Phi_0$ 描述了左右部分磁通的不平衡。 $\varepsilon_{a,b}$ 是两个量子点的能级, U 是量子点间库仑排斥能, t 是点间耦合强度, $d_{a,b}^\dagger$ ($d_{a,b}$) 是在量子点 a 和 b 中的电子产生（湮灭）算符。假设点内库仑排斥作用足够强, 使得每个量子点中的双占被禁止, 并且我们不考虑自旋自由度。

本章中关注的输运区域是温度 $k_B T$ 远小于库仑排斥能 U , 并且量子点和端口的耦合能 $\Gamma = 2\pi \sum_k |V|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k\alpha})$ 远小于 $k_B T$ 。接下来, 我们采用量子主方程方法来导出电流和散粒噪声的表达式。Djuric 等人^[150]研究了量子点耦合铁磁端口系统的输运性质, 其中的自旋简并能级和自旋翻转过程与本章中的两个量子点能级和量子点间耦合起到相似的作用。但是, 他们直接使用量子主方程方法, 并且通过密度矩阵的非对角元来考虑自旋翻转过程。这样的方法只在自旋翻转散射弱的时候才有效^[148,150], 所以在他们的工作中没有出现自旋翻转散射引起的能级分裂, 而零频电流振荡被自旋翻转散射抑制。本章中, 为了考虑任意强度的点间耦合的作用, 我们在进行量子主方程计算之前先用一个么正变换将哈密顿量对角化。此时点间耦合 t 被吸收到成键态和反键态的能量中, 并可以取任意值, 因此出现了能级分裂。我们发现点间耦合甚至可以增强散粒噪声。这个变换是

$$\begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta e^{-i\theta/2} & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta e^{i\theta/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_a \\ d_b \end{pmatrix} \quad (5-3)$$

这里 $\beta = \frac{1}{2} \arctan(2t/\delta\varepsilon)$, $\delta\varepsilon = \varepsilon_a - \varepsilon_b$ (假设 $\varepsilon_a \geq \varepsilon_b$)。在变换后 H_{dot} 化为

$$H_{dot} = \varepsilon_1 d_1^\dagger d_1 + \varepsilon_2 d_2^\dagger d_2 + U d_1^\dagger d_1 d_2^\dagger d_2 \quad (5-4)$$

这个哈密顿量描述了有库仑相互排斥作用的两个能级, 可以分别称其为成键态和反键态。 $\varepsilon_1 = \bar{\varepsilon} + (t^2 + \delta\varepsilon^2/4)^{1/2}$, $\varepsilon_2 = \bar{\varepsilon} - (t^2 + \delta\varepsilon^2/4)^{1/2}$ 分别是反键态和成键态

的能量, $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_a + \varepsilon_b)/2$, d_1 ($d_1^\dagger$) 和 d_2 ($d_2^\dagger$) 是反键态和成键态的湮灭 (产生) 算符。相应的, 隧穿哈密顿量变为

$$H_T = \sum_{k,\alpha} (V_1^\alpha d_1^\dagger a_{k\alpha} + V_2^\alpha d_2^\dagger a_{k\alpha}) + H.c. \quad (5-5)$$

其中

$$\begin{aligned} V_1^L &= V[\cos \beta e^{i(\phi-2\theta)/4} - \sin \beta e^{-i\phi/4}] & V_2^L &= V[\cos \beta e^{i(2\theta-\phi)/4} + \sin \beta e^{i\phi/4}] \\ V_1^R &= V[\cos \beta e^{-i(\phi+2\theta)/4} - \sin \beta e^{i\phi/4}] & V_2^R &= V[\cos \beta e^{i(\phi+2\theta)/4} + \sin \beta e^{-i\phi/4}] \end{aligned}$$

按照量子主方程方法^[148], 可以用 $d\rho/dt = M\rho$ 来描述电子的输运, 这里 $\rho = (\rho_{00}, \rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{dd})^T$,

$$M = \begin{pmatrix} -\Gamma_1^+ - \Gamma_2^+ & \Gamma_1^- & \Gamma_2^- & 0 \\ \Gamma_1^+ & -\tilde{\Gamma}_2^+ - \Gamma_1^- & 0 & \tilde{\Gamma}_2^- \\ \Gamma_2^+ & 0 & -\tilde{\Gamma}_1^+ - \Gamma_2^- & \tilde{\Gamma}_1^- \\ 0 & \tilde{\Gamma}_2^+ & \tilde{\Gamma}_1^+ & -\tilde{\Gamma}_1^- - \tilde{\Gamma}_2^- \end{pmatrix} \quad (5-6)$$

ρ_{00} 代表两量子点均为空的概率, ρ_{11} (ρ_{22}) 表示态 1 (2) 被一个电子占据的概率, ρ_{dd} 表示双占的概率, 并满足完备性关系 $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{dd} = 1$ 。

$$\Gamma_i^\pm = \sum_{\alpha=L,R} \Gamma_i^{\alpha\pm} = \sum_{\alpha=L,R} \Gamma_i^\alpha f_\alpha^\pm(\varepsilon_i), \quad \tilde{\Gamma}_i^\pm = \sum_{\alpha=L,R} \tilde{\Gamma}_i^{\alpha\pm} = \sum_{\alpha=L,R} \Gamma_i^\alpha f_\alpha^\pm(\varepsilon_i + U) \quad (i=1,2),$$

$f_\alpha^+(\omega) = f_\alpha(\omega)$, $f_\alpha^-(\omega) = 1 - f_\alpha(\omega)$ 。 $f_\alpha(\omega) = [1 + e^{(\omega - \mu_\alpha)/k_B T}]^{-1}$ 是端口 α 的费米分布函数, μ_α 是费米能。取平衡的费米能为能量参考面, 并假设偏压均匀地施加在源极和漏极之间, 即 $\mu_L = -\mu_R = eV/2$ 。 $\Gamma_i^\alpha = 2\pi \sum_k |V_i^\alpha|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k\alpha})$ 是端口 α 和态

i 之间的有效耦合强度, 可以写作

$$\begin{aligned} \Gamma_1^L &= \Gamma(1 - \sin 2\beta \cos \frac{\phi - \theta}{2}) & \Gamma_2^L &= \Gamma(1 + \sin 2\beta \cos \frac{\phi - \theta}{2}) \\ \Gamma_1^R &= \Gamma(1 - \sin 2\beta \cos \frac{\phi + \theta}{2}) & \Gamma_2^R &= \Gamma(1 + \sin 2\beta \cos \frac{\phi + \theta}{2}) \end{aligned}$$

其中 $\Gamma = (\Gamma_1^\alpha + \Gamma_2^\alpha)/2$ 。密度矩阵的稳态解可以从 $M\rho^{(0)} = 0$ 中得到, 而通过端口 α 的电流是 $I_\alpha = e/h \sum_n [\hat{\Gamma}_\alpha^\alpha \rho^{(0)}]_n$, 这里

$$\hat{\Gamma}_\alpha = \pm \begin{pmatrix} 0 & -\Gamma_1^{\alpha-} & -\Gamma_2^{\alpha-} & 0 \\ \Gamma_1^{\alpha+} & 0 & 0 & -\tilde{\Gamma}_2^{\alpha-} \\ \Gamma_2^{\alpha+} & 0 & 0 & -\tilde{\Gamma}_1^{\alpha-} \\ 0 & \tilde{\Gamma}_2^{\alpha+} & \tilde{\Gamma}_1^{\alpha+} & 0 \end{pmatrix} \quad (5-7)$$

+对应 $\alpha = L$, -对应 $\alpha = R$, $\sum_n [A]_n$ 表示对 A 的所有矢量元求和 ($n=1,2,3,4$)。电流噪声谱定义为 $S_{\alpha\alpha'}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} [\langle I_{\alpha}(t) I_{\alpha'}(0) \rangle - \langle I_{\alpha} \rangle \langle I_{\alpha'} \rangle]$ 。为了将其用系统参数表示, 需要进行矩阵 M 的谱分解: $M = \sum_n \lambda_n S E^{(nm)} S^{-1} = \sum_{\lambda} \lambda P_{\lambda}$, 这里 λ_n 是 M 的本征值, $E^{(nm)}$ 是一个 4×4 的矩阵, 其 (n, n) 位置的元素为 1, 其余元素为 0。由于 $\det(M) = 0$, 所以总有一个本征值 $\lambda_1 = 0$ 。在分解以后, 零频噪声谱可以表示为

$$S_{\alpha\alpha'}(0) = \delta_{\alpha\alpha'} S^{Sch} - 2e^2 / h \sum_{n, \lambda \neq 0} \left(\frac{[\hat{\Gamma}_{\alpha} P_{\lambda} \hat{\Gamma}_{\alpha'} \rho^{(0)} + \hat{\Gamma}_{\alpha'} P_{\lambda} \hat{\Gamma}_{\alpha} \rho^{(0)}]_n}{\lambda} \right) \quad (5-8)$$

这里 $S^{Sch} = 2eI$ 是与频率无关的 Schottky 噪声。

5.3 数值计算结果与讨论

进行数值计算时我们选择 meV 作为能量单位, 并取 $k_B T = 0.05$ 。电流单位为 $e\Gamma/h$ 。先不考虑磁通的作用, 此时有 $\Gamma_i^L = \Gamma_i^R$, 为了简便可以用 Γ_i 来表示 Γ_i^{α} , 则有 $\Gamma_1 = \Gamma(1 - \sin 2\beta)$, $\Gamma_2 = \Gamma(1 + \sin 2\beta)$ 。图 5-2a 和 5-2b 中给出了电流和 Fano 因子在四种不同情况下随偏压的变化: (a) $t = \delta\varepsilon = 0$, (b) $t = 0$ 、 $\delta\varepsilon \neq 0$, (c) $t \neq 0$ 、 $\delta\varepsilon \neq 0$, (d) $t \neq 0$ 、 $\delta\varepsilon = 0$ 。取库仑排斥能 U 大于 $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ 。在情况(a)中系统退化成为两个简并能级的对称系统, $I-V$ 曲线在 ε_a 和 $\varepsilon_a + U$ 处有两个台阶。在零偏压极限, 噪声主要是热噪声并发散。随着偏压增加, 散粒噪声占主导地位, Fano 因子在左端口费米面 μ_L 达到共振能级 ε_a 之前降到 1, 因为在这个区域输运主要由热激发贡献, 隧穿事件是无关的。当共振能级进入偏压窗口后, Fano 因子降到 $5/9$ ^[102,165], 当 $\mu_L > \varepsilon_a + U$ 时 $F = 1/2$ 。在情况(b)中整个偏压范围被分成四个区域, 电流和 Fano 因子在各个区域为常数。此时电流随偏压增加而单调增加, 而 Fano 因子非单调地依赖于偏压, 并总是小于 1^[102]。在情况(c)中同样有四个输运区域。现在 $0 < \beta < \pi/4$, 从而 $\Gamma_1 \square \Gamma_2$, 所以在反键态中的电子在库仑排斥能被克服之前可以阻塞通过成键态的电子的隧穿。因此, 电流显示出一个负微分结构, Fano 因子被增强(在后面会具体地讨论负微分结构的形成)。最后关注特殊情况(d)。这时 $\beta = \pi/4$, 所以 $\Gamma_1 = 0$, $\Gamma_2 = 2\Gamma$, 即反键态完全脱离了系统。这引起了在线性电导谱中的“鬼 Fano 共振”^[120,173-175] 现象, 此时系统与能量为 $\varepsilon_2 = \varepsilon_a - t$, 耦合强度为 $\Gamma_2 = 2\Gamma$ 的单能级无相互作用系统等效。这种情况很平凡, 所以在之后的部分我们总假设 $\delta\varepsilon \neq 0$ (尽管当施加磁通时反键态也可以参与

输运，但与 $\delta\varepsilon \neq 0$ 的情况相比不会有新的现象)。

接下来我们仔细研究点间耦合对电流和散粒噪声的作用。此时有四个输运区域： $\varepsilon_2 < \mu_L < \varepsilon_1$ ， $\varepsilon_1 < \mu_L < \varepsilon_2 + U$ ， $\varepsilon_2 + U < \mu_L < \varepsilon_1 + U$ ， $\mu_L > \varepsilon_1 + U$ ，把它们分别记为 $i=1,2,3,4$ ，见图 5-2c。保持 ε_1 和 ε_2 为正数，所以 μ_R 在所有能级之下。

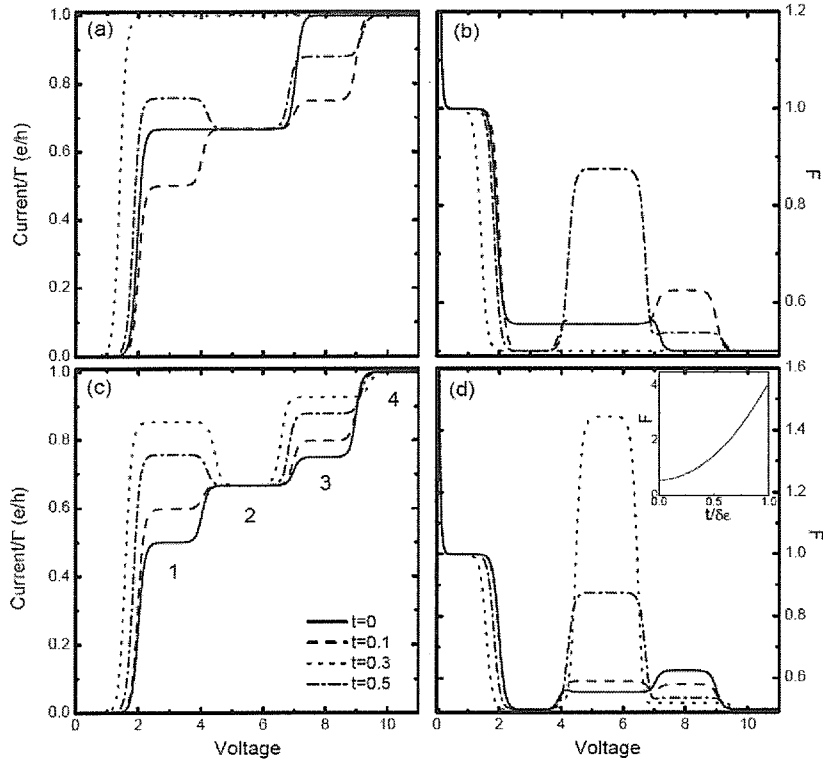


图5-2 电流和Fano因子随偏压的变化。在(a)和(b)中实线，短线，点划线，点线分别对应于情况(a) $t = \delta\varepsilon = 0$ ，(b) $t = 0$ 、 $\delta\varepsilon = 1$ ，(c) $t = 0.3$ 、 $\delta\varepsilon = 1$ ，(d) $t = 0.3$ 、 $\delta\varepsilon = 0$ 。在(c)和(d)中假设 $\varepsilon_a = 1$ ， $\varepsilon_b = 2$ ，这四条曲线分别对应于 $t = 0, 0.1, 0.3, 0.5$ 。插图给出了偏压 $eV = 5.5$ 时Fano因子随 $t/\delta\varepsilon$ 的变化。所有图中均假设 $U = 2.5$ 。

随着 $t/\delta\varepsilon$ 增加， Γ_2 增加而 Γ_1 减少，由于在区域 1 和 3 中电流主要由通过成键态的输运贡献，所以在这两个区域中电流单调增加。我们也可以看到成键态和反键态的能级移动，这导致了区域 2 的缩小和区域 1 和 3 的扩大。当 $t/\delta\varepsilon$ 足够大时，电流不再随偏压增加而单调增加，当偏压进入区域 2 时出现负微分结构，其原因在于第一个电子轨道（成键态）部分地被第二个（反键态）阻塞^[165,167]：因为此时 $\Gamma_1 \gg \Gamma_2$ ，当第二个轨道打开时，电子在反键态上的停留时间远长于在

成键态上的时间。如果反键态被占据，由于在这个区域双占在能量上是不允许的，所以通过成键态的输运被抑制。结果，通过反键态的输运调制了通过成键态的输运，并导致 $\mu_L = \varepsilon_1$ 处的负微分电导。在区域 3 中库仑排斥被偏压克服，通过成键态的输运不再被阻塞，所以电流重新随偏压增加而增加。与电流不同，Fano 因子在区域 1 和 4 中保持常数 0.5，因为在这两个区域系统的输运性质与对称无相互作用系统相似。在区域 2，Fano 因子随 $t/\delta\varepsilon$ 增加而增加，并最终成为超泊松噪声，这在插图中可以清楚地看到。所以，如果两个量子点的能级不相同并且点间耦合足够强，在对称的结构中也可以产生超泊松噪声。在这种情况下中的负微分电导和超泊松噪声都是因动力学轨道阻塞产生的，在之前的工作中已经被研究过^[165,167]。但是，在后面可以看到负微分电导和超泊松噪声并不总是一起出现。这里电子在反键态的占据可以调制通过成键态的电流并引起隧穿事件的有效聚集，最终引起超泊松散粒噪声。当 $t/\delta\varepsilon$ 增加时， Γ_1/Γ_2 减小，聚集变得更强，所以 Fano 因子增加。在区域 3 中散粒噪声总是亚泊松的，因为通过成键态的隧穿不再被阻塞。

现在研究磁场的作用，考虑两种情况：磁通的分布是均匀的与不均匀的。第一种情况中 $\phi_L = \phi_R$ （或 $\theta = 0$ ），所以仍然有 $\Gamma_i^L = \Gamma_i^R$ ，即系统保持左右对称，同样可以用 Γ_i 来表示 Γ_i^α ，于是有 $\Gamma_1 = \Gamma(1 - \sin 2\beta \cos \frac{\phi}{2})$ ， $\Gamma_2 = \Gamma(1 + \sin 2\beta \cos \frac{\phi}{2})$ 。由于有效耦合强度与磁通有关，所以我们期望可以通过调节磁通来实现超泊松与亚泊松散粒噪声之间的转换。图 5-3 中给出了不同 ϕ 时电流和 Fano 因子随偏压的变化。为了看的更清楚，在图 5-3a 和 5-3b 中给出了 $0 < \phi \leq \pi$ 的情况，而在图 5-3c 和 5-3d 中给出 $\pi < \phi \leq 2\pi$ 的情况。当 ϕ 较小时， Γ_1 远小于 Γ_2 （按照图 5-3 中的参数， $\phi = 0$ 时 $\sin 2\beta \approx 0.707$ ， $\Gamma_1/\Gamma_2 \approx 0.172$ ），所以在图 5-3a 和 5-3b 中再次得到了 $\mu_L = \varepsilon_1$ 处的负微分电导和区域 2 中的超泊松散粒噪声。当 ϕ 从 0 增加到 π ， Γ_1/Γ_2 增加到 1。由于输运性质主要依赖于比率 Γ_1/Γ_2 ，所以除了没有能级的移动，图 5-3a 和 5-3b 的特征与图 5-2c 和 5-2d 很相似。当 $\pi < \phi \leq 2\pi$ 时， Γ_1 大于 Γ_2 。随着 ϕ 增加，区域 1 和 3 中的电流一直减少，负微分电导从 $\mu_L = \varepsilon_1$ 移到 $\varepsilon_2 + U$ 。这是因为在区域 3 位于 $\varepsilon_2 + U$ 处的新的输运通道打开了，增加了电子停留在成键态中的概率。因此，通过反键态的输运被进一步阻塞，电流被抑制。由此可见，在区域 3 中也可能会出现超泊松散粒噪声。这可以在图 5-3d 中看到，图中 Fano 因子的行为与其在 $0 < \phi \leq \pi$ 的时候很不相同。此时在区域 2 和 3 中，Fano 因子随 ϕ 增加而增加，并且在区域 3 中具有比在区域 2 中更大的值。因此，在区域 3 中会首先观测到超泊松散粒噪声，表明可以通过调节磁通来改变超泊松散粒噪声出现的偏压范围（从区域 2 到区域 3）。同时注意到当 $\phi > \pi$ 时，偏压

进入区域 2 时不会出现负微分电导，而当 ϕ 接近 2π 时超泊松散粒噪声在区域 2 中仍可以出现。这个结果可以这样理解。在这个区域存在动力学轨道阻塞（成键态是弱耦合的态而反键态是强耦合的态），所以会产生超泊松散粒噪声。但是由于成键态先参与输运，当反键态在区域 2 中打开后，随偏压增加电流保持增加，没有负微分电导出现。所以我们同样得到结论：超泊松散粒噪声是与动力学轨道阻塞直接联系而不是与负微分电导联系^[176,177]。

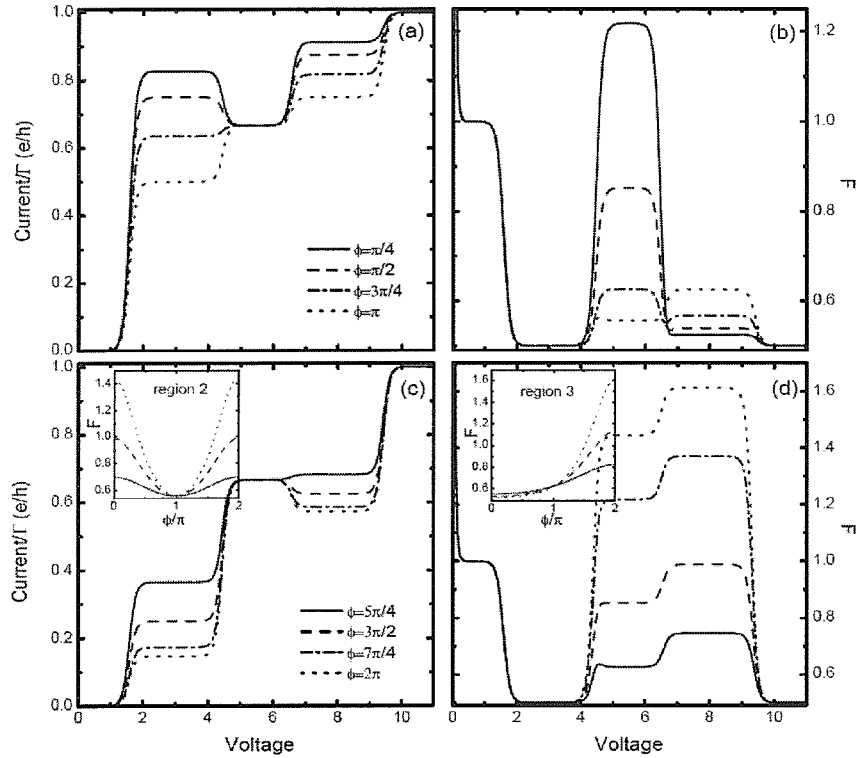


图5-3 电流与Fano因子随偏压的变化。在(a)和(b)中实线，短线，点划线，点线分别对应于 $\phi = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ ，而在(c)和(d)中对应于 $\phi = 5\pi/4, 3\pi/2, 7\pi/4, 2\pi$ 。所有图中均假设 $\varepsilon_a = 1, \varepsilon_b = 2, t = 0.5, U = 2.5$ 。(c)和(d)的插图中给出了在区域2和3中Fano因子随 ϕ 的变化，实线，短线，点线分别对应于 $t = 0.2, 0.35, 0.5$ 。

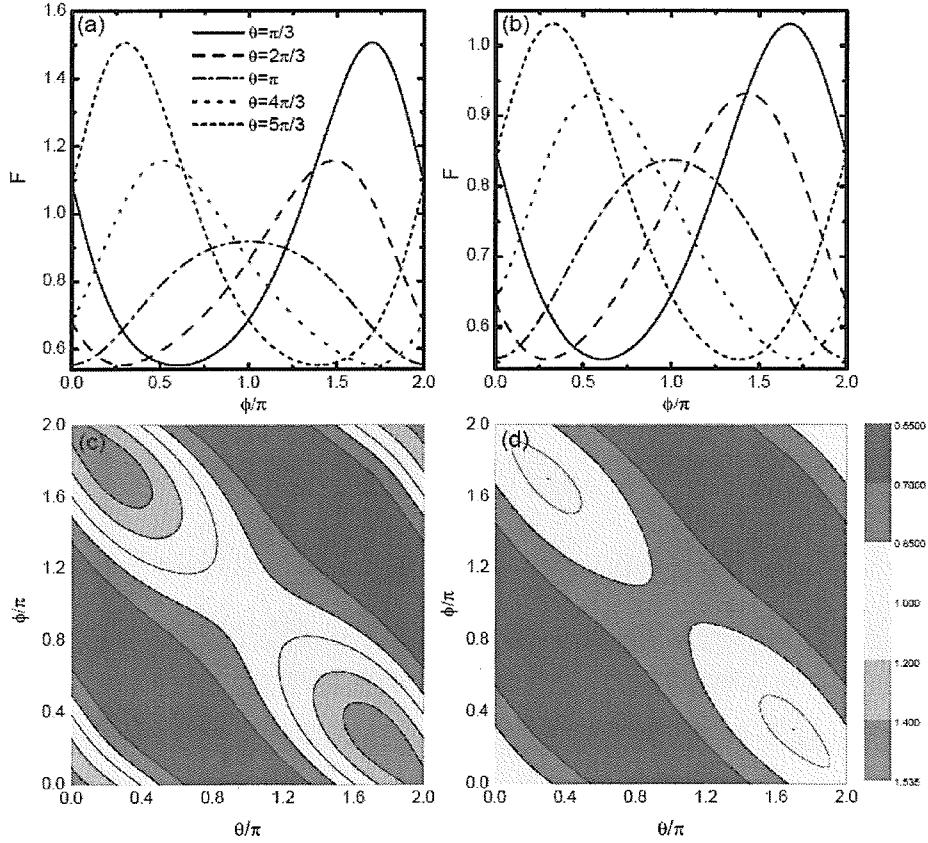
Fano 因子的行为可以被理解如下。在区域 2 中， $\Gamma_1 > \Gamma_2$ 时的情况与 $\Gamma_1 < \Gamma_2$ 时的情况刚好相反。现在电子在成键态中有更长的驻留时间，引起了通过反键态的隧穿事件的聚集。但是，对于散粒噪声，在这两种情况下结果是相同的：当 Γ_1 与 Γ_2 在数值上的差别足够大时，在这个区域会出现超泊松散粒噪声。而在区域 3 中情况完全不同，此时在 $\varepsilon_2 + U$ 有新的通道打开，通过成键态的输运不再

被阻塞。如果成键态的耦合较强 ($\Gamma_1 < \Gamma_2$)，不会有隧穿事件的聚集，散粒噪声是亚泊松的。反之，如果反键态耦合更强 ($\Gamma_1 > \Gamma_2$)，在成键态上的电子会引起通过反键态的隧穿事件的聚集，散粒噪声可以被增强到超泊松散粒噪声。所以当 $0 < \phi \leq \pi$ 时，超泊松散粒噪声只出现在区域 2 中，而当 $\pi < \phi \leq 2\pi$ 时则可以在区域 2 和 3 中出现。另外，由于新的隧穿通道的打开，电子在区域 3 中占据成键态的概率比在区域 2 中更大。因此，通过反键态的输运事件的聚集被进一步增强，在 $\pi < \phi \leq 2\pi$ 时 Fano 因子比在区域 2 中大。这可以从图 5-3c 和 5-3d 的插图中更清楚地看到，这两幅图中给出了在区域 2 和 3 中不同 $t/\delta\epsilon$ 时 Fano 因子随 ϕ 的变化。和我们预期的一样，在区域 2 中 Fano 因子关于 $\phi = \pi$ 对称，而在区域 3 中则随 ϕ 增加而单调增加。当 $\phi > \pi$ 时，在区域 3 中，Fano 因子总是大于其在区域 2 中的值。另外，随着 $t/\delta\epsilon$ 的减少，磁通对 Fano 因子的调制被削弱。当 $t/\delta\epsilon$ 低于一个临界值后，就不能再通过调节磁通来将散粒噪声增强到超泊松散粒噪声。这是因为如果 $\sin 2\beta$ 很小，我们不能得到一个足够大的不对称度 $\Gamma_{1(2)}/\Gamma_{2(1)}$ ，所以不能使得隧穿事件的聚集足够强。因此， $t/\delta\epsilon$ 的临界值是一个重要的参数，接下来我们将求出区域 2 和 3 中的临界 $t/\delta\epsilon$ 值。

由于当 $\phi > \pi$ 时，Fano 因子在区域 3 中的值比在区域 2 中大，所以区域 3 中 $t/\delta\epsilon$ 的临界值应该比较小。为了证实这一点，需要求得各个区域中各个物理量的表达式。考虑到 $\Gamma_i^L = \Gamma_i^R = \Gamma_i$ 和 $\Gamma_1 + \Gamma_2 = 2\Gamma$ ，可以求出矩阵 M 的四个本征值分别是 $\lambda_1 = 0$ ， $\lambda_2 = -4\Gamma$ ，以及 $\lambda_{3,4} = -2\Gamma \pm (4\Gamma^2 - \gamma^2)^{1/2}$ ，其中定义 $\gamma = \Gamma_1^+ \Gamma_2^- + \Gamma_1^- \Gamma_2^+ + \tilde{\Gamma}_1^+ \tilde{\Gamma}_2^- + \tilde{\Gamma}_1^- \tilde{\Gamma}_2^+ + \tilde{\Gamma}_1^+ \tilde{\Gamma}_2^+ - \Gamma_1^- \tilde{\Gamma}_2^+ - \Gamma_2^- \tilde{\Gamma}_1^+$ 。通过一些计算，可以得到电流，散粒噪声和 Fano 因子的解析表达式，见表 5-1。为了方便，定义 $\chi = \Gamma_1/\Gamma_2$ 。从电流的表达式中可以知道，如果 $\chi < 1/2$ ，负微分电导会出现在 $\mu_L = \epsilon_1$ 处，如果 $\chi > 2$ ，负微分电导出现在 $\mu_L = \epsilon_2 + U$ 处，该结论可以从图 5-3 中看到。为了在区域 2 中观测到超泊松散粒噪声， χ （或 $1/\chi$ ）必须大于 $2 + \sqrt{3} \approx 3.73$ ，对应的 $t/\delta\epsilon \approx 0.354$ ，而在区域 3 中临界值是 $\chi \approx 3.06$ ， $t/\delta\epsilon \approx 0.295$ 。所以在区域 3 中产生超泊松散粒噪声所必需的点间耦合较弱，因而在实验制备上更容易一些。另外，在区域 2 中电流和散粒噪声的值在 Γ_1 和 Γ_2 的值互换下保持不变。当 $\chi > 1$ 时，Fano 因子随 χ 单调增加，并当 $\chi \rightarrow \infty$ 或 $\chi \rightarrow 0$ 时发散。当 $\chi = 1$ 时， F 降至其最小值 $5/9$ 。在区域 3 中，Fano 因子随 χ 增加而单调增加，当 $\chi \rightarrow \infty$ 时也发散。当 $\chi \rightarrow 0$ 时，它降到最小值 $1/2$ ，因为此时反键态对输运的影响很小，系统类似于单能级无相互作用系统。

表 5-1 在不同偏压区域电流、散粒噪声和 Fano 因子的解析表达式

区域	1	2	3	4
$I(e/h)$	$\frac{\Gamma_2}{2}$	$\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{3}$	$\frac{\Gamma_1 + 2\Gamma_2}{4}$	$\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$
$S(e^2/h)$	$\frac{\Gamma_2}{2}$	$\frac{2(2\Gamma_1^3 + 3\Gamma_1^2\Gamma_2 + 3\Gamma_1\Gamma_2^2 + 2\Gamma_2^3)}{27\Gamma_1\Gamma_2}$	$\frac{\Gamma_1^3 + 3\Gamma_1^2\Gamma_2 + 7\Gamma_1\Gamma_2^2 + 4\Gamma_2^3}{8\Gamma_2(\Gamma_1 + \Gamma_2)}$	$\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$
F	$\frac{1}{2}$	$\frac{2\Gamma_1^3 + 3\Gamma_1^2\Gamma_2 + 3\Gamma_1\Gamma_2^2 + 2\Gamma_2^3}{9\Gamma_1\Gamma_2(\Gamma_1 + \Gamma_2)}$	$\frac{\Gamma_1^3 + 3\Gamma_1^2\Gamma_2 + 7\Gamma_1\Gamma_2^2 + 4\Gamma_2^3}{4\Gamma_2(\Gamma_1 + \Gamma_2)(\Gamma_1 + 2\Gamma_2)}$	$\frac{1}{2}$


 图5-4 偏压在区域2中时, 对于(a) $t/\delta\epsilon = 0.5$ 和(b) $t/\delta\epsilon = 0.35$ 两种情况, Fano因子作为 ϕ 的函数。(c)和(d)给出了 $t/\delta\epsilon = 0.5$ 和 0.35 时Fano因子随 ϕ 和 θ 的变化。

在以上的讨论中，即使施加了外磁场，系统仍然保持左右对称。但是，如果磁通的分布是不均匀的（ $\theta \neq 0$ ），从 Γ_i^a 的表达式可以清楚地看出系统将不再是左右对称的。此时 $\Gamma_i^L \neq \Gamma_i^R$ ，对这种完全不对称系统中的散粒噪声的系统研究还很缺乏。现在在区域 1 和 4 中 Fano 因子不再保持为 $1/2$ ^[102]。接下来，我们关注在区域 2 中的散粒噪声，可以看到不均匀的磁通分布对超泊松散粒噪声的产生和调控有很大的影响。图 5-4a 中给出了不同 θ 时在区域 2 中的 Fano 因子随 ϕ 的变化。取 $t/\delta\varepsilon = 0.5$ ，这个值比区域 2 中的临界值大。当 $\theta = 0$ 时，可以通过调节总磁通来实现超泊松与亚泊松散粒噪声之间的转换。在 θ 较小时该结论仍然成立，但当 $\theta \approx \pi$ 的时候，散粒噪声对磁通的依赖会变得很不敏感，并总是亚泊松的，如图 5-4c。该图中给出了 $t/\delta\varepsilon = 0.5$ 时，在区域 2 中 Fano 因子随 ϕ 和 θ 的变化（由于耦合强度在 ϕ 和 θ 的互换之下保持不变，所以这幅图关于 $\theta = \phi$ 对称）。这个结果可以这样理解。以 $\theta = \pi$ 为例，此时耦合强度为 $\Gamma_1^L = \Gamma_2^R = \Gamma(1 - \sin 2\beta \sin \frac{\phi}{2})$ ， $\Gamma_2^L = \Gamma_1^R = \Gamma(1 + \sin 2\beta \sin \frac{\phi}{2})$ 。因此，这种情况与一个量子点耦合到两个磁化方向反平行的铁磁端的情况相似，Braun 等人研究过这种结构中的散粒噪声^[96]。在这种结构中，自旋向上电子在输运中占主导地位，并使得噪声为亚泊松的。在本章研究的系统中，成键态与源极耦合强而与漏极耦合弱（ $\Gamma_2^L > \Gamma_2^R$ ），与 Braun 等人工作中的自旋向上态相似。因此，当 $\theta \approx \pi$ 时，散粒噪声总是亚泊松的。为了得到 Fano 因子的解析结果，再次使用公式（5-8）。在条件 $\Gamma_2^L = 2\Gamma - \Gamma_1^L$ 与 $\Gamma_2^R = 2\Gamma - \Gamma_1^R$ 下，可以得到

$$F = \frac{\{(\Gamma_1^R)^4 - 4\Gamma(\Gamma_1^R)^3 + (\Gamma_1^R)^2[8\Gamma^2 + 8\Gamma\Gamma_1^L - 4(\Gamma_1^L)^2] - 8\Gamma_1^R[3\Gamma^2\Gamma_1^L - \Gamma(\Gamma_1^L)^2] + 4\Gamma^2\Gamma_1^L(4\Gamma - \Gamma_1^L)\}}{[(\Gamma_1^R)^2 + 4\Gamma\Gamma_1^R - 2\Gamma_1^L\Gamma_1^R + 2\Gamma\Gamma_1^L]^2} \quad (5-9)$$

当 $\theta = \pi$ 时，有 $\Gamma_1^R = 2\Gamma - \Gamma_1^L$ ，

$$F = [4\Gamma^2 + 2\Gamma\Gamma_1^L - (\Gamma_1^L)^2][4\Gamma^2 - 6\Gamma\Gamma_1^L + 3(\Gamma_1^L)^2]/[4\Gamma^2 - 2\Gamma\Gamma_1^L + (\Gamma_1^L)^2]^2 \quad (5-10)$$

容易看出 F 总是小于 1，当 $\Gamma_1^L \rightarrow 0$ 或 2Γ 时趋于 1。所以当 $\theta = \pi$ 时，即使 $t/\delta\varepsilon$ 超过了临界值，也不能在对称系统中得到超泊松散粒噪声。

在图 5-4a 中也可以看到对于固定的 θ ，当 $\theta + \phi \approx 2\pi$ 时 Fano 因子达到其最大值。我们已经知道当磁通分布均匀的时候，在 $\phi = 2\pi$ （或 $\phi = 0$ ）时 Fano 因子达到最大，这可以视作 $\theta = 0$ 的特殊情况。在图 5-4c 中可以更清楚地看到，在直线 $\theta + \phi = 2\pi$ 附近，Fano 因子总是比 $\theta = 0$ 时的大。所以当磁通分布是不均匀的，散粒噪声可以被进一步增强，并且我们期望即使 $t/\delta\varepsilon$ 尚未达到临界值，仍可以通过施加不均匀分布的磁通来得到超泊松散粒噪声。为了证实这一点，我们在

图 5-4b 中给出了 Fano 因子随 ϕ 的变化, 除了取 $t/\delta\varepsilon = 0.35$ 以外, 其他参数与图 5-4a 中相同。由于在区域 2 中 $t/\delta\varepsilon$ 的临界值为 0.354, 所以如果磁通分布是均匀的, 散粒噪声将总是亚泊松的。但是, 如果磁通分布不均匀, 当 $\theta + \phi \approx 2\pi$ 和 $|\phi - \theta| > \pi$ 时, 超泊松散粒噪声在这个区域会重新出现, 这从图中可以看到。如果 $\theta = 0$, 当 $\phi = 0$ (或 $\phi = 2\pi$) 时 Fano 因子达到最大。此时 $\Gamma_1^L = \Gamma_1^R = \Gamma(1 - \sin 2\beta) < \Gamma_2^L = \Gamma_2^R = \Gamma(1 + \sin 2\beta)$, 弱耦合的反键态增强了通过成键态的隧穿事件的聚集。当 $\theta \neq 0$ 且 $\theta + \phi = 2\pi$ 时, 有 $\Gamma_1^L = \Gamma(1 + \sin 2\beta \cos \theta)$, $\Gamma_1^R = \Gamma(1 + \sin 2\beta)$, $\Gamma_2^L = \Gamma(1 - \sin 2\beta \cos \theta)$, $\Gamma_2^R = \Gamma(1 - \sin 2\beta)$ 。由于在区域 2 中输运性质不受成键态与反键态互换的影响, 这个系统的输运性质与具有耦合强度 $\Gamma_1^L = \Gamma(1 - \sin 2\beta \cos \theta)$, $\Gamma_1^R = \Gamma(1 - \sin 2\beta)$, $\Gamma_2^L = \Gamma(1 + \sin 2\beta \cos \theta)$, $\Gamma_2^R = \Gamma(1 + \sin 2\beta)$ 的系统相同。与 $\theta = 0$ 的情况相比, Γ_1^R 和 Γ_2^R 没有变。当 θ 从 0 增加到 π , Γ_1^L 增加而 Γ_2^L 减少, 使电子停留在反键态中的概率增加。因此, 进一步增强了通过成键态的隧穿事件的聚集。当 θ 较小时, Fano 因子也被增加, 但当 θ 较大时, Fano 因子开始减少, 因为此时 Γ_2^L 较小, 使得通过成键态的电流比 θ 较小时要小得多。特别的, 当 $\theta = \pi$ 时, 散粒噪声是亚泊松的, 这种情况前面已经讨论过了。所以对于固定的 $t/\delta\varepsilon$, F 会在 $\theta + \phi \approx 2\pi$ 和 θ 等于 $(0, \pi)$ [或 $(\pi, 2\pi)$] 区域内某个值时达到最大。这可以从图 5-4d 中清楚地看出, 图中取 $t/\delta\varepsilon = 0.35$, 其它参数与图 5-4c 中相同。最大值出现在 $\theta + \phi \approx 2\pi$ 和 $|\phi - \theta| > \pi$ 时。运用公式 (5-8) 可以得到 Fano 因子的解析表达式。将耦合强度的表达式代入这个公式, 得到

$$\begin{aligned}
 F = & [5 + \sin^2 2\beta \cos \frac{\phi + \theta}{2} (\cos \frac{\phi + \theta}{2} + 2 \cos \frac{\phi - \theta}{2})] \\
 & \times [1 + \sin^2 2\beta \cos \frac{\phi + \theta}{2} (\cos \frac{\phi + \theta}{2} - 2 \cos \frac{\phi - \theta}{2})] \\
 & \div [3 - \sin^2 2\beta \cos \frac{\phi + \theta}{2} (\cos \frac{\phi + \theta}{2} + 2 \cos \frac{\phi - \theta}{2})]^2 \quad (5-11)
 \end{aligned}$$

那么可以求出对固定的 $t/\delta\varepsilon$, 当 $\phi + \theta = 2\pi$ (或者 $\Phi_R = \Phi_0/2$) 且 $|\phi - \theta| = 2 \cos^{-1}[(1 - \sin^4 2\beta - 8 \sin^2 2\beta)/(10 \sin^2 2\beta - 2 \sin^4 2\beta)]$ 时, F 达到其最大值 $F_{\max} = (16 - 8 \cos^2 2\beta + \cos^4 2\beta)/(16 \cos^2 2\beta)$, 这与之前的分析一致。对 $t/\delta\varepsilon = 0.35$, 当 $\phi \approx 1.691\pi$ 和 $\theta \approx 0.309\pi$ (或 $\phi \approx 0.309\pi$ 与 $\theta \approx 1.691\pi$) 时 $F_{\max} \approx 1.032$ 。由此通过假设 $F_{\max} = 1$, 可以得到更低的临界值 $t/\delta\varepsilon \approx 0.338$ 。所以

我们再次看到不均匀的磁通分布使得超泊松散粒噪声的产生更加容易。在区域3中的散粒噪声具有相似的行为，这里不再讨论。

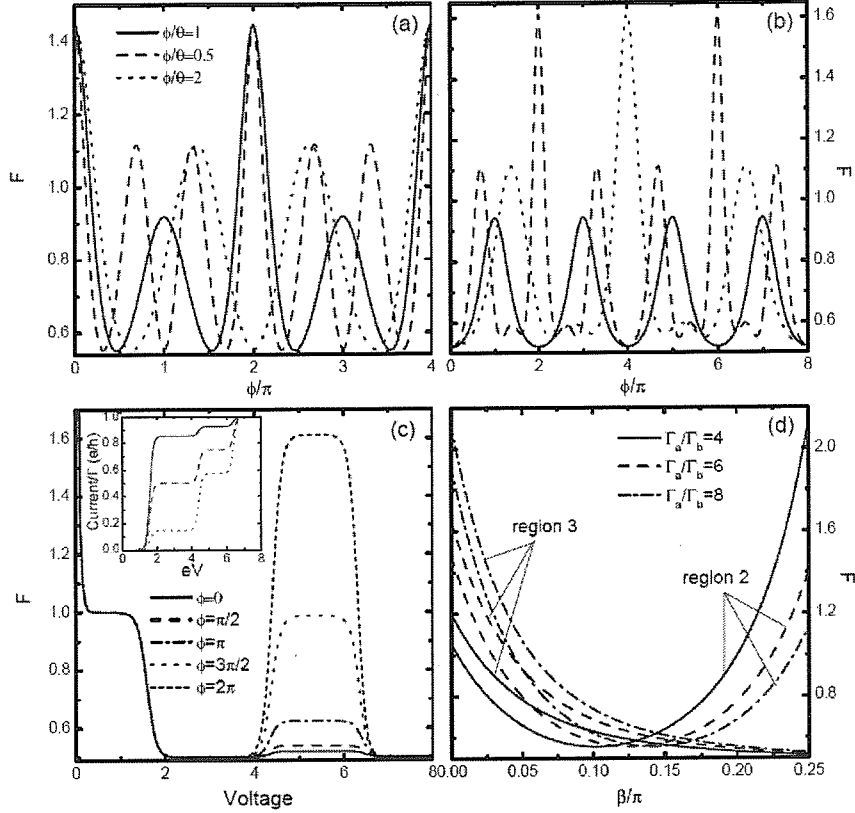


图5-5 (a)区域2和(b)区域3中,在不同的 ϕ/θ 下Fano因子随磁通的变化。 $t/\delta\varepsilon=0.5$ 。(c)给出当 $U < \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ 时Fano因子随偏压的变化。 $\varepsilon_a=1$, $\varepsilon_b=2$, $t=0.5$, $U=1$ 。插图给出了对应的电流的情况,实线,短线,点线分别对应于 $\phi=0$, π , 2π 。(d)在不对称系统中Fano因子随 β 的变化。

之前的一些关注类似结构的研究工作指出电导是以 ϕ 为变量 4π 为周期的函数^[121,122,178], 因为电导依赖于耦合强度, 而当 ϕ 变化 4π 时, 耦合强度回到其初值。这在 ϕ 和 θ 独立变化的时候成立。但是, 如果 $\phi/\theta=(n+1)/(n-1)$ (或者 $\Phi_R/\Phi_L=n$), 周期变为 $2(n+1)\pi$ ^[122,178]。Fano因子也是由耦合强度和输运区域决定的, 所以我们期望Fano因子具有类似的振荡。图5-5a和5-5b中分别给出了在区域2和3中Fano因子的振荡。从图5-5a中可以看到, 当 ϕ/θ 取不同的值时, 在一个周期内散粒噪声被增强到超泊松噪声的次数是不同的。这也可以从

图 5-4c 中看出。另外, 对 $\phi/\theta=1, 0.5, 2$, 周期应该为 $2\pi, 4\pi, 8\pi$, 而在图 5-5a 中, 周期却是 $2\pi, 2\pi, 4\pi$ 。原因在于在区域 2 中散粒噪声不受成键态与反键态的交换影响。对 $\phi/\theta=0.5$, 当 $\phi=2\pi$ 时, Γ_1^α 和 Γ_2^α 的值刚好互换, 所以 Fano 因子不变。而在区域 3 中没有这种对称性, 所以在图 5-5b 中观察到 Fano 因子的振荡周期为 $2\pi, 4\pi$, 和 8π 。

在之前的计算中总是假设 $U > \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, 所以在低偏压时双占被禁止。这里我们简单地检查 $U < \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ 的情况, 并只考虑磁通分布是均匀的情况。图 5-5c 给出了不同 ϕ 时 Fano 因子作为偏压的函数, 相应的电流的情况在插图中给出。此时在 $I-V$ 和 $F-V$ 曲线中只有在 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_2+U$ 处有三个台阶。随着 ϕ 增加, Γ_1 增加, 并伴随着 Γ_2 的减少, 而电流在两个区域都减少, 这与 $U > \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ 情况相似。这是因为对于 $\varepsilon_1 < \mu_L < \varepsilon_2$, 只有成键态对电流有贡献, 而对 $\varepsilon_2 < \mu_L < \varepsilon_2+U$, Γ_2 的减少增强了对通过反键态输运的阻塞。散粒噪声的行为与 $U > \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ 时很不相同。如果没有磁通, 则不能通过增强点间耦合强度来产生超泊松噪声, 因为此时 $\Gamma_2 > \Gamma_1$, 通过成键态的输运不能被反键态中的电子阻塞。当磁通增加, Γ_1 增加而 Γ_2 减少, 最终引起通过反键态的输运被阻塞。因此, 当 ϕ 接近 π , 在区域 $\varepsilon_2 < \mu_L < \varepsilon_2+U$ 中出现超泊松散粒噪声, 如图 5-5c。所以我们得到结论, 即使 $U < \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, 在对称系统中通过点间耦合与磁通的相互作用, 仍然可以产生超泊松噪声。

我们已经详细地研究了如何在对称系统中通过点间耦合 (或点间耦合与磁通的共同作用) 产生超泊松散粒噪声。最后我们简单地阐述点间耦合在不对称系统中的作用, 在这类系统中两个量子点与端口间的耦合强度不同。假设量子点 a 与端口耦合更强, 即 $\Gamma_a > \Gamma_b$ 。按照之前的讨论, 对于足够大的 Γ_a/Γ_b , 在区域 2 和 3 中散粒噪声可以被增强到超泊松噪声。如果考虑点间耦合, 散粒噪声似乎应该被抑制, 因为点间耦合使得量子点 b 中的电子可以隧穿到点 a 中, 然后再到端口, 所以减少了对输运的阻塞, 这在 Djuric 等人^[150]的工作中指出过, 在他们的工作中的自旋翻转散射与我们工作中的点间耦合作用相似。但是, 在他们的工作中自旋翻转散射强度必须非常小。之前说过, 当点间耦合强度较大时, 可以引起一些其它的效果, 例如能级分裂和耦合强度的重整化。所以有必要检查在非对称系统中点间耦合是否对散粒噪声有其它作用。在给出数值结果之前先进行一些分析。做相同的么正变换之后, 反键态和成键态的耦合强度是

$$\Gamma_1 = \Gamma_a \cos^2 \beta + \Gamma_b \sin^2 \beta - \sqrt{\Gamma_a \Gamma_b} \sin 2\beta$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_a \sin^2 \beta + \Gamma_b \cos^2 \beta + \sqrt{\Gamma_a \Gamma_b} \sin 2\beta$$

定义 $\sin \varphi = \sqrt{\Gamma_a} / \sqrt{\Gamma_a + \Gamma_b}$, $\cos \varphi = \sqrt{\Gamma_b} / \sqrt{\Gamma_a + \Gamma_b}$, 显然 $\pi/4 < \varphi < \pi/2$ 。那么 $\Gamma_{1,2}$ 可以表示为 $\Gamma_1 = (\Gamma_a + \Gamma_b) \sin^2(\varphi - \beta)$, $\Gamma_2 = (\Gamma_a + \Gamma_b) \cos^2(\varphi - \beta)$ 。由于 $0 < \beta < \pi/4$, $\Gamma_1 / \Gamma_2 = \tan^2(\varphi - \beta)$ 随 β 增加而减少, 所以在区域 3 中 Fano 因子总是被点间耦合抑制。在区域 2, 情况有所不同。随着 $t/\delta\epsilon$ 增加, Γ_1 / Γ_2 在 $\varphi - \beta = \pi/4$ 时减少到 1。这总是可以实现的, 因为 $\pi/4 < \varphi < \pi/2$, 对于足够大的 $t/\delta\epsilon$, β 可以接近 $\pi/4$ 。在这个过程中 Fano 因子一直在减少。进一步增加 $t/\delta\epsilon$, Γ_1 比 Γ_2 小, Fano 因子开始随着 $t/\delta\epsilon$ 增加。所以在区域 2 中 Fano 因子非单调地依赖于 $t/\delta\epsilon$ 。在图 5-5d 中给出了在不同的非对称系统中 Fano 因子作为 β 的函数。和预期的一样, 在区域 3 中 Fano 因子随 β 增加而单调减少, 而在区域 2 中 Fano 因子先随 β 增加而减少, 之后再增加。对于足够大的 $t/\delta\epsilon$, Fano 因子甚至可以比其最初的值还大, 即 $\cos(\varphi - \pi/4) / \sin(\varphi - \pi/4) > \sin \varphi / \cos \varphi$ 。这在 $\varphi < 3\pi/8$ 或 $\Gamma_a / \Gamma_b < 5.828$ 时会发生。所以在不对称系统中, 在不同输运区域点间耦合对散粒噪声有不同的作用。

5.4 小结

我们研究了在对称双量子点系统中点间耦合和磁通对电流和散粒噪声的作用。点间耦合引起了量子点和端口耦合强度的重整化, 因此在某些偏压范围内会产生超泊松散粒噪声。由于耦合强度与磁通有关, 磁通可以用来精确地调控散粒噪声的值和改变超泊松散粒噪声出现的偏压范围。如果磁通分布是不均匀的, 散粒噪声可以被降低或进一步增强, 使得实验制备更加容易。在不对称系统中, 点间耦合可以增强或抑制散粒噪声, 这与偏压范围有关^[203]。

第6章 四端口双量子点体系中的电流自旋极化度增强效应

6.1 引言

自旋电子学的中心问题之一是如何提高从铁磁金属到半导体微观结构的自旋极化电流的注入效率^[1]。由于铁磁金属与半导体之间电导的强烈不匹配,电子的自旋极化度大部分在接触表面就已经损失掉^[21],因此自旋注入效率很低^[20,179-181]。到目前为止,科学家们从理论上和实验上都提出了很多方法来尝试解决自旋注入效率低的问题。**Rashba**指出隧道结可以极大地增加自旋注入效率^[24],这个观点得到了之后的一些理论工作的支持^[182-185]。**Jiang**等人指出如果将一个**MgO**隧穿结置入铁磁体和半导体之间,自旋注入效率可以得到很大提升^[186]。另一种有效的方法是通过施加光场使得自旋极化的载流子在失配的异质结间隧穿。通过施加圆偏振光,可以使得自旋极化载流子在通过一系列晶体位错之后仍然可以保持其自旋状态^[36,37,187,188]。但是,迄今为止,通过电场来实现增加自旋注入效率的方法仍然很少。

在强关联电子系统中,电子自旋间的相互作用对电子的输运性质起到了重要的作用,可以决定系统的磁性质、热力学性质以及其他的基态特性。在弱耦合及强库仑排斥条件下,通过微扰分析(即 **Schrieffer-Wolf** 变换),可以得到 **Heisenberg** 类型的自旋交换相互作用 JS_1S_2 。对于电子在介观体系中的输运,这种自旋之间的关联可以极大地影响系统的电导以及电流间的关联^[189-196]。例如,在双量子点系统中可以实现双杂质 **Kondo** 问题,并且 **Kondo** 关联与杂质-自旋间的反铁磁关联相互作用导致了量子临界现象^[197]。对于自旋极化输运,在一个量子点中的自旋极化电子起到了等效磁场的作用,从而通过非直接的两量子点间的交换相互作用影响电子在另一个量子点中的输运^[198]。因此,我们预期交换相互作用可能可以导致量子点体系中的有效自旋极化注入。

在本章中我们提出了一种通过电子相互作用的内在机制来显著增强自旋极化电子在铁磁端口和半导体量子点之间注入效率的方法。该机制可以在由两个量子点与四个铁磁端口组成的系统中实现,其中每个量子点与两个铁磁端口耦合。实现提高注入效率的关键因素是两个量子点中的电子之间的交换相互作用。考虑两种系统构型,一种是所有的铁磁端口的磁化方向都互相平行,另一种是

有一个铁磁端的磁化方向与其余三个相反。研究发现，在第二种构型中，由于交换相互作用的影响，通过一个量子点的电流自旋极化度被极大增强，并伴随着通过另一个量子点的电流极化度的剧烈抑制。这个现象就像电流自旋极化度从一条通道转移到了另一条通道。

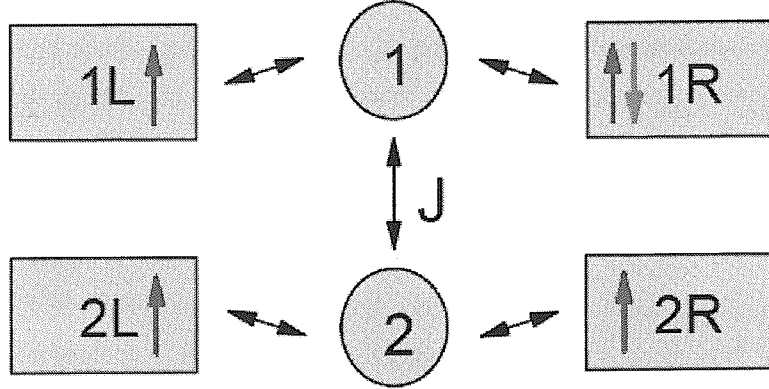


图6-1 两个量子点耦合四个铁磁金属端口的系统。两个量子点中的电子间有交换相互作用，三个铁磁端口的磁化方向平行，而端口1R的磁化方向与其余三个端口平行或反平行。

6.2 理论模型

图 6-1 为这个系统的结构示意图。该系统由两个量子点和四个铁磁端口组成，其中量子点 i ($i=1, 2$) 与铁磁端 iL 和 iR 耦合。铁磁端 $1L$, $2L$, 和 $2R$ 的磁化方向互相平行，而铁磁端 $1R$ 的磁化方向可以与其余 3 个端口的磁化方向平行或反平行。这个系统可以用哈密顿量

$$H = H_{lead} + H_{dot} + H_T \quad (6-1)$$

来描述。其中 H_{lead} 是铁磁端口的哈密顿量，可以写为

$$H_{lead} = \sum_{i\alpha k\sigma} \varepsilon_{i\alpha k\sigma} a_{i\alpha k\sigma}^\dagger a_{i\alpha k\sigma} \quad (6-2)$$

这里 $a_{i\alpha k\sigma}^\dagger$ ($a_{i\alpha k\sigma}$) 是波矢为 k 自旋为 σ 的电子在端口 $i\alpha$ 中的产生(湮灭)算符, $\alpha = L, R$ 。孤立的双量子点体系可以用^[192-194,198]

$$H_{dot} = \sum_{i\sigma} \varepsilon_i d_{i\sigma}^\dagger d_{i\sigma} + \sum_i U_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + JS_1 S_2 \quad (6-3)$$

来描述, $d_{i\sigma}^\dagger$ ($d_{i\sigma}$) 是自旋为 σ 的电子在量子点 i 中的产生(湮灭)算符, $n_{i\sigma} = d_{i\sigma}^\dagger d_{i\sigma}$ 是占据数算符, U_i 表示量子点 i 中的库仑排斥强度。公式 (6-3) 中最后一项代表了 Heisenberg 交换相互作用, J 是交换相互作用参数, S_i 是自旋算符, 可以写成 $S_i = \frac{\hbar}{2} \sum_{\sigma\sigma'} d_{i\sigma}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'} d_{i\sigma'}$ 。为了简化计算, 我们忽略了量子点间的直接耦合以及点间库仑排斥作用^[196-198]。量子点与端口之间的隧穿哈密顿量是

$$H_T = \sum_{iak\sigma} (V_{iak\sigma} a_{iak\sigma}^\dagger d_{i\sigma} + H.c.) \quad (6-4)$$

在接下来的计算中, 假设耦合系数 $V_{iak\sigma}$ 与波矢 k 无关, 并且量子点内的库仑排斥作用强度无限大, 即 $U_1, U_2 \rightarrow \infty$, 所以每个量子点不允许同时占据两个电子(双占)。在这样的前提下, 这个双量子点体系中的电子态可以用 9 个狄拉克波矢来描述: $|0\rangle_1|0\rangle_2$, $|\sigma\rangle_1|0\rangle_2$, $|0\rangle_1|\sigma\rangle_2$, 以及 $|\sigma\rangle_1|\sigma'\rangle_2$ 。第一个态表示两个量子点均为空占的状态, 第二个表示量子点 1 被一个自旋为 σ 的电子占据, 而量子点 2 没有电子占据的状态, 第三个表示量子点 2 被自旋为 σ 的电子占据而量子点 1 空占的状态, 最后一个表示自旋为 σ 的电子占据量子点 1 而自旋为 σ' 的电子占据量子点 2 的状态, 即双占。

考虑交换相互作用以后, 最方便的选择是用三重态和单态来描述双量子点体系, 这样量子点体系的哈密顿量就是对角化的。三重态的定义为 $|T_\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2$, $|T_\downarrow\rangle = |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2$, 以及 $|T_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$, 而单态定义为 $|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$ 。可以用 9 个赝玻色子算符来代表这些状态^[148]: $e^\dagger = |0\rangle_1|0\rangle_2$, $f_{1\sigma}^\dagger = |\sigma\rangle_1|0\rangle_2$, $f_{2\sigma}^\dagger = |0\rangle_1|\sigma\rangle_2$, $d_{T_\sigma}^\dagger = |T_\sigma\rangle$, $d_{T_0}^\dagger = |T_0\rangle$, 以及 $d_S^\dagger = |S\rangle$ 。利用这些算符可以重新写出

$$d_{i\sigma} = e^\dagger f_{i\sigma} + f_{i\sigma}^\dagger d_{T_\sigma} + \frac{1}{\sqrt{2}} f_{i\sigma}^\dagger [d_{T_0} + (-1)^i \bar{\sigma} d_S] \quad (6-5)$$

以及

$$H_{dot} = \sum_{i\sigma} \varepsilon_i f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + J/4) \sum_{\gamma=\uparrow,\downarrow,0} d_{T_\gamma}^\dagger d_{T_\gamma} + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3J/4) d_S^\dagger d_S \quad (6-6)$$

其中 $\bar{1}(\bar{2}) = 2(1)$, $\bar{\uparrow}(\bar{\downarrow}) = \downarrow(\uparrow)$ 。

为了描述电子的输运, 需要知道系统密度矩阵元随时间的演化, 采用运动方程方法, 可以求得

$$\begin{aligned}
 \dot{\hat{\rho}}_0 &= \sum_{i\alpha\sigma} \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} \{ [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i)] \rho_{i\sigma} - f_{i\alpha}(\varepsilon_i) \rho_0 \} \\
 \dot{\hat{\rho}}_{i\sigma} &= \sum_{\alpha} \{ \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} f_{i\alpha}(\varepsilon_i) \rho_0 - \{ \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i)] + \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\sigma} f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} + J/4) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\bar{\sigma}} [f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} + J/4) + f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} - 3J/4)] \} \rho_{i\sigma} + \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\sigma} [1 - f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} + J/4)] \rho_{T_{\sigma}} \\
 &\quad + \frac{1}{2} \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\bar{\sigma}} [1 - f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} + J/4)] \rho_{T_0} + \frac{1}{2} \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\bar{\sigma}} [1 - f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} - 3J/4)] \rho_S \\
 &\quad + (-1)^i \frac{\bar{\sigma}}{2} \Gamma_{\bar{i}\alpha}^{\bar{\sigma}} [1 - \frac{1}{2} f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} + J/4) - \frac{1}{2} f_{\bar{i}\alpha}(\varepsilon_{\bar{i}} - 3J/4)] (\rho_{S, T_0} + \rho_{T_0, S}) \} \\
 \dot{\hat{\rho}}_{T_{\sigma}} &= \sum_{i\alpha} \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} \{ f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) \rho_{T_{\sigma}} - [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4)] \rho_{T_{\sigma}} \} \\
 \dot{\hat{\rho}}_{T_0} &= \frac{1}{2} \sum_{i\alpha\sigma} \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} \{ f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) \rho_{T_{\sigma}} - [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4)] \rho_{T_0} \\
 &\quad + \frac{1}{4} (-1)^i \sigma [1 - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] (\rho_{S, T_0} + \rho_{T_0, S}) \} \\
 \dot{\hat{\rho}}_S &= \frac{1}{2} \sum_{i\alpha\sigma} \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} \{ f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4) \rho_{T_{\sigma}} - [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \rho_S \\
 &\quad + \frac{1}{4} (-1)^i \sigma [1 - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] (\rho_{S, T_0} + \rho_{T_0, S}) \} \\
 \dot{\hat{\rho}}_{T_0, S} &= \frac{1}{4} \sum_{i\alpha\sigma} (-1)^i \sigma \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} \{ [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4)] \rho_{T_0} + [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \rho_S \\
 &\quad - [f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) + f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \rho_{T_{\sigma}} \} \\
 &\quad + \{ iJ - \frac{1}{2} \sum_{i\alpha\sigma} \Gamma_{i\alpha}^{\sigma} [1 - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \} \rho_{T_0, S}
 \end{aligned} \tag{6-7}$$

这里各个密度矩阵元定义为 $\hat{\rho}_0 = e^{\dagger} e$, $\hat{\rho}_{i\sigma} = f_{i\sigma}^{\dagger} f_{i\sigma}$, $\hat{\rho}_{T_{\sigma}} = d_{T_{\sigma}}^{\dagger} d_{T_{\sigma}}$, $\hat{\rho}_S = d_S^{\dagger} d_S$, 以及 $\hat{\rho}_{S, T_0} = d_S^{\dagger} d_{T_0}$, 它们分别代表了两个量子点均为空占的概率, 自旋为 σ 的电子占据量子点 i 的概率, 两个电子形成三重态和单态的概率, 并且满足完备性关系 $\rho_0 + \sum_{\sigma} (\rho_{1\sigma} + \rho_{2\sigma} + \rho_{T_{\sigma}}) + \rho_{T_0} + \rho_S = 1$ 。 ρ_{S, T_0} 是由交换相互作用诱导的非对角密度

矩阵元, 从交换相互作用的表达式可以看出, 它可以引起单态 $|S\rangle$ 与三重态 $|T_0\rangle$ 之间的相互转换, 因此 ρ_{S,T_0} 为有限值。当交换相互作用强度 $J \rightarrow 0$ 时, 容易验证公式 (6-7) 退化为描述两个独立的量子点的主方程。 $f_{i\alpha}(\omega) = [1 + e^{(\omega - \mu_{i\alpha})/k_B T}]^{-1}$ 是端口 $i\alpha$ 的费米分布函数, $\Gamma_{i\alpha}^\sigma$ 是端口 $i\alpha$ 和量子点 i 之间的耦合强度, 其定义为 $\Gamma_{i\alpha}^\sigma = \sum_k 2\pi |V_{i\alpha k \sigma}|^2 \delta(\omega - \varepsilon_{i\alpha k \sigma})$ 。在稳恒状态时, 可以通过 (6-7) 式导出各密度矩阵元, 而自旋分量的电流可以表示为

$$\begin{aligned} I_{i\alpha}^\sigma = & \frac{e}{\hbar} \Gamma_{i\alpha}^\sigma \{ f_{i\alpha}(\varepsilon_i) \rho_0 - [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i)] \rho_{i\sigma} + f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) \rho_{\bar{i}\sigma} + \frac{1}{2} [f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) \\ & + f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \rho_{\bar{i}\bar{\sigma}} - [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4)] \rho_{T_\sigma} - \frac{1}{2} [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4)] \rho_{T_0} \\ & - \frac{1}{2} [1 - f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] \rho_S + (-1)^i \frac{\sigma}{2} [1 - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i + J/4) \\ & - \frac{1}{2} f_{i\alpha}(\varepsilon_i - 3J/4)] (\rho_{S,T_0} + \rho_{T_0,S}) \} \end{aligned} \quad (6-8)$$

因此得到密度矩阵元就可以求出通过系统的电流。

6.3 数值计算结果与讨论

我们选取 meV 作为能量的单位, 并取 $k_B T = 0.002$ 。假设所有铁磁端口的极化度均为 $P = 0.4$, 那么除了端口 $1R$, 其余端口与量子点之间的耦合强度可以写作 $\Gamma_{i\alpha}^\sigma = (1 + \sigma P) \Gamma$, 而对于端口 $1R$, 其与量子点的耦合强度为 $\Gamma_{1R}^\sigma = (1 \pm \sigma P) \Gamma$, “+” 代表端口 $1R$ 的磁化方向与其余 3 个端口平行的构型 (P 构型), 而 “-” 号代表端口 $1R$ 的磁化方向与其余 3 个端口反平行的构型 (AP 构型)。 Γ 和 J 分别取为 0.01 和 0.2^[194,198,199], 而电流用 $e\Gamma/\hbar$ 归一化。这里 $J/\Gamma \ll 1$, 从而保证量子主方程在每个偏压区域均适用。

6.3.1 单量子点两端口结构

在给出数值计算结果之前, 有必要先对单量子点系统中的输运性质做一个简单的分析, 这有利于理解双量子点系统中的输运性质。考虑一个量子点耦合到两个铁磁端口的系统, 由主方程方法很容易得到自旋分量电流为

$$I^\sigma = \frac{e}{h} \frac{\Gamma_L^\sigma \Gamma_R^\uparrow \Gamma_R^\downarrow}{\Gamma_L^\uparrow \Gamma_R^\downarrow + \Gamma_L^\downarrow \Gamma_R^\uparrow + \Gamma_R^\uparrow \Gamma_R^\downarrow} \quad (6-9)$$

电子占据数为

$$n_\sigma = \frac{\Gamma_L^\sigma \Gamma_R^\sigma}{\Gamma_L^\uparrow \Gamma_R^\downarrow + \Gamma_L^\downarrow \Gamma_R^\uparrow + \Gamma_R^\uparrow \Gamma_R^\downarrow} \quad (6-10)$$

因此, 电流自旋极化度为 $\eta = \frac{I^\uparrow - I^\downarrow}{I^\uparrow + I^\downarrow} = P_L = P$, 这个结果与系统处于平行或反平行构型无关。而占据数 n_σ 却与系统构型有关。对于平行构型, $n_\uparrow = n_\downarrow = 1/3$, 而对于反平行构型, $n_\uparrow = \frac{(1+P)^2}{3+P^2} > n_\downarrow = \frac{(1-P)^2}{3+P^2}$ 。这是因为在平行构型, 相对于自旋向下的电子, 自旋向上的电子更容易进入量子点 ($\Gamma_L^\uparrow > \Gamma_L^\downarrow$), 同样也更容易离开量子点 ($\Gamma_R^\uparrow > \Gamma_R^\downarrow$), 使得量子点中自旋向上和向下电子的占据数相同。而对于反平行构型, 与自旋向下电子相比, 自旋向上电子更容易进入量子点 ($\Gamma_L^\uparrow > \Gamma_L^\downarrow$), 但更难离开量子点 ($\Gamma_R^\uparrow < \Gamma_R^\downarrow$), 所以量子点中自旋向上电子占据数大于自旋向下电子占据数。

6.3.2 双量子点四端口结构

对单量子点系统中的输运性质有了直观的认识以后, 我们再来考虑本章重点研究的四端口双量子点体系。不考虑交换相互作用时, 对于 P 构型, $n_{1\sigma} = n_{2\sigma} = 1/3$; 对于 AP 构型, $n_{1\uparrow} > n_{1\downarrow}$, $n_{2\uparrow} = n_{2\downarrow}$ 。我们的目标是通过量子点 1 来增强通过量子点 2 的电流自旋极化度。由交换相互作用的表达式, 可以知道交换相互作用对两个量子点中自旋相关的电子占据数的依赖很敏感。由于在 P 构型中自旋向上与向下的电子占据数相等, 而在 AP 构型中两者有很大差别, 所以我们预期在 P 构型中交换相互作用对于电流极化度的影响很小, 而在 AP 构型中交换相互作用可以显著地影响系统输运性质。接下来我们分别讨论 P 构型和 AP 构型两种情况, 计算结果证实了我们的猜想。我们在量子点 1 两端施加一个足够大的偏压以保证量子点 1 的能级 ε_1 完全处于偏压窗口中。

(1) P 构型

图 6-2a 中给出了 I_2^σ 和 $n_{2\sigma}$ 随偏压的变化 (之后的叙述中用 I^σ 来代表 I_2^σ)。这里

$$n_{i\sigma} = \rho_{i\sigma} + \rho_{T_\sigma} + \frac{1}{2}(\rho_{T_0} + \rho_S) - \frac{1}{2}(-1)^i \sigma(\rho_{T_0,S} + \rho_{S,T_0}) \quad (6-11)$$

并且取 $\mu_{2L} = -\mu_{2R} = V/2$ ，即偏压对称地施加在端口 $2L$ 和 $2R$ 之间。可以看到 $I^\uparrow$ 和 $I^\downarrow$ 都随偏压增大而单调增加，电流-电压曲线上出现了三个台阶，分别对应于 μ_{2L} 达到 $\varepsilon_2 - 3J/4$ ， ε_2 ，以及 $\varepsilon_2 + J/4$ 。这三个台阶分别代表电子通过单态，能级 ε_2 ，以及三重态隧穿通过量子点 2 的输运过程。为了方便，把偏压区域 $\varepsilon_2 - 3J/4 < V/2 < \varepsilon_2$ ， $\varepsilon_2 < V/2 < \varepsilon_2 + J/4$ ，以及 $V/2 > \varepsilon_2 + J/4$ 分别称为区域 I，II，和 III。在每个偏压区域中 $I^\uparrow$ 始终大于 $I^\downarrow$ ，而在区域 I 中， $n_{2\downarrow} > n_{2\uparrow}$ ，这与单量子点的情况不同。在单量子点中始终有 $n_\downarrow = n_\uparrow$ ，电流极化度为 $\eta = P = 0.4$ 。由于在区域 I 中， $n_{2\downarrow} > n_{2\uparrow}$ ，因此与单量子点的情况相比，通过量子点 2 的电流极化度被抑制， $\eta_2 < 0.4$ ，并伴随着 η_1 的增加。当偏压升高到超过区域 I 时， η_1 和 η_2 都回到了单量子点情况中的值 0.4。所以在 P 构型中交换相互作用不能起到增加 η_2 的作用。后文中会简要地阐明其中的原因。

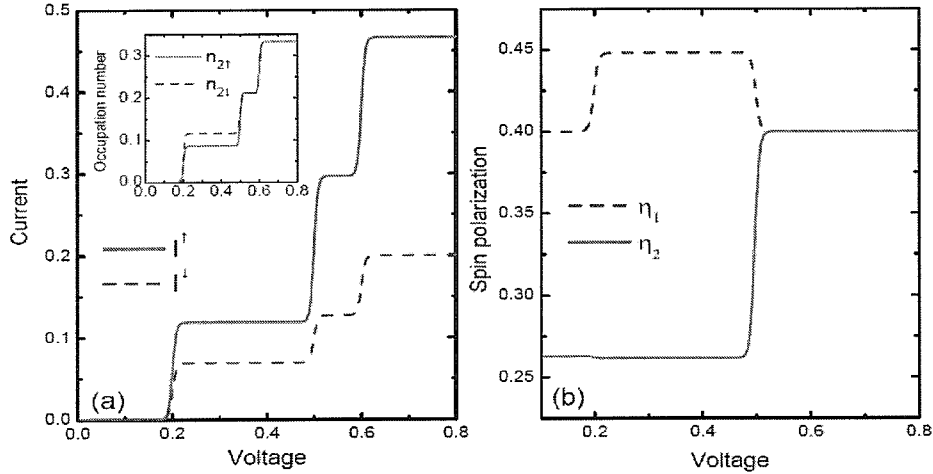


图6-2 量子点2中的(a)自旋分量电流和(b)电流自旋极化度在P构型中随偏压的变化。(a)中的插图给出量子点2中的电子占据数随偏压的变化。 $P = 0.4$ 。

(2) AP 构型

在本章接下来的部分我们将主要关注 AP 构型。在这种构型中，与单量子点情况相比，交换相互作用可以显著地增强 η_2 。图 6-3a 和图 6-3b 中给出了 I^σ 和 η_i 随偏压的变化。对于电流，与 P 构型中相似， $I^\uparrow$ 和 $I^\downarrow$ 均随偏压增大而增大，但

是，当偏压从区域 I 增加到区域 III 的过程中， $I^\uparrow$ 和 $I^\downarrow$ 之间的差距一直在增大，使得 η_2 的值在越高的偏压区域越大，如图 6-3b 所示。在区域 III， η_2 接近 0.7，这个值比单量子点中的值 0.4 要大很多。同时，在偏压从区域 I 上升到区域 III 的过程中， η_1 的值一直在降低，并且最终下降到低于 0.1。因此在 AP 构型中，通过一个量子点的电流自旋极化度可以被显著增强，同时伴随着通过另一个量子点的电流极化度的明显下降。这样的现象看起来就像是电流极化度从系统的一条通道“转移”到了另一条通道。

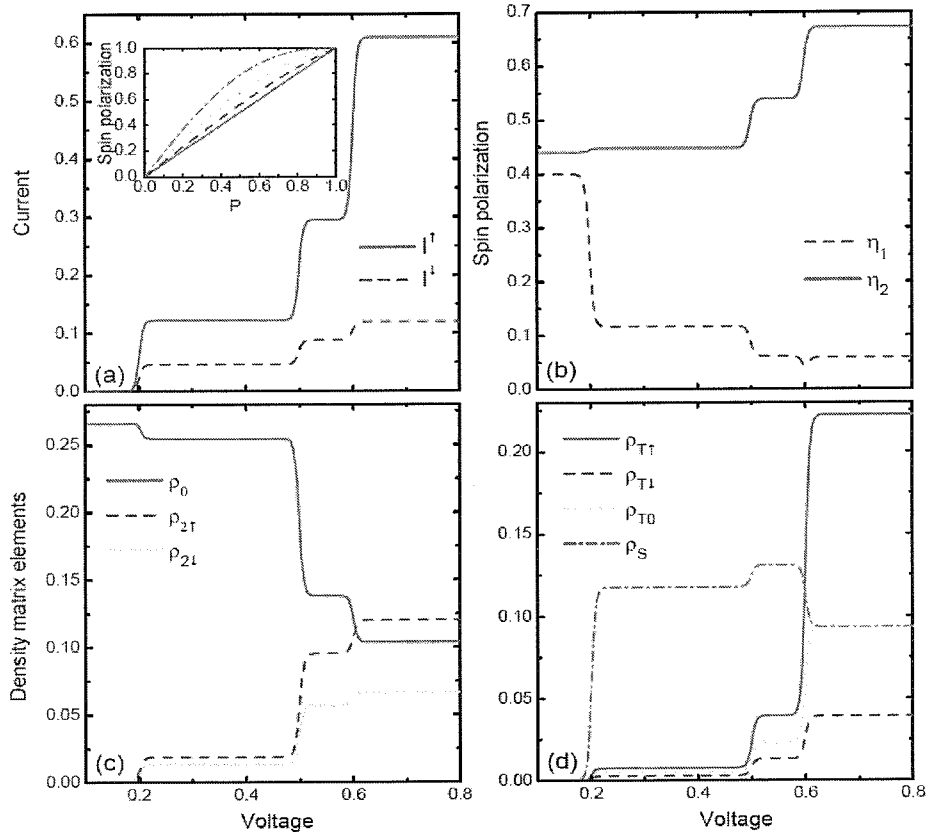


图6-3 AP构型中的输运性质。(a)自旋分量电流随偏压的变化。插图给出了不同情况下电流自旋极化度随 P 的变化。实线对应单量子点情况，短线，点线，点划线分别对应偏压在区域I，II，III中的情况。(b)电流自旋极化度随偏压的变化。(c)和(d)对应的密度矩阵元随偏压的变化。

下面我们详细地阐述产生这个效应的机制。在三个偏压区域中，电流具有相同的表达式：

$$I^\sigma = \frac{e}{h} \Gamma_{2R}^\sigma \left[\rho_{2\sigma} + \rho_{T_\sigma} + \frac{1}{2} \rho_{T_0} + \frac{1}{2} \rho_S + \frac{1}{2} \text{Re}(\rho_{T_0,S}) \right] \quad (6-12)$$

最后含 $\rho_{T_0,S}$ 的一项可以忽略掉，因为这一项比 (6-12) 式中的前面几项小两个数量级。(6-12) 式中第一项代表了电子经由能级 ε_2 隧穿通过量子点 2 的过程，而第二到第四项表示自旋为 σ 的电子经由三重态和单态隧穿通过量子点 2 的过程。因为在三重态 $|T_0\rangle$ 和单态 $|S\rangle$ 中自旋向上和向下的电子占据量子点 2 的概率相同，所以在第三项和第四项前都有一个 1/2 的因子。从图 6-3b 中可以看到，在区域 I 中， η_2 比 0.4 稍微大一些，这个结果可以这样理解。在区域 I，只有能级 $\varepsilon_2 - 3J/4$ 进入了偏压窗口，电子只能形成单态，因此 ρ_S 远大于其余密度矩阵元（见图 6-3c 和 6-3d）。所以电流主要由这一项贡献。如果先忽略掉含 $\rho_{2\sigma}$ 和 ρ_{T_σ} 的第一和第二项，可以得到 $I^\sigma = \frac{e}{2h} \Gamma_{2R}^\sigma (\rho_S + \rho_{T_0})$ ，从而 $\eta_2 = P = 0.4$ 。接下来再考虑含 $\rho_{2\sigma}$ 和 ρ_{T_σ} 的项对电流和 η_2 的修正。在区域 I，

$$\rho_{2\sigma} = \frac{\Gamma_{1R}^\sigma \rho_{T_\sigma} + \Gamma_{1R}^{\bar{\sigma}} (\rho_{T_0} + \rho_S)/2}{\Gamma_{1L}^\sigma + \Gamma_{1L}^{\bar{\sigma}} + \Gamma_{2L}^\sigma + \Gamma_{2R}^\sigma} \approx \frac{\Gamma_{1R}^{\bar{\sigma}} \rho_S/2}{\Gamma_{1L}^\sigma + \Gamma_{1L}^{\bar{\sigma}} + \Gamma_{2L}^\sigma + \Gamma_{2R}^\sigma} \quad (6-13)$$

为了方便，记 $(1 + \sigma P)\Gamma \equiv \Gamma^\sigma$ ，那么除了 $\Gamma_{1R}^\sigma = \Gamma^{\bar{\sigma}}$ ，对其余三端口有 $\Gamma_{ia}^\sigma = \Gamma^\sigma$ 。这样可以得到 $\rho_{2\uparrow} \approx \frac{\rho_S/2}{3 + \Gamma^\downarrow/\Gamma^\uparrow} > \rho_{2\downarrow} \approx \frac{\rho_S/2}{3 + \Gamma^\uparrow/\Gamma^\downarrow}$ ，因此考虑了 $\rho_{2\sigma}$ 的作用后， η_2 的值增加到大于 0.4。这一结果也可以用一个简单的物理图像来理解。在区域 I 中， ρ_S 远大于其他各个密度矩阵元，这表示大部分的时间里，在双量子点体系中的电子会形成单态。假设某时刻系统处于单态，如果在量子点 1 中的自旋为 $\bar{\sigma}$ 的电子隧穿到端口 1R 上，此时单态被破坏，并在量子点 2 中留下一个自旋为 σ 的电子。因此 $\rho_{2\sigma}$ 主要由这个过程贡献。由于在 AP 构型中 $\Gamma_{1R}^\downarrow > \Gamma_{1R}^\uparrow$ ，所以量子点 1 中自旋向下的电子更容易隧穿到端口 1R 上，并在量子点 2 中留下一个自旋向上的电子，由此可知 $\rho_{2\uparrow} > \rho_{2\downarrow}$ 。类似的可以得到

$$\rho_{T_\sigma} = \frac{\Gamma_{1L}^\sigma \rho_{2\sigma}}{\Gamma_{1R}^\sigma + \Gamma_{2L}^\sigma + \Gamma_{2R}^\sigma} = \frac{\rho_{2\sigma}}{2 + \Gamma^{\bar{\sigma}}/\Gamma^\sigma} \quad (6-14)$$

显然 $\rho_{T_\uparrow} > \rho_{T_\downarrow}$ ，因此 (6-12) 式中第二项同样起到增加 η_2 的效果。所以在区域 I， η_2 的值比 P 要大一些。用这个观点来解释 P 构型中的现象，可以知道，由于在 P 构型中有 $\Gamma_{1R}^\uparrow > \Gamma_{1R}^\downarrow$ ，所以在图 6-2b 中 η_2 被抑制到低于单量子点情况的值。

随着偏压增加到达区域 II 以后，在能级 ε_2 处的直接隧穿通道打开了。与区域 I 的情况相比，在区域 II，除了 ρ_0 ，其余各个密度矩阵元都增加了。在图 6-3c

和 6-3d 中可以看到，当偏压进入区域 II 后， $\rho_{2\uparrow}$ ($\rho_{T_\uparrow}$) 的增加大于 $\rho_{2\downarrow}$ ($\rho_{T_\downarrow}$) 的增加，导致 η_2 进一步增加。这可以按照与之前类似的方式理解。在区域 II，

$$\rho_{2\sigma} = \frac{\Gamma_{2L}^\sigma \rho_0 + \Gamma_{1R}^\sigma \rho_{T_\sigma} + \Gamma_{1R}^{\bar{\sigma}} (\rho_{T_0} + \rho_S)/2}{\Gamma_{1L}^\sigma + \Gamma_{1L}^{\bar{\sigma}} + \Gamma_{2R}^\sigma} \quad (6-15)$$

可以清楚地看到，在区域 II 中， $\rho_{2\sigma}$ 的增加主要是由分子上的 $\Gamma_{2L}^\sigma \rho_0$ 一项造成的，这一项在区域 I 中并不存在，因为当两个量子点均为空占时，端口 2L 中的电子不能进入量子点 2。按照同样的方法，可以把这一项写作 $\frac{\Gamma_{2L}^\sigma \rho_0}{\Gamma_{1L}^\sigma + \Gamma_{1L}^{\bar{\sigma}} + \Gamma_{2R}^\sigma} = \frac{\rho_0}{2 + \Gamma^{\bar{\sigma}}/\Gamma^\sigma}$ ，所以 $\rho_{2\uparrow}$ 增加的幅度比 $\rho_{2\downarrow}$ 大，而 η_2 的值与区域 I 相比进一步增加。

当偏压进入区域 III 后， $\rho_{2\sigma}$ 和 ρ_{T_σ} 进一步增加，并且 $\rho_{T_\uparrow}$ 增加的幅度远大于其余各个矩阵元。这是因为此时在 $\varepsilon_2 + J/4$ 处的三重态隧穿通道打开了，如果量子点 1 被自旋为 σ 的电子占据，端口 2L 中的自旋为 σ 的电子可以直接隧穿进入量子点 2 以形成三重态 T_σ 。由于端口 1R 和 1L 的磁化方向是反平行的，因此自旋向上的电子容易进入量子点而较难隧穿出量子点，导致在大部分时间中量子点 1 被自旋向上的电子占据。所以，端口 2L 中的自旋向上的电子更容易进入量子点 2 中并与量子点 1 中的电子形成三重态 $T_\uparrow$ ，使得 $\rho_{T_\uparrow} \gg \rho_{T_\downarrow}$ 。这也可以从公式

$$\rho_{T_\sigma} = \frac{\Gamma_{2L}^\sigma \rho_{1\sigma} + \Gamma_{1L}^\sigma \rho_{2\sigma}}{\Gamma_{1R}^\sigma + \Gamma_{2R}^\sigma} \quad (6-16)$$

中看出，其中分子中第一项即代表前面所说的过程，正是这一项导致 $\rho_{T_\uparrow}$ 在区域 III 中迅速增加，从而使得 η_2 在区域 III 进一步增加。

最后给出在各个偏压区域 η_2 的解析表达式。我们只关注 $J/\Gamma \gg 1$ 的情况。在区域 I 中，

$$\eta_2 = \frac{P(191 - 62P^2 + 15P^4)}{165 - 34P^2 + 13P^4} \quad (6-17)$$

在区域 II 中，

$$\eta_2 = \frac{P(120 - 31P^2 + 7P^4)}{84 + 5P^2 + 7P^4} \quad (6-18)$$

在区域 III 中，

$$\eta_2 = \frac{P(51 - 26P^2 + 12P^4 - P^6)}{27 + 6P^2 + 2P^4 + P^6} \quad (6-19)$$

将图 6-3 中所取的参数 $P = 0.4$ 代入上面三个表达式中, 可知在三个偏压区域 η_2 分别等于 0.454, 0.542, 以及 0.673, 这与图中数值计算的结果符合。当 $P \rightarrow 1$ 时, 在所有偏压区域都有 $\eta_2 \rightarrow 1$, 这显然也符合物理事实。由于实验中得到的注入效率都很低, 这种情况对应我们模型中的 $P \ll 1$ 的情况。此时在三个偏压区域中, η_2 分别约等于 $191P/165$, $10P/7$, 和 $17P/9$ 。所以如果把偏压固定在区域 III 中, 那么对于低效率注入的自旋电流, 其自旋极化度增加接近一倍。在图 6-3a 的插图中给出了在不同情况下 η_2 随 P 变化的情况, 可以很清楚地看到当 P 很小时, 由于交换相互作用, η_2 被极大地增强了。

6.4 小结

基于四铁磁端口双量子点体系, 我们提出了一种显著增强从铁磁金属到半导体量子点的自旋电流注入效率的方案, 发现在反平行的构型中, 通过某一个量子点的电流自旋极化度得到极大地增强, 同时通过另一个量子点的电流自旋极化度被显著抑制。产生这个效应的关键机制是两个量子点间的交换相互作用。该方案对于克服从铁磁金属到半导体的自旋注入效率低的困难指出了一条可能的途径^[204]。

第7章 总结

本文研究了几种介观量子点体系中的自旋相关输运性质及散粒噪声，主要讨论了外磁场和交换相互作用对体系的电流和散粒噪声性质的影响。取得的具有创新意义的结果概述如下：

1. 利用非平衡态格林函数方法研究了铁磁端/量子点/铁磁端体系中的自旋相关的散粒噪声。研究表明当系统处于反平行构型时，Fano 因子正比于极化强度 P 的平方。随着两铁磁端口相对磁化方向夹角的增加，Fano 因子可以增加或者减少，这取决于极化度 P 和系统不对称度 α 的数值。这种变化是因为散粒噪声是由其自旋分量叠加而成的。

2. 研究了量子点中的 Rashba 自旋轨道耦合效应和自旋翻转隧穿过程对铁磁体/量子点/铁磁体系统中的自旋相关的线性电导的影响。指出在单能级量子点情况中，线性电导谱可以在共振能级处有一个电导峰或电导谷(依赖于自旋翻转散射的性质)。Rashba 自旋轨道耦合效应可以改变电子各条隧穿路径的相位，从而可以调制电导。在两能级量子点系统中，由于存在 Rashba 自旋翻转跃迁，系统的拓扑结构不同于单能级情况。此时 Rashba 自旋轨道耦合效应可以调制电导峰的高度和宽度，并且在某些特定的系统中可以直接导致共振隧穿与反共振隧穿之间的转变。

3. 考察了外磁场对铁磁端/量子点/铁磁端系统中的二极管效应和自旋矩的影响。发现在平行磁化方向构型，如果施加平行或反平行的磁场，电流二极管的工作偏压区域可以被移动或缩小，因而可以通过施加外磁场来调控铁磁二极管的工作区域。如果磁场足够强，当偏压超过自旋二极管的工作偏压区域时，系统中会出现自旋流整流效应。在强不对称系统中或在对称系统施加强横向磁场，自旋矩随相对磁化方向夹角的变化会变得比较复杂。

4. 以往在量子点中产生超泊松散粒噪声的研究工作均关注的是非对称量子点系统，本文中提出了一种通过外加磁场和量子点间耦合在对称双量子点系统中产生和调控超泊松散粒噪声的方案。由于点间耦合引起了量子点和端口耦合强度的重整化，使得耦合强度与磁通有关，所以可以通过磁通来精确地调控散粒噪声的数值和改变超泊松散粒噪声出现的偏压范围。如果磁通分布不均匀，

散粒噪声可以被降低或进一步增强,使得在实验中产生超泊松散粒噪声变得更加容易。

5. 针对从铁磁金属到半导体的自旋电流注入效率低的问题,我们提出了一种基于四铁磁端口双量子点体系的方案,在该系统中的自旋电流注入效率得以显著增强。产生该效应的关键机制是两个量子点间的交换相互作用。我们发现在铁磁金属磁化方向反平行的构型中,通过某一个量子点的电流自旋极化度可以被显著增强,同时伴随着通过另一个量子点的电流自旋极化度被抑制。该方案对于克服从铁磁金属到半导体的自旋注入效率低的困难指出了一种可能的途径。

参考文献

- [1] Zutic I, Fabian J, Sarma S D. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, 76:323-410.
- [2] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnar S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 2001, 294:1488-1495.
- [3] Das Sarma S, Fabian J, Hu X D. Spin electronics and spin computation. *Solid State Commun.*, 2001, 119:207-215.
- [4] Tedrow P M, Meservey R. Spin polarization of electrons tunneling from films of Fe, Co, Ni, and Gd. *Phys. Rev. B*, 1973, 7:318-326.
- [5] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Eitenne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61:2472-2475.
- [6] Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 1989, 39: 4828-4830.
- [7] Hartman U. Magnetic multilayers and giant magnetoresistance. Berlin: Springer, 2000.
- [8] Hirota E, Sakakima H, Inomata K. Giant magneto-resistance devices. Berlin: Springer, 2002.
- [9] Nakamura S, Senoh M, Nagahama S. InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1996, 35:L74-L76.
- [10] Parkin S S P, Bhadra R, Roche K P. Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66:2152-2155.
- [11] Miyazaki T, Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1995, 139:L231-L234.
- [12] Datta S, Das B. Electronic analog of the electrooptic modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56:665-667.
- [13] Barnes C H W, Shilton J M, Robinson A M. Quantum computation using electrons trapped by surface acoustic waves. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:8410-8419.
- [14] Divincenzo D P. Quantum computation and spin physics. *J. Appl. Phys.*, 1997, 81:4602-4607.
- [15] Awschalom D D, Kikkawa J M. Electron spin and optical coherence in semiconductors. *Physics Today*, 1999, 52:33-38.

-
- [16] Das Sarma S, Fabian J, Hu X, Zutic I. Theoretical perspectives on spintronics and spin-polarized transport. *IEEE Trans. Magn.*, 2000, 36:2821-2826.
- [17] Cerletti V, Coish W A, Gywat O, Loss D. Recipes for spin-based quantum computing. *Nanotechnology*, 2005, 16:R27-R49.
- [18] Dietl T, Ohno H, Matsukura F, Cibert J, Ferrand D. Zener model description of ferromagnetism in Zinc-blende magnetic semiconductors. *Science*, 2000, 287:1019-1022.
- [19] Lee W Y, Gardelis S, Choi B C, Xu Y B, Smith C G, Barnes C H W, Ritchie D A, Linfield E H, Bland J A C. Magnetization reversal and magnetoresistance in a lateral spin-injection device. *J. Appl. Phys.*, 1999, 85:6682-6685.
- [20] Hammar P R, Bennett B R, Yang M J, Johnson M. Observation of spin injection at a ferromagnet semiconductor interface. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83:203-206.
- [21] Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, Filip A T, van Wees A T. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:R4790-R4793.
- [22] Johnson M. Spin injection and detection in a ferromagnetic metal/2DEG structure. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2001, 10:472-477.
- [23] Alvarado S F, Renaud P. Observation of spin-polarized electron tunneling from a ferromagnet into GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68:1387-1390.
- [24] Rashba E I. Theory of electrical spin injection: tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:R16267-R16270.
- [25] Upadhyay S K, Louie R N, Buhrman R A. Spin filtering by ultrathin ferromagnetic films. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 74:3881-3883.
- [26] Jansen R, van't Erve O M J, Kim S D, Vlutters R, Anil Kumar P S, Lodder J C. The spin-valve transistor: Fabrication, characterization, and physics. *J. Appl. Phys.*, 2001, 89:7431-7436.
- [27] Hägele D, Oestreich M, Rühle W W. Spin transport in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, 73:1580-1582.
- [28] Sogawa T, Ando H, Ando S. Spin-transport dynamics of optically spin-polarized electrons in GaAs quantum wires. *Phys. Rev. B*, 2000, 61:5535-5539.
- [29] Meier F, Zakharchenya B P. Optical orientation. New York: North-Holland Press, 1984.
- [30] Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R, Tarucha S, Vandersypen L M K. Spins in few-electron quantum dots. *Rev. Mod. Phys.*, 2007, 79:1217-1265.
- [31] Oestreich M, Brender M, Hubner J, Rühle D H W W, Klar T H P J, Heimbrodt W, Lampalzer M, Voltz K, Stolz W. Spin injection, spin transport and spin coherence. *Semicond. Sci. Technol.*, 2002, 17: 285-297.

- [32] Gupta J A, Awschalom D D, Peng X, Alivisatos A P. Spin coherence in semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B*, 1999, 59:R10421-R10424.
- [33] Yang C L, He H T, Ding L, Cui L J, Zeng Y P, Wang J N, Ge W K. Spectral dependence of spin photocurrent and current-induced spin polarization in an InGaAs/InAlAs two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:186605.
- [34] Ganichev S D, Belkov V V, Tarasenko S A, et al. Zero-bias spin separation. *Nature Physics*, 2006, 2:609-613.
- [35] Young R J, Dewhurst S J, Stevenson R M, Atkinson P, Bennett A J, Ward M B, Cooper K, Ritchie D A, Shields A J. Single electron-spin memory with a semiconductor quantum dot. *New J. Phys.*, 2007, 9: 365-371.
- [36] Fiederling R, Kleim M, Reuscher G, Ossau W, Schmidt G, Waag A, Molenkamp L W. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode. *Nature (London)*, 1999, 402:787-790.
- [37] Ohno Y, Young D K, Beschoten B, Matsukura F, Ohno H, Awschalom D D. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure. *Nature (London)*, 1999, 402:790-792.
- [38] 杜磊, 庄奕琪. 纳米电子学. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [39] 蒋建飞. 单电子学. 北京: 科学出版社, 2007.
- [40] Borovitskaya E, Shur M S. Quantum dots. New Jersey:World Scientific, 2002.
- [41] Moison J M, Houzay F, Barthe F, Leprince L, Andre E, Vatel O. Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, 64:196-198.
- [42] 赵凤瑗, 张春玲, 王占国. 半导体量子点及其应用(I). *物理*, 2004, 33:18-25.
- [43] Li Y F, Wang J Z, Ye X L, Xu B, Liu F Q, Ding D, Zhang J F, Wang Z G. InAs self-assembled quantum dots grown on an InP (311)B substrate by molecular beam epitaxy. *J. Appl. Phys.*, 2001, 89:4186-4188.
- [44] Konkar A, Madhukar A, Chen P. Stress-engineered spatially selective self-assembly of strained InAs quantum dots on nonplanar patterned GaAs(001) substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, 72:220-222.
- [45] Jin G, Liu J L, Thomas S G, Luo Y H, Wang K L. Controlled arrangement of self-organized Ge islands on patterned Si (001) substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 75:2752-2754.
- [46] Mei X, Kim D, Ruda H E. Molecular-beam epitaxial growth of GaAs and InGaAs/GaAs nanodot arrays using anodic Al₂O₃ nanohole array template masks. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81:361-363.

- [47] Liang J Y, Chik H, Yin A J, Xu J. Two-dimensional lateral superlattices of nanostructures: Nonlithographic formation by anodic membrane template. *J. Appl. Phys.*, 2002, 91:2544-2546.
- [48] Park J, McEuen P L. Formation of a p-type quantum dot at the end of an n-type carbon nanotube. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79:1363-1365.
- [49] Chen W, Wang Z G, Lin Z J, Qian J J, Lin L Y. New observation on the formation of PbS clusters in zeolite-Y. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, 68:1990-1992.
- [50] Tanaka S, Iwai S, Aoyagi Y. Self-assembling GaN quantum dots on $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ surfaces using a surfactant. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, 69:4096-4098.
- [51] Kouwenhoven L P, Austing D G, Tarucha S. Few-electron quantum dots. *Rep. Prog. Phys.*, 2001, 64:701-736.
- [52] Kastner M A. The single-electron transistor. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, 64:849-859.
- [53] Rashba E I. Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. *Sov. Phys. Solid State*, 1960, 2:1224-1238.
- [54] Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Phys. Rev.*, 1955, 100:580-586.
- [55] Awschalom D, Loss D, Samarth N. Semiconductor spintronics and quantum computation. Berlin: Springer, 2002.
- [56] Kato Y, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D. Coherent spin manipulation without magnetic fields in strained semiconductors. *Nature (London)*, 2004, 427:50-53.
- [57] Kato Y, Myers R C, Driscoll D C, Gossard A C, Levy J, Awschalom D D. Gigahertz electron spin manipulation using voltage-controlled g-tensor modulation. *Science*, 2003, 299:1201-1204.
- [58] Nowack K C, Koppens F H L, Nazarov Y V, Vandersypen L M K. Coherent control of a single electron spin with electric fields. *Science*, 2007, 318:1430-1433.
- [59] 李华钟. 介观物理的粒子自旋轨道耦合和量子几何相位. *物理学进展*, 1999, 19:386-408.
- [60] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T. Gate control of spin-orbit interaction in an inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructure. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78:1335-1338.
- [61] Matsuyama T, Kürsten R, Meißner C, Merkt U. Rashba spin splitting in inversion layers on p-type bulk InAs. *Phys. Rev. B*, 2000, 61:15588-15591.
- [62] Grundler D. Large Rashba splitting in InAs quantum wells due to electron wave function penetration into the barrier layers. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:6074-6077.
- [63] 曾谨言. 量子力学卷 II (第三版). 北京: 科学出版社, 2000.

-
- [64] Sun Q F, Wang J, Guo H. Quantum transport theory for nanostructures with Rashba spin-orbital interaction. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:165310.
- [65] Sun Q F, Xie X C. Bias-controllable intrinsic spin polarization in a quantum dot: Proposed scheme based on spin-orbit interaction. *Phys. Rev. B*, 2005, 73:235301.
- [66] Lopez R, Sanchez D, Serra L. From Coulomb blockade to the Kondo regime in a Rashba dot. *Phys. Rev. B*, 2005, 76:035307.
- [67] Sun Q F, Xie X C, Wang J. Persistent spin current in nanodevices and definition of the spin current. *Phys. Rev. B*, 2008, 77:035327.
- [68] Blanter Y M, Buttiker M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Phys. Rep.*, 2000, 336: 1-166.
- [69] Callen H B, Welton T W. Irreversibility and generalized noise. *Phys. Rev.*, 1951, 83:34-40.
- [70] Hershfield S. Resonant tunneling through an Anderson impurity. II. Noise in the Hartree approximation. *Phys. Rev. B*, 1992, 46:7061-7076.
- [71] Ding G H, Ng T K. Shot noise in out-of equilibrium resonant tunneling through an Anderson impurity. *Phys. Rev. B*, 1997, 56:R15521-R15524.
- [72] Jehl X, Sanquer M, Calemczuk R, Mailly D. Detection of doubled shot noise in short normal-metal/ superconductor junctions. *Nature (London)*, 2000, 405:50-53.
- [73] Kozhevnikov A A, Schoelkopf R J, Prober D E. Observation of photon-assisted noise in a diffusive normal metal-superconductor junction. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:3398-3401.
- [74] Picciotto R D, Reznikov M, Heiblum M, Umansky V, Bunin G, Mahalu D. Direct observation of a fractional charge. *Nature (London)*, 1997, 389:162-164.
- [75] Saminadayar L, Glattli D C, Jin Y, Etienne B. Observation of the $e/3$ fractionally charged Laughlin quasiparticle. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79:2526-2529.
- [76] Onac E, Balestro F, Beveren L H W V, Hartmann U, Nazarov Y V, Kouwenhoven L P. Using a quantum dot as a high-frequency shot noise detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 176601.
- [77] Chen Y Z, Webb R A. Positive current correlations associated with super-poissonian shot noise. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97:066604.
- [78] Onac E, Balestro F, Trauzettel B, Lodewijk C F J, Kouwenhoven L P. Shot-noise detection in a carbon nanotube quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:026803.
- [79] Schottky W. Regarding spontaneous current fluctuation in different electricity conductors. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 1918, 57:541-567.
- [80] Büttiker M. Scattering theory of thermal and excess noise in open conductors. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65:2901-2904.
- [81] Korotkov A N. Intrinsic noise of the single-electron transistor. *Phys. Rev. B*, 1994, 49:

- 10381-10392.
- [82] Chen L Y, Ting C S. Theoretical investigation of noise characteristics of double-barrier resonant-tunneling systems. *Phys. Rev. B*, 1991, 43:4534-4537.
- [83] Büttiker M. The quantum phase of flux correlations in waveguides. *Physica B: Condensed Matter*, 1991, 175:199-212.
- [84] Beenakker C W J, Büttiker M. Suppression of shot noise in metallic diffusive conductors. *Phys. Rev. B*, 1992, 46:1889-1892.
- [85] Nagaev K E. On the shot noise in dirty metal contacts. *Phys. Lett. A*, 1992, 169:103-107.
- [86] Lefloch F, Hoffmann C, Sanquer M, Quirion D. Doubled full shot noise in quantum coherent superconductor-semiconductor junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:067002.
- [87] Cuevas J C, Belzig W. Full counting statistics of multiple Andreev reflections. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91:187001.
- [88] Pilgram S, Samuelsson P. Noise and full counting statistics of incoherent multiple Andreev reflection. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:086806.
- [89] Sela E, Oreg Y, Oppen F V, Koch J. Fractional shot noise in the Kondo regime. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97:086601.
- [90] Djuric I, Dong B, Cui H L. Super-Poissonian shot noise in the resonant tunneling due to coupling with a localized level. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, 87:032105.
- [91] Hershfield S, Davies J H, Hyldgaard P, Stanton C J, Wilkins J W. Zero-frequency current noise for the double-tunnel-junction Coulomb blockade. *Phys. Rev. B*, 1993, 47:1967-1979.
- [92] Sauret O, Feinberg D. Spin-current shot noise as a probe of interactions in mesoscopic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92:106601.
- [93] Souza F M, Egues J C, Jauho A P. TMR effect in a FM-QD-FM system. *Braz. J. Phys.*, 2004, 34:565-567.
- [94] Lü R, Liu Z R. Time-dependent electron transport through molecular quantum dots in the presence of external irradiation. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2005, 17:5859-5867.
- [95] Zhu Z G, Su G, Zheng Q R, Jin B. Time-dependent spin-polarized transport through a resonant tunneling structure with multiterminals. *Phys. Rev. B*, 2004, 70:174403.
- [96] Braun M, König J, Martinek J. Frequency-dependent current noise through quantum-dot spin valves. *Phys. Rev. B*, 2006, 74:075328.
- [97] Nazarov Y V, Struben J J R. Universal excess noise in resonant tunneling via strongly localized states. *Phys. Rev. B*, 1996, 53:15466-15468.
- [98] Wang B G, Wang J, Guo H. Shot noise of spin current. *Phys. Rev. B*, 2004, 69:153301.
- [99] Yu H, Liang J Q. Spin current and shot noise in single-molecule quantum dots with a

- phonon mode. Phys. Rev. B, 2005, 72:075351.
- [100] Haug H, Jauho A P. Quantum kinetics in transport and optics of semiconductors. Berlin: Springer, 1996.
- [101] López R, Aguado R, Platero G. Shot noise in strongly correlated double quantum dots. Phys. Rev. B, 2004, 69:235305.
- [102] Thielmann A, Hettler M H, König J, Schön G. Shot noise in tunneling transport through molecules and quantum dots. Phys. Rev. B, 2003, 68:115105.
- [103] Chen L Y, Ting C S. Noise characteristics of sequential tunneling through double-barrier junctions. Phys. Rev. B, 1992, 46:4714-4717.
- [104] Nauen A, Hohls F, Maire N, Pierz K, Haug R J. Shot noise in tunneling through a single quantum dot. Phys. Rev. B, 2004, 70:033305.
- [105] Altshuler B L, Lee P A, Webb R A. Mesoscopic phenomena in solids. North-Holland: Elsevier, 1991.
- [106] Aharonov Y, Bohm D. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. Phys. Rev., 1959, 115:485-491.
- [107] Chambers R G. Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux. Phys. Rev. Lett., 1960, 5:3-5.
- [108] Yacoby A. Coherence and phase sensitive measurements in a quantum dot. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:4047-4050.
- [109] Schuster R, Buks E, Heiblum M, Mahalu D, Umansky V, Shtrikman H. Phase measurement in a quantum dot via a double slit interference experiment. Nature (London), 1997, 385:417-420.
- [110] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. Phys. Rev., 1961, 124:1866-1878.
- [111] Adair R, Bockelman C, Peterson R. Experimental corroboration of the theory of neutron resonance scattering. Phys. Rev., 1949, 76:308-308.
- [112] Fano U, Cooper J. Line profiles in the far-uv absorption spectra of the rare gases. Phys. Rev., 1965, 137:A1364-A1379.
- [113] Cerdeira F, Fjeldly T, Cardona M. Effect of free carriers on zone-Center vibrational modes in heavily doped p-type Si. II. optical modes. Phys. Rev. B, 1973, 8:4734-4745.
- [114] Faist J, Capasso F, Sirtori C, West K W, Pfeiffer L N. Controlling the sign of quantum interference by tunnelling from quantum wells. Nature (London), 1997, 390:589-591.

- [115] Gores J, Goldhaber-Gordon D, Heemeyer S, Kastner M A, Shtrikman H, Mahalu D, Meirav U. Fano resonances in electronic transport through a single-electron transistor. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:2188-2194.
- [116] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y. Tuning of the Fano effect through a quantum dot in an Aharonov-Bohm interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88:256806.
- [117] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y. Mesoscopic Fano effect in a quantum dot embedded in an Aharonov-Bohm ring. *Phys. Rev. B*, 2003, 68:235304.
- [118] Zhu Z G, Su G, Zheng Q R, Jin B. Effect of spin-flip scattering on electrical transport in magnetic tunnel junctions. *Phys. Lett. A*, 2002, 300:658-665.
- [119] Shahbazyan T V, Raikh M E. Two-channel resonant tunneling. *Phys. Rev. B*, 1994, 49:17123-17129.
- [120] Lu H Z, Lü R, Zhu B F. Tunable Fano effect in parallel-coupled double quantum dot system. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:235320.
- [121] Kang K, Cho S Y. Tunable molecular resonances of a double quantum dot Aharonov-Bohm interferometer. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2003, 16:117-124.
- [122] Bai Z M, Yang M F, Chen Y C. Effect of inhomogeneous magnetic flux on double-dot Aharonov-Bohm interferometer. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2004, 16:2053-2063.
- [123] He Z B, Xiong Y J. Electron transport through an Aharonov-Bohm ring with a side-coupled quantum dot. *Phys. Lett. A*, 2006, 349:276-280.
- [124] Feng J F, Jiang X F, Zhong J L, Jiang S S. Anti-resonances in electronic transport through a ferromagnetic lead with a side-coupled quantum dot. *Physica B: Condensed Matter*, 2005, 365:20-26.
- [125] Tolea M, Buřka B R. Tunnelling magnetoresistance of a T-shaped Fano dot. *Phys. Stat. Sol. B*, 2006, 243:251-254.
- [126] Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, 1975, 54:225-226; Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74:3273-3276.
- [127] Buřka B R. Current and power spectrum in a magnetic tunnel device with an atomic-size spacer. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:1186-1192.
- [128] Rudziński W, Barnaś J. Tunnel magnetoresistance in ferromagnetic junctions: Tunneling through a single discrete level. *Phys. Rev. B*, 2001, 64:085318.
- [129] Hettler M H, Wenzel W, Wegewijs M R, Schoeller H. Current collapse in tunneling transport through benzene. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:076805.
- [130] Weymann I, König J, Martinek J, Barnaś J, Schön G. Tunnel magnetoresistance of quantum

- dots coupled to ferromagnetic leads in the sequential and cotunneling regimes. *Phys. Rev. B*, 2005, 72:115334.
- [131] Averin D V, Nazarov Y V. Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65:2446-2449.
- [132] Wilczyński M, Świrkowicz R, Rudziński W, Barnaś J, Dugaev V. Quantum dots attached to ferromagnetic leads: possibility of new spintronic devices. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, 290:209-212.
- [133] Rudziński W, Barnaś J, Świrkowicz R, Wilczyński M. Spin effects in electron tunneling through a quantum dot coupled to noncollinearly polarized ferromagnetic leads. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:205307.
- [134] Barnaś J, Dugaev V, Krompiewski S, Martinek J, Rudziński W, Świrkowicz R, Weymann I, Wilczyński M. Spin related effects in magnetic mesoscopic systems. *Phys. Status Solidi B*, 2003, 236:246-252.
- [135] Souza F M, Egues J C, Jauho A P. Quantum dot as a spin-current diode: A master-equation approach. *Phys. Rev. B*, 2007, 75:165303.
- [136] Zhou C, Deshpande M R, Reed M A, Jones II L, Tour J M. Nanoscale metal self-assembled monolayer metal heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, 71:611-613.
- [137] Kornilovitch P E, Bratkovsky A M, Williams R S. Current rectification by molecules with asymmetric tunneling barriers. *Phys. Rev. B*, 2002, 66:165436.
- [138] Chang S C, Li Z Y, Lau C N, Larade B, Williams R S. Investigation of a model molecular-electronic rectifier with an evaporated Ti-metal top contact. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 83:3198-3200.
- [139] Dalglish H, Kirczenow G. Spin-current rectification in molecular wires. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:235436.
- [140] Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, 159:L1-L7.
- [141] Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 1996, 54:9353-9358.
- [142] Sun J Z. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, 202:157-162.
- [143] Tsoi M, Jansen A G M, Bass J, Chisng W C, Seck M, Tsoi V, Wyder P. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80:4281-4284.
- [144] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:3149-3152.
- [145] Heide C. Spin currents in magnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87:197201.

-
- [146] Zhang S, Levy P M, Fert A. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88:236601.
- [147] Li Z, Zhang S. Magnetization dynamics with a spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, 2003, 68:024404; Li Z, Zhang S. Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques. *Phys. Rev. B*, 2004, 70:024417.
- [148] Dong B, Cui H L, Lei X L. Quantum rate equations for electron transport through an interacting system in the sequential tunneling regime. *Phys. Rev. B*, 2004, 69:035324.
- [149] Pedersen J N, Lassen B, Wacker A, Hettler M H. Coherent transport through an interacting double quantum dot: Beyond sequential tunneling. *Phys. Rev. B*, 2007, 75:235314.
- [150] Djuric I, Dong B, Cui H L. Theoretical investigations for shot noise in correlated resonant tunneling through a quantum coupled system. *J. Appl. Phys.*, 2006, 99:063710.
- [151] Mu H F, Su G, Zheng Q R. Spin current and current-induced spin transfer torque in ferromagnet–quantum dot–ferromagnet coupled systems. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:054414.
- [152] Pedersen J N, Thomassen J Q, Flensberg K. Noncollinear magnetoconductance of a quantum dot. *Phys. Rev. B*, 2005, 72:045341.
- [153] Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y. Time-dependent transport in interacting and noninteracting resonant-tunneling systems. *Phys. Rev. B*, 1994, 50:5528-5544.
- [154] Barnaś J, Fert A, Gmitra M, Weymann I, Dugaev V K. Macroscopic description of spin transfer torque. *Mater. Sci. Eng. B*, 2006, 126:271-274.
- [155] Gmitra M, Barnaś J. Current-driven destabilization of both collinear configurations in asymmetric spin valves. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:207205.
- [156] Zhu Z G, Su G, Jin B, Zheng Q R. Spin-flip scattering effect on the current-induced spin torque in ferromagnet–insulator–ferromagnet tunnel junctions. *Phys. Lett. A*, 2003, 306:249-254.
- [157] Mu H F, Zheng Q R, Jin B, Su G. Current-induced spin transfer torque in ferromagnet-marginal Fermi liquid double tunnel junctions. *Phys. Lett. A*, 2005, 336:66-70.
- [158] Zhu Z G, Su G, Zheng Q R, Jin B. Time-dependent spintronic transport and current-induced spin transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 2003, 68:224413.
- [159] Waintal X, Myers E B, Brouwer P W, Ralph D C. Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:12317-12327.
- [160] Manschot J, Brataas A, Bauer G E W. Nonmonotonic angular magnetoresistance in asymmetric spin valves. *Phys. Rev. B*, 2004, 69:092407.
- [161] Iannaccone G, Lombardi G, Macucci M, Pellegrini B. Enhanced shot noise in resonant tunneling: theory and experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80:1054-1057.
- [162] Kuznetsov V V, Mendez E E, Bruno J D, Pham J T. Shot noise enhancement in

- resonant-tunneling structures in a magnetic field. *Phys. Rev. B*, 1998, 58:R10159-R10162.
- [163] Blanter Y M, Büttiker M. Transition from sub-Poissonian to super-Poissonian shot noise in resonant quantum wells. *Phys. Rev. B*, 1999, 59:10217-10226.
- [164] Song W, Mendez E E, Kuznetsov V, Nielsen B. Shot noise in negative-differential-conductance devices. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82:1568-1570.
- [165] Kießlich G, Wacker A, Schöll E. Shot noise of coupled semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2003, 68:125320.
- [166] Safonov S S, Savchenko A K, Bagrets D A, Jouravlev O N, Nazarov Y V, Linfield E H, Ritchie D A. Enhanced shot noise in resonant tunneling via interacting localized states. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91:136801.
- [167] Thielmann A, Hettler M H, König J, Schön G. Super-Poissonian noise, negative differential conductance, and relaxation effects in transport through molecules, quantum dots, and nanotubes. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:045341.
- [168] Belzig W. Full counting statistics of super-Poissonian shot noise in multilevel quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:161301.
- [169] Sánchez R, Platero G, Brandes T. Resonance fluorescence in transport through quantum dots: noise properties. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:146805.
- [170] Gattobigio M, Iannaccone G, Macucci M. Enhancement and suppression of shot noise in capacitively coupled metallic double dots. *Phys. Rev. B*, 2002, 65:115337.
- [171] Holleitner A W, Decker C R, Qin H, Eberl K, Blick R H. Coherent coupling of two quantum dots embedded in an Aharonov-Bohm interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87:256802.
- [172] Holleitner A W, Blick R H, Hüttel A K, Eberl K, Kotthaus J P. Probing and controlling the bonds of an artificial molecule. *Science*, 2002, 297:70-72.
- [173] Liu Y S, Chen H, Yang X F. Transport properties of an Aharonov-Bohm ring with strong interdot Coulomb interaction. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2007, 19:246201.
- [174] Guevara M L L D, Claro F, Orellana P A. Ghost Fano resonance in a double quantum dot molecule attached to leads. *Phys. Rev. B*, 2003, 67:195335.
- [175] Guevara M L L D, Orellana P A. Electronic transport through a parallel-coupled triple quantum dot molecule: Fano resonances and bound states in the continuum. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:205303.
- [176] Barthold P, Hohls F, Maire N, Pierz K, Haug R J. Enhanced shot noise in tunneling through a stack of coupled quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:246804.
- [177] Sánchez R, Kohler S, Hänggi P, Platero G. Electron bunching in stacks of coupled quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2008, 77:035409.
- [178] Jiang Z T, You J Q, Bian S B, Zheng H Z. Influence of transverse interdot coupling on

- transport properties of an Aharonov-Bohm structure composed by two dots and two reservoirs. *Phys. Rev. B*, 2002, 66:205306.
- [179] Monzon F G, Roukes M L. Spin injection and the local Hall effect in InAs quantum wells. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, 199:632-635.
- [180] Filip A T, Hoving B H, Jedema F J, Wees B J V, Dutta B, Borghs S. Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:9996-9999.
- [181] Zhu H J, Ramsteiner M, Kostial H, Wassermeier M, Schönherr H P, Ploog K H. Room-temperature spin injection from Fe into GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87:016601.
- [182] Fert A, Jaffrès H. Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Phys. Rev. B*, 2001, 64:184420.
- [183] Smith D L, Silver R N. Electrical spin injection into semiconductors. *Phys. Rev. B*, 2001, 64:045323.
- [184] Johnson M, Byers J. Charge and spin diffusion in mesoscopic metal wires and at ferromagnet/nonmagnet interfaces. *Phys. Rev. B*, 2003, 67:125112.
- [185] Takahashi S, Maekawa S. Spin injection and detection in magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 2003, 67:052409.
- [186] Jiang X, Wang R, Shelby R M, Macfarlane R M, Bank S R, Harris J S, Parkin S S P. Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO(100). *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:056601.
- [187] Hanbicki A T, Jonker B T, Itskos G, Kioseoglou G, Petrou A. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 80:1240-1242.
- [188] Ghali M, Kossut J, Janik E, Regiński K, Kłopotowski Ł. Optical injection of spin-polarized carriers across a strongly mismatched heterostructure. *Sol. Stat. Commun.*, 2001, 119:371-376.
- [189] Büsser C A, Anda E V, Lima A L, Davidovich M A, Chiappe G. Transport in coupled quantum dots: Kondo effect versus antiferromagnetic correlation. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:9907-9910.
- [190] Dong B, Lei X L. Nonequilibrium Kondo effect in a multilevel quantum dot near the singlet-triplet transition. *Phys. Rev. B*, 2002, 66:113310.
- [191] Kaul R K, Zaránd G, Chandrasekharan S, Ullmo D, Baranger H U. Spectroscopy of the Kondo problem in a box. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:176802.
- [192] Chung C H, Hofstetter W. Kondo effect in coupled quantum dots with RKKY interaction: Effects of finite temperature and magnetic field. *Phys. Rev. B*, 2007, 76: 045329.
- [193] Chung C H, Zarand G, Wölfle P. Two-stage Kondo effect in side-coupled quantum dots: Renormalized perturbative scaling theory and numerical renormalization group analysis.

- Phys. Rev. B, 2008, 77:035120.
- [194] Tolea M, Bulka B R. Theoretical study of electronic transport through a small quantum dot with a magnetic impurity. Phys. Rev. B, 2007, 75:125301.
- [195] Koerting V, Wölfle P, Paaske J. Transconductance of a double quantum dot system in the Kondo regime. Phys. Rev. Lett., 2007, 99:036807.
- [196] Fransson J. Detection of exchange interaction in STM measurements through Fano-like interference effects. Phys. Rev. B, 2007, 76:045416.
- [197] López R, Aguado R, Platero G. Nonequilibrium transport through double quantum dots: Kondo effect versus antiferromagnetic coupling. Phys. Rev. Lett., 2002, 89:136802.
- [198] Lu H Z, Shen S Q. Using spin bias to manipulate and measure spin in quantum dots. Phys. Rev. B, 2008, 77:235309.
- [199] Hatano T, Amaha S, Kubo T, Tokura Y, Nishi Y, Hirayama Y, Tarucha S. Manipulation of exchange coupling energy in a few-electron double quantum dot. Phys. Rev. B, 2008, 77:241301(R).
- [200] Qin L, Guo Y, Zhu J L. Spin-dependent shot noise in ferromagnet/quantum dot/ferromagnet tunneling system. Phys. Lett. A, 2007, 366:124-129.
- [201] Qin L, Guo Y. Spin-dependent conductance in FM/quantum-dot/FM tunneling system. Eur. Phys. J. B, 2007, 58:395-403.
- [202] Qin L, Guo Y. Current and spin torque in a ferromagnet-quantum dot-ferromagnet tunneling system: quantum rate equations. Eur. Phys. J. B, 2008, 63:211-218.
- [203] Qin L, Guo Y. Tunable shot noise in parallel-coupled double quantum dots' system. J. Phys.: Condens. Matter, 2008, 20:365206.
- [204] Qin L, Lü H F, Guo Y. Enhanced spin injection efficiency in a double quantum dot system with four ferromagnetic terminals. (Submitted).

致 谢

衷心感谢导师郭永教授对本人的精心指导。郭老师深厚的理论造诣、严谨的治学态度、谦逊的为师之道使我终身难忘。郭老师对我耐心指导，从不厌倦，他敏锐的洞察力和启发性的建议，将使我终生受益。

感谢同组的吕海峰、秦建华、许文、韩理、成瞳光等同学对我的帮助和有益的讨论。

感谢父母多年来对我的支持和关爱，他们的鼓励，是促使我不断努力上进的动力。感谢亲友们的关心和支持。

本课题承蒙国家自然科学基金资助，特此致谢。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____日 期：_____

个人简历与在学期间发表的学术论文

个人简历

1983 年 3 月 6 日出生于四川雅安市。

2001 年 9 月考入清华大学物理系物理学专业，2005 年 7 月本科毕业并获得理学学士学位。

2005 年 9 月免试进入清华大学物理系攻读物理学博士学位至今。

已发表的学术论文

- [1] Qin L, Guo Y, Zhu J L. Spin-dependent shot noise in ferromagnet/quantum dot/ferromagnet tunneling system. Phys. Lett. A, 2007, 366:124-129. (SCI 收录, 检索号:188EB, 影响因子 1.711.)
- [2] Qin L, Guo Y. Spin-dependent conductance in FM/quantum-dot/FM tunneling system. Eur. Phys. J. B, 2007, 58:395-403. (SCI 收录, 检索号:213HY, 影响因子 1.356.)
- [3] Qin L, Guo Y. Current and spin torque in a ferromagnet-quantum dot-ferromagnet tunneling system: quantum rate equations. Eur. Phys. J. B, 2008, 63:211-218. (SCI 收录, 检索号:315XX, 影响因子 1.356.)
- [4] Qin L, Guo Y. Tunable shot noise in parallel-coupled double quantum dots' system. J. Phys.: Condens. Matter, 2008, 20:365206. (SCI 收录, 检索号:340AP, 影响因子 1.886.)