

串型耦合双量子点处于自旋阻塞区时 磁输运性质的研究*

邹承役[†] 吴绍全 赵国平

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2012年6月18日收到; 2012年8月10日收到修改稿)

使用双杂质安德森模型的哈密顿量, 从理论上研究了串型耦合双量子点系统处于自旋阻塞区时的磁输运性质, 并用主方程近似方法求解了哈密顿量. 结果表明, 自旋轨道耦合作用导致的双量子点间的自旋反转隧穿能够解除系统的自旋阻塞. 同时也研究了超精细相互作用导致的在量子点内自旋反转和双量子点之间的自旋关联对系统的磁输运性质的影响, 取得了一些有价值的结果, 并对相关的物理问题进行了讨论.

关键词: 串型耦合双量子点, 自旋阻塞, 自旋反转隧穿, 磁输运性质

PACS: 72.15.Qm, 75.25.-b, 73.23.Ra

DOI: 10.7498/aps.62.017201

1 引言

近年来, 由于双量子点系统在纳米电子学、自旋电子学^[1-3]和量子计算等领域中的重要作用, 引起了众多研究者的关注^[4-8]. 大量的关于双量子点系统的实验研究和理论研究正在进行. 在众多的研究中, 双量子点系统表现出了诸多有趣的性质, 例如: 近藤效应、库仑阻塞、泡利自旋阻塞、负的微分电导以及超散粒噪声等^[8-13]. 而当双量子点系统处于铁磁性导体中间时所表现出来的自旋相关性质^[14-16], 无论是从实验方面还是从理论的角度进行探究, 都有十分重要的意义且具有挑战性. 这些与自旋有关的性质不仅在量子计算方面^[17-19], 而且在自旋量子器件开发中也有重要的意义.

本文从理论上研究了嵌入铁磁电极之间的串型耦合的双量子点系统处于自旋阻塞区时的磁输运现象. 双量子点通过隧穿耦合在一起, 每个量子点又和铁磁电极耦合, 图1给出了所研究的系统模型.

使用广义主方程近似方法, 我们得到了通过系

统的电流、微分电导和磁阻, 讨论了自旋轨道耦合作用导致的双量子点间的自旋反转隧穿, 超精细相互作用导致的在量子点内自旋反转和双量子点之间的自旋关联对系统的磁输运性质的影响, 结果表明, 自旋反转隧穿能够解除电流的自旋阻塞.

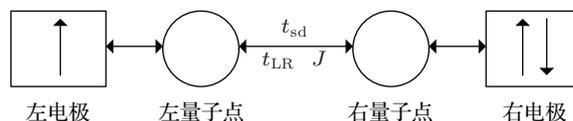


图1 耦合于铁磁电极之间串型耦合双量子点系统的模型

2 系统模型

本文所研究的系统可用双杂质安德森模型的哈密顿量描述, 其哈密顿量为

$$H = \sum_{ki\sigma} \epsilon_{ki\sigma} c_{ki\sigma}^{\dagger} c_{ki\sigma} + \sum_{ki\sigma} v_{ki\sigma} (c_{ki\sigma}^{\dagger} d_{ki} + \text{h.c.}) + H_{\text{DQD}}, \quad (1)$$

$$H_{\text{DQD}} = \sum_{i=L,R} \left(\sum_{\sigma} \epsilon_i d_{i\sigma}^{\dagger} d_{i\sigma} + U_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \right)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 10747007)、四川省应用基础研究基金(批准号: 2006J13-155)、四川省教育厅自然科学基金(批准号: 12ZA132)和四川高校科研创新团队建设计划(批准号: 12TD008)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: 421477395@qq.com

$$\begin{aligned}
 &+ U_{LR}(n_{L\uparrow} + n_{L\downarrow})(n_{R\uparrow} + n_{R\downarrow}) \\
 &+ \sum_{\sigma} (\hat{t}_{LR} d_{L\sigma}^{\dagger} d_{R\sigma} + \text{h.c.}) \\
 &+ J/2(d_{L\uparrow}^{\dagger} d_{L\downarrow} d_{R\downarrow}^{\dagger} d_{R\uparrow} + d_{L\downarrow}^{\dagger} d_{L\uparrow} d_{R\uparrow}^{\dagger} d_{R\downarrow}) \\
 &+ J/4(d_{L\uparrow}^{\dagger} d_{L\uparrow} - d_{L\downarrow}^{\dagger} d_{L\downarrow}) \times (d_{R\uparrow}^{\dagger} d_{R\uparrow} - d_{R\downarrow}^{\dagger} d_{R\downarrow}) \\
 &+ \sum_{i=L,R} r_i (d_{i\uparrow}^{\dagger} d_{i\downarrow} + \text{h.c.}) \\
 &- t_{sd} (d_{L\uparrow}^{\dagger} d_{R\downarrow} + d_{R\uparrow}^{\dagger} d_{L\downarrow} + \text{h.c.}),
 \end{aligned}$$

式中 $c_{ki\sigma}^{\dagger}$ ($c_{ki\sigma}$) 是左 ($i=L$) 铁磁电极或右 ($i=R$) 铁磁电极中能级为 $\varepsilon_{ki\sigma}$ 的电子的产生(湮没)算符, $d_{L\sigma/R\sigma}^{\dagger}$ ($d_{L\sigma/R\sigma}$) 是左/右量子点产生(湮没)一个自旋为 σ , 能量为 $\varepsilon_{i\sigma}$ 的电子的算符, $n_{L\sigma} = d_{L\sigma}^{\dagger} d_{L\sigma}$ ($n_{R\sigma} = d_{R\sigma}^{\dagger} d_{R\sigma}$) 是粒子数算符. $v_{ki\sigma}$ (\hat{t}_{LR}) 是量子点与铁磁电极(双量子点间)的耦合强度, U_i 是左 ($i=L$) 右量 ($i=R$) 子点内的库仑作用能, U_{LR} 是双量子点之间的库仑作用能, J 是双量子点之间电子自旋交换作用强度, t_{sd} 是自旋轨道耦合导致的双量子之间电子自旋反转隧穿耦合强度, r_i 为左 ($i=L$) 右 ($i=R$) 量子点中超精细相互作用导致的电子自旋反转强度. 与自旋取向有关的量子点能级与导线的耦合常数 $\Gamma_{i\sigma} = \pi \sum_{ki\sigma} v_{ki\sigma}^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{ki\sigma})$, 当左右两电极磁矩平行时, 有 $\Gamma_{L\uparrow} = \Gamma_{R\uparrow} = \Gamma_0(1+p)$, $\Gamma_{L\downarrow} = \Gamma_{R\downarrow} = \Gamma_0(1-p)$; 当两电极磁矩反平行时, 有 $\Gamma_{L\uparrow} = \Gamma_{R\downarrow} = \Gamma_0(1+p)$, $\Gamma_{L\downarrow} = \Gamma_{R\uparrow} = \Gamma_0(1-p)$. 这里自旋极化强度定义为: $p = (\Gamma_{\sigma}^{\alpha} - \Gamma_{\sigma}^{\beta}) / (\Gamma_{\sigma}^{\alpha} + \Gamma_{\sigma}^{\beta})$, ($0 \leq p \leq 1$).

表 1 特征状态与能量间的关系

本征态	能量
$ 10\rangle = x_1 1\rangle + y_1 2\rangle$	E_{10}
$ 20\rangle = x_2 1\rangle + y_2 2\rangle$	E_{20}
$ a0\rangle = a_1 a\rangle + b_1 b\rangle + c_1 sr\rangle + d_1 u\rangle + e_1 d\rangle$	E_{a0}
$ b0\rangle = a_2 a\rangle + b_2 b\rangle + c_2 sr\rangle + d_2 u\rangle + e_2 d\rangle$	E_{b0}
$ sr0\rangle = a_3 a\rangle + b_3 b\rangle + c_3 sr\rangle + d_3 u\rangle + e_3 d\rangle$	E_{sr0}
$ u0\rangle = a_4 a\rangle + b_4 b\rangle + c_4 sr\rangle + d_4 u\rangle + e_4 d\rangle$	E_{u0}
$ u0\rangle = a_4 a\rangle + b_4 b\rangle + c_4 sr\rangle + d_4 u\rangle + e_4 d\rangle$	E_{u0}
$ d0\rangle = a_5 a\rangle + b_5 b\rangle + c_5 sr\rangle + d_5 u\rangle + e_5 d\rangle$	E_{d0}

在主方程近似下, 为了描述处于自旋阻塞区时的串型耦合双量子点电流的性质, 选择如下 7 个量子态: $|1\rangle = |0, \uparrow\rangle$, $|2\rangle = |0, \downarrow\rangle$, $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$, $|sr\rangle = |0, \uparrow\downarrow\rangle$, $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$, 但这 7 个量子态不是 H_{DQD} 的本征态, 通过久期方程, 可以得到该哈密顿量的本征值和本征能量如表 1 所示.

选择 $\Gamma_0 \ll k_B T$, 对系统的输运起主要作用的是一级隧穿过程, 即序贯隧穿. 此时可以采用广义主方程的方法求解系统的哈密顿量, 其方程为

$$\dot{\rho}(t) = -\frac{i}{\hbar}(H_{DQD}, \rho(t)) + \mathbf{W}\rho(t), \quad (2)$$

此方程被称为刘维尔方程, 其中 \mathbf{W} 是一个矩阵, 与隧穿进程相关. 这里需要约化密度算子 $\rho_{x_1 x_2}$, 其表达式为 $\rho_{x_1 x_2} = \langle x_1 | \rho | x_2 \rangle$, 其中 x_1 和 x_2 是双量子点系统的本征态. 当 $x_1 = x_2 = x$ 时, 密度矩阵的对角元 $\rho_{x_1 x_2}$ 代表了双量子点系统处于 x 态的概率, 所表征的意思是在串型双量子点系统中可以探测到量子态 x 出现的可能性.

当 $x_1 = x_2 = x$ 时有,

$$\mathbf{W}|_{x_1=x_2} = \sum_{i=L,R,p,x'} \left(W_{i=L,R,x,x'}^p \rho_{x',x'} - W_{i=L,R,x',x}^p \rho_{xx} \right), \quad (3a)$$

当 $x_1 \neq x_2$ 时有,

$$\mathbf{W}|_{x_1 \neq x_2} = \sum_{i=L,R,p,x'} \frac{1}{2} \left(W_{i=L,R,x',x_1}^p + W_{i=L,R,x',x_2}^p \right) \rho_{x_1 x_2}, \quad (3b)$$

在上面两个方程中, $p = +, -$ 描述了在电子跃迁时电子的流向, $+$ 表示电子流向为流入量子点, $-$ 表示电子流向为流出量子点. 当态通过正交化处理, 矩阵 \mathbf{W} 只包含对角元,

$$P = +,$$

$$\begin{aligned} W_{i=L,R,x,x'}^+ &= \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \Gamma_{i=L,R\sigma} \langle x | d_{i=L,R\sigma}^+ | x' \rangle \\ &\times \langle x' | d_{i=L,R\sigma} | x \rangle f_{i=L,R}^+(E_m - E_{m'}), \end{aligned} \quad (4a)$$

$$P = -,$$

$$\begin{aligned} W_{i=L,R,x,x'}^- &= \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \Gamma_{i=L,R\sigma} \langle x | d_{i=L,R\sigma} | x' \rangle \\ &\times \langle x' | d_{i=L,R\sigma}^+ | x \rangle f_{i=L,R}^-(E_{m'} - E_m), \end{aligned} \quad (4b)$$

其中 $f_{i=L,R}^+(E) = f_{i=L,R}^+(E_m - E_{m'}) = 1 / (1 + e^{(E-u_i)/k_B T})$, $f_{i=L,R}^-(E) = 1 - f_{i=L,R}^+(E)$, u_i 为偏压, $u_L = v/2$, $u_R = -v/2$, v 为施加在串联量子点上的电压.

在稳定态的情况下, 系统各个占有态出现的概率是稳定的, 且遵从一般主方程

$$0 = -\frac{i}{\hbar} \langle \chi_1 | [H_{DQD}, \rho] | \chi_2 \rangle + \mathbf{W}|_{\chi_1, \chi_2} \rho, \quad (5)$$

通过使用归一化条件, 求解 7 个方程组成的线性齐次方程组, 可得到约化密度矩阵的各个矩阵元. 将约化密度矩阵元素代入 (6) 式便可得到通过电极的

电流.

$$I_{i=L,R} = e \sum_{xx'} \left[W_{i=L,R,xx'}^+ \rho_{xx'} - W_{i=L,R,xx'}^- \rho_{xx} \right]. \quad (6)$$

隧穿磁阻是与自旋有关的隧穿过程有关的结果, 依赖于系统的磁阻态. 其值定义为

$$TMR = (I_P - I_{AP})/I_{AP}, \quad (7)$$

其中 I_P 和 I_{AP} 分别表示系统磁组态平行和反平行时通过系统的电流. 在计算中, 相关参数取为 $K_B = 1$, $T = 0.02k$, $\Gamma_0 = 0.0025$, $p = 0.4$, 量子点内的能级^[20,21] 为 $\varepsilon_{L\uparrow} = 1.0$, $\varepsilon_{L\downarrow} = 0.4$, $\varepsilon_{R\uparrow} = 0.5$, $\varepsilon_{R\downarrow} = -0.1$, 点内库仑排斥作用为 $U_R = U_L = 1$, $U_{LR} = 0.5$, 且 $t_{LR} = 0.0026$, $t_{sd} = 0.0026$, 并且在讨论中所有的能量都将以 meV 作为能量单位.

3 计算结果及讨论

图 2 展示了自旋反转隧穿 t_{sd} 对电流、微分电导和磁阻的影响, 在图 2(a) 中可以看到, 系统 $V = 1.4$ meV 出现电流, 当 1.7 meV $< V < 2.8$ meV 时电流出现第一阶台阶; 当 2.8 meV $< V < 3.6$ meV 时电流出现第二阶台阶并且在 $V = 3$ meV 时电流出现一个峰值, 在 $V = 3.2$ meV 电流下降; 当 $V > 3.6$ meV 时电流为零. 从图 2(b) 中可以看到在电流下降的 3.2 meV 附近微分电导变为负值, 而在图 2(c) 中 $V > 1$ meV 可以观察到负磁阻, 负微分电导及负磁阻的出现对于一些量子器件的设计是非常有意义的. 为了解释清楚上面的现象, 先来了解一下没有自旋反转作用时串型双量子点的运输机制:

$$(0, \sigma) \rightarrow (\sigma', \sigma) \\ \rightarrow \begin{cases} (0, \uparrow\downarrow) \rightarrow (0, \sigma'') & \text{if } \sigma \neq \sigma' \\ (\sigma, \sigma) \text{(自旋阻塞)} & \text{if } \sigma = \sigma' \end{cases},$$

其中 (n, m) , $n(m)$ 代表的是左(右)量子点电子数量, $\sigma, \sigma', \sigma'' = \uparrow, \downarrow$. 双量子点间的隧穿使得具有相同总自旋的态相互转变. 由于态 $(0, \uparrow\downarrow)$ 的总自旋为 0, 而 $\sigma = \sigma'$ 的态的总自旋为 1, $(\sigma, \sigma) \rightarrow (0, \uparrow\downarrow)$ 这种过程是被禁止的. 由此可知, 系统所讨论的七个态中 $|1\rangle = |0, \uparrow\rangle$, $|2\rangle = |0, \downarrow\rangle$, $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 是阻塞态, 当系统处于 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 时系统便可通过电流.

上述相关物理现象可以从量子态的占据概率随偏压的变化得到解释. 从图 3 可以看到, 当 $V < 1.4$ meV 时, 系统由 $|10\rangle$ 态占据. 由于

$|10\rangle$ 态由 $|1\rangle = |0, \uparrow\rangle$, $|2\rangle = |0, \downarrow\rangle$ 两个单电子态耦合而成, 所以系统处于阻塞状态, 电流为零. 当 $V > 1.4$ meV, $|10\rangle$ 态的占据概率开始下降, 系统进入 $|a0\rangle$ 态, 通过计算得到其耦合系数为: $a_1 = 1.8778e^{-005}$, $b_1 = -1.8778e^{-0.05}$, $c_1 = 0.0043$, $d_1 = -9.3890e^{-005}$, $e_1 = 0.9999$ 即系统主要处于态 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$, 由上面的分析可知处于此态意味着系统处于阻塞状态. 然而对比图 2(a) 和图 3 可以看到, 在 1.7 meV $< V < 2.8$ meV 时, $|a0\rangle$ 态出现对应着一个台阶状电流的出现. 这是由于在自旋反转隧穿作用下, 导致左量子点的电子进入右量子点的时候, 会发生自旋反转, 即原为自旋朝上的将变为自旋朝下, 原为自旋朝下的将变为自旋朝上. 从而使得 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \rightarrow |sr\rangle = |0, \uparrow\downarrow\rangle$, 即系统处于 $|d\rangle$ 态时将现电流, 这就是电流第一阶台阶出现的原因. 所以可以推得在自旋反转隧穿作用下, $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 两态为系统的自旋阻塞态, 而系统处于 $|u\rangle$ 和 $|d\rangle$ 两态时将出现自旋阻塞解禁.

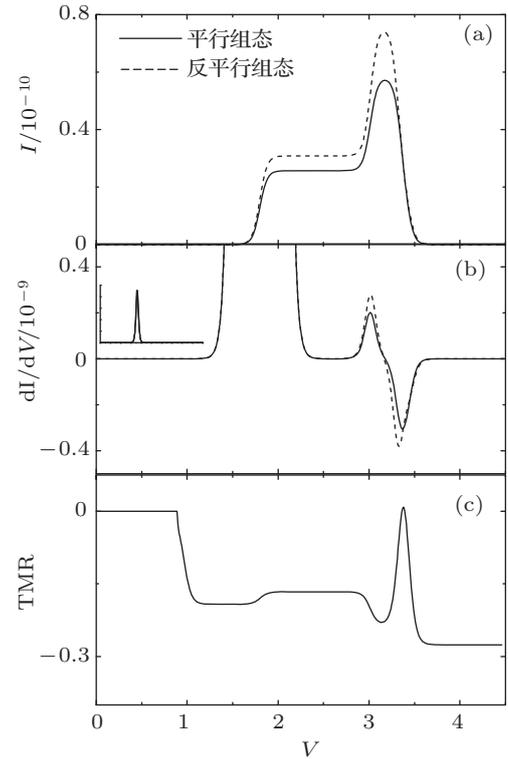


图 2 (a) 电流随偏压的变化; (b) 微分电导随偏压的变化; (c) 磁阻随偏压的变化 $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0$, $r_L = 0$, $r_R = 0$

由于耦合系 $a_3 = -0.7071$, $b_3 = -0.7071$, $c_3 = -3.4865e^{-014}$, $d_3 = -3.4865e^{-016}$, $e_3 = 1.5108e^{-016}$ 可知在耦合态 $|sr0\rangle$ 中起主要作用的是 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 两态; 同理耦合系数 $a_5 = -1.8778e^{-005}$, $b_5 = 1.8778e^{-005}$, $c_5 = 0.0043$,

$d_5 = 0.9999$, $e_5 = -9.3890e^{-005}$, 可知在态 $|d0\rangle$ 中起主要作用的是 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$. 当 $V \approx 3.1$ meV 时, $|a0\rangle$ 态的占居概率减小; $|d0\rangle$ 的占居概率增大, 而当 $V \approx 3.5$ meV 时占居概率又减小为零; $|sr0\rangle$ 的占居率一直增大最后趋近 1. $|a0\rangle$ 态占居率未能及时下降, 而 $|d0\rangle$ 态的占居概率迅速增加, 实质是 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 的共同作用导致在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.6 \text{ meV}$ 内电流第二阶台阶及 $V = 3 \text{ meV}$ 电流峰值的出现. $V > 3.6 \text{ meV}$ 时系统处于 $|sr0\rangle$ 态即 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 两态, 由前面的分析可知这是系统的两个阻塞态, 整个系统电流为零, 这也使得系统出现负微分电导, 如图 2(b) 中所示.

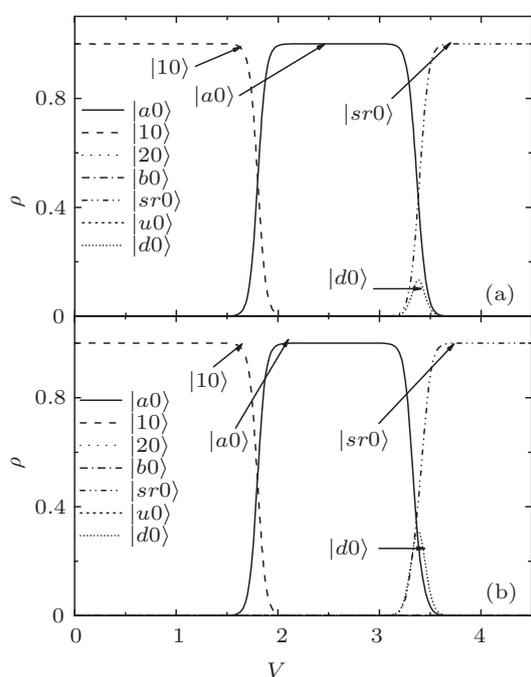


图 3 量子态的占居概率随偏压的变化 (a) 平行组态; (b) 反平行组态; $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0$, $r_L = 0$, $r_R = 0$

由于自旋轨道耦合作用导致了电子在双量子点之间的隧穿反转, 左量子点中自旋朝上的电子变为了自旋朝下进入右量子点中, 自旋朝下的电子变为了自旋朝上进入右量子点中. 当系统处于平行组态时, 左电极中的多电子向右电极隧穿时, 对应于右电极中少电子; 而左电极少电子向右电极隧穿时对应于右电极多电子. 而处于反平行组态时, 左电极多电子向右电极隧穿时对应于右电极中多电子; 左电极中少电子向右电极隧穿时对应于右电极中的少电子. 因此, 在图 2(a) 中反平行组态时的电流大于了平行组态时的电流, 是图 2(c) 中出现负磁阻的原因.

图 4 展示了量子点内的自旋反转作用对磁

输运性质的影响. 微分电导随偏压的变化出现明显的改变, 如图 4(b) 所示. 从图 4(a) 中可以看到, 由超精细相互作用引起的自旋反转作用没有改变电流出现的阈值电压, 但是电流的幅度相较于原来有所减小, 特别是两种磁组态的差值变小, 导致负磁阻的绝对值有所减小, 如图 4(c) 所示. 自旋反转作用的加入, 使系统的量子态 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$ 和 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 的电子, 由于左量子点或者右量子点内电子的自旋的反转, 变为了 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 量子态, 原来在自旋反转隧穿作用下的隧穿机制 ($|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle$) 不能实现, 成为了阻塞态; 只有在左量子点和右量子点同时反转的时候, $|u\rangle$ 态变为了 $|d\rangle$ 态, $|d\rangle$ 态变为 $|u\rangle$ 态才能实现上面的隧穿机制. 同理, 系统处于 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 态时, 自旋反转作用会使其转变为 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 量子态. 通过计算可以得到, 处于 $|a0\rangle$ 态的系统主要处于态 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$; $V > 3.2 \text{ meV}$ 出现的态 $|sr0\rangle$, $|d0\rangle$. $|sr0\rangle$ 态主要处于 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 态, 而 $|d0\rangle$ 态主要处于态 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$.

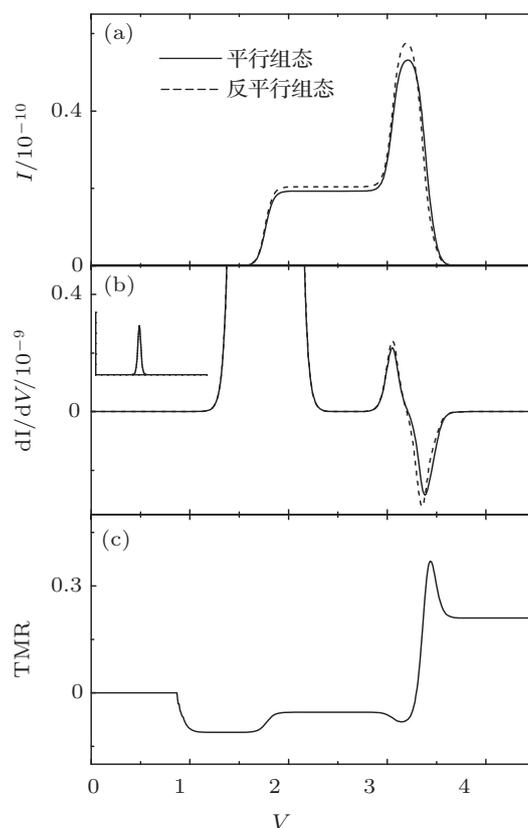


图 4 (a) 电流随偏压的变化; (b) 微分电导随偏压的变化; (c) 磁阻随偏压的变化 $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0$, $r_L = 0.1$, $r_R = 0.1$

对比图 4(a) 和图 5 可以看到, 电流第一阶台阶

的出现对应于系统处于 $|a0\rangle$ 态, 电流出现峰值时对应于系统处于 $|a0\rangle$, $|sr0\rangle$ 和 $|d0\rangle$ 三态. 以上分析可知, 由于 $|u\rangle$, $|d\rangle$ 态部分转变为 $|a\rangle$, $|b\rangle$ 阻塞态, 导致电流幅度有所减小. 电流的出现一方面是由于系统处于没发生变化的 $|u\rangle$, $|d\rangle$ 态, 另一方面是由于系统加入自旋反转作用时 $|u\rangle$ 态变为了 $|d\rangle$ 态, $|d\rangle$ 态变为了 $|u\rangle$ 态的 $|u\rangle$, $|d\rangle$ 态. 若是第一种情况, 其导致在反平行组态的电流大于平行组态时的电流, 即负磁阻出现的原因. 若是第二种情况, 系统中的电子受到自旋反转作用和自旋反转隧穿作用, 发生两次自旋翻转才从左电极通过量子点到达右电极, 维持原来的自旋方向. 因此, 导致在平行组态时的电流大于在反平行组态时的电流, 这种情况并不能导致负磁阻. 综合以上两种情况可知, 只有系统运输是第一种情况时, 才会出现负磁阻. 这就是负磁阻的绝对值有所减小的原因.

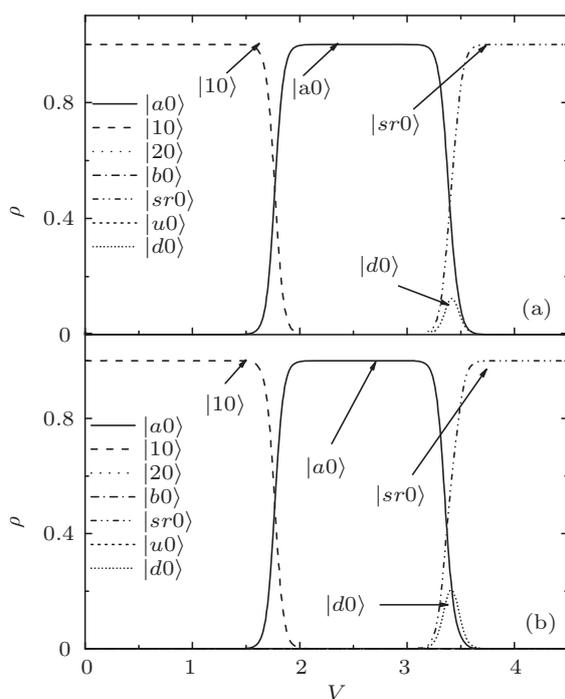


图5 量子态的占据概率随偏压的变化 (a) 平行组态; (b) 反平行组态 $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0$, $r_L = 0.1$, $r_R = 0.1$

图6展示双量子点间的自旋交换作用对系统的磁输运性质的影响, 从图中可以看到电流随偏压的变化有了一些明显的改变. 首先, 第一个台阶处于 $1.8 \text{ meV} < V < 2.8 \text{ meV}$, 第二个台阶处于 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 并且电流的幅度明显增大, 如图6(a)所示; 其次, 在第一个电流台阶内两种磁组态的电流大小一样, 导致磁阻为零, 在第二个台阶偏压区域出现负磁阻如图6(c)所示. 如图7所

示, 当 $1.8 \text{ meV} < V < 2.8 \text{ meV}$ 时, 系统处于 $|a0\rangle$ 态即 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 态. 在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时, 系统处于 $|a0\rangle$ 态和 $|b0\rangle$ 态, $|b0\rangle$ 态即态 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$, 实际上系统处于 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$, $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$ 和 $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 三态. 在 $3.4 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时出现的 $|d0\rangle$ 态, 即 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$ 态. 当 $V > 3.7 \text{ meV}$ 时, 系统处于 $|u0\rangle$ 态, 即 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 态.

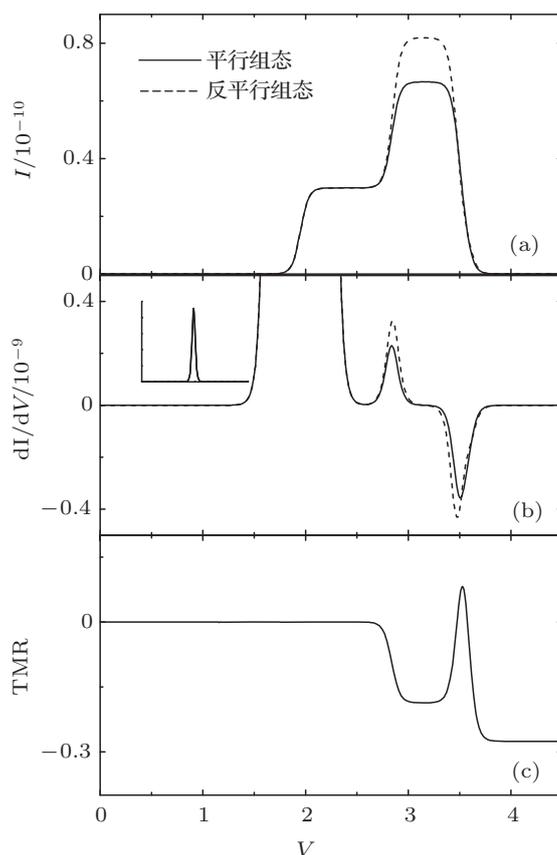


图6 (a) 电流随偏压的变化; (b) 微分电导随偏压的变化; (c) 磁阻随偏压的变化 $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0.3$, $r_L = 0$, $r_R = 0$

当系统同时有自旋反转隧穿和自旋交换相互作用时, 对于 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 态, 由于电子交换相互作用左量子点和右量子点中的电子要发生交换, 与此同时自旋反转隧穿作用要让其发生自旋反转, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{J} |u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$, 最后在自旋反转隧穿作用下进行输运 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle$, 使系统出现电流. 最后结果是左电极中自旋朝下的电子到达右电极时也为自旋朝下. 还有一种输运情况是 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle$, 最后结果是左电极中自旋朝下的电子到达右电极时为自旋朝上. 这就是在 $1.8 \text{ meV} < V < 2.8 \text{ meV}$ 时电流出现第一台阶并且磁阻为零的原因. 当 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时, 双量子点间的自旋交换相互作用和量子点内电子能级的变化等能量能够克服偏压的能量, 使

$|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$ 态左量子点中自旋朝下的电子保持自旋方向进入右量子点, 右量子点中的电子由于自旋反转隧穿作用发生反转进入左量子点时自旋变为朝下 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle \rightarrow |d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$, 再在自旋反转隧穿的作用下发生输运 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \rightarrow |sr\rangle = |0, \uparrow\rangle$, 结果左电极中自旋向下的电子到达右电极时变为了自旋向上. 对于 $|b\rangle$ 态相似的输运过程为: $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle \rightarrow |u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle \rightarrow |sr\rangle = |0, \uparrow\rangle$, 结果左电极中自旋向上的电子到达右电极时变为了自旋向下. 所以在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时, 自旋交换相互作用的存在解除了自旋阻塞, 使电流出现第二个台阶并且在图 6(b) 中 $V \approx 2.8 \text{ meV}$ 时微分电导出现一个峰及图 6(c) 中出现负磁阻. 最后结果是左电极中自旋朝上的电子到达右电极时自旋朝下, 在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时的电流幅度增大并出现负磁阻. 当 $V > 3.7 \text{ meV}$ 时, 双量子点间的自旋交换相互作用和量子点内电子能级的变化等能量不足以克服偏压的能量, $|a\rangle, |b\rangle$ 两态不能实现上述变化解除自旋阻塞. 所以 $V > 3.7 \text{ meV}$ 时, 电流为零, 微分电导变为负值, 如图 6(b).

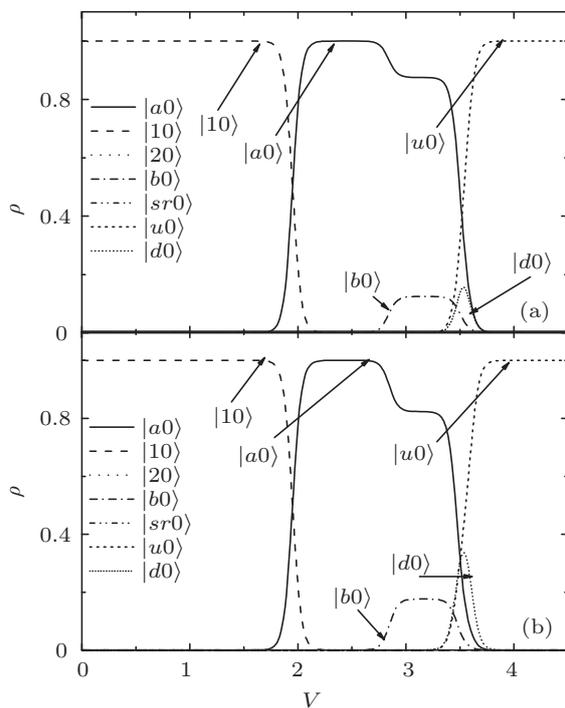


图 7 量子态的占据概率随偏压的变化 (a) 平行组态; (b) 反平行组态; $t_{sd} = 0.0026, J = 0.3, r_L = 0, r_R = 0$

图 8 展示了量子点内自旋反转作用和自旋交换作用对系统磁输运性质的影响. 从图中可以看到电流随偏压的变化有了大的改变: 其一, 在

$1.8 \text{ meV} < V < 2.8 \text{ meV}$ 时电流出现第一阶台阶, 在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时电流出现了第二阶台阶并且在偏压 $3.3 \text{ meV} < V < 3.5 \text{ meV}$ 时出现了一个峰值, 这对应于微分电导出现的第三个峰, 如图 8(b) 所示, 最后在偏压 $V = 3.5 \text{ meV}$ 处电流值下降, 但没有降为零; 其二, 在电流第二个台阶及其波峰处, 反平行组态时的电流大于平行组态时的电流, 所以相应的磁阻为负值, 然而电流下降后, 平行组态时的电流大于反平行组态时的电流, 相应的磁阻值为正值, 因此在 $V = 3.5 \text{ meV}$ 处, 磁阻从负突变为正, 如图 8(c) 所示. 如图 9 所示, 在 $1.8 \text{ meV} < V < 2.8 \text{ meV}$ 时系统处于 $|a0\rangle$ 态, 在 $V = 2.8 \text{ meV}$ 其占据概率略有下降, 与此同时 $|b0\rangle$ 态占据概率小幅度增加, 直到 $V = 3.5 \text{ meV}$ 附近两态的占据概率开始下降, 但没有降为零. 在 $V > 3.7 \text{ meV}$ $|u0\rangle$ 和 $|d0\rangle$ 态占据概率增加, 虽然 $|u0\rangle$ 态的占据概率有所下降, 但最后趋于稳定. 在 $V < 3.7 \text{ meV}$ 时, 双量子点间的自旋交换相互作用能够作用于系统, 系统的输运性质主要体现自旋交换相互作用的影响; 而在 $V > 3.7 \text{ meV}$ 时双量子点间的自旋交换相互作用不能够作用于系统, 此时系统的输运性质主要受双量子点内的自旋反转作用的影响.

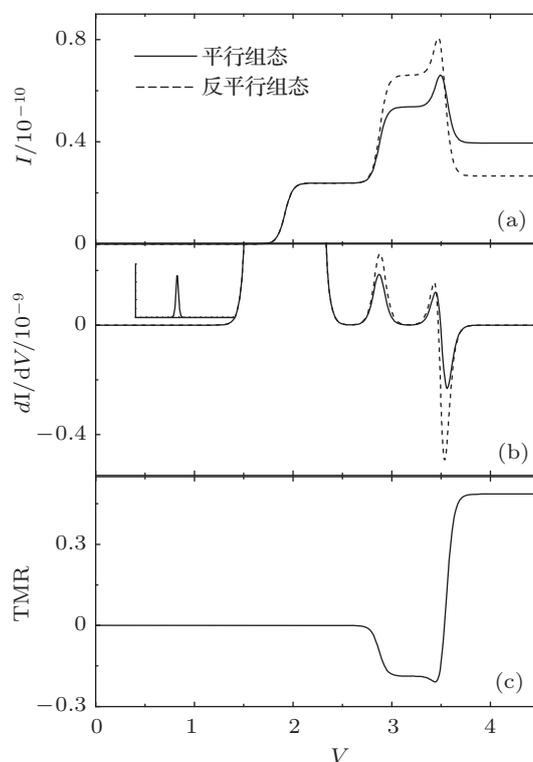


图 8 (a) 电流随偏压的变化; (b) 微分电导随偏压的变化; (c) 磁阻随偏压的变化; $t_{sd} = 0.0026, J = 0.3, r_L = 0.1, r_R = 0.1$

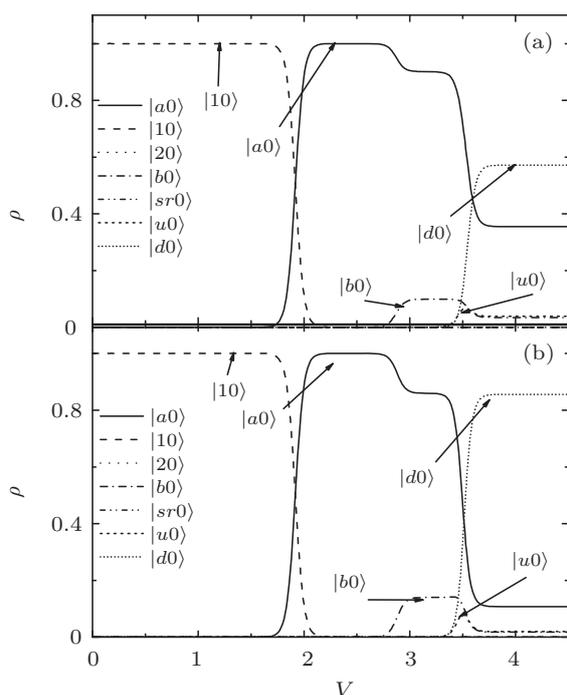


图9 量子态的占据概率随偏压的变化 (a) 平行组态; (b) 反平行组态; $t_{sd} = 0.0026$, $J = 0.3$, $r_L = 0.1$, $r_R = 0.1$

在 $2.8 \text{ meV} < V < 3.3 \text{ meV}$ 时, $|a0\rangle$ 态即态 $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$, $|b0\rangle$ 态, 即 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 两态, 双量子点间的自旋交换相互作用使得 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 两态解除自旋阻塞, 电流出现第二台阶并且反平行组态的电流大于平行组态时的电流, 使得原本为零磁阻变为负, 如图 8(c) 所示. 当 $3.3 \text{ meV} < V < 3.7 \text{ meV}$ 时, 增加的 $|u0\rangle$ 态即 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 两态和 $|d0\rangle$ 态即 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$ 态和仍然保持的 $|a0\rangle$ 态和 $|b0\rangle$ 态, 其实是 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$, $|d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle$ 在双量子点内自旋交换相互

作用的作用下, 更多的通道导致电流波峰的出现, 这也是图 8(b) 中微分电导出现第三个峰的原因. 当 $V > 3.7 \text{ meV}$ 时, $|u0\rangle$ 态即 $|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$, $|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$ 态, $|d0\rangle$ 态即 $|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle$ 态. 此时双量子点内输运机制:

$$|a\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{r_L} |d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle;$$

$$|b\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle \xrightarrow{r_L} |u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle;$$

$$|u\rangle = |\uparrow, \uparrow\rangle \xrightarrow{r_L, r_R} |d\rangle = |\downarrow, \downarrow\rangle \xrightarrow{t_{sd}} |sr\rangle = |0, \uparrow, \downarrow\rangle.$$

在这三种输运机制中电子都经过了两次反转保持原来自旋方向从左电极到达右电极, 所以平行组态的电流大于反平行组态的电流, 磁阻在此时为正.

4 结论

本文研究由自旋轨道耦合作用导致的双量子点间的自旋反转隧穿作用, 由超精细相互作用导致的双量子点内的自旋反转作用和双量子点之间电子自旋交换相互作用对处于自旋阻塞区时串型耦合双量子点系统磁输运性质的影响. 研究表明, 自旋反转隧穿作用能够解除自旋阻塞, 使系统出现电流; 当增加双量子点内自旋反转时能够使部分非阻塞态变为阻塞态, 导致电流幅度变小; 而增加电子自旋交换相互作用能够解除一些阻塞态, 电流幅度增大; 如果同时增加双量子点内自旋反转作用和自旋交换相互作用时, 系统的输运性质变得更加复杂, 不仅电流出现三个台阶, 同时在 $V = 3.5 \text{ meV}$ 处, 磁阻从负突变为正.

在所有的情况下, 系统都将出现负微分电导和负磁阻, 这在量子计算、自旋量子器件开发中有重要的应用价值.

- [1] Ono K, Austing D G, Tokura S 2002 *Science* **297** 1313
- [2] Zutic I, Fabian J, DasSarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [3] Prinz G A 1998 *Science* **282** 1660
- [4] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [5] Hanson R, Burkard G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 050502
- [6] Prinz G A 1998 *Science* **282** 1660
- [7] Wolf S A, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [8] Wang Z Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1808 (in Chinese) [汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]
- [9] Pasupathy A N, Bialczak R C, Martinek J, Grose J E, Donev L A K, McEuen P L, Ralph D C 2004 *Science* **306** 86
- [10] Hamaya K, Masubuchi S, Kawamura M, Machida T, Jung M, Shibata K, Hirakawa K, Taniyama T, Ishida S, Arakawa Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 053108
- [11] Hamaya K, Kitabatake M, Shibata K, Jung M, Kawamura M, Hirakawa K, Machida T, Taniyama T, Ishida S, Arakawa Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 022107
- [12] Hamaya K, Kitabatake M, Shibata K, Jung M, Kawamura M, Hirakawa K, Machida T, Taniyama T, Ishida S, Arakawa Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 232105
- [13] Hamaya K, Kitabatake M, Shibata K, Jung M, Kawamura M, Ishida S, Taniyama T, Hirakawa K, Arakawa Y, Machida T 2008 *Phys. Rev. B* **77** 081302(R)
- [14] Björn K, Jürgen K 2002 *Phys. Rev. B* **65** 245301
- [15] Boese D, Hofstetter W, Schoeller H 2002 *Phys. Rev. B* **66** 125315
- [16] Ono K, Austing D G, Tokura Y, Tarucha S 2002 *Science* **297** 1313
- [17] Ji Y H, Rao J P, Lei M S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 395 (in Chinese) [嵇英华, 饶建平, 雷敏生 2002 物理学报 **51** 395]

- [18] Long C Y, Liu B, Wang X F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 195 (in Chinese) [龙超云, 刘波, 王心福 2002 物理学报 **51** 195]
[19] Wang Z C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2874 (in Chinese) [王忠纯 2003 物理学报 **52** 2874]
[20] Wu S Q, He Z, Yan C H, Sun W L, Wang S J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1413 (in Chinese) [吴绍全, 何忠, 阎从华, 孙威立, 王顺金 2006 物理学报 **55** 1413]
[21] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2009 物理学报 **58** 4175]

Magneto-transport properties of serial double quantum dots in the spin blockade regime*

Zou Cheng-Yi[†] Wu Shao-Quan Zhao Guo-Ping

(School of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 18 June 2012; revised manuscript received 10 August 2012)

Abstract

With the two-impurity Anderson model Hamiltonian, we theoretically study the magneto-transport properties of the serially coupled double quantum dot system in a spin blockade regime, and solve Hamiltonian by the master equation approach. We find that the spin flip tunneling between dots due to the spin-orbit coupling can lift the quantum dot spin blocking. We also study the effects of the spin flip of quantum dots due to the hyperfine interactions and the spin exchange interaction on magnetic transport properties of the system. Some valuable results are obtained and the relevant problems are discussed.

Keywords: serial double quantum dots, spin blocking, spin flip tunneling, magnetic transport properties

PACS: 72.15.Qm, 75.25.-b, 73.23.Ra

DOI: 10.7498/aps.62.017201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10747007), the Major Basic Research Project of Sichuan Province, China (Grant No. 2006J13-155), the Scientific Research Funds of Education Department of Sichuan Province, China (Grant No. 12ZA132) and Construction Plan for Scientific Research Innovation Team of Sichuan Normal Universities, China (Grant No. 12TD008).

[†] Corresponding author. E-mail: 421477395@qq.com