

串型耦合双量子点之间库仑作用对其近藤共振的影响*

吴绍全[†] 陈佳峰 赵国平

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2011 年 7 月 29 日收到; 2011 年 12 月 26 日收到修改稿)

从理论上研究了串型耦合双量子点之间库仑作用对其近藤共振的影响. 采用非平衡态格林函数和奴役玻色子平均场近似方法求解了系统的哈密顿量; 计算了系统电子的态密度、透射率、占据数和近藤温度随双量子点之间库仑作用能的变化, 同时也计算了电极处于极化时双量子点之间库仑作用能对系统电子态密度的影响. 结果表明, 双量子点之间库仑作用能够极大地影响系统的基态物理性质. 同时还对相关的物理问题进行了讨论.

关键词: 双量子点之间库仑作用, 近藤共振, 透射率, 奴役玻色子平均场近似

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

1 引言

近年来, 串型耦合双量子点系统在凝聚态物理的研究中受到越来越多的关注, 并且, 随着纳米加工技术的进步, 人们从实验上研究这个系统的可行性也得到增强. 与传统的并型和 T 型双量子点系统相比, 串型耦合双量子点系统具有一些独特的性质. 一方面, 这个系统是研究双杂质模型和电子关联作用的良好模型. 其独特的量子点排布方式使电子的输运只能依次通过每个量子点, 这种独特的输运性质由于在纳米电子学和量子信息处理等方面所具有的潜在应用价值而受到广泛的关注^[1-7]. 另一方面, 与单量子点系统相比, 双量子点系统具有更加丰富的物理性质. 通过改变双量子点之间的耦合强度, 串型耦合双量子点系统能够从弱耦合隧穿区转变到强弱耦合隧穿区. 在弱耦合隧穿区, 当体系的温度低于近藤温度时, 近藤共振就会分别在每个量子点和其耦合的导线中形成, 这时体系的隧穿效应受控于两个近藤态. 而在强耦合隧穿区, 两个量子点相干耦合形成一个人造分子, 而两个近藤态相干

叠加形成了成键态和反键态, 此时通过适当调整这个体系的相关参数就能使近藤共振发生分裂并形成双峰结构^[6-13].

目前, 许多对串型耦合双量子点系统的研究主要关注于量子点内库仑作用的影响, 而对双量子点之间库仑作用的影响关注不够^[6-10,13]. 然而, 我们知道双量子点之间库仑作用对系统的物理性质有很重要的影响. 因此, 本文通过非平衡态格林函数方法研究串行耦合双量子点之间库仑作用对其近藤共振的影响, 图 1 示出了本文所研究系统的模型.

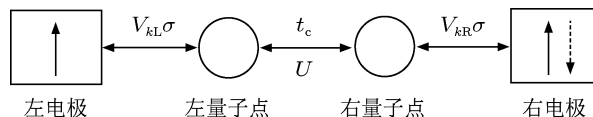


图 1 耦合于铁磁电极之间串型耦合双量子点系统的模型

使用奴役玻色子平均场近似, 我们得到了该系统电子的态密度、透射率、占据数和近藤温度的公式, 讨论了双量子点之间库仑作用能对它们的影响, 特别讨论了当电极处于极化时, 双量子点之间库仑作用能对系统电子态密度的影响. 本文的

* 四川省应用基础研究基金 (批准号: 2006J13-155) 和四川省教育厅科研基金 (批准号: 09ZA090) 资助的课题.

[†] E-mail: sqwucd@yahoo.com.cn

结果表明, 双量子点之间库仑作用极大地影响了系统的基态物理性质. 还对相关的物理问题进行了讨论.

2 系统的模型

本文所研究系统可用 $N = 2$ 重简并双杂质安德森模型中的哈密顿量来描述. 在奴役玻色子平均场近似下, 当量子点内的库仑作用能无穷大时, 系统的哈密顿量 [6–14]

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{k\alpha\sigma} \varepsilon_{k\alpha\sigma} c_{k\alpha\sigma}^\dagger c_{k\alpha\sigma} + \sum_{\alpha\sigma} \varepsilon_{\alpha\sigma} f_{\alpha\sigma}^\dagger f_{\alpha\sigma} \\
 & + \frac{t_c}{N} \sum_{\sigma} (f_{L\sigma}^\dagger b_L^\dagger b_R^\dagger f_{R\sigma} + f_{R\sigma}^\dagger b_R^\dagger b_L^\dagger f_{L\sigma}) \\
 & + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k\alpha\sigma} V_{k\alpha\sigma} (c_{k\alpha\sigma}^\dagger b_\alpha^\dagger f_{\alpha\sigma} + f_{\alpha\sigma}^\dagger b_\alpha c_{k\alpha\sigma}) \\
 & + U(1 - b_L^\dagger b_L)(1 - b_R^\dagger b_R) \\
 & + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \left(\sum_{\sigma} f_{\alpha\sigma}^\dagger f_{\alpha\sigma} + b_{\alpha}^\dagger b_{\alpha} - 1 \right), \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中, $c_{k\alpha\sigma}^\dagger (c_{k\alpha\sigma})$ 是左 ($\alpha = L$) 铁磁电极或右 ($\alpha = R$) 铁磁电极中能级为 $\varepsilon_{k\alpha\sigma}$ 电子的产生(湮没)算符. 根据奴役玻色子技巧, 左 ($\alpha = L$) 量子点或右 ($\alpha = R$) 量子点电子的产生(湮没)算符被取代为 $d_{\alpha\sigma}^\dagger \rightarrow f_{\alpha\sigma}^\dagger b_{\alpha} (d_{\alpha\sigma} \rightarrow b_{\alpha}^\dagger f_{\alpha\sigma})$, 其中奴役玻色子算子 $b_{\alpha} (b_{\alpha}^\dagger)$ 和准费米子 $f_{\alpha\sigma}^\dagger (f_{\alpha\sigma})$ 分别表示空量子态和单占居量子态. $V_{k\alpha\sigma}(t_c)$ 是量子点与铁磁电极(双量子点之间)的耦合强度, U 是双量子点之间的库仑作用能. (1) 式等号右边第六项中拉格朗日因子 λ 是为了引入量子点单占居的限制条件 $\sum_{\sigma=\uparrow\downarrow} f_{\alpha\sigma}^\dagger f_{\alpha\sigma} + b_{\alpha}^\dagger b_{\alpha} = 1$. 为了简单, 我们仅考虑双量子点处于共振时的情况 $\varepsilon_{L\sigma} = \varepsilon_{R\sigma} = \varepsilon_0$. 与自旋取向有关的量子点能级与导线的耦合常数

$$\Gamma_{\sigma}^{\alpha}(\varepsilon) = \pi \sum_{k\alpha\sigma} V_{k\alpha\sigma}^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k\alpha\sigma}).$$

当左右两磁电极磁矩平行时, 有

$$\Gamma_{\uparrow}^L = \Gamma_{\uparrow}^R = (1 + p)\Gamma_0,$$

$$\Gamma_{\downarrow}^L = \Gamma_{\downarrow}^R = (1 - p)\Gamma_0;$$

当两磁电极磁矩反平行时, 有

$$\Gamma_{\uparrow}^L = \Gamma_{\downarrow}^R = (1 + p)\Gamma_0,$$

$$\Gamma_{\downarrow}^L = \Gamma_{\uparrow}^R = (1 - p)\Gamma_0.$$

这里自旋极化强度定义为

$$p = (\Gamma_{\sigma}^{\alpha} - \Gamma_{\bar{\sigma}}^{\alpha}) / (\Gamma_{\sigma}^{\alpha} + \Gamma_{\bar{\sigma}}^{\alpha}) \quad (0 \leq p \leq 1),$$

Γ_0 是自旋极化强度 $p = 0$ 时的耦合强度.

为了研究本模型, 我们采用平均场近似 [15,16], 玻色场算子近似为平均值, 即

$$b_{\alpha}(t) / \sqrt{N} \rightarrow \langle b_{\alpha}(t) \rangle / \sqrt{N} = \tilde{b}_{\alpha},$$

$$\tilde{V}_{k\alpha\sigma} = V_{k\alpha\sigma} \tilde{b}_{\alpha},$$

$$\tilde{t}_c = t_c \tilde{b}_L \tilde{b}_R,$$

$$\tilde{\varepsilon}_{\alpha} = \varepsilon_0 + \lambda_{\alpha}.$$

因此, 哈密顿量可以变化为

$$\begin{aligned}
 \tilde{H} = & \sum_{k\alpha\sigma} \varepsilon_{k\alpha\sigma} c_{k\alpha\sigma}^\dagger c_{k\alpha\sigma} + \sum_{\alpha\sigma} \tilde{\varepsilon}_{\alpha} f_{\alpha\sigma}^\dagger f_{\alpha\sigma} \\
 & + \tilde{t}_c \sum_{\sigma} (f_{L\sigma}^\dagger f_{R\sigma} + f_{R\sigma}^\dagger f_{L\sigma}) \\
 & + \sum_{k\alpha\sigma} \tilde{V}_{k\alpha\sigma} (c_{k\alpha\sigma}^\dagger f_{\alpha\sigma} + f_{\alpha\sigma}^\dagger c_{k\alpha\sigma}) \\
 & + U(1 - N \tilde{b}_L^2 - N \tilde{b}_R^2 + N^2 \tilde{b}_L^2 \tilde{b}_R^2) \\
 & + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} (N \tilde{b}_{\alpha}^2 - 1). \quad (2)
 \end{aligned}$$

为了得到 $(\tilde{b}_L, \tilde{b}_R, \lambda_L, \lambda_R)$ 的平均值, 我们采用了非平衡态格林函数运动方程方法, 导出自洽方程组

$$\tilde{b}_{L(R)}^2 = i \sum_{\sigma} \int \frac{d\varepsilon}{4\pi} G_{L,L(R),\sigma}^{<}(\varepsilon) + \frac{1}{2}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_{L(R)} \tilde{b}_{L(R)}^2 = & i \sum_{\sigma} \int \frac{d\varepsilon}{4\pi} (\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_{L(R)}) G_{L,L(R),\sigma}^{<}(\varepsilon) \\
 & + U \tilde{b}_{L(R)}^2 (1 - N \tilde{b}_{L(R)}^2), \quad (4)
 \end{aligned}$$

式中 $G_{\alpha,\alpha',\sigma}^{<}(\varepsilon)$ 是非平衡态格林函数 $G_{\alpha,\alpha',\sigma}^{<}(t - t') \equiv i \langle f_{\alpha',\sigma}^\dagger(t') f_{\alpha\sigma}(t) \rangle$ 通过傅里叶变换得到的. 通过运动方程方法 [14–16], 可以得到

$$G_{L,L(R),\sigma}^{<}(\varepsilon) = \frac{2i \left\{ f_{L(R)}(\varepsilon) \tilde{f}_{\sigma}^{L(R)} \left[(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_{L(R)})^2 + (\tilde{\Gamma}_{\sigma}^{R(L)})^2 \right] + f_{R(L)}(\varepsilon) \tilde{f}_{\sigma}^{R(L)} \tilde{t}_c^2 \right\}}{\left| (\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_L + i \tilde{\Gamma}_{\sigma}^L)(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_R + i \tilde{\Gamma}_{\sigma}^R) - \tilde{t}_c^2 \right|^2}, \quad (5)$$

式中,

$$\tilde{\Gamma}_\sigma^\alpha = \tilde{b}_\alpha^2 \Gamma_\sigma^\alpha \quad (\alpha = L, R),$$

$f_\alpha(\varepsilon)$ 是费米分布函数. 通过自洽方程 (3) 和 (4), 可得出重整化参数, 就可以写出左量子点或右量子点的电子态密度

$$\rho_{\alpha,\sigma}(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \tilde{b}_\alpha^2 \text{Im} G_{\alpha,\alpha\sigma}^r(\varepsilon), \quad (6)$$

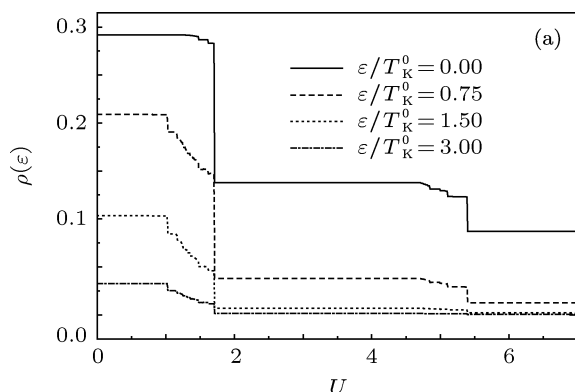
式中 $G_{\alpha,\alpha\sigma}^r(\varepsilon)$ 是左量子点或右量子点中电子的推迟格林函数,

$$G_{L,L(R,R)\sigma}^r(\varepsilon) = \frac{(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_{R(L)} + i\tilde{\Gamma}_\sigma^{R(L)})}{(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_L + i\tilde{\Gamma}_\sigma^L)(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_R + i\tilde{\Gamma}_\sigma^R) - \tilde{t}_c^2}. \quad (7)$$

而左量子点或右量子点中自旋为 σ 的电子的平均占居数

$$\langle n_{\alpha\sigma} \rangle = -\frac{i}{2\pi} \int d\omega G_{\alpha\alpha\sigma}^<(\omega). \quad (8)$$

自旋方向为 σ 的电子通过系统的透射率



$$J_\sigma(\varepsilon) = \frac{2\tilde{t}_c^2 \tilde{\Gamma}_\sigma^L \tilde{\Gamma}_\sigma^R}{\left| (\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_L + i\tilde{\Gamma}_\sigma^L)(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_R + i\tilde{\Gamma}_\sigma^R) - \tilde{t}_c^2 \right|^2}. \quad (9)$$

通过系统的电流

$$I = \frac{2e\Gamma_0}{h} \sum_\sigma \int d\varepsilon (f_L(\varepsilon) - f_R(\varepsilon)) J_\sigma(\varepsilon). \quad (10)$$

在计算过程中, 我们取铁磁电极的带宽 $D = 60\Gamma_0$, 双量子点的初始能级 $\varepsilon_0 = -3.5\Gamma_0$ (对应体系的近藤温度 $T_K^0 = 10^{-3}\Gamma_0$). 并且仅考虑两种特殊的情况, 即双量子点系统处于弱耦合隧穿区时 $t_c = 0.3$, 而处于强耦合隧穿区时 $t_c = 1.5$.

3 计算结果及讨论

首先, 为了既简单又能说明问题, 我们暂不考虑自旋极化强度, 即设 $p = 0$, 那么对于系统有 $\Gamma_\sigma^L = \Gamma_\sigma^R = \Gamma_0$, $\rho_{L\sigma} = \rho_{R\sigma} = \rho$, $J_\sigma = J$, $\langle n_{L\sigma} \rangle = \langle n_{R\sigma} \rangle = \langle n \rangle$, 并且只研究系统处于平衡状态 ($V = 0$) 时的情况.

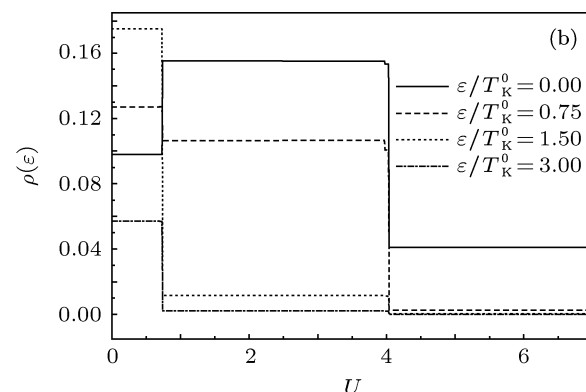


图2 不同能量电子的态密度 $\rho(\varepsilon)$ 随双量子点之间库仑作用能 U 的变化 (a) $t_c = 0.3$; (b) $t_c = 1.5$

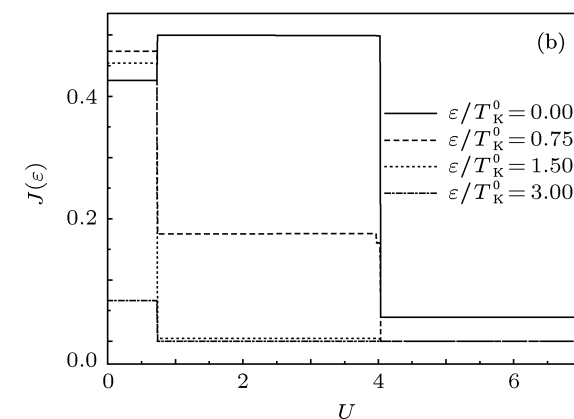
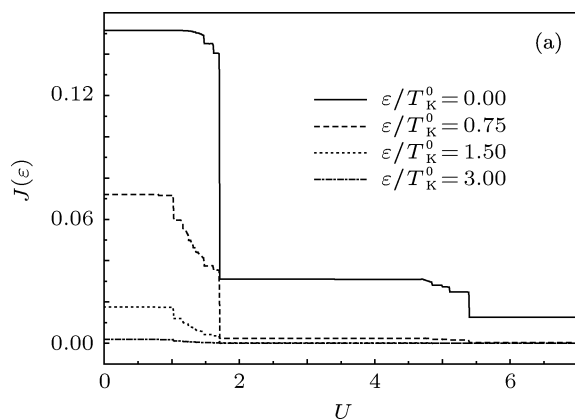


图3 不同能量电子的透射峰 $J(\varepsilon)$ 随双量子点之间库仑作用能 U 的变化 (a) $t_c = 0.3$; (b) $t_c = 1.5$

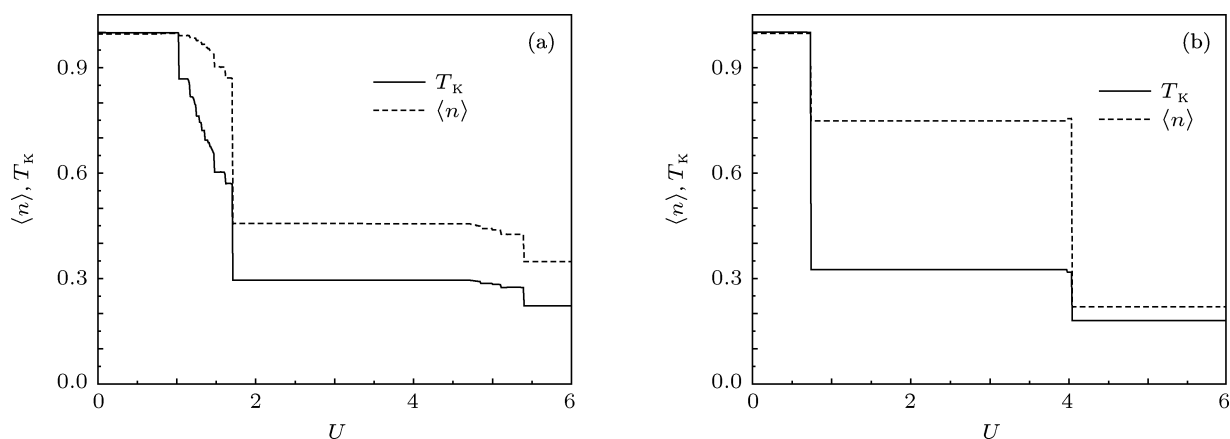
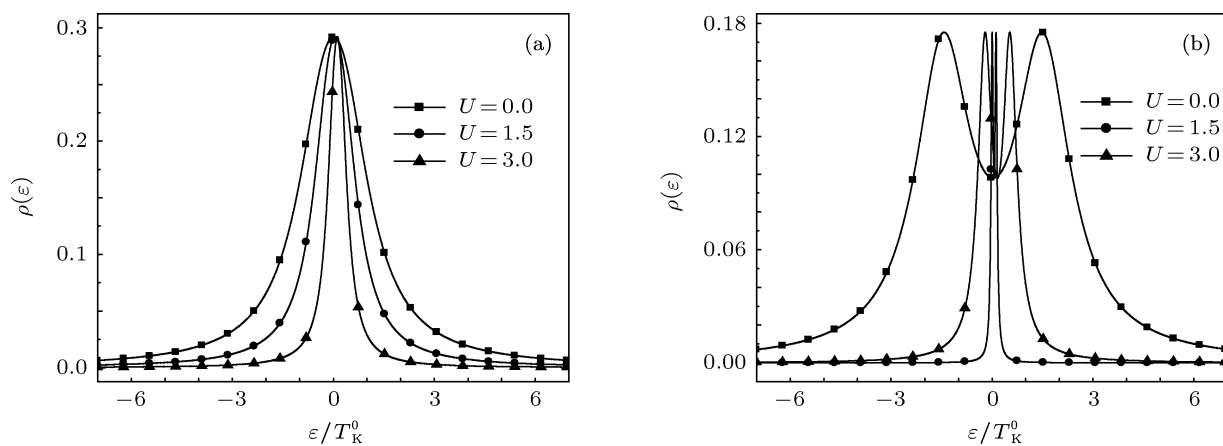
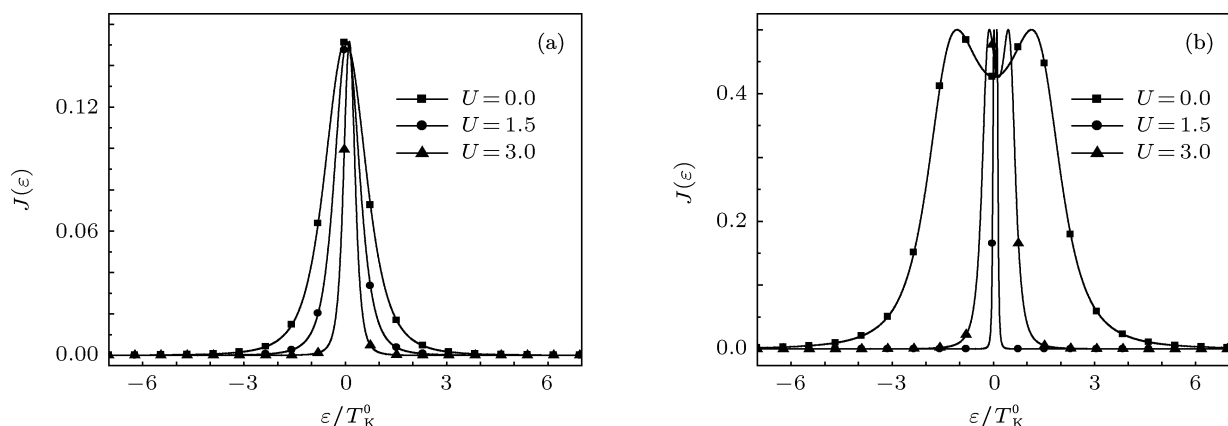
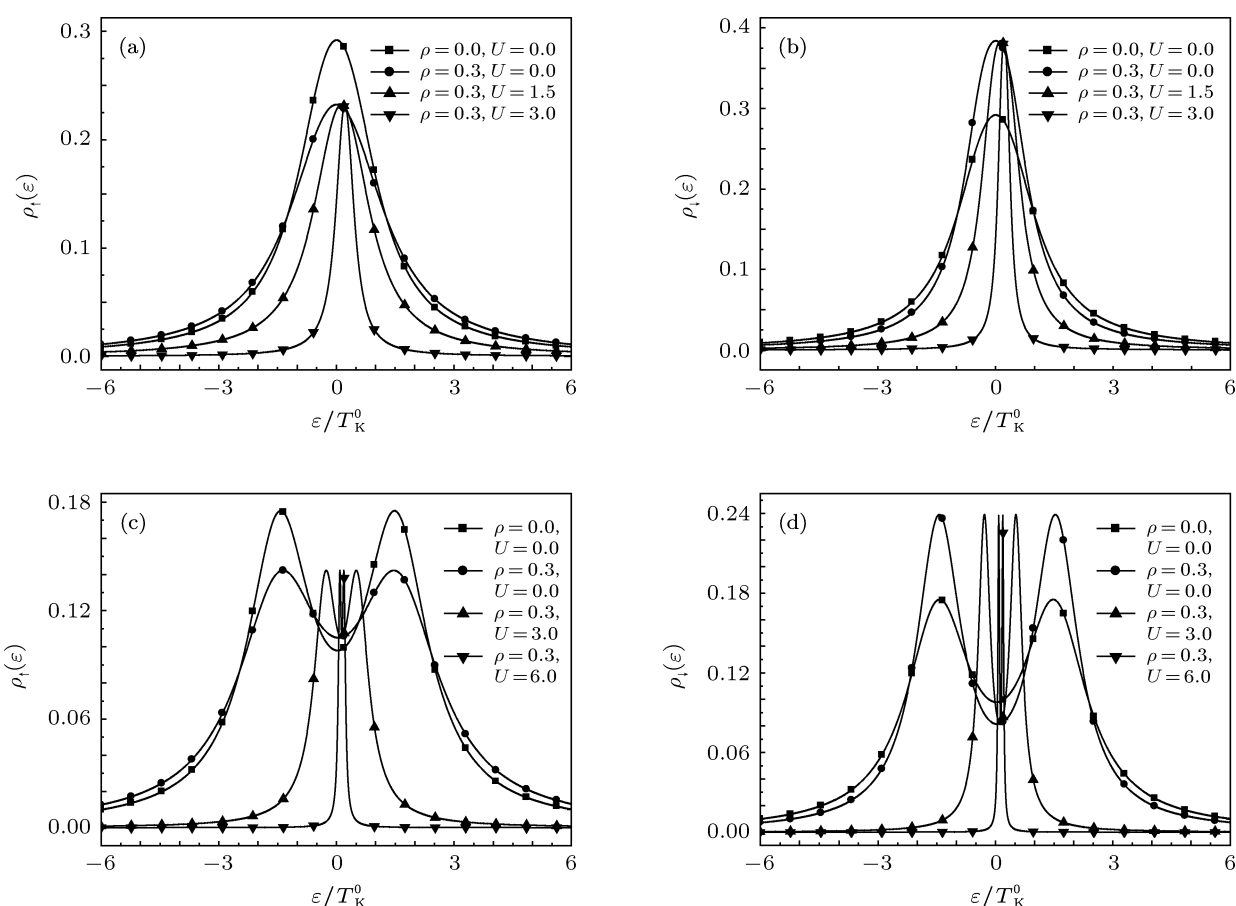
图4 占居数 $\langle n \rangle$ 和近藤温度 T_K 随双量子点之间库仑作用能 U 的变化 (a) $t_c = 0.3$; (b) $t_c = 1.5$ 图5 电子态密度 $\rho(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 (a) $t_c = 0.3$; (b) $t_c = 1.5$

图2和图3展示了电子在量子点中的态密度和电子通过系统的透射率随双量子点之间库仑作用能的变化. 从图2和图3可以清楚地看到: 双量子点之间库仑作用能极大地压制了电子态密度和透射率. 但随着双量子点之间库仑作用能的增加, 电子态密度和透射率不是连续地减少, 而是呈阶梯形地减少, 这正是量子点中电荷量子化的反映. 所不同的是, 电子态密度在强耦合隧穿区比在弱耦合隧穿区更强烈地受到双量子点之间库仑作用能的压制, 而电子透射率在弱耦合隧穿区比在强耦合隧穿区更强烈地受到双量子点之间库仑作用能的压制. 此外, 对于能量离费米能级越远的电子, 其电子态密度和透射率受到双量子点之间库仑作用能的压制就越强烈.

对这种电子态密度和透射率随双量子点之间库仑作用能的变化可以作如下的解释: 首先, 从图4可以看出, 随着双量子点之间库仑作用能的

增加, 双量子点之间库仑作用能有效地减少了电子的占居数, 也就压制了近藤共振, 并且电子占居数和近藤温度随双量子点之间库仑作用能的变化同样呈阶梯形地减少. 因此, 双量子点之间库仑作用能压制了电子态密度和通过系统的透射率. 其次, 在弱耦合隧穿区, 单个量子点中的电子是量子化的, 每个量子点分别与其耦合的导线形成近藤共振. 此时, 电子可以从一个近藤态跃迁到另一个近藤态而通过系统. 而在强耦合隧穿区, 两个量子点中的量子态相干耦合在一起, 导致两个量子点相干耦合形成一个人造分子. 因此, 弱耦合隧穿区的电子态密度大于强耦合隧穿区的电子态密度; 而电子在强耦合隧穿区比在弱耦合隧穿区更容易隧穿通过系统.

图5和图6描述了电子态密度和透射率随电子能量的变化. 从图5和图6可以看出: 当双量子点之间库仑作用能被忽略(即 $U = 0$) 时, 在弱耦合隧穿区(图5(a), 图6(a)) 近藤共振在每个量子点和


 图6 电子透射率 $J(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 (a) $t_c = 0.3$; (b) $t_c = 1.5$

 图7 平衡状态下和平行组态时, 自旋向上电子态密度 $\rho_{\uparrow}(\varepsilon)$ 和自旋向下电子态密度 $\rho_{\downarrow}(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 (a) $\rho_{\uparrow}(\varepsilon)$, $t_c = 0.3$; (b) $\rho_{\downarrow}(\varepsilon)$, $t_c = 0.3$; (c) $\rho_{\uparrow}(\varepsilon)$, $t_c = 1.5$; (d) $\rho_{\downarrow}(\varepsilon)$, $t_c = 1.5$

其耦合的导线中形成; 而在强耦合隧穿区 (图 5(b), 图 6(b)) 两个量子点相互耦合形成一个人造分子, 对应的两个近藤态相干耦合导致近藤共振峰分裂成两个峰, 分别对应于成键态和反键态. 然而, 当双量子点之间库仑作用能不为零时, 我们能够看到情况发生了变化, 其近藤峰受到了抑制. 在弱耦合

隧穿区 (图 5(a), 图 6(a)), 随着双量子点之间库仑作用能从 $U = 1.5$ 增加到 $U = 3.0$, 近藤共振峰的宽度和透射峰的宽度变得越来越窄; 在强耦合隧穿区 (图 5(b), 图 6(b)), 当双量子点之间库仑作用能不为零时, 近藤共振峰和透射峰随着 U 的增大而被削尖, 并且双峰峰尖之间的距离缩小. 更为明显的是,

当双量子点之间库仑作用能达到 $U = 3.0$ 时, 近藤共振峰的宽度和透射峰的宽度变得更窄, 近藤共振峰和透射峰的双峰结构也变得更加模糊了, 基本上从双峰结构演化为单峰结构.

对于上述串型双量子点中电子态密度和透射率所表现出的这些现象可解释如下: 当双量子点之间的库仑作用能可忽略不计时, 双量子点系统内的双占据情况是被允许的. 但是, 当 U 的值足够大时, 双量子点系统内不能同时有两个电子同时存在. 并且, 我们在前面已设定每个量子点内的库仑作用能是无限大的, 这样, 原先电子通过双量子点系统的隧道受到抑制, 电子只能一个接着一个地通过系统内的每一个量子点. 在强库仑作用下, 不仅仅每个量子点内只能允许一个电子存在, 而且双量子点不可能同时被电子占据 (图 4). 这种系统内的双占据不被允许的情况不仅压制了电子态密度, 同时也导致电子通过系统的透射率受到了抑制.

为了进一步描述双量子点之间库仑作用对其

近藤共振的影响, 下面讨论自旋极化强度不为零的情况. 首先考虑系统处于平衡状态 ($V = 0$). 图 7 给出了系统处于平行组态时电子自旋向上和自旋向下的电子态密度随电子能量的变化. 当 $U = 0$ 时, 不管系统是在弱耦合隧穿区还是在强耦合隧穿区, 可以看到自旋向上电子态密度的共振峰宽度随着极化强度的增加而变宽, 而自旋向下电子态密度的共振峰却随着极化强度的增加而变窄. 这是因为在平行磁组态时, 左右电极中的自旋向上电子是多电子, 而自旋向下电子是少电子, 如此自旋向上量子点能级与导线的耦合常数大于自旋向下量子点能级与导线的耦合常数 ($\Gamma_{\alpha\uparrow} > \Gamma_{\alpha\downarrow}$), 必然导致量子点中自旋向上电子的平均占据数大于自旋向下电子的平均占据数 ($n_{d\uparrow} > n_{d\downarrow}$), 量子点中出现自旋积累效应而使总的自旋向上电子态密度与总的自旋向下电子态密度不相等, 即 $\rho_{L\uparrow} + \rho_{R\uparrow} > \rho_{L\downarrow} + \rho_{R\downarrow}$. 这有利于自旋向上电子共振隧穿通过双量子点系统, 而不利于自旋向下电子隧穿通过双量子点系统.

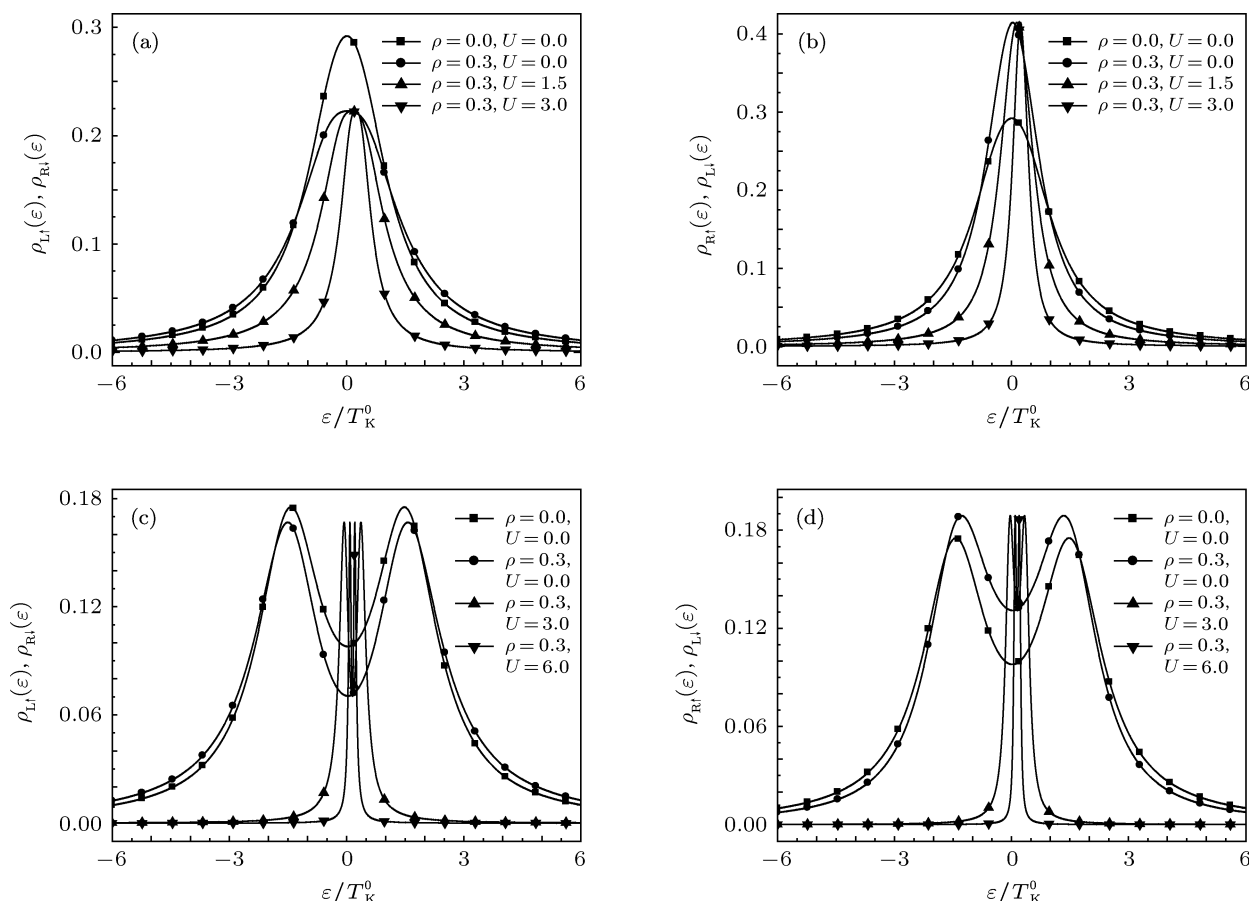


图 8 平衡状态下和反平行组态时, 左量子点和右量子点中自旋向上电子态密度 $\rho_{L\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$ 和自旋向下电子态密度 $\rho_{L\downarrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\downarrow}(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 (a) $\rho_{L\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$, $t_c = 0.3$; (b) $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{L\downarrow}(\varepsilon)$, $t_c = 0.3$; (c) $\rho_{L\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\downarrow}(\varepsilon)$, $t_c = 1.5$; (d) $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{L\downarrow}(\varepsilon)$, $t_c = 1.5$

同样, 当考虑双量子点之间库仑作用时, 在弱耦合隧穿区 (图 7(a), (c)), 不管是自旋向上还是自旋向下电子的近藤共振峰宽度都由于双量子点之间库仑作用的存在而变窄了. 而在强耦合隧穿区 (图 7(b), (d)), 不仅自旋向上 (向下) 的电子的近藤共振峰随着 U 的增大而被削尖, 并且双峰峰尖之间的距离缩小. 更为显著的是, 通过增大 U 的取值, 近藤峰的宽度变得更窄, 近藤共振的双峰结构也变得更加模糊 ($U = 3.0, 6.0$).

在平衡状态下和反平行组态时 (图 8), 情况发生了变化. 此时左电极中的自旋向上电子是多电子, 自旋向下电子是少电子; 而右电极中的自旋向下电子是多电子, 自旋向上电子是少电子. 因此, 当增大自旋极化强度 p 时, 左 (右) 量子点中自旋向上 (向下) 的近藤共振峰的宽度变宽 (图 8(a), (b)), 而左 (右) 量子点中自旋向下 (向上) 的近藤共振峰变窄 (图 8(c), (d)), 这样导致总的自旋向上和自旋向下的电子态密度是一样的 (即 $\rho_{L\uparrow} + \rho_{R\uparrow} = \rho_{L\downarrow} + \rho_{R\downarrow}$),

因而系统中自旋向上电子和自旋向下电子的通道是一样的, 但电极中的自旋极化强度减小了两种自旋取向电子的通道. 同样地, 当逐渐增大 U 时, 近藤共振峰受到了抑制 (图 8(a), (b)), 而处于强耦合区的近藤共振双峰变尖锐 (图 8(c), (d)), 双峰峰尖之间的距离变小, 双峰结构也逐渐向单峰结构演化.

下面研究系统处于非平衡态时 ($V = 3T_K^0$) 的情况, 并取左右化学势分别为 $u_L = V/2$, $u_R = -V/2$. 为了简单而又能说明问题, 仅仅考虑一组特殊值 $p = 0.3$, $t_c = 1.5$. 图 9 展示了平行组态时电子自旋向上和自旋向下的态密度随电子能量的变化. 从图 9 可以看到: 当 $V \neq 0$ 时, 左右量子点的近藤共振峰随着左右电极的化学势发生相应移动. 原先近藤共振峰的宽度变窄了, 并且也由对称双峰结构变成非对称结构. 对于左量子点 (自旋向上和向下), 双峰中的左峰得到加强, 且峰变锐利; 同时右峰受到抑制, 峰尖变得模糊 (图 9(a), (c)). 与之相反, 对于右量子点 (自旋向上和向下), 双峰中

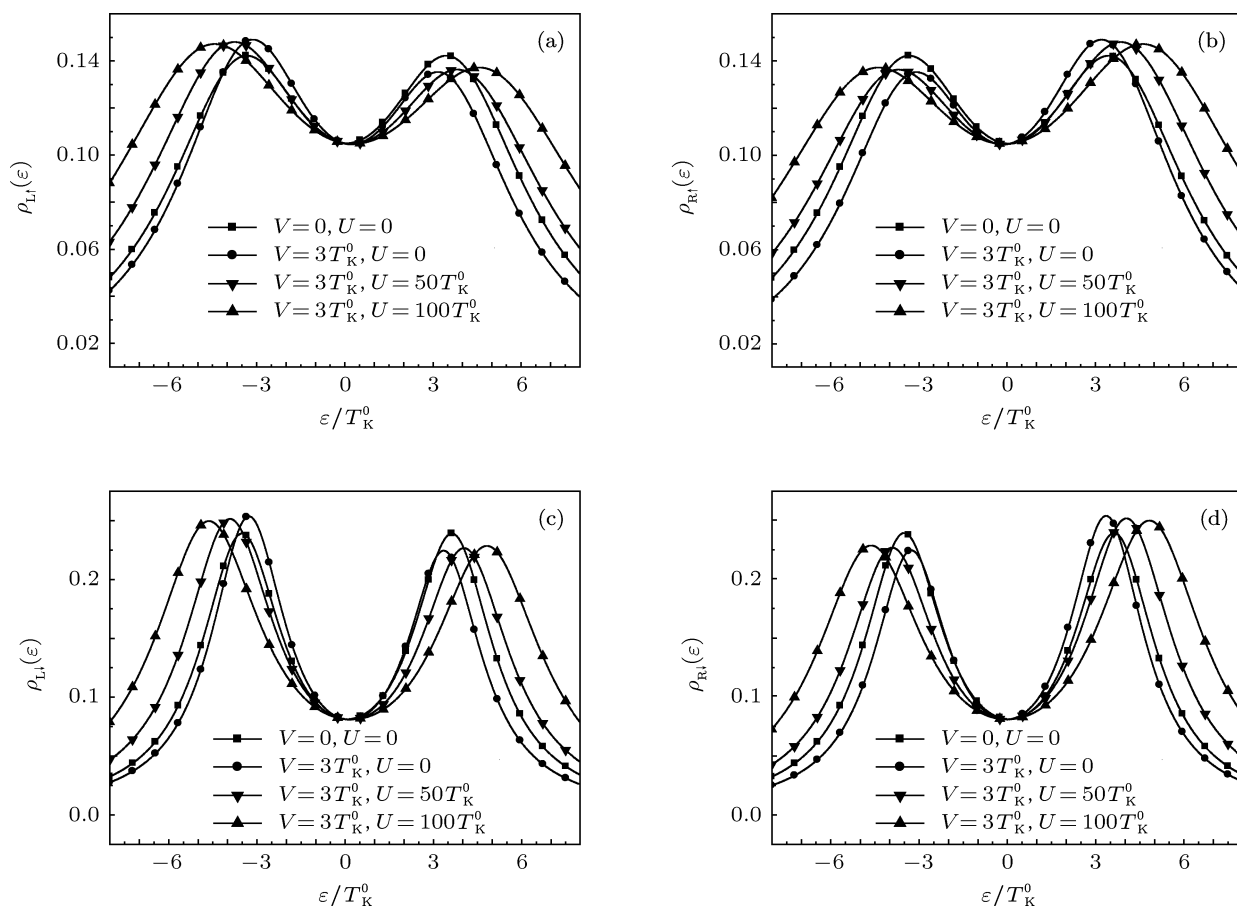


图 9 非平衡状态下和平行组态时, 左量子点和右量子点中自旋向上电子态密度 $\rho_{L\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$ 和自旋向下电子态密度 $\rho_{L\downarrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\downarrow}(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 $t_c = 1.5$, $p = 0.3$. (a) $\rho_{L\uparrow}$; (b) $\rho_{R\uparrow}$; (c) $\rho_{L\downarrow}$; (d) $\rho_{R\downarrow}$

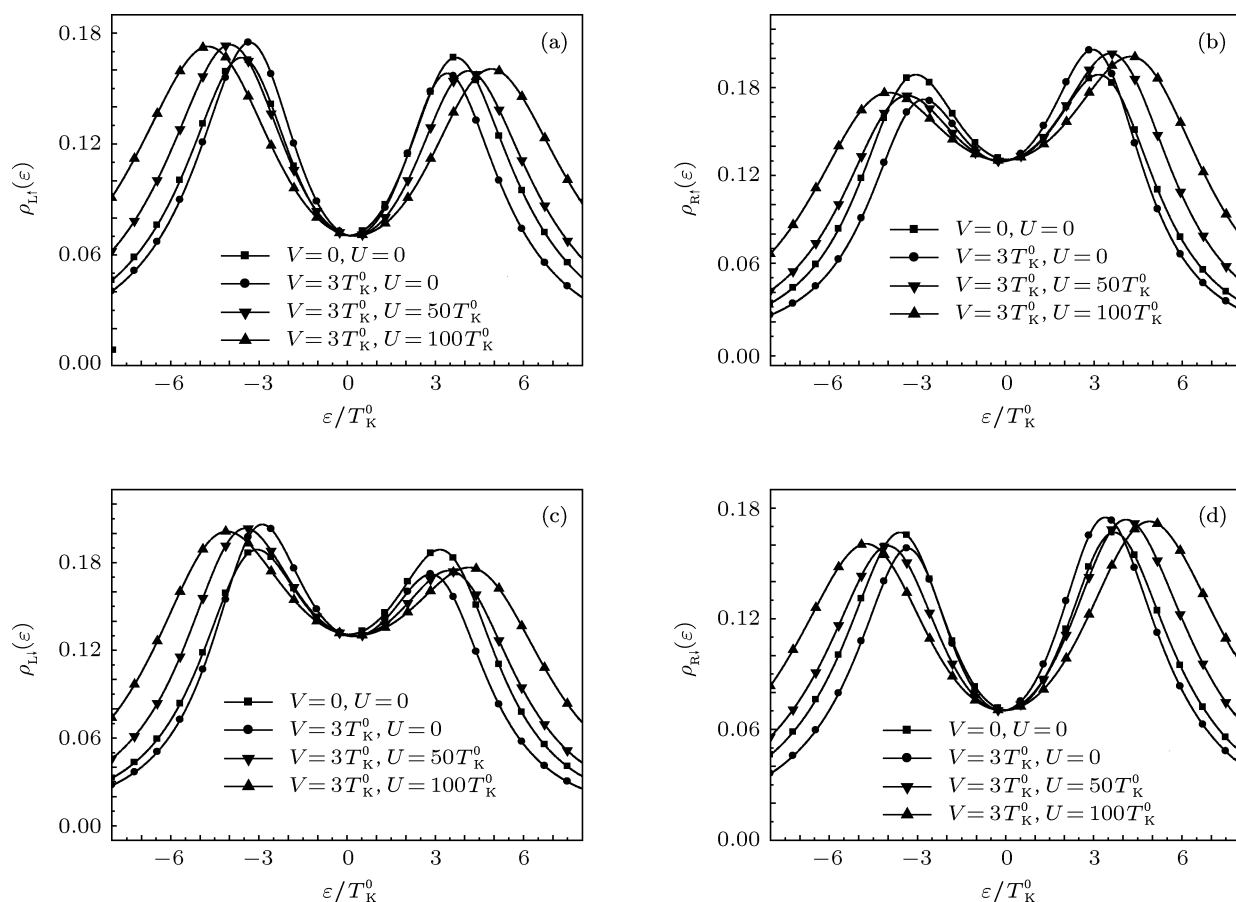


图 10 非平衡状态下和反平行组态时, 左量子点和右量子点中自旋向上电子态密度 $\rho_{L\uparrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\uparrow}(\varepsilon)$ 和自旋向下电子态密度 $\rho_{L\downarrow}(\varepsilon)$, $\rho_{R\downarrow}(\varepsilon)$ 随电子能量 ε 的变化 $t_c = 1.5$, $p = 0.3$. (a) $\rho_{L\uparrow}$; (b) $\rho_{R\uparrow}$; (c) $\rho_{L\downarrow}$; (d) $\rho_{R\downarrow}$

的右峰得到加强且变得锐利; 而左峰却被抑制, 峰尖变得模糊 (图 9(b), (d)). 当取 $U = 50T_K^0$ 时, 量子点原先非对称的近藤共振双峰的宽度都变宽了, 双峰得到一定程度的拓宽 (图 9). 当进一步增大 U 时, 上述现象更加明显. 这些有趣的现象与系统处于平衡态的情况是完全不同的. 对此可以作如下解释: 当双量子点处于强耦合隧穿区和库仑作用非常大时, 耦合的双量子点可以看作具有两个能级的单量子点^[17,18]. 虽然耦合的双量子点系统不能同时容纳多于一个的电子, 通常的自旋近藤效应受到抑制, 但是在具有强库仑作用的“单量子点”系统内, 因为“点内的近藤效应”^[19–23] 而能够加强电子在量子点内的进出转换波动. 这个原因在系统的输运性质方面起着很关键的作用, 也就是在较低的偏压情况下含库仑作用的双量子点系统中电子进入 (离开) 量子点的透射率得到了加强.

当左右电极磁矩反平行 ($V = 3T_K^0$, $U = 0$) 时 (图 10), 我们可以看到左右量子点的近藤共振峰

同样随着电极的化学势发生相应的移动, 左 (右) 量子点原先对称的左右峰分别得到加强和抑制 (抑制和加强) 而变成非对称结构. 当 $U \neq 0$ 时, 每个量子点非对称双峰的宽度又得到一定程度的拓宽, 双峰之间距离变大. 这些现象和平行组态时是一致的.

4 结 论

本文采用非平衡格林函数和运动方程方法研究了串型耦合双量子点之间库仑作用对其近藤共振的影响. 研究表明: 系统处于平衡态时, 不论磁电极磁矩是平行还是反平行, 双量子点之间的库仑作用能可抑制自旋向上和自旋向下电子的近藤共振峰. 而当系统处于非平衡态情况下, 不论磁电极磁矩平行或者反平行, 双量子点之间的库仑作用能可以增强自旋向上和自旋向下电子的近藤共振峰. 此外, 系统电子的透射率和占据数也受到双量子点之间的库仑作用能的影响. 这些特征产生于双

量子点之间的库仑作用和近藤共振的相互影响, 并使串型耦合双量子点系统具有更为丰富的输运性

质. 希望本文研究的结果能够为进一步研究开发串型耦合双量子点系统提供有价值的理论依据.

-
- [1] Ono K, Austing D G, Tokura Y, Tarucha S 2002 *Science* **297** 1313
 - [2] Van der Wiel W G, De Franceschi S, Elzerman J M, Fujisawa T, Tarucha S, Kouwenhoven L P 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 1
 - [3] Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R, Tarucha S, Vandersypen L M K 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 1217
 - [4] Wang Z Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1808 (in Chinese) [汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]
 - [5] Hofstetter W, König J, Scheller H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 156803
 - [6] Tanaka Y, Kawakami N 2004 *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** 2795
 - [7] Tanaka Y, Kawakami N 2005 *Phys. Rev. B* **72** 085304
 - [8] Georges A, Meir Y 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3508
 - [9] 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]
 - [10] 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]
 - [11] Takazawa Y, Imai Y, Kawakami N 2002 *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 2234
 - [12] Wang Z C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2874 (in Chinese) [王忠纯 2003 物理学报 **52** 2874]
 - [13] Tomosuke A, Mikio E 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125327
 - [14] Pohjola T, König J, Salomaa M M, Schmid J, Schoeller H, Schön G 1997 *Europhys. Lett.* **40** 189
 - [15] Hewson A C 1993 *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge: Cambridge University Press)
 - [16] Wu S Q, Chen X W, Sun W L, Wang S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2336 (in Chinese) [吴绍全, 谌雄文, 孙威立, 王顺金 2004 物理学报 **53** 2336]
 - [17] 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]
 - [18] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2009 物理学报 **58** 4175]
 - [19] Rui S, Norio K 2005 *Phys. Rev. B* **72** 085303
 - [20] Borda L, Zarand G, Hofstetter W, Halperin B I, Von Delft J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 026602
 - [21] Ye J F, Ye F, Ding G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 468 (in Chinese) [叶剑斐, 叶飞, 丁国辉 2003 物理学报 **52** 468]
 - [22] Wilhelm U, Weis J 2000 *Physica E* **6** 668
 - [23] Sun Q F, Guo H 2002 *Phys. Rev. B* **66** 155308

The effect of the interdot Coulomb interaction on Kondo resonance in series-coupled double quantum dots*

Wu Shao-Quan[†] Chen Jia-Feng Zhao Guo-Ping

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

(Received 29 July 2011; revised manuscript received 26 December 2011)

Abstract

We theoretically investigate the effect of the interdot coulomb interaction on Kondo resonance in series-coupled double quantum dots. The Anderson Hamiltonian of our system is solved by means of the slave-boson mean-field approximation, and the variations of the density of states, the transmission probability, the occupation number and the Kondo temperature with interdot Coulomb interaction are discussed in the Kondo regime, and the densities of states are calculated in the Kondo regime for various interdot Coulomb repulsions with parallel and antiparallel lead-polarization alignments. Our results reveal that the interdot Coulomb interaction between quantum dots greatly influences the physical property of this system, and relevant underlying physics of this problem is discussed.

Keywords: interdot Coulomb interaction, Kondo resonances, transmission probability, slave-boson mean-field approximation

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

* Project supported by the Application and Basic Research Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2006J13-155) and the Scientific Research Foundation of the Education Bureau of Sichuan Province, China (Grant No. 09ZA090).

[†] E-mail: sqwucd@yahoo.com.cn