

# 点间耦合强度对三耦合量子点系统 微分电导的影响\*

琚鑫 郭健宏<sup>†</sup>

(首都师范大学物理系, 理论物理中心, 北京 100048)

(2010年5月10日收到; 2010年8月18日收到修改稿)

本文利用非平衡格林函数运动方程方法, 研究了与两个电极耦合在一起的三耦合量子点系统的微分电导及量子干涉的 AB 振荡问题. 通过理论计算发现, 由于量子点上的局域态密度的不同从而导致系统电导或隧穿性质的不同, 而且量子点间耦合强度、量子点能级等都会对输运性质产生影响.

**关键词:** 量子点, 非平衡格林函数, 运动方程, 局域态密度

**PACS:** 73.23.-b, 73.63.-b, 78.35.+c

## 1. 引言

量子点中的电子输运是介观物理的一个前沿课题. 理论和实验研究均表明, 被称为“人造原子”的量子点, 由于其电荷和能量的量子化, 使得量子点中的电子输运具有比较独特的性质和重要的应用价值.

近年来, 随着加工技术的发展, 人们已经可以制备出纳米量级的器件, 因而物理学家、化学家、材料学家们对多量子点耦合结构中的电子输运及其应用产生了浓厚的兴趣<sup>[1,2]</sup>. 与单量子点相比, 耦合量子点体系拥有更多的可调参数, 可方便的用以控制其中的电子输运行为, 比如量子点间的库仑关联和耦合作用对耦合量子点的电离谱和电导有着较为重要的影响<sup>[3,4]</sup>. 研究发现, 量子点阵列对量子线中的电子存在散射作用, 并且量子点阵列中量子点数目奇偶性对整个体系的输运性质有很大的影响<sup>[5]</sup>, 此外, 输运性质还强烈地依赖于耦合量子点阵列的结构及其与其他结构的耦合方式<sup>[6,7]</sup>.

在理论上处理耦合量子点系统的方法有很多, 如散射矩阵<sup>[8]</sup>、量子主方程<sup>[9]</sup>、数值重整化群<sup>[10]</sup>、格林函数<sup>[11]</sup>等. 其中散射矩阵、数值重整化群方法可以得到非常接近真实的结果, 但是只能处理无相互

作用的粒子体系; 量子主方程可以方便的计算低维、少基矢空间的电流噪声谱; 格林函数方法是一套基于微扰论展开的场论方法, 是适用性非常广泛的一种方法, 原则上讲, 格林函数可以处理全温区、平衡与非平衡的近乎所有问题. 几十年来, 经 Schwinger, Kadanoff, Baym 和 Keldysh 等人发展, 格林函数发展出两套并行的处理方法: 基于海森伯方程的运动方程方法<sup>[12]</sup>和基于维克定理、路径积分的费曼图形方法<sup>[12]</sup>. 近来, 也有人将非平衡格林函数和密度泛函理论结合<sup>[13]</sup>在一起, 使得计算更为复杂的真实体系的物理性质成为可能. 总之, 格林函数是处理多体问题的有力工具, 被广泛地应用于处理凝聚态物理中复杂的多粒子相互作用系统. 本文中, 我们采用的是非平衡格林函数的运动方程方法.

对耦合量子点的研究, 不仅仅是因为加工技术的发展, 更重要的是, 耦合量子点系统为我们提供了一个丰富多样的物理系统. 我们可以通过改变电极的类型(正常金属、超导电极、铁磁性电极等)、量子点的个数(单点、两点、三点等)、量子点的结构(是否考虑点内的 Coulomb 关联等)、量子点间的几何拓扑构型(对两点来说, 有平行与链状, 三点则有平行、链状、三角形等)以及耦合方式(哪些点间存在耦合、哪些点与电极之间存在耦合、是否有外场影响耦合系数等)等来改变系统的输运性质<sup>[6,7]</sup>, 同

\*北京市优秀人才资助项目(批准号:005400602)以及首都师范大学研究生创新基金资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: ghaso@163.com

时也可以从理论上研究很多有趣的物理现象,比如 Fano 效应、Kondo 效应等. 目前研究最多的是两量子点结构,如 Cornaglia 等人考虑了两量子点中的强关联<sup>[14]</sup>, Ding 等人在 Kondo 区讨论了平行耦合两量子点的 Fano 共振<sup>[15]</sup>, Yoichi Tanaka 等人讨论了两量子点的 Kondo 辅助量子干涉<sup>[16]</sup>, Zhang 等人计算了链状两量子点的离散噪声谱<sup>[17]</sup>. 如果改变电极的种类,如超导电极<sup>[18]</sup>、铁磁性电极<sup>[19]</sup>等,也可以得到丰富的物理信息,同样可以讨论 Kondo 效应<sup>[20]</sup>、AB 干涉等现象. 目前,对于单量子点的研究已经比较成熟,例如单量子点也存在 Kondo 效应<sup>[21]</sup>,也可以用来制作 AB 干涉仪<sup>[22,23]</sup>等. 对于耦合三量子点,由于点的数目增加了,可以形成更多的耦合方式,例如量子点的几何构型可以有很多种,可以改变电极的数量,可以有更多的 Feynman 路径等,这就为深入探讨量子点的输运性质提供了更多的途径. 三量子点结构不但可以实现两量子点可以实现的全部物理内容,而且内容更加丰富,现象也更为明显,物理意义也更加深刻,比如链状三量子点的 Kondo 效应<sup>[24]</sup>、平行三量子点的 Fano 共振<sup>[25]</sup>等.

本文提出一种与两个电极耦合的三角形构型的三量子点体系(见图 1),该系统不同于大多数文献中链状、平行构型的三量子点体系,与这些构型相比,我们的模型更为复杂. 具体来说,与平行三量子点结构<sup>[25]</sup>相比,在同样作宽带近似的处理之后,我们所计算的电导峰更宽,这个结果说明我们的结构可以提供带宽较宽的输运通道. 与用数值重整化群<sup>[10]</sup>计算的相同结构不同耦合情况的结果相比,我们得到的是不对称分布的电导峰. 虽然我们没有考虑自旋的影响,但是得到的结论同文献<sup>[26]</sup>讨论的耦合三量子点的输运性质类似,电子自旋的影响应该反映在更高阶的格林函数中. 就目前的实验技术而言,人们已经可以制备出耦合三量子点结构<sup>[23,27]</sup>. 本研究不仅是对量子点电子输运理论研究的有益补充,而且对实验也有实际参考价值.

## 2. 模型和计算

### 2.1. 模型哈密顿量

我们考虑三个单能级量子点组成的三角形耦合量子点系统(见图 1),其中有两个量子点分别与两个电极耦合在一起,为突出物理本质,我们没有

考虑电子自旋. 系统可用无相互作用的 Anderson 哈密顿量来描述,即

$$H = H_C + H_D + H_T, \quad (1)$$

$$H_C = \sum_{k, \alpha=L,R} \varepsilon_{k\alpha} c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha}, \quad (2)$$

$$H_D = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_i^0 d_i^+ d_i + (e^{i\varphi} t_{12} d_1^+ d_2 + t_{13} d_1^+ d_3 + t_{23} d_2^+ d_3 + \text{h. c.}), \quad (3)$$

$$H_T = \sum_k (V_L c_{kL}^+ d_1 + V_R c_{kR}^+ d_2 + \text{h. c.}). \quad (4)$$

哈密顿量  $H_C$  描述由无相互作用电子构成的左、右电极,  $c_{k\alpha}^+$  ( $c_{k\alpha}$ ) 分别是电极  $\alpha = L, R$  中状态为  $k$ 、能量为  $\varepsilon_k$  的电子的产生(湮没)算符;  $H_D$  描述彼此耦合的三个量子点,其中  $\varepsilon_i^0$  表示量子点  $i$  的单电子能级,  $d_i^+$  ( $d_i$ ) 是相应的电子产生(湮没)算符,实验中可以通过对相应量子点施加门电压来调节  $\varepsilon_i^0$  相对于费米面的位置.  $t_{ij}$  ( $i \neq j$ ) 表示第  $i$  个与第  $j$  个量子点间的耦合强度,假设相同的三个量子点等间距对称排列时,我们可以用统一的参数  $\varepsilon$  和  $t$  来表示量子点的能级和点间的耦合强度. 在没有磁场时可以假设  $t$  是实数,当量子点状态具有 s 波对称性时,这一点很容易得到满足;当垂直于量子点环形平面施加一个均匀磁场时,  $t$  会附加一个几何相位因子,因此在对称耦合下  $t_B = t \exp(i\varphi)$ , 相位因子  $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ , 其中  $\Phi$  是穿过环形面的磁通量,  $\Phi_0 = h/e$  是磁通量子;哈密顿量  $H_T$  描述耦合三量子点与两个电极之间的电子隧穿,式中  $V_{L/R}$  分别是量子点 1, 2 与左、右电极之间的隧穿矩阵元,并且假设其与能量无关. 模型中我们假定量子点上与量子点间均存在强烈的库仑阻塞作用,因此系统中最多只允许有一个电子占据.

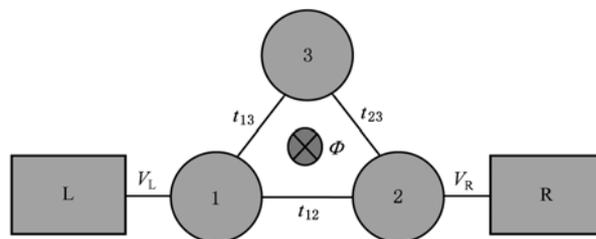


图 1 三耦合量子点体系与两电极相连的示意图

### 2.2. 微分电导和局域态密度

零温时,线性电导可由 Landauer-Büttiker 公式<sup>[21]</sup>给出

$$G = \frac{dI}{dV} = \frac{2e^2}{h} T(E_F), \quad (5)$$

其中  $T(\omega)$  是隧穿概率. 我们使用非平衡格林函数的运动方程方法<sup>[12]</sup>可以得到线性微分电导, 隧穿概率可以由推迟和超前格林函数来表达

$$T(\omega) = \text{Tr}[G^L(\omega)G^a(\omega)G^R(\omega)G^r(\omega)], \quad (6)$$

其中推迟格林函数定义为

$$G_{ij}^r(t, t') = -i\theta(t - t') \langle [d_i(t), d_j^+(t')]_+ \rangle \\ \equiv \ll d_i, d_j^+ \gg^r, \quad (7)$$

其中  $[\dots, \dots]_+$  代表费米子反对易关系,  $\langle \dots \rangle$  代表系综平均,  $\theta(t)$  是阶跃函数,  $G_{ij}^a = [G_{ji}^r]^*$ , 其 Fourier 变换为

$$G_{ij}^{r/a}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{ij}^{r/a}(t) e^{i\omega t} dt. \quad (8)$$

线宽函数

$$\Gamma_{ij}^{L/R}(\omega) = 2\pi \sum_k V_{ik}^{L/R} [V_{kj}^{L/R}]^* \delta(\omega - \varepsilon_k^{L/R}) \quad (9)$$

是描述量子点和电极之间耦合强度的物理量. 体系的输运性质也可以用局域态密度来反映, 其表达式为

$$D(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G_{ii}^r(\omega), (i = 1, 2, 3). \quad (10)$$

利用运动方程的办法可以求解上述各个格林函数, 进而得到线性微分电导与局域态密度(见附录).

### 3. 计算结果

为方便起见, 我们记  $t_{12} = t_{21} \equiv t_1, t_{23} = t_{32} \equiv t_2, t_{13} = t_{31} \equiv t_3$ . 我们考察了在无外磁场作用下, 量子点间的耦合强度对微分电导谱的影响, 通过对电导谱的共振峰的宽窄、高低的研究, 不仅能够使我们了解体系共振态的信息, 而且能够了解每个共振态对电子输运的贡献. 我们重点讨论了三种情况: 1)  $t_1 = t_2 = t_3 \equiv t$ , 即量子点间耦合强度相同时的情况, 我们称之为同位耦合; 2)  $t_1 \ll t_2 = t_3 \equiv t$ , 即量子点 3 强烈的与量子点 1 和量子点 2 耦合在一起的情况; 3)  $t = t_1 \gg t_2 = t_3$ , 即量子点 3 与量子点 1 和量子点 2 脱耦时的情况.

在有磁场作用的情况下, 我们重点讨论了偏压的存在对电导谱 AB 振荡周期的影响, 以及不同 AB 相的情况下微分电导的谱性质.

为简单起见, 我们假定每个电极的电子态密度是个常数, 采用宽带近似, 即线宽函数  $\Gamma$  是与能量  $\omega$  无关的常数, 并且能级移动为零.

#### 3.1. 无磁场情形

众所周知, 在单个量子点中, 只有在“裸原子轨道”  $\varepsilon_i^0 (i = 1, 2, 3)$  处存在一个可能的共振态. 在量子点发生耦合之前, 所有的量子点都应该处于各自“原子轨道”上. 当三个量子点发生耦合之后, 三个原子轨道叠加在一起组成系统的共振态. 在无相互作用情况下, 线性电导谱反映的是所有量子点组成的体系的本征能量谱, 即电导谱中的每个共振峰代表耦合量子点所形成的“量子点分子”的能量, 而不是单个量子点的“裸能级”. 因此有必要将  $H_0$  变换到能量的本征表象中, 这有助于讨论线性电导的计算结果.

我们假设  $\varepsilon_i^0 = \varepsilon_i = \varepsilon_i^0 \equiv \varepsilon, \Gamma^L = \Gamma^R \equiv \Gamma$  且  $t_1 = t_2 = t_3 \equiv t$  (我们称之为同位耦合), 对量子点算符做如下变换:

$$\begin{aligned} \bar{d}_1 &= (-d_1 + d_3) / \sqrt{2}, \\ \bar{d}_2 &= (-d_1 + d_2) / \sqrt{2}, \\ \bar{d}_3 &= (d_1 + d_2 + d_3) / \sqrt{3}. \end{aligned} \quad (11)$$

则有

$$\begin{aligned} \bar{H}_0 &= (\varepsilon - t) \bar{d}_1^+ \bar{d}_1 + (\varepsilon - t) \bar{d}_2^+ \bar{d}_2 \\ &+ (\varepsilon + 2t) \bar{d}_3^+ \bar{d}_3. \end{aligned} \quad (12)$$

通过求解格林函数的运动方程(参见附录), 并利用(5)和(6)两式, 我们可以得到体系的微分电导, 能量  $\omega$  均以  $\Gamma$  为单位, 其曲线如图 2 所示.

由图 2 可以看出, 当量子点彼此耦合很弱时,  $G(\omega)$  与  $D(\omega)$  只是在以  $\omega = 0$  为中心, 出现一个有限宽度的峰, 这是一个洛伦兹型的共振峰, 此时电导与态密度谱主要反映的是与电极的耦合, 能级的展宽效应来源于量子点能级与电极能带的杂化, 电子可以以有限的概率从量子点上隧穿进电极. 随着耦合强度  $t$  的增大, 在  $\omega = -t$  和  $\omega = 2t$  处局域态密度和电导存在两个共振峰, 分别代表成键态与反键态间的共振, 其中  $\omega = -t$  处的峰应该是两个重和的峰, 代表简并的成键分子态能级, 这一点可以从(12)式中明显的看出. 但是, 这两个共振峰存在显著的高度差, 恰好描述了如下的物理图像: 从左电极入射到量子点 1 上的电子, 如果该电子能量对应的能级有较大的局域态密度, 则电子很容易隧穿进入体系, 进而隧穿到量子点 2 或量子点 3, 再隧穿进入右电极. 尽管该过程当中存在两条输运的信道, 但是电子通过“左电极→量子点 1→量子点 2→右电极”和电子通过“左电极→量子点 1→量子点 3→量

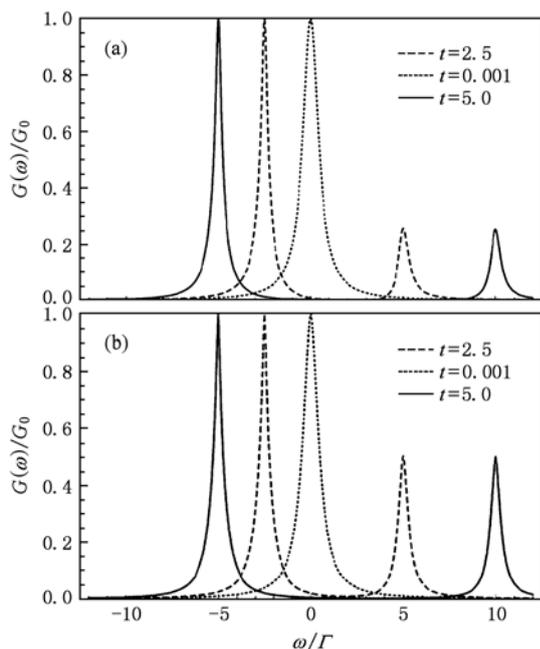


图2 同位耦合情形下的微分电导 (a) 和局域态密度 (b), 其中  $G_0 = 2e^2/h$

子点 2→右电极”的概率是不相等的, 因为第二个路径所需要的能量高于第一个路径, 所以导致两者的共振峰并不一样高. 当然, 两个峰的不对称也正反映了系统的不对称性. 此外, 成键态共振峰的高度达到最大可能值, 亦即理想电导值  $G_0 = 2e^2/h$ , 这对应着电极与量子点对称耦合的情况. 否则, 电导的最大值将减小.

下面讨论  $t_1 \ll t_2 = t_3 \equiv t$ , 即量子点 3 强烈的耦合与量子点 1 和 2 耦合在一起的情况. 如图 3 所示, 我们发现这时体系有三个共振峰, 这正好等于体系局域态的个数, 说明体系的简并被完全消除了, 这一点从图 3 中所示的 LDOS 曲线中也可以得到印证.

再讨论  $t = t_1 \gg t_2 = t_3$ , 即量子点 3 脱耦时的情况, 此时量子点 3 是一个孤立于体系之外的量子点, 即量子点 3 已经不属于我们所计算的体系之内了, 这时体系有两个对称的共振峰, 即两个共振态, 此时体系依然解除了简并, 见图 4.

综上所述, 我们可以得出一个结论: 当量子点 3 与量子点 1 和 2 的耦合强度由弱变强的过程中, 体系从非简并态变到简并态, 随着耦合强度的再增强, 体系又恢复到了非简并态. 即体系从一个由两个局域态的非简并状态变成有两个局域态的简并状态, 最后变为了一个由三个局域态组成的非简并状态.

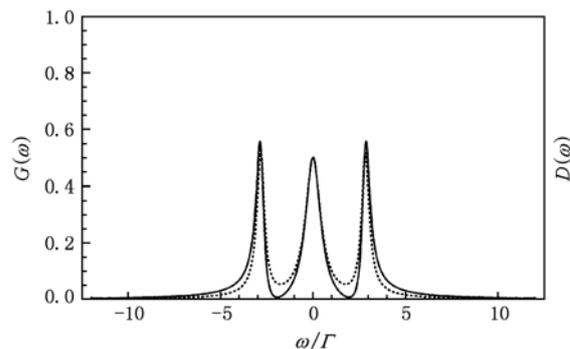


图3 量子点 3 强烈的与量子点 1 和 2 耦合时电导 (实线) 和局域态密度 (虚线),  $t_1 = 0, t_2 = t_3 = 3$

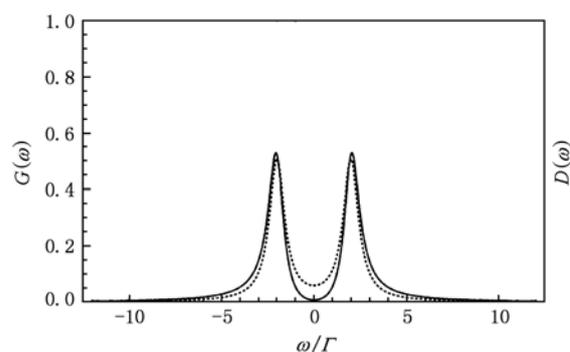


图4 量子点 3 脱耦时电导 (实线) 和局域态密度 (虚线),  $t_1 = 3, t_2 = t_3 = 0$

### 3.2. 有磁场情形

我们计算了耦合强度取不同值时的微分电导随磁场变化的情形, 随着磁场的变化, 微分电导产生周期性振荡, 这是 AB 效应<sup>[13]</sup>的重要特征, 这是因为量子点环中的电子在共振隧穿的过程中, 在未达到右端电极时, 尚未完全失去相位的信息, 外加

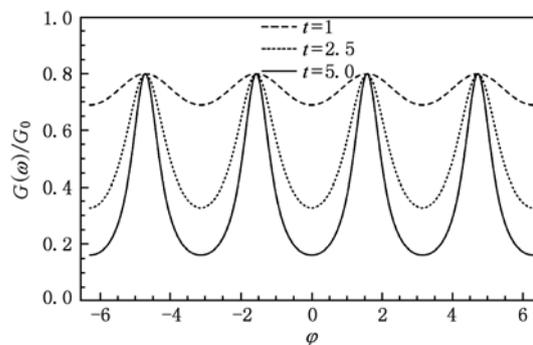


图5 无偏压时电导随磁通  $\Phi$  变化呈周期性振荡的 AB 效应, 其中  $G_0 = 2e^2/h, t_1 = t_2 = t_3 \equiv t$

磁场沿环产生相位差  $\phi = 2\pi \cdot \Phi / \Phi_0$ , 于是在相干隧穿过程中出现电导随磁通量  $\Phi$  的变化呈周期性振荡的 AB 效应.

同时我们发现: 随着量子点间耦合强度的减小, 振荡逐渐减弱, 当耦合强度足够小时, AB 效应会消失, 如图 5 所示. 另外, 在温度较高情况下, 微分电导降低, 并且随磁场变化的振荡也减弱, 但曲线

的振荡周期等其他特征基本没有变化.

图 6 给出了三耦合量子点体系在不同偏压下、不同磁通量时微分电导的 AB 振荡. 其中图 6(a) 的横轴代表偏压, 纵轴代表磁通量的变化量, 图像的明暗表示微分电导的大小, (b) 是相应的三维立体视图.

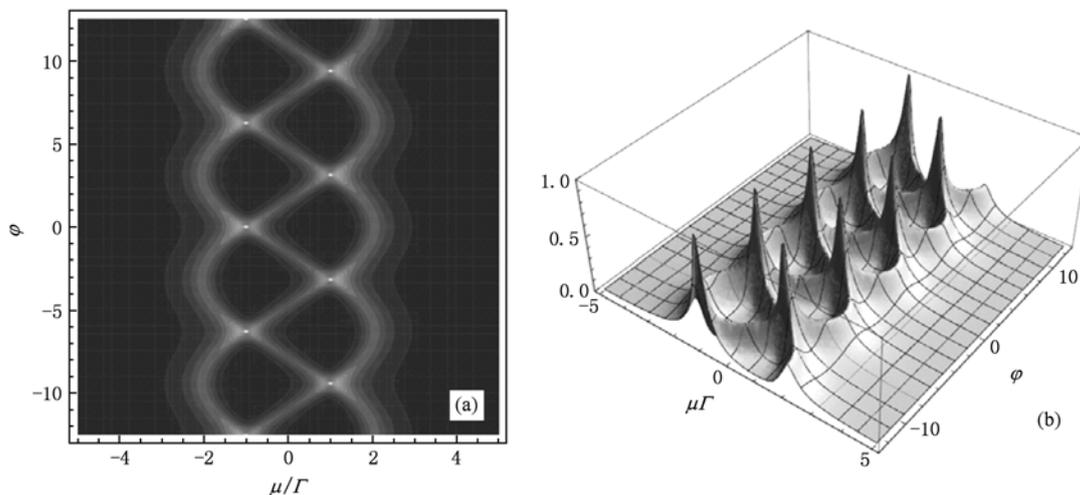


图 6 不同偏压下、不同磁通量时微分电导的 AB 振荡

从图中可以看出, 在零偏压下, 微分电导的周期比较特殊, 是  $\pi$ , 当有一定偏压的时候, 即使这个偏压非常小, 微分电导的振荡周期都会变到  $2\pi$ , 并且正偏压下的振荡与相同数值的负偏压下的相比, 除了相位相差  $\pi$  之外, 振荡情况是完全一样的. 而且零偏压时的电导峰要低于有偏压时的电导峰值.

在无磁通量的时候, 体系会出现两个电导峰, 分别出现在  $-V$  和  $2V$  处, 随着磁通量的增加, 比较高的峰分裂成两个峰, 一个向外侧移动, 一个向内侧移动, 那个比较低的峰也开始向内侧移动. 当相位为  $\pi$  的时候, 向内侧移动的两个峰在  $V$  处重叠为一个峰, 而那个向外侧移动的峰则移到了  $-2V$  处. 进一步增加磁通量, 偏压  $V$  处的峰分裂成两个, 其中一个峰向内侧移动, 另一个峰向外侧移动; 而  $-2V$  处的峰向内侧移动, 当相位为  $2\pi$  时, 又会在  $-V$  和  $2V$  处各出现一个峰, 回到了零磁通的情形. 这样随着磁通量的增加, 体系的微分电导会周期性的出现两个峰和三个峰, 周期为  $2\pi$ , 这也说明了体系不断在简并态与非简并态之间振荡. 而对于反向增加磁通量, 微分电导的变化与上述情形相同.

#### 4. 结 论

本文利用非平衡格林函数的运动方程方法, 研究了与两个电极耦合在一起的三耦合量子点系统的电子输运, 计算了微分电导的 AB 振荡, 得到了以下几个结论: 1) 通过计算 LDOS 发现, 耦合的量子点体系在不同量子点处的 LDOS 不同, 所以对电导的贡献也不同, 结果导致电导的变化. 2) 耦合系数、量子点能级等对输运性质都有显著的影响. 3) 在无磁通量的时候, 体系会出现两个电导峰, 分别出现在  $-V$  和  $2V$  处, 随着磁通量的增加, 比较高的峰分裂成两个峰, 此时体系的峰的个数等于系统中量子点的个数. 4) 在磁通量取某些特定值时, 体系微分电导的某些峰处, 劈裂为二个峰. 5) 随着磁通量的增加, 体系的微分电导会周期性的出现两个峰和三个峰, 周期为  $2\pi$ .

结论 1) 和 2) 说明三角形形式的三耦合量子点可以增加输运通道, 增强电子的输运能力; 结论 3), 4), 5) 说明磁场的加入后, 可以进一步增加输运通道, 从而都可以增加系统的电导, 因此我们的工作有助于理解复杂量子点分子结构中的电子态的隧

穿相干性问题,对基于耦合量子点电路的量子计算、量子信息处理等能进一步做出可行性的判定与评价.此外,对于分子电子学的研究也有一定的参考价值.

### 附录:格林函数运动方程的求解

由(7)中所定义的格林函数,将其做 Fourier 变换之后,利用其运动方程

$$\omega \ll A, B \gg^r(\omega) = \langle [A, B]_+ \rangle + \ll [A, H], B \gg^r(\omega), \quad (A1)$$

其中  $\omega$  包括一个无限小的虚部  $i0^+$ ,我们可以写出  $G_{ij}^r$  的运动方程

$$G_{11}^r(\omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_1^0 - \Sigma_L^r - \frac{t_{12}t_{21} + \frac{t_{12}t_{23}t_{31}e^{i\varphi}}{\omega - \varepsilon_3^0}}{\omega - \varepsilon_2^0 - \Sigma_R^r - \frac{t_{23}t_{32}}{\omega - \varepsilon_3^0}} - \frac{t_{13}t_{31}}{\omega - \varepsilon_3^0} - \frac{t_{13}t_{32}}{\omega - \varepsilon_3^0} \frac{t_{21}e^{-i\varphi} + \frac{t_{23}t_{31}e^{i\varphi}}{\omega - \varepsilon_3^0}}{\omega - \varepsilon_2^0 - \Sigma_R^r - \frac{t_{23}t_{32}}{\omega - \varepsilon_3^0}}}, \quad (A2)$$

$$G_{21}^r(\omega) = \frac{t_{21}e^{-i\varphi} + \frac{t_{23}t_{31}e^{i\varphi}}{\omega - \varepsilon_3^0}}{\omega - \varepsilon_2^0 - \Sigma_R^r - \frac{t_{23}t_{32}}{\omega - \varepsilon_3^0}} G_{11}^r(\omega), \quad (A4)$$

$$G_{31}^r(\omega) = \frac{t_{31}}{\omega - \varepsilon_3^0} G_{11}^r(\omega) + \frac{t_{32}}{\omega - \varepsilon_3^0} G_{21}^r(\omega). \quad (A5)$$

$$\begin{aligned} &(\omega - \varepsilon_1^0 - \Sigma_L^r) \ll d_1, d_1^+ \gg^r \\ &- e^{i\varphi} t_{12} \ll d_2, d_1^+ \gg^r \\ &- t_{13} \ll d_3, d_1^+ \gg^r = 1, \\ &- e^{-i\varphi} t_{21} \ll d_1, d_1^+ \gg^r \\ &+ (\omega - \varepsilon_2^0 - \Sigma_R^r) \ll d_2, d_1^+ \gg^r \\ &- t_{23} \ll d_3, d_1^+ \gg^r = 0, \\ &- t_{31} \ll d_1, d_1^+ \gg^r - t_{32} \ll d_3, d_1^+ \gg^r \\ &+ (\omega - \varepsilon_3^0) \ll d_3, d_1^+ \gg^r = 0, \end{aligned} \quad (A2)$$

其中  $\Sigma_{L/R}^r(\omega) = \Sigma_k |V_{L/R}|^2 / (\omega - \varepsilon_{k,L/R})$  代表系统相互作用的小于自能,其中为了避免在做解析延拓时造成积分发散,  $\omega$  中还应包括一个正无穷小的虚部  $i0^+$ ;求解方程组 (A2) 即可得到格林函数 (A3) — (A5),再利用涨落-耗散定理就可以得出我们所需要的物理量了.

[1] Datta S 2005 *Quantum Transport Atom to Transistor* (Cambridge: Cambridge University Press) p217

[2] Zhou B, Wu S Q, Sun W L, Zhou X L 2004 *Chin. Phys.* **13** 225

[3] Ferry D K, Goodnick S M 1997 *Transport in Nanostructures* (Cambridge: Cambridge University Press) p21

[4] Yin Y Q, Li H, Ma J N, He Z L, Wang X Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4162 (in Chinese) [尹永琦、李 华、马佳宁、贺泽龙、王选章 2009 物理学报 **58** 4162]

[5] Orellana P A, Dominguez-Adame F, Gomez I, Ladron de Guevara M L 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085321

[6] Ireneusz Weymann 2008 *Phys. Rev. B* **78** 045310

[7] Wang J M, Wang R, Zhang Y P, Liang J Q 2007 *Chin. Phys.* **16** 2075

[8] Supriyo Datta 1995 *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* 1995 (Cambridge: Cambridge University Press) p139

[9] Xin Q L, Yi J Y 2007 *Phys. Rev. B* **75** 075114

[10] Wei Z W 2008 *Phys. Rev. B* **78** 235316

[11] Mahan G D 2000 *Many-Particle Physics* 3<sup>rd</sup> Edition (New York: Kluwer Academic and Plenum Publishers)

[12] Wang H Y 2007 *Theory of Green's Function in Condensed Matter Physics* (Beijing: Scientific Press house) p274 [王怀玉 2007 凝聚态物理学中的格林函数理论(北京:科学出版社)第 274 页]

[13] An Y P, Yang C L, Wang M S, Ma X G, Wang D H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2010 (in Chinese) [安义鹏、杨传路、王美山、马晓光、王德华 2010 物理学报 **59** 2010]

[14] Cornaglia P S, Grempe D R 2005 *Phys. Rev. B* **71** 075305

[15] Ding G H, Chul Koo Kim, Kyun Nahm 2005 *Phys. Rev. B* **71** 205313

[16] Yoichi Tanaka, Norio Kawakami 2005 *Phys. Rev. B* **72** 085304

[17] Zhang G B, Wang S J, Li L 2006 *Phys. Rev. B* **74** 085106

[18] Yoichi Tanaka, Norio Kawakami, Akira Oguri 2010 *Phys. Rev. B* **81** 075404

[19] Siqueira E C, Cabrera G G 2010 *Phys. Rev. B* **81** 094526

[20] Fang T F, Luo H G 2010 *Phys. Rev. B* **81** 113402

[21] Zimbovskaya N A 2008 *Phys. Rev. B* **78** 035331

[22] Wu S Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4175 (in Chinese) [吴绍全 2010 物理学报 **58** 4175]

- [23] Haug H, Jauho A P 1996 *Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors* 2<sup>nd</sup> Edition (Berlin: Springer-Verlag) p157
- [24] Jiang Z T, Sun Q F, Wang Y P 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045332
- [25] Ladrón de Guevara M L, Orellana P A 2006 *Phys. Rev. B* **73** 205303
- [26] Shim Y P, Delgado F, Hawrylak P 2009 *Phys. Rev. B* **80** 115305
- [27] Gaudreau L, Sachrajda A S, Studenikin S, Kam A, Delgado F, Shim Y P, Korkusinski M, Hawrylak P 2009 *Phys. Rev. B* **80** 075415

## Influence of interdot-coupling on differential conductance for a triple quantum dot\*

Ju Xin Guo Jian-Hong<sup>†</sup>

(Center of Theoretical Physics, Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

(Received 10 May 2010; revised manuscript received 18 August 2010)

### Abstract

Using the method of equation of motion of nonequilibrium Green's function, we study the Aharonov-Bohm effect of differential conductance of electronic transport through a triple quantum dot system in which two quantum dots are directly coupled to the electrodes. We found that the conductance or tunneling property depends on the different values of local density of states. Moreover, electron transport through the system can be influenced by inter-dot coupling and energy level of each dot.

**Keywords:** quantum dot, nonequilibrium Green's function, equation of motion, local density of states

**PACS:** 73.23.-b, 73.63.-b, 78.35.+c

---

\* Project supported by the Program for Excellent Talents in University of Beijing, China (Grant No. 005400602) and Innovation Foundation for Postgraduate of Capital Normal University.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: gjhaso@163.com